

# MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Betriebsbedingungen eines CW-Zyanlasers im  
Hinblick auf die Plasmadiagnostik am  
Kurzzeit-MHD-Generator

Operating Conditions of a CW Cyanide Gas  
Laser for Diagnostics of a Combustion  
Plasma in a Short-Time-MHD-Generator

R. Volk

IPP IV/35

Oktober 1972

Die diesem Bericht zugrundeliegenden Arbeiten sind Ergebnis der vertraglichen Zusammenarbeit zwischen dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) und der Maschinenfabrik Augsburg - Nürnberg AG (MAN) und wurden mit Mitteln des BMBW im Rahmen des Technologieprogramms gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt liegt jedoch allein beim Autor.

Operating Conditions of a  
CW Cyanide Gas Laser for  
Diagnostics of a Combustion  
Plasma in a Short-Time-MHD-  
Generator

October 1972 (in German)

Abstract

By virtue of the wavelength  $\lambda = 337 \mu$  of its strongest line the cyanide laser is a useful tool for diagnostics of seeded combustion plasmas ( $n_e \approx 10^{14}$  electrons/cm<sup>-3</sup>). This paper gives an estimate of the limits within which the cyanide laser may be applied. Furthermore, experimental investigations of the discharge conditions of a cyanide gas laser setup are described. The aim of these experiments was to develop electrode configurations which favour stabilization of the DC discharge. Finally, results of measurements are reported which show the dependence of the extracted laser power on the partial pressures of the discharge gas mixture (CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>, He), on the discharge current, and on the gas flow rate.

# I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

---

	Seite
1. EINLEITUNG .....	1
2. EIGNUNG DES ZYANLASERS ZUR PLASMADIAGNOSTIK AM VERBRENNUNGS-MHD-GENERATOR .....	4
2.1 Absorption und Brechung der Zyanlaser- strahlung im Verbrennungsplasma .....	4
2.2 Fehlerabschätzung für die Messung der elektrischen Leitfähigkeit eines Plasmas.	6
2.3 Anforderungen an Zyanlaser, Strahlungs- detektor und Interferometer .....	10
3. PHYSIKALISCHE EIGENSCHAFTEN DES ZYANLASERS ..	12
4. EXPERIMENTELLER AUFBAU DES LASERS .....	14
4.1 Entladungsgefäß und Laserresonator .....	14
4.2 Bestimmung der Entladungsparameter und der Laserleistung .....	17
5. GLIMMENTLADUNG IN EINEM METHAN-STICKSTOFF- GASGEMISCH .....	20
5.1 Glimmentladung zwischen zwei Ring- elektroden .....	20
5.2 Stabilisierung der Glimmentladung durch eine Molybdän-Stift-Anode und eine Eisen- Hohlkathode .....	22
5.3 Einfluss der Gasströmung auf die Stabili- tät der Glimmentladung .....	24
5.4 Entladungsstörungen und Schwankungen der Laserleistung .....	24
5.5 Sichtbare Entladungserscheinungen .....	26
5.6 Elektrische Eigenschaften der stabilen Glimmentladung .....	27
6. LASERLEISTUNG BEI VERSCHIEDENEN ENTLADUNGS- STROMSTÄRKEN, GASDRÜCKEN UND GASZUSAMMEN- SETZUNGEN .....	30
6.1 Methan-Stickstoff-Gasgemisch .....	30
6.2 Methan-Stickstoff-Helium-Gasgemisch .....	31
7. BESTIMMUNG DER AUSGEKOPPELTEN LASERLEISTUNG .	36
8. ZUSAMMENFASSUNG .....	39
9. LITERATUR .....	40

1. EINLEITUNG

Im Kurzzeit-MHD-Generator, an dessen Entwicklung die Projektgemeinschaft IPP-M.A.N. arbeitet, wird ein Plasma verwendet, das durch Verbrennung von Kerosin mit Sauerstoff unter Zugabe einer geringen Menge Kaliums erzeugt wird. Das Plasma hat am Eingang des Generatorkanals folgende Eigenschaften /1/:

Plasmatemperatur	$T = 2850 \text{ K}$
Gasdruck	$p = 5 \text{ Bar}$
Strömungsgeschwindigkeit	$v = 1500 \text{ m/s}$
Elektronendichte	$n_e = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
Elektronenstossfrequenz	$V_e = 5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$

Die elektrische Leistung  $N$ , die der MHD-Generator an einen Verbraucher abgeben kann, hängt wesentlich vom äusseren Magnetfeld  $B$ , in dem sich das Plasma bewegt, von der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  und der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  des Plasmas im Generatorkanal ab.

$$N \sim \sigma \cdot v^2 \cdot B^2 \quad (1)$$

Während Strömungsgeschwindigkeit und magnetische Induktion relativ genau vorgegeben werden können, sind Prognosen experimentell erreichbarer Leitfähigkeitswerte vergleichsweise unsicher. Der Grund dafür ist die exponentielle Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von der Plasmatemperatur. Die Plasmatemperatur wiederum wird durch sehr komplexe Vorgänge wie den Ablauf der Verbrennung in der Brennkammer und die Wärmeverluste in der Brennkammer und im Generatorkanal bestimmt. Im MHD-Betrieb wird die Plasmatemperatur ausserdem durch die abgegebene elektrische Leistung beeinflusst.

Die Erzeugung des Verbrennungsplasmas und die Überschallströmung des heissen Gases im Generatorkanal werfen zahlreiche Probleme auf, die meist nur durch Kompromisse gelöst werden können. Unter anderem muss mit zeitlichen und räumlichen Schwankungen der elektrischen Leitfähigkeit gerechnet werden, deren Kenntnis wiederum für die Arbeitsweise des Generators aufschlussreich ist.

Leitfähigkeitsmessungen, insbesondere solche mit guter räumlicher und zeitlicher Auflösung, sind daher für die Entwicklung eines MHD-Generators von grosser Bedeutung.

Bislang wird die elektrische Leitfähigkeit im Kurzzeit-MHD-Generator nach zwei verschiedenen Verfahren bestimmt.

Beim ersten Verfahren, das sich jedoch im MHD-Betrieb nicht anwenden lässt, wird dem strömenden Plasma durch eine zwischen Kanal Anfang und -ende angelegte Spannung axial ein Strom aufgeprägt. Aus der Stromstärke und dem Potentialverlauf längs des Kanals gewinnt man den Verlauf der elektrischen Leitfähigkeit entlang des Generatorkanals. Die derart bestimmten Leitfähigkeitswerte sind Mittelwerte über den jeweiligen Kanalquerschnitt.

Indirekt kann die elektrische Leitfähigkeit aus Messungen der Plasmatemperatur (Linienumkehrmethode) und des statischen Druckes ermittelt werden. Dazu muss die Zusammensetzung des Verbrennungsgases und insbesondere die räumliche Verteilung des Saattmittels genau bekannt sein. Bei diesem Verfahren erhält man für die elektrische Leitfähigkeit Mittelwerte längs des optischen Strahlenganges. Diese Leitfähigkeitsmessungen können auch im MHD-Betrieb vorgenommen werden.

Ein drittes Verfahren zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit eines Plasmas basiert auf der Brechung und Absorption elektromagnetischer Wellen. Aus Brechungsindex und Absorptionskoeffizient lassen sich Elektronendichte  $n_e$  und Elektronenstossfrequenz  $V_e$  berechnen. Beide Größen bestimmen die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e V_e} \quad (2)$$

Darin bedeuten  $e$  und  $m_e$  Ladung und Masse der Elektronen. Auch mit diesem Verfahren erhält man einen Mittelwert längs des Strahlenweges im Plasma.

Für Leitfähigkeitsmessungen nach dem zuletzt genannten Verfahren an dem eingangs erwähnten Plasma eignet sich besonders die Zyanlaserstrahlung, deren Wellenlänge  $337 \mu$  beträgt.

Im vorliegenden Bericht wird in Abschnitt 2 die Eignung der Zyanlaserstrahlung zur Plasmadiagnostik am Verbrennungs-MHD-Generator diskutiert. Dabei ergeben sich Forderungen an die Betriebseigenschaften des Lasers. In Abschnitt 3 werden die physikalischen Eigenschaften des Zyanlasers zusammengestellt, soweit sie der Literatur entnommen werden konnten.

---

Der Hauptteil des Berichtes beschäftigt sich mit der Entwicklung geeigneter Elektrodengeometrien, die in einem  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Gasgemisch eine hinreichend ruhige Glimmentladung gewährleisten. Abschliessend werden in den Abschnitten 6 und 7 Messungen der Laserleistung als Funktion der Gasentladungsparameter mitgeteilt.

## 2. EIGNUNG DES ZYANLASERS ZUR PLASMADIAGNOSTIK AM VERBRENNUNGS-MHD-GENERATOR

### 2.1 Brechung und Absorption der Zyanlaserstrahlung im Verbrennungs- plasma

Für die intensivste Zyanlaserstrahlung, deren Frequenz  $\nu_{\text{HCN}} = 8,91 \cdot 10^{11}$  Hz etwa um den Faktor 5 über der Plasmafrequenz  $\nu_{\text{P}} = 1,4 \cdot 10^{11}$  Hz des oben charakterisierten Plasmas liegt, ändern sich Brechungsindex und Absorptionskoeffizient messbar, wenn die Elektronendichte, wie z.B. im Verbrennungs-MHD-Generator, auf einige  $10^{14}$  Elektronen/cm<sup>3</sup> ansteigt. Für die Zyanlaserstrahlung mit  $337 \mu$  Wellenlänge sind in Tabelle 1 die Brechungsindizes bei verschiedenen Elektronendichten aufgeführt. Der Brechungsindex  $n$  wurde mit Hilfe der Beziehung

$$n = \sqrt{1 - \frac{n_e e^2}{\nu_{\text{HCN}}^2 m_e}} \quad (3)$$

berechnet [2]. Es bedeuten  $e$  und  $m_e$  Ladung und Masse eines Elektrons.

Elektronendichte [cm <sup>-3</sup> ]	Brechungsindex des Plasmas
$1 \cdot 10^{13}$	0.9995
$2 \cdot 10^{13}$	0.9990
$1 \cdot 10^{14}$	0.994
$2 \cdot 10^{14}$	0.990
$1 \cdot 10^{15}$ <i>~ 10<sup>16</sup></i>	0.946 <i>cut-off</i>

Tabelle 1: Brechungsindex eines Plasmas für Infrarotstrahlung der Wellenlänge  $\lambda = 337 \mu$

Steigt die Elektronendichte z.B. auf  $2 \cdot 10^{14}$  cm<sup>-3</sup> (Verbrennungsplasma) an, ändert sich der Brechungsindex um 6 %. Bei einer geometrischen Dicke des Plasmas von 5 cm (Breite des MHD-Kanals) verringert sich dann die optische Dicke des Plasmas um etwas mehr als 3/4 einer Wellenlänge ( $\lambda = 337 \mu$ ).

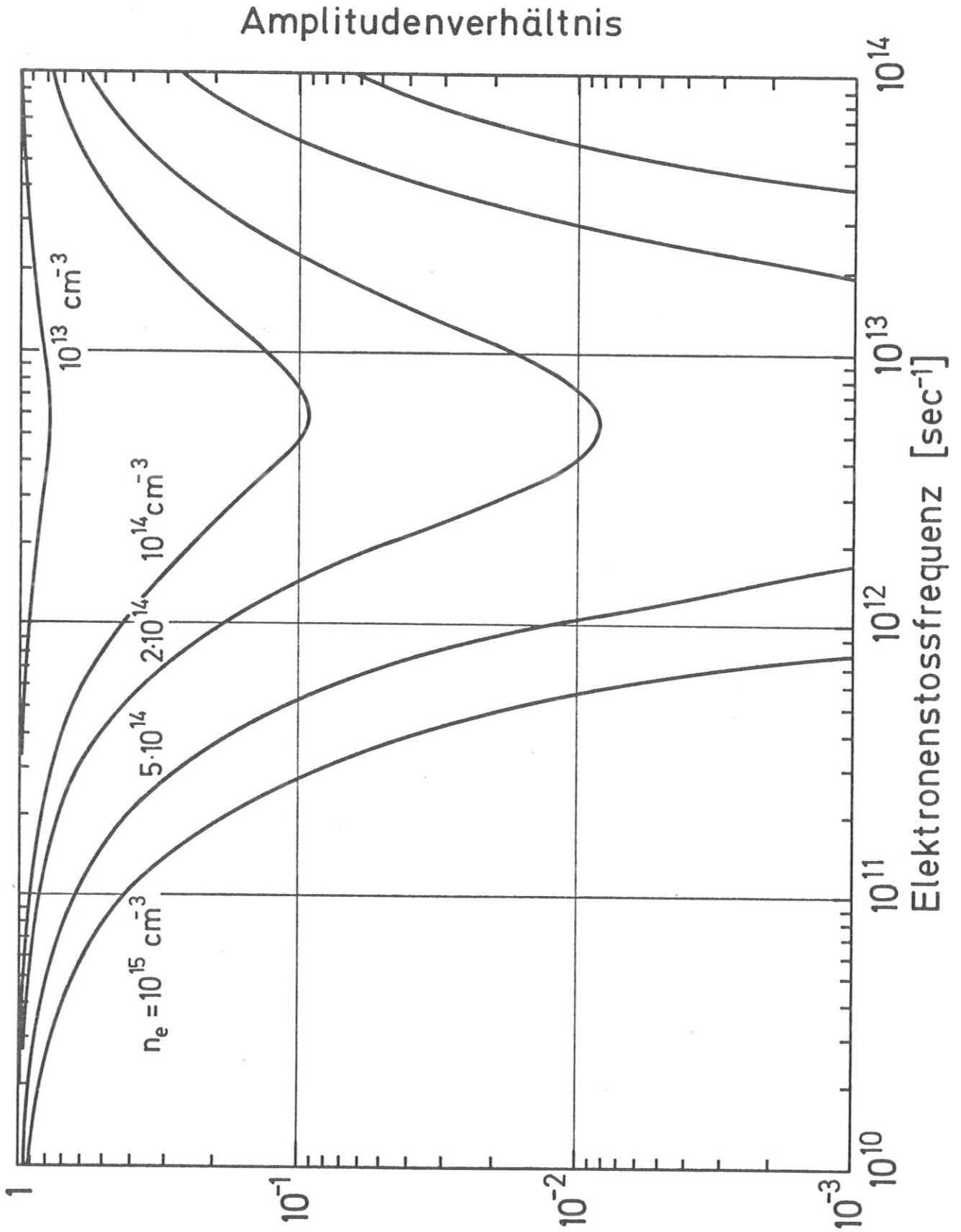


Abb. 1 Schwächung der Zyanlaserstrahlung beim Durchgang durch ein 5 cm dickes Plasma bei Elektronendichten zwischen  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  und  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Angegeben wird die relative Verringerung  $e^{-kZ}$  der elektrischen Feldstärke als Funktion der Elektronenstossfrequenz, wobei  $Z = 5 \text{ cm}$ .



Die Verknüpfung des Schwächungskoeffizienten  $K$  mit den Plasmaparametern wird hier hinreichend genau durch die Beziehung

$$\kappa = \frac{2\pi e^2 n_e}{m_e c n} \cdot \frac{V_e}{4 \cdot \pi^2 v_{\text{HCN}}^2 + v_e^2} \quad (4)$$

wiedergegeben /2/. Darin bedeutet  $c$  die Lichtgeschwindigkeit.  $K$  ist als Funktion von  $V_e$  in Abbildung 1 für verschiedene Elektronendichten gezeichnet. Bei einer für den Verbrennungs-MHD-Generator typischen Elektronenstosszahl von  $5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$  beträgt die Absorption des 5 cm dicken Plasmas danach etwa 10 dB.

Diese Abschätzung berücksichtigt zunächst nur die Absorption im Elektronengas. Da das Plasma für den MHD-Generator bei der Verbrennung von Kerosin mit Sauerstoff entsteht, enthält es zahlreiche Moleküle, die im fernen Infrarot stark absorbieren. Eine thermodynamische Berechnung der Verbrennung /3/ zeigte, dass im Plasma  $\text{H}_2\text{O}$ -,  $\text{CO}_2$ - und  $\text{CO}$ -Moleküle mit jeweils mehr als 10 % Häufigkeit auftreten. Lediglich für  $\text{H}_2\text{O}$ -Moleküle ist die Absorption der Zyanlaserstrahlung aus Messungen an feuchter Luft bekannt /4/. Danach lässt sich die Absorption der Zyanlaserstrahlung für eine  $\text{H}_2\text{O}$ -Moleküldichte von  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  /3/ am Eingang des Generatorkanals auf 0,005 dB abschätzen. Die Absorption der übrigen Moleküle ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$  und andere) dürfte höchstens von derselben Größenordnung sein. Als Ergänzung der Literaturangaben wurde mit dem später beschriebenen Zyanlaser die Absorption der 337  $\mu$ -Strahlung in den Flammgasen eines Bunsenbrenners gemessen. Die Absorption betrug weniger als 0,5 dB. Demnach bestimmt praktisch ausschliesslich die Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Plasmaelektronen die Transmission des Verbrennungsplasmas. Der Beitrag der verschiedenen Moleküle im Verbrennungsgas kann vernachlässigt werden.

## 2.2 Fehlerabschätzung für die Messung der elektrischen Leitfähigkeit eines Plasmas

Im folgenden wird die Genauigkeit einer Elektronendichte- und einer Elektronenstossfrequenzmessung betrachtet. Mit der Beziehung (2) ergibt sich schliesslich eine Abschätzung des Fehlers bei Messungen der elektrischen Plasmaleitfähigkeit.

Bei der interferometrischen Bestimmung von Brechungsindexänderungen wird die Verschiebung von Interferenzstreifen beobachtet. Die Genauigkeit mit der die Verschiebung beobachtet werden kann, hängt vom grössten Intensitätsunterschied und von Fluktuationen (Signalrauschen) ab. Bei Messungen im fernen Infrarot werden mit einem lokalisierten Detektor Intensitätsänderungen beobachtet, wenn ein Interferenzstreifen über die Detektorfläche wandert. Nimmt man eine sinusförmige räumliche Intensitätsverteilung an, die an Orten grösster Intensitätsgradienten beobachtet wird, dann ist die relative Genauigkeit  $\frac{\Delta A}{A}$ , mit der die Amplitude der Intensitätsverteilung bestimmt werden kann, ein Mass für die Unsicherheit  $\delta$  der Streifenverschiebung

$$\frac{\Delta A}{A} = \sin \delta \quad (5)$$

Demnach kann man bereits eine Auflösung von  $1/30$  Streifenbreite erreichen, wenn die Amplitude auf 20 % genau bestimmt werden kann. Der Abbildung 2 entnimmt man, dass bereits mit einer Auflösung von  $1/10$  Streifenbreite Elektronendichten  $n_e \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  mit Hilfe eines Zyanlasers auf 10 % genau angegeben werden können. Die Abbildung 2 gilt für ein 5 cm dickes Plasma.

Messwerte der Elektronenstossfrequenz  $V_e$ , die aus der Transmission des Plasmas im fernen Infrarot gewonnen werden, sind weitaus ungenauer, als die interferometrisch bestimmten Elektronendichten. Eine quantitative Fehlerbetrachtung ergibt für die Elektronenstossfrequenz im Rahmen möglicher Messgenauigkeiten folgendes: Ausgehend von den Gleichungen (3) und (4) lässt sich mit Hilfe des Fehlerfortpflanzungsgesetzes in einer  $(n_e, V_e)$ -Ebene der Bereich abgrenzen, in dem die Elektronenstossfrequenz messbar ist. Die Einschränkung des Messbereiches folgt im wesentlichen aus dem Messfehler der Transmission und ausserdem aus einer Art Resonanz der Elektronenstösse mit der zur Messung verwendeten elektromagnetischen Welle. Der Einfluss des Messfehlers der Elektronendichte ist hier vernachlässigbar. In Abbildung 3 ist dargestellt, wie gross der relative Fehler von  $V_e$  ausfällt, wenn die Elektronendichte interferometrisch mit  $1/10$  Streifenbreite Auflösung und die Transmission auf  $\pm 0.05$  bestimmt werden.<sup>+)</sup>

<sup>+) Für  $n_e < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  wurde die Fehlerrechnung nicht durchgeführt. Dann ist der relative Fehler der Elektronendichte  $> 0.5$  (vgl. Abb. 2) und die Elektronenstossfrequenz liegt nahe der Laserfrequenz.</sup>

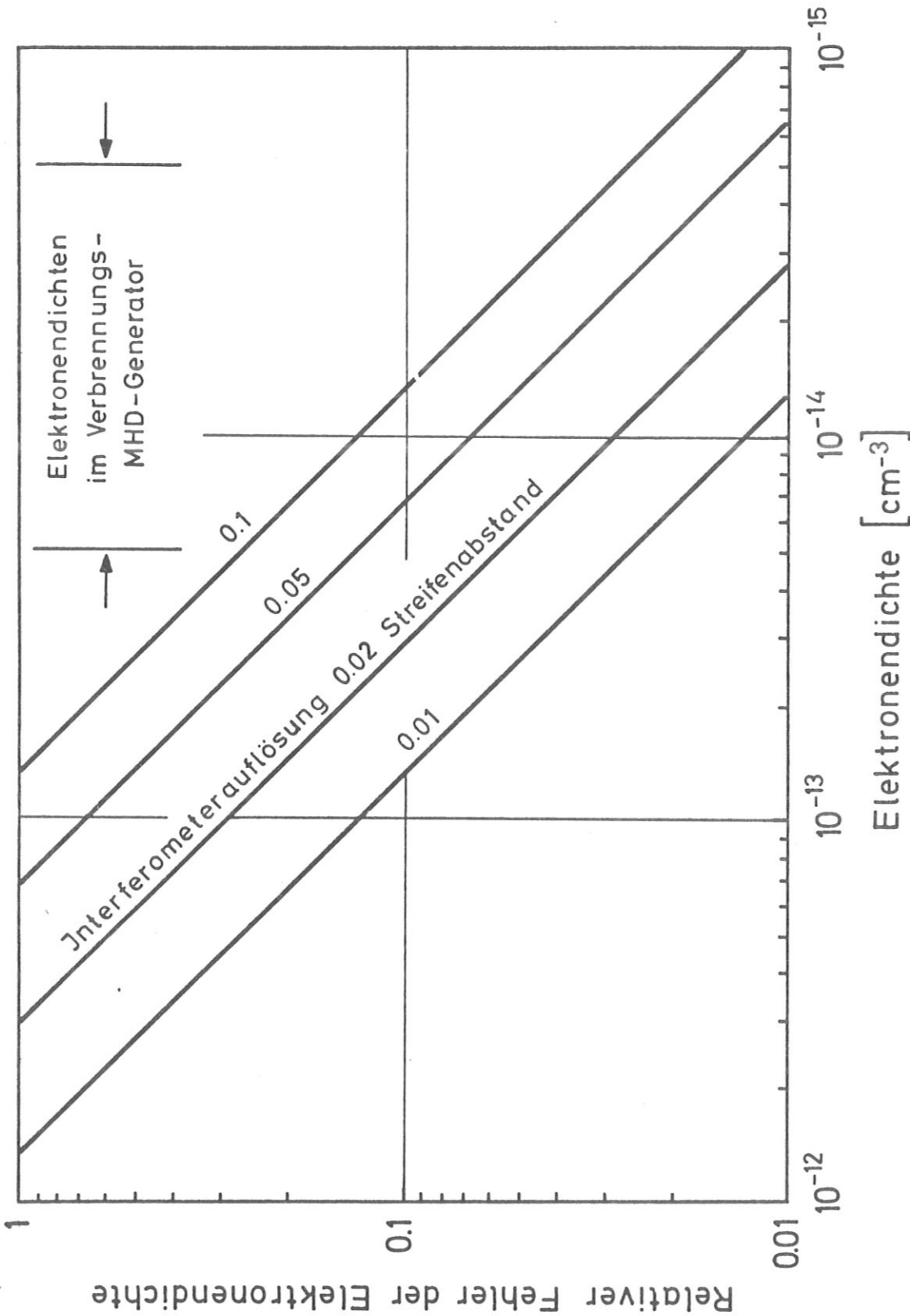


Abb. 2 Relativer Fehler der Elektronendichte abhängig von der Elektronendichte bei interferometrischer Messung mit der Zyanlaserstrahlung  $\lambda = 337 \mu$ . Die einzelnen Kurven entsprechen unterschiedlichem Auflösungsvermögen des Interferometers.

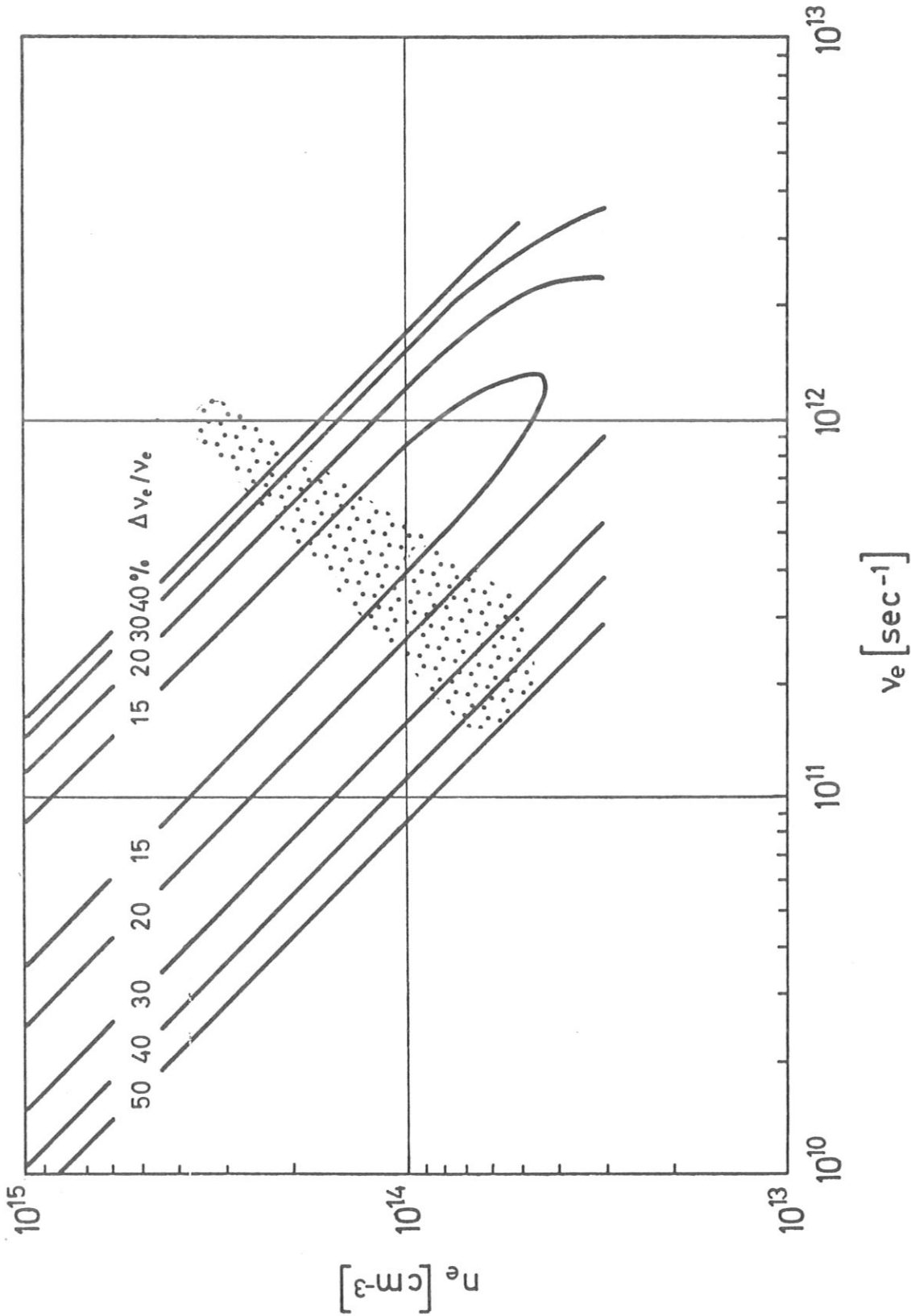


Abb. 3 Relativer Fehler der Elektronenstossfrequenz  $V_e$  in Prozent bei Messungen mit der 337 u Linie eines Zyanlasers abhängig von Elektronendichte  $n_e$  und Elektronenstossfrequenz  $V_e$ . Das punktierte Feld entspricht Wertepaaren  $(n_e, V_e)$ , die im Verbrennungs-MHD-Generator erwartet werden.

Das gerasterte Feld zeigt den Bereich der  $(n_e, V_e)$  Wertepaare, die im Verbrennungs-MHD-Generator erwartet werden /3/. Zumindest im ersten Drittel des Generatorkanals (hohe  $n_e$ - und  $V_e$ -Werte) ist demnach die Bestimmung der Elektronenstossfrequenz mit dem Zyanlaser unmöglich. Daran schliesst sich ein Bereich, in dem die Messung der Elektronenstossfrequenz nur mit grossen relativen Fehlern möglich ist. Für die zweite Kanalhälfte kann  $V_e$  besser als auf 30 % angegeben werden.

Die Gleichung (2) zeigt, dass bei der Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit die Fehler der Elektronendichte und der Elektronenstossfrequenz mit gleichem Gewicht eingehen. Da es aussichtsreich erscheint, die Elektronendichte interferometrisch besser als auf 10 % genau zu bestimmen, ist die Genauigkeit der Leitfähigkeitsmessung im wesentlichen durch den Messfehler der Elektronenstossfrequenz gegeben.

### 2.3 Anforderungen an Zyanlaser, Strahlungsdetektor und Interferometer

Eine Versuchsanordnung, in der Brechungsindex und Absorptionskoeffizient gemessen werden können, besteht aus drei Teilen: dem Zyanlaser, einem Interferometer und einem Strahlungsdetektor. Von diesen drei Komponenten haben die Strahlungsdetektoren den vergleichsweise höchsten technischen Standard. In Tabelle 2 sind einige Eigenschaften typischer käuflicher Detektoren zusammengestellt.

Detektor	Empfindlichk. [V/W]	Nachweisgrenze [mW]	Zeitauflösung [s]	Arbeitstemp. [°K]
Golay	$2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{-9}$	0.1	$\sim 300$
Bolometer		$\sim 0.2$	0.003	$\sim 300$
Pyroelectric	200 (max)	$\sim 0.2$	0.001 (typisch)	$\sim 300$
Putley	$10^3$		$\geq 10^{-6}$	4.2

Tabelle 2: Eigenschaften einiger Detektoren im fernen Infrarot

Ausgehend von einer Detektoransprechschwelle von 0.2 mW (Bolometer und Pyroelektrischer Detektor) soll jetzt die Laserleistung, die für brauchbare Messungen der Elektronendichte und der Elektronenstossfrequenz erforderlich ist, abgeschätzt werden. Um mit einer Transmission

von  $0.1 V_e$  auf 30 % genau bestimmen zu können, sollte die Transmission auf 20 % genau bekannt sein. Schätzt man die Verluste in der optischen Anordnung auf ca. 90 %, dann ist für vernünftige  $n_e$ - und  $V_e$ -Messungen am Verbrennungsplasma ein 100 mW-Zyanlaser erforderlich.

Verwendet man einen Putley-Detektor, ist für derartige Messungen bereits ein 1 mW-Zyanlaser ausreichend. Der Putley-Detektor hat jedoch zwei Nachteile: 1. Das magnetische Streufeld des MHD-Generators beeinträchtigt seine Betriebseigenschaften, 2. die Betriebstemperatur von  $4.2 \text{ }^\circ\text{K}$  bedingt einigen technischen Aufwand.

In Verbrennungs-MHD-Generatoren wurden Plasmatemperatur- und Druckschwankungen /5/, und im Generatorbetrieb Strom- und Spannungsschwankungen /6/ mit Frequenzen bis in den 10 kHz-Bereich beobachtet. Diese Zeitauflösung sollte auch bei Messungen der elektrischen Leitfähigkeit einige ms erreichen. Bis auf die Golayzelle eignen sich die in Tabelle 2 aufgeführten Detektoren für derartige Leitfähigkeitsmessungen. Entsprechend ergibt sich aus dem Wunsch nach einer Zeitauflösung von 1 ms an den Zyanlaser die Forderung, dass die ausgekoppelte Leistung hinreichend stabil ist. Bei den geschätzten Messfehlern für Elektronendichte und Elektronenstossfrequenz sollten dann Schwankungen der Laserleistung in Messzeiten von 1 ms weniger als 10 % der mittleren ausgekoppelten Leistung betragen.

### 3. PHYSIKALISCHE EIGENSCHAFTEN DES ZYANLASERS

Ein Laser besteht aus drei wesentlichen Teilen:

1. dem laseraktiven Medium, 2. einer Einrichtung, die die Besetzungsumkehr der am Laserübergang beteiligten Energieniveaus erzwingt und
3. dem Laserresonator.

Der Zyanlaser ist ein Molekülgaslaser. Das laseraktive Gas HCN entsteht während einer elektrischen Entladung in einem Gemisch aus anorganischen und/oder organischen Gasen, deren Moleküle als Konstituenten C, H und N enthalten /7/. Die Gasentladung lässt die HCN-Moleküle nicht nur entstehen, sondern sorgt auch für die invertierte Besetzung der Rotationsschwingungsniveaus, zwischen denen der Laserübergang stattfindet. Es wird angenommen, dass die HCN-Moleküle in der positiven Säule gebildet werden. Die gelegentlich berichtete Steigerung der ausgekoppelten Laserleistung /13, 14, 16/, wenn dem Entladungsgas He oder H<sub>2</sub> zugesetzt wurde, scheint ungeklärt zu sein.

Die induzierte Emission elektromagnetischer Strahlung einer Wellenlänge von 337  $\mu$  wird einem Übergang zwischen den Schwingungszuständen 11<sup>1</sup><sub>0</sub> und 04<sup>0</sup><sub>0</sub> des HCN-Moleküls zugeordnet /8/. Es ist bekannt, dass die Rotationsniveaus des 11<sup>1</sup><sub>0</sub> Schwingungszustandes (siehe Abbildung 4) verglichen mit den Rotationsniveaus des 04<sup>0</sup><sub>0</sub> Schwingungszustandes relativ langlebig sind. Die vorrangige Besetzung des J = 10 Niveaus der 11<sup>1</sup><sub>0</sub> Bande kann aus einer Kopplung der beiden Schwingungen und einer Corioliswechselwirkung erklärt werden.

Im Laserresonator stehen sich zwei kreisförmige, hochwertige Spiegel in festem Abstand gegenüber. Da der Verstärkungsfaktor je Meter durchstrahlten Arbeitsgases im Zyanlaser nur etwa 10 % über 1 liegt /9/, muss ein leistungsstarker Zyanlaser mehrere Meter lang sein. Damit ist der Mindestdurchmesser der Resonatorspiegel auf 50 bis 100 mm festgelegt. Die Verluste durch Beugung /10/ an den Spiegelrändern sind dann für einen konfokalen Resonator kleiner als 1 %. Über die Reflexionsverluste an den Wänden ist wenig bekannt. Kneubühl et al. /11/ weisen darauf hin, dass durch Reflexion an den Glaswänden die Beugungsverluste an den Spiegelrändern teilweise kompensiert werden.

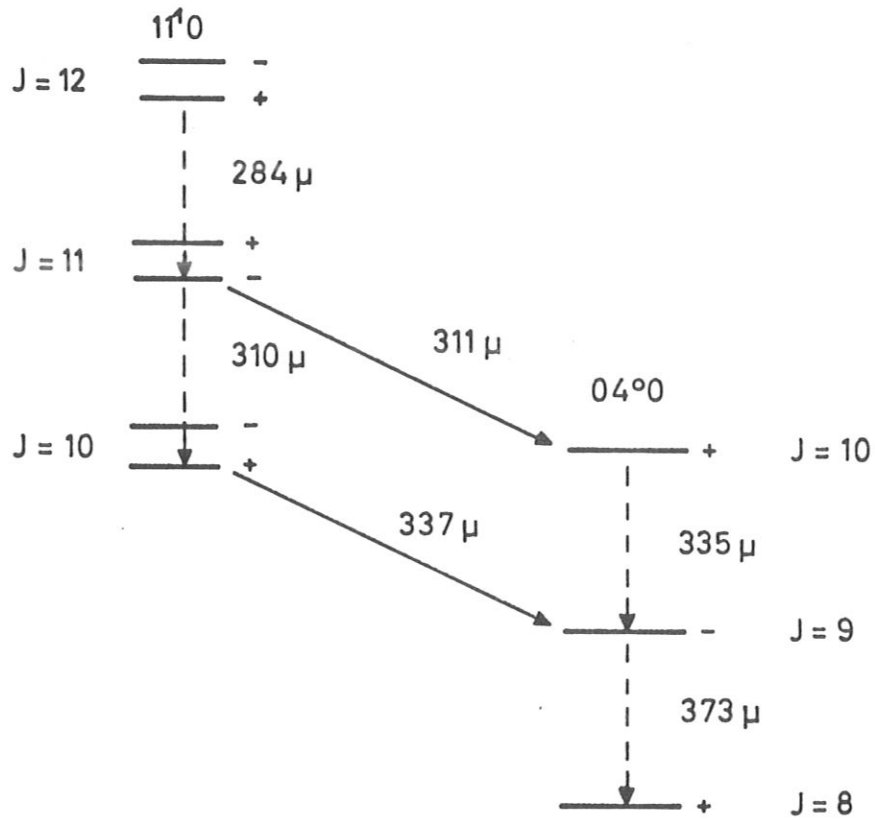


Abb. 4 Ausschnitt aus dem Niveauschema des HCN-Moleküls



#### 4. EXPERIMENTELLER AUFBAU

##### 4.1 Entladungsgefäß und Laserresonator

Der mechanische Aufbau des Zyanlasers ist in Abbildung 5 schematisch dargestellt.

Das Entladungsgefäß besteht aus zwei aneinander geflanschten Duran 50 Glasrohren ① von 1,5 m Länge und 100 mm Nennweite. Die Glasrohre des Entladungsgefäßes sind konzentrisch von Duran 50 Glasrohren ② der Nennweite 150 mm umgeben. Durch den ringförmigen Querschnitt zwischen beiden Rohren strömt Kühlwasser geringer elektrischer Leitfähigkeit. Die Kühlung hält die Glastemperatur unter der höchstzulässigen Betriebstemperatur von 130 °C und begrenzt die thermische Ausdehnung des Laserresonators.

An die beiden Enden des Entladungsrohres sind die wassergekühlten Laserköpfe angeflanscht. Durch seitlich angesetzte NW 30 Stutzen ⑥ kann das Entladungsgas eingelassen bzw. abgepumpt werden.

Die beiden Laserspiegel, deren Brennweite 4 m betrug, schliessen das Entladungsgefäß ab. Sie wurden aus Spezialstahl Mn 90 V8 hergestellt und in optischer Qualität poliert. Das Reflexionsvermögen der Spiegel liegt nach Abschätzungen ausgehend von der elektrischen Leitfähigkeit des Strahles bei 97 %. Nach einer vorläufigen Messung mit 4 mm-Wellen durch H. Gehre (IPP) ist die Reflexion sicher besser als 96 %.

Die Spiegelhalterungen ⑦ und ⑧ sind kardanisch aufgehängt und durch Federbälge ⑤ beweglich an das Entladungsgefäß geflanscht. Durch je zwei Feingewindeschrauben kann die Verkantung der Spiegel zur optischen Achse reproduzierbar verstellt und mit je zwei Mikrometern gemessen werden. Einer der beiden Spiegel ⑧ kann ausserdem bis zu 30 mm auf der Laserachse durch einen Feingewindetrieb verschoben werden. Der andere Spiegel ⑦ ist im Zentrum durchbohrt. Durch das Loch wird die Laserstrahlung ausgekoppelt. Es wird durch ein 2,5 mm dickes Quarzfenster vakuumdicht, jedoch strahlungsdurchlässig geschlossen. Kathode und Anode wurden zwischen Laserkopf und Entladungsrohr geflanscht. Einzelheiten über die Elektroden werden in Kapitel 5 behandelt.

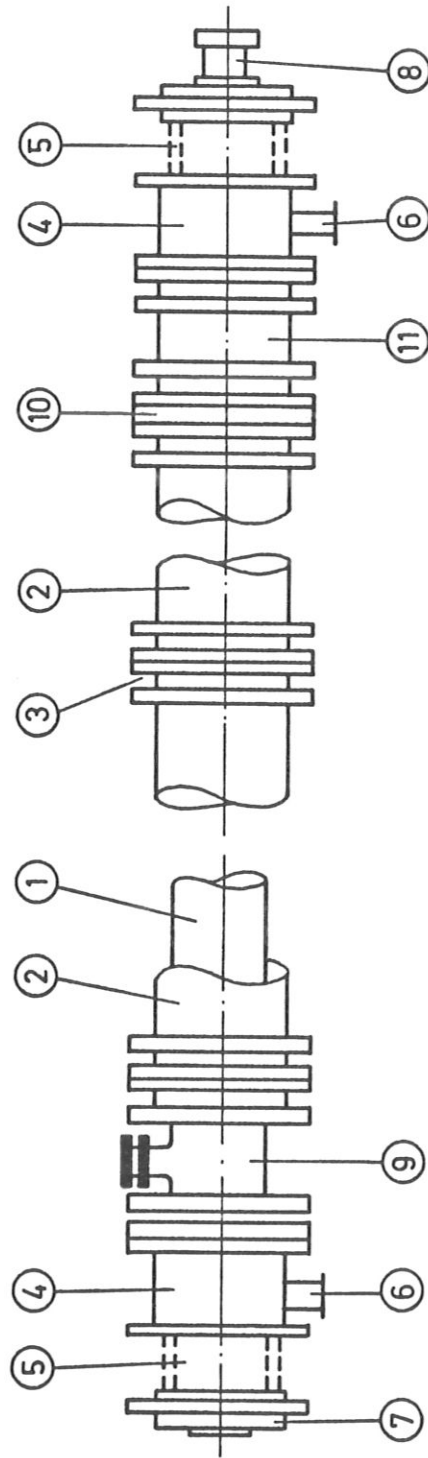


Abb. 5 Aufbau des Zyanlasers (schematisch)

- |   |                                       |   |   |
|---|---------------------------------------|---|---|
| ① | Entladungsrohr                        | ② | Kühlmantel  |
| ③ | Rohrflansch                           | ④ | Wassergekühlter Teil des Laserkopfes              |
| ⑤ | Federbalg                             | ⑥ | NW 32-Stützen                                     |
| ⑦ | Spiegelhalterung mit Auskoppelspiegel | ⑧ | Spiegelhalterung und Spiegel mit Feingewindetrieb |
| ⑨ | T-Stück für Kathode                   | ⑩ | Zwischenflansch für Anode                         |
| ⑪ | isolierendes Zwischenstück            |   |   |

Ein Drehschieberpumpenaggregat mit einer Saugleistung von 12  $\ell/s$  pumpte das Entladungsgas nahe der Kathode durch einen NW 30 Schlauch von 0,5 m Länge aus dem Entladungsgefäß. Der Gaseinlass wurde durch Feindosierventile geregelt.

Als Entladungsgas wurde ein Gemisch aus  $CH_4$  und  $N_2$  gewählt /4/. Dafür waren drei Gründe massgebend:

1. Das Gasgemisch ist einfach zu handhaben.
2. Der Belag, der sich während der Entladung auf der Wand des Entladungsgefäßes niederschlägt, ist, verglichen mit dem anderer Arbeitsgase, am geringsten /12/.
3. Das Gemisch hat einen hohen Laserverstärkungsfaktor.

Die Gasentladung wurde aus einem Netzgerät gespeist, das bis zu 6 kV und 2 A lieferte. Die Spannung konnte zwischen 0 und 6 kV auf jeden beliebigen Wert eingestellt werden. Es war eine Strom- und Spannungsglättung vorhanden. Der Entladungsstromkreis ist im Schaltschema der Abbildung 6 dargestellt.

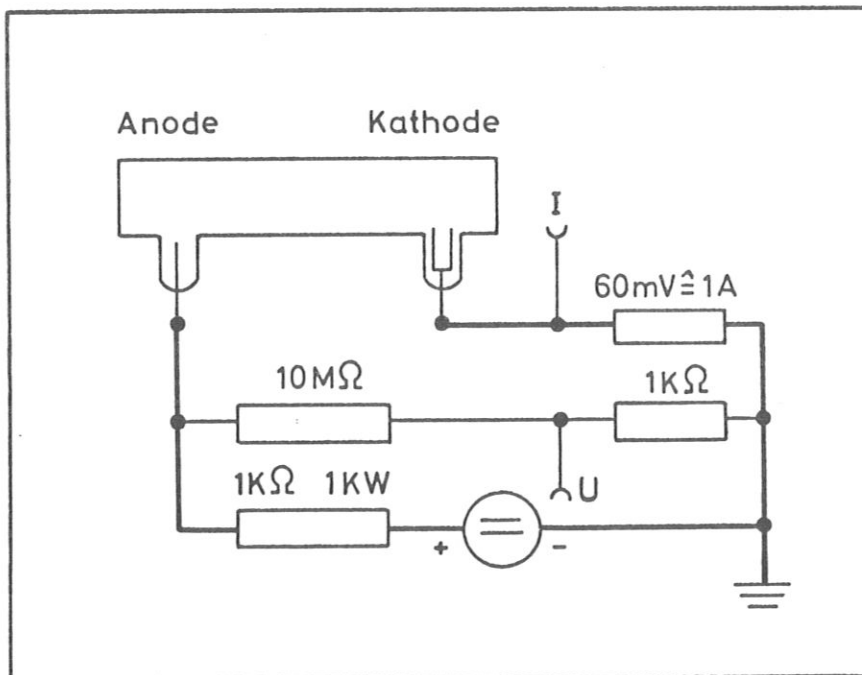


Abb. 6 Schaltschema des Entladungskreises mit Widerständen zur Strom- und Spannungsmessung

#### 4.2 Bestimmung der Entladungsparameter und der Laserleistung

Der Gasdruck wurde in der Mitte zwischen Anode und Kathode mit einem McLeod-Manometer gemessen. Das Manometer war über einen 0,5 m langen Schlauch mit dem Entladungsgefäß verbunden.

Die Strömungsrate wurde mit Dosierventilen eingestellt, die für die jeweilige Gasart nachgeeicht worden waren.

Der Entladungsstrom wurde über einen Shunt an der Kathode gemessen (Klemme I in Abb. 6).

Die Entladungsspannung wurde durch einen hochohmigen Spannungsteiler parallel zur Entladung der Messung zugänglich gemacht (Klemme U in Abb. 6).

Die ausgekoppelte Laserleistung wurde in den meisten Fällen mit einer geeichten Golay-Zelle ⑦ gemessen (vgl. Abb. 7). Der Detektor konnte in beiden Raumrichtungen senkrecht zur Laserachse messbar verschoben werden. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde das modulierte Signal des Golay-Detektors in einem phasenempfindlichen Verstärker geringer Bandbreite verstärkt. Detektorfenster ⑥ war ein 0,5 mm dickes Quarzscheibchen von 3 mm Durchmesser. Über das Detektorfenster wurde eine Kappe ⑤ gestülpt, die den Detektor vor Falschlicht schützte. Bei der Wellenlänge von  $337 \mu$  hatte die Kappe eine Transmission  $T_s = 0,5$ . Wenige mm vor der Kappe bewegte sich die Sektorenscheibe ④ vorbei, die den Laserstrahl mit 11 Hz modulierte. Da die Golay-Zelle nur mit weniger als  $10^{-6}$  W belastet werden darf ohne zerstört zu werden, wurden zur Strahlschwächung ③ Karteikarten oder mehrere Stücke schwarzen Kartons in den Strahlungsgang gestellt.

Die Zeitauflösung der Golay-Zelle lag über 0,1 s. Bessere Zeitauflösung (3 ms), jedoch geringere Empfindlichkeit hatte ein Bolometer. Es wurde in einer ähnlichen Anordnung wie die Golay-Zelle zur Strahlungsmessung verwendet. Allerdings wurde hier das Signal breitbandig und phasenunempfindlich verstärkt. Wegen der relativ hohen unteren Nachweisgrenze des Bolometers musste der Laserstrahl durch eine Teflonlinse auf die  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  grosse Bolometerfläche fokussiert werden.

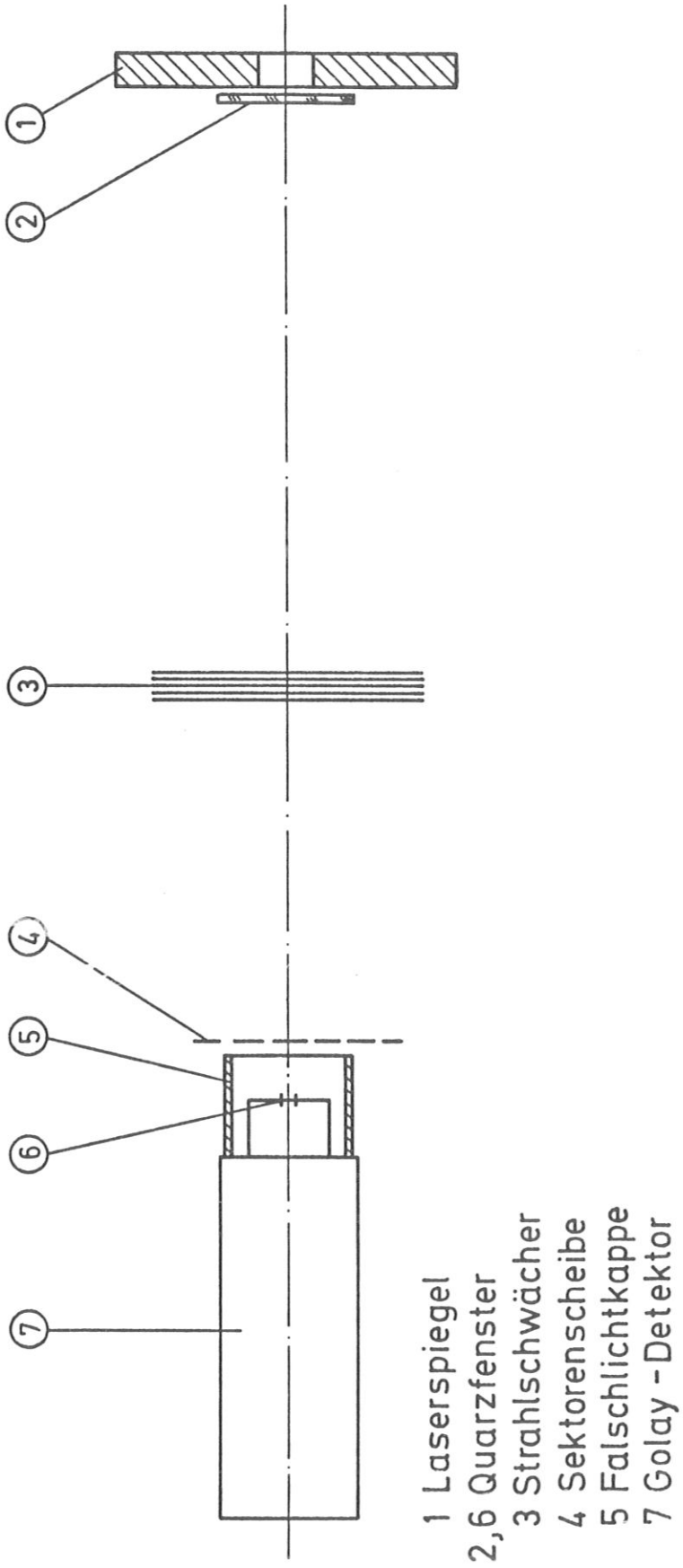


Abb. 7 Versuchsaufbau zur Messung der Laserleistung

Zur Identifizierung der Laserlinien wurden sogenannte Laserinterferogramme aufgenommen. Dazu wurde der anodenseitige Laserspiegel gleichmässig in axialer Richtung verschoben. Über ein Helipot, das starr mit der Spindel des Spiegeltransports verbunden war, konnte ein der Spiegeltranslation proportionales elektrisches Signal auf den x-Eingang eines x-y-Schreibers gegeben werden. Am y-Eingang lag das Ausgangssignal des Golay-Detektors.

Im Interferogramm der Abbildung 8 sind die Linien, die den Wellenlängen  $311\mu$  und  $337\mu$  entsprechen, markiert. Die nicht gekennzeichneten Linien haben einen festen Abstand von den  $337\mu$ -Linien entsprechend dem nächst höheren Mode. Die Abstandsverhältnisse stimmen mit den von Steffen und Kneubühl /17/ angegebenen überein. Die Intensitätsverhältnisse der verschiedenen Linien zueinander sind stark vom Gasdruck abhängig.

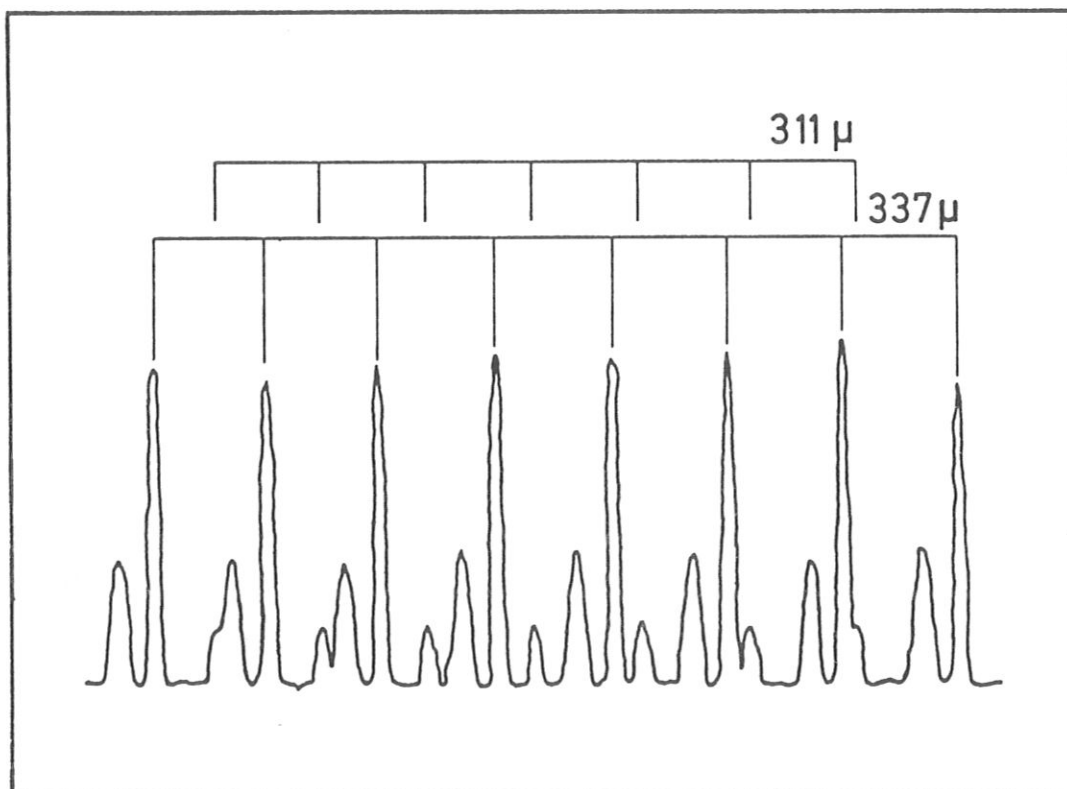


Abb. 8 Laserinterferogramm

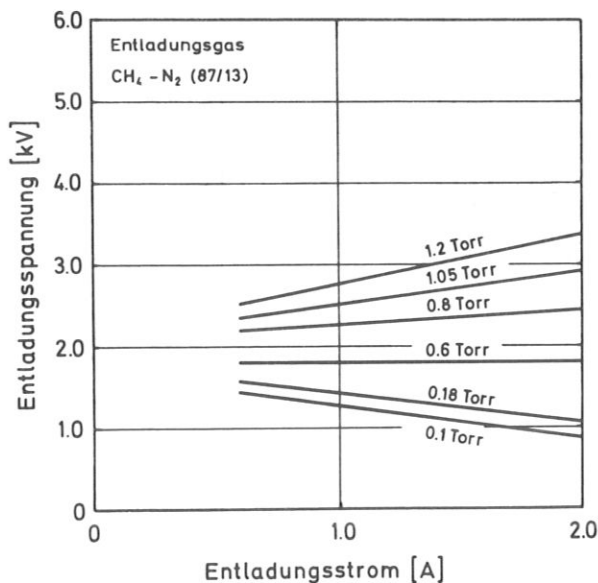
## 5. GLIMMENTLADUNG IN EINEM METHAN-STICKSTOFF-GASGEMISCH

Der Zyanlaser soll zur Plasmadiagnostik mit einer Zeitauflösung bis zu mindestens 1 ms verwendet werden können. Daher darf die ausgekoppelte Laserleistung keiner Schwankung, die länger als 1 ms währt und grösser als 10 % der mittleren Ausgangsleistung ist, unterworfen sein. Die Stabilität der Entladung muss dieser Forderung angepasst werden.

Zunächst wurden verschiedene Entladungsanordnungen untersucht, um eine günstige Elektrodengeometrie zu finden.

### 5.1 Die Glimmentladung zwischen zwei Ringelektroden

An der Anode, die gleich der Kathode ein V2A-Ring 90 mm lichter Weite war, setzte die Entladung punktförmig an. Das negative Ende der Gasentladung reichte im allgemeinen in das Abgasrohr am kathodenseitigen Laserkopf. Der optische Eindruck der Entladung wies darauf hin, dass mindestens zwei Entladungszustände sich in rascher Folge unregelmässig ablösten. Die Beobachtung der Entladungsspannung und des Entladungsstromes zeigte, dass die beiden Zustände in Zeitabständen von 10  $\mu$ s bis 1 ms wechselten. Die Häufigkeit dieser Zustandswechsel nahm mit zunehmendem Entladungsstrom und Entladungsgasdruck ab.



Der Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik (Abbildung 9) im Strombereich zwischen 0,5 A und 2,0 A ist deutlich vom Entladungsdruck abhängig.

Abb. 9 Strom-Spannungs-Charakteristiken einer Glimmentladung zwischen Ringelektroden in einem CH<sub>4</sub>-N<sub>2</sub>-Gasgemisch

Mit der Golay-Zelle konnte Zyanlaserstrahlung nachgewiesen werden. Die Abhängigkeit der ausgekoppelten Laserleistung von der Entladungsstromstärke ist in Abbildung 10 für verschiedene Gasdrücke eingetragen. Die Streuung der Messpunkte hängt ursächlich mit den starken Entladungsinstabilitäten zusammen.

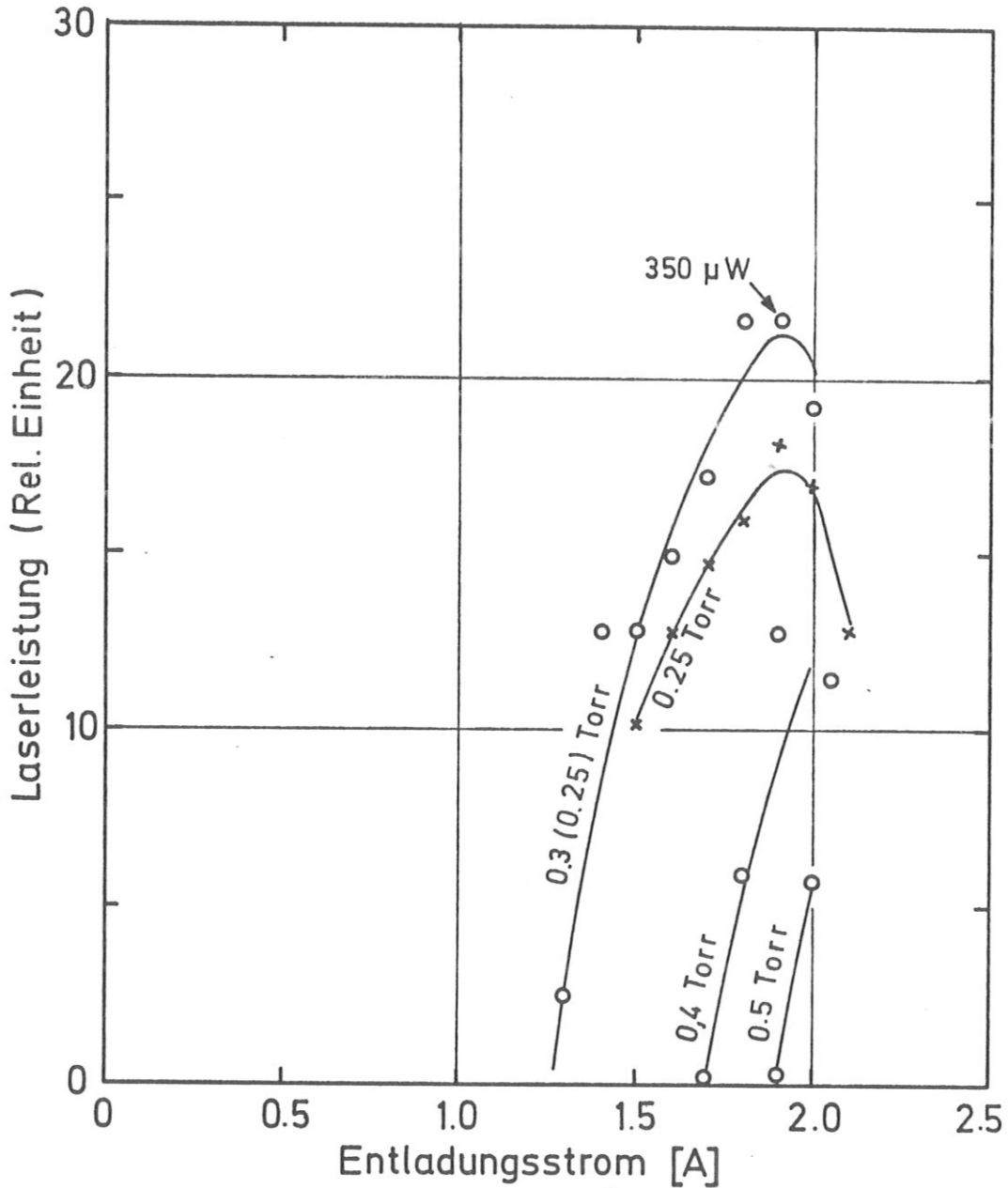


Abb. 10 Leistung des Zyanlasers abhängig vom Entladungsstrom über Ringelektroden



Für die Abschätzung der grössten, nachgewiesenen Laserleistung wurde angenommen, dass ein Parallelstrahl das 20  $\varnothing$  mm Auskoppelloch verliess und die Laserleistung über den Strahlquerschnitt konstant war. Über die Eichkonstante des Golay-Detektors erhält man eine Laserleistung von 350  $\mu$ W. In dieser Abschätzung ist die Absorption durch Fenster und Strahlschwächer berücksichtigt. Dass der Wert um mindestens zwei Zehnerpotenzen unter den Werten zahlreicher Autoren /13 - 16/ liegt, wurde auf die erwähnten Entladungsinstabilitäten zurückgeführt.

### 5.2 Stabilisierung der Glimmentladung durch eine Mo-Stiftanode und eine Fe-Hohlkathode

Der unregelmässige Platzwechsel des Entladungsansatzes in der Anode wurde der Grösse der Anodenfläche zugeschrieben. Deshalb wurde die Ringanode ähnlich dem Vorgehen von Kotthaus /13/ durch eine 3 mm starke Molybdän-Nadel, die radial in das Entladungsrohr ragte, ersetzt.

Anode und Kathode waren ursprünglich elektrisch leitend mit den benachbarten Laserköpfen verbunden. Im Gegensatz zur Anode brannte die Entladung auf der Kathodenseite nicht an die vorgesehene Elektrode, sondern mit der Gasströmung in das Abgasrohr. Ausserdem konnten an den Wänden des kathodenseitigen Laserkopfes zahlreiche Funkenentladungen beobachtet werden, durch die u.a. der Laserspiegel beschädigt wurde. Diese Erscheinung verschwand, nachdem die Kathode durch ein kurzes Duran 50 Rohr gegen den Laserkopf isoliert worden war. Die Isolierung der Kathode, eine erdfreie Speisung der Vakuumpumpe und eine Verminderung der Saugleistung verhinderten jedoch nicht, dass die Entladung häufig in das Abgasrohr zündete.

Da die Ringkathode keine zufriedenstellende Entladung lieferte, wurde sie durch eine Hohlkathode ersetzt, die entscheidend zur Stabilisierung der Entladung beitrug. Die Hohlkathode sass in einem T-Stück

⑨ seitlich am Entladungsrohr (vgl. Abb. 5). Sie wurde in ein Quarzrohr gesteckt, um zu verhindern, dass die Entladung an der Aussenseite der Hohlkathode ansetzte. Das Quarzrohr wurde bündig mit der Kathode abgeschnitten. Die Hohlkathode hatte eine lichte Weite von 10 mm und eine Tiefe von 20 mm. Sie wurde, wie aus Abbildung 11 hervorgeht, mit Wasser gekühlt. Ergänzend soll noch erwähnt werden, dass die Entla-

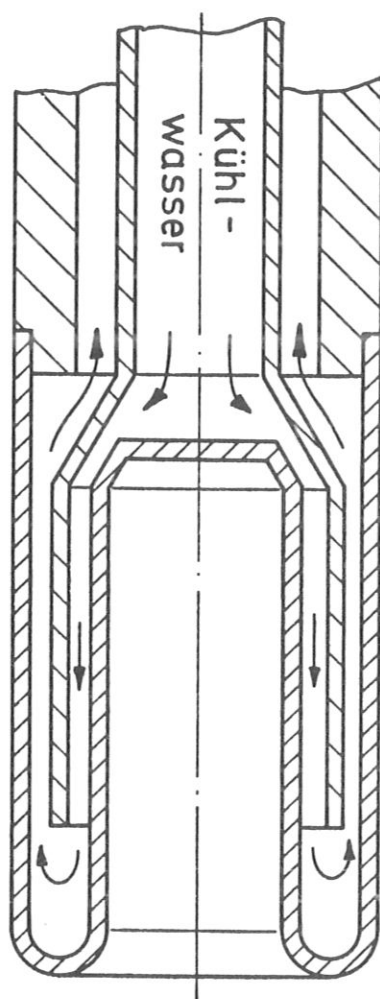


Abb. 11 Querschnitt der wassergekühlten Stahlhohlkathode im Massstab 2 : 1

dung nur solange brannte, wie die Hohlkathode ausreichend gekühlt wurde. Versiegte der Kühlwasserstrom, glühte die Kathode auf und die Entladung brach ab.

### 5.3 Einfluss der Gasströmung auf die Glimmentladung

Einige Versuche zeigten, dass die Entladung sehr unruhig brannte, wenn das Entladungsgas von der Kathode zur Anode strömte. Gelangte das Entladungsgas direkt durch die Hohlkathode in den Entladungsraum, wurde keine Laserstrahlung beobachtet. Dies könnte auf unterschiedliche chemische Reaktionen im Kathodenraum einerseits und der positiven Säule andererseits zurückgeführt werden.

Es erwies sich als zweckmässig, das  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Gasgemisch von der Anode zur Kathode strömen zu lassen. Völlig störungsfrei brannte die Entladung selbst bei Verwendung der Stahlhohlkathode nur dann, wenn die Strömungsrate des Entladungsgases bei 0,6 Torr Gesamtdruck weniger als  $0,5 \text{ Torr} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1}$  betrug. Es wurde beobachtet, dass die Laserleistung abnahm, wenn die Strömungsrate unter einen nicht näher bestimmten Wert (etwa  $0,05 \text{ Torr} \text{ l s}^{-1}$ ) sank.

### 5.4 Entladungsstörungen und Schwankungen der Laserleistung

Mit einem Bolometer, dessen Zeitauflösung 3 ms betrug, wurde der Einfluss der Entladungsstörungen auf die Laserleistung untersucht. Gelegentlich auftretende Entladungsstörungen, die mit Bogenansätzen am Hohlkathodenrand einhergingen, konnten mit massiven Laserleistungseinbrüchen, die bis zu 0,1 s andauerten, korreliert werden.

Mit der Golay-Zelle (Zeitkonstante 0,1 s) wurde das Verhalten des Zyanlasers im Dauerbetrieb untersucht. Dazu wurde das Detektorsignal über einen Zeitraum von 20 min durch einen x-t-Schreiber registriert. Der in Abbildung 12 wiedergegebene Zeitverlauf der Strahlungsleistung kam nach einer Einbrennzeit der Entladung von 1/2 bis 1 Stunde unter Berücksichtigung der Erfahrungen, die in den Abschnitten 5.2 und 5.3 zusammengestellt wurden, zustande. Das registrierte Signal entspricht einer Laserleistung von ca. 50 mW. Es zeigt ein Rauschen von  $\pm 2\%$  und grössere Schwankungen bis zu 5%. Die Entladungsstromstärke war 1,0 A

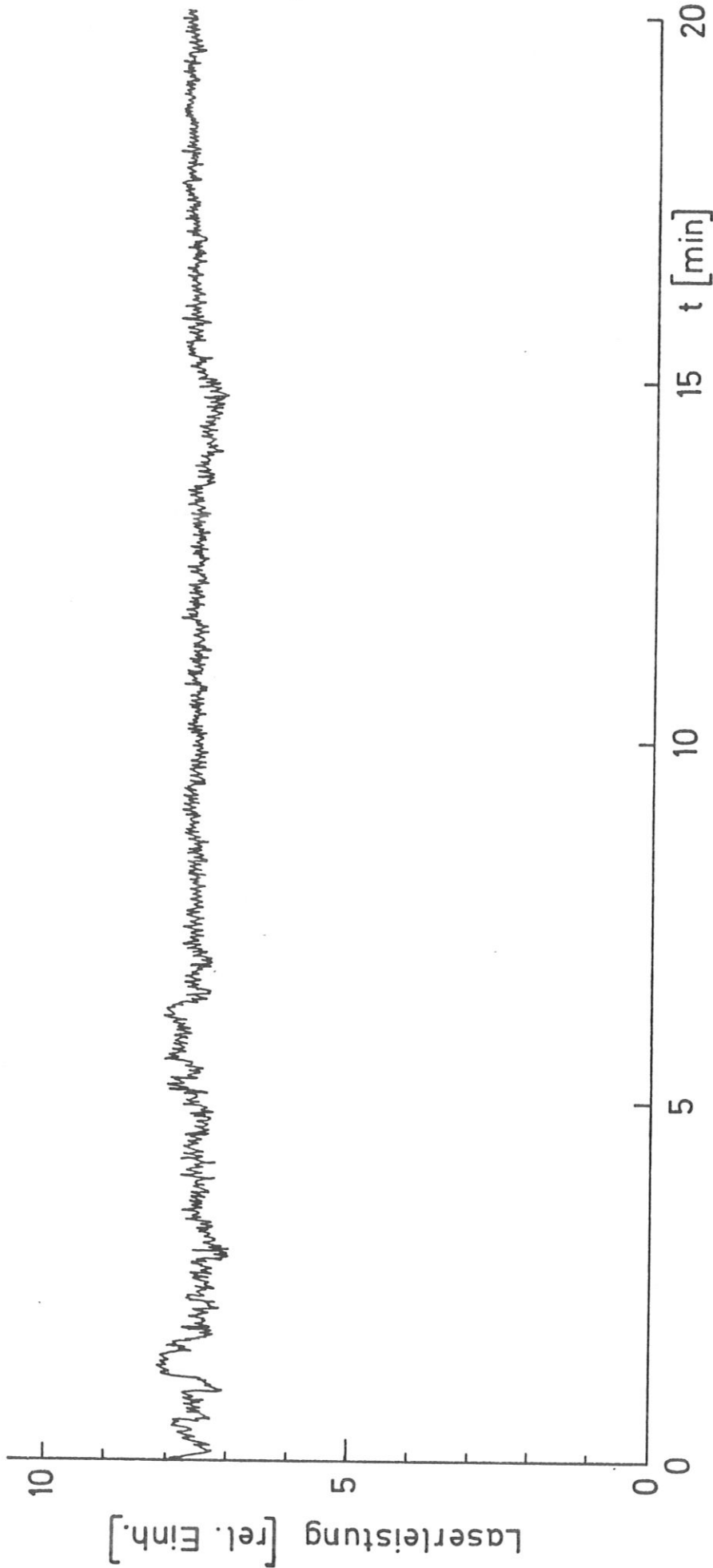


Abb. 12 Laserleistung im Verlauf von 20 Minuten

und bis zu 10 % verrauscht. Der Laserresonator wurde im Beobachtungszeitraum nicht nachgestimmt. Von einer ähnlichen Messung wurde in /15/ berichtet.

### 5.5 Sichtbare Entladungserscheinungen bei Drücken zwischen 0,2 und 2,0 Torr

Die Leuchterscheinungen in der positiven Säule einer  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Gasentladung werden hier, abhängig vom Gesamtdruck, drei verschiedenen Entladungstypen zugeordnet. Wie ein Vergleich der Entladung im  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Gasgemisch mit Entladungen in Luft, Wasserdampf oder einem  $\text{CH}_4\text{-N}_2\text{-He}$ -Gasgemisch zeigte, ist die Einteilung für das  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Gasgemisch charakteristisch. Obwohl die Abgrenzung der verschiedenen Entladungstypen gegeneinander vom Entladungsstrom mitbestimmt wird, wird die Beschreibung der besseren Übersicht wegen auf einen Entladungsstrom von 1 A beschränkt.

Allen drei Typen gemeinsam war ein 15 - 25 cm langer Faraday-Dunkelraum. Bei Gasdrücken über 1 Torr und Stromstärken über 1,5 A verkürzte sich der Dunkelraum deutlich. Je grösser der Dunkelraum, desto stabiler schien die Entladung zu brennen. Dieser Aspekt zeigte sich auch bei He-Zugabe.

Typ A: Bei Drücken unterhalb 0,4 Torr baute sich vom Faraday-Dunkelraum her beginnend zur Anode hin eine gleichmässige Schichtung auf. Die pilzförmigen Schichten hatten einen Abstand von 2 - 3 cm. Sie schienen in der Nähe der Kathode ruhig zu stehen. Zur Anode hin schwankte ihre Lage längs der Entladungsachse unregelmässig mit deutlich zunehmender Amplitude.

Typ B: Zwischen 0,4 Torr und 1,0 Torr zeigten sich in der positiven Säule nur nahe dem Faraday-Dunkelraum wenige pilzförmige Schichten. Darauf folgte ein diffus leuchtender Abschnitt von etwa 0,5 m Länge. Anschliessend schnürte sich die Entladung ein. Dieser letzte Abschnitt glich einem wenige cm dicken Schlauch mit zahlreichen radialen, zur Anode hin geneigten feinen Verästelungen. Bei dieser Entladungsform wurde die grösste Laserleistung beobachtet.

Typ C: Bei Gasdrücken über etwa 1 Torr begann die positive Säule mit einer pilzförmigen oder einer kissenförmigen Schicht. Der Hauptteil der Säule leuchtete diffus. Die Leuchterscheinung füllte den gesamten Rohrquerschnitt aus.

### 5.6 Elektrische Eigenschaften der stabilen Glimmentladung

Die Entladung lässt sich zwischen einer Stiftnode und einer Eisenhohlkathode bedeutend leichter zünden als zwischen V2A Ringelektroden. In Abbildung 13 ist die Abhängigkeit der Zündspannung vom Entladungsgasdruck sowohl für die Ringelektroden-als auch für die Hohlkathodenanordnung wiedergegeben. Die Streuung der Messwerte beträgt etwa 10 %. Ein Vergleich einiger geometrisch gleicher Hohlkathoden aus verschiedenen Werkstoffen ergab innerhalb der Streuung der Messpunkte keine signifikanten Unterschiede.

Die Strom-Spannungs-Charakteristiken einer stationären Entladung sind in Abbildung 14 eingezeichnet. Sie sind zwischen 0.1 Torr und 1 Torr durchweg leicht steigend. Die Steigung beträgt etwa 100 V/A. In der Ringelektrodenanordnung lagen die Betriebsspannungen etwa 0,5 kV unter denen der Hohlkathodenanordnung (vgl. Abb. 9). Der Verlauf der Entladungscharakteristik ist weniger vom Entladungsgas ( $H_2O$ -Dampf, Luft,  $N_2$ ,  $CH_4-N_2$ ) abhängig als von der Elektrodengeometrie (vgl. Abbildung 9 mit Abbildung 14).

Der zeitliche Verlauf der Entladungsspannung war glatt. Das Rauschen der Entladungsspannung betrug von Spitze zu Spitze gemessen weniger als 6 % der Entladungsspannung. Gelegentlich waren dem Rauschen grössere Impulse von etwa 10  $\mu$ s Dauer überlagert, die auf Entladungsstörungen zurückzuführen waren. Diese Störungen konnten durch Drosselung der Gasströmung ganz beseitigt werden (vgl. Kap. 5.3).

Das Stromsignal war bestenfalls zu 8 % verrauscht, gewöhnlich jedoch zu 15 %. Die Bedingungen für den günstigen Rauschpegel waren nicht reproduzierbar.

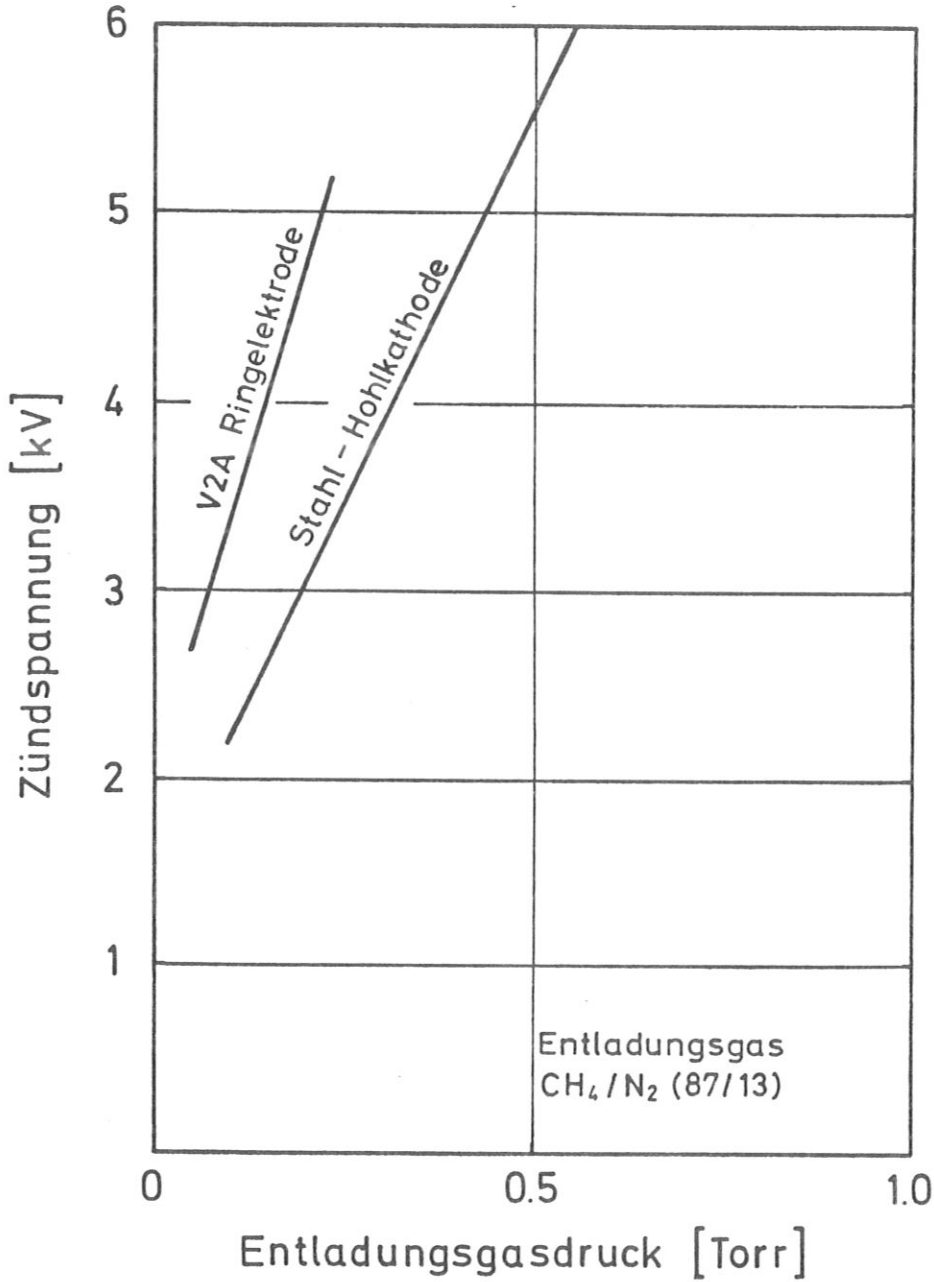


Abb. 13 Zündspannung der Glimmentladung in einem CH<sub>4</sub>-N<sub>2</sub>-Gasgemisch zwischen zwei Ringelektroden aus V2A und zwischen Mo-Stiftanode und einer Stahlhohlkathode

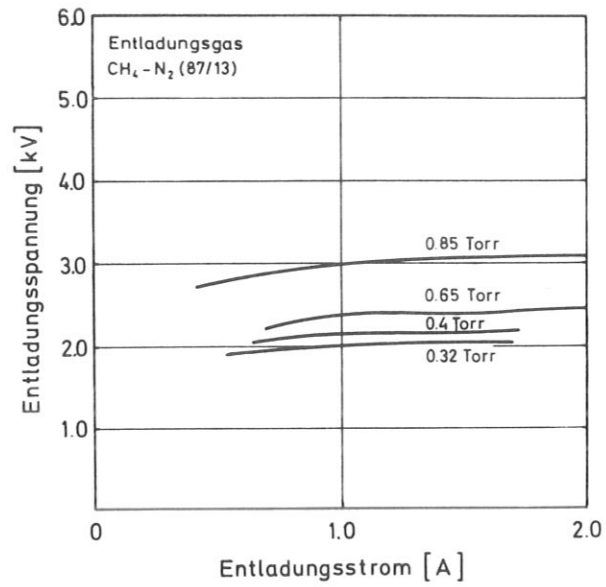


Abb. 14 Strom-Spannungs-Charakteristiken einer Glimmentladung in einem  $\text{CH}_4 - \text{N}_2$ -Gasgemisch zwischen einer Mo-Stiftanode und einer Stahlhohlkathode



## 6. LASERLEISTUNG BEI VERSCHIEDENEN ENTLADUNGSTROMSTÄRKEN, GASDRÜCKEN UND GASZUSAMMENSETZUNGEN

### 6.1 Methan-Stickstoff-Gasgemisch

Änderungen der Entladungsparameter (Gasdruck, Gasströmungsrate, Entladungsstromstärke) stören den Wärmehaushalt des Zyanlasers beträchtlich. Es konnte eine halbe Stunde dauern, bis sich nach einer Änderung wieder stationäre Verhältnisse eingestellt hatten und die Länge des Laserresonators hinreichend konstant blieb. Deshalb wurde bei der Ermittlung eines Zusammenhanges zwischen ausgekoppelter Laserleistung und Entladungsparametern folgendes Messverfahren angewandt: Während der Änderung der Entladungsparameter wurde die Resonatorlänge kontinuierlich variiert. Aus dem so gewonnenen Laserinterferogramm kann dann einem Satz von Entladungsparametern die Laserleistung bei optimaler Resonatorabstimmung zugeordnet werden.

Für einige Totaldrücke ist die Laserleistung in Abbildung 15 als Funktion der Entladungsstromstärke wiedergegeben. Die Laserleistung erreichte bei einer bestimmten Stromstärke einen Wert, der bei Erhöhung der Stromstärke bis 2 A (max. mögl. Stromstärke) nur noch geringfügig zunahm (Sättigungswert). Das Leistungsmaximum, das Dyubko

et al. /15/ angaben, konnte nicht gefunden werden. Der Kurvenverlauf deckt sich eher mit dem von Olsen /14/ angegebenen.

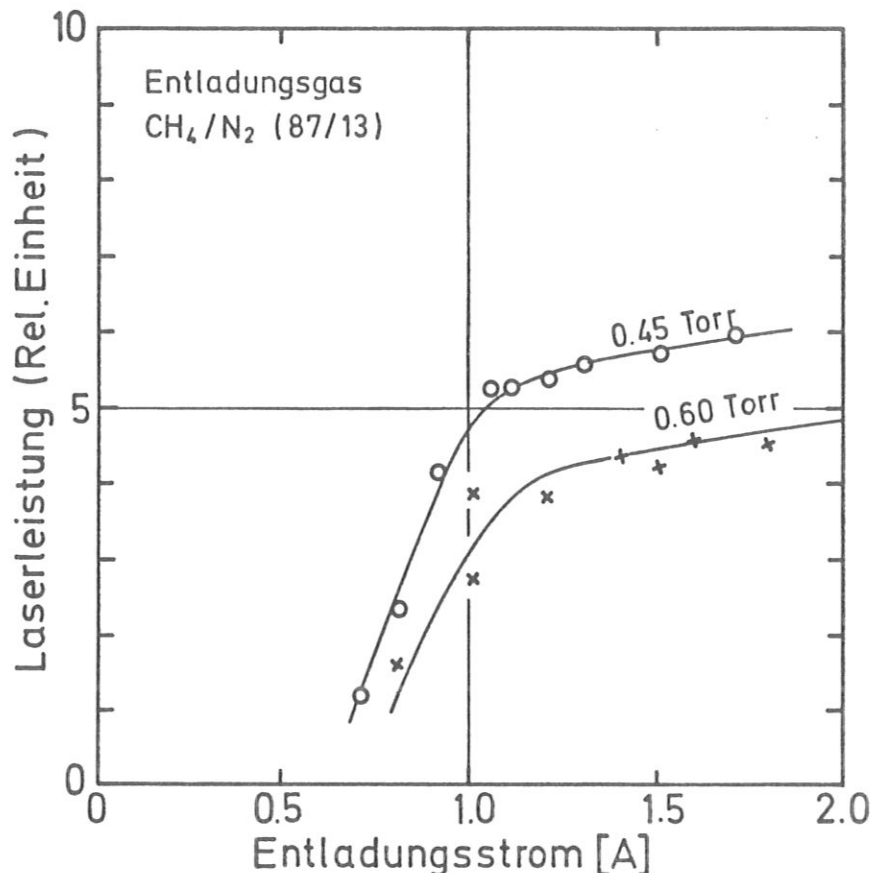


Abb. 15  
Laserleistung als Funktion der Entladungsstromstärke in einem CH<sub>4</sub>-N<sub>2</sub>-Gasgemisch.

Zunächst wurde ein vorgemischtes Gas aus 87 Vol. %  $\text{CH}_4$  und 13 Vol. %  $\text{N}_2$  verwendet. Die damit erzielte Laserleistung ist in Abbildung 16 als Funktion des Entladungsgasdruckes aufgetragen. Kurvenparameter ist die Entladungsstromstärke. Bei verschiedenen Autoren /14, 18, 19/ finden sich ähnliche Kurven. Charakteristisch ist das ausgeprägte Leistungsmaximum. Es verschiebt sich mit zunehmender Stromstärke zu höheren Drücken. Die Streuung der Messwerte (etwa 10 %) ist zum Teil auf schlechte Dosierventile zurückzuführen.

Bei einem Druck von 0,55 Torr und einer Entladungsstromstärke von 1,2 A wurde dem  $\text{CH}_4$ - $\text{N}_2$ -Gemisch (87/13) durch ein zweites Dosierventil weiterer  $\text{N}_2$  beigemischt. Abbildung 17 zeigt die Laserleistung als Funktion des Gesamtdruckes. Bis 0,65 Torr Gesamtdruck erhöht sich die Laserleistung noch um 10 %. Bei diesem Druckwert und 1,2 A wurde auch mit dem Standardgemisch die höchste Laserleistung erzielt. Weitere  $\text{N}_2$ -Zugabe verringert die Laserleistung. Der Verlauf der Druckabhängigkeit ist in der Abbildung 16 ähnlich. Qualitativ ergibt sich daraus, dass Änderungen des Verhältnisses  $\text{CH}_4$  zu  $\text{N}_2$  in einem weiten Bereich nicht bedeutungsvoll sind.

## 6.2 Methan-Stickstoff-Helium-Gasgemisch

Verschiedene Autoren /13, 16, 20/ beobachteten eine Steigerung der Laserleistung, wenn dem Entladungsgas He beigemischt wurde. Um den Einfluss von He auf die Laserleistung abzugrenzen, wurden mehrere Versuche durchgeführt.

Ausgehend von einem  $\text{CH}_4$ - $\text{N}_2$ -Gasgemisch (87/13) bei 0,55 Torr Gesamtdruck aus dem mit 1 A Entladungsstromstärke die grösste Laserleistung ausgekoppelt werden konnte, erbrachte He-Zugabe in dem ausgemessenen Bereich ( $0,55 \text{ Torr} < p_{\text{total}} < 0,8 \text{ Torr}$ ) keine Leistungsänderung. Die Messwerte wurden ebenfalls in Abbildung 17 eingezeichnet. Auf den ersten Blick scheint diese Beobachtung im Widerspruch zu den Berichten von Flesher und Muller /20/ zu stehen.

Daraufhin wurde einem  $\text{CH}_4$ - $\text{N}_2$ -Gasgemisch, dessen Partialdruck 0,35 Torr betrug, He beigemischt. Bis 0,6 Torr Gesamtdruck stieg mit dem Druck die Gesamtleistung um einen Faktor 2. Das Leistungsmaximum liegt etwa bei demselben Gesamtdruck wie für eine reine  $\text{CH}_4$ - $\text{N}_2$ -Gasmischung (Abb.17).

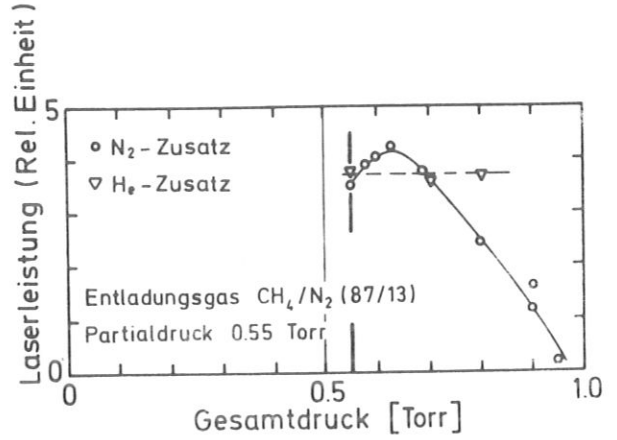
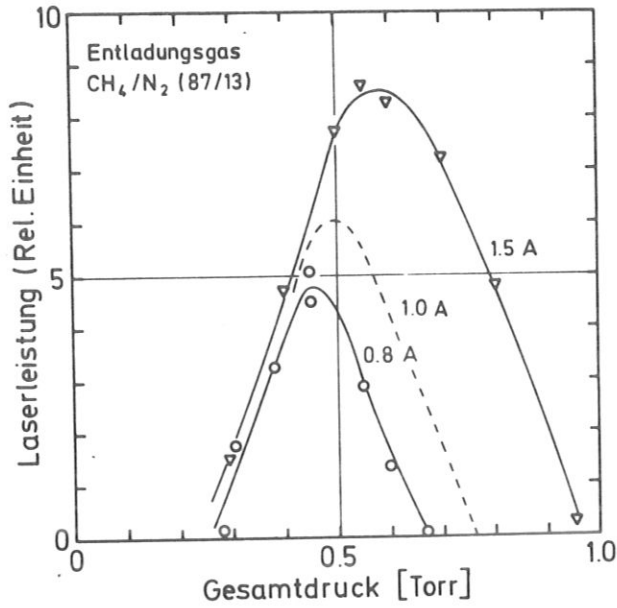


Abb. 16 Laserleistung aus einem  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Gasgemisch als Funktion des Gesamtdrucks

Abb. 17 Veränderung der Laserleistung durch Erhöhung des  $\text{N}_2$ - bzw.  $\text{He}$ -Anteils eines  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Gasgemisches (87/13), dessen Potentialdruck von 0,55 Torr konstant gehalten wurde.

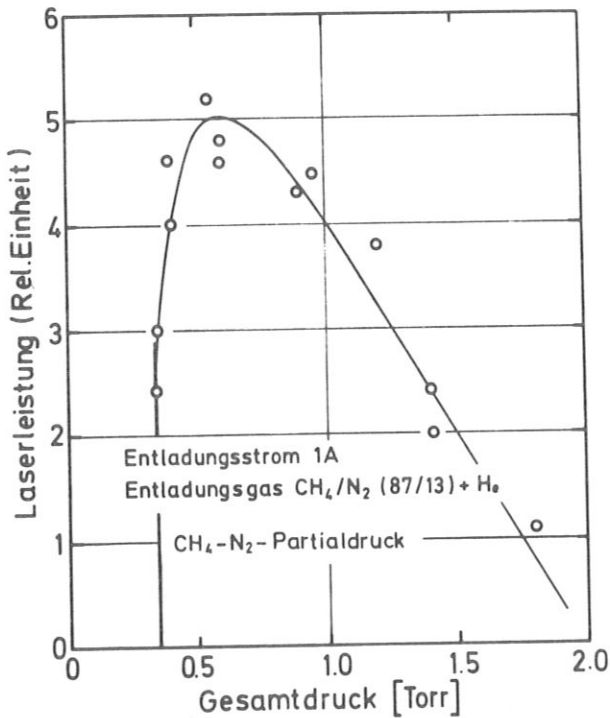


Abb. 18 Veränderung der Laserleistung durch Beimengung von  $\text{He}$  zu einem  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Gasgemisch (87/13), dessen Partialdruck von 0,35 Torr konstant gehalten wurde.

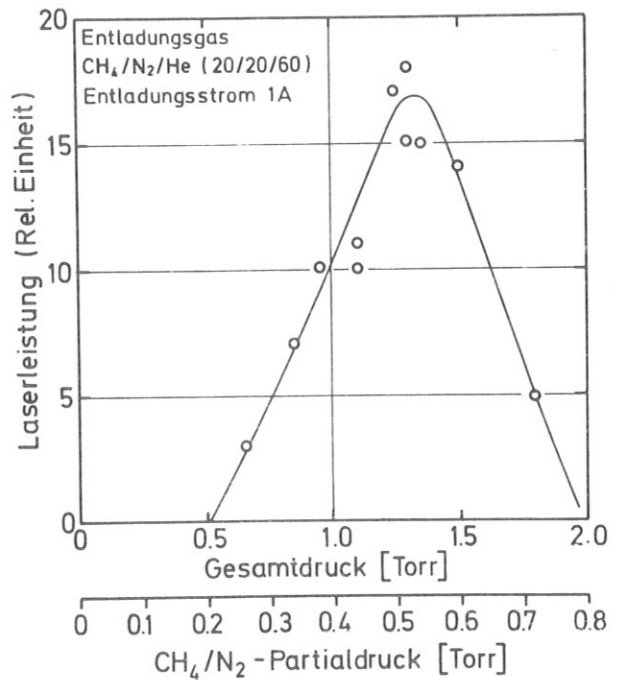


Abb. 19 Laserleistung abhängig vom Gesamtdruck eines  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Gasgemisches konstanten Mischungsverhältnisses.

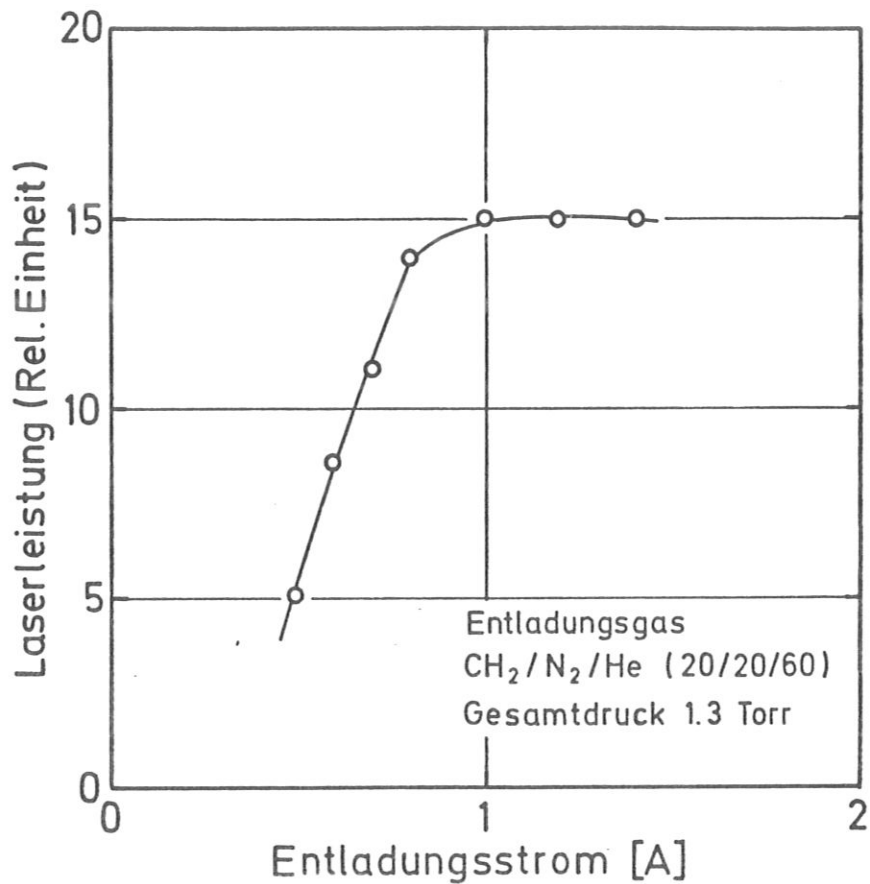


Abb. 20 Laserleistung abhängig von der Entladungsstromstärke in einem CH<sub>4</sub>-N<sub>2</sub>-He-Gasgemisch

Bei weiterer Druckerhöhung durch He-Zugabe verringerte sich die Laserleistung. Das Lasersignal erlosch bei einem Gesamtdruck knapp unter 2,0 Torr.

Schliesslich wurde an einem Gasgemisch, bestehend aus 20 %  $\text{CH}_4$ , 20 %  $\text{N}_2$  und 60 % He, ähnlich dem von Pollack et al. /16/, die Druckabhängigkeit (Abbildung 19) und dann für den günstigsten Druck die Stromabhängigkeit (Abbildung 20) der Laserleistung gemessen. Es ergab sich, dass der Partialdruckbereich des  $\text{CH}_4$ - $\text{N}_2$ -Gemisches, in dem Laserleistung gemessen wurde, ziemlich genau mit dem unter 6.1 angegebenen übereinstimmt. Auch das Leistungsmaximum lag für 1 A Entladungsstrom wieder bei einem  $\text{CH}_4$ - $\text{N}_2$ -Partialdruck von 0,55 Torr.

Um den Einfluss des He auf die Laserleistung besser übersehen zu können, wurden die drei oben beschriebenen Messungen und die Messung aus Abschnitt 6.1 in Abbildung 21 zusammengefasst. Auf der Abszisse ist der

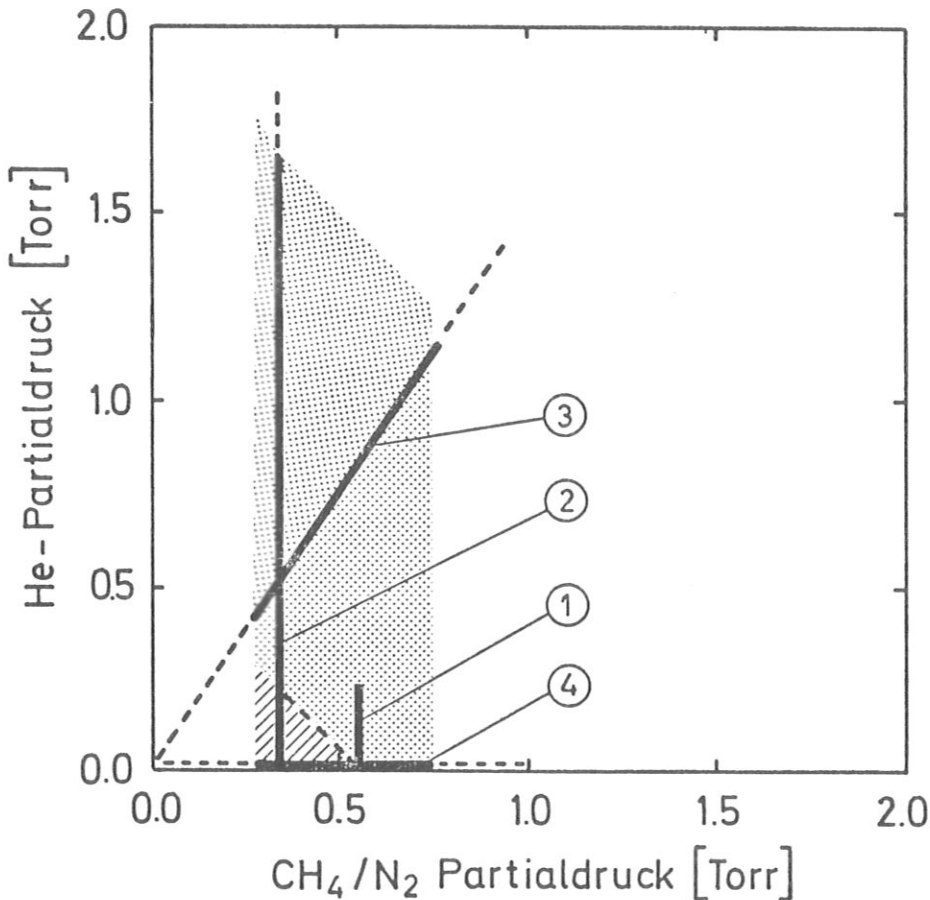


Abb. 21 Arbeitsdruckbereich des Zyanlasers in einem trimeren Gasgemisch von  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2$  und He:  
 ① Messung gemäss Abb. 17, ② Messung gemäss Abb. 18, ③ Messung gemäss Abb. 19, ④ Messung gemäss Abb. 16.

$\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Partialdruck, auf der Ordinate der He-Partialdruck aufgetragen. Längs der kräftig gezeichneten Linien wurden die diversen Laserleistungsmessungen durchgeführt. Längs der gestrichelten Fortsetzung der Linien konnte keine Laserleistung beobachtet werden.

Aufgrund der angegebenen experimentellen Ergebnisse kann man zu einer Vorstellung bezüglich des nutzbaren Druckbereiches, in dem der Zyanlaser bei 1 A Entladungsstrom arbeitet, kommen. Die Begrenzung dieses Arbeitsbereiches (in Abb. 21 gerastert) durch Ordinatenparallelen entspricht der Tatsache, dass im wesentlichen der  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Partialdruck für die Laserleistung wichtig ist. Das Maximum der Laserleistung liegt auf der Ordinatenparallele  $P_{\text{CH}_4\text{-N}_2} = 0,55$  Torr. Über 2,0 Torr Gesamtdruck wurde keine Laserleistung mehr gemessen. Diese Beobachtung ergibt die  $45^\circ$  Abgrenzung des Arbeitsbereiches. In einem kleinen Teilgebiet (in Abb. 21 schraffiert) des Arbeitsbereiches bringt He-Zugabe einen Leistungsgewinn. Für den grossen Rest des Arbeitsbereiches bedeutet He-Zugabe Leistungserniedrigung oder bestenfalls keine Veränderung der Laserleistung. Zur Vervollständigung des Bildes sind weitere Experimente erforderlich.

7. BESTIMMUNG DER AUSGEKOPPELTEN LASERLEISTUNG

Die höchste Leistung wurde mit einem Laser erzielt, dessen Resonator aus zwei Stahlspiegeln von je 4 m Brennweite in einem Abstand von 3,9 m bestand. Das Auskopplungsloch hatte 15 mm Durchmesser. Die ausgekoppelte Leistung wurde sowohl mit einer Golay-Zelle als auch einem Bolometer gemessen. Die Laserleistung P ergibt sich aus den Messungen mit der Golay-Zelle (Messanordnung Abb. 7) aus folgender Beziehung:

$$P = \frac{U \cdot V}{e \cdot T \cdot T_L \cdot T_S} \quad (6)$$

Darin bedeuten:

U die Signalspannung gemessen von Spitze zu Spitze am Ausgang der Golay-Zelle

e die Empfindlichkeit der Golay-Zelle =  $1,58 \cdot 10^5$  Volt/Watt

V das Verhältnis des Laserstrahlquerschnitts zur Detektorfläche unter Berücksichtigung des Strahlprofils (näherungsweise Gaußkurve) = 15,6

T die Transmission des Strahlschwächers =  $4 \cdot 10^{-3}$

$T_L$  die Transmission des Laserfensters = 0,85

$T_S$  die Transmission der Abschirmkappe = 0,5

Zur Strahlquerschnittsbestimmung konnten Modulator und Golay-Zelle gleichzeitig quer zum Strahlquerschnitt verschoben werden. Es konnte die Rotationssymmetrie des Laserstrahls geprüft werden. Abbildung 22 zeigt ein Strahlprofil, das in 31 cm Abstand vom Auskoppelspiegel aufgenommen wurde <sup>+)</sup> . Die ausgezogene Kurve ist eine im Maximum und auf Halbwertsbreite angepasste Gaußkurve.

Um die Zuverlässigkeit der Ergebnisse, die mit dem Golay-Detektor gewonnen worden waren, zu prüfen, wurde die Laserleistung mit einem geeichten Bolometer gemessen. Eine Teflonlinse fokussierte den Laserstrahl auf die Bolometerfläche. Zur Berechnung der Leistung wurde angenommen, dass der Laserstrahl im Fokus vollständig vom Bolometer erfasst wurde. Die Laserleistung errechnet sich dann aus folgender Beziehung:

<sup>+)</sup>  Aus zwei Profilen in 31 cm und 60 cm Abstand vom Auskoppelloch wurde der Öffnungswinkel des Laserstrahls zu  $1,5^\circ$  bestimmt. Aus der Theorie der Beugung einer ebenen Welle an einem Loch (Lochdurchmesser 15 mm) ergibt sich für  $\lambda = 337 \mu$  in guter Übereinstimmung ein Winkel von  $1,56^\circ$ .

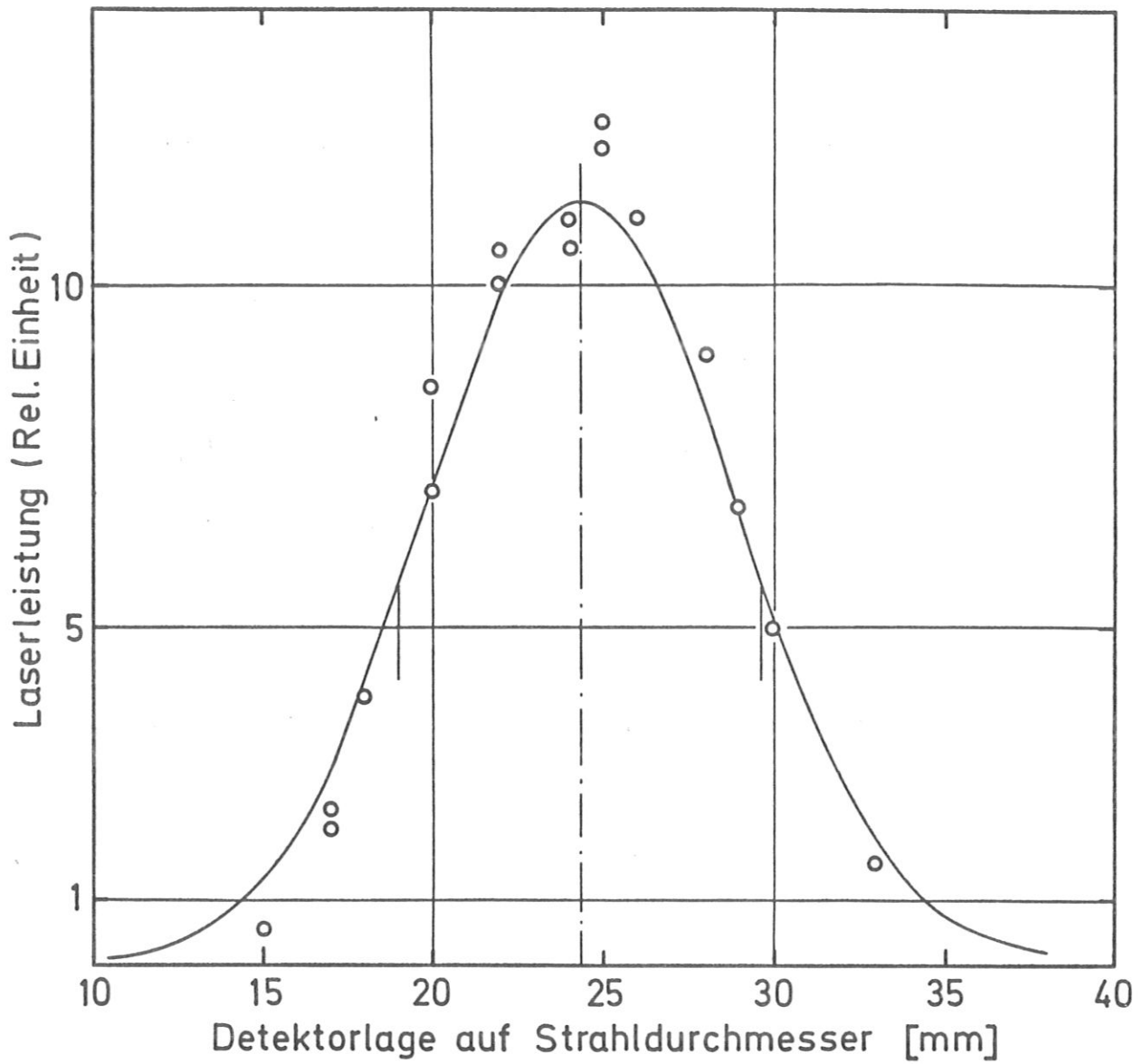


Abb. 22 Leistungsprofil des Laserstrahls in 30 cm Abstand vom Auskoppelspiegel



$$P = \frac{U \cdot l \cdot F}{e \cdot V \cdot T_T \cdot T_L} \quad (7)$$

Darin bedeuten:

U die verstärkte Signalspannung des Bolometers

l die Eichleistung pro Fläche = 2,26 mW/cm<sup>2</sup>

e das Eichsignal des Bolometers = 58 μV

F die empfindliche Fläche des Bolometers = 0,09 cm<sup>2</sup>

V den Verstärkungsfaktor des Bolometerverstärkers = 44,3

T<sub>T</sub> die Transmission der Teflonlinse = 0,2

T<sub>L</sub> die Transmission des Laserfensters = 0,85

Mit beiden Detektoren wurde die Laserleistung unter gleichen Entladungsbedingungen unmittelbar nacheinander gemessen. Als Entladungsgas wurde dabei ein Gemisch aus 87 % Methan und 13 % Stickstoff verwendet. Der Totaldruck betrug 0,62 Torr und der Entladungsstrom wurde auf 1 Amp. eingestellt. In Tabelle 3 sind die Detektorsignale U und die daraus berechneten ausgekoppelten Leistungen P aus zwei verschiedenen Messungen aufgeführt.

Golay-Zelle		Bolometer	
U [mV]	P [mW]	U [mV]	P [mW]
150	85	110	51
100	58	130	60

Tabelle 3

Berücksichtigt man die Streuung der Messwerte, dann ergibt Tabelle 3 folgendes: Unter optimalen Bedingungen wurden aus dem Zyanlaser zwischen 50 und 100 mW Laserleistung ausgekoppelt.

## 8. ZUSAMMENFASSUNG

Es zeigte sich, dass Schwankungen der ausgekoppelten Laserleistung des Zyanlasers mit Entladungsstörungen verknüpft sind. Eine Mo-Stift-Anode und eine wassergekühlte Hohlkathode aus Stahl sind vorteilhafte Elektroden für eine weitgehend störungsfreie Entladung in einem  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Gasgemisch. Zur vollständigen Unterdrückung der Entladungsstörungen müssen die metallischen Laserköpfe potentialfrei und der Gasstrom auf  $0,5 \text{ Torr } \ell\text{s}^{-1}$  gedrosselt sein.

Für das trimere Gasgemisch aus  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2$  und He wurde der Druckbereich ermittelt, in dem der Zyanlaser kontinuierlich auf der Wellenlänge  $\lambda = 337 \mu$  arbeitet. Es wurde eine Laserleistung zwischen 50 mW und 100 mW gemessen. Die Laserleistung driftete während einer halben Stunde um weniger als 10 % bei nicht stabilisiertem Resonator. Das überlagerte Rauschen, gemessen mit einer Golay-Zelle (Zeitauflösung 0,1 s), lag unter 5 % vom Messwert.

Mit diesem Zyanlaser sollten Elektronendichte und Elektronenstossfrequenz eines MHD-Verbrennungsplasmas mit einer Zeitauflösung von 1 ms messbar sein. Dabei können Elektronendichten der Größenordnung  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  interferometrisch mindestens auf 10 % und Elektronenstossfrequenzen von  $5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$  besser als auf 30 % genau bestimmt werden.

9. LITERATUR

- 1 R. Bünde, H. Muntenbruch, J. Raeder, G. Zankl, G.P. Hanselmann, R. Zeller und R. Wienecke: 5th Int. Conf. on MHD Power Generation Vol. I, 229 - 242 (1971)
- 2 F. Keilmann: IPP-Bericht 3/98 (1969)
- 3 J. Raeder: BMBW-Bericht FB K 70-29
- 4 R. Turner und T.O. Poehler: Phys. Fluids 13, 1072 - 1079 (1970)
- 5 G. Zankl: Unveröffentlichte Messungen
- 6 J.B. Dicks, Y.C.L. Wu, L.W. Crawford, J.K. Koester, J.W. Muehlhauser, L. Edwards, P. Chang und J.W. Stephens: 11th Symp. on Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics, Pasadena, Calif. 1970, p.
- 7 H. Burroughs, E. Pyatt und H.A. Gebbie: Nature 212, 387 (1966)
- 8 H.P. Broida, K.M. Evenson und T.T. Kikuchi: J. Appl. Phys. 36, 3355 (1965)
- 9 O.M. Stafsudd und Y.C. Yeh: IEEE J. QE-5, 337 - 380 (1969)
- 10 T. Li: Bell System Techn. J. 44, 917 - 932 (1965)
- 11 H. Steffen, J.F. Moser und F. Kneubühl: J. Appl. Phys. 38, 3410 - 3411 (1967)
- 12 E.J. Becklacke und M.A. Smith: The Radio and Electronic Engineer 39, 161 - 166 (1970)
- 13 J.P. Kotthaus: Appl. Optics 7, 2422 (1968)  
Diplomarbeit T.H. München 1968
- 14 J.N. Olsen: Rev. Sci. Instr. 42, 104 - 106 (1971)
- 15 S.F. Dyubko, V.A. Svich, B.I. Polovoi und R.A. Valitov: Instr. Exp. Techn. 215 - 217 (1970)

- 16 R.T. Ulrich, T.J. Bridges und M.A. Pollack: Appl. Optics 9,  
2511 - 2516 (1970)
- 17 H.J. Steffen und F. Kneubühl: IEEE J. QE-4, 992 - 1008 (1968)
- 18 S.F. Dyubko, V.A. Svich und R.A. Valitov: Tekh. Fiz. 39,  
1135 - 1140 (1969)
- 19 O.M. Stafsud, F.A. Haak und K. Radisavljevic: IEEE J. QE-3,  
618 - 620 (1967)
- 20 W.M. Muller und G.T. Flesher: Appl. Phys. Letters 10, 93 - 94 (1967)