



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Institut für Plasmaphysik
Assoziation EURATOM - KFA

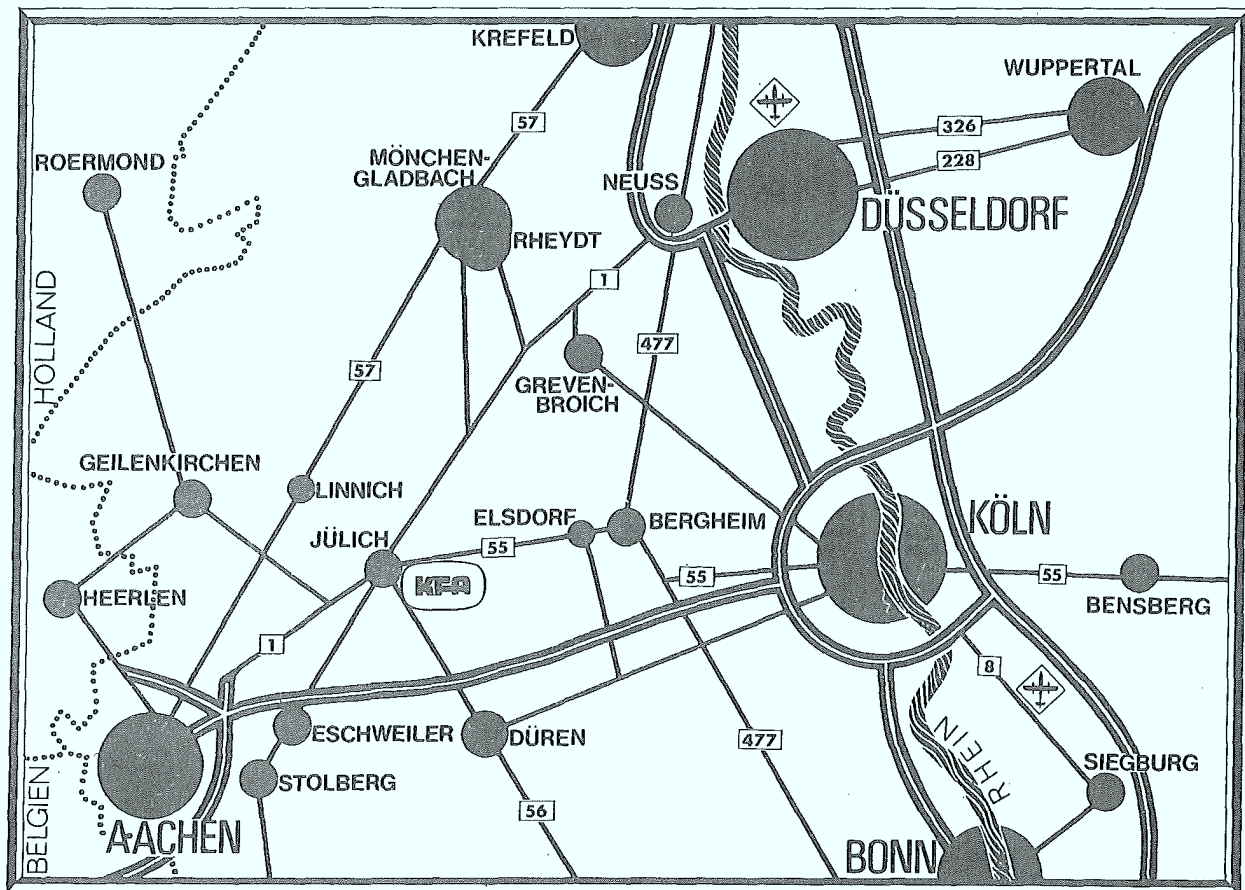
Die Entwicklung von TEA-CO₂-Lasern und deren Einsatz in der Plasmaphysik

von

D. Rusbüldt

Jül - 1056 - PP
März 1974

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1056

Institut für Plasmaphysik Jülich - 1056 - PP

Dok.: TEA-CO₂-Laser - Development
Plasma Physics - TEA-CO₂-Laser

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

Die Entwicklung von TEA-CO₂-Lasern und deren Einsatz in der Plasmaphysik

von

D. Rusbüldt

DIE ENTWICKLUNG VON TEA - CO₂ - LASERN UND DEREN EINSATZ
IN DER PLASMAPHYSIK

D. Rusbüldt

Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
Assoziation EURATOM-KFA

Es soll über gepulste CO₂-Laser hoher Leistung berichtet werden, ein Lasertyp, der vor allem unter dem Namen TEA-CO₂-Laser bekannt geworden ist. Die Bezeichnung TEA charakterisiert die Entladungsgeometrie und den Gasdruck, sie bedeutet "transversely excited atmospheric pressure". Mit diesen Lasern gelang es zum ersten Mal im mittleren Infrarot bei 10,6 μ Wellenlänge Leistungen bis in den Gigawattbereich zu erzeugen; und man erwartet von diesem Laser Leistungen bis zu Terawatt bei Impulsenergien von mehr als einem Kilojoule. Ein besonderer Vorteil aller CO₂-Laser ist der hohe Wirkungsgrad, der über 10% erreichen kann.

Am 11.04.1973 auf der Frühjahrstagung der Fachausschüsse Plasmaphysik und Gasentladungen, Quantenoptik und Kurzzeitphysik in Berlin gehaltener Plenarvortrag.

ANWENDUNG DES CO₂ - LASERS IN DER PLASMAPHYSIK

Wie alle Hochleistungslaser so ist auch der gepulste CO₂-Laser vor allem für die Plasmaphysik von Interesse. Seine Stärke, aber auch seine Schwäche, liegt hier in der langen Wellenlänge der Strahlung. Ein typisches Beispiel dafür sind Streumessungen an Plasmen zur Bestimmung des Fluktuationsspektrums und damit - bei geeigneten Bedingungen - der Ionentemperatur.

Der Nachteil der langen Wellenlänge des CO₂-Lasers besteht darin, daß sich die Streustrahlung nur mit weit aufwendigeren Empfängern als im Sichtbaren nachweisen läßt. Außerdem gibt es im Infraroten keine Strahlungsempfänger, die die Eigenschaft eines von Widerstandsrauschen freien Breitbandverstärkers haben wie Photomultiplier. Man braucht daher für Streumessungen mit CO₂-Lasern eine um etwa ein bis zwei Größenordnungen höhere Laserleistung als im Sichtbaren.

Dieser Nachteil wird aber zum großen Teil dadurch wieder wettgemacht, daß man für kollektive Streumessungen nicht auf extreme Vorwärtstreue angewiesen ist. Das Streuspektrum wird dann durch kollektive Effekte bestimmt, wenn Bragg-Interferenzen an Plasmawellen - d.h. periodischen Schwankungen der Elektronendichte - auftreten /1/. Diese Dichteschwankungen sind nur dann genügend groß, um Interferenzerscheinungen zu bewirken, wenn die Wellenlänge λ_{p1} der Plasmawellen größer ist als die Debye-Länge l_D . Das Verhältnis dieser beiden Größen bezeichnet man als Streuparameter α . Berücksichtigt man die Bragg-Bedingung $\lambda = 2d \sin \vartheta/2$, wobei für λ die Laserwellenlänge λ_L und für den Netzebenenabstand $d = \lambda_{p1}$ einzusetzen ist, so erhält man mit ϑ als Streuwinkel:

$$\alpha = \lambda_{p1} / 2 \pi l_D = \lambda_L / 4 \pi l_D \sin \vartheta/2$$

Für $\alpha \gg 1$ erwartet man kollektive Effekte bei der Streuung.

Die Debye-Länge hängt von der Dichte n_e und der Temperatur T_e der Elektronen im Plasma ab: $l_D^2 = \epsilon_0 k T_e / e^2 n_e$. Bei der Wellenlänge des CO₂-Lasers erhält man $\alpha = 1$ für ein Plasma mit $n_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $kT_e = 1 \text{ keV}$ bei $\vartheta = 13^\circ$.

Für Streumessungen werden Laserleistungen von einigen hundert Megawatt im allgemeinen ausreichen. Bei dünnen aber heißen

Plasmen mit langen Lebensdauern kann man bei den dann notwendigen kleinen Streuwinkeln Überlagerungsverfahren, d.h. eine Mischung von Streulicht und direktem Laserlicht und anschließende elektronische Frequenzanalyse, anwenden.

Leistungen im Gigawattbereich - bis herauf zu Terawatt, also 10^{12} Watt -, die man in absehbarer Zeit mit CO_2 -Lasern erreichen will, sind für die Erzeugung und Aufheizung von Plasmen interessant. Auch hier muß man die große Wellenlänge des CO_2 -Lasers berücksichtigen. Geht man zunächst davon aus, daß eine Aufheizung von Plasmen nur möglich ist, wenn die Strahlung in das Plasma eindringt, dann kann man den CO_2 -Laser nur bei Elektronendichten unterhalb der sogenannten cut-off Dichte von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ einsetzen. Die Aufheizung von Targets mit Festkörperdichte und damit der Einsatz für Fusionsreaktoren mit Trägheitseinschluß erscheint daher aussichtslos. Bedenkt man aber, daß ein großer Teil der für einen Trägheitseinschluß wichtigen Prozesse, wie z.B. nichtlineare Strahlungsabsorption, noch ungeklärt ist, dann hat der CO_2 -Laser für Grundlagenuntersuchungen große Chancen.

Für Modellexperimente zur Plasmaaufheizung mit Lasern hat die niedrige cut-off Dichte zwei Vorteile: Die Energiedichte im Plasma ist wesentlich niedriger als bei Festkörpertargets, und man kann größere Volumina aufheizen. Damit vereinfacht sich eine detaillierte Diagnostik wesentlich. Da die Plasmafrequenz im mittleren Infrarot liegt, werden Meßverfahren im Sichtbaren durch starke Strahlenbrechung im Plasma und ähnliche Effekte nicht gestört.

ENTSTEHUNGSGESCHICHTE DES CO_2 - LASERS

Wie lassen sich nun leistungsfähige CO_2 -Laser realisieren? Hier sei ein historischer Rückblick gestattet, denn die Leistungssteigerung des CO_2 -Lasers - etwa ein Faktor 10^{12} in neun Jahren - ist selbst in einem an Rekorden reichen Gebiet wie der Laserforschung einmalig.

Zum ersten Mal wurde Laserstrahlung von angeregtem Kohlendioxyd

1964 von Patel /2/ in den Bell Telephone Laboratories beobachtet. Er benutzte ein 5 m langes Entladungsrohr, das mit reinem CO_2 von 0,2 Torr Druck gefüllt, und erhielt damit Dauerbetrieb mit 1 mW Leistung. Schon Anfang 1965 konnte Patel durch Zusatz von Stickstoff - wie schon vorher von Lagay und Legay - Sommaire vorgeschlagen - die Leistung auf 12 W steigern. Ein halbes Jahr später /3/ erreichte er durch Zusatz von Helium in einem etwa 2 m langen Entladungsrohr über 100 W Dauerleistung bei 6% Wirkungsgrad. Damit waren die Grundlagen für den Bau leistungsfähiger CO_2 -Laser geschaffen und man konnte mit ihrer technischen Nutzung beginnen.

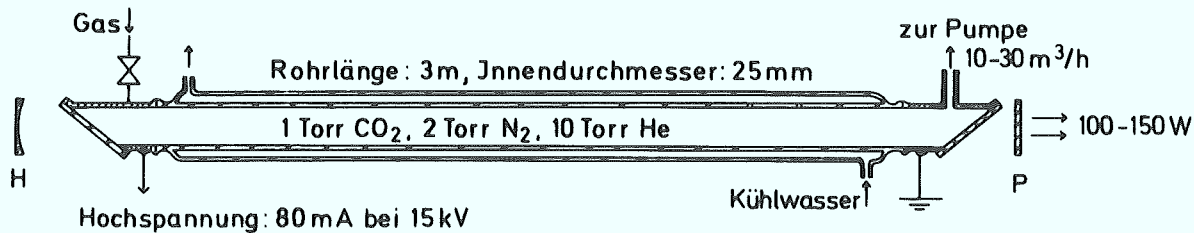


Abb. 1: CO_2 -Laser für Dauerbetrieb. H: Mit Gold bedampfter Hohlspiegel ($R = 50 \dots 100 \text{ m}$), P: Teildurchlässige Platte aus Germanium mit ca. 50% Reflektionsvermögen.

In den Jahren bis 1968 wurde der Wirkungsgrad des CO_2 -Lasers auf etwa 15% erhöht, und durch Reihenschaltung mehrerer Entladungsrohre kam man auf Dauerleistungen im Kilowattbereich. Ein Extremfall war ein 9 kW-Laser mit einer Rohrlänge von 230 m. Durch Güteschaltung mit rotierenden Spiegeln erreichte man Spitzenleistungen bis zu 100 kW. Allen diesen Anordnungen gemeinsam war der Arbeitsdruck von 5 ... 15 Torr. Das änderte sich erst Anfang 1968, als Hill /4/ durch Anwendung von Hochspannungsimpulsen mit Amplituden bis zu 1 MV der Laserbetrieb bei Drucken bis zu 60 Torr gelang. In einem 2 m langen Entladungsrohr erhielt er Laserimpulse mit 5 J Energie und über 200 kW Leistung.

Mitte 1969 erreichten zwei Gruppen in Frankreich und den USA auch Dauerbetrieb bei Drucken um 60 Torr /5,6/. Sie ließen das

Arbeitsgas sehr rasch strömen, um es kühl zu halten. So wurde bei nur 20 Torr Gesamtdruck und nur 1 m Resonatorlänge eine Dauerleistung von 1 kW erzielt /7/. Später erreichte Hill /8/ nach diesem Prinzip Leistungen von fast 20 kW, wegen der starken Spiegelaufheizung allerdings nur für wenige Sekunden. In diesem Zusammenhang müssen auch die gasdynamischen - also mit adiabater Expansion arbeitenden - Laser erwähnt werden, die Leistungen bis zu 100 kW erreichen.

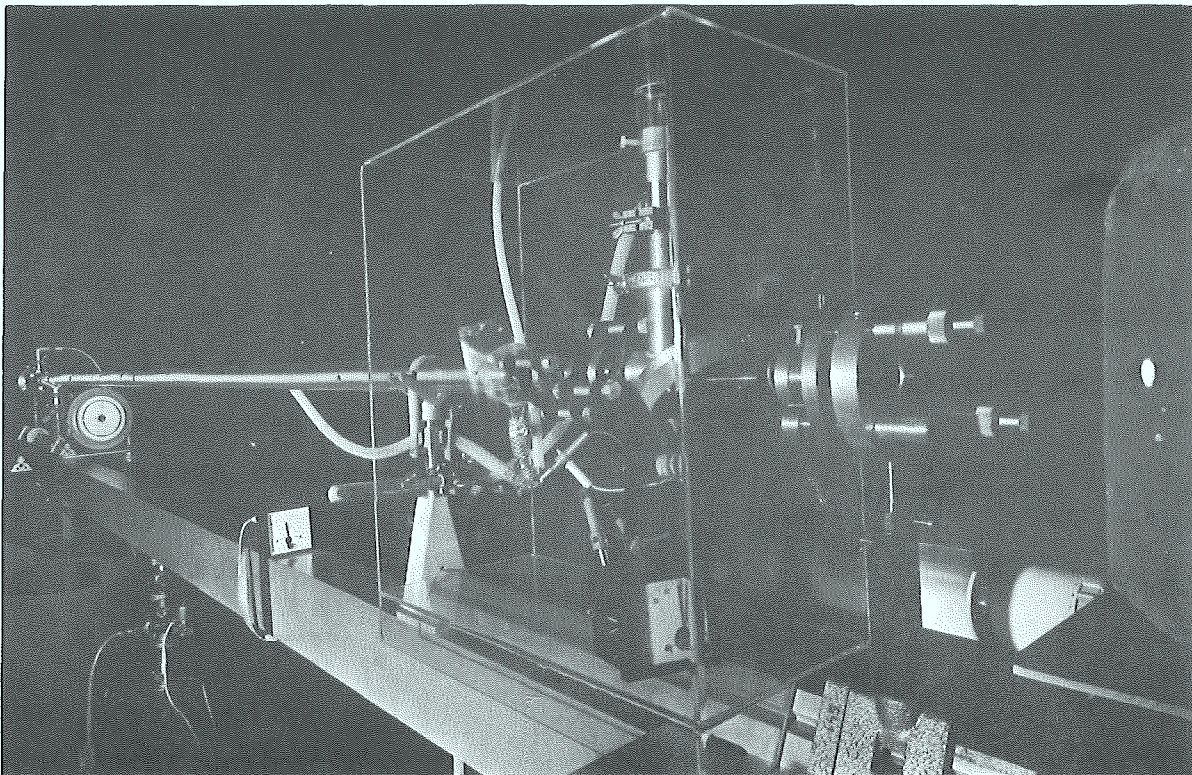


Abb. 2: CO_2 -Dauerstrichlaser im Betrieb. Daten wie in Abb. 1.

Anfang 1970 gelang Beaulieu /9/ in Canada und einer Gruppe bei der CGE in Frankreich /10/ der Impulsbetrieb von CO_2 -Lasern bei Atmosphärendruck und damit die Erfindung des TEA-Lasers. Um die Entladungsspannung erträglich zu halten, liegt das elektrische Feld quer zur Achse des Laserresonators. Damit das Gasvolumen möglichst gleichmäßig angeregt und die Ausbildung eines oder mehrerer stromstarker Entladungskanäle vermieden wird, verwendete Beaulieu durch Widerstände entkoppelte Nadel-
elektroden, wie in Abb. 3 skizziert. Die französische Gruppe in den Labors der CGE in Marcoussis benutzte dagegen Hilfselektroden, um das Gas vorzuionisieren, und erreichte Leistungen bis

zu 100 MW bei Impulsenergien von bis zu 100 J. Auf dieses Verfahren wird später noch ausführlich eingegangen.

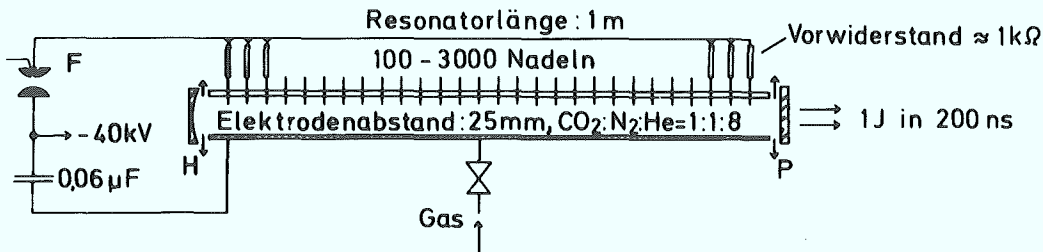


Abb. 3: TEA- CO_2 -Laser mit Nadelkathoden. H und P wie in Abb. 1.
F: Getriggerte Schaltfunkenstrecke.

PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN DES CO_2 - LASERS

Auf welchen Grundlagen beruht nun der CO_2 -Laser. Zur Erläuterung soll von dem Energieniveauschema ausgegangen werden, das in Abb. 4 dargestellt ist.

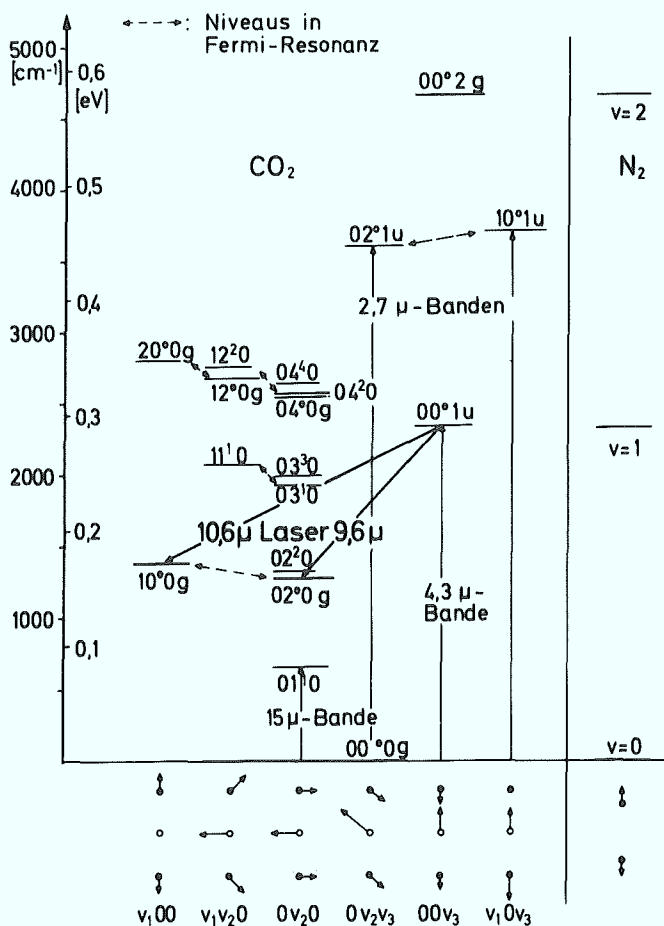


Abb. 4: Niveauschema der Schwingungszustände von CO_2 und N_2 .

Die Laserübergänge und die wichtigsten Absorptionsbanden sind eingetragen. g(erade) und u(ngerade) bezeichnen die erlaubten Werte der Rotationsquantenzahl J. Unten sind die verschiedenen Schwingungstypen angedeutet.

Der Laserübergang erfolgt ohne die Anregung von Elektronenniveaus zwischen den Vibrationsniveaus des CO_2 -Moleküls. Diese Niveaus sind jeweils noch in in Abb. 4 nicht dargestellte Rotationsniveaus aufgespalten. Man unterscheidet drei Grundschrwingungen: Die symmetrische und unsymmetrische Dehnungsschwingung und die Biegeschwingung. Außerdem sind in Abb. 4 die Schwingungszustände des Stickstoffmoleküls dargestellt. Man erkennt die Resonanz zwischen der unsymmetrischen Dehnungsschwingung des CO_2 und den Vibrationsniveaus des N_2 . Letztere und die symmetrische Dehnungsschwingung des CO_2 besitzen kein Dipolmoment und sind daher optisch inaktiv.

Ein besonderer Vorteil des CO_2 -Lasers ist es, daß der Laserübergang zwischen Zuständen niedriger Energie erfolgt. Das obere

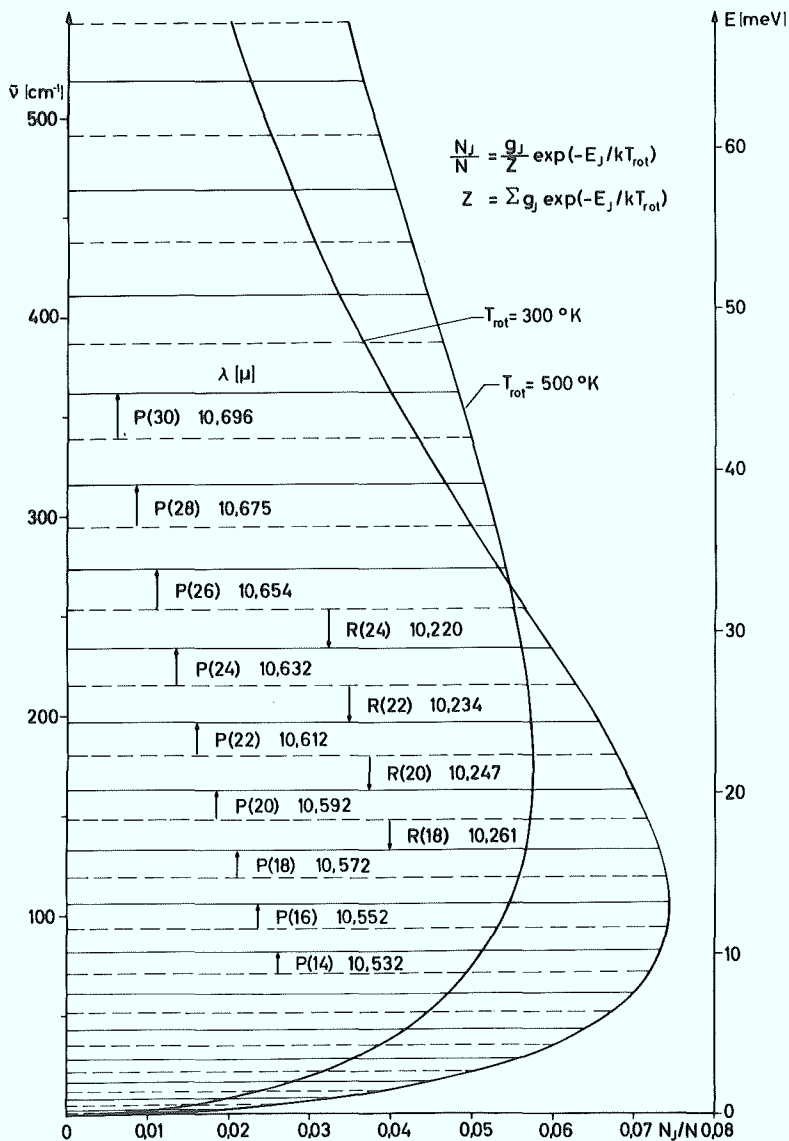


Abb. 5: Rotationsniveaus von CO_2 , deren Besetzungsdichte N_J für zwei verschiedene Verteilungstemperaturen T_{rot} sowie die Wellenlängen der stärksten Laserübergänge. Unteres Laserniveau (J gerade) ist durchgezogen, oberes (J ungerade) ist gestrichelt gezeichnet.

Niveau ($00^0 1$) hat eine Anregungsenergie von 0,29 eV; von dieser Energie gehen knapp 0,12 eV in den Laserübergang bei $10,6\mu$, also etwa 40%. Da eine Besetzung des oberen Laserniveaus praktisch nur vom Grundzustand aus möglich ist, stellen diese 40% eine obere Grenze für den Wirkungsgrad dar. Der Laserübergang bei $9,6\mu$ wird wegen der kleineren Übergangswahrscheinlichkeit nur beobachtet, wenn die Linie bei $10,6\mu$, z.B. durch geeignet absorbierende Gase (SF_6 , PF_5), unterdrückt wird.

Abb. 5 zeigt die Aufspaltung der Schwingungsniveaus in Rotationsniveaus: Aufgetragen ist die relative Besetzungsdichte N_J/N in Abhängigkeit von der Rotationsenergie $E_J = hc\tilde{\nu}$. Die Besetzungsdichte folgt aus dem statistischen Gewicht $g_J = 2J + 1$ und dem Boltzmannfaktor. Wegen der besonderen Symmetrieeigenschaften des CO_2 -Moleküls fällt jedes zweite Rotationsniveau aus, so im unteren Laserniveau die Rotationsniveaus mit ungeradem J . Da sich bei jedem Stoß der Gasmoleküle deren Rotationszustand ändert, ist die Verteilungstemperatur T_{rot} der Rotationszustände praktisch gleich der Gastemperatur. Für den CO_2 -Laser sind daher eine ganze Reihe von Wellenlängen möglich, die in Abb. 5 angegeben sind. Bei gepulsten CO_2 -Lasern bildet sich meist nur ein Übergang bei P (20) aus.

Ein besonderer Vorteil von Gaslasern, z.B. gegenüber Festkörperlaseren, ist die direkte Anregung des aktiven Mediums durch eine Gasentladung. Im CO_2 -Laser werden die in Abb. 4 gezeigten Schwingungsniveaus durch Elektronenstoß angeregt, dabei ist das obere Laserniveau stark bevorzugt, wie Abb. 6 zeigt.

Man erkennt, daß Elektronen mit Energien zwischen 1 und 2 eV besonders effektiv sind. Die in Abb. 6 gezeigten Werte wurden 1968 von Boness und Schulz /11/ gemessen. Sie stellen allerdings die Verhältnisse für den CO_2 -Laser etwas zu optimistisch dar. Man muß annehmen, daß das untere Laserniveau und insbesondere das mit diesem stark gekoppelte Niveau $01^1 0$ indirekt wesentlich stärker durch Elektronenstoß angeregt wird /12/ als aus den gezeigten Querschnitten folgt. Dabei spielen Niveaus mit elektronischer Anregung bei Energien zwischen 3 und 5 eV eine wichtige Rolle.

Unter Verwendung aller infrage kommenden Anregungsquerschnitte haben Nighan und Mitarbeiter /13/ berechnet, wie sich die von

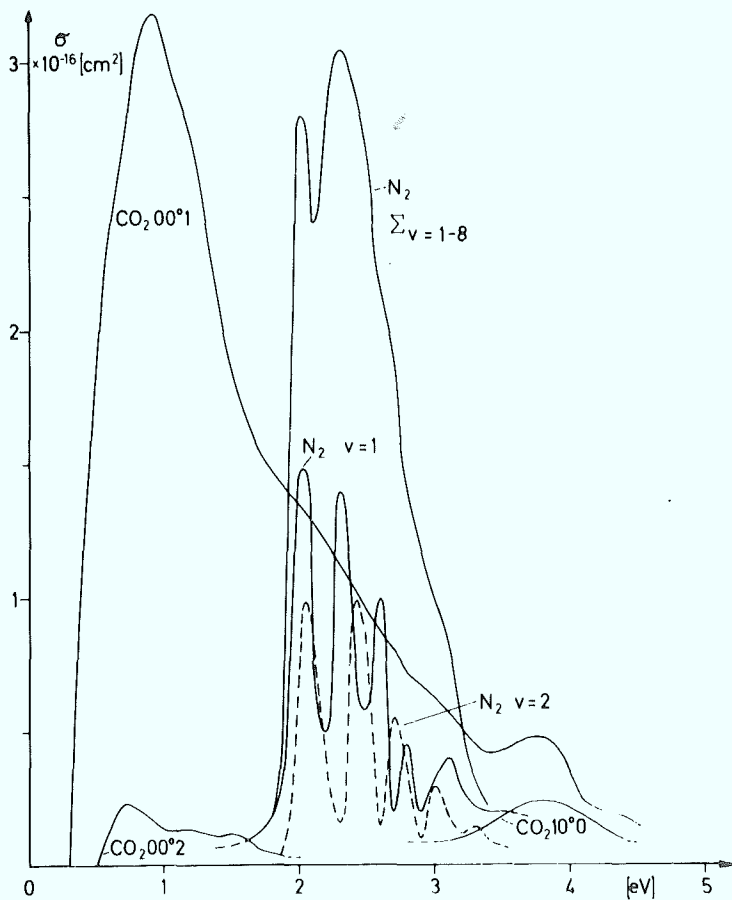


Abb. 6: Anregungsquerschnitt σ der Schwingungsniveaus von CO_2 und N_2 für Elektronenstoß in Abhängigkeit von der Elektronenenergie [11/].

den Elektronen im Feld aufgenommene Leistung auf die verschiedenen Anregungszustände verteilt; und zwar in Abhängigkeit von der mittleren Elektronenenergie bzw. dem E/p oder E/N -Wert. Abb. 7 zeigt, daß niedrige E/N -Werte (etwa $0,8 \cdot 10^{-17} \text{ Vcm}^2$, entsprechend 2 kV/cm bei Atmosphärendruck) für die Anregung von CO_2 am günstigsten sind. Bei Stickstoffzusatz kann die Feldstärke doppelt so groß sein. Allerdings findet bei diesen kleinen Feldstärken keine Ionisation statt. Diese optimalen Werte lassen sich daher nur bei Fremionisation, z.B. mit Elektronenstrahlen, erreichen. Für selbsterhaltende Entladungen muß man bei Atmosphärendruck Feldstärken oberhalb 5 kV/cm verwenden.

Eine für die Funktion von Impulslasern besonders wichtige Größe ist die Lebensdauer der einzelnen Niveaus. Diese wird allein durch Stoßprozesse bestimmt, da die optischen Lebensdauern in der Größenordnung Sekunden liegen. Die wichtigsten Stoßprozesse mit ihren charakteristischen Zeiten sind in Abb. 8 angegeben [14/]. Die größten Zeitkonstanten haben die Prozesse, bei denen

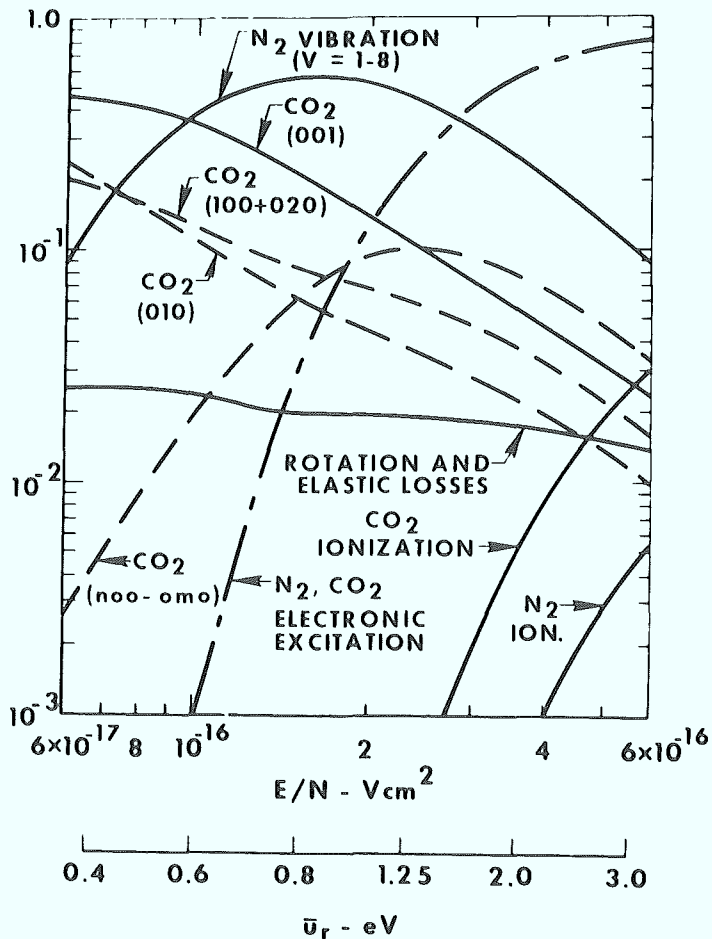


Abb. 7: Die Verteilung der in der Gasentladung eines CO_2 -Lasers (Verhältnis $\text{He} : \text{CO}_2 : \text{N}_2 = 8 : 1 : 1$) umgesetzten Leistung auf die verschiedenen Prozesse, in Abhängigkeit von der mittleren Elektronenenergie U bzw. der auf die Teilchendichte N bezogenen Feldstärke $E / 13/$.

ein großer Teil der Schwingungsenergie in Translationsenergie umgesetzt werden muß, Das gilt besonders für das Niveau 01^10 , es stellt einen Flaschenhals für die Leerung des unteren Laserniveaus dar. Hier macht sich der Zusatz von Helium besonders wirkungsvoll bemerkbar.

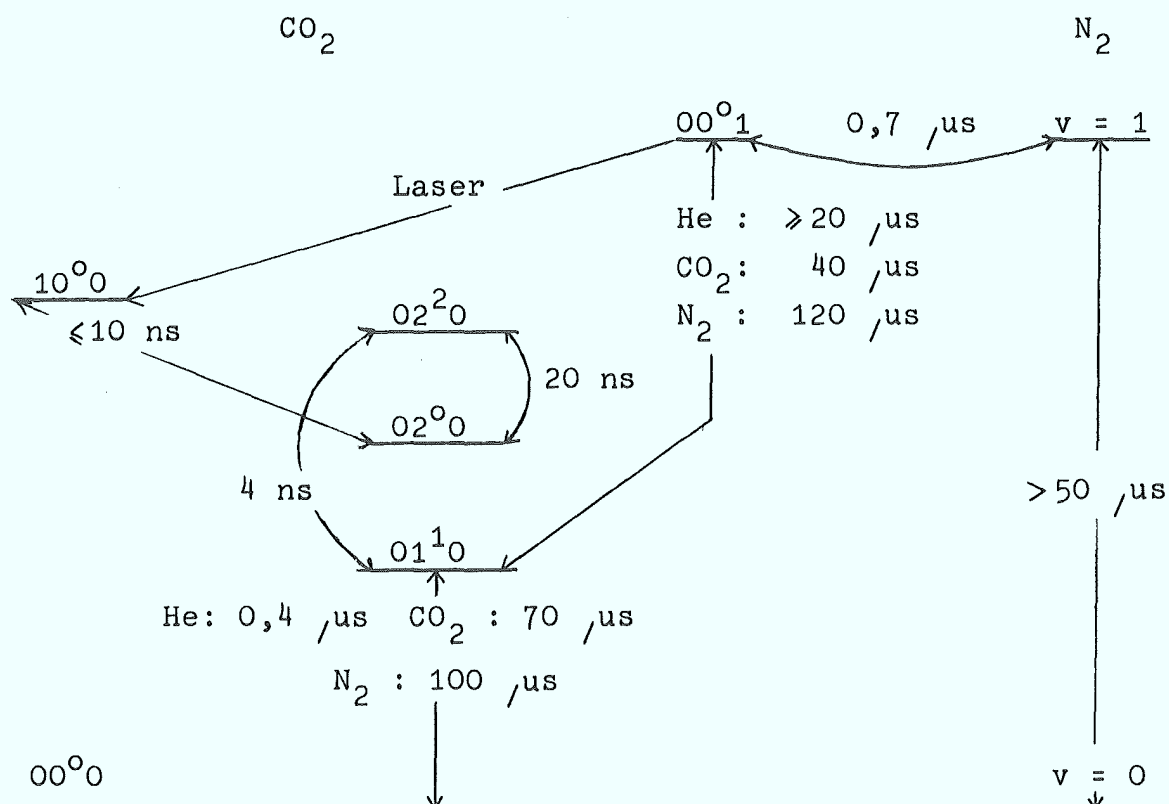


Abb. 8: Stoßprozesse und deren Zeitkonstanten in einem Gemisch aus 0,8 bar He, 0,1 bar CO₂ und 0,1 bar N₂. Bei zwei Prozessen ist der Beitrag der einzelnen Gase angegeben.

TEA - CO₂ - LASER MIT NADELELEKTRODEN

Wie lassen sich bei Atmosphärendruck zur Anregung von CO₂-Lasern geeignete Entladungen verwirklichen? Eine Möglichkeit ist die Verwendung von Nadelelektroden, die durch Vorwiderstände (ca. 1 kΩ) entkoppelt sind. Verwendet man ein Elektrolytbad als Vorwiderstand, dann kann man die Zahl der Nadeln sehr groß machen. Abb. 9 und 10 zeigen einen solchen Laser im Querschnitt und im Betrieb. Die Ausgangsleistung ist etwa 2 MW, sie reicht aus, um einen Funken in Luft zu erzeugen. Die Impulsenergie ist etwa 2 J. Größere Werte lassen sich mit solchen Anordnungen bei Atmosphärendruck wegen der durch die Entladungskanäle verursachten Streuverluste kaum erreichen.

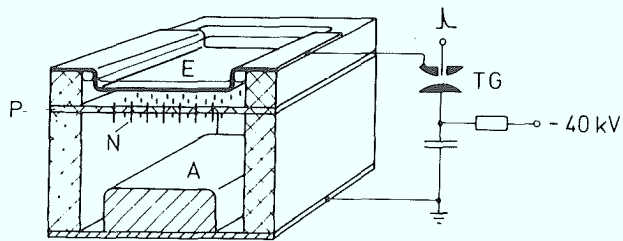


Abb. 9: TEA - CO_2 - Laser mit Nadelelektroden im Querschnitt. E: Elektrolytbad, N: Nadeln, P: Isolator, TG: Getriggerte Funkenstrecke. Kondensator: ca. 30 pF pro Nadel.

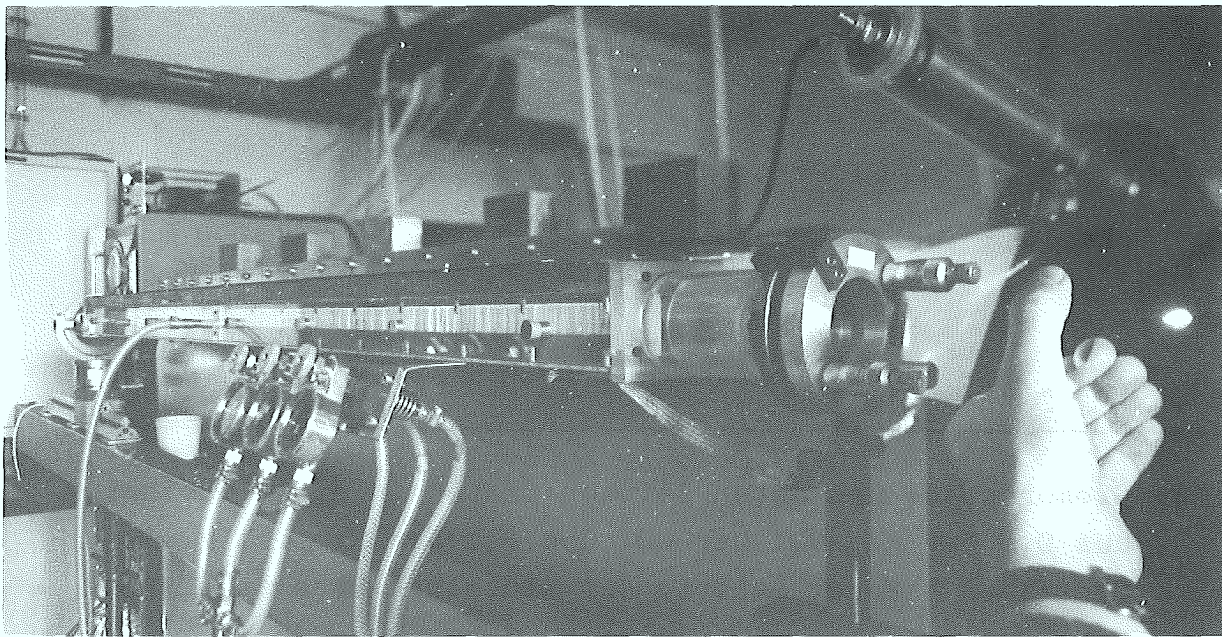
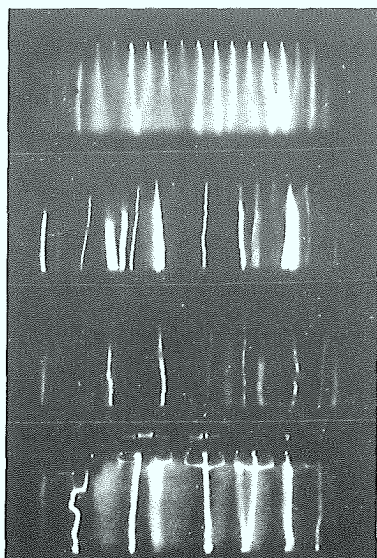


Abb. 10: 5 MW TEA- CO_2 -Laser mit 3.600 Nadelkathoden im Betrieb.

Abb. 11 zeigt die zeitliche Entwicklung der Entladungskanäle bei über den Normalfall verlängerter Entladungsdauer. Diese Kanäle erzeugen starke optische Inhomogenitäten. Die dadurch bewirkte



0,1 Abb. 11: Die zeitliche Entwicklung der Entladungskanäle in einem TEA- CO_2 -Laser.
 0,3 Zeitnullpunkt der Bildwandlernaufnahmen ist das Zünden der Funkenstrecke TG in Abb. 9. Elektrodenabstand: 22 mm, Kondensator-Ladespannung: 40 kV. Kapazität pro Nadel: 100 pF, im untersten Bild: 200 pF.
 0,7 Im Normalfall (30 pF) tritt nur das im obersten Bild gezeigte Stadium auf.
 2,5
 μs

Strahlaufweitung lässt sich mit einem Argon-Ionenlaser leicht nachweisen. Abb. 12 zeigt links die Strahlaufweitung für einen Laser mit 2.500 Nadeln. Die großen Streuverluste verbieten eine Verlängerung des aktiven Volumens.

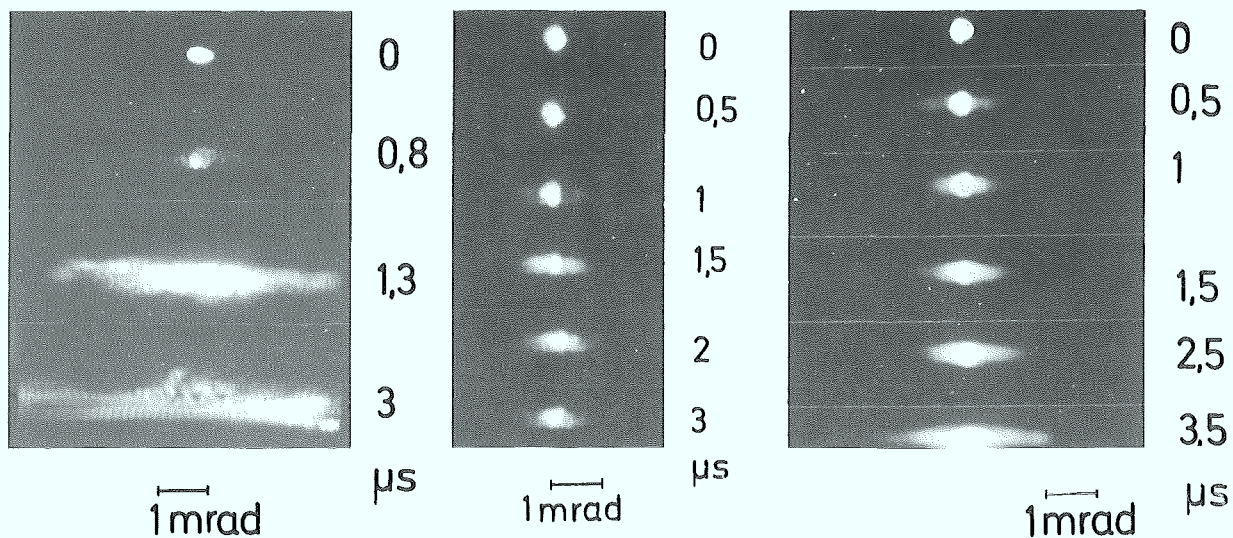


Abb. 12: Aufweitung eines Argon-Ionenlaserstrahles durch die optischen Inhomogenitäten in gepulsten CO_2 -Lasern. Zeitnullpunkt ist das Triggern Hauptfunkenstrecke.

Links : 2.500 Nadelkathoden auf $3,8 \times 82 \text{ cm}^2$, 760 Torr

Mitte : 2.000 Nadelkathoden auf $6,8 \times 80 \text{ cm}^2$, 350 Torr

Rechts : Laser mit Hilfselektroden, 160 cm lang, 760 Torr.

Wesentlich günstiger liegen die Verhältnisse bei etwa halbem Atmosphärendruck. Die Entladungskanäle sind wesentlich diffuser, so daß fast das gesamte Volumen angeregt wird. Dadurch bedingt ist auch die optische Homogenität weit besser. Abb. 11 Mitte zeigt die Strahlaufweitung für einen Laser mit 2.000 Nadeln, der mit einem $0,2 \mu\text{F}/50 \text{ kV}$ -Kondensator eine Spitzenleistung von knapp 20 MW und eine Impulsenergie von 5 J lieferte.

TEA- CO₂ - LASER MIT HILFSENTLADUNGEN

Es sollen nun Verfahren beschrieben werden, die mit Hilfsentladungen zur Vorionisation des Gasgemisches arbeiten. Abb. 13 zeigt zwei verschiedene Prinzipien. In beiden Fällen bewirkt die kapazitive Kopplung eine flächige Ausbildung der Hilfsent-

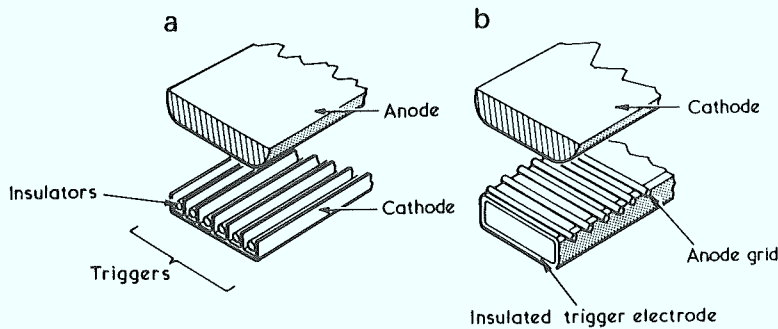


Abb. 13: Mit Vorionisation durch Hilfsentladung arbeitende TEA-CO₂-Laser.

Nach a) Dumanchin

et al. /10/

b) Laflamme /15/

ladung. Man nimmt an, daß die Hilfsentladungen durch Photoionisation im Gasvolumen wirken. Allerdings sprechen die sehr kleinen Absorptionslängen dagegen; sie liegen weit unter einem Millimeter. Nur im Gebiet vor der Ionisationskante werden die Absorptionslängen genügend groß. Dort müßte man einen über mehrere Niveaus verlaufenden Prozeß annehmen.

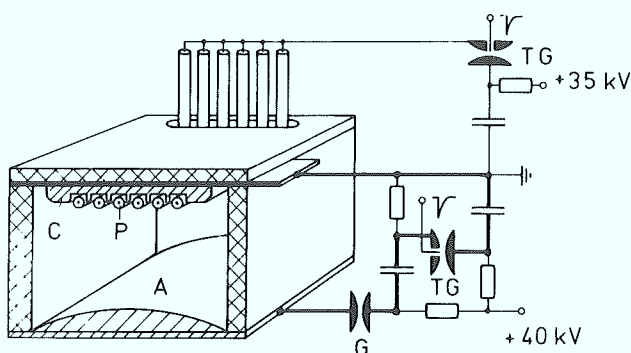


Abb. 14: TEA-CO₂-Laser mit Hilfsentladungen und Spannungsverdopplung durch Marx-Schaltung. A: Anode, C: Kathode aus Al, P: Drähte in Glasrohren (4 mm Außen - Ø) zur Vorionisation, G und TG: Funkenstrecken.

Um eine gleichmäßige Anregung des gesamten Volumens zu erreichen, muß man die Anode geeignet formen; Abb. 15 zeigt den Einfluß der Anodenform.

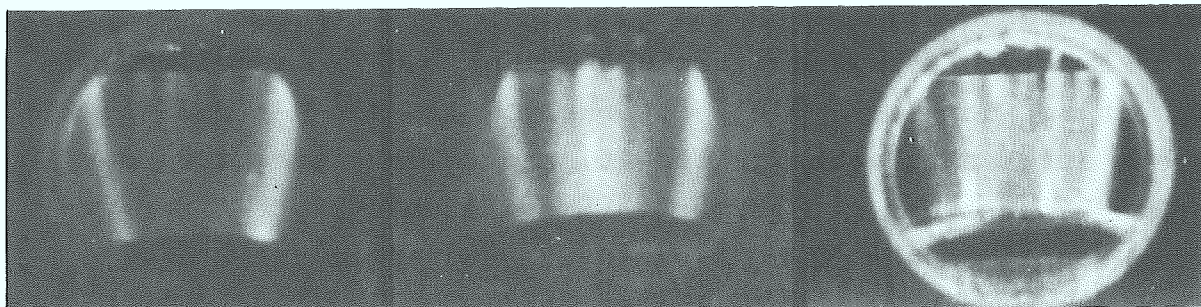


Abb. 15: Die Verteilung der Entladung senkrecht zur Achse des in Abb. 16 gezeigten Lasers in Abhängigkeit vom Anodenprofil.

Einen im Institut für Plasmaphysik der KFA Jülich gebauten TEA-CO₂-Laser zeigt Abb. 16 im Betrieb. Man erkennt die gleichmäßige Anregung des gesamten Volumens. Die Leistung dieses Lasers liegt bei 300 MW, die Impulsenergie bei 30 J. Die Strahldivergenz beträgt 2,5 mrad. Fokussiert man die Strahlung mit einem Spiegel von 2,8 m Brennweite, so erhält man eine Leistungsdichte von 500 MW/cm² entsprechend einer Feldstärke von 430 kV/cm.

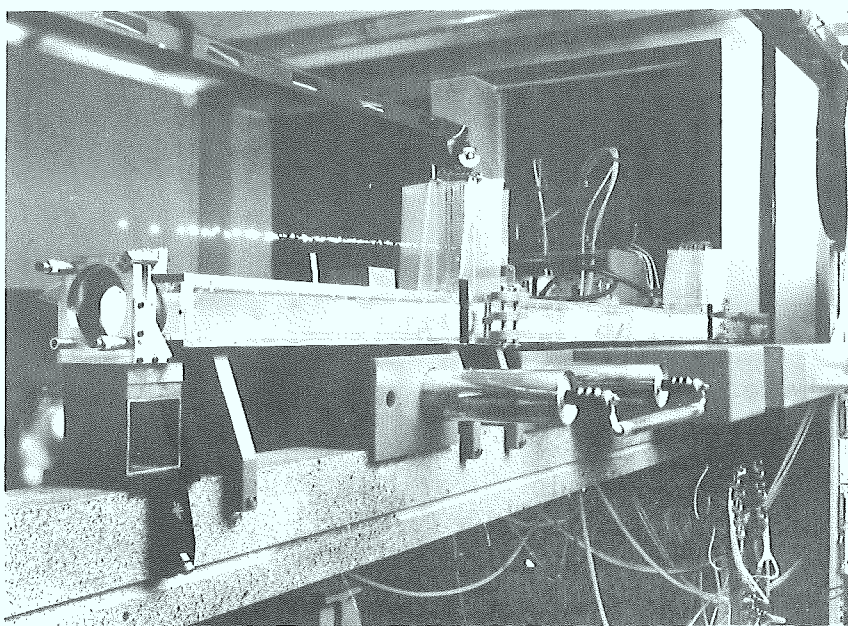


Abb. 16: 300 MW TEA-CO₂-Laser im Betrieb.

Diese für den Luftdurchschlag wirksame Feldstärke wird allerdings um das Verhältnis von Elektronenstoßfrequenz zu Laserkreisfrequenz herabgesetzt, das ist in Luft von Atmosphärendruck etwa ein Faktor 0,07.

Abb. 17 zeigt die wesentlichsten Größen des 300 MW Lasers in Abhängigkeit von der Zeit. Die Verstärkung g ist mit der Besetzungsdifferenz der Laserniveaus gekoppelt. Bei voller Ausnutzung der im oberen Laserniveau gespeicherten Energie entspricht eine Verstärkung von $1\%/cm = 4,32 \text{ dB/m}$ einer Impulsenergie von 2 J/l , d.h. bei einem Volumen von 13 l etwa 26 J .

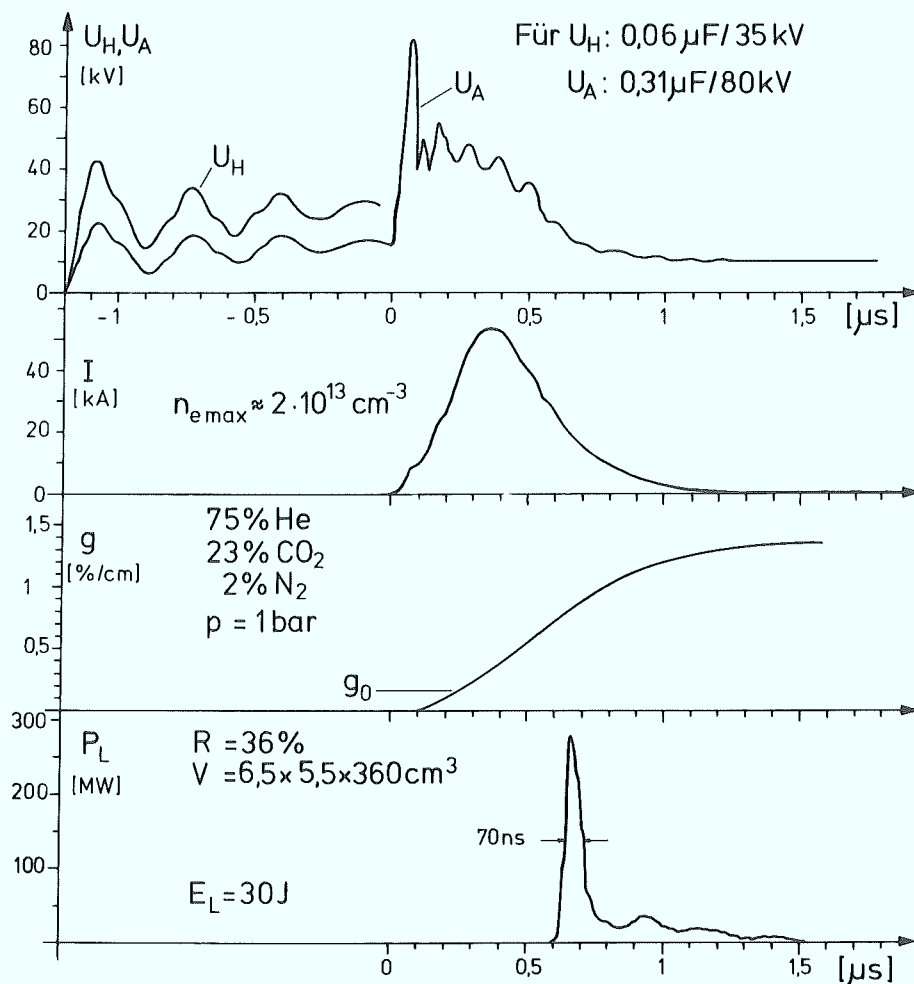


Abb. 17: 300 MW TEA- CO_2 -Laser aus Abb. 16.

Zeitliche Abhängigkeit von:

Spannung an der Hilfselektrode (Draht in Glasrohr) :	U_H
Anodenspannung (Kathode auf Masse) :	U_A
Entladungsstrom :	I
Verstärkung (Verstärkung an der Laserschwelle = g_0) :	g
Laserleistung :	P_L

Während in dem bisher beschriebenen Lasertyp eine gleichmäßige Verteilung der Vorentladung durch eine dielektrische Kopplung (Glasrohre) erzwungen wurde, wird in dem von Lamberton und Pearson /16/ angegebenen TEA- CO_2 -Laser ein kurzzeitiger Impuls auf einen dünnen seitlich angeordneten Triggerdraht gegeben. Abb. 18 zeigt den notwendigerweise sehr niederinduktiven Aufbau.

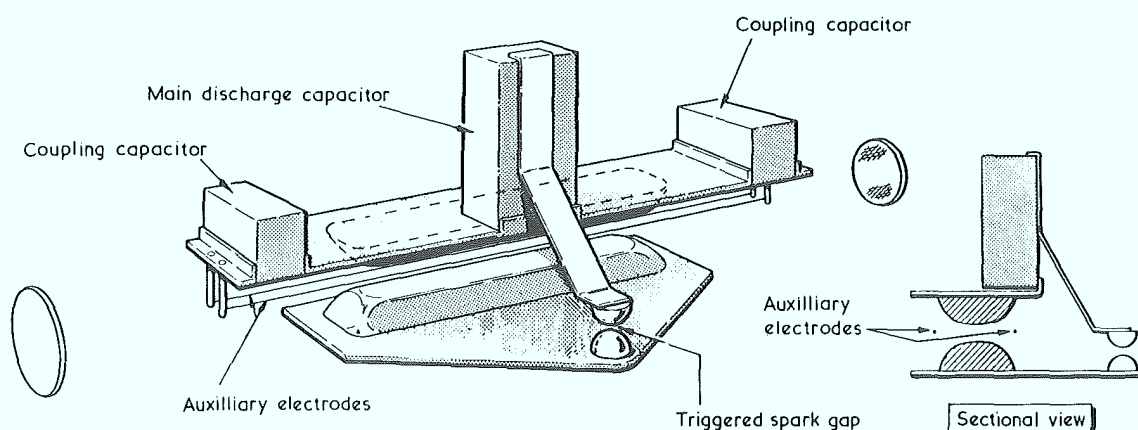


Abb. 18: TEA- CO_2 -Laser nach Lamberton und Pearson /17/.

Die Elektroden sind als Rogowski-Profil ausgebildet. Durch den steilen Spannungsanstieg und die kleine Kopplungskapazität von 250 pF bedingt, fließt nur für etwa 30 ns Strom durch die Triggerdrähte. Das verwendete Gasgemisch ist relativ heliumarm: 50% He, 30% CO_2 , 20% N_2 . Daher ist eine hohe Feldstärke erforderlich: 60 kV bei 2,5 cm Elektrodenabstand. Pro Liter lassen sich etwa 20 J Impulsenergie erzielen, bei einem Wirkungsgrad von 5 ... 10%. Allerdings ist das anregbare Volumen klein, bisher wurden pro Einheit 6 J Impulsenergie erreicht.

CO_2 - LASER MIT FREMDIONISATION DURCH ELEKTRONENSTRAHLEN

Alle bisher diskutierten Verfahren erlauben nur eine wenige zehntel Mikrosekunden dauernde Anregung des Lasergases. Danach treten wegen der großen E/p-Werte in den Entladungen Ionisationsinstabilitäten auf, die zu einem Durchschlag im Gas führen. Das läßt sich vermeiden, wenn man zu kleineren E/p-Werten und damit verbunden zu reiner Fremddionisation übergeht.

Eine von außen gesteuerte Ionisation erfolgt am wirkungsvollsten durch Elektronenstrahlen. Die Energie der Elektronen sollte niedrig sein, damit der Ionisationsquerschnitt groß wird. Die notwendige Reichweite wird im Gas allerdings erst für Elektronenenergien > 50 keV erreicht; dann deckt das am Gas anliegende Feld den Energieverlust. Im allgemeinen wird man Beschleunigungsspannungen > 100 kV benutzen, da erst dann die Durchlässigkeit der als Elektronenfenster verwendeten Folien aus Al und Ti von $10 \dots 30 \mu$ Stärke genügend groß wird.

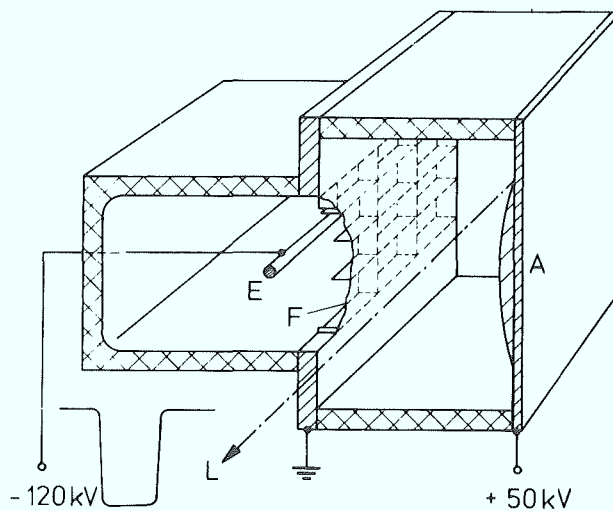


Abb. 19: Prinzipskizze eines CO₂-Lasers mit Elektronenstrahlionisierung. E: Elektronenemitter, F: Abgestützte Folie, dient als Anode für den Elektronenstrahlerzeuger und als Kathode für die Gasentladung, A: Anode für Entladung, L: Resonatorachse.

Der erste nach diesem Prinzip arbeitende CO₂-Laser wurde 1971 bei Avco-Everett in den USA gebaut [18]. Er wurde mit einem Gemisch He: CO₂ : N₂ = 3 : 1 : 2 von Atmosphärendruck betrieben. Der Elektronenstrahl wurde aus 42 geheizten Kathoden mit jeweils 1 A Emissionsstrom bei 130 kV Beschleunigungsspannung erzeugt. Die Feldstärke in der Laserkammer lag zwischen 3 und 6 kV/cm; damit wurden Verstärkungen von bis zu 5%/cm erreicht. Aus einem aktiven Volumen von 40 Litern wurden Laserimpulse mit 2 kJ Energie und 20 μ s Dauer bei 20 ... 25% Wirkungsgrad gewonnen. Da hier wegen der langen Impulsdauer ein CO₂-Molekül im Prinzip mehrmals

angeregt werden kann, ähneln die Verhältnisse mehr einem Dauerstrichlaser und die Impulsenergie ist nur durch die Gasaufheizung begrenzt.

Ein weiteres Experiment ist aus Los Alamos bekannt geworden /19/. Hier ist die Strahlstromdichte 30 mA/cm^2 bei 130 kV Beschleunigungsspannung, und es wurden mit einem Gemisch $\text{He} : \text{CO}_2 : \text{N}_2 = 12 : 4 : 1$ in einem Feld von $4,6 \text{ kV/cm} \cdot \text{bar}$ ebenfalls Verstärkungen von bis zu $5\%/ \text{cm}$ erreicht. Die Elektronendichte n_e liegt bei $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$; sie ist wegen der starken Rekombination proportional nur zur Wurzel des Strahlstromes. Die Stromdichte im Lasergas ist $6,4 \text{ A/cm}^2$; sie ist also 200 mal so groß wie die des Elektronenstrahles.

Welche Daten kann man theoretisch für elektronenstrahlionisierte CO_2 -Laser erwarten? Geht man von den Rechnungen von Nighan aus /12,13/ und extrapoliert diese auf einen CO_2 -Anteil von 35% bei 5% N_2 -Gehalt, so erreicht man den optimalen Bereich bei einer mittleren Elektronenenergie von 0,8 eV mit einer Feldstärke von $5 \text{ kV/cm} \cdot \text{bar}$ und etwa 60% der elektrischen Leistung fließen in das obere Laserniveau. Die Entladungsdauer wird man einerseits klein gegen die Lebensdauer des oberen Niveaus machen, andererseits aber so groß, daß noch ein wesentlicher Teil der in das Niveau 01^10 geflossenen Energie durch Stöße in Translationsenergie umgewandelt wird: Das Produkt aus Druck und Entladungsdauer sollte bei $3, \mu\text{s} \cdot \text{bar}$ liegen.

Bei einer in das Gas eingespeisten Energie von $300 \text{ J/l} \cdot \text{bar}$ erwartet man, daß sich etwa 40% der CO_2 -Moleküle im oberen Laserniveau befinden und 20% in den unteren Niveaus 10^00 bis 01^10 , die insgesamt das statistische Gewicht $\sum g_v = 6$ haben ($g_v = 1$ für $l = 0$ und $g_v = 2$ für $l \neq 0$). Die hohe Inversionsdichte (36% der CO_2 -Moleküle) führt zu einer Kleinsignalverstärkung von $27\%/ \text{cm}$ oder 117 dB/m . Da sich bei dem angenommenen CO_2 -Partialdruck das Gleichgewicht zwischen den Zuständen 10^00 bis 01^10 in wenigen Nanosekunden einstellt, kann man annehmen, daß etwa 30% der CO_2 -Moleküle zu einem Laserimpuls beitragen, wenn dieser länger als etwa 20 ns dauert. Das bedeutet eine Laserenergie von $48 \text{ J/l} \cdot \text{bar}$ und 16% Wirkungsgrad. Um den Energieumsatz im Gas von $100 \text{ MW/l} \cdot \text{bar}^2$ zu erreichen, ist eine Stromdichte von $20 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{bar}$ und eine Elektronendichte von etwa $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{bar}^{-1}$ erforderlich.

Die Stromdichte des Elektronenstrahles sollte für 100 keV Elektronen bei $0,3 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{bar}$ liegen.

Um die extrem große Verstärkung durch Druckverbreiterung des Laserüberganges herabzusetzen, kann man den Heliumpartialdruck wesentlich erhöhen. Dadurch wird der elektrische Energieumsatz im Gas nur unwesentlich beeinflusst; lediglich das Gleichgewicht zwischen den einzelnen Zuständen - insbesondere den Rotationszuständen - stellt sich schneller ein, und das Niveau 01^10 wird schneller geleert. Die Kopplung der Rotationszustände beeinflusst die Impulsenergie entscheidend, wenn man zu sehr kurzen Impulsen übergeht. So läßt sich nach /20/ die im CO_2 gespeicherte Energie noch innerhalb 70 ns voll abrufen (CO_2 -Partialdruck 0,18 bar). Bei Impulsdauern von 20 ns werden dagegen nur noch 70% und bei Dauern von 20 ns nur noch 40% der gespeicherten Energie ausgenutzt.

Eine obere Grenze für den Druck des Lasergases ist durch dessen Durchbruchfestigkeit gegenüber dem Laserimpuls gegeben. Nach der Theorie des Mikrowellendurchschlags nimmt die zur Erzeugung eines Durchbruchs notwendige Leistung mit dem Kehrwert der Stoßfrequenz und damit des Druckes ab. Bei Atmosphärendruck erfolgt ein Durchschlag in Luft bei einer Leistungsdichte von $\approx 150 \text{ MW/cm}^2$. Für kurze Impulse ist eine Mindestenergie erforderlich, sie dürfte bei etwa 5 J/cm^2 liegen.

CO_2 -Laser mit Leistungen im Terawattbereich und Impulsdauern von etwa 1 ns lassen sich trotz der eben erwähnten Grenze nur bei Drucken von mehreren Atmosphären realisieren, da nur dann die Kopplungszeiten genügend klein werden. Experimente für diesen Druckbereich sind am Institut für Plasmaphysik der KFA Jülich im Aufbau.

LITERATURVERZEICHNIS

- / 1/ D. RUSBÜLDT
Anwendungen gepulsten CO₂-Laser hoher Leistung in der
Plasmaphysik. ETZ - A 92, 475 - 480 (1971)

- / 2/ C.K.N. PATEL
Interpretation of CO₂ optical maser experiments.
Phys. Rev. Lett. 12, 588 - 590 (1964)

- / 3/ C.K.N. PATEL, P.K. TIEN, and J.H. MCFEE
CW high-power CO₂-N₂-He laser. Appl. Phys. Lett. 7,
290 - 292 (1965)

- / 4/ A.E. HILL
Multijoule pulses from CO₂-lasers.
Appl. Phys. Lett. 12, 324 - 327 (1968)

- / 5/ B. LAVARINI, H. BRUNET, C. FRAPARD, P. LAURES, M. MICHON
et M. NEUBAUER
Laser moléculaire continu CO₂-N₂-He de grande densité de
puissance. C.R. Acad. Sci. Paris, Reihe B 268, 1504-1506 (1969)

- / 6/ T.F. DEUTSCH, F.A. HORRIGAN, and R.I. RUDKO
CW operation of high - pressure flowing CO₂ lasers.
Appl. Phys. Lett. 15, 88 - 91 (1969).

- / 7/ W.B. TIFFANY, R. TARG, and J.D. FOSTER
Kilowatt CO₂ gas - transport laser. Appl. Phys. Lett. 15,
91 - 93 (1969)

- / 8/ A.E. HILL
Uniform electrical excitation of large-volume high-pressure
near-sonic CO₂-N₂-He flowstream.
Appl. Phys. Lett. 18, 194 - 197 (1971)

- / 9/ A.J. BEAULIEU
Transversely excited atmospheric pressure CO₂ lasers.
Appl. Phys. Lett. 16, 504-505 (1970)

- /10/ R. DUMANCHIN, J.C. FARCY, M. MICHON, and J. ROCCA-SERRA
High power pulsed molecular laser. 6th Intern. Quantum
Electronics Conf., Sess. 18,6, Kyoto/Japan 1970

- /11/ W.J.W. BONESS and G.J. SCHULZ
Vibrational excitation of CO_2 by electron impact.
Phys. Rev. Lett. 21, 1031 - 1034 (1968)

G.J. SCHULZ
Vibrational excitation of N_2 , CO , and H_2 by electron
impact. Phys. Rev. A 135, 988-994 (1964)
- /12/ W.L. NIGHAN
Electron energy distributions and collision rates in
electrically excited N_2 , CO and CO_2 .
Phys. Rev. A 2, 1989-2000 (1970)
- /13/ R.H. BULLIS, W.L. NIGHAN, M.C. FOWLER and W.J. WIEGAND
Physics of CO_2 electric discharge lasers.
AIAA Journal 10, 407-414 (1972)
- /14/ D. RUSBÜLDT
Gepulste CO_2 -Laser hoher Leistung. ETZ-A 92, 278-283 (1971)
- /15/ A.K. LAFLAMME
Double discharge excitation for atmospheric pressure
 CO_2 lasers. Rev. Sci. Instr. 41, 1578-1581 (1970)
- /16/ H.M. LAMBERTON and P.R. PEARSON
Improved excitation techniques for atmospheric pressure
 CO_2 lasers. Electronic Lett. 7, 141-142 (1971)
- /17/ H. FOSTER
High power CO_2 lasers - a review.
Optics and Laser Technology 4, 121-128 (1972)
- /18/ Search and discovery:
More laser power with electron-beam controll.
Physics today, Januar 1972, 17-19
- /19/ T.F. STRATTON, G.F. ERICKSON, C.A. FENSTERMACHER and
E.O. SWICKARD
Electron-beam-controlled CO_2 laser amplifiers.
IEEE J. Quant. Elec. QE - 9, 157-163 (1973)
- /20/ J.F. FIGUEIRA, W.H. REICHELT, G.T. SCHAPPERT,
T.F. STRATTON, and C.A. FENSTERMACHER
Nanosecond pulse amplification in electron-beam-pumped
 CO_2 amplifiers. Appl. Phys. Lett. 22, 216-218 (1973)