

Construction, Operation and Properties  
of TEA-CO<sub>2</sub> Lasers.

G.Decker, L.Kellerer, H.Röhr

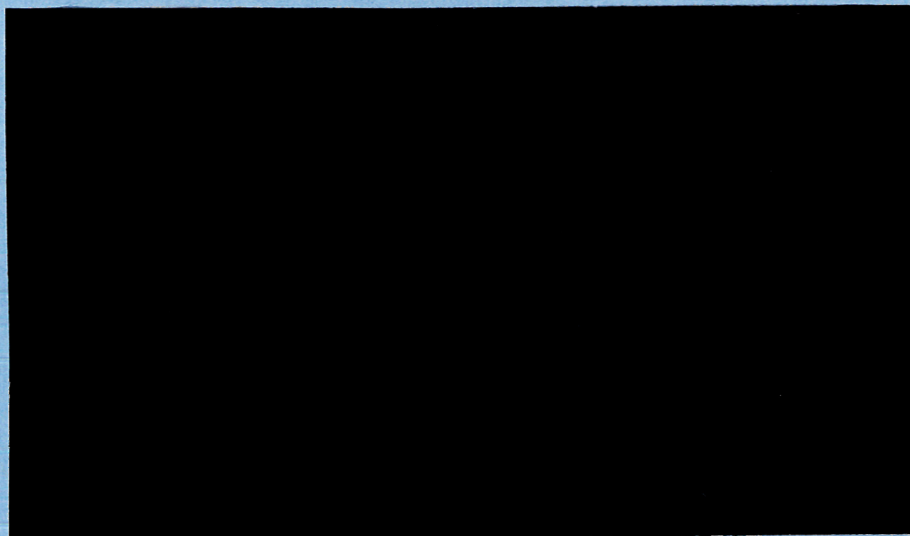
IPP 1/134

Juli 1973

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**GARCHING BEI MÜNCHEN**





Dieser IPP-Bericht ist für den Gebrauch innerhalb des Instituts angefertigt worden.

Der IPP-Bericht gibt die Ansicht der Autoren zur Zeit der Niederschrift und nicht notwendigerweise die des Instituts oder die endgültige Meinung der Autoren über den behandelten Gegenstand wieder.

Das Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, die Euratomkommission und alle in deren Namen handelnden Personen:

1. übernehmen keine Gewähr dafür, daß die in diesem Bericht enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind oder daß die Verwendung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen oder der in diesem Bericht beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;
2. übernehmen keine Haftung für die Schäden, die infolge der Verwendung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen oder der in diesem Bericht beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

For English translation see inside back cover.



# MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Construction, Operation and Properties  
of TEA-CO<sub>2</sub> Lasers.

G.Decker, L.Kellerer, H.Röhr

IPP 1/134

Juli 1973

*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.*



G. Decker                    Construction, operation and  
 L. Kellerer                 properties of TEA-CO<sub>2</sub> lasers.  
 H. Röhr                      (in German)

Juli 1973

Abstract:

Experience in building and working with TEA-CO<sub>2</sub>-lasers is reported. Especially the influence of electrical parameters as well as gas mixture and pressure are discussed. One chapter deals with properties of the laser beam as divergence, power distribution and spectrum, another with problems of energy and power measurements.

3. EXPERIMENTELLE VERFAHREN

Die hier beschriebenen Versuchsbedingungen betreffen die  
 Arbeit bei einem Druck von 1 bis 2 Torr und einer  
 Gaszusammensetzung von 10% CO<sub>2</sub> in Argon (oder  
 Stickstoff). Die Gasdrucke sind durch die  
 Föhren des Hochdruckbehälters durch die  
 und die Lagerung des Gasgemisches und die  
 ist klein (ca. 1 mm Durchmesser und Schwanz).



1. Einleitung	1
2. Widerstandsentskoppelte TEA-Laser	1
3. Vorionisierte TEA-CO <sub>2</sub> -Laser	4
Schaltkreis	4
Mechanischer Aufbau	7
Resonator	8
4. Parameterstudien	9
Kreisparameter	9
Gaszusammensetzung	13
5. Eigenschaften der Laserimpulse	16
Divergenz	16
Emission im Nahbild	21
Spektrum des Lasers	24
6. Energie- und Leistungsmessung	27
Energie	27
Leistung	28
Granulationseffekte	28
Anhang	32
Fabry-Perot-Interferometer	32
Gaskalorimeter	32



## 1. Einleitung

$\text{CO}_2$ -TEA Laser /1-7/ sind Gaslaser, die zur Zeit Leistungen im MW bis GW-Bereich und Energien von 1 - 100 Joule bei einer Wellenlänge von etwa 10  $\mu\text{m}$  emittieren. Sie erlauben im Vergleich mit Lasern im Sichtbaren verbesserte Diagnostikmethoden an Plasmen:

Interferometrie mit erhöhter Empfindlichkeit /8/, holografische Interferometrie /9/, Streumessungen bei kleineren k-Vektoren, als sie bei Streumessungen mit sichtbarem Licht zugänglich sind /10,11/. Weitere Verfahren zur Messung von Magnetfeldern in Plasmen durch die Modulation der Streuspektren (ähnlich /12/) und Bestimmung der Iontemperatur bei Tokamak und Niedrig-Beta-Stellarator /13/ mittels dieser Laser sind vorgeschlagen worden.

Im Folgenden sollen einige Erfahrungen mit diesem Lasertyp berichtet werden.

## 2. Widerstandsentkoppelte TEA-Laser

Die in der Literatur beschriebenen Laser dieses Typs /1/ arbeiten meist bei Atmosphärendruck. Dabei sind die Elektrodenabstände etwa 2,5 cm (größere Abstände führen bei Atmosphärendruck meist zu Funkenbildung und Verringerung der Laseremission) und die Impulsdauer ist kleiner als 1  $\mu\text{s}$  (Anfangsspitze und Schwanz).



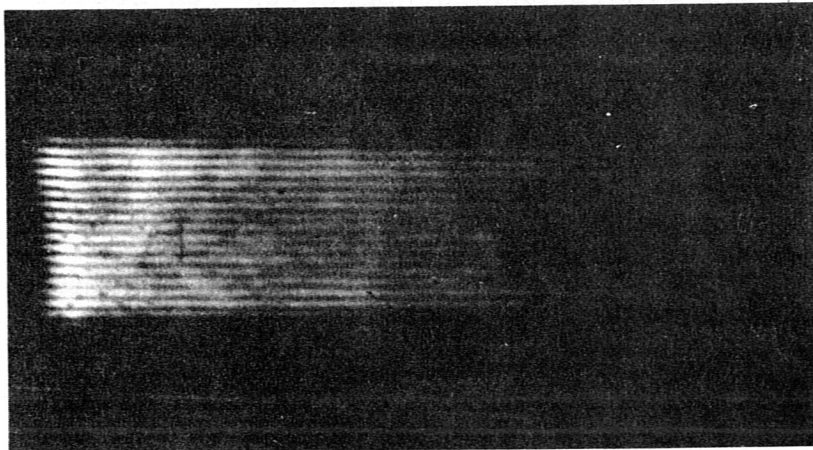
Um für die Plasmainterferometrie längere Impulse und einen Laserstrahl mit möglichst hohem, rechteckigem Querschnitt zu bekommen, um größere Plasmadimensionen durchstrahlen zu können, wurde ein Laser mit Elektrodenabständen von 55 mm gebaut und bei Drucken um 100 mTorr betrieben. Durch Zusatz von bis zu 40% Stickstoff konnten Impulsdauern von mehr als 5  $\mu$ s erzielt werden. Damit ist es mit dem in /8/ beschriebenen Registriermaterial möglich, die Dichteveränderung eines Plasmas durch eine Schmierbilddaufnahme über ca. 5  $\mu$ s zu verfolgen. Abb.1 zeigt den Laserimpuls und das mit einem Drehspiegel gewonnene Schmierbild des Interferenzstreifensystems (eingebraunt in belichteten, entwickelten Röntgenfilm).

Über die Möglichkeit, mit dem gleichen Lasertyp Mehrfachimpulse im Mikrosekundenabstand zu erzeugen, wird in /14/ berichtet.

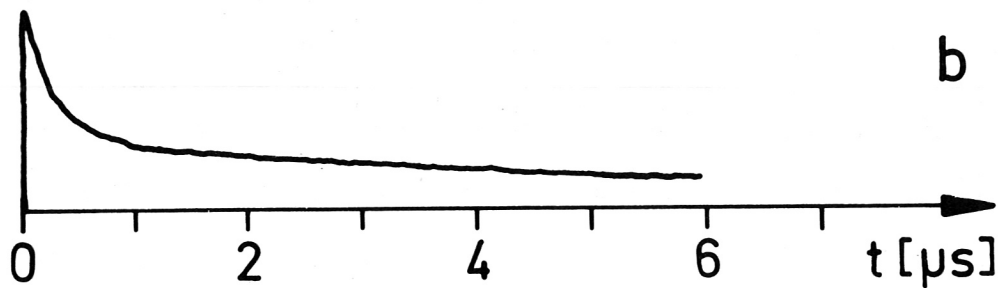
### 2. Niederstromdoppelte TEA-Laser

Die in der Literatur beschriebenen Laser dieses Typs arbeiten meist bei Atmosphärendruck oder etwas darüber. Dabei sind die Elektrodenabstände etwa 2,5 cm (größere Abstände führen bei Atmosphärendruck meist zu Funkenbildung und Verringerung der Laseremission) und die Impulsdauern sind kleiner als 1  $\mu$ s (Anfangsspitze und Schwanz).





a



b

Abb. 1

- a) Schlierenbild eines Infrarot-Interferogramms,
- b) Laserimpuls, mit dem das Schlierenbild hergestellt wurde.

Widerstandsgekoppelter TEA- $\text{CO}_2$ -Laser:

Mischung: 40%  $\text{N}_2$ , 20%  $\text{CO}_2$ , 40% He.

Gesamtdruck: etwa 80 mTorr

Ladepannung: 30 kV, Speicherkapazität: 50 nF.



### 3. Vorionisierte TEA CO<sub>2</sub>-Laser

Die Leistung des widerstandsentkoppelten TEA Lasers ist auf wenige MW beschränkt. Der Hauptgrund dafür scheint die Inhomogenität der Entladung zu sein.

Um höhere Leistungen und Energien zu erzielen, ist eine Vorionisierung des Lasergases zweckmäßig, die eine homogene Entladung ermöglicht. Von den verschiedenen in der Literatur angegebenen Systemen (Lamberton, Pearson /3/, Lumonics /15/, Dumanchin /7/) wählten wir das letztere.

#### Schaltkreis:

Zunächst wurde eine separat getriggerte Vorionisierung benutzt. Den elektrischen Schaltkreis und den Aufbau der Kathode zeigt Abb.2. Die Vorionisierung wird bewirkt durch den Verschiebungsstrom, der zwischen den Triggerdrähten und der Kathode fließt. Die Aufbauzeit für eine optimale Vorionisierung liegt zwischen 0,5 und 2  $\mu$ s. Ein kleiner Jitter in der Verzögerungszeit (Triggergeräte) führt unter Umständen zur Funkenbildung und die Reproduzierbarkeit des Laserimpulses wird beeinträchtigt. Aus diesem Grunde wurde für weitere Experimente die Schaltung nach Abb. 3 gewählt, bei der auf das Triggergerät für die Vorionisierung verzichtet wird. Dabei wird nach dem Zünden des Marxgenerators über die Induktivität L der Kondensator C<sub>2</sub> aufgeladen, bis die Durch-

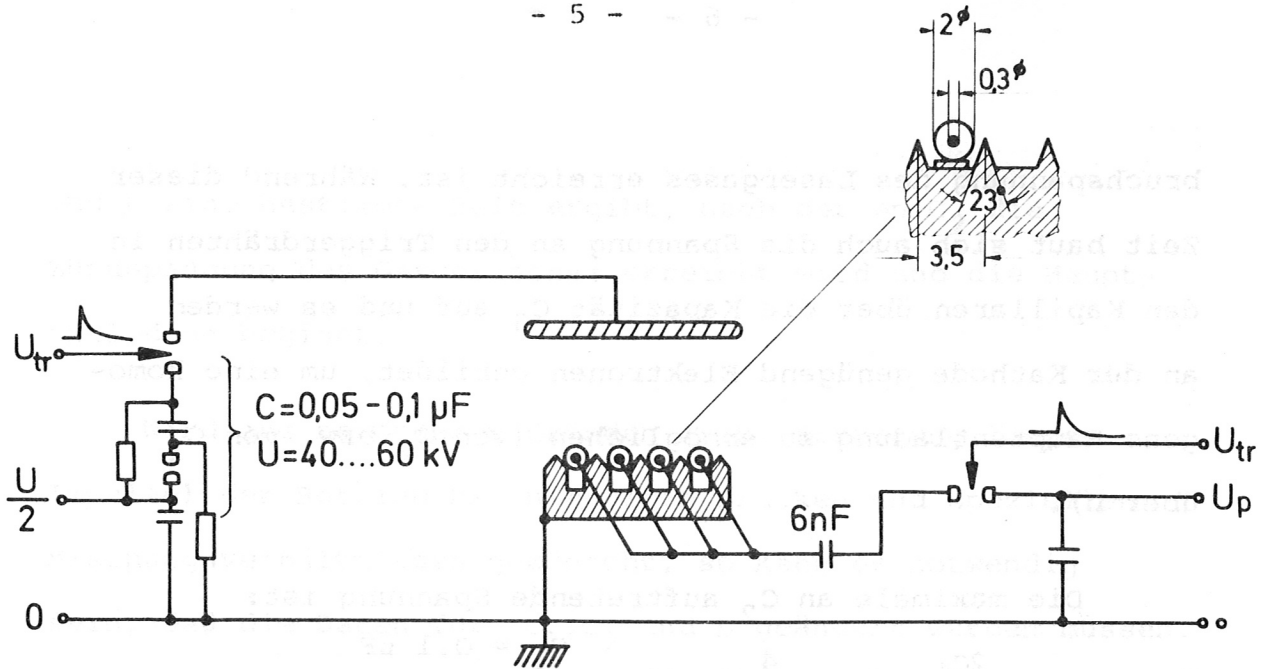


Abb. 2

Schaltkreis und Elektrodenanordnung eines Lasers mit separatem Vorionisierungskreis.

$U/2$  ist die Ladespannung des Marxgenerators

$U_p$  ist die Ladespannung des Vorionisierungskreises

$U_{tr}$  sind Triggerspannungen

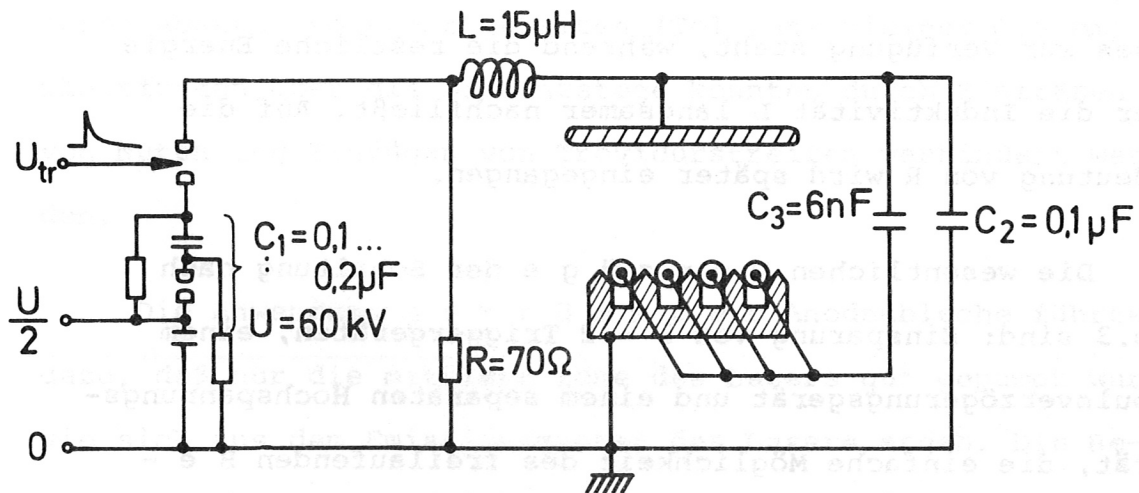


Abb. 3

Schaltkreis und Elektrodenanordnung eines Lasers mit integriertem Vorionisierungskreis.



bruchspannung des Lasergases erreicht ist. Während dieser Zeit baut sich auch die Spannung an den Triggerdrähten in den Kapillaren über die Kapazität  $C_3$  auf und es werden an der Kathode genügend Elektronen gebildet, um eine homogene Hauptentladung zu ermöglichen (von  $C_2$  bzw. von  $C_1$  über  $L$ ).

Die maximale an  $C_2$  auftretende Spannung ist:

$$U_{C_2} = \frac{2C_1}{C_1 + C_2} U = \frac{4}{3} U \quad \text{für} \quad \begin{array}{l} C_1 = 0,1 \mu\text{F} \\ C_2 = 0,2 \mu\text{F} \end{array}$$

Unter typischen Betriebsbedingungen erfolgt jedoch die Zündung der Entladung im Lasergas bereits etwa bei der Spannung  $U$ . Dies hat zur Folge, daß in unserem Fall nur etwa die Hälfte der gesamten gespeicherten elektrischen Energie schnell (über die niederinduktive Verbindung von  $C_2$  mit dem Entladungsgefäß) für die Anregung des Lasergases zur Verfügung steht, während die restliche Energie über die Induktivität  $L$  langsamer nachfließt. Auf die Bedeutung von  $R$  wird später eingegangen.

Die wesentlichen V o r z ü g e der Schaltung nach Abb.3 sind: Einsparung von 1 - 2 Triggergeräten, einem Impulsverzögerungsgerät und einem separaten Hochspannungsgerät, die einfache Möglichkeit des freilaufenden B e - t r i e b e s und die ausgezeichnete R e p r o d u z i e r - b a r k e i t in einem weiten Parameterbereich. Der N a c h - t e i l eines solchen Systems besteht darin, daß die für die Vorionisierung zur Verfügung stehende Zeit nicht mehr auf einfache Weise extern eingestellt werden kann, da sich je nach Gasfüllung und Gasdruck, sowie abhängig von  $C_1, C_2$

und L eine bestimmte Zeit ergibt, nach der an  $C_2$  die Zündspannung des Gasgemisches erreicht wird und die Hauptentladung beginnt.

Wird aus besonderen Gründen (z.B. Erzeugung langer Impulse) der Betrieb bei niedrigen Drucken und speziellen Mischungsverhältnissen gewünscht, so kann es notwendig sein, daß die Daten für  $C_1, C_2$  und L geändert werden müssen.

### Mechanischer Aufbau

Beobachtungen des Plasmaleuchtens von der Seite des Lasers her zeigten, daß sich A b s t a n d s s c h w a n k u n g e n zwischen Kathode und Anode von bereits 1 mm deutlich in der Leuchtintensität bemerkbar machen. Daher wurde durch Einfügen von Distanzstegen aus Plexiglas zwischen die Elektroden deren Abstand konstant gehalten (Toleranz kleiner 0,5 mm). Gleitfunken über die Distanzstege konnten durch Einfräsen von Nuten und Einfügen von Trovidurstreifen verhindert werden.

Die Anwendung g e k r ü m m t e r Anodenbleche führte dazu, daß nur die mittlere Zone des Lasers gut gepumpt wurde, wie sich aus dem Emissionsmuster des Lasers ergab. Die Benutzung e b e n e r (nicht polierter) Aluminium-Anoden ergibt ein homogenes Pumpen über fast die gesamte Anodenbreite.



Als optimale Höhe der Triggerdrähte ergab sich die Einstellung auf die Höhe der Kathodenkanten (s. Abb.2).

### Resonator

Im allgemeinen wurde eine plane Auskoppelplatte aus Germanium mit 65 % Transmission und ein Kupfer-Zirkon-Spiegel mit Goldauflage und dielektrischer Schicht (Reflexion 99,3%) mit einem Krümmungsradius von 10 m (Fa. Oriel optics) als Resonator benutzt. Goldbedampfte Glasspiegel wurden nach wenigen Entladungen durch die Laserstrahlung zerstört, ebenso zeigten sich leichtere Schäden an der Auskoppelplatte, während der genannte Endspiegel hunderte von Entladungen bei maximaler Energie ohne Schaden überstanden hat.

Um das Verkippen der Resonatorspiegel gegeneinander zu verhindern, wurden deren Halterungen mit 4 Stahlstangen gegeneinander abgestützt. Für die Verstellung und Lagerung des Endspiegels wurde die in Abb.4 angegebene Anordnung gewählt, die den Einfluß der Druckdifferenz zwischen Lasergas und Atmosphäre eliminiert.

Damit erwies sich die Justierung über Wochen als konstant und war auch nicht mehr von dem benutzten Arbeitsdruck abhängig.

#### 4. Parameterstudien

Die Wahl der Parameter hängt von der Anwendung des Lasers ab. Einige Tendenzen sollen im Folgenden beschrieben werden:

##### Kreisparameter

Einfluß des Widerstandes  $R$  (Abb. 3):

Dieser Widerstand führt zur Absenkung der am Marxgenerator erzeugten Spannung mit der Zeitkonstante  $C_1 \cdot R = 14 \mu s$  bei  $C_1 = 0,2 \mu F$ . Das bedingt einen Verlust der Laserenergie von etwa 10 %. Die Entladung wird jedoch gleichmäßiger und Funkenbildung wird vermieden. Abb.5 zeigt, wie ohne diesen Widerstand manchmal Funkenbildung nach 3 - 5  $\mu s$  einsetzt (erkenntlich am Durchschwingen des Stromes) und dann die Laserstrahlung reduziert wird. Eine reproduzierbare Emission bei hoher Impulsenergie war nur mit dem Widerstand  $R$  möglich. Vermutlich lassen sich ähnliche Effekte wie durch den Widerstand  $R$  auch durch andere Maßnahmen erzielen (Verringern der Kapazität  $C_1$ , oder der Ladespannung).

Marxgenerator: Es wurden Versuche mit  $C_1 = 0,1$  und  $0,2 \mu F$  entsprechend 180 bzw. 360 Joule gespeicherter Energie gemacht (bei 60 kV Spannung am Marxgenerator).

Die Laserenergie in Abhängigkeit vom Druck zeigt Abb.6. Die Maximale Leistung hängt, im Gegensatz zur Energie, nur wenig von der Kapazität des Marxgenerators ab (s. Abb.17). Der Grund dafür ist, daß die Maximalleistung

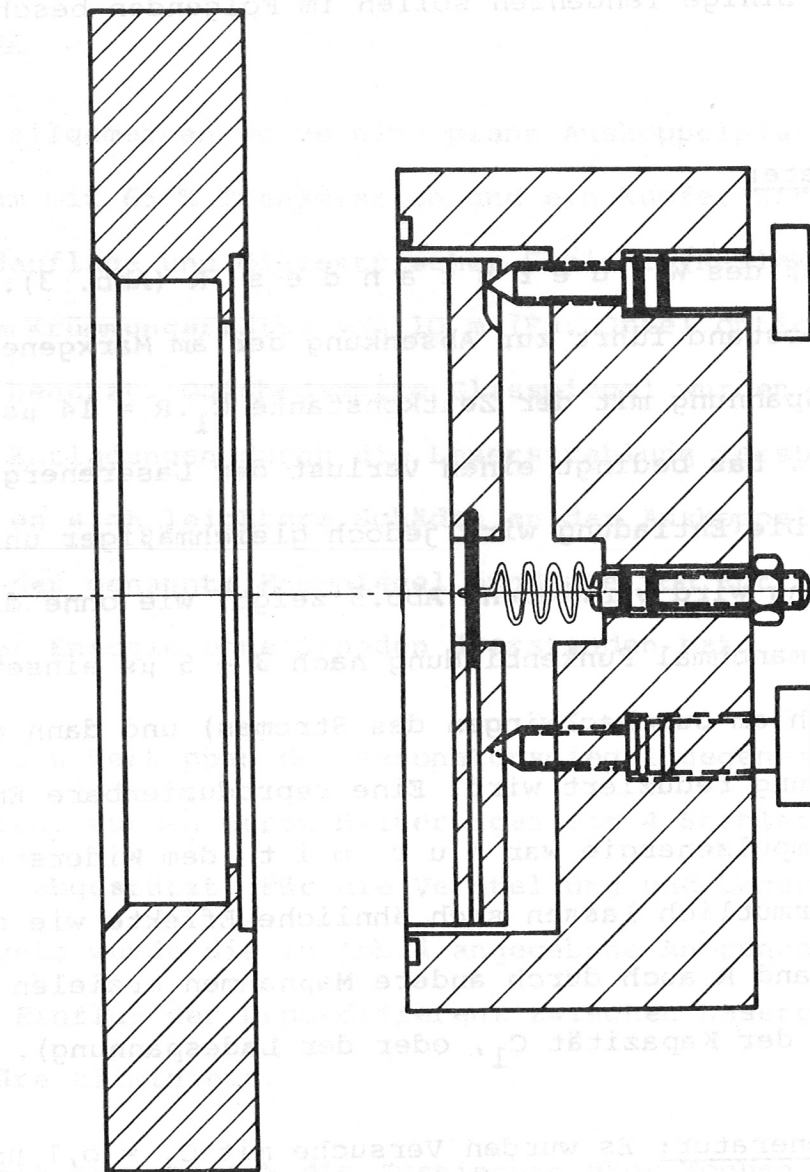


Abb. 4

Justierhalterung für den konkaven Resonatorspiegel, bei der Druckänderungen im Entladungsgefäß keinen Einfluß auf die Justierung haben.



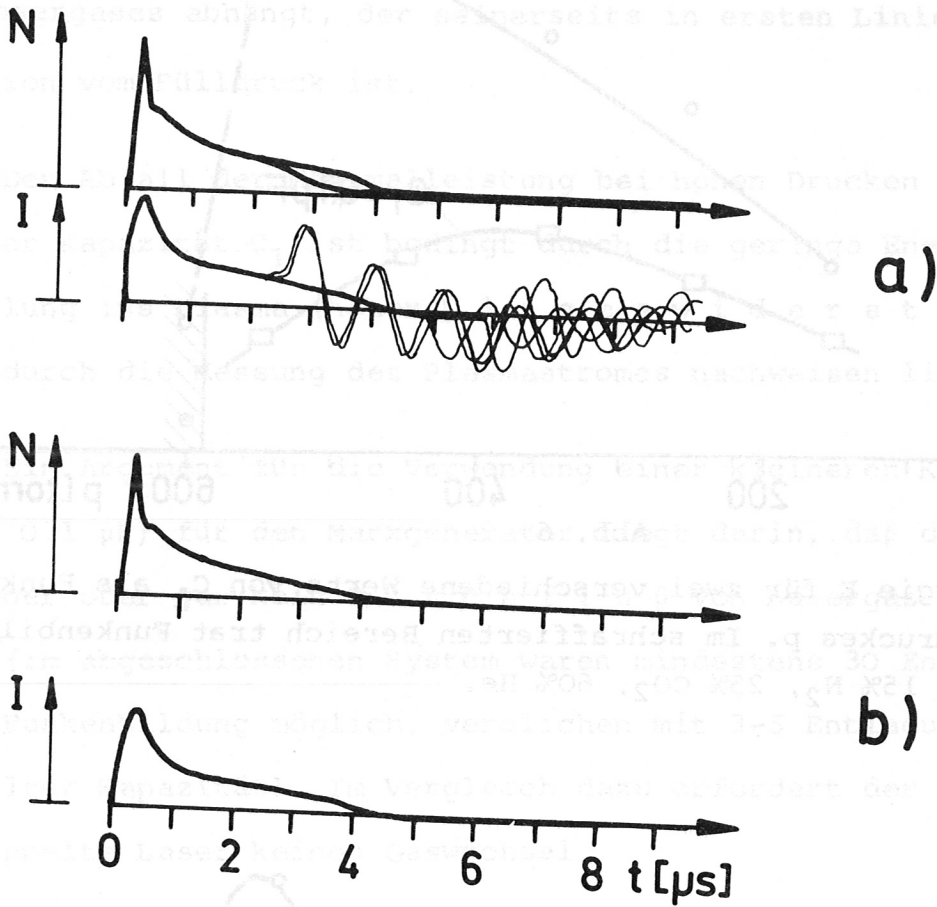


Abb. 5

Laseremission  $N$  und Entladungsstrom  $I$ . Bei Funkenbildung schwingt der Strom durch und die Emission wird geringer.

- a) ohne den Widerstand  $R$ ,
- b) mit dem Widerstand  $R = 70 \text{ Ohm}$

Mischung:  $N_2$  25%,  $CO_2$  25%,  $He$  45%,  $H_2$  5%. Gesamtdruck 350 Torr.  
Energie der Lichtimpulse 35 - 40 Joule. Speicherkapazität  $0,8 \mu\text{f}$ .  
Jedes Bild zeigt die Überlagerung von 5 Entladungen.

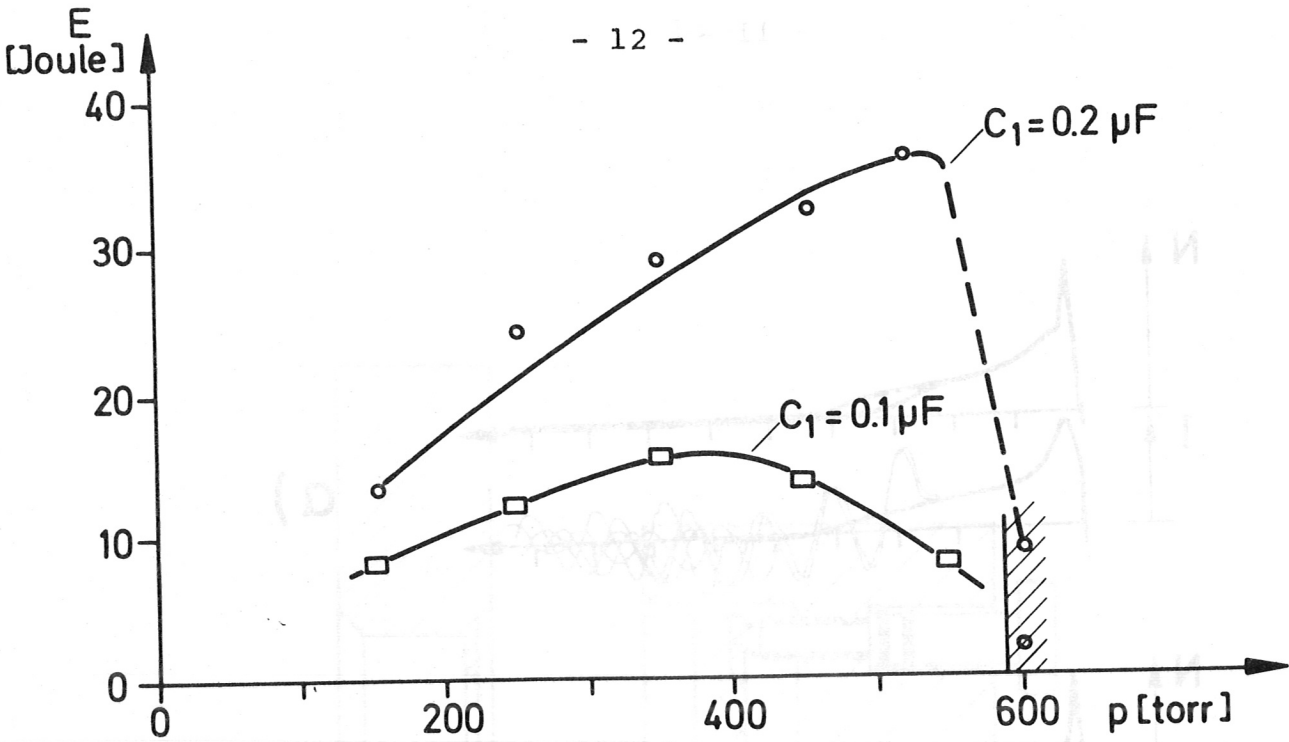


Abb. 6

Laserenergie E für zwei verschiedene Werte von  $C_1$  als Funktion des Fülldruckes p. Im schraffierten Bereich trat Funkenbildung ein. Mischung: 15%  $N_2$ , 25%  $CO_2$ , 60% He.

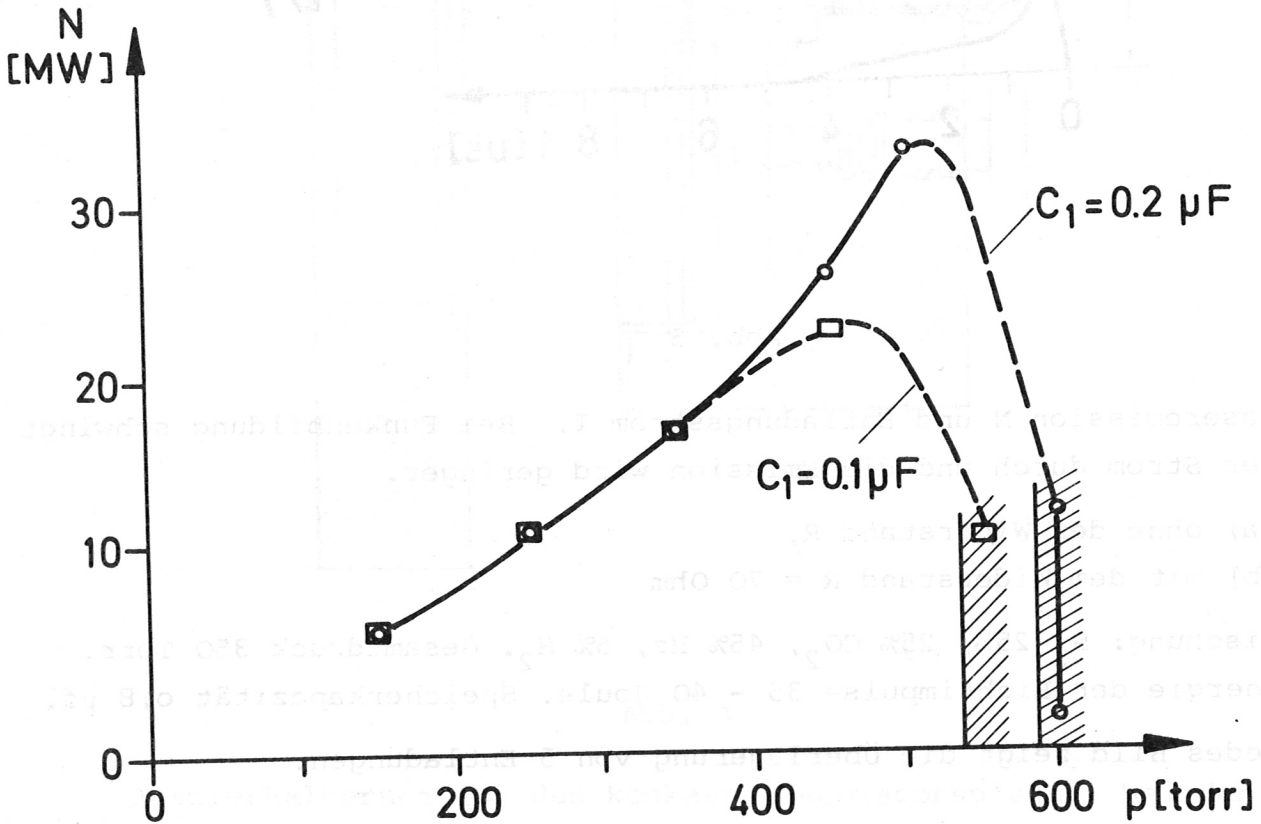


Abb. 7

Maximalleistung N als Funktion vom Fülldruck p. Im schraffierten Bereich trat Funkenbildung ein. Mischung: 15%  $N_2$ , 25%  $CO_2$ , 60% He.

nur von der Ladespannung des Kondensators  $C_2$  zum Zündzeitpunkt des Lasergases abhängt, der seinerseits in ersten Linie eine Funktion vom Fülldruck ist.

Der Abfall der Maximalleistung bei hohen Drucken im Fall kleiner Kapazität  $C_1$  ist bedingt durch die geringe Energieeinkoppelung ins Plasma (hoher P l a s m a w i d e r s t a n d), wie sich durch die Messung des Plasmastromes nachweisen ließ.

Ein Argument für die Verwendung einer kleineren Kapazität (z.B. 0.1  $\mu\text{F}$ ) für den Marxgenerator liegt darin, daß dann nur ein geringer oder gar kein D u r c h f l u ß von Lasergas benötigt wird (im abgeschlossenen System waren mindestens 30 Entladungen ohne Funkenbildung möglich, verglichen mit 3-5 Entladungen bei doppelter Kapazität). Im Vergleich dazu erfordert der widerstands-entkoppelte Laser keinen Gaswechsel.

Erfahrungen mit  $C_1$  größer als 0,2  $\mu\text{F}$  liegen nicht vor, jedoch ist nach dem Vorhergesagten zu vermuten, daß dann die Gefahr der Funkenbildung wächst.

#### Gaszusammensetzung

Eine Variation der G a s z u s a m m e n s e t z u n g bewirkte keine Erhöhung der maximalen Leistung und Energie, sondern nur eine Verschiebung des Arbeitsbereiches (s. Abb. 8 und 9). Insbesondere der Versuch, den Plasmawiderstand durch Zusätze (Wasserstoff und Xylol /16,17/) herabzusetzen, um die Entladung des Kondensators  $C_2$  zu beschleunigen und damit die Maximalleistung zu erhöhen, war erfolglos. (In dem Kreis  $C_2$ -Entladungsstrecke bestimmt während der gesamten Entladungszeit der Plasmawiderstand, nicht die Induktivität den Stromverlauf).



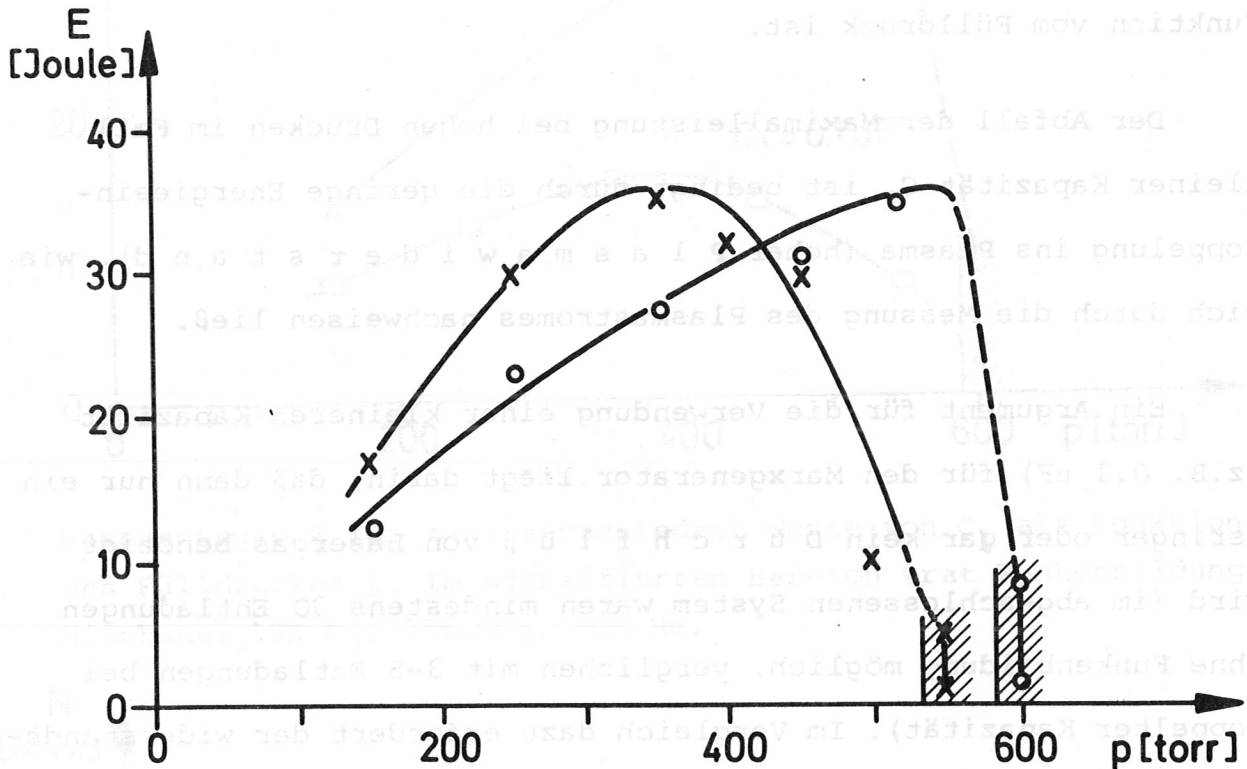


Abb. 8

Laserenergie E als Funktion des Fülldruckes p für 2 verschiedene Gasmischungen:

x: 25% N<sub>2</sub>, 25% CO<sub>2</sub>, 45% He, 5% H<sub>2</sub>.

o: 15% N<sub>2</sub>, 25% CO<sub>2</sub>, 60% He.

In den schraffierten Bereichen trat Funkenbildung ein.

$$C_1 = 0.2 \mu\text{F}.$$

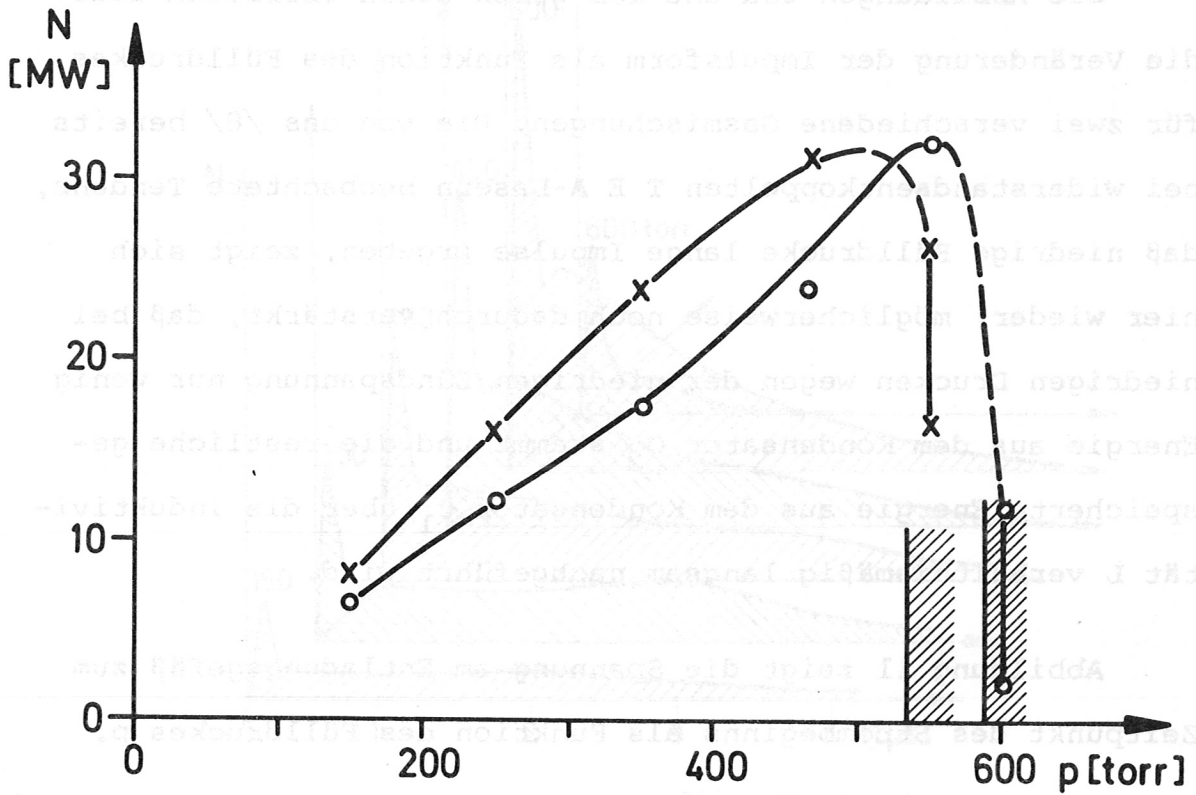


Abb. 9

Maximalleistung  $N$  für 2 verschiedene Mischungen als Funktion des Fülldruckes  $p$ .

X: 25%  $N_2$ , 25%  $CO_2$ , 45% He, 5%  $H_2$ .

O: 15%  $N_2$ , 25%  $CO_2$ , 60% He.

In den schraffierten Bereichen trat Funkenbildung ein.

$$C_1 = 0.2 \mu F.$$

Die Abbildungen 10a und 10b geben einen Überblick über die Veränderung der Impulsform als Funktion des Fülldruckes für zwei verschiedene Gasmischungen. Die von uns /8/ bereits bei widerstandsentkoppelten T E A-Lasern beobachtete Tendenz, daß niedrige Fülldrucke lange Impulse ergeben, zeigt sich hier wieder; möglicherweise noch dadurch verstärkt, daß bei niedrigen Drucken wegen der niedrigen Zündspannung nur wenig Energie aus dem Kondensator  $C_2$  stammt und die restliche gespeicherte Energie aus dem Kondensator  $C_1$  über die Induktivität  $L$  verhältnismäßig langsam nachgeführt wird.

Abbildung 11 zeigt die Spannung am Entladungsgefäß zum Zeitpunkt des Strombeginns als Funktion des Fülldruckes  $p$ .

## 5. Weitere Eigenschaften der Laserimpulse

### Divergenz

Im Fokus einer Linse mit der Brennweite 1 m entsteht auf schwarzem Röntgenfilm ein etwa 8 mm breiter und 10 mm hoher Brennfleck (die Höhe ist die Richtung Kathode-Anode). Die Intensitätsverteilung in der Fokalebene wurde mit einem Ge-Hg Photowiderstand abgetastet (Abb.12). Bemerkenswert ist ihre Asymmetrie, die vermutlich von der nicht hinreichend parallelen Justierung des Resonators herrührt. Der Resonator war auf maximale Energieauskoppelung justiert worden; dies genügt jedoch anscheinend nicht, um eine Symmetrische Winkelverteilung zu erzeugen, da sich Schäden am Auskoppelspiegel und unregelmäßiges Pumpen des Lasermediums in der Winkel-



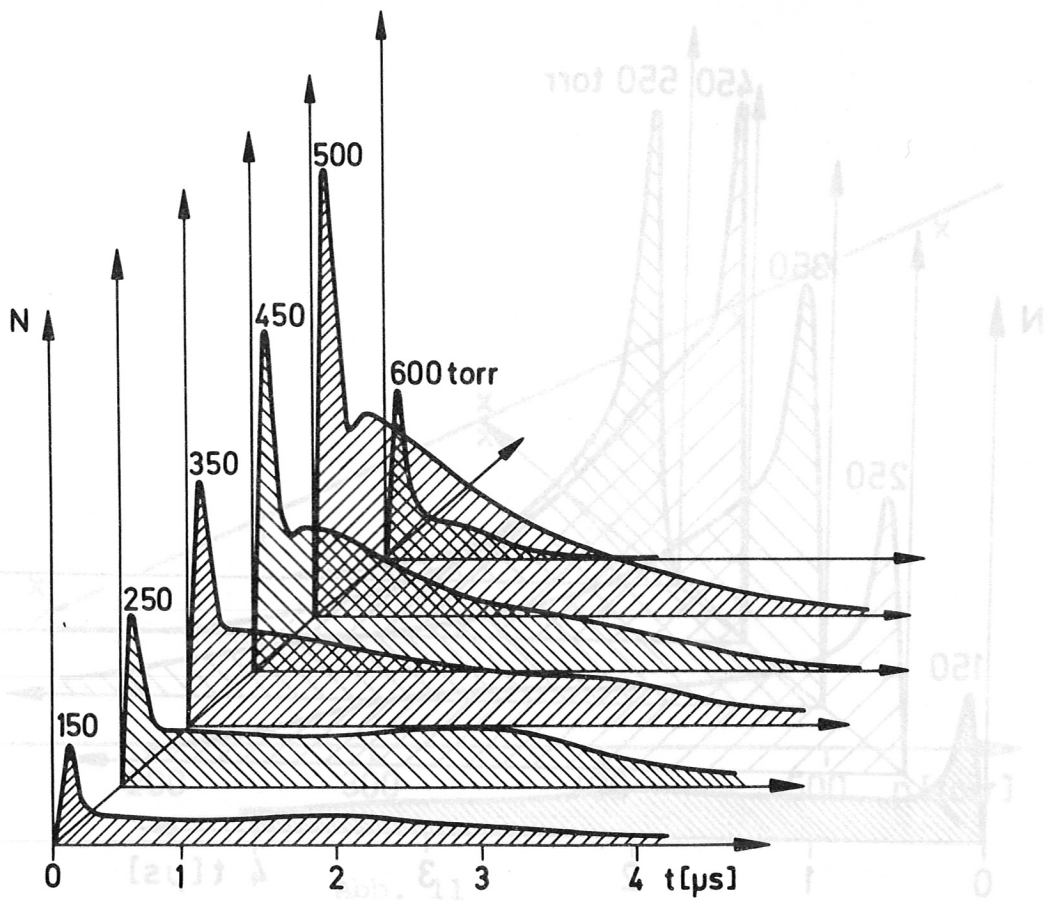


Abb. 10 a

Laserimpulse N bei verschiedenen Fülldrücken.

Bei 600 Torr trat Funkenbildung ein.

Mischung: 15% N<sub>2</sub>, 25% CO<sub>2</sub>, 60% He.

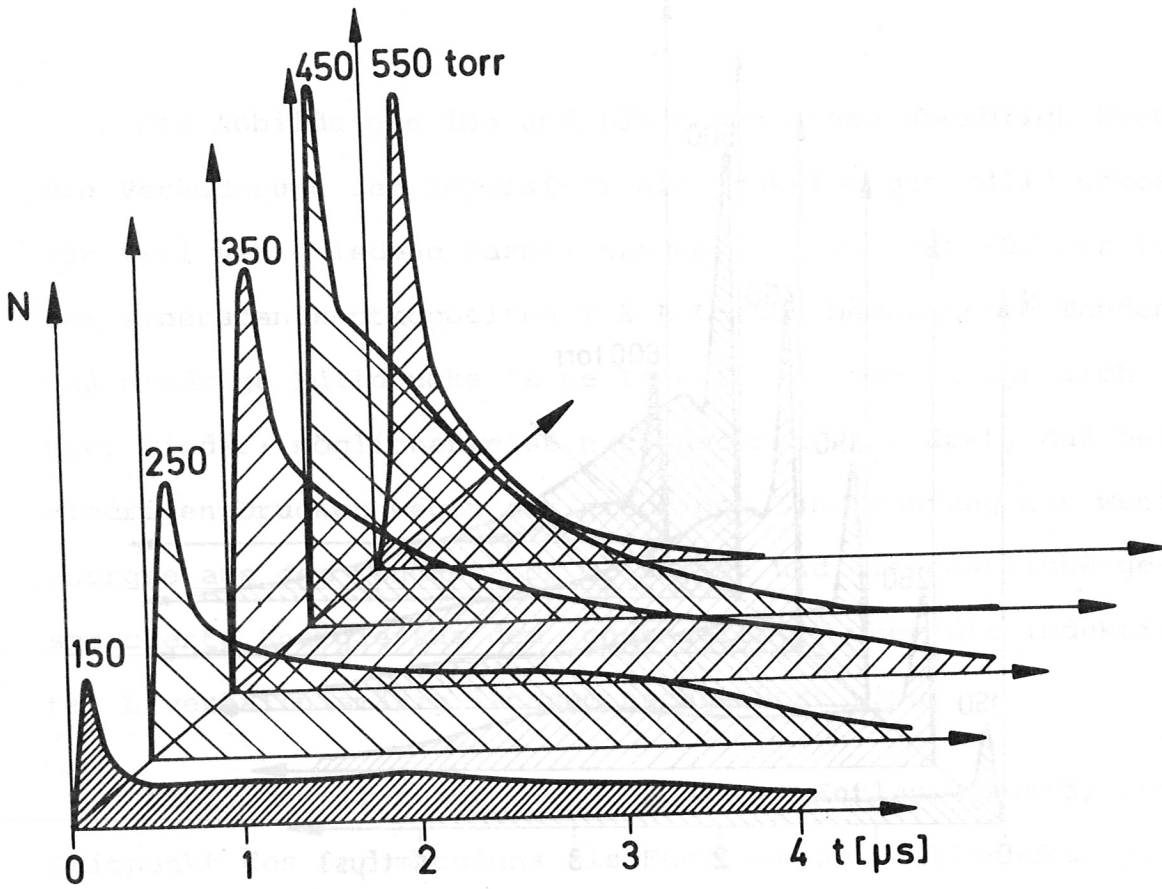


Abb. 10 b

Laserimpulse N einer anderen Gasmischung bei verschiedenen Fülldrücken.

Bei 550 Torr trat Funkenbildung ein.

Mischung: 25% N<sub>2</sub>, 25% CO<sub>2</sub>, 45% He, 5% H<sub>2</sub>.

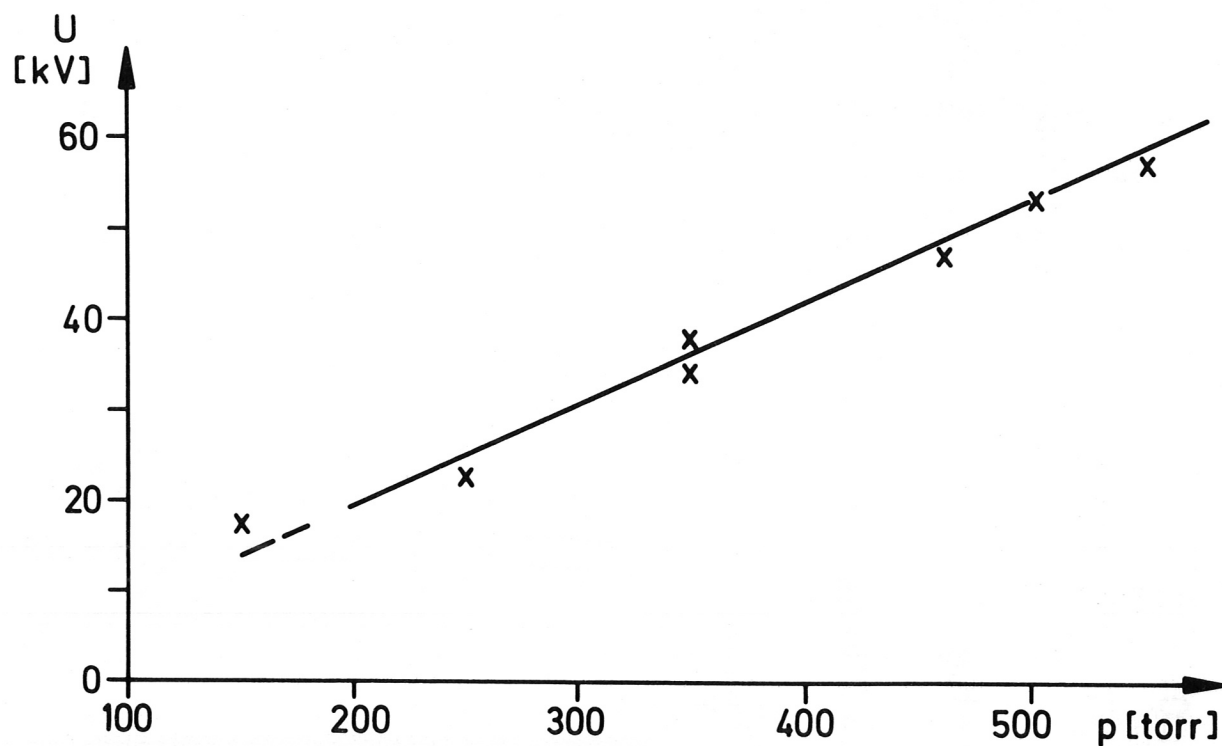


Abb. 11

Spannung am Entladungsgefäß zum Zeitpunkt des Strombeginns  
als Funktion des Fülldruckes  $p$ .

Mischung: 15%  $N_2$ , 25%  $CO_2$ , 60% He.



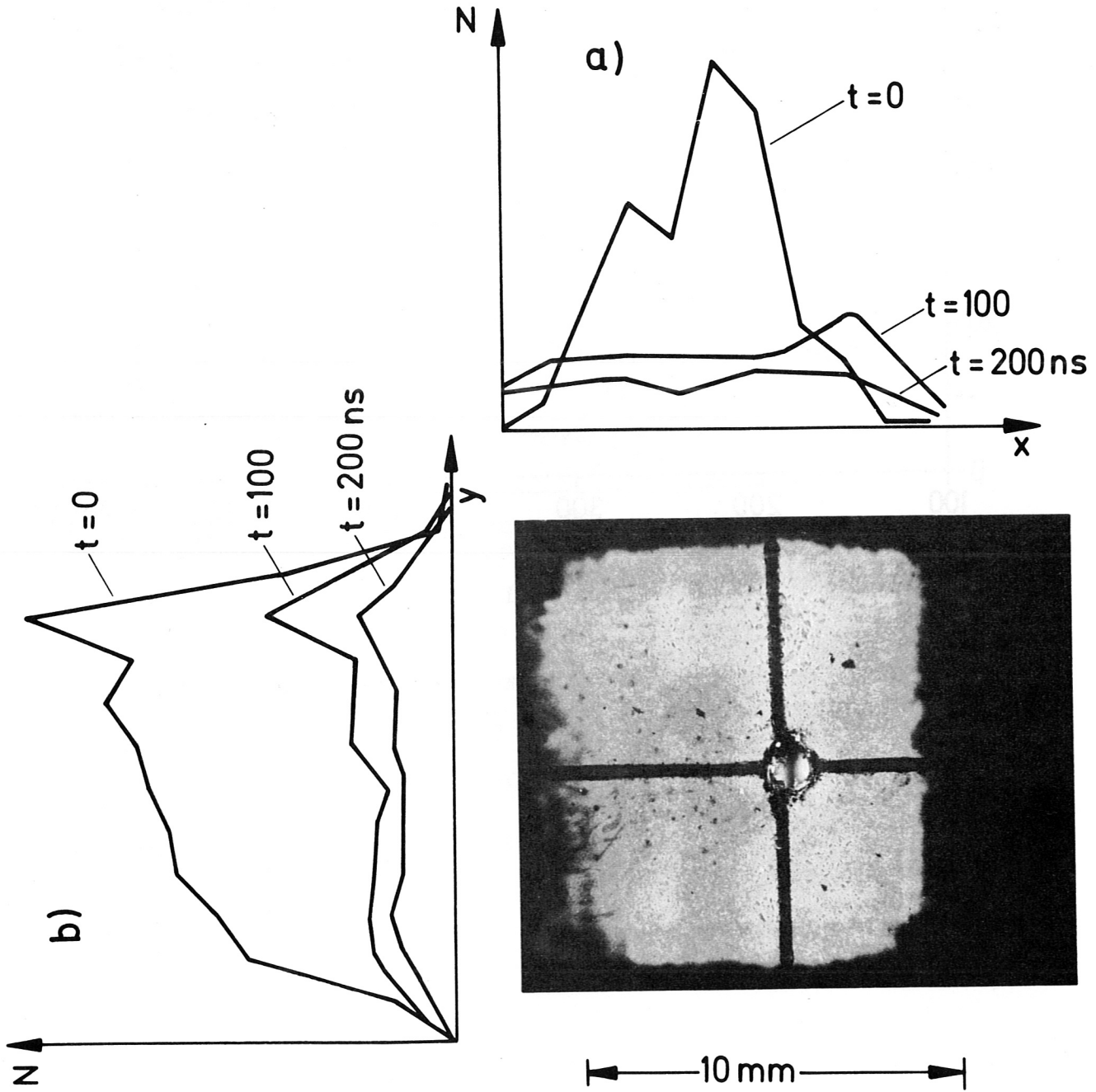


Abb. 12

Vergrößerter Verbrennungsfleck im Fokus einer Linse mit 1 m Brennweite, sowie die örtliche Intensitätsverteilung zu verschiedenen Zeiten.

a) horizontale Richtung, b) vertikale Richtung.

verteilung widerspiegeln. Während des Emissionsmaximums beträgt die *D i v e r g e n z* in horizontaler Richtung nur etwa 5 mrad (=volle Breite bei halber Intensität), wächst dann aber auf etwa 10 mrad an; etwa der gleiche Wert wird in vertikaler Richtung zu allen Zeiten gemessen.

#### Emission im Nahbild

Abbildung 13 gibt die zeitintegrierte Emission am Auskoppelfenster wieder; zur Registrierung wurden drei verschiedene Verfahren benutzt, nämlich belichteter, entwickelter Röntgenfilm und Thermofaxpapier (Typ 11), von vorn bzw. von der Rückseite her bestrahlt.

Der zeitliche Verlauf der Emission wird aus Abb.14 deutlich. Es wurde in der Mitte des Strahlquerschnittes sowie 1 und 2 cm in horizontaler und vertikaler Richtung davon entfernt gemessen. Die Ergebnisse zeigen, daß an verschiedenen Stellen des Strahlquerschnittes die *I m p u l s f o r m e n* sehr unterschiedlich sind. Die Gesamtemission (über eine Mattscheibe betrachtet) ist ebenfalls in Abb.14 wiedergegeben. Man erkennt, daß Messungen *a l l e i n* der *z e n t r a l e n* *Z o n e* einen vollkommen anderen Leistungsverlauf zeigen und *n i c h t* als *r e p r ä s e n t a t i v* für den ganzen Laser angesehen werden können. Diese Gefahr scheint uns bei Messungen mit Photon-drag Detektoren besonders gegeben, da diese wegen ihrer kleinen Abmessungen im allgemeinen nur einen kleinen Teil des Strahlquerschnitts erfassen.

←38mm→

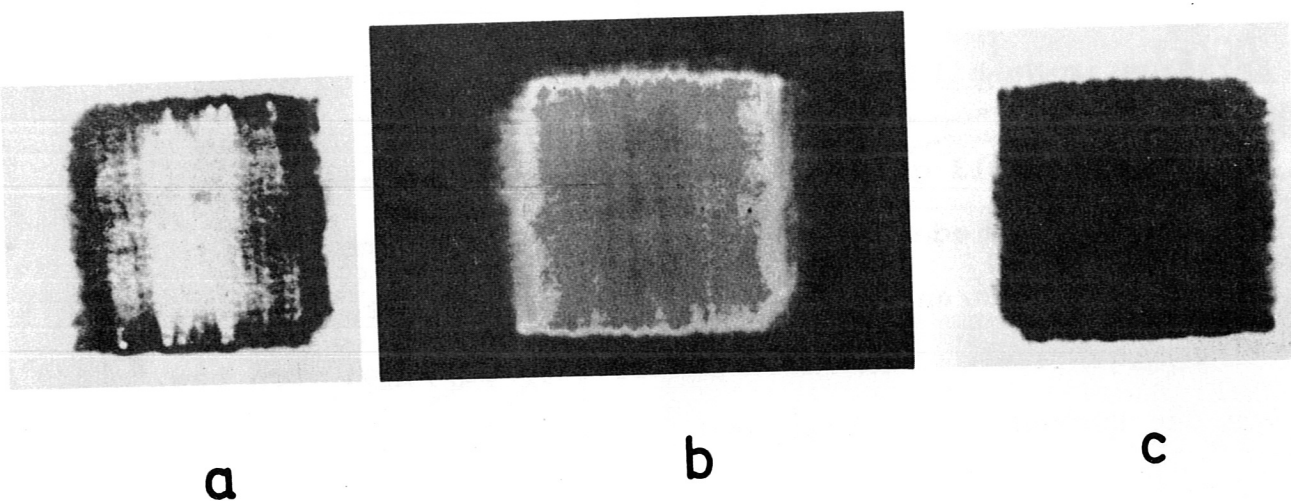


Abb. 13

Emissionsbild des Lasers am Austrittsfenster (Nahbild), registriert mit verschiedenen Materialien:

- a) Thermofaxpapier Typ 11. Laser auf die Vorderseite gerichtet. Die hellen Stellen in der Mitte entsprechen höheren Leistungen als die dunklen am Rand.
- b) Belichteter, entwickelter Röntgenfilm
- c) Thermofaxpapier Typ 11, Laser jedoch auf die Rückseite gerichtet.



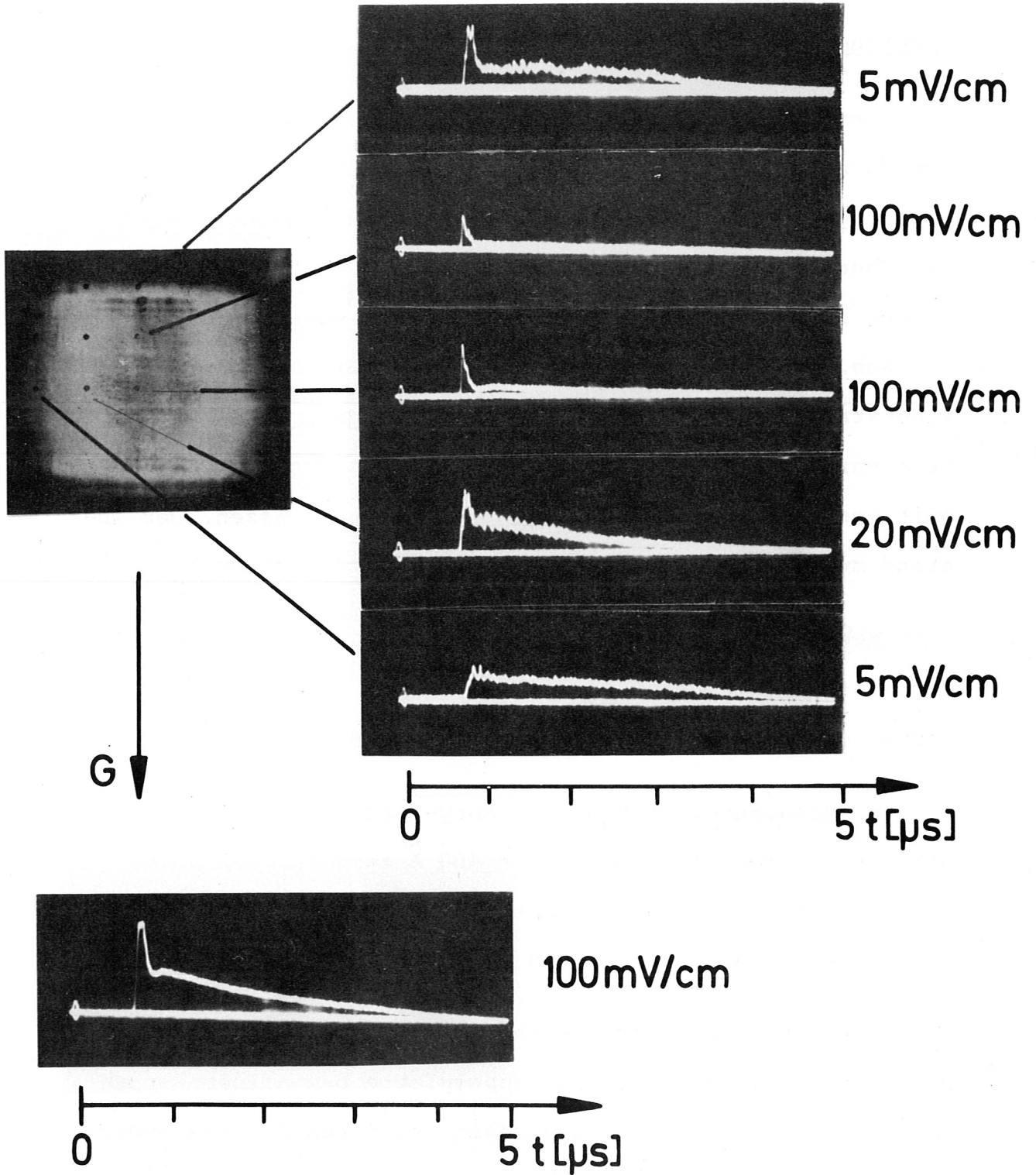


Abb. 14

Impulsverlauf, gemessen an verschiedenen Stellen des Strahlquerschnittes. G = Gesamtemission. Fülldruck 450 Torr. Mischung ohne Wasserstoff.

## Spektrum des Lasers

Der über den Querschnitt gemittelte, zeitaufgelöste Laserimpuls zeigt verhältnismäßig wenig Modulation infolge Überlagerung vieler verschiedener axialer und transversaler Moden. Die Überlagerung verschiedener Moden tritt jedoch deutlicher hervor, wenn lokale Beobachtungen vorgenommen werden (s. Abb. 15). Zu diesen Messungen wurde ein Ge-Hg-Photo-widerstand (HS-Material von SBRC) verwendet. Es wurden Frequenzen beobachtet, die auf mindestens 5 gleichzeitig emittierte benachbarte Axialmoden schließen lassen. (Der Abstand zweier benachbarter Axialmoden beträgt 75 MHz).

Messungen mit einem Fabry-Perot-Interferometer (freier Spektralbereich  $5,6 \text{ \AA}$ ) hatten eine Halbwertsbreite der Linie von etwa  $1 \text{ \AA}$  (300 MHz) ergeben.

Untersuchungen mit einem Fabry-Perot-Interferometer mit freiem Spektralbereich  $\Delta\lambda = 488 \text{ \AA}$  zeigten, daß außer einer starken Linie noch 1 bis 2 schwächere, benachbarte Rotationslinien auftreten.

Die Intensität der gleichzeitig emittierten Linien kann durch die Justierung der Auskoppelplatte beeinflusst werden (Abb. 16). Die für diese Messungen benutzten Interferometer werden im Anhang näher beschrieben.

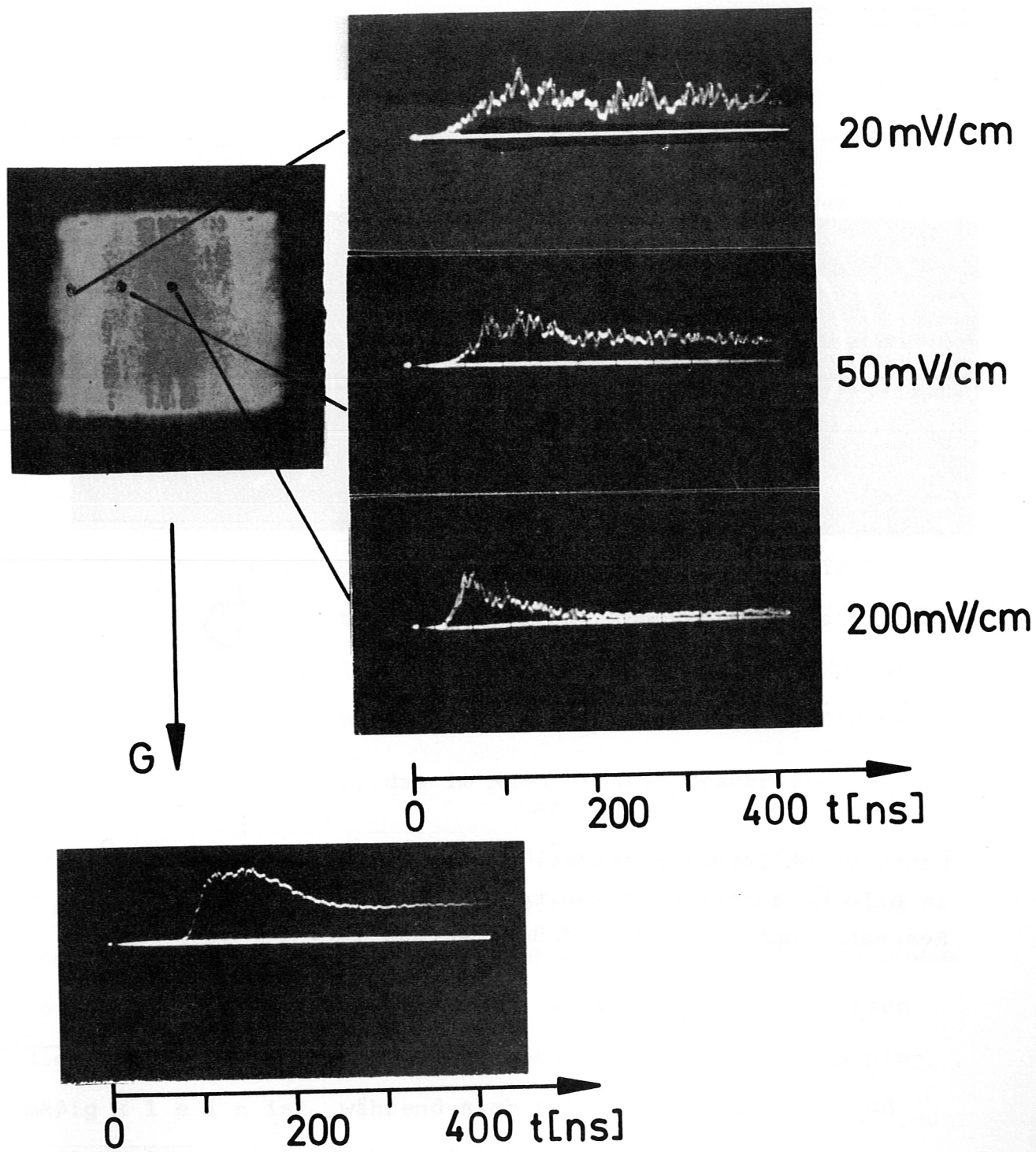
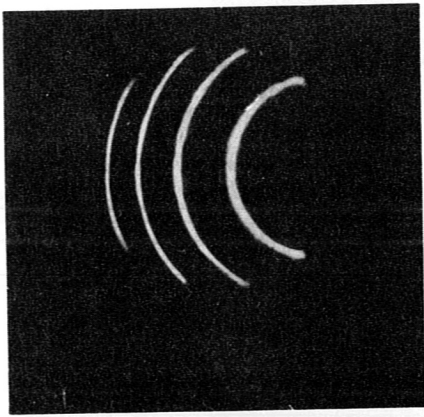


Abb. 15

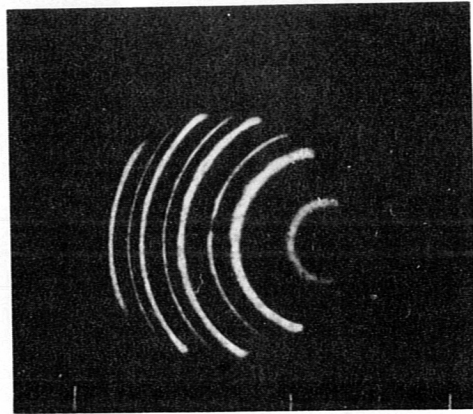
Impulsverlauf, gemessen an verschiedenen Stellen des Strahlquerschnittes (wie Abb. 14), jedoch mit höherer Zeitauflösung.

G = Gesamtemission.





a



b

Abb. 16

Fabry-Perot Interferogramme. Freier Spektralbereich  $488 \text{ \AA}$ . Die in Bild b) auftretende zweite Linie konnte durch Veränderung der Resonatorjustierung unterdrückt werden (a).

## 6. Energie - und Leistungsmessung

### Energie:

Zur Messung der Energie wurden drei Methoden angewandt:

- 1) Ein Konuskalorimeter der Firma CGE, welches gestattete, den gesamten Strahlquerschnitt unfokussiert und ohne Abschwächung im Konus aufzufangen.
- 2) Ein Leistungsmeßgerät der Firma Coherent Radiation, welches in ballistischer Weise betrieben wurde. Die Eichung wurde mit einem 10 W- Dauerstrichlaser vorgenommen, aus dem mit einem Fotoverschluß Impulse der gewünschten Energie hergestellt wurden. Mit diesem Meßgerät konnten Impulse bis etwa 3 Joule zuverlässig bestimmt werden. Bei höheren Energien traten Leuchterscheinungen und Plasmabildung im Meßkopf auf.
- 3) Ein Gaskalorimeter, das im Anhang näher beschrieben wird.

Bei den Messungen nach Methode 2 und 3 mußte der Laserstrahl abgeschwächt werden. Dazu wurden Absorber aus Arsentrisulfidglas, Teflon, Hostaphan und Kalziumfluorid sowie Reflexion an NaCl-Platten benutzt. Am zuverlässigsten waren die Absorber, bei denen die Absorptionskonstante verhältnismäßig klein ist, während sich Folien aus Hostaphan und Teflon als problematisch erwiesen.

Die Ergebnisse der drei Meßverfahren stimmten innerhalb von 10% überein.

### Leistung:

Während die Übereinstimmung der verschiedenen Meßverfahren für die Laserenergie zufriedenstellend war, ergaben sich bei der Leistungsmessung Schwierigkeiten. Es zeigte sich, daß käufliche F o t o n - d r a g Detektoren (z.B. von der Fa. Rofin) im allgemeinen ein größeres Verhältnis zwischen Spitze und Schwanz des Impulses anzeigen als ein dotierter Ge-Hg-Photowiderstand der Firma SBRC (Abb.17). Diese Unterschiede in der Impulsform führen zu entsprechend unterschiedlichen Impulsleistungen. Insbesondere erhält man mit dem Foton-drag-Detektor höhere Maximal-Leistungen. Wir haben jedoch Grund zu der Annahme, daß die Signalformen durch den Ge-Hg-Photowiderstand richtig wiedergegeben werden, gestützt auf die Beobachtung, daß ein Ge-Au-Photowiderstand (Fa. Philco) und mehrere Ge-Hg-Photowiderstände gute Übereinstimmung (10%) zeigten. Ferner konnte an selbstgefertigten Foton-drag Detektoren gezeigt werden, daß die Impulsformen empfindlich von der Art der K o n - t a k t i e r u n g abhängen. Insbesondere konnte durch ein spezielles Lötverfahren /18/ Übereinstimmung mit Impulsen der Photowiderstände erreicht werden.

### Granulationseffekte:

Häufig ist es notwendig, den Laserstrahl an einer Mattscheibe (z.B. Metallpulver oder Schleifpapier) zu streuen, um zum Beispiel einen repräsentativen Mittelwert für die Gesamtemission zu erhalten oder um definiert abzuschwächen. Dabei ist

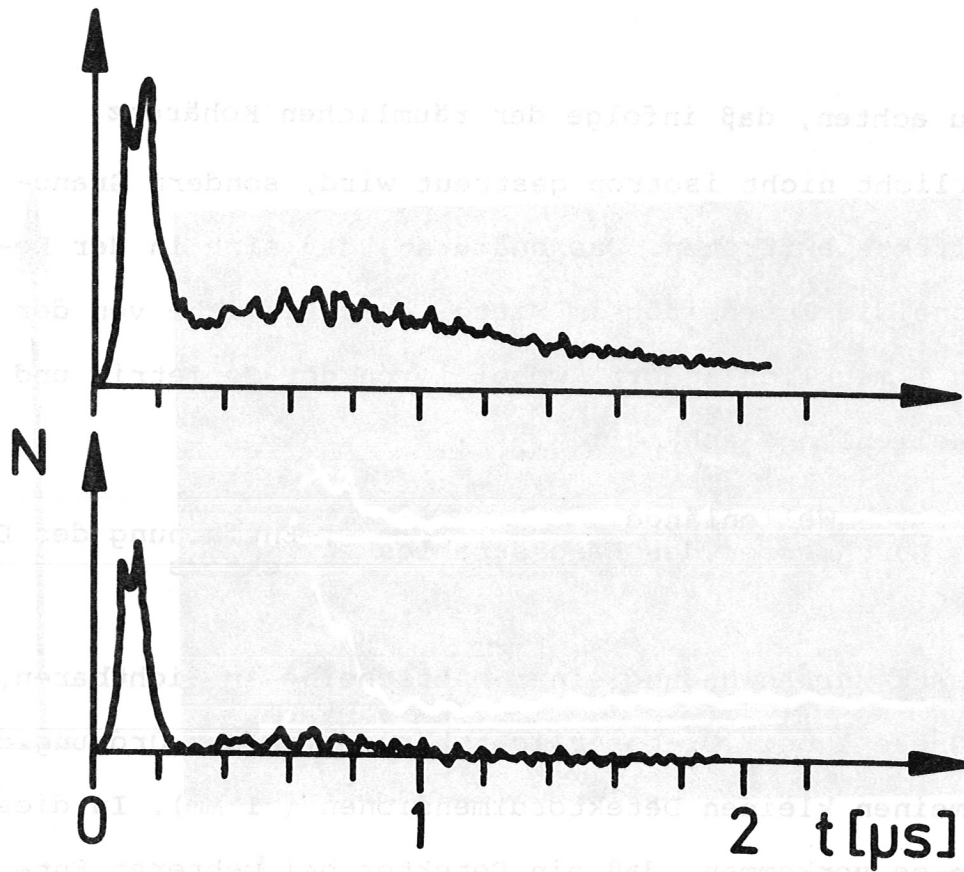


Abb. 17

Oszillogramme eines Laserimpulses, oben aufgezeichnet mit einem Hg-Ge Fotowiderstand von SBRC (Hs Material).

Unten derselbe Impuls registriert mit einem Foton-drag Detektor von Ro-fin.



darauf zu achten, daß infolge der räumlichen Kohärenz das Laserlicht nicht isotrop gestreut wird, sondern Granulationseffekte auftreten. Das bedeutet, daß sich in der Detektorebene die Intensität im Mittel über Bereiche von der Dimension  $l$  merklich ändert, wobei  $l$  von der Geometrie und von der Wellenlänge abhängt:

$$l \approx \frac{\text{Wellenlänge}}{\text{Durchmesser des Laserstrahles}} \cdot \text{Entfernung des Detektors}$$

Im Gegensatz zur Anwendung einer Mattscheibe im Sichtbaren, ist die Größe  $l$  bei  $\text{CO}_2$ -Laserlicht häufig von der Ordnung der im allgemeinen kleinen Detektordimensionen ( $1 \text{ mm}$ ). In diesem Fall kann es vorkommen, daß ein Detektor bei mehreren Entladungen unterschiedliche Impulsformen zeigt, obwohl die Gesamtemission in ihrem zeitlichen Verlauf praktisch identisch ist (s. Abb.18). Der Grund dafür ist, daß bei dem beschriebenen Multimode-Laser bei jeder Entladung andere Moden anschwingen.

Um derartige granulationsbedingte Meßfehler zu vermeiden, muß eine genügend große Fläche der Mattscheibe beleuchtet werden.

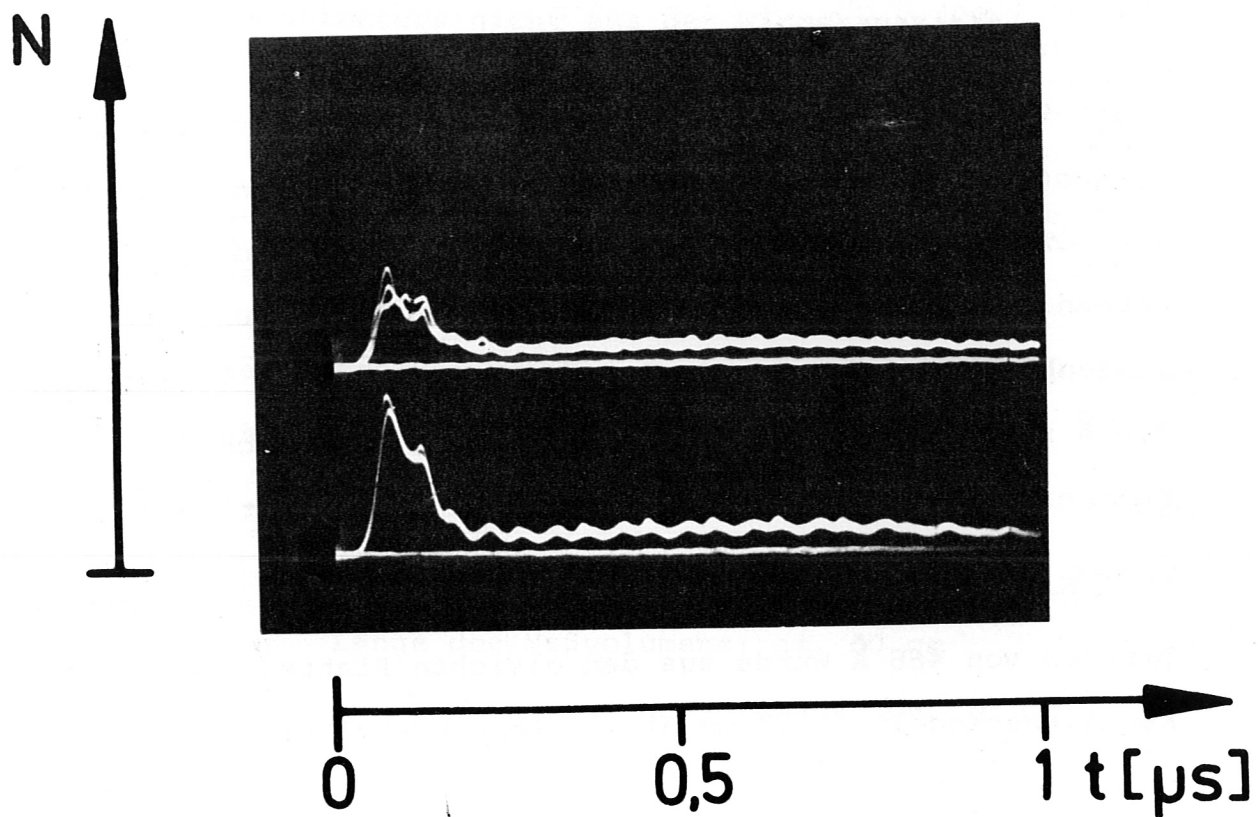


Abb. 18

Granulationseffekte:

Das obere Signal wurde über eine Mattscheibe beobachtet, die am Detektor eine Granulation von etwa 1 mm Korngröße erzeugt (Hg-Ge Detektor). Die untere Spur stammt vom selben Licht, welches bevor es die Mattscheibe erreichte, einen Foton-drag Detektor passiert hatte.

## Anhang

### Fabry-Perot-Interferometer

Das für die Untersuchung der Linienbreite benutzte Fabry-Perot-Interferometer (freier Spektralbereich  $5,6 \text{ \AA}$ ) bestand aus 2 Germaniumplatten mit dielektrischen Spiegeln von 90% Reflexionsvermögen. Es konnten dabei handelsübliche Germaniumplatten verwendet werden. Zur Untersuchung der Linienbreite wurde ein Plattenabstand von 100 mm (entspricht  $5,6 \text{ \AA}$  freier Spektralbereich) verwendet, der durch drei Kalibrierstäbe für Mikrometerschrauben realisiert wurde.

Das Fabry-Perot-Interferometer mit dem freien Spektralbereich von  $488 \text{ \AA}$  wurde aus den gleichen Platten, jedoch mit Kugellagerkugeln ( $1,15 \text{ mm } \emptyset$ ) als Abstandshalter hergestellt.

### Gaskalorimeter

In einem ca. 2 Liter großen Zylinder befindet sich ein Gemisch aus etwa 0,5 Torr  $\text{SF}_6$  und Luft von Atmosphärendruck. Der  $\text{SF}_6$ -Druck wurde so gewählt, daß die Absorption der zu messenden  $10 \text{ }\mu\text{m}$ -Strahlung in einem möglichst großen Volumen erfolgt. Die infolge der Absorption erzeugte Wärme führt zu einem Druckanstieg, der die Bewegung eines Flüssigkeitstropfens in einer horizontalen Kapillare bewirkt. Um vom atmosphärischen Außendruck unabhängig zu sein, arbeitet der Tropfen gegen ein Puffervolumen, mit dessen Größe der Ausschlag verändert werden kann

Es hat sich leider herausgestellt, daß sich wegen zu rascher Konvektion einerseits und der Viskosität und Oberflächenspannung des Flüssigkeitstropfens andererseits die Eichung des Kalorimeters nicht aus der Wärmekapazität und dem Ausdehnungskoeffizienten der Gase berechnen läßt. Aus diesem Grund wurde ein sehr dünner Konstantandraht in der Mitte des Meßvolumens angebracht, über den zum Eichen die bekannte Energie eines Kondensators umgesetzt wird.

Mit dieser Anordnung konnten Energien im Bereich von 10 mJ bis 10 J gemessen werden.

Einige Daten:

Eintrittsfenster: Germanium, entspiegelt, Transmission 99 %

Länge des Meßvolumens: ca. 30 cm

Durchmesser des Meßvolumens: ca. 10 cm

Durchmesser der Kapillare: 2 mm

Puffervolumen variabel zwischen einigen  $\text{cm}^3$  bis  $2000 \text{ cm}^3$

Tropfen: Flüssigkeit mit kleiner Oberflächenspannung, wie

Alkohol, Aceton oder Wasser mit Entspannungsmittel.

Quecksilber hat sich als ungeeignet herausgestellt.

Eichkreis: Kapazität ca.  $3 \times 10^{-3} \text{ F}$ , Widerstand des Heizdrahtes

(0,05 mm  $\varnothing$ , 10 bzw. 30 cm lang) ca. 27 bzw. 80 Ohm.

Die Wärmekapazität des Drahtes ist etwa der von einigen  $\text{cm}^3$  Luft gleich. Da der Energieübergang jedoch sehr

rasch durch Konvektion erfolgt, ist der systematische

Fehler durch die Wärmekapazität des Drahtes zu vernachlässigen.



## Literaturverzeichnis

- 1) Beaulieu, A.J., Appl.Phys.Lett. 16, 504 (1970)
- 2) Laflamme, A.K., Rev.Scientific Instr. 41, 1578 (1970)
- 3) Lamberton, H.M., P.R.Pearson, Electronics Letters 7, 141 (1971)
- 4) Rusbüldt, D., ETZ-A 92, 278 (1971)
- 5) Pan, Yu-Li, A.F.Bernhardt, J.R.Simpson, Rev.Scientific Instr. 43, 662 (1972)
- 6) Dyer, P.E., D.J.James, S.A.Ramsden, J.Phys.E: Scientific Instr. 5, 1162 (1972)
- 7) Dumanchin, R., J.Rocca-Serra, Compt.Rend 269, 916 (1969)
- 8) Därr, A., G.Decker, H.Röhr, Z. Physik 248, 121 (1971)  
Därr, A., G.Decker, H.Röhr, Report IPP 1/217 (1971)
- 9) Decker, G., H.Herold, H.Röhr, Appl.Phys.Lett. 20, 490 (1972)
- 10) Kornherr, M., G.Decker, M.Keilhacker, F.Lindenberger and H.Röhr, Phys.Letters 39A, 95 (1972)
- 11) Rusbüldt, D., ETZ-A 92, 475 (1971)
- 12) Kellerer, L., Z.Physik 239, 147 (1970)  
Evans, D.E., R.G.Carolan, Phys.Rev.Letters 25, 1605 (1970)
- 13) Gondhalekar, A., F.Keilmann, Report IPP 2/201 u. IV/26 (1971)
- 14) Därr, A., Diplomarbeit, TU München (1972)
- 15) Richardson, M.C., A.J.Alcock, K.Leopold, P.Burtyn, IEEE, J.Quantum Electr. QE-9, 236 (1973)
- 16) Deutsch, T.F., App. Phys. Lett. 20, 315 (1972)
- 17) Grigoriu, C., H.Brinkschulte, Phys. Letters 42A, 347 (1973)
- 18) Hübner, K. Univ.Heidelberg und W.Schneider, private Mitteilung.

This IPP report is intended for internal use.

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

Neither the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, nor the Euratom Commission, nor any person acting on behalf of either of these:

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