

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

C. Schmitz
Gaselektronische Analysemethoden zur
Optimierung von Lasergasentladungen

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozeßdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe "Laser in der Materialbearbeitung - Forschungsberichte des IFSW" soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen

Von Dr.-Ing. Christian Schmitz
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

D 93

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Konstruktions- und Fertigungstechnik
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Uwe Schumacher

<p>Die Deutsche Bibliothek – CIP-Einheitsaufnahme</p> <p>Ein Titeldatensatz für diese Publikation ist bei Der Deutschen Bibliothek erhältlich</p>

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2000

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung, des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der Wiedergabe auf photomechanischem oder ähnlichem Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwendung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2000

ISBN 3-89675-773-3

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München

Tel.: 089/277791-00 – Fax: 089/277791-01

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit werden experimentelle und theoretische Untersuchungsmethoden zur detaillierten Analyse von CO_2 -Gasentladungen für Hochleistungslaser behandelt. Einige aus der Hochenergiephysik bekannte Meßmethoden zur Gaselektronik wurden dahingehend modifiziert, daß damit typische CO_2 -Lasergasgemische im laserrelevanten Druckbereich von 80 hPa bis 200 hPa analysiert werden können.

Mit Hilfe einer Driftkammer wurde die Driftgeschwindigkeit der Elektronen für verschiedene Gasgemische unter typischen Betriebsbedingungen gemessen. Basierend auf den so gewonnenen Daten konnte gezeigt werden, daß für *alle* in CO_2 -Lasern verwendeten Gasgemische ein einfacher analytischer Ausdruck für die Elektronendriftgeschwindigkeit als Funktion der reduzierten Feldstärke angegeben werden kann. Der Lawineneffekt in der Driftkammer wurde genutzt, um die Ratenkoeffizienten der Ionisation, Anlagerung und Rekombination als Funktion der elektrischen Feldstärke zu analysieren. Ein einfaches Meßverfahren zur Bestimmung der Elektronendichte in einer Gasentladung für schnell, längsgeströmte CO_2 -Laser wurde entwickelt und erprobt. Es konnte ein einfaches theoretisches Modell entwickelt werden, mit dessen Hilfe die Gasentladung ohne großen numerischen Aufwand analytisch beschrieben werden kann. Die für den in der Praxis arbeitenden Entwickler wichtige Größen und funktionalen Zusammenhänge sind dann nur noch von den „einstellbaren“ Größen wie Generatorleistung, Gasdruck und Gasgemisch abhängig.

Für die Konzeptionierung von Hochleistungslasern wurden Auslegungsvorschriften und Optimierungsansätze in dieser Arbeit entwickelt. So konnte unter bestimmten Randbedingungen die Laserausgangsleistung durch die Zugabe von Argon um bis zu 6% gesteigert werden. Mit Hilfe von Vorentladungselektroden wurde der Wirkungsgrad verschiedener CO_2 -Laser um ca. 3% erhöht und der dynamische Arbeitsbereich, in dem eine stabile Entladung gezündet werden kann, deutlich vergrößert.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	7
2	Grundlagen	9
2.1	Allgemeine Eigenschaften des laseraktiven Mediums (LAM).....	9
2.2	Spezialfall Kohlendioxidlaser.....	11
2.3	Die Anregung des laseraktiven Mediums.....	13
2.3.1	Die Glimmentladung als selbständige Entladung.....	13
2.3.2	Grundlagen zur Kinetik der elektrischen Anregung.....	14
2.3.3	Anlaufverhalten der Entladung.....	16
2.3.4	Der stationäre Zustand in der Entladung.....	17
3	Neue Meßverfahren zur Beurteilung des LAM	21
3.1	Die Elektronendriftgeschwindigkeit im Lasergas.....	21
3.1.1	Meßprinzip zur Bestimmung der Elektronendriftgeschwindigkeit.....	27
3.1.2	Erzeugung der Elektronen-Ionenpaarspur mit Laserstrahlung.....	31
3.1.3	Versuchsaufbau zur Messung der Elektronendriftgeschwindigkeit.....	34
3.1.4	Ergebnisse.....	39
3.1.5	Aus der Driftgeschwindigkeit abgeleitete Parameter.....	42
3.2	Bestimmung der Gasverstärkung mit Hilfe der Driftkammer.....	48
3.3	Ladungsträgerdichtebestimmung in der Gasentladung.....	59
3.3.1	Grundlagen zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte.....	61
3.3.2	Versuchsdurchführung.....	63
4	Systemauslegung mit Hilfe der semi – empirischen Beziehungen	75
4.1	Die Elektronenenergieverteilungsfunktion.....	75
4.2	Ratenkoeffizient der Ionisation/Anlagerung.....	76
4.3	Die durchgezündete Entladung.....	77
4.3.1	Die Elektronendichte im stationären Zustand.....	77
4.3.2	Der Plasmawiderstand der Gasentladung.....	80
4.3.3	Die mittlere Elektronenenergie als Funktion der elektrischen Leistungsdichte....	81
5	Auslegung und Optimierungsansätze	85
5.1	Allgemeines zur Auslegung einer Gasentladungsstrecke.....	85
5.2	Entladungsanordnung mit konstanter reduzierter Feldstärke.....	89
5.3	Feinabstimmung der Elektronenenergie.....	93
5.4	Optimierte Leistungseinkopplung durch Vorionisation.....	95
6	Zusammenfassung/Ausblick	101

Liste der verwendeten Symbole

Symbole	Bedeutung	Einheit
Lateinische Buchstaben		
a_I	Ableitung des Wirkungsquerschnitts für Ionisation durch Elektronenstoß $\left. \frac{d\sigma_{\text{Ion}}}{d\varepsilon} \right _{\varepsilon_I}$	cm^2/eV
A	Atom oder Molekül	
A^+	ionisiertes Atom oder Molekül	
A^*	elektronisch angeregtes Atom oder Molekül	
D	Koeffizient der Diffusion	cm^2/s
e	Elementarladung des Elektrons	C, As
e^-	Bezeichnung für ein Elektron	
E_o, E_u	Energie des oberen/unteren Laserniveaus	J, eV
\vec{E}	Vektor der elektrischen Feldstärke	V/cm
$f\left(\varepsilon, \frac{E}{n_g}\right)$	Energieverteilungsfunktion der Elektronen	$1/\text{eV}$
g	Koeffizient der Verstärkung im Oszillatorprinzip	m^{-1}
g_0	Koeffizient der Kleinsignalverstärkung	m^{-1}
I	Intensität	W/m^2
I_C	Resonatorinternes Strahlungsfeld	W/m^2
I_s	Sättigungsintensität	W/m^2
k_i, k_a, k_r	Ratenkoeffizienten für Ionisation, Anlagerung und Rekombination	cm^3/s
l_e	freie Weglänge der Elektronen	μm
l_E	Elektrodenlänge	cm
m	Exponent zur Beschreibung des relativen Energieverlustes	1
m_e	Masse des Elektrons	kg
M	Masse eines Moleküls	kg
n	Exponent zur Beschreibung der Abhängigkeit der freien Weglänge von der Elektronenenergie	1
n_e	Elektronendichte	cm^{-3}

$n_{e,s}$	Elektronendichte im stationären Zustand	cm^{-3}
N_e	Absolutzahl der Elektronen	l
n_g	Neutralgasteilchendichte	cm^{-3}
n_i	Ionendichte	cm^{-3}
\dot{n}_L	Ladungsträgerstrom, auf das Meßkondensatorvolumen normiert	$\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$
n_o, n_u	Besetzungsdichte des oberen/unteren Laserniveaus	cm^{-3}
p	Gasdruck	hPa
\vec{p}_1, \vec{p}_2	Impuls des Elektrons/Moleküls vor dem Stoß	$\text{kg} \cdot \text{m/s}$
\vec{p}'_1, \vec{p}'_2	Impuls des Elektrons/Moleküls nach dem Stoß	$\text{kg} \cdot \text{m/s}$
P_L	Laserleistung	W
P_{HF}	elektrische Hochfrequenzleistung	W
p_{HF}	elektrische Hochfrequenzleistungsdichte	W/cm^3
\dot{Q}	Ladungsträgerstromdichte externer Teilchen	A/cm^3
r_0	Radius Potentialrohr	mm
r_i	Radius Signaldraht	mm
t	Driftzeit	s
T_e	Elektronentemperatur	K
u	Ionisationsgrad	l
u_e	mittlere, ungerichtete Geschwindigkeit der Elektronen	m/s
U_C	Spannung am Potentialrohr	V
U_G	Generatorspannung	V
U_K	Spannungsabfall am Meßkondensator	V
U_R	Spannungsabfall am Meßwiderstand R	V
U_t	Schwellspannung	V
v_D	Elektronendriftgeschwindigkeit	$\text{mm}/\mu\text{s}$
v_G	Gasgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung	m/s
V	Volumen	cm^3
z	Ortskoordinate in Gasströmungsrichtung	m
z_k	Position der Elektrodenkante	m

Griechische Buchstaben

α	Absorptionskoeffizient	m^{-1}
α_{T}	Erster Townsendkoeffizient	m^{-1}
$\vec{\Gamma}_{\text{e, D}}$	Teilchenstromdichte der Elektronen durch Diffusion	A/m^2
$\vec{\Gamma}_{\text{e, v}}$	Teilchenstromdichte der Elektronen durch den Gasstrom	A/m^2
ε	Energie des Elektrons	eV
ε_{i}	Ionisationsenergie	eV
θ_{vib}	Charakteristische Temperatur der Vibration	K
ϑ	auf eine charakteristische Länge normierte Ortskoordinate	1
λ	Wellenlänge der Laserstrahlung	m
Λ	relativer Energieverlust pro Stoß	1
ν	Frequenz der Laserstrahlung	s^{-1} , Hz
$\sigma(\varepsilon)$	Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoß	cm^{-2}
σ_{abs}	Wirkungsquerschnitt für Absorption	cm^{-2}
σ_{Ion}	Wirkungsquerschnitt für Ionisation durch Elektronenstoß	cm^{-2}
σ_{stim}	Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission	cm^{-2}
τ	mittlere Zeit zwischen zwei Stößen eines e^- mit Neutralgasteilchen	s
τ_{Rel}	Zeitkonstante der Relaxation	s
τ_{sp}	Zeitkonstante für spontane Emission	s
$\psi_{\text{i}} \in \begin{bmatrix} \text{CO}_2 \\ \text{N}_2 \\ \text{He} \end{bmatrix}$	Volumenanteile der Gasmischungen	1

1 Motivation

Die industrielle „Karriere“ des Lasers im allgemeinen ist durch die Erfindung und die Realisierung der ersten CO₂-Laser wesentlich beeinflusst worden. Im Gegensatz zu vielen anderen physikalischen Geräten gelang hier der Technologietransfer von der reinen wissenschaftlichen Anwendung und Verwendung zum industriellen Produkt. Dies nicht zuletzt deshalb, weil neben einem relativ hohem Gesamtwirkungsgrad¹ von typisch 10 % bis 20 % eine im Vergleich zu Konkurrenzlasern gute Strahlqualität erreicht wird [1]. In den letzten Jahren haben sich die Festkörperlaser jedoch zu einer ernsthaften Konkurrenz entwickelt. Neben dem bei vielen Festkörperlasern höheren Quantenwirkungsgrad von bis zu 90 % ist die typische Wellenlänge von rund 1 µm für viele industrielle Anwendung der CO₂-Laserwellenlänge von 10,6 µm vorzuziehen. Hinsichtlich Laserleistung, Wirkungsgrad und Strahlqualität bzw. Prozeßeffizienz erwächst die Konkurrenz deshalb von zwei Seiten:

Die zu Diodenstapeln zusammengefaßten Diodenlaser für die Direktanwendung erreichen augenblicklich maximale Leistungen von ca. 2 bis 3 kW, welche für Anwendungen, die keine hohe optische Qualität der Strahlung erfordern, bereits eingesetzt werden können (z.B. Härten, Beschichten etc.). Der Wirkungsgrad beträgt etwa 30 bis 35 %. Die lampengepumpten Nd:YAG Laser sind mit einer Beugungsmaßzahl von ca. $M^2 \geq 100$ (einem Strahlparameterprodukt von 30 bis 80 mm mrad) bei der Bearbeitung von Aluminium trotz des vergleichsweise schlechten Gesamtwirkungsgrads von unter 3 % im Vorteil. Ihre Leistung ist bereits in den Bereich typischer CO₂-Laser vorgedrungen. Die Strahlqualität ist aber systembedingt begrenzt, so daß trotz der kürzeren Wellenlänge die Fokussierbarkeit der Laserstrahlung in der gleichen Größenordnung liegt.

Dieser Nachteil kann mit neuen Konzepten wie dem Faserlaser und dem Scheibenlaser überwunden werden. Beide Konzepte ermöglichen die Erzeugung von Laserstrahlung mit guter Strahlqualität bei gleichzeitig hohem Wirkungsgrad. So liegt beim diodengepumpten Scheibenlaser bei einer Laserleistung von 100 W die Beugungsmaßzahl nahe dem theoretischen Grenzwert von $M^2 = 1$. Prinzipbedingt sind ähnlich gute Ergebnisse auch bei höheren Leistungen zu erwarten. Zur Zeit werden im Labor Dauerstrichleistungen von ca. 500 W mit M^2 von etwa 10 erreicht.

Im Wettstreit um bestehende Marktanteile wird es daher für die Hersteller von CO₂-Laserstrahlquellen essentiell, die Verbesserung ihres Produktes weiter voranzutreiben. Der Entwicklungsstand moderner CO₂-Laserstrahlquellen ist bereits sehr weit vorangeschritten, so daß der Entwickler häufig bei seinen Optimierungsschritten an technische und/oder physikalische Grenzen stößt, die nicht einfach oder gar nicht überwunden werden können. Durch die schnellen Entwicklungszyklen ist in der Regel auch kein teures Nachbessern bei Neuentwicklungen möglich. Daher muß bereits in der Designphase größtmögliche Sicherheit bei der Auslegung der Laserkernelemente Entladungsstrecke, Resonator und Gasführung gewährleistet sein. Zu diesem Problemkreis wurden stets umfangreiche theoretische Untersuchungen und experimentelle Analysen durchgeführt, die immer weiter verfeinert wurden. Die Grundlagen für die

1. Der Quantenwirkungsgrad beträgt $\eta_{Q, CO_2} \approx 40 \%$.

Simulationsrechnungen sind in den 60er und 70er Jahren von Nighan et. al. [2] erarbeitet worden und fanden mit dem immer intensiveren Einsatz von zunehmend leistungsfähigeren Rechnern in den 90er Jahren ihren Höhepunkt. Neben der eigentlichen Laserphysik bilden die wissenschaftlichen Disziplinen Molekülkinetik, Gasdynamik, Entladungsphysik und Gaselektronik die Basis für die Bestimmung der laserrelevanten Größen. Die Qualität der Simulation ist im wesentlichen vom Umfang der berücksichtigten physikalischen Zusammenhänge, den mathematischen Methoden sowie der genauen Kenntnis der Eingangsgrößen, wie z.B. der genauen Kenntnis der Wirkungsquerschnitte für Vibrationsanregung, Ionisation, Rekombination etc., abhängig. Durch die Fülle der Einflußfaktoren ist es häufig nicht mehr möglich, die Wirkung einzelner Wechselwirkungsvorgänge aus dem Resultat zu separieren. Viele grundlegende Daten müssen zudem erst auf den Spezialfall „CO₂-Laser“ extrapoliert werden, da experimentelle Werte in diesem Parameterbereich nicht zur Verfügung stehen.

Genau hier setzt die vorliegende Arbeit an. Mit Hilfe neuer experimenteller Untersuchungsmethoden und den damit verbundenen theoretischen Ansätzen werden Daten unter laserrelevanten Randbedingungen ermittelt. Mit Hilfe dieser Daten werden *analytische* Näherungslösungen für die Transportkoeffizienten, die mittlere Elektronenenergie und die Ratenkoeffizienten als Funktion der reduzierten elektrischen Feldstärke gefunden. Der Einfluß der verschiedenen Parameter kann somit ohne numerischen Aufwand mit hinreichender Genauigkeit formelmäßig erfaßt werden. Die so gewonnenen Erkenntnisse werden durch Experimente an realen Gasentladungen und Laseranlagen überprüft und ergänzt. Aus den Geometriedaten der Entladungsanordnung, dem verwendeten Gasgemisch, Massenfluß und der eingekoppelten elektrischen Leistung kann dann die optimale Elektronendichte sowie die optimale reduzierte elektrische Feldstärke im laserrelevanten Arbeitsbereich analytisch berechnet und technologische/physikalische Einflußnahmen analysiert werden.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel soll ein Überblick über die wichtigsten physikalischen Zusammenhänge der Laserphysik gegeben werden, die in direktem Zusammenhang mit der Thematik der hier vorliegenden Arbeit stehen. Nach der allgemeinen Beschreibung der Eigenschaften des laseraktiven Mediums (LAM) wird auf die speziellen Gegebenheiten beim CO₂-Laser eingegangen. Die Anregung dieses Lasertyps wird ausführlich in Kapitel 2.3 behandelt.

Das LASER-Gerät kann grob in vier wesentliche Elemente aufgegliedert werden:

- Das LAM,
- die Leistungseinkopplung zum Pumpen des LAM,
- die Kühlung,
- den Resonator.

Alle vier Kernelemente stehen in enger Wechselwirkung miteinander. So legen die physikalischen Grundeigenschaften des verwendeten Mediums (Festkörper, Flüssigkeit oder Gas) die Art und Weise der effektiven Anregung und damit der Pumpleistungseinkopplung fest. Die Anregung selbst beeinflusst wiederum die optische Qualität des LAM und tangiert daher auch die Resonatorauslegung. Durch diese Wirkkette ist klar, daß die Eigenschaften des LAM im wesentlichen die technologischen Anforderungen an den Laserhersteller definieren.

2.1 Allgemeine Eigenschaften des laseraktiven Mediums (LAM)

Die Wechselwirkung zwischen Photonen und Medium werden durch die elementaren Prozesse Absorption, spontane und induzierte Emission beschrieben (Abbildung 2.1). Charakterisiert werden kann ein Medium durch die möglichen Energiezustände, die sich quantenmechanisch aus der atomistischen Struktur ergeben. Bei der spontanen Emission geht ein angeregtes Teilchen mit dem Energiezustand E_o nach einer charakteristischen Lebensdauer τ_{sp} in den energetisch tieferliegenden Zustand E_u über. Dieser Prozeß ist rein statistischer Natur und lediglich von der Struktur der Energieniveaus abhängig. Die Absorption einfallender Strahlung mit der Intensität I_0 wird durch das Beer'sche Gesetz beschrieben:

$$I(z) = I_0 \cdot \exp(-\alpha z). \quad (2.1)$$

Dabei wird mit α der Absorptionskoeffizient und mit z der vom Licht im Medium zurückgelegte Weg bezeichnet. Der Absorptionskoeffizient α ist abhängig von den Besetzungsdichten der beteiligten Energieniveaus. Im thermodynamischen Gleichgewicht ist das energetisch tieferliegende Niveau "u" stärker besetzt als das höher liegende Niveau "o". Mit den Bezeichnungen in Abbildung 2.1 gilt daher:

$$\alpha = \sigma_{abs}(n_u - n_o). \quad (2.2)$$

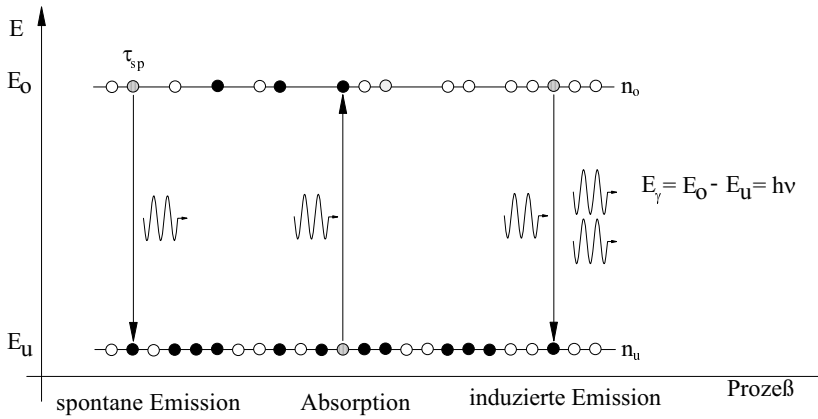


Abb. 2.1: Charakteristische Prozesse im LAM.

Gelingt es, durch einen selektiven Pumpprozess ein thermodynamisches Nichtgleichgewicht aufrechtzuerhalten, so daß $n_o > n_u$ gilt, erhält man den Umkehrprozeß zur Absorption, die „Lichtverstärkung“ durch die stimulierte Emission. Der Intensitätszuwachs kann wieder mit dem Beer'schen Gesetz beschrieben werden:

$$I(z) = I_0 \exp(g_0 z) \quad (2.3)$$

mit dem Verstärkungskoeffizienten:

$$-\alpha = g_0 = \sigma_{\text{Stim}}(n_o - n_u), \quad (2.4)$$

wobei zu berücksichtigen ist, daß der Wirkungsquerschnitt für Absorption und stimulierte Emission identisch ist:

$$\sigma_{\text{Stim}} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 \cdot \Delta\nu \cdot \tau_{\text{sp}}}. \quad (2.5)$$

Hier ist $\Delta\nu$ ein Maß für die Energieunschärfe des Energieniveaus. Da die Besetzungsdichte im Gleichgewichtszustand vom resonatorinternen Strahlungsfeld I_C abhängig ist, muß für den allgemeinen Fall die Definition der Kleinsignalverstärkung g_0 in Gleichung 2.4 präzisiert werden:

$$g_0 = \sigma_{\text{stim}} \Delta n \Big|_{I_C \approx 0} = \sigma_{\text{Stim}}(n_o - n_u) \Big|_{I_C \approx 0}. \quad (2.6)$$

Nur wenn die Besetzungsinversion Δn größer Null ist, kann ein Medium laseraktiv sein. Neben der Kleinsignalverstärkung ist die Sättigungsintensität ein weiteres Maß für die potentielle Leistungsfähigkeit eines Lasermediums:

$$I_s = \frac{h\nu}{\sigma_{\text{Stim}} \tau_{\text{Rel}}} . \quad (2.7)$$

Die Verstärkung g im Oszillatorbetrieb ist mit der Sättigungsintensität und der resonatorinternen Intensität I_C gemäß:

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{I_C}{I_s}} < g_0 \quad (2.8)$$

verknüpft. Mit Gleichung 2.8 läßt sich nun das Beer'sche Gesetz allgemein formulieren:

$$\frac{d}{dz} I(z) = g(z) I(z) = \frac{g_0}{1 + \frac{I(z)}{I_s}} I(z) . \quad (2.9)$$

Die maximale Leistungsdichte ist durch Grenzwertbetrachtung direkt aus obiger Gleichung abzulesen (für $I/I_s \gg 1$):

$$\frac{P_{L, \max}}{V} = g_0 I_s \quad (2.10)$$

und zeigt deutlich die zentrale Bedeutung der beiden charakteristischen Größen für die Beurteilung der potentiellen Eignung eines laseraktiven Mediums.

2.2 Spezialfall Kohlendioxidlaser

In Abbildung 2.2 ist das vereinfachte Energieschema des CO_2 -Lasers angegeben. Das dreiatomige Molekül bildet ein schwingungsfähiges System, dessen elementare Grundschnwingungen durch

- die symmetrische Längsschnwingung (100, 200, ...),
- die asymmetrische Längsschnwingung (001, 002, ...),
- die Biegeschnwingung (010, 020, ...)

gegeben sind. Diesen drei Schnwingungsmoden sind Rotationsmoden überlagert, die zu einer Aufspaltung der Energieniveaus führen. Werden keine besonderen technologischen Maßnahmen getroffen, ist der Übergang von der asymmetrischen (001) (oberes Laserniveau o) zur

symmetrischen Vibrationsschwingung (100) (unteres Laserniveau u) der stärkste Laserübergang mit einer Laserwellenlänge von $10,6\ \mu\text{m}$. Die Molekülschwingungen können auf unterschiedliche Art angeregt werden (optisch, chemisch, elektrisch). Die elektrische Anregung hat sich im industriellen Alltag durchgesetzt. Hierbei wird das CO_2 -Molekül direkt durch Elektronenstoß angeregt und indirekt, indem zunächst ein Stickstoffmolekül durch Elektronenstoß angeregt wird, welches dann durch resonanten Energieübertrag seine Energie auf das CO_2 -Molekül überträgt.

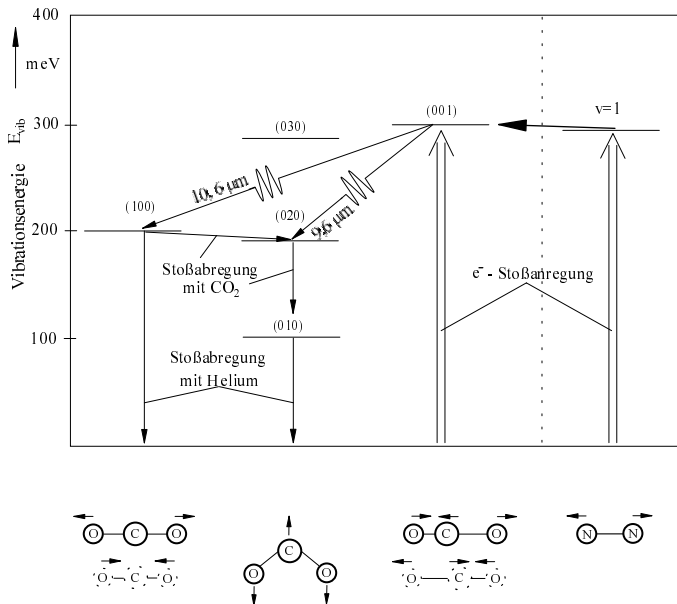


Abb. 2.2: Vereinfachtes Energieniveauschema zum CO_2 -Laser.

Wesentlich für das Erreichen einer hohen Besetzungsinversion ist natürlich auch eine effiziente Entleerung des unteren Laserniveaus. Dazu wird dem CO_2 -Lasergas ein relativ hoher Betrag Helium beigemischt (je nach Lasertyp zwischen 60 und 85 %). Durch Stöße mit den sehr leichten Heliumatomen wird das sich im unteren Laserniveau befindliche CO_2 -Molekül abgeregt und die Verlustwärme effektiv durch die (schnellen) Heliumatome abtransportiert. Zur vollständigen Beschreibung des Quantenzustands der beteiligten Moleküle sind drei Quantenzahlen $v_i \in \mathbb{Z}$ für das CO_2 -Molekül und eine Quantenzahl v für das Stickstoffmolekül ausreichend. Da die Biegeschwingung in zwei Schwingungsebenen zerlegt werden kann, ist zu berücksichtigen, daß die Biegeschwingung zweifach entartet ist.

Die Aufteilung der zugeführten Energie auf die oben angegebenen Kanäle ist von zentraler Bedeutung für die Effizienz des Lasersystems. Formal kann man jedem Zustand eine Boltz-

mannverteilung mit einer charakteristischen Temperatur θ_{vib} , die *nicht* mit der Neutralgastemperatur übereinstimmen muß, zuordnen. Diese fiktiven Temperaturen sind abhängig von der eingekoppelten Leistung, der mittleren Elektronenenergie und den Teilchendichten, werden also ganz wesentlich von den Entladungsbedingungen bestimmt. Zu diesem Themenkomplex gibt es eine große Anzahl theoretischer Untersuchungen (z.B.: [2], [3] und [4]), die sich im wesentlichen durch die Anzahl der verschiedenen Energietransferkanäle unterscheiden. Bei diesen komplexen Modellen handelt es sich um Fünftemperaturmodelle, bei denen mit fünf Temperaturen, θ_{001} für das obere Laserniveau, θ_{100} für das untere Laserniveau, $\theta_{\text{v} = 1}$ für den ersten Vibrationszustand des Stickstoffs, θ_{010} für die Biegeschwingung sowie der Translations-temperatur T für die Gastemperatur gerechnet wird.

2.3 Die Anregung des laseraktiven Mediums

Die elektrische Anregung des CO_2 -Lasergases hat sich allgemein durchgesetzt. Man unterscheidet zwischen der unselbständigen und der selbständigen Entladung (siehe z.B. [1]). Bei der unselbständigen Entladung werden die zur Anregung der CO_2 -Moleküle notwendigen Elektronen extern, d.h. außerhalb der Hauptentladung, erzeugt und dann in den Entladungsraum geschossen. Kennzeichnend für sie ist, daß die Elektronenenergien unter der Ionisationsschwelle des Lasergases liegen, so daß die unvermeidlichen Elektronenverlustprozesse nicht ausgeglichen werden, die Entladung ohne die externe Elektronenquelle nach einer charakteristischen Zeit also wieder erlischt. Anders sind die Verhältnisse bei der selbständigen Entladung. Hier werden die elektrischen Feldstärken so gewählt, daß die in der Entladung erzielte Elektronenenergie hinreichend hoch ist, um die Elektronenverlustprozesse durch Stoßionisation wieder ausgleichen zu können. Die zur Aufrechterhaltung der Entladung notwendigen Ladungsträger werden also in der Entladung selbst erzeugt.

Die effizienteste Stoßanregung des CO_2 -Moleküls geschieht bei Elektronenenergien $\varepsilon \leq 1 \text{ eV}$, wobei die Anregungsrate proportional der Elektronendichte ist. Die Forderung hoher Leistungsdichte bei definierter Elektronenenergie und Elektronendichte ist bei unselbständigen Entladungen prinzipiell erfüllbar. Diese Technik liefert zwar exzellente Anregungswirkungsgrade, hat aber zwei wesentliche Schwachpunkte. Die dafür notwendigen externen Elektronenquellen sind teuer und empfindlich, und das die Entladungskavität gegen die Außenumgebung abschirmende Elektroneneintrittsfenster ist für industrielle Maßstäbe nicht standfest genug.

2.3.1 Die Glimmentladung als selbständige Entladung

Die Bereitstellung der freien Elektronen für die Anregung des oberen Laserniveaus mittels Stoßanregung kann auch mit sogenannten selbständigen Glimmentladungen realisiert werden. Diese Entladungen sind dadurch gekennzeichnet, daß sich hohe Elektronentemperaturen ($\varepsilon \approx 1$ bis 3 eV , d.h. $T_e = 7,7 \cdot 10^5$ bis $2,3 \cdot 10^4 \text{ K}$) bei relativ niedrigen Neutralgastemperaturen einstellen (lassen). Die in der Fachliteratur auch als Niederdruckglimmentladung bezeichneten Entladungen haben sich im industriellen Einsatz für die Anregung von CO_2 -Lasern durchgesetzt, da sich das Temperaturungleichgewicht zwischen Elektronen und Neutralgasteilchen bei niedrigem Druck leichter realisieren läßt. Die im Rahmen dieser Arbeit

untersuchten Gasentladungen fallen in die Kategorie kapazitiv gekoppelter Hochfrequenzentladung. Im Gegensatz zu den konkurrierenden Gleichstromentladungen sind die Elektroden durch ein Dielektrikum vom Entladungsraum getrennt. Dies hat zwei entscheidende Vorteile: Durch die außenliegenden Elektroden fällt die Gasdegradation deutlich schwächer aus. Die Strom- Spannungscharakteristik einer Gasentladung hat eine fallende Kennlinie, so daß bei Gleichstromentladungen durch verlustbehaftete Vorwiderstände ein stabiler Arbeitspunkt eingestellt werden muß. Im Falle der kapazitiven Anregung sind diese Vorwiderstände verlustlose Blindwiderstände, die zusätzlich zu einer Homogenisierung der Entladung führen. Die grundsätzlichen, die Entladung charakterisierenden physikalischen Vorgänge sind jedoch in beiden Entladungen prinzipiell gleich.

2.3.2 Grundlagen zur Kinetik der elektrischen Anregung

Ein wesentlicher Ansatzpunkt zur Verbesserung des Anregungswirkungsgrades einer CO_2 -Gasentladung ist die Kompromißfindung zwischen höchstmöglicher Anregungseffizienz des Vibrationsniveaus 001, der effektiven Abregung des unteren Laserniveaus und der Bereitstellung der dazu notwendigen Ladungsträger. Die theoretischen Arbeiten hierzu (z.B.: [2], [3], [4], [5] und [6]) sind sehr weit fortgeschritten und unterscheiden sich im wesentlichen durch die im Ansatz berücksichtigten Energietransferkanäle und die numerischen Lösungsverfahren. Die die Entladungsphysik bestimmenden Größen können mit Hilfe von Ratenkoeffizienten beschrieben werden, die (bedingt durch die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte) von der Elektronenenergie abhängig sind. Ein wichtiger Skalierungsparameter ist die reduzierte elektrische Feldstärke E/n_g , die ein anschauliches Maß für den Energiegewinn der Elektronen zwischen zwei Stößen mit den Gasmolekülen darstellt. Bedingt durch die komplexen Prozesse sind die Ergebnisse der numerischen Berechnungen sehr stark abhängig von den Eingangsdaten, die nicht immer selbstkonsistent vorgegeben werden können.

In dieser Arbeit soll der Schwerpunkt auf eine möglichst einfache theoretische Darstellung der Entladungsvorgänge gelegt werden, um die Ansätze zur Optimierung deutlich und anschaulich aufzuzeigen.

Betrachtet wird eine mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_G = v_G \cdot \vec{e}_z$ bewegte Gassäule, die zwischen den Orten z_0 und z_1 ein elektrisches Wechselfeld der Form $E(\vec{r}, t) = E_0(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \cdot \vec{e}_y$ passiert (siehe Abbildung 2.3). In der Entladung stellt sich eine Ladungsträgerdichte ein, die im wesentlichen durch folgende Gewinn- und Verlustprozesse bestimmt wird:

- Elektronenproduktion durch externe Teilchen (z.B.: e^- , μ Strahlung¹):

$$\frac{\partial n_e^{(Q)}}{\partial t} = \frac{Q}{e}. \quad (2.11)$$

Dieser Prozeß ist in einer selbständigen Entladung vernachlässigbar, sorgt aber für das Anlaufen einer Entladung.

1. μ bezeichnet hier ein Elementarteilchen, daß im wesentlichen die gleichen Eigenschaften wie das Elektron aufweist und lediglich um den Faktor 200 schwerer ist.

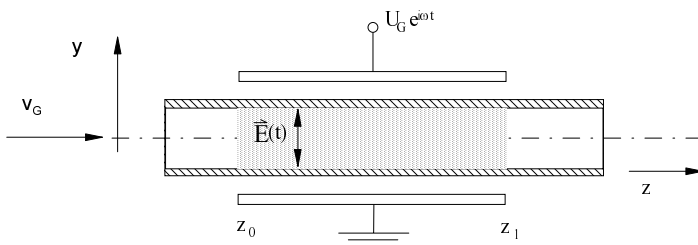
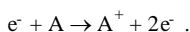


Abb. 2.3: Skizze zum Rechengang: Ladungsträgerbilanz in Gasströmungsrichtung.

- Erzeugung eines Elektrons durch Stoß eines freien Elektrons (e^-) mit einem Neutralgas-
teilchen (A):

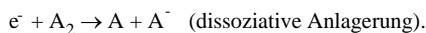


Die Produktionsrate für Ionisation (I) kann durch

$$\frac{\partial n_e^{(I)}}{\partial t} = k_i(E/n_g) \cdot n_g \cdot n_e \quad (2.12)$$

beschrieben werden.

- Verlust eine Elektrons durch Anlagerung eines freien Elektrons an ein Molekül¹ (A_2),
gemäß:

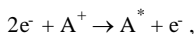


Die zeitliche Entwicklung dieses Vernichtungsprozesses (A) ist durch

$$\frac{\partial n_e^{(A)}}{\partial t} = -k_a(E/n_g) \cdot n_g \cdot n_e \quad (2.13)$$

gegeben.

- Verlust von freien Elektronen durch Rekombination (z. B.: Dreierstoßrekombination):



was durch

1. Die Anlagerung der Elektronen an einatomige Gase kann in dem hier interessierenden Elektronenenergiebereich vernachlässigt werden [8].

$$\frac{\partial n_e^{(R)}}{\partial t} = -k_r(E/n_g) \cdot n_i \cdot n_e = -k_r(E/n_g) \cdot n_e^2 \quad (2.14)$$

beschrieben werden kann, wenn man Quasineutralität $n_i = n_e$ der Plasmasäule voraussetzt.

- Der Diffusionsstrom trägt zum Ladungsträgerausgleich bei und es gilt:

$$\vec{\Gamma}_{e,D} = -D \cdot \nabla n_e. \quad (2.15)$$

- Die Ladungsträgerbewegung führt ebenfalls zu einem Teilchenstrom, der allgemein durch

$$\vec{\Gamma}_{e,v} = n_e \cdot \vec{v}_e \quad (2.16)$$

gegeben ist.

Werden die Gleichungen 2.11 bis 2.16 in die Kontinuitätsgleichung¹ $\nabla \cdot \vec{\Gamma}_e + \frac{\partial n_e}{\partial t} = \sum_p \frac{\partial n_e^{(p)}}{\partial t}$ eingesetzt, ergibt sich für den stationären Zustand:

$$\nabla n_e \cdot \vec{v}_e + n_e \nabla \cdot \vec{v}_e - D \Delta n_e - \frac{\dot{Q}}{e} k_{i-a} n_g n_e + k_r n_e^2 = 0, \quad (2.17)$$

mit $k_{i-a} = k_i - k_a$ und dem Geschwindigkeitsvektor der Elektronen \vec{v}_e .

Detaillierte numerische Analysen der Gleichung 2.17 ergeben, daß innerhalb der positiven Säule die Variation der Elektronendichte über den Entladungsquerschnitt vernachlässigt werden kann ([7], [8]). Betrachtet man also ein Volumenelement innerhalb der positiven Säule, kann man Gleichung 2.17 auf den eindimensionalen Fall reduzieren:

$$D \frac{d^2 n_e}{dz^2} - v_G \frac{dn_e}{dz} + k_{i-a} n_g n_e - k_r n_e^2 + \frac{\dot{Q}}{e} = 0. \quad (2.18)$$

Hier sind besonders zwei Fälle interessant, nämlich das Anlaufverhalten der Entladung und der *räumlich* stationäre Zustand mit konstanter Elektronendichte.

2.3.3 Anlaufverhalten der Entladung

Das Anlaufverhalten der Entladung ist durch eine geringe „Start“-Elektronendichte gekennzeichnet, so daß

$$k_{i-a} n_g \gg k_r n_e \quad (2.19)$$

1. Der Laufindex p bezeichnet die zuvor erwähnten Prozesse Ionisation (p=I), Anlagerung (p=A) usw..

gilt. Damit ergibt sich aus Gleichung 2.18:

$$\frac{d^2 n_e}{dz^2} - \frac{v_G}{D} \frac{dn_e}{dz} + \frac{k_{i-a} n_g}{D} n_e + \frac{\dot{Q}}{eD} = 0. \quad (2.20)$$

Diese Differentialgleichung kann elementar gelöst werden. Die allgemeine Lösung lautet:

$$n_e(z) = C_1 \exp(\kappa_1 z) + C_2 \exp(\kappa_2 z), \quad (2.21)$$

mit

$$\kappa_{1/2} = \frac{v_G}{2D} \pm \sqrt{\left(\frac{v_G}{2D}\right)^2 - \frac{k_{i-a} n_g}{D}}. \quad (2.22)$$

Für $\frac{k_{i-a} n_g}{D} \ll \left(\frac{v_G}{2D}\right)^2$ gilt näherungsweise (siehe auch [9]):

$$\kappa_1 \approx \frac{v_G}{D} - \frac{k_{i-a} n_g}{v_G} \quad (2.23)$$

und

$$\kappa_2 \approx \frac{k_{i-a} n_g}{v_G}. \quad (2.24)$$

Setzt man hier typische Werte für einen schnell längsgeströmten CO₂-Laser ein, ($k_{i-a} \approx 10^{-14} \dots 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $v_G \approx 160 \text{ ms}^{-1}$, $D_a \approx 5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $n_g \approx 3,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) so gilt:

$$n_e(z) = n_{e0} \exp\left(\frac{v_G}{D_a}(z - z_0)\right). \quad (2.25)$$

Man erhält also ein durch die Gasgeschwindigkeit und die (ambipolare) Diffusion bestimmtes exponentielles Anwachsen der Elektronendichte.

2.3.4 Der stationäre Zustand in der Entladung

Nach dem Anlaufen der Entladung werden schließlich Elektronendichten erreicht, bei denen die Ungleichung 2.19 ihre Gültigkeit verliert. Vernachlässigt man bei ausreichend hohen Elektronendichten die Diffusion, kann Gleichung 2.18 elementar gelöst werden, wenn vereinfachend angenommen wird, daß sich die Gasgeschwindigkeit nicht wesentlich entlang der z-Achse ändert¹. Führt man schließlich noch die dimensionslosen Größen Ionisationsgrad

1. Tatsächlich ändert sich die Gasgeschwindigkeit bei den hier betrachteten Entladungen um bis zu 30%. Dies wird zu einem späteren Zeitpunkt noch berücksichtigt.

$u := n_e/n_g$ und die auf eine charakteristische Länge L normierte Länge $\vartheta := z/L$ ein, erhält man aus Gleichung 2.18:

$$\frac{du}{d\vartheta} - au + bu^2 - s = 0, \quad (2.26)$$

mit den Hilfsgrößen $a := \frac{k_{i-a} n_g L}{v_G}$, $b := \frac{k_r n_g L}{v_G}$ und dem Startterm $s := \frac{\dot{Q}L}{ev_G n_g}$.

Die Lösung dieser Gleichung lautet mit $s/b \approx 0$:

$$u(\vartheta, u_0) = \frac{k_{i-a}}{k_r} \frac{u_0}{u_0 - \left(u_0 - \frac{k_{i-a}}{k_r}\right) \exp\left(-\frac{k_{i-a} n_g L}{v_G} (\vartheta - \vartheta_0)\right)}. \quad (2.27)$$

In Abbildung 2.4 ist exemplarisch die Entwicklung des Ionisationsgrades als Funktion der normierten Entladungslänge zu sehen. Deutlich wird der Einfluß des Anfangsionisationsgrades (die Startelektronendichte wurde hier zunächst willkürlich mit 10^3 cm^{-3} gewählt, was bei einem Druck von 150 hPa einem Ionisationsgrad von $u_0 = 3 \cdot 10^{-16}$ entspricht) sichtbar. In diesem einfachen Modell stellt sich nach dem Einlaufvorgang ein konstanter Ionisationsgrad ein. Dieser Ionisationsgrad bzw. die damit verknüpfte Elektronendichte ergibt sich zu¹:

$$u_s = \frac{k_{i-a}}{k_r} \Rightarrow n_{e,s} = n_g u_s = \frac{k_{i-a}}{k_r} n_g. \quad (2.28)$$

Dies ist auch direkt aus Gleichung 2.18 ableitbar, wenn man die Ableitungen zu Null annimmt und den Startterm vernachlässigt. In Abbildung 2.5 ist der Einfluß der Gasgeschwindigkeit auf das Anlaufverhalten zu erkennen. Je größer die Geschwindigkeit des einströmenden Gases ist, desto größer ist der Anteil der Einlauflänge an der Gesamtentladungslänge. Experimentell ist die Einlauflänge sehr gut am Flackern im Entladungsleuchten zu identifizieren. Hier wirken sich kleinste Gasdichte- und Geschwindigkeitsänderungen nach Gleichung 2.27, wegen der nichtlinearen Abhängigkeiten drastisch auf den Ionisationsgrad und damit auf das Entladungsleuchten aus, während der stationäre Zustand im wesentlichen nur linear von der Teilchendichteänderung beeinflusst wird.

Die Beeinflussung des Anlaufverhaltens und der damit verbundenen effektiven Entladungslänge ist Gegenstand der Optimierungsansätze in Kapitel 5. Hier sei nur darauf hingewiesen, daß die nach Gleichung 2.27 bzw. Gleichung 2.28 vereinfachend berechneten Ionisationsraten schon qualitativ recht gut mit umfangreicheren numerischen Analysen übereinstimmen und einen ersten Hinweis auf eine Optimierungsmöglichkeit geben, nämlich die Vergrößerung der effektiven Entladungslänge durch Beeinflussung der Startelektronendichte.

1. Dieses Ergebnis erhält man auch direkt aus der bekannten Differentialgleichung zur zeitlichen Entwicklung der Elektronendichte an einem festen Ort z : $\frac{dn_e}{dt} = k_{i-a} n_g n_e - k_r n_e^2 = 0$.

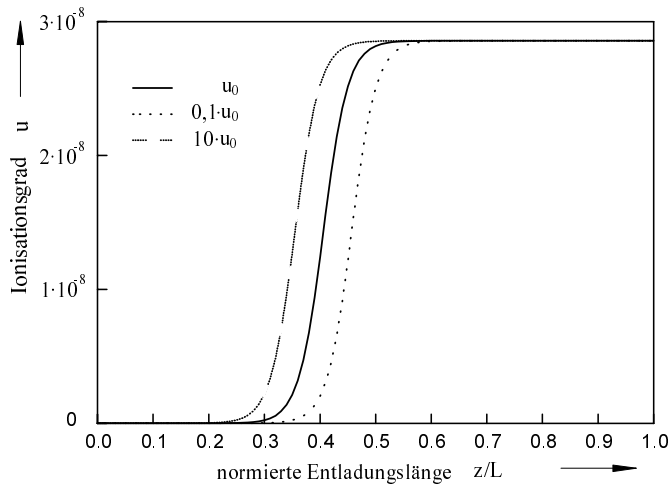


Abb. 2.4: Entwicklung des Ionisationsgrades entlang der Strömungsachse bei verschiedenen Startelektronendichten.

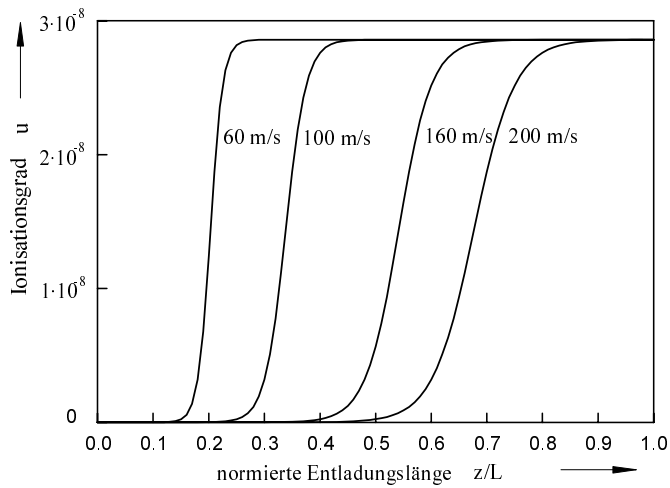


Abb. 2.5: Entwicklung des Ionisationsgrades entlang der Strömungsrichtung bei Variation der Gasgeschwindigkeit.

3 Neue Meßverfahren zur Beurteilung des LAM

Unabhängig vom betrachteten Lasertyp ist die Bereitstellung eines effektiven laseraktiven Mediums von zentraler Bedeutung. Im Gegensatz zum *Quantenwirkungsgrad*, der eine Eigenschaft des physikalischen Systems ist und daher nicht von außen beeinflusst werden kann, ist der *Anregungswirkungsgrad* davon abhängig, welche physikalischen Prozesse an der Anregung beteiligt sind. Für den Fall der hochfrequenzangeregten CO₂-Lasergasentladung spielt die Wechselwirkung Elektron – Molekül als Funktion der Elektronenenergie die entscheidende Rolle. In diesem Kapitel wird die Elektronendriftgeschwindigkeit im Lasergas als ein integrales Maß für die gaselektronischen Prozesse diskutiert. Mit Hilfe einer Driftkammer wird die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in typischen CO₂-Lasergasgemischen bei den üblichen Arbeitsdrücken gemessen und der Einfluß von Gasadditiven auf die Elektronendriftgeschwindigkeit quantifiziert. Ein für dieses Meßverfahren grundlegender Effekt – die Gasverstärkung – wird genutzt, um detaillierte Einsicht in die Elektronenproduktionsprozesse zu erlangen.

3.1 Die Elektronendriftgeschwindigkeit im Lasergas

Die *gerichtete* Geschwindigkeit, mit der sich Ladungen aufgrund eines externen elektrischen Feldes bewegen, ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen der Beschleunigung durch das elektrische Feld und dem Verlust, den die Ladungsträger bei einem Stoß mit anderen Gasteilchen erfahren. Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke und den gasspezifischen Parametern kann nach [11] berechnet werden. Für Elektronen in einem externen elektrischen Feld ergibt sich¹:

$$v_D = \frac{2eE}{3m_e} \left[\frac{l_e(u_e)}{u_e} + \frac{1}{2} \frac{d l_e(u_e)}{d u_e} \right]. \quad (3.1)$$

Im Gleichgewichtszustand wird die aus dem Feld aufgenommene Leistung von den Elektronen durch Stoßprozesse auf die Gasmoleküle übertragen. Bezeichnet man mit $\Lambda(\varepsilon) = \delta\varepsilon_{\text{verlust}}/\varepsilon$ den *relativen* Energieverlust pro Stoß und mit $\tau \approx l_e(u_e)/u_e$ die mittlere Zeit zwischen zwei solchen Stößen, so gilt:

$$eEv_D = \frac{\Lambda(\varepsilon)\varepsilon}{\tau(\varepsilon)} = \frac{\Lambda(\varepsilon)\varepsilon \cdot u_e(\varepsilon)}{l_e(u_e(\varepsilon))} = \frac{\Lambda(\varepsilon)\varepsilon \cdot \sqrt{2\varepsilon/m_e}}{l_e(\varepsilon)}. \quad (3.2)$$

Der Verlauf der Elektronendriftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke in einem Gasgemisch wird also durch die für die Gasentladung wesentlichen Parameter Energieverlust pro Stoß, Elektronenenergie und freie Weglänge bestimmt. Ermittelt man daher in einem Lasergasgemisch den Verlauf $v_D(E)$ für den in einer CO₂-Gasentladung typischen Feld-

1. Gleichung 3.1 kann mit Hilfe der Boltzmann-Gleichung exakt hergeleitet werden [11].

stärke- und Druckbereich, können detaillierte Rückschlüsse auf die Entladungsbedingungen gezogen werden, wenn die funktionalen Abhängigkeiten $\Lambda(\varepsilon)$, $l_e(\varepsilon)$ und $\varepsilon(E)$ bekannt sind oder geeignete Annahmen diesbezüglich gemacht werden können. Nach [11] und [12] kann man für den relativen Energieverlust und die freie Weglänge Potenzansätze der Form¹

$$\Lambda(\varepsilon) = \Lambda_0 \cdot \varepsilon^m \quad \text{bzw.} \quad l_e(\varepsilon) = l_0 \cdot \varepsilon^{-n} \quad (3.3)$$

wählen, die folgendermaßen begründet werden können:

1. $\Lambda(\varepsilon)$ beschreibt den (auf die Energie des stoßenden Elektrons) normierten Energieverlust des Elektrons bzw. den auf das gestoßene Molekül übertragenen relativen Energieanteil. Betrachtet man z.B. einen rein elastischen Stoß eines Elektrons mit dem Impuls \vec{P}_1 mit einem sich in Ruhe befindenden Molekül der Masse M , so gilt $\vec{P}_1 = \vec{P}_1' + \vec{P}_2'$, wobei die gestrichenen Größen die Impulse des Elektrons bzw. des Moleküls nach dem Stoß bezeichnen. Damit gilt für die Energie des Moleküls nach dem Stoß:

$$\frac{\vec{P}_2'^2}{2M} = \Delta\varepsilon = \vec{P}_1'^2 + \vec{P}_1'^2 - 2\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_1', \quad (3.4)$$

und mit $|\vec{P}_1| \approx |\vec{P}_1'|$ folgt daher:

$$\Delta\varepsilon = 2 \frac{m_e}{M} \cdot \varepsilon (1 - \cos(\theta)). \quad (3.5)$$

Damit ergibt sich nach Mittelung über den Streuwinkel θ und Vergleich mit der Definition in Gleichung 3.3 für den relativen Energieverlust:

$$\Lambda = 2 \frac{m_e}{M}. \quad (3.6)$$

also $m = 0$ und $\Lambda_0 = 2 \cdot m_e / M$. Bei einem inelastischen Stoß, wie z.B. bei der Vibrationsanregung eines CO_2 -Moleküls mit der Anregungsenergie ε_{vib} kann der Energieverlust mit $\Delta\varepsilon \approx \varepsilon_{\text{vib}}$ abgeschätzt werden, d.h.:

$$\Lambda(\varepsilon) = \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \approx \frac{\varepsilon_{\text{vib}}}{\varepsilon} \quad (3.7)$$

also $m = -1$ und $\Lambda_0 = \varepsilon_{\text{vib}}$.

2. Die freie Weglänge für einen Stoßprozeß ist durch $l_e(\varepsilon) = 1/(n_g \cdot \sigma(\varepsilon))$ gegeben. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\varepsilon)$ ist prinzipiell quantenmechanisch aus der atomistischen

1. Die Dimension von Λ_0 ist $\text{DIM}(\Lambda_0) = \frac{1}{(\text{eV})^m}$. Mit der Definition $\Lambda(\varepsilon) = \frac{\lambda_0}{(\text{eV})^m} \cdot \varepsilon^m$ ist λ_0 dann eine dimensionslose Größe.

Struktur der beteiligten Stoßpartner berechenbar. Ganz allgemein ist der Verlauf eines solchen Wirkungsquerschnitts als Funktion der Elektronenenergie in zwei Bereiche aufteilbar:

- a) Einen Bereich mit mehr oder weniger konstantem Wirkungsquerschnitt, dessen Betrag im wesentlichen von der Größe des Atoms oder Moleküls abhängt. Häufig wird in diesem Energiebereich der Wirkungsquerschnitt durch die Fläche eines Kreises mit dem geometrischen Atom- bzw. Molekülradius angenähert.
- b) Einen Energiebereich, bei dem die quantenmechanische Wellenfunktion des Elektrons und des Stoßpartners stark überlappen. In diesem resonanten Bereich variiert der Wirkungsquerschnitt sehr stark mit der Elektronenenergie. Meistens steigt er zunächst exponentiell an, um nach Durchlaufen eines Maximalwertes dann wieder exponentiell abzufallen. Für viele Fälle reicht es daher aus, den Wirkungsquerschnitt in einem eingeschränkten Energiebereich mit einem Potenzansatz der Form $\sigma(\varepsilon) \sim \varepsilon^n$ anzunähern. Dieser Ansatz in die Gleichung für die freie Weglänge eingesetzt, ergibt dann den Näherungsausdruck für die freie Weglänge, wie in Gleichung 3.3 angegeben.

Setzt man die Potenzansätze 3.3 in die Gleichungen 3.1 und 3.2 ein und kombiniert Gleichung 3.1 mit Gleichung 3.2 erhält man:

$$v_D = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \left(\Lambda_0^{1+2n} \cdot \left(\frac{1-n}{3} \right)^{3+2m+2n} \right)^{\frac{1}{2(m+2n+2)}} (eI_0 E)^{\frac{m+1}{m+2n+2}} \sim \left(\frac{E}{n_g} \right)^{\frac{m+1}{m+2n+2}} \quad (3.8)$$

und

$$\varepsilon = \left[\frac{1-n}{3\Lambda_0} \cdot (eqI_0 E)^2 \right]^{\frac{1}{m+2n+2}} \sim \left(\frac{E}{n_g} \right)^{\frac{2}{m+2n+2}}. \quad (3.9)$$

Der Einfluß der Exponenten m und n auf den Verlauf der Elektronenenergie bzw. der Driftgeschwindigkeit der Elektronen als Funktion der elektrischen Feldstärke ist in den Abbildungen 3.1 bis 3.4 zu sehen. In Abbildung 3.1 ist die Elektronendriftgeschwindigkeit nach Gleichung 3.8 für einen typischen Laserarbeitsdruck von $p = 150 \text{ hPa}$ berechnet. Dabei ist die freie Weglänge konstant angenommen ($n = 0$). Deutlich ist der Einfluß des Verlustprozesses auf den Verlauf der Kurven zu erkennen. Für rein inelastischen Stoß mit $m = -1$ (z.B. *reine* Vibrationsanregung) wird die Driftgeschwindigkeit unabhängig von der elektrischen Feldstärke. Bei ausschließlich elastischen Stößen $m = 0$ und konstanter freier Weglänge $n = 0$ gilt $v_D \sim E^{1/2}$.

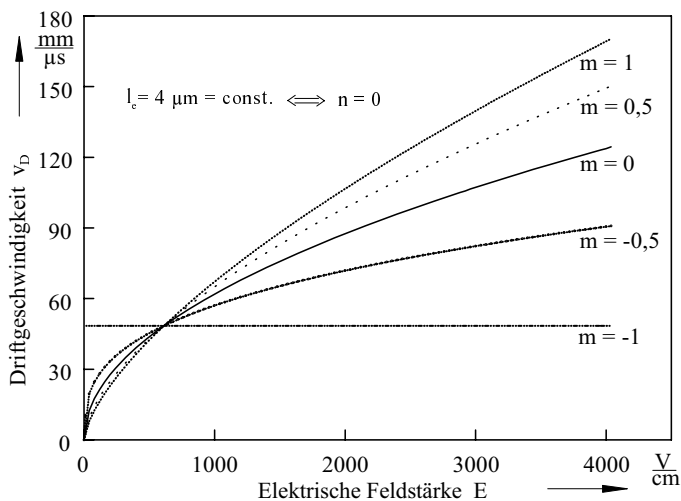


Abb. 3.1: Nach Gleichung 3.8 berechneter Verlauf der Driftgeschwindigkeit bei konstanter freier Weglänge und Variation des relativen Energieverlustes.

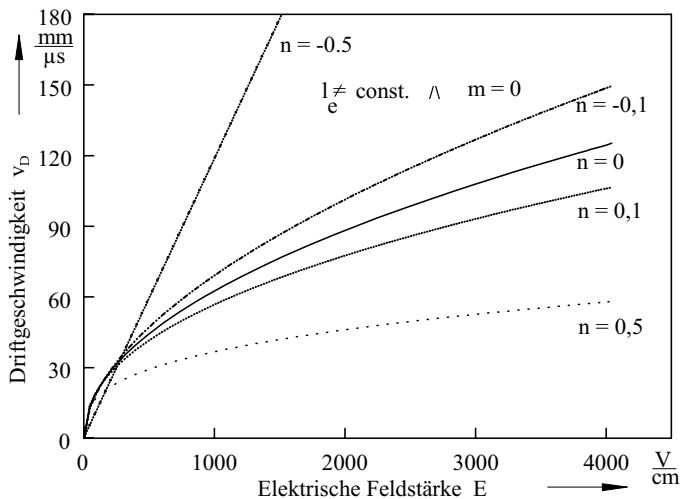


Abb. 3.2: Elektronendriftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke bei konstantem Energieverlust pro Stoß ($m = 0$) und variabler freier Weglänge.

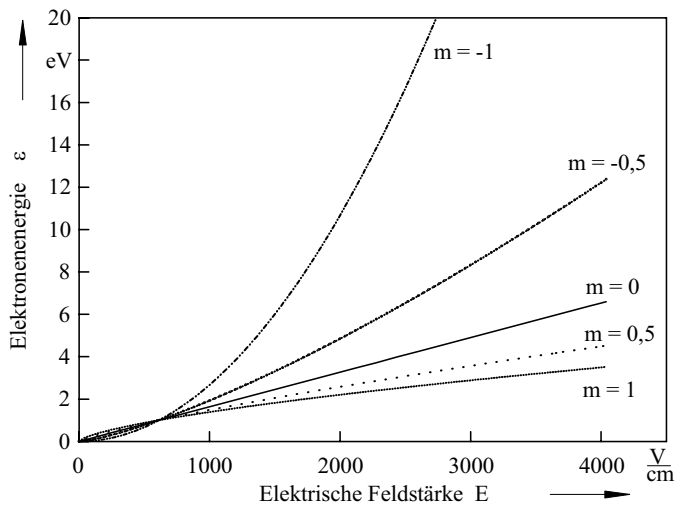


Abb. 3.3: Nach Gleichung 3.9 berechneter Verlauf der Elektronenenergie als Funktion der elektrischen Feldstärke bei konstanter freier Weglänge.

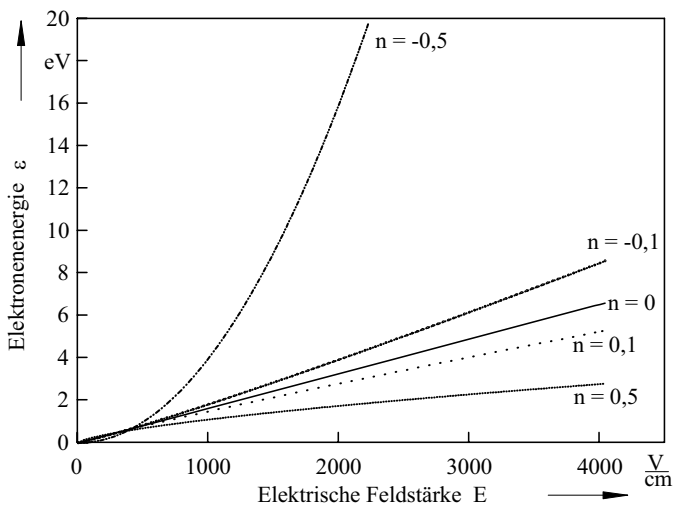


Abb. 3.4: Die Elektronenenergie als Funktion der elektrischen Feldstärke für $m = 0$ und variabler freier Weglänge.

In der Literatur wird häufig von einer konstanten Elektronenbeweglichkeit μ_e und/oder von konstanten Stoßquerschnitten ausgegangen. Beide Annahmen *zugleich* zu treffen führt jedoch nach Gleichung 3.8 auf einen Widerspruch, denn für eine konstante Elektronenbeweglichkeit gilt nach Definition $v_D = \mu_e \cdot E/n_g \sim E$. Das impliziert nach Gleichung 3.8:

$$\frac{m+1}{m+2n+2} = 1 \Rightarrow n = -\frac{1}{2}, \forall m.$$

Damit ist dann aber die freie Weglänge, die umgekehrt proportional zum Wirkungsquerschnitt ist, von der Elektronenenergie abhängig, d.h. der Wirkungsquerschnitt *muß* folglich energieabhängig sein und zwar konkret:

$$l_e(\varepsilon) = l_0 \cdot \varepsilon^{-n} = l_0 \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{n_g \cdot \sigma(\varepsilon)} \Rightarrow \sigma(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-\frac{1}{2}}. \quad (3.10)$$

Die Forderung nach konstanter Elektronenbeweglichkeit ist dann erfüllt, wenn die Stoßfrequenz konstant ist. Dann gilt:

$$v_e = \frac{1}{\tau} = \frac{u(\varepsilon)}{l_e(\varepsilon)} = \frac{1}{l_e(\varepsilon)} \cdot \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} = \frac{\varepsilon^n}{l_0} \cdot \sqrt{\frac{2}{m_e}} \cdot \varepsilon^{1/2} = \text{const.} \Leftrightarrow n = -\frac{1}{2} \Rightarrow \frac{m+1}{m+2n+2} = 1.$$

Für einen von der Elektronenenergie unabhängigen relativen Energieverlust ($m = 0$) ergeben sich somit zwei interessante Spezialfälle:

- Konstante Stoßfrequenz

$$v_e = \text{const.} \Leftrightarrow n = -\frac{1}{2} \Rightarrow v_D \sim \frac{E}{n_g} \quad \wedge \quad \varepsilon \sim \frac{1}{\Lambda_0} \cdot \left(\frac{E}{n_g}\right)^2. \quad (3.11)$$

- Konstante freie Weglänge

$$l_e = \text{const.} \Leftrightarrow n = 0 \Leftrightarrow \sigma = \text{const.} \Rightarrow v_D \sim \Lambda_0^{\frac{1}{4}} \cdot \sqrt{\frac{E}{n_g}} \quad \wedge \quad \varepsilon \sim \frac{1}{\sqrt{\Lambda_0}} \cdot \frac{E}{n_g}. \quad (3.12)$$

Die „physikalische Wahrheit“ liegt natürlich zwischen diesen beiden Annahmen, und man wird im konkreten Fall, basierend auf experimentellen Daten entscheiden müssen, welche der beiden Näherungslösungen die bessere Abschätzung liefert. Die oben angegebenen Abhängigkeiten wurden bereits in [5] diskutiert und dort etwas spezieller aus einer vereinfachten Energiebilanz extrahiert.

In Abbildung 3.1 und Abbildung 3.3 fällt auf, daß sich die Kurven für einen bestimmten Wert der elektrischen Feldstärke in einem Punkt schneiden. Diese Feldstärke E_0 berechnet sich aus Gleichung 3.8 für den Spezialfall $n = 0$ zu:¹

1. λ_0 ist der dimensionslose relative Energieverlust (siehe Fußnote 1 auf Seite 22). V steht für die Einheit Volt.

$$E_0 = \frac{\sqrt{3 \cdot \lambda_0}}{l_0} \cdot V. \quad (3.13)$$

Für die Driftgeschwindigkeit in diesem Punkt erhält man:

$$v_D(E_0) = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{\lambda_0}{m_e}} \cdot eV \quad \forall m. \quad (3.14)$$

Auf diesen wichtigen Zusammenhang wird bei der Auswertung der Driftgeschwindigkeitsmessungen noch detailliert eingegangen.

Zusammenfassung Kapitel 3.1:

Die Elektronendriftgeschwindigkeit ist eine für jedes Gasgemisch charakteristische Größe. Die Abhängigkeit dieses Transportkoeffizienten von der elektrischen Feldstärke erlaubt, Rückschlüsse auf die Energieabhängigkeiten der Wechselwirkungsmechanismen zwischen freien Elektronen und dem Neutralgas zu ziehen.

3.1.1 Meßprinzip zur Bestimmung der Elektronendriftgeschwindigkeit

Um experimentell die Elektronendriftgeschwindigkeit v_D in einem Gas bzw. Gasgemisch als Funktion der elektrischen Feldstärke zu bestimmen, wurde eine sogenannte Driftkammer entworfen und gebaut, wie sie in der Hochenergiephysik zur Teilchenspurermittlung üblicherweise verwendet wird. Sie wurde hier jedoch speziell an die Besonderheiten von CO_2 -Lasergasgemischen unter Entladungsbedingungen adaptiert.

In Abbildung 3.5 sind die zugrundeliegenden Mechanismen der Messung dargestellt. Zunächst müssen auf „irgendeine“ Weise Elektronen produziert werden (a). Dieser Produktionsprozeß fixiert zugleich auch den Startpunkt der Driftzeitmessung und wird in Kapitel 3.1.2 detailliert beschrieben. Aufgrund einer zwischen den Elektroden anliegenden Spannung driften die freien Elektronen Richtung Anode (b), die in diesem Fall aus einem sehr dünnen elektrisch leitenden Draht besteht. Die Ankunft der Elektronen an der Anode definiert das Ende der Driftzeitmessung (c). Der Nachweis dieses Elektronenschwarms wird bei dieser Art von Experimenten sehr unterschiedlich bewerkstelligt. Für einfache Messungen reicht das „Aufsammeln“ der einlaufenden Ladungsträger mit Hilfe eines Kondensators und Erfassung einer Spannung über einem Entladewiderstand R in der Regel aus. Wird die Kammer als Ionisationskammer verwendet, kann damit leicht die erzeugte Ladung ermittelt werden. Für eine genaue Zeitmessung im ns – Bereich ist dieses Verfahren nicht geeignet, da die Zeitauflösung durch die Kapazität der Anordnung und den Abgriffwiderstand R begrenzt wird. Verwendet man jedoch, wie in diesem Fall, als Anode einen sehr dünnen Signaldraht, so gelangen die einlaufenden Primärelektronen in unmittelbarer Nähe der Drahtoberfläche in ein starkes elektrisches Feld, so daß sie zwischen zwei Stößen mit den Neutralgasatomen und –molekülen genügend Energie gewinnen können, um diese zu ionisieren. Diese sekundär erzeugten Elektronen können nun – bei genügend großer Feldstärke – ihrerseits wieder genügend Energie gewinnen, um weitere Ionisationsprozesse auszulösen. Die Anzahl der primär erzeugten Ladungen wird somit um einen „Gasverstär-

kungsfaktor“ A erhöht, der in der Größenordnung zwischen 10^4 bis 10^6 liegen kann [12]. Mit dieser nun großen Anzahl von Ladungen ist man in der Lage, mit einem geeigneten Vorverstärker und der optimalen Auslegung der Eingangskapazitäten sowie des Eingangswiderstandes ein hinreichend großes Spannungssignal am Widerstand R zu erzeugen, um die Ankunft des *zuerst* eintreffenden Primärelektrons zuverlässig zu detektieren (in Abbildung 3.5 mit 1 gekennzeichnet). Somit ist man in der Zeitauflösung weitestgehend unabhängig von der Anzahl der Primärladungen. Mit handelsüblichen Videoverstärkern¹ wird eine Zeitauflösung von ca. 1 ns bei elektrischen Verstärkungsfaktoren von ca. 100 erreicht (siehe [13]).

Variiert man den Entstehungsort x der Elektronenionnpaarspur und trägt die gemessene Driftzeit:

$$t(x) = \int_x^{x_D} \frac{1}{v_D(x')} dx'$$

als Funktion des Entstehungsortes auf, erhält man die Ortsdriftzeitrelation. Der Kehrwert der Ableitung dieser Funktion liefert die Driftgeschwindigkeit als Funktion des Ortes x (Abbildung 3.6). Ist der funktionelle Zusammenhang zwischen dem elektrischen Feld \vec{E} und dem Ort x bekannt, so kann die Driftgeschwindigkeit der Elektronen als Funktion der elektrischen Feldstärke angegeben werden (Abbildung 3.7).

1. Hierbei handelt es sich um einen integrierten Baustein Typenbezeichnung NE5205 (Valvo) mit einer Bandbreite von 450 MHz.

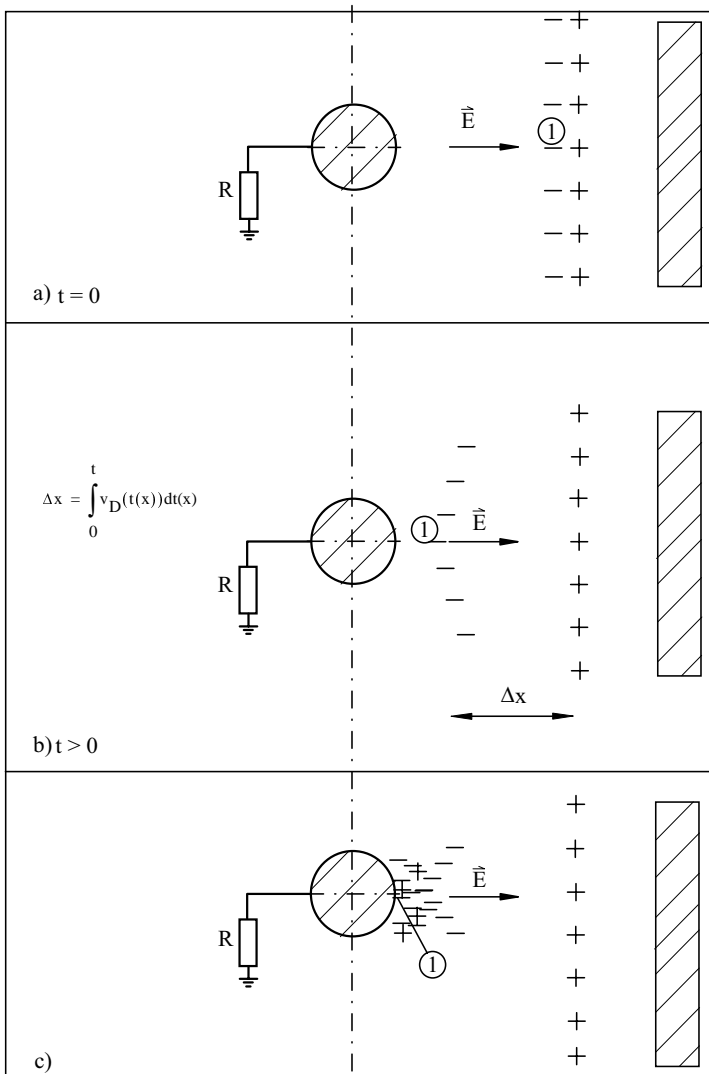


Abb. 3.5: Drift im elektrischen Feld einer Draht- und Plattenelektrodenkombination. Die mit + dargestellten Ionen sind um den Faktor 1000 weniger beweglich und können in der Zeitskala der Elektronendrift als ortsfest betrachtet werden. Die eingekreiste 1 bezeichnet das Primärelektron.

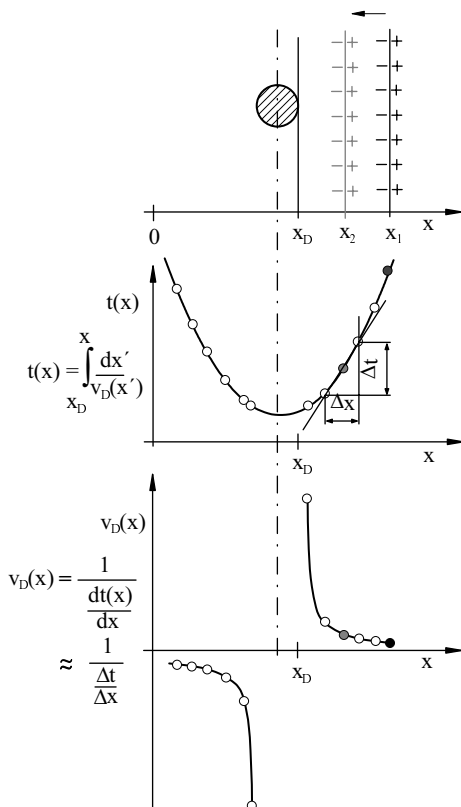


Abb. 3.6: Ermittlung der Driftgeschwindigkeit als Funktion des Ortes aus der Ortsdriftzeitrelation (schematisch).

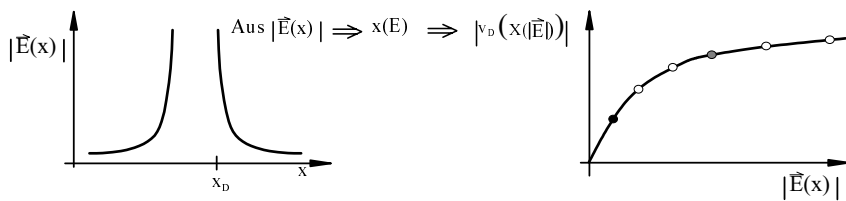


Abb. 3.7: Ermittlung der Driftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke (schematisch).

3.1.2 Erzeugung der Elektronen-Ionenpaarspur mit Laserstrahlung

Die Erzeugung der freien Elektronen kann sehr einfach mit Hilfe von Laserstrahlung geeigneter Wellenlänge geschehen. Laserlicht zur Ionisation von Driftkammergasen zur Teilchenspur-simulation wurde erstmals von Anderhub, Devereux und Seiler verwendet [14]. Die Vorteile dieses Verfahrens gegenüber der Ionisation mit ionisierenden Teilchen sind:

- Die Strahlquellen sind leichter verfügbar.
- Die Handhabung der Laserstrahlung ist einfach.
- Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger kann sehr leicht über die Laserleistung variiert werden.

Gas	Symbol	Ladungszahl Z	Ionisationspotential in eV
Helium	He	2	24,6
Neon	Ne	10	21,6
Argon	Ar	18	15,8
Krypton	Kr	36	14,0
Xenon	Xe	54	12,1
Kohlendioxid	CO ₂	22	13,7
Stickstoff	N ₂	14	15,5
Iso-Butan	C ₄ H ₁₀	34	10,8

Tabelle 3.1: Die Ionisationspotentiale einiger ausgewählter Gase.

Bei den hier präsentierten Untersuchungen wurde die frequenzvervielfachte Strahlung eines gepulsten Nd:YLF Laser verwendet ($\lambda = 262 \text{ nm}$). Die Pulsenergie dieses Lasers beträgt ungefähr $20 \text{ }\mu\text{J}$ bei einer Frequenz von 1 kHz . In Tabelle 3.1 sind die Ionisationsenergien verschiedener Gase aufgeführt. Es fällt auf, daß die Energie der Photonen $E_\gamma = 4,73 \text{ eV}$ der hier verwendeten Laserstrahlung geringer als die Ionisationsenergie der Gase ist. Typische Gasverunreinigungen jedoch, wie flüchtige Kohlenwasserstoffe, die immer in technischen Gasen vorhanden sind, wenn man nicht besondere Reinigungsmaßnahmen ergreift, können bei einem Ionisationspotential von etwa 8 eV durch Zweiphotonenionisation ionisiert werden [14]. Bei der Zweiphotonenionisation wird ein Valenzelektron durch die Absorption eines Photons in ein reelles oder virtuelles Zwischenniveau gehoben. Wird ein zweites Photon innerhalb der charakteristischen Lebensdauer τ_{zw} dieses Zwischenniveaus absorbiert, reicht die Photonenenergie dieser zwei Photonen aus, das Atom oder Molekül zu ionisieren. Aus Abbildung 3.8 liest man ab:

$$\frac{dN_0}{dt} = F_\gamma \cdot \sigma_1 \cdot (N_1 - N_0) + \frac{N_1}{\tau_{zw}} \quad (3.15)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = F_\gamma \cdot \sigma_1 \cdot (N_0 - N_1) - F_\gamma \cdot \sigma_2 \cdot N_1 - \frac{N_1}{\tau_{zw}}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = F_\gamma \cdot \sigma_2 \cdot N_1$$

$$N = N_0 + N_1 + N_2 = \text{const.}$$

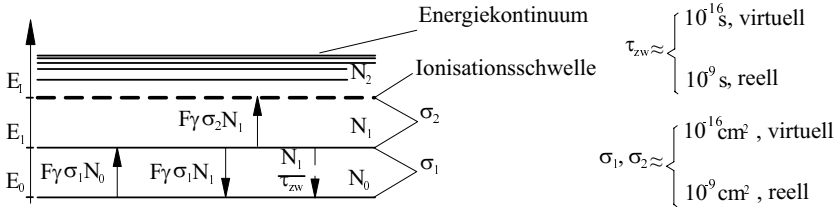


Abb. 3.8: Zweiphotonenabsorption.

Für $\left(\frac{dF_\gamma}{dt}\right) / \left(\frac{F_\gamma}{T}\right) \ll 1$ und mit den Randbedingungen $N_1(t=0) = N_2(t=0) = 0$ ergeben sich folgende analytische Lösungen:

$$N_0(t) = \frac{N}{2\nu} \cdot \left[\left(\frac{b}{2} + \nu - F_\gamma \sigma_1 \right) \cdot \exp\left(\left(\nu - \frac{b}{2}\right)t\right) - \left(\frac{b}{2} - \nu - F_\gamma \sigma_1 \right) \cdot \exp\left(-\left(\nu + \frac{b}{2}\right)t\right) \right], \quad (3.16)$$

$$N_1(t) = \frac{NF_\gamma \sigma_1}{2\nu} \cdot \left[\exp\left(\left(\nu - \frac{b}{2}\right)t\right) - \exp\left(-\left(\nu + \frac{b}{2}\right)t\right) \right] \text{ und} \quad (3.17)$$

$$N_2(t) = N \cdot \left[1 + \frac{\frac{b}{2} - \nu}{2\nu} \cdot \exp\left(-\left(\nu + \frac{b}{2}\right)t\right) - \frac{\frac{b}{2} + \nu}{2\nu} \cdot \exp\left(\left(\nu - \frac{b}{2}\right)t\right) \right]. \quad (3.18)$$

Hierbei bedeuten:

- $N_{0,1,2}$: Teilchenzahl in den Niveaus 0,1,2,
- $\sigma_{1 \in 2}$: Wirkungsquerschnitte für Photoabsorption,
- τ_{zw} : Lebensdauer des Zwischenzustands,
- b : $b = 1/\tau_{zw} + F_\gamma (2\sigma_1 + \sigma_2)$,
- F_γ : Photonenfluß in $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$,
- ν : $\nu = \sqrt{(b/2)^2 - a}$,
- a : $a = F_\gamma^2 \cdot \sigma_1 \sigma_2$.

Für $bT \gg 1$ ergibt sich für die Anzahl der durch den Laserstrahl produzierten Elektronen:

$$N_e = N_2(T) = \frac{N\sigma_1\sigma_2T}{b} \cdot F_\gamma^2, \quad (3.19)$$

wenn mit T die Laserpulsdauer bezeichnet wird.

Damit erhält man also bei einer Strahlquerschnittsfläche A und einer Photonenenergie E_γ für die pro Weglänge erzeugten Elektronen

$$\frac{N_e}{\delta l} = \frac{n_g\sigma_1\sigma_2T}{AbE_\gamma^2} \cdot P_{L, Puls}^2 \quad (3.20)$$

eine quadratische Abhängigkeit von der Laserpulsleistung $P_{L, Puls}$ und einen linearen Zusammenhang mit der Neutralgasteilchendichte n_g . Für geringe Photonenflußdichten ist $b \approx 1/\tau_{zw}$, und es ergibt sich

$$\frac{N_e}{\delta l} = \frac{n_g\sigma_1\sigma_2T\tau_{zw}}{AE_\gamma^2} \cdot P_{L, Puls}^2. \quad (3.21)$$

Für sehr große Intensitäten $b \approx F_\gamma(2\sigma_1 + \sigma_2)$ erhält man dagegen einen linearen Zusammenhang zwischen der Laserleistung und der Anzahl der pro Wegstrecke erzeugten Ladungsträger:

$$\frac{N_e}{\delta l} = \frac{n_g\sigma_1\sigma_2T}{E_\gamma(2\sigma_1 + \sigma_2)} \cdot P_{L, Puls}. \quad (3.22)$$

Zusammenfassung Kapitel 3.1.2:

Die für die Bestimmung der Elektronendriftgeschwindigkeit notwendige Elektronen-Ionenpaarspur wird mit Hilfe eines frequenzvervierten Nd:YLF Lasers erzeugt. Dabei ist von besonderer Wichtigkeit, daß typische Gasverunreinigungen (z.B.: Öldämpfe aus der Vakuumpumpe) mit Hilfe der Zweiphotonionisation ionisiert werden. Damit ist die Anzahl der so erzeugten Ladungsträger unabhängig von der zu untersuchenden Gasmischung. Dieser Sachverhalt wird im Kapitel 3.2 von großer Bedeutung sein. Für die hier vorliegenden Bedingungen ($I \approx 1 \text{ kW/mm}^2$) hängt die Streckenladungsträgerdichte linear vom Druck bzw. der Teilchendichte $N_e/\delta l \sim p \sim n_g$ und quadratisch von der Laserpulsleistung ab.

$$\begin{aligned} \frac{N_e}{\delta l} &\sim p \sim n_g \\ \frac{N_e}{\delta l} &\sim P_{L, Puls}^2. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Dabei werden typischerweise 800 bis 1500 Elektronen pro cm Weglänge und pro Laserpuls bei einer Pulsenergie von ca. $0,1 \mu\text{J}$ erzeugt.

3.1.3 Versuchsaufbau zur Messung der Elektronendriftgeschwindigkeit

Der Aufbau (siehe Abbildung 3.9) besteht im wesentlichen aus dem obengenannten Laser (1), einer Linse (2), der Driftkammer mit Verschiebetisch (3), einer Photodiode (4) und einem Speicheroszilloskop (5). Die einfallende Strahlung des Lasers wird mit Hilfe der Linse ($f = 150 \text{ mm}$) durch das transparente Eintrittsfenster in die Driftkammer fokussiert. Die Variation des Abstandes Signaldraht – Laserstrahl (x) erfolgt mit Hilfe des Verschiebetisches. Die nicht absorbierte Laserstrahlung fällt auf die Photodiode und liefert das Startsignal der Zeitmessung. Die „gasverstärkten“ Sekundärelektronen erzeugen, wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, das Stoppsignal. Mit einem Speicheroszilloskop (5) wird die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal ermittelt. Die Driftkammer ist gegen die Außenluft abgedichtet. Der Innenraum kann mit Hilfe einer Vakuumpumpe evakuiert werden, so daß mit Hilfe von Dosierventilen und einem Druckmeßgerät definiert die Partialdrücke der verschiedenen Gase eingestellt werden können. Die Abweichung der Mischungsverhältnisse vom Sollwert liegt unter 0,5%.

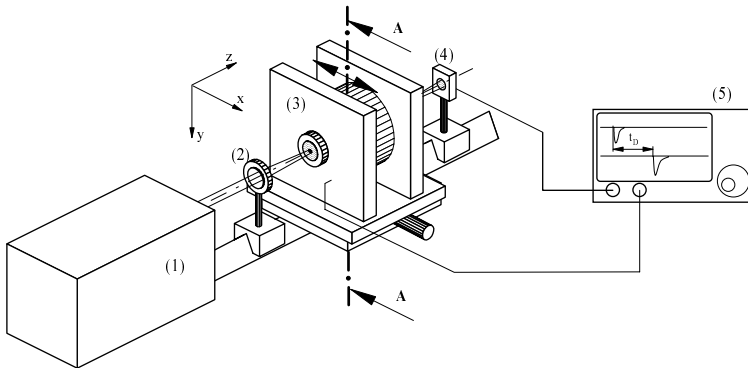


Abb. 3.9: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Elektronendriftgeschwindigkeit im CO_2 -Lasergas.

In Abbildung 3.10 ist die Driftkammer im Schnitt dargestellt. Die eigentliche Driftzelle bildet ein Zylinderkondensator bestehend aus Potentialrohr und Signaldraht. Durch die beiden mit T bezeichneten Teflonplatten wird die Driftzelle in der Kammer positioniert und elektrisch isoliert. Das Potentialrohr, mit einem Innendurchmesser von 20 mm, ist in radialer Richtung durchbohrt. Die zwei sich ergebenden Löcher bilden die Eintritts- bzw. Austrittsöffnung für die einfallende Laserstrahlung. Deren Durchmesser (10 mm) ist so gewählt, daß einerseits eine ausreichende Driftstrecke mit dem Laserstrahl abgefahren werden kann, aber andererseits die Abweichung vom idealen Zylinderkondensator nicht zu groß wird. Über eine Hochspannungsdurchführung ist das Potentialrohr mit einem Netzgerät verbunden und liegt auf negativem Potential. Unter diesen Bedingungen und mit der Definition der Variablen nach Abbildung 3.11 berechnet sich die elektrische Feldstärke zu:

$$\vec{E}(r) = \frac{|U_C|}{\ln(r_a/r_i)} \cdot \frac{1}{r} \cdot \vec{e}_r. \quad (3.24)$$

Der Signaldrahtdurchmesser beträgt $2 r_i = 20 \mu\text{m}$. Damit ergibt sich bei einer durch das Netzgerät maximal einstellbaren Spannung von $|U_{C\text{max}}| = 1700 \text{ V}$ eine maximale elektrische Feldstärke von $E_{C\text{max}} \approx 2,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ direkt an der Signaldrahtoberfläche, welche ausreicht, um in den hier verwendeten Gasgemischen eine „Gasverstärkung“ zu erzielen.

Der eigentliche Meßzyklus gestaltet sich dann wie folgt:

1. Evakuierung der Driftkammer.
2. Befüllung der Driftkammer bis zum gewünschten Gasdruck mit dem jeweils zu untersuchenden Lasergasgemisch.
3. Positionierung der Kammer zum (räumlich feststehenden) Laserstrahl,
4. Anlegen der Hochspannung (je nach Gasart und Druck zwischen -900 V und -1700 V).
5. Laser, bei konstanter Leistung, im Pulsbetrieb betreiben (Laserpulsdauer $T = 25 \text{ ns}$).
6. Ermitteln der Driftzeit t_D .
7. Verfahren der Driftkammer.
8. Wiederholung von Punkt 6 und 7, bis der durch die Eintrittsöffnung vorgegebene maximale Fahrweg ausgeschöpft ist.

Damit ist die Ermittlung der Ortsdriftzeitrelation abgeschlossen.

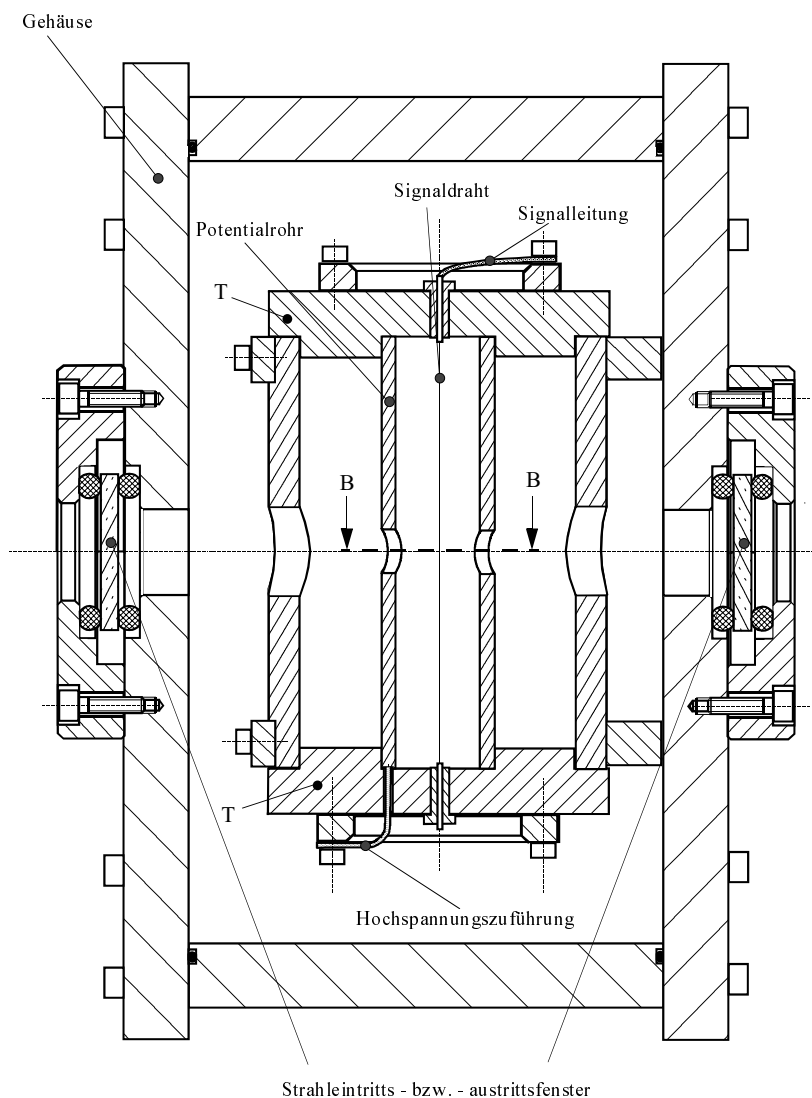


Abb. 3.10: Schnitt A-A der Driftkammer aus Abbildung 3.9.

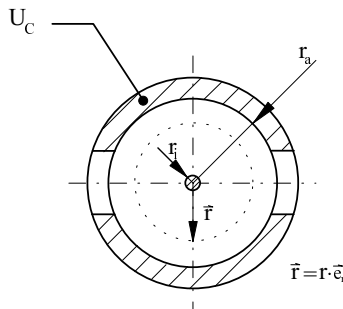


Abb. 3.11: Driftzelle, Schnitt B-B zur Variablendefinition.

In Abbildung 3.12 sind exemplarisch zwei Ortsdriftzeitrelationen für ein typisches Lasergasgemisch zu sehen. Man erkennt deutlich, wie sich die Driftzeiten bei niedrigerem Druck (größere freie Weglänge) reduzieren. Ein Vorteil der hier verwendeten Meßmethode sei hier noch erwähnt: Die genaue Lage des Drahtes muß vor der Messung nicht bekannt sein. Sie ergibt sich automatisch aus der Lage des Minimums der Ortsdriftzeitrelation. Die Zeitauflösung dieser Anordnung liegt im Bereich von 1 ns [13], so daß sich eine Ortsauflösung von ca. 50 μm ergibt. Die Ermittlung der Driftgeschwindigkeit erfolgt dann aus der Ortsdriftzeitrelation nach dem in Kapitel 3.1.1 beschriebenen Verfahren. Der Kehrwert der Ableitung der Ortsdriftzeitrelation in Abbildung 3.12 ergibt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen als Funktion der elektrischen Feldstärke (Abbildung 3.13) bei den beiden dort angegebenen Drücken.

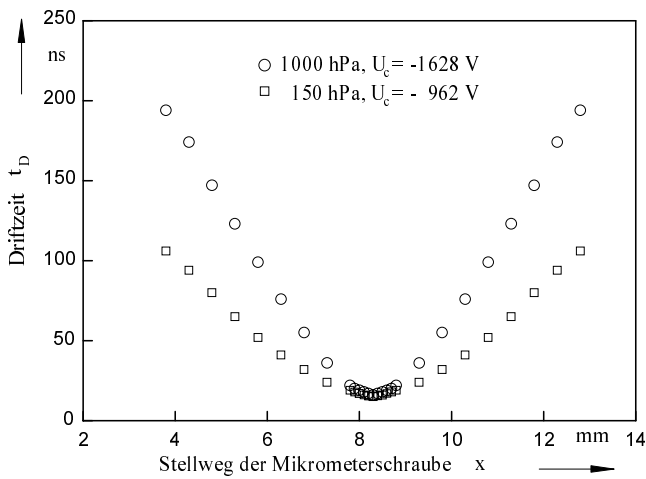


Abb. 3.12: Ortsdriftzeitrelationen für ein typisches Lasergasgemisch $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:20:60$ bei zwei verschiedenen Gasdrücken.

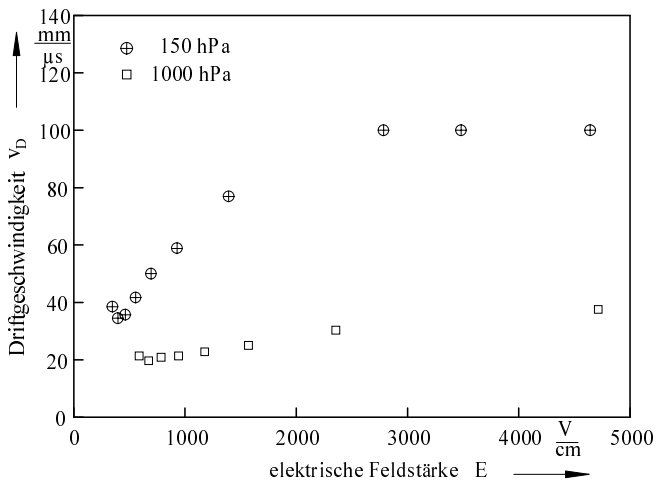


Abb. 3.13: Driftgeschwindigkeit der Mischung $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:20:60$ bei $p = 150$ hPa und $p = 1000$ hPa.

Häufig wird die in Kapitel 3.1.1 beschriebene Driftkammer zur Bahnbestimmung verschiedener geladener Elementarteilchen – insbesondere von Elektronen – in Experimenten der Hochenergiephysik verwendet. Für diese Messungen sind diverse Driftkammern ausgewählt worden, so daß ausreichend experimentelle Werte aus der Literatur für die Driftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke zur Verfügung stehen. Diese Driftkammern unterscheiden sich in ihrer Zusammensetzung ganz wesentlich von den für den CO₂-Laser verwendeten Gasgemischen. Um die Funktionsfähigkeit der hier benutzten Kammer zu überprüfen, wurde die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in einem typischen Kammergas Ar-CO₂ mit dieser Driftkammer gemessen und mit Literaturwerten nach [17] verglichen.

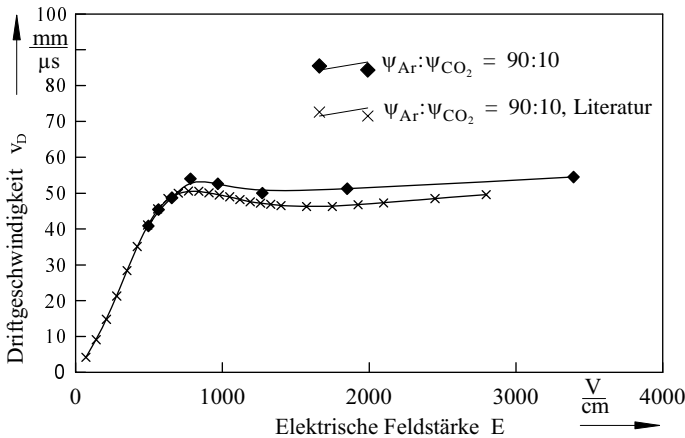


Abb. 3.14: Vergleich der hier gemessenen Driftgeschwindigkeiten mit Literaturwerten für ein typisches Driftkammergas bei einem Druck von $p = 1000$ hPa.

Man erkennt in Abbildung 3.14 eine gute Übereinstimmung der beiden Kurvenverläufe. Die größte Abweichung der Absolutwerte liegt unter 10%. Dieser geringe Unterschied läßt sich durch die unterschiedliche Bauweise der Detektoren erklären. Bauartbedingt ist die Ortsauflösung, und damit die Kenntnis der elektrischen Feldstärke, bei der in [17] dargestellten Driftkammer geringer als bei der hier verwendeten Anordnung.

3.1.4 Ergebnisse

Der typische Arbeitsdruck eines geströmten CO₂-Hochleistungslasers beträgt ungefähr 150 hPa. Der Heliumanteil der üblicherweise verwendeten Gasgemische liegt zwischen 60% und 80%, wobei das Volumenverhältnis zwischen CO₂ und N₂ $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}$ je nach Lasertyp zwischen 1:1 bis 1:6 variiert. Die im folgenden beschriebenen Untersuchungen, Ergebnisse und Schlußfolgerungen beziehen sich natürlich immer auf diesen für den hochfrequenzangeregten, schnell längsgeströmten CO₂-Laser interessanten Parameterbereich. Deshalb werden hier im wesentlichen zwei typische Mischungsverhältnisse untersucht, die den Variationsbe-

reich einschließen. Die Mischung $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:15:80$ stellt die heliumreiche mit relativ niedrigem Stickstoffanteil versehene Mischung dar. Die heliumarme Mischung mit einem Mischungsverhältnis von $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2} = 1:4$ wird mit $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:20:60$ bezeichnet und weist einen Heliumanteil von nur 71% auf. Desweiteren wird der Druck variiert und der Einfluß von Additiven quantifiziert.

In Abbildung 3.15 ist die Elektronendriftgeschwindigkeit bei einem Mischungsverhältnis von $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:15:80$ und einem Druck von 150 hPa zu sehen. Für Feldstärken über 2500 V/cm wird der Meßfehler größer, da diese hohen Feldstärken nur in unmittelbarer Nähe des Drahtes auftreten. Dann sind die Driftzeiten klein und erreichen schließlich Zeitwerte, die in der Größenordnung der Zeitauflösung liegen, was natürlich zu Fehlern in der Ableitung der Ortsdriftzeitrelation führt. Die Feldstärken bei den hier interessierenden Gasentladungen liegen fast eine Größenordnung unter dieser kritischen Feldstärke, nämlich bei ca. 200 bis 300 V/cm, also dort, wo der Meßfehler unter 5 % liegt. Für diesen Bereich kann zwischen den zwei unterschiedlichen Reinheitsgraden der Stickstofffüllungen kein Unterschied in der Driftgeschwindigkeit gefunden werden.

Es fällt auf, daß bei diesem Druck die häufig gemachte Annahme $v_D(E) = \mu_e \cdot E$ mit einer konstanten Elektronenbeweglichkeit μ_e nicht richtig ist. Nach den Bemerkungen in Kapitel 3.1.1 und Gleichung 3.8 kann man $v_D \sim E^\alpha$ annehmen, mit einem von den Verlustprozessen und Wirkungsquerschnitten abhängigen Exponenten α . Paßt man $v_D = c \cdot (E/(V/cm))^\alpha$ an die Meßwerte von Abbildung 3.15 an, so erhält man für die interessierenden geringen und mittleren Feldstärken beste Übereinstimmung mit:

$$v_D = 1,45 \cdot \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}} \cdot \left(\frac{E}{V/\text{cm}} \right)^{0,55}. \quad (3.25)$$

In Abbildung 3.16 sind die Driftgeschwindigkeiten der Elektronen bei Variation des Gasgemisches und einem konstanten Druck von $p = 150$ hPa zu sehen; Gleichung 3.25 gilt also hier unabhängig von der Gaszusammensetzung. Die durchgezogene Linie stellt die nach Gleichung 3.25 berechnete Kurve dar. Die gestrichelten Kurven sind ebenfalls nach obiger Gleichung berechnet, jedoch mit verschiedenen Exponenten, um den Einfluß dieses Parameters auf den Kurvenverlauf zu verdeutlichen. In Anlehnung an die physikalischen Aussagen in Abbildung 3.1 und Abbildung 3.2 spiegelt sich der enge Zusammenhang zwischen dem Transportkoeffizienten Driftgeschwindigkeit und den gaselektronischen Parametern freie Weglänge $l_e(\varepsilon) = 1/(n_g \cdot \sigma(\varepsilon))$ und Energieverlust pro Stoß $\Lambda(\varepsilon) = \delta\varepsilon_{\text{verlust}}/\varepsilon$ im Exponenten α wider.

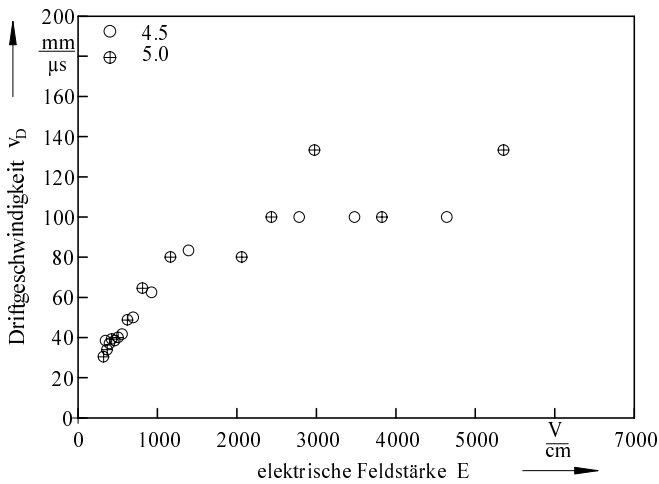


Abb. 3.15: Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen Stickstoffreinheitsklassen.

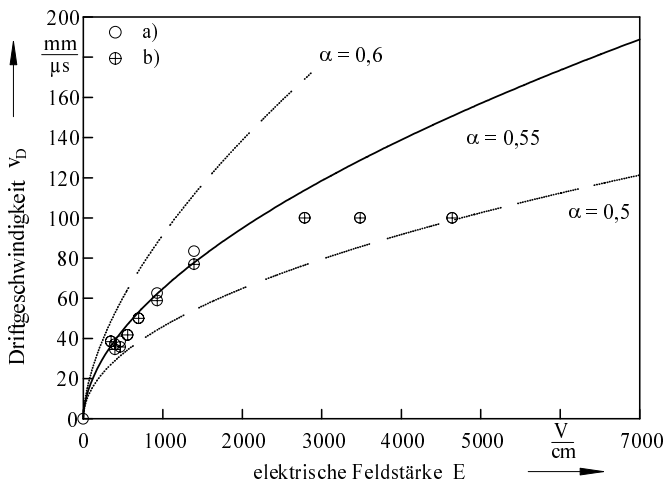


Abb. 3.16: Driftgeschwindigkeit der Elektronen bei einem Gasmischungsverhältnis von:

a) $\psi_{\text{CO}_2} : \psi_{\text{N}_2} : \psi_{\text{He}} = 5 : 15 : 80$,b) $\psi_{\text{CO}_2} : \psi_{\text{N}_2} : \psi_{\text{He}} = 5 : 20 : 60$.

Es mag zunächst überraschen, daß v_D in dem für den CO₂-Laser typischen Feldstärkebereich nicht wesentlich vom Mischungsverhältnis beeinflusst wird. Dies liegt an dem hohen Heliumanteil, der der Hauptbestandteil der Gasmischung ist. Helium weist einen nahezu konstanten Wirkungsquerschnitt für elastische Stöße auf, d.h. $l_e(\epsilon) \approx \text{const.}$. Die für inelastische Prozesse bei Helium notwendigen Elektronenenergien wie etwa elektronische Anregung und Ionisation werden in der Gasentladung nicht erreicht, so daß die elastischen Stöße dominieren ($\Lambda \approx \text{const.}$). Mit den Definitionen in den Gleichungen 3.1 bis 3.3 bedeutet dies $m = 0$, $n = 0$ und damit nach Gleichung 3.8 $\alpha = 0,5$. Die Abweichung des aus der Anpaßkurve ermittelten Wertes α von diesem theoretischen Exponenten ist im wesentlichen durch die Gasbestandteile Kohlendioxid und Stickstoff bedingt, die beide den mittleren Verlust pro Stoß wegen ihrer tief liegenden Vibrations- und Rotationsniveaus erhöhen¹. Da beide Gassorten vergleichbare Niveaus aufweisen, spielt ihr Mischungsverhältnis keine große Rolle.

3.1.5 Aus der Driftgeschwindigkeit abgeleitete Parameter

Nach Gleichung 3.8 kann die Driftgeschwindigkeit der Elektronen als Funktion der reduzierten Feldstärke E/n_g angegeben werden, die für die Charakterisierung einer Glimmentladung die wichtigste Skalierungsgröße darstellt. Die Feldstärken zu den Meßwerten in Abbildung 3.17 können gemäß $E/n_g = E/(p/kT)$ auf reduzierte Feldstärken umgerechnet werden. Damit erhält man experimentell den funktionalen Zusammenhang zwischen Driftgeschwindigkeit und reduzierter Feldstärke (Abbildung 3.18).

$m = \frac{4}{9}$	$n = \frac{1}{11}$
$\lambda_0 = 1,34 \cdot 10^{-2}$	$l_{00} = \frac{1}{n_g \cdot 0,48 \cdot 10^{-15} \cdot \text{cm}^2}$
mit:	
$\Lambda(\epsilon) = \frac{\lambda_0}{(\text{eV})^m} \cdot \epsilon^m$	$l_0(\epsilon) = \frac{l_{00}}{(\text{eV})^{-n}} \cdot \epsilon^{-n}$

Tabelle 3.2: Übersicht der in Gleichung 3.26 und 3.27 verwendeten Größen.

Die durchgezogene Kurve ist nach Gleichung 3.8 berechnet. Man erhält beste Übereinstimmung mit den Werten, die in Tabelle 3.2 angegeben sind, womit für v_D folgt:

$$v_D(E/n_g) = 2,372 \cdot 10^{13} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot \left(\frac{E/n_g}{\text{V} \cdot \text{cm}^2} \right)^{0,55} \quad (3.26)$$

1. Hierfür sind Elektronenenergien von nur wenigen eV notwendig, die in einer typischen Gasentladung sehr wohl erreicht werden.

Für die mittlere Elektronenenergie $\langle \varepsilon \rangle$ ergibt sich dann nach Gleichung 3.9 und Einsetzen der Werte aus Tabelle 3.2:

$$\langle \varepsilon(E/n_g) \rangle = 1,52 \cdot 10^{12} \cdot \text{eV} \cdot \left(\frac{E/n_g}{V \cdot \text{cm}^2} \right)^{\frac{99}{130}}. \quad (3.27)$$

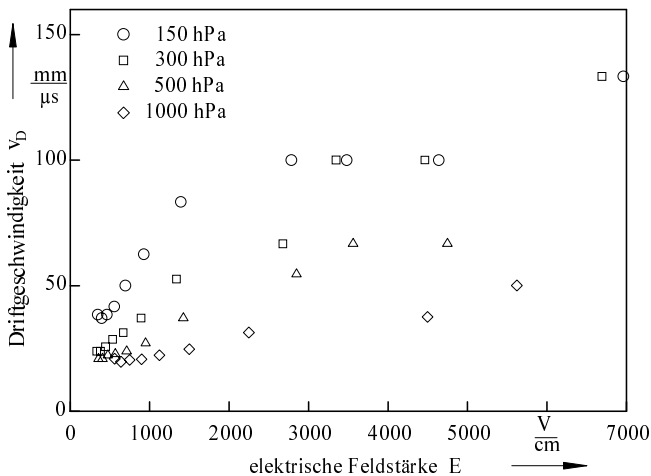


Abb. 3.17: Die Elektronendriftgeschwindigkeit bei verschiedenen Gasdrücken, $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:15:80$.

In Kapitel 4 werden verschiedene Gasadditive zum Lasergas diskutiert. Die Zumischungen zum eigentlichen Lasergas liegen im Bereich von 2 %. Alle hier verwendeten Additive beeinflussen bei diesen geringen Volumenanteilen die Driftgeschwindigkeit nicht wesentlich, wie in Abbildung 3.19 zu sehen ist.

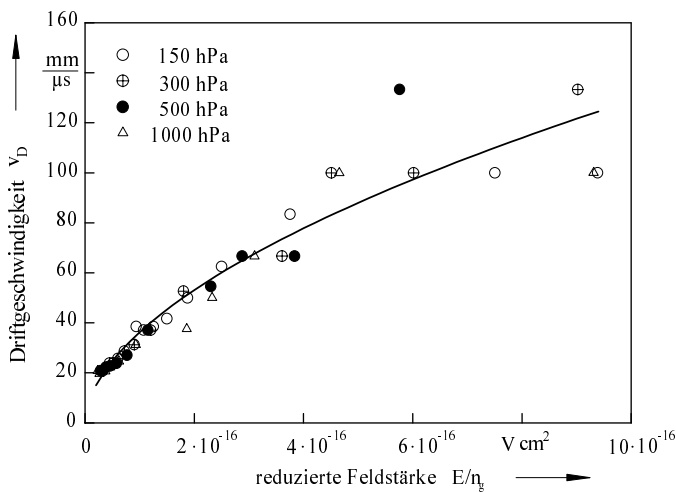


Abb. 3.18: Die Driftgeschwindigkeit als Funktion der reduzierten Feldstärke.

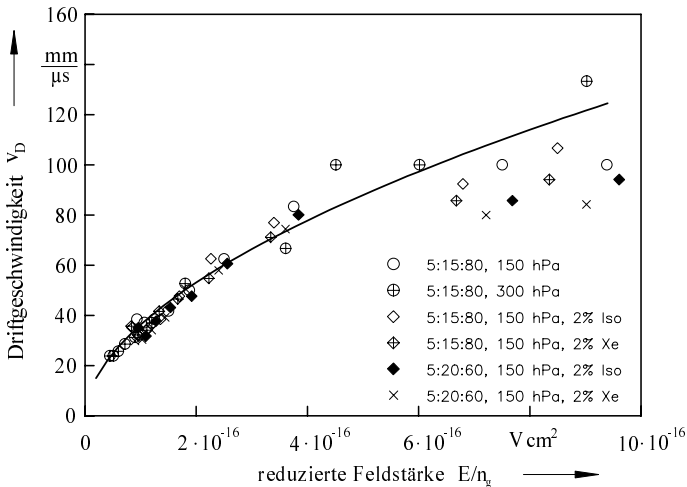


Abb. 3.19: Vergleich der Elektronendriftgeschwindigkeiten bei verschiedenen Lasergasen mit und ohne Additive. Die durchgezogene Kurve ist wieder nach Gleichung 3.26 berechnet, „Iso“ steht hier für Isobutan C_4H_{10} .

In Abbildung 3.20 sind die Driftgeschwindigkeit und die mittlere Elektronenenergie als Funktion der reduzierten Feldstärke aufgezeichnet. Die gestrichelten Kurven sind das Resultat einer numerischen Berechnung, der ein sehr umfangreiches Simulationsmodell zugrunde liegt [3]. Die durchgezogenen Kurven sind nach Gleichung 3.26 bzw. Gleichung 3.27 analytisch berechnet. Man erhält eine sehr gute Übereinstimmung bei der Driftgeschwindigkeit, und auch bei der mittleren Elektronenenergie liegt die größte Abweichung der beiden Kurven unter 5 %.

Mit diesen beiden einfachen Ausdrücken lässt sich nun eine einfache Abschätzung für die optimale Elektronendichte bei vorgegebener elektrischer Leistungsdichte angeben: Je nach Gas-mischung gibt es eine für die Anregung des oberen Laserniveaus optimale Elektronenenergie ε_{opt} . Nach Gleichung 3.27 kann nun die optimale reduzierte Feldstärke direkt berechnet werden:

$$\left. \frac{E}{n_g} \right|_{\text{opt}} = \left(\frac{\varepsilon_{\text{opt}}}{1,52 \cdot 10^{12} \cdot \text{eV}} \right)^{\frac{130}{99}} \cdot \text{Vcm}^2. \quad (3.28)$$

Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3.21 zu sehen.

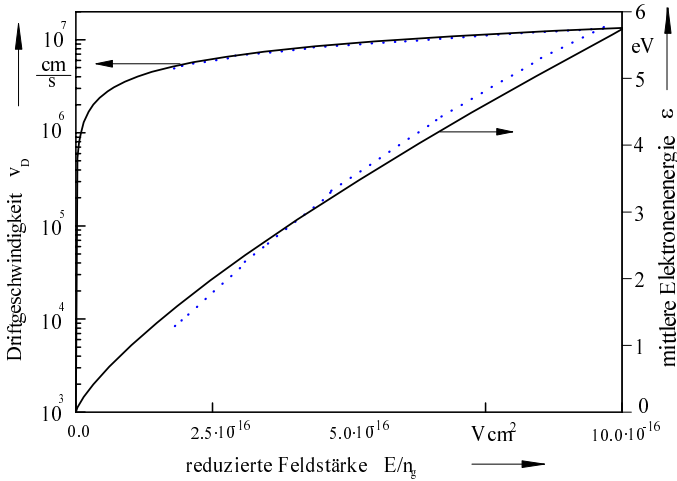


Abb. 3.20: Vergleich der hier experimentell-analytisch gewonnenen Werte von Driftgeschwindigkeit und mittlere Elektronenenergie als Funktion der reduzierten Feldstärke mit einer numerischen Analyse nach [3].

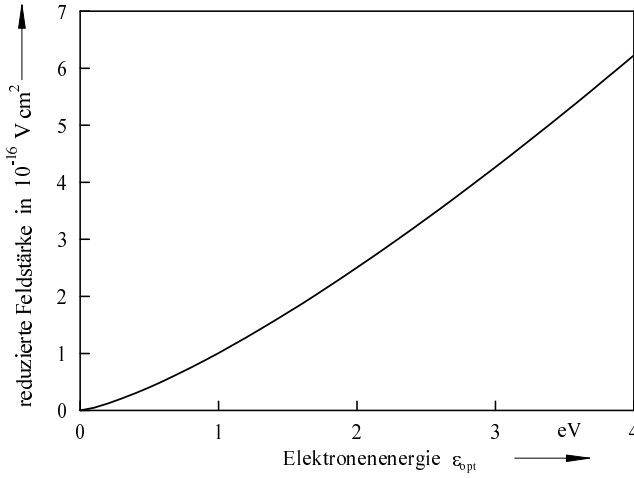


Abb. 3.21: Die optimale reduzierte elektrische Feldstärke als Funktion der von der Gasmischung abhängigen optimalen Elektronenenergie.

Wegen

$$P_{HF} = \vec{j} \cdot \vec{E} \approx e \cdot n_e \cdot v_D(E/n_g) \cdot n_g \cdot E/n_g \quad (3.29)$$

und mit Gleichung 3.26 und 3.28 kann bei gegebener Leistungsdichte die optimale Elektronendichte für die jeweilige Gaszusammensetzung bestimmt werden:

$$n_{eopt} = \frac{P_{HF}}{e \cdot n_g \cdot 3,81 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{Vcm^3}{s} \cdot \left(\frac{\epsilon_{opt}}{eV}\right)^{\frac{403}{198}}} \quad (3.30)$$

Desweiteren kann die Energieverteilungsfunktion für die Elektronen mit Hilfe von Gleichung 3.27 näherungsweise angegeben werden. Nach [18] weicht die Maxwellverteilung von der numerisch aus der Lösung der Boltzmann-Gleichung in Zweiter-Näherung ermittelten Lösung nur wenig ab (weniger als 20 %), wenn man in die Maxwellverteilung die „richtige mittlere Elektronenenergie“¹ einsetzt. Einsetzen der mittleren Elektronenenergie aus Gleichung 3.27 in die Maxwellverteilung liefert:

1. Nämlich $\langle \epsilon \rangle = \int_0^\infty \epsilon f(\epsilon) d\epsilon$.

$$f(\varepsilon, E/n_g) = \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\pi \frac{2}{3} \langle \varepsilon(E/n_g) \rangle \frac{2}{3} \langle \varepsilon(E/n_g) \rangle}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\frac{2}{3} \langle \varepsilon(E/n_g) \rangle}\right) \quad (3.31)$$

$$= \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\pi \left(1,01 \cdot 10^{12} \cdot \text{eV} \left(\frac{E/n_g}{\text{Vcm}^2}\right)^{\frac{99}{130}}\right)^{\frac{3}{2}}}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{1,01 \cdot 10^{12} \cdot \text{eV} \left(\frac{E/n_g}{\text{Vcm}^2}\right)^{\frac{99}{130}}}\right).$$

Für den für CO₂-Laser typischen Parameterbereich ($E/n_g \approx 10^{-16} \cdot \text{Vcm}^2$) ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der numerischen Simulationsrechnung [18] und der analytischen Lösung nach Gleichung 3.31 (siehe Abbildung 3.22).

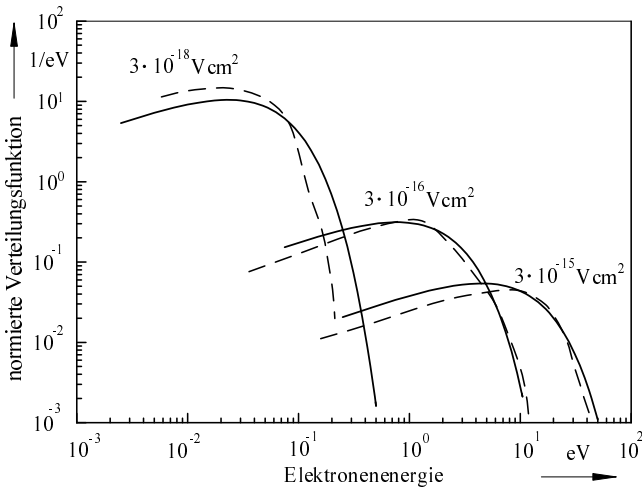


Abb. 3.22: Elektronenenergieverteilungsfunktion eines numerischen Simulationsmodells nach [18] (gestrichelte Kurven), bzw. berechnet nach Gleichung 3.31 (durchgezogene Kurve).

3.2 Bestimmung der Gasverstärkung mit Hilfe der Driftkammer

Die oben angegebenen Gleichungen ermöglichen in sehr einfacher Form eine Abschätzung der wichtigsten, die Entladung beeinflussenden Größen. Unbeantwortet ist bisher, wie man die Entladung so gestalten kann, daß sich diese optimalen Parameter einstellen. Die möglichst effiziente Elektronenproduktion bei möglichst geringer elektrischer Feldstärke und damit geringer mittlerer Elektronenenergie ist hier anzustreben, da die Vibrationsanregung des oberen Laserniveaus nur bei –im Vergleich zur Ionisation– geringen Elektronenenergien effizient ist. Die in Kapitel 3.1.1 beschriebene Gasverstärkung ist ein geeigneter physikalischer Effekt, der genutzt werden kann, um die Frage zu beantworten, wie effizient die Elektronenproduktion als Funktion der Feldstärke und der Gasmischung bewerkstelligt werden kann. Dazu wird mit Hilfe des Lasers eine Elektronen-Ionenpaarspur bei festgehaltenem Abstand Laserstrahl–Signaldraht erzeugt und die Signalhöhe U_R (die Spannung U_R am Widerstand R in Abbildung 3.5 ist proportional zu der am Signaldraht ankommenden Zahl von Elektronen) als Funktion der Kammer-spannung U_c aufgetragen.

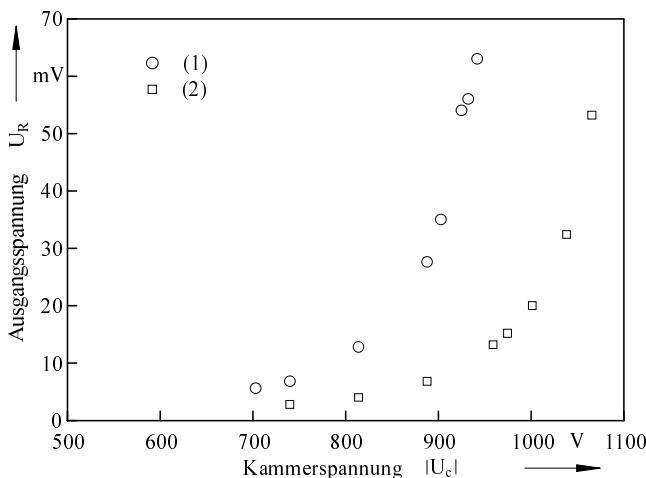


Abb. 3.23: Gasverstärkung bei den beiden Lasergasgemischen:
 1. $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:15:80$ und 2. $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:20:60$ bei einem Druck von 150 hPa.

In Abbildung 3.23 ist das Ergebnis einer solchen Messung zu sehen. Bei der stickstoffärmeren Mischung $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:15:80$ (1) erhält man bei schon deutlich geringerer Kammer-spannung als bei der Vergleichsmischung (2) ein nachweisbares Kammer-signal. Dies bedeutet, daß die Gasverstärkung des Lasergases 1 früher einsetzt als bei Gasgemisch 2. Die Zündspannung in 1 ist daher geringer, was auf die Gasentladung übertragen bedeutet, daß sich in 1 eine

stabile selbständige Entladung bei geringerer elektrischer Feldstärke einstellen wird. Zur quantitativen Beschreibung dieses Zusammenhangs folgt man zweckmäßigerweise der Näherungslösung zur Berechnung der Gasverstärkung nach M. E. Rose und S. A. Korff [16], deren grundlegender Ansatz hier um die spezifischen Annahmen aus der Entladungsphysik ergänzt wird.

Unter der Annahme, daß sich Elektronen mit der Dichte $n_e(r)$ in einem hinreichend großen elektrischen Feld bewegen, kann man für die Änderung der Elektronendichte

$$-\frac{d}{dr}n_e(r) = \alpha_T(r) \cdot n_e(r) \quad (3.32)$$

schreiben. Dabei ist $\alpha_T(r)$ der 1. Townsendkoeffizient, der wegen der Ortsabhängigkeit der elektrischen Feldstärke in der Driftkammer vom Ort des Elektronenschwarms abhängt. Das Minuszeichen in Gleichung 3.32 ist unter Berücksichtigung der Bewegungsrichtung der Elektronen so gewählt, daß sich ein positiver Beitrag ergibt, wenn sich die Elektronen um den Weg $d\vec{r} = -dr \cdot \vec{e}_r$ entlang der Feldlinien bewegen (siehe Abbildung 3.24). Dann ergibt sich für die Gasverstärkung A:

$$A(r_1) = \frac{n_e(r_1)}{n_e(r_0)} = \exp\left(\int_{r_1}^{r_0} \alpha_T(r') dr'\right) \quad (3.33)$$

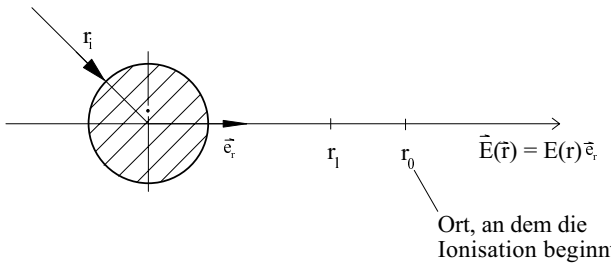


Abb. 3.24: Skizze zur Variablendefinition.

Definiert man mit $\langle l_1 \rangle$ die mittlere freie Weglänge für die Ionisation, kann man mit der vereinfachenden Annahme, daß jeder Stoß eines Elektrons mit einer Energie, die die Ionisationsenergie überschreitet, innerhalb der freien Weglänge zu einer Ionisation führt, schreiben:

$$\delta n_e \approx n_e \cdot \frac{dr}{\langle l_1 \rangle} \quad (3.34)$$

Sei u die Differenz zwischen der Elektronenenergie (am Ort r) und der Ionisationsenergie ε_I , also $u = \varepsilon - \varepsilon_I$, so gilt mit der Energieverteilungsfunktion $f(u, r)$:

$$\frac{\delta n_e(r)}{n_e(r)} = \frac{n_e(r) \cdot f(u, r) \cdot du}{n_e(r)} = \int_0^{u_{\max}} \frac{f(u', r) \cdot du'}{I_1(u')} \cdot dr. \quad (3.35)$$

Mit einer linearen Näherung für den Wirkungsquerschnitt für die Stoßionisation $\sigma_{\text{Ion}}(u) \approx a_I \cdot u$ ergibt sich schließlich für den 1. Townsend-Koeffizient:

$$f(u, r) \cdot \frac{du}{dr} = \alpha_T(r) = \int_0^{u_{\max}} \frac{f(u', r) \cdot du'}{I_1(u')} = n_g \cdot a_I \cdot \langle u \rangle_r. \quad (3.36)$$

Dabei deutet der Index r am Mittelwert von u die Ortsabhängigkeit dieser Größe an. Der erste Term in obiger Gleichung auf der linken Seite kann in guter Näherung durch

$$f(0, r) \cdot \frac{du}{dr} \quad (3.37)$$

ersetzt werden, wenn man annimmt, daß das ionisierte Atom/Molekül die Energie u des stossenden Elektrons vollständig absorbiert. Mit den Definitionen:

$$\xi := \frac{u}{\langle u \rangle_r} \quad \text{und} \quad f(u, r) := \frac{1}{\langle u \rangle_r} \cdot \varphi(\xi) \quad (3.38)$$

erhält man, wenn $f(u, r)$ gemäß $\int_0^{u_{\max}} f(u, r) du = 1$ normiert ist:

$$\int_0^{\xi_{\max}} \varphi(\xi) d\xi = \int_0^{\xi_{\max}} \xi \cdot \varphi(\xi) d\xi = 1. \quad (3.39)$$

Mit Gleichung 3.36 und der Näherung 3.37 ergibt sich:

$$\frac{1}{\langle u \rangle_r} \cdot \varphi(0) \cdot \frac{du}{dr} = \alpha_T(r) = n_g \cdot a_I \cdot \langle u \rangle_r, \quad (3.40)$$

und damit schließlich:

$$\langle u \rangle_r = \sqrt{\frac{\varphi(0) \cdot \frac{du}{dr}}{n_g \cdot a_I}}. \quad (3.41)$$

Für die hier verwendete Driftkammer gilt:

$$\frac{du}{dr} = eE(r) = \frac{eU_0}{\ln(r_a/r_i)} \cdot \frac{1}{r}, \quad (3.42)$$

wenn man mit $U_0 = -U_c$ den Betrag der Kammer Spannung bezeichnet. Eingesetzt in Gleichung 3.41 ergibt sich:

$$\langle u \rangle_r = \sqrt{\frac{\varphi(0) \cdot eU_0}{n_g \cdot a_I \cdot \ln(r_a/r_i)}} \cdot \frac{1}{r}, \quad (3.43)$$

und mit Gleichung 3.36:

$$\alpha_T(r) = \sqrt{\frac{n_g \cdot a_I \cdot \varphi(0) \cdot eU_0}{\ln(r_a/r_i)}} \cdot \frac{1}{r}. \quad (3.44)$$

Für die Gasverstärkung $A(r_i)$ folgt daher mit Gleichung 3.33:

$$A(r_i) = \exp\left(2 \cdot \sqrt{\frac{n_g \cdot a_I \cdot \varphi(0) \cdot eU_0 \cdot r_i}{\ln(r_a/r_i)}} \cdot \left(\sqrt{\frac{r_0}{r_i}} - 1\right)\right). \quad (3.45)$$

Dabei ist r_0 der Ort, wo bei vorgegebener Spannung U_0 die Ionisation beginnt. Sei U_t die minimale Spannung, gerade so groß gewählt, daß erst in unmittelbarer Nähe des Anodendrahtes die Ionisation beginnt, so kann mit Gleichung 3.43 in erster Näherung geschrieben werden:

$$\langle u \rangle_{\min} \approx \sqrt{\frac{\varphi(0) \cdot eU_0}{n_g \cdot a_I \cdot \ln(r_a/r_i)}} \cdot \frac{1}{r_0} = \sqrt{\frac{\varphi(0) \cdot eU_t}{n_g \cdot a_I \cdot \ln(r_a/r_i)}} \cdot \frac{1}{r_t}. \quad (3.46)$$

Die minimale Energie $\langle u \rangle_{\min}$ ist die minimale mittlere Überschußenergie, die sich im Elektroschwarm einstellen muß, damit der Lawineneffekt einsetzt. Sie ist eine für die Gas Mischung charakteristische Größe und muß daher unabhängig von der Kammergeometrie sein. Daher gilt ($r_t \approx r_i$):

$$\frac{U_0}{r_0} = \frac{U_t}{r_i} \Rightarrow \frac{r_0}{r_i} = \frac{U_0}{U_t} \quad (3.47)$$

und weiter:

$$A = \exp\left(2 \cdot \sqrt{\frac{n_g \cdot a_I \cdot \varphi(0) \cdot e \cdot r_i}{\ln(r_a/r_i)}} \cdot \sqrt{U_0} \cdot \left(\sqrt{\frac{U_0}{U_t}} - 1\right)\right). \quad (3.48)$$

Mit Gleichung 3.23 erhält man schließlich:

$$U_R(U_0) = \text{const.} \cdot n_g \cdot P_{L, \text{Puls}}^2 \cdot \exp \left(2 \cdot \sqrt{\frac{n_g \cdot a_I \cdot \varphi(0) \cdot e \cdot r_i}{\ln(r_a/r_i)}} \cdot \sqrt{U_0} \cdot \left(\sqrt{\frac{U_0}{U_t}} - 1 \right) \right). \quad (3.49)$$

Die Anpassung dieser Funktion mit den in Abbildung 3.25 angegebenen Schwellspannungen an die in Abbildung 3.23 dargestellten Meßwerte ergibt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Die Schwellspannung U_t für Gemisch (2) liegt mit 760 V gegenüber Gemisch (1) mit 660 V um 15 % höher. Übertragen auf eine Gasentladung mit den hier angegebenen Gasgemischen bedeutet dies eine frühere stabile Zündung des Gemisches 1. Die Stabilität der Entladung bei großen Leistungsdichten kann hiermit ebenfalls beurteilt werden. Eine höhere Schwellspannung bedeutet, daß die Entladung bei höheren Feldstärken stabil betrieben werden kann. Beides konnte in Hochfrequenzentladungen experimentell bestätigt werden.

Neben der Schwellspannung kann das Produkt $a_I \cdot \varphi(0)$ für die jeweils untersuchte Gas Mischung durch Anpassung der Funktion nach Gleichung 3.49 an die Meßkurven ermittelt werden. Dazu wird der Druck variiert und die Ausgangsspannung der Driftkammer als Funktion der Kammerspannung ermittelt. Die Druckvariation dient dazu, die beiden Fitparameter $a_I \cdot \varphi(0)$ und U_t voneinander zu separieren. Die Schwellspannung ist selbstverständlich eine vom Druck und verwendeten Gas abhängige Größe, wohingegen das Produkt aus $a_I = d\sigma_{\text{Ion}}/d\varepsilon|_{\varepsilon_i}$ und $\varphi(0)$ vom speziellen Gasgemisch und über $\varphi(0)$ nur schwach vom Druck abhängt. In Abbildung 3.26 und Abbildung 3.27 sind die Messungen und die Anpaßkurven für die beiden Gaszusammensetzungen 1 und 2 aufgetragen. Die Abweichung der Meßwerte von der theoretischen Kurve bei hohem Druck ist hauptsächlich auf die schwache Druckabhängigkeit der Verteilungsfunktion $\varphi(0)$ zurückzuführen. Man ersieht aus den Messungen für den laserrelevanten Druckbereich (100 hPa bis 200 hPa), daß in diesem Bereich diese Abhängigkeit vernachlässigt werden kann.

Mit Hilfe der so gewonnenen charakteristischen Größen kann der Ratenkoeffizient k_{i-a} als Funktion der reduzierten Feldstärke näherungsweise analytisch bestimmt werden. Dazu muß die Herleitung zur Bestimmung der Gasverstärkung modifiziert werden. Die Annahme in Gleichung 3.37 ist natürlich nur bei großen Feldstärken ausreichend erfüllt. Für schwächere Felder muß der Verlauf der Elektronenenergieverteilungsfunktion berücksichtigt werden. Ganz allgemein gilt:

$$dn_e = n_e \cdot \alpha_T(E/n_g) \cdot dr. \quad (3.50)$$

Mit der Annahme, daß die Elektronen mit der Energie $\varepsilon' = \varepsilon_i - eE\langle l_I \rangle$ vor dem ionisierenden Stoß nach Durchlaufen der Strecke $\langle l_I \rangle$ im elektrischen Feld ein Molekül ionisieren, kann man schreiben:

$$n_e \cdot f(\varepsilon', E) d\varepsilon = n_e \cdot \alpha_T dr. \quad (3.51)$$

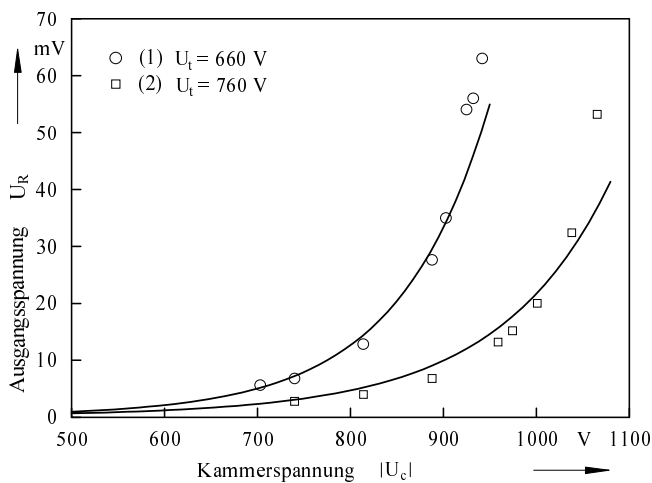


Abb. 3.25: Nach Gleichung 3.49 berechnete Ausgangsspannung für die in Abbildung 3.23 angegebenen Gasmischungen.

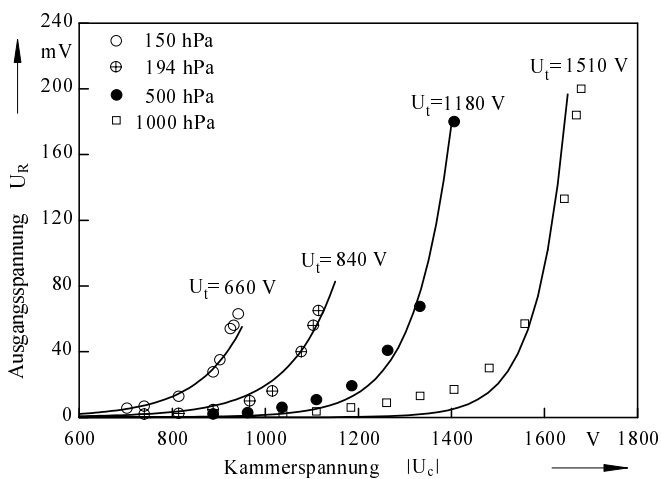


Abb. 3.26: Nach Gleichung 3.49 berechnete Ausgangsspannung bei Variation des Druckes ($a_1 \cdot \varphi(0) = 576 \frac{\text{cm}^2}{\text{VAs}}$) und Verwendung von Gemisch 1.

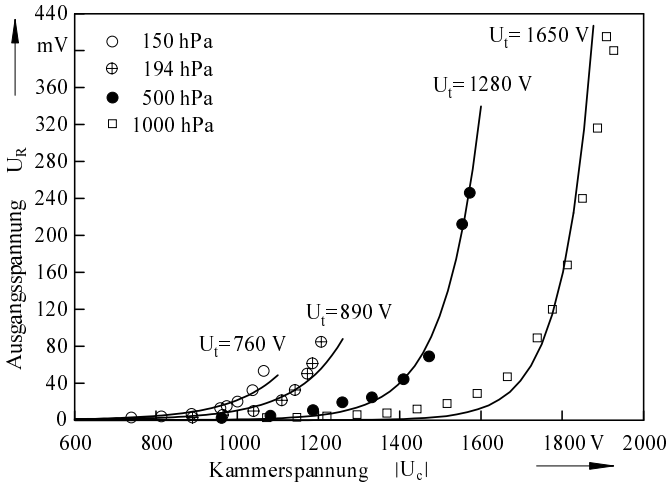


Abb. 3.27: Nach Gleichung 3.49 berechnete Ausgangsspannung bei Variation des Druckes ($a_1 \cdot \varphi(0) = 441 \frac{\text{cm}^2}{\text{VAs}}$) und Verwendung von Gemisch 2.

Damit gilt näherungsweise für den 1. Townsendkoeffizient:

$$f(\varepsilon_i - eE \langle l_I \rangle) \cdot \frac{d\varepsilon}{dr} \approx \alpha_T(E). \quad (3.52)$$

Die Verteilungsfunktion wird wieder in Gleichung 3.31 eingesetzt und die mittlere freie Weglänge für die Ionisation nach Gleichung 3.36 abgeschätzt; also mit Gleichung 3.41:

$$\langle l_I \rangle \approx \frac{1}{n_g a_I \langle u \rangle_E} = \frac{1}{\sqrt{n_g a_I \varphi(0) e E}}. \quad (3.53)$$

So ergibt sich:

$$\alpha_T\left(\frac{E}{n_g}\right) = f\left(\varepsilon_i - \sqrt{\frac{eE}{n_g a_I \cdot \varphi(0)}}, \frac{E}{n_g}\right) \cdot eE. \quad (3.54)$$

Der Ratenkoeffizient k_{i-a}^{-1} ist mit der Driftgeschwindigkeit gemäß

1. Streng genommen gibt es natürlich einen Ratenkoeffizienten für Ionisation und einen weiteren für Anlagerung. In der Driftkammer finden aber beide Prozesse statt, so daß der Townsendkoeffizient richtiger α_{i-a} genannt werden kann. Daher ist hier immer von der Differenz der Ratenkoeffizienten für die Ionisation und Anlagerung die Rede.

$$k_{i-a} = \frac{v_D(E/n_g)}{n_g} \cdot \alpha_T(E/n_g) \quad (3.55)$$

verknüpft. Einsetzen von Gleichung 3.26 und Gleichung 3.54 in Gleichung 3.55 liefert schließlich mit Gleichung 3.31:

$$k_{i-a}(E/n_g) = 2,372 \cdot 10^{13} \cdot f\left(\varepsilon_i - \sqrt{\frac{eE}{n_g a_1 \varphi(0)}}, \frac{E}{n_g}\right) \cdot e\left(\frac{E}{n_g}\right)^{1,55} \cdot \frac{m}{s(V\text{cm}^2)^{0,55}} \quad (3.56)$$

$$= 4,674 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{\varepsilon_i - \sqrt{\frac{eE}{n_g a_1 \varphi(0)}}}{\pi \cdot eV}} \cdot \left(\frac{E/n_g}{V\text{cm}^2}\right)^{\frac{53}{130}} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon_i - \sqrt{\frac{eE}{n_g a_1 \varphi(0)}}}{1,01 \cdot 10^{12} eV \left(\frac{E/n_g}{V\text{cm}^2}\right)^{\frac{99}{130}}}\right) \cdot \frac{\text{cm}^3}{s}.$$

Dieser analytische Ausdruck liefert eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis einer umfangreichen numerischen Analyse nach [3], siehe Abbildung 3.28.

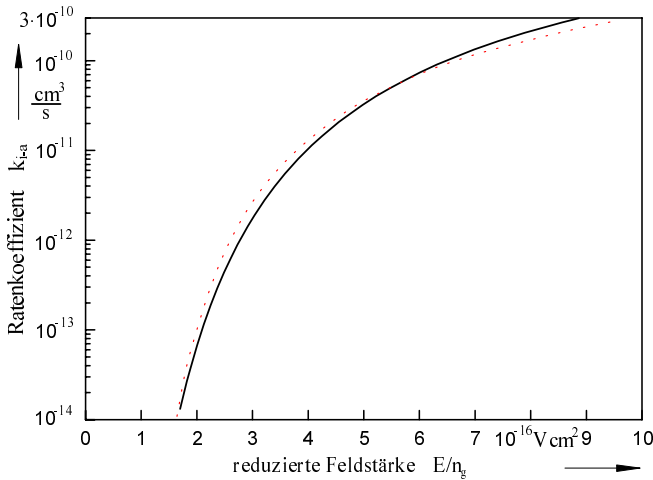


Abb. 3.28: Berechneter Verlauf des Ratenkoeffizienten nach Gleichung 3.56 (durchgezogene Kurve) im Vergleich mit einer Simulationsrechnung nach [3] (gestrichelte Kurve) für $\psi_{\text{CO}_2} : \psi_{\text{N}_2} : \psi_{\text{He}} = 5:15:80$.

Die Schwellspannung U_t geht *nicht* in Gleichung 3.56 ein. Sie erlaubt jedoch, wie bereits erwähnt, die Beurteilung des Zündverhaltens einer Gasmischung. Dazu betrachtet man die zeitliche Änderung der Elektronendichte für kleine Elektronendichten und berücksichtigt die Diffusion in erster Näherung mit:

$$\frac{\partial n_e^{(\text{Diff})}}{\partial t} \approx -\frac{n_e}{\tau_D} \quad (3.57)$$

und erhält:

$$\frac{dn_e}{dt} \approx k_{i-a} n_g n_e - \frac{n_e}{\tau_D} = v_D \alpha_T n_e - \frac{n_e}{\tau_D} = v_D n_e \left(\alpha_T - \frac{1}{v_D \tau_D} \right). \quad (3.58)$$

Für das Anlaufen einer Entladung muß der Term auf der rechten Seite in Klammern größer Null sein, wenn nicht externe Ladungsquellen bzw. Strahlungsquellen mit ionisierender Strahlung vorhanden sind. Daher kann ein minimal notwendiger Townsendkoeffizient für das Zünden einer Entladung angegeben werden, der durch die typische Diffusionszeit in einem Gasgemisch vorgegeben ist:

$$\alpha_{T, \min} = \frac{1}{v_D \tau_D}. \quad (3.59)$$

Der minimale Townsendkoeffizient ist andererseits direkt durch Gleichung 3.44 gegeben, wenn man für die Kammerspannung die Schwellspannung U_t einsetzt und näherungsweise für den Ort der ersten Stoßionisation den Drahradius r_i einsetzt. Damit gilt:

$$\alpha_{T, \min} = \sqrt{\frac{n_g \cdot a_I \cdot \varphi(0) \cdot e U_t}{r_i \cdot \ln(r_a/r_i)}} \quad (3.60)$$

und damit also:

$$\tau_D \sim \frac{1}{\sqrt{n_g a_I \varphi(0) U_t}}. \quad (3.61)$$

Die Ursache für die Variation der Schwellspannung mit der Gasmischung ist aus Gleichung 3.58 bzw. Gleichung 3.61 zu ersehen. Sie ist im wesentlichen durch die Diffusion und die Driftgeschwindigkeit bei hohen Feldstärken zu erklären. Die Driftgeschwindigkeit ist bei diesen hohen Feldstärken sehr stark abhängig von dem jeweils verwendeten Gasgemisch und kann *nicht* mehr nach Gleichung 3.25 abgeschätzt werden.

Eine Übersicht über die wichtigsten hier untersuchten Gasmischungen und abgeleiteten Größen ist in Tabelle 3.3 gegeben. In den Abbildungen 3.29 bis 3.31 ist eine Auswahl der durchgeführten Messungen zur Gasverstärkung zu sehen (durch Symbole gekennzeichnet). Die eingezeichneten Kurven sind nach Gleichung 3.49 berechnet. Aus der Anpassung der Kurven

an die Meßwerte ergeben sich die Schwellenspannungen U_i . Besonders deutlich ist die Reduzierung der Zündspannung durch die Verwendung niedrig ionisierender Zusätze zu erkennen (durch Pfeile in den Bildern gekennzeichnet). Diese Additive sind besonders für gepulste Systeme geeignet, wenn es darum geht, die Entladung schnell durchzuzünden.

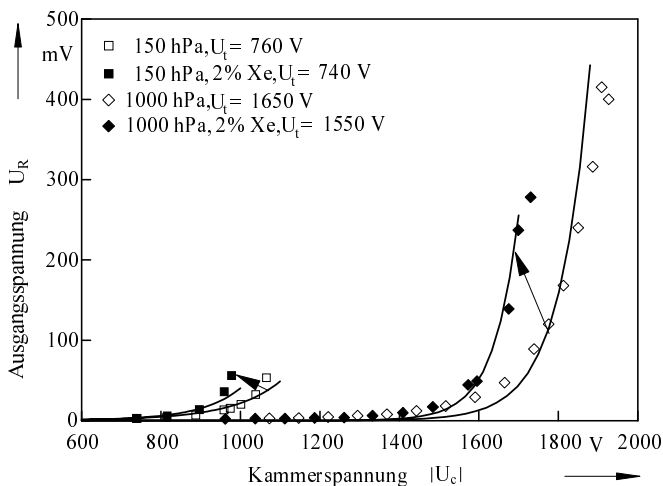
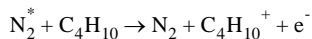


Abb. 3.29: Einfluß von Xenon auf den Kurvenverlauf $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:20:60$

Die physikalische Ursache für die Änderung der Schwellenspannung durch Hinzufügen der Additive ist bei Verwendung dieser beiden Gase völlig verschieden. Während bei der Verwendung von Xenon die im Vergleich zu den anderen beteiligten Gaskomponenten niedrigere Ionisationsenergie (12.1 eV) der wesentliche Faktor für die Spannungsreduktion ist, ist die Ionisationsenergie von C_4H_{10} noch niedriger (10.8 eV), so daß hier ein weiterer Ionisationskanal vorliegt. Da die Ionisationsenergie des Isobutans in der Größenordnung der elektronischen Anregungszustände des Stickstoffs liegt, kann neben der direkten Elektronenstoßionisation das Isobutan-Molekül durch Penningionisation gemäß



ionisiert werden, wobei mit N_2^* ein elektronisch angeregtes N_2 -Molekül bezeichnet wird. Aus diesem Grund fällt die Spannungsreduktion unter Verwendung von Isobutan noch deutlicher aus, als bei Xenon.

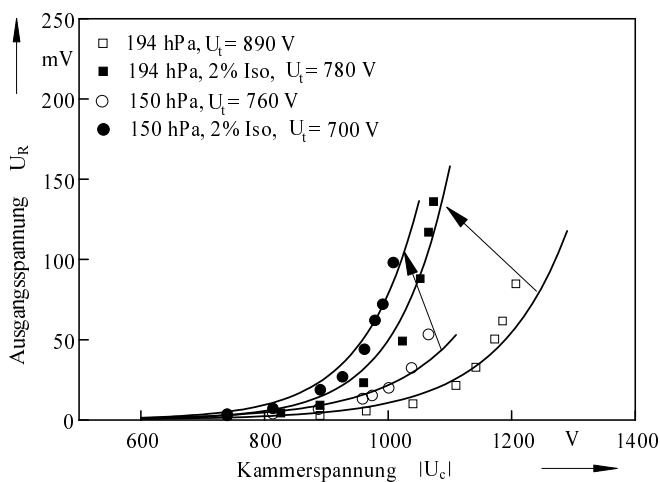


Abb. 3.30: Gasverstärkung der Gasmischung $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:20:60$ bei 150 hPa und 194 hPa ohne und mit Isobutan C_4H_{10} .

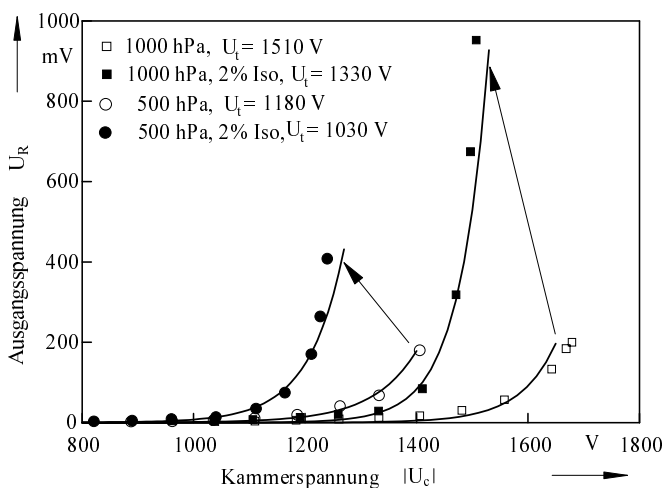


Abb. 3.31: Gasverstärkung der Gasmischung $\psi_{\text{CO}_2}:\psi_{\text{N}_2}:\psi_{\text{He}} = 5:15:80$ bei 500 hPa und 1000 hPa mit und ohne Isobutan C_4H_{10} .

Gasmischung $\Psi_{\text{CO}_2}:\Psi_{\text{N}_2}:\Psi_{\text{He}}$	Additiv, Volumen- prozent	Druck in hPa	Schwell- spannung U_t in V	$a_1 \cdot \varphi(0)$ in cm^2/VAs
5:15:80	-	150	660	576
	-	194	840	576
	-	500	1180	576
	-	1000	1510	576
	C ₄ H ₁₀ , 2%	150	640	729
		194	730	729
		500	1030	729
		1000	1330	729
	Xe, 2%	150	660	576
		1000	1310	576
5:20:60		150	760	441
		194	890	441
		500	1280	441
		1000	1650	441
	C ₄ H ₁₀ , 2%	150	700	729
		194	780	729
		500	1130	729
		1000	1490	729
	Xe, 2%	150	740	650
		1000	1550	650

Tabelle 3.3: Übersicht der Daten und Ergebnisse zur Bestimmung der Gasverstärkung.

3.3 Ladungsträgerdichtebestimmung in der Gasentladung

Die Elektronendichte im Lasergas ist eine wesentliche die Entladungs- und Laserphysik bestimmende Größe. Die Ermittlung der Ladungsträgerdichte innerhalb der Entladung ist

jedoch recht schwierig, da die bekannten Meßmethoden der Plasmaphysik (z. B. Langmuir-Sonden [19]) in dem für CO_2 -Laser typischen Druckbereich nicht verwendet werden können ([20]). Eine einfache Methode besteht darin, die Elektronendichte außerhalb der eigentlichen Entladung im Abströmblock der Anregungseinheit eines Lasers zu bestimmen (siehe Abbildung 3.32). Eine Variation der Abströmlänge (im Bild die Strecke $L - z_k$) ermöglicht dann die Ermittlung der Elektronenverluste pro Weglänge. Damit ist dann eine Abschätzung der Elektronendichte in der Entladung möglich. Dazu werden kurze Elektroden (typische Länge $l_E = 3 \text{ cm}$) verwendet und die Position (z_0) der Elektroden entlang des Quarzrohres verändert. Am Ort der Entladung werden Elektronen und Ionen gemäß den in Kapitel 2.3 dargelegten Gesetzmäßigkeiten erzeugt und mit der Gasströmung weitergetragen. Auf dem Weg zum Abströmblock verringert sich die Elektronen- und Ionendichte im wesentlichen durch Rekombination und Diffusion. Die verbleibenden Ladungsträger werden mit einem einfachen Plattenkondensator (Elektrodenfläche je Platte $A = b \cdot b = 400 \text{ mm}^2$ und Plattenabstand $d = 5 \text{ mm}$) nachgewiesen. Mit Hilfe der charakteristischen Strom-Spannungskennlinie kann dann die Ladungsträgerdichte bestimmt werden.

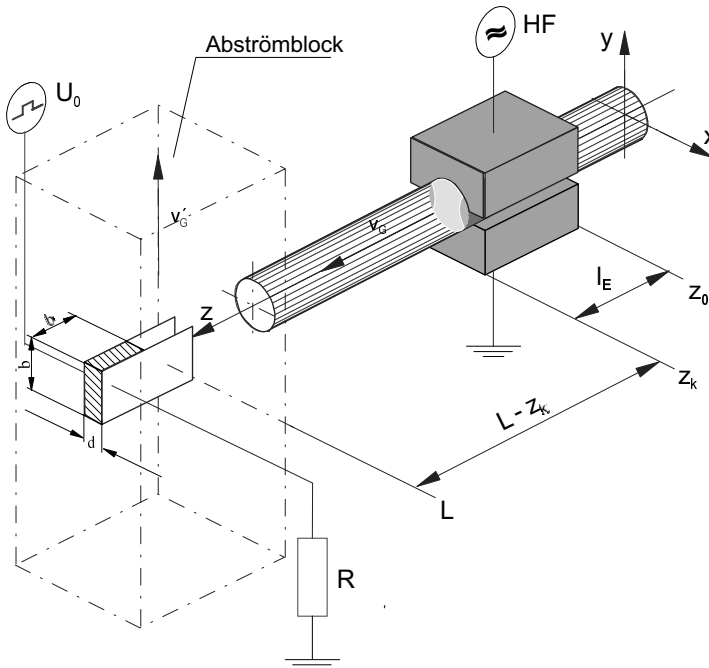


Abb. 3.32: Prinzipbild zur Bestimmung der Elektronendichte in einer Gasentladung.

3.3.1 Grundlagen zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte

Im Bild 3.33 ist der Plattenkondensator nochmals in der Draufsicht dargestellt. Zwischen den beiden Platten befindet sich eine je nach Entladungsbedingungen mehr oder weniger ionisierte Gassäule. Man kann eine mittlere Driftzeit \bar{t} für die beiden Ladungsträgersorten Elektronen und Ionen ablesen (siehe auch [21]): Wenn man mit q willkürlich eine Ladung an der Stelle $d/2 + \Delta x$ betrachtet, findet man, ausreichende Ionisation vorausgesetzt, ebenfalls eine Ladung gleichen Vorzeichens an der Stelle $d/2 - \Delta x$. Für jede Ladungsträgersorte kann somit durch Mittelwertbildung die mittlere Driftzeit ermittelt werden. Sie ergibt sich zu:

$$\bar{t}_{\pm} = \frac{t_{1\pm} + t_{2\pm}}{2} = \frac{\frac{d}{2} + \Delta x + \frac{d}{2} - \Delta x}{2v_{\pm}} = \frac{d}{2v_{\pm}} \quad (3.62)$$

mit:

$$t_{1\pm} = \frac{x_1}{v_{\pm}} = \frac{\frac{d}{2} + \Delta x}{v_{\pm}}, \quad t_{2\pm} = \frac{x_2}{v_{\pm}} = \frac{\frac{d}{2} - \Delta x}{v_{\pm}}. \quad (3.63)$$

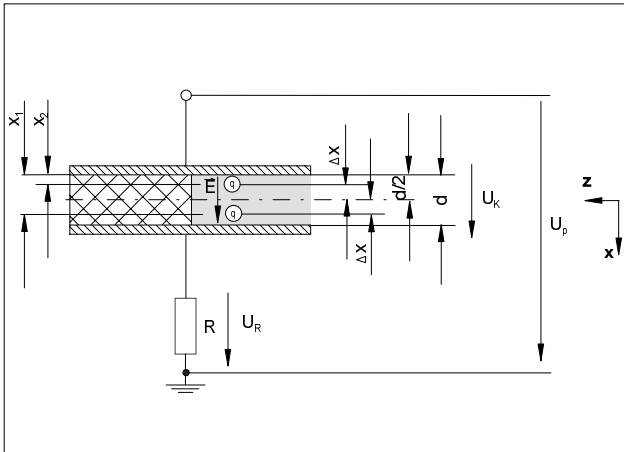


Abb. 3.33: Variablendefinition zur Herleitung von Gleichung 3.69.

Dabei bezeichnet der Index + die Driftzeit der Ionen und - die Driftzeit der Elektronen. Sei $n_L V = dN_{\pm}/dt$ die pro Zeiteinheit durch die Gasströmung in den Kondensator transportierten Ladungsträger am Ort des Kondensators, dann gilt allgemein für die zeitliche Änderung der Ladungsträgeranzahl $\Delta N_{\pm}/\Delta t \approx dN_{\pm}/dt$ im Kondensator:

$$\frac{dN_{\pm}}{dt} \approx \dot{n}_L \cdot V - \frac{N_{\pm}}{\tau_{D\pm}} - \frac{N_{\pm}}{t_{\pm}}. \quad (3.64)$$

Dabei ist $\tau_{D\pm}$ eine verallgemeinerte Diffusionszeit. Hiermit werden die Diffusionsverluste sowie der durch die Gasströmung verursachte Ladungstransport aus dem Kondensator heraus berücksichtigt, und $V = b^2 \cdot d$ ist das zwischen den beiden Kondensatorplatten befindliche Volumen. Im stationären Zustand verschwindet die Zeitableitung in Gleichung 3.64, und man erhält:

$$\frac{N_{\pm}}{V} = n_{\pm} = \frac{\dot{n}_L \tau_{D\pm} d}{2v_{\pm} \tau_{D\pm} + d}. \quad (3.65)$$

Die Ionen und Elektronen driften aufgrund der Kondensatorspannung U_K zur Kathode bzw. Anode. Der sich einstellende Strom durch die Kondensatorfläche A ergibt sich dann zu

$$I = j \cdot A = (en_+v_+ + en_-v_-)A = e\dot{n}_L A d \left(\frac{\tau_{D+} v_+}{2v_+ \tau_{D+} + d} + \frac{\tau_{D-} v_-}{2v_- \tau_{D-} + d} \right). \quad (3.66)$$

Es ist sehr instruktiv, zwei Grenzfälle zu betrachten:

$$I = e \dot{n}_L A \cdot \begin{cases} (\tau_{D+} v_+ + \tau_{D-} v_-), & \text{für } 2v_{\pm} \tau_{D\pm} \ll d \\ \left(\frac{d}{2} + \frac{d}{2} \right), & \text{für } 2v_{\pm} \tau_{D\pm} \gg d \end{cases}. \quad (3.67)$$

Die Driftgeschwindigkeiten sind abhängig von der Kondensatorspannung U_K und können wie in Kapitel 3.1 erläutert durch

$$v_+ = \mu E = \mu \frac{U_K}{d}, \text{ und } v_- = c \left(\frac{U_K}{d} \cdot \frac{\text{cm}}{V} \right)^{0,55} \quad (3.68)$$

ausgedrückt werden. Damit ist der Strom für kleine Spannungen U_K abhängig von dieser, während für hohe Spannungen die Strom - Spannungskennlinie Sättigungscharakter aufweist und gegen den Term $I_{\text{Sät}} = e \dot{n}_L A d$ strebt.

Für den Spannungsabfall am Widerstand R ergibt sich dann mit Gleichung 3.66 und $U_R = I \cdot R$ (für den Fall $U_R/U_p \ll 1$ gilt $U_K \approx U_p$):

$$U_R = e \dot{n}_L A d R \cdot \left(\frac{\tau_{D+} \mu \frac{U_p}{d}}{2\tau_{D+} \mu \frac{U_p}{d} + d} + \frac{\tau_{D-} c \left(\frac{U_p}{d} \cdot \frac{\text{cm}}{V} \right)^{0,55}}{2\tau_{D-} c \left(\frac{U_p}{d} \cdot \frac{\text{cm}}{V} \right)^{0,55} + d} \right). \quad (3.69)$$

Da die Beweglichkeit für Elektronen zwei bis drei Größenordnungen über der der Ionen liegt, gibt es im allgemeinen einen Spannungsbereich, für den $2\tau_{-}c((U_p \cdot cm)/(d \cdot V))^{0,55} \gg d$ und $2\tau_{+}\mu U_p/d \leq d$ gilt. Für diesen Fall gilt dann

$$U_R = e \cdot n_L A d R \cdot \left(\frac{\tau_{D+}\mu \frac{U_p}{d}}{2\tau_{D+}\mu \frac{U_p}{d} + d} + \frac{1}{2} \right). \quad (3.70)$$

In diesem Fall ist der durch die Elektronen getragene Strom bereits in Sättigung und damit unabhängig von der am Kondensator anliegenden Spannung, während der Ionenstrom mit steigender Spannung weiter wächst.

3.3.2 Versuchsdurchführung

Für die Experimente zur Gasentladung stand ein Versuchsstand (Abbildung 3.34) zur Verfügung, der die wesentlichen Elemente eines typischen industriellen CO₂-Lasers der 3 kW-Klasse beinhaltet. Der geschlossene Gaskreislauf besteht aus zwei Zuströmblocken (Z) mit Kühlern (K), die die Kompressionswärme abführen und vier Quarzrohren (Q), die in den Abströmblock (A) mit Kühlern zur Ableitung der Verlustleistung münden (Abbildung 3.34). Die Gasförderung wird mit einer Rootspumpe (R) bewerkstelligt. Mit Hilfe einer Überbrückung (Ü) und einem Reduzierventil (V) können Arbeitsdruck und Massenfluß in weiten Grenzen variiert werden. Die eigentlichen Entladungsstrecken bestehen aus den vier parallel durchströmten Quarzrohren (Innendurchmesser $d_Q = 16$ mm) und den Elektroden (E), mit deren Hilfe die elektrische Leistung kapazitiv eingekoppelt wird (Details in Abbildung 3.35). Die Anregung erfolgt mit einem industriellen Hochfrequenzsender bei einer Frequenz von 13.56 MHz. Die Gestaltung der Gasströmungskomponenten und der Elektroden hat wesentlichen Einfluß auf Wirkungsgrad und Qualität der Entladung. Allgemein bewährt hat sich die Einführung eines Luftspaltes zwischen Elektrode und Quarzrohrwandung. Die vom Quarzrohr abgehobenen Elektroden bilden einen kapazitiven Vorwiderstand mit dem Dielektrikum Luft und Quarzglas, der zu einer effizienten Stabilisierung der Entladung führt (siehe [10], [21]). Größe des Luftspaltes, Form und Länge der Elektroden bilden die Optimierungsparameter, die insbesondere die optische Qualität des laseraktiven Mediums, aber auch den Anregungswirkungsgrad beeinflussen [10]. Für die nachfolgend angegebenen Messungen wurde der Versuchsstand modifiziert. Dazu wurden drei der vier Entladungsstrecken stillgelegt und ein Plattenkondensator (Abbildung 3.36) in den Abströmblock plaziert (Abbildung 3.37). Mit Koaxialkabeln, die noch zusätzlich abgeschirmt sind, wird die Pulserspannung U_0 zugeführt und der Spannungsabfall über R an ein Speicheroszilloskop weitergeleitet.

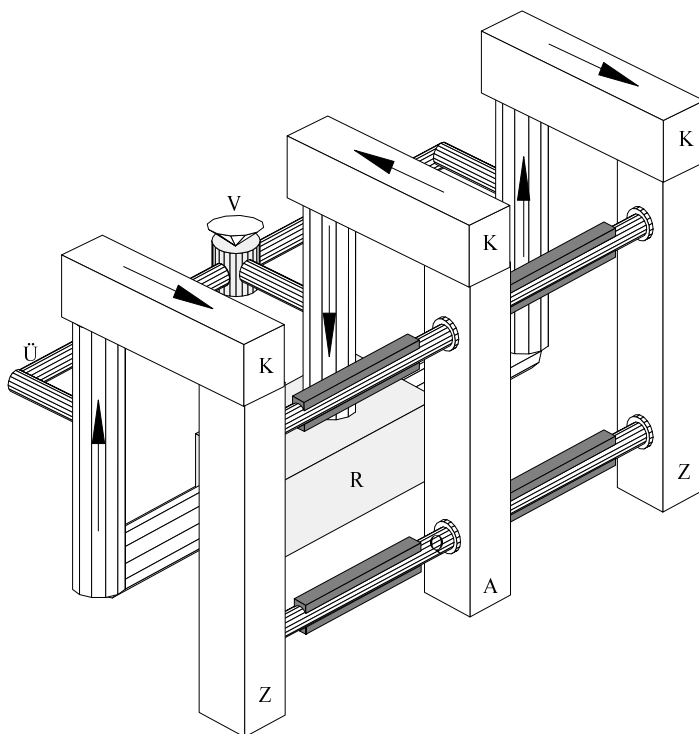


Abb. 3.34: Der für die Entladungsversuche verwendete Versuchsstand (Gesamtansicht).

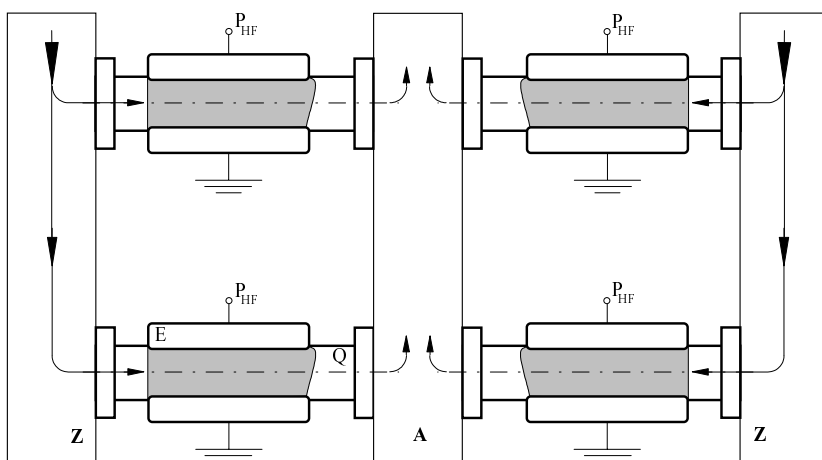


Abb. 3.35: Der für die Entladungsversuche verwendete Versuchsstand (Detailbild).

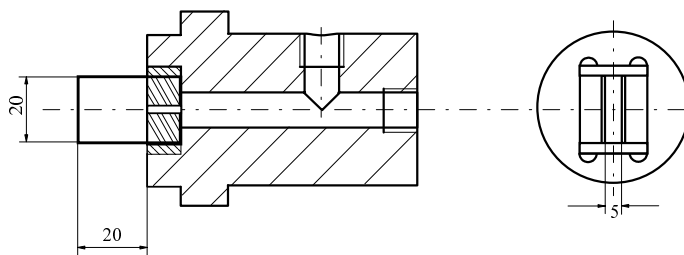


Abb. 3.36: Plattenkondensator mit Dichtstutzen.

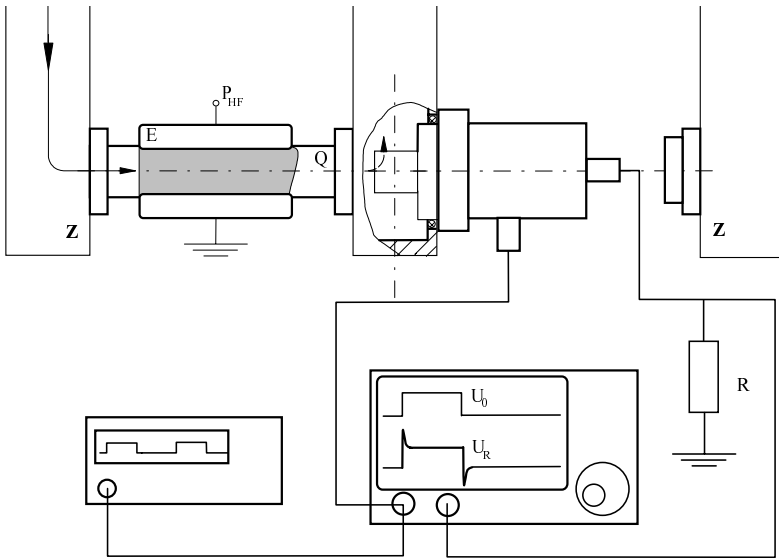


Abb. 3.37: Meßaufbau zur Ermittlung der Elektronendichte im Abströmblock des Versuchsstandes.

In Abbildung 3.38 ist das Ergebnis einer solchen Messung aufgeführt, das den erwarteten Verlauf zeigt. Man erkennt eine recht gute Übereinstimmung der Meßwerte und der mit Gleichung 3.69 berechneten (durchgezogenen) Kurve. Die gestrichelte Kurve stellt den durch den reinen Elektronenstrom verursachten Spannungsabfall dar (Gleichung 3.69 zweiter Klammerterm), während die punktierte Kurve den durch die Ionenbewegung bedingten Spannungsabfall an R wiedergibt (erster Klammerterm in Gleichung 3.69). Zur Berechnung der Kurven wurde beste Übereinstimmung mit folgenden Werten erreicht:

- Zeitkonstanten: $\tau_+ = 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ und $\tau_- = 7,7 \cdot 10^{-8} \text{ s}$,
- Beweglichkeit der Ionen $\mu = 5,8 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ ([6], [21]),
- Driftgeschwindigkeit der Elektronen nach Kapitel 3.1.

Diese Werte wurden für alle weiteren Messungen festgehalten. Der einzig verbleibende freie Parameter in Gleichung 3.69 auf Seite 62 ist n_L , der nun durch Anpassung der Kurve an die jeweils gemessenen Werte ermittelt werden kann. Für die Bedingungen in Abbildung 3.38 ergibt sich damit $n_L = 2,47 \cdot 10^{13} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

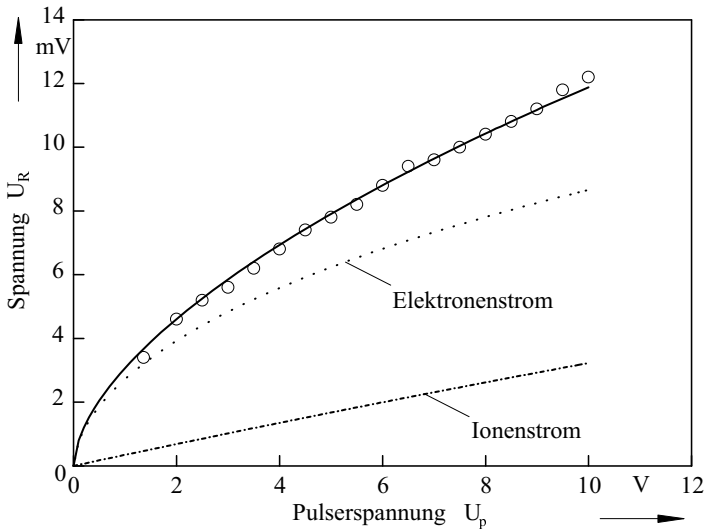


Abb. 3.38: Ausgangsspannung U_R am Widerstand $R = 11,3 \text{ k}\Omega$ als Funktion der Pulserspannung bei einer typischen Gasentladung. $P_{el} = 150 \text{ W}$, linear aufliegende Elektroden, $l_E = 2,9 \text{ cm}$. Gasmischung 5:15:80, Einlaufdruck $p_{in} = 155 \text{ hPa}$.

In Abbildung 3.39 bis 3.42 ist die Spannung am Widerstand R als Funktion der Pulserspannung U_p für verschiedenen Elektrodenpositionen und elektrischen Leistungen aufgetragen. Die durchgezogenen Kurven ergeben sich durch Anpassen des einzig frei verbleibenden Parameters \dot{n}_L an die Meßwerte.

Unter der Voraussetzung einer homogenen Ladungsträgerwolke, die den Kondensator mit der Geschwindigkeit v_G passiert, ergibt sich für die Ladungsträgerdichte am Ort des Kondensators:

$$n_{\pm} = \frac{b}{v_G} \cdot \dot{n}_L. \quad (3.71)$$

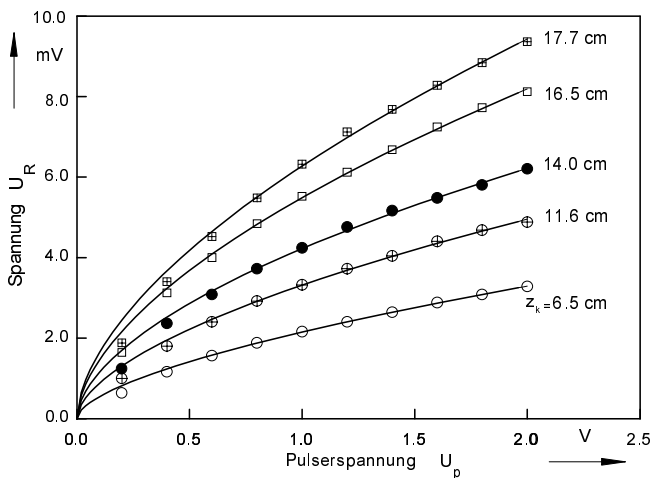


Abb. 3.39: Spannungsverlauf am Widerstand R als Funktion der Pulserspannung. $P_{HF} = 100$ W, Gasmischung 5:20:60, Parameter ist der Abstand z_k vom Zuströmblock bis zum Ende der Elektrode mit der Länge $l_E = 2.9$ cm.

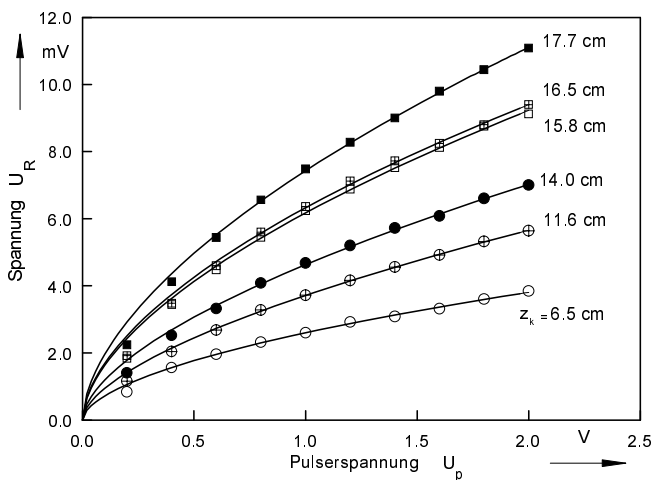


Abb. 3.40: Text siehe Abbildung 3.39, jedoch $P_{HF} = 150$ W.

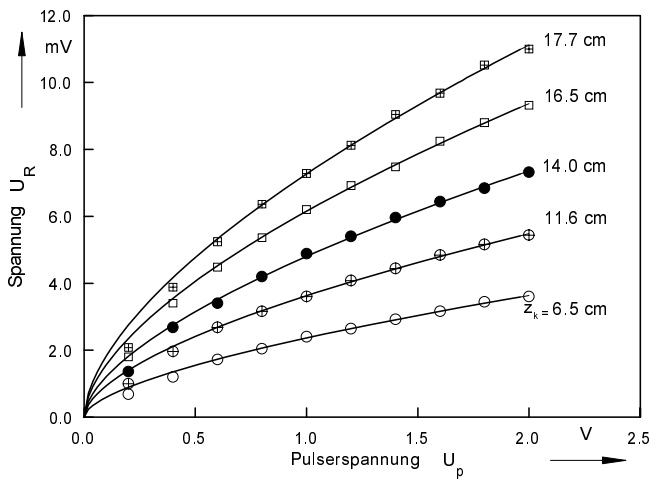


Abb. 3.41: Text siehe Abbildung 3.39, jedoch $P_{HF} = 200$ W.

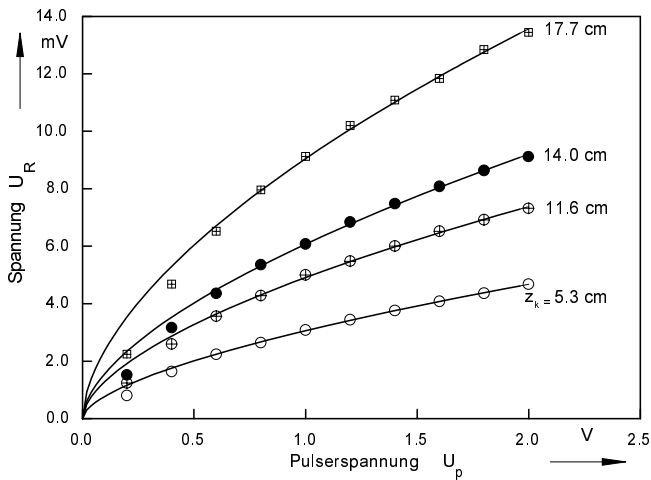


Abb. 3.42: Spannungsverlauf am Widerstand R als Funktion der Pulsspannung. $P_{HF} = 150$ W, Gasmischung 5:15:80, Parameter ist der Abstand z_k vom Zuströmblock bis zum Ende der Elektrode mit der Länge $l_E = 2.9$ cm.

Unter der Annahme, daß die Rekombination der dominante Verlustprozeß ist, gilt:

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{dn_e}{dz} \cdot \frac{dz}{dt} = v_G \cdot \frac{dn_e}{dz} = -k_r \cdot n_e^2. \quad (3.72)$$

Dabei wird die z-Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit *im* Quarzrohr v_G nach der Entladung zunächst vernachlässigt und Quasineutralität ($n_+ = n_- = n_e$) vorausgesetzt (siehe Abbildung 3.43). Trennung der Variablen und Berücksichtigung der Integrationsgrenzen liefert¹:

$$\frac{1}{n_e(z)} \bigg|_{n_e(z_k)}^{n_e(z)} = \frac{k_r}{v_G} \cdot (z - z_k) \quad (3.73)$$

für den Weg vom Ort der Entstehung der Ladungsträger ($z \approx z_k$) bis zum Ort z im Quarzrohr. Damit erhält man für die Ladungsträgerdichte im Abströmblock als Funktion vom Ort der Elektrode:

$$\frac{1}{n_e(z = L, z_k)} = \frac{1}{n_{e0}} + \frac{k_r}{v_G} (L - z_k). \quad (3.74)$$

Variiert man den Ort der Elektroden $z_k \in z_{k1}, z_{k2}, \dots, z_{kn}$ und trägt den Kehrwert der jeweils gemessenen Elektronendichte gegen z_k auf, so erhält man eine Gerade, aus deren Steigung $-k_r/v_G$ die Rekombinationsrate bei bekannter Gasgeschwindigkeit v_G bestimmt werden kann. Einige Ergebnisse solcher Messungen sind in Abbildung 3.44 zu sehen. Die durchgezogenen Kurven sind nach Gleichung 3.74 berechnet. Die leicht unterschiedliche Steigung der Kurven ist auf die von der eingekoppelten Leistung abhängige Gasgeschwindigkeit zurückzuführen. Die Auswertung der Kurven ergibt:

$$k_r = 3,5 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$$

für alle hier verwendeten Mischungen und Leistungsdichten. Formal kann man für $z_k = L$ die Elektronendichte am Ort des Elektrodenendes (also in der Entladung) bestimmen (die Elektroden sind dann virtuell an den Ort der Messung verschoben).

Eine andere Möglichkeit besteht darin, bei festgehaltener Elektrodenposition die Elektronendichte im Abströmblock zu bestimmen und dann diese unter Verwendung des nun bekannten Rekombinationskoeffizienten k_r mit Hilfe von Gleichung 3.74 auf die Elektronendichte in der Entladung zurückzurechnen. Die charakteristischen Kurvenverläufe einer typischen Meßreihe sind in Abbildung 3.45, 3.46 und 3.47 zu sehen. Die Elektronendichte als Funktion der eingekoppelten Hochfrequenzleistung zeigt einen charakteristischen Verlauf. Zunächst zündet die Entladung am abströmseitigen Ende der Entladung (siehe auch Abbildung 3.48).

1. Zur Definition der Variablen siehe auch Abbildung 3.32.

Dies ist durch die elektrische Aufheizung der Gassäule entlang der z -Achse verständlich. Durch die Erwärmung des Gases entlang der Strömungsachse ist die Teilchendichte abströmseitig am geringsten. Somit wird die kritische Zündfeldstärke am Ende der Elektrode zuerst erreicht, und die Entladung zündet dort. Steigert man nun die elektrische Leistung, so steigt die Elektronendichte zunächst nicht an, sondern die Glimmentladung wächst zunächst Richtung Zuströmblock aus, bis sie entlang der gesamten Elektrode brennt. Dieses Verhalten wird allgemein als Normalstromeffekt bezeichnet und ist in Abbildung 3.47 im Leistungsbereich von 300 bis 600 W sehr schön zu sehen. Nach Überschreiten dieser Leistung steigt die Elektronendichte sehr viel stärker an, bis thermisch induzierte Instabilitäten eine weitere Leistungssteigerung verhindern.

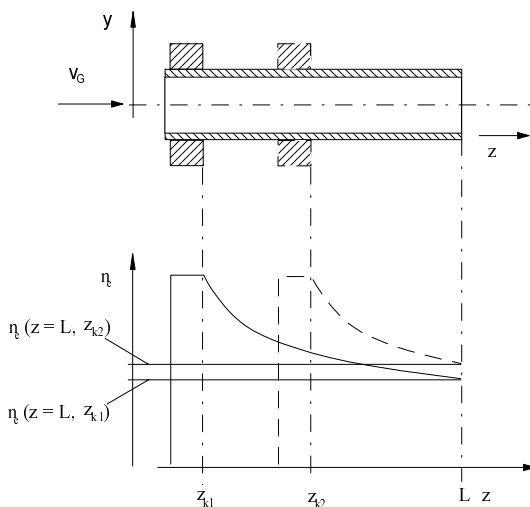


Abb. 3.43: Prinzipskizze zur Herleitung von Gleichung 3.74.

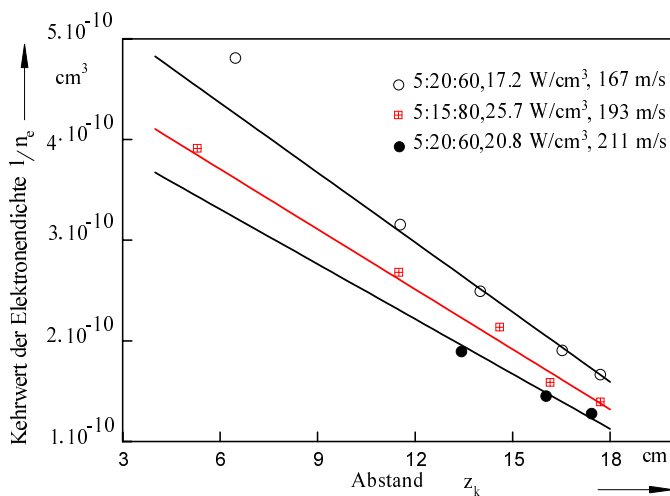


Abb. 3.44: Kehrwert der Elektronendichte als Funktion der Elektrodenposition.

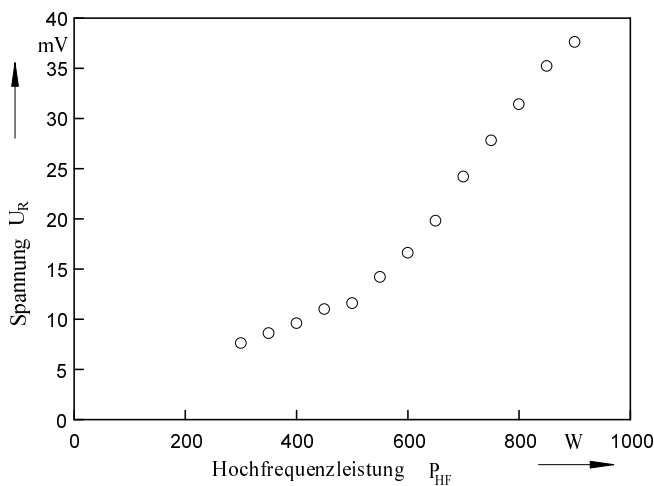


Abb. 3.45: Spannung am Widerstand R als Funktion der eingekoppelten Leistung bei einem Gasgemisch 5:20:60, Massenfluß 2g/s.

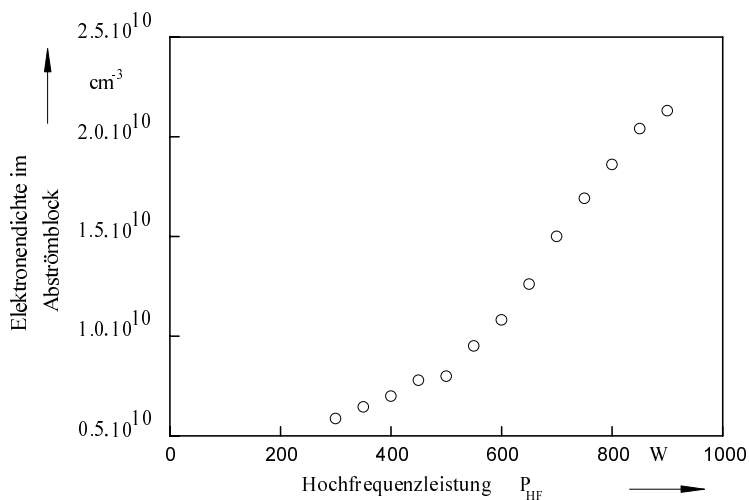


Abb. 3.46: Aus den Werten in Abbildung 3.45 berechnete Elektronendichten **im** Abströmblock als Funktion der eingekoppelten elektrischen Leistung.

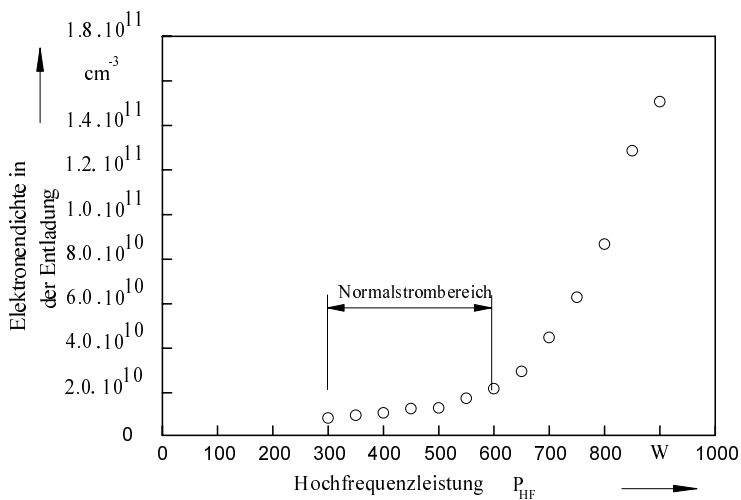


Abb. 3.47: Elektronendichte in der Entladung als Funktion der eingekoppelten elektrischen Hochfrequenzleistung. Elektrodenlänge $l_E = 11.93$ cm, Gemisch: 5:20:60.

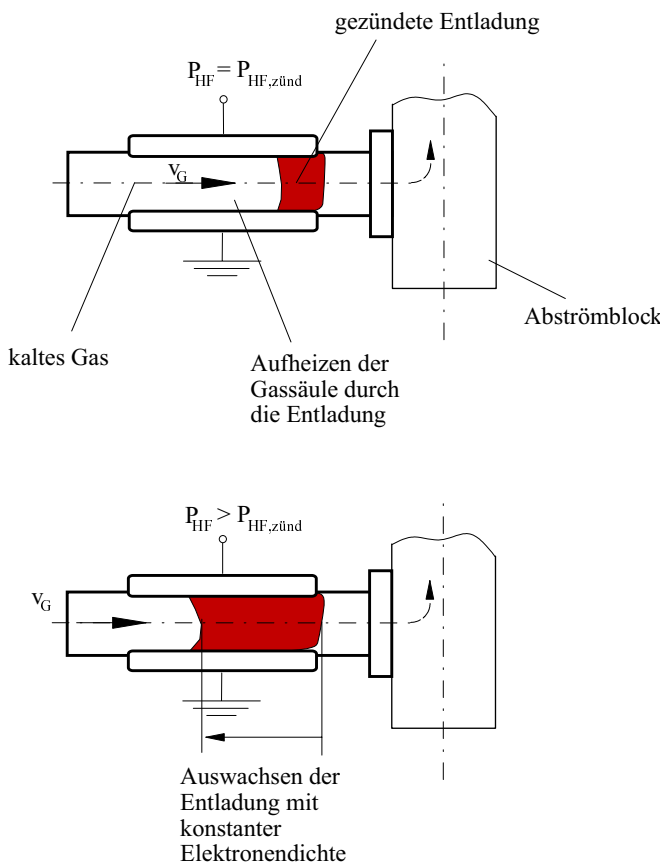


Abb. 3.48: Skizze zur Erklärung des Normalstromeffekts.

4 Systemauslegung mit Hilfe der semi – empirischen Beziehungen

Die im vorangegangenen Kapitel gewonnenen Näherungsausdrücke erlauben nun, mit relativ geringem Aufwand umfangreiche Parameterstudien durchzuführen. Insbesondere können die entladungstechnischen Bedingungen detailliert untersucht werden.

4.1 Die Elektronenenergieverteilungsfunktion

Der Energieverteilungsfunktion kommt eine zentrale Bedeutung bei der Charakterisierung der Gasentladung sowie der Anregung des LAM zu. In Abbildung 3.22 wurde bereits gezeigt, daß Gleichung 3.31 für den hier üblichen Feldstärke- und Druckbereich sehr gut mit numerischen Simulationen übereinstimmt. In Abbildung 4.1 ist die normierte Energieverteilungsfunktion für einen Gasdruck von 150 hPa bei verschiedenen typischen Feldstärken zu sehen.

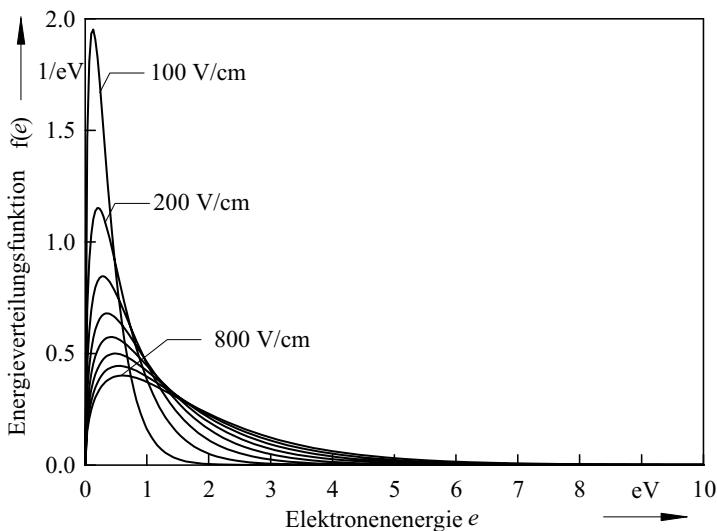


Abb. 4.1: Elektronenenergieverteilungsfunktion einer typischen Gasentladung ($p = 150 \text{ hPa}$, $y_{\text{CO}_2}:y_{\text{N}_2}:y_{\text{He}} = 5:20:60$).

Mit der Verteilungsfunktion nach Gleichung 3.31 lassen sich prinzipiell die Ratenkoeffizienten bestimmen gemäß:

$$k = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \cdot \int_0^\infty \sqrt{e} \cdot s(e) f(e, E/\eta_g) de, \quad (4.1)$$

wenn der Wirkungsquerschnitt $s(e)$ für den jeweils interessierenden Prozeß bekannt ist.

4.2 Ratenkoeffizient der Ionisation/Anlagerung

Die Ratenkoeffizienten für die Ionisation können statt durch Auswertung von Gleichung 4.1 einfacher direkt mit Gleichung 3.56 analytisch bestimmt werden. In Abbildung 4.2 ist der Ratenkoeffizient für die Ionisation vermindert um den Ratenkoeffizient für Elektronenanlagerung als Funktion der reduzierten elektrischen Feldstärke aufgetragen.

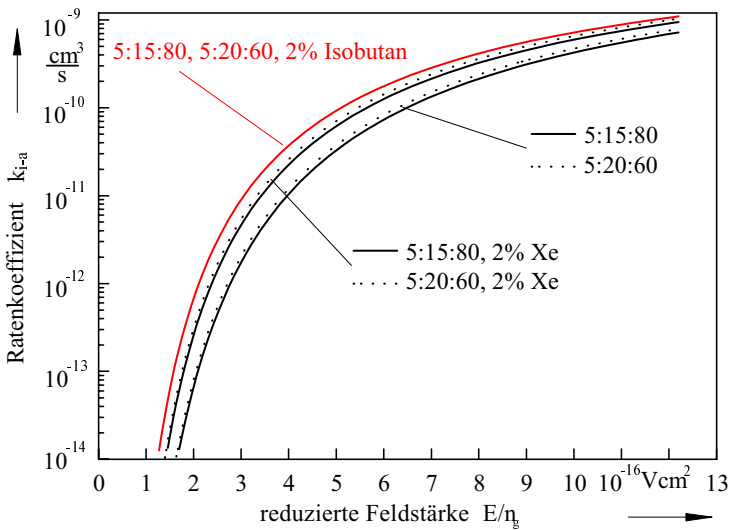


Abb. 4.2: Ratenkoeffizient für k_{i-a} als Funktion der reduzierten elektrischen Feldstärke. Parameter ist die Gaszusammensetzung.

Die beiden hier untersuchten Standardgemische verhalten sich hinsichtlich der Ionisation sehr ähnlich. Die Zugabe niedrig ionisierender Additive wie z.B. Isobutan oder Xenon verschiebt die Kurven zu niedrigeren reduzierten Feldstärken.

4.3 Die durchgezündete Entladung

Die im folgenden angegebenen Größen und Abhängigkeiten beziehen sich, wenn nicht ausdrücklich anders angegeben, auf die positive Säule der durchgezündeten, stationären Entladung. Die Parametervariationen sind so gewählt, daß stets eine stabile, vollständig ausgewachsene Entladung gewährleistet werden kann.

4.3.1 Die Elektronendichte im stationären Zustand

Mit dem in Kapitel 3.3 ermittelten Rekombinationskoeffizienten $k_r = 3,5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ kann die Elektronendichte im stationären Fall direkt angegeben werden. Setzt man in Gleichung 2.28 die Formel nach Gleichung 3.56 ein, ergibt sich für die Elektronendichte im stationären Zustand:

$$n_{e,s} = \frac{k_{i-a}}{k_r} n_g \quad (4.2)$$

$$= 13,35 \cdot 10^3 \cdot n_g \cdot \sqrt{\frac{e_i - \sqrt{\frac{eE}{n_g a_{Tj}(0)}}}{p \cdot eV}} \cdot \left(\frac{E/n_g}{V \text{ cm}^2} \right)^{\frac{53}{130}} \cdot \exp \left(- \frac{e_i - \sqrt{\frac{eE}{n_g a_{Tj}(0)}}}{1,01 \cdot 10^{12} eV \left(\frac{E/n_g}{V \text{ cm}^2} \right)^{\frac{99}{130}}} \right)$$

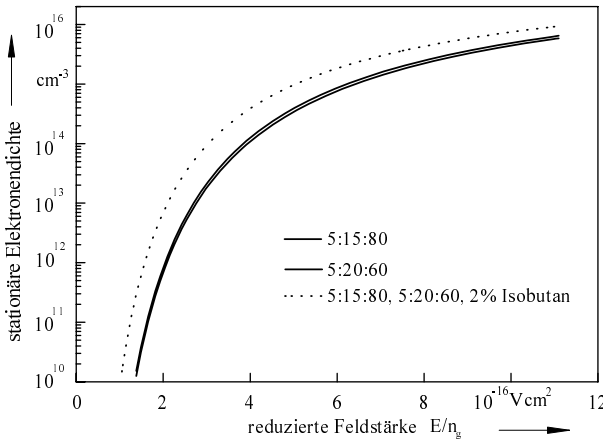


Abb. 4.3: Elektronendichte als Funktion der reduzierten Feldstärke nach Gleichung 4.2 berechnet. Thermodynamischer Zustand: $p = 150 \text{ hPa}$, 300 K .

In Abbildung 4.3 ist die Abhängigkeit der Elektronendichte von der reduzierten Feldstärke für verschiedene Gaskompositionen zu sehen. Der Vergleich des hier gewonnenen Näherungsausdrucks für diesen Zusammenhang mit einer Simulationsrechnung [3] ist in Abbildung 4.4 zu sehen und zeigt eine gute Übereinstimmung der beiden Kurvenverläufe.

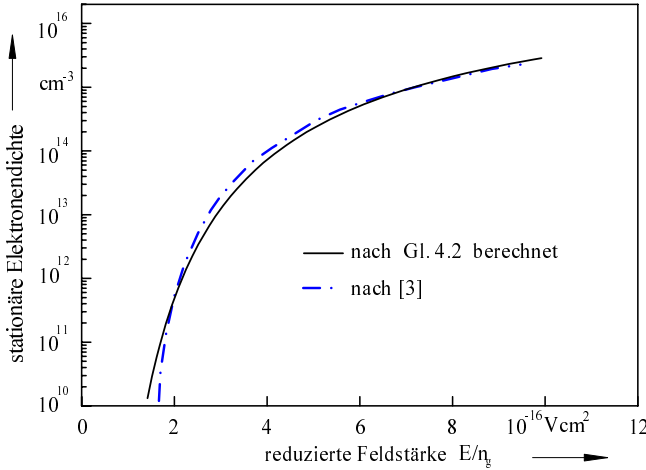


Abb. 4.4: Vergleich der nach Gleichung 4.2 berechneten Elektronendichte mit einer Simulationsrechnung nach [3]. Thermodynamischer Zustand: $p = 100 \text{ hPa}$, $T = 300 \text{ K}$.

Die elektrische Leistungsdichte als Funktion der reduzierten Feldstärke kann nun durch Einsetzen von Gleichung 4.2 und Gleichung 3.26 in Gleichung 3.29 direkt angegeben werden (siehe auch Abbildung 4.5):

$$\frac{P_{\text{HF}}}{W/\text{cm}^3} = 5,07 \cdot n_g^2 \cdot \sqrt{\frac{e_i - \sqrt{\frac{eE}{n_g a_{\text{IJ}}(0)}}}{p \cdot eV}} \cdot \left(\frac{E/n_g}{V\text{cm}^2} \right)^{\frac{509}{260}} \cdot \exp \left(- \frac{e_i - \sqrt{\frac{eE}{n_g a_{\text{IJ}}(0)}}}{1,01 \cdot 10^{12} eV \left(\frac{E/n_g}{V\text{cm}^2} \right)^{\frac{99}{130}}} \right) \quad (4.3)$$

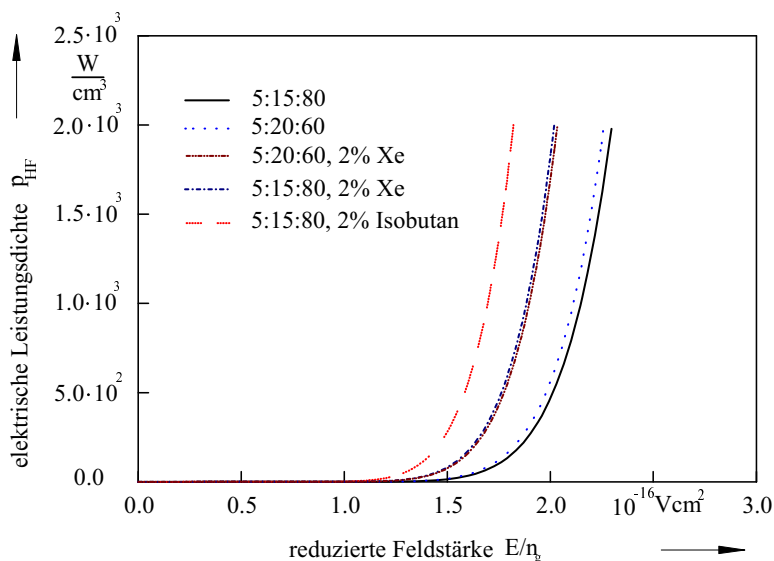


Abb. 4.5: Elektrische Leistungsdichte als Funktion der reduzierten Feldstärke nach Gleichung 4.3 berechnet ($p = 150 \text{ hPa}$, $T = 300 \text{ K}$).

Für den Anwender ist natürlich die Umkehrfunktion $p_{\text{HF}}^{-1}(E/n_g)$ von obiger Gleichung interessant. Gleichung 4.3 ist jedoch nicht analytisch nach E/n_g auflösbar. Für den für den Laserbetrieb interessanten Leistungsdichtebereich ist der Zusammenhang $E/n_g(p_{\text{HF}})$ in Abbildung 4.6 grafisch dargestellt. Es fällt auf, daß die reduzierte elektrische Feldstärke bei gegebener Gasmischung nur sehr schwach von der eingekoppelten Leistungsdichte abhängt¹. Dies ist durch die starke Abhängigkeit des Ionisationskoeffizienten von der reduzierten Feldstärke zu erklären. Damit kann im Arbeitspunkt der Entladung näherungsweise von einer konstanten reduzierten Feldstärke ausgegangen werden.

1. Man beachte, daß die Kurven nur für den gezündeten Fall die richtigen Werte liefern.

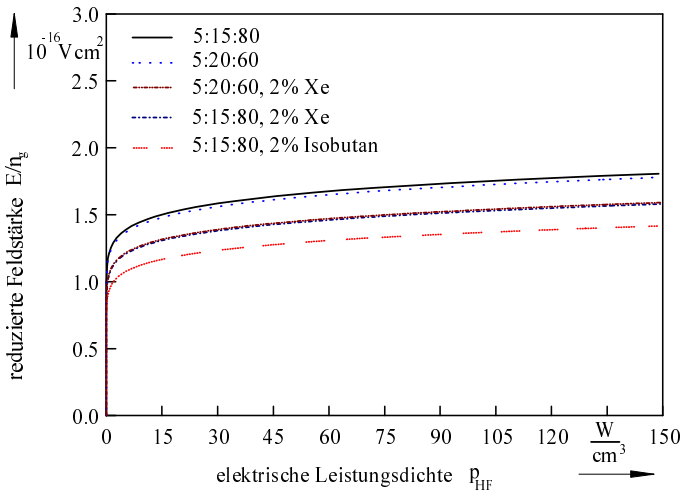


Abb. 4.6: Abhängigkeit der reduzierten Feldstärke von der eingekoppelten elektrischen Leistungsdichte.

4.3.2 Der Plasmawiderstand der Gasentladung

Vernachlässigt man Grenzschieffekte ([6], [7], [21]), entspricht das elektrische Ersatzbild der positiven Säule einem ohmschen Widerstand R_{Pl} . Der Plasmawiderstand ist mit dem spezifischen Widerstand r_{Pl} gemäß:

$$R_{Pl} = \frac{U}{I} = \frac{r_{Pl} d_Q}{A_E} \quad (4.4)$$

verknüpft. Dabei wird mit d_Q der Quarzrohrinnendurchmesser und mit A_E die vom Strom durchflossene effektive Querschnittsfläche senkrecht zu den elektrischen Feldstärken bezeichnet. Wegen $U/d_Q \propto E$ und $I \propto j A_E$ ergibt sich für den spezifischen Plasmawiderstand:

$$r_{Pl} = \frac{E}{j} = \frac{E^2}{j \cdot E} = \frac{E^2}{p_{HF}} = n_g^2 \cdot \frac{(E/n_g)^2}{p_{HF}(E/n_g)}. \quad (4.5)$$

Wegen $p_{HF} \sim n_g^2$ ist r_{Pl} also nur abhängig von der reduzierten Feldstärke; insbesondere in erster Näherung *nicht* abhängig von der Geometrie der Entladungsanordnung (siehe dazu auch [21]). In Abbildung 4.7 ist der spezifische Plasmawiderstand für eine typische Entladungsbedingung als Funktion der elektrischen Leistungsdichte angegeben. Eine weitere nützliche Beziehung erhält man, wenn man direkt $j = n_e v_D (E/n_g)$ in Gleichung 4.5 einsetzt und

Gleichung 4.2 berücksichtigt. Damit erhält man explizit die Abhängigkeit des spezifischen Plasmawiderstands von der reduzierten Feldstärke.

$$r_{PI}(E/n_g) = \frac{E}{e \frac{n_e}{n_g} v_D(E/n_g)} = \frac{E/n_g}{e \frac{k_{i-a}(E/n_g)}{k_r} v_D(E/n_g)}. \quad (4.6)$$

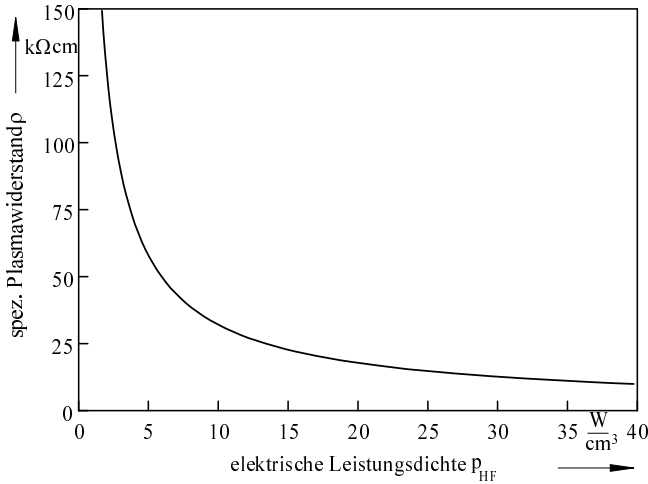


Abb. 4.7: Spezifischer Plasmawiderstand als Funktion der elektrischen Leistungsdichte ($p = 150 \text{ hPa}$, $T = 300 \text{ K}$).

4.3.3 Die mittlere Elektronenenergie als Funktion der elektrischen Leistungsdichte

Einsetzen der funktionalen Abhängigkeit der reduzierten Feldstärke von der mittleren Elektronenenergie (Gleichung 3.28) in Gleichung 4.3 liefert formal die Leistungsdichte als Funktion der mittleren Elektronenenergie. Die Umkehrfunktion erlaubt die Bestimmung der sich einstellenden mittleren Elektronenenergie als Funktion der eingekoppelten elektrischen Leistungsdichte. In Abbildung 4.8 ist die mittlere Elektronenenergie als Funktion der eingekoppelten elektrischen Leistungsdichte für verschiedene Arbeitsdrücke aufgetragen. Man erkennt, daß über einen weiten Leistungsbereich die mittlere Elektronenenergie nur sehr geringfügig variiert. Sie liegt zwischen 1,4 eV und 1,6 eV und kann durch Druck und Gasgemisch beeinflusst werden.

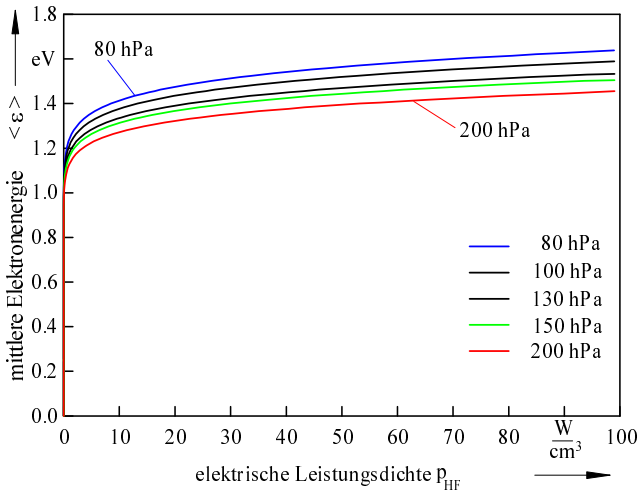


Abb. 4.8: Die sich einstellende mittlere Elektronenenergie als Funktion der eingekoppelten elektrischen Leistungsdichte. Parameter ist der Druck (Gemisch $y_{CO_2}:y_{N_2}:y_{He} = 5:20:60$).

Die gezündete Entladung kann mit Hilfe der hier gewonnenen Beziehungen vom gaselektronischen Standpunkt aus nun vollständig beschrieben werden. Dies soll an einem Beispiel verdeutlicht werden. In Abbildung 3.47 ist die nach dem in Kapitel 3.3 beschriebenen Verfahren *gemessene* Elektronendichte als Funktion der eingekoppelten elektrischen Leistung für ein typisches Lasergasgemisch aufgetragen. Diese Abhängigkeit kann für den voll durchgezündeten Fall mit Hilfe von Gleichung 4.3 berechnet werden. Für eine gegebene elektrische Leistung kann bei gegebener Elektrodengeometrie die elektrische Leistungsdichte bestimmt werden. Hieraus ist mit der Umkehrfunktion von Gleichung 4.3 die sich einstellende reduzierte Feldstärke bestimmbar. Für die exakte Berechnung des funktionalen Zusammenhangs ist die Gastemperatur bzw. die Teilchendichte am abströmseitigen Ende der Entladung von großer Bedeutung¹.

Die Temperatur und Gasgeschwindigkeit wird nach dem in [10] ausführlich beschriebenen Verfahren bestimmt. In Tabelle 4.1 sind die Daten für den hier angegebenen Fall zusammengefaßt. Für zwei ausgewählte Leistungen ist die Abhängigkeit der Elektronendichte vom Ort in der Entladung in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit der elektrischen Leistung ist in Abbildung 4.10 aufgetragen. Für den durchgezündeten Bereich (nach Auswachen der Entladung unter der Elektrode) ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Daten. Die Abweichung bei hohen Leistungen ist

1. Über die Teilchendichte n_g ist, bei gegebener reduzierter Feldstärke E/n_g die elektrische Feldstärke E dann festgelegt.

durch das Verschleppen der Entladung zu erklären: Bei der Auswertung der Daten nach Kapitel 3.3 werden die Ladungsträgerdichten im Abströmblock bestimmt, und es wird dann unter Anwendung von Gleichung 3.74 auf die Elektronendichte am Ende der Elektrode zurückgeschlossen. In der Realität wird aufgrund des geerdeten Abströmblockes die Entladung um eine bestimmte Strecke (typisch 1 bis 2 cm bei hohen Leistungen) in Richtung der Gasströmung verschleppt, was die effektive Elektrodenlänge vergrößert und bei der Auswertung in Kapitel 3.3 nicht berücksichtigt wurde.

P_{el} in W	p_{HF} in W/cm^3	T in K	v_G in m/s	E/n_g in $10^{-16} Vcm^2$	k_{i-a} in $10^{-14} cm^3/s$	n_e in $10^{10} cm^{-3}$
500	21	399	213	1.585	0.746	0.2
600	25	420	224	1.623	0.965	1.2
700	29	441	235	1.658	1.211	4.6
800	33	462	247	1.687	1.466	6.8
900	38	483	258	1.718	1.764	11.2
1000	42	504	270	1.744	2.065	13.0
		nach [10]	nach [10]	nach Gl. 4.3	nach Gl. 3.56	nach Gl. 2.27 bzw. 4.2

Tabelle 4.1: Daten zur Berechnung der Elektronendichte als Funktion der eingekoppelten elektrischen Leistung.

In Abbildung 4.10 ist zusätzlich die experimentell ermittelte und die berechnete Ladungsträgerdichten bei einer Elektrodenlänge von 7 cm eingetragen. Offensichtlich reicht hier die Elektrodenlänge nicht aus, die stationäre Elektronendichte aufzubauen.

Zusammenfassung Kapitel 4:

Die in Kapitel 3 gewonnenen Näherungslösungen erlauben in einfacher Weise die Beschreibung der gaselektronischen Zusammenhänge in einer CO_2 -Lasergasentladung. Für die meisten Abschätzungen reicht die Annahme einer Maxwellverteilung aus, wenn man die Verteilung charakterisierende mittlere Elektronenenergie nach Gleichung 3.27 berechnet. Die wichtigsten charakteristischen Größen: Elektronenenergieverteilungsfunktion, Ratenkoeffizient für Ionisation/Anlagerung, die sich einstellende reduzierte Feldstärke sowie die Elektronendichte können als Funktion der eingekoppelten elektrischen Leistung ohne größeren numerischen Aufwand berechnet werden.

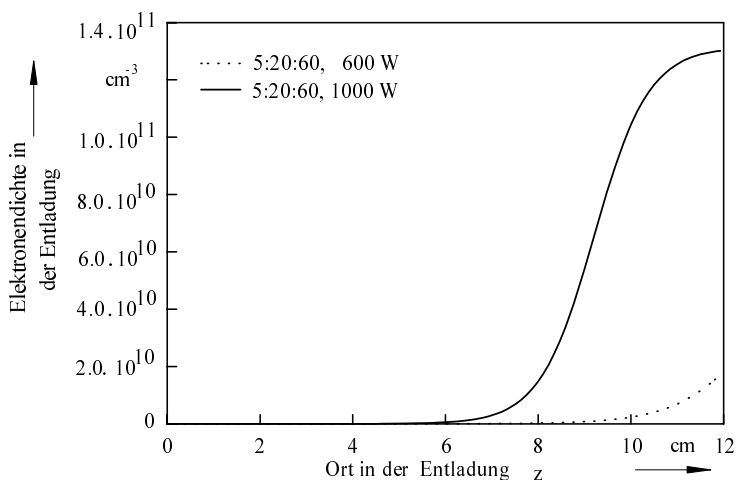


Abb. 4.9: Entwicklung der Elektronendichte entlang der Strömungsrichtung (bei konstanter Leistungsdichte und einem Druck von 155 hPa).

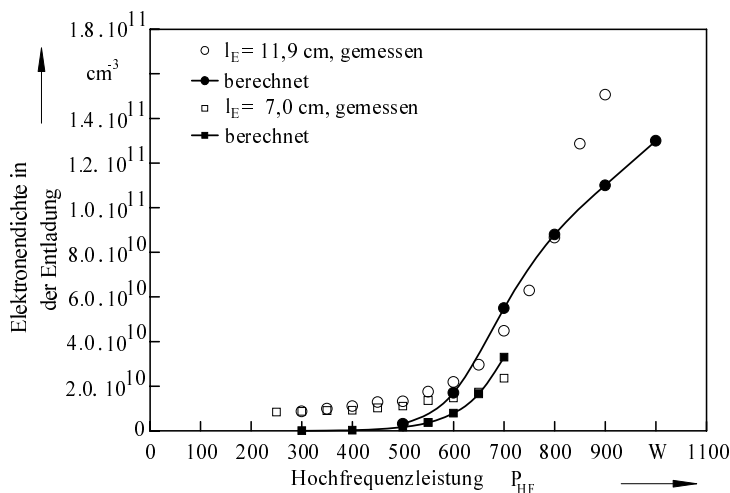


Abb. 4.10: Vergleich der gemessenen mit der nach Gleichung 4.2 und Gleichung 4.3 berechneten Elektronendichte für das Gasgemisch 5:20:60 bei einem Einlaufdruck von 155 hPa.

5 Auslegung und Optimierungsansätze

Die in den vorangegangenen Kapiteln erläuterten Zusammenhänge liefern einfache Skalierungsbeziehungen, die zum Teil schon aus anderen Arbeiten bekannt sind, zum Teil aber auch neue Aspekte aufzeigen, die dem Entwickler Auslegungs- und Optimierungshinweise liefern.

5.1 Allgemeines zur Auslegung einer Gasentladungsstrecke

Die in Gleichung 3.41 eingeführte Beziehung für die mittlere „Überschußenergie“ eines Elektronenschwarms liefert eine einfache Abschätzung für die Stabilität einer Entladung. Die die minimale Ionisationsenergie übersteigende kritische Energie u_{krit} , die sich im Elektronenschwarm einstellen muß, um einen Lawineneffekt auszulösen, kann nach oben erwähnter Gleichung direkt angegeben werden:

$$\langle u_{\text{krit}} \rangle = \sqrt{\frac{\phi(0) du}{n_g a_I dr}} = \sqrt{\frac{\phi(0) e E_{\text{krit}}}{n_g a_I}}. \quad (5.1)$$

Bezeichnet man mit U_{krit} die Spannung in der Entladung, bei der gerade noch *keine* Gasverstärkung auftritt¹ und mit d_Q den Innendurchmesser des Quarzrohres, so ergibt sich aus Gleichung 5.1 ($E_{\text{krit}} \approx U_{\text{krit}}/d_Q$):

$$\langle u_{\text{krit}} \rangle \approx \sqrt{\frac{\phi(0) e U_{\text{krit}}}{n_g a_I d_Q}}. \quad (5.2)$$

Diese kritische Überschußenergie ist eine gasspezifische Größe und damit unabhängig von der speziellen Geometrie der Anordnung. Daher ergibt sich bei festgehaltener Spannung U_{krit} :

$$\langle u_{\text{krit}} \rangle = \text{const.} \sim \frac{1}{\sqrt{n_g d_Q}} \quad (5.3)$$

und damit das als Paschengesetz bekannte Stabilitätskriterium:

$$p \cdot d_Q = \text{const.} \quad (5.4)$$

Nach [10], [21] liegt der empirisch gefundene Wert für diese Konstante im Bereich:

$$300 \text{ hPa} \cdot \text{cm} \leq p_{\text{ein}} \cdot d_Q \leq 700 \text{ hPa} \cdot \text{cm}, \quad (5.5)$$

wobei mit p_{ein} der Einlaufdruck des Lasers gemeint ist.

1. In der positiven Säule einer Gasentladung muß ein solch nichtlineares Verhalten selbstverständlich vermieden werden.

Betrachtet man die Wirkungsquerschnitte für die Vibrationsanregung der asymmetrischen Längsschwingung (001), so ist die optimale Elektronenenergie für die effiziente Anregung des oberen Laserniveaus bei sehr niedrigen Energien zu finden (etwa 0,4 eV, siehe Abbildung 5.1). Der Hauptvorteil für die Zugabe von Stickstoff zum Lasergas liegt in dem relativ großen Wirkungsquerschnitt für die Vibrationsanregung der Stickstoffschwingung bei Elektronenenergien von 1,5 eV bis 3,5 eV, so daß die optimale mittlere Elektronenenergie durch die Zugabe von Stickstoff zu höheren Energien verschoben werden kann, die in selbständigen Entladungen typischerweise vorliegen.

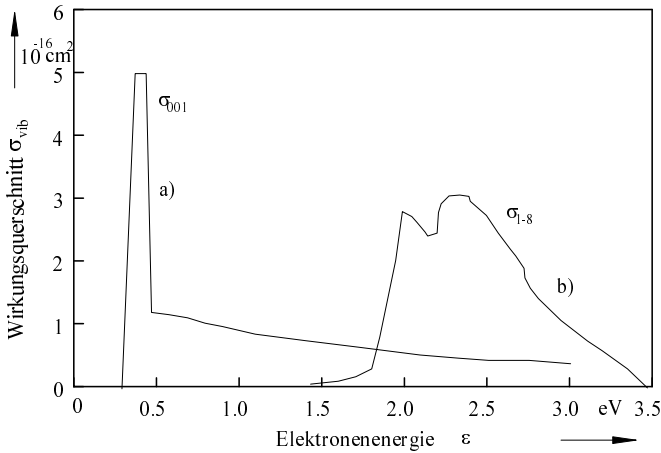


Abb. 5.1: Wirkungsquerschnitte (vereinfacht) für Vibrationsanregung durch Elektronenstoß nach [18] für
a) asymmetrische Längsschwingung des CO_2 und
b) die ersten 8 Schwingungszustände des Stickstoffs.

Für eine mittlere Energie von z.B. $\varepsilon_{\text{opt}} = 1,5 \text{ eV}$ ergibt sich nach Gleichung 3.28:

$$\left. \frac{E}{n_g} \right|_{\text{opt}} = 1,7 \cdot 10^{-16} \cdot \text{V cm}^2. \quad (5.6)$$

Für diese optimale Feldstärke errechnet man nach Gleichung 3.56 für den Ratenkoeffizienten:

$$k_{i-a} \big|_{\text{opt}} = 1,76 \cdot 10^{-14} \cdot \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \quad (5.7)$$

und schließlich mit Gleichung 4.2 den für diesen Fall optimalen Ionisierungsgrad:

$$\left. \frac{n_{e,s}}{n_g} \right|_{\text{opt}} = 5 \cdot 10^{-8}. \quad (5.8)$$

Wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist, ändert sich die reduzierte Feldstärke im stationären Zustand nur noch sehr geringfügig mit der elektrischen Leistungsdichte. Setzt man den Wert aus Gleichung 5.6 also in Gleichung 4.3 ein und hält diesen konstant, so erhält man eine quadratische Abhängigkeit der elektrischen Leistungsdichte von der Teilchendichte und daher bei konstanter Temperatur¹ eine quadratische Abhängigkeit vom Druck (Abbildung 5.2).

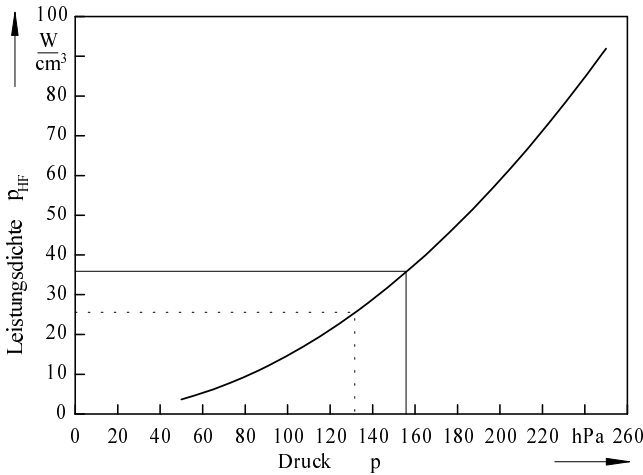


Abb. 5.2: Berechnete elektrische Leistungsdichte als Funktion des Drucks bei konstanter Temperatur ($T = 500 \text{ K}$).

Die unter sehr idealisierten Bedingungen gewonnene Relation liefert bereits eine recht gute Abschätzung für die sich in realen Lasern einstellenden Verhältnisse. Der durch die durchgezogenen Linien markierte Arbeitspunkt in Abbildung 5.2 entspricht den Verhältnissen, die man bei einem industriellen 4 kW-Laser vorfindet. Dort ergibt sich eine gemittelte elektrische Leistungsdichte von ca. 36 W/cm^3 bei einem Druck von 155 hPa . Aus dem theoretischen in Abbildung 5.2 angegebenen Verlauf ergibt sich ebenfalls ein Druck von ca. 155 hPa , d.h. der Hersteller hat hier optimale Bedingungen hinsichtlich der elektrischen Entladung gefunden. Die gestrichelte Linie beschreibt ein sehr spezielles, kompaktes Lasersystem, welches aus lediglich zwei Entladungsrohren mit relativ großen Durchmessern ($d_Q = 46 \text{ mm}$) besteht (siehe [10]). Hier wurden experimentell Optimalwerte bei einer Leistungsdichte von $p_{\text{HF}} = 25 \text{ W/cm}^3$ und einem Druck von $p = 145 \text{ hPa}$ erreicht. In Abbildung 5.2 ergibt sich für diese Leistungsdichte ein Druck von ca. 135 hPa . Die Abweichung vom experimentell ermittelten Optimal-

1. Sinnvoll ist hier eine Temperatur am Ende der Entladung zu wählen.

druck und dem theoretisch aus obiger Abbildung gefundenen Wert beträgt lediglich 7 %. Die quadratische Abhängigkeit der für einen stabilen Betrieb einkoppelbaren Leistungsdichte vom Druck wird bereits in [1] anschaulich hergeleitet. Einzige vereinfachende Voraussetzung dort ist die Annahme einer von der elektrischen Leistungsdichte unabhängigen reduzierten Feldstärke im Arbeitspunkt der Entladung. Diese Annahme findet man durch Gleichung 4.3 sowie Abbildung 4.6 bestätigt und ist, wie oben an zwei Beispielen gezeigt, auch in guter Übereinstimmung mit experimentellen Werten.

Für die Impedanzanpassung des Lasersystems an den Hochfrequenzsender ist der ohmsche Widerstand der Entladung für den Anwender von Interesse. Für die optimalen Bedingungen gilt:

$$R = \frac{U}{I} \Big|_{\text{opt}} \approx \frac{E d_Q}{I_E d_Q e n_e v_D \left(\frac{E}{n_g} \right) \Big|_{\text{opt}}} = \frac{1}{I_E} \cdot \frac{E/n_g \Big|_{\text{opt}}}{e \frac{n_e}{n_g} \Big|_{\text{opt}} \cdot v_D(E/n_g \Big|_{\text{opt}})} = \frac{4,66 \text{ k}\Omega \text{cm}}{I_E}. \quad (5.9)$$

Die Grenzschichtdicke der mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ angeregten Entladung kann nach [6] und [21] abgeschätzt werden:

$$d_{\text{Grenz}} = \frac{v_D(E/n_g)}{\omega}. \quad (5.10)$$

Der Verlauf der Grenzschichtdicke als Funktion der reduzierten Feldstärke ist für eine Anregungsfrequenz von $f = 13,56 \text{ MHz}$ in Abbildung 5.3 aufgetragen. Für die optimale reduzierte Feldstärke $E/n_g \Big|_{\text{opt}} = 1,7 \cdot 10^{-16} \cdot \text{Vcm}^2$ berechnet sie sich zu $d_{\text{Grenz}} = 0,6 \text{ mm}$.

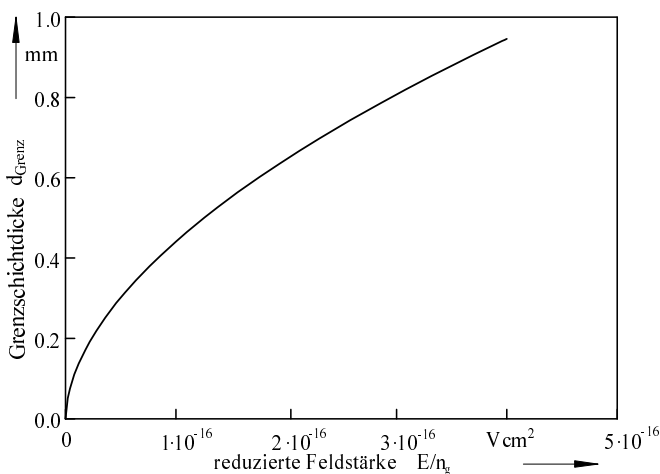


Abb. 5.3: Die Grenzschichtdicke in einer Hochfrequenzentladung bei einer Frequenz von $f = 13,56$ MHz.

5.2 Entladungsanordnung mit konstanter reduzierter Feldstärke

Für einen bestmöglichen Wirkungsgrad sollten die in Kapitel 5.1 angegebenen Optimalparameter entlang der gesamten Entladungsstrecke stets eingehalten werden. Die unvermeidliche Verlustleistung erzeugt in der Entladung jedoch einen Temperaturgradienten, der nicht nur für eine immer höher werdende thermische Besetzung des unteren Laserniveaus verantwortlich ist, sondern auch über die sich verringern- de Teilchendichte die reduzierte elektrische Feldstärke beeinflusst. Um die Feldstärke an die sich verändernde Teilchendichte anzupassen, kann der stabilisierende Luftspalt zwischen Elektrode und Quarzrohr entlang der z-Achse angepaßt werden ([3], [7], [21]). Zur quantitativen Beschreibung muß die Teilchendichte entlang der Strömungsrichtung bekannt sein.

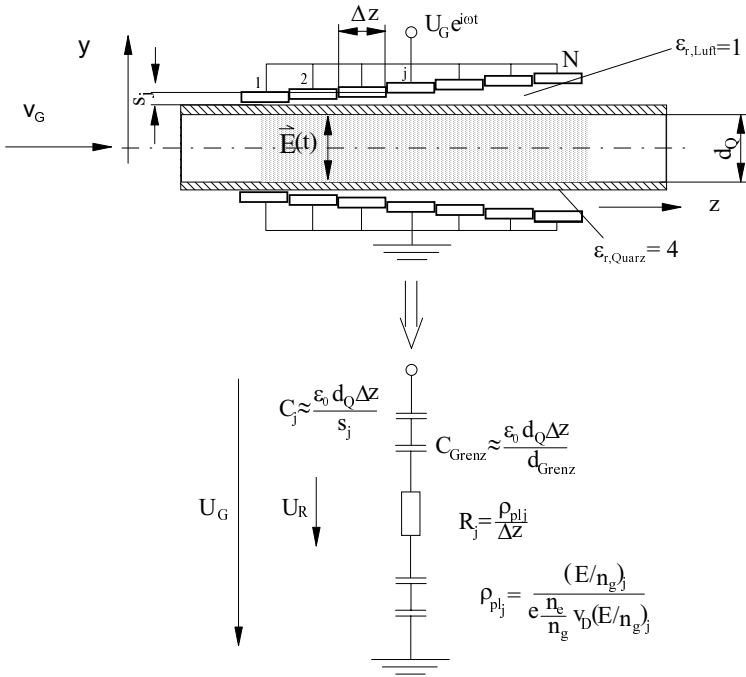


Abb. 5.4: Prinzipbild und elektrische Ersatzschaltung zur Berechnung der Elektrodenabhebung.

Für typische Entladungsbedingungen kann man in einfachster Näherung einen linearen Anstieg der Temperatur voraussetzen (siehe dazu auch [10]) und für nicht zu große Strömungsgeschwindigkeiten einen konstanten Druck annehmen. Die Temperatur am Ende der Entladung liegt sinnvollerweise nicht höher als 500 bis 600 K. Der Hauptgrund hierfür ist, daß selbst für hohe Ionisationsgrade keine ausreichende Kleinsignalverstärkung aufgrund der thermischen Überbesetzung des unteren Laserniveaus erzielt werden kann, wenn die obengenannten Temperaturen überschritten werden [1]. Mit den Bezeichnungen in Abbildung 5.4 kann geschrieben werden:

$$\frac{U_{R_j}}{R_j} = \frac{\frac{U_G R_j}{\left(\frac{1}{i\omega C_j} + \frac{1}{i\omega C_G} \right)}}{R_j + 2 \left(\frac{1}{i\omega C_j} + \frac{1}{i\omega C_G} \right)}. \quad (5.11)$$

Im Mittel stellt sich eine Spannung U_{Reff} ein, die, dividiert durch die Teilchendichte und den Quarzrohrdurchmesser, die reduzierte Feldstärke näherungsweise in der Entladung festlegt:

$$\frac{U_{\text{Reff}}}{n_g(T)d_Q} \approx \frac{E}{n_g(T)} = \frac{U_G/\sqrt{2}}{d_Q n_g(T)} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2(s_g + d_G)}{\epsilon_0 \omega d_Q R \Delta z} \right)^2}}. \quad (5.12)$$

Wegen $R \sim \frac{1}{\Delta z}$ wird durch Grenzwertbildung $\lim_{\Delta z \rightarrow 0} s_g \approx s(z)$.

Einsetzen der Gleichung 4.6 für den spezifischen Plasmawiderstand und Auflösen nach dem Luftspalt $s(z)$ liefert:

$$s(z) = \frac{\epsilon_0 \omega d_Q \left. \frac{E}{n_g} \right|_{\text{opt}}}{2e \frac{k_{i-a}(E/n_g|_{\text{opt}})}{k_r} v_D(E/n_g|_{\text{opt}})} \cdot \sqrt{\left[\frac{U_{G0}/\sqrt{2}}{d_Q p_{\text{ein}} \left. \frac{E}{n_g} \right|_{\text{opt}}} kT(z) \right]^2 - 1 - d_G}. \quad (5.13)$$

Aus der Forderung $s(0) = s_0 > 0$ ergibt sich die Minimalgeneratorspannung U_{G0} :

$$U_{G0} = \frac{\sqrt{2} d_Q p_{\text{ein}} E}{kT_0 \left. \frac{E}{n_g} \right|_{\text{opt}}} \sqrt{\left[\frac{2e \frac{k_{i-a}(E/n_g|_{\text{opt}})}{k_r} v_D(E/n_g|_{\text{opt}})(s_0 + d_G)}{\epsilon_0 \omega d_Q \left. \frac{E}{n_g} \right|_{\text{opt}}} \right]^2 + 1}, \quad (5.14)$$

wenn mit T_0 die Temperatur am Gaseinlauf bezeichnet wird. In Abbildung 5.5 ist der nach Gleichung 5.13 berechnete Luftspalt $s(z)$ für einen typischen Fall berechnet. Dabei wurde die Temperatur nach dem in [10] beschriebenen Verfahren berechnet. Bei einer Elektrodenlänge von $l_E = 15$ cm, einer elektrischen Leistung von $p_{\text{el}} = 1100$ W/Rohr und einem Gaseinlaufdruck von $p_{\text{ein}} = 155$ hPa können die mittlere Elektronenenergie und die sich ergebende reduzierte Feldstärke iterativ folgendermaßen berechnet werden:

- Bestimmung der Maximaltemperatur aus den Daten P_{el} , p_{ein} , m , l_E nach [10].
- Wegen der durch den Temperaturgradienten aufgeprägten Dichteänderung ist die elektrische Leistungsdichte ortsabhängig. Man nimmt nun eine mittlere Elektronenenergie an (ca. 1,4 eV). Daraus folgt die hierfür optimale reduzierte Feldstärke nach Gleichung 3.28.
- Durch Integration der elektrischen Leistungsdichte nach Gleichung 4.3 entlang der Strömungsachse kann $P_{\text{el, rech}}$ bestimmt werden.

$$P_{\text{el, rech}} = \frac{d_Q^2 \pi}{4} \cdot \int_0^{l_E} P_{\text{HF}} \left(n_g(z)^2, \left. \frac{E}{n_g} \right|_{\text{opt}} \right) dz. \quad (5.15)$$

- Variation der Elektronenenergie bis $P_{\text{el}} = P_{\text{el, rech}}$.

Hat man so ε_{opt} gefunden, liegen die restlichen Parameter fest. Für den hier angegebenen Fall ergibt sich

$$\varepsilon_{\text{opt}} = 1,46 \text{ eV}, \quad (E/n_g)_{\text{opt}} = 1,658 \cdot 10^{-16} \text{ Vcm}^2, \quad k_{i-a} = 1,2 \cdot 10^{-14} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}},$$

$$n_e/n_g = 3,5 \cdot 10^{-8}, \quad \text{und } R = 402 \, \Omega.$$

Man erkennt in Abbildung 5.5 einen nahezu linearen Zusammenhang zwischen Luftspalt und Entladungslänge z . Dies ist von großem Vorteil, da eine einfache Abhebung der Elektroden vom Entladungsrohr einen linearen Zusammenhang erzwingt und technisch besonders einfach herstellbar ist. In Abbildung 5.6 ist die Leistungsdichte als Funktion von z dargestellt. Die Forderung $E/n_g|_z = \text{const.}$ für optimale Anregungsbedingungen erzwingt also eine mit der Entladungslänge abnehmende Leistungsdichte, so daß es häufig sinnvoll ist, von dieser Forderung abzuweichen und einen Kompromiß einzugehen, nämlich bei einem konstanten stabilisierenden Luftspalt s_L eine Abweichung von der optimalen reduzierten Feldstärke in Kauf zu nehmen. Dies wird insbesondere bei großen absoluten Einkoppelleistungen und langen Entladungsrohren sinnvoll.

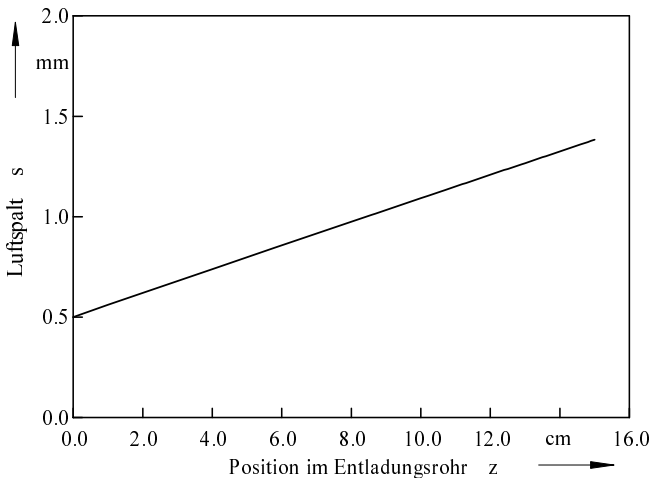


Abb. 5.5: Luftspalt als Funktion des Ortes entlang der Strömungsrichtung zur Konstanthaltung der optimalen reduzierten Feldstärke.

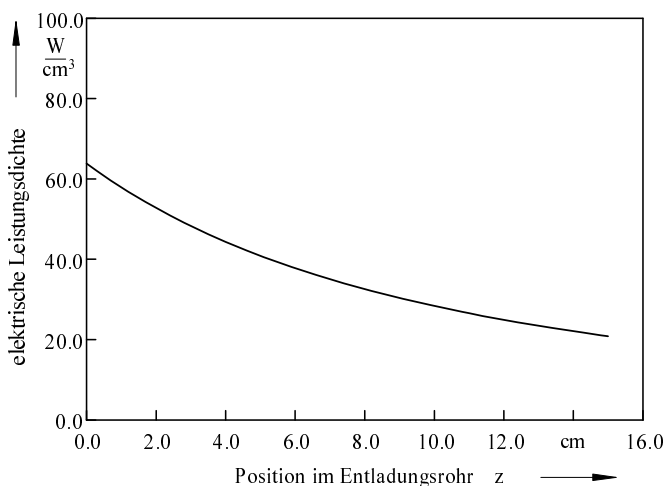


Abb. 5.6: Elektrische Leistungsdichte als Funktion vom Ort in der Entladung.

5.3 Feinabstimmung der Elektronenenergie

Für ein vorhandenes Lasersystem kann ein „Feintuning“ der Elektronenenergie über selektive Energiereduktion hochenergetischer Elektronen erfolgen. Dazu wird ein Additiv mit ausgeprägtem Ramsauerminimum im Bereich der optimalen Elektronenenergie verwendet. Die Edelgase Xe, Ar und Krypton weisen einen solchen Verlauf des Wirkungsquerschnitts für elastischen Elektronenstoß auf. In Abbildung 5.7 ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{Ar,el}(\varepsilon)$ aufgetragen, der von relativ großen Werten für große Elektronenenergien auf sehr kleine Werte abfällt, wenn die Elektronen die für eine effiziente Anregung richtige Energie besitzen. Dieses Additiv hat auf Elektronen mit der „richtigen Energie“ (der Vibrationsanregungsenergie) also wenig Einfluß, während für höhere Elektronenenergien die Wahrscheinlichkeit für elastische Stöße zunimmt und damit die Elektronenenergie selektiv reduziert werden kann (siehe auch [23]).

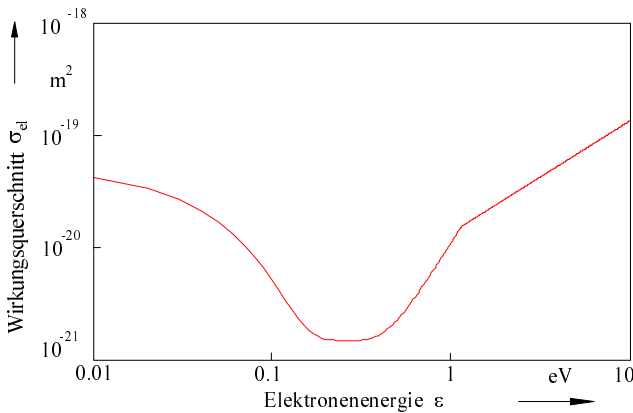


Abb. 5.7: Wirkungsquerschnitt für elastischen Elektronenstoß mit Argon ([22]).

In Abbildung 5.8 ist die normierte Ausgangsleistung eines Versuchslasers als Funktion der Argonkonzentration aufgetragen. Es wurde bei einer Zumischung von 2 % Argon zum Laser-gas (5:15:80, 110 hPa) eine Leistungssteigerung von 6 % erreicht. Ähnliche Ergebnisse werden in [24] berichtet. Bei einer weiteren Steigerung des Argongehaltes fällt die Laserleistung wieder ab. Dies hat im wesentlichen zwei Gründe: a) durch die sich mit steigendem Argongehalt vermindern- de Wärmeleitfähigkeit steigt die mittlere Temperatur mit der Argonkonzentra- tion und b) durch die selektive Reduktion der hochenergetischen Elektronen vermindert sich die Anzahl ionisierender Stöße, so daß sich die Elektronendichte mit steigendem Ar-Anteil reduziert.

Zwei Randbedingungen müssen erfüllt sein, wenn man dieses Additiv verwenden will:

- Die sich in der Entladung einstellenden Werte des Systems liegen *über* den in Kapitel 5.1 angegebenen Optimalwerten.
- Das von der Gasfördereinrichtung transportierte Gasvolumen darf nicht empfindlich vom Gasgemisch abhängen. Während die insbesondere bei der älteren CO_2 -Lasergeneration häufig verwendeten Rootspumpen ein vom Gasgemisch nahezu unabhängiges Fördervermögen aufweisen, ist die Förderleistung der in vielen modernen Gaslasern eingesetzten Radialverdichter stark vom Gasgemisch abhängig. Ganz allgemein steigt bei diesen Verdichtern der Wirkungsgrad, wenn das mittlere Molekulargewicht der Gas- mischung steigt.

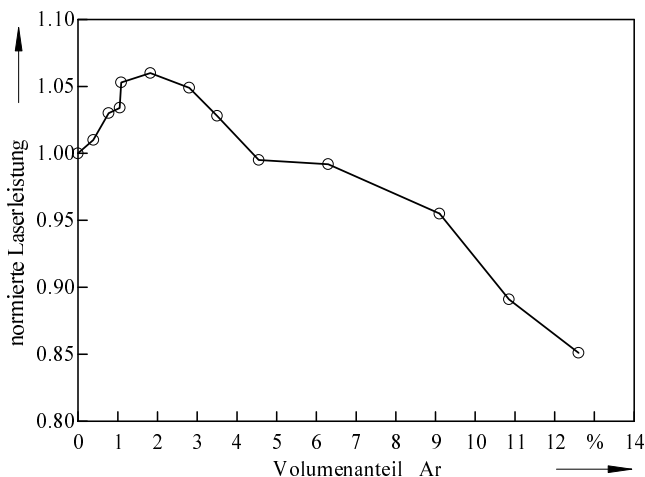


Abb. 5.8: Leistungssteigerung durch Argon-Additiv bei einem Versuchslaser.

5.4 Optimierte Leistungseinkopplung durch Vorionisation

Wie bereits in Kapitel 2.3.4 angesprochen, beeinflusst das Anlaufverhalten der Entladung sehr wesentlich die effektive Entladungslänge, die für eine effiziente Anregung des oberen Laserniveaus zur Verfügung steht. Dies insbesondere dann, wenn für einen hohen Anregungswirkungsgrad möglichst niedrige Feldstärken in der selbständigen Entladung angestrebt werden. Plaziert man daher vor der eigentlichen Entladungsstrecke kurze Vorentladungselektroden der Länge l_k mit einem gegenüber der Hauptentladung mit Luftspalt s_L vermindertem Luftspalt s_k (Abbildung 5.9), können dort höhere Feldstärken eingestellt werden, was zu einer im Vergleich zur Hauptentladung erhöhten Ionisationsrate führt. Die mit der Gasströmung transportierten freien Ladungsträger erhöhen die Startelektronendichte zu Beginn der Hauptentladung, so daß diese schon bei niedrigeren Leistungsdichten und reduzierten Feldstärken stabil durchzündet. Neben dem verbesserten Zündverhalten, welches bereits von R. Wagner (Verwendung eines Zündbügels direkt an der Hauptelektrode) in [9] erwähnt wird, kann der Gesamtwirkungsgrad des Lasers bei geschickter Abstimmung der Elektrodenlängen l_k und des Luftspalts s_k verbessert werden. Die bestmögliche Feinabstimmung dieser Vorelektroden kann nur experimentell erfolgen, da in das Zündverhalten die durch die Strömung erhöhte Diffusion der Ladungsträger eingeht, die in den meisten Fällen nicht genau bekannt ist¹. Für eine Abschätzung der geometrischen Verhältnisse kann man das Anlaufverhalten nach Gleichung 2.27 beschreiben.

1. In der Literatur (z.B.: [6], [9]) findet man verschiedene Angaben zur Erhöhung der Diffusion durch turbulente Strömung. Die dort genannten Faktoren liegen im Bereich zwischen 20 und 100.

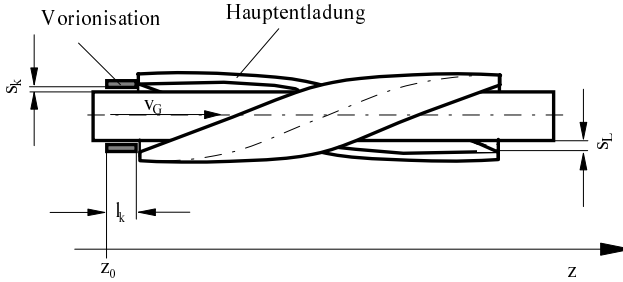


Abb. 5.9: Entladungsstrecke mit Vorentladung. Die spezielle Form der hier dargestellten Elektroden erhöht vor allem die optische Qualität der Gasentladungsstrecke durch rotationssymmetrische Einkopplung der elektrischen Leistung. Details und Auslegungskriterien werden in [10] ausführlich diskutiert.

Für einen ausreichend hohen Ratenkoeffizienten k_{i-a}^{vor} für Ionisation ergibt sich für die Vorentladung am Ort $z = z_0 + l_k$:

$$n_e(z) = n_{e0} \exp\left(\frac{k_{i-a}^{\text{vor}} n_g l_k}{v_G}\right). \quad (5.16)$$

Die Länge l_k dieser Vorelektroden sollte so klein wie technisch möglich ausgeführt werden. In der Hauptentladung ergibt sich nach Gleichung 4.2 die stationäre Elektronendichte zu

$$n_{e,s}^{\text{Haupt}} = \frac{k_{i-a}^{\text{Haupt}} n_g}{k_r}, \quad (5.17)$$

die nun bereits am Ende der kurzen Vorelektroden erreicht werden soll. Die dort herrschende Feldstärke kann durch den Luftspalt s_k beeinflusst werden. Sie sollte so gewählt werden, daß am Ende der Vorentladung bereits die für die Hauptentladung angestrebte stationäre Elektronendichte erreicht wird. Formal ausgedrückt bedeutet dies:

$$n_{e0} \exp\left(\frac{k_{i-a}^{\text{vor}} n_g l_k}{v_G}\right) = \frac{k_{i-a}^{\text{Haupt}} n_g}{k_r}. \quad (5.18)$$

Damit kann der hierfür notwendige Ratenkoeffizient bestimmt werden:

$$k_{i-a}^{\text{vor}} = \frac{v_G}{n_g l_k} \ln\left(\frac{k_{i-a}^{\text{Haupt}} n_g}{k_r n_{e0}}\right). \quad (5.19)$$

In typischen Gasentladungen ist der Wert des Logarithmus auf der rechten Seite in obiger Gleichung konstant. Die Ionisationsrate ist bei optimalen Bedingungen nur sehr schwach variabel. Das heißt $k_{i-a}^{\text{Haupt}} n_g \approx \text{const.}$ ¹. Damit ergibt sich durch Division von Gleichung 5.19 mit k_{i-a}^{Haupt} und Vernachlässigung der konstanten Faktoren:

$$\frac{k_{i-a}^{\text{vor}}}{k_{i-a}^{\text{Haupt}}} \sim \frac{v_G}{I_k}. \quad (5.20)$$

In erster Näherung kann für den Quotienten auf der linken Seite geschrieben werden:

$$\frac{k_{i-a}^{\text{vor}}}{k_{i-a}^{\text{Haupt}}} \sim \frac{E^{\text{vor}}}{E^{\text{Haupt}}} \sim \frac{s_L}{s_k}. \quad (5.21)$$

Dabei ergibt sich der Zusammenhang $E \sim 1/s$ näherungsweise aus Gleichung 5.12, wenn man die Grenzschichtdicke vernachlässigt und eine genügend große Ionisationsrate voraussetzt. Berücksichtigt man nun noch, daß zwischen dem Massenfluß \dot{m} und der Gasgeschwindigkeit v_G die Relation

$$v_G \sim \frac{\dot{m}}{n_g d_Q^2} \quad (5.22)$$

gilt, erhält man:

$$\frac{s_L}{s_k} \sim \frac{\dot{m}}{n_g d_Q^2 I_k}. \quad (5.23)$$

Für die hier diskutierten Entladungen gilt das Paschengesetz $n_g d_Q = \text{const.}$. Damit ergibt sich schließlich:

$$\frac{s_k}{s_L} \sim \frac{d_Q I_k}{\dot{m}}, \quad (5.24)$$

oder mit der Proportionalitätskonstanten a_s :

$$\frac{s_k}{s_L} = a_s \frac{d_Q I_k}{\dot{m}}. \quad (5.25)$$

Diese Proportionalitätskonstante wurde durch Versuche mit verschiedenen Hochfrequenzentladungen zu $a_s = 0,45 \frac{\text{g}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ ermittelt.

1. Dabei ist $k_r = \text{const.}$ vorausgesetzt.

So ergibt sich für die Entladungsanordnung, wie in Kapitel 3.3.2 beschrieben, bei einem Massenfluß von 2 g/s und einer Vorelektrodenlänge von 1 cm das Verhältnis der Luftspalte nach Gleichung 5.25 zu:

$$\frac{s_k}{s_L} = 0,36 .$$

Der Luftspalt der Hauptentladung beträgt bei dieser Anordnung 1 mm, der der Vorionisationselektroden $s_k = 0,4$ mm. In Abbildung 5.10 ist die Kleinsignalverstärkung als Funktion der elektrischen Leistung für zwei seriell hintereinanderliegende Entladungsrohre aufgetragen. Der dynamische stabile Leistungsbereich wird durch die Vorionisation, insbesondere für die schlechter zündende, stickstoffreichere Mischung, vergrößert. Der Absolutwert der Kleinsignalverstärkung kann um bis zu 5% gesteigert werden. In Abbildung 5.10 wird aber auch deutlich, wie wichtig das richtige Verhältnis s_k/s_L ist. Dort ist die Elektrodenkombination für das stickstoffärmere Gemisch optimiert (im Bild die runden Symbole). Die stickstoffreichere Mischung ist mit den gleichen Elektroden (also gleichbleibendem Verhältnis s_k/s_L) und dem gleichen Differenzdruck über der Entladungsstrecke betrieben worden, was zu einem höheren Massenfluß \dot{m} führt. Nach Gleichung 5.25 wäre unter diesen Bedingungen aber ein kleinerer Luftspalt s_k zu wählen, um eine ähnlich hohe Kleinsignalverstärkung zu erreichen. Der hier vorgestellte Optimierungsansatz ist technisch sehr einfach zu realisieren, so daß der Anwender durch Variation des Luftspaltes s_k sehr schnell Optimalwerte für die jeweils verwendete Gas-mischung experimentell ermitteln kann.

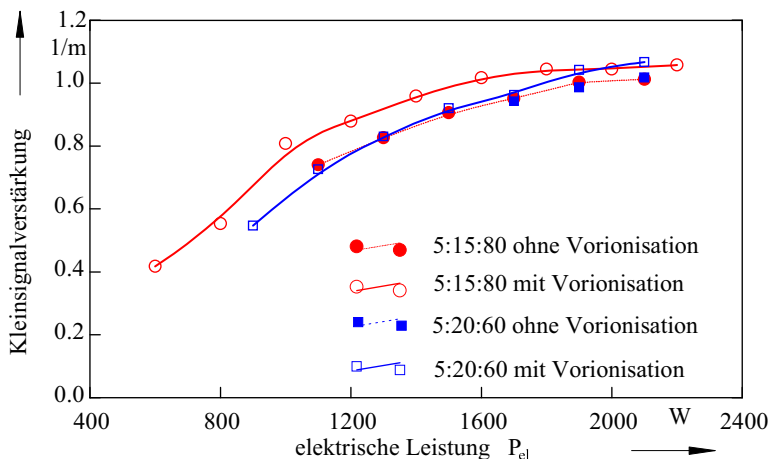


Abb. 5.10: Verminderung der minimal notwendigen Zündleistung und Effizienzsteigerung durch Vorionisation, $p_{ein} = 155$ hPa, $d_Q = 16$ mm, $\dot{m} = 2$ g/s.

In Abbildung 5.11 ist eine reale Entladungsstrecke mit Vorionisation dargestellt. Zur besseren Visualisierung der Vorionisation ist für dieses Foto der Abstand zwischen Vor- und Hauptelektroden etwas vergrößert. Natürlich ist für den realen Aufbau dieser Abstand nahezu Null.

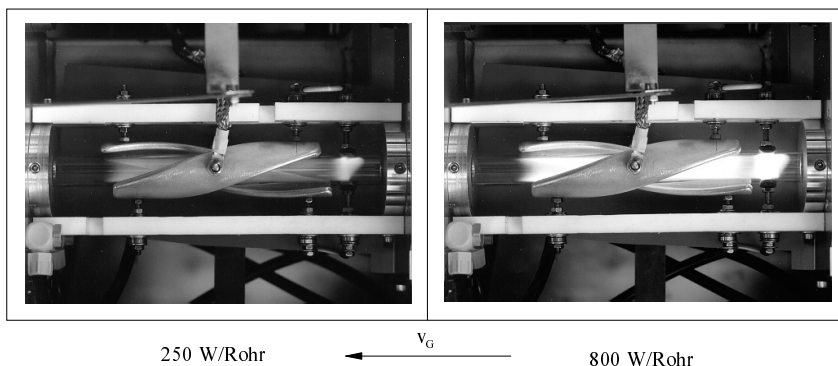


Abb. 5.11: Bild der hier vorgestellten Entladungsanordnung. Betriebsparameter im Text, Strömungsrichtung im Bild von rechts nach links.

Für ein anderes, spezielles, sehr kompaktes Hochleistungslasersystem ist die Laserausgangsleistung als Funktion der eingekoppelten elektrischen Leistung in Abbildung 5.12 dargestellt. Bei einem Quarzrohrinnendurchmesser von $d_Q = 46$ mm und einem Massenfluß von ca. 12 g/s ergibt sich aus Gleichung 5.25 bei einer Elektrodenlänge von $l_k = 20$ mm:

$$\frac{s_k}{s_L} = 0,35 .$$

Die maximale Laserausgangsleistung wird durch die Vorionisation bei einer um ca. 19% geringeren elektrischen Leistung erreicht und der Wirkungsgrad um 2,6 % erhöht. Bei einem Druck von $p_{\text{ein}} = 145$ hPa und einem Luftspalt $s_k = 5$ mm wird bei diesem System eine um 7,8 % höhere Ausgangsleistung und ein um 3,2 % höherer Wirkungsgrad erreicht (Abbildung 5.13).

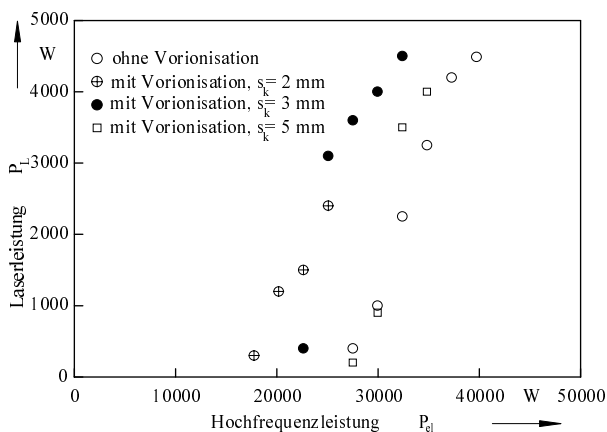


Abb. 5.12: Verringerung der Laserschwelle und Wirkungsgradsteigerung durch Vorionisation bei einem kompakten Hochleistungslasersystem. Länge der Vorelektroden $l_k = 20$ mm, Druck $p_{\text{ein}} = 165$ hPa, Luftspalt der Hauptentladung $s_L = 10$ mm.

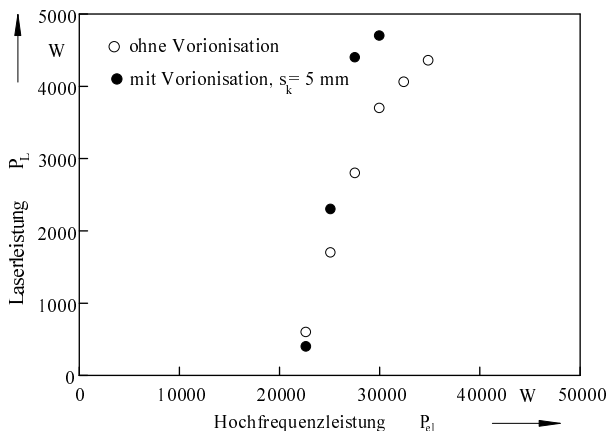


Abb. 5.13: Wirkungsgradsteigerung durch Vorionisation bei einem kompakten Hochleistungslasersystem. Länge der Vorelektroden $l_k = 20$ mm, Druck $p_{\text{ein}} = 145$ hPa, Luftspalt der Hauptentladung $s_L = 10$ mm.

6 Zusammenfassung/Ausblick

In dieser Arbeit werden experimentelle und theoretische Methoden zur Charakterisierung von CO_2 -Gasentladungen vorgestellt und diskutiert. Der Schwerpunkt liegt auf der Ermittlung von gaselektronischen Daten in dem für schnell längsgeströimte, hochfrequenzangeregte Laser relevanten Parameterbereich. Die Elektronendriftgeschwindigkeit wird als integrales Maß für die involvierten Stoß-, Anregungs- und Verlustprozesse identifiziert und analysiert. Mit dem Bau einer speziell für den typischen Druckbereich dieses Lasertyps ausgelegten Driftkammer wurde ein Meßinstrument entwickelt, mit dessen Hilfe bei sehr niedrigem Experimentieraufwand und Kosten sehr präzise und detaillierte Messungen schnell durchgeführt werden können. Insbesondere lassen sich die gasgemischabhängigen Zusammenhänge separieren und analysieren. Aufgrund dieser Untersuchungen werden analytische Näherungslösungen zur Beschreibung der Gasentladung gefunden.

Die Elektronendriftgeschwindigkeit skaliert mit der reduzierten Feldstärke exponentiell mit einem Exponenten von 55/100. Daher ist die Elektronenbeweglichkeit μ_e *nicht* konstant wie vielfach in der Literatur angenommen wird. Besonders bemerkenswert ist, daß sich die Elektronendriftgeschwindigkeit für die typischen Gasgemischverhältnisse eines CO_2 -Lasers als Funktion der reduzierten Feldstärke kaum unterscheiden, so daß hier ein einfacher Ausdruck für alle Gasgemische angegeben werden kann. Durch die Anpassung der Parameter Energieverlust pro Stoß und freie Weglänge werden aus den Meßkurven zur Driftgeschwindigkeit die Parameter zur Berechnung der mittleren Elektronenenergie als Funktion der reduzierten Feldstärke gefunden. Damit kann die mittlere Energie der Elektronen in einer Entladung als Funktion der reduzierten Feldstärke bzw. des gasdynamischen Zustands in guter Näherung analytisch angegeben werden.

Ein weiterer Effekt, der mit der Driftkammer analysiert wird, ist der Avalancheeffekt bzw. die Gasverstärkung. Mit Hilfe dieser Größe werden analytische Ausdrücke für den Ratenkoeffizienten der Ionisation/Anlagerung gefunden. Der Einfluß von Additiven wird untersucht und quantifiziert. Die gewonnen Erkenntnisse werden in realen Gasentladungen verifiziert.

Durch eine einfache Messung mit einem Plattenkondensator werden die sich einstellenden Elektronendichten in einer Lasergasentladung ermittelt. Mit Hilfe dieser Messung wird der Ratenkoeffizient für Rekombination ermittelt, der für diese Entladungsbedingungen nahezu unabhängig von der eingekoppelten Leistung und dem Gasgemisch ist.

Die hier gefundenen Erkenntnisse ermöglichen dem Entwickler eine einfache Abschätzung der gaselektronischen Eigenschaften der Entladung und des Einflusses diverser Parametervariationen auf die Lasereigenschaften. Die Verwendung von Additiven wird in zwei speziellen Fällen diskutiert. Durch die Zugabe von 2% Argon zum Lasergas können hochenergetische Elektronen selektiv in ihrem Energieinhalt reduziert werden. Dies kann bei CO_2 -Lasern bei Entladungsbedingungen mit relativ hoher stationärer Feldstärke erfolgreich zur Effizienzsteigerung ausgenutzt werden. Die Zugabe von 2% Argon zu einem Lasergasgemisch führte bei den oben genannten Bedingungen zu einer Leistungssteigerung von 6%. Dabei muß die Transportcharakteristik der Gasfördereinrichtung berücksichtigt werden, die im ungünstigsten Fall diesen

positiven Aspekt kompensiert. Durch die Beimischung von 2% Isobutan kann die reduzierte Feldstärke in der Gasentladung effizient vermindert werden. Die kritische Leistungsdichte wird zudem durch dieses Additiv erhöht.

Eine Elektrodenkombination aus kurzen Elektroden mit geringem stabilisierenden Luftspalt zur Vorionisation und stärker abgehobenen langen Elektroden für die Hauptentladung ist ein sehr effizienter, technisch einfacher Schritt, die Lasereigenschaften hinsichtlich Wirkungsgrad und Zündverhalten zu optimieren.

Mit Hilfe der in dieser Arbeit erarbeiteten Näherungslösungen ist eine einfache Skalierung der wichtigsten, die CO_2 -Gasentladung charakterisierenden Größen möglich. Die hier entwickelten Meßverfahren erfordern keine spezielle experimentelle Ausrüstung, so daß die hier vorgestellten Untersuchungen im Detail auch in rauher Industrieumgebung eingesetzt werden könnten, um z.B. im Laserbetrieb die wichtigsten Entladungsparameter Elektronendichte, Gasgeschwindigkeit oder elektrische Leistungsdichte zu ermitteln.

Die hier angegebenen funktionalen Zusammenhänge können verwendet werden, um theoretische Ansätze zu verifizieren. So müssen theoretische Analysen der Grenzschichtphysik - in der die Zweitermnäherung der Boltzmann-Gleichung nicht mehr gültig ist - auch die in Kapitel 3.2 beschriebene Gasverstärkung für hohe Feldstärken quantitativ richtig wiedergeben.

Literaturverzeichnis

- [1] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser: Eine Einführung*. Stuttgart: Teubner, 1992 (Teubner Studienbücher Maschinenbau).
- [2] NIGHAN, W. L.: *Electron energy distributions and collision rates in electrically excited N_2 , CO and CO_2* . Phys. Rev. A 2 (1970) S. 1989.
- [3] GRÜNEWALD, K.; M.: *Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströmten CO_2 -Lasern*. Universität Stuttgart, Dissertation, 1994.
- [4] HOLETZKE, E.: *Theoretische Modelluntersuchungen in längsgeströmten CO_2 -Lasern mit Hochfrequenzanregung*. In: Interner Bericht der DFVLR (IB 441-003/85), Institut für Technische Physik, 1985.
- [5] RAIZER, YURI P.: *Gas discharge physics*. Berlin: Springer, 1987.
- [6] WESTER, R.: *Hochfrequenzgasentladungen zur Anregung von CO_2 -Lasern*. RWTH Aachen, Dissertation, 1987 (Fakultät für Maschinenwesen).
- [7] BREINING, K.: *Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO_2 -Hochleistungsgaslaser*. Forschungsberichte des IFSW, B. G. Teubner, Stuttgart 1996.
- [8] WIESEMAN, K.: *Einführung in die Gaselektronik*. Stuttgart: Teubner, 1976. (Teubner Studienbücher Physik).
- [9] WAGNER, R.: *Einfluß des elektrischen Feldes auf die HF-angeregte CO_2 -Lasergasentladung*. RWTH Aachen, Dissertation, 1992 (Fakultät für Maschinenwesen).
- [10] PFEIFFER, W.: *Fluidmechanisch und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO_2 -Hochleistungslaser*. Forschungsberichte des IFSW, B. G. Teubner, Stuttgart 1998.
- [11] PALLADINO, V.; SADOULET, B.: *Application of the classical theory of electrons in gases to multiwire proportional and drift chambers*. Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-3013 (1974).
- [12] KLEINKNECHT, K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Stuttgart: Teubner, 1992.
- [13] BURKHARDT, D.: *Design und Realisierung einer Driftkammer zur Optimierung industrieller CO_2 -Hochleistungslaser*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, IFSW-Nr. 96/18, 1995.
- [14] ANDERHUB, H.; DEVEREUX, M.J., SEILER, P.G.: *On a new method for testing and calibrating ionizing particle detectors*. NIM 166 (1979), S. 581.

- [15] BOUROTTE, J.; SADOULET, B.: *Ionization of multiwire proportional chamber gas by double photon absorbtion*. NIM 173 (1980), S. 463.
- [16] ROSE, M. E., KORFF, S. A.: *An Investigation of the Properties of Proportional Counters..* Physical Review 59 (1941),S. 850.
- [17] ZHAO, T., CHEN, Y., HAN, S., HERSCH, J.: *A Study of electron drift velocity in Ar-CO₂ and Ar-CO₂-CF₄ gas mixtures*. Nuclear Instruments and Method in Physic Research, A 340 (1994), S. 485.
- [18] WITTEMAN, W.J.: *The CO₂ Laser*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987.
- [19] LANGMUIR, I., MOTT-SMITH, H.M.: *Studies of electric discharges in gases at low pressu-res*. Gen. Elec. Rev. 27, S. 449 (1924).
- [20] ALBRECHT, V.: *Langmuir-Sondenmessungen in HF-angeregten Gasentladungen*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, IFSW-Nr. 95/36, 1995.
- [21] PAUL, R.: *Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströimte CO₂-Laser*. Forschungsberichte des IFSW, B. G. Teubner, Stuttgart 1994.
- [22] SCHULZ, G.; GRESSER, J.: *A study of transport coefficient in some gases used in propor-tional and drifichambers*, NIM 151 (1978) S. 413.
- [23] SCHMITZ, C., PFEIFFER, W., GIESEN, A., HÜGEL, H.: *Optimization of power deposition in RF-excitated CO₂-lasers by adding gas additives to the laser gas mixtures*. In: Baker, Hall (Hrsg.), 11 th International Conference on Gas flow and Chemical Lasers and High Power Lasers. SPIE, Edingburgh, 1996, S.190 (Proc. SPIE Vol. 3092).
- [24] CHATTERJEEE, T.; SEHGAL, S.K.; CHATTERJEE, U.K.: *An inexpensive method of efficiency improvement in fas axial flow , high-power cw CO₂ lasers by the addition of argon*. Optics and Laser Technology. Vol. 23, No. 2, 1991 S. 121.

Danke

an die vielen Menschen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Bitte verzeiht mir, wenn ich Euch nicht alle namentlich erwähne.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mir immer wohlwollend und hilfreich zur Seite standen. Ganz herzlichen Dank an meine Frau Elvira. Ohne Deine Ermutigung wäre ich diesen Weg nicht gegangen.

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. H. Hügel, möchte ich ganz aufrichtig dafür danken, daß er durch seine unermüdliche Arbeit für mich optimale Bedingungen an seinem Institut geschaffen hat. Für Ihre aufrichtige Anteilnahme und der motivierenden Begleitung meiner wissenschaftlichen Arbeit möchte ich mich ganz herzlich bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. A. Giesen für das in mich gesetzte Vertrauen. Die abendlichen fachlichen Diskussionen werden mir immer in angenehmer Erinnerung bleiben. Ich denke gerne an die gemeinsam durchgeführten Arbeiten zurück.

Herrn Dr. Wolfgang Pfeiffer ist es zu verdanken, daß mein Einstieg in die Materie so reibungslos verlief. Es ist mir bewußt, daß Du ganz besonders zu den optimalen Arbeitsbedingungen am Institut beigetragen hast. Herrn Dr. Klaus Breining gilt mein Dank für die vielen fachlichen Diskussionen und die technische Beratung.

Herrn Werner Hennig und Herrn Manfred Frank und seinen Mitarbeitern schulde ich Dank für die technische Unterstützung und die vielen Hilfen, ohne die die Umsetzung vieler Ideen nicht möglich gewesen wäre.

Schließlich seien noch die Herren Dipl.-Ing. Rüdiger Mästle und Dipl.-Ing. Julian Sigel erwähnt, die wesentlich zum guten Arbeitsklima beigetragen haben.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. U. Schumacher für sein Interesse und die Bereitschaft das Koreferat zu übernehmen bedanken.

Horb im Mai 2000

Christian Schmitz

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

Zoske, Uwe

Modell zur rechnerischen Simulation von
Laserresonatoren und Strahlführungssystemen
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

Goritz, Michael

Adaptive Optik und Sensorik im
Strahlführungssystem von
Laserbearbeitungsanlagen
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende
Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen
beim CO₂-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas

Arbeiten zur Optimierung des
Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

Borik, Stefan

Einfluß optischer Komponenten auf die
Strahlqualität von Hochleistungslasern
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell
längsgeströimte CO₂-Laser
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit
Steuerung der Polarisationsrichtung
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

Frederking, Klaus-Dieter

Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter
Lotdrahtzufuhr
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

Grünwald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in
längsgeströimten CO₂-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin

Optimierung von Verfahren der
Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger
Pulverzufuhr
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

Arnold, Johannes M.

Abtragen metallischer und keramischer
Werkstoffe mit Excimerlasern
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

Holzwarth, Achim

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in
Excimerlasern
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

Dausinger, Friedrich

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und
Prozeßeffektivität
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

Meiners, Eckhard

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und
Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als
zweistufiger Prozeß
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

Beck, Markus

Modellierung des Lasertiefschweißens
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von
Gasentladungsstrecken für CO₂-
Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebsch, Jürgen

Grundlagenuntersuchungen zur
Qualitätssicherung beim gepulsten
Lasertiefschweißen
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

Krepulat, Walter

Aerodynamische Fenster für industrielle
Hochleistungslaser
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden
dünner Bleche mit CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane

Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch
Strahlkombination beim Laserschweißen
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

Gross, Herbert

Propagation höhermodiger Laserstrahlung und
deren Wechselwirkung mit optischen Systemen
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

Rapp, Jürgen

Laserschweißsignung von Aluminiumwerkstoffen
für Anwendungen im Leichtbau
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

Wittig, Klaus

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-5

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

Wiedmaier, Matthias

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

Bloehs, Wolfgang

Laserstrahlhärten mit angepaßten Strahlformungssystemen
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

Bea, Martin

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

Stöhr, Michael

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

Plaß, Wilfried

Zerstörschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Molybdän
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

Krupka, Rene

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

Pfeiffer, Wolfgang

Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

Volz, Robert

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

Bartelt-Berger, Lars

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

Müller-Hummel, Peter

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspaltung
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

Rohde, Hansjörg

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

Huonker, Martin

Strahlführung in CO₂-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

Callies, Gert

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

Schubert, Michael E.

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

Kern, Markus

Gas- und magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas

beim Abtragen und Schweißen

2000, 146 Seiten, ISBN 3-89675-712-1