

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Aufbau und Betrieb eines HCN-Lasers
für Streuung an Wellen in stationären Plasmen

An HCN Laser Source for Coherent
Scattering from Waves in Stationary Plasmas

O. Gehre

IPP IV/39

Juli 1972

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

ABSTRACT

Coherent scattering from plasma waves is a useful tool for diagnostics in experiments on plasma confinement and heating. In the density range $10^{11} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and for temperatures of some eV to 1 keV which includes today's Stellarator and Tokomak-type plasmas a source in the far infrared is necessary. The 337μ line of the HCN laser with a CW power around 100 mW is found to be usable if a high-sensitive whisker detector in a heterodyne mode of operation is used for the detection of the scattered light. The construction and working of an HCN laser intended for a scattering experiment are described.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG UND ZIELSETZUNG	1
2. EIGNUNG DES HCN-LASERS FÜR EIN STREUEXPERIMENT	2
3. SIGNAL-RAUSCHVERHÄLTNISSE BEI HCN-LASERSTREUUNG	8
4. PHYSIK DES HCN-LASERS	11
5. EXPERIMENTELLER AUFBAU DES LASERS	14
5.1. Resonator und Entladungsgefäß	14
5.2. Vakuumsystem	17
5.3. Elektrische Anregung	18
6. LASERLEISTUNG UND ENTLADUNGSFORM ALS FUNKTION DER ENTLADUNGSPARAMETER	21
LITERATUR	27

1. EINLEITUNG UND ZIELSETZUNG

Bei der Untersuchung quasistationärer Fusionsplasmen in verschiedenen Einschliessungskonfigurationen hat sich gezeigt, dass Einschusszeit und erreichbare Temperatur des Plasmas durch das Auftreten einer Vielzahl von Instabilitäten begrenzt werden. Für das Verständnis dieser Phänomene ist die Kenntnis der im Plasma auftretenden Wellenvorgänge wesentlich, aus denen sich bei instabilem Anwachsen die beobachteten Verlustmechanismen entwickeln. Für die Aufheizung von Plasmen wird neben Ohmscher Heizung in zunehmendem Masse die Heizung mit Wellen interessant, wobei durch gezielte Anregung und Absorption bestimmter Wellentypen im Plasma eine Temperaturerhöhung der Elektronen und Ionen erreicht wird. Auch dabei ist eine genaue Kenntnis der im Plasma auftretenden Wellen für die Entwicklung effektiver Heizmechanismen von Bedeutung.

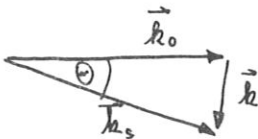
Die kollektive Streuung elektromagnetischer Wellen bietet sich als praktisch störungsfreie Messmethode für solche Untersuchungen an, da dabei die spektrale Verteilung des Streulichts direkt das \vec{k} -Spektrum im Streuvolumen vorhandener Wellen wiedergibt. Legt man Dichten $n_e = 10^{11} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und Temperaturen $T_e = 10 \text{ eV} - 1 \text{ keV}$ zugrunde, was den Bereich heutiger Plasmen vom Stellarator- oder Tokomaktyp einschliesst, so ist für experimentell sinnvolle Streuwinkel eine Streuquelle im fernen Infrarot notwendig. Der HCN-Laser mit seiner stärksten Linie bei 337μ ist die einzig mögliche Quelle in diesem Gebiet mit einer Ausgangsleistung von maximal einigen hundert Milliwatt im Dauerstrich. Die bei Streuexperimenten im Sichtbaren und nahen Infrarot notwendigen Leistungen gepulster Laser liegen sehr viel höher (Megawatt-Bereich), was Streuung mit einer derart schwachen Quelle aussichtslos erscheinen lässt. Es sind jedoch eine Reihe Experimente über Mikrowellenstreuung an Plasmawellen bekannt /1,2,3/, bei welchen mit Leistungen im Milliwattbereich gute Ergebnisse erzielt wurden. Dabei ergaben sich für den Streuquerschnitt Vergrößerungsfaktoren bis zu 10^{10} über dem Thomsonquerschnitt (kohärente Streuung). Als Detektoren dienten dabei Mikrowellendiode, welche als heterodyne Mischer Empfindlichkeiten bis 10^{-19} W/Hz er-

reichen, wobei die möglichen Signalbandbreiten wesentlich über denen der bei kurzen Wellenlängen verwendeten Quantendetektoren liegen. Ähnliche Detektoren für den Submillimeter- und Infrarotbereich wurden in letzter Zeit entwickelt und erfolgreich für Absolutmessungen der Frequenz verschiedener Laser verwendet /4,5/. Über die Entwicklung dieser sogen. "Whiskerdetektoren" im Institut sowie Experimente zur heterodynen Mischung wird gesondert berichtet. Berücksichtigt man die zu erwartende Vergrößerung des Streuquerschnitts bei kohärenter Streuung an Plasmawellen, so sollte mit der 337 μ -Linie des HCN-Lasers (100 mW CW) ein Streuexperiment möglich sein, wenn ein solcher Detektor für ein heterodynes Überlagerungsverfahren zum Empfang der Streustrahlung verwendet wird.

2. EIGNUNG DES HCN-LASERS FÜR EIN STREUEXPERIMENT

Die Theorie zur Streuung am Plasma und die Ableitung des üblicherweise verwendeten Streuparameters α , welcher den Zusammenhang zwischen Wellenvektor der eingestrahnten und gestreuten Welle sowie der Debyelänge angibt, ist in /6/ gegeben.

Für α ergibt sich



$$\alpha = \frac{1}{|(\vec{k}_s - \vec{k}_0)| \cdot L_D} \quad (1)$$

k_0 = Wellenvektor der eingestrahnten Welle, L_D = Debyelänge
 k_s = Wellenvektor der gestreuten Welle, θ = Streuwinkel

Für die gestreute Leistung gilt im Mittel (unabhängig von α):

$$N_s = N_0 \cdot \sigma_{th} \cdot n_e \cdot V \quad (2)$$

N_0 = eingestrahlte Leistung, σ_{th} = Thomsonquerschnitt = $0,664 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$
 N_s = gestreute Leistung, n_e = Elektronendichte, V = Streuvolumen

Durch α wird die Verteilung dieser Leistung auf das Streuspektrum bestimmt. Im Falle $\alpha \ll 1$ (Thomsonstreuung) erhält man eine verbreiterte Linie bei der Frequenz des eingestrahlteten Lichts, deren Form durch die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen innerhalb einer Debye-Kugel bestimmt wird.

Dem Fall der kollektiven Streuung, der bei Streuung an Wellen immer gegeben ist, entsprechen Werte von $\alpha \gg 1$. Dabei streuen die Elektronen innerhalb einer Debye-Kugel praktisch kohärent, die Form des Streuspektrums wird durch die Verteilung der grossräumigen Dichtefluktuationen (Abstand $> L_D$) im Plasma bestimmt. Es enthält in diesem Fall einen verbreiterten Peak bei der eingestrahlteten Frequenz, der von der Streuung an den innerhalb der Debye-Kugel an die Ionen gebundenen Elektronen stammt. Die Form des Zentralpeaks wird dabei durch die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen bestimmt. Symmetrisch zum Zentralpeak treten zusätzliche Linien auf, welche Dichtefluktuationen durch elektrostatische Elektronen- bzw. Ionenplasmawellen entsprechen. Ihr Abstand zur eingestrahlteten Frequenz ist für grosse α durch die Plasmafrequenz der Elektronen bzw. Ionen gegeben. Treten im Streuvolumen weitere Plasmawellen auf, so entsprechen diesen im Streuspektrum Linien, welche jeweils um die Frequenz $\omega = k \cdot v_{ph}$ gegenüber der eingestrahlteten Frequenz verschoben sind, wenn \vec{k} der Wellenvektor der Plasmawelle und v_{ph} die zugehörige Phasengeschwindigkeit ist.

Wird nun für $\alpha > 1$ durch Variation des Streuwinkels θ der Differenzvektor $\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_0$ so gewählt, dass er mit dem Wellenvektor einer Plasmawelle übereinstimmt, so addieren sich alle Teilwellen aus der Richtung von k (kohärente Streuung) zu einem Streusignal, dessen Leistung weit über der durch (2) gegebenen mittleren Streuleistung liegen kann. (Bei Mikrowellenstreuung ergaben sich Faktoren bis 10^{10}) Diese zusätzliche Leistung ist dabei in eine relativ schmale Linie mit der durch $\omega = k \cdot v_{ph}$ gegebenen Dopplerverschiebung konzentriert.

Abweichungen des Streuspektrums bei Berücksichtigung von Stößen, Magnetfeld, Drift, $T_e = T_i$ sind für den gesamten Bereich von α in

K O R R E K T U R

Seite 3, Zeile 18:

falsch: ... die Plasmafrequenz der Elektronen bzw. Ionen
gegeben.

richtig: ... die Plasmafrequenz der Elektronen bzw. die
ionenakustische Frequenz gegeben.

Seite 3, letzte Zeile:

falsch: $T_e = T_i$

richtig: $T_e \neq T_i$

/7/ beschrieben, ändern jedoch an der prinzipiellen Form des Streuspektrums bei kollektiver Streuung an Wellen nichts.

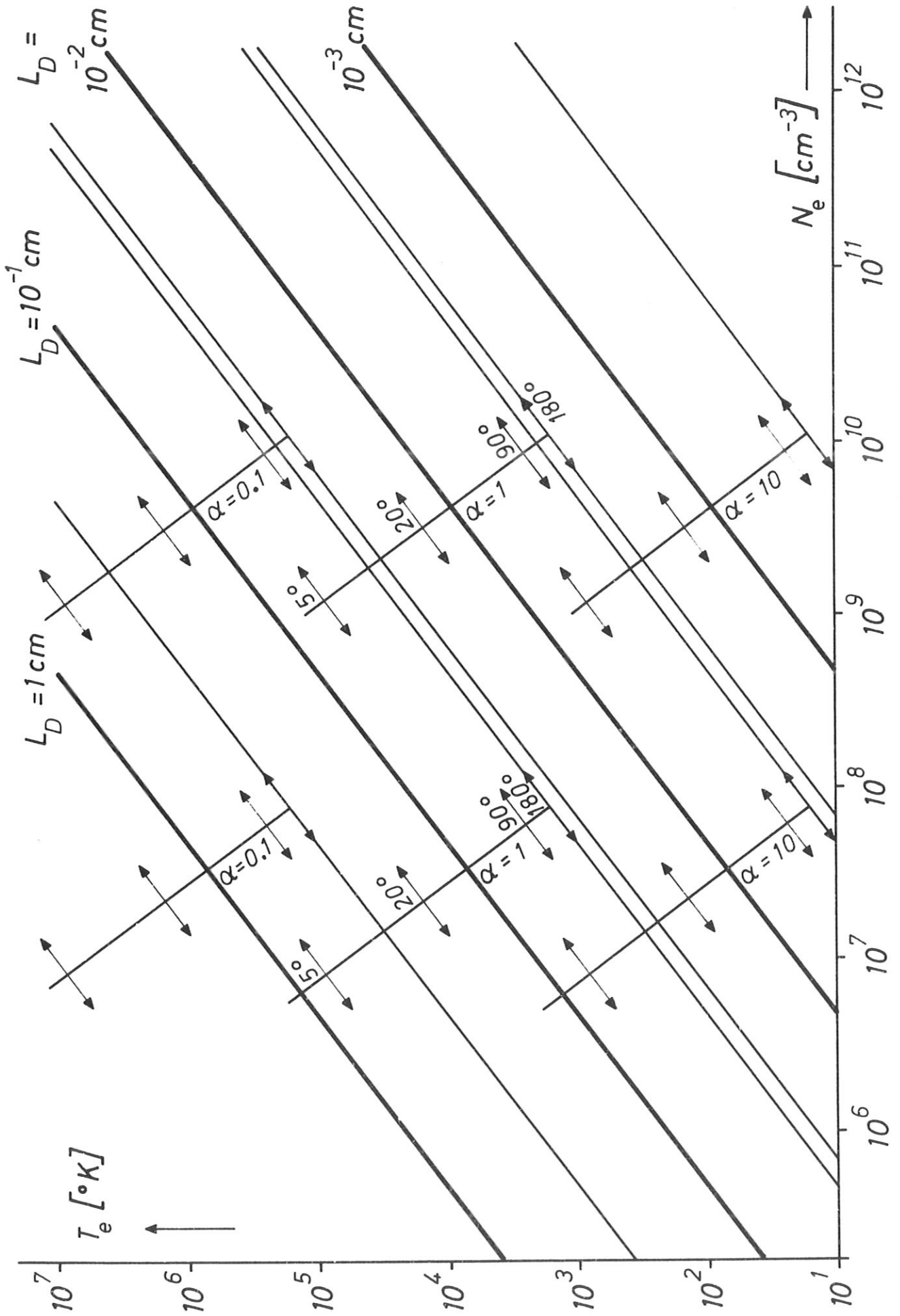
Da bei Laserstrahlung die Frequenzverschiebungen im Streuspektrum praktisch immer klein gegenüber der eingestrahltten Frequenz sind, lässt sich für $k = |\vec{k}_s - \vec{k}_0|$ angenähert schreiben:

$$k \approx 2k_0 \cdot \sin \frac{\theta}{2} \quad (3)$$

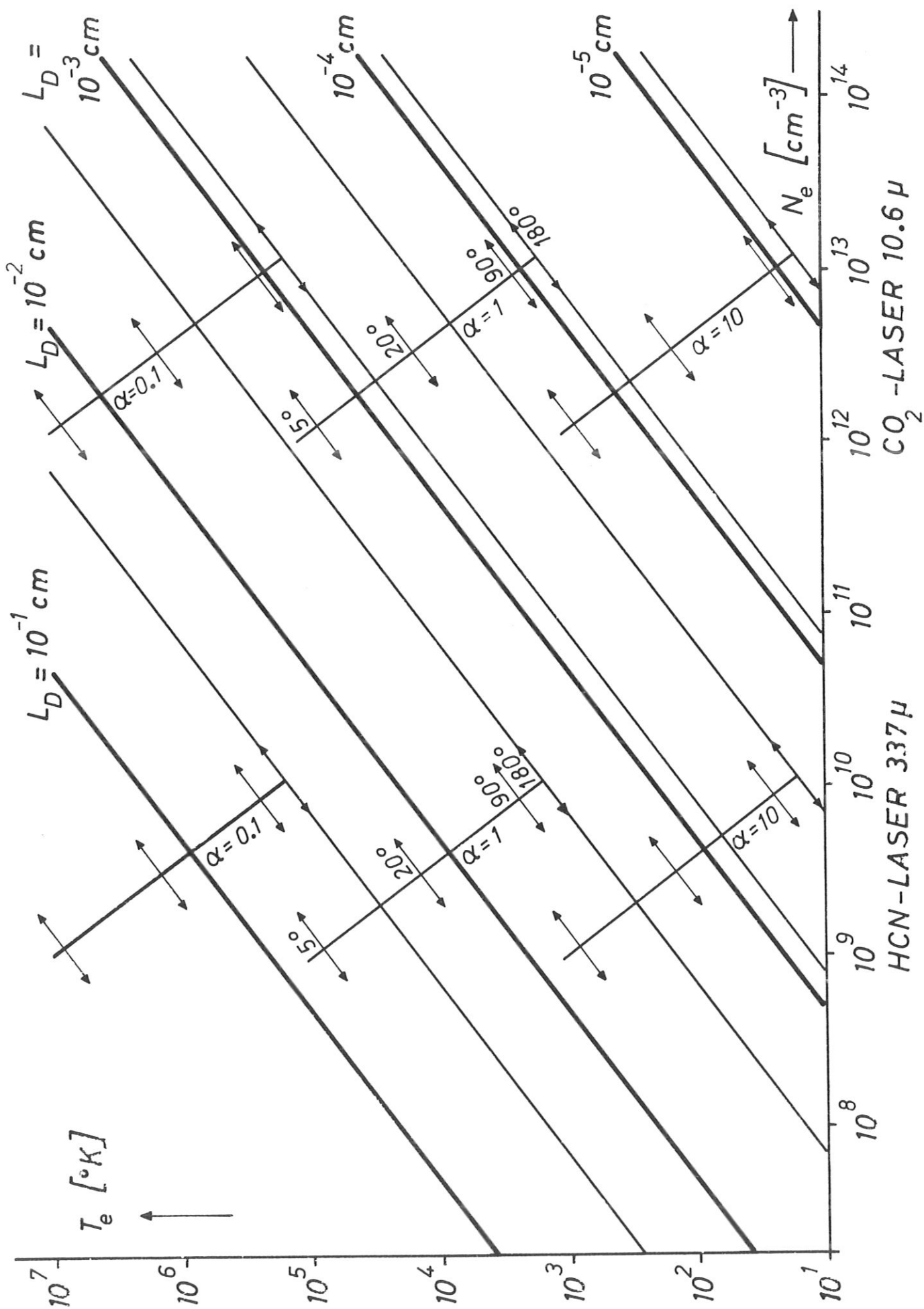
Man sieht aus dieser Näherung, dass die kürzestwelligen Plasmawellen, welche sich im Falle $\theta = 180^\circ$ (Rückwärtsstreuung) messen lassen, mindestens die Wellenlänge $\lambda_0/2$ haben müssen, wenn λ_0 die Wellenlänge des eingestrahltten Lichts ist. Mit Hilfe der Beziehung (3) lässt sich α ausdrücken als

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{L_D} \cdot \frac{1}{4\pi \cdot \sin \frac{\theta}{2}} \quad (4)$$

Zur raschen Übersicht über die Verhältnisse bei einem geplanten Streuexperiment sind die Beziehungen zwischen α , λ_0 , L_D und θ in den folgenden 2 Diagrammen graphisch dargestellt. Dabei sind als Abszisse bzw. Ordinate Elektronendichte N_e bzw. Elektronentemperatur T_e logarithmisch aufgetragen. Kurven gleicher Debyelänge stellen sich dabei als parallele Geraden dar. Für eine Streuquelle der Wellenlänge λ_0 wird der Bereich des Streuparameters α gewählt. In den Diagrammen sind für 3 mögliche Streuquellen, ein 4 mm-Klystron, die 337 μ -Linie des HCN-Lasers sowie die 10,6 μ -Linie des CO₂-Lasers jeweils die 3 Fälle $\alpha = 0,1; 1; 10$; dargestellt. Für jede Kombination von λ_0 und α lässt sich für einen bestimmten Streuwinkel θ ein Wert für L_D finden, der durch eine zu den Geraden $L_D = \text{const}$ parallele Gerade gekennzeichnet ist. Diese Geraden sind in den Diagrammen jeweils nur für die Werte $\theta = 180^\circ$ (Rückwärtsstreuung) durchgezeichnet, für die anderen Werte von θ wird ihr Verlauf nach beiden Seiten durch die gezeichneten Pfeile angedeutet. Auf den Geraden liegen alle möglichen Kombinationen von N_e und T_e für Plasmen, in denen Wellen bei einem vorgegebenen λ_0 , α und θ zu untersuchen sind. Nach hohen Dichten gilt als zusätzliche Begrenzung, dass die Frequenz der Streuquelle oberhalb der Plasmafrequenz liegen muss.



4 mm - KLYSTRON HCN-LASER 337 μ



Als Beispiel sei ein Plasma mit $N_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 20 \text{ eV}$ vorgegeben. Die cut-off-Frequenz in diesem Plasma liegt bei 9 GHz.

Mit dem 4 mm Klystron als Streuquelle lassen sich Wellen bis zu kleinsten Wellenlängen von 2 mm nachweisen, wobei $\alpha \geq 10$ sein muss. Dabei ergeben sich Streuwinkel nahe 180° . Wegen der schlechten Raumauflösung infolge des grossen Streuvolumens bei Rückwärtsstreuung wird dieser Streuwinkelbereich möglichst vermieden.

Die Verwendung des CO_2 -Lasers oder noch kurzwelligerer Laser zur Untersuchung von Wellen ist praktisch nicht möglich, da sich für Werte von $\alpha \geq 1$ Streuwinkel unter 5° ergeben würden, die zu grossen technischen Schwierigkeiten bei der Trennung von Primär- und Streulicht führen.

Der HCN-Laser ist dagegen als Streuquelle gut geeignet. Mit ihm sind im Bereich $\alpha = 2 - 10$ Streuwinkel zwischen 180° und 10° möglich, die minimale Wellenlänge der Plasmawellen kann bei 0,17 mm liegen, womit sich ein breites Spektrum von Wellen erfassen lässt.

Das Diagramm zeigt auch sofort, dass z. B. ein Plasma mit $N_e \approx 10^{11}$, $T_e \approx 1 \text{ eV}$ unter den gleichen Bedingungen untersucht werden könnte, da es auf der gleichen Geraden $L_D = \text{const}$ liegt.

3. SIGNAL-RAUSCHVERHÄLTNISSE BEI HCN-LASERSTREUUNG

Trotz der bei kohärenter Streuung möglichen Vergrößerung des Streusignals sind die absoluten Streuleistungen sehr klein. Streut man an dem in Punkt 2) gegebenen Plasma der Dichte $N_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und Temperatur $T_e = 20 \text{ eV}$, so erhält man bei einer eingestrahnten Leistung $N_0 = 100 \text{ mW}$ aus einem Streuvolumen von 1 cm^3 (Strahlquerschnitt 1 cm^2) nach (2) eine mittlere Streuleistung von $5,4 \cdot 10^{-14} \text{ W}$. Bei einem Öffnungswinkel der Detektoroptik von $0,1 \text{ sterad}$ misst man davon $4,3 \cdot 10^{-16} \text{ W}$. Diese Leistung verteilt sich auf das unter Punkt 2) für kollektive Streuung beschriebene Spektrum. Bei kohärenter Streuung an Wellen kann sich dieser Wert um viele Größenordnungen vergrößern und man erhält das für kohärente Streuung typische Spektrum. Die eingestrahnte Laserleistung verteilt sich dabei auf eine Linienbreite, welche durch die von der Auskopplung abhängige Güte des Laserresonators bestimmt wird. Für maximale Ausgangsleistung ergeben sich für Laser mit einigen Metern Länge Halbwertsbreiten in der Gegend von 100 kHz , bei kleinen Auskopplungen lässt sich nach /8/ durch aktive Stabilisierung eine zusätzliche Einengung der Laserlinie erreichen.

Die den Empfang des Streusignals begrenzenden Faktoren sind die absolute Detektorempfindlichkeit (bei 337μ im wesentlichen bestimmt durch das thermische Eigenrauschen des Detektors), sowie zusätzliche Rauschquellen durch Strahlung der Wände und Fenster und das Plasma-eigenleuchten. Die Verhältnisse für ein Streuexperiment unter den oben erwähnten Bedingungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Streuquelle	CW-HCN Laser 100 mw	Puls-HCN-Laser 1 kw	Vergrößerungsfaktor durch kohärente Streuung
Streuleistung zum Detektor	$4,3 \cdot 10^{-16} \text{ W}$	$4,3 \cdot 10^{-12} \text{ W}$	$\times 10^4$
Wand-Fenster Rauschen	$2,4 \cdot 10^{-17} \frac{\text{W}}{\text{HZ}}$		
Plasmaeigenleuchten	$4,8 \cdot 10^{-19} \frac{\text{W}}{\text{HZ}}$		
notwendige Detektorempfindlichkeit (Bandbreite 100 KHZ)	$4,3 \cdot 10^{-21} \frac{\text{W}}{\text{HZ}}$	$4,3 \cdot 10^{-17} \frac{\text{W}}{\text{HZ}}$	$\times 10^4$
Signal-Rausch Verhältnis	$\sim 2 \cdot 10^{-4}$	~ 2	$\times 10^4$

TABELLE 1

Signal-Rausch-Verhältnis bei HCN-Laserstreuung

Der Pulslaser wurde neben dem in diesem Bericht beschriebenen Dauerstrichlaser als Streuquelle in die Tabelle aufgenommen, da er die stärkste beim gegenwärtigen Stand der Laserentwicklung mögliche Quelle bei 337μ darstellt /14/.

Das Wand-Fenster-Rauschen lässt sich im fernen Infrarot nach Rayleigh-Jeans berechnen. Man erhält:

$$N(\lambda, T) = 8,28 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{T}{\lambda^2 \cdot c} \left[\frac{W}{\text{cm}^2 \cdot \text{Strahl} \cdot \text{Hz}} \right]$$

Die Werte in der Tabelle gelten für eine Wandtemperatur $T = 1000 \text{ }^\circ\text{K}$ und Schwarzkörperstrahlung (Absorptionskoeffizient = 1), $\lambda =$ Wellenlänge [cm], $c =$ Lichtgeschwindigkeit [cm/sec]. Bei Kühlung der Wand und nichtschwarzer Strahlung sollten sich kleinere Werte erreichen lassen. Das Eigenleuchten des Plasmas spielt im betrachteten Dichte- und Temperaturbereich nur eine untergeordnete Rolle, da dabei die Laserfrequenz immer weit über der Plasmafrequenz liegt und das Plasma als optisch dünn zu betrachten ist. Nach /9/ kann man einen Absorptionskoeffizient von $< 10^{-4}$ erwarten, so dass man um ein bis zwei Zehnerpotenzen unter dem Wandrauschen bleibt. Rechnet man mit Strahlungserzeugung durch Bremsstrahlung so liegt das Plasmarauschen noch einige Zehnerpotenzen niedriger.

Die notwendigen Detektorempfindlichkeiten sind für eine Bandbreite des kohärenten Streusignals von 100 kHz angegeben, worauf auch die bei Ermittlung des Signal-Rausch-Verhältnisses verwendeten Rauschleistungen der Wand und des Plasmas bezogen sind. Der Verstärkungsfaktor von 10^4 bei kohärenter Streuung ist ein mittlerer Wert, der nach Mikrowellenstreuungsmessungen realistisch ist.

Die mögliche Empfindlichkeit für einen Detektor ist bei 337μ durch das thermische Eigenrauschen bestimmt. Man erhält für einen idealen Detektor bei Zimmertemperatur $kT \approx 10^{-21} \text{ W/Hz}$. Der von Wharton für einen Whiskerdetektor bei heterodyner Mischung angegebene Wert von 10^{-18} W/Hz erscheint, von den erreichten Empfindlichkeiten im Millimeterwellenbereich (10^{-19} W/Hz) her extrapoliert, möglich. Voraussetzung für die Ausnutzung der vollen Empfindlichkeit ist die Verwendung eines rauscharmen Verstärkers bei der Mischfrequenz, der unter Zimmertemperatur gekühlt sein muss. Die Entwicklung eines solchen Empfangssystems ist im Gange.

Die Tabelle zeigt, dass ein Streuexperiment an Wellen sowohl mit einem Dauerstrichlaser wie mit einem Puls laser höherer Leistung durchführbar ist, wobei im zweiten Fall die Detektorempfindlichkeit kleiner sein kann und das Signal-Rausch-Verhältnis besser wird. Dem gegenüber ist die Weiterverarbeitung des Signals bei Dauerbetrieb einfacher, wobei sich durch zeitliche Integration auch noch Signale weit unter dem Rauschen erkennen lassen. Die Integrationszeit wird dabei nur durch die Stabilität des Plasmas begrenzt.

4. PHYSIK DES HCN-LASERS

Um Laseremission im fernen Infrarot zu bekommen, müssen die Energieniveaus, zwischen denen der Laserübergang stattfindet, energetisch sehr eng benachbart liegen. Dies ist bei einer Reihe mehratomiger Moleküle der Fall, für die die möglichen Laserübergänge in /10/ zusammengestellt sind. Bedeutung haben bis heute jedoch nur der H_2O -Laser im Pulsbetrieb und der HCN-Laser erlangt, wobei letzterer als einziger 2 Linien, bei $311/\mu$ und $337/\mu$ emittiert, deren Verstärkungsfaktor für Dauerstrichbetrieb ausreicht. Der Laserübergang findet dabei zwischen benachbarten Vibrationsniveaus statt, welche zusätzliche Rotationsaufspaltung aufweisen, wodurch Übergänge mit den benötigten kleinen Energiedifferenzen möglich werden. Ein Ausschnitt aus dem Niveauschema des HCN-Moleküls ist in Bild 3 dargestellt. Eine ausführliche Theorie ist in /10/ gegeben.

Die Erzeugung der aktiven Moleküle und die Besetzungsinversion geschehen in einer Gasentladung, welche in einem Gemisch aus Methan und Stickstoff brennt. Aus den Komponenten der beiden Gase baut sich das HCN-Molekül auf und wird über Stossprozesse in die verschiedenen Vibrations-Rotations-Niveaus angeregt, von denen die möglichen Laserübergänge ausgehen. Das obere Laserniveau der $337/\mu$ -Linie ist dabei relativ langlebig, so dass sich eine genügende Inversion aufbauen kann, die kontinuierlichen Laserbetrieb gestattet.

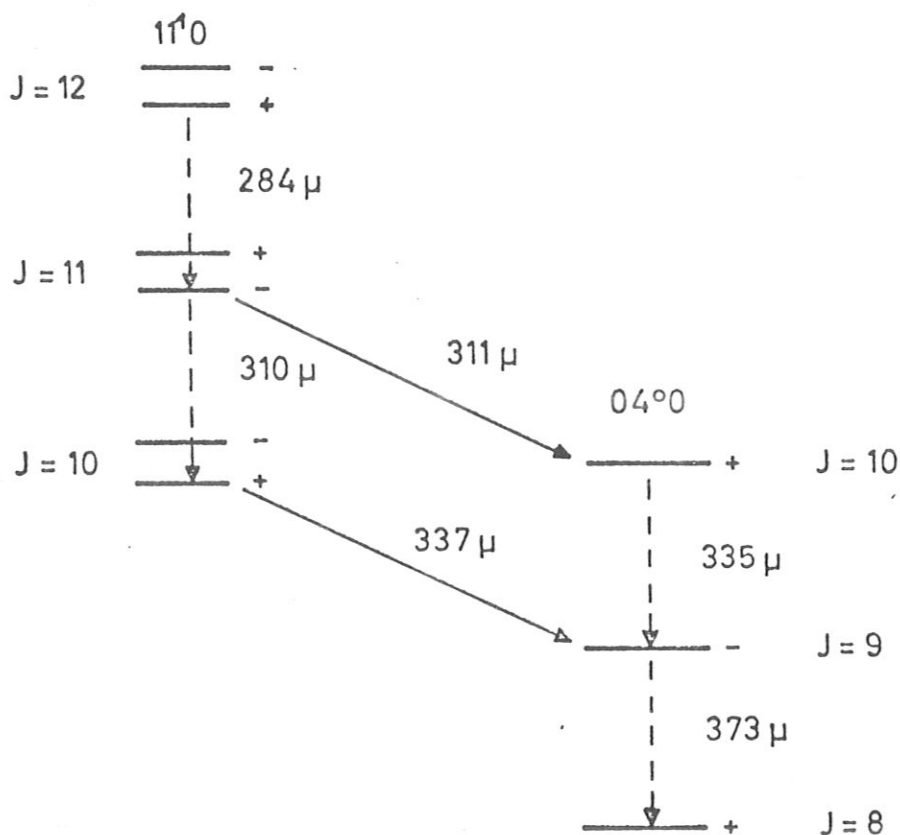


Bild 3

Ausschnitt aus dem Niveauschema des HCN-Moleküls

Durch die geringe Verstärkung des aktiven Mediums ist für eine genügende Ausgangsleistung eine Resonatorlänge von einigen Metern notwendig. Nach der Theorie offener Resonatoren, wie sie im Sichtbaren und nahen Infrarot gültig ist, würde dies für einen Resonator mit kleinen Beugungsverlusten an den Spiegelrändern im langwelligen Infrarot zu grossen Spiegeldurchmessern führen. Die aus technischen Gründen verwendeten Resonatoren sollten aufgrund dieser Verluste nicht anschwingen. Daß damit trotzdem Laserbetrieb möglich ist, zeigt,

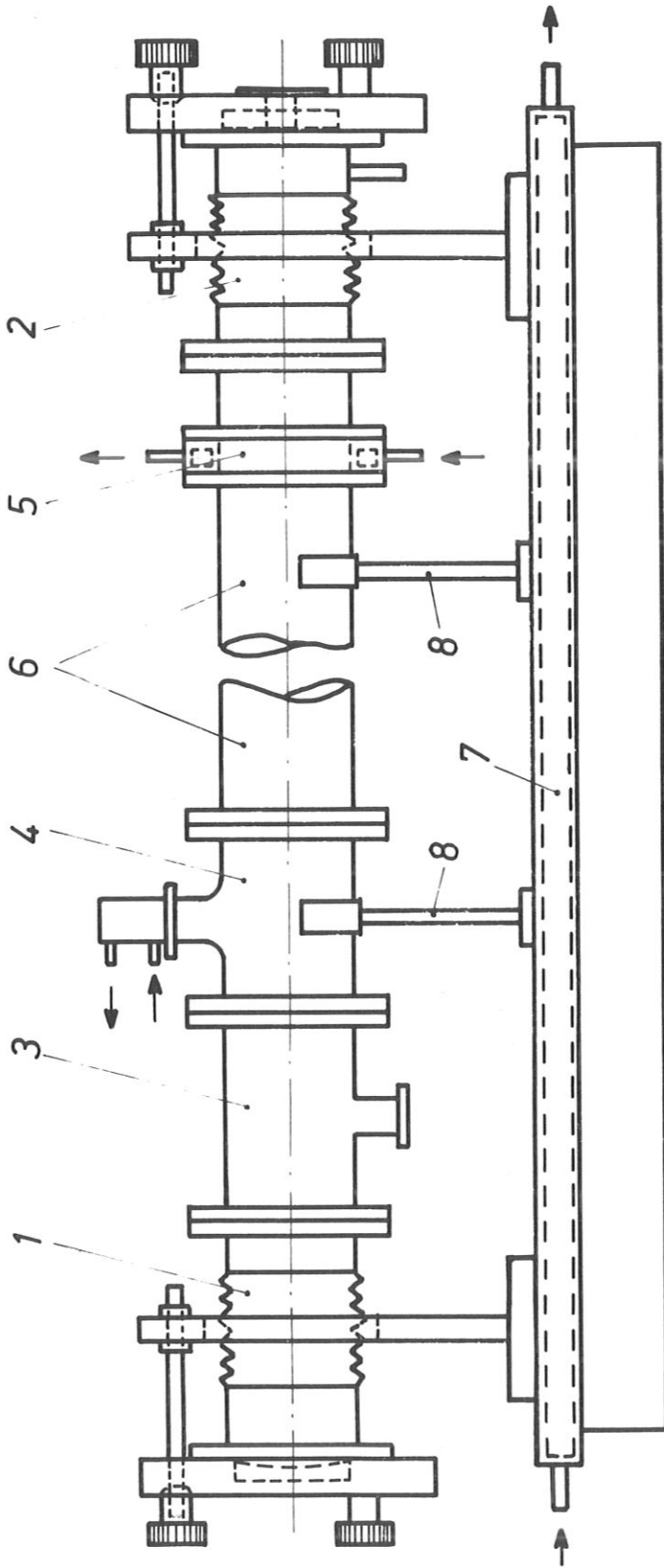
dass man im fernen Infrarot ein Übergangsgebiet zu geschlossenen Resonatoren, wie sie im Mikrowellengebiet üblich sind, hat. Der Aufbau der Moden wird dabei durch Reflexion an der dielektrischen Resonatorwand beeinflusst, wodurch Beugungsverluste an den Spiegelrändern niedrig gehalten werden. Eine Theorie dieser Resonatoren wird in /10/ beschrieben. Die Verstärkungsbandbreite des aktiven Mediums beträgt bei HCN ca. 3 MHz (Doppler- und Druckverbreiterung), während der Abstand der axialen Moden um ca. eine Größenordnung höher liegt ($\Delta f = 50$ MHz für 3 m Resonatorlänge), so dass der Laser ohne zusätzliche Vorkehrungen im Single-mode-Betrieb arbeitet. Durch den Resonator wird aus dem Verstärkungsprofil des Lasermediums eine Linie ausgeschnitten, deren Breite abhängig von der Auskopplung im Bereich einiger kHz bis hundert kHz liegen kann und die sich durch Längenabstimmung des Resonators verschieben lässt. Als Resonatoren können konfokale Konfigurationen (niedrigste Verluste) verwendet werden, bei der oft verwendeten Lochauskopplung der Strahlung wird ein Planspiegel mit Loch und ein Konkavspiegel (Brennweite $>$ Resonatorlänge) vorgezogen. Als Spiegel dienen gold- oder aluminiumbedampfte Glasspiegel, deren Reflexionsvermögen im fernen Infrarot um 98 % liegt.

5. EXPERIMENTELLER AUFBAU DES LASERS

5.1. Resonator und Entladungsgefäß

Es wurden verschiedene Laser aufgebaut, an denen vergleichende Untersuchungen zur Gasentladung und Resonatorgeometrie durchgeführt wurden. Eine erste Version wurde an die Arbeitsgruppe Kurzzeit-MHD-Generator (IPP-M.A.N.-Projekt) für interferometrische Messungen abgegeben. Den endgültigen Aufbau zeigt Bild 4. Das Vakuumgefäß für die Gasentladung besteht aus Schott-Normbauteilen aus Duran 50 mit 10 cm Innendurchmesser. Zwei dieser Rohre mit einer Gesamtlänge von 3 m bilden das Mittelteil, an das sich auf der Kathodenseite zwei T-Stücke für den Anschluss der seitlich herausgezogenen Kathode sowie den Gasauslass zur Pumpe anschliessen. Die ringförmige Anode, welche den Innendurchmesser der Glasrohre hat, ist rechts direkt an das Rohr angeflanscht. Als Dichtungen werden selbstentwickelte Metall-O-Ring-Kombinationen verwendet. Bild 5 zeigt die Zusammenstellung des anodenseitigen Endstücks mit Aufnahme und Justierung des Spiegels, durch welches auch der Gaseinlass (nicht gezeichnet) erfolgt.

Frühere Versuche hatten ergeben, dass bei Kühlung der Glasrohre und Endstücke sich die beim Betrieb der Gasentladung entstehenden Polymerisationsprodukte stark an den gekühlten Wänden niederschlagen. Dadurch wurde eine Beobachtung der Entladungsform (wichtig für Einstellung der Entladungsparameter) sehr erschwert, nach mehrmaligem Ein- und Ausschalten der Entladung begann der Wandbelag abzuflocken, wobei sich die Laserleistung verringerte. Aus diesen Gründen wurde auf einen ungekühlten Resonator übergegangen, bei dem sich Temperaturen der Wände von max. 150 °C einstellen. Glasrohre und Dichtungen vertragen diese Temperaturen ohne Schwierigkeiten, der Wandbelag ist auch nach mehrtägigem Betrieb noch gering und lässt sich durch Brennen der Entladung mit Wasserdampf relativ leicht entfernen. Wegen der thermischen Längendrift des Resonators war die in Bild 5 dargestellte Konstruktion der Endstücke notwendig. Das Glasrohr ist auf Teflonstützen frei beweglich gelagert und kann sich zwischen zwei flexiblen Bälgen frei ausdehnen; die Spiegel werden gegenüber festen Stützen justiert. Diese sind mit der als Unterbau dienenden Schiene, welche durch Wasserkühlung auf konstanter Temperatur gehalten



HCN - LASER (schematisch)

1	Kathodenseitiges Endstück	6	Mittelstück
2	Anodenseitiges Endstück	7	Wassergekühlte Schiene
3	T - Stück mit Pumpflansch	8	Rohrstützen
4	T - Stück mit Kathode		
5	Anode		

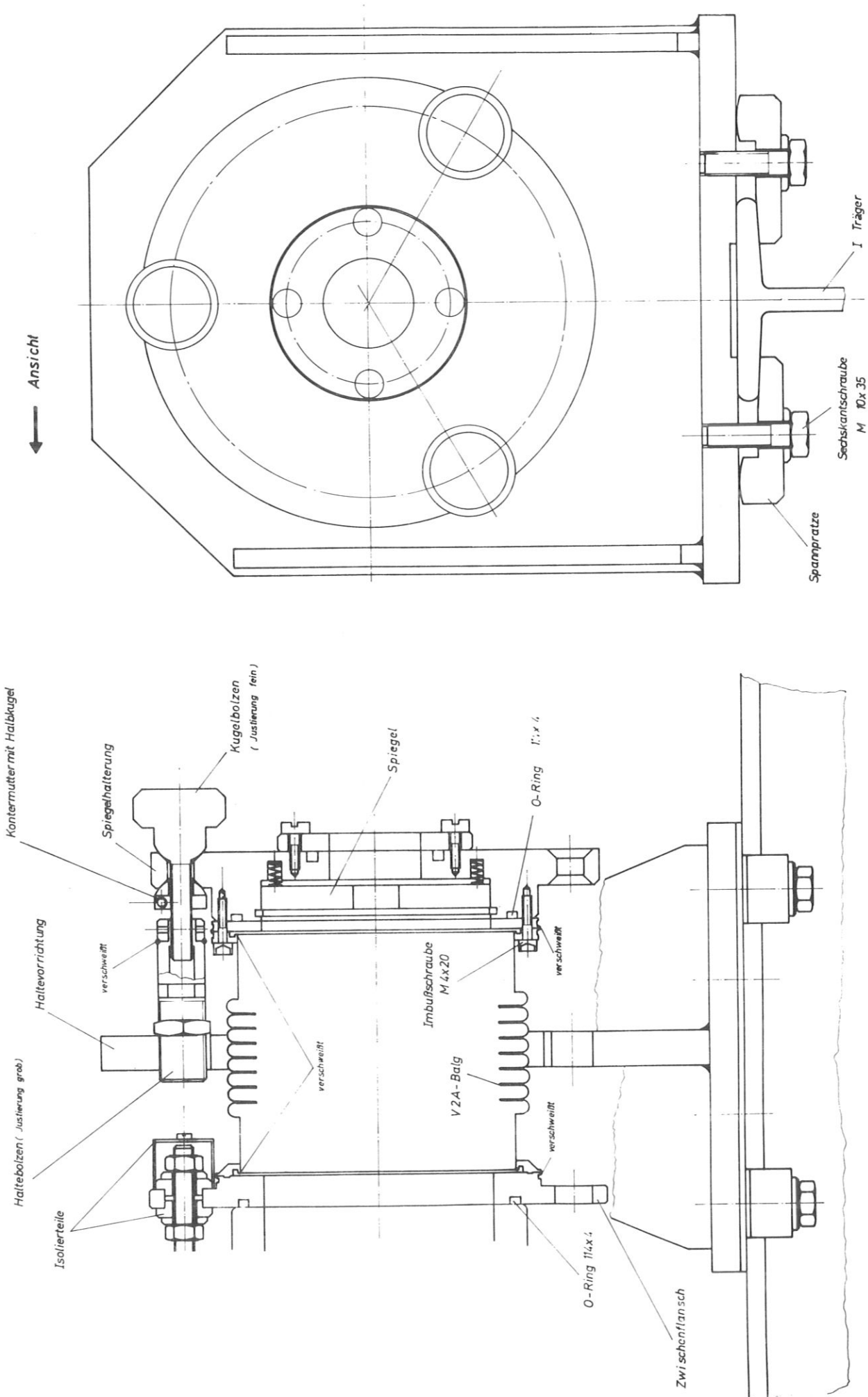


Bild 5: Kathodenseitiges Laserendstück

wird, fest verbunden. Dadurch wird eine sehr konstante Resonatorlänge und Justierung erreicht, wie Messungen der Laserleistung über längere Zeit zeigten. Längenänderungen und Winkeljustierung der Spiegel werden über 3 Schrauben mit Feingewinde durchgeführt. Die Endplatten zur Einspannung der Spiegel sind aus Kunststoff gefertigt. Dadurch ist gefahrlose Justierung bei brennender Entladung möglich, wobei die Anode gegenüber der auf Erdpotential festgehaltenen Kathode auf positiver Hochspannung liegt. Die Auskopplung der Strahlung erfolgt durch ein zentrales Loch im anodenseitigen Planspiegel, welches durch eine im Sichtbaren und bei 337μ gut transparente PVC-Folie (Dicke $\lambda/2$) vakuumdicht verschlossen ist. Als Spiegel werden einseitig goldbedampfte Glasspiegel von 100 mm Durchmesser verwendet, wobei die Brennweite des Hohlspiegels grösser als die Gesamtlänge des Resonators sein soll. Sehr grosse Brennweiten (Fabry-Perot-Konfiguration) machen die Winkeljustierung der Spiegel zunehmend kritischer und bringen keine Verbesserung der Ausgangsleistung. Bei Verwendung eines auf die Laserachse justierten He-Ne-Lasers ist eine einfache Justierung der beiden Spiegel möglich, wobei die Rückreflexion vom Hohlspiegel durch das Loch des Planspiegels und die Reflexion an der Hinterseite der Bedampfung des Planspiegels (parallelversetzter He-Ne-Strahl) beobachtet werden.

5.2. Vakuumsystem

Das vorgemischte Gas $\text{CH}_4 + \text{N}_2$ wird aus einer Druckflasche über ein Feinregulierventil auf der Anodenseite in das Gefäss eingelassen. Aus der Literatur ist bekannt, dass mit dieser Mischung die höchsten Verstärkungsfaktoren erreicht wurden, wobei bei konstantem Gesamtdruck das Mischungsverhältnis in einem weiten Bereich unkritisch ist. Eine von manchen Autoren /11/ behauptete Steigerung der Ausgangsleistung bei Zugabe von He war im benutzten Druck- und Strombereich nicht eindeutig feststellbar, so dass aus Gründen einfacheren Laserbetriebs darauf verzichtet wurde. Nach Durchlaufen der Entladungstrecke wird das verbrauchte Gas auf der Kathodenseite über eine lange Pumpleitung (Gefahr des Durchzündens zur geerdeten Pumpe) ab-

gepumpt. Der Durchfluss muss dabei für Laserbetrieb stark gedrosselt werden, eine genaue Messung der Durchflussrate war wegen des Fehlens eines für die Gasmischung geeichten Durchflussmessers nicht möglich. Die Messung des Gesamtdrucks erfolgt mittels eines McLeod Manometers am Gasauslass, wobei wegen des geringen Durchflusses der Druck längs des Vakuumgefäßes praktisch konstant bleibt. Das abgepumpte Gas enthält korrosive Bestandteile, welche die Metallteile in der Pumpe (Rotationspumpe $12 \text{ m}^3/\text{h}$) angriffen. Durch ein spezielles Pumpenöl sowie Vorschalten einer stickstoffgekühlten Kühlfalle liessen sich die vorher auftretenden Defekte vermeiden. Die im Pumpenauspuff gemessene HCN-Konzentration betrug ca. 20 ppm, der Auspuff wird direkt ins Freie geleitet.

5.3. Elektrische Anregung

Das Schaltschema für die elektrische Anregung der Gasentladung ist in Bild 6 dargestellt:

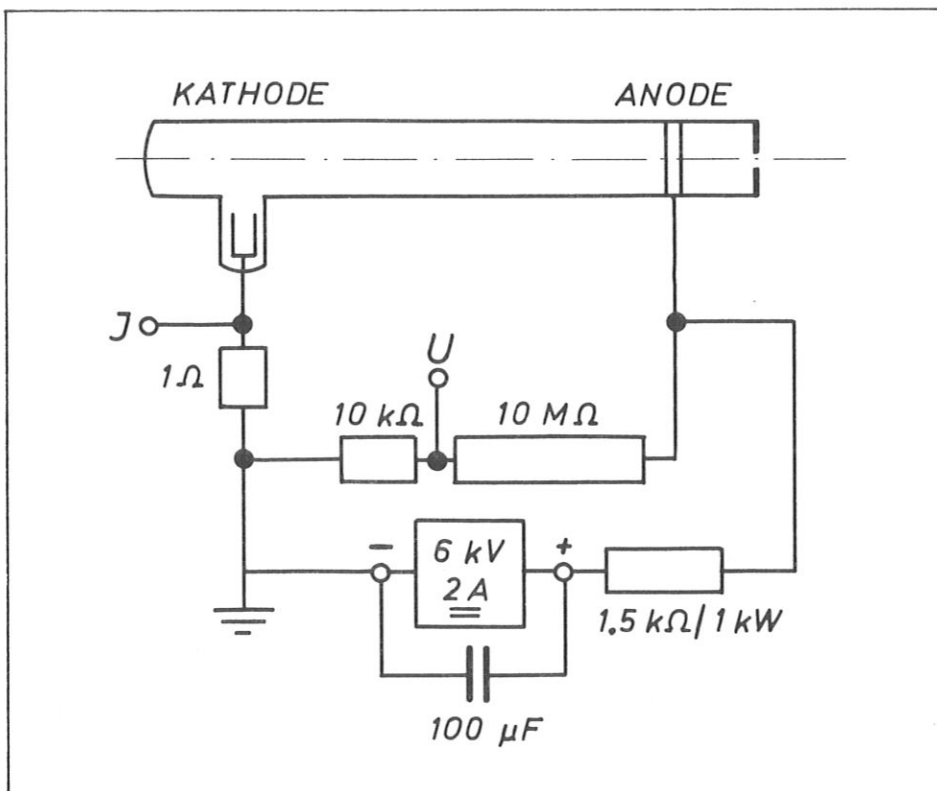


Bild 6
Elektrische Anregung des HCN-Lasers

Das verwendete Netzgerät lässt sich im Bereich 0 - 6 kV bei Strömen bis ca. 2 A stufenlos regeln, zur Stabilisierung (Glimmentladungscharakteristik) ist in den Kreis ein Hochlastwiderstand von 1,5 k Ω in Serie zur Entladung geschaltet. Zusammen mit einem parallel zum Netzgerät liegenden Kondensator von 100 μ F ergibt dies bei Sechshephasengleichrichtung eine Stromglättung auf ca. 3 %. Entladungsstrom I und Rohrspannung U werden an den eingezeichneten Widerständen gemessen. Zusätzlich lässt sich der Kathodenfall über eine Potentialsonde vor der Kathode messen. Die Anode liegt auf positiver Hochspannung, die Kathode auf Erdpotential.

Für Edelgase und einfache Molekülgase sind die Entladungsformen abhängig von den Gasparametern sowie Form und Material der Elektroden in vielen Fällen bekannt. Entladungen in einem Gasgemisch, in welchem gleichzeitig eine Reihe chemischer Prozesse ablaufen (Dissoziation, Bildung von HCN, Polymerisation der Restprodukte) wurden dagegen bisher praktisch nicht untersucht. Erste Brennversuche in einem Methan-Stickstoffgemisch ergaben eine Reihe möglicher Entladungszustände, die teilweise instabil ineinander übergehen und kritisch von Druck, Durchfluss und Strom abhängen. Langzeitliche Veränderungen liessen auf Beeinflussung der Elektroden durch Ablagerung von Rückständen schliessen.

Es wurde eine Reihe verschiedener Elektrodenformen und Materialien untersucht, wobei sich zeigte, dass die Stabilität der Entladung im wesentlichen durch den Ansatz an der Kathode bestimmt wird. Ringförmige Kathoden im Resonator sowie seitlich herausgezogene flache und konvexe Formen aus Kovar zeigten nur während der ersten Betriebsminuten stabilen Glimmansatz, es bildeten sich dann Ablagerungen welche zu springenden Bogenansätzen mit Ausbildung starker Entladungsinstabilitäten (Stromsprünge, sprungartige Änderungen von Rohrspannung und Kathodenfall, starkes Stromrauschen) führten. Als einzig stabile Kathode erwies sich eine Hohlkathode, wie sie in Bild 7 dargestellt ist.

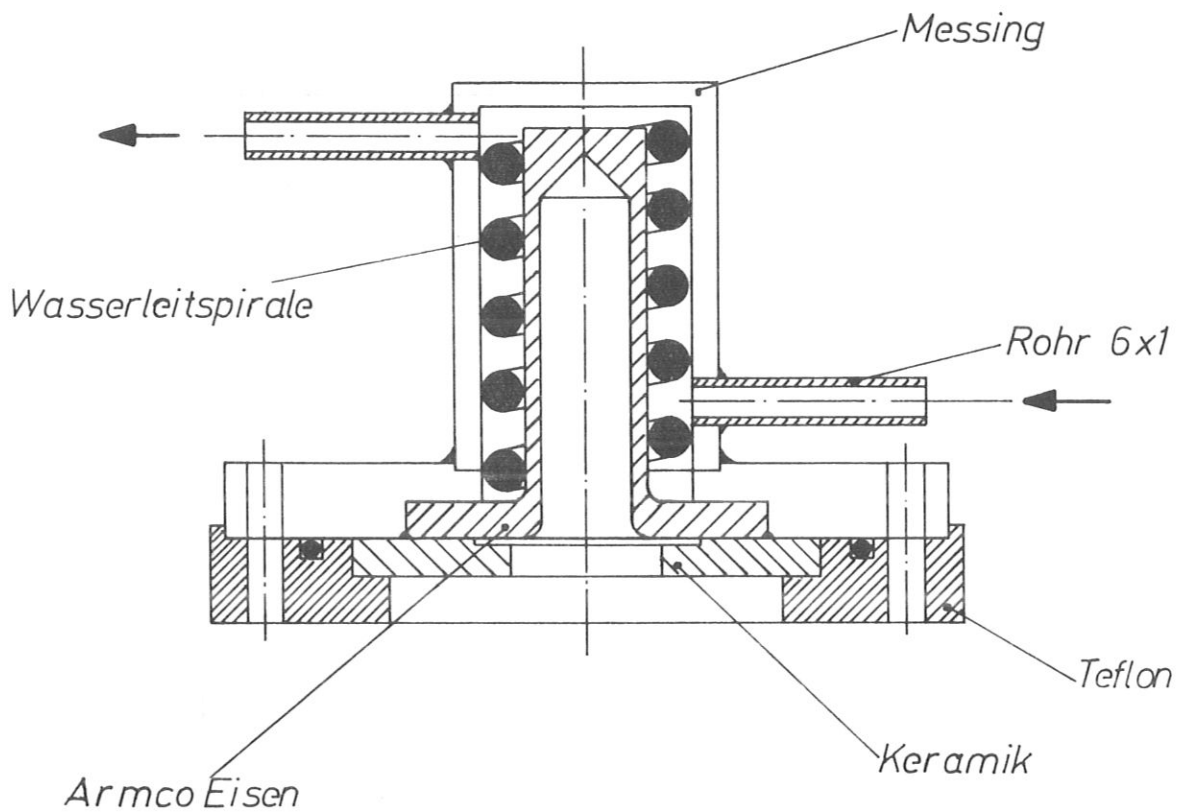


Bild 7
Reineisen-Hohlkathode

Durch den Hohlkathodeneffekt tritt eine Selbstreinigung der Oberfläche auf, wobei wegen der hohen thermischen Belastung Wasserkühlung notwendig war. Als geeignetstes Material erwies sich Reineisen. Mit dieser Kathode zeigten sich auch bei Dauerbetrieb keine Bogenansätze, wenn das Ansetzen der Entladung an der Aussenseite zwischen Glas und Metall durch eine entsprechende Abdeckung (Keramik, Teflon) verhindert wurde. Für die Anode wurden verschiedene Geometrien (Stift, Pimpel, Ring) im Resonator und seitlich herausgezogen untersucht, verwendete Materialien waren Kovar, Kupfer, Graphit und V2A. In allen Fällen zeigte die Entladung nach kurzzeitigem Wandern auf der gereinigten Anodenfläche die Tendenz zum Ansatz an einem Punkt, an dem sich Ablagerungen niedergeschlagen hatten. Dieser Ansatz war dann praktisch stabil, so dass die für Laserbetrieb notwendige Glimmentladung aufrechterhalten werden konnte. Eine typische Abhängigkeit des Entladungsstroms und der Spannung von Anodenmaterial und -form war nicht festzustellen, so dass aus konstruktiven Gründen

für die Anode ein konzentrischer V2A-Ring mit dem Innendurchmesser des Glasrohres gewählt wurde. Dieser ist direkt zwischen zwei Glasrohre geflanscht und wird zur Verringerung der thermischen Belastung der Glasrohre wassergekühlt. Mit dieser Elektrodenkombination war stabiler Laserbetrieb möglich, wobei langfristig auftretende Änderungen der Ausgangsleistung des Lasers durch die restliche thermische Resonatorausdehnung verursacht wurden. Dieser Effekt liess sich durch Nachjustieren (ca. Stundenabstand) leicht kompensieren.

6. LASERLEISTUNG UND ENTLADUNGSFORM ALS FUNKTION

DER ENTLADUNGSPARAMETER

Mit der günstigsten Elektrodenanordnung wurde ein Laser (Resonatorlänge 320 cm, Hohlspiegelradius 8 m) mit vorgemischtem Gas ($\text{CH}_4\text{-N}_2 = 1:1$) betrieben. Auf Veränderung des Mischungsverhältnisses oder Zusatz von He wurde aus den in Punkt 5.2. erwähnten Gründen verzichtet. Die Laserleistung wurde bei Variation von Gesamtdruck, Durchfluss und Entladungsstrom für verschiedene Durchmesser des Auskoppellochs gemessen und die jeweils damit verbundene Entladungsform beobachtet.

Zur Leistungsmessung standen eine hochempfindliche Golay-Zelle (Zeitkonstante $\tau \approx 0,5$ sec) und ein Bolometer geringerer Empfindlichkeit (Zeitkonstante $\tau \approx 10^{-3}$ sec) zur Verfügung, welche in der in Bild 8 gezeichneten Anordnung verwendet wurden. Ein Bruchteil der Leistung wird dabei an einer unter 45° zur Strahlrichtung stehenden Teilerfolie aus dünnem PVC reflektiert und fällt nach Abschwächung (maximal zulässige Leistung der Golay-Zelle 10^{-6} W) und Modulation durch eine rotierende Sektorscheibe auf die Einfallsöffnung der Golayzelle. Das empfangene Signal wird bei der Modulationsfrequenz phasempfindlich verstärkt und kann nach Gleichrichtung auf einem Schreiber registriert werden. Die Dämpfung des Abschwächers (schwarzer Karton) wurde gemessen, die Reflexion der Teilerfolie lässt sich aus Dicke und Brechungsindex des PVC berechnen und stimmt gut mit

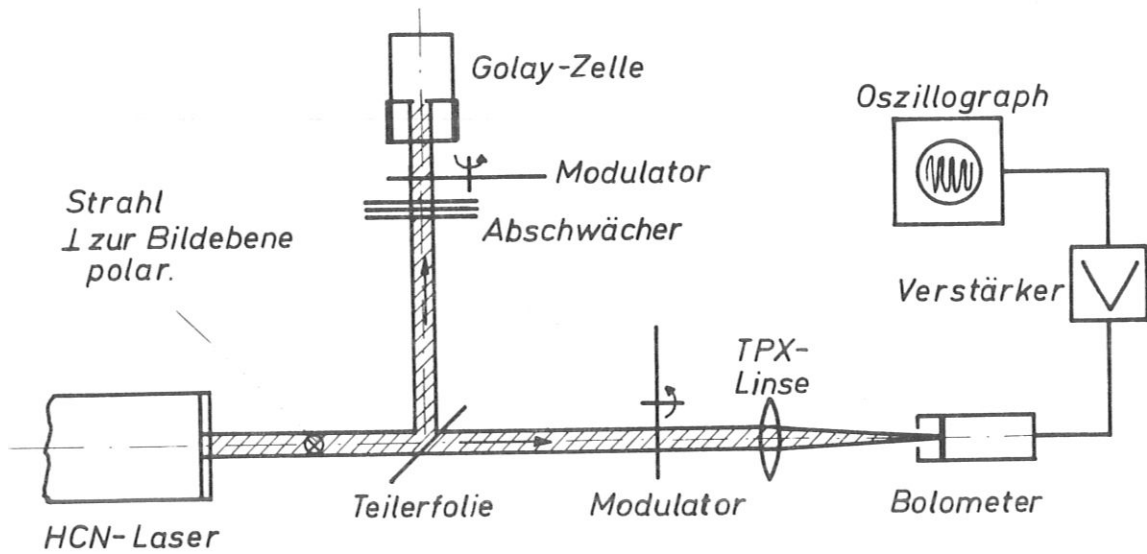


Bild 8
Messung der Laserleistung

dem gemessenen Wert überein. Die Laserstrahlung war bei allen Messungen linear polarisiert, was durch einige dünne, leitende Drähte im Resonator quer zur Achse erreicht wird. Mit der Golayzelle wurden im wesentlichen Leistungsmessungen im Bereich unterhalb ein Milliwatt (Nachweisgrenze des Bolometers) durchgeführt. Für die Laserleistung P ergibt sich dabei

$$P = \frac{U \cdot C}{e \cdot T \cdot R} \text{ [mW]}$$

U = Wechselspannung am Ausgang der Golayzelle [mV]
 e = Eichfaktor der Golayzelle [$\frac{\text{mV}}{\text{mW}}$]
 C = $\frac{\text{Laserstrahlquerschnitt}}{\text{Detektorfläche}}$
 T = Transmission des Abschwächers
 R = Reflexion der Teilerfolie

Der Laserstrahlquerschnitt ist dabei im Grundmode durch die Halbwertsbreite des Gaussprofils bestimmt, welches sich bei Verschiebung des Detektors quer zur Strahlrichtung messen lässt. Der Öffnungswinkel des Strahls wurde durch Messungen in verschiedenem Abstand zum Laser bestimmt. Der gemessene Wert von ca. $1,5^\circ$ (15 mm Auskoppelloch) stimmt gut mit der Theorie der Beugung einer ebenen Welle an einem Loch überein.

Zur Messung im Bereich über ein Milliwatt wurde das Bolometer eingesetzt. Dazu wird der durch die Teilerfolie gehende Strahl (Absorption vernachlässigbar) moduliert und durch eine Linse aus TPX (Material mit guter Transparenz im fernen Infrarot und sichtbaren Bereich) auf die wirksame Fläche des Bolometers fokussiert, um die volle Empfindlichkeit auszunutzen. Ein Verstärker, der gleichzeitig die Quelle für die Bolometerspannung enthält, verstärkt das Signal hundertfach, dieses wird dann am Oszillograph direkt beobachtet. Für die gemessene Leistung ergibt sich:

$$P = \frac{U \cdot l \cdot F}{X \cdot V \cdot T} \text{ [mW]}$$

U = verstärkte Wechselspannung des Bolometersignals [mV]
l = Eichleistung pro Fläche [$\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$]
F = empfindliche Bolometerfläche [cm²]
X = Eichsignal des Bolometers [mV]
V = Verstärkungsfaktor des Signals
T = Transmission der Linse

} vom Hersteller angegeben

Gleichzeitige Messungen mit Bolometer und Golayzelle ergaben befriedigende Übereinstimmung (Abweichungen max. 15 %).

Versuche zur Leistungsmessung mit einem pyroelektrischen Detektor /12/ zeigten kein Signal, obwohl Messungen am CO₂-Laser (10,6 μ) bei Leistungen im Milliwattbereich grosse Signale lieferten. Es ist anzunehmen, dass der im Detektor verwendete Absorber bei 337 μ nicht mehr brauchbar ist.

Messergebnisse

Die maximale Ausgangsleistung des beschriebenen HCN-Lasers betrug ca. 100 mW. Der Brennpunkt des fokussierten Strahls war dabei kleiner als die wirksame Fläche des Bolometers, wodurch sich je nach Ort des Brennpunkts Empfindlichkeitsschwankungen um 10 % ergaben. Die maximaler Ausgangsleistung entsprechende Grösse des Koppellochs lag bei 15 mm, die Leistung sank für grössere und kleinere Koppellöcher ab, was durch Austauschen des Auskoppelspiegels bei konstanten Ent-

ladungsparametern gemessen wurde. Zur Verfügung standen Auskoppelspiegel mit um 5 mm gestaffelten Lochgrößen, die Grösse des optimalen Koppellochs ist typisch für den gemessenen Laser. Sie wird durch die vorhandene Gesamtverstärkung, d.h. die Länge des aktiven Mediums im Resonator, bestimmt. Das auftretende Maximum ergibt sich aus dem entgegengesetzten Verlauf von ausgekoppelter Leistung und Feld im Inneren des Resonators.

Bei optimaler Auskopplung wurde jeweils ein Entladungsparameter variiert, wobei die anderen möglichst konstant gehalten wurden. Bei Vergrößerung des Gesamtdrucks beginnend von 0,2 Torr steigt die Ausgangsleistung bis zu einem Maximum an, welches sich mit zunehmendem Entladungsstrom nach höheren Drücken verschiebt (Bild 9).

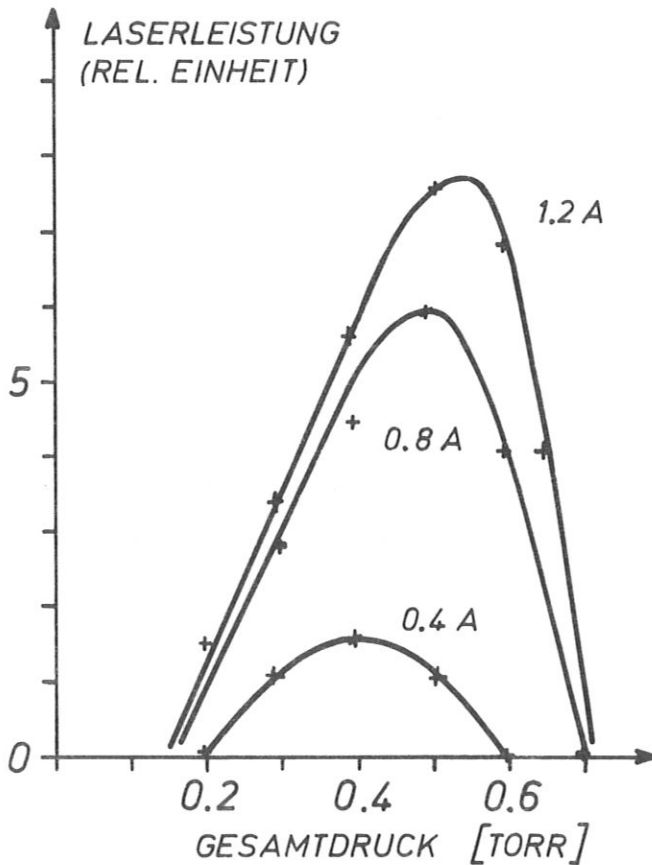


Bild 9

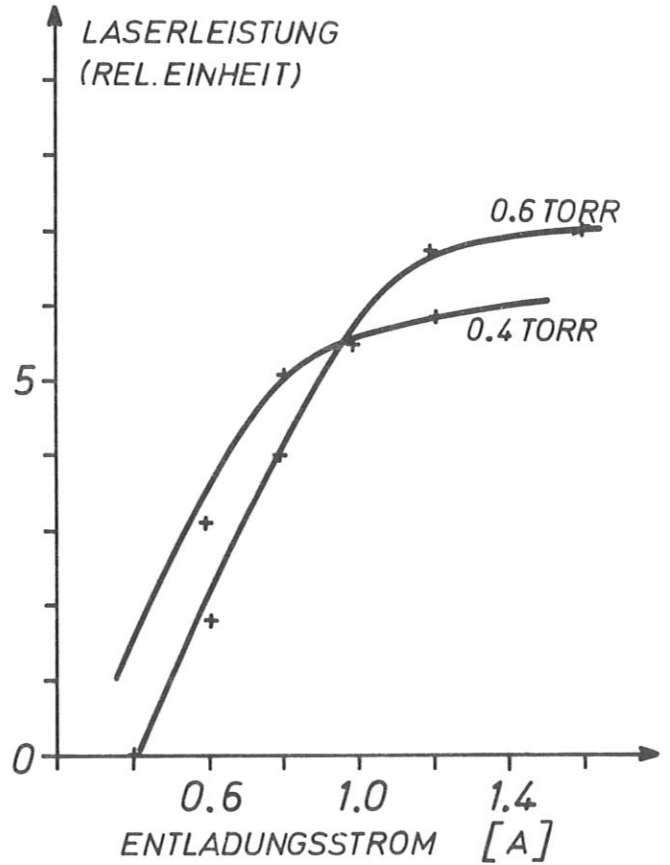


Bild 10

Laserleistung als Funktion des Entladungsstroms und des Gasdrucks

Unterhalb 0,2 Torr wird die Nachweisgrenze des Bolometers erreicht. Das Maximum liegt beim kleinsten Strom von ca. 0,4 A (Abreißen der

Entladung) bei 0,4 Torr und verschiebt sich für höhere Ströme bis ca. 0,6 Torr, wobei die maximale Leistung anfangs rasch mit dem Strom wächst und für höhere Stromwerte einer Sättigung zustrebt (Bild 10). Ströme über 1,2 A brachten nur noch geringe Zunahme der maximalen Leistung, wegen der höheren thermischen Belastung von Elektroden und Rohr (höhere Verlustleistung) wurde auf Betrieb in diesem Bereich verzichtet. Die angegebene Leistung von 100 mW entspricht dem Maximum der Kurve für 1,2 A in Bild 9.

Der Durchfluss wurde bei diesen Messungen konstant gehalten, eine quantitative Messung war wegen des Fehlens eines geeichten Durchflussmessers nicht möglich. Durch Grösse und Richtung des Durchflusses werden Form und Stabilität der Entladung stark beeinflusst. Prinzipiell liess sich eine stabile Entladung nur erreichen, wenn die Gaszuführung auf der Anodenseite erfolgte und auf der Kathodenseite abgepumpt wurde. Entgegengesetzte Strömungsrichtung führte zu Entladungsstörungen mit Veränderungen von Entladungsstrom und Kathodenfall, und starkem Stromrauschen. Einbrüche im Strom waren mit sprungartigen Änderungen der Laserleistung korreliert, bei Gaseinlass durch die Kathode traten funkelnde Leuchterscheinungen im Kathodenraum auf, wobei keine Laserleistung mehr gemessen wurde. Dieses Verhalten deutet auf unterschiedliche chemische Reaktionen im Kathodenbereich und in der positiven Säule hin. Bei Strömung in Richtung zur Kathode steigt die Laserleistung bei sehr kleinen Durchflussraten mit dem Durchfluss an und bleibt dann ziemlich konstant. In diesem Bereich baut sich eine Entladung mit kurzem Faraday-Dunkelraum und örtlich und zeitlich stabiler pilzförmiger Schichtung der positiven Säule auf, wobei das Stromrauschen ca. 5 % beträgt. Die Entladungsform ist dabei vom Strom wenig abhängig. Ab einem vom Druck abhängigen kritischen Durchflusswert erfolgt ein Umschlag in eine Entladung mit diffus leuchtender positiver Säule, die sich teilweise einschnürt, wobei sich radiale Verästelungen bilden, die zur Anode hin geneigt sind und zeitlich schwanken. Bei den Messungen lag der Umschlagpunkt bei ca. 0,4 Torr, so dass das Maximum der Laserleistung in diesen Bereich fiel. Das Stromrauschen war höher als bei geschichteter Entladung, sein Einfluss auf das Spektrum des Lasers war mit den vorhandenen Detektoren nicht messbar. Spätere Mischexperimente mit

einem Whisker-Detektor zeigten eine mit zunehmendem Rauschen abnehmende Stabilität der Laserlinie.

Die beschriebenen Erscheinungen sind für die verwendete Gasmischung typisch, Brennversuche mit Luft oder Wasserdampf brachten keine vergleichbaren Ergebnisse. Die unübersichtliche Abhängigkeit der Laserleistung von der Gasentladung lässt sich damit erklären, dass sowohl Bildung und Abbau des aktiven HCN-Komplexes sowie der Aufbau der Inversion über eine Reihe chemischer Reaktionen bzw. Stossprozesse in komplizierter Weise mit den Entladungsparametern verbunden sind.

LITERATUR

- 1 V. Arunasalam, M.A. Heald and J. Sinnis, Phys. Fluids 14/6, 1194-1203 (1971).
- 2 H. Böhmer, M. Raether, Phys. Rev. Lett. 16, 1145-1147 (1966).
- 3 C.B. Wharton, D.S. Prono and F. Sandel, Cornell University Report CU 3958-2.
- 4 L.O. Hocker, A. Javan et al., Appl. Phys. Lett. 10/5, 147-149 (1967).
- 5 K.M. Evenson, J.S. Wells and L.M. Matarrese, Appl. Phys. Lett. 16/6, 251-253 (1970).
- 6 W. Lochte-Holtgreven, Plasma Diagnostics, S. 550-563.
- 7 W. Lochte-Holtgreven, Plasma Diagnostics, S. 563-572.
- 8 R.E. Cupp et al., IEEE J. of Quant. Electr., 241-243 (April 1970).
- 9 W. Lochte-Holtgreven, Plasma Diagnostics, S. 223.
- 10 H. Steffen and F. Kneubühl, IEEE J. of Quant. Electr. QE-4/12, 992-1008 (1968).
- 11 R.T. Ulrich, T.J. Bridges and M.A. Pollack, Appl. Optics 9, 2511-2516 (1970).
- 12 W.M. Doyle, Laser Focus (Juli 1970).
- 13 J.N. Olsen, Rev. Scientific Instr. 42, 104-106 (1971).
- 14 L.E. Sharp, A.T. Wetherell, Culham Laboratory Report CLM-P 280 (1971).