

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Interferometrie und Schlierenabbildung mit
der Infrarotstrahlung eines CO₂ Lasers zur
Messung der Elektronendichte in Bogenplasmen

Interferometric and Schlieren Measurements
of the Electron Density in Arc Plasmas
Using IR Radiation from a CO₂ Laser

Fritz Keilmann

IPP IV/4

März 1970

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.

March 1970 (in German)

Abstract

Infrared radiation with a wavelength of $10\ \mu$ can be used to measure plasma electron densities in the region $10^{14} \lesssim n_e \lesssim 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$. The dielectric behaviour shows that ions, neutral particles, temperature and the velocity distribution have little influence on this radiation. Experimentally, such measurements have only recently been made possible by the advent of new techniques in the fields of the CO₂ laser, infrared optics, and infrared image conversion, especially with liquid crystals.

The electron distribution in rotational symmetric plasmas can be obtained from the phase shift or beam deflection. Five measuring methods and the relevant evaluation procedures are described. The most sensitive of these are scanning techniques, viz. interferometry with phase-compensating mode of operation and beam deflection with "Minimumstrahlkennzeichnung". Since the characteristic of the image converter cannot readily be calibrated, imaging methods, viz. conventional interferometric and Schlieren systems, yield somewhat less accurate results but require only a very short exposure time (less than 10^{-7} sec). Finally, with certain assumptions a one-dimensionally focusing deflection method with this exposure time gives directly the electron density distribution along the arc axis.

<u>0. EINLEITUNG</u>	1
<u>1. GRUNDLAGEN FÜR DIE IR-DIAGNOSTIK AN PLASMEN</u>	3
<u>1.1 Dielektrisches Verhalten eines Plasmas für IR-Strahlung</u>	3
Einfluss eines Magnetfeldes	5
Einfluss von Stößen	7
Magnetfeld und Stöße zusammen	10
Einfluss einer Driftbewegung	10
<u>1.2 Messbare Effekte im stossfreien unmagnetisierten Plasma</u>	12
Strahlablenkung	12
Phasenverschiebung	14
<u>2. THEORIE UND TECHNOLOGIE DER CO₂ LASERSTRAHLUNG</u>	16
<u>2.1 CO₂ als Lasermaterial</u>	16
Termschema und optische Übergänge	16
Stossprozesse und Besetzungsinversion	17
Laserverstärkung	19
<u>2.2 Strahlungserzeugung</u>	21
Resonator und Strahlform	21
Aufbau des CO ₂ Lasers	29
<u>2.3 Detektoren und Bildwandler</u>	34
<u>2.4 Optik für die CO₂ Laserstrahlung</u>	44
<u>2.5 Stabilisierung der Laseremission</u>	49
<u>3. AUFBAU DER UNTERSUCHTEN PLASMEN</u>	52
<u>4. DIAGNOSTIK DURCH STRAHLABLENKUNG</u>	55
<u>4.1 Eine Schnellmethode zur Elektronendichtebestimmung</u>	60
<u>4.2 Schlierenabbildung</u>	64
<u>4.3 Winkelmessung mit Minimumstrahlkennzeichnung</u>	66
Abelinversion der Ablenkungskurve	
<u>5. INTERFEROMETRIE BEI 10,6 μ</u>	72
<u>5.1 Phasenmessung durch aktive Kompensation</u>	76
<u>5.2 Mach-Zehnder Interferometer mit Abbildung</u>	82
Phasenstabilisierung des Gesichtsfeldes	87
Auswertung der Interferogramme	89
<u>6. ELEKTRONENDICHTEVERTEILUNGEN IM ARGON-PLASMASTRAHL UND IM HOCHSTROMKOHLEBOGEN</u> ...	90
<u>7. ZUSAMMENFASSUNG</u>	99
<u>LITERATURVERZEICHNIS</u>	100

O. EINLEITUNG

Betrachtet man elektromagnetische Strahlung als Informationsträger in der Plasmadiagnostik, so denkt man zunächst an das stets vorhandene Eigenleuchten der Plasmen. Dieses wird mit Hilfe der weit entwickelten Spektroskopie analysiert, wobei sich die meisten Aussagen aus der Intensität linienhafter Strahlung im sichtbaren Gebiet ergeben haben /1/. So ist z.B. die Elektronendichte in einem Hochstromkohlebogen von Maecker /2/ aus der Breite der Wasserstofflinie H_{β} und aus dem radialen Verlauf des Elektronenbremskontinuums bestimmt worden.

Der Vorteil spektroskopischer Messungen, dass das Plasma durch die Messung grundsätzlich ungestört bleibt, fällt bei den anderen strahlungsdiagnostischen Methoden fort, bei denen das Plasma mit von aussen kommendem Licht in Wechselwirkung tritt. Diese besteht ganz allgemein in einer Anregung schwingungsfähiger Teilchen, die dem optischen Feld Energie entnehmen, sie aber wieder als Strahlung emittieren können.

Der nicht wieder ausgestrahlte Teil der aufgenommenen Energie, also die absorbierte Energie, geht durch Wechselwirkung mit anderen Teilchen in die Formen über, die den vorhandenen Freiheitsgraden entsprechen, z.B. Ionisation, Aufheizung, Anregung von Plasmaschwingungen. In der Plasmadiagnostik sind die Zustandsänderungen durch Absorption (abgesehen von Spezialfällen /3/) unerwünscht; man hat es jedoch durch die Festlegung der Frequenz des sondierenden Lichts sowie dessen Leistungsdichte und Belichtungszeit in der Hand, die Störung unbedeutend klein zu halten.

Der nicht absorbierte Teil des Lichts enthält das von den schwingungsfähigen Teilchen wieder emittierte oder an ihnen gestreute Licht und damit Information über die Wechselwirkung mit dem Plasma. Er setzt sich zu einem optischen Strahlungsfeld zusammen, in dem man im allgemeinen einen transmittierten, einen reflektierten und einen im engeren Sinne gestreuten Anteil unterscheiden kann; letzterer ist meist von sehr geringer Intensität. Zur Beschreibung der Eigenschaften des transmittierten und reflektierten Lichts ist es nun sinnvoll, das Plasma als ein Kontinuum mit orts- und zeitabhängigem Dielektrizitätstensor anzusehen; man kann dann die Theorie der geometrischen Optik anwenden.

Da durch Analyse des transmittierten und reflektierten Lichts primär der Dielektrizitätstensor bestimmbar ist, wird im ersten Kapitel seine Abhängigkeit von der Lichtfrequenz und vom Plasmazustand dargestellt. Man kann daraus entnehmen, dass gerade Infrarotstrahlung zur Messung an Bogenplasmen geeignet ist. Diese Strahlung stand aber bis zur Entdeckung von Infrarotlasern nicht mit der notwendigen Leistungsdichte zur Verfügung.

Im zweiten Kapitel wird der für die Experimente verwendete CO_2 Laser beschrieben, dessen Strahlung eine Wellenlänge um 10μ besitzt. Dazu kommen einige mit der Infrarotstrahlung zusammenhängende Techniken und Erfahrungen.

Die optimale Form des sondierenden Strahlungsfeldes kann sehr verschieden aussehen, doch eignet sich für einen Überblick über die messbaren Effekte der Ansatz einer ebenen monochromatischen Welle. Schliesst man eine Frequenzänderung aus, so bleiben vier vom Dielektrizitätstensor beeinflussbare Grössen, nämlich Polarisation, Amplitude, Phasengeschwindigkeit und Ausbreitungsrichtung. Die Polarisation wird durch optische Aktivität und Dichroismus geändert, beide Erscheinungen treten in Bogenplasmen bei Infrarotbestrahlung in Anwesenheit starker Magnetfelder auf. Die Amplitude nimmt ausser durch die eigentliche Absorption auch durch die Aufteilung in reflektierten und transmittierten Anteil ab. Der letztere Vorgang ist bei inhomogenen Medien nur schwer zu durchschauen, da er nicht diskontinuierlich in einer Grenzfläche erfolgt.

Die Phasengeschwindigkeit ist ebenso wie die differentielle Richtungsänderung der Welle eine Funktion des Realteils des aus dem Dielektrizitätstensor abgeleiteten Brechungsindex; beide Wirkungen sind der Welle nach Durchgang durch das Plasma als die integralen Effekte der Phasenverschiebung und Strahlablenkung aufgeprägt. Sie werden in dieser Arbeit durch Phasenbestimmung (Interferometrie) und Schlierenmethoden auf fünf verschiedene Arten gemessen. Die Umrechnung der

integralen Messgrößen auf den lokalen Brechungsindex ist in beiden Fällen bei einfacher Symmetrie des Plasmas möglich und wird im Anschluss an die entsprechenden Abschnitte beschrieben.

Zur Demonstration der verschiedenen Diagnostikmethoden sind zwei Typen von rotationssymmetrischen, stationären Bogenplasmen gewählt, nämlich Argon-Plasmabrenner und Hochstromkohlebogen. Beide können gut reproduziert werden. Die Ergebnisse, nämlich die Elektronendichteverteilungen bei verschiedenen Betriebsbedingungen, werden im letzten Kapitel zusammengefasst.

1. GRUNDLAGEN FÜR DIE IR-DIAGNOSTIK AN PLASMEN

1.1 Dielektrisches Verhalten eines Plasmas für IR-Strahlung

An Molekülen, Atomen und Ionen wird infrarotes Licht ohne oder mit Frequenzänderung gestreut (Rayleigh- bzw. Ramanstreuung). Solange die Feldstärke nicht zu gross ist, kann man diesen Vorgang als lineare Wechselwirkung zwischen Strahlungsfeld und harmonischen Oszillatoren beschreiben; letztere repräsentieren Valenzelektronen oder andere gebundene Zustände. In Bogenplasmen bei Verwendung von IR-Strahlung sind diese Effekte, ausgedrückt durch den Brechungsindex, vergleichsweise gering. So wurde mit dem in Kap. 5.1 beschriebenen Interferometer der Brechungsindex für die in dieser Arbeit wichtigen Gase gemessen:

Neutralgas (NTP)	Brechungsindex $\lambda = 10,53 \mu$
Luft	1,00027
CO ₂	1,00043
Ar	1,00028

Der skalare Brechungsindex beschreibt das dielektrische Verhalten eines isotropen Mediums vollständig; dies gilt für Plasmen, solange keine Vorzugsrichtung durch ein Magnetfeld vorgegeben ist.

Bei hinreichend langer Wellenlänge und nicht zu geringem Ionisationsgrad dominiert die Thomson-Streuung an den ungebundenen, geladenen Teilchen des Plasmas, die im Feld der Welle beschleunigt werden und bei der Doppler-verschobenen Frequenz abstrahlen. Die Amplitude der Streustrahlung ist dem Quadrat des Verhältnisses e^2/m des Streuteilchens proportional, d.h., die Streuung an Ionen kann vernachlässigt werden. Das dielektrische Verhalten des Plasmas rührt in diesem Zusammenhang also allein von den freien Elektronen her.

Bei der Herleitung des Brechungsindex der freien Elektronen /4/, bei der keine Annahme über die Geschwindigkeitsverteilung gemacht wird, überlagern sich nun in der mikroskopischen Betrachtungsweise die Thomson-gestreuten Wellen, die sich mit Vakuumlichtgeschwindigkeit ausbreiten. Durch Interferenz resultiert eine gegenüber dem Vakuum geänderte Phasengeschwindigkeit und Ausbreitungsrichtung. Beim makroskopischen Ansatz berechnet man aus der erzwungenen Auslenkung des Elektrons das induzierte Dipolmoment pro Elektron und pro Volumeneinheit, daraus die Polarisierbarkeit und schliesslich den Brechungsindex. Es ist dabei noch unklar, ob das wirksame elektrische Feld durch den sog. Lorentz-Term ergänzt werden soll /5/. Der Brechungsindex, der das Verhältnis der Vakuumlichtgeschwindigkeit c zur Phasengeschwindigkeit v_{ph} beschreibt, wird für ein stossfreies Plasma ohne Magnetfeld⁺):

$$n = \sqrt{1 - (\omega_p/\omega)^2}; \quad \frac{\omega_p}{2\pi} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} \quad (1)$$

$\omega/2\pi$ ist die Frequenz der Welle, $\omega_p/2\pi$ die Plasmafrequenz des Mediums. Dabei ist e die Elektronenladung, n_e die Elektronendichte und m_e die Elektronenmasse.

⁺) Für alle Gleichungen ist das Gauss-System zugrunde gelegt /6/.

Der Brechungsindex ist demnach bei kleinen Elektronendichten stets kleiner als 1; er nimmt bei fester Frequenz mit steigender Elektronendichte ab und wird für $\omega_p > \omega$, also von einer kritischen Elektronendichte $n_{e \text{ krit}}$ ab imaginär:

$$n_{e \text{ krit}} = \frac{\omega^2 m_e}{4 \pi e^2} \quad (2)$$

Das bedeutet, dass in Plasmen mit überkritischer Dichte keine Wellenausbreitung bei der betrachteten Frequenz möglich ist. Dies ist nicht auf einen Dämpfungsmechanismus zurückzuführen, vielmehr findet eine Umlenkung der Welle (Totalreflexion) in den Randgebieten des Plasmas statt. Die Abb. 1 zeigt das quadratische Ansteigen der sog. cut-off Dichte $n_{e \text{ krit}}$ mit der Frequenz.

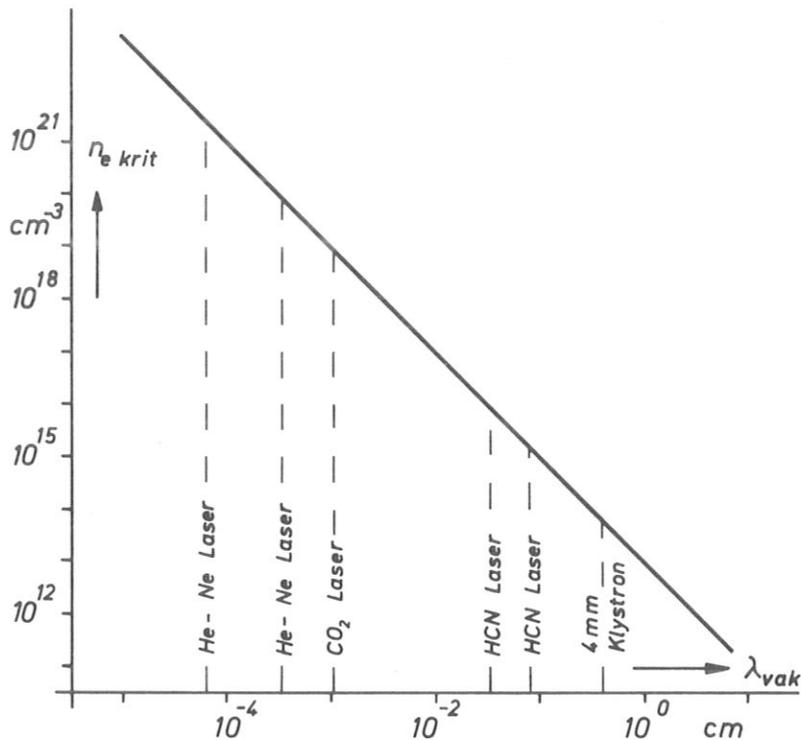


Abb. 1

Kritische Elektronendichte für verschiedene Infrarotstrahler

Speziell für die Strahlung des CO_2 Lasers mit $\lambda = 10,6 \mu$ wird der Brechungsindex

$$n_{10,6 \mu} = \sqrt{1 - 1,008 \cdot 10^{-19} \cdot n_e} \quad (3)$$

wie in Abb. 2 aufgetragen.

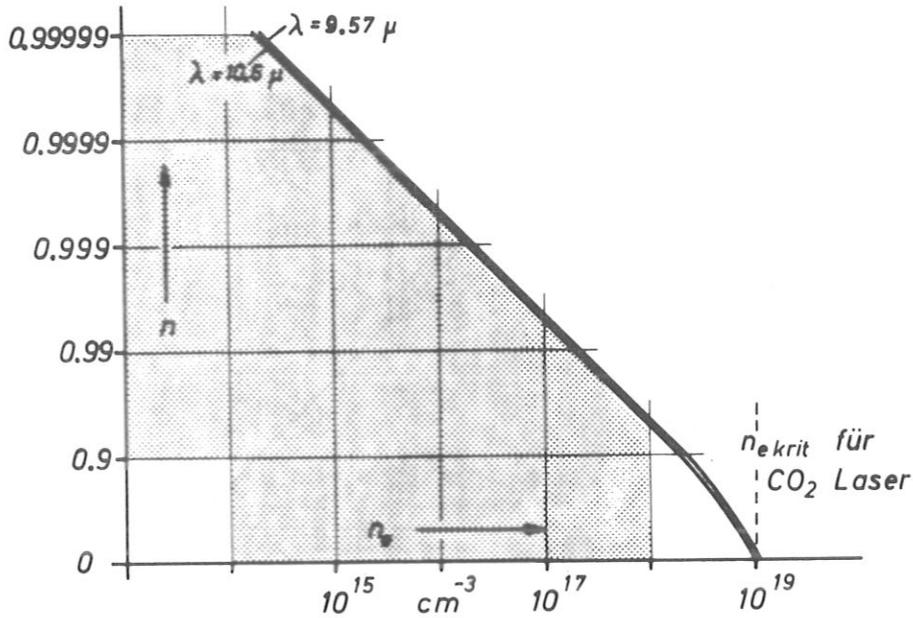


Abb. 2

Brechungsindex für CO₂ Laserstrahlung im Elektronenplasma ohne Magnetfeld

Einfluss eines Magnetfeldes

Bei Anwesenheit eines Magnetfeldes wird das dielektrische Verhalten des Plasmas vom Winkel zwischen Licht- und Magnetfeldrichtung sowie von der Polarisation des Lichtes abhängig. Nur in einigen Punkten besteht hierbei eine Analogie zur Doppelbrechung in Kristallen.

Ist Frequenz und Strahlrichtung im magnetisierten Plasma vorgegeben, so gibt es genau zwei Wellen, deren Polarisationen konstant bleiben /4/; sie heißen charakteristische Wellen und haben im allgemeinen verschiedene Phasengeschwindigkeiten. Ihre elliptischen Polarisationen sind zueinander orthogonal. Die Ausbreitung einer Welle beliebiger Richtung und Polarisation kann also durch Linearkombination der beiden entsprechenden charakteristischen Wellen gefunden werden. Für die Diagnostik sind die Ausbreitungsrichtungen parallel und senkrecht zum Magnetfeld am wichtigsten.

Verläuft der Strahl parallel (↑↑) zur Magnetfeldrichtung, so sind die beiden charakteristischen Wellen zirkular polarisiert; die Brechungsindices lauten:

$$n_{\text{links}}^{\text{rechts}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 \pm \frac{\omega_B}{\omega}}} \tag{4}$$

$\omega_B/2\pi$ ist hierbei die Gyrofrequenz der Elektronen, mit $\omega_B = e \cdot B/m_e \cdot c$. Man erkennt, dass die cutoff Dichte durch das Magnetfeld erhöht oder erniedrigt werden kann; ausserdem kann der Brechungsindex 1 übersteigen. Eine kritische magnetische Feldstärke B_{krit} liegt vor, wenn $\omega_B = \omega$ ist (Gyroresonanz, s. Abb. 3).

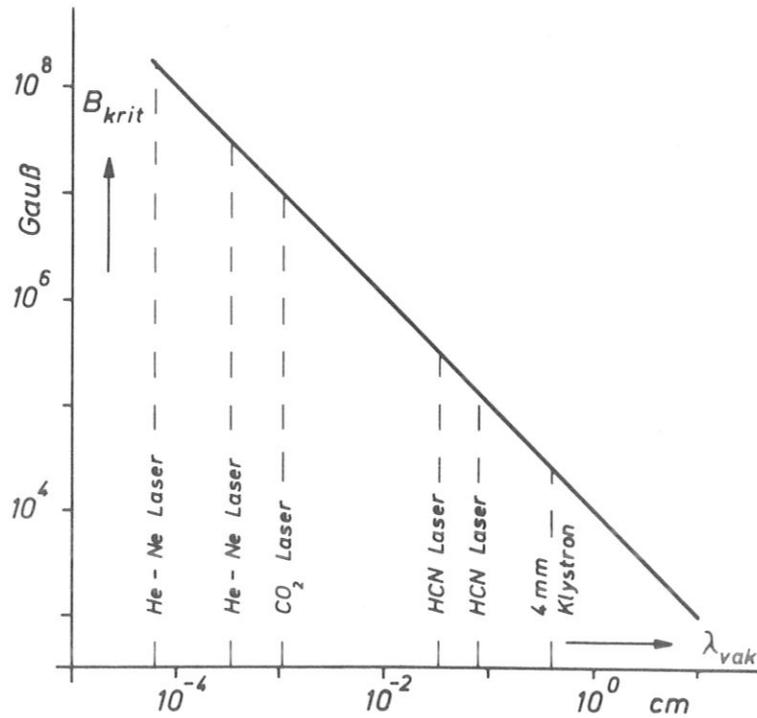


Abb. 3
Magnetfeldstärke für Gyroresonanz

Bei Ausbreitung senkrecht zur Magnetfeldrichtung sind die beiden charakteristischen Wellen linear polarisiert. Für den sogenannten ordentlichen Strahl mit dem Brechungsindex n_o liegt der elektrische Vektor parallel zum angelegten Magnetfeld, so dass keine Beeinflussung auftritt:

$$n_o = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} \quad (5)$$

Der ausserordentliche Strahl wird jedoch stark vom Magnetfeld beeinflusst:

$$n_{ao} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 - \left(\frac{\omega_g}{\omega}\right)^2}} \quad (6)$$

Für den ausserordentlichen Strahl existieren im allgemeinen zwei Elektronendichtebereiche, in denen Wellenausbreitung möglich ist.

Die Polarisation einer ebenen Welle im magnetisierten Plasma wird als Verhältnis der Amplituden der beiden zugehörigen charakteristischen Wellen angesehen /4/; da sich die durchgehende Welle kohärent aus ihnen zusammensetzt, ergibt sich die vom Plasma verursachte Polarisationsänderung aus dem Verhältnis der Transmissionsfaktoren, d.h. aus der relativen Dämpfung und Phasendifferenz. Zu beachten ist, dass die beiden charakteristischen Wellen infolge Strahlablenkung räumlich getrennt werden können.

Aus der Messung der Polarisationsänderung der transmittierten Welle kann man auf die Differenz im Brechungsindex der beiden charakteristischen Wellen und damit nach den Dispersionsformeln auf eine Kombination $f(L, n_o, B)$ zurückschliessen.

Bei Ausbreitung parallel zum Magnetfeld B (Gauss) in einer homogenen, stossfreien Plasmaschicht der Länge L (cm) und Elektronendichte n_e (cm^{-3}) erhält man für die Drehung des Polarisationsvektors einer linear polarisierten Welle:

$$\frac{\Delta \psi}{2\pi} = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \cdot n_e B L \lambda^2 \quad (7)$$

solange $v/w \ll 1$ und $(w_p/w)^2 \ll 1$ gelten.

In Abb. 4 sind die Bedingungen für ein stossfreies Plasma abzulesen, die zu einer Faradaydrehung um 1 mrad/cm führen:

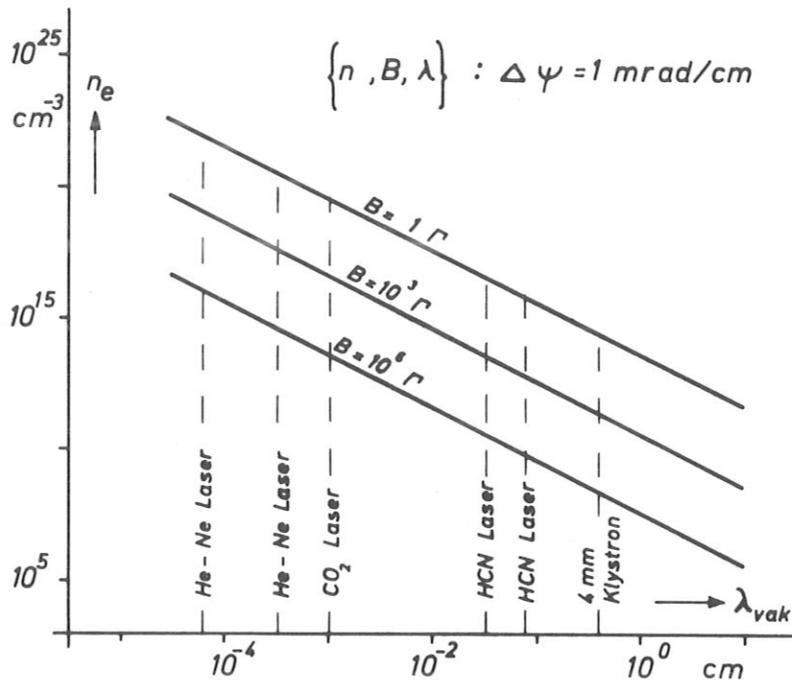


Abb. 4
Bedingungen für Faradaydrehung um 1 mrad/cm

Einfluss von Stößen

Die bisher gegebenen Dispersionsrelationen für elektromagnetische Wellen in einem Plasma werden durch Einbeziehen der Stöße der Elektronen modifiziert /4/.

In den Elektronen, die im Feld des Lichts schwingen, ist ein Teil der Lichtenergie gespeichert. Bei einem Stoss des schwingenden Teilchens geht diese Energie dem Licht verloren und wird thermalisiert. Das bedeutet einen Absorptionsmechanismus, dessen Effektivität vom Verhältnis der mittleren Stosszeit zur Wellenperiode abhängt.

Für den Stossquerschnitt eines Elektrons mit neutralen Teilchen ist in erster Näherung deren Radius r_n massgebend; danach lautet die Stossfrequenz:

$$\nu_{en} = \pi \cdot r_n^2 \cdot n_n \cdot \sqrt{\frac{3kT}{m_e}} \quad (8)$$

wobei T die Temperatur und n_n die Neutralteilchendichte ist.

Geladene Teilchen beeinflussen die Bewegung der Elektronen über wesentlich grössere Entfernungen, da Coulombkräfte nur mit dem Quadrat des Abstandes abnehmen. Nimmt man bei der Berechnung des Stossquerschnittes an, dass ein Elektron von einem Ion bis zu einer Entfernung d_{eff} noch gestossen wird, in der die potentielle Energie e^2/d_{eff} gleich seiner kinetischen Energie $3/2 kT$ ist, so wird die Frequenz der Stösse des Elektrons mit den Ionen der Dichte n_i :

$$v_{ei} = \pi \cdot \left(\frac{2e^2}{3kT} \right)^2 \cdot n_i \cdot \sqrt{\frac{3kT}{m_e}} \quad (9)$$

In einer genaueren Abschätzung /7/ wird als Stossfrequenz eines Elektrons berechnet

$$v_e = v_{en} + v_{ei} = 1,8 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{T}{300}} \cdot n_n + 6,1 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{300}{T}} \cdot n_i \quad (10)$$

T ist in $^{\circ}\text{K}$, n_n und n_i in cm^{-3} einzusetzen (s. Abb. 5); von einem angelegten Magnetfeld ist die Stossfrequenz nur sehr schwach abhängig.

Bei der Berechnung der Ionenstossquerschnitte für die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas führt Spitzer /8/ den sog. Coulomb-Logarithmus ein; er vergrössert als Zusatzfaktor die angegebene Stossfrequenz eines Elektrons mit Ionen /9/, und zwar wächst er mit wachsender Temperatur und Ionenladung, sowie mit abnehmender Elektronendichte.

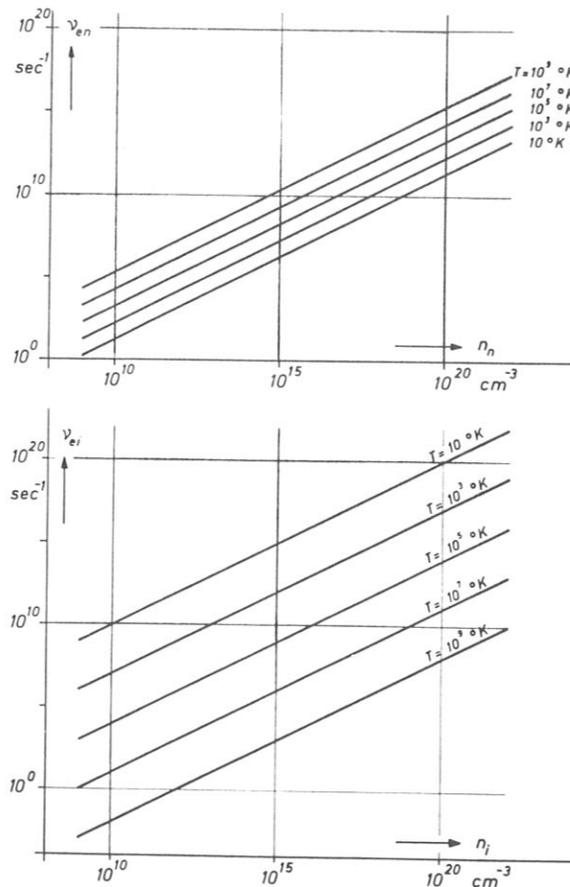


Abb. 5

Stossfrequenz eines Elektrons mit Neutralteilchen bzw. Ionen, aufgetragen gegen Neutralteilchen- bzw. Ionendichte bei verschiedenen Temperaturen

Bei der statistischen Behandlung führen die Stöße des Elektrons zu einer der Geschwindigkeit proportionalen Reibungskraft $m_e \nu_e v_e$ in der Bewegungsgleichung. Die Dämpfung einer Welle mit der Feldstärke E_0 und der Frequenz $\omega/2\pi$ wird durch ein Exponentialgesetz beschrieben:

$$E(z) = E_0 e^{-\kappa z} ; \quad \kappa = \frac{2\pi e^2 n_e}{m_e c n} \cdot \frac{\nu_e}{\omega^2 + \nu_e^2} \quad (11)$$

Der Absorptionskoeffizient ist für $\nu_e \ll \omega$ umgekehrt proportional zu ω^2 , ebenso wie die Schwingungsenergie der Elektronen im Feld der Welle.

Mit

$$\hat{n} = n + ik ; \quad k = \kappa \cdot \frac{c}{\omega} \quad (12)$$

wird die Absorption in den Brechungsindex aufgenommen; man erhält für das unmagnetisierte Plasma:

$$\hat{n} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 - i \cdot \frac{\nu}{\omega}}} \quad (13)$$

Der Einfluss der Stöße auf n kann bei $\nu/\omega \ll 1$ vernachlässigt werden, wenn nicht $(\omega_p/\omega)^2 \approx 1$ ist. Bei Vorhandensein von Stößen wächst die Phasengeschwindigkeit mit steigender Elektronendichte $\omega_p \rightarrow \omega$ langsamer an; auch für überkritische Elektronendichten ($\omega_p > \omega$) tritt stets eine transmittierte Welle auf; ihre Dämpfung sinkt mit steigender Stossfrequenz wieder ab.

Als Beispiel für die Stossabsorption wird nun für ein 1 cm dickes homogenes Plasma, das durch die Elektronenstossfrequenz ν_e und die Elektronendichte n_e charakterisiert ist, der Transmissionsfaktor $e^{-\frac{\omega}{c} k}$ berechnet; die Wellenlänge sei die der CO_2 Laserstrahlung $\lambda = 10,6 \mu$ (s. Abb. 6).

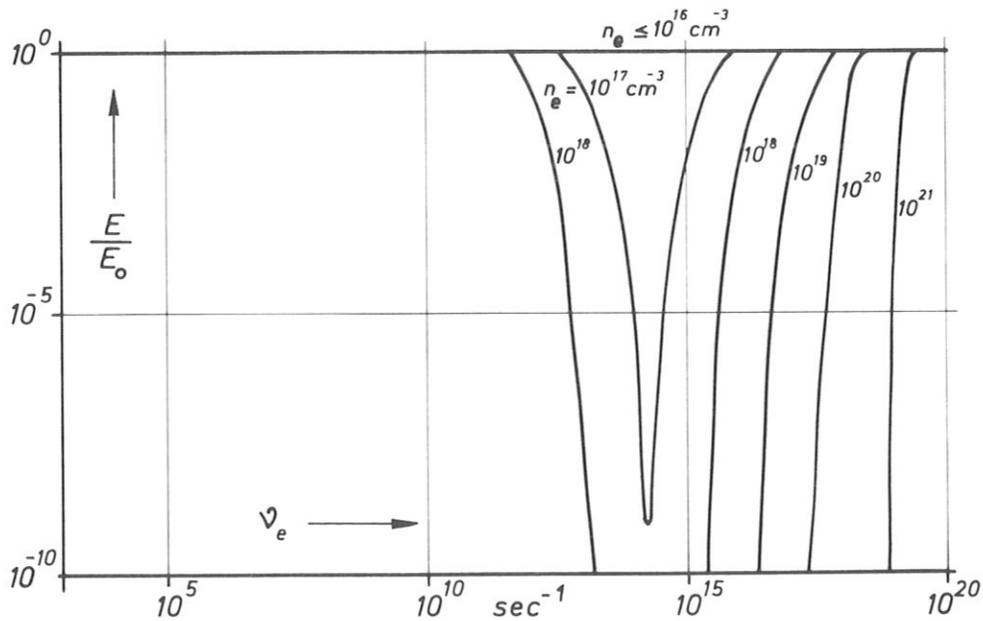


Abb. 6

Transmissionsfaktor für CO_2 Laserstrahlung durch eine 1 cm dicke homogene Plasmaschicht ohne Magnetfeld

Magnetfeld und Stösse zusammen

Ist ein äusseres Magnetfeld vorhanden, so spielt das Verhältnis v/ω_B der Stoss- zur Gyrofrequenz im qualitativen Verlauf der Dispersionskurve eine Rolle. Ungeändert bleibt die für das stossfreie Plasma festgestellte Existenz zweier charakteristischer Wellen mit zueinander orthogonaler Polarisation. Für die vier wichtigsten Fälle lauten die Brechungsindizes:

$$\hat{n}_{\text{links}}^{\text{rechts}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 - i \frac{v}{\omega} \pm \frac{\omega_B}{\omega}}} \quad (14)$$

$$\hat{n}_o = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 - i \frac{v}{\omega}}} \quad (15)$$

$$\hat{n}_{ac} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 - i \frac{v}{\omega} - \frac{\left(\frac{\omega_B}{\omega}\right)^2}{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 - i \frac{v}{\omega}}} \quad (16)$$

Eine graphische Darstellung dieser Dispersionsbeziehungen sowie die Diskussion des allgemeinen Falls beliebiger Richtung und Polarisation finden sich in Ratcliffe /4/.

Einfluss einer Driftbewegung

Eine Driftbewegung der für den Brechungsindex verantwortlichen Teilchen führt zu einer Änderung der Phasengeschwindigkeit und damit des Brechungsindex, gemessen im ruhenden System. Die relativistisch korrekte Ableitung dieses von Fresnel 1818 gefundenen Effekts nach Tutter /10/ liefert eine in erster Ordnung lineare Abhängigkeit des Brechungsindex von der zum Strahl parallelen Driftkomponente v_D :

$$n(v_D) = n(0) + \alpha \cdot \frac{v_D}{c} \quad (17)$$

Der Mitführungskoeffizient

$$\alpha = 1 - n(0) \cdot \left(n(0) + \omega \frac{\partial n(0)}{\partial \omega} \right) \quad (18)$$

hängt dabei vom Brechungsindex $n(0)$ für die Phasengeschwindigkeit und vom Brechungsindex $\omega \cdot \frac{\partial n(0)}{\partial \omega}$ für die Gruppengeschwindigkeit der Welle im betrachteten Medium ab.

Für ein Plasma mit Magnetfeld und Stössen sind zur Berechnung des Mitführungskoeffizienten die im vorigen Abschnitt gegebenen Beziehungen $\hat{n}(\omega)$ einzusetzen. Für die vier dort betrachteten Fälle wird:

$$\hat{\alpha}_{\text{links}}^{\text{rechts}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{-i \cdot \frac{v}{\omega} \pm \frac{\omega_B}{\omega}}{\left(1 - i \cdot \frac{v}{\omega} \pm \frac{\omega_B}{\omega}\right)^2} \quad (19)$$

$$\hat{\alpha}_o = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{\left(\frac{v}{\omega}\right)^2 - \frac{i}{2} \cdot \frac{v}{\omega} \cdot \left(1 - \left(\frac{v}{\omega}\right)^2\right)}{\left(1 + \left(\frac{v}{\omega}\right)^2\right)^2} \quad (20)$$

$$\hat{\alpha}_{00} = -\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 - i\frac{\nu}{\omega} - \frac{\left(\frac{\omega_B}{\omega}\right)^2}{\left(1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 - i\frac{\nu}{\omega}\right)^2}} \cdot \left(i\frac{\nu}{\omega} + \left(\frac{\omega_B}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{1 - i\frac{\nu}{\omega}}{\left(1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 - i\frac{\nu}{\omega}\right)^2} \right) \quad (21)$$

Man erkennt, dass selbst in einem dichten Plasma der Mitführungseffekt verschwindet, wenn Magnetfeld und Stossfrequenz gegen Null gehen.

Die Grössenordnung der Mitführung soll an einem Beispiel demonstriert werden, ohne dass dessen Realisierbarkeit bei Ausbreitung senkrecht zum Magnetfeld gesichert ist. Zur Lichtquelle mit der Frequenz $\omega/2\pi$ sei ein Plasma mit der Stossfrequenz $\nu = 0,001 \cdot \omega$ und der Gyrofrequenz $\omega_B/2\pi = 0,1 \cdot \omega/2\pi$ gegeben. Die Elektronendriftgeschwindigkeit sei $v_D = 10^{-3} c = 3 \cdot 10^7$ cm/sec in Lichtrichtung. Berechnet wird die durch die Mitführung bewirkte absolute Änderung Δn des Brechungsindex in Abhängigkeit von der normierten Elektronendichte ω_p^2/ω^2 :

$$\Delta \hat{n} = \Delta n + i \Delta k = 10^{-3} \hat{\alpha} \quad (22)$$

In Abb. 7 ist das Ergebnis für die vier betrachteten Kombinationen von Licht- und Magnetfeldrichtung dargestellt.

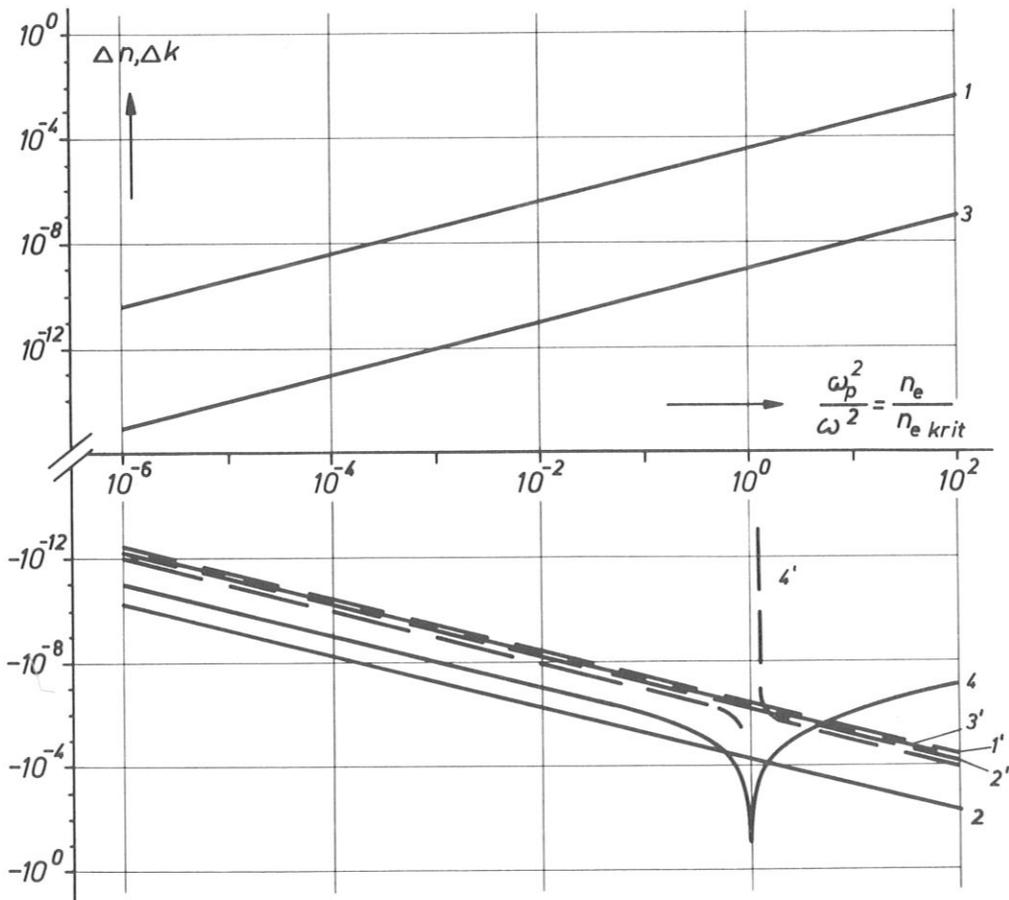


Abb. 7

Mitführungseffekt im Brechungsindex eines Plasmas mit $\nu/\omega = 10^{-3}$, $\omega_B/\omega = 10^{-1}$, $v_D/c = 10^{-3}$. 1, 2, 3, 4 bezeichnet Δn ; 1', 2', 3', 4' Δk für die vier Fälle: linkszirkulare, rechtszirkulare, ordentliche und ausserordentliche Polarisation.

1.2 Messbare Effekte im stossfreien unmagnetisierten Plasma

Für das stossfreie Plasma ohne Magnetfeld wird in diesem Abschnitt die Grössenordnung der Strahl-
ablenkung und der Phasenverschiebung für Infrarotstrahlung berechnet; dabei liegt für den Bre-
chungsindex die Gleichung 1 zugrunde.

Strahlablenkung

Die Richtung \vec{s} (Einheitsvektor) eines Strahls bleibt konstant, wenn senkrecht zum Strahl kein
Gradient im Realteil $n(\vec{r})$ des Brechungsindex $\hat{n}(\vec{r})$ auftritt; ist der Gradient von Null verschie-
den, so ergibt sich eine Strahlablenkung, die durch den lokalen Krümmungsradius $\vec{\xi}(\vec{r})$ ausgedrückt
wird:

$$\frac{\vec{\xi}(\vec{r})}{|\vec{\xi}(\vec{r})|} = \frac{1}{n(\vec{r})} \cdot (\vec{s} \cdot \nabla n(\vec{r})) \cdot \vec{s} \quad (23)$$

Die Bahn des Strahls tangiert im Punkt \vec{r} eine Ebene, die $\nabla n(\vec{r})$ enthält. Diese Gleichung /11/
setzt die Anwendbarkeit der geometrischen Optik voraus. Gibt es nämlich einen Gradienten $\nabla_{\perp} n(\vec{r})$
senkrecht zu \vec{s} , der nicht klein gegen die reziproke Wellenlänge ist, so wird die Strahlausbrei-
tung durch Beugung bestimmt. Sehr hohe Gradienten können bei Plasmen vor allem in Randgebieten
auftreten, wo dann bei genügend grosser Wellenlänge die Beugung zu einer den Fresnelschen Formeln
folgenden Strahlaufspaltung führt. Sehr gross wird die Wellenlänge in der Nähe der cut-off Dichte,
wo $n \rightarrow 0$ geht. Definiert man die Anwendbarkeit der geometrischen Optik durch

$$|\nabla_{\perp} n(\vec{r})| \cdot \lambda_{\text{vak}} \leq 0,01 n(\vec{r}) \quad (24)$$

so kann man mit $x \perp s$ zu einer gegebenen Wellenlänge λ_{vak} ein dn_e/dx berechnen, das bei gege-
benem n_e zur Beibehaltung dieser Bedingung nicht überschritten werden darf. In Abb. 8 ist dies
mit n_e als Parameter für ein stoss- und magnetfeldfreies Plasma aufgetragen.

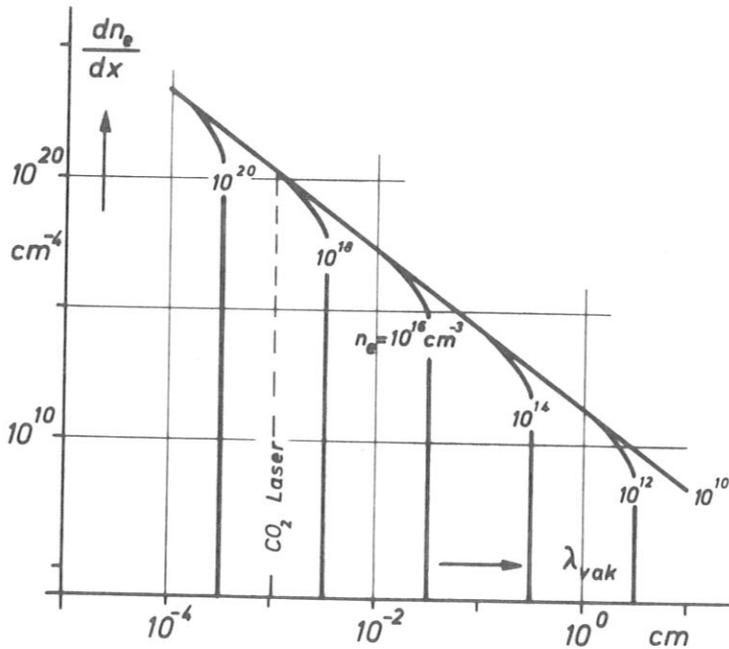
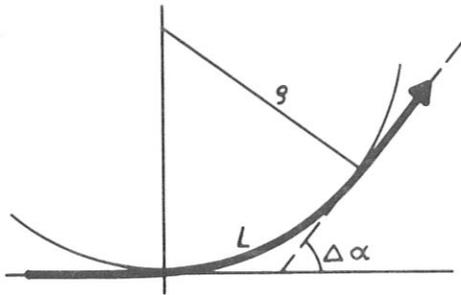


Abb. 8

Gültigkeitsbereich der geometrischen Optik; x ist die Rich-
tung des Elektronendichtegradienten senkrecht zum Strahl

Die Ausbreitung von CO₂ Laserstrahlung folgt also stets den Gesetzen der geometrischen Optik, wenn bei einer maximalen Elektronendichte von 10¹⁸ cm⁻³ der Dichtegradient 10²⁰ cm⁻⁴ nicht übersteigt, d.h. also, wenn die maximale Elektronendichte nicht über eine kürzere Entfernung als 0,1 mm auf 10¹⁷ cm⁻³ abfällt.



Zur Abschätzung für die in einem Experiment auftretende Strahlablenkung wird angenommen, dass der Strahl über die Länge L im Plasma verlaufe; längs L seien Brechungsindex n und der (zum Strahl senkrechte) Brechungsindexgradient dn/dx konstant. Der Ablenkungswinkel ist dann nach Gl. 23

$$\Delta \alpha = L \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx} \quad (25)$$

Einsetzen des Brechungsindex nach Gl. 1 und 2 in 25 ergibt:

$$\frac{\Delta \alpha}{L} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{n_{ekrit} - n_e} \cdot \frac{dn_e}{dx} \quad (26)$$

Sieht man vom Bereich $n_e \lesssim n_{ekrit}$ ab, wo die normierte Strahlablenkung auch bei kleinen Elektronendichtegradienten sehr gross wird, so ist die Strahlablenkung bei fester Wellenlänge unabhängig von der absoluten Elektronendichte und proportional dem transversalen Elektronendichtegradienten.

Beschränkt man die Gl. 26 auf den Bereich $n_e \ll n_{ekrit}$ (s. Abb. 1), was für CO₂ Laserstrahlung $n_e \lesssim 10^{18}$ cm⁻³ bedeutet, so wird die normierte Strahlablenkung:

$$\frac{\Delta \alpha}{L} = \frac{1}{2 n_{ekrit}} \cdot \frac{dn_e}{dx} = 4,485 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda^2 \cdot \frac{dn_e}{dx}; \quad n_e \ll n_{ekrit} \quad (27)$$

Bei gegebenem Plasma ist die Strahlablenkung demnach dem Quadrat der Wellenlänge proportional; beim Übergang von (grünem) sichtbarem Licht zur CO₂ Laserstrahlung werden die Ablenkungseffekte also 400 mal grösser.

In Abb. 9 sind für L = 1 cm die Bedingungen für ein stoss- und magnetfeldfreies Plasma aufgetragen, die nach Gl. 26 zu einer Ablenkung des Strahls mit der Wellenlänge λ_{vak} um a) 10⁻² rad, b) 10⁻⁴ rad führen.

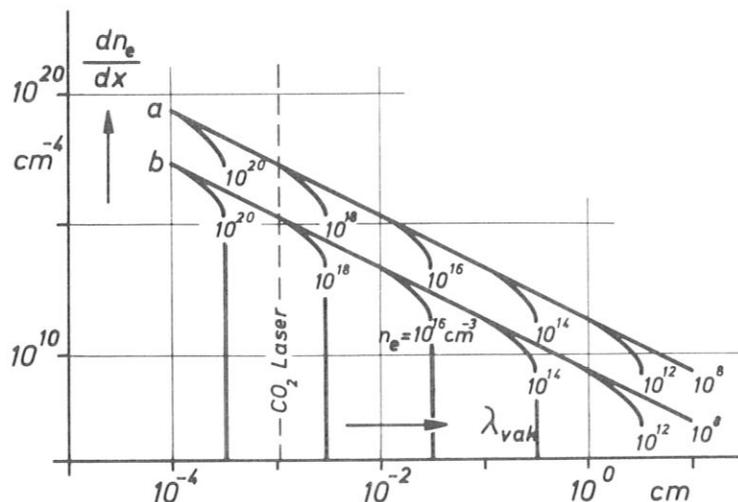


Abb. 9

Bedingung für eine Strahlablenkung um a) 10⁻² rad, b) 10⁻⁴ rad pro cm

Phasenverschiebung

Die Phasengeschwindigkeit $v_{ph} = c/n$ einer ebenen Welle mit der Frequenz $\omega/2\pi$ bestimmt die Phase am Ort z_1 zur Zeit t :

$$\varphi(t, s_1) = \omega \left(t - \int_{s_0}^{s_1} \frac{ds}{v_{ph}} \right) \quad (28)$$

Für ein eindimensionales Plasmamodell $\hat{n}(z) = n(z) + ik(z)$ mit $0 \leq z \leq z_1$ gilt bei der Annahme $\varphi(0,0) = 0$:

$$\varphi_{Pl}(t, z_1) = \omega \left(t - \frac{1}{c} \int_0^{z_1} n(z) dz \right) \quad (29)$$

bei $\hat{n} = 1$ (Vakuum) erhält man

$$\varphi_{vak}(t, z_1) = \omega \left(t - \frac{z_1}{c} \right) \quad (30)$$

so dass die Phasendifferenz am Ort z_1 zeitunabhängig ist:

$$\Delta\varphi = \varphi_{Pl} - \varphi_{vak} = \frac{\omega}{c} \int_0^{z_1} (1 - n(z)) dz \quad (31)$$

Für ein homogenes Plasma der Dicke L bekommt man also eine Phasenverschiebung

$$\Delta\varphi = L \cdot \frac{\omega}{c} \cdot (1 - n) \quad (32)$$

Entwickelt man den Brechungsindex (1) und nimmt $n_e \ll n_{e \text{ krit}}$ (s. Abb. 1) an, so wird die Phasenverschiebung

$$\Delta\varphi = L \cdot 2,82 \cdot 10^{-13} \cdot \lambda \cdot n_e ; \quad n_e \ll n_{e \text{ krit}} \quad (33)$$

Bei gegebenem Plasma ist also hier die Phasenverschiebung der Wellenlänge des Licht proportional. Das bedeutet, dass bei Verwendung von CO_2 Laserstrahlung anstelle von grünem Licht in einem Interferometer die 20-fache Streifenverschiebung beobachtet wird.

Die auf die Länge normierte Phasenverschiebung nach Gl. 32 ist in Abb. 10 mit der Elektronendichte als Parameter aufgetragen.

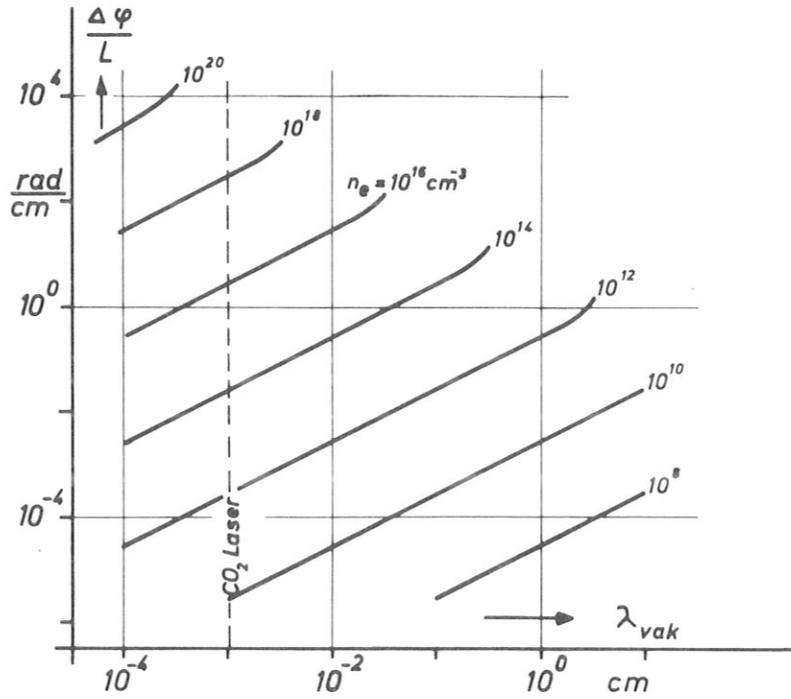


Abb. 10

Phasenverschiebung im stoss- und magnetfeldfreien Plasma pro cm

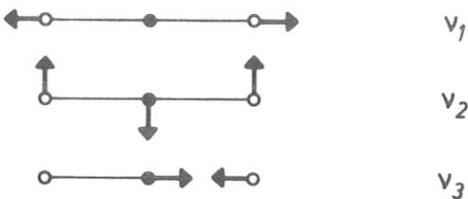
Bei fester Wellenlänge steigt $\Delta\varphi$ bis in die Nähe der kritischen Dichte proportional zur Elektronendichte an; mit derselben Einschränkung ist $\Delta\varphi$ bei konstanter Elektronendichte proportional zur Wellenlänge. Man erkennt aus Abb. 10 den Wert der Infrarotstrahlung für die Elektronendichtebestimmung von Bogenplasmen: Bei Elektronendichten über $n_e \approx 10^{14}$ cm⁻³ ist für Mikrowellen keine Ausbreitung mehr möglich, während die Phasendifferenz für sichtbares Licht erst bei $n_e \approx 10^{17}$ cm⁻³ die Grössenordnung von 1 rad/cm erreicht.

2. THEORIE UND TECHNOLOGIE DER CO₂ LASERSTRAHLUNG

2.1 CO₂ als Lasermaterial

In neutralem gasförmigen Kohlendioxid, dessen Elektronen im Grundzustand sind, ist stimulierte Oszillation bei einer grossen Zahl von Rotations-Schwingungsübergängen möglich. Die emittierten Wellenlängen liegen zwischen 9,1 und 11,3 μ, was einer Quantenenergie um 0,12 eV entspricht. Zunächst werden spektroskopische und kinetische Aspekte des CO₂ Lasers beschrieben.

Termschema und optische Übergänge



CO₂ ist ein lineares, symmetrisches Molekül, dessen Schwingungszustand allgemein durch Zusammensetzen von drei Fundamentalschwingungen gekennzeichnet werden kann /12,13/.

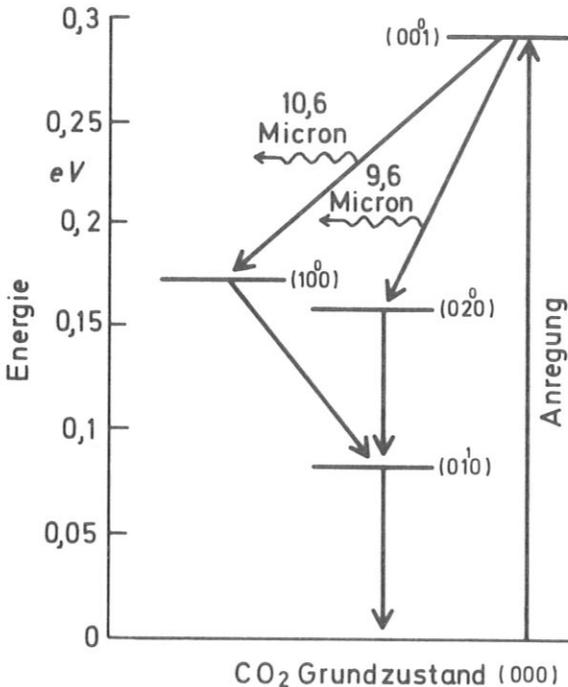
Vernachlässigt man den anharmonischen Teil des Potentials, was bei niedriger Anregung möglich ist, so sind die Energieniveaus gegeben durch

$$E(v_1, v_2, v_3) = h \sum_{i=1}^3 \nu_i (v_i + \frac{1}{2}) \quad (34)$$

wobei $v_i = 0, 1, 2, \dots$ die zur Schwingung mit der Frequenz ν_i gehörende Quantenzahl bedeutet.

Schwingungsmodus

Frequenz



Jedes Schwingungsniveau wird durch ein Zahlen-triplet (v_1, v_2, v_3) gekennzeichnet, mit l als Entartungsgrad der Deformationsschwingung. Erlaubt sind Übergänge, bei denen sich eine der drei Quantenzahlen um 1 ändert $\Delta v = \pm 1$. Im Termschema, Abb. 11, sind die für die Laserwirkung wichtigsten Schwingungszustände ohne deren Rotationsaufspaltung eingezeichnet; die beiden 1964 von Patel /14, 15/ gefundenen Laserübergänge sind mit ihrer wichtigsten Wellenlänge angedeutet.

Da hier im Gegensatz zu anderen Lasern /16/ die Quantenenergie der Laserstrahlung mit der Anregungsenergie vergleichbar ist, kann der Wirkungsgrad theoretisch $(E_{\text{oben}} - E_{\text{unten}}) / E_{\text{oben}}$ sehr hoch (41 bzw. 45 %) werden; tatsächlich ist durch Auffinden eines wirksamen selektiven Anregungsmechanismus eine 30-prozentige Umwandlung von elektrischer in infrarote Strahlungsenergie erreicht worden.

Die beobachteten Lasertübergänge stehen zunächst im Widerspruch zur oben genannten Auswahlregel; erst durch Beachtung der anharmonischen Kopplung zwischen den Fundamentalschwingungen werden die Übergangswahrscheinlichkeiten von Null verschieden /17/.

Danach beträgt die Lebensdauer bezüglich spontaner Emission für das obere Laserniveau 10^{-2} sec, für die unteren 1 sec. Diese Zeiten können nicht die Besetzungsinversion erklären, die eine Voraussetzung für die Laserwirkung ist, vielmehr kommt die Inversion erst durch die Kinetik strahlungsloser An- und Abregungsmechanismen zustande.

Abb. 11

Termschema von Kohlendioxid mit Laserübergängen

Emission für das obere Laserniveau 10^{-2} sec, für die unteren 1 sec. Diese Zeiten können nicht die Besetzungsinversion erklären, die eine Voraussetzung für die Laserwirkung ist, vielmehr kommt die Inversion erst durch die Kinetik strahlungsloser An- und Abregungsmechanismen zustande.

Die Schwingungsterme des CO_2 Moleküls sind durch die Rotationsmöglichkeiten des Moleküls aufgespalten. Bei verschwindendem Elektronendrehimpuls wird die Rotationsenergie

$$E(J) = \left(\frac{h^2}{2I} \right) \cdot J \cdot (J+1) \quad (35)$$

mit der Rotationsquantenzahl $J = 0, 1, 2, \dots$ und dem Trägheitsmoment I , das nur schwach vom Schwingungszustand abhängt /18/. Der Abstand zweier aufeinanderfolgender Rotationsniveaus wächst also etwa proportional zur Anregung J . Für Rotationsübergänge gilt die Auswahlregel $\Delta J = \pm 1$; die hier diskutierten Schwingungsübergänge des CO_2 sind stets mit einer Änderung des Rotationszustandes um ein Quant verbunden; da diese Quantenenergie etwa proportional mit J wächst bzw. sinkt, entartet der Schwingungsübergang in die Rotationsschwingungsbande, deren langwelliger Teil ($\Delta J = +1$) P-Zweig heisst, der kurzwellige ($\Delta J = -1$) R-Zweig. Der Q-Zweig mit $\Delta J = 0$ ist verboten.

Tatsächlich erscheint nur jeder zweite der möglichen Rotationsübergänge im Spektrum, da aus Symmetriegründen je nach Schwingungszustand immer nur entweder die Rotationsniveaus mit geradem oder die mit ungeradem J besetzt sind (verschwindender Kernspin von 0^{16} /13/).

Nach einer Zusammenstellung von 121 gefundenen Laserlinien von $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$ ist der Wellenlängenbereich von 9,1 bis 11,3 μ gleichmässig überdeckt /19/, die grösste Lücke in diesem Gebiet beträgt 0,11 μ . Bei der wichtigsten Wellenlänge 10,6 μ beträgt der Linienabstand 0,02 μ , entsprechend 55 GHz. Einen Überblick über die Laserverstärkung dieser Linien gibt die aus /20/ entnommene Abb. 12:

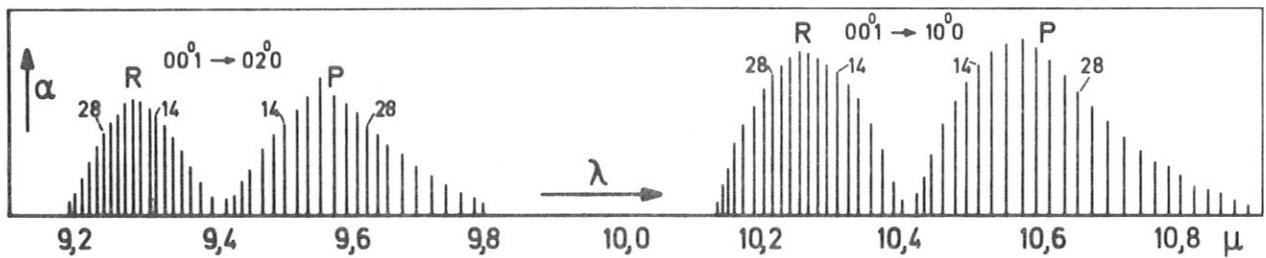


Abb. 12

Verstärkung der beim CO_2 Laser möglichen Linien nach /20/; eingezeichnet ist die Rotationsquantenzahl des 00^0_1 Zustandes.

Ein Austausch des üblicherweise vorliegenden Isotops gegen $\text{C}^{12}\text{O}_2^{18}$ ändert zwar die möglichen Wellenlängen nur geringfügig, doch beeinflusst er die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten so weit, dass die höchste Verstärkung von 10,6 μ in den P-Zweig des $00^0_1 \rightarrow 02^0_0$ Übergangs verschoben wird /20/.

Stossprozesse und Besetzungsinversion

Innerhalb eines Schwingungsniveaus des CO_2 besteht eine Boltzmannsche Besetzungsverteilung unter den Rotationszuständen; wegen der geringen Energieunterschiede stellt sich das Gleichgewicht sehr schnell ein. Da die Stosszeit bei den üblichen Laserbedingungen von etwa 7 Torr und 370 $^\circ\text{K}$ /21, 22/ bei 10^{-8} sec liegt, beträgt die Relaxationszeit 10^{-7} sec. Das bedeutet, dass bei stimulierter Emission in einer Linie allein stets alle anderen Rotationsniveaus mitbeteiligt sind. Lässt der Resonator zwei oder mehrere Linien zu, werden aus diesem Grunde starke Konkurrenz- (competition-) Effekte beobachtet /23/; eine Theorie darüber gibt Wittemann /24/. Man versteht auch aus der Relaxationszeit von 10^{-7} sec, dass ein Q-switch Puls 10^{-7} bis 10^{-6} sec dauert, die Zeit nämlich, in der die zunächst verteilte Anregungsenergie durch Stösse auf das eine Rotationsniveau übertragen wird, für das beim plötzlichen Schalten des Resonators die Laserbedingung erfüllt ist.

Die Anregung des oberen Laserniveaus kann durch Elektronenstoss /55/ in einer elektrischen Entladung oder durch chemische Reaktion von CO und O zu CO₂ erfolgen. Dabei ist auch stets ein resonanter Kaskadenprozess über die OO⁰_n Zustände beteiligt.

Es gibt jedoch auch Anregungsmethoden, bei denen das Lasermedium undissoziiert und völlig frei von Plasmaeffekten bleibt: Beim chemioptischen, resonanten Pumpen benutzt man die Strahlung der Verbrennungsflamme z.B. eines Kohlenwasserstoffs /25/, beim thermischen Pumpen wird das Arbeitsgas in einem Wärmeaustauscher aufgeheizt /26,27/.

Den bedeutendsten Anregungsmechanismus beim CO₂ Laser bilden jedoch Resonanzstöße mit beigemischem, durch Elektronenstoss angeregtem Stickstoff /28/. Dessen erster Schwingungszustand $v = 1$ ist metastabil ($\tau = 1$ sec) und liegt energetisch nur um 0,002 eV unter dem OO⁰₁ Niveau des CO₂, während die thermische Energie der Moleküle 0,025 eV beträgt. Dies ermöglicht eine ausserordentlich hohe Besetzung des $v = 1$ Zustandes bis 10^{16} cm⁻³ und gleichzeitig eine resonante Übertragung der Schwingungsenergie auf den oberen Laserterm ($\tau = 10^{-4}$ sec); in ähnlicher Weise tragen die höheren Stickstoffzustände $v = 2, \dots, 6$ zur Anregung der OO⁰₂ bis OO⁰₆ Niveaus des CO₂ bei. Das Ergebnis ist eine hohe selektive Anregung der OO⁰_n Zustände, deren Besetzungsverteilung sich über resonante Stöße mit einer Relaxationszeit von 10^{-6} sec einstellt /29/. Dies ist ein wirkungsvoller Nachschubmechanismus für den OO⁰₁ Term bei Laserbedingungen.

Die unteren Laserniveaus bleiben wegen fehlender Energieresonanzen von den Anregungsprozessen des oberen Niveaus unbeeinflusst. Erst bei Einsetzen der stimulierten Emission entsteht dort eine hohe Besetzung, die weniger durch Strahlung als durch Resonanzstöße ($\tau = 10^{-6}$ sec) auf das O1¹₀ Niveau überführt wird /30/.

Für den Übergang von O1¹₀ in den Grundzustand sind keine resonanten Stossprozesse vorhanden; es sind daher sehr viele Stöße nötig ($\tau = 10^{-2}$ sec). Dieser "Flaschenhals" im Ablauf des Laserzyklus kann durch Beimischung von Helium umgangen werden /17/, das durch erhöhte Stosszahl die Thermalisierungszeit auf 10^{-4} sec verringert. Ausserdem ist eine möglichst niedrige thermische Besetzung des O1¹₀ Niveaus einer der beiden Gründe, weshalb die Gastemperatur niedrig gehalten werden soll. Wittemann /21/ schliesslich fand mit der Beimischung von H₂O einen Mechanismus, der die Abregung des unteren Laserniveaus mit einer unter 10^{-5} sec liegenden Relaxationszeit ermöglicht; wesentlich ist dabei die resonante Anregung einer H₂O Biegeschwingung, die wegen der starken Dipol-Dipol Kräfte bereits in 10^{-7} sec in Translationsbewegung übergeht. Betreibt man also den Laser mit einer geeigneten CO₂-N₂-H₂O Mischung, so wird die Anregung von N₂ durch Elektronenstoss geschwindigkeitsbestimmend für die Erzeugung der Infrarotstrahlung.

Da im CO₂ Laser durch die Gasentladung Zersetzungsprodukte entstehen, sinkt die Zahl der angeregten Moleküle und damit der Wirkungsgrad in kurzer Zeit stark ab; im allgemeinen wird deshalb ständig neues Arbeitsgas mit einer Geschwindigkeit von einigen Metern pro Sekunde axial durch das Entladungsgefäss gepumpt /31/. Einen anderen Weg schlug Wittemann /32/ ein, der für ein abgeschlossenes System solche Elektroden-, Wand- und Fenstermaterialien wählte, die die Gaszusammensetzung möglichst wenig stören; die katalytische Wirkung von H₂O für die Reaktion von C, CO und O₂ zu CO₂ ermöglicht dann einen mindestens tausendstündigen "sealed-off" Betrieb bei 15 % Wirkungsgrad.

Die Linienform der CO₂ Laserübergänge kann mit dem Stichwort inhomogen verbreitert gekennzeichnet werden: Die thermisch bewegten Moleküle strahlen mit einer Gaußschen Verteilung in der Frequenz (Doppler-Effekt). Hieraus resultiert eine Dopplerbreite von etwa 50 MHz. Aus der charakteristischen Zeit des Laserübergangs, die bei Berücksichtigung der Stossentleerung bei 10^{-5} sec liegt, ergibt sich die natürliche Linienbreite (Lorentz-Form) zu 100 kHz. Beachtet man die hohe Relaxationsrate innerhalb der Rotationsniveaus, so ist jedoch bei nicht zu hoher Feldintensität noch eine homogene Entleerung des oberen Laserterms wahrscheinlich /19/.

Da die Doppelbreite der Wurzel aus der Temperatur proportional ist, kann eine Abkühlung des Gases die Linienbreite verringern und damit (ebenso wie durch Abbau der Besetzung des 01^1O Niveaus) die Verstärkung erhöhen; die Gastemperatur liegt unter $100^\circ C$, deshalb bringt die Verwendung eines engen, gekühlten Entladungsrohres sowie die Beimischung von Helium eine beträchtliche Steigerung des Wärmeabtransportes /33/ durch Diffusion an die Gefäßswand.

Die pro Raumeinheit erzielbare Laserleistung ist wegen der Diffusionskühlung etwa proportional zu $\xi \lambda c / r^2$, wobei ξ die Gasdichte, λ die mittlere freie Weglänge, c die thermische Geschwindigkeit und r der Rohrradius ist /34/. Wegen $\lambda \sim \xi^{-1}$ bringt eine Druckerhöhung demnach keinen Gewinn; ebenso wird eine Erhöhung von r durch verschlechterte Wärmeabfuhr wieder aufgehoben. Als einziger Parameter für die Leistungssteigerung bleibt also die Gefäßlänge (man kann noch die Plasmageometrie ändern /35/); dies führte zum Bau von bis zu 240 m langen CO_2 Lasern /36/. Seit kurzem hat jedoch die Einführung von erzwungener Konvektion zu einer wesentlich verbesserten Kühlung geführt. So ist bei axialem Durchfluss von 500 m/sec /37/ oder transversaler Strömung von 30 m/sec /34/ eine Erhöhung der erzielbaren Leistung mit Druck und Gefäßradius möglich; sie beträgt bei den bisherigen Ausführungen bereits mehr als zwei Größenordnungen /38/ gegenüber diffusionsgekühlten Lasern.

Laserverstärkung

Weil die Anregung der CO_2 Moleküle nicht rein thermisch erfolgt, ist die Besetzung der Rotations-schwingungszustände nicht durch die Boltzmann-Statistik bestimmt. Man kann aber von einem stationären Gleichgewicht sprechen, bei dem sich über einzelne Termgruppen eine Boltzmann-Verteilung einstellt. So folgt die Verteilung unter den Rotationszuständen eines CO_2 Schwingungsterms der Formel

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{g_i}{g_k} \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT_{rot}}} \quad (36)$$

wo n die Besetzungszahl und $g = 2J + 1$ das statistische Gewicht des Rotationszustandes mit der Quantenzahl J bedeuten. Für den 00^01 Term liegt bei den üblichen Laserbedingungen das Besetzungsmaximum bei $J = 21$ /39/.

Die statistischen Gewichte bilden zusammen mit dem Einstein-Koeffizienten für induzierte Übergänge B und den Besetzungszahlen den Verstärkungskoeffizienten α des Lasermaterials:

$$\frac{dI}{dz} = \alpha I, \quad \alpha = B \cdot \left(n_{oben} - \frac{g_{oben}}{g_{unten}} \cdot n_{unten} \right) \quad (37)$$

I ist die Energiedichte in der zu verstärkenden Welle. B ist eine lineare Funktion des Fluoreszenzlinienprofils, abhängig von Phasengeschwindigkeit und Frequenz, sowie proportional zur spontanen Übergangswahrscheinlichkeit /40/. Nach dieser Gleichung wird also Verstärkung ($\alpha > 0$) schon erreicht, wenn das Besetzungsverhältnis $n_{oben}/n_{unten} = 1$ oder sogar etwas kleiner ist, dafür aber $g_{oben}/g_{unten} < 1$ ist (partielle Inversion). Wegen $\Delta J = +1$ gilt für alle P-Übergänge $g_{oben} + 2 = g_{unten}$. Der P-Zweig einer Rotationsschwingungsbande zeigt deshalb eine höhere Verstärkung als der R-Zweig (s. Abb. 12).

In Abb. 13 ist für den Laserübergang $00^01 \rightarrow 10^00$ der Verstärkungskoeffizient α über der Rotationsquantenzahl des oberen Zustandes aufgetragen. Für gleiche Besetzungsverhältnisse n_{oben}/n_{unten} liegen die Werte für P-Übergänge über denen der R-Übergänge.

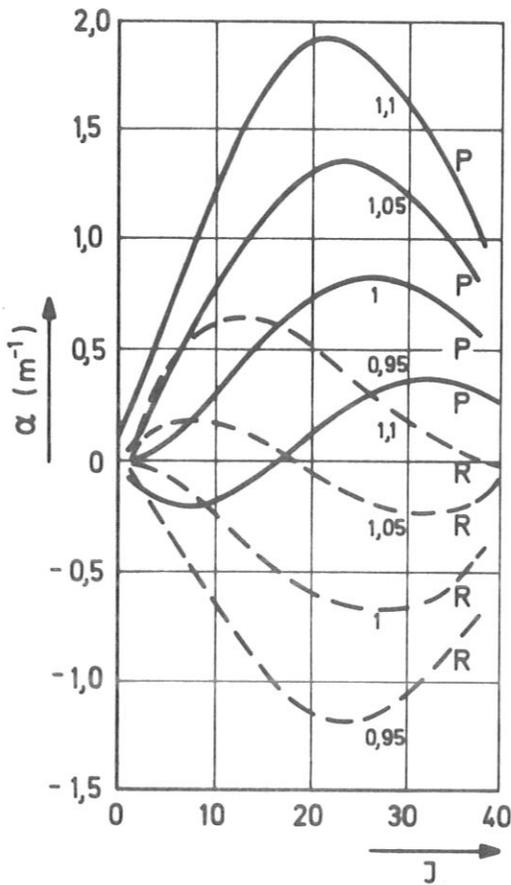


Abb. 13

Verstärkungskoeffizient α für den Laserübergang $00^1 - 10^0$ des CO_2 . J ist die Rotationsquantenzahl des 00^1 Zustandes. Als Scharparameter dient das Besetzungsverhältnis $n_{\text{oben}}/n_{\text{unten}}$.

Die bisherige Darstellung gilt nur für die Kleinsignalverstärkung, bei der die Besetzungszahlen als zeitlich konstant angenommen werden. Bei hohen Photonendichten treten Rückwirkungen auf die Besetzungszahlen auf, die zu einer Sättigung der Verstärkung führen. Diese Grenze liegt bei CO_2 Lasern bei einer Leistungsdichte von etwa 30 W/cm^2 /30/. Die Beschreibung der Verstärkungscharakteristik eines sättigbaren Lasermediums fusst auf der Wechselwirkung zwischen Oszillator und Strahlungsfeld; sie wurde zuerst von Bloch /41, 42/ für die magnetische Kernresonanz aufgestellt. Man findet Lösungen für die stationäre und gepulste Verstärkung, solange die charakteristische Relaxationszeit nicht unterschritten wird, die für den CO_2 Laser etwa 10^{-6} sec beträgt.

Die Zunahme der Energiedichte I des Strahlungsfeldes (homogen verbreiterte Linie) kann dann anstelle Gl. 37 mit einer Sättigungskonstanten I_s geschrieben werden /42/:

$$\frac{dI}{dz} = \frac{\alpha I}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (38)$$

Betrachtet man die gesamte Strahlungsenergie W in einem Laser der Länge L , so gilt ein entsprechendes Gesetz für deren zeitliche Zunahme (homogen verbreiterte Linie):

$$\frac{dW}{dt} = \frac{G W}{1 + \frac{W}{W_s}} \quad (39)$$

Wird durch einen semitransparenten Spiegel mit der Transmissivität T in der Zeit $\tau = 2L/c$ die Energie $T \cdot W$ ausgekoppelt und sind die sonstigen Verluste in dieser Zeit $A \cdot W$, dann ist die Verlustleistung

$$\frac{dW}{dt} = (T+A) \cdot \frac{c}{2L} \cdot W \quad (40)$$

Im Gleichgewicht ist insgesamt $dW/dt = 0$, also die emittierte Laserleistung:

$$P = \frac{c}{2L} \cdot T \cdot W = W_s \cdot \frac{c}{2L} \cdot T \cdot \left(\frac{G}{\frac{c}{2L} (T+A)} - 1 \right) \quad (41)$$

Für inhomogene Linienform werden die Vorgänge komplizierter. Eine grosse Rolle spielt das "hole burning", die Einsattelung des Fluoreszenzlinienprofils bei der gerade emittierten Frequenz, sowie bei der dazu bezüglich der Linienmitte symmetrisch liegenden Frequenz. Der Grund dafür ist, dass die Strahlungsenergie nur von bestimmten Molekülen erzeugt wird, deren (natürlich verbreiterte) Eigenfrequenz mit der Resonanzfrequenz zusammenfällt. Im Falle der Dopplerverbreiterung der CO_2 Laserlinien sind diese Moleküle durch eine ganz bestimmte Geschwindigkeitskomponente in oder gegen Strahlrichtung ausgezeichnet. Bei hohen Photonendichten werden die 00^1 Niveaus dieser Moleküle so stark entleert, dass die beiden Einsattelungen im Verstärkungsprofil entstehen.

Das "hole burning" erklärt auch den "lamb dip" /43/, ein lokales Minimum in der Leistungskurve eines inhomogen verbreiterten Lasers, das auftritt, wenn man bei Veränderung der Resonatorabstimmung die Mitte des Fluoreszenzlinienprofils überstreicht: die beiden sonst getrennten Einsattelungen überlappen sich in der Linienmitte. In CO_2 beobachtet man diesen Effekt nur bei niedrigem Druck /44/.

Bei grosser inhomogener Verbreiterung (Dopplerbreite gross gegen natürliche Linienbreite) lautet die Ausgangsleistung des Lasers /42/:

$$P = W_s \cdot \frac{c}{2L} \cdot T \cdot \left(\left(\frac{G}{\frac{c}{2L} (T+A)} \right)^2 - 1 \right) \quad (42)$$

Sie steigt also mit G stärker an als im homogenen Fall (Gl. 41); qualitativ wird dies durch die Verbreiterung der Einsattelung bei steigender Feldintensität verständlich.

Zur Erzeugung kurzdauernder Laserimpulse lassen sich beim CO₂ Laser einige Eigenheiten vorteilhaft ausnutzen. So kann man beim Pulsen der Entladung den Druck und den Rohrdurchmesser wesentlich vergrössern und damit die Verstärkung steigern, da die Temperatur niedrig bleibt (Dopplerbreite der Linie); dazu ist am Pulsanfang das untere Laserniveau leer. Auf diese Weise erzielte Hill /45/ die 3 · 10⁻⁵ sec dauernde etwa tausendfach gesteigerte Laserleistung.

Für den eigentlichen Q-switch Betrieb /46/, bei dem die Resonanzbedingung z. B. durch einen Drehspiegel in möglichst kurzer Zeit (≲ 10⁻⁷ sec) eingeschaltet wird, kann man durch zusätzliches Pulsen der Entladung die Leistung um einen Faktor 5 bis 10 erhöhen /54/, wobei einige 10⁻³ sec Zeitverzögerung zum Aufbau der Inversion ausreichen.

Schaltet man den Resonator sehr schnell, z. B. elektrooptisch in 10⁻⁸ sec /47/, so beobachtet man in dem einige 10⁻⁷ sec langen Puls eine Feinstruktur im Abstand der Lichtlaufzeit durch den Resonator. Dieser Effekt kommt durch die (nichtlineare) Sättigung der Verstärkung des CO₂ Lasermediums zustande und wird im Bild der Phasenkopplung verschiedener Resonatoreigenschwingungen oder, äquivalent dazu, mit dem Aufbau eines hin- und herlaufenden sog. π-Pulses erklärt. Zur Verstärkung des sehr kurzen und sehr intensiven π-Pulses etwa in einem Ringresonator sollte die Länge mehr als 10 m betragen, damit das CO₂ zwischen den Pulsdurchgängen relaxieren kann.

2.2 Strahlungserzeugung

Resonator und Strahlform

Für die Laseroszillation benötigt man neben der verstärkenden Eigenschaft des Lasermediums die durch eine Resonanzstruktur bewirkte Rückkopplung der Strahlung. So reflektieren Spiegel die erzeugte Strahlung zumindest teilweise in das verstärkende Medium zurück.

Der Resonator soll für das Folgende aus zwei gegenüberliegenden Spiegeln bestehen, die eventuell gekrümmt sind. Die Strahlen, die nach dem Reflexionsgesetz oft zwischen ihnen hin- und herlaufen können, bestimmen einen um die Achse konzentrierten Raumbereich, der das verstärkende Material enthalten sollte. Wegen der langen Wege, die die Strahlung dabei zurücklegt, werden die Beugungseffekte wichtig. Aus einer gegebenen transversalen Strahlungsfeldverteilung über einen Querschnitt des Resonators bildet sich deshalb stets die zugehörige Fraunhofersche Fernfeldverteilung aus, ein Übergang, der durch eine räumliche Fouriertransformation beschrieben wird. Deshalb muss die in einem Laseroszillator vorhandene Querverteilung der elektrischen Feldstärke gleich der dazu Fourier-transformierten Verteilung sein /42/.

Diese Bedingung definiert eine Klasse von Funktionen, deren vollständige orthogonale Basis aus den Eigenfunktionen oder Moden besteht. Wegen des Vektorcharakters der elektrischen Feldstärke \vec{E} sind die Moden zweifach polarisationsentartet. Bei der Darstellung in Polarkoordinaten r, θ enthalten die Moden die Laquerre'schen Polynome L_p^l /48/:

$$E_{pl}(r, \theta) = E^{(0)} \cdot \left(\sqrt{2} \cdot \frac{r}{w} \right)^l \cdot L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \cdot e^{-\frac{r^2}{w^2}} \cdot \cos(l \cdot \theta) \quad (43)$$

E_{pl} enthält also 2 · l Nullstellen längs eines Umfangs und p längs eines Radius; an diesen Stellen (Knotenlinien) wechselt E_{pl} das Vorzeichen, d. h. die Phase der elektromagnetischen Schwingungen differiert für zwei durch eine Knotenlinie getrennte Gebiete um 180°.

Der im Gaussfaktor auftretende Parameter w heisst Fleckradius (spot size); er wird für alle Moden E_{pl} durch den Abstand L und die Krümmungen der Spiegel festgelegt. Man kann dann mit der Wellenlänge λ eine dritte ganzzahlige Grösse /48/

$$q = L / (\lambda/2) - 1 \quad (44)$$

definieren, die der Zahl der längs der Achse vorhandenen Schwingungsknoten entspricht. Durch Kombination mit E_{pl} erhält man die räumlich und zeitlich festgelegten Moden eines Laserresonators TEM_{plq} (transverse-electro-magnetic).

Ein Parameter des beschriebenen Resonators ist noch nicht festgelegt, nämlich der Durchmesser $2a$ der als kreisrund angenommenen Spiegel. Mit kleiner werdendem a wachsen die Beugungsverluste der in den Moden enthaltenen Strahlung bei der Reflexion; sie sind für die einzelnen Moden unterschiedlich, und zwar wachsen sie mit steigender Modenordnung p, l . Für die drei niedrigsten azimuthalen Moden eines konfokalen Resonators (Def. später) sind die Beugungsverluste in Abb. 14 nach /49/ dargestellt. Die unabhängige Variable ist dabei die Fresnelzahl N .

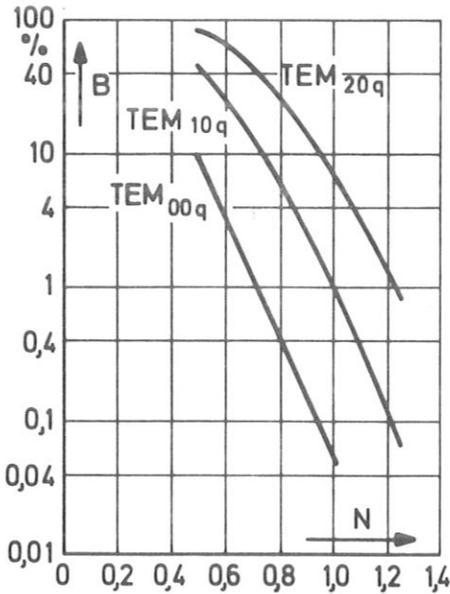


Abb. 14

Bewegungsverluste B in % pro Reflexion der drei niedrigsten Moden eines konfokalen Resonators nach /49/

$$N = a^2 / (\lambda \cdot L) \quad (45)$$

Für einen nichtkonfokalen Resonator sind die Unterschiede zwischen den Beugungsverlusten der Moden kleiner /49/.

Aus Abb. 14 erkennt man, dass durch geeignete Wahl der Spiegelgrösse (oder der Öffnung einer Irisblende) die Grundschwingung TEM_{00q} selektiv angeregt werden kann: Alle höheren Moden müssen dann durch Beugung (und andere Verluste) so viel Leistung verlieren, dass die Rückkopplung für eine Oszillation nicht ausreicht. Dies setzt allerdings voraus, dass das verstärkende Medium gleichmässig über den Querschnitt verteilt ist. Ist die Verteilung dagegen durch ein etwa monotones Verstärkungsprofil $\alpha(r)$ gegeben, so werden die niedrigen Moden noch stärker begünstigt, während umgekehrt eine Einsattelung im Profil diese ganz von der Oszillation ausschliessen kann. Letzteres wird bei CO_2 Lasern mit zu hohem Entladungsstrom beobachtet. Nicht konstantes $\alpha(r)$ bewirkt dazu eine Verzerrung der Modenprofile E_{pl} selbst /50/.

Für sehr viele Anwendungen des Lasers ist es wünschenswert, dass die Strahlung in der Fundamentalmode TEM_{00q} allein emittiert wird. Nach Gl. 43 ist ihre Amplitudenverteilung

$$E_{00}(r) = E^{(0)} \cdot e^{-\frac{r^2}{w^2}} \quad (46)$$

und ihre Intensitätsverteilung

$$E_{00}^2(r) \sim I(r) = I_0 \cdot e^{-2\frac{r^2}{w^2}} \quad (47)$$

Als Zahlenbeispiel für diesen Zusammenhang sei angeführt, dass aus der mit schwachen CO_2 Lasern erreichbaren Leistungsdichte $I = 10^4 \text{ W/cm}^2$ folgt: $E = 1,94 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$. Mit der Gesamtleistung W der TEM_{00q} Mode gilt für die maximale Leistungsdichte

$$I_0 = \frac{2W}{\pi w^2} \quad (48)$$

Zu dem gegenüber höheren Moden sehr viel glatteren Verlauf (keine Nullstellen) des Intensitätsprofils ist bei der TEM_{00q} Mode auch die Konzentration der Leistung am höchsten, was sich besonders bei der Fokussierung auswirkt. Letztlich ist die TEM_{00q} Mode wegen ihrer Symmetrie und ihrer geringen Beugungsverluste am leichtesten selektierbar; besonders, wo es auf die Monochromasie der Laserstrahlung ankommt, wird man stets eine einzelne Mode auswählen, da die Frequenzen der Moden geringfügig voneinander abweichen (s. Gl. 61).

Alle in Gl. 43 definierten Moden TEM_{plq} werden beugungsbegrenzte Strahlen oder wegen e^{-r^2/w^2} auch Guass'sche Strahlen genannt. Für ihre Ausbreitung längs der Achse (z-Richtung) innerhalb und ausserhalb des Resonators gelten sehr einfache Gesetze /51/. Bei der Beschreibung der Ausbreitung von TEM_{00q} werden stets alle anderen Moden mitbetrachtet, da man deren Feldverteilung nur mit dem von z unabhängigen Faktor

$$\left\{ \begin{array}{l} p \\ l \end{array} \right. (r, \theta) = \frac{E_{pl}(r, \theta)}{E_{00}(r, \theta)} \quad (49)$$

multiplizieren muss.

Für die erste Variable, $w(z)$, ergibt sich als allgemeine Form eine Hyperbel

$$w^2(z) = w_0^2 \cdot \left(1 + \left(\frac{2z}{b} \right)^2 \right) \quad (50)$$

Dabei ist w_0 der minimale Fleckradius, der bei $z = 0$ an der Taille der Hyperbel (Fokus) auftritt. Mit der Bedeutung von w nach Gl. 43 ist also in Abb. 15 durch die Hyperbel der Bereich dargestellt, in dem sich ein bestimmter Teil der Gesamtleistung der Mode (bei TEM_{00q} 81 %) ausbreitet. Der sog. konfokale Parameter b hängt von der Wellenlänge und der Fokusgrösse ab

$$\frac{w_0^2}{b} = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (51)$$

Als zweite Variable zur Beschreibung von Gauss-Strahlen tritt der Krümmungsradius $R(z)$ der stets sphärischen Wellenfront hinzu

$$R(z) = z \cdot \left(1 + \left(\frac{b}{2z} \right)^2 \right) \quad (52)$$

In der Nähe der Strahltaile verschwindet die Krümmung (s. Abb. 15); dort ist der Strahl kollimiert, eine ebene Welle mit der Amplitudenverteilung $E_{pl}(r, \theta)$.

Aus w und R lässt sich der Divergenzwinkel 2ε des Strahls ableiten

$$\varepsilon(z) = \frac{w(z)}{R(z)} = \frac{2w_0}{b} \left(1 + \left(\frac{b}{2z} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (53)$$

An der Taille verschwindet die Divergenz, um für grosse z gegen

$$\varepsilon_\infty = \frac{2w_0}{b} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (54)$$

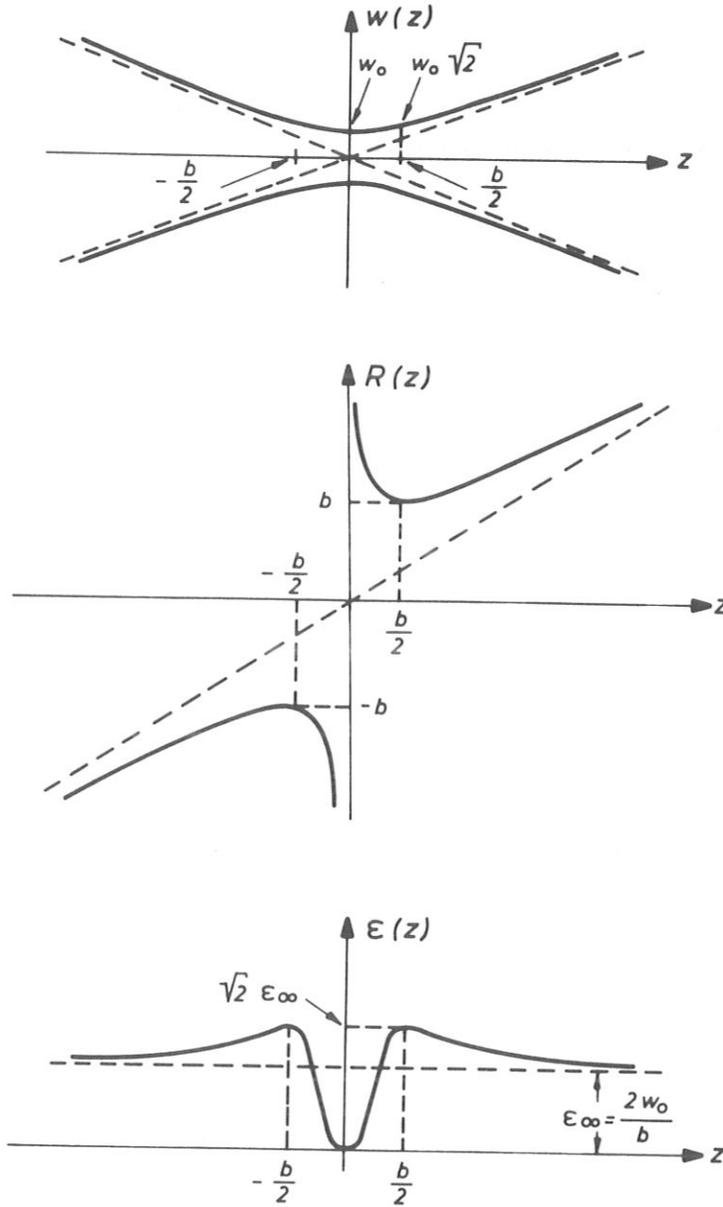


Abb. 15

Ausbreitung Gauss'scher Strahlen
 w - Fleckradius
 R - Krümmungsradius der Phasenfront
 ϵ - halber Divergenzwinkel

zu gehen; dies ist der Neigungswinkel der Hyperbelasymptote. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass nach Gl. 43 w und damit auch ϵ sich auf die Einhüllende eines bestimmten, von p und l abhängenden Teils der Gesamtleistung einer Mode beziehen. So müssten zur Charakterisierung eines festen Teils, z. B. 81 %, sowohl w als auch ϵ mit einem konstanten Faktor ≥ 1 multipliziert werden, der aus Gl. 49 für die Moden E_{pl} abzuleiten ist.

Der Durchgang eines Gauss'schen Strahls durch eine Linse kann durch eine sehr einfache Transformation beschrieben werden, bei der die Verteilung Gl. 43 ungeändert und die Bedingung Gl. 51 invariant bleibt. Im allgemeinen entsteht ein neuer Ort $z \neq 0$, an dem eine Strahltaile existiert. Die Tabelle 1 gibt einen Überblick über die nach Gl. 51 durch Linsen erreichbaren Fokusparameter für TEM_{00q} eines CO_2 Lasers ($\lambda = 10,6 \mu$).

$2 w_0$	b	$2 \varepsilon_\infty$
10 μ	15 μ	77 °
20 μ	59 μ	39 °
0,1 mm	1,5 mm	7,7 °
1 mm	15 cm	13 m rad
1 cm	15 m	1,33 m rad
10 cm	1,5 km	0,13 m rad

Tabelle 1

Tailldurchmesser, konfokale Länge und Divergenzwinkel für CO_2 Laserstrahlung in der Fundamentalmode

Zur Transformation eines Gauss-Strahls auf den neuen Parameter \bar{b} kann jede Linse (genügend grosser Öffnung) benutzt werden, deren Brennweite

$$f > f_0 = \sqrt{\frac{b \bar{b}}{4}} \quad (55)$$

ist. Die Abstände zwischen Linse und den beiden Strahltaillen sind dann durch

$$d = f \pm \frac{b}{2} \sqrt{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 - 1}$$

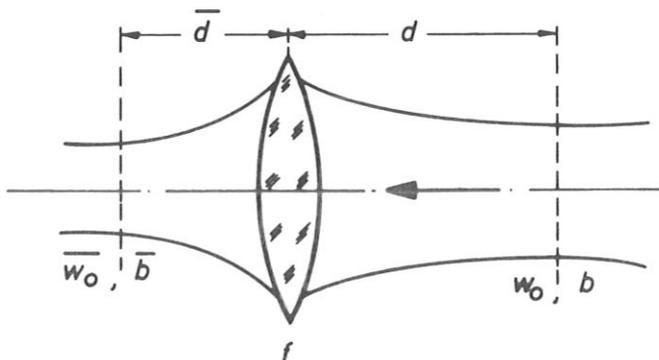
$$\bar{d} = f \pm \frac{\bar{b}}{2} \sqrt{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 - 1} \quad (56)$$

gegeben; dabei müssen entweder beide (+) oder beide (-) Zeichen benutzt werden; diese Zweideutigkeit hängt mit der Zweideutigkeit von $R(z)$ (Abb. 15) zusammen. $\bar{d} = 0$ ist die Bedingung dafür, dass der Strahl die Linse kollimiert verlässt.

Begrenzt man einen Gauss-Strahl durch eine kreisförmige Blende, so dass $E_{pl}(r, \theta) = 0$ für $r \geq r_0$, so wird die Intensitätsverteilung durch Beugung auch im Bereich $r < r_0$ verändert. Diese Störungen betragen für TEM_{00q} bei $r_0 = 3 w$ etwa 1 % der maximalen Intensität, wobei etwa 95 % der Leistung transmittiert werden /42/. Für $r_0 = 2 w$ ist dieser Faktor 86 %. Für $r_0 \leq w$ kann nicht mehr von einer Ausbreitung als Gauss-Strahl gesprochen werden.

Eine im Resonator oszillierende Mode ist wegen der Begrenzung durch die Spiegel nur ein Teilstück eines etwa in Abb. 15 gezeigten Gauss'schen Strahls; insbesondere kann die Strahltaille auch ausserhalb des Resonators liegen. Die Lage der Taille und die Werte von w_0 und b müssen die Randbedingung erfüllen, dass die Spiegeloberflächen Flächen gleicher Phase sind.

Im folgenden sollen rotationssymmetrische, hemisphärische Resonatoren betrachtet werden; sie bestehen aus einem Plan- und einem Konkavspiegel mit Krümmungsradius R (s. Abb. 16).



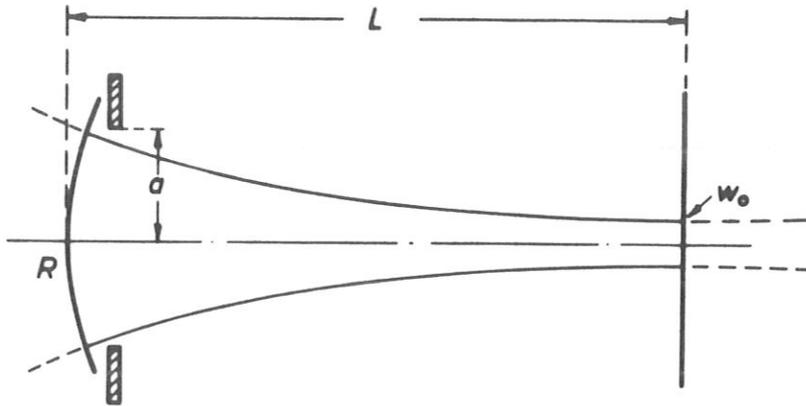


Abb. 16
Hemisphärischer Resonator

Die allen Moden gemeinsame Strahltaile liegt stets in der Oberfläche des Planspiegels. Aus Gl. 52 folgt für den konfokalen Parameter der Moden /52/:

$$b = 2 \sqrt{L(R-L)} \quad (57)$$

Für zu kurze Brennweiten des Hohlspiegels

$$f = \frac{R}{2} \leq \frac{L}{2} \quad (58)$$

sind keine stabilen Moden existenzfähig. Für $R/2 = L$ wird $b/2 = L$ (halber konfokaler Resonator). Die Fleckgröße am Planspiegel w_0 folgt aus Gl. 57 nach Gl. 51; mit Gl. 50 wird dann die Fleckgröße am Hohlspiegel

$$w^4(L) = \left(\frac{w_0^2}{b}\right)^2 \cdot \frac{4LR^2}{(R-L)} = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \cdot \frac{4LR^2}{(R-L)} \quad (59)$$

$w(L)$ ist minimal für die konfokale Anordnung.

Die Stabilität der Resonatorabstimmung gegenüber kleinen Winkeländerungen der Spiegel hängt vom Verhältnis R/L ab. Sie wird durch Beugungsverluste bestimmt. Als Mass für die Stabilität wird der Parameter S eingeführt /52/:

$$S = \sqrt{\frac{L}{R} \left(1 - \frac{L}{R}\right)} \cdot \frac{s}{L} \cdot \frac{1}{1 - \frac{L}{R} \cdot \left(1 - \frac{s^2}{L^2}\right)} \quad (60)$$

Die Länge s ist der Abstand vom Planspiegel zur begrenzenden Öffnung, wie in Abb. 17 angedeutet. Bei $s = L$ wird der Parameter S maximal für die konfokale Anordnung, während er für $L/R \rightarrow 0$ oder 1 verschwindet.

Setzt man demnach eine Blende etwa zur Modenselektion in den Resonator, so verschiebt sich der optimale Wert von L/R vom konfokalen zu einem höheren Verhältnis $L/R = 1/(1 + s^2/L^2)$. Dies bedeutet in einem konkreten Fall mit $R = 8$ m, $L = 1,2$ m, dass die Stabilität acht mal höher liegt, wenn die Blende 12 cm vor dem Hohlspiegel anstatt 12 cm vor dem Planspiegel angebracht wird (gestrichelte Linie in Abb. 17).

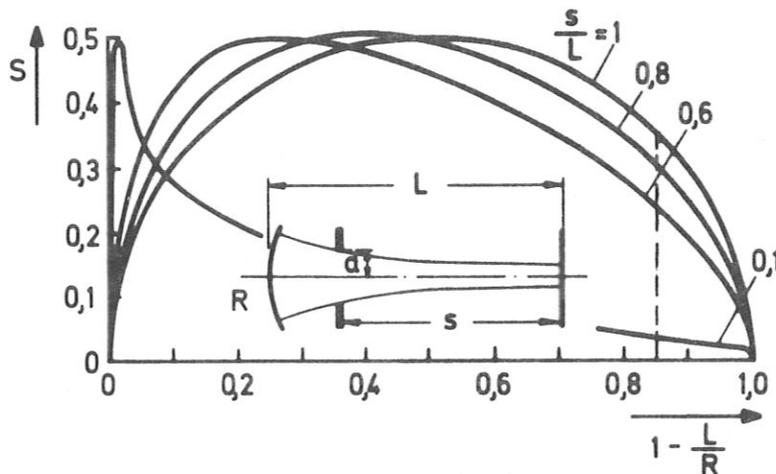


Abb. 17

Stabilität eines hemisphärischen Resonators mit begrenzender Öffnung nach Gl. 60

Die Winkeltoleranz $\Delta \alpha$, mit der die Spiegel verstellt sein können, ohne dass sich die Moden merklich ändern, sinkt nach /53/ für $L = 1$ m mit $L/R = 0,9 \rightarrow 0,1$ von etwa 10^{-3} auf 10^{-4} rad, während das von der Mode im Resonator eingenommene Volumen (Gl. 59) dabei verdoppelt wird. Die Einschaltzeit eines Drehspiegel Q-switch steigt mit der Winkeltoleranz $\Delta \alpha$ an.

Bisher wurde das räumliche Aussehen und Ausbreitungsverhalten der TEM_{plq} Moden dargestellt. Nach Kogelnik /48/ gehören zu den Lösungen für den hemisphärischen Resonator TEM_{plq} die folgenden Eigenfrequenzen

$$f_{plq} = \frac{c}{2L} \cdot \left((q+1) + (2p+l+1) \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \arccos \left(1 - 2 \frac{L}{R} \right) \right) \quad (61)$$

c ist dabei die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, die bei Vorhandensein eines Lasermediums mit dem mittleren Brechungsindex n durch die Phasengeschwindigkeit c/n ersetzt werden muss.

Für jedes feste p und l (transversale Mode) hat man eine Serie von durch q bezeichneten sogenannten axialen Moden, die sich um die konstante Frequenzdifferenz $\Delta f = c/2L$ unterscheiden. In einem sehr langen Laser kann man Δf sehr klein machen, so dass viele axiale Moden einer etwa durch eine Blende ausgewählten Querverteilung unter dem Fluoreszenzprofil des Lasermaterials verstärkt werden können. Beim CO_2 Laser wird das tatsächliche Emissionsverhalten dadurch kompliziert, dass viele Resonanzlinien verstärkt werden können, wie etwa Abb. 12 zeigt. Der Frequenzabstand benachbarter Rotationslinien ist (bei $\lambda = 10,6 \mu$) $5,5 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$; deren Fluoreszenzlinienbreite ist $5 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$. Der Frequenzabstand axialer Moden ist schliesslich $1,5 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ für $L = 1$ m oder $5 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ für $L = 3$ m.

In vielen Fällen will man die Strahlung monochromatisch erzeugen. Dazu wird man die transversalen Moden gegenüber den TEM_{00q} Moden durch eine Blende unterdrücken und die Länge unter etwa 3 m halten, damit von jeder Linie höchstens eine axiale Mode übrigbleibt. Einen Ausschnitt aus den dann möglichen Emissionsfrequenzen zeigt Abb. 18.

Wegen der kurzen Relaxationszeit innerhalb des Laserniveaus bleibt beim CO_2 Laser von den in Abb. 18 gezeigten Laserfrequenzen nur eine übrig, nämlich die mit der höchsten Verstärkung. Deren Emission ist jedoch äusserst instabil gegen kleine Schwankungen von L (Bruchteile von $\lambda/2$): Nach Gl. 61 verschiebt sich das Spektrum f_{00q} geringfügig und irgend eine andere, möglicherweise weit entfernte Linie erreicht die höhere Verstärkung und damit die Oszillation.

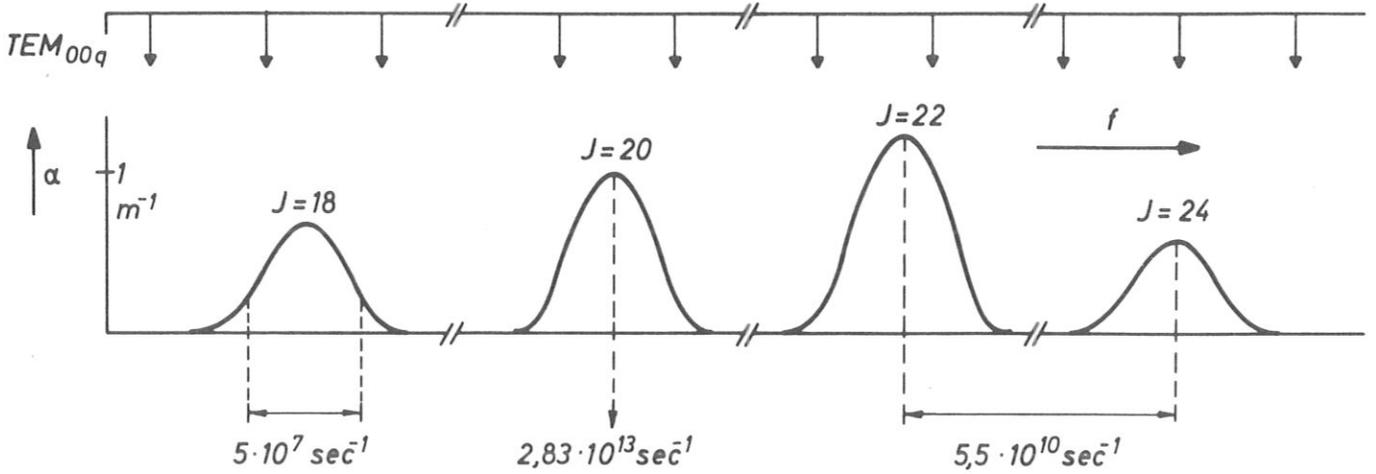


Abb. 18

Zusammentreffen von Rotationslinien des CO_2 und der axialen Grundmoden eines 3 m langen Resonators (Ausschnitt)

Die Linienbreite δf_{plq} der Frequenz einer Mode TEM_{plq} ist bei Vernachlässigung des Verstärkungsprofils des Lasermediums ("kalte" Mode) durch die Güte Q gegeben

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{1}{Q} \quad (62)$$

Q ist als Verhältnis der im Resonator vorhandenen Energie zu der in der Zeit $\tilde{\tau} = 1/f$ abgegebenen Energie. Letztere ist durch die Summe der an den Spiegelrändern gebeugten Energie (Koeffizient B in Abb. 14) und der durch einen teildurchlässigen Spiegel mit der Transmissivität T ausgekoppelten Energie bestimmt.

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda B} + \frac{2\pi L}{\lambda T} \quad (63)$$

Damit wird

$$\delta f = \frac{c}{2L} \cdot \frac{B+T}{\pi} \quad (64)$$

Diese Linienbreite δf einer "kalten" Mode des Resonators kann jedoch von der Linienbreite der tatsächlichen Laseremission weit unterschritten werden. Sieht man von den (stets vorhandenen) Schwankungen in der optischen Weglänge des Resonators ab, so kann theoretisch /65/ eine Breite

$$(\delta f)' = \frac{\pi \cdot h \cdot f}{P} \cdot (\delta f)^2 \quad (64a)$$

erreicht werden, wobei h die Planck'sche Konstante und P die Laserleistung ist. Dies bedeutet für den hier skizzierten Laser

$$\delta f \geq \frac{1,5 \cdot 10^{-6}}{P} \text{ sec}^{-1}; P \text{ in Watt} \quad (64b)$$

Da die Verluste $B + T$ in praktischen Ausführungen stets 1 % übersteigen, ist für einen 3 m langen CO_2 Laser $\delta f \geq 1,6 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1}$. Für $T = 30\%$ ist $\delta f = 5 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$, also etwa 1/10 des Abstandes der axialen Moden.

Aufbau des CO₂ Lasers

Der grundsätzliche Aufbau des Lasers sowie die Einbringung, Anregung und Kühlung des Arbeitsgases wurde an einer zwei Meter langen Ausführung erprobt /56/. Das Entladungsgefäß besteht aus zwei coaxialen Glasrohren, die zwischen zwei Metallscheiben eingespannt sind. Diese sind mit einer zentralen Bohrung versehen, die als Elektrodenoberfläche dient. An die Flansche schliessen sich vakuumdichte Endstücke verschiedener Ausführung an, die entweder Spiegel oder Fenster für die IR Strahlung aufnehmen. Das gesamte Rohr ruht ohne Erdverbindung auf zwei Stützen, so dass beide Enden wahlweise auf Hochspannung gelegt werden können.

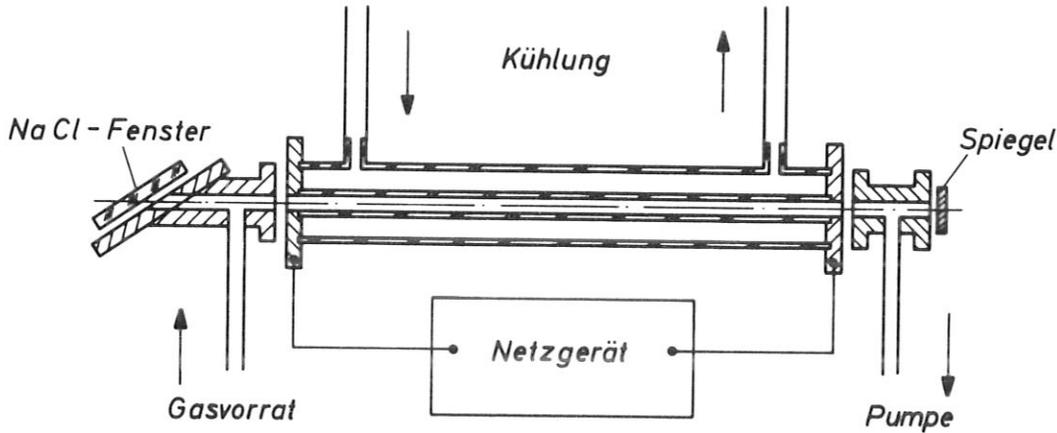


Abb. 19 a
Skizze des CO₂ Lasers

Zwischen den beiden Glasrohren befindet sich die Kühlflüssigkeit, die durch Kanäle in den Flanschen ein- und ausströmt. Normales Leitungswasser erweist sich als ungeeignet, weil seine hohe elektrolytische Leitfähigkeit die Zündung der Gasentladung sehr erschwert. Zufriedenstellend ist dagegen Butylalkohol, der im geschlossenen Kreislauf durch einen Wärmeaustauscher (Kryomat, Haake) gepumpt und auf eine Temperatur bis minimal - 30 ° C thermostatisiert wird.

Das Arbeitsgas strömt über seitliche Stutzen in den Endstücken durch das Rohr und wird von einer Rotationspumpe (Saugvermögen 12 m³/h) kontinuierlich über lange PVC Schläuche abgesaugt. Vor der Pumpe ist eine Pufferflasche eingesetzt, die einen gleichmässigen, von Pumpstössen freien Durchfluss ermöglicht. Versuche mit einer ruhenden Gasfüllung ergaben einen raschen Abfall der Laserleistung in einigen Minuten, der durch Dissoziation entsteht und nur bei besonderer Reinhaltung mit geeigneten Katalysatoren klein gehalten werden kann /21/. Zur Vermeidung der Störung durch Dissoziation ist eine Gasgeschwindigkeit von einigen m/sec nötig /30/; erst ab sehr viel höheren Geschwindigkeiten (500 m/sec) lässt sich durch den Übergang von Diffusions- zu konvektiver Kühlung die Laserverstärkung noch um weitere Grössenordnungen steigern.

Der Druck wird im Laserrohr je nach Anregungs- und Resonatorbedingungen zwischen 3 und 20 Torr eingestellt; zur Messung dient ein Manometer am Einlass-Stutzen. Auch die optimale Gaszusammensetzung variiert mit diesen Bedingungen. Beim Rohrrinnendurchmesser von 24 mm ergab die Mischung 5 % CO₂, 15 % N₂, 80 % He die höchste Leistung. Das Arbeitsgas kann vorgemischt gekauft werden, eine 50 l Flasche reicht bei einer Förderleistung von 0,5 l/sec und 7 Torr für etwa 400 Betriebsstunden aus.

Für die zwischen beiden Flanschen brennende Gasentladung wird eine Leistung von einigen hundert Watt benötigt. Der Widerstand der Entladung sinkt bei 7 Torr von 3·10⁵ Ohm/m bei 20 mA auf 5·10⁴ Ohm/m bei 100 mA; zur Stabilisierung der Stromstärke wird ein Vorschaltwiderstand benötigt. Als Stromquelle dient ein Netzgerät mit Dreiphasengleichrichtung und Glättung, dessen Ausgänge mit den Laserendstücken verbunden sind. Das eine Endstück wird geerdet, während das andere durch ein Kunststoffgehäuse gegen Berühren abgesichert wird. Zur Zündung der Entladung reicht die verfügbare Spannung (6 KV/m) nicht aus, sie wird durch die Spannungsimpulse aus einer Zündhilfe

(20 Watt HF Vakuumprüfer) erreicht. Die Entladung scheint das Rohr gleichmässig auszufüllen; das Eigenleuchten hat eine durch CO_2 verursachte violettrote Farbe, die bei steigender Stromstärke infolge Dissoziation verblasst, ebenso wie bei zu kleiner Gasgeschwindigkeit. Unmittelbar vor der Kathode zieht sich die Entladung auf kleine instabile Brennflecke zusammen; bei diesen Sprüngen wurde aber keine Schwankung in der Laserleistung beobachtet. Falls sich solche Effekte in einer empfindlicheren Anordnung bemerkbar machen, sollte man zu einer mit BaZrO_3 beschichteten Platin-Kathode übergehen, die bei der oxydierenden Eigenschaft von CO_2 sogar besser als in Edelmetallen emittiert /57/. Zudem zeigte sich, dass die Kathodenoberfläche (Aluminium) sich mit einer durch Oxydation entstehenden Schicht bedeckt, die den Ansatz der Entladung in das Endstück hinein verschiebt, was schliesslich zu einer Verunreinigung der dort angebrachten Spiegel oder Fenster führt und damit die Leistung des Lasers erheblich verschlechtert. Bei Benutzung von V2A-Flanschen war dieser Effekt verschwunden.

Die zur Plasmadiagnostik verwendete Ausführung des CO_2 Lasers sollte möglichst kurz sein und daneben bequem Eingriffe in den Resonator zulassen, wie etwa das Einsetzen einer Irisblende, eines Güteschalters oder einer Absorptionszelle. Dies erfordert mindestens ein Fenster (zum Abschluss des Laserrohres) zwischen den Spiegeln. Für die schliesslich benutzte Entladungslänge von 80 cm ergab sich übereinstimmend mit /30/ eine maximale IR-Leistung von 50 Watt im Multimodenbetrieb (ohne Brewsterfenster). Einige Watt wurden jedoch für die Leistung in einer frequenzstabilisierten Grundmode als ausreichend angesehen, da die Stationarität der untersuchten Plasmen die je nach Untersuchungsmethode benötigten Belichtungs- bzw. Integrationszeiten zulassen. Der dazu gebaute Laser ist in Abb. 19 zu sehen.

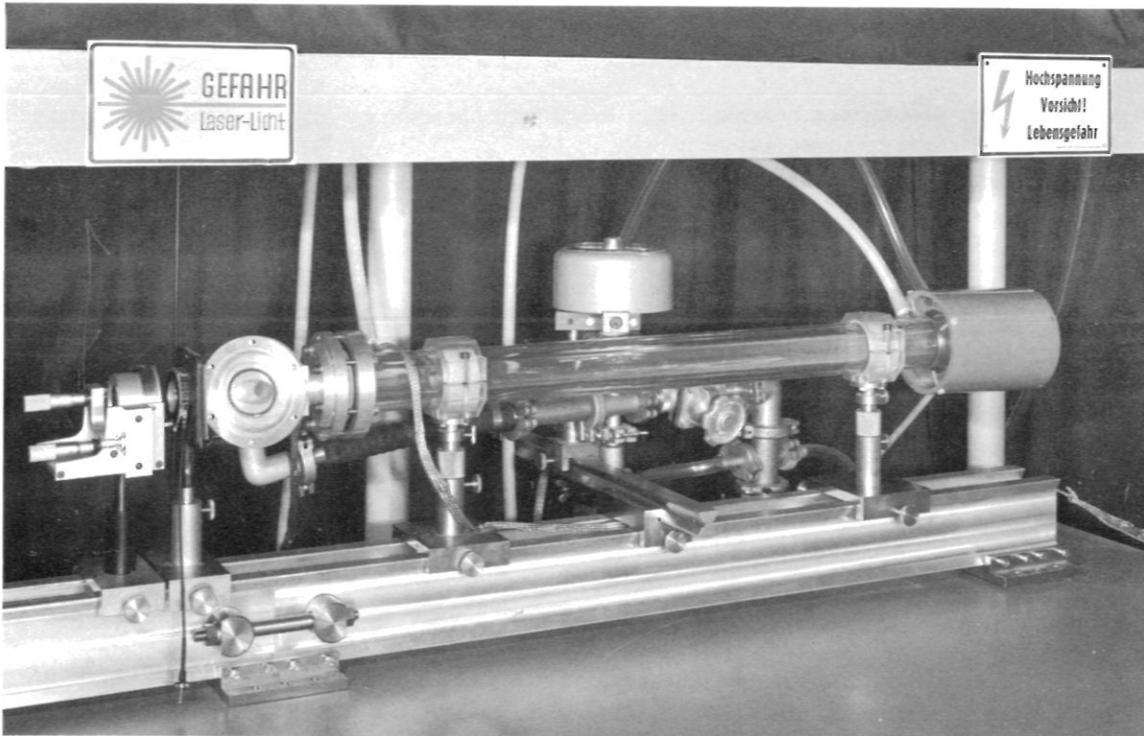


Abb. 19

CO_2 Laser mit 80 cm Entladungslänge, externer Modenblende und Auskoppelspiegel mit Feinjustierung

Zur Abschätzung der durch das Fenster bewirkten Leistungsminderung kann die Gl. 41 herangezogen werden. Dabei wird die Grösse $G \cdot 2L/c$, die die relative Energiezunahme in der Durchlaufzeit $2L/c$ beschreibt, von der Grössenordnung 1 angenommen (Verstärkung 1,5 bis 2 db/m). Man erhält dann je nach der Grösse der relativen Verluste pro Durchlauf, ausgedrückt im Transmissionskoeffizienten T und im Verlustkoeffizienten A , verschiedene Ausgangsleistungen P . In der Tabelle 2 ist zu vorgegebenen Werten von A die optimale Auskoppelbedingung T_{opt} und die zugehörige optimale

Leistung P_{opt} ausgerechnet, die sich aus der Bedingung

$$\frac{dP}{dT} = 0 \tag{65}$$

zu

$$T_{opt} = A \cdot \left(\sqrt{\frac{G}{A} \cdot \frac{2L}{c}} - 1 \right) \tag{66}$$

und

$$P_{opt} = W_s \cdot G \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{A}{G} \cdot \frac{c}{2L}} \right)^2 \tag{67}$$

ergeben. Laseroszillation ist dabei nur für $G \cdot \frac{2L}{c} > A$ möglich.

A	0,01	1	4	9	25	49 %
P_{opt}	98	81	64	49	25	9 %
T_{opt}	1	9	16	21	25	21 %

Tabelle 2

Verluste A, optimale Transmissivität T_{opt} und relative Leistung P_{opt} eines 80 cm langen CO_2 Lasers

Die optimale Spiegeltransmissivität muss mit steigenden sonstigen Verlusten nach Gl. 66 ebenfalls steigen, bis sie im Fall $G \cdot \frac{2L}{c} = 1$ für $A = T_{opt} = 25 \%$ ein Maximum erreicht und wieder absinkt.

Der starke Leistungsrückgang bei wachsenden Verlusten und bei kleinen Werten von A zeigt, wie wichtig es ist, die an den Resonatorbauteilen entstehenden Absorptions- und Streuverluste klein zu halten. Dies betrifft zunächst den Vollspiegel, der das Laserrohr und damit den Resonator in dem auf Hochspannung liegenden Endstück abschliesst. Er ist aus Stahl, mit einer Goldschicht bedampft; die Absorption dürfte zwischen 0,5 und 2 % liegen. Technisch sind Spiegel mit $A < 0,2 \%$ möglich /36/. Dieser Spiegel ist mit drei Schrauben gegen einen abdichtenden Gummiring gepresst und kann damit über einen ausreichenden, kleinen Winkelbereich justiert werden.

Das linke Ende des Entladungsrohres (Abb. 19) wird mit einem IR durchlässigen Fenster abgeschlossen. Als Material wäre hier entspiegeltes Germanium geeignet, mit einem Gesamtverlust von etwa 2 % pro Durchgang. Da jedoch die Strahlung für Verwendung im Interferometer polarisiert sein muss (Entspiegelung einer der beiden Flächen des Strahlteilers), ist ein Fenster unter dem Brewsterwinkel vorzuziehen: ist γ der Winkel zwischen der Achsenrichtung und der Fensternormalen, so verschwindet die Reflektivität von Strahlen, deren elektrischer Vektor in der Einfallsebene liegt. Die dazu senkrechte Polarisationsrichtung hat jedoch hohe Verluste und ist daher von der Laseroszillation ausgeschlossen. Soll der elektrische Vektor also in der Horizontalebene liegen, so muss bei horizontaler Laserachse das Brewsterfenster senkrecht stehen (Abb. 19). Dies ist auch die günstigste Stellung zur Vermeidung von Staubbelag auf beiden Oberflächen.

Der Brewsterwinkel wächst mit dem Brechungsindex des Fenstermaterials $\gamma = \arctg n$. Da mit ihm sowohl die benötigte Fläche und damit die Dicke wächst, als auch die astigmatische Verzerrung der Resonatormoden zunimmt, ist ein Material mit geringem Brechungsindex günstig. Für NaCl ist $n = 1,4906$ bei $\lambda = 10,6 \mu$ und damit $\gamma = 56,2^\circ$. Die Dicke von 5 mm genügt für eine Auflage von 5 cm Durchmesser bei 1 at Druckunterschied. Die Selbstabsorption ist sehr gering /36/, nämlich $1,2 \cdot 10^{-3}$ für 9 mm Absorptionsweg, dazu kommt pro Oberfläche $9 \cdot 10^{-4}$ Verlust, sodass der Beitrag eines Fensters zum Verlustfaktor A etwa 0,6 % beträgt. Tatsächlich wurde jedoch mit einem frischen NaCl Fenster innerhalb der ersten Stunde ein Leistungsrückgang auf den dann gleichbleibenden Wert von etwa 60 % beobachtet, was nach Tab. 2 eine Zunahme in A um etwa 6 % bedeutet. Diese Verschlechter-

nung ist auf die Hygroskopie des NaCl zurückzuführen, die selbst auf Einkristall-Spaltflächen zu einer geringfügigen Lösung von Wasser führt. Mit dem Imaginärteil des Brechungsindex von Wasser bei $10,6 \mu$ $n_i = 0,07$ deutet diese Beobachtung auf eine Wasserschicht von $0,8 \mu$ Dicke. Ein zweiter Verlustmechanismus ist bei NaCl das Auftreten von Gitterdeformationen /36/ bei Leistungsdichten über 100 W/cm^2 , die aber in diesem Laser nicht erreicht werden; KCl zeigt dagegen bei gleicher Hygroskopie diesen Effekt nicht.

Zur Selektion der Fundamentalmode TEM_{00q} ist eine stufenlos einstellbare Irisblende auf die optische Schiene gestellt. Sie ist mit einem Schieber versehen, durch den der Laser ohne Störung der Spiegelstellung und der Gasentladung gesperrt werden kann. Er ist im praktischen Betrieb sehr wichtig, weil bereits geringe Leistungsdichten Verbrennungen der äusseren Augenzonen hervorrufen; da aber nur beim Einsetzen neuer Komponenten in den Strahlengang die Gefahr unkontrollierter Reflexionen besonders hoch ist, wurde der Schutz durch Kontrolle der Laseremission (sowie aller Verzweigungen des Strahlenganges) dem äusserst unbequemen Tragen einer Schutzbrille vorgezogen. Der Schieber eignet sich auch, versehen mit einer scharfen Kante (Rasierklinge), zur Einstellung einer gewünschten höheren Mode TEM_{mnq} rechteckiger Symmetrie (s. Abb. 23), mit $m, n \leq 8$ im beschriebenen Laser. Mit TEM_{66q} hat man ein Raumgitter von 49 Punkten, das z. B. in einem nicht abbildenden Schlierenverfahren /58/ 49 Messpunkte liefert. Links neben der Modenblende (Abb. 19) ist der Auskoppelspiegel angebracht. Seine Halterung lässt vier unabhängige Feinjustierungen zu, nämlich Rotation um zwei zueinander senkrechte, in einer Vertikalebene liegende Achsen, sowie Translation in der Achsen- und der dazu senkrechten Horizontalrichtung.

Für die Auskopplung selbst hat man mehrere Möglichkeiten. Einmal kann man, bei geöffneter Modenblende, die Beugung am Rand eines kleinen Spiegels benutzen /59/; man bekommt dann aussen keine Gaussverteilung der Intensität, aber eine sehr geringe Divergenz. Bei einem runden Auskoppelloch im Spiegel /60/ erhält man bei erhöhter Divergenz ebenfalls keine Gauss'schen Strahlen. Wird der Lochdurchmesser $d \gtrsim 2 w$, so werden auch die Moden im Resonator stark verzerrt. Der Auskoppelfaktor T kann während des Betriebs beliebig verändert werden, wenn man eine Auskoppelplatte, z.B. aus NaCl, in den Resonator bringt und ihre Lage in der Nähe des Brewsterwinkels variiert /61/. Man muss dann aber höhere Verluste sowie eine sich mit T ändernde optische Länge des Resonators in Kauf nehmen. Die Verwendung eines Beugungsgitters als Auskoppelspiegel, das die meiste Strahlung in Achsenrichtung reflektiert und einen Teil in verschiedene Ordnungen auskoppelt, ermöglicht durch spektrale Zerlegung gleichzeitig die Selektion eines bestimmten Wellenlängenbereichs und die Analyse der tatsächlichen Emission. Obwohl beide Eigenschaften für den hier beschriebenen Laser gefordert werden, ist ein anderes Verfahren dafür günstiger (s. Abschnitt 2.5). Schliesslich ist die beste Auskoppelmöglichkeit ein teildurchlässiger Spiegel, z. B. aus Germanium. Es tritt keine Verzerrung der Moden auf, die Strahlung wird mit einem festen Leistungsfaktor reflektiert ($1 - T$) bzw. transmittiert (T). Durch dielektrische Beschichtung lässt sich jeder Transmissionsgrad zwischen 2 und 98 % einstellen; diese Beschichtung ist breit- oder schmalbandig verfügbar, so dass man schon dadurch bestimmte Linien auswählen kann. Die Absorptions- und Streuverluste an der reflektierenden Fläche können bei Germanium unter 1 % gehalten werden. Wichtig ist, dass die zweite ausserhalb des Resonators liegende Oberfläche entspiegelt ist, sonst wirkt die Germaniumplatte als zweiter Resonator, der mit dem Laserresonator gekoppelt ist und die Emission beeinflusst. Dies kann allerdings auch ein erwünschter Effekt zur Modenselektion sein. Sollen z. B. 20 Watt Strahlungsleistung durch eine 3 mm dicke Germaniumscheibe mit $T = 33 \%$ ausgekoppelt werden, so errechnet man für die reflektierende Fläche $60 \text{ W} \cdot 1 \% = 0,6 \text{ W}$, im Innern $20 \text{ W} \cdot 2 \% = 0,4 \text{ W}$ /36/ und an der entspiegelten Fläche $20 \text{ W} \cdot 1 \% = 0,2 \text{ W}$ absorbierte Strahlung, d. h., es müssen 1,2 W durch Wärmeleitung in der Platte abfliessen, was noch ohne merkliche Temperaturerhöhung möglich ist. Grenzen sind für Germanium als Laserspiegel durch sein mit der Temperatur äusserst steiles Anwachsen der Eigenabsorption gesetzt, das durch Zunahme der Eigenleitfähigkeit bei etwa 40° C einsetzt. Für Ga As liegt diese Schwelle einige hundert Grad höher, was seine Verwendung bei hohen Laserleistungen ermöglicht.

Mit der Einstellung der Irisblende lässt sich stets die Grundmode TEM_{00q} selektiv anregen, doch ist ihre Ausdehnung von den Krümmungen der Resonatorspiegel abhängig. Bei einem ebenen Auskoppelspiegel ist der Resonator hemisphärisch, die Strahlentaille liegt im Auskoppelspiegel. Mit dem Krümmungsradius R des zweiten Spiegels ist dann der konfokale Parameter b durch Gl. 57, der Fleckradius w_0 an der Taille durch Gl. 51 und die Resonatorstabilität S durch Gl. 60 angegeben. Für die Gesamtlänge $L = 1,4 \text{ m}$ bekommt man die in Tab. 3 zusammengefassten Werte.

R	1,5	2	2,5	5	8	10	20	50 m
b	0,7	1,8	2,5	5,4	6,1	7,0	10	16 m
w ₀	1,1	1,8	2,1	3,0	3,2	3,4	4,1	5,3 mm
S	0,25	0,46	0,49	0,45	0,37	0,35	0,25	0,17

Tabelle 3

Eigenschaften eines hemisphärischen Resonators von 1,4 m Länge für $\lambda = 10,6 \mu$ in Abhängigkeit des Krümmungsradius R; b ist die konfokale Länge, w₀ der minimale Fleckradius und S die in Gl. 60 definierte Stabilität.

Für den Laser wurde als Krümmungsradius 8 m gewählt, bei dem die Stabilität noch hoch und der Fleckradius um 50 % grösser als beim konfokalen Radius ist.

Zur Justierung des Resonators wird ein He-Ne Laser verwendet; der Justierstrahl soll ausserhalb des Laserrohres mit der Resonatorachse kongruieren. Zunächst werden unter Berücksichtigung der Strahlversetzung durch das (dazu entfernte) Brewsterfenster das Entladungsrohr und die Modenblende eingerichtet. Dann wird bei eingesetztem Fenster ausgepumpt und der Vollspiegel durch Beobachtung des reflektierten Strahls an der Modenblende justiert. Zuletzt wird der Auskoppelspiegel eingesetzt. Da der He-Ne Laser beidseitig emittiert, können mit dem CO₂ Laser weitere Systeme, wie z. B. ein Interferometer, gleichzeitig justiert werden. Dieses Verfahren genügt zur Auffindung der Laseremission; zur Optimierung muss dann am Auskoppelspiegel um höchstens 10^{-3} rad nachjustiert werden.

Beim Öffnen des Schiebers beobachtet man mit dem Einsetzen der IR Emission ein kurzdauerndes Aussetzen des Eigenleuchtens der Entladung; bei sehr niedrigem Strom kann dadurch sogar die Entladung verlöschen. Diese Zusammenhänge werden in /62/ untersucht.

Der Betrieb des zur Interferometrie verwendeten CO₂ Lasers (Abb. 19) zeigt die folgenden Ergebnisse: Bei der Entladungslänge 0,8 m, der Resonatorlänge L = 1,2 m, dem Krümmungsradius des internen Spiegels R = 8 m und mit dem stets gealtertem NaCl Fenster ergibt ein Auskoppelgrad T = 34 % des Gespiegels unabhängig von den Entladungsbedingungen die höchste Infrarotleistung in der Grundmode TEM_{00q}. Sie erreicht mit der Gaszusammensetzung 5 % CO₂, 15 % N₂, 80 % He bei dem optimalen Druck von 8 Torr 1 Watt, mit 15 % CO₂, 20 % N₂, 65 % He bei 4 Torr 2 Watt und schliesslich mit 10 % CO₂, 20 % N₂, 70 % He bei 6,5 Torr 3 Watt. Im letzten Fall ist die zugehörige günstigste Stromstärke 40 mA bei einem Entladungswiderstand von $1,25 \cdot 10^5$ Ohm/m, was einer Leistungsaufnahme von 160 Watt entspricht. Nach Einsetzen eines frischen NaCl Fensters steigt die IR Leistung auf 4,5 Watt; öffnet man dann noch die Irisblende, so erhält man 26 Watt in einer Multimodenstruktur, also einen Wirkungsgrad von etwa 16 %.

Die geringe relative Strahlungsleistung in der Grundmode deutet auf einen zu grossen Rohrdurchmesser 2 r hin. Nach /34/ ist nämlich die erzielbare Leistung in erster Näherung unabhängig von r, wenn der Resonator stimulierte Emission im ganzen Querschnitt zulässt; in unserem Fall ist aber das Verhältnis von Fleck- zu Rohrquerschnitt $(w/r)^2 = 7,5$ %. Einen weiteren Hinweis auf diese Deutung liefert die Beobachtung der Mehrmodenstruktur bei etwas zu hoher Stromstärke (Abb. 20).

Sie zeigt, dass Moden mit Anteilen in der Laserachse, also besonders TEM_{00q}, nicht oszillieren; im Achsenbereich ist die Temperatur zu hoch für eine ausreichende Verstärkung (s. Abschnitt 2.1).

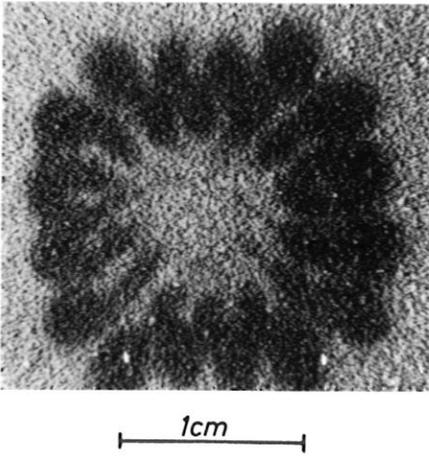


Abb. 20
Mehrmodenstruktur der CO_2
Laseremission bei zu hoher
Stromstärke (Flüssigkristall-
Aufnahme)

Die Leistung in der Grundmode kann durch Vergrößerung von w erhöht werden, doch nehmen dadurch die Stabilität (Tab. 3) und die Justiertoleranz ab. Statt dessen kann aber auch der Rohrdurchmesser verkleinert werden, bis im günstigsten Fall das Rohr gerade von der TEM_{00q} Mode ausgefüllt wird. Dann wird jedoch die Einjustierung kritisch. Als Kompromiss wurde deshalb für ein neues Laserrohr $r = 7,5 \text{ mm}$, also $(w/r)^2 = 20\%$ festgelegt. Das Ergebnis ist die erwartete absolute und auch relative Leistungssteigerung in der Grundmode: Die optimale Gaszusammensetzung ist jetzt $15\% \text{ CO}_2$, $20\% \text{ N}_2$, $65\% \text{ He}$ bei einem Druck von 4 Torr; mit gealtertem NaCl Fenster erhält man 8 Watt bei der Stromstärke 10 mA und $9 \cdot 10^5 \text{ Ohm/m}$, also der Pumpleistung von 70 Watt.

Mit der Herabsetzung der Kühltemperatur auf -15° C lässt sich die Leistung in der Grundmode auf 11 Watt steigern; da sich aber das Rohr dann stark mit Wasser beschlägt und auch das Salzfenster durch eine Heizvorrichtung geschützt werden müsste, wird die Kühltemperatur auf $+15^\circ \text{ C}$ belassen.

Neben dem bisher beschriebenen linearen Resonator sind auch polygonal geschlossene Resonatoren möglich, die aus mehreren Spiegeln gebildet werden. In ihnen gibt es im allgemeinen kein stehendes Wellenbild, sondern zwei unabhängige, entgegenlaufende Wanderwellen, die jede für sich die Laserbedingung mit einer etwas verschiedenen Frequenz erfüllen können. Diese Laser können sehr empfindliche Interferometer für richtungsabhängige Brechzahlen darstellen /63/, wie sie etwa bei magnetisierten Plasmen durch den Mitführungseffekt (Gl. 17) auftreten. Ringlaser wurden mit dem beschriebenen Laserrohr und drei oder vier Spiegeln betrieben. In der Grundmode wird eine ebenso hohe Leistung wie im linearen Resonator erreicht. Es zeigt sich aber, dass die Vibrationsisolation der Spiegel für solche empfindlichen Messungen beträchtlich gesteigert werden müsste. Eine weitere Schwierigkeit ist die starke Modenkopplung im CO_2 /64/, die eine unabhängige Oszillation der gegenläufigen Moden verhindert. Hier könnte ein Ausweg in sehr geringen Photonendichten gesucht werden, die die Inversion nur geringfügig stören.

2.3 Detektoren und Bildwandler

Für die Beobachtung und Registrierung von Infrarotstrahlung gibt es eine grosse Zahl verschiedener Verfahren, von denen viele auf rein thermischen Effekten beruhen. Hier werden solche Methoden beschrieben, die sich speziell für CO_2 Laserstrahlung mit $\lambda \approx 10 \mu$ bewährt haben; bei den oft hohen Leistungsdichten sind sehr einfache Bauweisen geeignet. Vor den Bildwandlern, die auf der Empfängerfläche die zweidimensionale Intensitätsstruktur der absorbierten Strahlung erkennen lassen, werden solche Detektoren angeführt, die ein Signal erzeugen, das von der über die Empfängerfläche gemittelten Leistung oder Energie abhängt. Dies ist als elektrisches Signal gut in seinem zeitlichen Verlauf zu registrieren. Durch Zusammenfassung mehrerer Detektoren in einer Mosaikanordnung bekommt man eine räumliche Rasterdarstellung; dabei kann man auch mit einem Detektor auskommen, der das Bild genügend schnell abtastet.

Der thermoelektrische Effekt erzeugt eine Spannung von etwa $0,04 \text{ mV}$, wenn die Lötstelle durch Strahlungsabsorption um 1° C erwärmt wird. Damit können bereits sehr kleine Temperaturunterschiede aufgelöst werden, wenn man die Spannung, z. B. in einer rauscharmen integrierten Schaltung hundertfach verstärkt. Über den Bereich von einigen $^\circ \text{ C}$ ist die Anzeige noch leistungsproportional. Zur Registrierung von langsam wandernden Interferenzstreifen wurde ein solcher Detektor gebaut, und zwar mit zwei Messpunkten in 2 mm Abstand (Abb. 21).

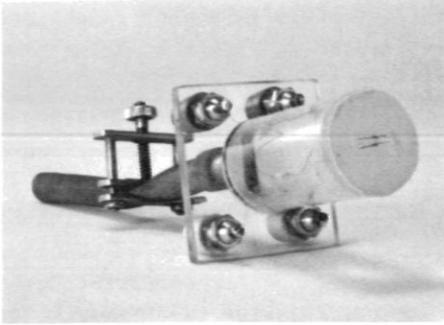


Abb. 21
Thermoelement -
Doppeldetektor

Die absorbierte Leistung fließt durch die 0,1 mm dicken Drähte in ein Wasserbad, das auch die Vergleichslötstellen enthält. Unter die Messstellen auf der Frontseite ist thermographisches Papier (s. später) geklebt, was die Einrichtung der Streifen erleichtert. Bei einer (stabilisierten) Laserleistungsdichte von etwa 1 W/cm^2 lassen sich die Verschiebungen mit einer Zeitkonstante von etwa 0,5 sec verfolgen, wenn sich auch die schwankende konvektive Kühlung der Messstellen störend auswirkt.

Zur Beobachtung sehr intensiver Laserpulse ist mit einem 0,1 μ dicken Thermoelement die Zeitauflösung von 10^{-7} sec erreicht worden /66/, ebenso wie mit pyroelektrischen Detektoren /67, 68/, die gleichfalls ohne Kühlung oder Heizung bei Zimmertemperatur arbeiten.

In Leistungsmessgeräten können Thermoelemente zur Anzeige eines von der Absorberplatte ausgehenden Wärmestromes dienen. Für CO_2 Laserstrahlung zeigt ein solches Gerät (Coherent Radiation Laboratories) im Bereich 0,01 bis 100 Watt und mit 2 sec Ansprechzeit eine Genauigkeit von 5 bis 10 %. Für genauere Energiemessungen eignet sich ein Hohlraumabsorber aus dünnem Kupferblech, der gut gegen Wärmeableitung isoliert ist und dessen Aufheizung thermoelektrisch registriert wird. Die Strahlung wird durch eine möglichst kleine Öffnung fokussiert eingekoppelt.

Auch Bolometer eignen sich zum Strahlungsempfang bei Zimmertemperatur. In der benutzten Ausführung (Heimann) hat die empfindliche Wismutfläche von $3 \times 1 \text{ mm}^2$ einen Widerstand von 10^3 Ohm und eine thermische Zeitkonstante von 10^{-3} sec. Da dieses Bolometer durch einen Dauerstrom von 10 mA und Laserleistungsdichten von 20 W/cm^2 nicht überlastet wird, bietet es sich als problemloser Niederfrequenzdetektor für das in Abschnitt 2.5 beschriebene Stabilisierungssystem an.

Direkt durch Quanteneffekte wirkt die CO_2 Laserstrahlung in einigen Halbleitern. Die Photonenenergie 0,12 eV reicht z. B. aus, um in mit Quecksilber dotiertem Germanium die Störstellenelektronen (- 0,09 eV) oder in $\text{Hg}_{0,8} \text{Cd}_{0,2} \text{Te}$ die Valenzelektronen (- 0,09 eV) anzuregen /69/. Damit die Leitungselektronen nicht thermisch erzeugt werden, muss der Kristall auf eine tiefe Temperatur gekühlt werden, was besonders unterhalb von 77°K den Einsatz des Detektors sehr umständlich macht. Bei 77°K ist die Leitfähigkeit des Ge:Au Detektors (Philco) der Leistung über den Bereich 10^{-7} bis 10^{-4} W/cm^2 proportional; eine Überbelastung um viele Größenordnungen ist jedoch zulässig, da der $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ grosse Kristall auf einem Kupferblock befestigt ist. Sehr oft interessiert weniger die hohe Empfindlichkeit der Halbleiterbolometer als ihre gute Zeitauflösung, die von der Lebensdauer der Leitungselektronen bestimmt ist. Für den Ge:Hg Detektor wurde eine Anstiegs- und Abklingzeit von 10^{-9} sec gemessen /70/. Für den im Interferometer (Kap. 5.1) verwendeten Ge:Au Detektor ist eine Zeitkonstante $< 10^{-6}$ sec angegeben; der Kristall ist in einem kleinen Glasdewar mit seitlichem BaF_2 Fenster untergebracht; die Stickstoff-Füllung von einigen cm^3 verdunstet in etwa 40 min.

Auf der Wellennatur des Infrarotlichts basiert schliesslich ein besonders schnell reagierender Detektor /71/, der ähnlich einer Mikrowellendiode aus dem Kontakt eines 2 μ dicken Wolframdrahts gegen Silber besteht. In dieser Spitze können durch Strahlung induzierte Ströme fließen und bis zu Frequenzen von mindestens 10^{12} sec^{-1} gleichgerichtet werden; die Grenze wird sogar noch oberhalb der CO_2 Laserfrequenz $3 \cdot 10^{13} \text{ sec}^{-1}$ vermutet.

Die im folgenden genannten Bildwandler beruhen alle auf der durch die Infrarotstrahlung erzeugten lokal variierenden Temperatur einer Absorberfläche. Die Temperatur hängt vom Absorptionsvermögen und von den thermischen Eigenschaften des Materials ab, nämlich Wärmekapazität und Wärmeübergang. Die die Temperatur anzeigenden Effekte können reversibel oder irreversibel sein; diese eignen sich ausschliesslich zur Registrierung, während jene auch die kontinuierliche Beobachtung der momentanen Leistungsverteilung gestatten.

Asbest ist ein Material, das die CO_2 Laserstrahlung gut absorbiert und in der handelsüblichen Form vorwiegend diffus reflektiert, dabei aber nicht entzündbar ist; deshalb eignet er sich zum sicheren Abschluss eines Strahlengangs. Ab einigen hundert $^{\circ}\text{C}$ beginnt er mit zunehmender Helligkeit zu glühen und damit die Leistungsverteilung anzuzeigen. Durch Vorheizung kann die minimal erkennbare Leistungsdichte auf 1 Watt/cm^2 gesenkt werden /72/.

Unter den Materialien mit irreversibler Charakteristik zeichnet sich Styropor durch sehr geringe Wärmekapazität und Wärmeleitung aus. Der Schmelzpunkt (oberhalb 100°C) wird nach /73/ bei einer eingestrahlten Energiedichte von $4,5 \text{ W sec/cm}^2$ für die erste Bläsenschicht erreicht. Die minimale eichbare Leistungsdichte liegt etwa bei $0,5 \text{ Watt/cm}^2$ (ohne Vorheizung), da bis zu einer Belichtungszeit von 10 sec die konvektive Abkühlung noch vernachlässigt werden darf. Die Leistungsverteilung erhält man wegen der völlig fehlenden Gradation der Anzeige nur aus der Kombination mehrerer Aufnahmen mit verschiedenen Belichtungszeiten. Auch grosse Styroporblöcke lassen sich ohne Rauchentwicklung mit glatten Lochwänden durchschliessen, so dass man mit einer Aufnahme die Lage intensiver Strahlen im Raum, z. B. auch den Ort eines Brennpunkts oder den Abstand von einem zweiten Strahl, festhalten kann.

Mit sichtbarem Licht vorbelichtete photographische Filme können in ihrem Entwicklungsprozess durch Infrarotstrahlung über thermische Effekte beeinflusst werden /74, 75/; die dazu nötige Energiedichte liegt bei $0,1 \text{ Watt sec/cm}^2$, doch scheinen beide Verfahren wegen der kritischen Einstellung bei der Belichtung und Entwicklung kompliziert zu sein.

Sehr einfach in der Anwendung erweisen sich verschiedene dünne Papiere, bei denen der Umwandlungsprozess direkt beobachtet werden kann. Für ein 40μ dickes Briefpapier erhält man über den Bereich von ca. $8 - 25 \text{ Watt sec/cm}^2$ eine graduelle Zunahme der Verkohlung, wie Abb. 22 zeigt.

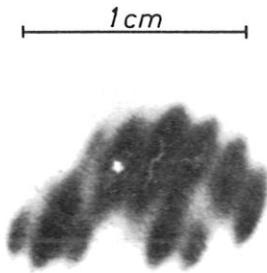


Abb. 22

Interferenzbild zweier CO_2 Laserstrahlen (je 4 Watt) mit unsymmetrischer Intensitätsverteilung; Belichtungszeit 1 sec

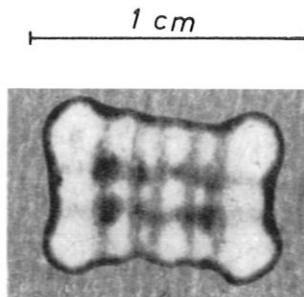


Abb. 23

Aufnahme einer CO_2 Laser Mode $\text{TEM}_{2,5q}$ auf Durchschreibpapier; Leistung 8 Watt , Belichtungszeit $0,04 \text{ sec}$

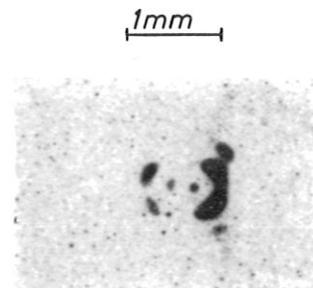


Abb. 24

Aufnahme einer fokussierten, durch Beugung gestörten CO_2 Laser Mode TEM_{01q} auf Thermofax; Leistung 1 Watt , Belichtungszeit $0,008 \text{ sec}$

Bei Blaupapier (Durchschreibpapier) von 35μ Dicke liegt die benötigte Energiedichte niedriger, etwa bei 2 W sec/cm^2 , die durch Abschmelzen der Farbschicht (ca. 7μ) eine Aufhellung erzeugt. Das Beispiel in Abb. 23 zeigt die erreichbare räumliche Auflösung von weniger als 1 mm .

Als für die Praxis bedeutsamstes Registrierpapier für CO_2 Laserstrahlung hat sich das in Kopierapparaten (3 M Company) benutzte 40μ dicke Thermofax (Typ 102) erwiesen. Die zur thermochemischen Umwandlung nötige Energiedichte liegt bei rund 1 Watt sec/cm^2 . Der Kontrast ist gut, die Raumauflösung besser als 50μ , wie die Aufnahme in Abb. 24 erkennen lässt.

Als Umwandlungstemperatur wird für Thermofax $90 \pm 5^{\circ}\text{C}$ gemessen. Durch Vorheizen auf 80°C kann die Ansprechschwelle auf $0,25 \text{ W sec/cm}^2$ gesenkt werden, was für die Registrierung bei der Strahlablenkung (Kap. 4.3) ausreicht. Zur Vorheizung dient eine mit thermostatisiertem Wasser durchflossene Aluminiumplatte, auf die zur Verringerung der Wärmeableitung eine 1 mm dicke Kunststoffolie aufgeklebt ist. Darauf lässt sich Thermofax glatt aufbringen und bleibt mit gutem Kontakt haften.

Ein grosser Schritt führt von diesen Registrierverfahren zur Evaporographie nach Czerny /76/ mit einer Ansprechschwelle bei $0,012 \text{ W sec/cm}^2$ /77/. Hier wird im Vakuum ein sehr dünner Ölfilm von der absorbierten Strahlung abgetragen (verdampft) und über die Interferenzfarben im weissen Licht beobachtet. Wegen der sehr kleinen auftretenden Temperaturerhöhungen sind bis 10 min Belichtungszeit möglich; man kann deshalb die ausserordentlich geringe Leistungsdichte von $0,0004 \text{ W / cm}^2$ registrieren.

Der erste von zwei zu besprechenden, empfindlichen und reversiblen Bildwandlereffekten ist die thermische Beeinflussung der Fluoreszenz bestimmter Kristalle, die durch UV Bestrahlung angeregt werden /79/. Mit der Temperatur nimmt die Wahrscheinlichkeit für strahlungslose Übergänge zu und die Helligkeit der Fluoreszenz ab; mit der Intensität der UV Strahlung kann man diese Helligkeit in weiten Grenzen einstellen. Das von der U. S. Radium Corporation hergestellte "thermographische Papier" ist eine 125μ dicke freitragende Folie aus ZnCdS:Ni,Ag und hat die in Abb. 25 gezeigte Charakteristik /78/.

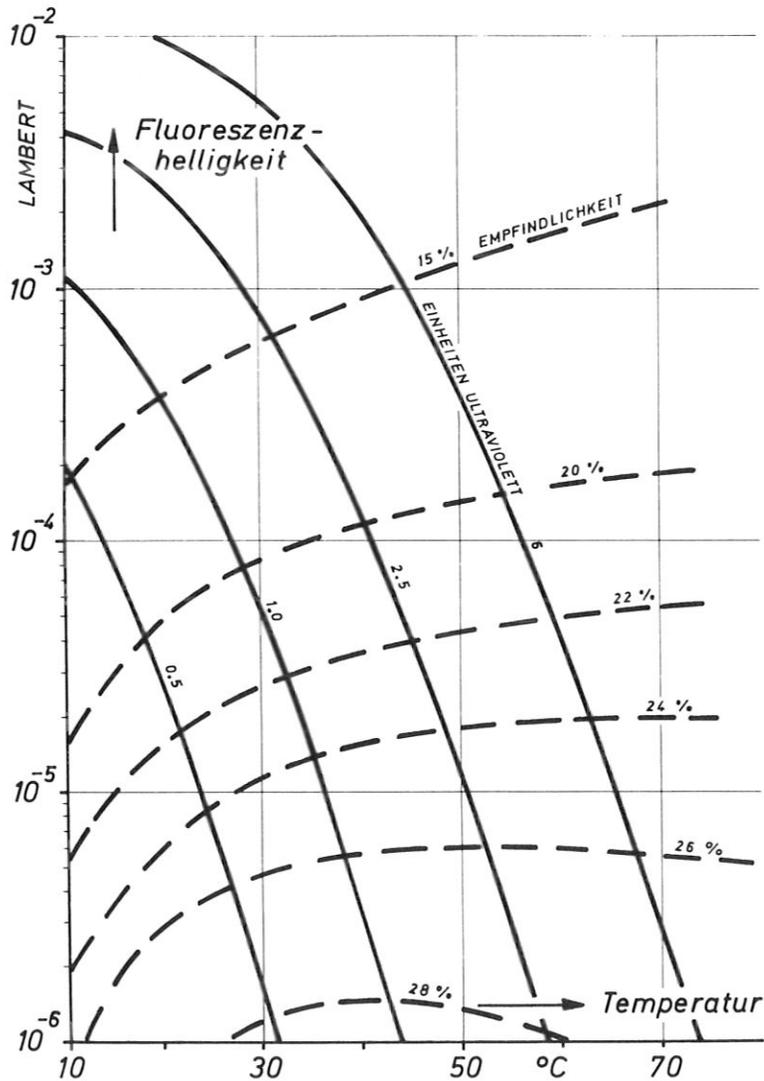


Abb. 25

Helligkeit des thermographischen Papiers Nr. 1807 in Abhängigkeit von der Temperatur bei 4 verschiedenen UV Bestrahlungsdichten nach /78/. Die gestrichelten Kurven sind Kurven konstanter Empfindlichkeit (Helligkeitsänderung pro $^{\circ}\text{C}$ Temperaturänderung).

Die relative UV Einheit in Abb. 25 entspricht etwa der UV Strahlung einer in 1,3 m Entfernung aufgestellten 100 Watt Quecksilberdampf Lampe.

Nach Abb. 25 braucht die Arbeitstemperatur nicht auf einen besonders empfindlichen Bereich eingestellt zu werden; durch Einstellung der UV Intensität kann die Leuchtdichte der gelb-grünen Fluoreszenzstrahlung auf einen praktischen Wert gebracht werden, wobei bei einer Helligkeitszunahme um drei Größenordnungen die Empfindlichkeit nur auf 50 % zurückgeht. Bei Dauerbestrahlung wird das Papier zur Einstellung einer stationären Temperaturverteilung von optimal einigen °C auf Materialien verschiedener Wärmeleitfähigkeit aufgeklebt. Auch bei sehr hoher IR-Überbelastung ist die Anzeige monoton mit der Leistungsdichte, bis die Kristalle bei einigen hundert °C zersetzt werden.

Ein grosser Nachteil des thermographischen Papiers ist die geringe Leuchtdichte der Fluoreszenzstrahlung, die schon unter normalen Bedingungen vom Umgebungslicht weit übertroffen wird; für einige Beobachtungen, wie die Überprüfung der Feinjustierung des Lasers und dessen Emissionsspektrums, wird eine effektive Verdunklung jedoch in Kauf genommen, da mit keinem anderen Flächendetektor die Strahlung so schnell und leistungsproportional über einen so weiten Leistungsbereich überschaubar ist.

Bei gutem Kontakt zu einer Messingplatte erhält man für einfallende Leistungsdichten von etwa 3 bis 50 Watt/cm² die Anzeige mit An- und Abklingzeiten von 0,1 bis 0,01 sec. Durch eine 100 µ dicke Kunststoff-Zwischenschicht wird die Wärmeableitung verringert und Empfindlichkeit wie auch die Zeitkonstante grösser. Ein Beispiel für die dann erzielbare räumliche Auflösung von etwa 0,5 mm zeigt Abb. 26.

Zur Beleuchtung der Aufnahme in Abb. 26 wurde eine bei 0,37 µ emittierende 200 Watt Lampe (Fluotest Forte, Hanau) in 60 cm Entfernung benutzt; die Aufnahme wurde auf Polaroid Typ 42 in 40 cm Abstand mit 3 sec Belichtungszeit gemacht. Trotz Verdunklung muss bei solchen Aufnahmen ein Filter (hier Schott GG7) benutzt werden, um die Resthelligkeit der UV Lampe herabzusetzen.

Die hervorragende Eignung des thermographischen Papiers zur quantitativen Auswertung bei Aufnahmen wie Abb. 26 zeigt die Charakteristik in Abb. 25. Über einen engen Temperaturbereich, z. B. 8 °C, bekommt man ein nahezu exponentielles Absinken der Helligkeit um den Faktor 3 bis 10, und daher in der photographischen Aufnahme eine annähernd lineare Zunahme der optischen Dichte (Log T ; mit T relative Transmission) um 0,5 bis 1. Über diesen Temperaturbereich besteht also annähernd Proportionalität zur Infrarotstrahlung. Die minimal auflösbare Energiedichte des thermographischen Papiers kann mit der Annahme einer spezifischen Wärme von 1 cal/cm³ · °C und einer noch auflösbaren Helligkeitsänderung von 1 % nach oben abgeschätzt werden: Mit einer mittleren Empfindlichkeit von 20 %/°C erhält man dann 0,026 W sec/cm² (hier auf absorbierte Leistung bezogen).

Trotz vieler Vorzüge wird das thermographische Papier nicht zur Bildwandlung in der Plasmadiagnostik (Kap. 4.1, 4.2, 5.2) eingesetzt, denn einmal erfordert die hohe Leuchtdichte der Plasmen eine effektive Abschirmung von UV Lampe, Detektor und Kamera, zweitens ist die zum Abphotographieren der Fluoreszenzstrahlung nötige Belichtungszeit zu lang, auch bei hochempfindlichen Filmen über 0,1 sec, also keineswegs klein gegen die Zeitkonstante der thermographischen Anzeige.

Ein anderer sehr empfindlicher Effekt zur reversiblen Beobachtung geringer Temperaturdifferenzen ist die spektrale Reflexionscharakteristik von cholesterinischen Flüssigkristallen /80/. Mit Flüssigkristall bezeichnet man bestimmte bei einer grossen Zahl von organischen Verbindungen auftretende Phasen, die sog. Mesophasen; diese sind durch feste Umwandlungstemperaturen von anderen Aggregatzuständen abgegrenzt. Der Grad ihrer Ordnung liegt zwischen denen einer Flüssigkeit und eines Kristalls.

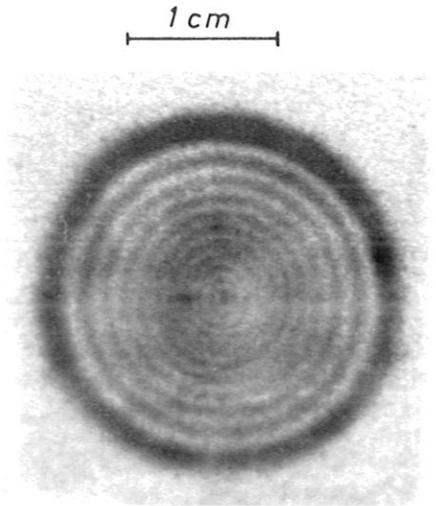


Abb. 26

CO₂ Laser Mode TEM₀₀₀ (5 Watt), abphotographiert von einem thermographischen Schirm. Das Ringsystem entsteht durch Beugung an Linsen unzureichender Öffnung.

Je nach Symmetrie des Ordnungszustandes unterscheidet man nematische, smektische und cholesterinische Mesophasen. Bei letzteren ist sie durch eine Vorzugsrichtung der Molekülachsen (Länge $< 50 \text{ \AA}$) bestimmt, die aber nur in einer Ebene konstant ist und um die dazu senkrechte Schraubenachse rotiert, wie Abb. 27 andeutet /81/.

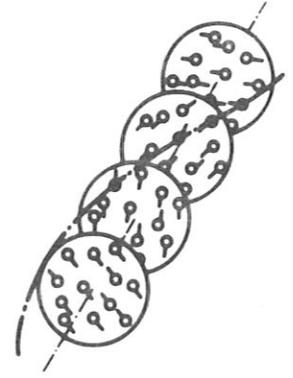


Abb. 27
Struktur von cholesterinischen Mesophasen.

Ebenso wie für die stets zur Oberfläche senkrechte Ausrichtung dieser Schraubenachse in dünnen cholesterinischen Schichten gibt es noch keine Erklärung für die sehr grosse Ganghöhe der Spirale von etwa 5000 \AA . Die Wechselwirkung mit sichtbarem Licht ist ausserordentlich hoch; es ergibt sich eine etwa tausendfach höhere optische Aktivität als in Quarz, etwa 8° Drehung pro Ganghöhe. Daneben ist der Streuquerschnitt wegen der Richtungsfluktuationen sehr hoch, weshalb ein intensives Streulicht beobachtet wird, dessen Richtungs- und Frequenzverteilung wegen der periodischen Schichtung durch die Bragg'sche Interferenzbedingung gegeben ist. Bei Beleuchtung mit weissem Licht sind in Transmission nur schwache Farbeffekte zu erkennen, während in Rückwärtsrichtung ausschliesslich monochromatisches Licht mit einer Halbwertsbreite von $0,02 \mu$ /82/ gestreut wird. Wegen der sehr empfindlichen Abhängigkeit der Ganghöhe von der Temperatur ist die Wellenlänge des reflektierten Lichts stark temperaturabhängig.

Abb. 28 zeigt ein Beispiel für diese Farbänderung. Durch die Farbänderung können z. B. bei R-33

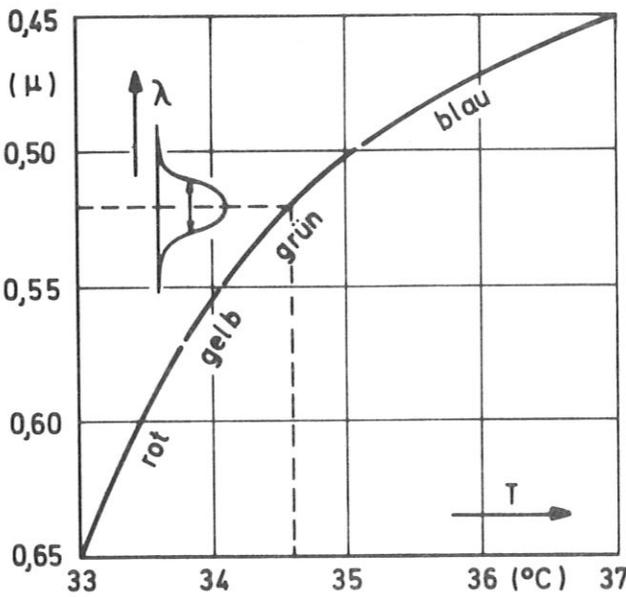


Abb. 28

Farb-Temperaturcharakteristik des Flüssigkristalls R-33 von NCR

Temperaturunterschiede von einigen $0,1^\circ \text{ C}$ mit dem Auge erkannt werden. Bei Temperaturen ober- und unterhalb des empfindlichen Bereichs wird kein reflektiertes sichtbares Licht beobachtet, man muss also zur Bildwandlung vorheizen und gleichzeitig dafür sorgen, dass die Temperatur in den Strahlungsmaxima nicht zu hoch wird. Diese Komplizierung wird in vielen Anwendungen der Flüssigkristalle dadurch aufgewogen, dass im Gegensatz zum thermographischen Papier die Intensität des anzeigenden Lichts mit der Helligkeit der Umgebung zunimmt. Dies ermöglicht einen bequemen Einsatz bei hoher Raumhelligkeit und eine sehr kurze Belichtungszeit beim Abphotographieren (Blitzlicht).

Die Struktur der cholesterinischen Mesophasen ist ausser von der Temperatur auch von anderen thermodynamischen Grössen empfindlich abhängig. Zunächst wirkt sich die Adsorption von Gasen aus der Luft so störend aus, dass manchmal in Stunden die Farbwirkung verschwindet; da die klebrige Schicht auch viel Staub (mit hohem Reflexionsvermögen) einfängt, wurde versucht, die Schicht durch Auflegen (unter Vakuum) einer

2μ dicken Hostaphanfolie abzuschliessen. Chemische Einwirkungen werden dann zwar nicht mehr beobachtet, doch ist die reflektierte Farbe trotz gleicher Temperatur uneinheitlich, was auf lokale Druckunterschiede zurückgeführt werden kann. Diese Störungen können durch den Einschluss der Schicht in ein evakuiertes Gefäss behoben werden, was bei niedrigen IR-Leistungen auch aus anderen Gründen zu empfehlen ist /82/.

Für die praktische Arbeit mit dem CO_2 Laser wurden aber handlichere Bauweisen des Flüssigkristalldetektors entwickelt, die durch die seit kurzem erhältliche mikroverkapselte Form (NCR) ermöglicht werden. Die cholesterinische Substanz ist dabei in Kunststoffkapseln mit $20 - 30 \mu$ Durchmesser eingebettet, die in Wasser suspendiert sind. Die milchigstreuende Suspension zeigt noch keine Farbeffekte; wenn man das Wasser verdunsten lässt, lagern sich die Kapseln zu einer festen Schicht zusammen, in der sich die Schraubenachsen durch Oberflächenspannungen senkrecht stellen. Die Schicht

enthält dann etwa 80 %cholesterinische Substanz und zeigt trotz geringer Streuung in den Kapselwänden intensive Farben; sie ist auf Dauer resistent und unempfindlich gegen Staub, Berühren oder Verbiegen. Für die Detektoren wird die mikroverkapselte Form des Flüssigkristalls R-33 ausgewählt, deren Arbeitsbereich gut über Zimmertemperatur liegt (Abb. 28); bei noch höher liegenden Temperaturen wächst die Störung durch Strahlung und Konvektion; ein noch engerer Temperaturbereich würde zwar die Empfindlichkeit erhöhen, aber auch die Einstellung einer einheitlichen Farbe erschweren.

Zur Erzeugung eines stationären Bildes in einer Flüssigkristallschicht muss neben der Vorheizung auch die Wärmeabfuhr richtig dimensioniert sein. Zur optimalen räumlichen Auflösung sollte der Wärmefluss längs der Schicht möglichst klein sein. Das zeitliche Auflösungsvermögen steigt, wenn mit der eingestrahelten Leistungsdichte auch der Wärmeübergang senkrecht zur Schicht gesteigert wird. Sofern ein effektiver Mechanismus für den Wärmeübergang gefunden werden kann, sollten mit starken CO₂ Lasern Filmaufnahmen mit über 100 Bildern/sec möglich sein. Versuche mit forcierter Konvektion durch Pressluft ergaben ausreichende Wärmeabfuhr bis zu einigen Watt/cm²; mit einem solchen System (Abb. 29) sollten etwa 10 Bilder/sec zu erreichen sein, wenn die Folie genügend dünn ist (50 μ).

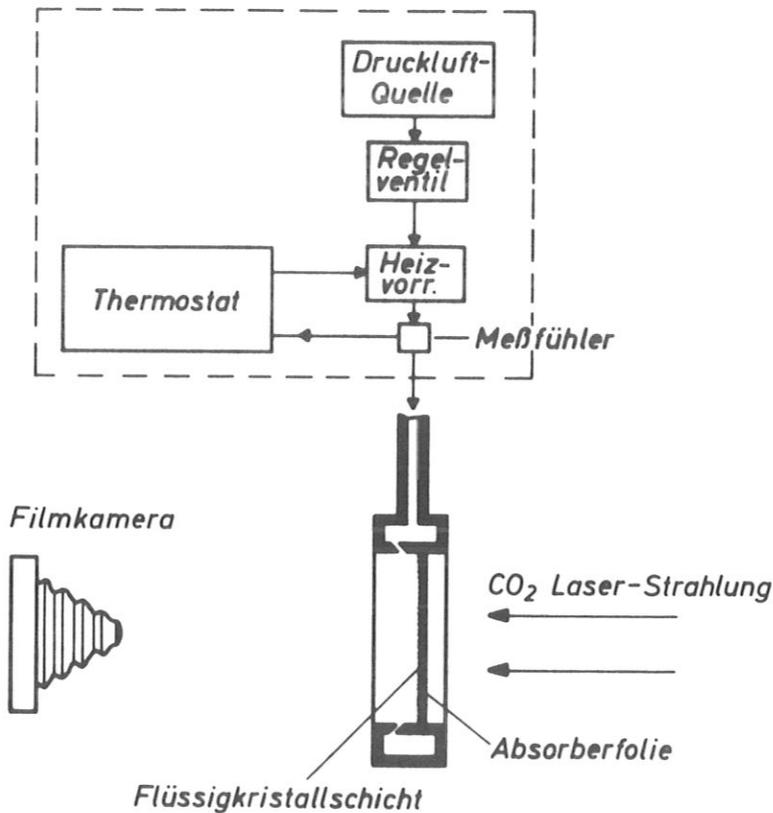


Abb. 29

Flüssigkristall - Bildwandler mit Luftkühlung

Zur kontinuierlichen Überwachung des Streifenbildes im Interferometer genügt eine einfachere Anordnung mit einer längeren Ansprechzeit. Zur Ableitung maximaler Leistungsdichten um 0,1 Watt/cm² erweist sich eine 1 mm dicke Plexiglasscheibe als günstig, die auf der Rückseite in Kontakt mit thermostatisiertem Wasser (34 ° C) steht. Wie Abb. 30 zeigt, beobachtet man auf der Seite, die der Laserstrahl trifft. Die Rückseite ist zur Unterdrückung von direktem Licht schwarz lackiert.

Bei zu hohen Leistungsdichten bis etwa 1 Watt/cm² kann durch Herabsetzung der Wassertemperatur die Flüssigkristalltemperatur noch unter 37 ° C gehalten werden. Für die Leistungsdichte von 0,1 Watt/cm² ergibt sich eine Einstellzeit von ca. 2 sec.

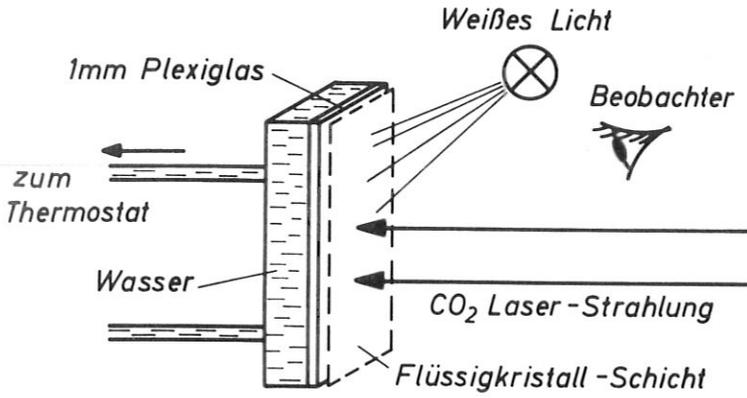


Abb. 30
Flüssigkristall-Bildwandler
mit Wasserkühlung

Für Aufnahmen mit möglichst kurzer CO_2 Laser-Belichtungszeit müssen die Wärmeableitung und die Wärmekapazität des Bildwandlers sehr klein gemacht werden. Dafür ist eine dünne frei-tragende Folie gut geeignet, die sowohl bei $10,6 \mu$ gut absorbiert, als auch im Sichtbaren schwarz ist, damit nur farbig gestreutes Licht registriert wird. Ausserdem muss sie zur Aufnahme einer gleichmässigen Flüssigkristallschicht hydrophil sein, soll aber durch Wasser nicht quellen. Diese Eigenschaften weist die schwarze Superpolyamidfolie Supronyl (Kalle) auf, die mit 65μ Dicke geliefert wird. Sie hat bei $10,6 \mu$ ein Absorptionsvermögen von $55 \pm 5 \%$. Sie wird über einen Aluminiumring gezogen und durch einen peripheren Gummiring gespannt, dann wird eine Schicht mikro-

verkapselter Flüssigkristalle aufgebracht, die bei 80μ Dicke eine ausreichende Farbintensität zeigt. Die Gesamtabsorption ist dann $80 \pm 5 \%$. Wie in Abb. 29 wird bei diesem Detektor die eine Seite bestrahlt und von der entgegengesetzten Seite beobachtet, wodurch eine Bildverzerrung vermieden ist.

Die Arbeitstemperatur der Folie wird durch Infrarotbestrahlung mit einer Heizdrahtwicklung eingestellt. Der Draht ist als Spiralring grosser Öffnung (7 cm) ausgeführt; damit die Folie gleichmässig bestrahlt wird, muss der Abstand richtig gewählt werden. Mit einer Konstanten γ , die der Gesamtleistung proportional ist, erhält man für das Intensitätsprofil auf der Folie (s. Abb. 31)

$$I(r, R, z_0) = \gamma \cdot \frac{1}{z_0} \cdot \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{\sqrt{R^2 + z_0^2 + r^2 - 2rR\cos\varphi}} \quad (68)$$

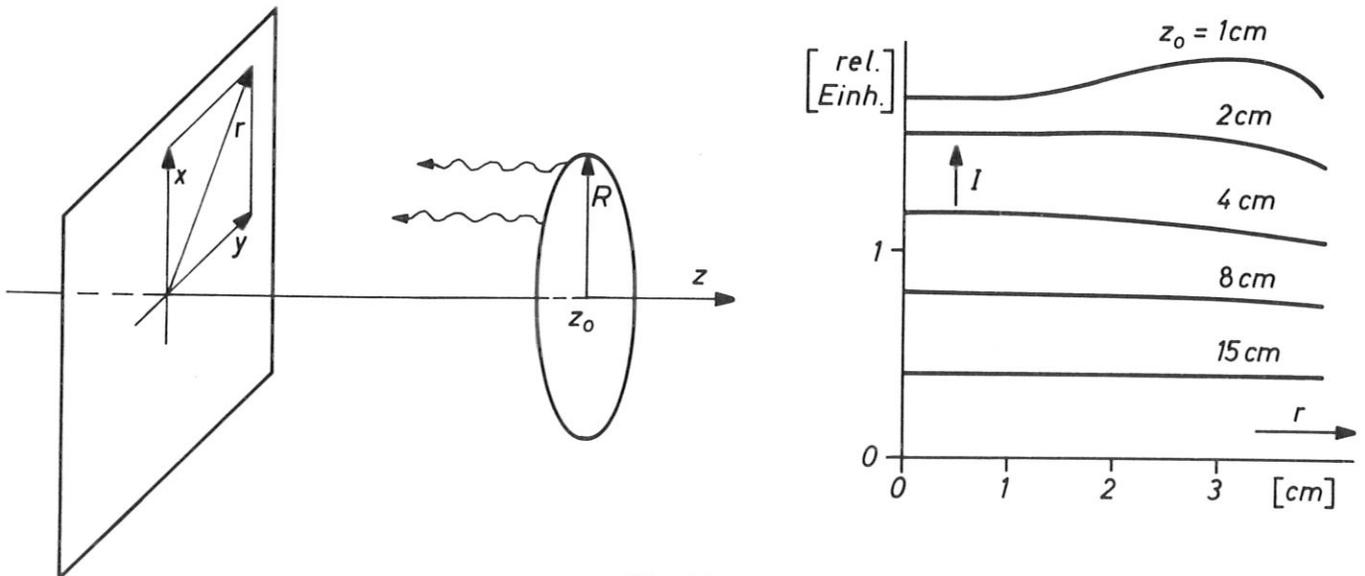


Abb. 31
Bestrahlungsprofile bei einer ringförmigen
Quelle mit $R = 3,5 \text{ cm}$ im Abstand z

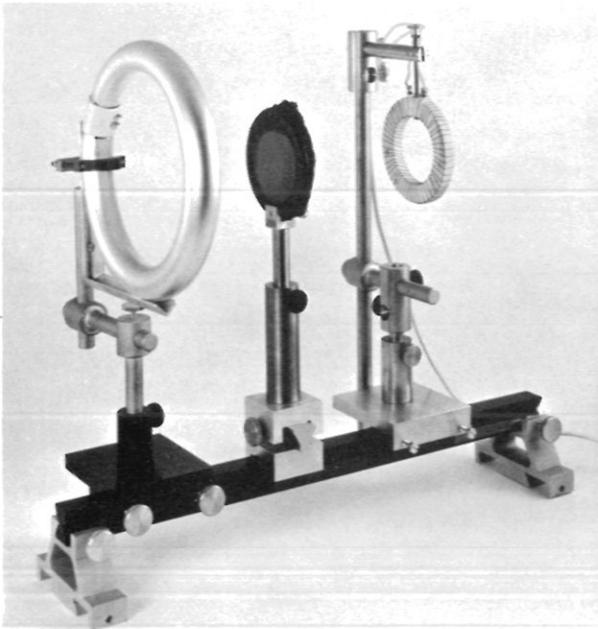


Abb. 32
Flüssigkristall-Bildwandler
mit Strahlungsheizung

Der Abstand (von einigen cm) geht also nicht kritisch in die Verteilung der Aufheizung ein. Die Temperatur von $34,5^{\circ}\text{C}$ (gelbgrün) erfordert bei $z_0 = 7\text{ cm}$ etwa 15 Watt Leistungsaufnahme im Draht. Das Temperaturgleichgewicht stellt sich in 10 - 30 sec ein. Die Verteilung wird allerdings durch konvektiven Austausch leicht gestört (1°C). Durch vorsichtiges Blasen aber lässt sich kurz vor einer Aufnahme eine einheitliche Farbe einstellen.

Zur Beleuchtung dient eine ringförmige Gasentladungslampe mit 20 cm \varnothing im Abstand von einigen cm; damit der Beobachter nicht geblendet wird, ist sie auf der dem Detektor abgewandten Seite mit Silberbronze bestrichen. Den vollständigen Detektor zeigt die Photographie in Abb. 32.

Zur Abphotographie des Farbbildes mit kurzer Belichtungszeit reicht die Intensität der Lampe nicht aus, weshalb eine Blitzlampe mit 0,001 sec Leuchtdauer zusätzlich eingebaut wird. Die Aufnahmen werden entweder auf Farbumkehrfilmen oder Polaroid Color gemacht. Abb. 33 zeigt eine Skizze des Aufnahmesystems.

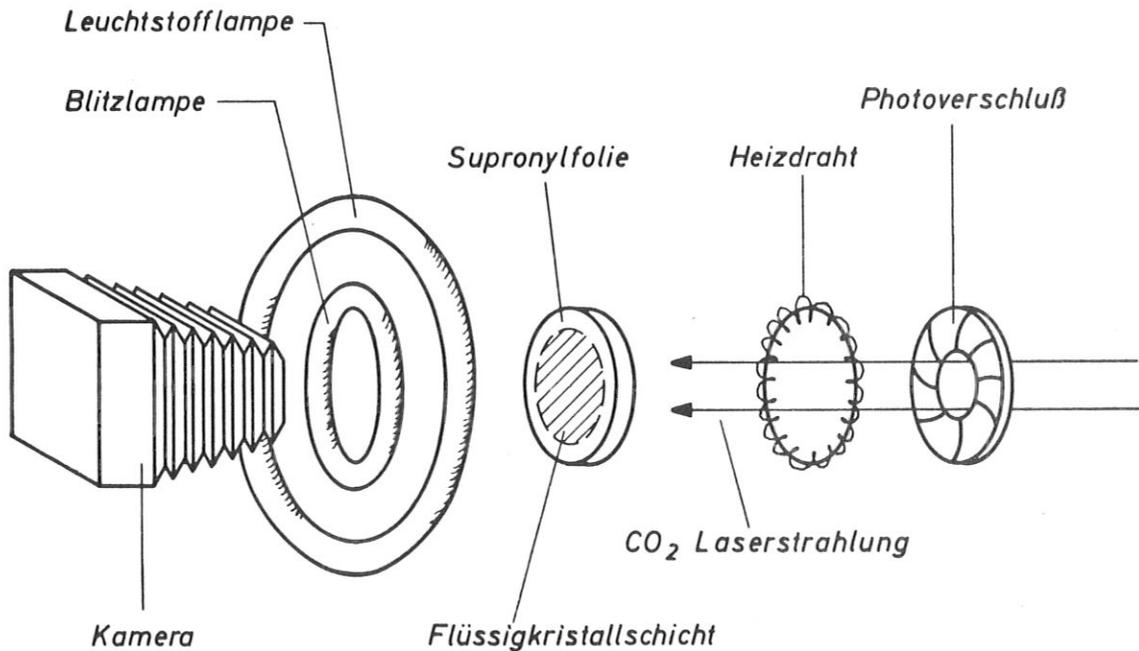


Abb. 33
Aufnahmeverfahren beim Flüssigkristall - Bildwandler

Bei der Benutzung von Schwarzweissfilm, z. B. Polaroid Typ 42, bekommt man mit einem Gelbgrünfilter (Schott GG7) sowohl zwischen rot-gelbgrün und blau-gelbgrün guten Kontrast, wie Abb. 34 zeigt; die Verteilung wurde durch kurzen Fingerkontakt eines zuvor blauen Schirms erzeugt.

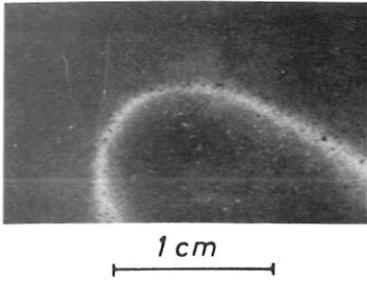


Abb. 34

Testaufnahme vom Flüssigkristall-Bildwandler mit Filter GG7 und Polaroid Typ 42

Die kleinste erkennbare Leistungsdichte ist durch konvektiven Wärmeübergang begrenzt, während das räumliche Auflösungsvermögen mit zunehmender Bestrahlungszeit durch Wärmeleitung in der Folie abnimmt. Diese Größen werden mit folgendem Verfahren abgeschätzt.

Die elektrische Leistung von 24 Watt des 0,3 mm dicken, 33 cm langen, schwach rotglühenden Drahtes reicht gerade zum Aufbau des Bildes in 4 sec aus, mit einem Temperaturkontrast von rot nach grün, etwa 1°C (durch Überlagerung bis 3°C). Die Ortsunschärfe von 1 - 2 mm entsteht bei dieser Belichtungszeit noch wesentlich durch die chromatische Aberration der Linse. Aus geometrischen Gründen werden etwa 0,12 % der Strahlungsleistung abgebildet. Berücksichtigt man 8 % Reflexionsverluste an der Linse und nimmt an, dass vom Draht 80 % der elektrischen Leistung abgestrahlt werden, so kommt man zu einer abgebildeten Leistung von 0,00065 Watt pro cm Drahtlänge. Mit Berücksichtigung der Ortsunschärfe ist daher die minimal erkennbare Leistungsdichte $0,005\text{ Watt/cm}^2$.

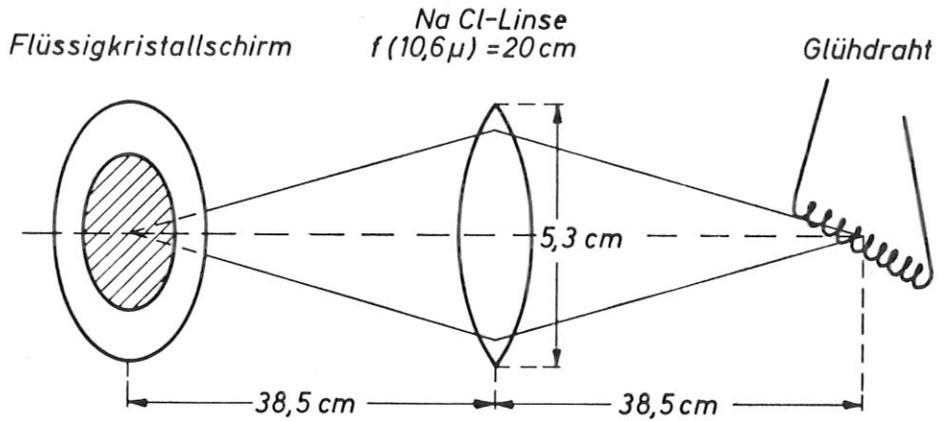
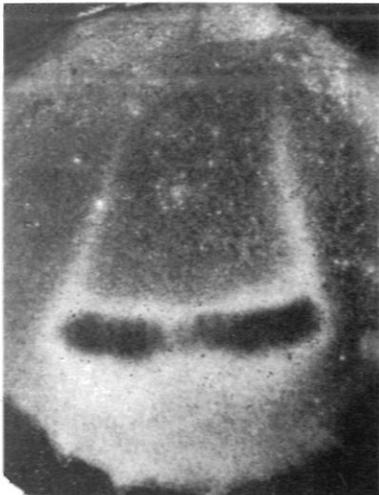


Abb. 35

Infrarotabbildung eines Glühdrahtes

Im Infrarot-Interferometer (Kap. 5.2) liegen die Leistungsdichten bei etwa $0,5\text{ Watt/cm}^2$. Die entsprechend kurze CO_2 Laser-Belichtungszeit wird mit einem Compur-Verschluss eingestellt, wie Abb. 33 andeutet. Das Verhalten des Bildwandler unter solchen Bedingungen wird mit der folgenden Anordnung getestet.

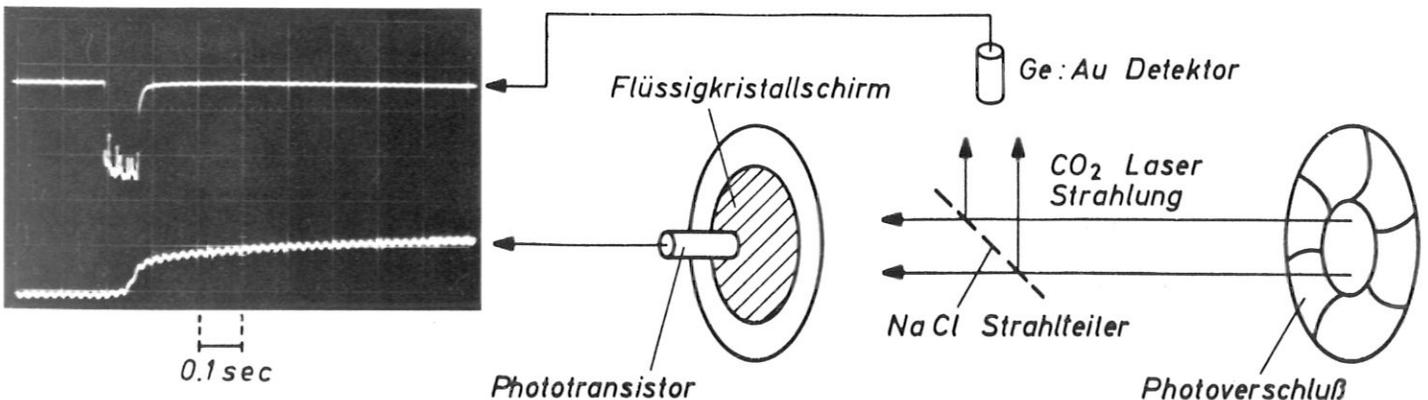


Abb. 36

Pulsverhalten des Flüssigkristalldetektors

Die Stufenhöhe des Signals des Phototransistors in Abb. 36 entspricht dem Übergang von gelbgrün nach blau (2°C); die Laserleistung ist $0,53\text{ W/cm}^2$ und die Belichtungszeit $0,065\text{ sec}$. Aus dieser Beobachtung folgt die charakteristische Empfindlichkeit von $0,017\text{ Watt} \cdot \text{sec} / ^{\circ}\text{C} \cdot \text{cm}^2$ des Detektors, ein Wert, der bei Hochleistungs- CO_2 Lasern eine sehr kurze Belichtungszeit ($\leq 10^{-7}\text{ sec}$) erlaubt.

Der Farbumschlag beginnt in Abb. 36 etwa $0,05\text{ sec}$ nach Einsetzen des Laserpulses. Mit dem Aufbau des Temperaturbildes setzt auch ein Verfließen der Konturen durch Wärmeleitung ein, weshalb die Registrierung möglichst frühzeitig erfolgen soll. Nach Rechnungen von Carlson /83/ ist vor Erreichen der maximalen Temperatur der Kontrast überhöht. Bei den Interferometeraufnahmen entsprechen die Verhältnisse denen von Abb. 36; deshalb wird vom Compurverschluss aus das Blitzlicht mit etwa $0,1\text{ sec}$ Verzögerungszeit getriggert, während man die Kamera gleichzeitig mit dem Compurverschluss öffnet ($1/5\text{ sec}$).

2.4 Optik für die CO_2 Laser Strahlung

Als Materialien für Spiegel sind bei $10\text{ }\mu$ im Gegensatz zum sichtbaren Bereich sehr viele Metalle geeignet; in dieser Arbeit werden Glas- oder Stahlspiegel verwendet, die mit Gold oder Aluminium bedampft sind. Die Reflektivität liegt für beide Metalle zwischen 98 und 99 % /84/, für Aluminium ist der Brechungsindex $\hat{n}(10,6\text{ }\mu) = 27 + 70i$, woraus man mit den Fresnel'schen Formeln /85/ für die Reflexionsfaktoren bei 45° Einfall berechnet: $S_{\parallel} = 0,986$, $S_{\perp} = 0,993$, $\psi_{\parallel} = 2,02^{\circ}$, $\psi_{\perp} = 181,00^{\circ}$. Für hohe Leistungsdichten sind dielektrisch beschichtete Germanium- und Siliziumspiegel geeignet /36/. Zur langbrennweitigen, eindimensionalen Abbildung bei den Verfahren in Kap. 4.1 und 4.3 erweist sich schon ein unbearbeitetes 1 mm dickes Messingblech als ausreichend; wie Abb. 37 und der Vergleich mit Tab. 1 zeigen, ist die Brennlinie etwa um einen Faktor fünf breiter als im Idealfall.

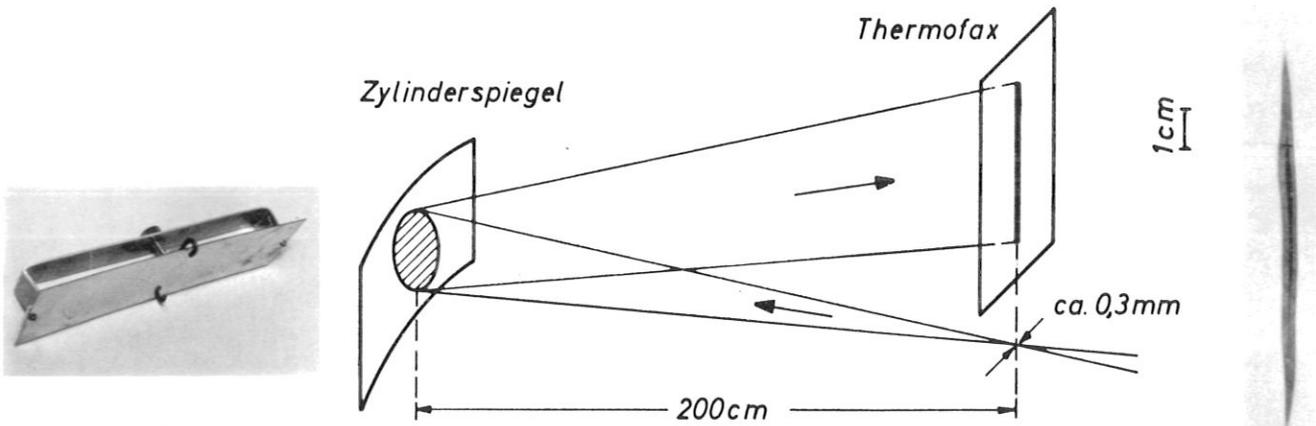


Abb. 37
Eindimensionale Abbildung einer CO_2 Laser
Mode TEM_{00q} auf Thermofax

Für die Abbildung in Abb. 37 wird der 30 cm lange Messingstreifen für $f = 1\text{ m}$ um $5,6\text{ mm}$ durchgebogen.

Zur Strahlteilung durch teilweise Reflexion an wenig absorbierenden Materialien werden bei $10,6\text{ }\mu$ hauptsächlich Kochsalz und Germanium verwendet. Für NaCl mit $n = 1,491$ ist die Reflektivität $3,9\%$ bei senkrechtem Einfall, bei 45° $0,8$ und 9% für die parallele bzw. senkrechte Polarisation; für Ge mit $n = 4,024$ sind die entsprechenden Werte 36 , 23 und 48% . Zur $1:1$ Teilung unter 45° lässt sich also für Ge bei senkrechter Polarisation eine dielektrische Beschichtung sparen, die zweite Oberfläche muss immer entspiegelt werden. NaCl dient zur Auskopplung kleiner Anteile, statt einer Entspiegelung /86/ kann man die Teilerplatte als Flachprisma mit z. B. 3° Zwischenwinkel ausführen.

Fenster mit geringer Reflexion und Absorption, z. B. zur Vakuumabdichtung, lassen sich ebenso wie Linsen aus NaCl, Irtran 2 (Kodak; $n(10,6 \mu) = 2,190$) und Ge herstellen. NaCl ist im Sichtbaren durchsichtig, Irtran 2 durchscheinend, und Ge undurchsichtig. Als Polarisatoren können diese Materialien bei nicht senkrechtem Einfall wirken; am effektivsten ist eine Ge-Platte, deren Transmissivität unter dem Brewsterwinkel 100 % für die parallele und 3,6 % für die senkrechte Linearpolarisation beträgt. Die Elliptizität der CO_2 Laserstrahlung, gegeben durch die Phasendifferenz ψ der beiden linear polarisierten Komponenten, wird durch Doppelbrechung, Reflexion an absorbierenden Medien oder Totalreflexion geändert. Für $\lambda/4$ Platten ausreichende Doppelbrechung und Transmissivität besitzen CdS und CdTe /87/. In Medien mit ausreichendem elektrooptischen Koeffizienten kann die Doppelbrechung durch ein elektrisches Feld induziert werden; dazu sind bei 10μ GaAs /88/ und Se /89/ geeignet. In NaCl ist $\psi = 45^\circ$ für die Einfallswinkel (gegen die Normale) $\alpha = 49^\circ$ und $\alpha = 55^\circ$, während $\psi = 46^\circ$ für $\alpha = 52^\circ$; bei zwei Reflexionen erhält man $\psi \approx 92^\circ$ mit dem Vorteil grosser Winkeltoleranz und nur 8 % Reflexionsverlusten (Abb. 38).

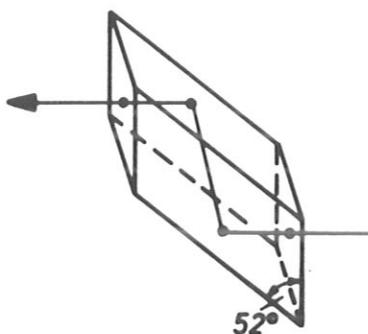


Abb. 38

Zirkularpolarisator für CO_2 Laser Strahlung aus NaCl (Fresnelprisma)

Mit einer Kombination von Zirkular- und Linearpolarisatoren lässt sich die Polarisationsrichtung beliebig drehen. Eine kontinuierliche Drehung der Polarisationsrichtung durch optische Aktivität ist für 10μ durch den Faraday Effekt von Halbleiterelektronen möglich /90/, für InSb bei $5 \cdot 10^3$ Gauss wird mit 10 % Absorptionsverlusten $\psi = 45^\circ$ erreicht. Durch Modulation der Doppelbrechung in elektrooptischen Kristallen kann man in Verbindung mit Polarisatoren die Amplitude modulieren /88/; aus einem kontinuierlichen Laserstrahl lassen sich so Pulse mit Anstiegszeiten $< 10^{-9}$ sec abschneiden /91/. Innerhalb des Resonators lässt sich der Modulator zur Güteschaltung und zur Auskopplung eines einzelnen (in /92/ 0,2 mJ) π -Pulses mit $2,5 \cdot 10^{-8}$ sec Dauer verwenden.

Nichtlineares Ansteigen der Polarisation mit steigender Leistungsdichte ist für $\lambda = 10 \mu$ in Ag_3AsS_3 /93/ und HgS /94/ zur Mischung mit sichtbarem Licht und Erzeugung höherer Harmonischer geeignet. In GaAs können durch Mischung verschiedener CO_2 Laserlinien mm-Wellen erzeugt werden /95/. Das nichtlineare Absorptionsverhalten mehrerer Gase, wie CO_2 /96/, SF_6 /97/, Vinylchlorid /98/ und BCl_3 /99/ kann zur Erzeugung von Q-switch- und π -Pulsen führen /100/. Diese Gase ermöglichen auch Mischung /101/ und parametrische Verstärkung /102/.

Durch die Dispersion (Frequenzgang) der Absorption einiger Gase zwischen 9 und 11μ lassen sich bestimmte CO_2 Laserlinien auswählen /20, 99/. Zur selektiven Transmission sind dielektrisch beschichtete Interferenzfilter mit $0,3 \mu$ Bandbreite verfügbar, für Spektrometer kann man Prismen und Reflexionsgitter verwenden. Für NaCl-Prismen mit Ein- und Ausfall unter dem Brewsterwinkel wird bei $\lambda = 10,6 \mu$ der Scheitelwinkel $67,6^\circ$ und der Gesamtablenkungswinkel $\alpha = 44,8^\circ$. Die Dispersion ist etwa $14 \text{ mrad}/\mu$; benachbarte Laserlinien (Abb. 12) werden mit $\Delta\alpha = 0,3 \text{ mrad}$ getrennt und sind deshalb nur bei grossflächiger Ausleuchtung auflösbar (Tab. 1).

Wesentlich grössere Dispersion ermöglicht ein Beugungsgitter; die relative Intensität z. B. der ersten Ordnung lässt sich durch eine besondere Furchenform optimieren (Abb. 39). Mit der Beziehung $103/\lambda = 2 \text{ dcos}\alpha \sin(2\alpha - \epsilon)$ erhält man für das verwendete Gitter mit $\epsilon = 21,6^\circ$, $d = 13,5 \mu$ (Jarrell-Ash) und $2\alpha = 45^\circ$ als zugleich reflektierte und gebeugte Wellenlänge $9,9 \mu$. Die Dispersion ist für diese Bedingungen $85/d(\epsilon + \alpha) / d\lambda = 1 / \text{dcos}(\epsilon + \alpha) = 103 \text{ mrad}/\mu$. Benachbarte Rotationslinien werden unter etwa 2 mrad getrennt; da die die Winkeltoleranz auch eines kurzen Resonators mehrfach überschreitet (Kap. 2.2), lässt sich ein solches Gitter als selektiver Resonatorspiegel im CO_2 Laser benutzen.

Zur Beobachtung des Emissionsspektrums wird der in Abb. 39 skizzierte Aufbau gewählt; am Fluoreszenzschirm ist die Fleckgrösse theoretisch $0,3 \text{ mm}$ für TEM_{00q} . Einige mit der kontinuierlichen Längenänderung des Resonators einzeln auftretende Emissionslinien sind auf Thermofax registriert worden (Abb. 39); die Zuordnung der Wellenlänge beruht auf dem Vergleich mit bekannten Spektren (s. Abb. 12 und /19/), sie stimmt innerhalb 4 % mit der berechneten Dispersion überein.

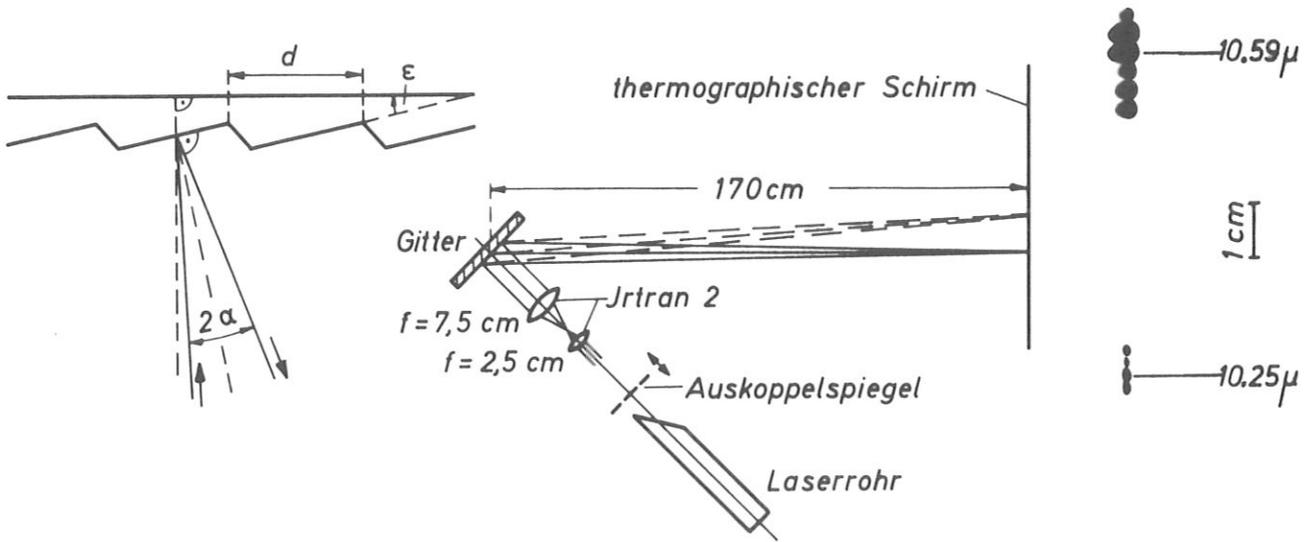


Abb. 39

Beobachtung und Registrierung des CO_2 Laserspektrums mit einem Echelettgitter

Steuerbare Dämpfungsglieder können auf der Basis von Streuung /105/, Absorption oder Strahlteilung gebaut werden. Bei Absorption bekommt man lokale Aufheizung und dadurch eine Verzerrung des transmittierten Strahls /106/, die nur durch sehr hohe Geschwindigkeiten /107/ des Absorbers klein gemacht wird. Elektrooptisch lässt sich die Absorption durch den molekularen Starkeffekt steuern, etwa im gasförmigen CH_3Cl /108/. Variierende Strahlteilung kann durch dielektrische oder metallische Beschichtung erreicht werden; bei senkrechtem Einfall auf eine Al-beschichtete Ge-Scheibe ergibt eine Berechnung mit den Fresnel'schen Formeln, dass die Transmission annähernd exponentiell mit der Schichtdicke abnimmt, die Phase etwa linear verschoben wird: für $\lambda = 10,6 \mu$ ist bei der Dicke von 750 \AA die Dämpfung der Platte 50 db und die Phasenverschiebung 74° . Bei nicht senkrechtem Einfall ist die Strahlteilung durch Reflexion für die beiden Polarisationsrichtungen verschieden; insbesondere kann die elektrooptische Polarisationssteuerung (s. oben) zur Steuerung der Dämpfung benutzt werden. Eine weitere interessante Möglichkeit zur Steuerung der Strahlteilung ist die gestörte Totalreflexion, für die Ozeki /109/ eine Genauigkeit von 0,3 db über einen Dämpfungsbereich von 40 db angibt. Bei keinem der genannten Dämpfungsglieder lässt sich eine Änderung der Phase mit der Dämpfung vermeiden.

Phasenschieber ändern nur die optische Weglänge $\int n dl$. Der Brechungsindex n lässt sich in Gasen (Kap. 1.1) mit Druck und Temperatur ändern; für einige Kristalle wurde die durch Temperaturänderung (Abb. 40 a) erzeugte Phasenverschiebung bei $10,6 \mu$ gemessen (Kap. 4.1); gemittelt über den Bereich 20 bis 50° C ergeben sich mit 5 % Fehler die folgenden Werte: $\Delta\varphi/2\pi = 0,31^\circ \text{ C}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ für Ge, $0,12$ für NaCl, $0,041$ für Irtran 2, $0,058$ für Irtran 4 und $0,087$ für Irtran 6. Dieser Effekt schließt die Änderung von n , die Längenausdehnung und die entsprechende Verkürzung des Luftweges ein. Durch Drehung einer planparallelen Platte mit Dicke d und Brechungsindex n_p ändert sich die optische Weglänge um $d \cdot (n_p/\cos\beta - n_L/\cos\alpha)$, wo n_L der Brechungsindex der Luft, α der Einfallswinkel und β der Refraktionswinkel gegen die Flächennormale sind (Abb. 40 b). Zur Einstellung sehr kleiner Änderungen wurde ein Phasenschieber aus zwei BaF_2 -Flachkeilen ($n = 1,4$, Keilwinkel $1,5 \text{ mrad}$) gebaut (Steeg und Reuter), die mit einem Mikrometer gegeneinander verschoben werden können und pro Ganghöhe (1 mm) 20° Phasenverschiebung liefern (s. Abb. 40 c).

Phasenverschiebung durch Längenänderung allein lässt sich mit Spiegeln erreichen. Bei einer Einstellung von Hand müssen allerdings die bei 10μ unvermeidlichen Phasen- und Richtungsschwankungen durch eine geeignete Spiegelkombination kompensiert werden (Abb. 40 d). In der Ausführung Abb. 41 erlauben die mit Gold beschichteten Glasspiegel einen Strahlquerschnitt von $5 \times 5 \text{ cm}^2$; mit der Mikrometerganghöhe von 10μ erhält man eine Phasenverschiebung $\Delta\varphi/2\pi \approx 1,9$ bei $\lambda = 10,6 \mu$.

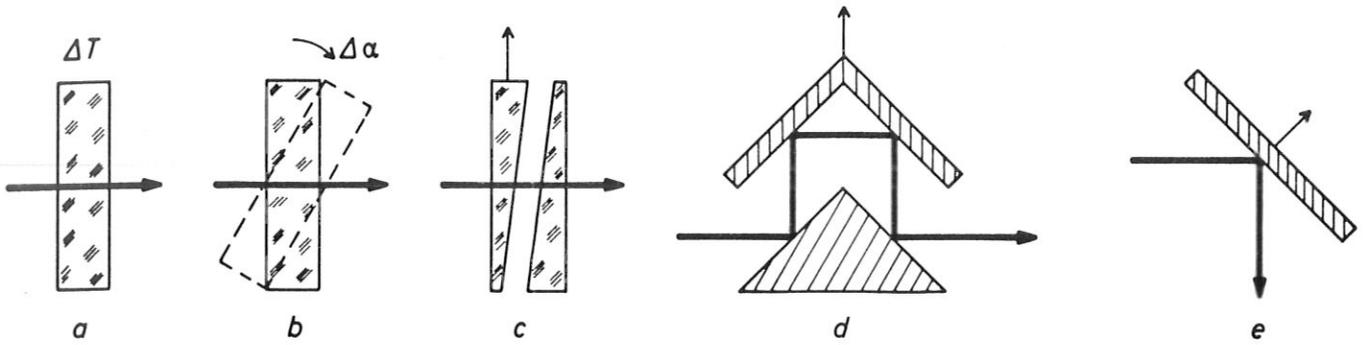


Abb. 40
Phasenschieber für CO₂ Laser Strahlung

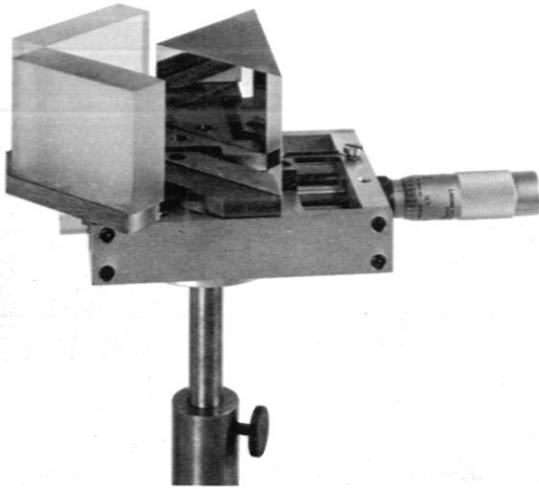


Abb. 41
Phasenschieber mit Kompensation der Strahlversetzung

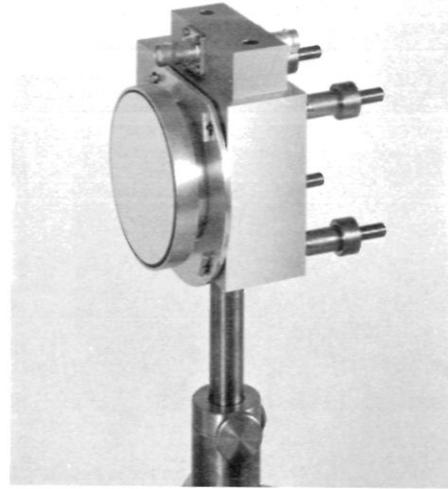


Abb. 42
Phasenschieber mit piezoelektrischer Steuerung

Elektrisch steuerbar ist ein Phasenschieber nach Abb. 40 e, der in Abb. 42 gezeigt ist.

Hier ist der Spiegel mit Haltefedern gegen piezoelektrische Elemente gedrückt. Zur Phasenverschiebung $\Delta \varphi = 2 \pi$ benötigt man bei 45° Einfall eine piezoelektrische Längenänderung um $10,6/\sqrt{2} \mu$, wofür etwa 1000 Volt gebraucht werden. Die Spannungs-Längencharakteristik des verwendeten Kristalls (Lansing) weicht durch Hysterese von der Linearität ab (Bereich bis 1600 V); sie wird bei $\lambda = 0,6328 \mu$ interferometrisch gemessen, wie Abb. 43 zeigt.

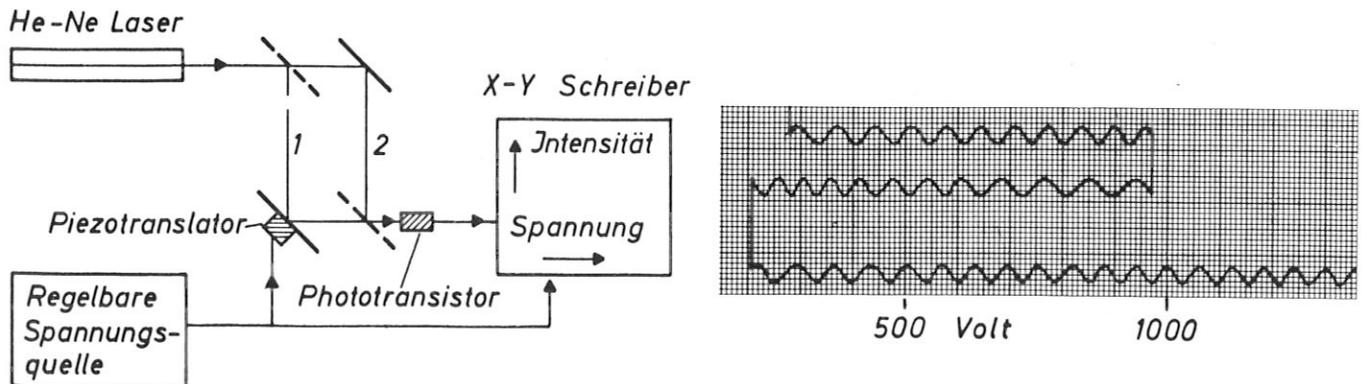


Abb. 43
Interferometrische Eichung der Charakteristik des Phasenschiebers mit piezoelektrischer Steuerung

Mit langsam steigender Spannung verkürzt sich der optische Weg des Teilstrahls 1, und am Phototransistor erscheinen abwechselnd Maxima und Minima; bei Umkehrung der Spannungsänderung wurde die Null-Linie dieses Signals auf dem Schreiber zur besseren Übersicht versetzt. Diese Messungen zeigen, dass der mittlere Ausdehnungskoeffizient $0,76 \mu/100$ Volt beträgt und im Bereich um 200 Volt um 5 % kleiner, im Bereich um 1400 V um 5 % grösser ist. Dazu kommt ein verzögertes Folgen der Längenänderung auf eine Spannungsumkehr. Der Ausdehnungskoeffizient sinkt zunächst sprunghaft auf etwa $3/4$ des mittleren Werts und erreicht ihn erst wieder nach einigen hundert Volt. Die koerzitive Spannungsdifferenz zur Einstellung einer festen Länge beträgt je nach Vorgeschichte bis $80 \text{ V} = 0,6 \mu$. Dadurch wird der systematische Grösstfehler in der Phase $0,08 \cdot 2 \pi = 29^\circ$ (für $\lambda = 10,6 \mu$ und 45° Einfall).

Ein spezieller Phasenschieber ist zur Minimumstrahlkennzeichnung (Kap. 4.3) erforderlich: die eine Hälfte des Strahls soll sprunghaft um $\Delta \varphi = \pi$ gegen die andere verschoben werden. Für einen Stufenspiegel (Abb. 44) gilt $\Delta \varphi = \pi \cdot 4 \cos \alpha \cdot h/\lambda$; für 45° Einfall und $\lambda = 10,6 \mu$ ist also $h = 3,75 \mu$ nötig, diese Dicke konnte aber durch Aufdampfen nicht ganz erreicht werden. Die Stufenhöhe des gelieferten Spiegels wurde in einem He-Ne Laser Interferometer zu $2,86 \pm 0,05 \mu$ bestimmt.

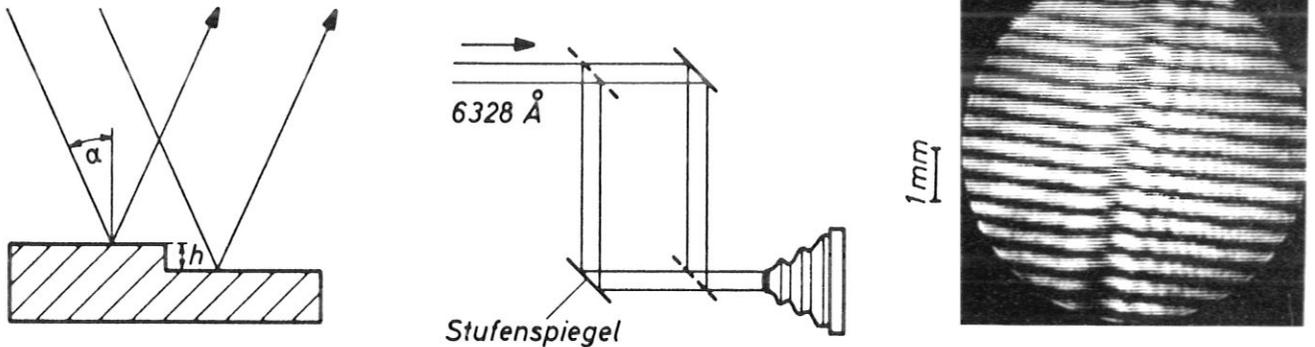


Abb. 44

Stufenspiegel zur Minimumstrahlkennzeichnung; interferometrische Vermessung

Als Einfallswinkel für die Minimumstrahlkennzeichnung ist demnach $\alpha = 21^\circ$ zu wählen.

2.5 Stabilisierung der Laseremission

Die Frequenzschwankungen der CO_2 Laserstrahlung müssen für den Interferometerbetrieb so klein sein, dass sie zu keiner auflösbaren Phasenverschiebung führen. Tatsächlich sind aber immer Schwankungen in der optischen Länge des Resonators vorhanden, die ja wesentlich von Spiegelabstand, Gasdruck und Stromstärke abhängt. Zur Abschätzung der Verhältnisse wird die Intensität der emittierten Strahlung mit einem Bolometer untersucht. Bei optimaler Einstellung des Lasers (Abb. 19) auf die Grundmode und die Linienmitte beobachtet man eine Leistungsschwankung um $\pm 15\%$ mit der in Abb. 45 gezeigten Frequenzverteilung.

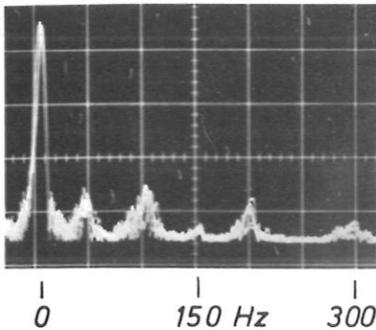


Abb. 45
Frequenzverteilung der
Laserleistung;
Auftragung linear

Strom und Spannung zeigen dagegen nur 1% Schwankung, mit den Frequenzverteilungen in Abb. 46

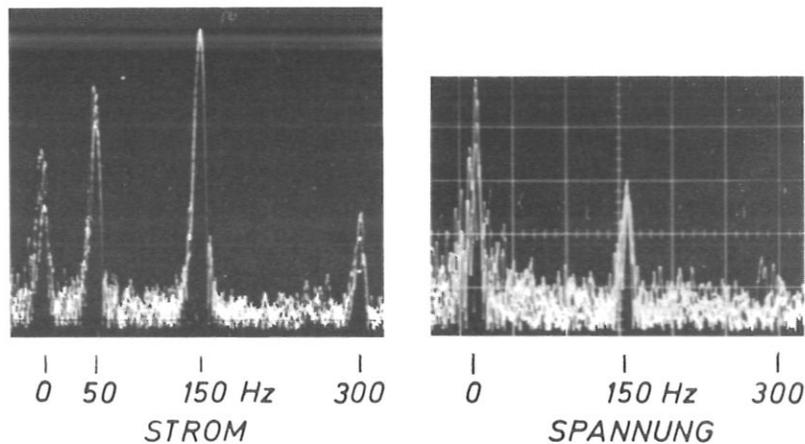


Abb. 46
Frequenzverteilung des Entladungsstroms und
der Entladungsspannung, Auftragung linear

Da der Laser nicht nahe an der Oszillationsschwelle arbeitet, reichen die Strom- und Spannungsschwankungen allein zu einer Erklärung nicht aus. Fluktuationen im Gasdruck müssten bei der Rotationsfrequenz $23,7 \text{ sec}^{-1}$ der Pumpe auftreten und sich in Strom und Spannung bemerkbar machen, was nicht der Fall ist. Die doppelte Pumpfrequenz tritt jedoch in der Laserleistung auf, und dies weist auf eine trotz der Dämpfungsfüsse noch unzureichende Vibrationsisolierung des Unterbaus hin. Mit der Linienbreite des CO_2 Lasers (Abb. 18) kann man nun die zugehörige Frequenzschwankung zu $\Delta f \lesssim 10^7 \text{ sec}^{-1}$ abschätzen, relativ also $\Delta f/f \lesssim 3 \cdot 10^{-7}$. Das bedeutet aber, dass im Interferometer erst 10 cm Wegdifferenz zwischen beiden Zweigen (Phasenschieber Abb. 41) zu maximal 1° Phasenschwankung führen können.

Bedenklicher ist die langsame Drift der Resonatorlänge mit der Temperatur, mit der die Frequenz der oszillierenden Mode nicht kontinuierlich um bis zu $5 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ wandert, sondern bereits nach kleinen Änderungen diskontinuierlich um mindestens $5 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ springt (Abb. 18). Da unter normalen Bedingungen die emittierte Linie im Abstand von einigen Minuten wechselt, ist die Einrichtung einer selbststeuernden Kompensation der Drift notwendig. Als Stellglied eignet sich ein auf einen Piezokristall montierter Auskoppelspiegel, mit einem Hub von mindestens $\lambda/2 \approx 6 \mu$. Bei der Wahl eines Diskriminationssystems /64/ genügt es, das Verstärkungsprofil des Lasers (Abb. 18)

auszunutzen /110/ und die Frequenz auf die Linienmitte zu stabilisieren. Dies ist grundsätzlich durch Differenzieren eines dem Profil folgenden Signals, also der Laserleistung, möglich; man erhält dann ein Fehlersignal verschiedenen Vorzeichens, je nachdem die Frequenz positiv oder negativ von der Linienmitte abweicht, und mit einem Betrag, der mit der Entfernung von der Linienmitte anwächst. Das differenzierte Signal entsteht durch Längenmodulation des Resonators, also Frequenzmodulation der Abstimmung und Intensitätsmodulation der Laserleistung sowie durch phasensynchrone Verstärkung.

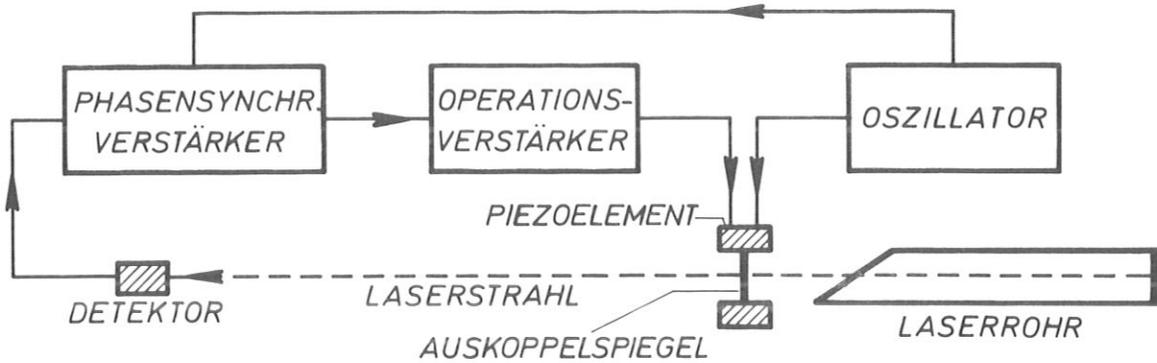


Abb. 47
Stabilisierungssystem für Gaslaser

Wie Abb. 47 zeigt, steuert das Diskriminatorsignal über einen Operationsverstärker das Piezoelement nach; wie beim steuerbaren Phasenschieber (Abb. 42) sind dazu 1 - 2 KV nötig, die Hystese in der Spannungslängencharakteristik ist hier allerdings ohne Bedeutung. Der Betrieb des Regelkreises bei der Frequenz 750 Hz, mit einem Bolometer, einem PAR - JB 4 lock-in Verstärker und einem im IPP gebauten Operationsverstärker erfordert eine Modulationsamplitude von $\pm 0,1 \mu$, was bei der Resonatorlänge von 1,17 m eine Frequenzschwankung von $\pm 2,4 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ hervorruft und damit die Interferometrie nicht beeinträchtigt.

Zur Stabilisierung auf die Linienmitte muss beim CO_2 Laser noch eine Linienselection treten, da sonst die Regelung etwa bei einem plötzlichen Stoss auf irgend eine andere Linie einrastet. Man könnte dafür ein dispersives Element in den Resonator bringen /111/ oder ein Beugungsgitter als Reflektor benutzen /112/, und damit durch Drehung eine gewünschte Linie einstellen. Neben den unvermeidlichen Verlusten haben diese Verfahren aber den Nachteil, dass mit der Einstellung einer neuen Linie die Richtung nur auf eine Genauigkeit von etwa 10^{-3} rad reproduziert wird. Dies erschwert etwa im Interferometer (Kap. 5.2) einen Wechsel der Wellenlänge. Aus diesen Gründen wird das dispersive Element ausserhalb des Resonators in den Regelkreis eingebaut, wie Abb. 48 zeigt.

Der Detektor befindet sich jetzt hinter einem 1 mm breiten Schlitz im thermographischen Schirm, auf dem das emittierte Spektrum (s. Abb. 39) beobachtet wird. Durch Schwenken des Umlenkspiegels kann jede gewünschte Linie auf das Bolometer entworfen werden. Mit diesem System ist gewährleistet, dass nur eine einmal eingestellte Linie stabilisiert werden kann; ob die Rückkopplung momentan stabil arbeitet, lässt sich mit einem Blick auf den Fluoreszenzschirm erkennen. Für die in Abb. 39 gezeigten Linien bekommt man beim Schliessen des Regelkreises immer stabile Emission, während sich etwa zehn schwächere Übergänge, darunter $9,55 \mu$ und $9,57 \mu$, nur dann stabilisieren lassen, wenn man durch Längenänderung des Resonators um einige λ einen Punkt sucht, an dem die Konkurrenz anormal schwach ist.

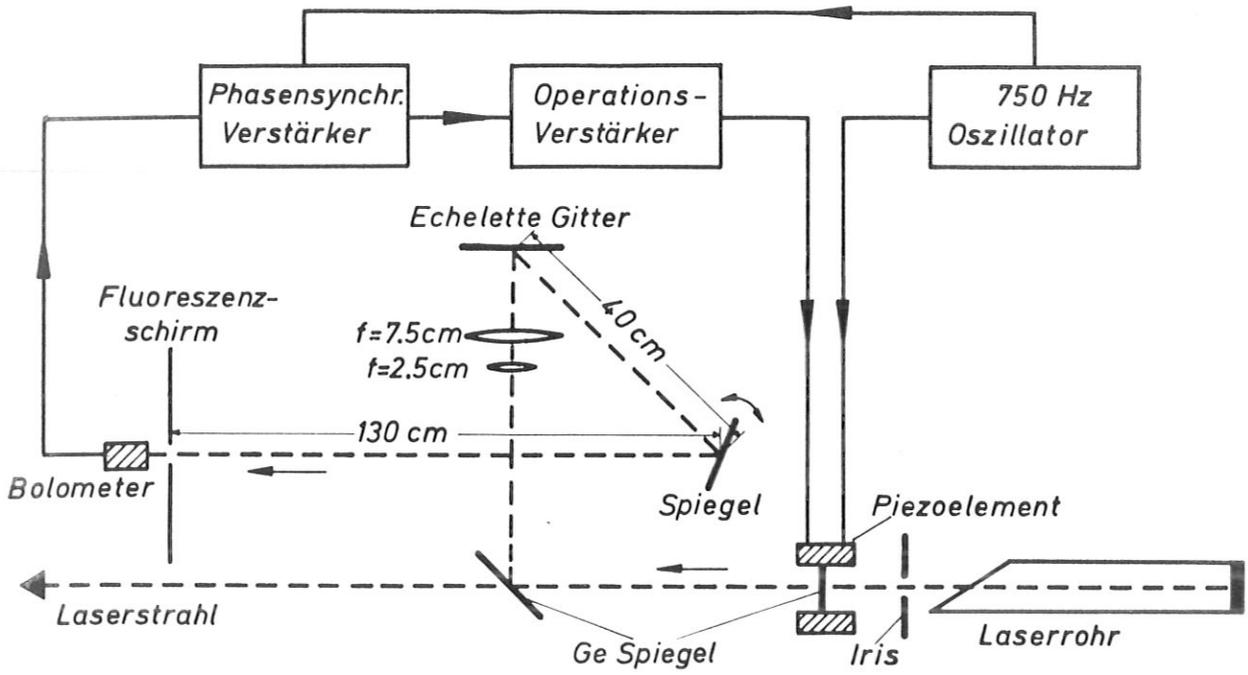
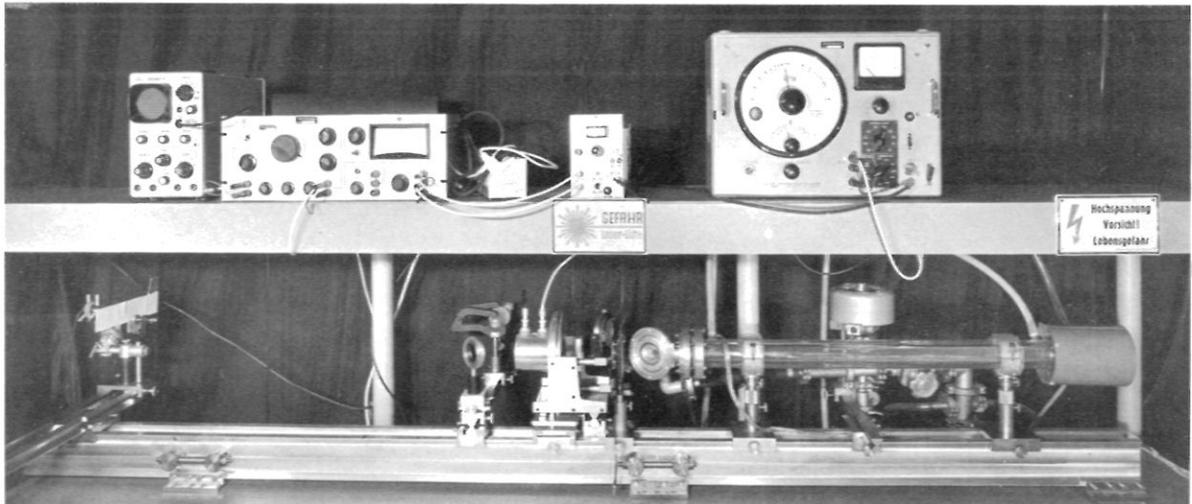


Abb. 48

Frequenzstabilisierter CO₂ Laser
mit Spektrometer und Wellenlängen-
selektion



3. AUFBAU DER UNTERSUCHTEN PLASMEN

In den vorliegenden Experimenten werden zwei Typen von Bogenplasmen untersucht, deren Symmetrie, Elektronendichte und Ausdehnung bei einer Durchstrahlung gut messbare Effekte (Kap. 1.2) erwarten lassen.

Ein Argon-Plasmapbrenner /113/ bietet sich wegen der einfachen Betriebsweise und des über Stunden stationären Brennens zur Erprobung der Messverfahren an. Wie in Abb. 49 skizziert, brennt der Lichtbogen bei Atmosphärendruck zwischen einer spitz auslaufenden Wolframkathode und einer trichterförmigen Kupferanode; beide Elektroden sind wassergekühlt. Das Arbeitsgas wird entlang der Kathode zugeführt, im Lichtbogen mit einigen Kilowatt aufgeheizt und beschleunigt, und strömt als ca. $10\ 000\text{ }^{\circ}\text{K}$ heisser Plasmastrahl durch die Düse in die Atmosphäre. Die Strömung ist je nach den Betriebsbedingungen, nämlich Düsendrösse, Gasdurchsatz und elektrische Leistung laminar oder turbulent. Diese Parameter werden so gewählt, dass sich die Ergebnisse möglichst mit denen anderer Autoren /113 - 117/ vergleichen lassen.

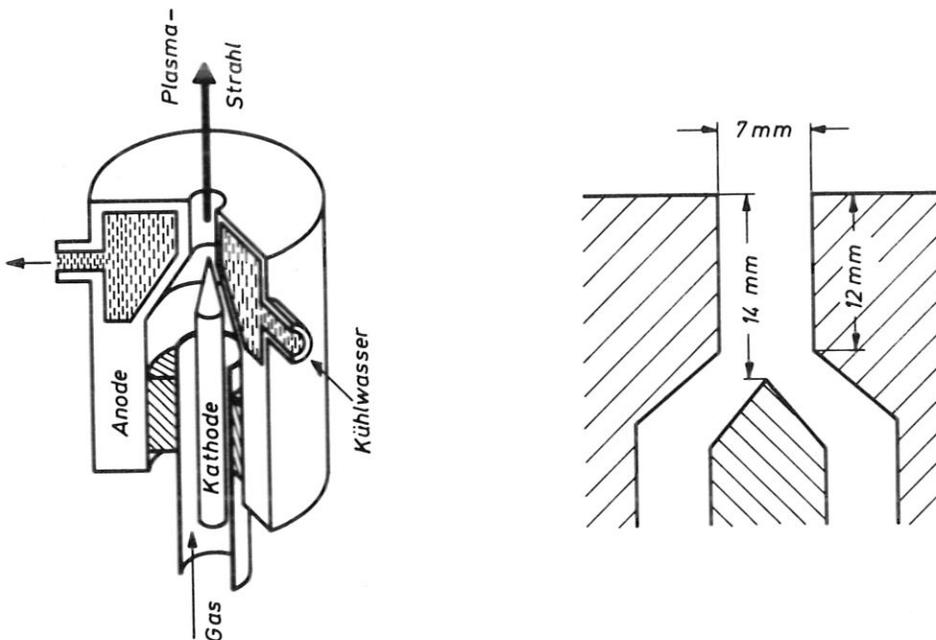


Abb. 49
Argon-Plasmapbrenner

Die verwendete Geometrie in der Bogenzone ist in Abb. 49 masstäblich festgehalten. Mit Argon ergeben sich bei einer Durchflussrate von $0,18\text{ g/sec}$ folgende Entladungsbedingungen:

Stromstärke	200	300	400 A
Bogenspannung	21	20	19 V
Bogenleistung	4,2	6,0	7,6 KW

Die elektrische Versorgung liefert ein Silizium-Dreiphasengleichrichter.

Turbulente Strömung stellt sich für 100 A bei einem Massendurchsatz oberhalb $0,18\text{ g/sec}$ ein, für 400 A oberhalb $0,40\text{ g/sec}$. Im darunterliegenden laminaren Bereich wird eine sehr ruhige, bis zu 1 m Höhe sichtbare Plasmaflamme erzeugt (Abb. 50 b).

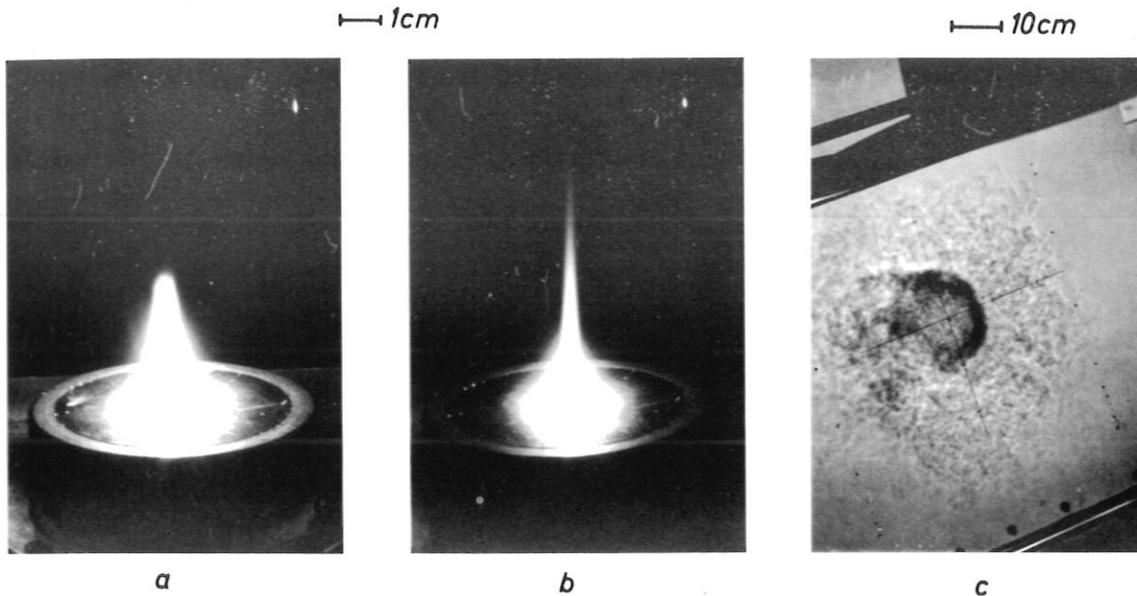


Abb. 50

Aufnahmen des Argon-Plasmastrahls (1/400sec);
 a: 400 A, 0,90 g/sec; b: 400 A, 0,18 g/sec;
 c wie b, Schatteneffekt an der Labordecke

Rotationssymmetrie und Richtung des Plasmastrahls werden durch Unsymmetrien im Brenner, z. B. lokales Schmelzen, empfindlich gestört; Symmetrie ist aber eine wichtige Voraussetzung für die Interpretation der Messergebnisse. Sie lässt sich durch einen Schatteneffekt an der Labordecke kontrollieren (Abb. 50 c), der durch die im Brechungsindexgradienten abgelenkte Eigenstrahlung entsteht.

Ein zweites, gut reproduzierbares Bogenplasma ist das eines Hochstromkohlebogens (100 - 500 A), das in der Literatur eingehend beschrieben ist /2, 118 - 120/. Die Entladung brennt stationär und rotationssymmetrisch zwischen zwei Kohleelektroden in der Atmosphäre; wie beim Plasmabrenner sind auch hier spezielle infrarotdurchlässige Fenster nicht nötig. Man kann das Plasma gut in der unmittelbaren Nähe der Elektroden beobachten, wo die entscheidenden Erzeugungsmechanismen ansetzen.

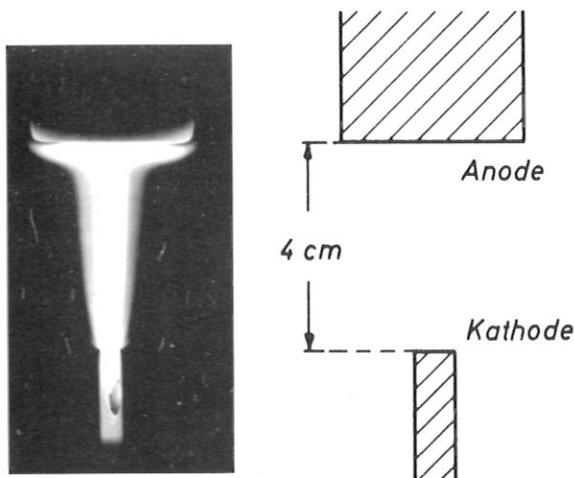


Abb. 51

Hochstromkohlebogen;
 Aufnahme bei 200 A

Abb. 51 zeigt den Bogen, der vertikal zwischen einer unten stehenden 0,8 cm dicken Kathode aus spektral reinem Graphit (Ringsdorff RWI) und einer 4 cm darüberstehenden 3,5 cm dicken Anode brennt.

Die Zündung erfolgt wie beim Plasmabrenner durch kurzzeitige Überbrückung mit einem Graphitstab. Nach etwa einer halben Minute wird der sehr ruhige und stabile Entladungszustand mit hell glühenden Elektroden erreicht; nach einer weiteren halben Minute liegt der Abbrand der Kathode selbst bei 500 A noch unter 1 mm. Danach nimmt die Abbrandgeschwindigkeit zu, weil der Kohlenstoff auch von den Seitenflächen verdampft und verbrennt. Auf ein Nachschieben der Kathode wird verzichtet, die zweite halbe Minute nach dem Zünden reicht stets zur Messung aus.

Die laminare Strömung des Plasmas zur Anode hin /119/ wird durch ein bei über 100 A wirksames Eigenmagnetfeld unmittelbar vor der Kathode angetrieben /118/. Im Bereich der Bogensäule und des Anodenansatzes wird das Strömungsfeld empfindlich von konvektiven Luftströmungen gestört. Aus diesem Grund

wird der Bogen in die Achse eines 1 m langen Asbestkastens eingebaut, wobei sich die Symmetrie durch Betrachtung aus zwei um 90° getrennten Blickrichtungen senkrecht zur Bogenachse überprüfen lässt.

4. DIAGNOSTIK DURCH STRAHLABLENKUNG

Durch die Ausmessung von Strahlbahnen lässt sich die Brechungsindexverteilung in inhomogenen Plasmen bestimmen. In den untersuchten Bögen liegt annähernd Zylindersymmetrie vor, weshalb senkrecht zur Achse auftreffende Strahlen, wie sie hier ausschliesslich betrachtet werden, ganz in einer Querschnittsebene verlaufen. Da Strahlen lokal stets zum optisch dichteren Medium hin gekrümmt sind (Gl. 23), wirken solche Plasmen wie zylindrische (eindimensionale) Zerstreungslinsen.

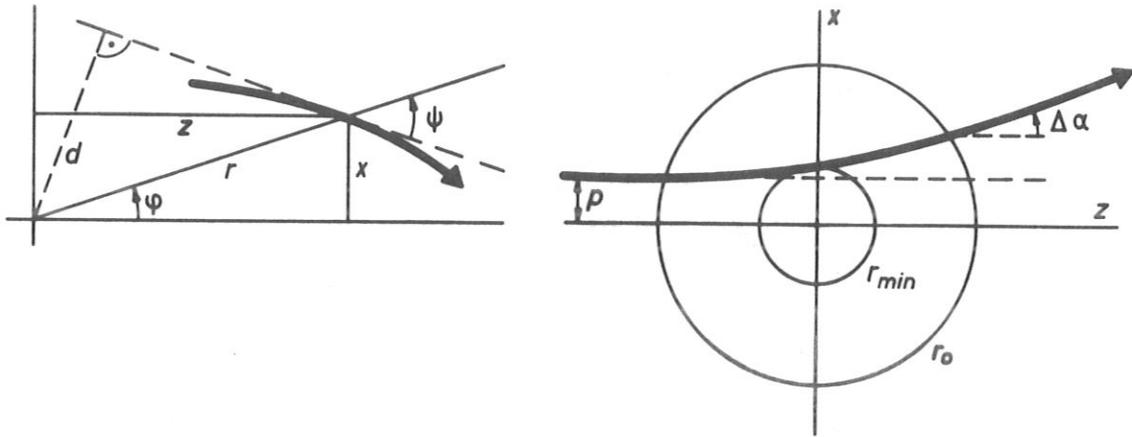


Abb. 52
Strahlverlauf in rotationssymmetrischen Medien

Mit der Einführung eines Plasmaradius r_0 und des Brechungsindexprofils

$$n(r) = \begin{cases} n(r) & \text{für } r < r_0 \\ 1 & \text{" } r \geq r_0 \end{cases} \quad (68)$$

gilt für den Strahlverlauf die Bouguer'sche Formel /85/

$$n(r) \cdot r \cdot \sin \psi = n(r) \cdot d = p \quad (69)$$

woraus folgt

$$\frac{dr}{d\psi} = \frac{r}{p} \cdot \sqrt{n^2(r) \cdot r^2 - p^2} \quad (70)$$

Aus dieser Gleichung geht hervor, dass eine Transformation allein der Längen die Bahnkurve ähnlich transformiert, insbesondere die messbaren Ablenkungswinkel $\Delta \alpha$ invariant lässt; d. h. also, in die nunmehr normierbare Ablenkungskurve $\Delta \alpha (p/r_0)$ geht die wahre Plasmagrösse nicht ein. Dies steht ganz im Gegensatz zur Interferometrie, wo die gemessene Phasenverschiebung $\Delta \varphi (p/r_0)$ eine lineare Funktion des Plasmaradius r_0 ist (Gl. 95).

Aus Gl. 70 erhält man für die Ablenkung /121/

$$\Delta \alpha (p) = 2 \arccos \frac{p}{r_0} - 2 \int_{r_0}^{r_{min}} \frac{p}{r} \cdot \frac{dr}{\sqrt{n^2(r) \cdot r^2 - p^2}} \quad (71)$$

Analytische Lösungen können nach Wort /122/ für den Gültigkeitsbereich der geometrischen Optik (Abb. 8) angegeben werden, wenn die Elektronendichteverteilung parabolisch und der Brechungsindex durch Gl. 1 gegeben ist:

$$n(r) = \sqrt{1 - \frac{n_e^*}{n_{ekrit}} \left(1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right)} \quad (72)$$

$$\Delta\alpha \left(\frac{p}{r_0}\right) = 2 \arccos \frac{p}{r_0} - \arcsin \frac{1 - \frac{n_e^*}{n_{ekrit}} - 2 \frac{p^2}{r_0^2}}{\left(1 - \frac{n_e^*}{n_{ekrit}}\right)^2 + 4 \frac{p^2}{r_0^2} \cdot \frac{n_e^*}{n_{ekrit}}} \quad (73)$$

Diese normierten Ablenkungskurven sind in Abb. 53 dargestellt.

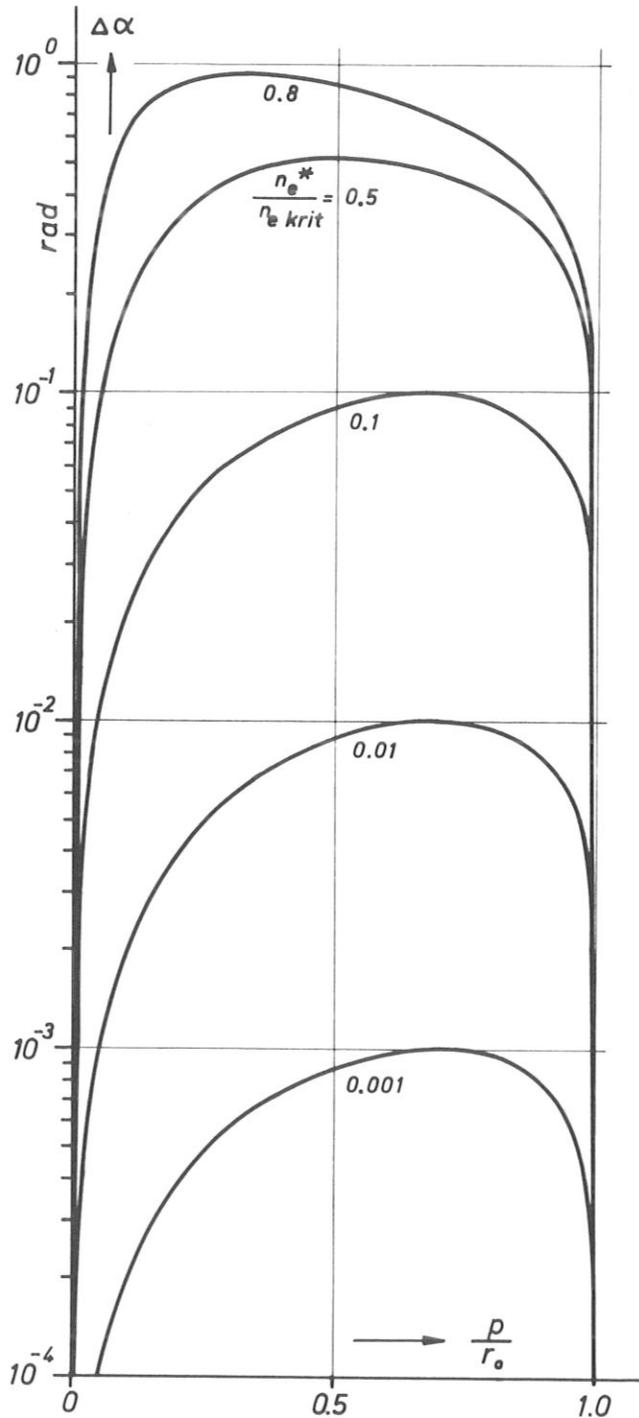


Abb. 53

Strahlablenkung bei parabolischer Elektronendichteverteilung

Die aus Abb. 53 erkennbare Proportionalität $\Delta \propto (p/r_0) \sim n_e(p/r_0)/n_{ekrit}$ bei fester Profilform im Bereich $n_e^*/n_{ekrit} \lesssim 0,1$ gilt für beliebige Profilformen, wie gleich gezeigt wird. Für die folgenden Rechnungen soll $|r_{min}/p - 1| \ll 1$ vorausgesetzt werden, was nach Gl. 69 $|1/n_{min} - 1| \ll 1$ bedeutet und für alle p erfüllt wird, wenn überall im Plasma gilt

$$n_e / 2 n_{ekrit} \ll 1 \quad (74)$$

Mit dieser Voraussetzung und der in /121/ durchgeführten Linearisierung der Gl. 71 wird

$$\Delta \propto (p) = 2 \int_{r_0}^p \frac{p}{r} \cdot \frac{1}{n(r)} \cdot \frac{dn(r)}{dr} \cdot \frac{r dr}{\sqrt{r_0^2 - p^2}} = 2 \int_0^1 \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n(p,z)}{\partial x} dz \quad (75)$$

Da mit den Gl. 74 und 1

$$n(r) = \sqrt{1 - \frac{n_e(r)}{n_{ekrit}}} = 1 - \frac{n_e(r)}{2 n_{ekrit}} \quad (76)$$

gesetzt werden kann, wird aus Gl. 75

$$\Delta \propto (p) = \int_0^{\sqrt{r_0^2 - p^2}} \left(1 + \frac{n_e(r)}{2 n_{ekrit}}\right) \cdot \frac{1}{n_{ekrit}} \cdot \frac{\partial n_e(p,z)}{\partial x} dz \quad (77)$$

Der erste Faktor in Gl. 77 wird wegen Gl. 74 durch 1 ersetzt. Mit einer Normierung des Elektronendichteprofiles durch

$$n_e(r) = n_e^* \cdot f(r); \quad \text{Max}(f(r)) = 1 \quad (78)$$

erhält man dann

$$\Delta \propto (p) = \frac{n_e^*}{n_{ekrit}} \cdot \int_0^{\sqrt{r_0^2 - p^2}} \frac{\partial f(p,z)}{\partial x} dz \quad (79)$$

Dies ist die oben behauptete Proportionalität bei beliebiger Profilform f . Zur weiteren Rechnung normiert man auf einen noch nicht definierten Plasmaradius R und erhält

$$\Delta \propto (\bar{p}) \cdot \frac{n_{ekrit}}{n_e^*} = \int_0^{\sqrt{\bar{r}_0^2 - \bar{p}^2}} \frac{\partial f(\bar{p}, \bar{z})}{\partial \bar{x}} d\bar{z} \quad (80)$$

$$p = \bar{p}R, \quad x = \bar{x}R, \quad z = \bar{z}R, \quad r = \bar{r}R, \quad r_0 = \bar{r}_0R$$

Da in den untersuchten Bögen die Elektronendichteprofile als monoton vorausgesetzt werden können, bedeutet n_e^* hier die Elektronendichte auf der Achse (Gl. 78). Es wird nun die Abhängigkeit der normierten Ablenkungskurve nach Gl. 80 von der Profilform f untersucht. Da für einige der untersuchten Funktionen die Plasmagrenze $r_0 \rightarrow \infty$ wird, wählt man den Längenmasstab so, dass $f(r/R = \bar{r} = 1) = 0,1$ ist. Statt dieser hätte man auch eine etwa integrale Bedingung, z. B. $\int_0^1 f(\bar{r}) d\bar{r} = 2/3$ wählen können. Das Integral Gl. 80 wird numerisch ausgewertet und mit den zugehörigen Profilen in Abb. 54 dargestellt.

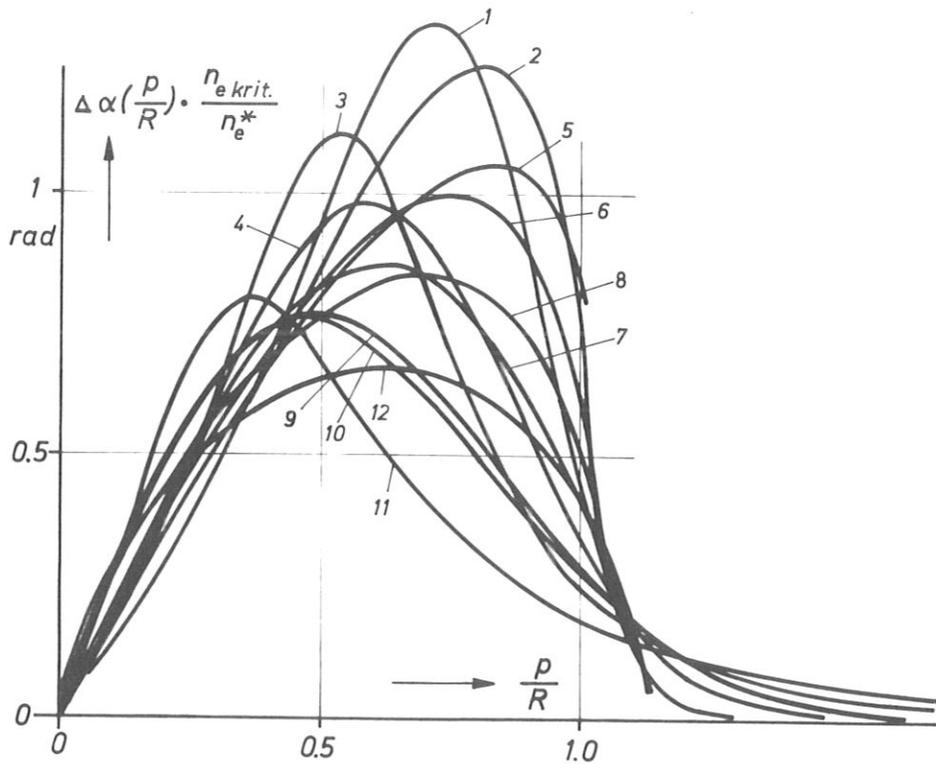
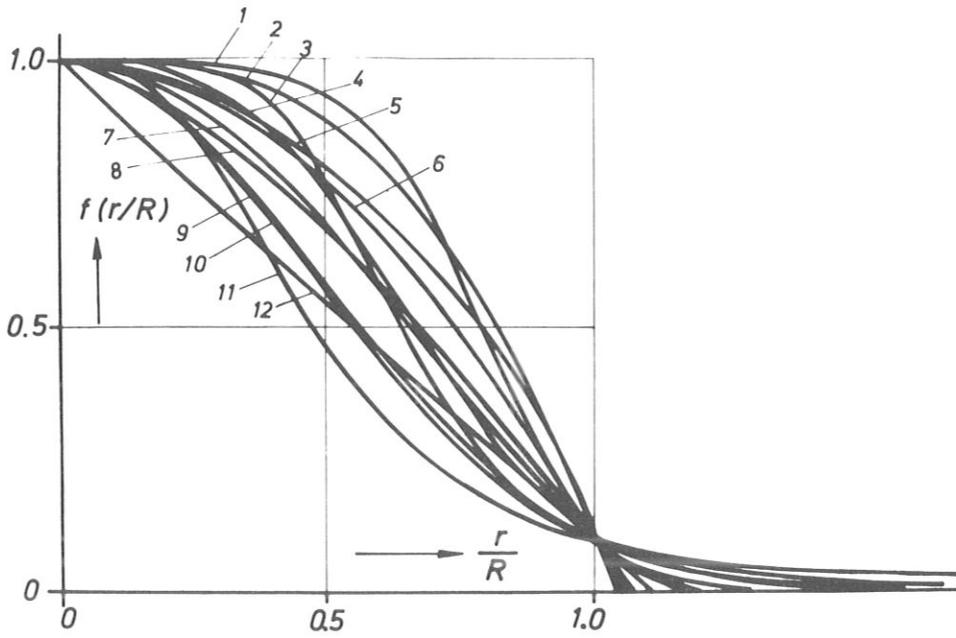


Abb. 54

Normierte Strahlablendung in rotationssymmetrischen Plasmen für verschiedene Elektronendichteprofile nach Gl. 80

Die analytischen Funktionen $f(\bar{r})$ lauten:

- | | |
|--|--|
| 1.) $e^{\ln 0,1 \cdot \bar{r}^5}$ | 7.) $\cos^{3/2}(\arccos(0,1^{2/3} \cdot \bar{r}))$ |
| 2.) $1 - 0,9 \bar{r}^3$ | 8.) $1 - 0,9 \bar{r}^{3/2}$ |
| 3.) $1 / (1 + 9 \bar{r}^5)$ | 9.) $\cos^{10}(\arccos(0,1^{1/10} \cdot \bar{r}))$ |
| 4.) $e^{\ln 0,1 \cdot \bar{r}^3}$ | 10.) $e^{\ln 0,1 \cdot \bar{r}^2}$ |
| 5.) $\cos^{2/3}(\arccos(0,1^{3/2} \cdot \bar{r}))$ | 11.) $1 / (1 + 9 \bar{r}^3)$ |
| 6.) $1 - 0,9 \bar{r}^2$ | 12.) $1 - 0,9 \bar{r}$ |

Die Ergebnisse der Abb. 54 besagen, dass mit der Voraussetzung Gl. 74 stets $\Delta \alpha \ll 1$ gilt und damit auch $\operatorname{tg} \Delta \alpha \approx \Delta \alpha$. Ein Vergleich der für das parabolische Profil (Kurve 6) erhaltenen Ablenkung mit der exakten Rechnung in Abb. 53 zeigt Übereinstimmung für den Bereich $n_e^* \ll 2 n_{\text{ekrit}}$ (Gl. 74) und eine Abweichung von bis zu $\pm 10\%$ für $n_e^*/n_{\text{ekrit}} = 0,1$, je nachdem $\bar{p} \lesseqgtr 0,7$.

4.1 Eine Schnellmethode zur Elektronendichtebestimmung

Aus dem maximalen Ablenkungswinkel $\text{Max}(\Delta\alpha(p))$ kann man ohne Kenntnis des Plasmaradius R und unabhängig von der genauen Form des Elektronendichteprofiles zunächst auf die maximale Elektronendichte n_e^* im Plasma schliessen. Dies geht aus Gl. 80 hervor, wenn man auf beiden Seiten das Maximum bezüglich \bar{p} nimmt und auflöst:

$$n_e^* = n_{e\text{krit}} \cdot \text{Max}(\Delta\alpha) \cdot \left(\text{Max} \left(\int_0^{\sqrt{\bar{p}^2 - p^2}} \frac{\partial f(\bar{p}, \bar{z})}{\partial x} d\bar{z} \right) \right)^{-1} \quad (81)$$

Die "cut-off" Dichte $n_{e\text{krit}}$ ist durch die Frequenz der Strahlung festgelegt (Gl. 2), für den CO_2 Laser auf etwa 10^{19} cm^{-3} , die maximale Ablenkung wird gemessen und der dritte Faktor in Gl. 81 ist von der Grössenordnung 1; er variiert mit der angenommenen Form der Elektronendichteverteilung in den Grenzen $1,01 \pm 0,33$, wenn f durch irgendeine der in Abb. 54 gezeigten Funktionen repräsentiert ist. Bei noch besser bekannter Profilform kann diese Unsicherheit entsprechend klein werden.

Die Maximalablenkung lässt sich sehr einfach durch Bestrahlung des Plasmas mit einem breiten, kollimierten Lichtbündel messen. Dessen Richtungsverteilung der Intensität ist vor dem Plasma scharf: $I(\Delta\alpha) = I_0 \cdot \delta(\alpha)$; in sehr grosser Entfernung hinter dem Plasma kann man die vom Plasma modifizierte Richtungsverteilung aus der räumlichen Intensitätsverteilung $I(x)$ in einer Querschnittsebene ablesen

$$\bar{I}(\Delta\alpha) = \lim_{z \rightarrow \infty} \bar{I}(x) \quad (82)$$

Zur Bestimmung der maximalen Ablenkung wird in grosser Entfernung der Ort x gemessen, an dem noch Licht auftrifft. Praktisch ist dies nur möglich, wenn man den Ort $z = \infty$ durch eine Linse der Brennweite f in ihre Brennebene transformiert und dort die verkleinerte und entsprechend lichtstarke Intensitätsverteilung beobachtet; der Abstand zwischen Plasma und Linse ist beliebig, solange die Linsenöffnung ausreicht, um alle abgelenkten Strahlen zu erfassen. Die Intensitätsverteilung in der Fokalebene enthält keine Information über den Herkunftsort \bar{p} der abgelenkten Strahlen, bleibt also auch invariant gegenüber Translationen des Plasmas. Dies kann bei der Messung schnell fliegender Objekte oder bei Vorhandensein vieler gleichartiger Objekte bedeutsam sein.

Im Falle der zylindersymmetrischen Plasmen liegen bei der zur Achse y senkrechten Bestrahlung die Winkel $\Delta\alpha$ in der x - z Ebene; man kann deshalb die Ortsinformation längs y behalten, wenn man lediglich eindimensional in x -Richtung fokussiert.

Im Experiment wird der in Abb. 37 gezeigte Zylinderspiegel verwendet, wie in Abb. 55 dargestellt ist.

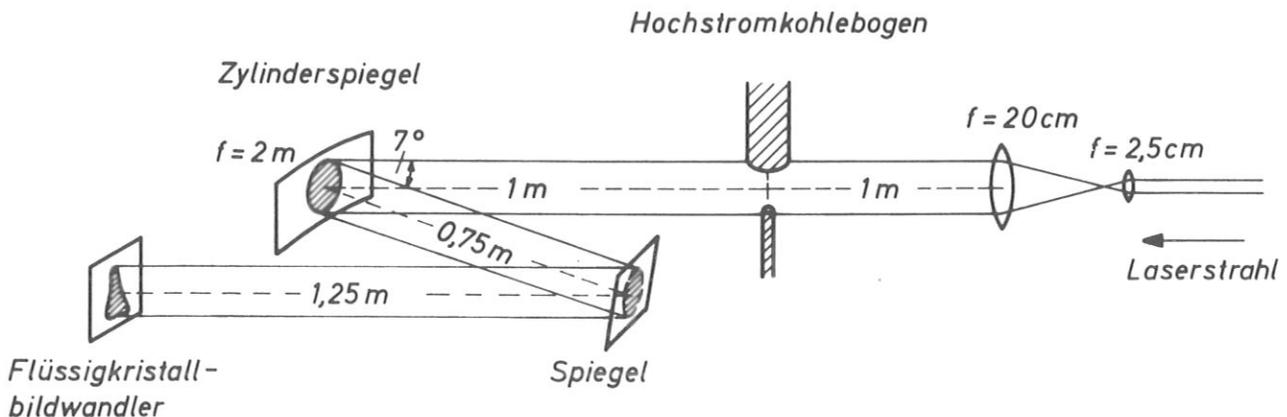


Abb. 55

Verfahren zur Messung der Elektronendichte längs der Bogenachse durch Photographie der eindimensional fokussierten CO_2 Laserstrahlung

Vom Plasma nicht abgelenktes Licht wird auf der Flüssigkristallfolie in einem vertikalen Strich vereint; die Qualität dieser Fokussierung ist der Abb. 37 zu entnehmen. Da wegen des verhältnismässig grossen Bündelquerschnitts die Intensität in dieser Linie die der Nebengebiete mehrfach übersteigt, andererseits keine Information liefert, blendet man das unabgelenkte Licht durch einen 5 mm breiten vertikalen Blechstreifen aus, der etwa 10 cm vor dem Flüssigkristallschirm (Abb. 32) angebracht wird, damit die Vorheizung ungestört bleibt.

Zunächst beobachtet man ohne Bogenplasma bei langer Belichtungszeit (5 sec, Laserleistung 5 Watt, $\lambda = 10,6 \mu$) Licht geringer Intensität, das wegen der Spiegelfehler die Streifenblende passieren kann (s. Abb. 56 a). Bei eingeschaltetem Bogen (200 A) und 3 sec Belichtungszeit erhält man Abb. 56 b. Qualitativ erkennt man daraus nach Gl. 81 ein langsames Ansteigen der Elektronendichte auf der Achse zur Kathode hin, wo die Intensität des abgelenkten Lichts stark abnimmt; dort kann man aus der Aufnahme eine steile Dichtezunahme und eine Kontraktion der Säule vermuten.

Die Grenze der maximalen Strahlablenkung ist in der Aufnahme 56 b sehr deutlich markiert, da die Ablenkungskurve (Abb. 54) ein breites Maximum aufweist, und die Aufnahme überbelichtet ist. Mit einer geringfügigen Korrektur wegen der unscharfen Fokussierung erhält man direkt die Kurve der maximalen Ablenkung (Abb. 56 c) mit einem Fehler von 0,5 mrad und dazu nach Gl. 81 die Skala der Achsenelektronendichte mit einem Fehler von $\pm 33 \%$, da die Profilform innerhalb Abb. 54 vermutet wird. Dies wird ebenso wie das Ergebnis in Abb. 56 c durch andere Messungen bestätigt (s. Kap. 6).

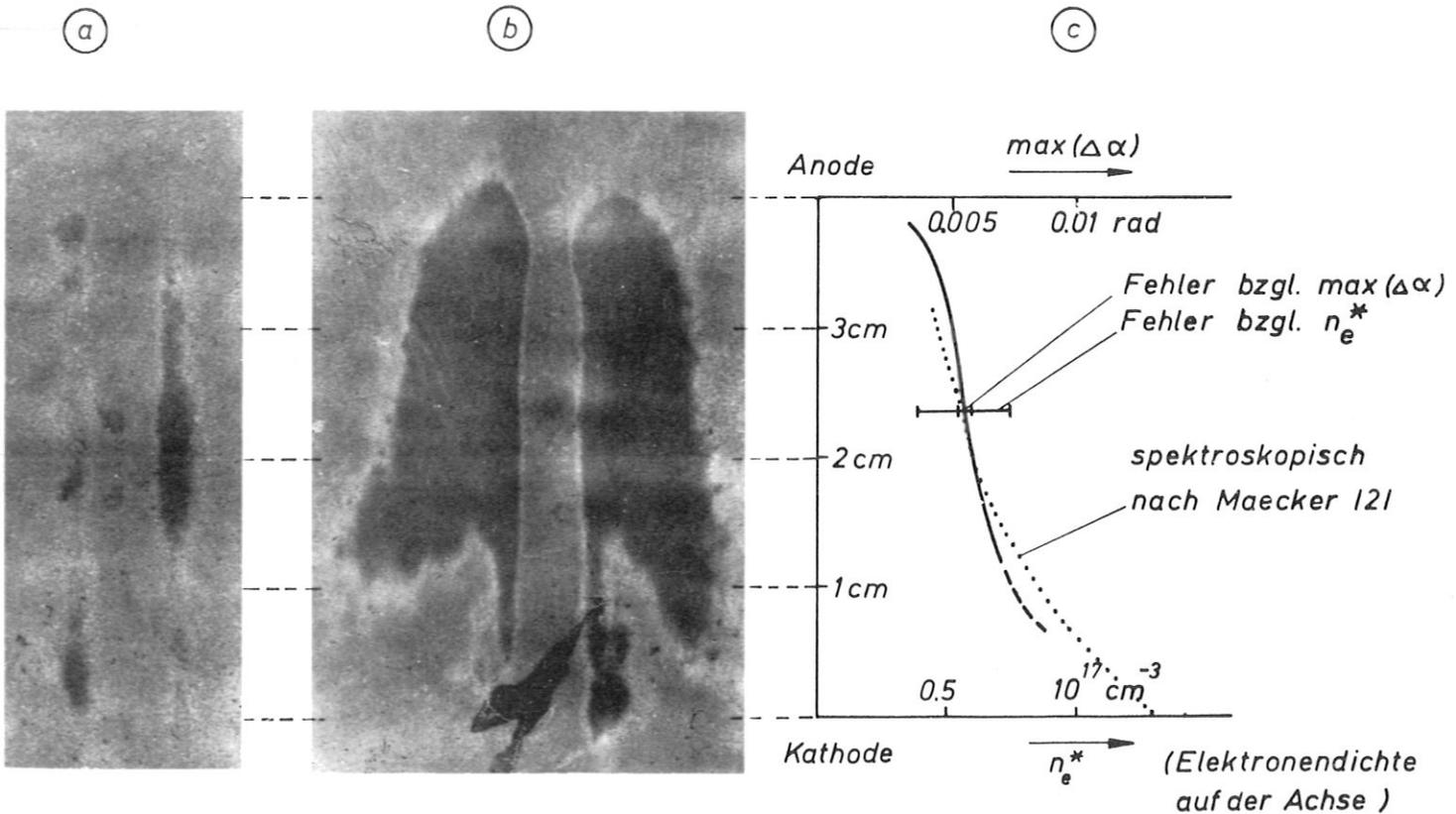


Abb. 56
 Ablenkungsmessung nach Abb. 55 bei $10,6 \mu$
 a) ohne Plasma
 b) 200 A Hochstromkohlebogen
 c) resultierende Achsenelektronendichte

Durch die nur angenäherte Verwirklichung der Zylindersymmetrie wird die Strahlung geringfügig zur Anode hin abgelenkt, was sich aber nur in der Nähe der Elektroden störend bemerkbar macht.

Zusammenfassend kann man mit dieser Methode einen ungefähren Aufschluss über die Elektronendichte im Plasma erhalten, wobei die Bestimmung in dreierlei Hinsicht schnell durchgeführt werden kann:

- 1) An die Optik und an den Laser werden minimale Bedingungen gestellt, was den Aufbau der Apparatur (Abb. 55) sehr leicht macht. Insbesondere ist die transversale und axiale Modenstruktur des Strahls beliebig, und sogar die benutzte Wellenlänge beeinflusst die Auswertung nur mit einem relativ kleinen Fehler.
- 2) Wegen der hohen Empfindlichkeit des Flüssigkristallbildwandlers kann die Aufnahme mit einer sehr kurzen IR-Belichtungszeit gemacht werden, minimal mit einigen 10^{-8} sec, wenn zur Beleuchtung ein Q-switch Puls verwendet wird.
- 3) Die Interpretation ist direkt und einfach.

Erfüllt der kollimierte Strahl die zusätzliche Bedingung, dass die Phase über den Querschnitt konstant ist, was hier bei Benutzung von TEM_{00q} stets der Fall, sonst aber durch räumliche Filterung erreichbar ist, so kann man aus den Aufnahmen in Abb. 56 noch weitere Informationen entnehmen:

- 1.) Zunächst erhält man ohne grossen Rechenaufwand den noch nicht bekannten Plasmaradius R:

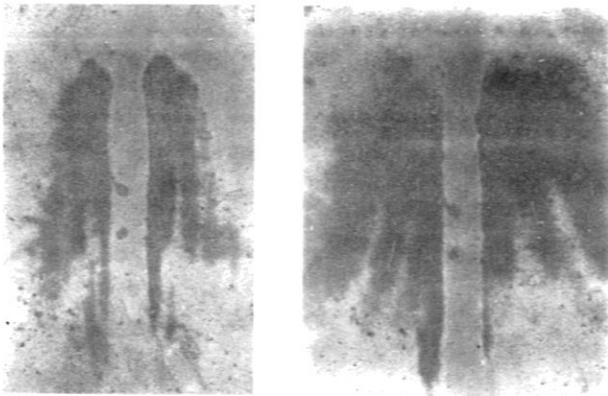


Abb. 57

Aufnahmen nach Abb. 55 vom Hochstromkohlebogen
 a - 200 A
 b - 500 A

Wie die kürzer belichteten (1 sec) Aufnahmen der Abb. 57 deutlicher als Abb. 56 b zeigen, enthält die abgelenkte Strahlung eine Reihe meist gekrümmter Interferenzstreifen, die allerdings wegen der Abbildungsfehler hier nur bei grossem Streifenabstand wie in Abb. 57 b gut sichtbar sind. Man erklärt sie damit, dass die invertierte Ablenkungskurve p ($\Delta \alpha$) zweideutig ist (Abb. 54), zu jedem Ort auf dem Schirm, der ja einem festen $\Delta \alpha$ entspricht, also zwei verschiedene Strahlen mit den Stossparametern p_1 und p_2 gehören, die miteinander interferieren. Bei scharfer Fokussierung sind die Streifen gut sichtbar, weil $\Delta \alpha(p)$ für p_1 und p_2 etwa gleiche Steigung aufweist, womit die Amplituden der Teilstrahlen etwa gleich sind, und weil der Phasenunterschied zwischen den Teilstrahlen höchstens einige Wellenlängen beträgt und unempfindlich

gegen Frequenzschwankungen, Vibrationen etc. ist. Der "Streifenabstand" d nach Abb. 69 ist mindestens gleich $\lambda \cdot f_{\text{Linse}}/R = 1$ cm für die betrachteten Bogenplasmen und führt deshalb nicht zu zusätzlichen Streifen.

Die Auswertung der Interferenzbilder (Abb. 57) beginnt an der Hell-Dunkelgrenze, dort ist der Ablenkungswinkel maximal; die zugehörigen Stossparameter p_1 und p_2 sind gleich, und der Phasenunterschied verschwindet; dort befindet sich also der erste Maximumstreifen. Die Phasendifferenz wächst mit kleiner werdendem $\Delta \alpha$ bei monotonen Elektronendichteprofilen; zählt man bis zur Symmetrielinie u dunkle und v helle Streifen, so erhält man die maximal vorkommende Phasenverschiebung für den Stossparameter $p = 0$:

$$\frac{\Delta \varphi(0)}{2\pi} = \frac{u+v}{2} + w, \quad 0 \leq w \leq 0,5 \quad (83)$$

Der hier eingeführte Summand w ist deswegen innerhalb der angegebenen Grenzen unbestimmt, weil man bei der Auswertung nur Maxima und Minima zählt. Prinzipiell lässt sich die Phasenlage auf der Symmetrielinie und damit w genau bestimmen.

In Abb. 57 b bekommt man 1,42 cm über der Kathode $u = 3$, $v = 3$.

Da für die in Abb. 54 angenommenen Elektronendichteprofile diese Phasendifferenz nach Kap. 5, Gl. 95 und Abb. 67 durch

$$\frac{\Delta \varphi (0)}{2\pi} = \frac{n_e^*}{n_{ekrit}} \cdot \frac{R}{\lambda_{vak}} \cdot (0,67 \pm 0,11) \quad (84)$$

gegeben ist, erhält man mit $n_e^* = (1,15 \pm 0,38) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ aus Abb. 56 c den Plasmaradius $R = (4,5 \pm 2,5) \text{ mm}$.

- 2.) Eine viel genauere Berechnung des Elektronendichteprofiles aus Abb. 57 wäre dadurch möglich, dass man den $u + v$ Werten $\Delta \alpha_{\perp}$ die Phasenwerte $(u + v) \cdot \pi$ zuordnet. Zur Definition der $2(u + v)$ zugehörigen normierten Stossparameter \bar{p} benutzt man nun der Reihe nach verschiedene Profiltypen bzw. deren Ablenkungskurven nach Abb. 54 und passt ihnen unter Berücksichtigung der Phasendifferenzen das nach Abb. 67 jeweils zugehörige Phasenprofil z. B. nach der Methode der kleinsten Quadrate an. Man erhält so neben n_e^* und R für jedes f eine Fehlerquadratsumme, nach der das Profil mit der besten Übereinstimmung gefunden werden kann. Es ist möglich, dass man auf diese Weise mit einem experimentellen Minimum der Genauigkeit der interferometrischen Dichtebestimmung (Kap. 5.2) zumindest bei einfachen Profilen nahekommt. An die Invarianz dieser Messung (Abb. 55) gegen Translation des Objekts während der Belichtungszeit sei noch einmal erinnert.

4.2 Schlierenabbildung

Die Linse, in deren Brennebene die in Kap. 4.1 betrachtete Richtungsverteilung des Lichts erscheint, transformiert auch die Ortsverteilung der Intensität im Plasma, allerdings in eine um $f/(g/f-1)$ weiter entfernte Ebene. Die Richtung der vom Objekt ausgehenden Strahlen lässt sich im Abbild nicht erkennen.

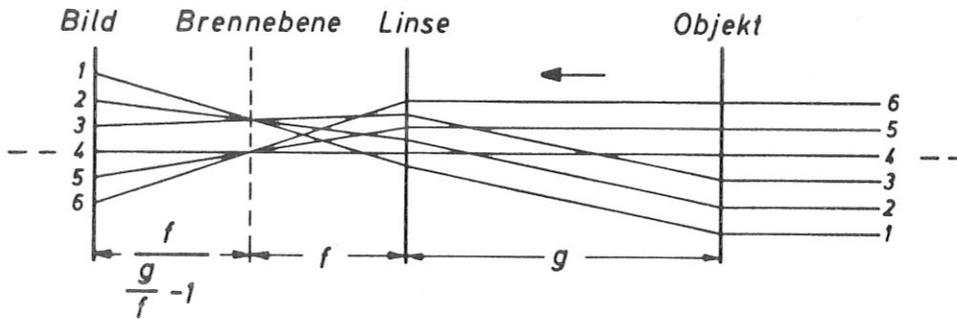


Abb. 58

Strahlverlauf bei einer Abbildung

Um nun die Herkunftsorte von Strahlen mit vorgegebener Richtung im Bild zu kennzeichnen, braucht man nur am zugehörigen Ort in der Brennebene die durchtretende Strahlung in geeigneter Weise zu manipulieren. Für die Art dieser Beeinflussung hat man eine grosse Zahl von Variationen gefunden /123, 125/, die auf Reflexion, Absorption, Phasenverschiebung oder Polarisationsänderung beruhen.

Setzt man zur Ausblendung stark abgelenkter Strahlen eine kreisförmige Blende mit $2 r_B$ Durchmesser in die Brennebene einer rotationssymmetrischen Linse und zentriert sie auf die optische Achse, so entsprechen die Hell-Dunkelgrenzen im Bild den Orten im Objekt, von denen die Strahlen unter einem Ablenkungswinkel von $\Delta\alpha = r_B/f$ (bei $\Delta\alpha \ll 1$) ausgehen. Abb. 59 zeigt den Versuchsaufbau einer solchen Anordnung mit der für Schlierensysteme ungewöhnlich kurzen Brennweite $f = 20$ cm.

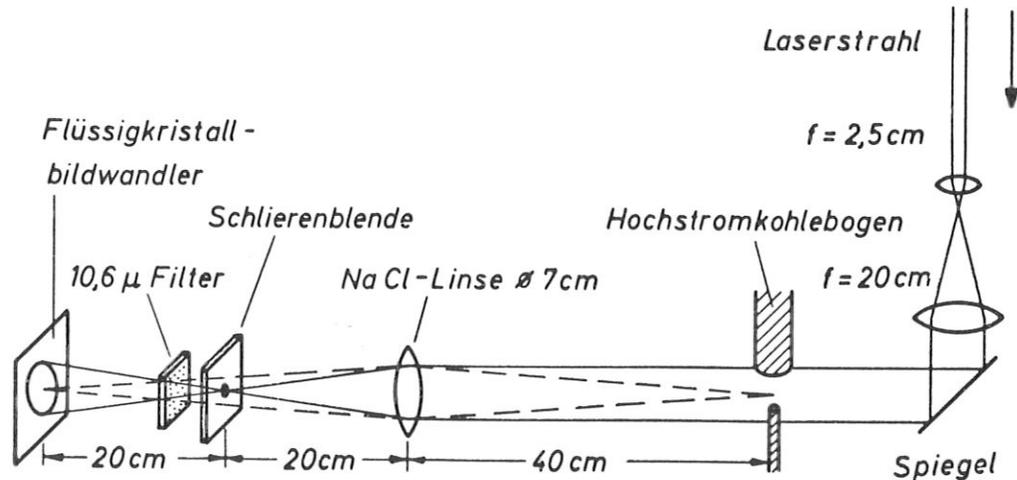


Abb. 59

Schlierenaufnahme bei $10,6 \mu$ vom Hochstromkohlebogen (200 A) mit $2 r_B = 2,2$ mm Blendenöffnung; Belichtungszeit 0,1 sec, Laserleistung 5 Watt

Wegen der kurzen Brennweite sind Einstellung und Einjustierung der Blende schwierig; zur effektiven Abschirmung der Eigenstrahlung des Plasmas wird eine Germaniumscheibe eingesetzt, die für $\lambda < 1,7 \mu$ undurchsichtig ist. Aus der Schlierenaufnahme in Abb. 59 kann man z. B. für die Höhe 1,42 cm über der Kathode eine maximale Strahlablenkung von 6 mrad ablesen, bei einem Stossparameter von 2,7 mm. Bei der Annahme der Profiltypen in Abb. 54 ergibt sich daraus $n_e^* = (6 \pm 2) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $R = (4,4 \pm 1,7) \text{ mm}$.

Statt dieser Abschätzung lässt sich aus Schlierenaufnahmen eine genauere Analyse dann durchführen, wenn man eine Serie von Schlierenbildern bei verschiedenen Blendenöffnungen macht und daraus die Ablenkungskurve $\Delta \alpha(p)$ punktweise zusammensetzt. Die Brechungsindexverteilung erhält man dann durch Inversion der Gl. 75. Bei hinreichend stationären Objekten ist jedoch ein anderes Verfahren zur Gewinnung von $\Delta \alpha(p)$ besser geeignet, das sich speziell mit Lasern gut durchführen lässt, wie der folgende Abschnitt zeigt.

4.3 Winkelmessung mit Minimumstrahlkennzeichnung

Die Strahlablenkungskurve $\Delta \alpha (p)$ lässt sich direkt aufnehmen, wenn man die Richtungsänderung eines scharf gebündelten Lichtstrahls beobachtet; insbesondere ist die Messung auch bei nicht-monotonen Profilen eindeutig und liefert zudem bei unbekannter Symmetrie die Lage von $\Delta \alpha$ in einer Ebene senkrecht zur optischen Achse. Wegen der nicht verschwindenden Bündelbreite a ist der Ablenkungswinkel nur bis auf $\Delta \alpha (p) - \Delta \alpha (p + a)$ bestimmt. Mit beugungsbegrenzten Gauss-Strahlen lassen sich die kleinsten Werte von a und damit eine optimale Raumauflösung von der Größenordnung $a \approx \lambda$ erzielen.

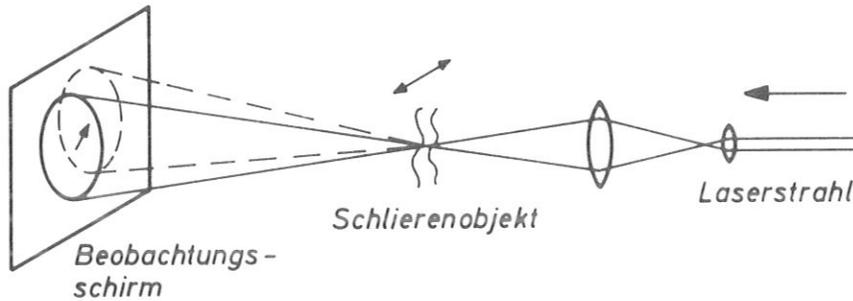


Abb. 60

Messung des Ablenkungswinkels; das Objekt wird durch Verschiebung senkrecht zur optischen Achse abgetastet.

Da die untersuchten Bogenplasmen Durchmesser von nur einigen mm haben, gelangt man durch Verwendung von CO_2 Laserstrahlung mit den praktisch erreichbaren Fokusedurchmessern von einigen λ bereits nahe an die Grenze des Bereichs, in dem die Strahlablenkung über den Bündelquerschnitt noch einheitlich ist. Andererseits werden bei der Verwendung von Strahlung kürzerer Wellenlänge die Ablenkungseffekte unverhältnismässig klein ($\Delta \alpha \sim \lambda^2$ nach Gl. 27).

Unabhängig von diesen Überlegungen ergibt sich eine zweite Schwierigkeit bei der Messung von $\Delta \alpha$ dadurch, dass der Ort des abgelenkten Strahls auf dem Beobachtungsschirm nur ungenau feststellbar ist. In dieser Hinsicht stelle man sich im folgenden den Strahl stets unverzerrt vor.

Bei einer TEM_{00q} Mode (Gl. 46) fällt die Leistung von der Strahlmitte aus zunächst mit $d I (r)/dr = - 2 r/w$ ab, die Halbwertsbreite ist $r_{1/2} = 0,58 w$. Nimmt man an, dass man den Ort der Strahlmitte auf einen Bruchteil, z. B. $1/2$, des Fleckradius w festlegen kann, so bleibt eine Unsicherheit im zu messenden Ablenkungswinkel $\Delta \alpha$ von $\delta(\Delta \alpha) = \lambda/(2 \cdot \pi \cdot w_0)$, wo w_0 der Fleckradius der Strahltaile ist (s. Gl. 50, 51 und 54). Dies ist die für TEM_{00q} modifizierte Form der Unschärferelation, die in allgemeiner Form von Wolter /124, S. 578/ für die Beziehung zwischen Ort und Richtung von Lichtstrahlen verwendet wird.

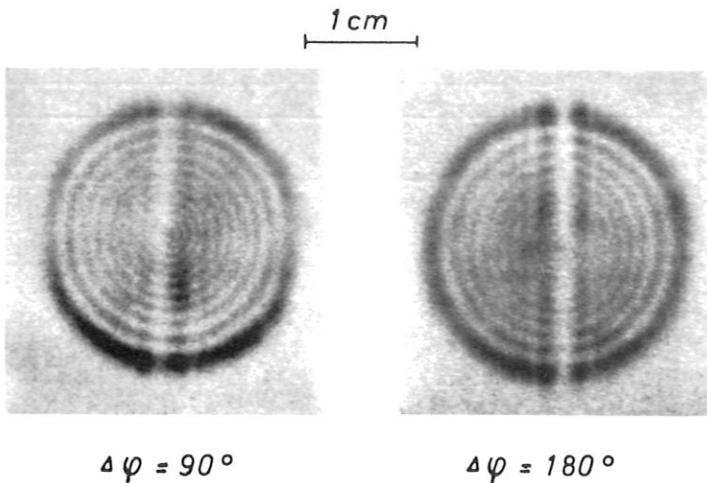
Die Unschärfebeziehung gilt nicht für Knotenflächen in der Lichtverteilung, die durch das Fehlen von Photonen charakterisiert sind. Prinzipiell lässt sich deren Ort und Richtung gleichzeitig genau messen. Die Einführung solcher Knotenflächen nennt man Minimumstrahlkennzeichnung; man hat damit im Sichtbaren Verbesserungen um einen Faktor 10 bis 100 gegenüber der Unbestimmtheitsgrenze erreicht /124/.

Abgesehen von TEM_{00q} enthalten Gauss'sche Strahlen bereits solche Knotenflächen, wie etwa Gl. 43 zeigt; TEM_{10q} und TEM_{01q} sind durch je eine die Achse enthaltende Fläche gekennzeichnet, TEM_{11q} (rechteckige Symmetrie) durch ein Kreuz aus zwei aufeinander senkrecht stehenden Flächen. Diese Moden sind ideal gekennzeichnete Lichtstrahlen, da die relative Intensitätsverteilung nach Gl. 49 und 50 für beliebige Entfernung und Fokussierung gleich bleibt. Für die erwähnten drei Moden erhält man als Halbwertsradius $r_{1/2} = 0,34 w$, der jetzt die Breite des zentralen Minimums charakterisiert; die Anfangssteigung der Leistung ist vom Minimum aus $d I (r) / dr = 16 r/w$. Es ist aber nicht allein der vergleichsweise steile Leistungsanstieg, der die Kennzeichnung bedeutungsvoll

macht, sondern besonders die Tatsache, dass die Leistung in der Mitte verschwindet. Dies erlaubt die Anwendung von Nullmethoden, wie etwa einen ungeeichten hochempfindlichen Detektor, um den Ort des Strahls festzustellen; bei photographischer Analyse entspricht dies der Möglichkeit einer nur durch gestreutes Licht etc. begrenzten Überbelichtung.

Da sich aber mit dem verwendeten CO_2 Laser (Kap. 2.5) nur die Grundmode stabil einstellen lässt, wird eine externe Kennzeichnung dieser Mode eingeführt, die bei nicht zu grossen Entfernungen sogar schärfer als die bei TEM_{01q} ist. Man verwendet dazu den Beugungseffekt einer Phasenplatte, die eine Strahlhälfte gegen die andere um $\Delta\varphi = \pi$ verschiebt /124, S. 583 und 125/. In grösserer Entfernung wird dieses Minimum zunehmend breiter, bis schliesslich alle Nebenminima verschwunden sind, wie eine Rechnung für TEM_{00q} zeigt /126/.

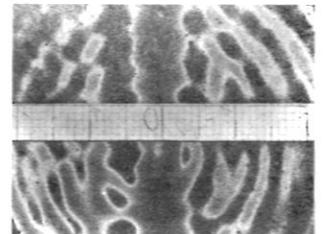
Für den CO_2 Laserstrahl wird der in Abb. 44 gezeigte Stufenspiegel als Phasenschieber verwendet; Abb. 61 zeigt die resultierenden Beugungsbilder für die zwei Fälle $\alpha = 62^\circ$ und $\alpha = 21^\circ$ (s. Abb. 44) in 30 cm Entfernung vom Phasenspiegel, die mit dem ungestörten Strahl in Abb. 26 verglichen werden sollten.



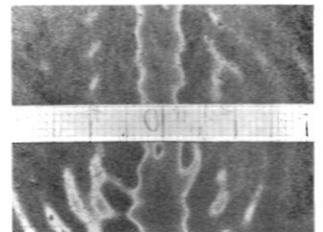
Mit dieser Kennzeichnung wird die resultierende Kennzeichnung in der Bildebene erprobt, wie Abb. 62 zeigt.

Abb. 61

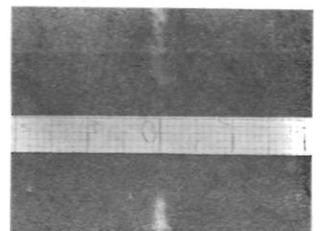
CO_2 Laser Mode TEM_{00q} (5 Watt) mit Minimumstrahlkennzeichnung; zusätzlich Beugungsringe (s. Abb. 26)



0.5 sec



2 sec



20 sec

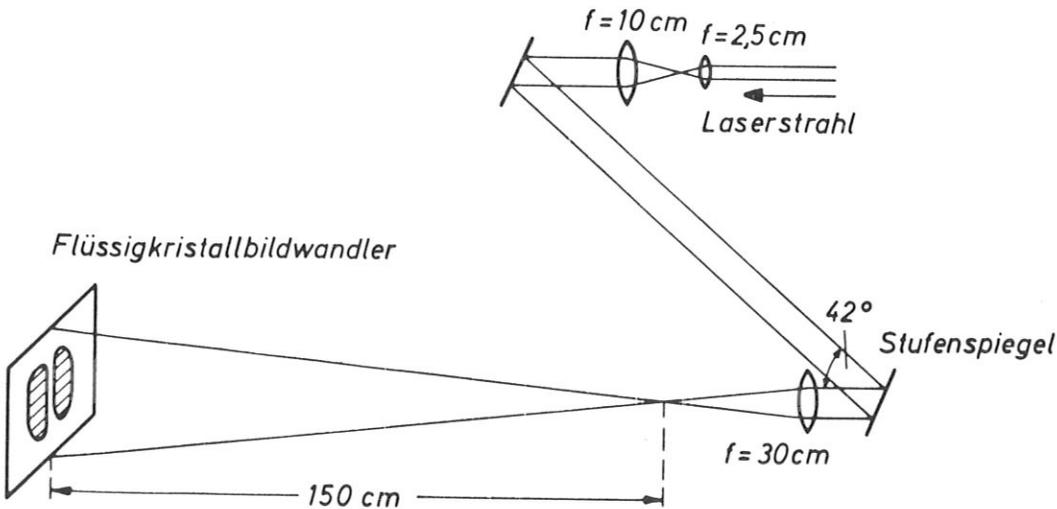
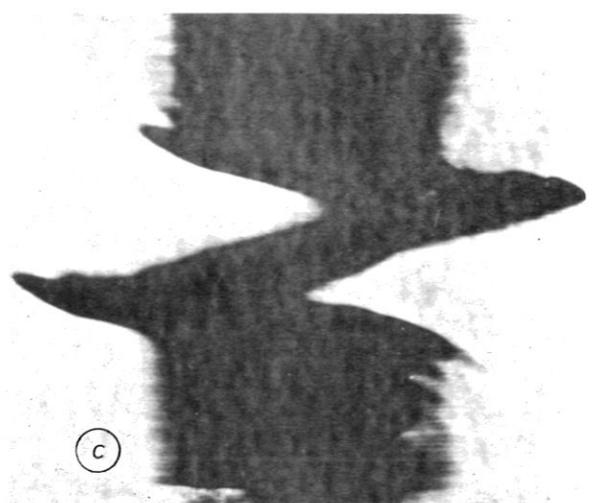
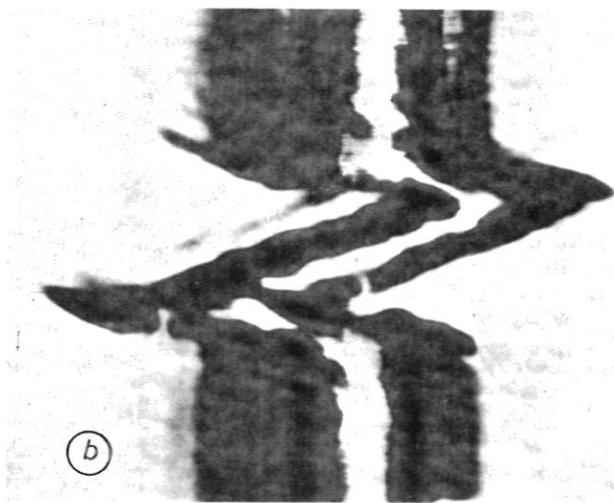
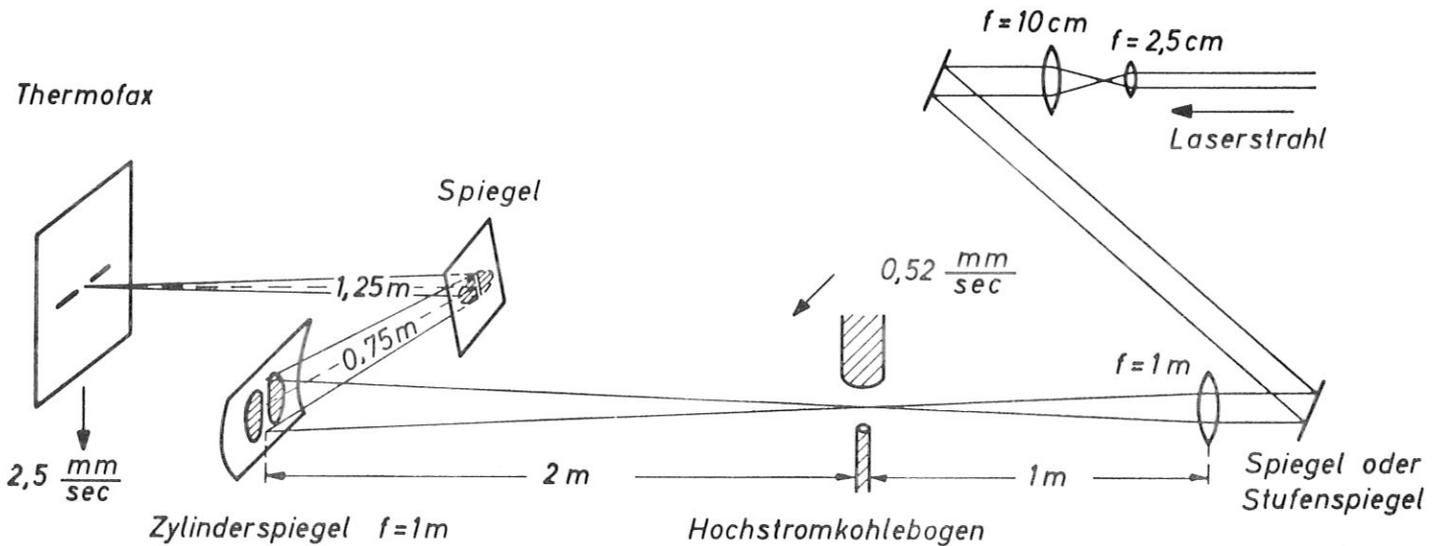


Abb. 62

Winkelmessung durch Minimumstrahlkennzeichnung

Bei genügend langer Belichtungszeit lässt sich nach Abb. 62 die Lage des Strahls auf 1 mm genau bestimmen, während der Fleckradius w hier etwa 60 mm beträgt. Die Winkelmessung ist damit auf etwa 0,7 mrad genau.

Zur Messung an den Bogenplasmen genügt die Beobachtung in der horizontalen Richtung, man hat die vertikale Richtung für eine kontinuierliche Registrierung frei, wie in Abb. 63 zu sehen ist; ausserdem kann jetzt die Strahlung eindimensional in vertikaler Richtung auf die Beobachtungsebene abgebildet werden, was die Flächenleistung dort erheblich steigert. Zur Registrierung wird auf 80 ° C vorgeheiztes Thermofaxpapier (Kap. 2.3) verwendet, dessen Empfindlichkeit in der Anordnung Abb. 63 eine Vorschubgeschwindigkeit von 2,5 mm/sec zulässt. Gleichzeitig wird das Plasma mit 0,52 mm/sec durch den Strahlengang geschoben (in Pfeilrichtung Abb. 63), womit man direkt die antisymmetrischen Registrierkurven $\Delta \propto (p)$ erhält.



1cm

Abb. 63

Kontinuierliche Registrierung des Ablenkungsprofils durch fokussierte $10,6 \mu$ Laserstrahlung; Laserleistung 5 Watt, Messung bei 200 A 1,5 cm über der Kathode. a) Fokus bei Minimumstrahlkennzeichnung, b) Registrierkurve bei Minimumstrahlkennzeichnung, c) Registrierkurve ohne Minimumstrahlkennzeichnung

Nach Tab. 1 in Kap. 2.2 erhält man als Fleckradius im Bogen $w_0 \approx 0,5$ mm für die Anordnung in Abb. 63, sowie eine Fokusslänge von 5 cm, wenn man eine ideale TEM_{00q} Mode voraussetzt; praktisch wird, wie Thermofaxaufnahmen zeigen, $w_0 \approx 0,6$ mm erreicht. Wegen dieser verhältnismässig grossen Breite wird der Strahl nicht einheitlich abgelenkt, und man erhält die in Abb. 63 erkennbaren Verzerrungen. Damit sind die Ablenkungswinkel aus dieser Registrierung nur auf etwa 0,5 mrad genau bestimmbar (s. Auswertung in Abb. 66 b). Diese Verzerrungen lassen sich durch eine Verfeinerung der Messtechnik vermeiden, insbesondere durch Verwendung einer kürzeren Brennweite und eines empfindlicheren Detektors, etwa auf Flüssigkristallbasis (memory type).

Abelinversion der Ablenkungskurve

Die für die Gleichungen 75 bis 80 benutzte Voraussetzung (Gl. 74) soll auch hier gelten. Man erhält dann aus Gl. 75 mit der Substitution

$$g(r) = \frac{p}{r} \cdot \frac{1}{n(r)} \cdot \frac{dn(r)}{dr} \tag{85}$$

die Abel'sche Integralgleichung

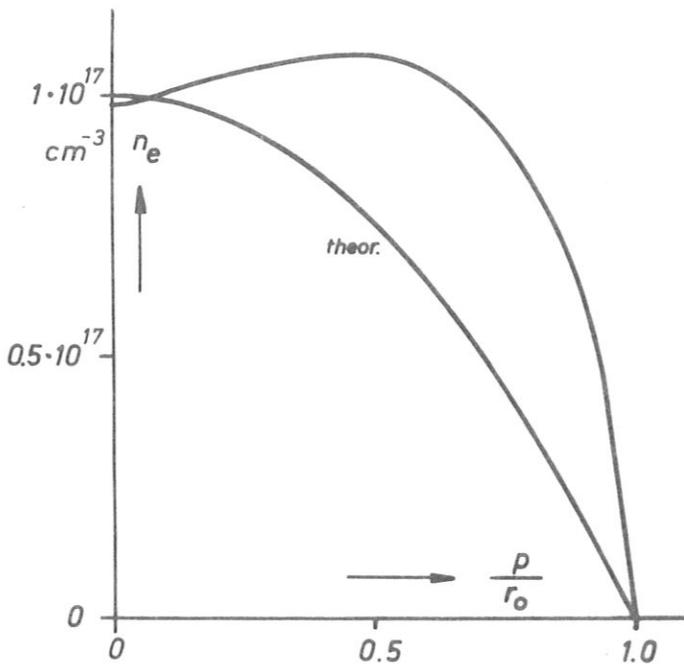
$$\Delta \alpha(p) = 2 \int_0^p g(r) \cdot \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - p^2}} \tag{86}$$

mit der Lösung /127/

$$g(r) = \frac{1}{\pi \cdot r} \cdot \frac{d}{dr} \int_r^{r_0} \Delta \alpha(p) \cdot \frac{p dp}{\sqrt{p^2 - r^2}} \tag{87}$$

Nach dieser Gleichung kann man mit den bekannten Verfahren für die Abelinversion zunächst die Hilfsfunktion $g(r)$ ausrechnen und daraus durch eine Integration das Brechungsindexprofil bestimmen:

$$n(r) = \exp\left(\frac{1}{p} \cdot \int_{r_0}^r r \cdot g(r) dr\right) \tag{88}$$



Diese Rechnung wurde dem Programm ADAM /127/ zugefügt und durch Eingabe einer exakt bekannten Ablenkungskurve (Gl. 73 mit $n_e^* = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $n_{ekrit} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) mit 20 Messpunkten getestet.

Wie Abb. 64 zeigt, wird durch ein dem numerischen Verfahren anhaftender Fehler das Elektronendichteprofil stark überhöht und verformt. Ein weiterer Nachteil dieser Methode zur Umrechnung experimenteller Kurven $\Delta \alpha(p)$ ist die in Gl. 87 erscheinende Differentiation, die stets zu einer Vervielfachung statistischer Messfehler führt /128/; diese lässt sich bei der Strahlablenkung ganz vermeiden, da auch $g(r)$ nach Gl. 85 eine Differentiation enthält /121/. Mit einem Treppensatz erhält man direkt aus Gl. 75 ein Gleichungssystem /121/, das einfach zu lösen ist. Die danach programmierte Umrechnung liefert, wie Abb. 65 zeigt, ein immer noch stark überhöhtes, aber weniger verzerrtes Profil.

Abb. 64

Ergebnis der Rechnung mit Inversionsprogramm ADAM /127/ und Integration nach Gl. 88 für ein exakt bekanntes Ablenkungsprofil mit 20 Stützstellen

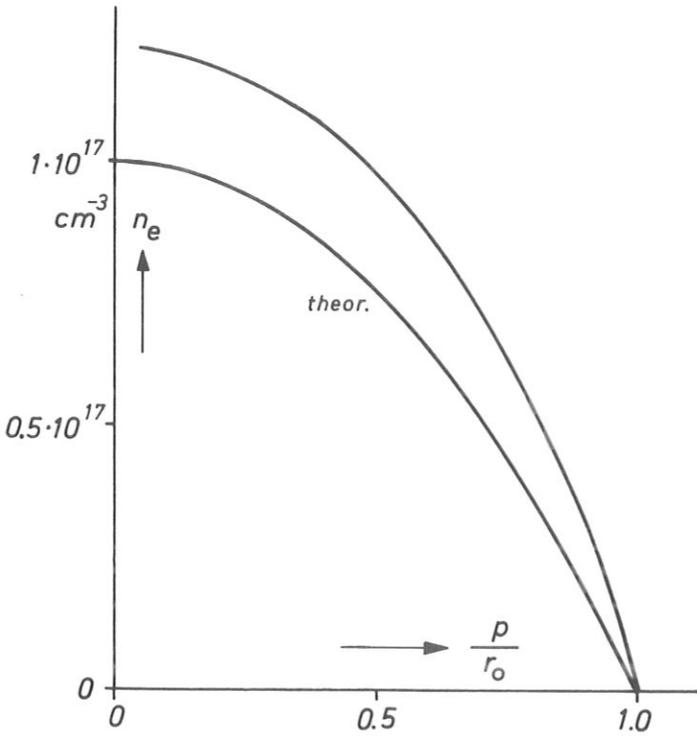


Abb. 65

Ergebnis der Umrechnung analog Abb. 64 mit einem auf Gl. 75 und einem Treppensatz /121/ beruhenden Gleichungssystem; 20 Stützstellen

Wie weitere Modellrechnungen ergeben, nimmt die Überhöhung der Dichteprofile mit der Zahl der Stützstellen ab und wächst auch bei nichtmonotonen Profilen langsam vom Rand zur Mitte hin an. Mit dieser Gesetzmässigkeit wird eine Korrektur des systematischen Fehlers möglich:

Man berechnet zunächst aus der experimentellen Kurve $\Delta \alpha(p)$ das überhöhte Dichteprofil $n_e'(r)$. Daraus wird ein modifiziertes Ablenkungsprofil $\Delta \alpha'(p)$ nach Gl. 77 berechnet, wobei nur unmittelbar in der Profilmitte spürbare systematische Fehler auftreten; $\Delta \alpha'(p)$ liefert dann ein noch stärker überhöhtes Profil $n_e''(r)$. Da die Differenz $n_e''(o) - n_e(o) \gg n_e'(o)$ bei mehr als ca. 30 Messpunkten ist, kann das wahre Elektronendichteprofil in guter Näherung durch eine Subtraktion gefunden werden

$$n_e(r) = 2n_e'(r) - n_e''(r) \quad (89)$$

Die Subtraktion wird in Abb. 66 für das Testprofil und für das experimentelle Profil aus Abb. 63 graphisch durchgeführt.

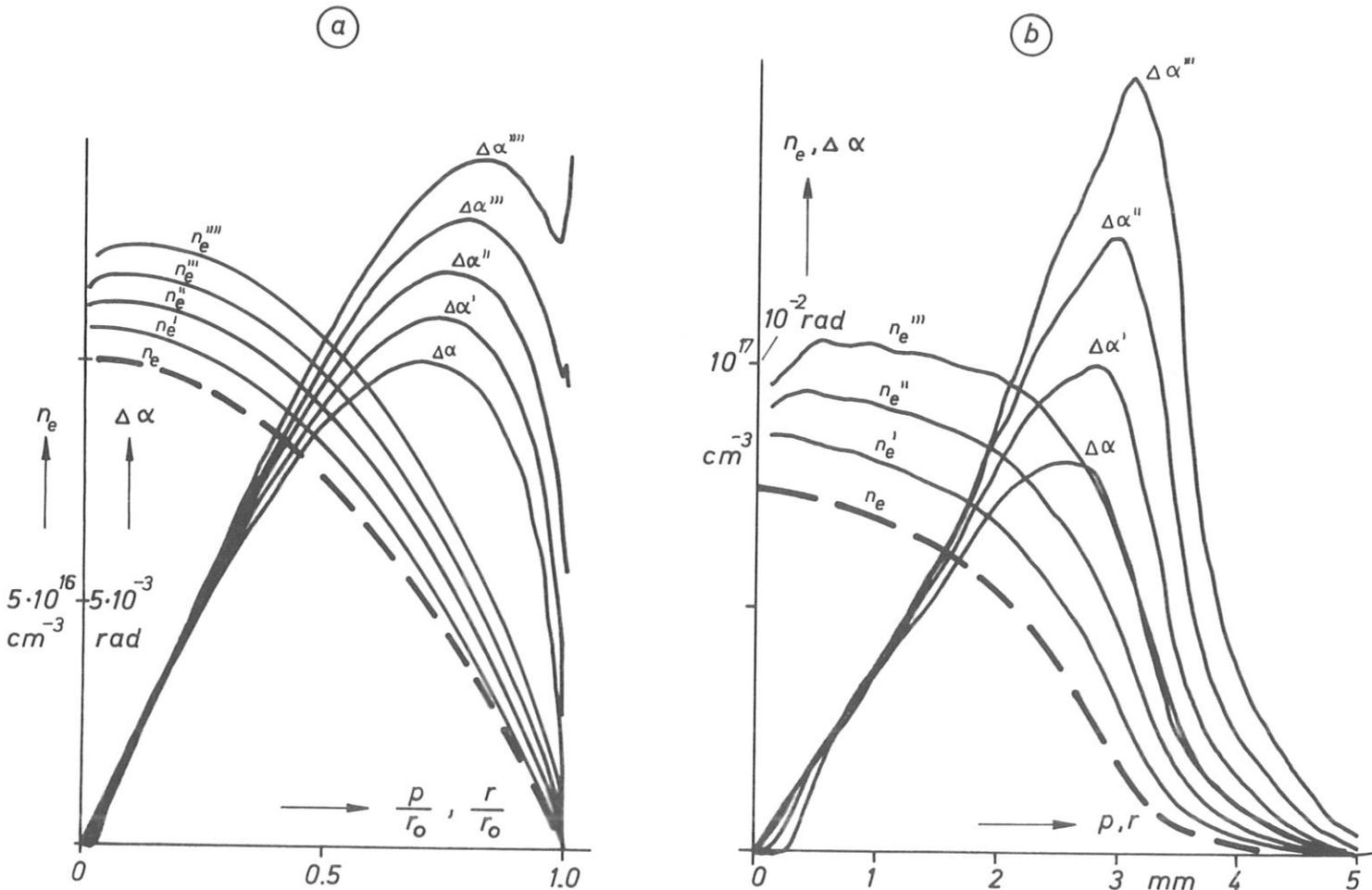


Abb. 66

Korrektur des bei der Umrechnung analog Abb. 65 auftretenden systematischen Fehlers. a) Testprofil wie Abb. 64 und 65, 200 Stützstellen, b) Hochstromkohlebogen (200 A) 1,42 cm über der Kathode nach Abb. 63, 50 Stützstellen

Der Fehler des hier benutzten Umrechnungsverfahrens kann zumindest für einfache Profile mit höchstens wenigen Prozent angenommen werden, wie die Ergebnisse von Modellrechnungen (etwa Abb. 66 a) zeigen. Schwerwiegender dürften sich die statistischen Fehler von 0,5 mrad, die in der Messung (Abb. 63) vorkommen, auf die resultierende Elektronendichte auswirken, und zwar besonders stark in der Profilmitte. Da sie aber durch Mittelung aus vielen Registrierkurven noch reduziert werden können, ist in der resultierenden Elektronendichte in Abb. 66 b mit einer Unsicherheit unter $7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ entsprechend 10 % der Maximaldichte zu rechnen.

5. INTERFEROMETRIE BEI $10,6 \mu$

Die Phase einer Welle (s. Gl. 28) beträgt nach Durchgang durch ein inhomogenes Objekt mit der Annahme $\psi(0,0) = 0$

$$\psi(t, s_1) = \omega \left(t - \frac{1}{c} \int_0^{s_1} n(s) ds \right) \quad (90)$$

wobei längs der Bahn des Strahls integriert wird. Erst mit der im weiteren stets angenommenen Voraussetzung der Gl. 74 ($n_e \ll 2 n_{\text{ekrit}}$) lässt sich der Strahlweg durch eine Gerade ersetzen. Dann kann die Bezugsphase (Gl. 30) eingeführt werden, und man erhält die messbare Phasendifferenz (Gl. 31 c). Für Zylindersymmetrie und Bahnen senkrecht zur Achse findet man mit den Bezeichnungen von Abb. 52

$$\Delta \psi(\rho) = 2 \frac{\omega}{c} \int_{r_0}^{\rho} (1 - n(r)) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - \rho^2}} \quad (91)$$

Durch die benutzte Näherung entsteht ein Phasenfehler, der sich mit dem Ablenkungswinkel $\Delta \alpha$ (s. Abb. 52) abschätzen lässt /129/

$$\delta(\Delta \psi(\rho)) = -2\pi \frac{\sqrt{r_0^2 - \rho^2}}{6 \lambda_{\text{vak}}} (\Delta \alpha(\rho))^2 \quad (92)$$

Man erhält z. B. für den Hochstromkohlebogen bei 200 A und 1,42 cm über der Kathode nach Abb. 66 $\delta(\Delta \psi(\rho)) \leq 1,5^\circ$ für $\lambda_{\text{vak}} = 10,6 \mu$; bei den Auswertungen wird deshalb diese Korrektur nicht berücksichtigt.

Wie in Kap. 4 wird nun der Brechungsindex der freien Elektronen eingesetzt, und man bekommt aus Gl. 91

$$\Delta \psi(\rho) = 2 \frac{\omega}{c} \int_{r_0}^{\rho} \frac{n_e(r)}{2 n_{\text{ekrit}}} \cdot \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - \rho^2}} \quad (93)$$

Mit der Definition der Profilform nach Gl. 78 wird daraus

$$\Delta \psi(\rho) = \frac{n_e^*}{n_{\text{ekrit}}} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \int_{r_0}^{\rho} f(r) \cdot \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - \rho^2}} \quad (94)$$

Im Gegensatz zum Ergebnis für die Strahlablenkung (Gl. 80) führt hier eine weitere Normierung auf einen Plasmaradius R zu einer linearen Zunahme von $\Delta \psi$ mit steigendem R:

$$\Delta \psi(\bar{\rho}) = \frac{n_e^*}{n_{\text{ekrit}}} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot R \cdot \int_{\bar{r}_0}^{\bar{\rho}} f(\bar{r}) \cdot \frac{\bar{r} d\bar{r}}{\sqrt{\bar{r}^2 - \bar{\rho}^2}} \quad (95)$$

Von der Profilform $f(\bar{r})$ wird die Form der Phasenkurve durch das Integral in Gl. 95 bestimmt; für die bereits bei der Strahlablenkung (Abb. 54) benutzten Funktionen errechnet man die in Abb. 67 gezeigten Kurven.

Man erkennt, dass die Form von $\Delta \psi(\bar{\rho})$ weit weniger vom Dichteprofil $f(\bar{r})$ abhängt als die von $\Delta \alpha(\bar{\rho})$ (Abb. 54); aus der maximalen Phasenverschiebung $\text{Max}(\Delta \psi(\rho))$ lässt sich jedoch die maximale Elektronendichte n_e^* nur bei Kenntnis des Radius R annähernd bestimmen. Eine einfache Messung dieser Größen ist bereits in Kap. 4.1 beschrieben.

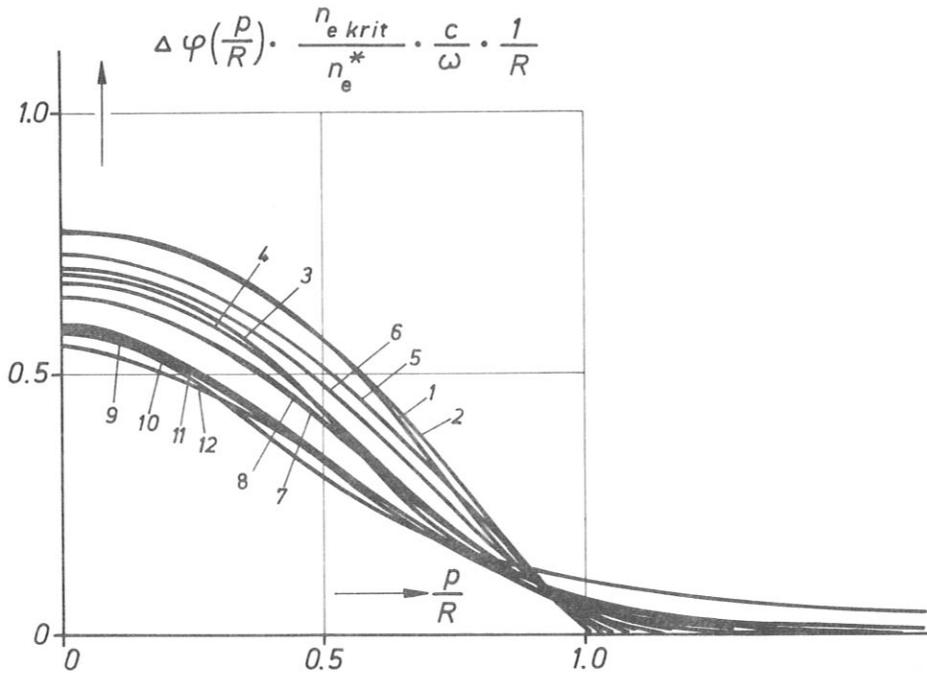
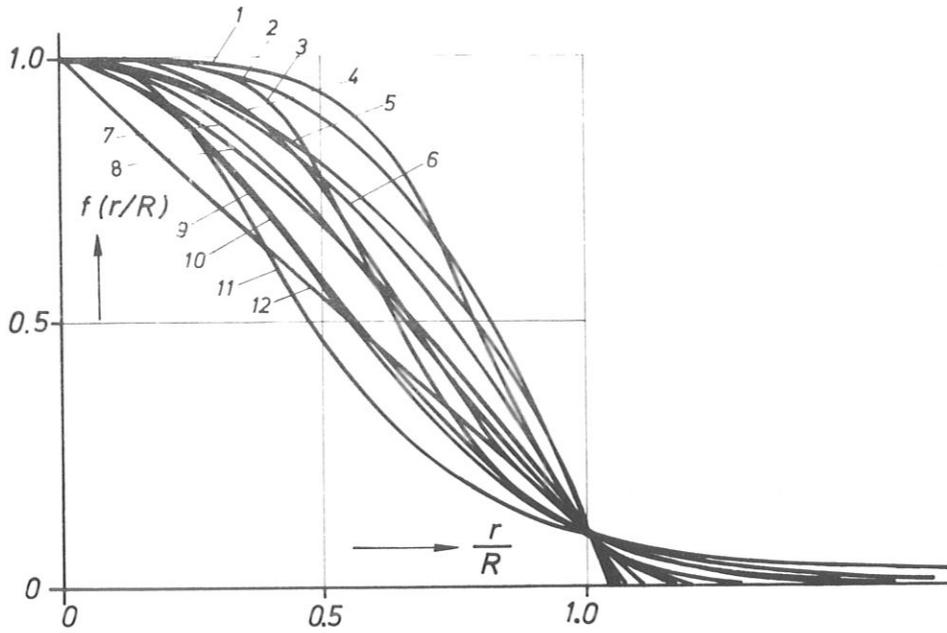


Abb. 67

Normierte Phasenverschiebung in rotationssymmetrischen Plasmen nach Gl.95 für die auch in Abb. 54 benutzten Elektronendichteprofile

Hat man aber die vollständige Phasenkurve $\Delta \varphi(p)$ gemessen, etwa nach einem der beiden folgenden Verfahren, so erhält man das Elektronendichteprofil durch Umkehrung und Integration der Gl. 91. Dazu wird das in Kap. 4.3 schon erwähnte Programm ADAM /127/ benutzt. Da sich Messfehler stark auf die Elektronendichte in der Profilmitte auswirken, wird die Messkurve möglichst geglättet eingegeben. Als Beispiel wird ein Phasenprofil mit 20 Stützpunkten gerechnet, das etwa dem Hochstromkohlebogen (200 A) 1,42 cm über der Kathode bei $\lambda = 10,6 \mu$ entspricht (Kurve 1); dazu sind in Abb. 68 die Ergebnisse für drei weitere Phasenprofile gezeigt, die aus dem ersten durch Addition eines relativ breiten linear, quadratisch bzw. mit der vierten Potenz abfallenden Profils hervorgehen.

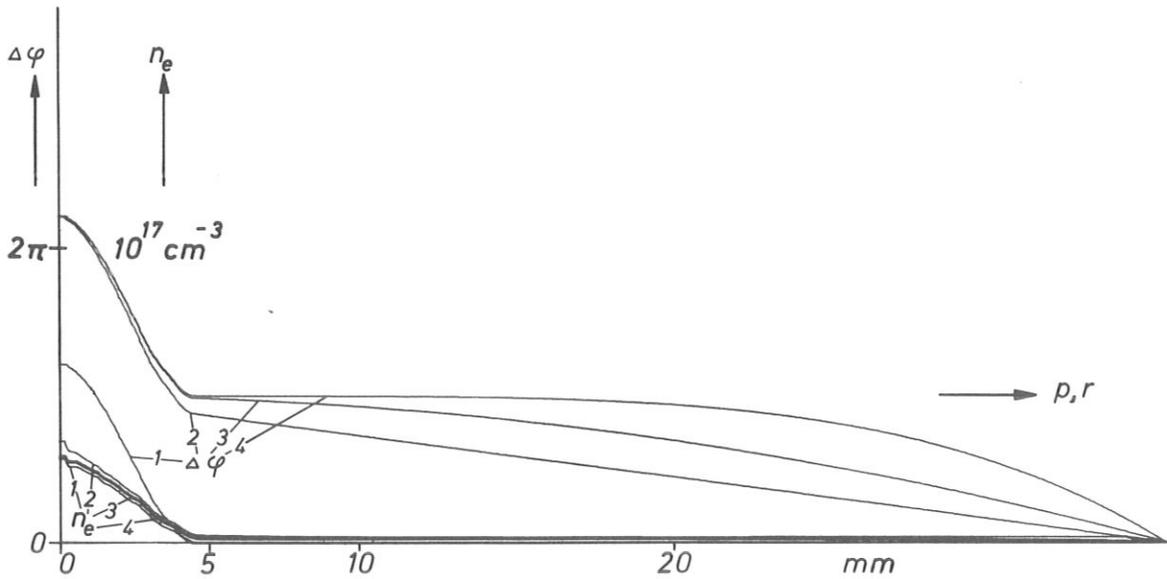


Abb. 68

Beispiele für aus Phasenprofilen berechnete Elektronendichteprofile ($\lambda = 10,6 \mu$).

Falls man nur die zentrale Spitze in der Elektronendichteverteilung in Abb. 68 auswertet und den flachen Abstieg in den Aussenbereichen als Störung ansieht, die durch verdünntes Neutralgas bewirkt wird, so lässt sich die Analyse technisch vereinfachen: man lässt dann die "Schulter" in der Phasenkurve (Abb. 68) weg und reduziert so die Zahl der einzulesenden äquidistanten Messpunkte erheblich.

Zur Messung der Phasendifferenzen kann man eine grosse Zahl interferometrischer Verfahren benutzen, von denen einige besonders empfindliche speziell bei Lasern möglich sind [130]. Da bei den untersuchten Bogenplasmen Verschiebungen von einigen Streifen auftreten, sind bereits Zweistrahlinterferometer ausreichend. Von diesen wird die Mach-Zehnder Anordnung gewählt, bei der das Objekt nur einmal durchstrahlt wird und daher in einfacher Weise abgebildet werden kann.

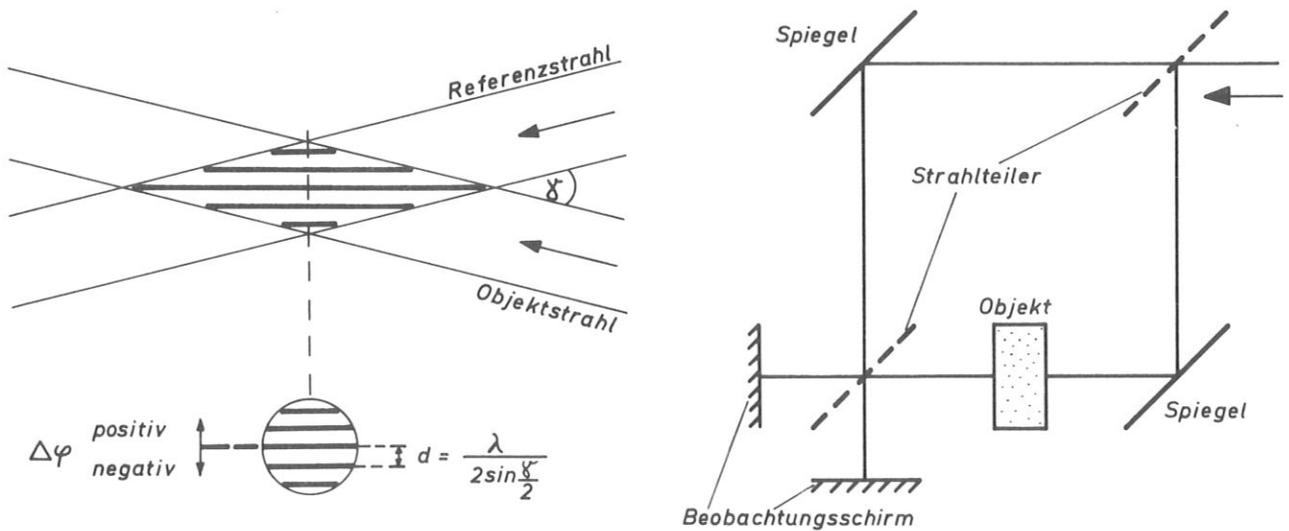


Abb. 69

Prinzip des Mach-Zehnder Interferometers

Im Überschneidungsgebiet der beiden Strahlen erfolgt eine räumlich periodische Umsteuerung des Energieflusses, die auf einem Beobachtungsschirm sichtbar wird; wie in Abb. 69 angedeutet, verschiebt sich das Streifenbild mit der zu messenden Phasenänderung. Die auf einer kleinen Fläche im Interferenzgebiet empfangbare Leistung hat die Form $A \cdot (1 + \beta \cos \varphi)$, $0 \leq \beta \leq 1$, wo A von der Laserleistung und β von der Strahlteilung sowie von der Objekttransmission abhängen. Die Phase lässt sich aus einem solchen Signal dann bestimmen, wenn A und β konstant sind, und der Detektor eine ideale Charakteristik aufweist. Allerdings schwankt die Empfindlichkeit der Messung periodisch mit der Phasenlage; man kann daher nicht direkt erkennen, ob die Phase zu- oder abnimmt, und macht Phasenfehler, wenn man die Kurve bei kleinen Phasenschwankungen glättet. Ein Ausweg ist die gleichzeitige Beobachtung mit einem zweiten Detektor, der senkrecht zur Streifen-ebene um $d/4$ versetzt ist und ein Signal $A (1 + \beta \sin \varphi)$ liefert. Überlagert man beide Signale z. B. auf einem x-y Schreiber, so resultiert eine eindeutige Phasenanzeige, bei der der Bildpunkt einen Kreis durchläuft. Für eine direkte Registrierung der Phasenkurve eignet sich dieses Anzeigesystem nicht.

Anders bei superheterodynem Empfang, wo ein der Phase direkt proportionales Signal erzeugt wird. Wesentlich ist dabei die Einführung eines Frequenzunterschieds zwischen Mess- und Referenzstrahl, etwa durch Verwendung zweier Laser mit stabilisierter Frequenzdifferenz /131/, oder auch durch Betätigung eines Phasenschiebers in einem der Interferometerarme; bei sägezahnförmiger Aussteuerung /132/ bleibt stets die Störung während der Rücklaufzeit, es kann aber auch eine konstante Verschiebungsgeschwindigkeit, also eine konstante Frequenzversetzung, durch rotierende doppelbrechende Elemente erzeugt werden /133/.

5.1 Phasenmessung durch aktive Kompensation

In diesem Abschnitt wird ein Mach-Zehnder Interferometer mit selbststeuernder Phasenkompensation vorgestellt. Diese Betriebsweise erzeugt ein der zu messenden Phase direkt proportionales Signal, das von den Amplitudeneffekten, nämlich Schwankungen in der Laserleistung, Strahlteilung und Objekttransmission, völlig ungestört bleibt.

Man benötigt dafür einen Detektor im Interferenzfeld und einen steuerbaren Phasenschieber in einem der Interferometerarme. Er wird sowohl zur Phasenmodulation benutzt wie auch zum Abgleich einer durch das Objekt bewirkten Phasenverschiebung.

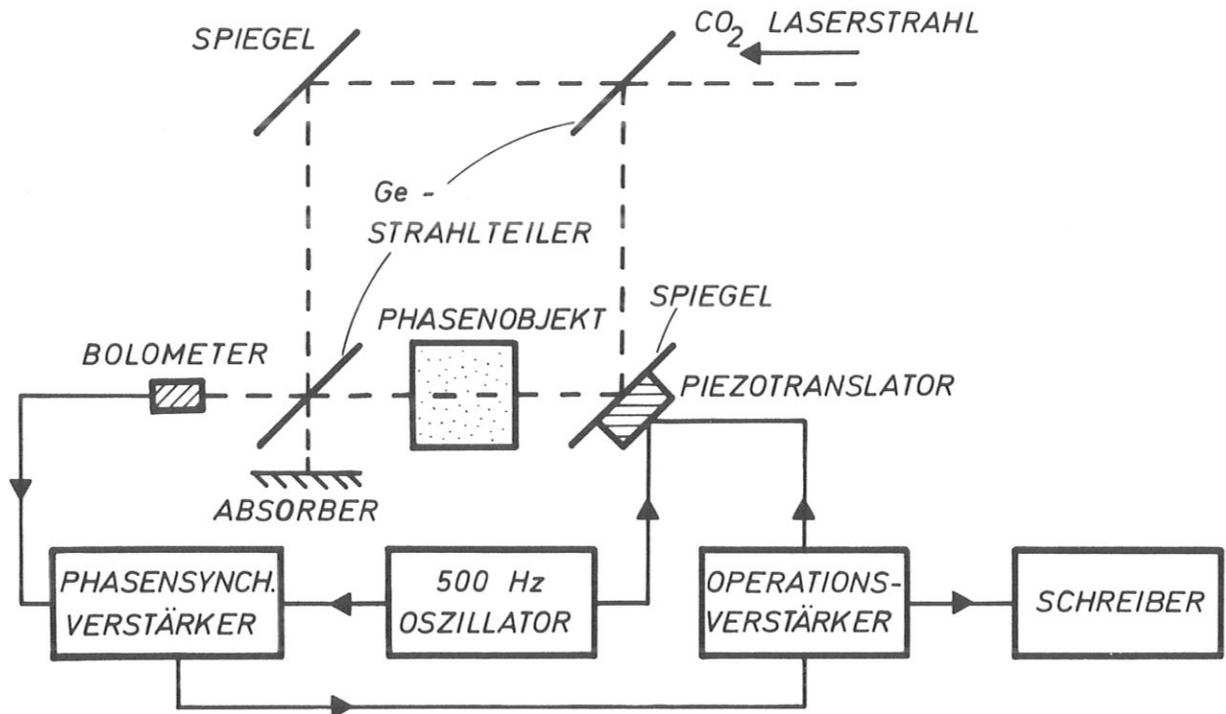


Abb. 70 a

Mach-Zehnder Interferometer mit selbststeuerndem Phasenabgleich und direkter Phasenanzeige

Zur Regelung des Phasenabgleichs dient ein der Laserstabilisierung (Abb. 47) ähnliches System. Die Phasenlage wird dann der Stellung des Phasenschiebers entnommen. Bei der hier benutzten piezoelektrischen Ausführung (Abb. 42) bedeutet dies eine Ortsmessung; sie erfolgt in dem System der Abb. 70 durch die Steuerspannung selbst, wodurch die Genauigkeit der Phasenmessung auf diejenige der annähernd linearen Spannungs-Längencharakteristik (s. Kap. 2.4) des Piezotranslators beschränkt wird.

Bei einer Phasenmodulation mit der Frequenz ω_M und der Amplitude ϵ ist die elektrische Feldstärke am Bolometer

$$E = E_1 e^{i\omega t} + E_2 e^{i(\omega t + \varphi + \epsilon \sin \omega_M t)} \quad (96)$$

Das dadurch in einem idealen Detektor erzeugte Signal ist proportional zu

$$I = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(\varphi + \epsilon \sin \omega_M t) \quad (97)$$

Mit der Bedingung $\epsilon \ll 1$ lautet der mit ω_M periodische Term in Gl. 97 $-2E_1 E_2 \epsilon \sin \varphi \sin \omega_M t$, was durch Verstärkung in einem phasenempfindlichen Verstärker zu einem Signal S führt:

$$S = E_1 E_2 \epsilon \sin \varphi \quad (98)$$

S wechselt für $\varphi = N \cdot \pi$, N ganz, also für Maxima und Minima am Detektor das Vorzeichen und kann daher als Diskriminatorsignal zur Stabilisierung dieser Phaseinstellungen verwendet werden. Die Stabilisierungspunkte $\varphi = N \cdot \pi$ werden durch Amplitudenänderungen wie auch durch Nichtlinearitäten der Detektorcharakteristik nicht verschoben, da es sich hier um eine Nullmethode handelt. Ob Maxima oder Minima am Detektor stabilisiert werden, hängt von der Phase des den Synchronverstärker erreichenden Oszillatorsignals ab, d. h., eine Verschiebung dieser Phase um π bewirkt den Übergang von Maximum zu Minimum oder umgekehrt; Zwischeneinstellungen in dieser Phase führen nicht zu einer Änderung der möglichen Stabilisierungspunkte, sondern verschlechtern die Rückkopplung des Regelsystems.

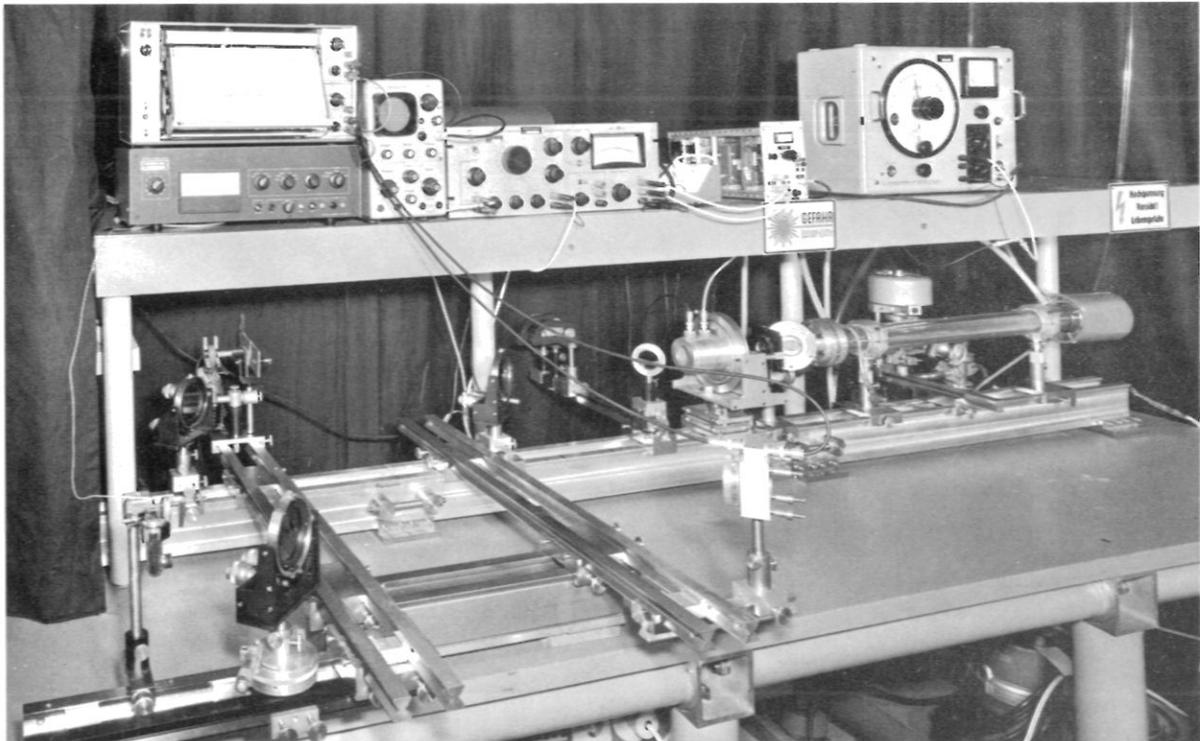


Abb. 70 b

Mach-Zehnder Interferometer mit selbststeuerndem Phasenabgleich und direkter Phasenanzeige; rechts im Bild der frequenzstabilisierte CO₂ Laser (Abb. 48)

Bei dem in Abb. 70 b gezeigten Aufbau des Interferometers mit 2 x 66 cm Armlänge erweist sich eine Modulationsamplitude von $\epsilon = 2^\circ$ als ausreichend zur Rückkopplung; als Detektor dient ein Ge:Au-Bolometer mit $1 \times 1 \text{ mm}^2$ empfindlicher Fläche, zur Steuerung ein lock-in Stabilizer (Lansing). Die CO_2 Laserstrahlung hat die Form der Grundmode mit $w_0 \approx 3 \text{ mm}$ (Tab. 3). Zur eindeutigen Definition der Phase muss man vermeiden, dass der Detektor von einer gleichen Zahl von Streifenmaxima und -minima beleuchtet wird; die höchste Empfindlichkeit ist bei möglichst grossem Streifenabstand (Abb. 69) zu erwarten; dieser lässt sich ohne Schwierigkeit so gross einstellen, dass die Gesamtleistung am Interferometerausgang je nach Phase zwischen 100 % und 5 % schwankt. Der maximale Hub des Piezotranslators definiert den Bereich $\Delta\psi$ in der Phase, der ohne Sprung kontinuierlich registriert werden kann; für die hier verwendete Anordnung ergibt sich $\Delta\psi \approx 4\pi$, bei einem Übergang auf den He-Ne Laser hätte man $\Delta\psi \approx 64\pi$. Zu Beginn einer Messung, die den Grossteil des verfügbaren Phasenbereichs beansprucht, wird der Piezotranslator durch einen zweiten in den Referenzstrahl eingebauten handgesteuerten Phasenschieber (Abb. 41) über das Rückkopplungssystem auf den gewünschten Arbeitspunkt eingestellt.

Zur Demonstration der phasenkompensierenden Betriebsweise (bei $10,6 \mu$) wird als einfaches Beispiel für eine Phasenverschiebung die Länge eines Interferometerarms geändert; und zwar wird die optische Schiene mit einigen cm^3 flüssigen Stickstoffs abgekühlt. Zum Vergleich wird dieser Vorgang auch mit der konventionellen Betriebsweise beobachtet, wobei die Rückkopplung zum Phasenschieber unterbrochen und die Leistung am Detektor registriert wird.

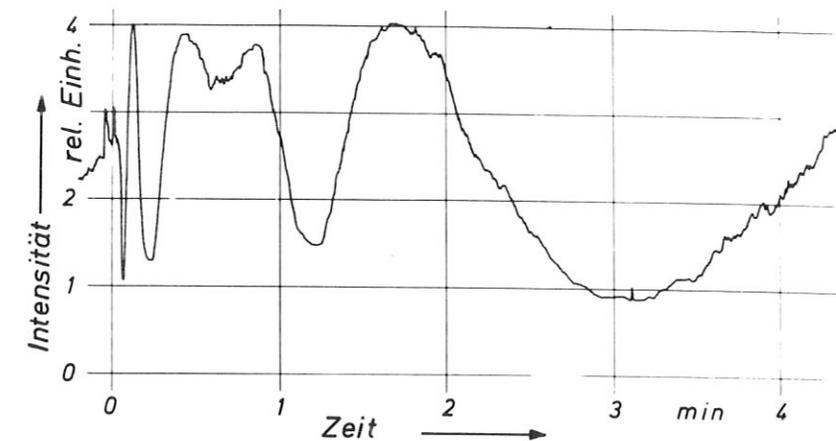
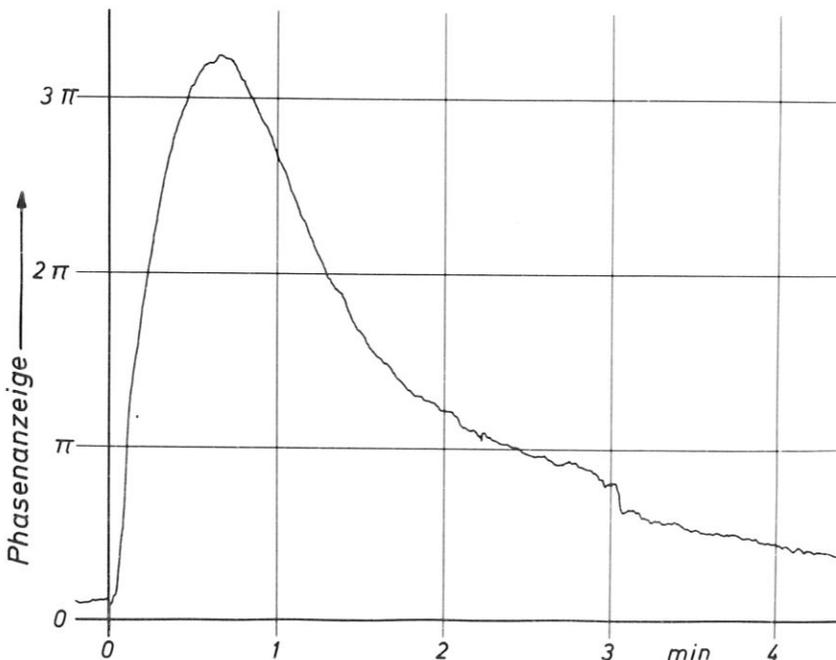


Abb. 71
Registrierkurven am Mach-Zehnder Interferometer bei kurzzeitiger Abkühlung der optischen Schiene
oben: konventionelle Betriebsweise
unten: phasenkompensierende Betriebsweise



Wie die Registrierkurven zeigen, resultiert eine maximale Kontraktion von 19 bzw. 16 μ , bis nach etwa 36 sec wieder eine Rückkehr zur Gleichgewichtslage einsetzt; schon bei diesem einfachen Vorgang wird die Überlegenheit der phasenkompensierenden Betriebsweise deutlich.

Das System lässt sich noch an zwei Punkten messtechnisch vervollkommen. Einmal betrifft dies die systematischen Fehler in der mit der Steuerspannung registrierten Phase, die nach Abb. 43 bis zu 30° betragen können; ein piezoelektrisches Material mit geringerer Hysterese wäre hier der einfachste Ausweg. Zum anderen könnte die Zeitauflösung durch optimale Auslegung der Rückkopplerschleife um Größenordnungen gesteigert werden; die Einstellzeit beträgt jetzt etwa 0,05 sec.

Während zur Phasenmessung an Objekten mit homogenem Brechungsindex kein Abbildungssystem erforderlich ist, muss eine solche Kompensation der Strahlablenkung dann eingeführt werden, wenn die Brechungsindexverteilung senkrecht zur Strahlrichtung Gradienten aufweist. In Mach-Zehnder Interferometern wird deshalb das Objekt üblicherweise auf eine Beobachtungsebene abgebildet (Kap. 5.2). Für die phasenkompensierende Betriebsweise ist dies aber nicht die beste Lösung, weil 1. zur Ausleuchtung des Objekts eine grosse Strahlöffnung mit einer entsprechend grossen und teuren Optik benötigt wird, 2. das Verhältnis der für die Signalbildung benutzten zur gesamten Leistung klein ist und 3. die Raumauflösung von der Detektorfläche begrenzt wird.

Diese Nachteile werden vermieden, wenn die Strahlung im Objekt fokussiert ist; das inhomogene Objekt wird durch relative Verschiebung abgetastet. Der Strahl erfährt dann einheitlich die in Kap. 4 diskutierte Strahlablenkung, die Phasenfront aber bleibt ungestört. Anschliessend wird der Strahl mit einer zweiten Linse kollimiert (s. Abb. 72), damit in der Beobachtungsebene zwei annähernd ebene Wellen interferieren.

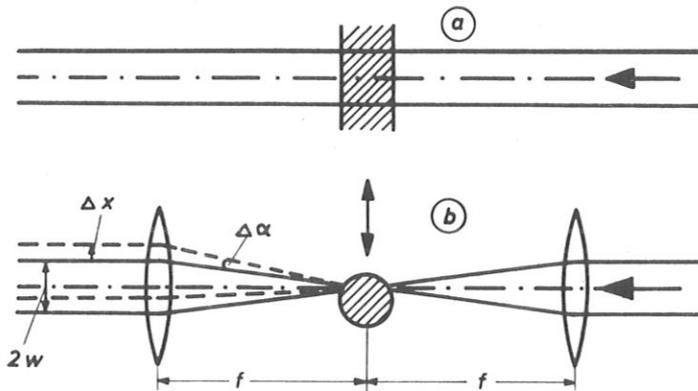
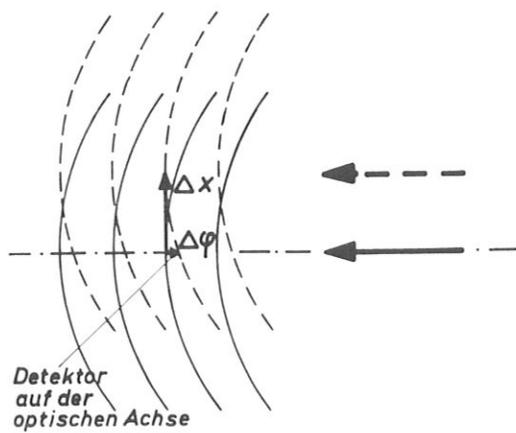


Abb. 72

Durchstrahlung des Phasenobjekts im Mach-Zehnder Interferometer (Abb. 70)

a) homogenes Phasenobjekt - b) inhomogenes Phasenobjekt

Mit der Kollimation durch die zweite Linse wird gleichzeitig die Strahlablenkung $\Delta \alpha$ kompensiert, womit der Interferenzwinkel γ in Abb. 69 konstant bleibt. Der Strahl wird um $\Delta x = f \cdot \Delta \alpha$ parallel versetzt; die dadurch gemäss dem Gauss'schen Strahlprofil veränderte Amplitude am Detektor ist bei der phasenkompensierenden Betriebsweise ohne Einfluss auf die Phasenmessung, solange $\Delta x \lesssim w$ bleibt. Die Krümmung der Phasenfront bewirkt dagegen einen geringen systematischen Fehler: Bei der verwendeten Geometrie $w = 11$ mm, $f = 20$ cm ist der Fokaldurchmesser im Plasma $2w_0 = 0,13$ mm (Gl. 54), während nach der zweiten Linse der konfokale Parameter $b = 71$ m wird (Gl. 51) und damit der Krümmungsradius R in der Interferenzebene nach Gl. 52 ($z = 0,6$ m) 2100 m. Da für die Phasenverschiebung durch die Parallelversetzung gilt



$$\frac{\Delta \psi}{2 \pi} = \frac{(\Delta x)^2}{2 R \lambda} \quad (99)$$

erhält man mit $\Delta x = w = 11 \text{ mm}$ gerade $\Delta \psi = 1^\circ$; diese Korrektur kann vernachlässigt werden, zumal die zugehörige Ablenkung von $\Delta \alpha = 55 \text{ mrad}$ bei den Messungen nicht erreicht wird.

Mit dieser Optik (NaCl Linsen) werden die Phasenkurven der Bogenplasmen bei $10,6 \mu$ aufgenommen. Dabei bewegt sich die Plasmaapparatur auf einem Schlitten mit einer Geschwindigkeit von $0,1 \text{ mm/sec}$ beim Plasma Brenner und $0,7 \text{ mm/sec}$ beim Hochstromkohlebogen. Ein Beispiel für eine so erhaltene Phasenkurve zeigt die Abb. 73, ebenso wie in Abb. 71 im Vergleich zum konventionellen Interferogramm.

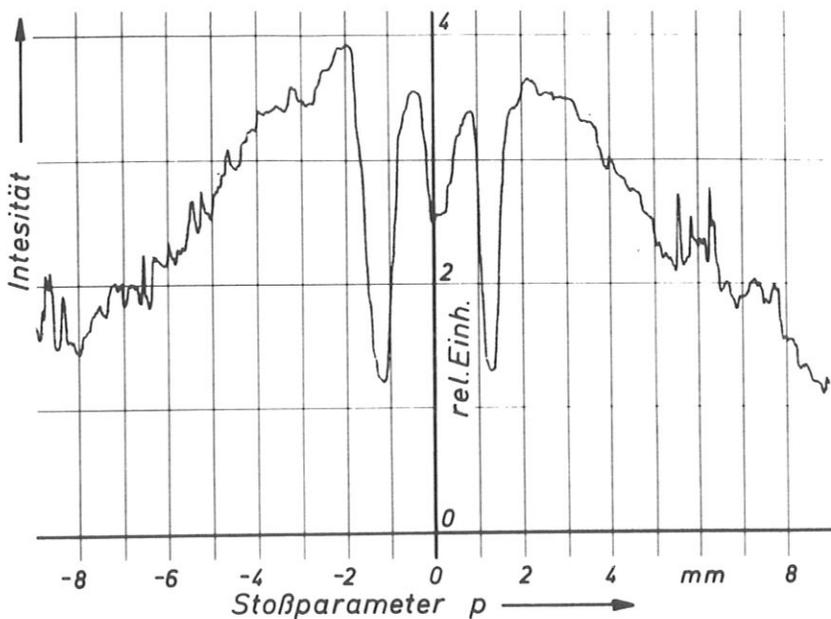
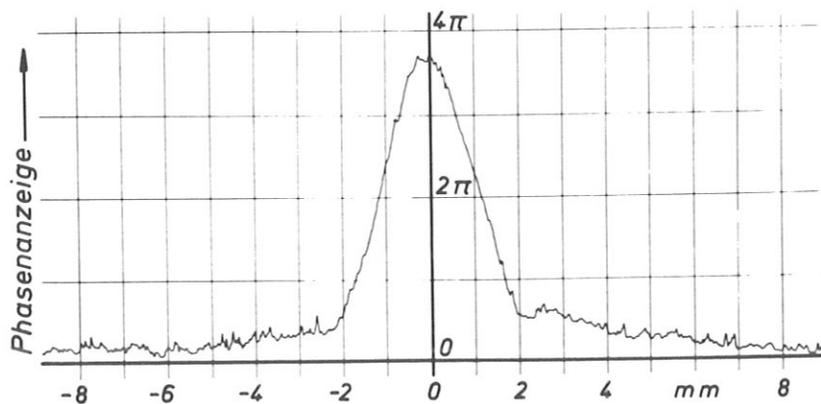


Abb. 73
 Registrierkurven am Hoch-
 Interferometer bei Durch-
 strahlung des Brennerplasmas
 5 mm über der Düse $0,18 \text{ g/sec}$
 Argon, 300 A).
 oben: konventionelle Be-
 triebsweise
 unten: Phasenkompensierende
 Betriebsweise



Zur Auswertung wird die Phasenkurve geglättet, bezüglich der Nichtlinearität der Phasenanzeige (Abb. 43) geringfügig korrigiert und schliesslich der oben beschriebenen Abel-Inversion unterworfen. Mit 38 Stützstellen ergibt sich aus der in Abb. 73 gezeigten Phasenkurve die Elektronendichteverteilung in Abb. 74.

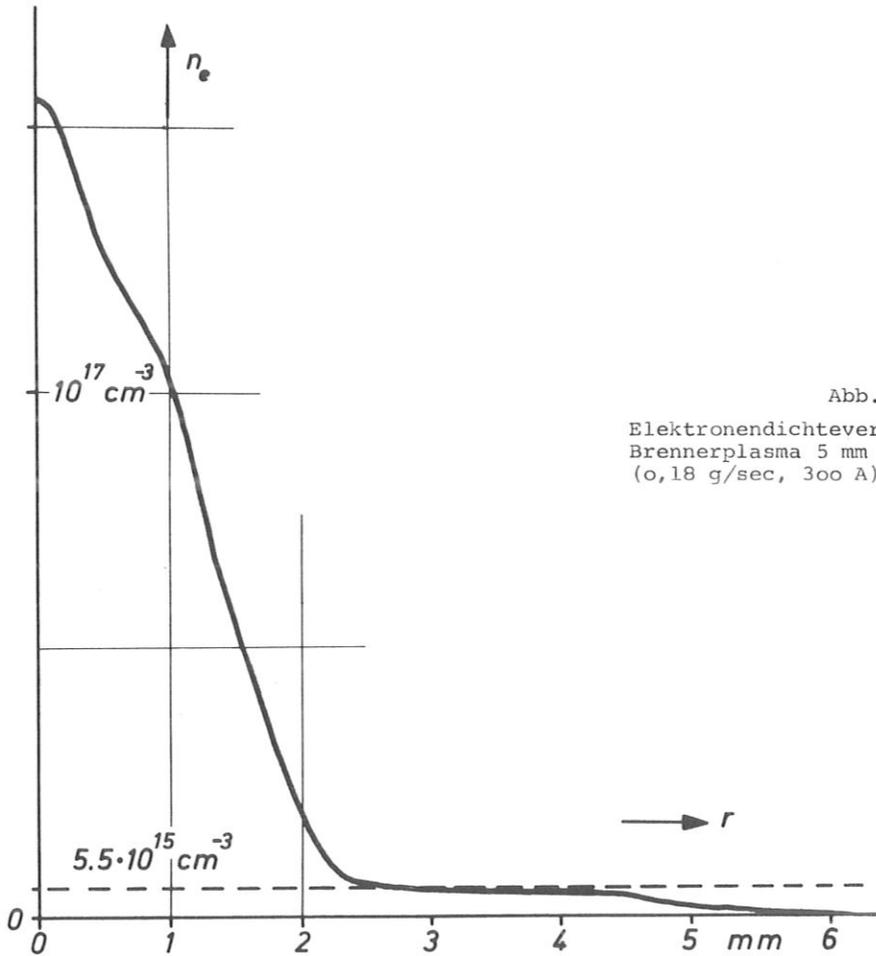


Abb. 74
Elektronendichteverteilung im Argon-
Brennerplasma 5 mm über der Düse
(0,18 g/sec, 300 A)

Von der in Abb. 74 gezeigten Elektronendichte muss allerdings noch eine Störung durch das Neutralgas abgezogen werden. Mit den fast identischen Brechungsindizes von Luft und Argon (bei $10,6 \mu$) nach Kap. 1.1 erhält man, wenn der Druck überall gleich ist, für den Brechungsindex des Neutralgases in Abhängigkeit von der Temperatur: $n = 1 + 0,000275 \cdot 300/T$. Weil die Phasenverschiebung des Plasmas nicht gegen Vakuum, sondern gegen Luft bei Zimmertemperatur ermittelt wird, täuscht das erhitzte Neutralgas stets eine zusätzliche Elektronendichte vor; und zwar beträgt diese bei 1000°K $3,8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, bei 2000°K $4,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und maximal $5,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Im Bereich des heissen Plasmakerns ist also immer die konstante Korrektur von $5,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ anzubringen (gestrichelte Linie in Abb. 74), während erst sehr weit aussen der Bereich deutlich markiert ist, in dem die Temperatur unter einige 100°C sinkt (bei 5 mm in Abb. 47). Die Gastemperatur wird bei den weiteren Auswertungen nicht betrachtet; nach den Rechnungen in Abb. 68 kann die Korrektur in vielen Fällen schon am Phasenprofil vorgenommen werden.

Die Unsicherheit in der Phasenmessung beträgt bei dieser Messmethode etwa $\pi/5$, also in der Elektronendichte bei den untersuchten Bogenplasmen etwa $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Die kleinste mit diesem Verfahren auflösbare Elektronenflächendichte wird nach der verwendeten Modulationsamplitude $\epsilon = 2^\circ$ auf 2° entsprechend 10^{14} cm^{-2} geschätzt; ist die Möglichkeit einer Modulation der Elektronendichte selbst vorhanden, so sollte in Verbindung mit phasensynchroner Verstärkung $\Delta\psi = 0,05^\circ$ erkennbar sein, also eine Elektronenflächendichte von $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

5.2 Mach-Zehnder Interferometer mit Abbildung

Mit der Entwicklung des Flüssigkristalldetektors (Kap. 2.3) ist es möglich geworden, das infrarote Interferenzstreifenbild in seiner Gesamtheit zu registrieren. Wegen der hohen Empfindlichkeit des Bildwandlers von $0,017 \text{ J/cm}^2 \cdot ^\circ \text{C}$ kann man mit sehr kurzen IR-Belichtungszeiten auskommen. Diese können bei der Verwendung von gepulsten CO_2 Lasern den extrem niedrigen Wert von einigen 10^{-8} sec erreichen /92/; die Pulsenergie muss mindestens einige 10^{-2} J betragen, damit ein Bild mit vollem Kontrast entstehen kann.

Eine zweidimensionale Registrierung des Streifenbildes ist immer dann sinnvoll, wenn die zu messende Phasenverschiebung nicht über das Gesichtsfeld konstant ist. Dann reicht die einfachste Form des Mach-Zehnder Interferometers (Abb. 69) noch in den Fällen zur eindeutigen Zuordnung von Objekt- zu Bildpunkten aus, bei denen Strahlablenkungseffekte vernachlässigbar sind, wenn also im Objekt die Komponenten des Brechungsindex senkrecht zur Lichtrichtung verschwindend klein oder aber sehr gross sind. Im letzteren Fall kann die Objektwellenfront als stückweise eben und mit einheitlicher Ausbreitungsrichtung angesehen werden.

Bei nicht vernachlässigbarer Strahlablenkung muss wegen einer eindeutigen Zuordnung die Objekt- in die Interferenzebene abgebildet werden; dies ist das übliche Verfahren bei Mach-Zehnder Interferometern im Sichtbaren /134/. Die abbildende Linse bewirkt dann, dass statt zweier fast ideal ebener (s. Abschätzung Gl. 99) Wellen nun in der Bildebene Kugelwellen interferieren. Im hier benutzten Aufbau (Abb. 70) ist deren Krümmungsradius gleich der Brennweite $f = 20 \text{ cm}$, während der Objekt- und Bildquerschnitt 2,2 oder 4,5 cm beträgt. Dies bedeutet, dass besonders bei kleinem Streifenabstand die Hyperbelform der Streifen deutlich sichtbar ist (s. Abb. 72 b,d); der die optische Achse schneidende Streifen ist stets gerade. Bei sehr grossem Streifenabstand sind die Brennpunkte des Objekt- und des Referenzstrahls kongruent, man beobachtet dann bei noch fehlendem Phasenobjekt eine über den gesamten Bildquerschnitt konstante Phasendifferenz.

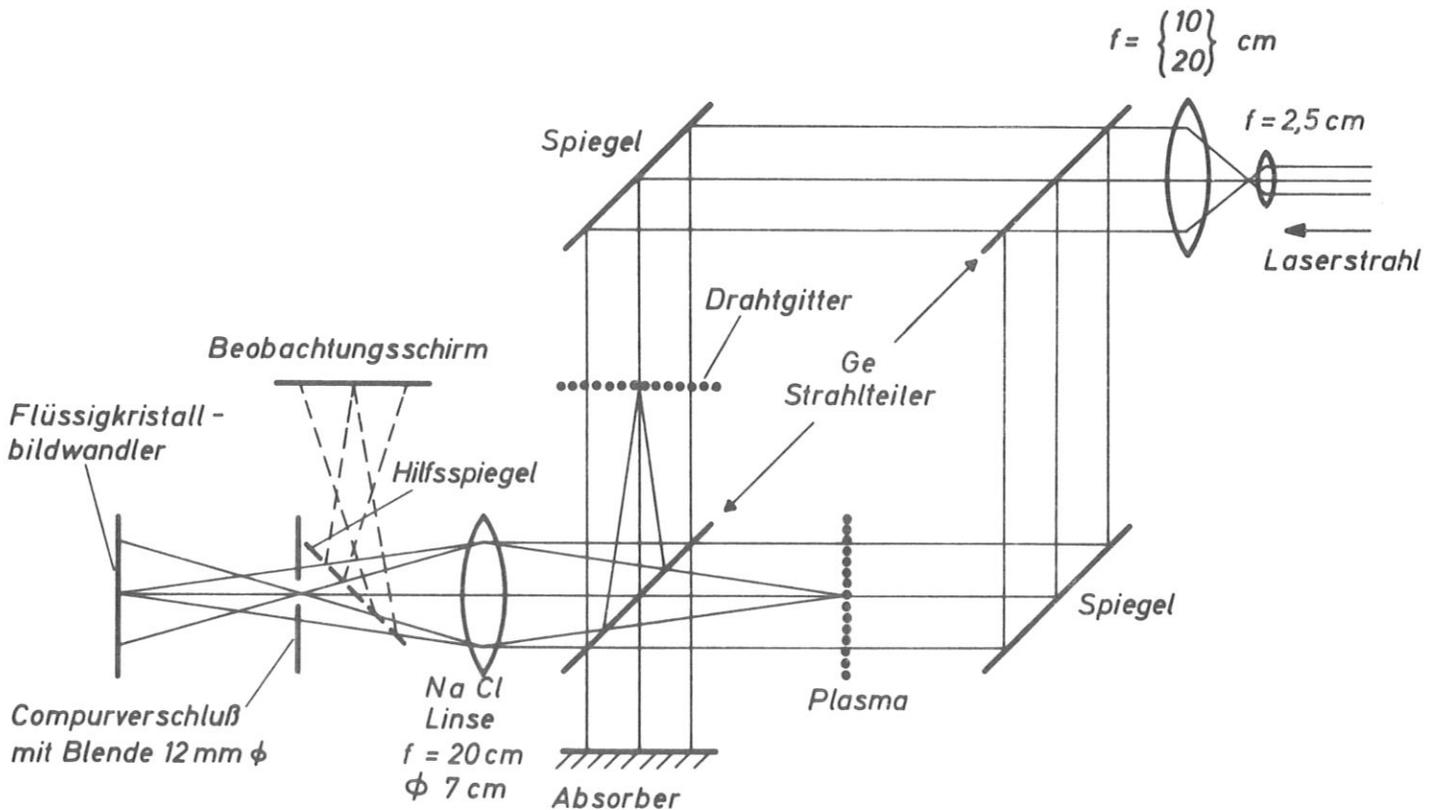


Abb. 70

Mach-Zehnder Interferometer für $\lambda = 10 \mu$ mit Abbildung auf den Flüssigkristallbildwandler (Abb. 33)

Wie Abb. 70 zeigt, wird der frequenz- und amplitudenstabilisierte CO_2 Laserstrahl auf ein effektives Gesichtsfeld von 2,2 oder 4,5 cm aufgeweitet; die durch Beugung von TEM_{00q} abweichende Intensitätsverteilung des kollimierten Strahls ist in der Aufnahme Abb. 26 zu erkennen.

Zur Strahlteilung dienen Germaniumplatten mit 7 cm \varnothing , die auf einer Seite für die benutzte parallele /85, S. 38/ Polarisationsrichtung und 45° Einfallswinkel entspiegelt sind. Die unbeschichteten Seiten haben mit $n = 4$ ein Reflexionsvermögen von 23,4 %, teilen also den Strahl im Verhältnis 1 : 3,3. Am benutzten symmetrischen Interferometerausgang verschwindet die Intensität in den Interferenzminima, während sie in den Maxima 72 % der bei 1 : 1 Strahlteilung möglichen maximalen Intensität beträgt. Durch die Fassung der Teilerplatten wird die Strahlung in der horizontalen Dimension auf 3,5 cm Breite begrenzt, woraus das ovale Gesichtsfeld in Abb. 72 resultiert.

Das Phasenobjekt wird mit einer Salzlinse von 7 cm Öffnung und 20 cm Brennweite auf den Flüssigkristallschirm im Masstab 1 : 1 abgebildet, die Enden der Elektroden erscheinen als Schatten im Bild. Zur Fixierung des Masstabs wird bei den Aufnahmen mit dem Plasmabrenner ein Drahtgitter mit 5 mm Maschenweite und 0,35 mm Drahtdicke in den Referenzstrahl gebracht. Aus der Drahtdicke in Abb. 71 b lässt sich abschätzen, dass die Schärfe des Aufnahmeverfahrens, das sich aus der Abbildung der Infrarotstrahlung durch die Salzlinse, der Anzeige des Temperaturbildes durch die Flüssigkristallschicht und schliesslich der Photographie auf Farbfilm zusammensetzt, besser als 100μ ist. Diese Auflösung ist besonders wichtig für die Untersuchung der Elektronendichte nahe der Kathode des Kohlebogens, wo sich die Interferenzstreifen auf weniger als 1 mm zusammendrängen (Abb. 72 und 73).

Mit der CO_2 Laserstrahlung wird auch das vom Plasma und den heissen Elektroden ausgehende Eigenleuchten durch die Salzlinse auf den Detektor abgebildet. Obwohl die Germaniumplatte kurzwelliges Licht unterhalb $1,7 \mu$ abblockt, ist die Leistungsdichte im Bild z. B. der Kathode des 200 A-Bogens etwa $0,3 \text{ Watt/cm}^2$, also nahezu so gross wie die der Laserstrahlung. Abhilfe schafft hier die räumliche Filterung durch eine Kreisblende in der Brennebene der Abbildungslinse. Die Öffnung der Blende soll gerade so gross sein, dass keine Schliereneffekte sichtbar werden. Wegen der vorkommenden Ablenkungswinkel bis zu 30 mrad wird als Öffnungsradius $0,03 \cdot 200 = 6 \text{ mm}$ gewählt. Mit dieser Massnahme sind mehr als 90 % der Störstrahlung beseitigt, was eine weitere spektrale Filterung unnötig macht.

Eine Längenabstimmung der beiden Interferometerarme (ca. 132 cm) ist bei der grossen spektralen Reinheit der stabilisierten Laserstrahlung (Abb. 48) nur bis auf einige 10 cm erforderlich. Zur ersten Einstellung der Spiegel und Strahlteiler wird ein He-Ne Laser auf den Auskoppelspiegel des CO_2 Lasers eingerichtet. Anschliessend wird das Interferenzbild der noch nicht aufgeweiteten CO_2 Laser Grundmode durch Beobachtung auf thermographischem Papier (Kap. 2.3) einjustiert. Dann werden die beiden Linsen zur Strahlaufweitung eingesetzt und genau zentriert, damit das Gesichtsfeld symmetrisch ausgeleuchtet wird. Den Abstand zwischen diesen Linsen stellt man am besten ein, bevor man die Abbildungslinse einsetzt, und zwar durch Beobachtung des Interferenzbildes auf dem Hilfsschirm (Abb. 30): Nur wenn der Strahl kollimiert ist, sind die Streifen gerade.

Die Feinabstimmung der Streifenrichtung und des Streifenabstands wird bei den benutzten Spiegelhalterungen schon durch kleine Erschütterungen der optischen Schiene geändert. Deshalb müssen die danach noch nötigen Massnahmen, nämlich Entfernen des Hilfsspiegels und Auslösen des Computerverschlusses, isoliert vom Schienensystem geschehen. Die besondere Aufstellung dieser beiden Komponenten ist in der Abb. 74 nicht zu sehen.

Da die hier untersuchten Bogenplasmen stationär sind, können im Prinzip lange Belichtungszeiten benutzt werden; bei der für das Interferometer vorhandenen Dauerstrichleistung von 5 Watt wird für die beiden benutzten Bildgrössen $1/10$ bzw. $1/40$ sec eingestellt. Als weiteren Schritt kann man einen Impulslaser einsetzen und damit nicht nur bei schnell veränderlichen Phasenobjekten scharfe Streifenbilder erzielen, sondern auch den Störeinfluss von Vibration und Temperaturschwankungen der Luft ausschalten; dann kann auch der Anteil der Eigenstrahlung des Plasmas sehr klein

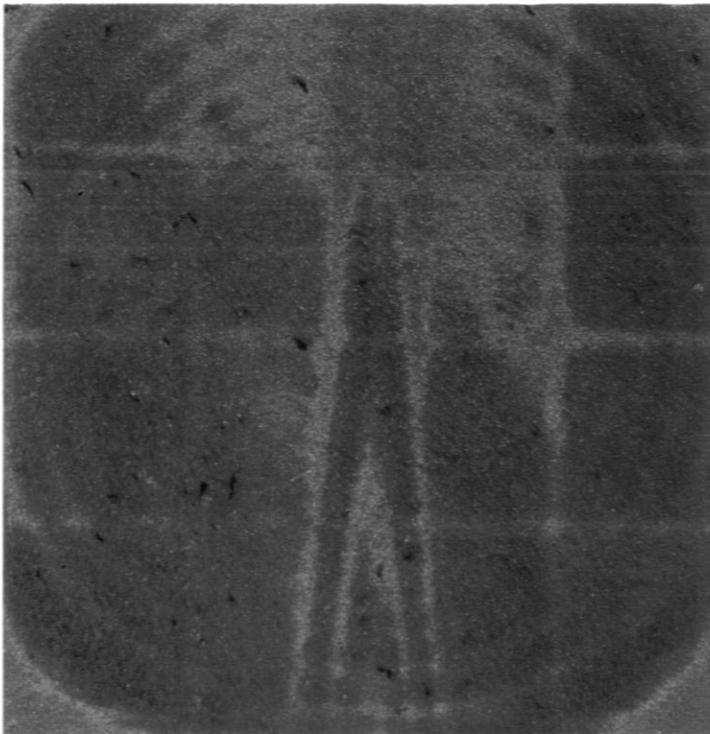
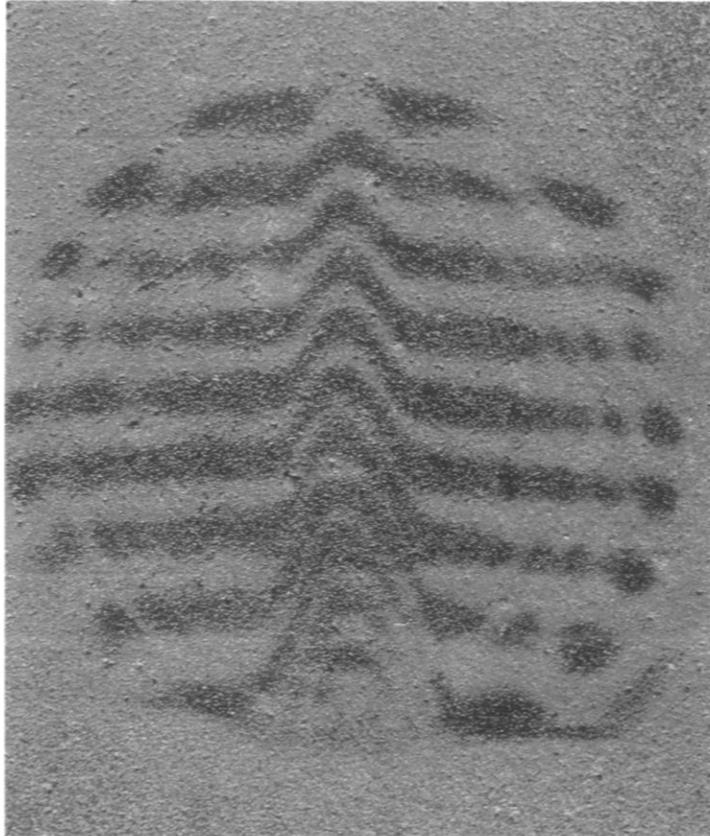


Abb. 71

Interferenzbilder bei $\lambda = 10,6 \mu$ vom Argon-Plasmastrahl; Gesichtsfelddurchmesser 22 mm;
Belichtungszeit des Flüssigkristallbildwandlers (Abb. 33) $\frac{1}{40}$ sec bei 5 W Laserleistung
a) Streifenabstand 2,5 mm, 300 A, Durchfluss 0,22 g/sec (oben)
b) sehr großer Streifenabstand, 400 A; Durchfluss 0,18 g/sec;
dazu Abbildung eines Drahtgitters mit 5 mm Maschenweite (unten)

gemacht werden. Die im benutzten Zeitmasstab vorhandene Phasenstabilität des Interferometers kann aus den Registrierkurven ohne und mit Plasma (Abb. 71 und 73) abgelesen werden; beim Hochstromkohlebogen zeigen sich erhöhte Schwankungsamplituden von etwa $\pm 30^\circ$, die auf den breiten von der Kathode ausgehenden Konvektionsstrom zurückgehen.

Beispiele für Interferenzbilder vom Hochstromkohlebogen, die, wie in Kap. 2.3 beschrieben, vom Flüssigkristallschirm mit etwa 0,1 sec Verzögerungszeit abphotographiert sind, zeigt Abb. 72.

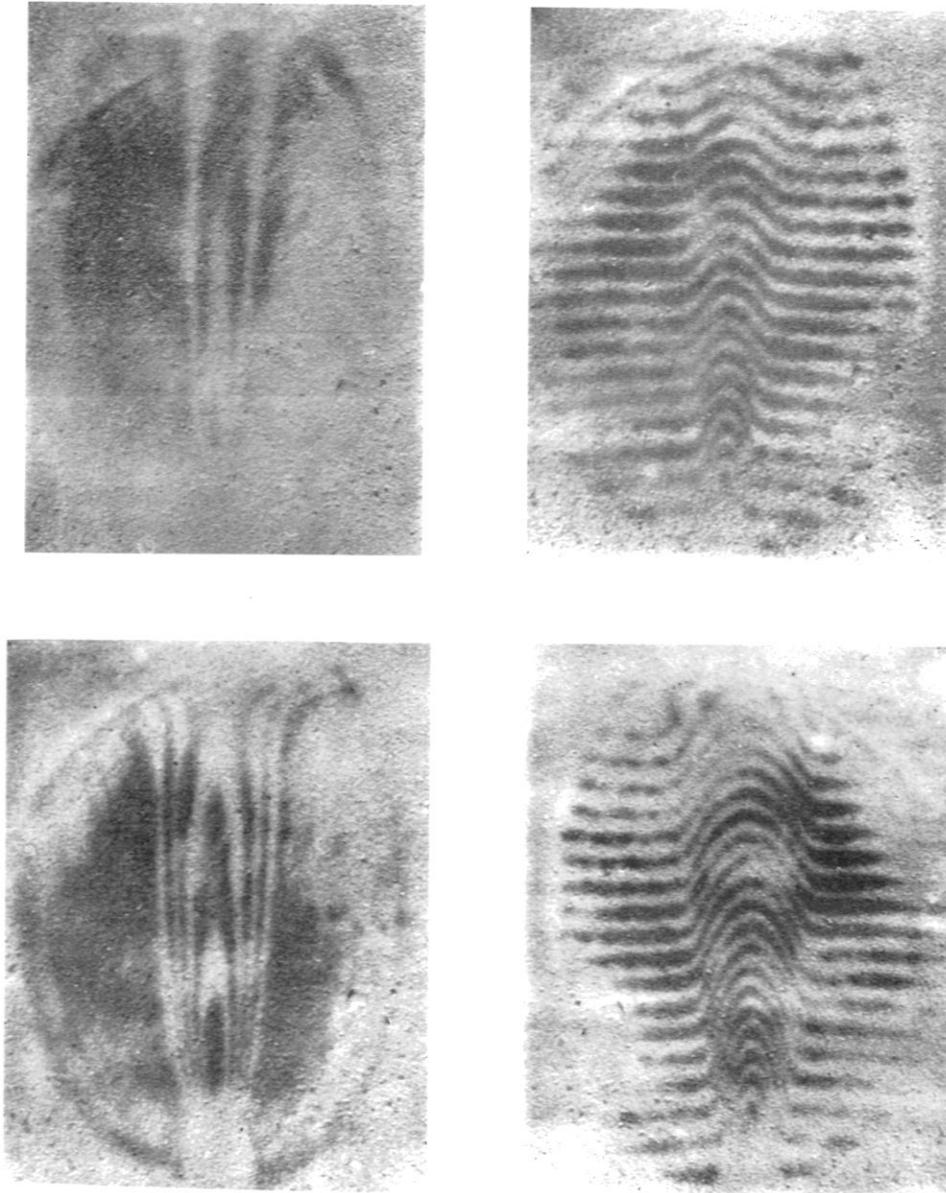


Abb. 72

Interferenzbilder bei $\lambda = 10,6 \mu$ vom Hochstromkohlebogen; Elektrodenabstand 4 cm; Belichtungszeit $1/10$ sec bei 5 W Laserleistung
a), b): bei 200 A
c), d): bei 500 A

Man erkennt in den Interferometeraufnahmen der Abb. 72 im unteren Teil die Schattenabbildung der Kathode, während die Anode am oberen Rand das Gesichtsfeld begrenzt. Bei den Bildern mit 2,2 mm Streifenabstand sind, wie auch in Abb. 71 a, durch die positive Phasenverschiebung im Plasma (s. Gl. 93) die Streifen nach oben verschoben, weil der Winkel zwischen Objekt- und Referenzstrahl entsprechend der Skizze in Abb. 69 eingestellt war. Die maximale Phasenverschiebung ändert sich längs der Bogenachse nur wenig und beträgt etwa 4π bei 200 A bzw. 8π bei 500 A. Dagegen ist deutlich zu sehen, wie sich der Plasmaradius bei der Annäherung an die Kathode auf etwa 1,5 mm bei 200 A bzw. 2 mm bei 500 A zusammenzieht. Damit steigt nach Gl. 95 die Elektronendichte dort stark an, und zwar, wie man mit einer Annahme der Profilform innerhalb des in Abb. 67 gezeigten Bereichs abschätzen kann, auf $(2,2 \pm 0,4) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bei 200 A bzw. $(2,8 \pm 0,6) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bei 500 A. Eine genauere Auswertung mit Hilfe der Abel'schen Integralgleichung bestätigt diese Ergebnisse (Kap. 6).

Zur Aufstellung der Phasenprofile $\Delta\psi(p)$ ist ein Vergleich der Interferogramme mit und ohne Plasma wichtig. Als Beispiel zeigt die Abb. 73 a einen Ausschnitt eines Interferenzbildes in der Nähe der Kathode des Hochstromkohlebogens (200 A).

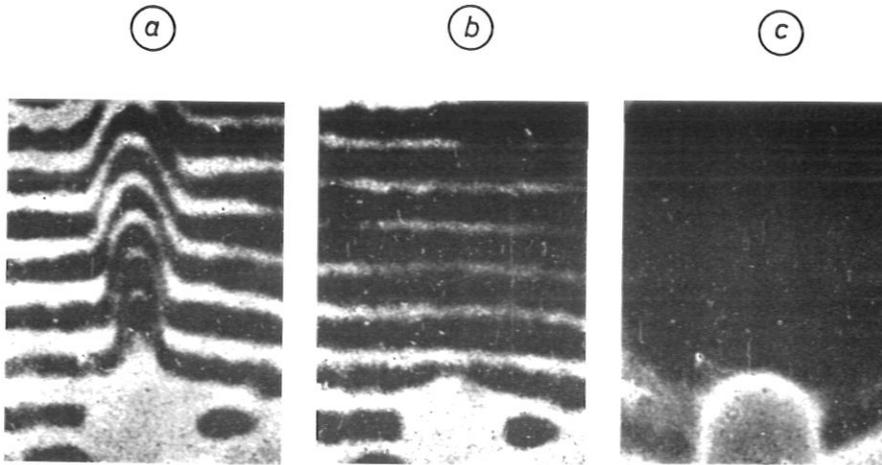


Abb. 73

- 2 cm breite Ausschnitte aus Aufnahmen bei $\lambda = 10,6 \mu$ vom Hochstromkohlebogen (200 A)
- a) Interferogramm mit Plasma
 - b) Interferogramm ohne Plasma
 - c) Schattenabbildung der Kathode

Kurz nach der Aufnahme 73 a wurde zur Vermeidung weiteren Abbrands der Bogen abgeschaltet, und das ungestörte Streifenbild photographiert (Abb. 73 b). Zur Aufnahme 73 c wurde der Referenzstrahl abgedeckt, so dass die Schattenbildung übrig bleibt. Eine genaue Zuordnung der Bilder wird durch kleine Staubteilchen auf dem Flüssigkristallschirm erleichtert. Man beobachtet, dass nicht nur die erwähnten Phasenänderungen von einigen π nahe der Plasmaachse auftreten, sondern auch, dass sich in der weiteren Umgebung die Streifen annähernd parallel verschieben. Ursache hierfür ist wie schon in den Registrierkurven der Abb. 73 eine durch Aufheizung bewirkte Verdünnung der Luft. Da die Form der annähernd horizontalen Streifen am Rande des Gesichtsfeldes nahezu unverändert bleibt, kann diese "Schulter" im Phasenprofil als breit im Vergleich zum eigentlichen Plasmaradius angesehen werden. Deshalb ist es nach den Rechnungen der Abb. 68 zulässig, zur Gewinnung der Elektronendichteverteilung den Neutralgaseffekt schon im Phasenprofil abzutrennen und nicht weiter zu betrachten.

Trotzdem ist eine kurze Abschätzung sinnvoll, die eine Aussage über den Durchmesser der heissen Neutralgashülle ergibt. So entnimmt man den Abb. 73 a und b, dass 2 mm über der Kathode die maximale Phasenverschiebung durch das Neutralgas $\Delta \varphi = (0,6 + 2N) \cdot \pi$ beträgt, wobei $N = 0,1,2 \dots$ noch unbestimmt ist. In 1,42 cm Höhe ist mit dem gleichen N diese Phasenverschiebung $\Delta \varphi = (1,1 + 2N) \cdot \pi$. Das Brechungsindexprofil des heissen Neutralgases kann man nun durch $n = 1$ für $r \leq R^*$ und $n = 1,000275$ für $r > R^*$ annähern, wie im Anschluss an die Abb. 74 beschrieben wurde. Dafür erwartet man als Maximalwert eines annähernd cos-förmigen Phasenprofils $\Delta \varphi = 2 \cdot 0,00275 \cdot R^* / \lambda$ (nach Gl. 32). Daraus ergibt sich für die beiden Fälle $R^* = (3,6 + 12,2 \cdot N)$ cm bzw. $R^* = (6,6 + 12,2 \cdot N)$ cm; vernünftigerweise muss $N = 0$ gesetzt werden. Die so berechneten Radien sind zwei- bis dreimal grösser als die von Maecker (Abb. 19 in /2/) ermittelten Radien für die 500°K Isotherme; bei 500°K ist der Brechungsindex der Luft etwa 1,00017.

Phasenstabilisierung des Gesichtsfeldes

In das hier beschriebene Mach-Zehnder Interferometer zur Aufnahme zweidimensionaler Interferogramme kann das Prinzip der phasenkompensierenden Betriebsweise (Kap. 5.1) zusätzlich eingeführt werden. Das bringt den Vorteil, dass man einen sonst freien Parameter festlegen kann, nämlich die Phasendifferenz in einem beliebigen Punkt des Gesichtsfeldes auf gerade bzw. ungerade Vielfache von π . Wichtig wird dies z. B. bei Interferogrammen mit sehr grossem Streifenabstand, wo die sichtbaren Streifen Ortskurven gleicher Phasenverschiebung sind: Damit die zugehörigen Phasenwerte gerade $N \cdot \pi$ (mit N ganz) sind, muss die Phasendifferenz an Orten ausserhalb des Objektbereichs, auf die die Phasenverschiebungen bezogen werden, ebenfalls einen dieser Werte haben. Mit anderen Worten, man kann sich die Auswertung eines Interferogramms erleichtern, wenn man die Intensität im ungestörten Gesichtsfeld maximal oder minimal eingestellt hat.

Zur Regelung dieser Einstellung wird das in Abb. 70 gezeigte Stabilisierungssystem eingesetzt; das Bolometer muss in der Bildebene des Interferometers angebracht sein. Da dies jedoch die Aufnahme der Interferogramme stört, wird dazu der zweite, unsymmetrische Ausgang des Interferometers benutzt. Dort beträgt bei den oben beschriebenen Strahlteilungsverhältnissen die Intensität in den Interferenzminima 28 %, in den Interferenzmaxima 100 % der bei 1 : 1 Teilung maximal möglichen Intensität, was die Stabilisierung nur sehr wenig beeinträchtigt. Zur Erzeugung eines Bildes im unsymmetrischen Ausgang sollte dort eine zweite Linse eingesetzt werden. Man kann jedoch auf eine Abbildung verzichten, wenn man den Detektor im Strahlquerschnitt so weit von der optischen Achse entfernt anbringt, dass ihn keine im Plasma abgelenkten Strahlen erreichen können. Da im Plasmabrenner die Strahlablenkung in 1 cm Höhe über der Düse 20 mrad nicht übersteigt, genügt ein Abstand von 9 mm zur optischen Achse, wenn der Detektor 35 cm vom Plasma entfernt ist. Der benutzte Aufbau ist in Abb. 74 abgebildet.

Mit der in Abb. 74 gezeigten Anordnung arbeitet die Stabilisierung des Gesichtsfeldes einwandfrei; die starke Eigenstrahlung des Plasmas verursacht keine Störungen.

Als Beispiel zeigt die Abb. 75 zwei Interferogramme vom Plasmabrenner, bei denen ein Punkt am rechten Rand des Gesichtsfeldes phasenstabilisiert ist. Nach der ersten Aufnahme wurde das Referenzsignal des Oszillators (s. Abb. 70) um 180° verschoben; im zweiten Bild stabilisiert die Rückkoppelschleife deshalb auf Maximum. Entsprechend erscheint im ersten Interferogramm ein Maximum am rechten Rand des Gesichtsfeldes, im zweiten ein Minimum.

Im Übrigen kann man in den Interferogrammen der Abb. 75 wegen des grossen Streifenabstands von ca. 8 mm die Grössenordnung der Phasenstörungen gut erkennen, die durch die Unebenheiten der insgesamt vier spiegelnden Flächen im Interferometer hervorgerufen werden; sie betragen ca. $\pi/5$ über 1 cm Entfernung.

Die Phaseninformation, die ja durch die Stellung des kompensierenden Phasenschiebers gegeben ist (Kap. 5.1) wird in dieser Anwendung nicht ausgenutzt; man könnte aus ihr Aufschluss über Neutralgaseffekte bekommen.

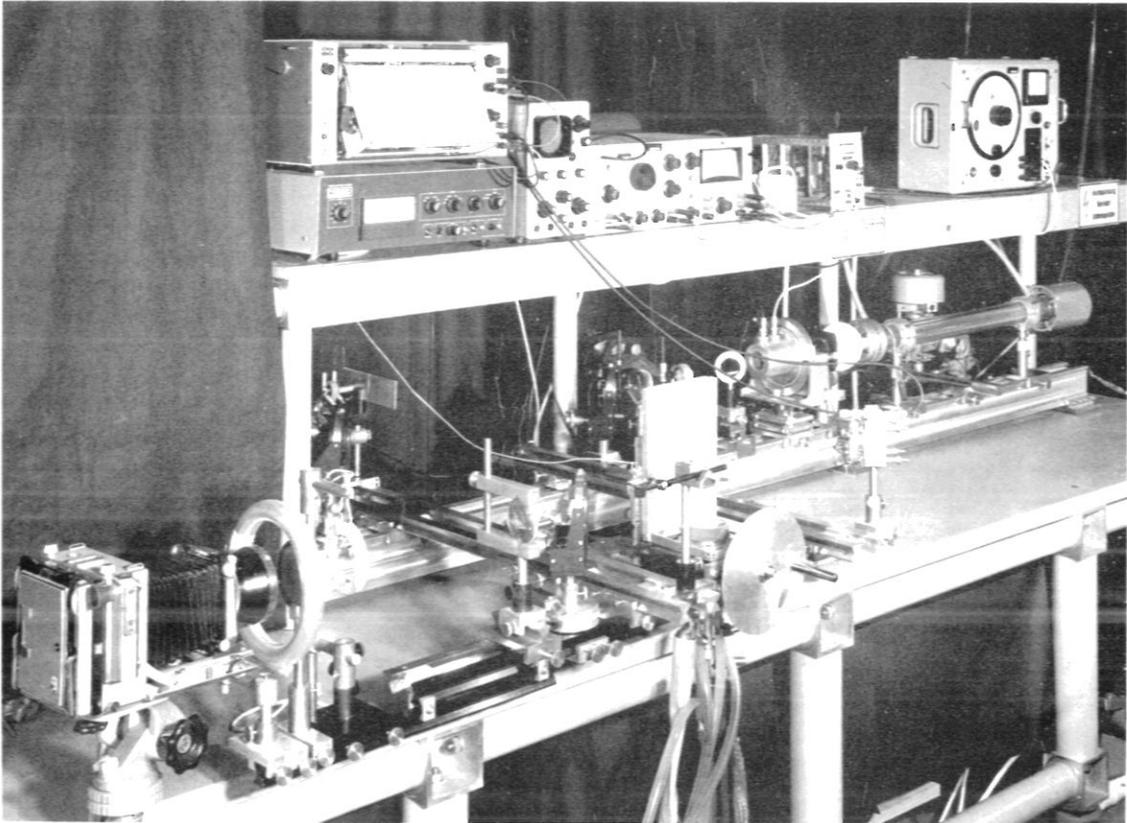


Abb. 74

Mach-Zehnder Interferometer für $\lambda = 10 \mu$ mit Abbildung auf den Flüssigkristallbildwandler und Phasenstabilisierung des Gesichtsfeldes

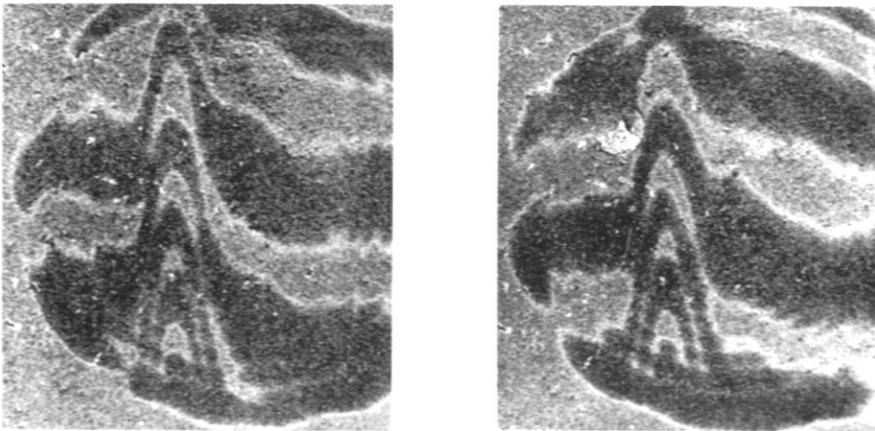


Abb. 75

Interferogramme vom Plasma des Argonbrenners; die Phasenstabilisierung des Gesichtsfeldes wurde zwischen beiden Aufnahmen um 180° geändert; Gesichtsfeld Durchmesser 2,2 cm

Die Phasenstabilisierung des Gesichtsfeldes wird zur Aufnahme von Interferogrammen am Plasmabrenner bei sehr grossem Streifenabstand eingesetzt. Ein Beispiel dafür ist die Farbaufnahme in Abb. 71 b.

Auswertung der Interferogramme

Interferogramme, die mit sichtbarem Licht bei gleichmässiger Ausleuchtung auf photographischem Film registriert werden, können durch eine Absorptionsmessung sehr genau ausgewertet werden. Für jeden Ort im Interferenzbild sollte eine Genauigkeit in der Phasenbestimmung von $\pi/10$ erreichbar sein. Bei den hier vom Flüssigkristallbildwandler abphotographierten IR-Interferogrammen hat dagegen eine photometrische Auswertung wenig Sinn, da man neben der Schwärzungskurve des photographischen Films auch dessen spektrale Empfindlichkeit sowie die Charakteristik des Flüssigkristalls (Abb. 28) und die spektrale Zusammensetzung des Blitzlichts bei der Eichung berücksichtigen müsste.

Ausreichende Ergebnisse bekommt man jedoch bei den hier untersuchten Bogenplasmen, wenn man nur die lokalen Intensitätsextrema auswertet. Aus Aufnahmen mit sehr grossem Streifenabstand lassen sich besonders gut solche Punkte der Phasenkurve $\Delta \varphi(p)$ festlegen, für die $\Delta \varphi = N \cdot \pi$ (N ganz) ist, während der Verlauf der Kurve sich aus dem der Streifen bei kleinem Streifenabstand ergibt. Die verbleibenden Phasenfehler werden auf $\pi/5$ geschätzt, was gleichzeitig die Auflösungsgrenze dieses abbildenden Interferometers bedeutet. Bei den untersuchten Bogenplasmen entspricht das einer Elektronendichte von etwa $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Beim phasenkompensierenden Interferometer ergibt sich in Kap. 5.1 etwa der gleiche Wert für den Messfehler; er rührt dort von der Nichtlinearität des Piezokristalls her. Die Empfindlichkeit der phasenkompensierenden Messung ist jedoch etwa 20fach grösser. Die dort gemessenen Registrierkurven stimmen mit den aus den Aufnahmen abgeleiteten Phasenkurven innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Aus mehreren nach beiden interferometrischen Verfahren gewonnenen Phasenkurven wird eine Bestkurve ermittelt, die der oben beschriebenen Abelinversion unterworfen wird. Man erhält dann die Elektronendichteprofile, die im nächsten Kapitel zusammengestellt sind, mit einem Fehler, der im Randbereich auf $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ angesetzt werden kann. Besonders zur Achse hin machen sich statistische Fehler der Messkurve durch die Umrechnung stark bemerkbar; es ist daher sinnvoll, die Fehler dort relativ, mit etwa 5 % anzugeben.

6. ELEKTRONENDICHTEVERTEILUNGEN IM ARGON-PLASMASTRAHL UND IM HOCHSTROMKOHLEBOGEN

In den Abb. 76 - 79 sind die Elektronendichteprofile eingezeichnet, die sich aus den interferometrischen Messungen bei $10,6 \mu$ ergeben haben. Wie in Kap. 5 erläutert wird, muss wegen der Ungenauigkeiten in der Messung und im Umrechnungsverfahren ein Fehler in der Elektronendichte von $\pm 5\%$, mindestens aber von $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ angenommen werden.

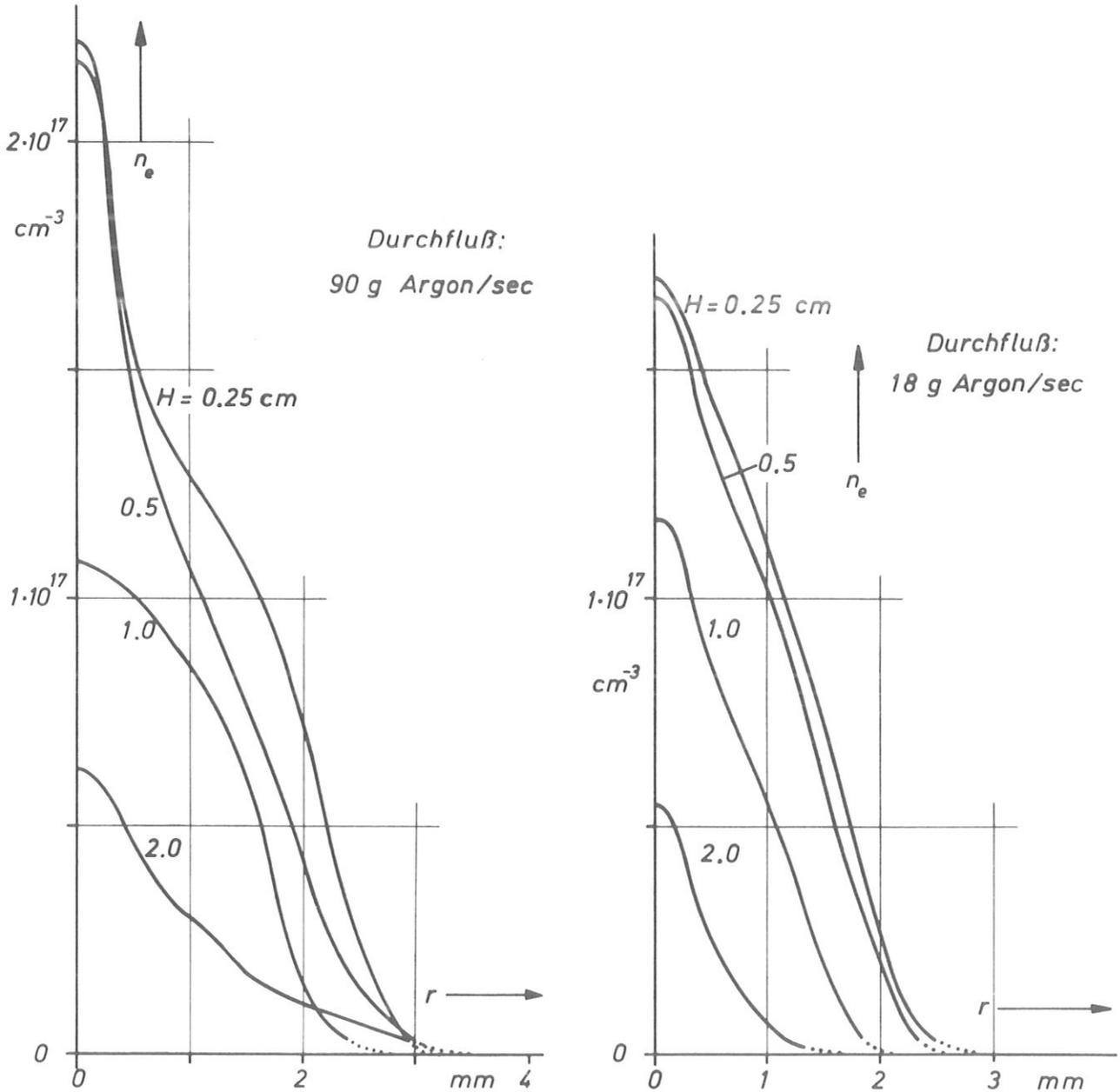


Abb. 77

Elektronendichte im Argon-Plasmastrahl bei 400 A, aufgetragen über dem Radius. Parameter ist die Höhe H über der Düse. Links turbulente, rechts laminare Strömung (vgl. Abb. 50 a und b).

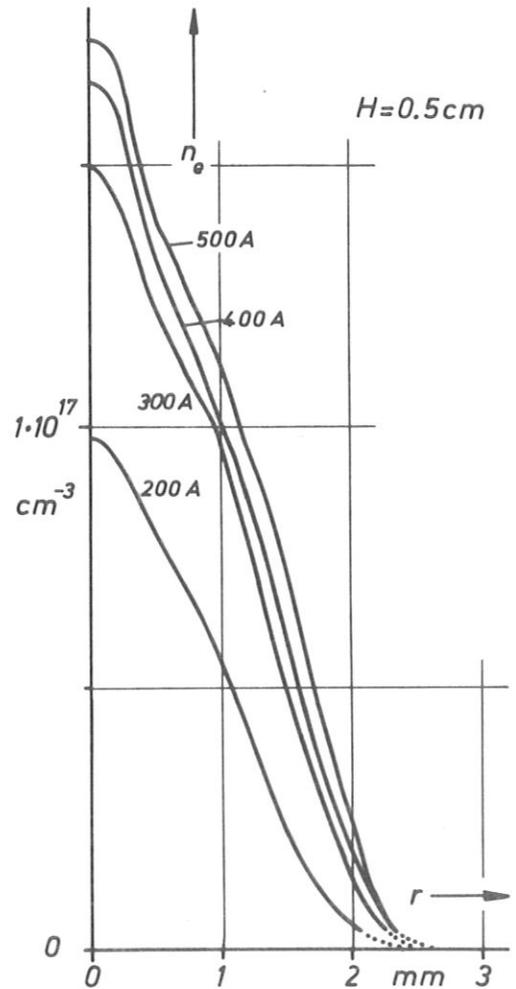
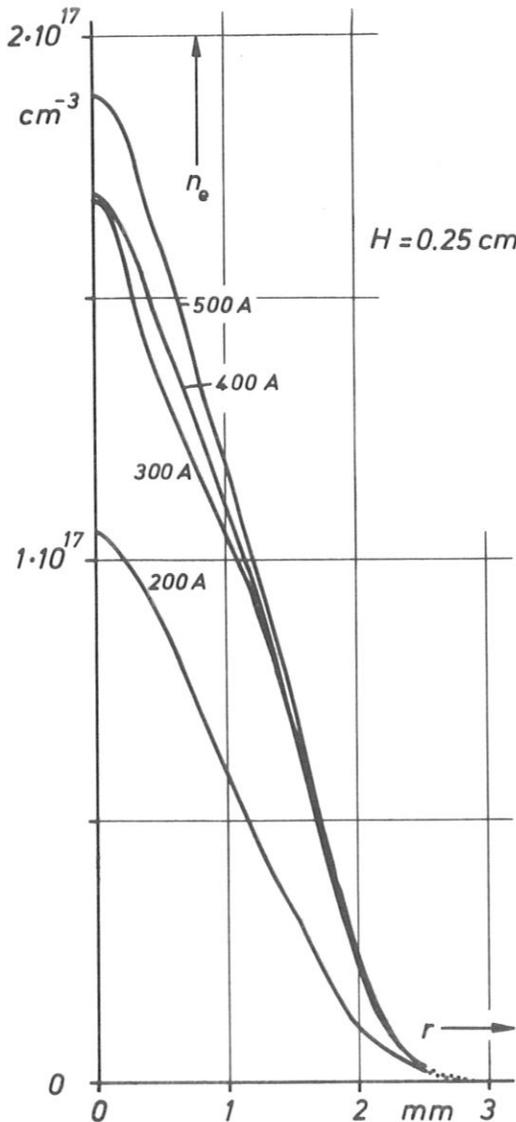
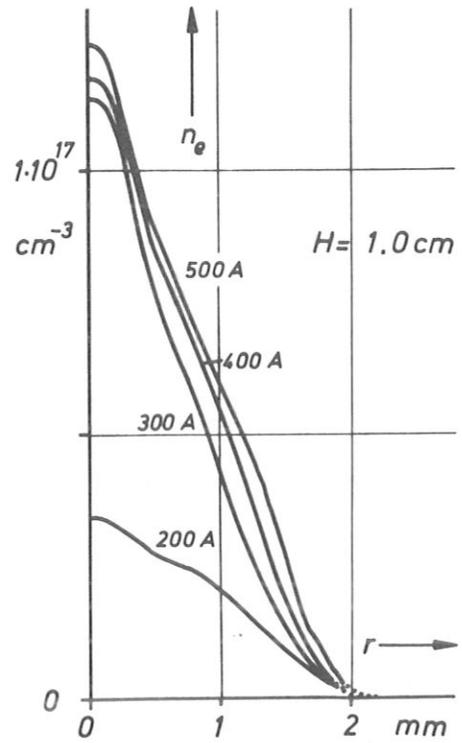
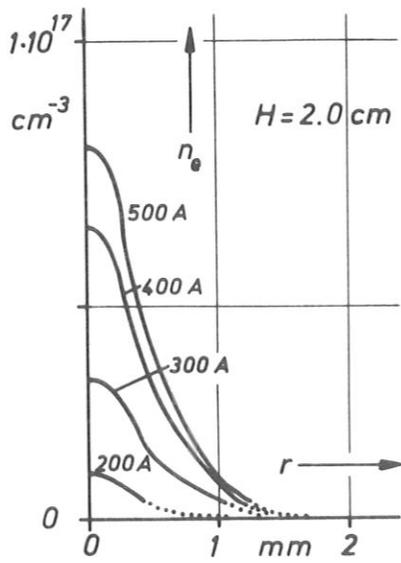


Abb. 77

Elektronendichte im Argon-Plasmastrahl mit laminarer Strömung (0,18 g/sec), aufgetragen über dem Radius. Parameter ist die Bogenstromstärke, H ist die Höhe über der Düse.

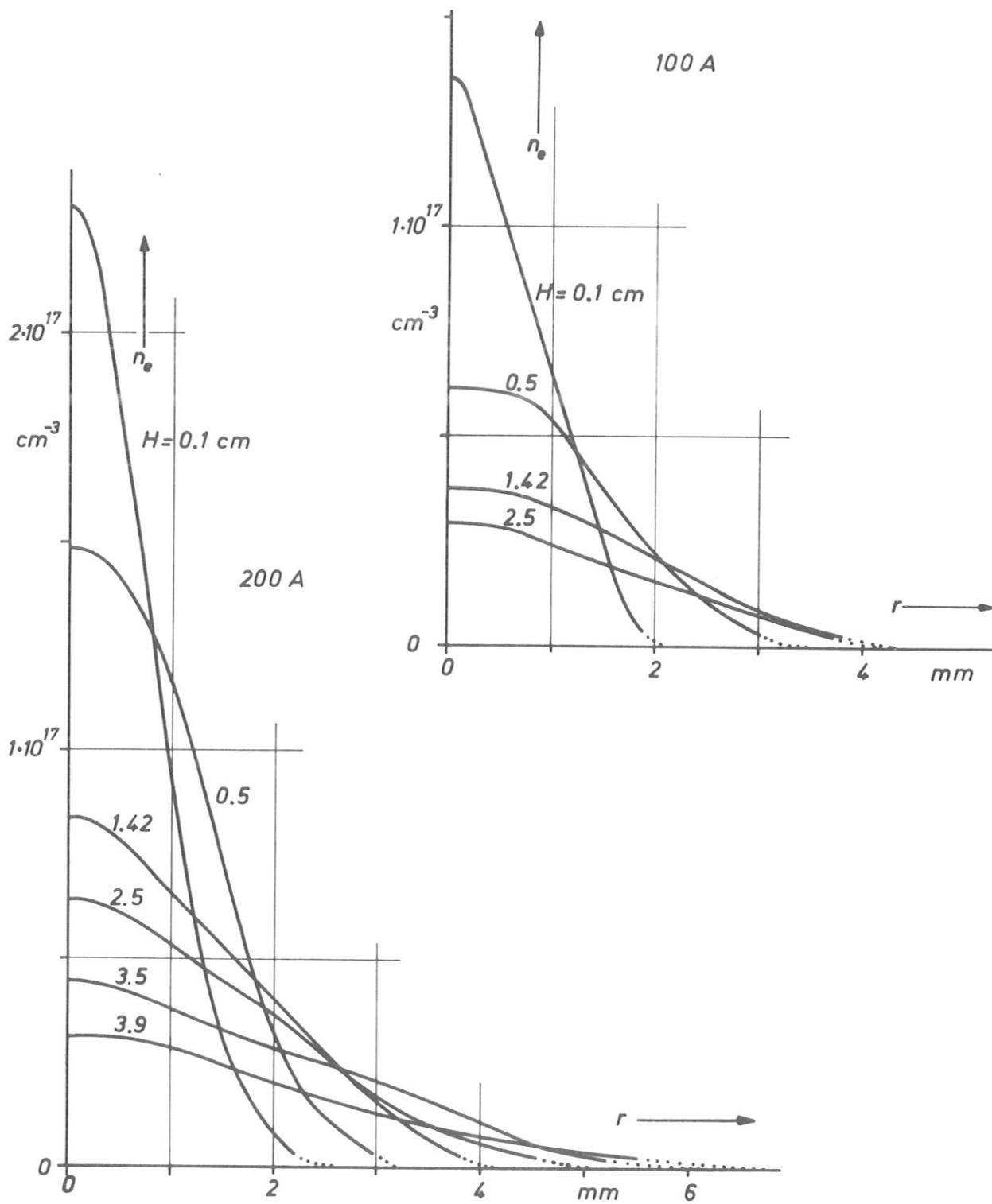


Abb. 78

Elektronendichte im Hochstromkohlebogen bei 100 und 200 A, aufgetragen über dem Radius. H ist die Höhe über der Kathode

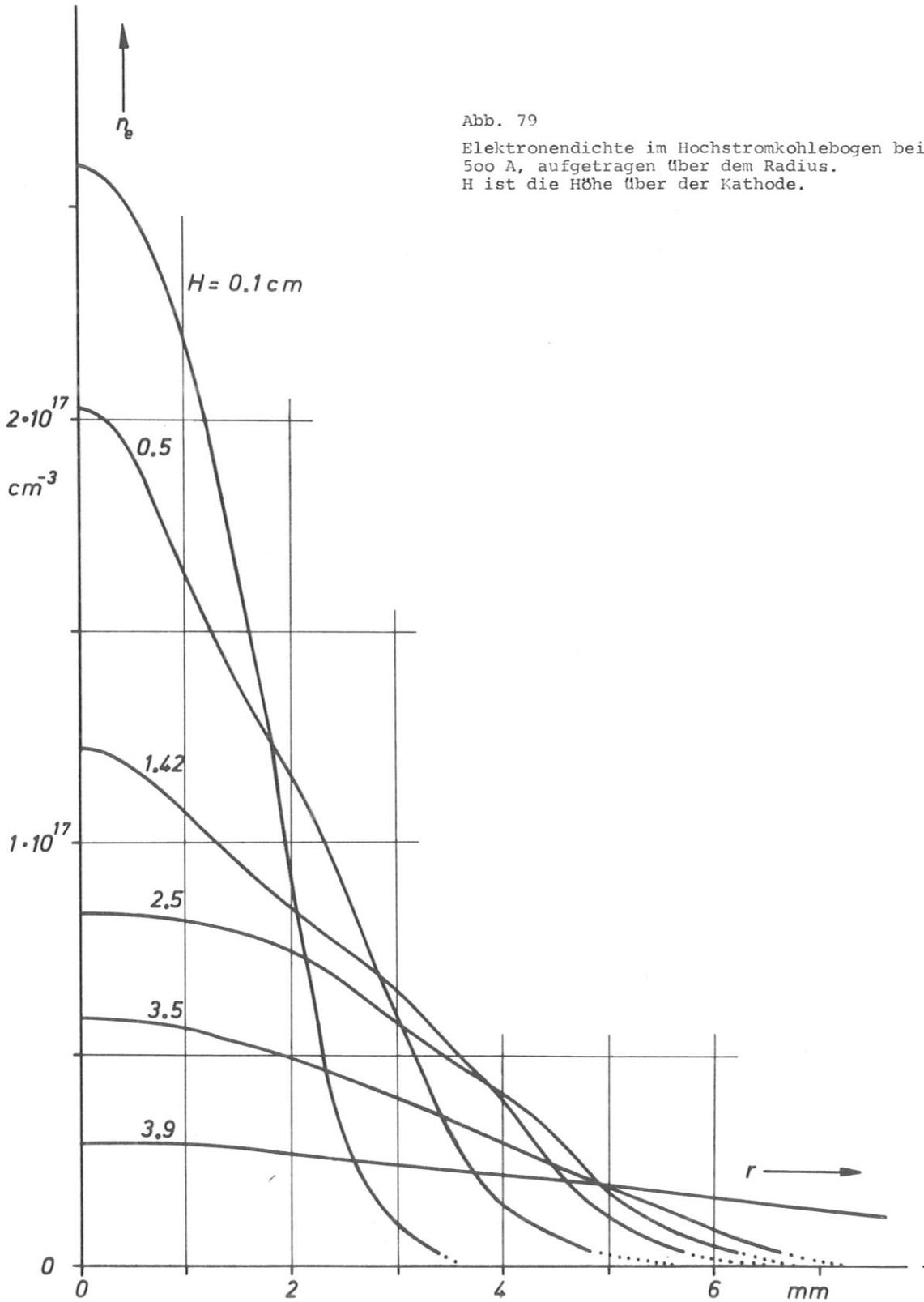


Abb. 79

Elektronendichte im Hochstromkohlebogen bei 500 A, aufgetragen über dem Radius. H ist die Höhe über der Kathode.

Zur besseren Übersicht über die gemessenen Elektronenverteilungen werden aus den vorangegangenen Profildarstellungen der Abb. 76 - 79 die Ortskurven gleicher Elektronendichte bestimmt und in die folgenden Abb. 80 - 82 eingezeichnet.

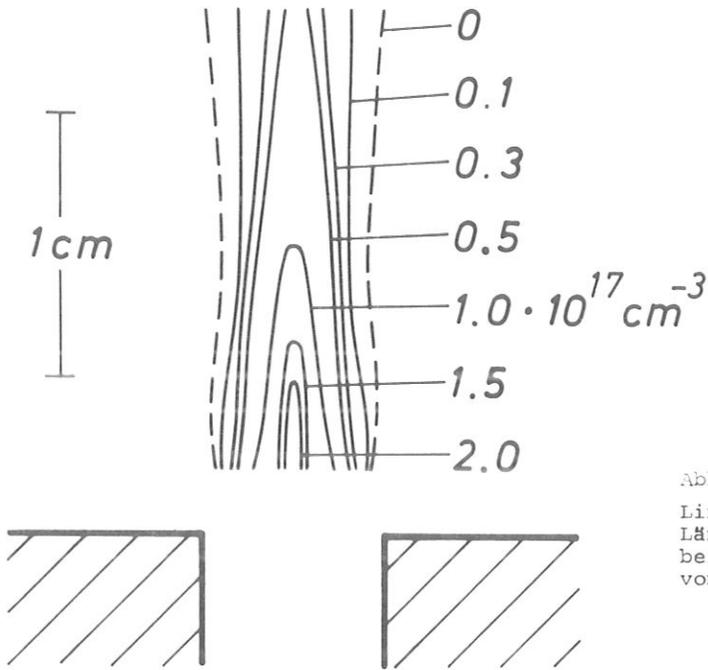


Abb. 80
Linien gleicher Elektronendichte im Längsschnitt des Argon-Plasmastrahls bei 400 A und turbulenter Strömung von 90 g/sec

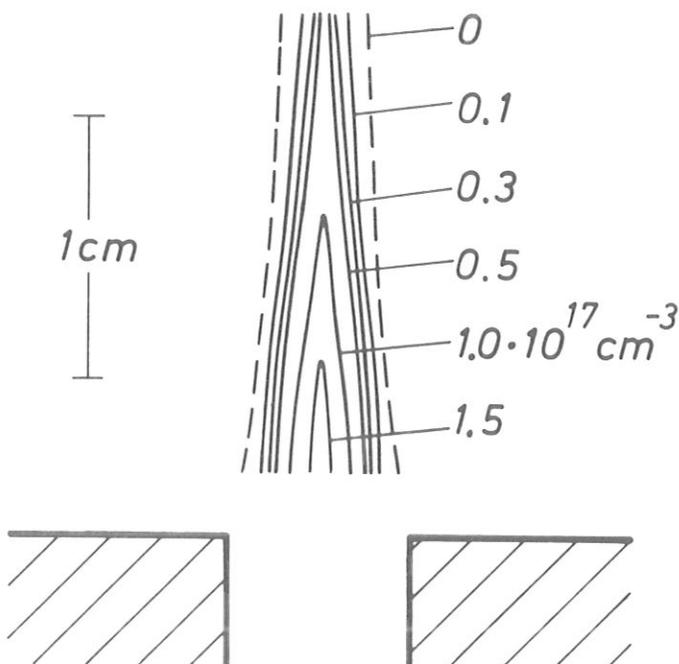


Abb. 81
Linien gleicher Elektronendichte im Längsschnitt des Argon-Plasmastrahls bei 400 A und laminarer Strömung von 18 g/sec

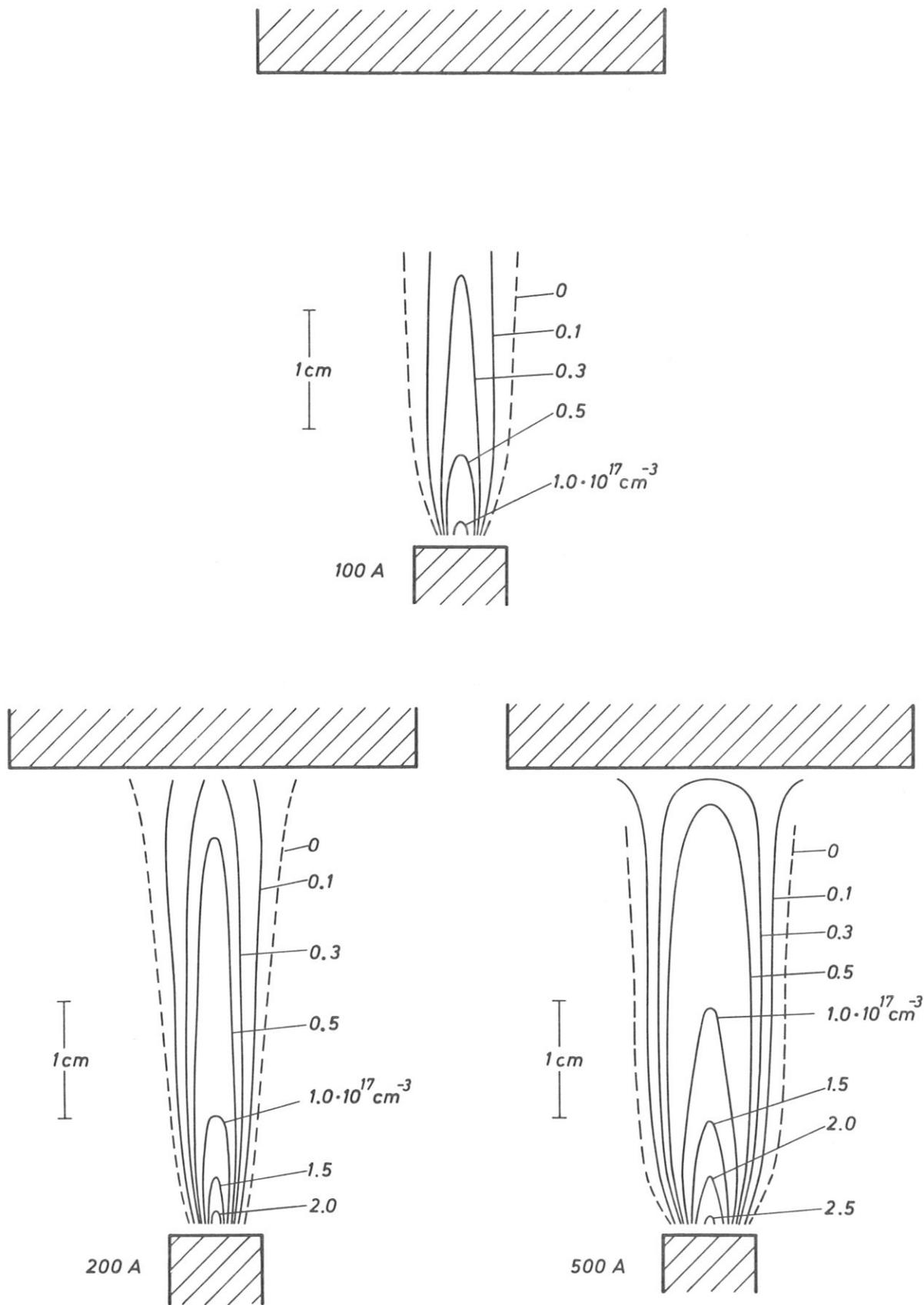


Abb. 82

Linien gleicher Elektronendichte im Längs-
schnitt des Hochstromkohlebogens

Einen Überblick über die Verhältnisse auf der Achse des Hochstromkohlebogens bietet die Abb. 85, in die die maximale Elektronendichte (aus den Abb. 78 und 79 entnommen) für verschiedene Stromstärken aufgetragen ist (vgl. auch Abb. 56 c).

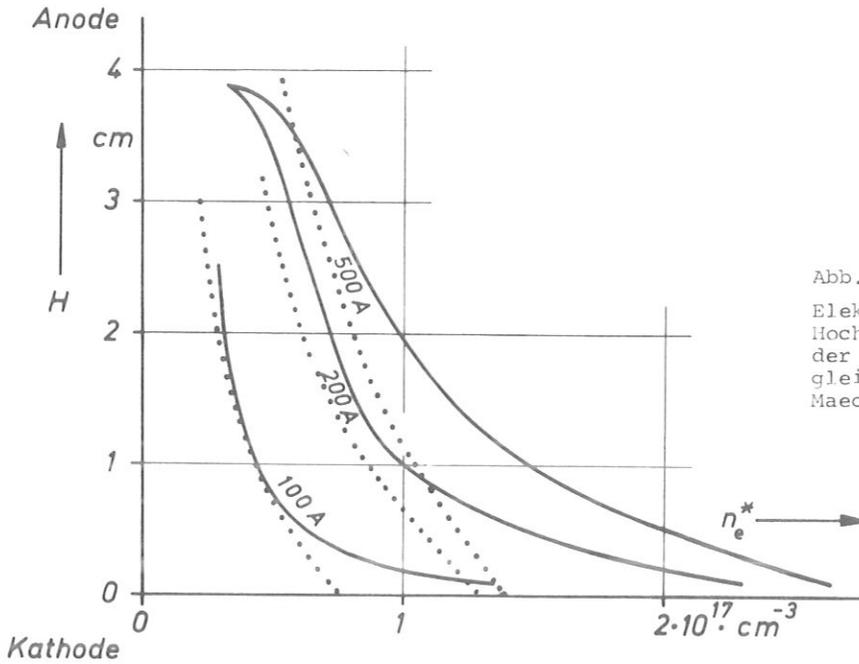


Abb. 85

Elektronendichte auf der Achse des Hochstromkohlebogens als Funktion der Höhe über der Kathode. Zum Vergleich sind die Ergebnisse von Maecker [2] eingezeichnet (.....).

Zwar stimmen die Ergebnisse in grossen Teilen des Plasmas mit den spektroskopischen Werten überein, doch finden sich mit wachsender Stromstärke zunehmend grössere Bereiche vor der Kathode, in denen die IR-Messung eine höhere Elektronendichte ergibt. Es ist daher in diesem Gebiet die Auswirkung eines unerkannt gebliebenen systematischen Fehlereinflusses zu vermuten, eine Frage, die hier allerdings offen bleiben muss.

Eine weitere Vergleichsmöglichkeit mit spektroskopischen Werten ist in der radialen Verteilung der Elektronendichte 1,42 cm über der Kathode des Hochstromkohlebogens gegeben, die ebenfalls von Maecker [2] genau untersucht wurde. Zusätzlich ist in Abb. 86 auch das nach dem Ablenkungsverfahren von Kap. 4.3 gefundene Profil eingezeichnet. Hier findet man annähernd Übereinstimmung, wenn auch der Plasmaradius bei der spektroskopischen Messung signifikant grösser ist. Gerade am Plasmarand stimmen die Ergebnisse der beiden Infrarotmethoden gut überein, wie man auch aus den in Abb. 87 gezeigten Elektronendichteverteilungen im Argon-Plasmastrahl erkennt.

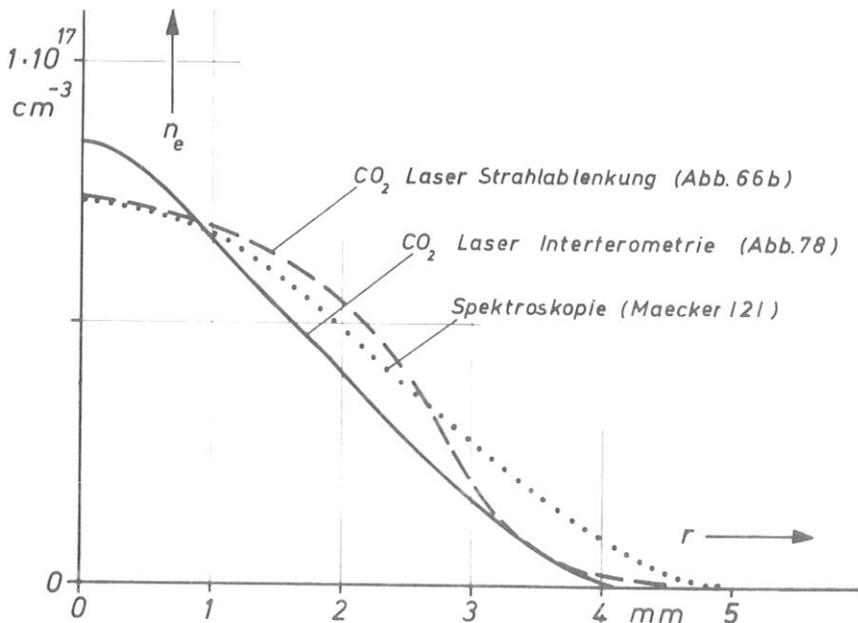


Abb. 86

Elektronendichteprofile im Hochstromkohlebogen bei 200 A in der Höhe 1,42 cm über der Kathode nach verschiedenen Messmethoden

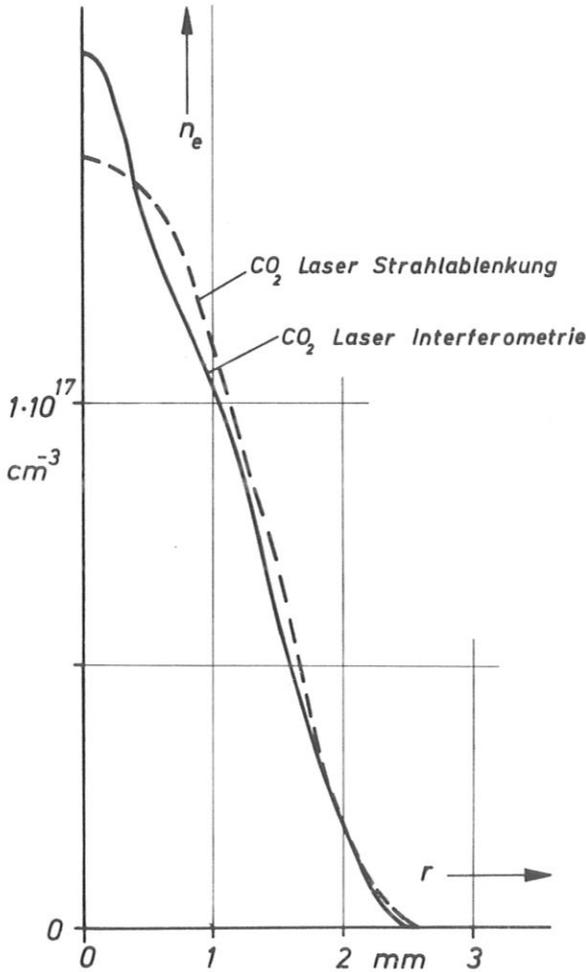


Abb. 87

Elektronendichteprofile im Argon-Plasmastrahl bei 400 A in der Höhe 0,5 cm über der Düse nach zwei Infrarotmethoden

Die am Argon-Plasmastrahl gemessenen Elektronendichteverteilungen lassen sich nur ungefähr mit den Ergebnissen anderer Autoren /113 - 117/ vergleichen, da die Brennerbedingungen nicht immer vollständig angegeben sind. Es herrscht jedoch stets grössenordnungsmässige Übereinstimmung. So sind bei den direkten Dichtemessungen durch Laserstreuung /117/ die Düsengeometrie und mit der Brennspannung die Heizleistung des Bogens ungewiss; dabei ergeben sich ähnliche Formen für die radialen Profile. Dass auch in /117/ die maximalen Elektronendichten $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ betragen, ist kein Zufall, weil sich bei Atmosphärendruck nach der Sahagleichung für Temperaturen zwischen $16\ 000^\circ \text{ K}$ und $20\ 000^\circ \text{ K}$ ein flaches Maximum von gerade $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ergibt /137/. Einen indirekten Vergleich ermöglicht die spektroskopische und theoretische Temperaturbestimmung von Ahlborn /113/; bei gleicher Düsenöffnung (0,7 cm), etwas höherer Durchflussrate (0,25 g/sec) und 0,93 KW Heizleistung wird dort am Düsenaustritt in der Strahlmitte eine Temperatur von $12\ 500^\circ \text{ K}$ gefunden, bei $r = 2,1 \text{ mm}$ $10\ 000^\circ \text{ K}$. Die daraus mit der Sahagleichung berechneten Elektronendichten von $7,1$ bzw. $1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ fügen sich gut in die hier gemessene Verteilung (s. S. 91) ein.

Abschliessend sei eine Bemerkung über die Absorption der CO₂ Laserstrahlung angebracht. Theoretisch sollte nach Abb. 6 für den Plasmazustand in der Nähe der Kathode gerade das Gebiet erreicht sein, in dem sich die Absorption bemerkbar macht. Sie geht bei diesen Dichten und Temperaturen auf Stösse der Elektronen gegen Ionen zurück. Für einige Zustandswerte wird deshalb zunächst diese Stossfrequenz mit $n_i = n_e$ nach Gl. 10 berechnet, und daraus der auf die Leistung bezogene Transmissionsfaktor einer 1 mm dicken homogenen Schicht ermittelt.

		T e m p e r a t u r			
		10 000 ° K	11 000	12 000	13 000
Elektronen- dichte cm ⁻³	1 · 10 ¹⁷	0,90	0,91	0,92	0,93
	1,5 · 10 ¹⁷	0,78	0,81	0,83	0,85
	2 · 10 ¹⁷	0,65	0,69	0,72	0,75
	2,5 · 10 ¹⁷	0,51	0,56	0,60	0,64

Tabelle 4

Auf Leistung bezogener Transmissionsfaktor $(E/E_0)^2$
einer 1 mm dicken homogenen Plasmaschicht für
CO₂ Laserstrahlung

Tatsächlich lässt sich eine Absorption von der berechneten Grössenordnung in den Interferenzbildern beobachten. Wie man z. B. in Abb. 73 a erkennt, tritt bei 200 Å in der Höhe 1 mm über der Kathode nennenswerte Absorption für Strahlen bis zum Stossparameter $p \approx 1$ mm auf. Da mit diesen Aufnahmen jedoch noch keine quantitative Auswertung möglich erscheint, lässt sich dieser Effekt nicht zur Diskussion der gemessenen Elektronendichte heranziehen.

7. ZUSAMMENFASSUNG

Es wird gezeigt, dass die Infrarotstrahlung des CO_2 Lasers als praktikables Mittel zur Sondierung der Elektronendichte in Bogenplasmen geeignet ist. Der dieser Messung zugrundeliegende Brechungsindex ist über sehr weite Grenzen unbeeinflusst von Ionen und Neutralteilchen, sowie von der Temperatur und vom Magnetfeld. Die integral messbare Phasenverschiebung steigt proportional zur Wellenlänge und beträgt (bei $\lambda = 10 \mu$) 2π bei einer Elektronendichte von $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ über 1 cm Weglänge. Den Strahlableitungseffekten in inhomogenen Plasmen, die dagegen quadratisch mit der Wellenlänge steigen, wird besondere Aufmerksamkeit geschenkt; für Plasmen mit dem Durchmesser D ist das Verhältnis des maximal möglichen Ablenkungswinkels zur maximal möglichen Phasenänderung gleich λ/D , bis auf einen von der Profilform abhängenden Faktor der Größenordnung 1.

In Modellrechnungen wird insbesondere der Fall rotationssymmetrischer Verteilungen untersucht, wie er für die Hochstromkohlebogen- und Argon-Brennerplasmen annähernd verwirklicht ist, und zwar bei achsensenkrechter Durchstrahlung. Betrachtet man zunächst eine feste Profilform für die Elektronendichte, so stellt sich heraus, dass die unter Variation des Achsenabstands (= Stossparameters) maximal möglichen Effekte a) bei der Phasenverschiebung stets der Profilbreite proportional sind, während sie b) bei der Strahlableitung unabhängig von der Plasmagröße nur der maximalen Elektronendichte proportional sind. Da nun die letztere Proportionalität sich nur schwach mit der angenommenen Profilform ändert, lässt sich auf der Strahlableitung eine experimentell besonders einfache Messmethode aufbauen. Sie beinhaltet neben der bemerkenswerten Eigenschaft, völlig ungestört von beliebigen Translationen des Objekts während der Messzeit zu sein, gleichzeitig eine interferometrische Messung, für die das untersuchte Plasma selbst als Strahlteiler wirkt.

Eine wesentliche Voraussetzung für diese Messung war die Auffindung eines geeigneten Bildwändlers, da photographische Filme für $\lambda \gtrsim 2 \mu$ nicht mehr empfindlich sind. Die dazu entwickelte Methode, kleine Temperaturdifferenzen durch Flüssigkristalle in Farbunterschiede umzusetzen, lässt ein kontrastreiches sichtbares Bild bei einer Energiedichte von $0,026 \text{ J/cm}^{-2}$ entstehen. Bei dieser Empfindlichkeit ist eine IR-Abbildung mit einem einzelnen Q-switch Puls (10^{-7} sec) möglich.

Der Flüssigkristallbildwandler wird auch in einem abbildenden Mach-Zehnder Interferometer eingesetzt, das aus Kochsalz- und Germaniumbestandteilen für einen Gesichtsfelddurchmesser von 5 cm aufgebaut ist. Bei der Abbildung beträgt die räumliche Auflösung mehr als 10 Linien/mm, während sich die Phase auf etwa $\pi/5$ genau bestimmen lässt. Dies entspricht der Auflösung einer Elektronendichte von $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bei 1 cm Weglänge.

Weit empfindlicher ($\pi/100$) wird das Mach-Zehnder Interferometer, wenn man die Phasenverschiebungen des Objekts mit Hilfe eines piezoelektrisch gesteuerten Spiegels kompensiert. Während sich dieses Verfahren besonders zur Registrierung zeitlicher Veränderungen anbietet, kann es auch zur räumlichen Abtastung der untersuchten stationären Plasmen mit Vorteil angewendet werden, da das Ausgangssignal der Phasenlage nicht über eine Winkelfunktion, sondern direkt proportional ist und zudem nicht von Intensitätsänderungen gestört werden kann.

Die radiale Elektronendichteverteilung lässt sich nach der Abel'schen Gleichung aus der Phasenkurve berechnen; ebenso kann man sie aus den Ablenkungswinkeln gewinnen, die mit relativ geringem experimentellem Einsatz gemessen werden können. Diese Bestimmung ist unter Benutzung der Minimumstrahlkennzeichnung auf $0,5 \text{ mrad}$ genau, was in der Elektronendichte etwa $7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ausmacht.

Der CO_2 Laser wurde für die Strahlungsleistung von einigen Watt ausgelegt, die sich bequem handhaben lässt. Höhere Ansprüche werden an die Emission besonders in den interferometrischen Anwendungen gestellt. So hängt die Ausleuchtung des Gesichtsfeldes von der Reinheit der emittierten Querverteilung (Mode) ab, während die Frequenz wegen der Dispersion des Messobjekts konstant bleiben muss. Zur Stabilisierung der Laseremission wird deshalb ein Regelsystem eingebaut, das als wesentlichen Bestandteil ein Spektroskop enthält und einen raschen Wechsel der Wellenlänge innerhalb des Laserbereichs von $9,1$ bis $11,3 \mu$ ermöglicht.

Literaturverzeichnis

- 1 W. Lochte-Holtgreven, Editor, Plasma Diagnostics, Amsterdam 1968
- 2 H. Maecker, Z. Physik 136, 119 (1953)
- 3 W. H. Kegel, Bericht IPP - 6/21 (1964)
- 4 J. A. Ratcliffe, The Magneto-Ionic Theory and its Applications to the Ionosphere, Cambridge 1962
- 5 V. L. Ginzburg, The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas, Oxford 1964
- 6 J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, S. 611, New York 1963
- 7 T. G. Cowling, Proc. Roy. Soc. A 183, 453 (1945)
- 8 L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, S. 72, New York 1956
- 9 H. Hermannsdorfer, in /1/, S. 489
- 10 M. Tutter, Bericht IPP - 3/55 (1967)
- 11 M. Born und E. Wolf, Principles of Optics, Kap. 3, Oxford 1965
- 12 G. Herzberg, Molecular Spectra and Molecular Structure II, S. 67, Princeton 1950
- 13 G. W. King, Spectroscopy and Molecular Structure, New York 1965
- 14 C. K. N. Patel, Phys. Rev. Lett. 12, 588 (1964)
- 15 C. K. N. Patel, Phys. Rev. 136 A, 1187 (1964)
- 16 V. P. Tychinski, Sov. phys. usp. 10, 131 (1967)
- 17 H. Statz, C. L. Tang and G. F. Koster, Jour. Appl. Phys. 37, 4278 (1966)
- 18 M. A. Kovacs, Appl. Phys. Lett. 10, 108 (1967)
- 19 D. Rosenberger in W. Kleen und R. Müller, Laser, S. 342, Berlin 1969
- 20 P. L. Hanst und J. A. Morreal, Appl. Opt. 8, 109, (1969)
- 21 W. J. Wittemann, IEEE Jour. Quant. El. QE-2, 375 (1966)
- 22 T. J. Bridges, H. A. Haus und P. W. Hoff, Appl. Ph. Lett. 13, 316 (1968)
- 23 T. J. Bridges, Appl. Phys. Lett. 9, 174 (1966)
- 24 W. J. Wittemann, IEEE Jour. Quant. El. QE-5, 92 (1969)
- 25 I. Wieder, Phys. Lett. 24A, 759 (1967)
- 26 E. E. Wisniewski, M. E. Fein, J. T. Verdeyen und B. E. Cherrington, Appl. Phys. Lett. 12, 257 (1968)
- 27 M. E. Fein, J. T. Verdeyen und B. E. Cherrington, Appl. Phys. Lett. 14, 337 (1969)
- 28 F. Legay und N. Legay-Sommaire, Compt. Rend. 259, 99 (1964)
- 29 R. L. Taylor und S. Bittermann, Rev. Mod. Phys. 41, 26 (1969)
- 30 D. R. Whitehouse, Microwaves, Juli 1967, S. A 6
- 31 P. K. Cheo, IEEE Jour. Quant. El. QE-3, 683 (1967)
- 32 W. J. Wittemann, Appl. Phys. Lett. 11, 337 (1967)
- 33 T. J. Bridges und C. K. M. Patel, Appl. Phys. Lett. 7, 244 (1965)
- 34 W. B. Tiffany, R. Targ und J. D. Forster, Appl. Phys. Lett. 15, 92 (1969)
- 35 A. Crocker und M. S. Wills, Electr. Lett. 5, 63 (1969)
- 36 F. Horrigan, C. Klein, R. Rudko und D. Wilson, Microwaves, Januar 1969, S. 68
- 37 T. A. Cool und J. A. Shirley, Appl. Phys. Lett. 14, 70 (1969)
- 38 T. F. Deutsch, F. A. Horrigan und R. I. Rudko, Appl. Phys. Lett. 15, 88 (1969)
- 39 C. K. N. Patel, Sci. Am. 219, 23 (1968)
- 40 C. K. N. Patel, in A. Levine, Lasers, Vol. 2, New York 1968

- 41 F. Bloch, Phys. Rev. 70, 460 (1946)
- 42 A. L. Bloom, Gas Lasers, New York 1968
- 43 W. E. Lamb. Jr., Phys. Rev. 134 A, 1429 (1964)
- 44 T. Kan, H. T. Powell und G. J. Wolga, IEEE Jour. Quant. El. QE-5, 299 (1969)
- 45 A. E. Hill. Appl. Ph. Lett. 12, 324 (1968)
- 46 D. Meyerhofer, IEEE Jour. Quant. El. QE-4, 762 (1968)
- 47 T. J. Bridges und P. K. Cheo, Appl. Phys. Lett. 14, 262 (1969)
- 48 H. Kogelnik in A. Levine, Lasers, Vol. 1, New York 1966
- 49 A. G. Fox und T. Li, Bell Syst. Tech. J. 40, 453 (1961)
- 50 R. J. Freiberg und A. S. Halsted, Laser Focus S. 21, Dezember 1968
- 51 H. Kogelnik und T. Li, Appl. Opt. 5, 1550 (1966)
- 52 B. A. See, Weapons Res. Est. Rep. PAD-134, Salisbury, Australien (1967)
- 53 D. C. Sinclair, Appl. Opt. 3, 1067 (1964)
- 54 N. V. Karlov, Y. B. Konev, G. P. Koozmin und A. M. Prokhorov, IEEE Jour. Quant. El. QE-5, 137 (1969)
- 55 W. L. Nighan, Appl. Phys. Lett. 15, 355 (1969)
- 56 mit A. Bardocz, W. Breitel und O. Gehre (1967/68)
- 57 D. Mac Nair, IEEE Jour. Quant. El. QE-5, 460 (1969)
- 58 H. Schardin, Ergebnisse exakt. Naturwiss. 20, 303 (1942)
- 59 E. B. Treacy, Appl. Opt. 8, 1107 (1969)
- 60 J. H. Mc Elroy und H. E. Walker, Appl. Opt. 7, 1235 (1968)
- 61 W. J. Wittemann, J. Appl. Phys. 37, 2919 (1966)
- 62 R. A. Crane und A. L. Waksberg, Appl. Phys. Lett. 10, 237 (1967)
- 63 A. Hetherington, G. J. Burrell und T. S. Moss, Infrared Phys. 9, 109, (1969)
- 64 H. W. Mocker, IEEE Jour. Quant. El. QE-4, 769 (1968)
- 65 C. Freed, IEEE Jour. Quant. El. QE-4, 404 (1968)
- 66 G. W. Day, O. L. Gaddy und R. I. Iversen, Appl. Phys. Lett. 13, 289 (1968)
- 67 M. Shimazu, Y. Suzaki, M. Takatsuji und K. Takami, Japan Jour. Appl. Phys. 6, 120 (1967)
- 68 A. M. Glass, Appl. Phys. Lett. 13, 147 (1968)
- 69 D. Long, Infrared Phys. 7, 121 (1967)
- 70 T. J. Bridges und T. Y. Chang, Appl. Phys. Lett. 12, 297 (1968)
- 71 L. O. Hocker, D. R. Sokoloff, V. Daneu, A. Szöke und A. Javan, Appl. Phys. Lett. 12, 401 (1968)
- 72 J. E. Stovell, Jour. Sci. Instr. 44, 1045 (1967)
- 73 D. Meyerhofer, IEEE Jour. Quant. El. QE-4, 969 (1968)
- 74 H. Inaba, T. Kobayashi, K. Yamawaki und A. Sugiyama, Infrared Phys. 7, 145 (1967)
- 75 O. A. Zinovev, Sov. Phys. JETP 25, 752 (1967)
- 76 M. Czerny, Zeitschr. f. Phys. 53, 1 (1929)
- 77 H. Gobrecht und W. Weiss, Zeitschr. f. angew. Phys. 5, 207 (1953)
- 78 W. H. Byler und F. R. Hays, Nondestructive Testing, S. 372 (1961)
- 79 J. D. Mc Gee und L. J. Heilos, IEEE Jour. Quant. El. QE-3, 31 (1967)
- 80 J. L. Fergason, Sci. Am. 211, 76 (1964)
- 81 G. Lasher, Sci. Res. 4, No. 25, 22 (1969)
- 82 J. R. Hansen, J. L. Fergason und A. Okaya, Appl. Opt. 3, 987 (1964)
- 83 A. I. Carlson, Appl. Opt. 8, 243 (1969)

- 84 A. Eucken, Landoldt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Bd. 2, Teil 8, Berlin 1964
- 85 M. Born und E. Wolf, Principles of Optics. Oxford 1965
- 86 W. C. Davis und W. T. Cathey, Appl. Opt. 8, 715 (1969)
- 87 R. L. Abrams und W. B. Gandrud, IEEE Jour. Quant. El. QE-5, 212 (1969)
- 88 A. Yariv, C. A. Mead und J. V. Parker, IEEE Jour. Quant. El. QE-2, 243 (1966)
- 89 M. C. Teich und T. Kaplan, IEEE Jour. Quant. El. QE-2, 702 (1966)
- 90 J. H. Dennis, IEEE Jour. Quant. El. QE-3, 416 (1967)
- 91 T. J. Bridges, T. Y. Yang und P. K. Cheo, Appl. Phys. Lett. 12, 297 (1968)
- 92 T. J. Bridges und P. K. Cheo, Appl. Phys. Lett. 14, 262 (1969)
- 93 J. Warner, Appl. Phys. Lett. 12, 222 (1968) und 13, 360 (1968)
- 94 G. D. Boyd, T. J. Bridges und E. G. Burkhardt, IEEE Jour. Quant. El. QE-4, 515 (1968)
- 95 T. Y. Chang, N. Van Tran und C. K. N. Patel, Appl. Phys. Lett. 13, 357 (1968)
- 96 Pl. L. Hanst, J. A. Morreal und W. J. Henson, Appl. Phys. Lett. 12, 58 (1968)
- 97 O. R. Wood und S. E. Schwarz, Appl. Phys. Lett. 11, 88 (1967) und 12, 263 (1968)
- 98 T. J. Yardley, Appl. Phys. Lett. 12, 120 (1968)
- 99 N. V. Karlov, Y. N. Petrov und O. M. Stelmakh, ZhETF 8, 363 (1968)
- 100 J. H. Mc Coy, Appl. Phys. Lett. 15, 353 (1969)
- 101 R. L. Abrams und A. Dienes, Appl. Phys. Lett. 14, 237 (1969)
- 102 P. L. Gordon, S. E. Schwarz, C. V. Shank und O. R. Wood, Appl. Phys. Lett. 14, 235 (1969)
- 103 J. F. Moser, H. Steffen und F. K. Kneubühl, Helv. Phys. Act. 41, 607 (1968)
- 104 T. J. Bridges und A. R. Strand, IEEE Jour. Quant. El. QE-3, 335 (1967)
- 105 M. C. Teich, R. J. Keyes und R. H. Kingston, Appl. Phys. Lett. 9, 357 (1966)
- 106 F. C. Gebhardt und D. C. Smith, Appl. Phys. Lett. 14, 52 (1969)
- 107 F. C. Gebhardt, J. Mc Coy und D. C. Smith, IEEE Jour. Quant. El. QE-5, 471 (1969)
- 108 A. Landmann, H. Marantz und V. Early, Appl. Phys. Lett. 15, 357 (1969)
- 109 T. Ozeki und S. Saito, IEEE Jour. Quant. El. QE-5, 331 (1969)
- 110 A. D. White, IEEE Jour. Quant. El. QE-1, 349 (1965)
- 111 V. Daneu, Appl. Opt. 8, 1745 (1969)
- 112 R. Mc Clellan und F. Dentron, Opt. Spectra 2, 11 (1968)
- 113 B. Ahlborn, Z. Naturforschg. 20a, 466 (1965)
- 114 H. Salzmann, Bericht IPP - 3/36 (1966)
- 115 S. Witkowski, Bericht IPP - 3/80 (1968)
- 116 W. Ulmer, Dissertation Universität Stuttgart 1968
- 117 R. A. Nodwell und G. von der Kamp, Can. Jour. Phys. 46, 833 (1968)
- 118 H. Maecker, Z. Physik 141, 198 (1955)
- 119 R. Wienecke, Z. Physik 143, 128 (1955)
- 120 W. Finkelburg und H. Maecker in S. Flügge, Handbuch der Physik, Band 22, Berlin 1956
- 121 H. Salzmann, Bericht LGI 68/25, Frascati 1968
- 122 D. J. H. Wort, Report CLM-R 27, Culham 1963
- 123 H. Schardin, Ergeb. exakt. Naturwiss. 20, 303 (1942)
- 124 H. Wolter in S. Flügge, Handbuch der Physik, Band 24, Berlin 1956
- 125 W. Kossel und K. Strohmaier, Z. Naturforschg. 6a, 504 (1951)
- 126 H. D. Betz, Appl. Opt. 8, 1007 (1969)

- 127 R. Gorenflo, Bericht IPP 6/19 (1964)
- 128 R. Gorenflo und Y. Kovetz, Num. Math. 8, 392 (1966)
- 129 P. P. Igenbergs, Diplomarbeit Universität München (1963)
- 130 F. Keilmann, Bericht IPP 3/98 (1969)
- 131 J. T. Fuscio, Electr. Comm. 2, 4 (1967)
- 132 W. P. Ernst, Report MATT-535, Princeton University (1967)
- 133 R. Crane, Appl. Opt. 8, 538 (1969)
- 134 M. Francon, Optical Interferometry, New York 1966
- 135 R. Wienecke, Z. Physik 146, 39 (1956)
- 136 H. Maecker, Z. Physik 141, 199 (1955)
- 137 M. Salvat, unveröffentlichte Unterlagen
- 138 H. W. Drawin und P. Felenbok, Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium, Paris 1965

Ich danke Herrn Prof. Dr. R. Wienecke sehr für die Anregung und grosszügige Förderung dieser Arbeit und für seine kritische Anteilnahme bei der Abfassung des Textes.

Ganz besonders möchte ich Herrn Dr. M. Tutter für seine immer bereite und engagierte Hilfe in theoretischen und experimentellen Problemen herzlich danken.

Herrn Prof. Dr. A. Bardocz danke ich für die Zusammenarbeit beim Bau des Lasers, ebenso Herrn O. Gehre, der auch in vielen technischen Fragen wertvollen Rat beigesteuert hat. Herr Dr. R. Sigel hat mich zum Versuch der quasioptischen Abbildung ermutigt, den Herren Dr. H. Ringler und Dr. H. Döbele danke ich für ihre Unterstützung beim Aufbau der Bögen und klärende Diskussion der Ergebnisse.

Für ihre ideenreiche und tatkräftige Hilfe beim Aufbau der Apparatur bin ich besonders Herrn W. Breitel und Herrn F. Kommenda dankbar, Herrn N. Litwin und Herrn F. Dassler für die Durchführung der Messreihen.

Schliesslich danke ich Fräulein D. Beirer, Fräulein M. Treske und Herrn T. Henningsen für die Photographien, Frau R. Pollner und Frau G. Stöckermann für die Zeichnungen und Fräulein C. Wallner für die Maschinenschrift dieser Arbeit.