

KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG

Institut für Plasmaphysik

Assoziation EURATOM - KFA

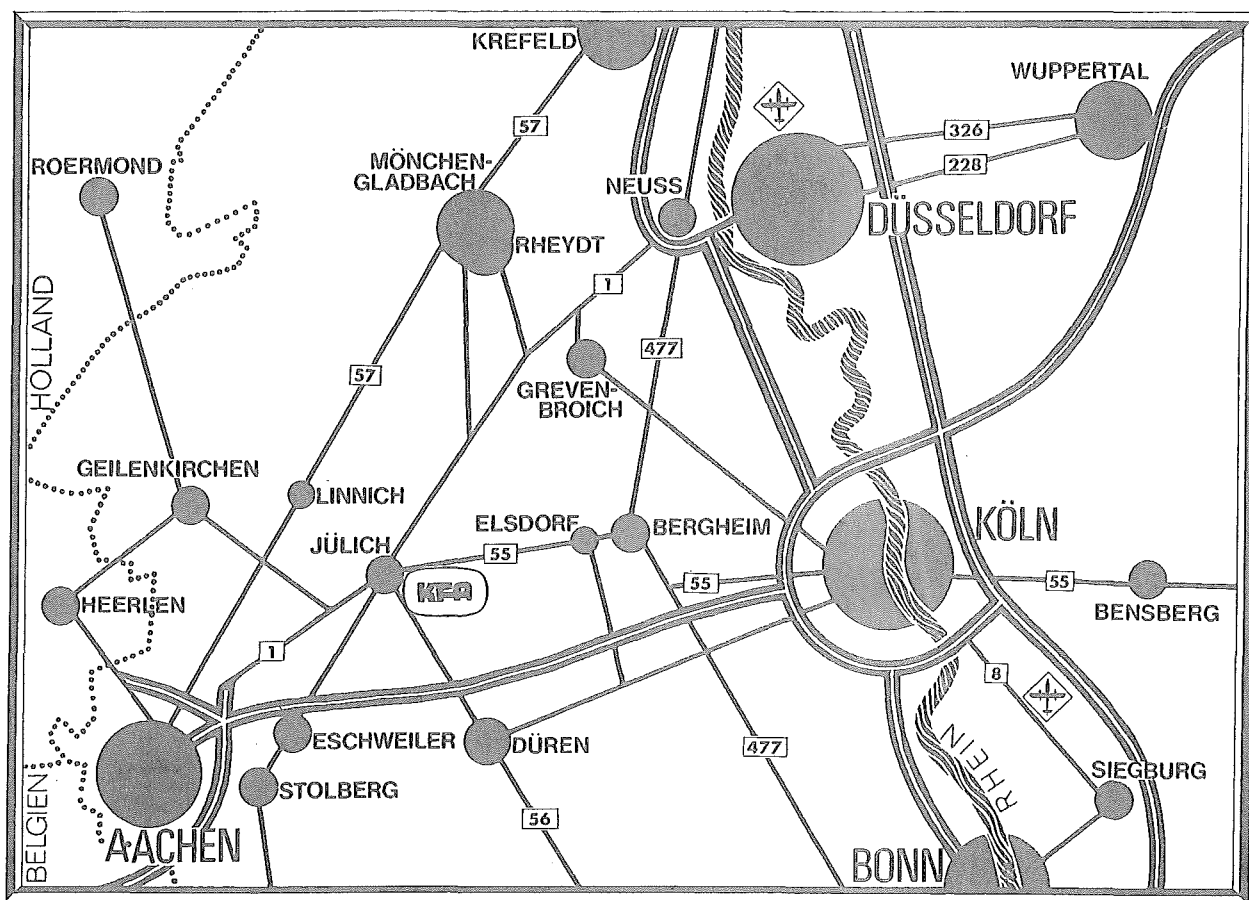
CO₂-Laser mit Elektronenstrahl-Ionisierung

von

P. Mioduszewski

JÜI - 1125 - PP
Oktober 1974

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1125

Institut für Plasmaphysik Jülich - 1125 - PP

Dok.: Carbon Dioxide Laser - Electron Beam Ionization

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

CO₂-Laser mit Elektronenstrahl-Ionisierung

von

P. Mioduszewski

ELECTRON-BEAM-CONTROLLED CO₂-LASER

P. Mioduszewski

Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Association EURATOM-KFA

ABSTRACT:

For the excitation of CO₂-lasers with pulse-energies up to kilojoules the discharges are required to have large energy input per volume at low E/p-values and at pressures ≥ 1 bar. In large volumes such discharges can only be established by the external ionisation of the gas. For this purpose a suitable electron beam generator with a pulse-heated tungsten filament cathode has been built. At excitation durations of some microseconds electron densities of about 10^{13} cm^{-3} could be achieved in the laser gas. With an electric field of 4 kV/cm in the gas volume the energy input was 200 J/l. The attempt was made to get information about the electron loss mechanism from the current time history that results after the electron beam has been switched off. Volume recombination, that is proportional to the square of the electron density as the only relevant loss mechanism could not be approved experimentally. Operating the laser as an oscillator pulses with energies of some joules have been obtained out of a volume of 0,6 l.

CO₂-LASER MIT ELEKTRONENSTRAHL-IONISIERUNG

P. Mioduszewski

Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Assoziation EURATOM-KFA

KURZFASSUNG:

Zur Anregung von CO₂-Lasern mit Impulsenergien bis zu Kilojoule sind Entladungen mit großem Energieumsatz pro Volumen bei niedrigem E/p-Wert und Drucken ≥ 1 bar erforderlich. In großen Volumina lassen sich derartige Entladungen nur durch Fremdionisation des Gases realisieren. Hierzu wurde ein geeigneter Elektronenstrahlerzeuger mit impulsgeheizter Wolframkathode gebaut. Bei Anregungsdauern von einigen Mikrosekunden konnten im Lasergas Elektronendichten von ca. 10^{13} cm^{-3} erreicht werden. Bei einem Zusatzfeld im Gasvolumen von 4 kV/cm wurden Energien von 200 J/l umgesetzt. Aus dem Verlauf des Entladungsstromes nach Abschalten des Elektronenstrahls wurden Rückschlüsse auf die Art des Elektronenverlustprozesses gezogen. Die proportional zum Quadrat der Elektronendichte verlaufende Volumenrekombination als einziger Verlustprozeß konnte experimentell nicht bestätigt werden. Im Oszillatorbetrieb wurden aus einem Volumen von 0,6 l Laserimpulse von einigen Joule erhalten.

INHALTSVERZEICHNIS

1. <u>Einführung</u>	1
2. <u>Beschreibung der Elektronenstrahlkanone</u>	5
2.1 Kathode	5
2.2 Vakuumkammer	12
2.3 Elektronenfenster	14
2.4 Elektrische Schaltung der Anlage	17
2.5 Messungen von Stromdichte und Transmission	19
3. <u>Untersuchung der Gasentladung</u>	24
3.1 Aufbau und Schaltung der Gasentladungskammer	24
3.2 Beschreibung der Gasentladung	25
3.3 Untersuchung des Entladungsstromes	27
4. <u>Aufbau der Entladungskammer als Laseroszillator</u>	33
5. <u>Zusammenfassung</u>	34
6. <u>Literaturverzeichnis</u>	35

1. Einführung

Der CO₂-Laser zeichnet sich vor anderen Lasertypen durch seinen hohen Wirkungsgrad aus, der durch den hohen Quantenwirkungsgrad und vor allem durch den sehr effektiven Anregungsmechanismus bedingt ist. Für die verschiedenen Typen von CO₂-Lasern liegen die Gesamtwirkungsgrade zwischen 5 und 25%. Die Wellenlänge der CO₂-Laserstrahlung liegt bei 10,6 μm. Bei der Entwicklung von gepulsten CO₂-Lasern hat besonders die Erhöhung des Gasdruckes wesentliche Fortschritte gebracht. Im Jahre 1970 wurden zum erstenmal CO₂-Laser mit CO₂-N₂-He-Gasgemischen bei Atmosphärendruck betrieben [1,2]. Der erhöhte Gasdruck - bei konstantem Mischungsverhältnis - bringt verschiedene Vorteile:

- a) Die pro Laserpuls verfügbare Energie steigt mit dem Druck, da die maximal mögliche Inversionsdichte proportional zur Teilchenzahldichte der CO₂-Moleküle anwächst. Bezeichnet man mit n_{CO_2} die Teilchenzahldichte der CO₂-Moleküle und mit n_{omax} die Anzahl der maximal im oberen Laserniveau befindlichen CO₂-Moleküle pro Volumeneinheit, dann kann man für die maximal mögliche Inversionsdichte schreiben

$$n_{\text{omax}} = C \cdot n_{\text{CO}_2}.$$

Die Konstante C liegt bei 0,5... 0,8, d.h. zwischen 50% und 80% der CO₂-Moleküle können sich maximal im oberen Laserniveau befinden. Die Verstärkung der Laserwelle ist beendet, wenn das obere und das untere Laserniveau gleichbesetzt sind. Das ist in grober Näherung dann der Fall, wenn die Hälfte der anfangs im oberen Niveau befindlichen Moleküle ins untere Niveau übergegangen sind. Die maximal pro Volumen verfügbare Laserenergie wird daher

$$\frac{E_{\text{max}}}{V} = h\nu \cdot \frac{C}{2} \cdot n_{\text{CO}_2}.$$

Dabei ist $h\nu$ die Quantenenergie der Laserstrahlung. Für den CO₂-Laser mit $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ist $h\nu = 0,118 \text{ eV}$. Mit einer Teilchenzahldichte $n_{\text{CO}_2} \approx 10^{22}/\text{l}$ und $C = 0,5$ wird $E_{\text{max}}/V = 47 \text{ J/l}$.

Bei genauerer Betrachtung ist zu berücksichtigen, daß das untere Laserniveau beim CO_2 -Laser eine so kurze Lebensdauer hat, daß es während der Dauer des Laserpulses bereits teilweise wieder geleert wird. Daher kann auch dann noch Besetzungsinversion bestehen, wenn das obere Laserniveau schon zur Hälfte geleert ist. Für die obige Abschätzung bedeutet das eine Erhöhung der maximal pro Volumen verfügbaren Laserenergie.

- b) Die Linienbreite $\Delta\nu$ des Laserübergangs wird im Druckbereich $p > 0,1$ Atmosphäre durch Stoßverbreiterung bestimmt; sie ist daher proportional zum Druck:

$$\Delta\nu \propto p_{\text{gesamt}}$$

Mit zunehmender Linienbreite nimmt die Verstärkung der Laserwelle ab, da die Inversionsdichte, bezogen auf ein festes Frequenzintervall, kleiner wird. Werden mit n_o und n_u die Besetzungsdichten im oberen bzw. unteren Laserniveau bezeichnet, so gilt für die Verstärkung

$$\alpha \propto \frac{1}{\Delta\nu} (n_o - n_u).$$

Bei maximaler Verstärkung kann hier n_u gegen n_o vernachlässigt werden. Diese Abhängigkeit der Verstärkung von der Linienbreite bewirkt, daß trotz der Erhöhung der Inversionsdichte mit steigendem Druck die Verstärkung nicht anwächst. Die Begrenzung der Verstärkung ist deshalb wünschenswert, weil bei sehr hohen Verstärkungswerten Superstrahlung auftreten kann. In diesem Fall schwingt der Laser nicht mehr definiert zwischen den Resonatorspiegeln an, sondern es können sich Laserwellen in beliebigen Richtungen ausbilden. Die hierbei abgerufene Energie geht aber verloren, da sie nicht ausgekoppelt werden kann.

Die Anregung der Gasmoleküle im CO_2 -Laser erfolgt durch Elektronenstoß. Die Erzeugung der hierzu notwendigen freien Elektronen kann zum Beispiel durch eine sich selbst erhaltende Gasentladung erfolgen. Um die Entladungsspannung im Laser klein zu halten, wird das Feld transversal zur Laserachse angelegt. Dieser Lasertyp wird mit TEA-Laser bezeichnet (Transversely Excited Atmospheric pressure). Die Hauptschwierigkeit bei diesem Laser besteht darin, die Gasentladung für die Dauer der Pumpzeit stabil

zu halten, da sich bei Erhöhung des Druckes über 20 Torr in zunehmendem Maße Ionisationsinstabilitäten ausbilden. Die Folge dieser Instabilitäten sind Funkenkanäle zwischen den Elektroden, die schließlich den gesamten Entladungsstrom übernehmen.

Die freien Elektronen im Entladungsplasma haben zwei verschiedene Aufgaben zu erfüllen. Sie müssen erstens durch Ionisation neue Ladungsträger erzeugen, um die Gasentladung aufrecht zu erhalten. Zweitens müssen die Elektronen die Gasmoleküle anregen, um die Inversion zu erzeugen. Die für diese beiden verschiedenen Prozesse notwendigen Elektronenenergien sind im allgemeinen nicht gleich. Deshalb ist es sinnvoll, diese beiden Funktionen zu trennen. Dazu wird ein extern erzeugter großflächiger Elektronenstrahl durch ein geeignetes Fenster in das Gasvolumen hineingeschossen.

Ein Querschnitt der experimentellen Anordnung von Elektronenstrahlkanone und Gasentladungskammer ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Mit Hilfe einer Glühkathode werden innerhalb einer Vakuumkammer freie Elektronen erzeugt, die mit Spannungen von 100-120 kV auf ein Elektronenaustrittsfenster hin beschleunigt werden. Das Elektronenfenster verbindet die Vakuumkammer mit der Gasentladungskammer und hat für die Gasentladung die Funktion der Kathode. Die Anode hat einen Abstand von 9 cm vom Elektronenfenster. Zwischen Elektronenfenster und Anode liegt eine variable Hochspannung bis zu 45 kV, so daß das elektrische Feld im Gasentladungsraum auf bis zu 5 kV/cm eingestellt werden kann.

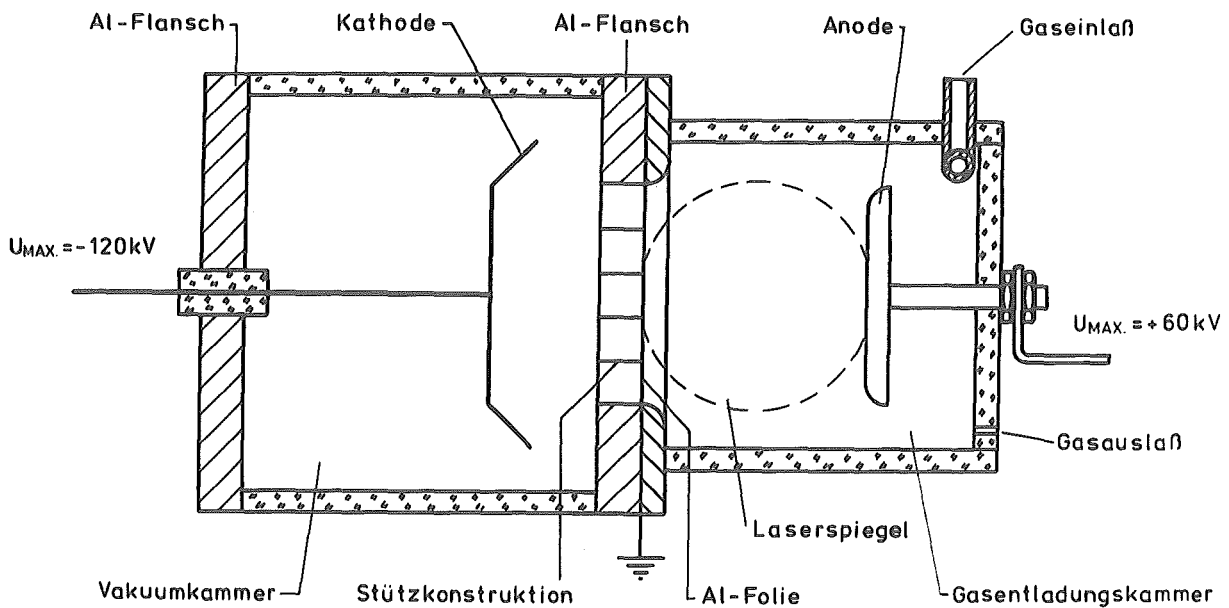


Abb. 1: Querschnitt durch Elektronenstrahlkanone und Gasentladungskammer (schematisch)

Die hochenergetischen Elektronen, die aus der Elektronenkanone in das Laser-
gas injiziert werden, erzeugen die für die Gasentladung notwendigen Ladungs-
träger. Die niederenergetischen Sekundärelektronen übernehmen den Gasent-
ladungsstrom und erzeugen durch Stöße mit den Gasmolekülen die Besetzungs-
inversion. In diesem Fall fließt der Entladungsstrom nur so lange, wie die
Fremdionisation durch den Elektronenstrahl andauert, d.h. die Gasentladung
ist unselbständig. Das elektrische Feld kann bei dieser Form der Gasent-
ladung so eingestellt werden, daß die Energie der Sekundärelektronen im
Maximum des Anregungsquerschnitts liegt. Ionisationsinstabilitäten können
nicht auftreten, da die Energie der Sekundärelektronen nicht zum Ionisieren
ausreicht.

Bei der vorliegenden Arbeit lagen die Schwerpunkte auf der Entwicklung einer
geeigneten Elektronenstrahlkanone und auf der Untersuchung der Gasentladung.
Die Elektronenkanone wird im folgenden Kapitel beschrieben, die Untersuchung
der Gasentladung im 3. Kapitel.

2. Beschreibung der Elektronenstrahlkanone

Beim Bau der Elektronenstrahlkanone waren die Wahl der Kathode, die Hochspannungsfestigkeit der Vakuumkammer sowie die Durchlässigkeit des Elektronenfensters die kritischen Punkte. Geplant war der Bau einer Elektronenkanone mit einem Strahlquerschnitt von $10 \times 100 \text{ cm}^2$. Um die verschiedenen Komponenten zu erproben und zu optimieren, wurde die Apparatur jedoch zunächst nicht in der vollen Größe, sondern in einem Teilstück mit etwa 100 cm^2 Strahlquerschnitt aufgebaut. Die vom Laser her gegebenen Spezifikationen für den Elektronenstrahlimpuls ergaben sich aus vorhergehenden Untersuchungen /3/ zu:

Stromdichte	:	$j \geq 0,1 \text{ A/cm}^2$
Impulsdauer	:	$\tau \geq 2 \text{ ,us}$
Beschleunigungsspannung:		$U \approx 100 \text{ kV}$

2.1 Kathode

Bei der Auswahl der Kathode waren folgende Kriterien maßgebend:

- a) hohe Elektronenemission,
- b) Unempfindlichkeit der Kathodenoberfläche gegen Aufprall positiver Ionen,
- c) möglichst homogene Verteilung des Emissionsstromes über die gesamte Fensterfläche.

Die Punkte a) und b) beziehen sich auf das Kathodenmaterial, während c) die Geometrie der Kathode betrifft.

Das Kathodenmaterial wird hauptsächlich durch den Punkt b) eingeschränkt. Die hochemittierenden Oxydkathoden scheiden von vornherein aus, da sie sehr empfindlich gegen den Beschuß positiver Ionen sind, so daß bei einer Anodenspannung von 120 kV die emittierende Oberfläche schnell zerstört wäre. Sehr günstige Eigenschaften bezüglich Elektronenemission und Widerstandsfähigkeit gegen Ionenbeschuß haben Lanthanboridkathoden. Sie sind im kalten Zustand unempfindlich gegen Luftzutritt und einfach zu formieren. Das Elektronenaustrittspotential beträgt $U = 2,66$ bis $2,9$ Volt; die entsprechende Elektronenemission liegt bei $8,5 \text{ A/cm}^2$ für $T = 1.900^\circ\text{K}$. Der Hauptnachteil von LaB_6 ist die schlechte Haftfähigkeit auf Trägermaterial, wodurch es für den experimentellen Einsatz ungeeignet ist. Hohe Widerstandsfähigkeit

gegen Ionenaufprall besitzen auch Nickelmatrixkathoden. Die Stromdichte dieser Kathoden beträgt bis zu 10 A/cm^2 bei Temperaturen von etwa 1.400°K .

Die einfachste und gleichzeitig älteste Kathode ist die Wolfram-Massivkathode. Sie ist ebenfalls unempfindlich gegen Ionenaufprall, sehr einfach und zugleich vielseitig in den experimentellen Einsatzmöglichkeiten. Ungünstig ist nur das hohe Elektronenaustrittspotential von Wolfram, welches 4,5 Volt beträgt. Daher muß man diese Kathoden auf relativ hohe Temperaturen heizen, wenn man einigermaßen hohe Elektronenemission haben will. Für eine Emissionsstromdichte von z.B. $7,3 \text{ A/cm}^2$ ist eine Temperatur von 2.900°K notwendig.

Um die gleiche Emissionsstromdichte zu erzielen, wird dagegen für eine thoriierte Wolframkathode eine Temperatur von nur 2.100°K benötigt. Durch Zusatz von ThO_2 (1,5%) zum Wolfram wird das Elektronenaustrittspotential von 4,5 Volt auf 2,6 Volt herabgesetzt und damit die Emission entsprechend erhöht. Dieser Effekt beruht auf der Bildung einer monoatomaren Th-Schicht auf der Wolfram-Oberfläche. Um reproduzierbare Emissionswerte zu erhalten, muß diese Atomfilmkathode jedoch erstens sehr sorgfältig formiert werden und zweitens ist die vorgeschriebene Betriebstemperatur genau einzuhalten, da der Bedeckungsgrad der Wolframoberfläche mit Thorium zwischen 2.100 und 2.300°K zwischen 20% und 80% schwankt. Außerdem ist die Atomfilmoberfläche sehr empfindlich gegenüber Ionenbeschuß.

Von den möglichen Kathodentypen erschien die Wolfram-Massivkathode am besten geeignet, da die einfache experimentelle Handhabung den Nachteil hoher Temperaturen überwiegt, zumal das Erreichen der entsprechenden Temperaturen im Experiment keine Schwierigkeit darstellt.

Die Geometrie der Kathode wird dadurch bestimmt, daß der Emissionsstrom großflächig und möglichst homogen auf das Elektronenaustrittsfenster verteilt sein soll. Das kann man z.B. erreichen, indem man als Kathode einen langen Faden parallel zum Elektronenfenster spannt und die gewünschte Geometrie des Elektronenstrahles durch ein entsprechendes elektronenoptisches System einstellt. Eine solche Anordnung hat aber neben der Kompliziertheit des elektronenoptischen Systems den Nachteil, daß wegen der Raumladungsbegrenzung nur ein geringer Strom geliefert wird.

Einfacher im Aufbau und zugleich leistungsfähiger ist eine großflächige Kathode, die etwa die gleiche Größe wie das Elektronenfenster hat und diesem im Abstand von einigen Zentimetern parallel gegenübersteht. Bei einer solchen Anordnung werden die Elektronen in dem homogenen elektrischen Feld zwischen Kathode und Anode auf die Anode beschleunigt; es ist kein besonderes elektronenoptisches System erforderlich. Nimmt man als Flächenkathode ein dünnes Wolframblech, so sind sehr hohe Leistungen bzw. für Impulsheizung sehr hohe Energien notwendig, um die erforderlichen Temperaturen zu erreichen. Die Energie wird um ein bis zwei Größenordnungen reduziert, wenn man dünne Wolframdrähte äquidistant in einen Rahmen spannt und so die Flächenkathode annähert. Durch Parallel- oder Serienschaltung der Drähte läßt sich der Widerstand der Kathode variieren und an die Stromquelle anpassen.

Im vorliegenden Fall bestand die Kathode aus 12 einzelnen 0,5 mm $\varnothing$ Wolframdrähten mit je 8 cm Länge. Die Kathodenoberfläche betrug insgesamt

$$a = \pi \cdot d \cdot l = 15 \text{ cm}^2.$$

Der für den Laser geforderte Elektronenstrom sollte $I = 0,1 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \cdot 100 \text{ cm}^2 = 10 \text{ A}$ betragen. Da die berechnete Transmission durch das Elektronenaustrittsfenster etwa 30% beträgt (siehe 2.3), muß die Kathode einen Strom von $I = 0,33 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \cdot 100 \text{ cm}^2 = 33 \text{ A}$ liefern, d.h. die Emissionsstromdichte der Kathodenfäden muß $j = \frac{33}{15} = 2,2 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ betragen.

Der Zusammenhang zwischen Emissionsstrom und Temperatur ist durch die Richardson-Gleichung gegeben:

$$j_s = AT^2 \cdot e^{-\frac{eU_0}{kT}} \quad (1)$$

Der theoretische Wert für A beträgt $120 \text{ A}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K}^2)$. U_0 ist das Austrittspotential in Volt. Die gemessenen Werte von A schwanken für Wolfram zwischen $A = 22 \dots 210 \text{ A}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K}^2)$.

Die durchschnittliche Elektronenergiebigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur ist in Abb. 2 für den hier interessierenden Bereich aufgetragen.

Daraus ergibt sich, daß für die geforderte Emissionsstromdichte

$j_s = 2,2 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ eine Temperatur von etwa 2.500°C erforderlich ist. Um diese Temperatur bei Impulsheizung zu erreichen, ist die Energie

$$E = m \bar{c} \Delta T \quad (2)$$

notwendig; mit

$$m = 3,65 \text{ g}$$

Masse des aufzuheizenden Wolfram-Drahtes

$$\bar{c} = 0,18 \text{ J} \cdot \text{g}^{-1} \text{grad}^{-1}$$

mittlere spezifische Wärme von Wolfram

$$\Delta T = 2.500^\circ\text{C}$$

Temperaturerhöhung.

Mit diesen Werten ergibt sich die Energie

$$E = 1,64 \text{ kJ.}$$

Bei diesem Energiewert sind Verluste durch Wärmeleitung vernachlässigt. Diese Annahme kann gemacht werden, wenn die Aufheizung der Kathode schnell erfolgt, verglichen mit den charakteristischen Zeiten für Wärmeleitung und

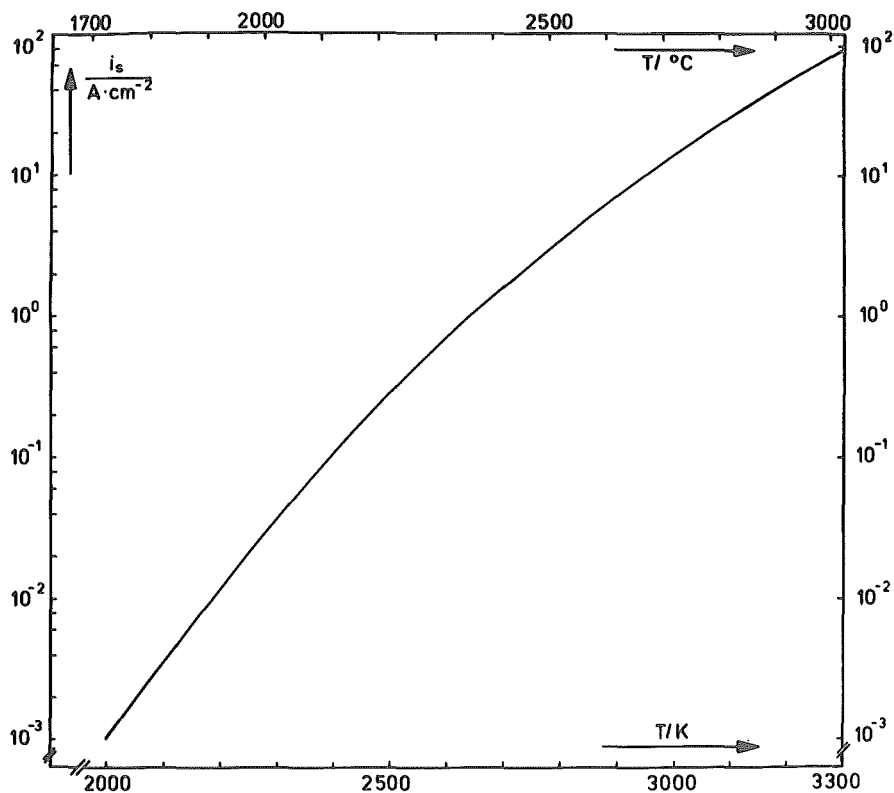


Abb. 2: Elektronenemission von reinem Wolfram

-abstrahlung. Eine Abschätzung hat gezeigt, daß es genügt, den Kathoden-draht in Zeiten ≤ 50 ms aufzuheizen, wenn die Verluste vernachlässigbar bleiben sollen. Im vorliegenden Fall lagen die Aufheizzeiten zwischen 20 und 50 ms.

Die impulsmäßige Aufheizung der Kathode erfolgte durch Entladen einer Batterie von Elektrolytkondensatoren über die Kathodendrähte. Die Daten der Kondensatorbatterie waren

$$U_{\text{Max}} = 360 \text{ V}$$

$$C = 40 \text{ mF}$$

$$E_{\text{Max}} = 2,6 \text{ kJ.}$$

Die Aufheizzeit hängt ab von der Zeit, in der die Kondensatorenergie über die Kathode entladen ist, d.h. von der RC-Zeitkonstante des Heizkreises. Hierbei ist zu beachten, daß sich der Kathodenwiderstand R stark mit der Temperatur ändert, so daß sich keine feste RC-Zeitkonstante definieren, sondern höchstens eine obere Grenze hierfür angeben läßt. Da die Aufheizzeit $\leq 50 \text{ ms}$ sein sollte und die Kapazität C mit 40 mF festlag, wurde der Kathodenwiderstand so festgelegt, daß er im heißen Zustand etwa 1Ω betrug, d.h. $RC_{\text{max}} = 40 \text{ ms}$. Bei $T = 2.500^{\circ}\text{C}$ ist der spezifische Widerstand von Wolfram auf das 16-fache gegenüber dem Wert bei Zimmertemperatur angewachsen, d.h. der Widerstand der kalten Kathode betrug etwa $65 \text{ m}\Omega$. Um diesen Wert zu erreichen, wurden die 12 Kathodendrähte, die einen Durchmesser von $0,5 \text{ mm}$ und eine Länge von je 8 cm hatten, so angeordnet, daß jeweils 6 Elemente in Serie und die resultierenden 2 Gruppen zu je 6 Elementen parallel geschaltet wurden. Abb. 3 zeigt die Anordnung der Kathodendrähte.

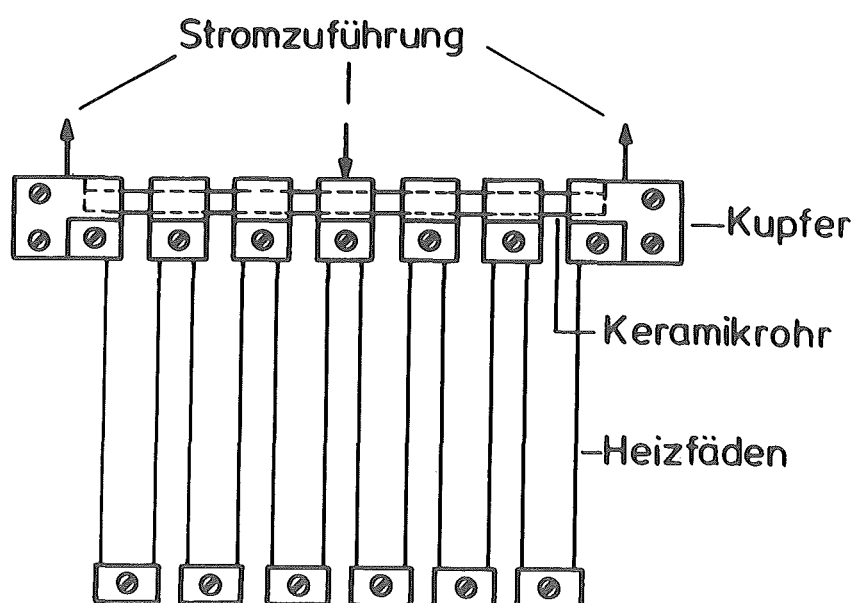


Abb. 3a: Anordnung der Kathodenelemente mit Parallelzuführung

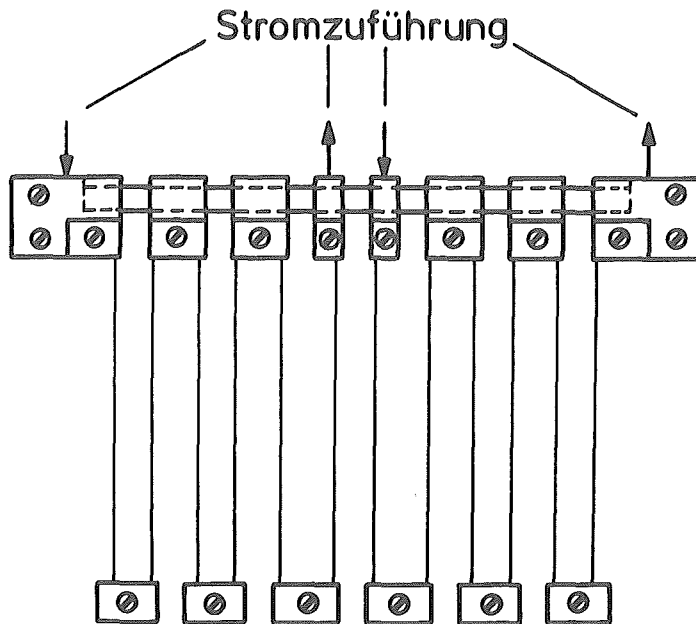


Abb. 3b: Anordnung der Kathodenelemente mit Antiparallelauführung

Die elektrische und mechanische Verbindung der einzelnen Kathodenfäden erfolgte durch massive Kupferblöcke. Die obere Reihe dieser Kupferblöcke ist in der Längsrichtung durchbohrt und von einem Keramikrohr gehalten. Die untere Reihe hängt dagegen frei und dient gleichzeitig als Zugbelastung für die Heizfäden. Auf diese Weise können sich die Heizfäden bei Erwärmung frei ausdehnen, ohne sich zu verformen.

Die Stromzuführung nach Abb. 3a hat jedoch einen Nachteil, der bei hohen Heizstromstärken in Erscheinung tritt. Die beiden mittleren Heizfäden werden parallel vom Strom durchflossen und ziehen sich dementsprechend an. Bei einem Strom $I = 4 \text{ kA}$, einer Länge von 8 cm und einem Abstand von 1 cm liegt die anziehende Kraft in der Größenordnung 1 kp. Da die Kraft umgekehrt proportional zum Abstand der beiden Heizfäden anwächst, bewirkt die Anziehung eine Instabilität. Im vorliegenden Fall führte dieser Effekt dazu, daß die mittleren Heizfäden sich nach einigen Heizperioden so weit irreversibel verformt hatten, daß sie sich berührten. Bei den entgegengesetzt vom Strom durchflossenen Heizfäden kompensierten sich die Kräfte weitgehend. Lediglich die äußeren Fäden wurden leicht verformt, da sich hier die Kräfte nicht ausgleichen konnten. Die abstoßenden Kräfte wirken sich insgesamt nicht schwerwiegend aus, da sie ebenfalls umgekehrt proportional zum Abstand der Leiter sind und deshalb mit wachsender Abstoßung abnehmen.

Bei hohen Heizstromstärken - im vorliegenden Fall bis zu 4 kA - müssen die Heizfäden so angeordnet werden, daß benachbarte Fäden nicht parallel vom Strom durchflossen werden. Die in Abb. 3a gezeigte Anordnung wurde deshalb nach Abb. 3b abgeändert.

Die Kathode wurde auf Temperaturen bis zu 2.800°C aufgeheizt. Bei der Messung des Emissionsstromes ergab sich, daß bei der vorliegenden Anordnung der maximale Strom etwa 150 A betrug, entsprechend einer Temperatur von ca. 2.650°C. Bei weiterer Steigerung der Temperatur blieb der Emissionsstrom konstant, d.h. der Diodenstrom wurde nicht mehr durch die Emission der Kathode, sondern durch die Raumladungen bestimmt. Der raumladungsbegrenzte Strom betrug hier ca. 1,5 A/cm², bezogen auf die Anodenfläche, und kann durch Erhöhung der Heizfadenzahl noch etwas gesteigert werden. Die Raumladungsgleichung für den ebenen Fall

$$j_R = 2,3 \cdot 10^{-6} \frac{U^{3/2}}{d^2} \left[\text{A/cm}^2 \right] \quad (3)$$

liefert für die vorliegenden Verhältnisse einen Sättigungsstrom von ca. 2 A/cm². Die Ausnutzung des Kathodenstroms bis zur physikalischen Grenze, d.h. bis zur Raumladungsbegrenzung, bedeutet, daß bei der vorliegenden Anordnung auch eine technisch noch so raffinierte Hochemissionskathode keinen höheren Diodenstrom erbringen würde.

Der Betrieb der Kathode im raumladungsbegrenzten Bereich bringt bestimmte Vorteile mit sich. Nach der Richardson-Gleichung (1) hängt der Emissionsstrom empfindlich von der Temperatur ab. Beispielsweise ergibt eine Erhöhung der Temperatur um 1% etwa das 1,25-fache des Sättigungsstromes, also eine Änderung um 25%. Da die Temperatur proportional zur eingespeisten Energie des Heizkondensators $\frac{C}{2} U^2$ ist, müßte für eine Reproduzierbarkeit des Emissionsstromes von 25% die Ladespannung des Kondensators auf 0,5% reproduzierbar eingestellt werden. Weiterhin können sich die Temperaturgradienten an den Enden der Heizfäden sehr empfindlich auf die flächenmäßige Homogenität der Emission auswirken. Beide Schwierigkeiten lassen sich vermeiden, wenn man die Temperatur der Kathode so hoch wählt, daß sie im Raumladungsgebiet arbeitet, so daß der Diodenstrom von der Kathode unabhängig ist.

Bei dieser Betriebsweise kann die Höhe des Diodenstromes nicht mehr durch die Kathodentemperatur geregelt werden. Nach dem Raumladungsgesetz (3) kann eine Änderung des Diodenstromes nur durch variieren der Anodenspannung U oder des Anoden-Kathoden-Abstandes d herbeigeführt werden. Die Änderung dieser beiden Größen ist in Richtung auf geringere Stromstärke unkritisch, wobei lediglich zu beachten ist, daß die Transmission der Elektronen durch das Austrittsfenster sehr stark mit abnehmender Beschleunigungsspannung abfällt. Die Änderung von U und d in Richtung auf zunehmende Sättigungsstromstärke ist vor allem durch die Spannungsfestigkeit der Vakuumkammer gegeben.

Der mechanische Aufbau der Vakuumkammer, insbesondere unter dem Gesichtspunkt der Hochspannungsfestigkeit, wird im folgenden Kapitel beschrieben.

2.2 Aufbau der Vakuumkammer

Der mechanische Aufbau der Elektronenstrahlkanone wird vor allem von der geforderten Hochspannungsfestigkeit bestimmt. Zwischen Kathode und Anode liegen Spannungen bis zu 120 kV, dementsprechend müssen Isolierungen und Kriechweglängen ausgelegt sein. Um bei dem zunächst geplanten kleineren Modell aufwendige Konstruktionsarbeit zu vermeiden, wurde ein Glasrohr⁺⁾ als Vakuumkammer eingesetzt. In Abb. 4 ist der Aufbau der Vakuumkammer schematisch dargestellt.

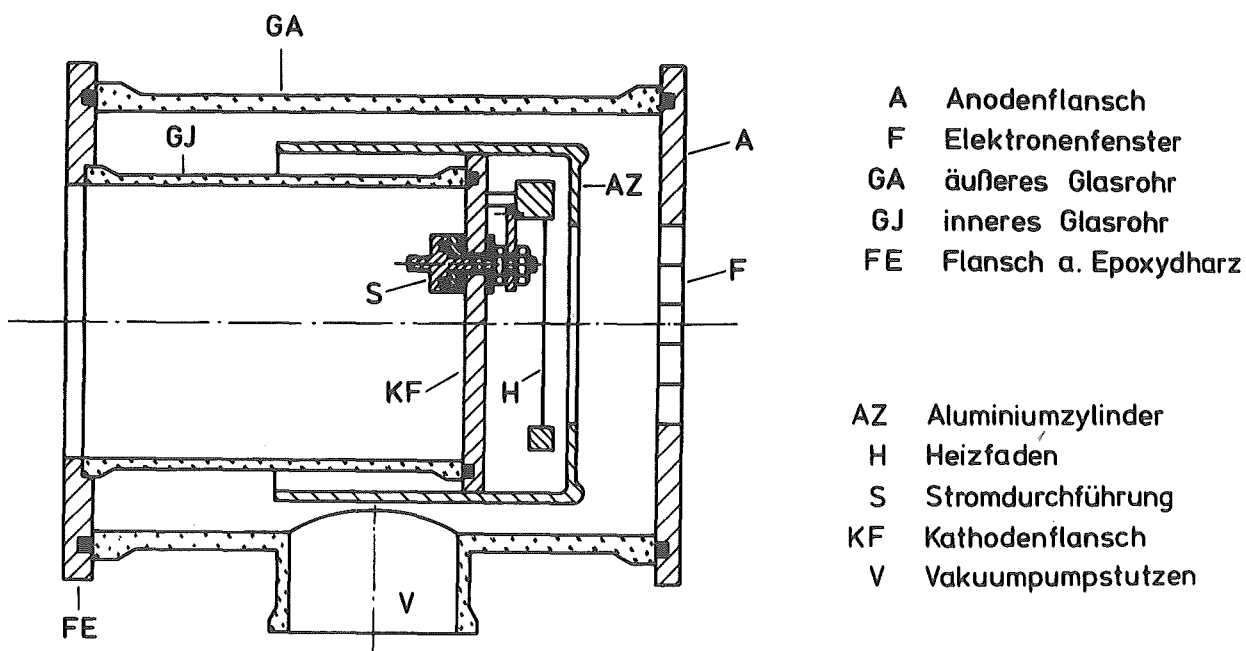


Abb. 4: Schnitt durch die Vakuumkammer

⁺⁾ KF-T-Stück der Fa. Schott & Gen., Mainz

Bei dieser Konstruktion ist im Außenraum hochspannungstechnisch lediglich darauf zu achten, daß zwischen Anode und Kathode ein hinreichend langer Kriechweg besteht, um Gleitentladungen an den Glasoberflächen zu vermeiden. Bei Spannungen von 120 kV sind je nach Anordnung der Elektroden und Dauer des Hochspannungsimpulses Kriechweglängen von 50 - 60 cm erforderlich.

Wie aus Abb. 4 hervorgeht, wurden im vorliegenden Fall 2 Glasrohre unterschiedlichen Durchmessers ineinandergeschoben und so bei einer Gesamtlänge von 30 cm eine Kriechweglänge zwischen Anode und Kathode von 65 cm erreicht. Bei dieser Anordnung wurden bei Prüfspannungen bis zu 150 kV mit Zeitkonstanten von $10\text{ }\mu\text{s}$ keine Gleitentladungen beobachtet. Das äußere Glasrohr wird auf der einen Seite vom Anodenflansch abgeschlossen, in dem sich das etwa 100 cm^2 große Elektronenfenster befindet. Das innere Glasrohr wird von dem Kathodenflansch abgeschlossen, der die Kathodenkonstruktion trägt. Das innere und äußere Glasrohr werden durch einen Flansch aus glasfaserverstärktem Epoxydharz miteinander verbunden. Der Heizstrom wird durch den Kathodenflansch zugeführt. Der Hochspannungsanschluß liegt direkt auf dem Kathodenflansch. Der Abstand zwischen der Anode und den Heizfäden kann zwischen 5 und 8 cm variiert werden.

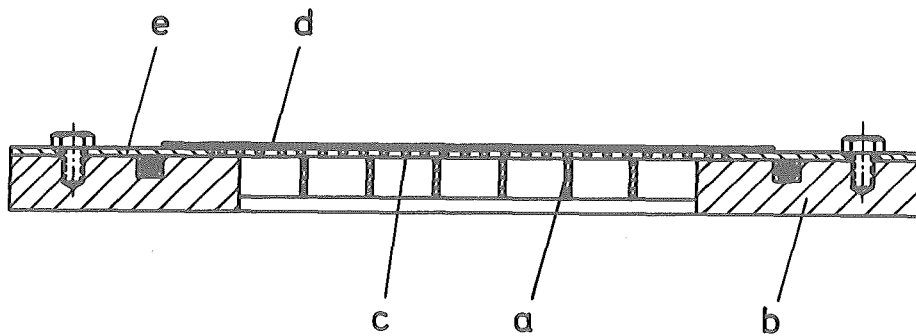
Wesentlich für die innere Hochspannungsfestigkeit der Diode ist der Aluminiumzylinder AZ, der über die Kathode geschoben wird. Er dient dazu, alle Spitzen von Schrauben etc. an der Kathodenkonstruktion von dem elektrischen Feld abzuschirmen. Die Anordnung wurde zunächst ohne den Schirmzylinder und ohne Kathodenheizung bei einem Druck von $p = 10^{-6}$ Torr auf Hochspannungsfestigkeit geprüft. Dabei zeigte sich, daß die Diodenstrecke Spannungen bis zu 60 kV und $10\text{ }\mu\text{s}$ Zeitkonstante ohne weitere Maßnahmen hielt. Bei Spannungen über 60 kV wurden jedoch Vakuumdurchbrüche beobachtet, die meistens von irgendwelchen Spitzen an der Kathode ausgingen und auf der Anode oder am Vakuumpumpstutzen endeten. Daraufhin wurden die gesamte Kathodenkonstruktion mit dem überall sorgfältig abgerundeten und isolierten Schirmzylinder abgedeckt und erneut die Spannungsfestigkeit geprüft. Mit dieser Anordnung wurde mit Spannungen bis zu 150 kV geprüft, ohne daß Durchbrüche zu beobachten waren.

Die Abhängigkeit der Hochspannungsfestigkeit vom Druck in der Vakuumkammer erwies sich als relativ unkritisch; bis $p \leq 5 \cdot 10^{-5}$ Torr ließ sich noch keine Änderung in der Spannungsfestigkeit erkennen. Diese Tatsache erwies sich beim Experimentieren als sehr bequem, da das notwendige Vakuum nach Belüften der

Kammer in wenigen Minuten wieder erreicht war. Der Arbeitsdruck lag zwischen 10^{-5} und 10^{-6} Torr.

2.3 Elektronenaustrittsfenster

Das Elektronenaustrittsfenster trennt die Vakuumkammer der Elektronenkanone von dem zu ionisierenden Gas, welches unter Atmosphärendruck steht. Das Fenster muß also einerseits einer Druckdifferenz von 1 Atmosphäre standhalten und andererseits eine möglichst hohe Durchlässigkeit für den Elektronenstrahl aufweisen. Im vorliegenden Fall besteht das Elektronenfenster aus einer Aluminiumfolie, die von einer Stützkonstruktion getragen wird. Der Aufbau des Fensters geht im einzelnen aus Abb. 5 hervor.



- a Stützkonstruktion
- b Anodenflansch
- c Drahtnetz
- d Aluminiumfolie
- e Aluminiumscheibe

Abb. 5: Aufbau des Elektronenaustrittsfensters

Das Stützgitter a ist in dem Anodenflansch b gelagert und besteht, um die Röntgenstrahlung möglichst schwach zu halten, aus Aluminiumblech. Die hochkant gestellten Bleche haben einen Querschnitt von $2 \cdot 10 \text{ mm}^2$. Die Quer- und Längsträger sind an den Kreuzungsstellen eingesägt und ineinander geschoben. Der Rasterabstand beträgt 2 cm, die nutzbare Fläche $10 \times 14 \text{ cm}^2$. Die Abschattung des Elektronenstrahls durch die Gitterstäbe beträgt weniger als 20%. Bei Aluminiumfolie mit $25 \mu\text{m}$ Dicke genügt dieses Gitter als Stützkonstruktion, für dünnere Folien kann über das Stützgitter zusätzlich ein Drahtnetz gespannt werden. Für die vorliegende Konstruktion wurde Aluminiumfolie mit $16 \mu\text{m}$ Dicke verwendet und ein Drahtnetz mit über 60% Lichtdurchlässigkeit zwischen Folie und Stützkonstruktion gespannt. Die durch Stützgitter und Drahtnetz bedingte Abschattung des Elektronenstrahls be-

trägt etwa 50%. Die Folie wird mit Araldit auf eine Scheibe aus 3 mm starkem Aluminiumblech geklebt. Als Vakuumdichtung liegt zwischen dieser Scheibe und dem Anodenflansch ein O-Ring.

Beim Durchgang der Elektronen durch die Aluminiumfolie wird erstens die Energie der Elektronen vermindert und zweitens die Intensität des Elektronenstrahls durch Streuung geschwächt. Der ursprünglich monoenergetische Elektronenstrahl zeigt nach dem Durchgang durch die Folie ein Energiespektrum, dessen Intensitätsmaximum nach dem Gesetz von Thomson und Whiddington bestimmt wird:

$$U_0^2 - U^2 = bgd \quad (4)$$

Dabei bedeuten:

U_0 (V) Beschleunigungsspannung

U (V) Spannung, die der Elektronenenergie eU nach dem Durchgang durch die Folie entspricht

d (cm) Dicke }
 ρ ($\frac{g}{cm^3}$) Dichte } der Folie

$b = 4 \dots 8 \cdot 10^{11} \frac{cm^2 V^2}{g}$ Konstante

Für die Konstante b werden von den verschiedenen Autoren unterschiedliche Werte angegeben, die nur wenig vom Material und hauptsächlich von der experimentellen Anordnung sowie von der Spannung abhängen /4/. Nach /4/ nimmt der Wert der Konstante b mit wachsender Elektronengeschwindigkeit etwas zu. Einer Beschleunigungsspannung von 100 kV würde etwa der obere Wert von $8 \cdot 10^{11} \frac{cm^2 V^2}{g}$ entsprechen; für die mittlere Energie der durchgelassenen Elektronen ergibt sich mit diesen Daten für eine 16 μm starke Al-Folie 80 keV.

Der Energieverlust der Elektronen in der Folie ist jedoch beim Einsatz der Elektronenkanone zum Ionisieren von Gasen kein Nachteil, da die spezifische Ionisation im Gas mit abnehmender Elektronenenergie zunimmt. Die spezifische Ionisation in Luft beträgt z.B. ca. 200 Ionenpaare/cm für 60 keV Elektronen und 100 Ionenpaare/cm für 200 keV Elektronen.

Von weitaus größerer Bedeutung als der Energieverlust ist der Intensitätsverlust des Elektronenstrahls nach Durchgang durch eine Materieschicht.

Nach Lenard gilt folgendes Exponentialgesetz:

$$I = I_0 e^{-\alpha_0 x} \quad (5)$$

I_0 Zahl der Primärelektronen pro Zeiteinheit

I Elektronenzahl pro Zeiteinheit nach Durchlaufen der Schicht

α_0 praktischer Absorptionskoeffizient /5/

x Schichtdicke

Der Absorptionskoeffizient α_0 ist von der Elektronengeschwindigkeit abhängig, deshalb gilt das obige Gesetz nicht streng, da sich α_0 mit zunehmender Abbremsung der Elektronen in der absorbierenden Schicht ändert.

Die Absorption ist in gewissen Grenzen der Dichte ρ des Schichtmaterials proportional. Die Größe des Massenabsorptionskoeffizienten α_0/ρ für Luft und Aluminium ist für den interessierenden Bereich der Beschleunigungsspannung U_B in der Tabelle 1 zusammengestellt (nach /6/).

<u>Tabelle 1</u>	U_B [kV]	α_0/ρ [cm ² g ⁻¹]
	60	400
	80	220
	100	120
	150	70
	200	30
	250	20
	300	10

Für 100 keV Elektronenenergie und 16, μ m Aluminiumfolie beträgt danach der Intensitätsverlust etwa 40%, für 60 keV Elektronen liegt der Verlust schon bei 80%. Um den Intensitätsverlust in erträglichen Grenzen zu halten, muß deshalb je nach Foliendicke die Beschleunigungsspannung entsprechend hoch gewählt werden. Für das hier eingesetzte Elektronenfenster mit 16, μ m Aluminiumfolie sollte die Beschleunigungsspannung U_B nicht wesentlich unter 100 kV liegen. Damit beträgt die Durchlässigkeit des Fensters für 100 keV-Elektronen insgesamt 30%, d.h. 60% für die Folie und 50% für die Stützkonstruktion.

2.4 Elektrische Schaltung der Anlage

Die speziellen Maßnahmen, die für die Impulsheizung der Kathode notwendig waren sowie die Anordnung, die zur Messung von Strom und Spannung diente, wird im folgenden skizziert. Bei der Kathodenheizung waren folgende Punkte besonders zu beachten:

- a) Wie aus Abb. 1 hervorgeht, beträgt die Spannung zwischen der Kathode der Elektronenkanone und dem Fenster 120 kV; zwischen dem Fenster und der Laseranode liegt eine Spannung von maximal 60 kV. Um die Gesamtspannung möglichst klein zu halten, wurden die Potentiale so aufgeteilt, daß das Elektronenfenster auf Masse liegt, die Laseranode auf +60 kV und die Kathode der Elektronenkanone auf -120 kV. Das bedeutet, daß die gesamte Elektronik, die für die Kathodenheizung notwendig ist, auf -120 kV hochläuft. Diese Tatsache ist besonders beim Einsatz von Halbleiterbauelementen zu berücksichtigen.
- b) Der Heizstromimpuls erreicht Stromstärken von einigen kA. Wenn die maximale Kathodentemperatur erreicht ist, beträgt der Strom noch ca. 100 A. Das zugehörige Magnetfeld um die Heizdrähte mit dem Durchmesser $d = 0,5 \text{ mm}$ und dem Strom $I = 100 \text{ A}$ ist

$$B = \mu_0 \frac{I}{2\pi r} = 0,08 \text{ Tesla}$$

Die Energie der aus der Metalloberfläche austretenden Elektronen liegt in der Größenordnung 0,1 eV, so daß bei dem Magnetfeld von 0,08 T der Gyrationradius der Elektronen etwa 10^{-3} cm beträgt. Um eine Beeinflussung des Elektronenstromes vom Magnetfeld zu vermeiden, wird der Heizstrom vor dem Zünden der Hochspannung ausgeschaltet. Da die thermische Abklingzeitkonstante der Kathode um etwa zwei Größenordnungen höher ist als die Stromabklingzeit, kann die Kathodentemperatur für die Zeit des Abschaltens praktisch als konstant angesehen werden.

2.5 Messung von Gesamtstrom und Transmission

Zur Messung des von der Kathode emittierten Elektronenstromes wurde an Stelle des Elektronenfensters eine massive Aluminiumplatte als Anode eingesetzt und der Anodenstrom über den Spannungsabfall am Widerstand R_1 (Abb. 6) bestimmt. Durch Verändern der Ladespannung der Heizkondensatorbatterie wurde die Kathodentemperatur variiert und bei fester Marxgenerator-Spannung $U = 100$ kV der jeweils zur Kathodentemperatur gehörende Anodenstrom gemessen. Der Abstand zwischen Kathode und Anode war in diesem Fall so eingestellt, daß der durch das Raumladungsgesetz gegebene maximal mögliche Strom ca. 50 A betrug. Das Ergebnis dieser Messungen zeigt Abb. 7. Die dargestellten Kurven sind aus den entsprechenden Oszillogrammen umgezeichnet und die dazugehörigen Daten sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

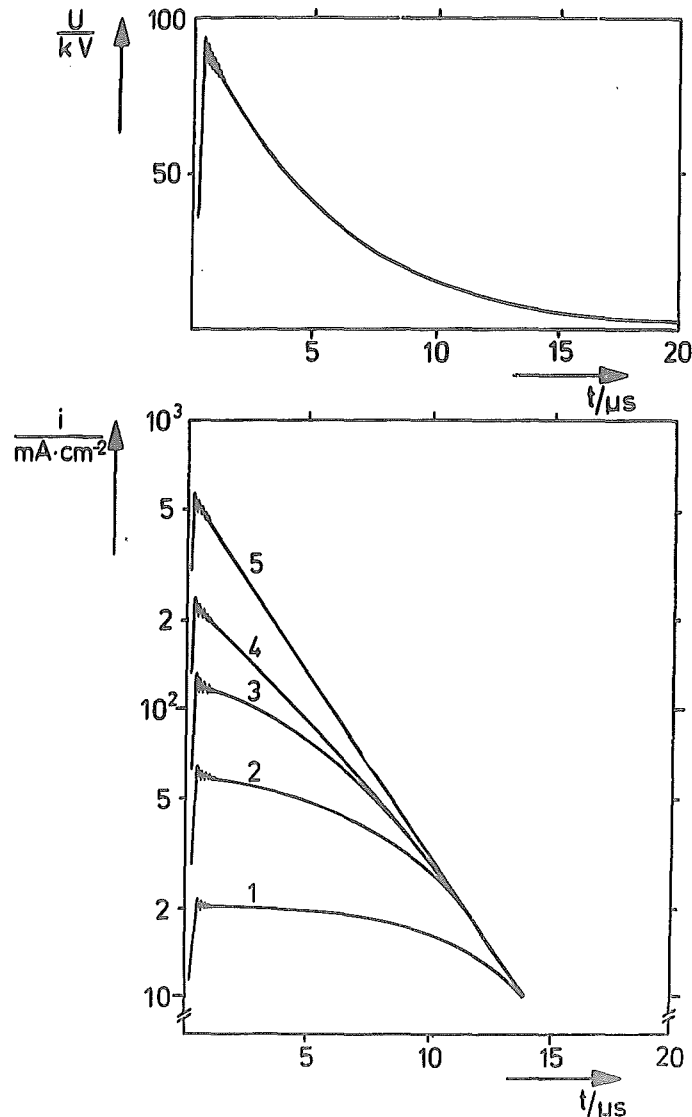


Abb. 7: Zeitlicher Verlauf von Hochspannung und Diodenstrom in Abhängigkeit von der Kathodenemission

Tabelle 2

Kurve Nr.	Kathoden- temperatur $T/^{\circ}\text{C}$	Elektronen- emission (theoretisch) $j_e/(\text{A}\cdot\text{cm}^{-2})$	Anodenstrom- dichte $j_A/(\text{A}\cdot\text{cm}^{-2})$	Elektronen- emission (gemessen) $j_M/(\text{A}\cdot\text{cm}^{-2})$	Heizkondensator	
					U_L/V	E/kJ
1	2220	0,29	0,020	0,27	270	1,50
2	2350	0,88	0,060	0,80	275	1,57
3	2450	2,0	0,130	1,73	280	1,63
4	2520	3,4	0,240	3,20	285	1,68
5	2620	7,0	0,500	6,66	290	1,75

Die in Spalte 2 angegebene Kathodentemperatur wurde mit einer Photodiode bestimmt, die mit Hilfe eines Pyrometers geeicht wurde. Die in der 3. Spalte aufgeführte Elektronenemission wurde aus Abb. 2 entnommen und entspricht der Richardson-Gleichung. In Spalte 4 ist die Anodenstromdichte aufgeführt, die sich auf eine Anodenfläche von 100 cm^2 bezieht. Die in Spalte 5 angegebene Elektronenemission ergibt sich, wenn man den Anodenstrom durch $7,5\text{ cm}^2$ dividiert, d.h. durch die Hälfte der Oberfläche der Kathodenfäden. Die letzten beiden Spalten schließlich geben die Daten der Heizkondensatorbatterie an: die Ladespannung und die bei dieser Spannung gespeicherte Energie.

Die Abb. 7 zeigt, daß bei kleinen Stromdichten (Kurve 1) zunächst alle von der Kathode emittierten Elektronen von der Anode abgesaugt werden, so daß der Anodenstrom unabhängig von der Spannung ist, bis diese so weit abgesunken ist, daß der Strom raumladungsbegrenzt wird. Bei zunehmender Elektronenemission wird der Sättigungsbereich immer schneller durchlaufen (Kurven 2-4), bis schließlich die Stromdichte so hoch wird (Kurve 5), daß auch die maximale Spannung nicht mehr genügt, um alle Elektronen abzusaugen. In diesem Bereich ist der Diodenstrom vollständig raumladungsbegrenzt und unabhängig von den Kathodeneigenschaften. Der höchste Strom, der in diesem Falle gemessen wurde, betrug 50 A, die entsprechende Stromdichte $0,5\text{ A/cm}^2$.

Die Messung der Transmission des Elektronenfensters für den Elektronenstrahl wurde nach dem in Abb. 8 skizzierten Prinzip durchgeführt.

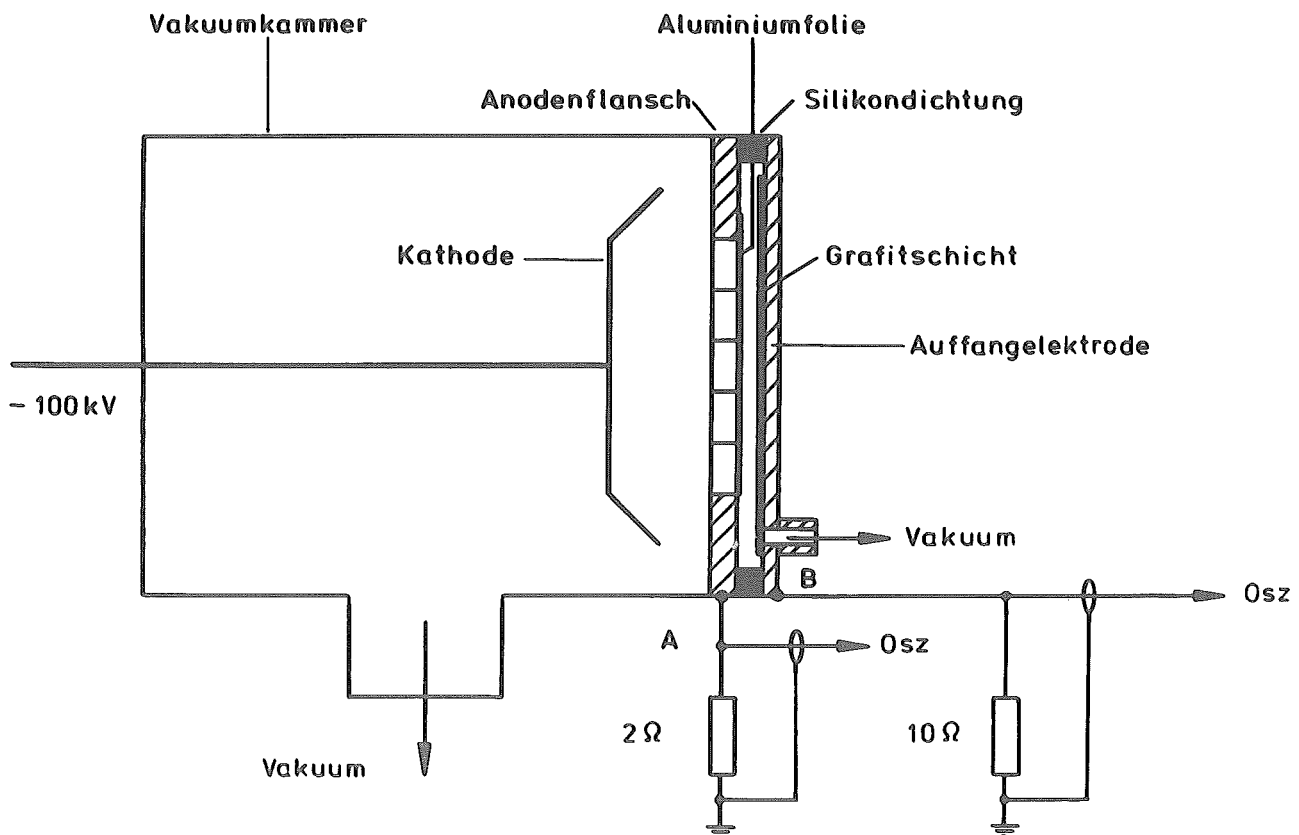


Abb. 8: Messung der Elektronentransmission

Dazu wurde vor das Elektronenfenster im Abstand von einigen Millimetern eine Auffangelektrode angebracht. Zwischen Auffangelektrode und Anodenflansch befand sich eine Silikondichtung, die gleichzeitig als Isolierung und Vakuumdichtung diente. Das Vakuum in der hierdurch entstehenden Kammer betrug etwa 10^{-2} Torr. Auf die Innenseite der Auffangelektrode wurde eine Graphitschicht von etwa 0,5 mm Dicke gesprüht, um die Rückstreuung der Elektronen so gering wie möglich zu halten. Mit dieser Anordnung wurde zuerst der Gesamtstrom am Meßpunkt A gemessen, nachdem die Auffangelektrode mit dem Anodenflansch kurzgeschlossen wurde. Anschließend wurde dieser Kurzschluß wieder aufgetrennt und am Meßpunkt B der über die Auffangelektrode fließende Strom gemessen. Der Quotient aus beiden Werten ergab den transmittierten Elektronenstrom. Bei allen Messungen wurde außerdem die Hochspannung an den Elektronenkanone mitgemessen. Die Diagramme in Abb. 9 zeigen den gemessenen Gesamtstrom und den Transmissionsstrom, jeweils mit der zugehörigen Diodenspannung.

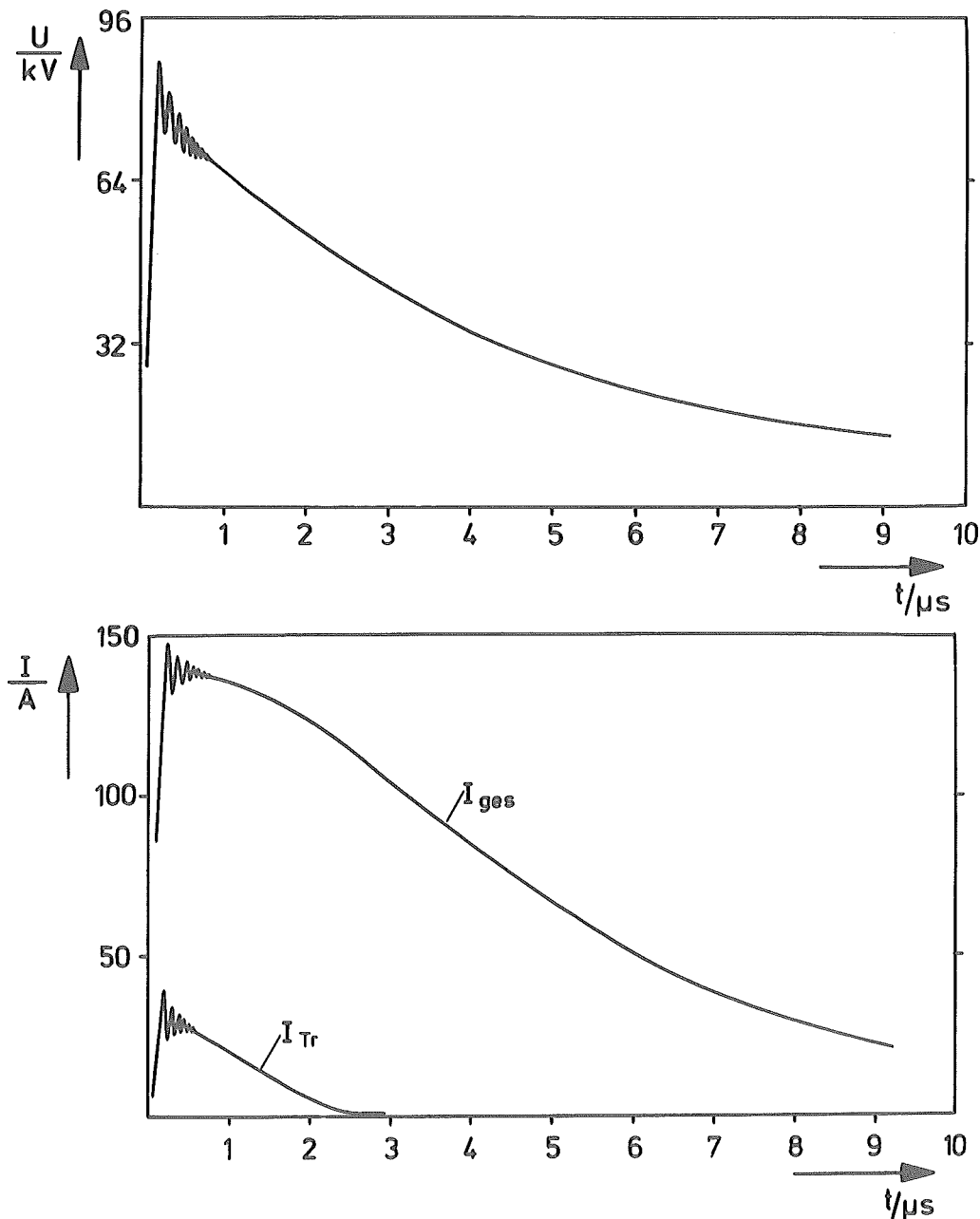


Abb. 9: Zeitlicher Verlauf von Hochspannung, Gesamtstrom und Transmissionsstrom

Die Gesamtspannung des Marxgenerators betrug in beiden Fällen 100 kV; aber da ein Teil der Hochspannung an dem Schutzwiderstand (R_4 in Abb. 6) abfiel, betrug die effektive Diodenspannung in diesem Fall nur 80-85 kV. Die Transmission ergab sich zu $T = \frac{30}{140} \approx 20\%$. Da die Abschattung durch die Stützkonstruktion des Elektronenfensters ca. 50% ausmacht, beträgt die Folien-
transmission für 16 μm Aluminiumfolie und ca. 80 keV Elektronen 40%. Dieses experimentelle Ergebnis stimmt sehr gut mit dem Lenardschen Exponentialgesetz überein (siehe Kap. 2.3), wonach sich für 80 keV Elektronen und 16 μm Aluminiumfolie eine Durchlässigkeit von 39% ergibt.

Der größte gemessene Diodenstrom betrug 150 A, so daß mit einer Transmission von 20% der in das Lasergas injizierte Elektronenstrom eine Dichte von $0,3 \text{ A/cm}^2$ hatte. Mit einer effektiven Diodenspannung von 80-85 kV und dem Elektronenfenster aus $16 \mu\text{m}$ Al-Folie ergibt sich nach dem Thomson-Whiddington-Gesetz (Kap. 2.3) für die durchgelassenen Elektronen eine mittlere Energie von etwa 60 keV.

3. Untersuchung der Gasentladung

3.1 Aufbau und Schaltung der Gasentladungskammer

Der Aufbau der Gasentladungskammer geht aus Abb. 1 hervor. Die Abmessungen betragen etwa $15 \times 15 \text{ cm}^2$ im Querschnitt und 30 cm in der Länge; als Material wurde Plexiglas gewählt. Das Gasgemisch strömt kontinuierlich durch die Entladungskammer. Die Zufuhr erfolgt durch ein 30 cm langes Plexiglasrohr von 8 mm Durchmesser, welches im Innern der Kammer liegt und im Abstand von jeweils 1,5 cm 20 Bohrungen von 1 mm Durchmesser hat. In der Kammerwand befindet sich die gleiche Anzahl von Bohrungen, durch welche das Gas wieder ausströmt.

Das Elektronenfenster hat eine Fläche von $10 \times 14 \text{ cm}^2$. Die Fläche der Anode beträgt $10 \times 24 \text{ cm}^2$; der Anodenabstand vom Elektronenfenster kann von 15 cm bis etwa 1 cm variiert werden und beträgt bei normalem Betrieb 9 cm. Die Oberfläche der Anode wurde zur Herabsetzung der Reflexion der Laserstrahlung mit Graphit beschichtet. Die beiden für die Laserspiegel vorgesehenen Öffnungen an den Endflächen der Kammer wurden für die Gasentladungsuntersuchungen mit Plexiglasscheiben verschlossen.

Die elektrische Schaltung der Gasentladungskammer geht aus Abb. 10 hervor.

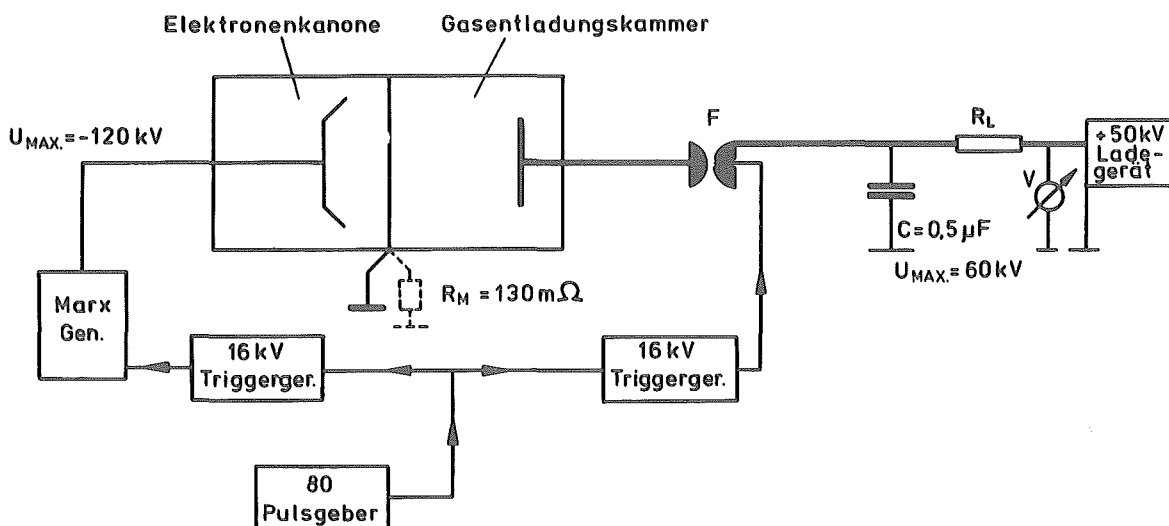


Abb. 10: Elektrische Schaltung der Gasentladung

Die elektrische Energie für die Gasentladung wird von dem Kondensator C ($0,5 \mu\text{F}/60 \text{ kV}$) geliefert. Der Kondensator wird mit Hilfe der Funkenstrecke F auf die Anode geschaltet. Die Funkenstrecke wird gleichzeitig mit dem

Marxgenerator der Elektronenkanone gezündet. Die Kondensatorspannung vor und nach der Entladung wird am Meßinstrument V abgelesen, so daß nach $E = \frac{C}{2} U^2$ die in die Gasentladung eingekoppelte Energie ermittelt werden kann. Der Entladungsstrom wurde erstens induktiv mit einer Stromschleife in der Anodenzuleitung und zweitens resistiv über den Spannungsabfall an $R_M = 130 \text{ m}\Omega$ in der Erdleitung gemessen.

3.2 Beschreibung der Gasentladung

Wie aus vorhergehenden Betrachtungen hervorgeht / 3/, muß in den bei Atmosphärendruck betriebenen CO_2 -Laser bei einem CO_2 -Partialdruck von 0,1 bar eine elektrische Energie von mindestens $0,2 \text{ J/cm}^3$ eingespeist werden, um einen Kubikzentimeter vollständig anzuregen. Für hohe Impulsleistungen bei kurzen Impulsdauern muß die Anregung in einer Zeit erfolgen, die kurz ist gegen die Lebensdauer des oberen Laserniveaus, welche bei Atmosphärendruck $10 \mu\text{s}$ beträgt. D.h. die elektrische Energie von $0,2 \text{ J/cm}^3$ sollte in einer Zeit von der Größenordnung $1 \mu\text{s}$ eingespeist werden. Die optimale Elektronenenergie für die Anregung des CO_2 -Lasers liegt bei etwa 1 eV, entsprechend einem E/p-Wert von 5 kV/cm bar. Im vorliegenden Fall betrug die Dauer der Gasentladung - d.h. Pumpzeit - typisch $2 \mu\text{s}$. Das entspricht bei $0,2 \text{ J/cm}^3$ einer Leistung von 100 kW/cm^3 . Mit der elektrischen Feldstärke von 5 kV/cm ergibt sich für die notwendige Stromdichte $j = 20 \text{ A/cm}^2$.

Die Elektronenstromdichte im Gas ist gegeben durch

$$j = n_e e v_D \quad (6)$$

Wobei n_e die Elektronendichte, e die Elementarladung und v_D die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist, die unter den vorliegenden Bedingungen bei $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ liegt. Hiermit ergibt sich für die Stromdichte 20 A/cm^2 eine notwendige Elektronendichte von $2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Die Elektronendichte in der Gasentladung wird bestimmt von der Produktionsrate und der Verlustrate. Die Erzeugung der freien Elektronen - der Quellterm S - ist gegeben durch die Dichte des von der Elektronenkanone injizierten Elektronenstromes multipliziert mit der spezifischen Ionisation dieser Elektronen. Für hohe Gasdichten ist der wesentliche Verlustprozeß für die Elektronen die Volumenrekombination. Diffusion und Elektronen-

Attachment sollten dagegen vernachlässigbar sein. In diesem Fall gilt für die Elektronendichte die einfache Differentialgleichung

$$\frac{dn_e}{dt} = S - \alpha n_e^2. \quad (7)$$

Der Term $-\alpha n_e^2$ gibt die Volumenrekombination an, α ist der Rekombinationskoeffizient. Im stationären Fall, d.h. für $n_e = 0$, ist $S = \alpha n_e^2$. Der Rekombinationskoeffizient α wird in der Literatur /8/ mit $2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ angegeben. Damit ergibt sich die erforderliche Produktionsrate $S \simeq 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Dividiert man den Quellterm S durch die spezifische Ionisation der primären Elektronen, so erhält man die Elektronenstromdichte, die von der Elektronenkanone geliefert werden muß. Die spezifische Ionisation durch den Elektronenstrahl wird im folgenden abgeschätzt. Wie im vorigen Kapitel beschrieben, betrug die mittlere Energie der in das Gas injizierten Elektronen etwa 60 keV. Der spezifische Energieverlust für 60 keV Elektronen beträgt nach /9/:

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &= 5,63 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1} && \text{für He} && \text{und} \\ -\frac{dE}{dx} &= 5,07 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1} && \text{für CO}_2. \end{aligned}$$

Bezieht man diese Werte auf den Partialdruck 760 Torr und 20°C , so erhält man mit den entsprechenden Gasdichten $\rho(\text{He}) = 0,178 \cdot 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ und $\rho(\text{CO}_2) = 1,98 \cdot 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$:

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &= 1 \text{ keV cm}^{-1} && \text{für He} \\ -\frac{dE}{dx} &= 10 \text{ keV cm}^{-1} && \text{für CO}_2. \end{aligned}$$

Zur Bildung eines Ionenpaares müssen im Mittel Energien von 42 eV in He und 33 eV in CO_2 aufgewendet werden. Damit erhält man die spezifische Ionisation:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dI}{dx} &= 24 \text{ Ionenpaare/cm} && \text{in He} \\ \frac{dI}{dx} &= 300 \text{ Ionenpaare/cm} && \text{in CO}_2 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} 760 \text{ Torr} \\ 20^\circ\text{C} \end{array}$$

Das Gasgemisch bestand bei den vorliegenden Untersuchungen aus 75% He und 25% CO₂. Für dieses Gemisch ergibt sich entsprechend die spezifische Ionisation von 18 Ionenpaare/cm in He und 75 Ionenpaare/cm in CO₂, insgesamt also etwa 100 Ionenpaare/cm. Die Reichweite der 60 keV Elektronen beträgt bei dem vorliegenden Gasgemischen etwa 12 cm.

Mit der spezifischen Ionisation 100 Ionenpaare/cm und dem Quellterm $S = 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ergibt sich eine primär erforderliche Elektronenstromdichte von $j \simeq 160 \text{ mA/cm}^2$. Die wesentlichen Parameter der Gasentladung liegen damit wie folgt fest:

eingekoppelte el. Energie	0,2 J/cm ³
Impulsdauer	2, μs
E/p-Wert	5 kV/cm·bar,

daraus ergeben sich die weiteren Parameter:

Stromdichte in der Gasentladung:	$j_{\text{GE}} = 20 \text{ A/cm}^2$
Elektronendichte in der Gasentladung:	$n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
Stromdichte des injizierten Stromes:	$j_{\text{EK}} = 160 \text{ mA/cm}^2$.

3.3 Untersuchung des Entladungsstromes

Um das Volumen der Gasentladung und damit des angeregten Lasermediums zu bestimmen, wurde der Querschnitt des Elektronenstrahles ausgemessen. Hierzu wurde Photopapier mit der Schichtseite direkt auf das Elektronenfenster gelegt und nach einem Schuß mit der Elektronenstrahlkanone entwickelt. Es ergab sich eine geschwärzte Fläche von 100 cm². Bei den im folgenden beschriebenen Messungen der Gasentladung betrug der Abstand vom Elektronenfenster zur Laseranode 9 cm; das Volumen der Gasentladung 0,9 Liter. Das Gasgemisch bestand aus 76% He, 22% CO₂ und 2% N₂. Der die Gasentladung speisende Kondensator C (siehe Abb. 10) wurde auf 40 kV geladen, entsprechend 4,4 kV/cm·bar in der Gasentladung. Nach der Entladung betrug die Kondensatorspannung noch 30 kV. Bei der Kapazität 0,5 μF und einem Volumen von 0,3 Liter entspricht das einer in die Gasentladung eingespeisten Energie von ca. 200 J/l.

Der Strom der Gasentladung wurde mit Hilfe einer geeichten Pick-up Spule gemessen. Ein typisches Stromoszillogramm ist in Abb. 11 dargestellt; aufgetragen ist hier die Stromdichte, d.h. der gemessene Strom bezogen auf 100 cm^2 .

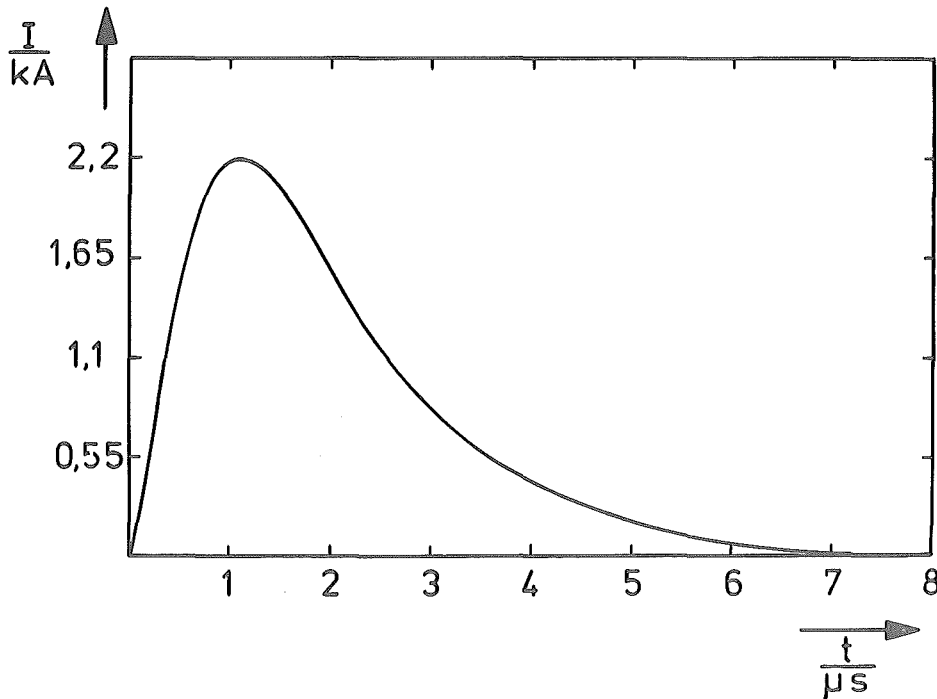


Abb. 11: Zeitlicher Verlauf des Gasentladungsstromes

Nach diesem Oszillogramm betrug der Gesamtstrom in der Gasentladung $2,2 \text{ kA}$, d.h. - bezogen auf eine Fläche von 100 cm^2 - die geforderte Stromdichte von 20 A/cm^2 wurde erreicht. Die dazu notwendige Stromdichte des injizierten Elektronenstromes betrug etwa 170 mA/cm^2 .

Aus dem zeitlichen Verlauf des Gasentladungsstromes können Rückschlüsse auf den Verlauf der Elektronendichte gezogen werden, falls die zeitliche Abhängigkeit des Stromimpulses nicht durch die äußeren Elemente des elektrischen Schaltkreises bestimmt ist. Die Induktivität des Entladungskreises beträgt $1,8 \mu\text{H}$; zur Zeit der größten Elektronendichte $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ beträgt der Widerstand der Entladungsstrecke ca. 20Ω . Die induktive Zeitkonstante $\tau = L/R$ beträgt im Strommaximum $0,1 \mu\text{s}$; im Stromanstieg sowie im Abfall kann sie wegen der geringeren Leitfähigkeit der Gasentladungsstrecke nur $< 0,1 \mu\text{s}$ sein, d.h. $0,1 \mu\text{s}$ ist die obere Grenze für die Zeitkonstante. Bei induktiver Begrenzung des Stromanstiegs sollten daher nach maximal $3\tau = 0,3 \mu\text{s}$ 95% des Maximalstromes erreicht sein. Dieser Wert wird jedoch erst nach etwa $0,8 \mu\text{s}$ erreicht (Abb. 11). Daraus kann man schließen, daß der Stromanstieg nur zum

Teil induktiv bedingt ist und zum anderen Teil vom Aufbau der Elektronendichte in der Gasentladung bestimmt wird.

Die Gleichung (7) hat für $S > 0$ die Lösung

$$n_e(t) = n_0 \cdot \tanh \sqrt{S \cdot \alpha} \cdot t \quad (8)$$

mit $n_0 = \sqrt{\frac{S}{\alpha}}$.

Setzt man $S = 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ und $\alpha = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ein, so liefert die Gleichung (8) $n_e(t) = 0,95 n_0$ für $t = 0,4 \mu\text{s}$, bzw. für $\alpha = 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ den Wert $t = 0,6 \mu\text{s}$. Der Stromanstieg scheint hiernach sowohl induktiv als auch durch den Aufbau der Elektronendichte bestimmt zu sein, so daß die Auswertung sehr kompliziert wird. Die Induktivität bewirkt außerdem eine Erniedrigung der Anodenspannung nach $U = L \cdot \dot{I}$. Für $\dot{I} = 2,2 \text{ kA}/\mu\text{s}$ und $L = 1,8 \mu\text{H}$ ergibt sich $U = 4 \text{ kV}$. Bei 40 kV Kondensatorspannung liegen also nur 36 kV an der Laseranode, das entspricht bei 9 cm Elektrodenabstand einer Feldstärke von 4 kV/cm.

Im Strommaximum wird für kurze Zeit der stationäre Zustand durchlaufen, d.h. in Gleichung (7) wird $dn_e/dt = 0$ und damit $S = \alpha n_e^2$. Setzt man die hieraus ermittelte Elektronendichte n_e in Gleichung (6) ein, so ergibt sich für den Strom

$$j = \sqrt{\frac{S}{\alpha}} \cdot e \cdot v_D, \quad (9)$$

d.h. die Stromdichte in der Gasentladung ist proportional der Wurzel aus dem Quellterm S . Mit $v_D = 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$, $S = 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ und $\alpha = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ergibt sich die maximale Stromdichte $j = 18 \text{ A/cm}^2$. Dieser Wert entspricht etwa dem gemessenen Gesamtstrom von 2,2 kA, wenn man berücksichtigt, daß sich der Elektronenstrahl von der Kathode zur Anode hin aufweitet und daher an der Anode nicht mehr den ursprünglichen Querschnitt von 100 cm^2 hat. Bei einer mittleren Strahlaufweitung von 100 cm^2 auf 120 cm^2 würde der gemessene Strom 2,2 kA gerade der Stromdichte 18 A/cm^2 entsprechen. Diese Übereinstimmung ist eine Bestätigung für den Wert des Rekombinationskoeffizienten α , wenn man den Wert $v_D = 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ als einigermaßen verläßlich ansieht.

Untersucht man den Abfall des Stromimpulses von dem Zeitpunkt an, für den der Quellterm $S = 0$ wird, d.h. nach Abb. 9 für Zeiten $\geq 2,5 \mu\text{s}$, so erhält man das reine Abklingen der Elektronendichte in der Gasentladung, das nach

Gleichung (7) durch $dn_e/dt = -\alpha n_e^2$ beschrieben wird. Voraussetzung ist hier wieder, daß der Stromverlauf nicht induktiv bestimmt ist. Für verschwindenden Quellterm $S = 0$ hat die Gleichung (7) die Lösung

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 t} \quad (10)$$

für $S = 0$.

Nach dieser Gleichung ist die Elektronendichte erst nach ca. $2, \mu s$ auf 10% ihres maximalen Wertes abgesunken. Im Gegensatz zum Stromanstieg sollte demnach der Einfluß der Induktivität mit einer angenommenen maximalen Zeitkonstante von $L/R = 0,1, \mu s$ beim Stromabfall keine Rolle spielen. Diese Annahme wird noch erhärtet durch den Vergleich der in der Induktivität gespeicherten Energie mit der insgesamt in der Gasentladung umgesetzten Energie: $E_I = 1/2 L \cdot I^2 \approx 4 \text{ J}$ und $E_g = 1/2 C (U_0^2 - U_e^2) \approx 200 \text{ J}$, d.h. in der Induktivität sind nur 2% der Gesamtenergie gespeichert.

Die Auswertung des Stromimpulses wurde an Gasentladungen mit folgenden typischen Daten durchgeführt:

<u>Gasgemisch:</u>	75% He, 23% CO ₂ , 2% N ₂
<u>maximale Stromdichte:</u>	$j = 15 \text{ A/cm}^2$
<u>E/p-Wert:</u>	
vor der Entladung	4 kV/cm·bar
nach der Entladung	2,8 kV/cm·bar.

Der zeitliche Verlauf des abklingenden Entladungsstromes ist in Abb. 12 halblogarithmisch aufgetragen.

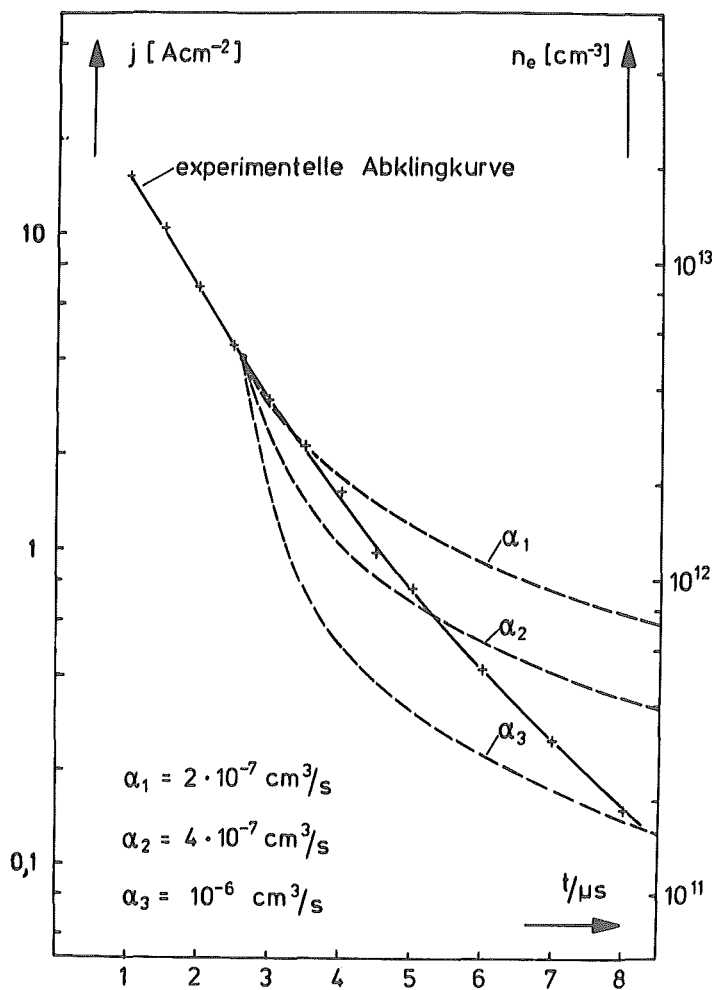


Abb. 12: Abklingen der Elektronendichte für $S \geq 0$.

Die zugehörige Elektronendichte erhält man aus Gleichung (6) durch Auflösen nach n_e ; wobei für die Driftgeschwindigkeit der E/p-Wert nach der Entladung maßgeblich ist. In das gleiche Diagramm wurden für verschiedene Rekombinationskoeffizienten α die nach Gleichung (10) berechneten theoretischen Abklingkurven gestrichelt eingetragen. Der Vergleich der experimentellen Kurve mit den berechneten Kurven zeigt, daß die Elektronendichte schneller abklingt als es der Differentialgleichung $dn_e/dt = -\alpha n_e^2$ entspricht; oder anders ausgedrückt: als Verlustprozeß für die Elektronen ist nicht allein die quadratische Rekombination maßgeblich, sondern es muß ein weiterer Prozeß überlagert sein. Daher wurde untersucht, ob Elektronen-Attachment eine Rolle als Verlustprozeß spielen kann.

Bei dem untersuchten Gasgemisch $\text{CO}_2/\text{He}/\text{N}_2$ sollte nach den aus der Literatur bekannten Daten Elektronen-Attachment nur bei O_2 , welches bei der Entladung nach $2\text{CO}_2 \rightarrow 2\text{CO} + \text{O}_2$ entsteht, von Bedeutung sein. Daher wurde vor jeder

Entladung das Entladungsgefäß zunächst evakuiert und dann mit frischem Gas gefüllt. Die Versuchsergebnisse änderten sich jedoch nicht, d.h. das Abklingen der Elektronendichte verlief nach wie vor schneller als durch die quadratische Rekombination gegeben. Schließlich wurde Sauerstoff in Konzentrationen von 0,3% bis 3% zum Gasgemisch zugesetzt. Auch hierdurch ergab sich keine Änderung der Versuchsergebnisse. Zusammenfassend muß bemerkt werden, daß die Diskrepanz zwischen der theoretischen Beschreibung durch die Differentialgleichung (7) und den experimentellen Ergebnissen noch nicht geklärt werden konnte und zur Zeit Gegenstand weiterer Untersuchungen ist.

4. Aufbau der Entladungskammer als Laseroszillator

Der geometrische Aufbau des Laserresonators ist in Abb. 13 dargestellt. Die Resonatorlänge war 46 cm, der optische Querschnitt 50 cm^2 . Die Länge des aktiven Volumens betrug 12 cm, so daß sich für das aktive Volumen selbst 0,6 l ergab. Als vollständig reflektierender Spiegel wurde ein Goldspiegel mit einem Krümmungsradius von 12 m eingesetzt und als teildurchlässiger Spiegel ein Germanium-Spiegel mit 35% Durchlässigkeit. Im Oszillatorbetrieb lieferte der Laser auf Antrieb eine Laserenergie von ca. 5 J, entsprechend etwa 10 J/l.

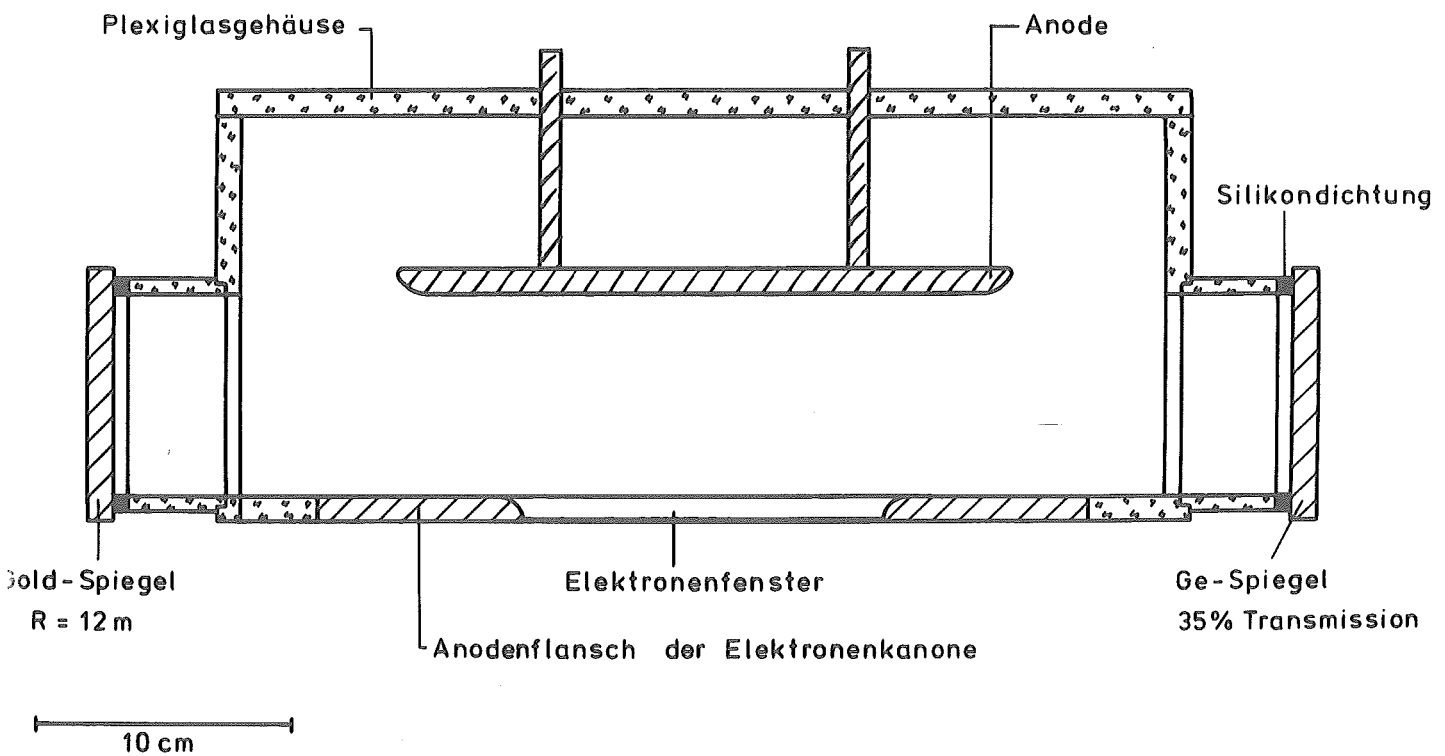


Abb. 13: Laserresonator von oben gesehen

5. Zusammenfassung

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit bestand darin, die elektrischen Komponenten für einen elektronenstrahlgesteuerten CO₂-Laser zu untersuchen. Die Schwerpunkte waren der Bau einer Elektronenstrahlkanone mit großem Strahlquerschnitt sowie die Untersuchung der elektronenstrahlgesteuerten Gasentladung. Die im vorliegenden Bericht beschriebene Elektronenstrahlkanone hat folgende Daten:

Beschleunigungsspannung:	100-120 kV
Stromdichte:	0,3 A/cm ²
Strahlquerschnitt:	8 x 12 cm ²
Dauer des Stromimpulses	2,us.

Durch entsprechende Abänderungen kann die Elektronenkanone an die verschiedensten Anforderungen angepaßt werden, insbesondere kann die Strahlapertur durch entsprechende Abänderung der Geometrie auf den geplanten Wert von 10 x 100 cm² gebracht werden.

Die Daten der Gasentladung waren:

Gasgemisch:	75% He, 23% CO ₂ , 2% N ₂
eingekoppelte elektrische Energie:	200 J/l
E/p-Wert:	4 kV/cm·bar
Stromdichte:	20 A/cm ²
Dauer des Stromimpulses:	3,us.

Die ausgekoppelte Laserenergie pro Puls betrug etwa 10 J/l. Es wird erwartet, daß nach Optimieren von Gasentladung und Laserresonator die Laserenergie wenigstens um den Faktor 2 erhöht werden kann.

6. Literaturverzeichnis

- /1/ Beaulieu, A.J.
Transversely excited atmospheric pressure CO₂-Lasers
Appl. Phys. Lett. Bd. 16 (1970) S. 504-505
- /2/ Dumanchin, R. et al.
High power density pulsed molecular laser
6th Int. Quantum Electronics Conf. Session 18.6., Kyoto/Japan 1970
- /3/ Rusbüldt, D. und Hartwig, H.
A comparison between excitation methods for TEA CO₂-Lasers
Atomkernenergie Bd. 19 (1972) Lfg. 3
- /4/ Terrill, H.M.
Phys. Rev., Vol. 22, No. 2, 1923
- /5/ Lenard, P. und Becker, A.
"Kathodenstrahlen" in Hdb. der Experimentalphysik Bd. 14
W. Wien und F. Harms Hrsg. Springer, Berlin, 1933
- /6/ Bothe, W.
in Hdb. der Physik 22/2
Geiger-Scheel Hrsg., Berlin, 1923
- /7/ Rusbüldt, D.
Gepulste CO₂-Laser hoher Leistung
ETZ-A, Bd. 92 (1971) H. 5
- /8/ Stratton, T.F. et al.
Electron-Beam-Controlled CO₂-Laser Amplifiers
IEEE, J. of Quantum Electronics, Vol. Qe-9, No. 1, 1973
- /9/ Nelms, A.T.
Energy Loss and Range of Electrons and Positrons
NBS Circular 577, 1956

