



Klaus Trampert
**Ladungstransportmodell dielektrisch
behinderter Entladungen**



universitätsverlag karlsruhe

Klaus Trampert

Ladungstransportmodell dielektrisch behinderter Entladungen

Ladungstransportmodell dielektrisch behinderter Entladungen

von
Klaus Trampert



universitätsverlag karlsruhe

Dissertation, Universität Karlsruhe (TH)
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, 2008

Impressum

Universitätsverlag Karlsruhe
c/o Universitätsbibliothek
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe
www.uvka.de



Dieses Werk ist unter folgender Creative Commons-Lizenz
lizenziert: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Universitätsverlag Karlsruhe 2009
Print on Demand

ISBN: 978-3-86644-308-2

Ladungstransportmodell dielektrisch behinderter Entladungen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für

Elektrotechnik und Informationstechnik

der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Klaus Erhard Trampert

geboren in Mannheim

Tag der mündlichen Prüfung: 14.02.2008

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. W. Heering

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. T. Leibfried

*Für Gina,
Clara und Lars*

*Unendlich ist die Wirkung des Lichtes.
Sie erstreckt sich auf Verstand und Vernunft*

Eckartshausen

Dank

Diese Arbeit entstand am Lichttechnischen Institut der Universität Karlsruhe (TH) in der Arbeitsgruppe Plasma- und UV- Technologien unter der Leitung von Herrn Prof. Dr.-Ing. Heering.

Die erste Hälfte dieser Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des BMBF im Rahmen des Verbundprojektes *Energieeffiziente quecksilberfreie Niederdrucklampen - FKZ 13N8154* ermöglicht. Die zweite Hälfte der Arbeit wurde von *Saint Gobain Glass France* im Rahmen des Industrieforschungsprojektes *Planilum* finanziert.

Den beiden Wegbereitern, Herrn Prof. Dr.-Ing. Neiger und Herrn Prof. Dr.-Ing. Heering gilt mein besonderer Dank für das entgegengebrachte Vertrauen und die wissenschaftliche Freiheit bei der Ausgestaltung dieser Arbeit. Im gleichen Atemzug möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Lemmer, dem Institusleiter des Lichttechnischen Instituts, für die vielfältige Unterstützung bedanken. Mein weiterer Dank gilt all den Unterstützern der beteiligten Projektpartner. Zum einem dem Team von Berger Glas Licht Metall und zum anderen den gesamten Planilum Team bei Saint Gobain Glass in Frankreich.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei meinen Mithelfern Mark Paravia, Hans-Peter Daub und Rüdiger Daub, die mit ihren Arbeiten entscheidende Beiträge zum Gelingen dieses Werkes geleistet haben. Diese wissenschaftlichen Arbeiten wären aber ohne die fachkundige Umsetzung der Ideen durch unseren Glasbläser Herrn Kleiner oder die Hilfe der mechanischen Werkstatt von Herrn Süttsch nicht möglich gewesen. Bei kleineren Auf- und Umbauten war auf die schnelle Umsetzung durch meinen Hiwi, Sönke Rogalla, dem Mc. Gyver des LTI, immer Verlass. Für die geistige Zerstreung zwischendurch gilt mein Dank den, für alle Diskussionen offenen, Kollegen Robert Sängler und Stefan Pieke sowie der Kaffeerrunde des LTI.

Ein ganz besonderer Dank gilt auch meinen Eltern für ihren Rückhalt, sowie meiner Familie die mir immer wieder half die wirklich wichtigen Dinge im Leben zu sehen.

Inhalt

1 Einleitung	5
2 Excimere	11
2.1 Anforderungen.....	13
2.2 Xenon Excimer (Xe_2^*).....	14
2.2.1 Anregung.....	16
2.2.2 Relaxation.....	17
2.2.3 Excimerbildung.....	18
3 Dielektrisch behinderte Entladung - DBE	19
3.1 Eigenschaften.....	19
3.2 Strahler.....	22
3.2.1 Koaxialstrahler.....	23
3.2.2 Flachstrahler.....	24
3.3 Elektrodenkonfigurationen.....	25
3.4 Zündmechanismen.....	28
3.5 Entladungsformen.....	29
4 Elektrisches Modell der DBE	33
4.1 Bekannte elektrische Modelle.....	34
4.2 Modell mit Ladungsbeschreibung.....	38
4.2.1 Annahmen.....	39
4.2.2 Theorie.....	41
4.2.3 Grenzbetrachtung.....	43
4.3 Phasen der Entladung.....	46
4.3.1 Zündphase.....	47
4.3.2 Entladungsphase.....	49
4.3.3 Afterglowphase.....	50
5 Messmethoden	51
5.1 Innere elektrische Größen.....	51
5.1.1 Theorie der inneren elektrischen Größen.....	52
5.1.2 Unsicherheiten und Kontrollmöglichkeiten.....	56
5.2 Strahlungsflussbestimmung.....	59
5.2.1 Bestimmung des Strahlungsflusses mit Goniophotometer.....	60
5.2.2 Abschätzung des Strahlungsflusses aus Leuchtdichte.....	64
5.3 Transmissionsmessung im VUV-Bereich.....	65

6	Messaufbau	67
6.1	Betriebsgeräte.....	68
6.1.1	Sinusgenerator	70
6.1.2	Bipolarer Pulsgenerator	71
6.1.3	Unipolarer Pulsgenerator	72
6.2	Optische Diagnostik	73
6.2.1	Kurzzeitfotographie	74
6.2.2	VUV-Spektrometer	75
6.2.3	VUV-NIR-Goniophotometer	76
6.2.4	VUV-Transmissionspektrometer	81
6.3	Elektrische Diagnostik	82
6.4	Mess-Strahler	86
6.4.1	VUV-Koaxialstrahler aus Quarzglas	86
6.4.2	VIS-Flachstrahler mit Leuchtstoff	88
6.5	Füllungstechnologie	90
6.5.1	Anforderungen von Xe ₂ [*] -DBE-Strahlern	90
6.5.2	Füllstand des Messaufbaus	92
6.5.3	Füllstand für Lampen	94
7	Xe-Excimer-Emission	97
7.1	Xe ₂ [*] -Spektrum.....	98
7.2	Relation VUV zu NIR	106
7.2.1	Einfluss der Betriebsart.....	107
7.2.2	Einfluss des Fülldrucks	110
7.2.3	Aussagemöglichkeiten des VUV/NIR-Verhältnisses	113
7.3	Plasma-Effizienz	114
7.4	Räumliche Verteilung	116
8	Betriebsarten	119
8.1	Sinusbetrieb.....	119
8.1.1	Innere elektrische Größen.....	120
8.1.2	Einfluss der Lampenspannung.....	128
8.2	Unipolarer Pulsbetrieb	135
8.2.1	Innere elektrische Größen.....	136
8.2.2	Einfluss der Pulsbreite	144
9	Diskussion	149
9.1	Modell mit Ladungsbeschreibung.....	149
9.2	Vergleich der Betriebsarten.....	150

9.3 Zusammenfassung	154
9.4 Ausblick.....	156
10 Anhang	157
10.1 Abkürzungen.....	157
10.2 Literatur.....	160

1 Einleitung

Schon das erste elektrisch erzeugte Licht wurde zur Eigenwerbung genutzt. Im Jahre 1854 zog Heinrich Göbel mit einem Pferdewagen durch die Straßen von New York, den er mit seiner Erfindung, der elektrischen Glühlampe, beleuchtete. Diese Lampen waren jedoch in ihrer Leuchtkraft noch so schwach, dass die von ihm erhoffte Werbewirkung nicht eintrat und die Erfindung des elektrischen Lichtes heute Thomas Alva Edison zugeschrieben wird (Edison 1880; Gut 1974).

Parallel zur Entwicklung der Glühlampe verlief die Entwicklung von Leuchtröhren. Zu Beginn des 20. Jahrhunderts bauten Moore-Mac Farlan die ersten Leuchtröhren. Der entscheidende Durchbruch in der Entwicklung der Leuchtröhren war die Entwicklung der Elektroden. 1915 erkannte Claude, dass die Strombelastung der Elektrode unter eine bestimmte Stromdichte zu bringen ist, um Sputterprozesse zu vermeiden. Der Wirkungsgrad der Entladung konnte mit Hilfe der Leuchtstoffe entscheidend verbessert werden, da mit ihnen auch die Resonanzstrahlung der Hg-Entladung genutzt wird. Der erste Einsatz von Leuchtstoffen erfolgte zu Beginn der 1930er Jahre. (Gut 1974)

Durch stetige Forschung und Weiterentwicklung konnte die Hg-Niederdruckentladung immer weiter verbessert werden. Heute erhältliche Leuchtstoffröhren in der Allgemeinbeleuchtung sind milliardenfach im Einsatz und erreichen Wirkungsgrade von über 100 lm/W (Osram 2005; Philips 2005).

In der Lichtwerbung kommen heute hinterleuchtete Transparente oder Reliefbuchstaben zum Einsatz. Hauptvorteil der Reliefbuchstaben ist ihre ähnliche Tag- und Nachtwirkung. Bild 1.1 zeigt solch eine Anlage in ihrer Tagwirkung. Bei diesen Lichtwerbungsanlagen werden transluzente, farbige Kunststoffscheiben mit speziell gebogenen Hochspannungsleuchtstoffröhren gewünschter Farbe hinterleuchtet. In diesen Leuchtröhren wird, wie in der Allgemeinbeleuchtung, eine Hg-Niederdruckentladung betrieben. Die von der Entladung hauptsächlich emittierte Resonanzstrahlung im UV-Bereich wird durch einen im Rohr aufgebrachtten Leuchtstoff in den gewünschten sichtbaren Spektralbereich transformiert.

Die Herstellung von Leuchtröhren für Lichtwerbungsanlagen ist eine rein handwerkliche Tätigkeit. Zur Füllung der Lampen wird die benötigte Menge Quecksilber (Hg) mit Spritzen manuell eingefüllt, was oft zu einer nicht reproduzierbaren Dosierung führt. Eine Überdosierung der Hg-Menge im Plasma kann aufgrund des sich selbst einstellenden Dampfdruckes, welcher durch die kälteste Stelle des Rohres bestimmt wird, nicht stattfinden. Überschlägige Berechnungen der Branche zeigen, dass allein in Deutschland der Quecksilberverbrauch für

Lichtwerbungsanlagen ca. eine halbe Tonne reines Hg pro Jahr beträgt. Durch die hoch automatisierten und damit besser dosierbaren Füllungstechnologien in der Fertigung von Leuchtstoffröhren der Allgemeinbeleuchtung wird trotz der um Größenordnungen höheren Stückzahlen weniger Hg benötigt. (Lehmann 2001)



Bild 1.1 Reliefbuchstabe einer Lichtwerbungsanlage

Größter Verlustfaktor einer Lichtwerbungsanlage sind die verwendeten Lichtkästen mit farbigen Acrylplatten zur Homogenisierung des Lichtes. Unter optimalen Bedingungen liegt der Verlust in diesen Kästen bei „nur“ 80%. Eine Verbesserung der Lichtausbeute und damit des Wirkungsgrades muss daher anstreben die Verluste der notwendigen Homogenisierung durch die farbige transluzente Abdeckung zu verringern oder sie ganz zu eliminieren. Der hierfür bisher notwendige Lichtkasten als nicht unerheblicher Kostenfaktor sollte auch entfallen können.

Die Anforderungen an Lichtquellen für Werbezwecke unterscheiden sich von denen der von Effizienz geprägten Anforderungen der Allgemeinbeleuchtung. Bei Beleuchtungsquellen steht die Lichterzeugung im Vordergrund, bei Lichtwerbungsanlagen hingegen die Wirkung auf den Betrachter. In der folgenden Liste sind die wesentlichen Anforderungen für Lichtwerbungsanlagen kurz zusammengefasst.

- Lange Lebensdauer
- Hoher elektrischer Gesamtwirkungsgrad
- In beliebiger Farbe homogen selbstleuchtende Flächen
- Hg-frei aus Umweltschutz- und Gefahrengründen

- Geringe Bautiefe der Lampe zur leichten Integration in Fassaden

Wichtigste Anforderung ist die lange Lebensdauer der Anlage, damit die hohen Investitionskosten und unter Umständen auch hohen Installationskosten sich über einen langen Zeitraum abschreiben lassen. Bei ungünstigen Bedingungen können die Installationskosten die Herstellungskosten weit übersteigen, wenn bei der Montage der Einsatz von Fassadenkletterern oder aufwändige Kraneinsätze notwendig werden.

Sucht man nach alternativen Lichtquellen für Lichtwerbungszwecke, so muss man die erwähnten Anforderungen berücksichtigen. Da in den letzten Jahrzehnten eine Reihe von neuen Lichtquellen auf den Markt gekommen sind, werden diese neuen Technologien auf einen Einsatz für Lichtwerbungszwecke bewertet.

LED sind durch die rasante Entwicklung am Markt in Helligkeits- und Wirkungsgradbereiche vorgestoßen, die sie als alternative Lichtquelle interessant erscheinen lassen. Sie finden heute schon verstärkt Einsatz in der Lichtwerbung. Leider kann aufgrund des Punktlichtcharakters der Quelle nicht auf den Leuchtkasten zur Homogenisierung verzichtet werden.

Als neue Lichtquelle für Lichtwerbungszwecke werden in Zukunft sicherlich auch die organischen LED (OLED) eingesetzt. Mit dieser Technologie ist es grundsätzlich möglich, flächige, dünne und helle Lichtquellen herzustellen. Leider sind die bisher erreichte Lebensdauer, Helligkeit und Fläche noch zu gering, um an einen Einsatz in der Lichtwerbung zu denken.

Eine ebenfalls dünne und flächige Lichtquelle stellt die Elektrolumineszenz-Folie, kurz EL-Folie, dar. Diese erzeugt, wie die LED, Licht in einem Halbleiterübergang, wobei hier der Halbleiter als Pulver. Vorteil dieser Lichtquellentechnologie ist ihre freie Formbarkeit, da die Kristalle auf flexible Substrate aufgebracht werden können. Aufgrund der flächig ausgeführten Elektroden kann man diese Folien nach Belieben mit einer Schere zuschneiden. Diese Folien wurden um die Jahrtausendwende entwickelt und sollten die Lichtwerbung revolutionieren (Schiller 2002). Leider können sie bis heute keine ausreichenden Leuchtdichten erzeugen, so dass diese Folien bisher nur in wenigen Anwendungen verwendet werden.

Mit der dielektrisch behinderten Entladung (DBE) ist es möglich, Leistungsdichten einer Gasentladungslampe mit der flächigen Eigenschaft der EL-Folien oder OLED zu kombinieren. Die Anwendung der DBE erlaubt die flächige Gestaltung der Entladung bei nahezu beliebiger Formgebung der Lampe bei gleichzeitig hohen Leuchtdichten von bis zu 8800 cd/m^2 und einer Lebensdauer von 50.000 h und mehr (Osram 2006). Diese besonderen Eigenschaften in Kombination mit der Hg-Freiheit lassen die DBE als ernstzunehmende Alternative für Lichtwerbungszwecke erscheinen.

Der hier beschriebene Ansatz zur Verbesserung der Lampensituation im Lichtwerbungssektor basiert auf neuartigen flächigen Lampen. Zur Darstellung der Botschaft, d.h. der Form des Logos oder der Schrift, werden keine üblichen Lichtquellen verwendet, welche einen farbigen Kunststoff durchleuchten, sondern die Quelle selber wird in gewünschter Form produziert, was durch die Entwicklung eines DBE-Flachstrahlers möglich wird. Als Beispiel einer DBE freier Formgebung zeigt Bild 1.2 den im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Prototyp einer Lichtwerbungsanlage auf Basis der DBE. Eine Beschreibung der Konstruktion und Funktionsweise findet sich in (Trampert *et al.* 2004).



Bild 1.2 Prototyp einer Lichtwerbungsanlage auf Basis einer flächigen frei formbaren DBE-Lampe mit blauem Leuchtstoff. Größe der Lampe ca. 30 cm x 15 cm.

Solche flächigen Lampen auf Basis der DBE sind seit einigen Jahren Gegenstand der Forschung (Dichtl 1998; Min Gi *et al.* 2003; Ju Kwang Lee 2005) oder, bei fester Formgebung für Beleuchtungszwecke auf dem Markt erhältlich. Das Funktionsprinzip der gezeigten DBE-Lampe ist dem der Leuchtstofflampe ähnlich. Im Inneren der Lampe wird ein Plasma erzeugt, das Strahlung im UV-Bereich emittiert, welche dann mit einem Leuchtstoff in sichtbares Licht gewünschter Farbe gewandelt wird. Unterschiede zur Leuchtstofflampe sind zum einen die Elektroden, die durch ein Dielektrikum, hier das Lampenglas, elektrisch vom Gasraum getrennt sind, sowie das Leuchtgas; es wird Xenon anstatt Quecksilber verwendet.

Zurzeit befinden sich drei Produkte auf dem Markt die das Prinzip der DBE zur Lichterzeugung nutzen. Von OSRAM wird ein Linienstrahler mit dem Markennamen Linex® in Rohrform zu Beleuchtung in Kopiergeräten sowie der Flachstrahler Planon® angeboten (Osram

2005). Der Flachstrahler Planon® von Osram wurde als quecksilberfreier und langlebiger Ersatz von CCFLⁱ für die LCD Hinterleuchtung in rechteckiger Form entwickelt.

Seit 2007 ist ein weiterer Anbieter von DBE-Strahlern auf dem Markt erschienen. Saint-Gobain-Glass, ein Hersteller von Flachglas, hat einen Flachstrahler für dekorative Beleuchtungszwecke entwickelt. Er wurde in einer Kooperation von mehreren Industrie und Forschungseinrichtungen entwickelt wozu auch diese Arbeit einen Beitrag lieferte. Dieser Strahler wird unter dem Markennamen Pura im Bereich der ambienten Innenraumbeleuchtung vermarktet. Das Bild 1.3 zeigt diesen Strahler im Einsatz als abhängige Deckenleuchte.



Bild 1.3 PURA von Saint-Gobain als Beispiel einer DBE zur Lichterzeugung. Die hier gezeigte DBE-Lampe hat eine Gesamtgröße von 60 x 60 cm², eine aktive Fläche von 0,2 m² und strukturierten Elektroden.

Der prinzipielle Aufbau und somit auch die Anforderungen an die elektrische Anregung sind bei den gezeigten Strahlern gleich. Der konstruktive Vorteil der Strahler ist ihr einfaches Lampengefäß, das aus zwei miteinander verbundenen Flachgläsern besteht zwischen denen ein Xe-Plasma betrieben wird. Dieser konstruktive Vorteil stellt hingegen besonders hohe Anforderungen an die elektrische Anregung, da Effizienz und Erscheinungsbild der Entladung sehr stark von dieser abhängen.

Problematisch an der DBE ist ihre Vielzahl von möglichen Entladungsformen die von einer sehr stark filamentierten bis hin zu einer vollkommen homogenen Entladung über die Elektrodenfläche reichen kann. Wie sich die Entladung in Abhängigkeit der Randparameter ausbildet kann bis heute nicht vorhergesagt werden. Aus der Literatur und den hier beschriebene Untersuchungen bekannt ist ein großer Einfluss der Art der elektrischen Anregung auf die

ⁱ CCFL = Cold Cathode Fluorescent Lamp = Kaltkathodenröhre sind Leuchtstofflampen auf dem Prinzip der Hg-Niederdruckentladung mit bis zu 2mm kleinen Rohrdurchmessern. Aufgrund der sehr kleinen Bauform besitzen die Röhren eine Becherelektrode, die nicht beheizt wird.

Entladungsbildung. Die leicht zu erzeugenden und daher oft verwendete sinusförmige Anregungsspannung liefert eine filamentierte Entladung mit vergleichsweise geringem Wirkungsgrad. Aus der Literatur und den hier beschriebenen Untersuchungen ist bekannt, dass die Verwendung einer pulsförmigen Anregung zu einer vollständig homogenen Entladung deutlich höherer Effizienz führen kann.

Die Ursache des deutlichen Unterschiedes der Entladungsentwicklung zwischen sinusförmiger und pulsförmiger Anregung ist hingegen bis heute nicht endgültig geklärt und verstanden. Die Kenntnis des gegenseitigen Einflusses von Plasma und elektrischer Anregung sind für die Entwicklung und Auslegung von effizienten Betriebsgeräten aber von entscheidender Bedeutung. Ziel dieser Arbeit ist daher die Entwicklung einer Methode zur Interpretation der elektrischen Vorgänge im Plasma und damit die Entwicklung eines Werkzeuges, das zum besseren Verständnis der Vorgänge in der DBE beitragen soll.

2 Excimere

Der Begriff Excimer wird aus den beiden englischen Begriffen *excited* und *dimer*. (*excited dimer* = Excimer) gebildet und beschreibt ein zweiatomiges Molekül (Dimer), das nur im angeregten (*excited*) Zustand stabil ist. Es gibt eine Fülle von Elementkombinationen, die als Excimer-Systeme in Betracht kommen. Eine Übersicht der wichtigsten Excimer-Systeme gibt Bild 2.1.

Tabelle 2.1 Vergleich des Plasmawirkungsgrades verschiedener Excimer-Systeme unter Sinusanregung (Altena 2002).

	F	Cl	Br	I	Edelgas
Ar	$\eta > 10\%$ $\lambda = 193 \text{ nm}$	$\eta > 5\%$ $\lambda = 175 \text{ nm}$	$\eta > 0,1\%$ $\lambda = 161 \text{ nm}$		$\eta > 10\%$ $\lambda = 126 \text{ nm}$
Kr	$\eta > 10\%$ $\lambda = 248 \text{ nm}$	$\eta > 18\%$ $\lambda = 222 \text{ nm}$	$\eta > 5\%$ $\lambda = 207 \text{ nm}$	$\eta > 0,1\%$ $\lambda = 185 \text{ nm}$	$\eta > 15\%$ $\lambda = 146 \text{ nm}$
Xe	$\eta > 10\%$ $\lambda = 351 \text{ nm}$	$\eta > 14\%$ $\lambda = 308 \text{ nm}$	$\eta > 15\%$ $\lambda = 282 \text{ nm}$	$\eta > 5\%$ $\lambda = 253 \text{ nm}$	$\eta > 30\%$ $\lambda = 172 \text{ nm}$

Zu Beginn der 1980er Jahre wurden unterschiedliche Edelgase und deren Mischungen mit Zusätzen aus der Gruppe der Halogene oder Metalle hinsichtlich ihrer Strahlungserzeugungseffizienz untersucht. Ein Vergleich der Effizienzen unterschiedlicher Excimer-Systeme bei elektrisch sinusförmiger Anregung gibt Tabelle 2.1 in Anlehnung an (Altena 2002).

Kombinationen von Edelgasen mit Metallen erwiesen sich als nicht bis mäßig effizient. Untersuchungen von Xe-Hg-Excimeren zeigten eine maximale Plasma-Effizienz von 12% bei Leistungsdichten unter 50 mW/cm^2 (Stockwald 1991).

In der Gruppe der reinen Edelgas-Excimere nimmt die Effizienz mit dem Atomgewicht zu, so dass Xe das System mit der höchsten Plasma-Effizienz ist. Experimentelle Untersuchungen von Leuchtstofflampen auf dem Prinzip der Xe-Excimer DBE (Dichtl 1998) sowie das Patent von (Volkommer *et al.* 1994) berichten von einem Lampen-Wirkungsgrad von 45 lm/W bei weißer Lichtemission, bzw. 60 lm/W bei rein grüner Emission (Beleznai *et al.* 2006). Diese Effizienzen werden mit gepulster elektrischer Anregung bei geringen Leistungsdichten im Bereich unter 10 mW je cm^2 Strahleroberfläche erreicht. Rechnet man den Lampenwirkungsgrad zurück, so erreicht Xe eine Plasma-Effizienz von bis zu 65 %.

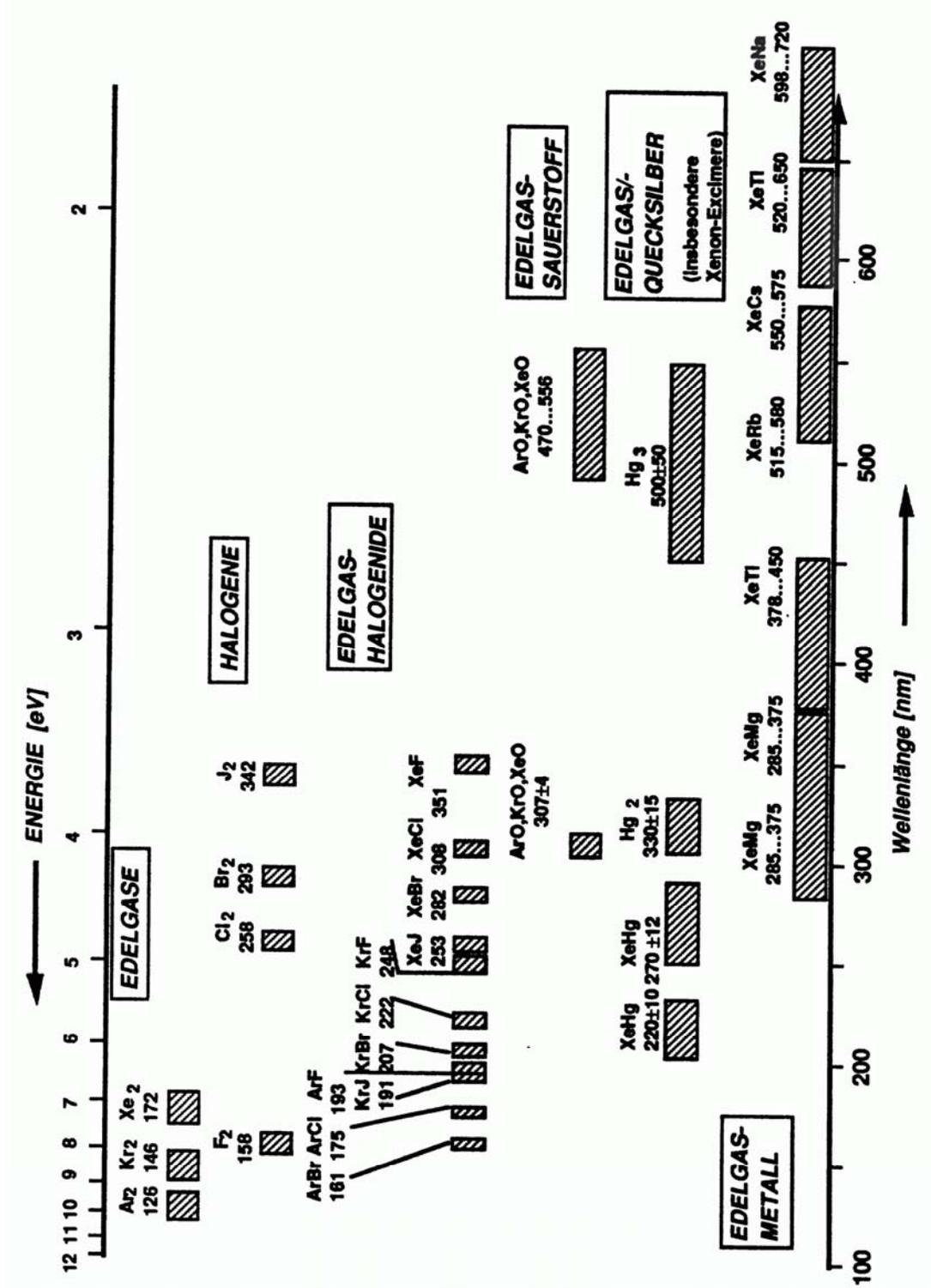


Bild 2.1 Übersicht ausgewählter Gassysteme. Aus (Stockwald 1991)

Der Grundzustand des Excimer ist bis auf ein kleines Van-der-Waals-Minimum von einigen meV repulsiv, d.h. nicht bindend. Höher angeregte Zustände des Excimers zeigen hingegen ein ausgeprägtes Rydberg-Minimum und sind somit metastabil bindend (Rhodes 1984). Die bei der Relaxation des angeregten Zustands frei werdende Energie wird als Photon abgege-

ben und es entsteht abhängig vom Excimer-System eine wenige nm breite Molekülbande im UVⁱ- bis VUVⁱⁱ-Bereich des Spektrums.

Die Verbindung von Sauerstoff mit Edelgasen bildet ein Excimer-System, das eine breite Bande im grünen VISⁱⁱⁱ-Bereich zwischen 470 nm und 556 nm und eine zweite im UV-Bereich um 307 nm bildet. Dieses System erwies sich als besonders ineffizient. Aufgrund der geringen Effizienz stellt das Sauerstoff-Edelgas-Excimer somit einen Verlustprozess bei allen Edelgas-Excimeren dar, wenn Sauerstoff sich als Verunreinigung im Strahler befindet.

2.1 Anforderungen

Für eine effiziente Bildung des Excimers werden bei Edelgasen ein hoher Druck und hohe Besetzungsdichten der unteren Anregungsniveaus benötigt. Der hohe Gasdruck im Bereich zwischen 100 mbar und einigen bar ist notwendig, um die Stoßwahrscheinlichkeit für Stöße dritter Art zu erhöhen, welche zur Bildung des Excimers notwendig sind. Bei geringem Fülldruck im Bereich einiger mbar ist die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß dritter Art gering, so dass sich die hohen Besetzungsdichten der unteren beiden Anregungsniveaus über spontane Emission entleeren, statt zur Bildung des Excimers beizutragen. Die nötigen hohen Besetzungsdichten des unteren Resonanz- bzw. metastabilen Niveaus lassen sich in Nichtgleichgewichtsplasmen erzeugen, bei denen die Elektronentemperatur ein Vielfaches der Ionen-Temperatur beträgt.

Nichtgleichgewichtsplasmen bei hohem Druck lassen sich in gepulsten Glimmentladungen oder DBE erzeugen. Die gepulste Glimmentladung wird bei Excimer-Lasern angewendet, da sich hiermit besonders hohe Dichten des Excimers erzeugen lassen. Hohe Dichten sind notwendig, um eine hohe Verstärkung im Lasermedium, hier das Excimerplasma, zu erreichen.

DBE sind besonders geeignet, Nichtgleichgewichtsplasmen zu erzeugen, da die Dielektrika einen konstanten Stromfluss verhindern und somit den Ladungsumsatz pro Puls begrenzen. Die Entladungsdauer ist daher auf einen sehr kurzen Zeitbereich von ca. 10 ns bis 200 ns begrenzt. In diesen kurzen Zeiträumen können nur wenige Stöße zwischen Elektronen und

ⁱ UV-Bereich = Ultraviolett = Teil des elektromagnetischen Spektrums nach hochenergetischen Ende des sichtbaren Spektralbereichs. Nach DIN 5051 definiert als Bereich zwischen 100 nm und 380 nm

ⁱⁱ VUV-Bereich = Vakuum Ultraviolett = Teil des elektromagnetischen Spektrums im Ultravioletten Bereich der in Luft nicht ausbreitungsfähig ist. Nach DIN 5051 definiert als Bereich zwischen 100 nm und 200 nm.

ⁱⁱⁱ VIS = Sichtbarer (**visible**) Spektralbereich. Teil des elektromagnetischen Spektrums der mit dem Auge erfasst werden kann. Nach DIN 5051 definiert als Bereich zwischen 380 nm und 780 nm.

Ionen stattfinden, so dass eine Thermalisierung, also der energetische Ausgleich zwischen Elektronen, Atomen und Ionen, hier nicht stattfinden kann.

2.2 Xenon Excimer (Xe_2^*)

Wie in allen Plasmen, finden auch bei der Xe-Excimerentladung eine nicht abschätzbare Anzahl von Reaktionen und Rückreaktionen parallel statt. Eine vollständige Beschreibung aller im Plasma ablaufenden Prozesse ist daher nicht möglich und sinnvoll. Die folgende Beschreibung konzentriert sich daher auf die zum Verständnis der Excimerbildung wichtigsten Prozesse. Ausführliche Beschreibungen der Vorgänge im Plasma finden sich in der Literatur, auf die an dieser Stelle verwiesen sei (Mulliken 1970; Adler 2000; Roth 2001; Carman *et al.* 2003).

Zur Beschreibung der Vorgänge ist es notwendig, die beteiligten Anregungsniveaus zu benennen. Zur besseren Übersicht wird hier die Notation nach Paschen verwendet, bei der die einzelnen Niveaus zu Gruppen gleicher Nebenquantenzahl l zusammengefasst und innerhalb einer Gruppe vom höchsten zum niedrigsten Niveau durchnummeriert werden. Tabelle 2.2 gibt eine Übersicht der beschriebenen Niveaus mit exakter quantenmechanischer Notation und energetischer Lage relativ zum Grundniveau.

Tabelle 2.2 Übersicht der wichtigsten beteiligten Niveaus des Xe-Atoms. Die Energien und Bezeichnungen sind (Saloman 2004) entnommen.

Konfiguration	Term	Paschen	E / cm^{-1}	E / eV
5p6	$^1\text{S}_0$	1s	0	0
5p5 ($^2\text{P}_{3/2}$) 6s	$^3\text{P}_2$	1s ₅	67067	8,315
5p5 ($^2\text{P}_{3/2}$) 6s	$^3\text{P}_1$	1s ₄	68045	8,437
5p5 ($^2\text{P}_{1/2}$) 6s	$^3\text{P}_0$	1s ₃	76196	9,447
5p5 ($^2\text{P}_{1/2}$) 6s	$^1\text{P}_1$	1s ₂	77185	9,570

Die Beschreibung des Excimersystems wird auf die beiden untersten Niveaus beschränkt. Übergänge höher gelegener Excimer-Niveaus sind im Spektrum auch nachweisbar, tragen aber nur zu einem vernachlässigbaren Anteil an der Strahlungsbilanz bei. Tabelle 2.3 gibt eine Übersicht der beteiligten Niveaus. Die Angabe der Anregungsniveaus des Excimers in Tabelle 2.3 ist (Carman *et al.* 2003) entnommen. Die Bezeichnung der Excimere ist für beide Hund'schen Kopplungsfälle angegeben, da hier ein Grenzfall vorliegt. Je nach Kernabstand liegt entweder der Kopplungsfall für leichte oder schwere Moleküle vor.

Tabelle 2.3 Übersicht der beteiligten Xe Excimer Niveaus in Anlehnung an (Carman *et al.* 2003)

Niveau	E / cm ⁻¹	E / eV
Xe2 (0u+; 1Σ+u) (v≈0)	64648	8,015
Xe2 (1u, 3Σ+u) (v≈0)	63874	7,919
Xe2 (0u+; 1Σ+u) (v>>0)	67068	8,315 ⁱ

Sie ist auf den Grundzustand des Atoms bezogen. Der optische Übergang des Excimers erfolgt in den ansteigenden repulsiven Ast des Grundzustandes des Moleküls. Das untere Niveau des Übergangs ist daher höher als das Grundniveau des Atoms, weshalb das Maximum der Emission bei 172 nm mit 7,2 eV rund 0,8 eV niedriger liegt als in Tabelle 2.3 angegeben. Für die Beschreibung wird noch das Ionisierungspotential von Xe benötigt. Es liegt mit 12,13 eV rund 4 eV über dem metastabilen Niveau 1s₅.

Eine Übersicht der Art und Anzahl der ablaufenden Prozesse einer gepulsten Xe-Excimerentladung zeigt Bild 2.2 aus (Carman *et al.* 2003). Die Häufigkeit der einzelnen Reaktionen innerhalb einer Anregungsperiode ist in diesem Schaubild anhand der Pfeilstärken wiedergegeben. Das Bild zeigt deutlich, dass die Anregung über Elektronenstoß und die Rückreaktion mit Ausnahme der Relaxation des Excimers nicht strahlend als Schwerteilchenstoß stattfindet.

Vereinfacht lässt sich die Reaktionskette in der Xe-Excimer-DBE folgendermaßen beschreiben: Während der Zündphase findet eine direkte Ionisierung von Atomen aus dem Grundzustand statt. Die hierbei generierten Elektronen nehmen im elektrischen Feld Energie auf und regen weitere neutrale Atome aus dem Grundzustand heraus an. Diese angeregten Niveaus relaxieren über Stöße mit den neutralen Atomen ins jeweils nächst tiefer gelegen Niveau, bis sie das metastabile Niveau erreichen, von dem sie über Schwerteilchenstoß aufgrund des großen energetischen Abstandes zum Grundniveau nicht weiter relaxieren können. Die sich bildende hohe Besetzungsdichte des metastabilen Niveaus 1s₅ baut sich dann über Bildung von Excimeren mit Stößen dritter Art ab. Diese verweilen mit einer Lebensdauer von ca. 100 ns im angeregten Excimer-Niveau, von dem sie dann je nach Druck entweder aus dem vibratorisch hoch angeregten Excimer-Niveau in einer Bande um 151 nm oder aus dem Niveau mit niedriger vibratorischer Energie um 172 nm in einem optischen Übergang ins Grundniveau relaxieren.

ⁱ Hier wird die Lage des metastabilen Niveaus angenommen, d.h. es hat noch keine relaxierenden Stöße gegeben.

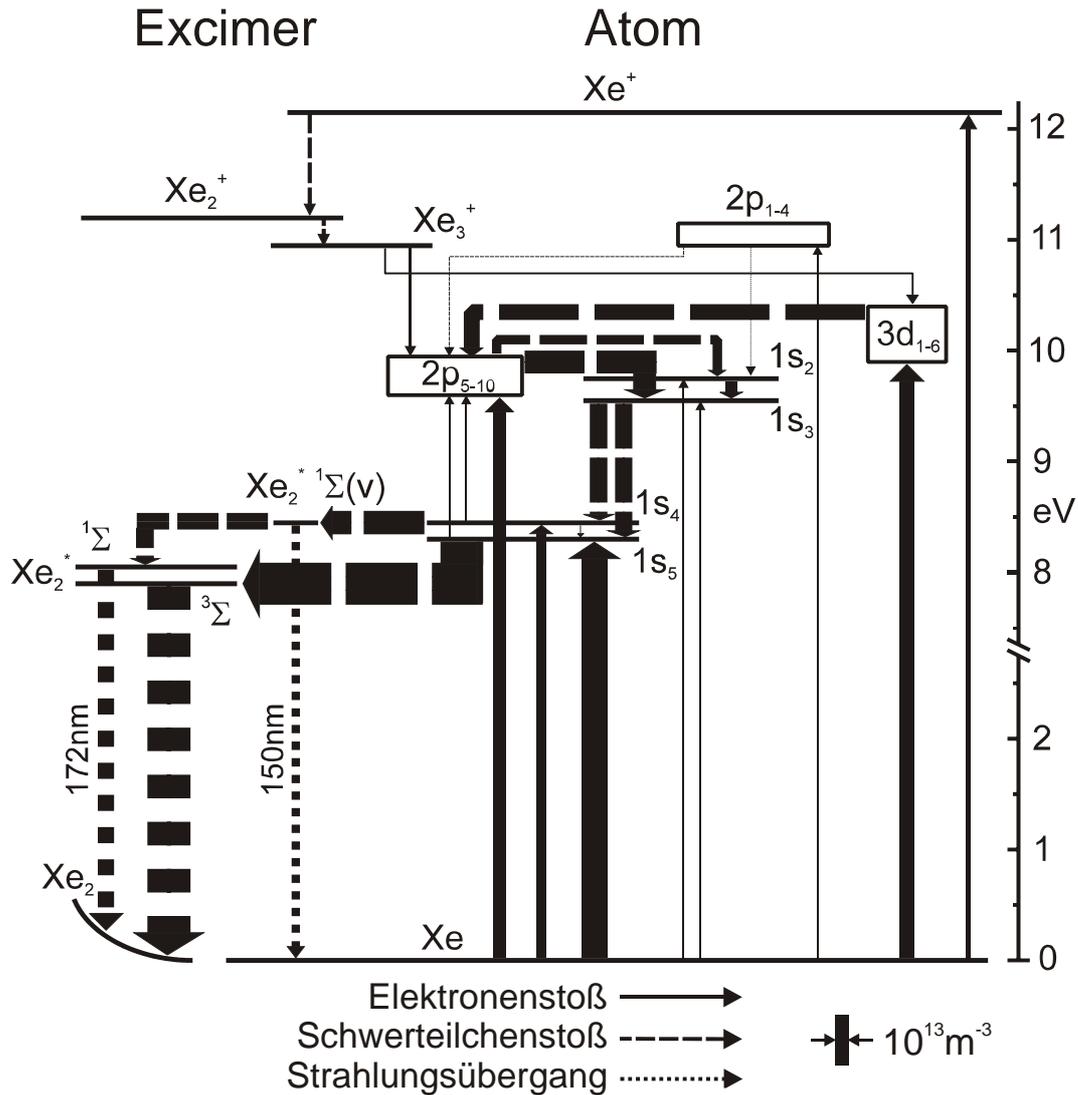


Bild 2.2 Die wichtigsten Prozesse in einer DBE während der Anregungsphase einer gepulsten Entladung mit Gewichtung. In Anlehnung an (Carman *et al.* 2003)

2.2.1 Anregung

Wie für Nichtgleichgewichtplasmen üblich, erfolgt die Anregung des Plasmas fast ausschließlich über Elektronenstöße. Ist die Energie der Elektronen ausreichend, so kann eine direkte Ionisierung über Elektronenstoß erfolgen. Diese Stöße können entweder neutrale Atome ionisieren (2.1) oder aus dem Grundzustand heraus anregen (2.2).



Die direkte Ionisierung erfolgt bei gepulsten Spannungsformen vor allem in der Phase vor dem Strompuls. Nach dieser ersten Ionisierungsphase bildet sich eine große Besetzungsdichte im metastabilen Zustand und es findet ein deutlicher Anteil an Stufenionisierung statt. (Bogdanov *et al.* 2004)

Da das Excimerplasma mit 0,1 % schwach ionisiert ist, kann die Neutralteilchendichte während einer kompletten Anregungsperiode als konstant betrachtet werden (Pflumm 2003). Aus diesem Grund findet der überwiegende Teil der Anregung aus dem Grundzustand heraus statt. Stufenanregung durch Elektronenstoß hat keinen nennenswerten Anteil an der Anregung, da die Ausgangsdichten der Reaktion zu gering sind.

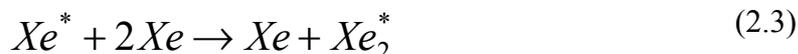
Simulationen von (Oda *et al.* 2000) zeigen, dass in den Randschichten hohe mittlere Elektronentemperaturen von bis zu 6 eV erreicht werden. In der Mitte des Gasraumes ist die Elektronentemperatur deutlich geringer. Die hohen Temperaturen in den Randschichten werden durch die interne Feldüberhöhung erzeugt. Die Bildung des Plasmas findet daher hauptsächlich in den Randschichten der Entladung statt, da hier die höchsten Dichten des Excimers entstehen. Da in einer gepulsten Entladung nach der Anregung kein elektrisches Feld vorhanden ist, bewegen die Raumladungen, vor allem die Ionen, sich nur aufgrund der Diffusion. Sie verweilen somit nahezu ortsfest in der Randschicht der Entladung.

2.2.2 Relaxation

Die Relaxation der hoch angeregten Zustände des Gases findet hauptsächlich über Stoßprozesse mit neutralen Xe-Atomen statt. Die Relaxation des Resonanz- und metastabilen Niveaus bildet eine Ausnahme. Da der energetische Abstand zwischen ihnen und dem Grundniveau mit fast 8 eV zu groß für eine Stoß-Relaxation ist, werden diese Niveaus hauptsächlich über die Bildung von Excimeren entleert. Die Reaktionsrate der optischen Übergänge der höher angeregten Niveaus bewegt sich im Bereich zwischen 10^{-7} s^{-1} für die Übergänge aus dem $2p_n$ Niveau in die unteren beiden $1s_4$ und $1s_5$ Niveaus bis zu 10^{-5} s^{-1} für die Übergänge zwischen höheren Niveaus. Diese Reaktionsrate für spontane Emission ist aufgrund des hohen Drucks kleiner als die Stoßrate für Schwerteilchenstoß. Die Entleerung der angeregten Niveaus findet daher hauptsächlich über Stöße statt. Bedingt durch die hohe Elektronentemperatur sind optische Übergänge aus höheren Niveaus im Spektrum messbar aber in der Gesamtenergiebilanz aufgrund der Stoßdominanz bedingt den hohen Druck vernachlässigbar. Ihr energetischer Beitrag liegt insgesamt bei maximal 2 % des optischen Outputs.

2.2.3 Excimerbildung

Stößt ein angeregtes Schwerteilchen mit zwei Neutralteilchen in einem Stoß dritter Art zusammen, so kann ein Excimer gebildet werden. Das dritte neutrale Teilchen ist aus Gründen der Impulserhaltung notwendig, um den überschüssigen Impuls der beiden anderen Partner aufzunehmen, da die beiden am Excimer beteiligten Atome nach dem Stoß einen gemeinsamen Impuls besitzen. Das Excimer befindet sich nach der Bindung in einem hoch angeregten Schwingungszustand und liegt energetisch nur gering unter dem Resonanzniveau. Man erkennt dies an der kurzwelligen Grenze der Excimerbande, die an der Resonanzlinie des Xe von 147 nm beginnt. Der Bildungsprozess des Excimers konkurriert bei geringem Druck mit der spontanen Emission aus dem Resonanzniveau.



Mit zunehmendem Druck werden Stöße zwischen Excimeren und neutralen Schwerteilchen wahrscheinlicher, so dass die Schwingungsenergie des hoch angeregten Excimers über Phononen an das kalte Hintergrundgas abgegeben wird. Das vibratorisch hoch angeregte Excimer relaxiert bei hohem Druck über Phononen schnell in das Rydberg-Minimum, aus dem es dann über Strahlungsaussendung in den Grundzustand übergeht. Bei geringen Drücken zwischen 1 mbar und ca. 100 mbar kann die Schwingungsenergie aufgrund der geringen Stoßwahrscheinlichkeit nicht abgegeben werden, was dazu führt, dass die Abreaktion in das Rydberg-Minimum nicht stattfinden kann und es deshalb zu einem strahlenden Excimer Übergang oberhalb des Minimums kommt. Im Spektrum ist dieser Übergang als Bande um 151 nm erkennbar, die als I. Kontinuum bezeichnet wird. Mit steigendem Druck nimmt das I. Kontinuum zu und die Resonanzlinie ab. Steigert man den Druck weiter über 100 mbar hinaus, so bildet sich im Spektrum eine zweite Bande mit einer Mittenwellenlänge von 172 nm. Diese als II. Kontinuum bezeichnete Bande korrespondiert mit der Relaxation von Excimeren im Rydberg-Minimum in den repulsiven Grundzustand des Moleküls.

Anhand von Bild 2.2 erkennt man, dass die Relaxation der beiden unteren angeregten Niveaus hauptsächlich über die Bildung des Xe-Excimers erfolgt. Dies wird bedingt durch die Tatsache, dass der optische Übergang aus dem metastabilen Niveau in den Grundzustand quantenmechanisch verboten ist und die Bildung des Excimers über Stöße dritter Art bei dem hier auftretenden Druck wahrscheinlicher als der spontane Übergang aus dem Resonanzniveau in den Grundzustand ist. Alle Simulationen, so auch (Pflumm 2003) und (Oda *et al.* 2000), stimmen in der Aussage überein, dass die Bildung des Excimers hauptsächlich aus den beiden untersten Niveaus heraus stattfindet.

3 Dielektrisch behinderte Entladung - DBE

Bei einer dielektrisch behinderten Entladung, kurz DBE, handelt es sich um eine Entladungsanordnung, bei der mindestens eine Elektrode durch eine dielektrische Barriere vom Gasraum getrennt ist. Diese kapazitive Trennung von Elektrode und Gasraum führt zu einer selbstbegrenzenden Entladung mit besonderen Eigenschaften, wie im folgenden Kapitel 3.1 beschrieben.

Die durch die Barrieren bedingte kapazitive Energieeinkopplung ins Plasma ist ein großer Vorteil der DBE da hierdurch eine Bogenausbildung verhindert wird, und so die Ausbildung flächiger Entladungen erlaubt. Da das für das Lampengefäß normalerweise verwendete Glas oder Quarzglas ein guter Isolator ist, können DBE-Strahler auf einfache Weise konstruiert werden. In dieser Arbeit wurden runde Koaxialstrahler und Flachstrahler verwendet, deren Konstruktion in Kapitel 3.2 erläutert wird.

Die Selbstbegrenzung der DBE führt zu den in Kapitel 3.5 beschriebenen charakteristischen Entladungsformen, welche sich zwischen den beiden Extremen der vollständig homogenen oder filamentierten Entladung bewegen. Beeinflusst werden die Formen zum unter anderem vom Zündmechanismus, siehe Kapitel 3.4, sowie der Spannungs- bzw. Stromform während den einzelnen Entladungsphasen aus Kapitel 4.3.

3.1 Eigenschaften

Für eine DBE charakteristisch ist das Dielektrikum zwischen Gasraum und Elektrode. Bedingt durch die dielektrischen Barrieren kommt es zu einer Begrenzung des Ladungsübertrags und somit zu einer zeitlichen Begrenzung des Stromflusses. Aufgrund des anliegenden elektrischen Feldes kommt es zum Drift der Elektronen hin zur Anode. Die Ionen können während der Entladung als ortsfest betrachtet werden, da sie durch die um Größenordnungen größere Masse sehr träge sind. Der Drift der Ionen zur Kathode ist somit wesentlich geringer. Durch die Trennung von Elektronen und Ionen entsteht ein elektrisches Feld, das dem von außen angelegtem Feld entgegensteht und dieses schwächt.

Die Dauer des Strompulses der Entladung bewegt sich typischerweise zwischen 10 Nanosekunden bis zu einigen Mikrosekunden und hängt von Parametern wie Gasart, Dimensionen und Geometrie des Entladungsraumes, Spannungs- bzw. Stromform und Beschaffenheit der Grenzfläche zwischen Plasma und Elektrode ab. Einen besonderen Einfluss auf die Pulslänge und somit auf die Ausbildung des Plasmas hat der zeitliche Verlauf der Anregungsspannung. Durch die zeitliche Begrenzung des Stromflusses und somit auch der Leistungseinkopplung

kommt es trotz des relativ hohen Drucks von einigen hundert mbar im Plasma nicht zu einem Energieausgleich zwischen den schnellen Elektronen und den langsamen Ionen. Die dielektrische behinderte Entladung ist daher prinzipbedingt ein Nichtgleichgewichtsplasma, da die Anregung ausschließlich über Elektronenstöße stattfindet. Die Kombination von Nichtgleichgewichtsplasma mit relativ hoher Elektronentemperatur bei einem hohen Druck von rund 100 mbar bis einigen bar erlaubt eine effektive Bildung von Excimeren. Die dielektrisch behinderte Entladung wird daher fast ausschließlich in dem Parameterbereich betrieben, in dem die Excimerbildung sehr effektiv stattfindet.

Aufgrund der dielektrischen Barriere wird der Stromfluss einer DBE vom Verschiebungsstrom, also der zeitlichen Änderung der angelegten Spannung, getragen. Die für DBE-Strahler typischen elektrischen Betriebsspannungen von einigen kV bei Frequenzen im Bereich einiger 10 kHz sind sehr einfach mit resonanten Sinusquellen zu erzeugen, bei denen die Kapazität der Lampe einen Teil des Resonanzschwingkreises bildet. Zu Beginn der Forschungsaktivitäten auf dem Gebiet der dielektrisch behinderten Entladung zur Strahlungserzeugung wurden daher fast ausschließlich diese Quellen verwendet (Eliasson *et al.* 1991). Bedingt durch die langsamen Anstiegszeiten der Sinusanregung bilden sich in der Entladung Filamente aus, die aufgrund der hohen Stromdichten im Filament zu ineffizienten Entladungsbedingungen führen. Eine genauere Beschreibung dieses Verhaltens findet sich in (Stockwald 1991; Kling 1997).

1994 gelang Vollkommer und Hitzscke ein Durchbruch bei der Effizienzsteigerung von DBE-Strahlern. Sie ersetzten die Sinus-Anregung durch eine schnelle Pulsanregung mit einer Totzeit zwischen den Pulsen, damit auch „bei hohen Leistungsdichten gezielt Einfluss auf den zeitlichen und räumlichen Verlauf der Ladungsträgerdichte sowie die Energieverteilungsfunktion genommen werden kann“ (Vollkommer *et al.* 1994). Vorteil dieser Betriebsweise ist einerseits die Synchronisation der Entladung auf ein sehr kleines Zeitfenster durch den steilen Spannungsanstieg und andererseits die lange stromlose Pause zwischen den Pulsen. Vollkommer und Hitzscke beschrieben in ihrem Patent, dass mit dieser Pulsanregung ein Plasmawirkungsgradⁱ von bis zu 65% möglich ist.

Strahlungsquellen auf dem Prinzip der DBE sind seit einigen Jahren auf dem Markt. Anwendung finden diese Strahler im Bereich der Photochemie, sowie der Lichterzeugung mit Hilfe von Leuchtstoffen. Eine Übersicht der wichtigen Parameter einiger kommerzieller Strahler gibt Tabelle 3.1.

ⁱ Als Plasmawirkungsgrad wird das Verhältnis von erzeugter Strahlungsleistung im VUV-Bereich zu eingekoppelter elektrischer Leistung definiert.

Tabelle 3.1 Parameter ausgewählter kommerziell erhältlicher Strahler auf dem Prinzip der DBE. Die Angaben sind auf die Strahleroberfläche A bezogen.

Strahler	Xeradex®	Planon®	Pura®
Hersteller	Osram	Osram	Saint-Gobain
Anwendung	Photochemie $\lambda = 172 \text{ nm}$	Display- Beleuchtung	Ambiente Beleuchtung
Excimer	Xe ₂ *	Xe ₂ *	Xe ₂ *
Betriebsart	Puls unipolar	Puls unipolar	Sinus bipolar
Entladungsart	einseitig behinderte Volumen- Entladung	zweiseitig behinderte Oberflächen- Entladung	zweiseitig behinderte Volumen- Entladung
Bauform	Koaxial	Plan	Plan
Frequenz (f)	30 kHz	65 kHz	45 kHz
Spannung (U_{max})	4 kV	2,1 kV	1,4 kV
Stromdichte (I_{max})	4,65 mA/cm ²	1,67 mA/cm ²	0,59 mA/cm ²
Elektrische Leistungsdichte (p)	132 mW/cm ²	39 mW/cm ²	50 mW/cm ²
spezifische Strahlerkapazität (C')	0,09 pF/cm ²	0,25 pF/cm ²	0,45 pF/cm ²
Strahleroberfläche (A)	150 cm ² 780 cm ² ⁱ	345 cm ² 1430 cm ²	2000 cm ²
Strahler-Leistung (P)	20 W bis 500 W	14 W bis 56 W	100 W

Im Bereich der Photochemie wird vor allem die sehr effiziente Xe-DBE genutzt. Mit der Verwendung von hochreinem Quarzglas ist es möglich, die Emission des Xe-Excimers bei 172 nm auszukoppeln. Hiermit lassen sich beispielsweise Oberflächen von organischen Resten befreien, da die Photonen-Energie von über 7,2 eV ausreicht, nahezu alle Kohlenstoffbindungen aufzubrechen.

ⁱ Da der Strahler eine Kolbenform hat, wird als Bezugsfläche die Oberfläche des Außenkolbens angenommen.

3.2 Strahler

DBE-Strahler sind vom Aufbau her sehr einfach zu gestalten, wenn das Lampengefäß, das in der Regel aus Glas oder Quarzglas hergestellt wird, als dielektrische Barriere dient. Glas und Quarzglas eignen sich als Materialien zum Bau des Gefäßes und der dielektrischen Barriere besonders gut, da diese Materialien alle notwendigen Eigenschaften in sich vereinen. Als dielektrische Barriere muss das Material zum einen ein Isolator mit hoher Spannungsfestigkeit und geringem dielektrischen Verlustwinkel sein und zum anderen muss es als Lampengefäß transparent für die Nutzstrahlung sowie stabil gegenüber der Emission des Xe-Excimers im VUV-Bereich sein.

Lampen, welche die Emission des Xe-Excimer direkt als Nutzstrahlung emittieren, müssen aus hochreinem Quarzglas gefertigt werden, da nur dieses Material die notwendige Transparenz im VUV-Bereich bis hinunter zu 155 nm besitzt. Leider überlappt sich die Transmissionskante des Quarzglasglases noch mit der Emission des I. Kontinuum des Xe_2^* bei 151 nm, so dass ein Teil der Emission im Kolben absorbiert wird. Wird als Nutzstrahlung hingegen sichtbares Licht benötigt, so kann dieses aus der VUV-Emission mit Hilfe eines Leuchtstoffes erzeugt werden. Hierbei wird der Leuchtstoff auf die Innenseite des Gasraumes gebracht, so dass das Lampenglas nur für den sichtbaren Spektralbereich transparent sein muss.

Wird das Strahlergefäß als dielektrische Barriere genutzt, so können die Elektroden sehr einfach von außen aufgebracht werden. Die Elektrode muss flächig und ohne Abstand auf dem Kolben anliegen, eine hohe elektrische Leitfähigkeit besitzen und ebenfalls transparent für die Nutzstrahlung sein. Dies kann auf verschiedene Weise realisiert werden. Für Lampen mit Leuchtstoff im sichtbaren Spektralbereich eignen sich transparent leitfähige Schichten, die direkt auf das Glas aufgedampft werden. Diese Schichten bestehen in der Regel aus dotierten oxydischen Halbleitermaterialien, woraus sich auch der Name „*transparent conducting oxides*“, kurz TCO ableitet. Diese Materialien eignen sich aufgrund ihrer Eigenschaften nur für kleine Flächen mit geringen Stromdichten wie beim Sinusbetrieb. Der hohe Flächenwiderstand von über $10 \Omega/\square$ führt bei großen Flächen und hohen Strömen zu einem nicht zu vernachlässigenden Spannungsabfall über der Schicht, so dass es zu einer Verzerrung des elektrischen Feldes innerhalb der Fläche kommt. Die optischen Eigenschaften der TCO-Schicht erlauben auch nur eine Verwendung im sichtbaren Spektralbereich, da vor allem im kurzwelligen Spektralbereich die TCO-Schichten deutlich an Transmission verlieren, was durch die Bandlücke des Halbleitermaterials, von ca. 3 eV bedingt ist.

Elektroden für den UV- bis VUV-Bereich basieren auf einer Gitterstruktur aus Metall. Bei den rohrförmigen Strahlern bieten sich Gewebe-Schläuche aus Edelstahl an, die über das

Rohr gezogen werden. Die Ausführung gitterartiger Strukturen auf flächigen Gläsern kann entweder durch lithographische Prozesse oder durch Einschmelzung von feinen Drahtgeweben zwischen Glasplatten erfolgen.

Da die metallischen Elektroden bei herkömmlichen Lampen oft das Lebensdauer begrenzende Element sind, stellt bei der Anbringung der Elektroden außerhalb des Gasraumes einen Vorteil da. Metalle sind mikroskopisch betrachtet ein Korngefüge mit Zwischenräumen, in denen sich Gase und Fremdstoffe einlagern können. Da sich kein Metall im Gasraum befindet, kann das Füllgas sehr sauber gehalten werden.

3.2.1 Koaxialstrahler

Die Konstruktion eines Koaxialstrahlers ähnelt dem eines doppelwandigen Isoliergefäßes. Ausgangsform dieses Strahlers sind Rohre, da sie aus glastechnischen Gründen sehr einfach herzustellen sind. Zwei Rohre unterschiedlichen Durchmessers werden an den Enden so mit einander verschmolzen, dass zwischen ihnen ein Gasraum mit gewünschter Schlagweite entsteht. Die Rohrform ist für den Bau von Strahlern von Vorteil, da sie durch die runde Form die Druckkräfte durch den Unterschied zwischen der äußeren Atmosphäre und Fülldruck des Kolbens als Druckkraft ins Quarzglasglas leitet und benötigt daher im Gegensatz zu Lampen aus Flachglas keine Abstandshalter. Da nur Quarzglas zum Bau des Lampenkolbens verwendet wird und keine metallischen Durchführungen notwendig sind, kann das Gefäß sehr einfach gasdicht gebaut werden. Eine schematische Skizze der Konstruktion gibt Bild 3.1.

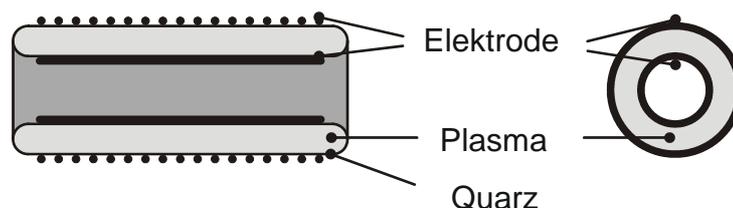


Bild 3.1 Aufbau eines Koaxialstrahlers für optische Untersuchungen im VUV-Bereich.

Als äußere Elektrode dient ein strumpffartiges Drahtgewebe aus Edelstahl, das stramm über den Kolben gezogen wird. Als innere Elektrode dient eine Kupferfolie, die mit Hilfe eines speziellen Halters, der mit weichem Schaumstoff ausgekleidet ist, flächig gegen die Innenseite des Kolbens gedrückt wird. Die Maschenweite des äußeren Drahtgewebes ist ausreichend klein, so dass das elektrische Feld zwischen der Außen- und Innenelektrode ausreichend homogen ist und sich die Entladung bei entsprechender Pulsanregung flächig ausbilden kann.

3.2.2 Flachstrahler

Vorteil der DBE ist die Möglichkeit, flächige Strahler auf sehr einfache Weise herzustellen. Die Konstruktion eines Flachstrahlers ähnelt im Aufbau dem eines Isolierglasfensters. Bild 3.2 zeigt den schematischen Aufbau einer Flachlampe, bestehend aus zwei Glasplatten, die parallel mit Abstand gasdicht verbunden sind. Im Inneren des Gefäßes befindet sich bei Bedarf eine Leuchtstoffschicht. Die Elektroden sind als leitfähige, transparente Schicht auf der Außenseite des Gefäßes aufgebracht.

Wird die VUV-Emission des Xe-Excimers über einen Leuchtstoff in den sichtbaren Spektralbereich transformiert, so kann einfaches Fensterglas als Gefäßmaterial verwendet werden. Für großflächige und kostengünstige Anwendungen eignen sich hier vor allem hochwertige Kalk-Natron-Gläser, wie sie auch als Architekturglas eingesetzt werden. Nachteilig an diesen Gläsern ist ihr hoher Natriumgehalt, der bei langen Betriebszeiten zu einer Verunreinigung der Gasatmosphäre führen kann. Besser geeignet ist daher hochwertiges Borosilikatglas, das mit einer Grenzwellenlänge von rund 300 nm auch für UVA-Anwendungen geeignet ist. Borosilikatglas wird in der Chemischen Industrie aufgrund seiner guten chemischen Resistenz und sehr geringen thermischen Ausdehnung verwendet. Besser bekannt ist dieses Glas unter den Markennamen der großen Hersteller wie z.B. Duran® (rohrförmig von Schott), Borofloat® (Flachglas von Schott) oder Pyrex® (rohrförmig von Conring).

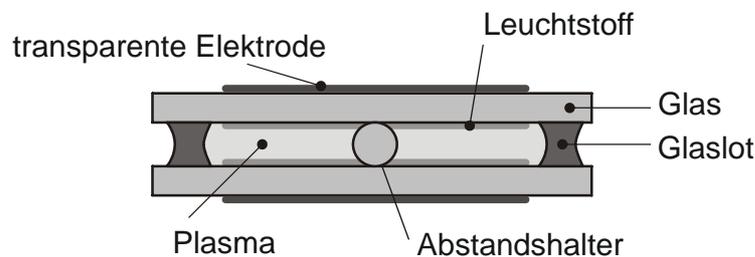


Bild 3.2 Skizze des schematischen Aufbaus einer Flachlampe.

Zum Bau des Lampenkörpers aus Flachglas wird ein gasdichter und VUV-stabiler Randverschluss benötigt, um die beiden Glasscheiben miteinander zu verschließen. Hierzu eignen sich Glaslote, die speziell auf den Wärmeausdehnungskoeffizient (WAK) des zu verbindenden Glases angepasst sind und einen tieferen Schmelzpunkt als dieses besitzen. Diese Lote werden aus niedrig schmelzenden Gläsern oder Keramiken hergestellt und bilden nach der Verarbeitung einen für diese Zwecke idealen Verschluss der Gläser.

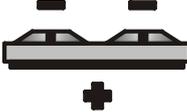
Da die Lampen für den Füllungsprozess evakuiert werden, muss das Lampengefäß so konstruiert sein, dass dieses durch den Differenzdruck von einer Atmosphäre nicht implodiert. Da Flachglas nur geringen Druckbeanspruchungen standhält, ist es notwendig, das Gefäß

entweder ausreichend dick zu gestalten oder die auftretenden Kräfte im Inneren abzufangen. Zur Lösung dieses Problems eignen sich zwischen den Platten eingebrachte Abstandshalter aus Glas. Die Verwendung von Glas bringt den Vorteil, dass die Abstandshalter zum einen den optischen Eindruck der Lampe nur gering stören und zum anderen aufgrund des angepassten WAK thermisch unproblematisch sind.

3.3 Elektrodenkonfigurationen

Für die Entladungsbildung entscheidend sind die relative Lage der Elektroden zueinander sowie die Art und Anzahl der dielektrischen Barrieren im Strompfad. Es ergeben sich somit vier Möglichkeiten der Elektrodenkonfiguration von DBE. Ist nur eine Elektrode mit Dielektrika versehen, spricht man von einer einseitig behinderten Entladung. Besitzen beide Elektroden eine dielektrische Barriere, so handelt es sich um eine zweiseitig behinderte Entladung, wobei der Begriff beidseitig behinderte Entladung in der Literatur gleichbedeutend verwendet wird. Eine Übersicht der vier möglichen Elektrodenkonfigurationen zeigt Tabelle 3.2 schematisch.

Tabelle 3.2 Mögliche Elektrodenkonfigurationen von DBE Strahlern.

	Volumen-Entladung	Oberflächen-Entladung
Einseitig behindert		
Zweiseitig behindert		

In einer einseitig behinderten Entladung ist nur eine Elektrode mit einer dielektrischen Schicht versehen, wohingegen die zweite Elektrode metallisch ist und sich innerhalb des Gasraums befindet. Bei dem in Bild 3.3 gezeigten Xeradex®-Strahler von OSRAM ist die Innenelektrode als metallische Spirale ausgebildet und die Gegenelektrode außen auf dem Strahlerkolben als leitende Streifen aufgebracht.

Durch den unsymmetrischen Aufbau ergibt sich eine Vorzugsrichtung für die Entladung. Da Metalle aufgrund ihres Energieschemas gute Elektronenspender sind, wird die metallische

Elektrode zu Beginn der Entladung als Kathode betrieben. Aus dem Metall können sich beim Erreichen der inneren Zündspannung Elektronen durch Feldemission aus der Elektrode lösen und die benötigte Zündspannung deutlich herabsetzen. Die dielektrisch behinderte Außen- elektrode wird zu Beginn des Pulses als Anode betrieben, so dass die aus der Kathode und im Plasma erzeugten Elektronen nicht abfließen können.

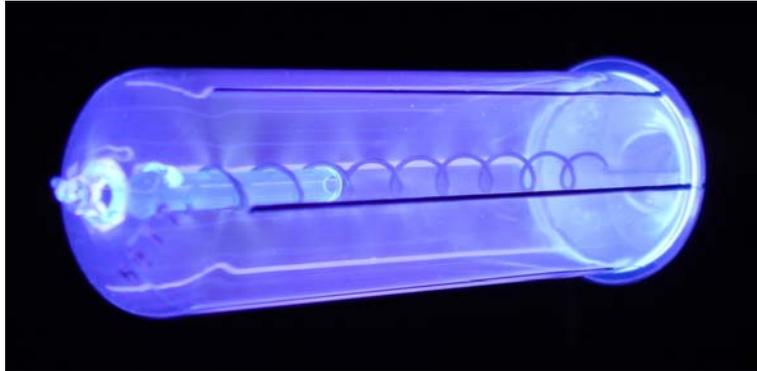


Bild 3.3 Xeradex®-Strahler mit 20 W elektrischer Strahlerleistung im Betrieb als Beispiel einer einseitig behinderten Entladung. Länge des Strahlers rund 12 cm

Der in Bild 3.3 gezeigte Strahler wird mit unipolaren Spannungspulsen betrieben, bei der sich Vollkegel-Filamente ausbilden, die nach (Kling 1997) als effizient hinsichtlich der Strahlungserzeugung gelten, da sie das Entladungsvolumen sehr effektiv nutzen. Die Vollkegel-Filamente setzen mit einem schmalen Fußpunkt an der Kathode an und weiten sich dann zur Anode hin auf.

Die gebräuchlichste Elektrodenkonfiguration ist die beidseitig behinderte Entladung. Es handelt sich hier um einen symmetrischen Aufbau, bei dem beide Elektroden mit einer dielektrischen Schicht versehen sind. Die Entladung besitzt somit keine Vorzugsrichtung, was auch symmetrische Spannungsformen wie Sinus- und Rechteckbetrieb erlaubt. Besonderheit der zweiseitig behinderten Entladung ist die Tatsache, dass sich kein Metall im Gasraum befindet.

Verwendet man das Glas der Gefäßwand als dielektrische Barriere, wie in Bild 3.2 gezeigt, so hat die Verwendung einer zweiseitig dielektrisch behinderten Entladung konstruktive Vorteile, da die Elektroden einfach von außen aufgebracht und strukturiert werden können. Der Vorteil der einfachen Skalier- und Formbarkeit der Lampenfläche sind Grund für die Wahl einer zweiseitig behinderten Entladungsanordnung für die hier entwickelte Lichtwertungsquelle.

Einen sehr ähnlichen Ansatz zur Gestaltung der Lampe verfolgt der französische Glashersteller Saint-Gobain bei seiner auf dem Markt befindlichen Lampe PURA® aus Bild 1.3. Die

dielektrischen Barrieren werden hier durch das Lampenglas gebildet. Ein Vorteil dieser Konstruktion ist die Tatsache, dass sich die Elektroden außerhalb des Gefäßes befinden und somit keine metallischen Durchführungen notwendig sind, was die Dichtigkeit des Gefäßes erhöht und die Konstruktion vereinfacht.

Bei einer Volumenentladung findet die Entladung zwischen zwei gegenüberliegenden Elektroden statt. Merkmal einer Volumenentladung ist eine fehlende Begrenzung des Plasmas parallel zur Entladungsrichtung. Bei dieser Elektrodenkonfiguration wird deshalb das gesamte Volumen des Entladungsraums zur Strahlungserzeugung genutzt.

Vorteil der Volumenentladung ist die Machbarkeit einer sehr einfachen Lampengeometrie, in dem die Elektrode flächig auf dem Gefäß aufgebracht wird. Es ist somit möglich, die Größe und Form der aktiven Fläche frei zu gestalten und die Kosten für das Lampengefäß niedrig zu halten. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit eine vollflächige Volumenentladung als Entladungsform gewählt.

Eine Ausnutzung des gesamten Volumens ist möglich, wenn es gelingt, eine homogene Entladung vollflächig zu generieren, was durch eine gezielte Anpassung der Spannungszeitform und Gasfüllung erreichbar ist. Bei Fehlanpassung der Spannungsform oder ungeschickt gewählten Gasparametern, wie Schlagweite und Druck, kommt es zur filamentierten Entladung, so dass das Volumen nicht vollständig und gleichmäßig genutzt wird, was negative Auswirkungen auf die Plasma-Effizienz und das Erscheinungsbild der Lampe hat.

Wird der Entladungsbereich parallel zur Stromrichtung von mindestens einer Oberfläche begrenzt, so spricht man von einer Oberflächengleitentladung. Bei dieser Elektrodenkonfiguration liegen beide Elektroden in einer Ebene, so dass sich die Entladung entlang einer Fläche ausbildet.

Anwendung findet diese Konfiguration in der auf dem Markt befindlichen Lampe Planon® von OSRAM. In Bild 3.4 ist ein Ausschnitt dieser Lampe der ersten Generation gezeigt. Man erkennt hier deutlich die in der rückwärtigen Ebene liegenden Streifenleitungen, welche mit einer dielektrischen Schicht versehen sind und als Elektroden dienen. Betrieben wird die Lampe mit einer unipolaren Pulsspannung, wodurch die Entladung eine Vorzugsrichtung besitzt.

Anode und Kathode sind in dieser Lampe unterschiedlich geformt, um gezielt Kegelfilamente entlang der Oberfläche generieren zu können. Auf der Kathodenseite sind im regelmäßigen Abstand Spitzen ausgebildet, um durch die lokale Verringerung des Elektrodenabstandes eine höhere elektrische Feldstärke und damit einen bevorzugten Ansatzpunkt der Entladung zu erzeugen.



Bild 3.4 Ausschnitt aus einer Planon® der ersten Generation. Der Phosphor wurde entfernt. Zu sehen sind die mit einer dielektrischen Schicht versehenen Elektroden der Lampe. Die Anoden sind als gerade Streifen ausgeführt und kathodenseitig sind die Ansatzspitzen zu erkennen.

3.4 Zündmechanismen

In der DBE kann der Zündmechanismus abhängig von den Randbedingungen sehr unterschiedlich sein. Bei Gasen mit geringem Ionisierungskoeffizient α , wie z.B. He, kann die Zündung bei geringen Stromdichten als langsame homogene Townsend-Entladung erfolgen. Voraussetzung für eine Zündung nach dem Townsendmechanismus ist eine geringe Elektrodendichte, so dass Feldverzerrungen innerhalb des Gasraumes vernachlässigbar sind und die Verstärkung im Gasraum gleichmäßig verteilt ist. Bei Gasen mit hohem Ionisierungskoeffizient α , wie das hier untersuchte Xe, findet bei langsamer Anregung die Zündung als Streamerdurchbruch statt mit der für DBE typischen Einschnürung der Entladung zu einem schmalen Entladungskanal, dem Filament. Steigert man die Anstiegsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes über eine bestimmte Schwelle, so kann die Zündung auch bei Gasen mit hohem α als homogene Entladung stattfinden, wobei der Zündmechanismus auf einem inneren Verstärkungseffekt im Entladungsvolumen basiert. Dieser Zündprozess der internen Feldüberhöhung ist im Vergleich zur Townsendentladung schnell und durch hohe Stromdichten gekennzeichnet.

Bei allen Zündmechanismen wird der Zündprozess durch das Anlegen eines elektrischen Feldes über der Gasstrecke gestartet, wodurch vorhandene freie Elektronen von der Kathode zur Anode hin beschleunigt werden. Hierbei nehmen diese im elektrischen Feld Energie auf, bis es zu einer Ionisierung durch den Elektronenstoßprozess kommt. Die Wahrscheinlichkeit der Ionisierung pro Wegstrecke lässt sich über den ersten Townsend-Koeffizient α angeben. Bei ausreichend großem elektrischem Feld liefert dieser Prozess eine exponentielle Vermehrung der Elektronendichte $n_{Elektron}$ pro Wegstrecke d nach Gleichung (3.1).

$$n_{Elektron} \sim e^{\alpha d} \quad (3.1)$$

Die Ionen wandern, angetrieben vom elektrischen Feld, zur Kathode, wo der Stoßprozess des Ions unter Umständen ein neues sogenanntes Sekundärelektron aus der Kathode erzeugen kann. Die Wahrscheinlichkeit all der Prozesse, die zu einem neuen Sekundärelektron führen, kann mit dem zweiten Townsend-Koeffizient γ beschrieben werden. Die Townsend-Entladung wird dann selbstständig, wenn an der Kathode gerade so viele Elektronen gewonnen werden, wie im restlichen Gasraum verloren gehen. Dies führt zu folgender Zündbedingung einer Townsend Entladung.

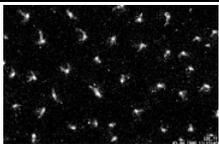
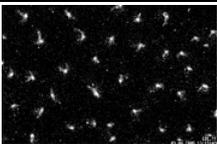
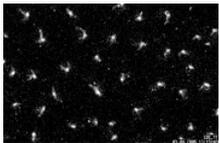
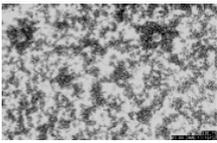
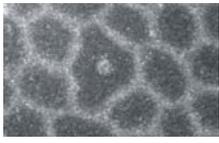
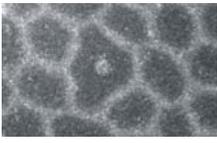
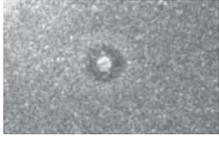
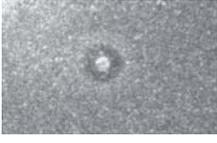
$$e^{\alpha d} \geq 1 + \frac{1}{\gamma} \leftrightarrow \gamma(e^{\alpha d} - 1) \geq 1 \quad (3.2)$$

Die Zündung einer Townsend-Entladung hängt somit sehr von der Beschaffenheit des Elektrodenmaterials und der Elektronengeneration innerhalb des Gases ab. Die Geschwindigkeit des Durchbruchs wird von der Driftgeschwindigkeit der Ionen bestimmt und ist mit 10^{-5} bis 10^{-3} s sehr langsam. Die Stromdichten der Townsend-Entladung sind, bedingt durch den γ Prozess, gering im Bereich einiger mA/cm².

3.5 Entladungsformen

Ist die Elektrode einer DBE flächig ausgeführt, so kann sich die Entladung in sehr unterschiedlichen Formen ausbilden. Wichtigster Einflussfaktor für die Art der Ausbildung ist die angelegte Spannungs- bzw. Stromform. So ermöglicht allein eine Veränderung der Spannungsform ein Umschalten zwischen einer stark filamentierten Entladung mit eingeschnürten Mikrokanälen im μm -Bereich, wie sie in der Regel beim Sinusbetrieb mit hohen Spannungen zu finden ist, und einer vollkommen flächenhomogenen Entladung bei sehr kurzen und steilen Spannungspulsen. Eine Zusammenstellung der möglichen Entladungsformen zeigt Tabelle 3.3.

Tabelle 3.3 Beispiele unterschiedlicher Entladungsformen

Entladungs-Form	eine Periode	mehre Perioden	typische Spannungsform
Filamentiert			Sinusbetrieb mit hohen Spannungen $U_{max} \gg U_{Zünd}$
Quasihomogen			Teilweise bei Sinusbetrieb mit geringen Spannungen $U_{max} \sim U_{Zünd}$
Teilhomogen			Pulsbetrieb mit geringer Spitzenstromdichte
Homogen			Pulsbetrieb mit hoher Spitzenstromdichte

Wichtige Einflussfaktoren sind

- die Schlagweite des Plasmas,
- der Partialdruck des Leuchtgases, hier Xenon,
- der Anteil eines Puffergases wie z.B. Neon,
- der Anteil an Verunreinigungen des Füllgases vor allem mit Sauerstoff,
- die Eigenschaften der Grenzschichten zwischen Plasma und Dielektrika vor allem der Sekundärelektronenemissionskoeffizient γ ,
- die zeitliche Spannungs- bzw. Stromform der Anregung.

Die folgende Einteilung der Entladungsformen lehnt sich an die Definitionen von Kling an. Die schematische Einteilung der Entladungsformen aus seiner Arbeit zeigt Bild 3.5. In seiner Arbeit findet sich eine sehr ausführliche Beschreibung aller Ausbildungsformen der dielektrisch behinderten Entladung. Für eine genaue Beschreibung der Definitionen sei daher auf die Arbeit (Kling 1997) verwiesen.

Der Focus dieser Arbeit liegt auf der Erzeugung einer homogenen Entladung über der gesamten Elektrodenfläche, da sie folgende Vorteile bietet:

- Hohe Effizienz der Entladung durch Absenken der Stromdichte.
- Ausnutzung des vollen Volumens zur Strahlungserzeugung und so eine Reduzierung der Volumenleistungsdichte, was zu einer Steigerung der Effizienz führt.
- Gleichmäßige Belastung des Phosphors, zur Gewährleistung einer möglichst langen Lebensdauer der Lampe.
- Verhinderung von Einbrenneffekten auf der Elektrodenoberfläche.
- Gleichmäßiges Erscheinungsbild der Entladung als ästhetischer Aspekt.

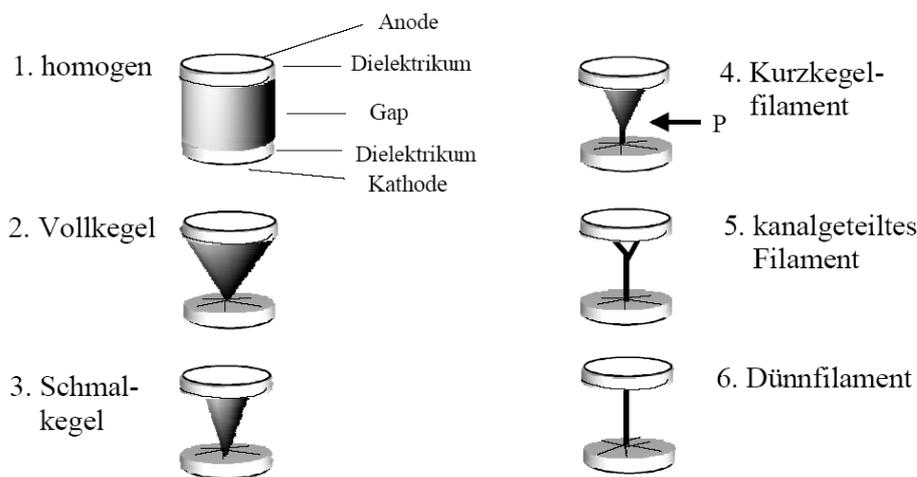


Bild 3.5 Mögliche Ausbildungsformen der Entladung. Aus (Kling 1997)

Aus diesem Grund ist die Aufteilung der unterschiedlichen Filamentierungsformen wie bei Kling beschrieben hier nicht näher von Bedeutung. Es wird nur zwischen filamentierter, teilhomogener und vollständig homogener Entladung unterschieden.

Zur Beurteilung, welcher Entladungstyp vorliegt, werden Kurzaufnahmen der Entladung betrachtet. Hierbei muss beachtet werden, dass es zu keiner Fehlinterpretation kommt, wenn, -wie bei der Beobachtung mit dem Auge- optisch über mehrere Pulszyklen integriert wird. Bei filamentierten Entladungen kann es vorkommen, dass die Filamente von Puls zu Puls räumlich unterschiedlich verteilt auftreten, was dazu führen kann, dass die Entladung quasi-homogen erscheint, obwohl der einzelne Entladungspuls eindeutig filamentiert ist.

Die Unterscheidung zwischen einer teilhomogenen und einer vollständig homogenen Entladung beschreibt den Übergangsbereich zwischen filamentierter Entladung mit Vollkegel (siehe Bild 3.5) und homogener Entladung. Befindet man sich in diesem Bereich, so stellt man fest, dass mit einer Forcierung der Spannungsform bis zu einem gewissen Grad die

Flächendichte an Filamenten steigt. Ab diesem Grenzlevel ist die Dichte konstant und es kommt zu einer Verschmelzung der Filamente, bei der die Fläche zwischen den Filamenten mit angeregt wird. Ab diesem Punkt wachsen die Flächen der Entladung zusammen und nehmen einen immer größeren Teil der Gesamtfläche ein, bis die Entladung vollflächig homogen ist. Dieser Bereich wird hier als teilhomogen bezeichnet und ist beispielhaft in Tabelle 3.3 zu sehen.

4 Elektrisches Modell der DBE

Wie beschrieben, hat die elektrische Anregung bei DBE entscheidenden Einfluss auf die Ausbildungsform und Effizienz der Entladung. Zur Untersuchung des Einflusses der elektrischen Anregung auf die DBE ist es daher notwendig, die für das Plasma entscheidenden elektrischen Größen zu kennen. Bedingt durch die für DBE typische kapazitive Trennung von Gasraum und Elektroden, ist die von außen zugängliche Spannung u_{Lampe} nicht mit der über dem Gasraum anliegende Spannung u_{Gap} proportional. Die im Plasma entstandenen Ladungen akkumulieren auf den Barrieren und verzerren so das angelegte elektrische Feld. Zur Untersuchung des Einflusses der elektrischen Anregung auf das Entladungsverhalten der DBE ist daher die Kenntnis der elektrischen Größen u_{Gap} und i_{Plasma} des Gasraums von besonderer Bedeutung.

Die Beschreibung der zeitlichen Entwicklung von u_{Gap} kann, wie aus der Literatur bekannt, über selbstkonsistente Simulationen erfolgen (Carman *et al.* 2000; Oda *et al.* 2000; Pflumm 2003; Bogdanov *et al.* 2004; Beleznai *et al.* 2006). Der Ansatz der möglichst vollständigen Simulation aller physikalischen Vorgänge im Plasma ist hilfreich für ein weitreichendes qualitatives Verständnis der wichtigsten Prozesse. Problematisch an solchen Simulationen ist die Unsicherheit ihrer physikalischen Eingangsparameter, wie Stoßquerschnitt, Verweildauer im Niveau etc., da in Literaturangaben diese Parameter entweder nicht vorhanden sind oder über mehrere Zehnerpotenzen streuen. So sind quantitative Aussagen solcher Simulationen stets mit großen Unsicherheiten behaftet und daher für systematische Untersuchungen ungeeignet. Aufgrund der Fülle von parallel laufenden Reaktionen sind solche Simulationen zudem mit sehr großem Aufwand an numerischer Rechenleistung verbunden. Rechenzeiten von mehreren Stunden bis Tagen pro Anregungsperiode sind auf einem Standard-PC üblich (Pflumm 2003).

Alternativ kann die Beschreibung der DBE anhand vereinfachter elektrischer Modelle erfolgen, von denen das in Bild 4.1 gezeigte Ersatzschaltbild das einfachste elektrische Modell der Entladung darstellt. In diesem Modell wird die Entladung als eine unbekannte zeitlich veränderliche Impedanz Z_{Plasma} beschrieben, die parallel zur Vakuumkapazität des Gasraumes C_{Gap} liegt. Dieses Modell ist für alle in Kapitel 3.3 beschriebenen Elektrodenkonfigurationen gültig, da bei beidseitig behinderten Entladungen die Barrierenkapazität elektrotechnisch zu einer Kapazität $C_{Barriere}$ zusammengefasst werden kann.

Man erkennt in Bild 4.1, dass sich der äußere Lampenstrom i_{Lampe} im Gasraum in die Teilströme i_{Gap} und i_{Plasma} aufspaltet, wobei der Strom i_{Gap} den Anteil beschreibt, der das elektrische Feld der Gasraumkapazität C_{Gap} bestimmt und i_{Plasma} die Erzeugung, Verschiebung

sowie Trennung der im Plasma erzeugten Ladungsträger nachbildet. Der Strom i_{Plasma} in Kombination mit u_{Plasma} beschreibt somit das elektrotechnische Verhalten der Entladung. Dieses Verhalten lässt sich analytisch nicht geschlossen beschreiben, da es stark nichtlinear und abhängig von der Entladungshistorie ist.

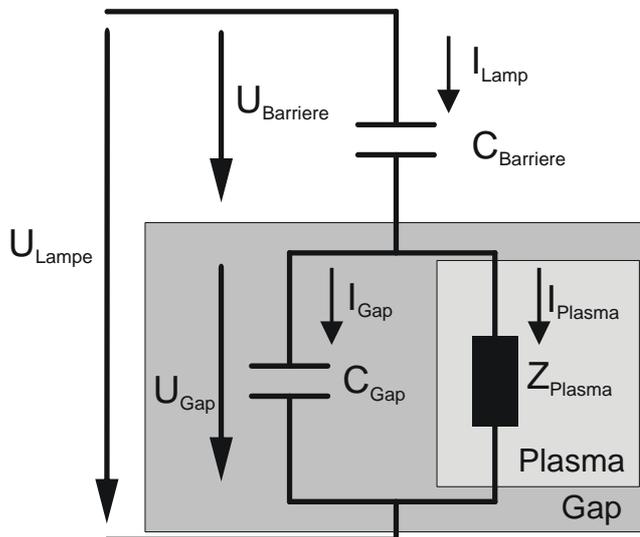


Bild 4.1 Einfaches elektrisches Ersatzschaltbild einer DBE.

Unter der Annahme, dass die Kapazitäten C_{Gap} und $C_{Barriere}$ als ideal betrachtet werden können, findet der Wirkleistungsumsatz ausschließlich in Z_{Plasma} statt. Die Annahme einer idealen Kapazität ist für $C_{Barriere}$ gerechtfertigt, da die dielektrischen Barrieren in der Regel aus sehr guten Isoliermaterialien wie Glas oder Keramik bestehen. Bei der Kapazität C_{Gap} handelt es sich um die ideale Vakuumkapazität des Gasraumes, die per Definition verlustfrei ist, da alle Verlustkomponenten des Gases mit Z_{Plasma} beschrieben werden.

Ist die Spannung über dem Gasraum u_{Gap} zu gering für die Zündung einer Entladung, so verhält sich die Lampe wie eine Serienschaltung der beiden Kapazitäten $C_{Barriere}$ und C_{Gap} und nur in diesem Fall gilt für C_{Lampe} die Regel des kapazitiven Spannungsteilers, da nur dann i_{Plasma} zu Null wird und verschwindet.

4.1 Bekannte elektrische Modelle

Einfache elektrische Modelle der Entladung gehen davon aus, dass man über das kapazitive Spannungsteilverhältnis von C_{Lampe} und C_{Gap} aus der Lampenspannung u_{Lampe} auf die Spannung über dem Gasraum u_{Gap} schließen kann. Somit errechnet zum Beispiel (Stockwald 1991; Kling 1997; Adler 2000) die innere Spannung über den Gap mit Hilfe des kapazitiven Spannungsteilers nach Gleichung (4.1).

$$\begin{aligned}
 u_{Gap} &= \frac{C_{Lampe}}{C_{Gap}} \cdot u_{Lampe} \\
 &= \frac{C_{Barriere}}{C_{Gap} + C_{Barriere}} \cdot u_{Lampe}
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

Die Annahme des kapazitiven Spannungsteilers stimmt nur für die erste Zündung einer DBE, da in diesem Fall von einem ladungsfreien Gasraum ausgegangen werden kann. Bei allen weiteren Zündungen hingegen ist dies nicht der Fall und man vernachlässigt auf diese Weise die für DBE typischen Restladungen im Gasraum vollständig.

Bedingt durch die Barrieren sind die Ionen und Elektronen des Plasmas im Gasraum gefangen, so dass sie sich nach der Entladungsphase räumlich getrennt nahe den Barrieren befinden. Diese Trennung erzeugt eine innere Spannung, die den linearen Zusammenhang zwischen u_{Lampe} und u_{Gap} stört, so dass allein aus der äußeren Spannung u_{Lampe} nicht auf die Spannung über dem Gasraum u_{Gap} geschlossen werden kann.

Das Problem der Vernachlässigung der Restladungen auf den Barrieren war bekannt, konnte aber messtechnisch nicht erfasst werden. Aus diesem Grund mussten Annahmen über den zeitlichen Verlauf der inneren Spannung getroffen werden, um das Verhalten der Entladung beschreiben zu können.

Zur Lösung des Restladungsproblems schlug (Neiger *et al.* 1994) das elektrische Ersatzschaltbild Bild 4.2 vor, bei dem das elektrische Modell des Plasmas Z_{Plasma} um zwei in Serie geschaltete Randschichtkapazitäten C_{Charge} erweitert ist. Die innere Spannung u_{Charge} , welche durch die Restladungen erzeugt wird, wird in diesem Modell mit einem Faktor k beschrieben, der u_{Gap} aus (4.1) um einen prozentualen Anteil k erhöht bzw. erniedrigt.

$$u_{Gap} = (1 + k) \cdot \frac{C_{Barriere}}{C_{Gap} + C_{Barriere}} \cdot u_{Lampe}
 \tag{4.2}$$

Bestimmt wird dieser Faktor k über das Verhältnis des inneren Ladungsumsatzes ΔQ vor und nach der Zündung.

$$k = \left| \frac{\Delta Q_{vor\ Zündung}}{\Delta Q_{nach\ Zündung}} \right| - 1
 \tag{4.3}$$

Die Beschreibung des Faktors k samt analytischer Herleitung ist in (Schrift 1997) ausführlich beschrieben und wird daher hier nicht näher erläutert. Die Bestimmung des Faktors k ist in der Theorie zwar möglich, scheitert in der messtechnischen Realisierung aber an der notwendigen zeitlichen Integration des Stromes zwischen nicht klar definierten Grenzen. Bedingt durch die diskrete Betrachtung versagt das Modell bei der Bewertung des zeitlichen Verlaufs und eignet sich daher nur für eine Abschätzung der inneren Spannung u_{Gap} vor und nach der Zündung.

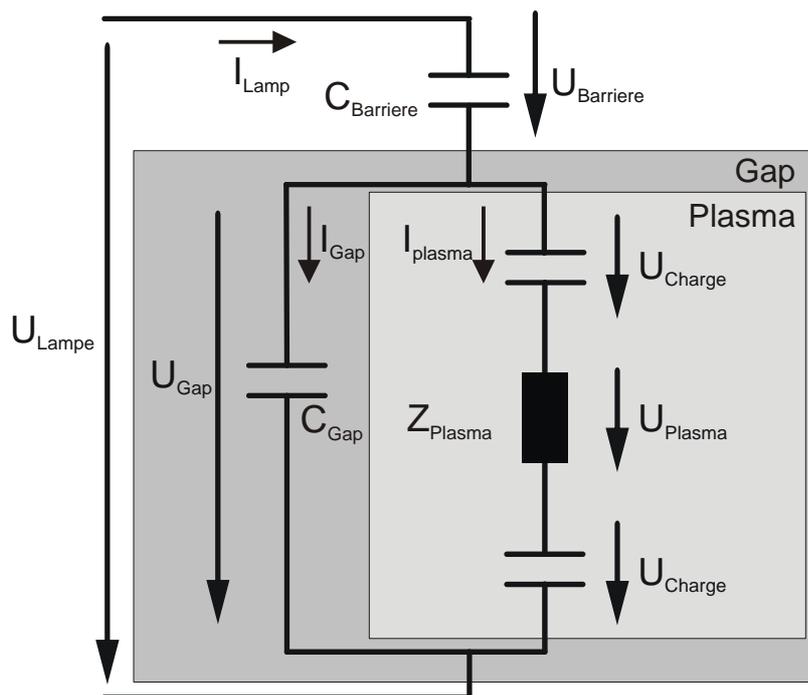


Bild 4.2 DBE-Ersatzschaltbild mit Ladungsschichtkapazität nach (Neiger *et al.* 1994)

Ein verbessertes elektrisches Modell zur Bestimmung der inneren elektrischen Größen aus den gemessenen Größen u_{Lampe} und i_{Lampe} beschreibt (Shuhai *et al.* 2003). Dem Modell liegt die in Bild 4.3 gezeigte leicht veränderte Version des einfachen Ersatzschaltbilds zugrunde. Das Plasma wird hier als spannungsgesteuerte Stromquelle und nicht als zeitlich veränderliche Impedanz betrachtet. Mit der Beschreibung des Plasmas als Stromquelle ist es möglich, anhand der Ladungserhaltung aus dem Stromfluss i_{Lampe} auf die Spannung $u_{Barriere}$ zu schließen.

So kann aus Lampenspannung und –strom mit Hilfe von Gleichung (4.4) auf die innere Spannung u_{Gap} geschlossen werden, wenn $C_{Barriere}$ als idealer Kondensator betrachtet wird. Hierzu wird die Eigenschaft verwendet, dass die Spannung eines Kondensators C proportional zu der auf ihm gespeicherten Ladung Q ist, d.h. $Q_{Barriere} = C_{Barriere} \cdot u_{Barriere}$.

$$\begin{aligned}
 u_{Gap} &= u_{Lampe} - u_{Barriere} \\
 &= u_{Lampe} - \left(\frac{1}{C_{Barriere}} \int_{t_0}^{t_0+T} i_{Lampe} dt + u_{Barriere}(t_0) \right)
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

Problematisch bei der Anwendung von Gleichung (4.4) ist die Lösung des Anfangswertproblems $u_{Barriere}(t_0)$, für das bei bipolaren Größen die Symmetrie der Spannungsform und bei unipolaren Größen eine Ladungsfreiheit zu Beginn der Pulses angenommen werden muss.

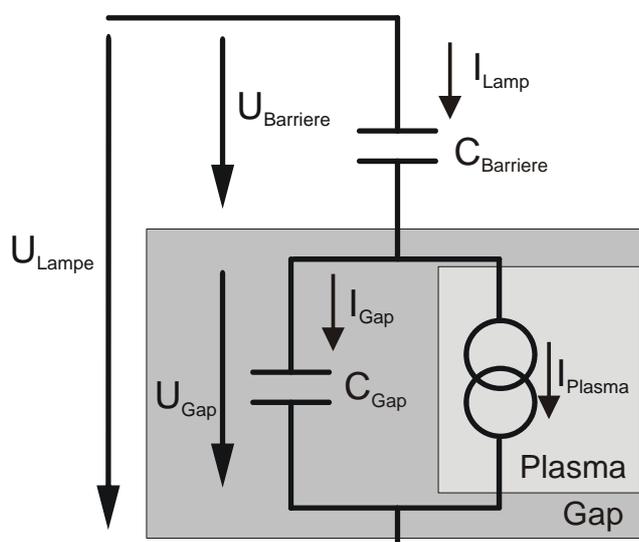


Bild 4.3 DBE-Ersatzschaltbild nach (Shuhai 2002). Das Plasma wird als spannungsgesteuerte Stromquelle beschrieben.

Zur Bestimmung des Stroms i_{Plasma} muss in diesem Modell zum gewichteten äußeren Strom ein Anteil addiert werden, der sich aus der zeitlichen Änderung der Lampenspannung errechnet.

$$i_{Plasma} = \left(1 + \frac{C_{Gap}}{C_{Barriere}} \right) \cdot i_{Lampe} - C_{Gap} \frac{du_{Lampe}}{dt} \tag{4.5}$$

Mathematisch lässt sich dies einfach mit Hilfe der Gleichung (4.5) beschreiben, messtechnisch stellt die zeitliche Ableitung des Spannungsverlaufs aber eine schwer zu lösende Aufgabe dar. Unter realen Bedingungen ist dies nur bei zeitlichen stetigen Verläufen möglich, die vom Rauschen des Messwandlers nachträglich befreit wurden. Aussagen dieses Verfahrens über die zeitlichen Verläufe von i_{Plasma} oder u_{Gap} werden bei sehr kurzen Impulsströmen,

wie sie bei der Xe-Excimer-DBE üblich sind, durch die notwendige zeitliche Ableitung bzw. Integration unsicher und ungenau.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass alle elektrischen Modelle zur Beschreibung des elektrischen Verhaltens der DBE das Plasma mit Hilfe eines elektrischen Bauteils Z_{Plasma} parallel zur Vakuumkapazität C_{Gap} beschreiben. Das Verhalten Z_{Plasma} ist bei allen Modellen nicht näher definiert und nichtlinear. Oft wird das Plasma als ein zeitlich veränderlicher Widerstand Z_{Plasma} beschrieben, wobei es gleichgültig ist, ob im Modell ein spannungsabhängiger Schalter (Roth 2001) oder eine Zener-Diode (Stockwald 1991) in Serie zum Plasma eingefügt ist, mit welchem die Zündbedingung beschrieben wird. Bis auf das Modell von (Neiger *et al.* 1994) vernachlässigen alle Modelle die Restladung auf den dielektrischen Wänden, obwohl deren signifikanter Einfluss auf die Entladung bekannt ist.

4.2 Modell mit Ladungsbeschreibung

Das hier vorgestellte neue elektrische Modell mit Ladungsbeschreibung ist ein empirisches Modell, welches das Ziel hat, den Einfluss der Raumladungen auf die Entladungsbedingungen zu beschreiben. Es basiert auf dem einfachen Modell mit einer Plasmaimpedanz Z_{Plasma} und erweitert dieses in Anlehnung an (Neiger *et al.* 1994) um die Beschreibung der Raumladungen im Gasraum mit Hilfe einer Ladungskapazität C_{Charge} in Serie, wie in Bild 4.4 gezeigt.

Die im Modell von (Neiger *et al.* 1994) eingeführte Raumladungskapazität C_{Charge} dient dort dem Zweck, über das kapazitive Spannungsteilerverhältnis von C_{Gap} zu C_{Lampe} aus der äußeren Spannung u_{Lampe} mit Hilfe von analytischen Überlegungen auf die innere Spannung u_{Gap} zu schließen. Zweck dieser Kapazität ist die elektrische Beschreibung der Aufladung der Barrieren durch die im Plasma entstanden Raumladungen. Diesen Zweck erfüllt es, wie schon erläutert, nur sehr unzureichend. Die hinter C_{Charge} stehende Idee, mit einer Kapazität die Raumladung zu beschreiben ist für das Modell mit Ladungsbeschreibung aber von großer Bedeutung, da es einen einfachen Ansatz liefert das zwischen den Raumladungen entstandene elektrische Feld zu beschreiben.

Kombiniert man nun das Modell von C_{Charge} in Serie zu Z_{Plasma} mit der Messmethode zur Bestimmung der inneren Größen aus (Roth 2001) so wird eine Bestimmung der Spannung u_{Charge} möglich, wenn, wie in (Shuhai 2002), angenommen wird, dass das Plasma eine Stromquelle darstellt. Die Annahme einer Stromquelle in Serie zur Barrierenkapazität $C_{Barriere}$ erlaubt eine sehr einfache Bestimmung der Raumladung im Gap anhand der messtechnisch zugänglichen Größen u_{Lampe} und $u_{Barriere}$ über die Bedingung der Ladungserhaltung im Gasraum (Trampert, Paravia und Heering 2007).

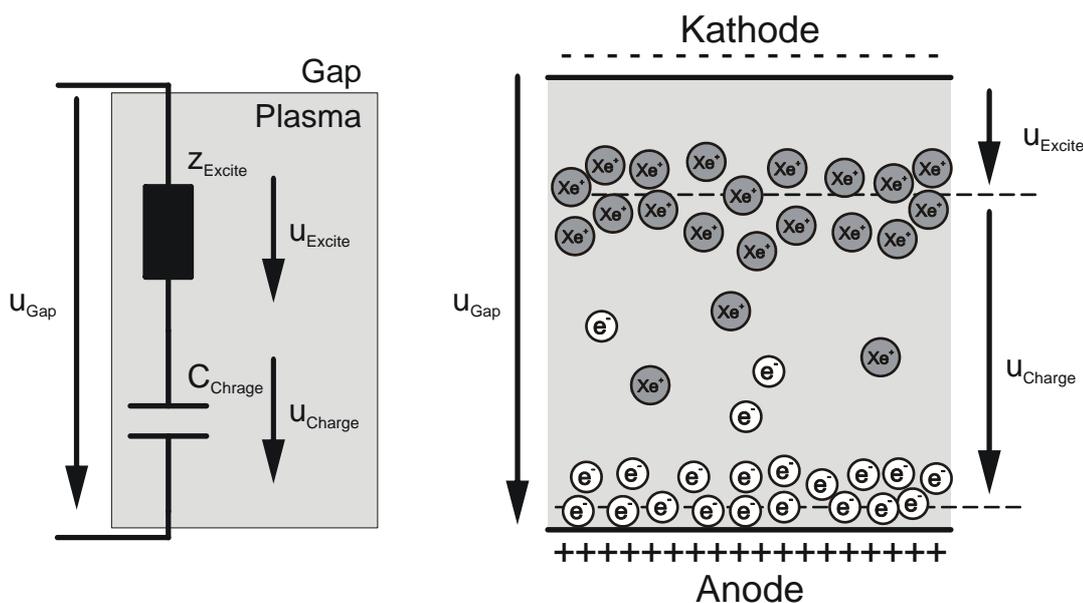


Bild 4.4 Veranschaulichung der physikalischen Entsprechung von u_{Charge} und u_{Excite} des Modells mit Ladungsbeschreibung.

4.2.1 Annahmen

Dem Modell mit Ladungsbeschreibung liegen ein paar vereinfachende Annahmen zu Grunde, die für einen empirischen Ansatz zur Beschreibung des elektrischen Feldes der Raumladungen sinnvoll und ausreichend sind. Betrachtet man den Gasraum von außen, so fällt auf, dass kein realer Ladungstransport durch die Barrieren stattfinden kann. Dies bedeutet, dass Ladungsträger, die im Plasma durch Ionisation erzeugt werden, den Gasraum nicht verlassen können, so dass jedes Ion ein zugehöriges Elektron im Gasraum besitzt.

Die im Plasma generierten Elektronen und Ionen werden vom angelegten elektrischen Feld sowie durch Diffusion räumlich getrennt. Aus Simulationen wie (Oda *et al.* 1999; Pflumm 2003; Bogdanov *et al.* 2004) ist bekannt, dass die Elektronen aufgrund ihrer im Vergleich zu den Ionen geringen Masse im elektrischen Feld sehr schnell, im Bereich weniger ns, beschleunigt werden. Dies führt zu einer räumlichen Trennung von Elektronen und Ionen im Gasraum. Innerhalb weniger ns erreichen die im Volumen erzeugten Elektronen die Anode und erzeugen so eine Aufladung der Anode.

Die Masse des Xe-Ions ist hingegen rund 6 Größenordnungen größer als die des Elektrons so dass diese vom elektrischen Feld innerhalb der bei DBE kurzen rund 100 ns langen Entladungsphase nahezu nicht beschleunigt werden. Die Ionen können somit während des Entladungspulses als quasi ortsfest betrachtet werden. Diese Trennung von Ionen und Elektronen erzeugt ein elektrisches Feld, das dem angelegten elektrischen Feld entgegensteht. Da dieses

Feld größer als das angelegte elektrische Feld werden kann findet in dessen Bereich eine stärkere Ionisierung statt. Dieser Prozess führt zu einer Steigerung der Ionendichte im Bereich des höchsten elektrischen Feldes, was ein selbstverstärkender Prozess ist. Dieser, von (Pflumm 2003) als interne Feldüberhöhung beschriebene Effekt, bewirkt, dass sich während der Entladungsphase eine Raumzone hoher Ionendichte bildet. Diese auch als effektive Anode bezeichnete Zone wandert im Laufe der Entladungsphase Richtung Kathode und verdichtet sich hierbei. Die effektive Anode wandert nicht aufgrund von Ionenbewegung, sondern aufgrund der Verlagerung des Bereichs größter Ionisierung. Der Strom i_{plasma} beschreibt somit neben dem Transport der Ladungsträger, hier vor allem der Elektronen, auch den Verschiebungsstrom bedingt durch die zeitliche Änderung des Raumladungsfeldes durch die Verlagerung der effektiven Anode.

Reduziert man die räumliche Verteilung der Elektronen und Ionen auf den jeweiligen Schwerpunkt der Dichteverteilung, so kann die hieraus resultierende Feldverzerrung als Spannung beschrieben werden. Schon nach wenigen zehn ns nach Beginn der Entladungsphase befindet sich der Schwerpunkt der Ionendichte unmittelbar vor der Kathode, während die Elektronen die Anode schon erreichen. Nimmt man nun an, dass die Ladungsschwerpunkte nach der Entladung räumlich getrennt sind, so kann dieses Verhalten am einfachsten mit dem einer Kapazität, hier C_{Charge} , beschrieben werden. Da das elektrische Modell die Entladung nur integral beschreibt, wird von einer über der Fläche homogenen Verteilung der Ladungen ausgegangen. Bei einer filamentierten Entladung ist dies sicherlich falsch und die Spannung u_{Charge} stellt somit nur einen durchschnittlichen Wert der Ladungsverteilung auf den Barrieren da.

Da Elektronen und Ionen im Plasma bis auf die Coulombkraft keine Bindung besitzen, können die Ladungen als ungebunden betrachtet werden, d.h. die Polarisierung des Plasmas kann vernachlässigt werden. Dies wird in dem Kapazitätsmodell mit einer Dielektrizitätszahl von $\epsilon_r \approx 1$ berücksichtigt. Zur Beschreibung der Kapazität C_{Charge} wird davon ausgegangen, dass die Schwerpunkte der Ladungsdichten sich nach der Entladung auf den Barrieren befinden. Diese Annahme wird auf die Ergebnisse der Simulationen von (Pflumm 2003) und (Bogdanov *et al.* 2004) gestützt, die für Xe-DBE eine Breite des Kathodenfalls unter $10 \mu\text{m}$ berechnen. Diese Breite ist bei einer Schlagweite des Gaps, hier von 2 mm, vernachlässigbar, so dass als Distanz zwischen den Ladungen die Schlagweite angenommen werden kann. Somit lässt sich C_{Charge} mit $\epsilon_r \approx 1$ und den geometrischen Dimensionen von C_{Gap} berechnen. Da dieses Modell ein rein empirisches Modell ist, kann vereinfachend angenommen werden, dass $\epsilon_{r, \text{Charge}} = 1$ ist, so dass C_{Charge} gleich C_{Gap} ist.

$$C_{Charge} = C_{Gap} \quad (4.6)$$

Mit dem Zusammenhang, dass die Ladung auf einer Kapazität proportional der Spannung über dieser ist, beschreibt die Spannung u_{Charge} der Ladungskapazität C_{Charge} auf einfache Weise die zeitliche Entwicklung der Raumladungen im Gasraum und das durch sie entstandene Gegenfeld. Bild 4.4 veranschaulicht die physikalische Entsprechung von u_{Charge} und u_{Excite} mit einer Ladungsverteilung, wie sie bei einer flächenhomogenen Entladung auftritt.

Die Größe der Kapazität C_{Charge} kann anhand von plasmaphysikalischen Überlegungen abgeschätzt werden, wohingegen die Impedanz des Plasmas Z_{Excite} völlig offen ist. Zusammen mit den beiden Größen u_{Gap} und i_{Plasma} die, wie in Kapitel 5.1 beschrieben, messtechnisch erfasst werden können, ist eine Bestimmung der Spannung u_{Charge} und u_{Excite} möglich. Die Herleitung der Berechnung von u_{Charge} und u_{Excite} aus den erfassten elektrischen Größen ist im folgenden Kapitel beschrieben.

4.2.2 Theorie

Das in Bild 4.5 gezeigte elektrische Modell der DBE mit Ladungsbeschreibung beschreibt den Einfluss des elektrischen Feldes der Raumladungen mit einer Ladungskapazität C_{Charge} . Die Ladungskapazität C_{Charge} liegt in Serie zur Anregungs- und Rekombinationsimpedanz Z_{Excite} , in welcher der gesamte Wirkleistungsumsatz stattfindet. Bedingt durch die Serienschaltung von C_{Charge} und Z_{Excite} fließt der Strom des Plasmas i_{Plasma} in C_{Charge} , so dass die Spannung über C_{Charge} der Ladung q_{Plasma} , also der zeitlichen Integration des Stroms i_{Plasma} entspricht.

Da im Modell die Entladungsimpedanz Z_{Excite} in Serie zur Ladungskapazität C_{Charge} liegt, ist der Plasmastrom i_{Plasma} gleich dem Strom durch C_{Charge} , also gilt $i_{Plasma} = i_{Charge}$. Der Lampenstrom i_{Lampe} lässt sich als Summe der beiden Ströme i_{Gap} und i_{Charge} schreiben.

$$\begin{aligned} i_{Lampe} &= i_{Barriere} \\ &= i_{Gap} + i_{Plasma} \\ &= i_{Gap} + i_{Charge} \end{aligned} \quad (4.7)$$

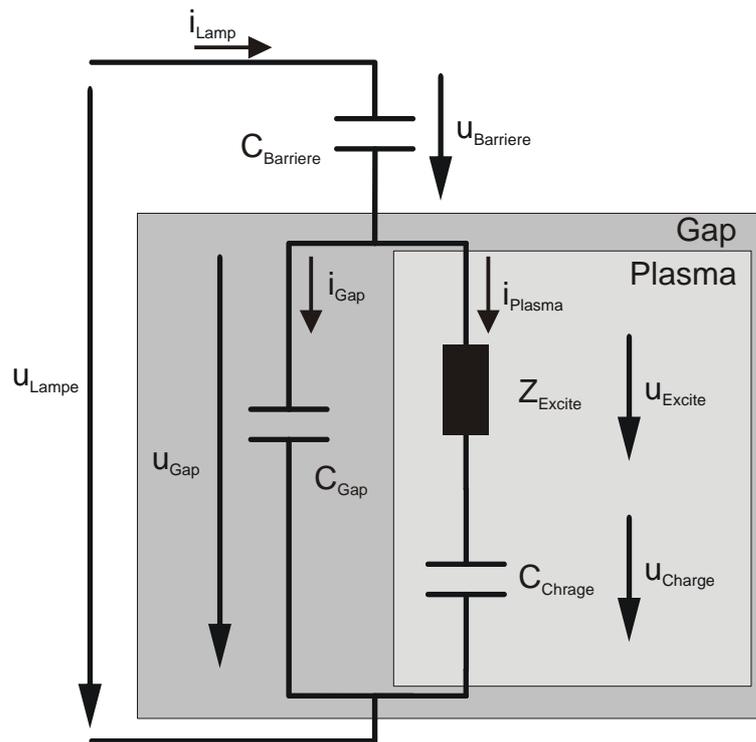


Bild 4.5 Elektrisches Ersatzschaltbild der DBE mit Ladungsbeschreibung.

Da Ladungs- und Stromerhaltung gilt, ist die Gesamtladung der Serienkapazität C_{Lampe} zu jedem Zeitpunkt gleich der Ladungen ihrer Einzelkapazitäten. Hierbei muss beachtet werden, dass die Kapazität des Gasraumes aus zwei parallelen Kapazitäten gebildet wird, d.h. es gilt:

$$q_{Lampe} = q_{Gap} + q_{Charge} \quad (4.8)$$

Da die Ladung auf einer Kapazität gleich dem Produkt aus Kapazität und anliegender Spannung ist, kann (4.8) auch in folgender Form geschrieben werden.

$$C_{Lampe} \cdot u_{Lampe} = C_{Gap} \cdot u_{Gap} + C_{Charge} \cdot u_{Charge} \quad (4.9)$$

Vorausgesetzt wird bei Gleichung (4.9), dass die Lampe vor der ersten Zündung frei von Restladungen ist, d.h. dass $u_{Lampe} = u_{Barriere} = u_{Charge} = 0$ für $t < t_0$ ist. Wobei als erste Zündung hier die Zündung nach einer langen Pause im Bereich von Minuten bis Stunden und nicht die erste Zündung innerhalb einer Periode gemeint ist. Nach Umformung nach u_{Charge} und Ersatz von u_{Gap} durch $u_{Lampe} - u_{Barriere}$ erhält man aus Gleichung (4.9) den Ausdruck für die Spannung u_{Charge} .

$$u_{Charge} = \frac{C_{Gap} \cdot \left(u_{Barriere} - u_{Lampe} \cdot \left(\frac{C_{Gap}}{C_{Gap} + C_{Barriere}} \right) \right)}{C_{Charge}} \quad (4.10)$$

Mit der in Kapitel 4.2.1 getroffenen Annahme $C_{Charge} = C_{Gap}$ vereinfacht sich Gleichung (4.10) zu:

$$u_{Charge} = u_{Barriere} - u_{Lampe} \cdot \left(\frac{C_{Gap}}{C_{Gap} + C_{Barriere}} \right) \quad (4.11)$$

Mit dieser Gleichung kann aus den gemessenen Größen u_{Lampe} und $u_{Barriere}$ bei bekannten Kapazitäten $C_{Barriere}$ und C_{Gap} die Spannung u_{Charge} , ohne Integration des Stroms i_{Plasma} bestimmt werden. Da u_{Charge} die Spannung an einer Kapazität ist, spiegelt u_{Charge} die vom Plasma im Gasraum erzeugte Ladung q_{Plasma} wieder.

Im Ersatzschaltbild Bild 4.5 liegt die Plasmakapazität C_{Charge} in Serie zur Anregungsimpedanz Z_{Excite} . Die über ihr abfallende Spannung u_{Excite} kann nun sehr einfach aus der Differenz zwischen u_{Gap} und u_{Charge} errechnet werden.

$$u_{Excite} = u_{Gap} - u_{Charge} \quad (4.12)$$

Die so bestimmte Spannung u_{Excite} beschreibt das wirksame elektrische Feld im Plasma und der Stromfluss i_{Plasma} die Trennung der Ladungsträger durch das elektrische Feld oder Diffusion. Gleichzeitig beschreibt i_{Plasma} den Abbau der Ladungsträger. So ist Z_{Excite} eine Überlagerung von Anregung und Relaxation der Entladung, was hier den gesamten Wirkleistungsumsatz widerspiegelt. Betrachtet man alle im Modell vorhandenen Kapazitäten als ideal, muss der Wirkleistungsumsatz der Lampe gleich dem von Z_{Excite} sein.

$$P_{Lampe} = P_{Plasma} = P_{Excite} \quad (4.13)$$

4.2.3 Grenzbetrachtung

Die maximal pro Puls übertragbare Ladung und damit die maximal pro Puls einkoppelbare Leistung lässt sich anhand von Gleichung (4.11) abschätzen. Für diese Abschätzung wird angenommen, dass die Lampe mit einer idealen Spannungsquelle versorgt wird, d.h. die Lampenspannung bleibt auch während der Zündung konstant. Des Weiteren wird angenommen, dass die Zündung der Entladung beim Erreichen einer Schwellenspannung $u_{Gap} = U_{Zünd}$

stattfindet. Die Höhe dieser Spannung hängt, wie bei elektrodenbehafteten Entladungen nach dem Paschen-Gesetz vom Gasdruck p und der Schlagweite d_{Gap} ab. Der Einfluss von Restladungen auf $u_{Zünd}$ und damit der Einfluss der Vorgeschichte ist vorhanden, kann aber bei geschickter Pulsförmiger Anregung vernachlässigt werden. Bei sinusförmiger Anregung ist diese Annahme nicht gerechtfertigt, da hier die Restladungen zum Zeitpunkt der Zündung nicht vernachlässigt werden können. Die Ionisierung und damit die Entladung brechen bei einer Löschspannung $u_{Lösch}$ zusammen. Für eine Abschätzung der maximalen, pro Entladungspuls umgesetzten Ladung $q_{Charge,Max}$, wird als minimale Löschspannung $u_{Gap} = 0$ angesetzt. Ist $u_{Gap} = 0$, so bedeutet dies, dass $u_{Barriere}$ gleich u_{Lampe} ist. Somit lässt sich $u_{Charge,max}$ anhand von Gleichung (4.11) abschätzen zu:

$$\begin{aligned} u_{Charge,max} &= u_{Barriere} - u_{Lampe} \cdot \left(\frac{C_{Gap}}{C_{Gap} + C_{Barriere}} \right) \\ &= u_{Lampe} \cdot \left(\frac{C_{Barriere}}{C_{Gap} + C_{Barriere}} \right) \end{aligned} \quad (4.14)$$

Dies bedeutet, dass bei einer durch das Gas bestimmten äußeren Zündspannung $u_{Lampe,Zünd}$ und konstanter äußerer Spannung u_{Lampe} die maximal umsetzbare Ladung und somit auch die maximale einkoppelbare Leistung pro Puls im Plasma durch $C_{Barriere}$ und C_{Gap} bestimmt sind.

$$\begin{aligned} q_{Charge,max} &= C_{Charge} \cdot u_{Lampe} \cdot \left(\frac{C_{Barriere}}{C_{Gap} + C_{Barriere}} \right) \\ &= C_{Gap} \cdot u_{Lampe} \cdot \left(\frac{C_{Barriere}}{C_{Gap} + C_{Barriere}} \right) \\ &= C_{Lampe} \cdot u_{Lampe} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Nimmt man nun für eine weitere Abschätzung an, dass der Gasraum zu Beginn des Anregungspulses ladungsfrei ist, so kann man Gleichung (4.15) weiter vereinfachen. Im Falle der Ladungsfreiheit kann bei bekanntem C_{Gap} und Zündspannung $u_{Zünd}$ die maximal umsetzbare Ladung und damit auch die maximal umsetzbare Leistung abgeschätzt werden, da in diesem Fall u_{Lampe} über den kapazitiven Spannungsteiler aus $u_{Zünd}$ berechnet werden kann.

$$\begin{aligned}
q_{Charge,max} &= C_{Lampe} \cdot u_{Lampe} \\
&= u_{Gap} \frac{C_{Gap}}{C_{Lampe}} \cdot C_{Lampe} \\
&= u_{Zünd} \cdot C_{Gap}
\end{aligned} \tag{4.16}$$

Diese Abschätzung liefert folgende Erkenntnis: Verhält sich das Vorschaltgerät im Zeitbereich des Pulses wie eine Spannungsquelle, so hängt die maximal ins Plasma einkoppelbare Ladung und damit auch die einkoppelbare Leistung von der inneren Zündspannung $u_{Zünd}$ und Kapazität C_{Gap} ab. Die Zündspannung $u_{Zünd}$ ist über die Schlagweite und den Fülldruck mit der Größe von C_{Gap} gekoppelt und somit durch das Plasma festgelegt.

Da die in der Entladung umgesetzte Ladung q_{Charge} bei konstanter äußerer Spannung u_{Lampe} als Strom die Barrieren passieren muss, bedeutet dies, dass die Kapazität der Barrieren $C_{Barriere}$ während der Entladung geladen wird. So muss das Betriebsgerät neben der Wirkleistung der Entladung noch die Blindleistung zum Laden der Barrieren aufbringen. Nimmt man an, dass der größte Teil des Entladungsstroms von außen geliefert wird, so kann als Abschätzung i_{Plasma} gleich $i_{Barriere}$ gesetzt werden. Mit dieser Annahme kann die für die Barrieren während der Entladung aufzubringende Momentanleistung abgeschätzt werden zu:

$$\begin{aligned}
p_{Barriere}(t) &= u_{Barriere}(t) \cdot i_{Barriere}(t) \\
&= \frac{q_{Barriere}(t)}{C_{Barriere}} \cdot i_{Barriere}(t) \\
&= \frac{\int i_{Barriere}(t) dt}{C_{Barriere}} \cdot i_{Barriere}(t)
\end{aligned} \tag{4.17}$$

Wie Gleichung (4.17) zeigt ist es sinnvoll, die Barrierenkapazität $C_{Barriere}$ so groß wie möglich zu wählen, da so die vom Betriebsgerät lieferbare Leistung nahezu vollständig ins Plasma eingekoppelt werden kann. Da die DBE eine flächige Entladung ist, ist die flächenspezifische Kapazität von $C_{Barriere}$ maßgeblich. Eine Steigerung der Kapazität $C_{Barriere}$ kann somit über eine hohe Dielektrizitätszahl $\epsilon_{r, Barriere}$ des Materials und einer kleinen Schichtdicke $d_{Barriere}$ erreicht werden.

4.3 Phasen der Entladung

Bedingt durch die dielektrische Barriere wird die DBE mit periodischen Spannungsformen angeregt. Die Energieeinkopplung ins Plasma findet in einem, im Vergleich zur Periodendauer der Betriebsfrequenz f_B , kurzen Zeitfenster statt. Abhängig von der Art der Spannungsform können so innerhalb einer Periode der Betriebsfrequenz mehrere Entladungen stattfinden. Da die beidseitig behinderten Entladungen keine Vorzugsrichtung besitzen, findet, bei Anregungsspannungen knapp über der Zündspannung $u_{Zünd}$, nur eine Entladung pro Anstieg des Spannungsbetrages statt. Dies bedeutet, dass bei bipolaren Spannungen wie Sinus die Energieeinkopplung mit der doppelten Betriebsfrequenz stattfindet, wohingegen bei unipolaren Spannungen mit einer Zündung pro Puls die Frequenz der Energieeinkopplung gleich der Betriebsfrequenz ist. Die Dauer einer Anregungsperiode ist somit bei bipolaren Spannungen die Hälfte der Periode der Betriebsfrequenz. Bei unipolaren Spannungsformen sind Anregungsperiode und Periode der Betriebsfrequenz gleich.

Die Anregungsperiode kann in drei Phasen eingeteilt werden. Sie beginnt mit der Zündphase, gefolgt von der Entladungsphase mit anschließender Afterglowphase. Da die Prozesse der Anregung und Relaxation im Plasma zeitlich parallel ablaufen, verschwimmen die Grenzen der Zeitbereiche und es kommt zu einer Überlappung der Phasen. Die Aufteilung der Phasen erfolgt hier anhand der inneren elektrischen Größen, wie in Tabelle 4.1 beschrieben.

Tabelle 4.1 Phasen der Entladung. Die Definition der Bereiche erfolgt anhand der inneren elektrischen Größen.

Phase	Bereich	
Zündung	$0 < u_{Gap} < u_{Zünd} $ $ i_{Gap} \gg 0$	Aufbau des Feldes im Gap. Teil der Afterglowphase.
Entladung	$ i_{Plasma} \gg 0$	Phase der Energieeinkopplung ins Plasma
Afterglow	$ i_{Plasma} \approx 0$	Phase der Relaxation des Gases. Überlappt aufgrund der schnellen Reaktionskinetik mit der Entladungsphase

Die Entladung beginnt mit der Zündphase. Diese Phase wird über die innere Spannung definiert. In der Zündphase steigt die innere Spannung von Null bis auf ihren betragsmäßig maximalen Wert. Das Maximum des Betrages der Spannung u_{Gap} wird in Anlehnung der Definition von (Kling 1997) als dynamische Zündspannung $u_{Zünd}$ bezeichnet.

$$u_{Zünd} = \max |u_{gap}| \quad (4.18)$$

Beim Erreichen der Zündspannung bildet sich im Gasraum ein Plasma aus, so dass ein Wirkstrom i_{Plasma} fließen kann. Der Zeitbereich, in dem ein Plasmastrom i_{Plasma} fließt, wird als Entladungsphase bezeichnet. Nur während dieser Phase findet eine Energieeinkopplung ins Plasma statt. Die Phase endet, wenn der Plasmastrom zu Null wird. In der folgenden Afterglowphase ist der Plasmastrom nahezu Null, solange die innere Spannung unterhalb der Zündspannung $u_{\text{Zünd}}$ bleibt. Dies ist die längste Phase innerhalb einer Entladungsperiode bei niederen Frequenzen im Bereich einiger 10 kHz. In dieser Phase findet die Relaxation des angeregten Gases statt, so dass die ins Gas eingekoppelte Energie in Form von optischer Strahlung und Wärme abgegeben wird.

Die Ausbildungsformen der Entladung in diesen Phasen können sehr unterschiedlich sein. Sie reichen von einer homogenen Townsendentladung über eine eingeschnürte Streamerentladung bis hin zu einer sehr schnellen homogenen Entladung auf Basis der internen Feldüberhöhung. Während der elektrische Energieumsatz sich auf die Entladungsphase konzentriert, ist der optische Energieumsatz, bedingt durch die im Plasma ablaufenden Stoß- und Zerfallsprozesse, zeitversetzt gegen Ende der Entladungsphase und in der gesamten Afterglowphase. In der Afterglowphase wird keine Energie oder ein zu vernachlässigender Anteil ins Plasma eingekoppelt.

4.3.1 Zündphase

Für alle Entladungsformen gilt der gleiche Mechanismus zu Beginn der Entladung. Steigt die Feldstärke im Gap an, werden vorhandene Elektronen im elektrischen Feld beschleunigt, bis ihre kinetische Energie höher als die Ionisierungsenergie des Gases ist und eine direkte Ionisierung der Atome aus dem Grundzustand heraus erfolgen kann. Auf diese Weise findet eine Vermehrung der Elektronen statt, da bei jedem Stoß ein zusätzliches Elektron erzeugt wird, so dass eine lawinenartige Vermehrung der Ladungsträger stattfindet, was zu einem starken Anstieg des Stromes führt.

Die Art der Zündung kann bei einer DBE sehr unterschiedlich ausfallen und hängt von einer Reihe von Randparametern ab. Der Durchbruch kann als Townsend- oder als Streamerdurchbruch erfolgen oder, wenn die Zeitdauer zum Aufbau der benötigten Feldstärke wesentlich kleiner als die Transitzeit der Ionen durch das Gap ist, kann die Entladung auch durch eine interne Feldüberhöhung stattfinden. (Pflumm 2003; Bogdanov *et al.* 2004)

Die Zündphase wird als die Phase definiert in der das elektrische Feld im Gasraum aufgebaut wird. Sie endet mit der Zündung der Entladung, was anhand des Einsatzes des Plasmastroms i_{Plasma} erkannt wird. Die zur Zündung benötigte Spannung wird als Zündspannung definiert.

Diese Spannung ist von mehreren Parametern, wie Gasdruck, Schlagweite und Oberflächenbeschaffenheit abhängig und für die Auslegung der Lampe von besonderer Bedeutung.

Alle bisherigen elektrischen Modelle setzen als anregendes elektrisches Feld das gesamte Feld des Gasraums u_{Gap} an. Betrachtet man das einfache elektrische Modell, so liegt als Definition der Zündspannung die Verwendung des Scheitelwertes von u_{Gap} nahe. Diese Spannung, die von (Kling 1997) als dynamische Zündspannung definiert wird, ist bei näherer Betrachtung nicht nur von den bekannten Parametern, wie Gasdruck und Schlagweite abhängig, sondern auch von der Spannungsform der elektrischen Anregung. Dies widerspricht den physikalischen Erwartungen, da bei einer Xe-DBE die physikalischen Prozesse wesentlich schneller als die elektrische Anregung ablaufen und es somit keinen Einfluss der elektrischen Anregung geben kann.

Der Einfluss der elektrischen Anregung auf die Höhe der Spannung u_{Gap} im Zündzeitpunkt wird durch die vom letzten Puls vorhandenen Raumladungen bestimmt. Diese können mit dem vorgestellten elektrischen Modell mit Ladungsbeschreibung anhand der Größe u_{Charge} beschreiben werden. Mit der um die Spannung der Raumladungen befreiten Spannung u_{Excite} erhält man eine Größe die proportional zum effektiv anregenden elektrischen Feld ist. Definiert man nun den Wert der Spannung u_{Excite} , zum Zeitpunkt $t_{Zünd}$, der durch den Beginn der Stromflusses i_{Plasma} markiert wird, so erhält man eine von der elektrischen Anregung unabhängige Zündspannung.

$$\begin{aligned} 0 < |u_{Excite}| < |u_{Zünd}| \\ \text{Zündphase: } |i_{Plasma}| &\approx 0 \end{aligned} \quad (4.19)$$

Da es sich bei der DBE um eine nicht stationäre Entladung mit dielektrischen Elektroden handelt, kann das für metallische Elektroden geltende Paschengesetz nicht ohne Einschränkungen angewendet werden. Dieses Gesetz beschreibt die notwendige Zündspannung $U_{Zünd}$ für eine gegebene Schlagweite d bei einem Druck p anhand der beiden Townsend-Parameter α und γ .

Die Zeitdauer der Zündphase wird von der äußeren angelegten Spannung bestimmt. Sie kann, wie im Falle der Sinusanregung, mit einigen μs sehr lange dauern oder, wie im Falle einer sehr schnellen Pulsanregung, im Bereich einiger Nanosekunden sein. Ist der Spannungsanstieg der äußeren Spannung u_{Lampe} schnell im Vergleich zur Zeitdauer der Ausbreitung der Entladungsfront im Gasraum, d.h. im Bereich von wenigen ns, so erfolgt der Durchbruch der Entladung verzögert auf dem Spannungsplateau des Pulses (Shuhai 2002). Im Falle der Si-

nusanregung ist der Aufbau der inneren Spannung so langsam, dass die Entladungsentwicklung als quasistationär betrachtet werden kann.

4.3.2 Entladungsphase

Mit Erreichen der inneren Zündspannung $u_{Zünd}$ wird der Gasraum leitend, so dass ein Plasmastrom i_{Plasma} fließt und die Entladungsphase beginnt. In dieser Phase findet die Energieeinkopplung ins Plasma statt.

$$\text{Entladungsphase: } |i_{Plasma}| \gg 0 \quad (4.20)$$

Der Zeitbereich der Energieeinkopplung bewegt sich zwischen 100 ns bei schneller Pulsanregung bis zu einigen μ s bei Sinusanregung. Im Falle der Sinusanregung kann die elektrische Anregung im Vergleich zur Reaktionsgeschwindigkeit des Plasmas als quasistatisch betrachtet werden.

Die Entladungsphase kann in zwei Teilphasen unterteilt werden. In der ersten Phase wird der Entladungsstrom von der auf C_{Gap} gespeicherten Energie unterhalten. Bei der zweiten Phase ist das Plasma aufgrund der bisher generierten Ladungsträger leitfähig, so dass der Plasmastrom i_{Plasma} von außen durch den Lampenstrom i_{Lampe} eingeprägt wird. Zeitlich überlappt die Entladungsphase, in der die Energieeinkopplung stattfindet, mit der Afterglowphase in der die Relaxation stattfindet, da die Zeitkonstanten der Vorgänge im Plasma deutlich kürzer als die Phasen der Anregung sind.

Innerhalb der Entladungsphase, in der i_{Plasma} nicht verschwindet, durchfährt das Plasma drei verschiedene Stadien, anhand derer die Entladungsphase in Aufbau-, Puls- und Tail-Strom-Phase untergliedert werden kann wie in Bild 4.6 zu sehen.

Bei sinusförmiger Anregung sind diese drei Bereiche im Verlauf der Momentanleistung p_{Plasma} zu erkennen, wobei die Bereiche sich zeitlich überlappen und die Grenzen daher nicht exakt definierbar sind. Die Entladungsphase beginnt mit einer Aufbauphase in der sich das Plasma bildet und der Durchbruch stattfindet. Hieran schließt sich die für DBE typische Pulsphase an, die durch die lawinenartige Vermehrung von Ladungsträgern bedingt ist. Als Definition des Übergangs von Aufbau- zur Pulsphase wird hier eine Tangente an den ansteigenden Ast des Pulses gelegt.

Der Schnittpunkt der Tangente mit der Zeitachse markiert den Beginn der Pulsphase. Innerhalb der halben Pulsbreite steigt p_{Plasma} bis auf das Maximum an und fällt danach mit etwa gleicher Geschwindigkeit wieder ab. Die zeitliche Grenze zwischen Puls- und Tail-Strom-Phase ist äquivalent zur Grenze zwischen Zünd- und Pulsphase definiert. In der anschließenden

den Tail-Strom-Phase wird das in der Pulsphase gebildete Filament vom Plasmapstrom i_{Plasma} unterhalten. In dieser Phase sind i_{Lampe} und i_{Plasma} gleich. Diese Phase endet mit der Kommutierung des Stromes i_{Lampe} , d.h. mit dem Erreichen des Maximums von u_{Lampe} .

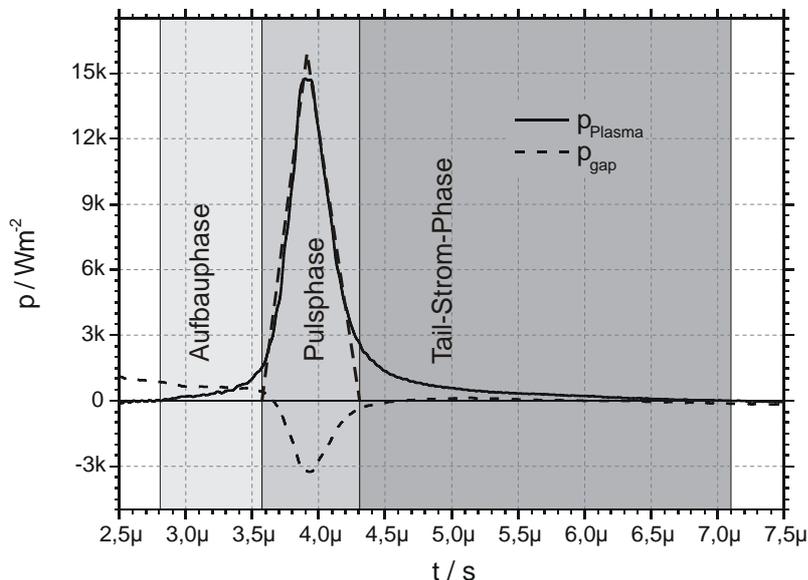


Bild 4.6 Teilbereiche der Entladungsphase bei sinusförmiger Anregung.

4.3.3 Afterglowphase

In der Afterglowphase findet die Relaxation des Gases statt und die ins Gas eingekoppelte Energie wird in Strahlung und Wärme umgewandelt. Definiert man diese Phase mit Hilfe der inneren elektrischen Größen, so ist dies die Phase, in der i_{Plasma} verschwindend gering ist. Definiert man die Phase anhand der Vorgänge im Plasma, so beginnt diese mit der Relaxation des Gases unmittelbar nach der Zündung.

$$\text{Relaxationsphase: } |i_{Plasma}| \cong 0 \quad (4.21)$$

Diese Phase ist bei sinus- wie pulsförmiger Anregung die längste Phase innerhalb der Periode. Sie muss ausreichend lang sein, damit ein möglichst großer Teil der elektrischen Energie als Strahlung abgegeben werden kann und das Gas zu Beginn des nächsten Pulses möglichst neutral ist. Ist diese Phase zu lang, so ist die Relaxation des Gases so weit fortgeschritten, dass die Elektronendichte zu Beginn des nächsten Pulses so gering ist, so dass wieder komplett ionisiert werden muss. Es gibt daher ein Optimum der Anregungsfrequenz zwischen vollständiger Relaxation des Gases und hoher Startelektronendichte zu Beginn der Zündung.

5 Messmethoden

Die Messung der elektrischen Größen des Plasmas in einer DBE ist, bedingt durch kapazitive Kopplung der dielektrischen Barrieren, nur indirekt möglich. Mit dem von (Shuhai *et al.* 2003) vorgestellten Modell können die inneren Größen mit Hilfe einer zeitlichen Analyse aus den Äußeren gewonnen werden. Die notwendige Analyse der Signale kann nach einer Idee von (Schwarz-Kiene 2000) mit einfachen analogen elektrischen Bauteilen erfolgen. Diese Methode wird im nachfolgenden Kapitel 5.1 näher dargestellt.

Zur sicheren Bestimmung des Plasmawirkungsgrades wurde für diese Arbeit ein Aufbau erstellt, mit dem die Bestimmung des spektralen Strahlungsflusses vom VUV- bis in den NIR-Bereich hinein möglich ist. Die hierbei angewandten Methoden werden in Kapitel 5.2 näher beschrieben.

Zur Bestimmung des realen Plasmawirkungsgrades muss die von außen messbare optische Leistungsdichte auf die innere, vom Plasma ausgesandte, umgerechnet werden. Hierzu ist es wichtig, vor allem die Transmissionsverluste des Lampengefäßes im VUV-Bereich zu kennen. Eine einfache, hier angewandte Methode zur Bestimmung der Transmission des verwendeten Quarzglasglases erklärt Kapitel 5.3.

5.1 Innere elektrische Größen

Die hier beschriebene Methode zur Bestimmung der inneren elektrischen Größen wurde von (Schwarz-Kiene 2000) entwickelt und von (Bauer 1999) zur Anwendung gebracht, so dass (Roth 2001) an kleinen Versuchslampen mit einer Fläche von ca. 10 cm² erste Messungen durchführen konnte. Sie beruht auf einer analogen Umsetzung der analytischen Methode, welche in (Shuhai 2002) ausführlich erläutert ist. Eine genaue Beschreibung inklusive Herleitung der Bestimmungsgleichungen der analogen Messmethode findet sich in (Bauer 1999), weshalb an dieser Stelle auf eine vollständige Herleitung verzichtet wird. Die Messschaltung inklusive der zusätzlich eingeführten Messkapazitäten zeigt das elektrische Ersatzschaltbild in Bild 5.1.

Dieser Methode liegt das in Kapitel 4.1 beschriebene einfache elektrische Ersatzschaltbild zugrunde. Es kann somit nur die Spannung des Gasraumes u_{Gap} , sowie die Teilströme i_{Plasma} und i_{Gap} als innere Größen bestimmt werden. Die mit dieser Methode gewonnen Größen u_{Gap} und i_{Plasma} stellen so die Eingangsgrößen des Modells mit Ladungsbetrachtung da. Die Plasmainpedanz Z_{Plasma} ist hier gleich der Serienschaltung aus Z_{Excite} und C_{Charge} des Modells mit Ladungsbetrachtung.

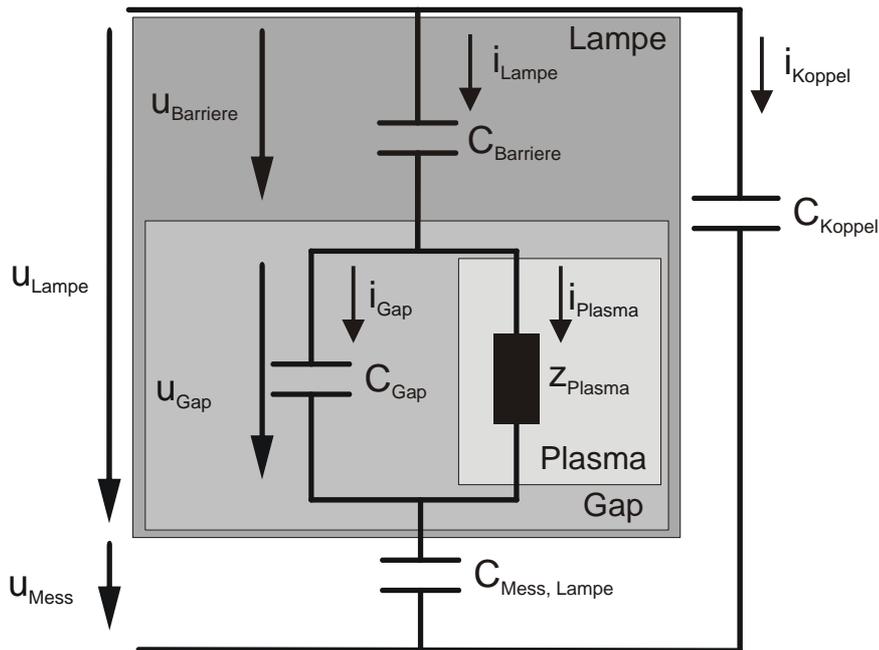


Bild 5.1 Messschaltung zur Bestimmung der inneren elektrischen Größen i_{Plasma} und u_{Gap} .

5.1.1 Theorie der inneren elektrischen Größen

Zur Bestimmung des Spannungsabfalls über dem Gasraum u_{Gap} wird eine Messkapazität C_{Mess} bekannter Größe in Serie zur Lampe eingefügt. Diese Kapazität ist so groß, dass der Spannungsabfall über C_{Mess} vernachlässigbar zur Gesamtspannung der Lampe ist und somit die Messung wenig beeinflusst. Da im Lampenzweig Stromkontinuität gilt, ist $i_{Lampe} = i_{Barriere} = i_{Mess}$ und somit ist die Ladung der Kapazität C_{Mess} gleich der Ladung auf $C_{Barriere}$. Bestimmt man nun die Barrierenkapazität $C_{Barriere}$ entweder durch Messung oder durch Berechnung, so kann $u_{Barriere}$ mittels Gleichung (5.1) bestimmt werden.

$$u_{Barriere} = \frac{C_{Mess}}{C_{Barriere}} \cdot u_{Mess} \quad (5.1)$$

Vorteil der Bestimmung von $u_{Barriere}$, wie in Gleichung (5.1) beschrieben, ist die direkte Kopplung von $u_{Barriere}$ mit u_{Mess} . Auf diese Weise kann auf die sonst notwendige Integration des Stroms i_{Lampe} verzichtet werden, so dass hier die Annahme der Mittelwertfreiheit von Stromverläufen nicht benötigt wird und Offsetfehler der Messung sich nicht aufsummieren sondern, als konstanter Wert eingehen.

Erfasst man neben der Messspannung u_{Mess} noch die gesamte Lampenspannung u_{Lampe} , so kann die Spannung des Gasraumes u_{Gap} aus der Differenz der beiden gewonnen werden. Das Verfahren ist somit vollkommen unabhängig vom elektrischen Modell des Plasmas.

$$\begin{aligned} u_{Gap} &= u_{Lampe} - u_{Barriere} \\ &= u_{Lampe} - \frac{C_{Mess}}{C_{Barriere}} \cdot u_{Mess} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Mit dieser Methode ist es auf einfache Weise möglich, die Bestimmung der Spannung über dem Gasraum u_{Gap} auf die Messung von zwei Spannungen zurückzuführen. Da die Subtraktion zweier Signale auf dem Oszilloskop in Echtzeit möglich ist, ist diese Methode für Untersuchungen an DBE-Lampen besonders geeignet.

Die Methode zur Bestimmung der Aufteilung des Lampenstroms i_{Lampe} in einen reinen Verschiebungsstromanteil i_{Gap} durch die Vakuumkapazität C_{Gap} und einen Wirkanteil i_{Plasma} im Plasma ist etwas aufwändiger.

Im ungezündeten Fall ist der Strom i_{Lampe} ein reiner Verschiebungsstrom zum Umladen der Kapazitäten $C_{Barriere}$ und C_{Gap} . Somit ist $i_{Lampe} = i_{Gap}$ und $i_{Plasma} = 0$. Zündet die Lampe, so werden im Plasma Ladungsträger gebildet, welche im Gasraum einen zusätzlichen Stromfluss hervorrufen. In der Modellbetrachtung bedeutet dies, dass im Gasraum neben dem Umladestrom i_{Gap} ein zusätzlicher Strom i_{Plasma} fließt, so dass sich der Strom i_{Lampe} in einen Wirkanteil i_{Plasma} und einen Anteil i_{Gap} durch die Vakuumkapazität C_{Gap} aufteilt.

Ausgangspunkt der Methode zur analogen Bestimmung des Plasmastroms i_{Plasma} ist, dass die Kapazitäten $C_{Barriere}$ und C_{Gap} zeitlich konstant sind. Schaltet man nun parallel zur Lampe eine Kapazität C_{Koppel} , welche genau so groß wie C_{Lampe} ist und misst ihren Strom i_{Koppel} , so ist die Differenz der beiden Ströme $i_{Differenz} = i_{Lampe} - i_{Koppel}$ proportional zu i_{Plasma} . Für die Herleitung des Zusammenhangs sei an dieser Stelle auf (Roth 2001) verwiesen. Der Plasmastrom i_{Plasma} kann somit aus der Differenz der Ströme mit Hilfe der Gleichung (5.3) bestimmt werden.

$$\begin{aligned} i_{Plasma} &= \left(1 + \frac{C_{Gap}}{C_{Barriere}} \right) \cdot (i_{Lampe} - i_{Koppel}) \\ &= \left(1 + \frac{C_{Gap}}{C_{Barriere}} \right) \cdot i_{Differenz} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Die Qualität der Bestimmung von i_{Plasma} ist von der Qualität von $i_{Differenz}$ abhängig. In der realen messtechnischen Anwendung der Gleichung (5.3) ergeben sich einige Schwierigkeiten bei der Bestimmung von $i_{Differenz}$.

Zur Erfassung des Stromsignals mit dem Oszilloskop muss dieses in ein proportionales Spannungssignal umgewandelt werden. Die einfachste Methode zur Umwandlung ist ein in Serie zur Lampe geschalteter Messwiderstand R_{Shunt} . Diese Methode findet sich häufig in der Literatur (Adler 2000; Mildren *et al.* 2001; Merbahi *et al.* 2004). Verwendet man einen ohmschen Widerstand, so ergibt sich im Falle der DBE ein Zielkonflikt, da einerseits der Widerstand groß sein sollte, um für die Messung ausreichend große Spannungen zu erzeugen, andererseits sollte dieser Widerstand so klein wie möglich sein, um das zeitliche Verhalten der Entladung nicht zu beeinflussen.

Als problematischer erweist sich das Frequenz-Verhalten des Messwiderstandes R_{Shunt} . Für eine genaue Messung der kurzen Pulsströme muss der Messwiderstand R_{Shunt} im gesamten Frequenzbereich als rein ohmscher Widerstand wirken. Reale Messwiderstände besitzen vor allem im Frequenzbereich über 1 MHz eine nicht zu vernachlässigende induktive bzw. kapazitive Komponente, so dass ihre Impedanz komplex wird und so der lineare Zusammenhang zwischen R_{Shunt} und I_{Mess} nicht mehr gegeben ist.

Aus diesem Grund werden hier Stromspulen als Messwandler zur Erfassung der Ströme eingesetzt. Es handelt sich elektrotechnisch gesehen hierbei um einen Transformator, bei dem der zu messende Strom den Sekundärpfad bildet. Bedingt durch die magnetische Kopplung des Systems können hiermit nur Wechselströme erfasst werden. Dies ist bei der DBE prinzipbedingt durch die im Lampenzweig vorhandene Barrierenkapazität $C_{Barriere}$ gegeben.

Der besondere Vorteil bei der Verwendung einer Strommessspule ist die Möglichkeit, die Differenz von zwei Stromsignalen mit nur einem Messwandler erfassen zu können. Legt man die beiden stromführenden Kabel antiparallel in die Messspule, so heben sich deren H-Felder gegenseitig auf und die Spule erfasst nur das resultierende H-Feld, also die Differenz der beiden Ströme. Es ist somit möglich, mit nur einem Messsensor den Differenzstrom $i_{Differenz} = i_{Lampe} - i_{Koppel}$ zu erfassen. Messfehler, die sich aus den nicht vermeidbaren unterschiedlichen Gewichtungen der Signale durch zwei Sensoren ergeben, sind somit eliminiert.

Die Bedingung, dass C_{Lampe} und C_{Koppel} gleich sein muss, stellt besondere Anforderungen an C_{Koppel} . Diese Bedingung ist für Signale mit geringer Frequenz und geringer Spannung leicht mit diskreten Kapazitäten für C_{Koppel} zu erreichen. Da der Entladungstimpuls einer DBE sich in einem sehr kurzen Zeitfenster im Bereich von ca. 100 ns abspielt, beinhaltet das Messsignal nicht zu vernachlässigende Frequenzanteile im Bereich über 10 MHz. Es zeigt

sich somit unter realen Betriebsbedingungen einer DBE ein nicht berechenbarer Einfluss auf die Signaltreue durch den unterschiedlichen Frequenzgang von C_{Lampe} und dem diskret aufgebauten C_{Koppel} . Aus diesem Grund verschiebt sich die Anforderung des genauen Abgleichs bei einer Frequenz zu einem möglichst genauen Abgleich über alle Frequenzen. Um dies zu gewährleisten, wird C_{Koppel} durch eine zweite, exakt baugleiche Lampe parallel zur aktiv betriebenen Lampe realisiert. Wird diese Lampe offen gelassen, d.h. die Füllung ist 1 bar Luft, so zündet die Lampe bei höheren Spannungen als die mit Xe gefüllte Lampe. So kann auf einfache Weise ein in Frequenzgang und Betrag möglichst exakter Abgleich zwischen C_{Lampe} und C_{Koppel} erreicht werden.

Betrachtet man den Aufbau des Messsystems in Bild 5.1 so fällt auf, dass das idealisierte Ersatzschaltbild nur aus Kapazitäten und einem unbekanntem Plasmawiderstand besteht. Nicht betrachtet sind hier die parasitären Elemente, die unter realen Bedingungen auftreten. Von besonderer Bedeutung sind hier die Induktivitäten der Zuleitungskabel zur Lampe und Koppelkapazität C_{Koppel} . Sind diese Induktivitäten gleich groß und zündet die Lampe nicht, d.h. $i_{Plasma} = 0$ so wirken sie als reine Dämpfungsglieder und machen sich in der Bestimmung von i_{Plasma} nicht bemerkbar.

Zündet die Lampe, so verändert sich durch das Plasma die Gesamtimpedanz des Lampenzweiges schlagartig. Dies führt zu einer Verstimmung von C_{Koppel} gegenüber C_{Lampe} . Dieser Effekt ist gewollt und wird zur Bestimmung von i_{Plasma} genutzt. Nicht gewollt hingegen ist eine Schwingung auf dem Signal von i_{Plasma} , die entsteht, wenn die Streuinduktivität L_{Kabel} gegenüber der Lampenkapazität C_{Lampe} nicht vernachlässigbar ist. Es entsteht so eine Resonanzschwingung mit einer Grundfrequenz nach Gleichung (5.4).

$$f_{Stör} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_{Kabel} \cdot C_{Lampe}}} \quad (5.4)$$

Diese Eigenresonanz des Messsystems wird durch die hohen Frequenzanteile des Strompulses angeregt und liegt bei typischen Lampengrößen und Kabellängen in der Größenordnung von rund 20 MHz. Diese Resonanzen lassen sich, da C_{Lampe} prinzipbedingt fest ist, nur über eine Variation von L_{Kabel} außerhalb des anregenden Frequenzbandes verschieben. Eine Verschiebung zu kleinen Frequenzen verbietet sich durch die Forderung nach schnellen Anregungspulsen. Somit bleibt als einzige Möglichkeit, L_{Kabel} so klein wie möglich zu halten, um $f_{Stör}$ oberhalb der höchsten auftretenden Frequenz zu verschieben. Dies wird mit möglichst kurzen Zuleitungskabeln zwischen dem Verzweigungspunkt zu den Kapazitäten C_{Koppel} und C_{Lampe} realisiert.

Mit dieser Methode ist es so auf einfache Weise möglich, alle inneren Größen aus der Messung von vier direkt zugänglichen Größen zu bestimmen. Für die Bestimmung der inneren elektrischen Größen wird hier weder eine Integration noch eine Differentiation benötigt, so dass keine Annahmen über Startwerte oder Mittelwerte getroffen werden müssen. Dies erlaubt erstmals eine relative Bestimmung der stationären Raumladungsdichten in der DBE, da die Annahme der Ladungsfreiheit zu Beginn des Pulses für die Lösung des normalerweise bestehenden Startwertproblems nicht notwendig ist. Zur Berechnung werden nur die mathematisch sehr einfache Multiplikation und Subtraktion benötigt, so dass die Darstellung der inneren Größen auf einem Digital- Oszilloskop mit vier Kanälen in Echtzeit möglich ist. Tabelle 5.1 fasst die Bestimmungsgleichungen der inneren elektrischen Größen zusammen.

Tabelle 5.1 Zusammenfassung der Bestimmungsgleichung aller elektrischen Größen einer DBE

Größe	Bestimmung	Bemerkung
u_{Lampe}	direkte Messung	Erfassung mit HV-Tastkopf
$u_{Barriere}$	direkte Messung von u_{Mess} $u_{Barriere} = \frac{C_{Mess}}{C_{Barriere}} \cdot u_{Mess}$	Spannung über C_{Mess} in Serie zur Lampe. $C_{Mess} \gg C_{Lampe}$ Skalierungsfaktor wird ins Teilverhältnis des Tastkopfes mit eingerechnet
u_{Gap}	$u_{Gap} = u_{Lampe} - u_{Barriere}$	Unabhängig vom Plasma Modell
i_{Lampe}	direkte Messung	Erfassung mit Stromspule
i_{Plasma}	direkte Messung von $i_{Differenz}$ $i_{Plasma} = \left(1 + \frac{C_{Gap}}{C_{Barriere}} \right) \cdot i_{Differenz}$	Erfassung von $i_{Differenz}$ mit einer Stromspule. Skalierungsfaktor wird ins Übersetzungsverhältnis der Stromspule mit eingerechnet
i_{Gap}	$i_{Gap} = i_{Lampe} - i_{Plasma}$	Blindstrom durch C_{Gap}

5.1.2 Unsicherheiten und Kontrollmöglichkeiten

Das hier vorgestellte Messverfahren ist aufgrund seiner analogen Umsetzung mit einfachen Mitteln anwendbar. Es ist aber, wie alle indirekten Messverfahren, mit großen Unsicherheiten behaftet, da jede Zwischengröße von mehreren Einflussgrößen und deren Unsicherheit abhängt. Zur Überprüfung der elektrischen Abstimmung des Messsystems stehen eine Reihe von Kontrollmöglichkeiten zur Verfügung, die sich aus der Eigenschaft der dielektrischen Barriere ableiten lassen. Größter Unsicherheitsfaktor bei dieser Methode sind die verwendeten Kapazitäten und deren Bestimmung.

Für das Verfahren werden die Kapazitätsverhältnisse C_{Mess} zu $C_{Barriere}$ sowie C_{Gap} zu $C_{Barriere}$ benötigt. In allen Bestimmungsgleichungen steckt die Annahme, dass die Kapazitäten unabhängig von der Frequenz sind, was bei realen Bauteilen, vor allem bei der diskreten Kapazität C_{Mess} , nicht ohne Einschränkung angenommen werden kann. Der Frequenzgang von C_{Mess} kann mit einem Impedanzmessgerät recht genau bestimmt werden. Es zeigte sich, dass bei Verwendung von speziellen Folienkondensatoren mit hohem du/dt der Frequenzgang von C_{Mess} vernachlässigt werden kann.

Die Bestimmung des Kapazitätsverhältnisses C_{Gap} zu $C_{Barriere}$ ist bei realen Messlampen nicht direkt möglich. Messtechnisch zugänglich sind nur die Gesamtkapazität C_{Lampe} sowie die Größe der aktiven Lampenfläche A_{Lampe} . Bei Flachlampen kann das Verhältnis als Serienschaltung zweier Plattenkondensatoren gleicher Fläche berechnet werden. Die Dielektrizitätskonstante $\epsilon_{r,gap}$ ist per Definition 1, wohingegen die des Barrierenmaterials $\epsilon_{r, Barriere}$ bestimmt werden muss. Geht man nun von einer Flachlampe aus, so kürzt sich die Bestimmungsgleichung des Verhältnisses C_{Gap} zu $C_{Barriere}$ auf Gleichung (5.5) zusammen.

$$\frac{C_{Gap}}{C_{Barriere}} = \frac{1 \cdot d_{Barriere}}{\epsilon_{r, Barriere} \cdot d_{Gap}} \quad (5.5)$$

Das Verhältnis C_{Gap} zu $C_{Barriere}$ ist somit unabhängig von der Fläche der Entladung und hängt nur von der Schlagweite des Plasmas d_{Gap} , der Stärke des Barrierenmaterials $d_{Barriere}$ sowie der dielektrischen Eigenschaften des Barrierenmaterials $\epsilon_{r, Barriere}$ ab. Die dielektrische Eigenschaft des Barrierenmaterials lässt sich recht gut anhand einer Materialprobe bekannter Größe ermitteln.

Problematisch erweist sich die exakte Bestimmung der Längen $d_{Barriere}$ und d_{Gap} . Als Barrieren werden in den hauptsächlich untersuchten Flachlampen Glasplatten bekannter Stärke verwendet, so dass diese als Maß für d_{Gap} die Herstellerangabe angenommen wird. Die Bestimmung der Schlagweite d_{Gap} ist schwieriger, da sie nicht direkt messbar ist. Die verwendeten Lampengefäße sind aufgrund der Wärmebehandlung beim Lotprozess nicht eben, so dass die Stärke der Lampe am Rand nicht mit der der Lampenmitte übereinstimmt. Es zeigte sich zudem anhand von relativen Messungen der Lampendicke, dass es bei Evakuierung des Gefäßes zu einer Verformung durch den Differenzdruck kommt. Aus diesem Grund ist es notwendig, das rechnerisch bestimmte Kapazitätsverhältnis C_{Gap} zu $C_{Barriere}$ anhand von elektrischen Messungen zu verifizieren. Hierzu wird die gemessene Lampenkapazität C_{Lampe} mit der berechneten verglichen. Es muss angenommen werden, dass die Werte zur Berechnung von $C_{Barriere}$ alle bekannt sind und die Fläche der vermessenen Lampe mit der angenommen von $C_{Barriere}$ übereinstimmt. Sind all diese Größen bekannt, so kann mit dem be-

rechneten Wert für C_{Barriere} und gemessenen Wert für C_{Lampe} die Schlagweite d_{Gap} bestimmt werden.

$$d_{\text{Gap}} = \varepsilon_0 A_{\text{Lampe}} \cdot \frac{C_{\text{Barriere}} - C_{\text{Lampe}}}{C_{\text{Barriere}} \cdot C_{\text{Lampe}}} \quad (5.6)$$

Zur Überprüfung der Äquivalenz von C_{Lampe} und C_{Koppel} kann die Tatsache genutzt werden, dass i_{Plasma} bei nicht gezündetem Plasma verschwinden muss. Hierzu betreibt man das Messsystem unterhalb der Erstzündspannung bei gefüllter Lampe. Betreibt man nun das System mit gepulster Anregungsspannung, so kann man sehr gut die problematischen Zeitbereiche des Signals erkennen. Es zeigte sich, dass der Abgleich bei sinusförmiger Anregung aufgrund der geringen Anregungsfrequenzen sehr gut möglich ist. Bei pulsformiger Anregung ist der zeitliche Abgleich zwischen den beiden Strömen i_{Koppel} und i_{Lampe} von großer Bedeutung, was durch Variation der Lage der Kabel innerhalb der Messspule ausgeglichen werden kann.

Die Bestimmung von u_{Barriere} kann, wie die Bestimmung von i_{Plasma} , bei ungezündeter Lampe kontrolliert werden. Im nicht gezündeten Fall ist die Lampe eine reine Kapazität, gebildet aus der Serienschaltung von C_{Barriere} und C_{Gap} , zu der wiederum in Serie die Messkapazität C_{Mess} liegt. Es muss somit u_{Lampe} proportional zu u_{Mess} sein, d.h. u_{Lampe} und u_{Mess} dürfen sich nur um den Faktor $C_{\text{Mess}}/C_{\text{Lampe}}$ unterscheiden. Mit Gleichung (5.7) kann auf einfache Weise das errechnete Verhältnis von C_{Lampe} zu C_{Mess} überprüft werden.

$$u_{\text{Lampe}}(t) - \frac{C_{\text{Mess}}}{C_{\text{Lampe}}} \cdot u_{\text{Mess}}(t) \stackrel{!}{=} u_{\text{Fehler}}(t) \quad (5.7)$$

Zur Kontrolle der korrekten Leistungsbestimmung, kann die Tatsache genutzt werden, dass in dem Modell Wirkleistung nur im Plasma umgesetzt wird. Berechnet man aus der Momentanleistung den Mittelwert, so erhält man die im Bauelement umgesetzte Wirkleistung P . Es muss bei einem gut abgestimmten System somit gelten:

$$\begin{aligned} P_{\text{Lampe}} &= P_{\text{Plasma}} \\ \Rightarrow P_{\text{Barriere}} &= P_{\text{Gap}} = 0 \end{aligned} \quad (5.8)$$

Ist dies nicht der Fall, so kommen mehrere Fehlerquellen in Betracht. Mögliche Fehlerquellen sind die transparenten Elektroden der Lampe, welche einen nicht zu vernachlässigenden ohmschen Widerstand besitzen können und es somit zu Verlusten in den Elektroden kommt. Dies insbesondere bei gepulstem Betrieb der Lampe der Fall, da hier wesentlich höhere Ströme als beim Sinusbetrieb auftreten können. Ist der Widerstand der Elektroden zu ver-

nachlässigen, so kann eine zeitliche Verschiebung zwischen dem Strom- und Spannungssignal ebenfalls zu einem Fehler in der Leistungsbestimmung führen. Es muss daher besonders bei gepulstem Betrieb auf einen möglichst exakten zeitlichen Abgleich zwischen allen Signalen geachtet werden.

5.2 Strahlungsflussbestimmung

Die quantitative Bestimmung der optischen Leistung einer Xe-Excimerentladung gestaltet sich aufgrund der Lage des Emissionsspektrums im VUV-Bereich als problematisch. Diese kann entweder über eine indirekte Messung mittels einer Konversion der Emission im VUV-Bereich mit einem Leuchtstoff ins Sichtbare oder über eine direkte Messung der VUV-Strahlungsleistung erfolgen. Nachteil der indirekten Messung ist ihre große Unsicherheit, da die exakte Konversionseffizienz von in Lampen eingebrachten Leuchtstoffschichten nur schwer bestimmt werden kann. Nachteil der direkten Messung ist der hohe apparative Aufwand der Messung, da diese in einer sauerstofffreien Atmosphäre stattfinden muss.

In der Literatur finden sich nur sehr wenige quantitative Angaben über experimentell bestimmte Effizienzen der Xe-Excimerentladung. In der Mehrzahl der Untersuchungen wird infolge des apparativen Aufwandes nur eine relative Effizienz im jeweilig untersuchten Parameterraum angegeben. Im Patent von (Volkommer *et al.* 1994) wird eine maximale Effizienz im Bereich von 65 % genannt, die auch von (Dichtl 1998) bestätigt wird. Problematisch an den Angaben ist die große Unsicherheit in der Bestimmungsmethode, denn beide Angaben stützen sich auf eine Rückrechnung des Plasmawirkungsgrades aus dem gemessenen Lampenwirkungsgrad eines DBS-Strahlers mit Leuchtstoff im Sichtbaren. Dieser gemessene Lampenwirkungsgrad wird dann mit einer angenommenen Quanteneffizienz des Leuchtstoffes von 90% und einem Faktor für den Stokes-Shift vom VIS- in den VUV-Bereich zurückgerechnet.

Eine etwas präzisere Angabe zur Plasma-Effizienz in Xe-DBE wird in (Beleznai *et al.* 2006) gegeben. Sie stützen ihre Angabe auf die Kombination von Messung einer leuchtstoffbeschichteten DBE mit den Ergebnissen eines Simulationsmodells der Vorgänge im Plasma. In dieser Veröffentlichung wird eine maximale Plasma-Effizienz von 56% angegeben, wobei hier über den gesamten VUV-Bereich, beginnend bei Resonanzlinie von $\lambda = 147$ nm bis zum Ende des II. Kontinuums bei 200 nm, gerechnet wird.

Zur exakten direkten Bestimmung des Plasmawirkungsgrades wird hier auf die Messung des Strahlungsflusses im VUV-Bereich zurückgegriffen. Der Strahlungsfluss wird über eine goniometrische Methode bestimmt, die im folgenden Kapitel 5.2.1 beschrieben wird.

5.2.1 Bestimmung des Strahlungsflusses mit Goniophotometer

Bei der hier angewandten Methode wird der Strahlungsfluss Φ durch die Integration der Strahlstärke I über den Vollraum ω bestimmt (5.9).

$$\Phi = \int I d\omega \quad (5.9)$$

Hierzu wird die Strahlstärke I auf einer einhüllenden Kugel um die Lampe bestimmt. Die Einhüllende um die Lampe wird mit dem Messempfänger mit Hilfe eines Goniophotometers über den Vollraum abgefahren, indem die Lampe um ihren Schwerpunkt in alle Raumrichtungen gedreht wird. Messtechnisch erfasst werden kann nur eine Bestrahlungsstärke E auf den Diffuser. Die Bestrahlungsstärke E wird mit dem photometrischen Entfernungsgesetz (5.10) in die entsprechende Strahlstärke I umgerechnet.

Ist das Verhältnis von der Entfernung zwischen Lampe und Messempfänger und größter Lampendimension größer zehn, so kann das photometrische Entfernungsgesetz unter Akzeptanz eines systematischen Messfehlers unter 1%, angewandt werden (Vandermeersch *et al.* 1996). Es gilt dann folgender Zusammenhang zwischen der Bestrahlungsstärke E und der Strahlstärke I .

$$E = \frac{I}{r^2} \cdot \cos \varepsilon \quad (5.10)$$

Die Größe r beschreibt den Abstand zwischen Quelle und Empfänger und ε den Winkel zwischen Empfängernormalen und optischer Achse von Quelle und Empfänger.

Beschreibt man den Vollraum ω in Gleichung (5.9) zweckmäßiger Weise in Kugelkoordinaten und führt die Bestimmung der Strahlstärke spektral aufgelöst innerhalb eines Bereiches $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ durch, so ergibt sich die mathematische Beschreibung der hier angewandten Methode zur Strahlungsflussbestimmung als Gleichung (5.11).

$$\Phi = \int_{\lambda=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\gamma=0}^{\pi} I_{\lambda,\varphi} \sin \gamma d\lambda d\varphi d\gamma \quad (5.11)$$

Für eine genaue Bestimmung des Strahlungsflusses muss nach (5.11) über drei Dimensionen integriert werden, was zu einem enormen Messaufwand führt. Unter Ausnutzung von Symmetrien kann die Messung aber deutlich vereinfacht werden.

Bei einer DBE handelt es sich um ein Plasma mit geringer Volumenleistungsdichte. Die thermische Last des Gases ist relativ klein, so dass thermodynamische Effekte wie Konvektion im Plasma eine untergeordnete Rolle spielen. Das Spektrum eines DBE-Strahlers ist daher nicht gravitationsbestimmt und die Brennlage somit beliebig.

Bei den hier untersuchten VUV-Strahlern handelt es sich aufgrund der verfügbaren Halbzeuge des verwendeten Quarzglasglases immer um rohrförmige Strahler. Eine Rotationssymmetrie um die Rohrachse kann daher in beliebiger Brennlage angenommen und die Integration entlang des Höhenwinkels γ durch eine Konstante beschrieben werden.

Unter Ausnutzung der vorliegenden Symmetrie reduziert sich die Bestimmung des Strahlungsflusses (5.11) auf eine zweidimensionale Integration.

$$\begin{aligned}
 \Phi &= \int_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\gamma=0}^{\pi} I(\lambda, \gamma, \varphi) \sin \gamma \, d\varphi \, d\gamma \, d\lambda \\
 &= \int_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} 2 \cdot \int_{\varphi=0}^{2\pi} I(\lambda, \varphi) \, d\varphi \, d\lambda \\
 &= 2 \cdot \int_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} I(\lambda, \varphi) \, d\varphi \, d\lambda
 \end{aligned} \tag{5.12}$$

Die Integration erfolgt in der realen Messung nicht in unendlich kleinen Intervallen, sondern mit einer endlichen Abtastbreite, so dass das Integral in eine Summe überführt werden muss. Damit lässt sich die Bestimmungsgleichung des Strahlungsflusses Φ als Doppelsumme schreiben.

$$\Phi = 2 \sum_{l=1}^{n_\lambda} \sum_{j=1}^{n_\varphi} I(\lambda_l, \varphi_j) \frac{2\pi - 0}{n_\varphi} \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{n_\lambda} \tag{5.13}$$

Diese zweidimensionale Summation kann weiter vereinfacht werden, wenn die Dimensionen λ und φ voneinander unabhängig sind. Ein Einfluss von plasmaphysikalischen Effekten auf die spektrale Verteilung ist nicht zu beobachten, weshalb für die Bestimmung der inneren Plasma-Effizienz die Annahme der Unabhängigkeit von λ und φ richtig ist.

Zur weiteren Vereinfachung von (5.11) wird davon ausgegangen, dass die spektrale Verteilung der Emission qualitativ nicht von der Betrachtungsrichtung abhängt. Der Einfluss der Betrachtungsrichtung auf die Strahlstärke I kann daher mit einem spektral unabhängigen Faktor K_φ beschrieben werden.

$$\sum_{l=1}^{n_\lambda} I(\lambda_l, \varphi_1) = K_\varphi(\varphi_1, \varphi_2) \cdot \sum_{l=1}^{n_\lambda} I(\lambda_l, \varphi_2)$$

$$K_\varphi(\varphi_1, \varphi_2) = \frac{\sum_{l=1}^{n_\lambda} I(\lambda_l, \varphi_1)}{\sum_{l=1}^{n_\lambda} I(\lambda_l, \varphi_2)} \quad (5.14)$$

Für den Einfluss des Spektrums auf die Winkelabhängigkeit gilt äquivalent.

$$\sum_{j=1}^{n_\varphi} I(\lambda_1, \varphi_j) = K_\lambda(\lambda_1, \lambda_2) \cdot \sum_{j=1}^{n_\varphi} I(\lambda_2, \varphi_j)$$

$$K_\lambda(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{\sum_{j=1}^{n_\varphi} I(\lambda_1, \varphi_j)}{\sum_{j=1}^{n_\varphi} I(\lambda_2, \varphi_j)} \quad (5.15)$$

Erweitert man (5.11) mit einem fixen Messwert an der Wellenlänge λ_m und dem Beobachtungswinkel φ_m und normiert auf diesen, so lässt sich mit den beiden unabhängigen Summen (5.14) und (5.15) die Doppelsumme auftrennen zu:

$$\Phi = 2 \sum_{l=1}^{n_\lambda} \sum_{j=1}^{n_\varphi} I(\lambda_l, \varphi_j) \frac{2\pi}{n_\varphi} \frac{\Delta\lambda}{n_\lambda}$$

$$= 2 \frac{2\pi}{n_\varphi} \frac{\Delta\lambda}{n_\lambda} \sum_{l=1}^{n_\lambda} \sum_{j=1}^{n_\varphi} I(\lambda_l, \varphi_j) \cdot \frac{I(\lambda_m, \varphi_m)}{I(\lambda_m, \varphi_m)}$$

$$\begin{aligned}
&= I(\lambda_m, \varphi_m) \cdot 2 \cdot \\
&\frac{2\pi}{n_\varphi} \sum_{l=1}^{n_\lambda} \frac{I(\lambda_l, \varphi_m)}{I(\lambda_m, \varphi_m)} \cdot \frac{\Delta\lambda}{n_\lambda} \sum_{j=1}^{n_\varphi} \frac{I(\lambda_m, \varphi_j)}{I(\lambda_m, \varphi_m)} \\
&= I(\lambda_m, \varphi_m) \cdot 2 \\
&\quad \cdot \frac{2\pi}{I(\lambda_m, \varphi_m)} \frac{1}{n_\varphi} \sum_{l=1}^{n_\lambda} I(\lambda_l, \varphi_m) \\
&\quad \cdot \frac{\Delta\lambda}{I(\lambda_m, \varphi_m)} \frac{1}{n_\lambda} \sum_{j=1}^{n_\varphi} I(\lambda_m, \varphi_j)
\end{aligned} \tag{5.16}$$

Die resultierende Gleichung (5.16) setzt sich aus vier Faktoren zusammen. Drei Faktoren beschreiben die relative Verteilung der Strahlstärke in den Dimensionen γ , φ und λ , der vierte Faktor die absolute Höhe.

Für die Bestimmung des Strahlungsflusses Φ ist unter Ausnutzung der vorliegenden Symmetrien somit nur eine Messung pro Dimension notwendig, was den Messaufwand erheblich reduziert. Die Bestimmung des Strahlungsflusses wird somit unter Annahme der Unabhängigkeit entlang des Höhenwinkels γ auf zwei separate Messungen der relativen Verteilung entlang der Dimension λ und φ reduziert.

In einer Messung wird die Strahlstärkeverteilung in Abhängigkeit des Winkels φ bei einer Wellenlänge λ_m gemessen. Diese wird auf den Messwert unter dem Messwinkel φ_m normiert. Die Messung des Spektrums erfolgt unter dem Bezugswinkel φ_m . Das Spektrum wird dann auf den Messwert $I(\lambda_m, \varphi_m)$ normiert.

Diese Normierung hat auch einen messtechnischen Vorteil. Die Summation über die Wellenlänge beschreibt das Spektrum des Strahlers. Durch die Normierung spielt die absolute Größe in der Messung keine Rolle. Bestimmt werden muss nur die relative spektrale Verteilung. Es ist somit nicht nötig, das Spektrum vollständig im Goniophotometer zu bestimmen. Es kann somit das Spektrum in einer separaten Messung erfasst werden, in der der Abstand zwischen Strahler und Empfänger deutlich kleiner und das messbare Signal somit größer ist. Bei der absoluten Bestimmung des Spektrums einer Xe-DBE außerhalb der VUV-Bande um 172 nm kann dies aufgrund des schwachen Signals von Vorteil sein.

5.2.2 Abschätzung des Strahlungsflusses aus Leuchtdichte

Die Bestimmung des Strahlungsflusses mit einem Goniophotometer wie in Kapitel 5.2.1 beschrieben, ist sehr zeitaufwendig. Für die Untersuchungen zur Bestimmung des Einflusses der unterschiedlichen Betriebsparameter ist diese Methode daher nicht geeignet.

Eine einfachere Methode zur Bestimmung des Strahlungsflusses Φ beruht auf der Messung der Leuchtdichte L . Diese Methode setzt eine Reihe von Randbedingungen voraus, die dieses Verfahren auf eine kleine Gruppe von Strahlern beschränkt. Die Leuchtdichte L ist ein Maß für die Helligkeit einer Fläche und ist definiert als der auf den Raumwinkel $d\omega$ und Fläche dA bezogene Strahlungsfluss Φ .

$$L = \frac{\Phi}{d\omega \cdot dA} \quad (5.17)$$

Mit Gleichung (5.17) kann unter folgenden Voraussetzungen aus der Messung der Leuchtdichte auf den Strahlungsfluss geschlossen werden.

- Die räumliche Verteilung der Strahlstärke ist homogen in den gesamten Halbraum, d.h. es liegt die Verteilung eines Lambertstrahlers vor.
- Die Leuchtdichte ist über die gesamte strahlende Fläche konstant.
- Die strahlende Fläche ist eine Ebene.

Im Falle einer flächigen DBE mit Leuchtstoffbeschichtung sind alle drei Randbedingungen erfüllt. Durch eine Mittelung der Leuchtdichte über eine größere Fläche erhält man einen guten Wert für die mittlere Leuchtdichte L . Die räumliche Verteilung der Strahlstärke ist der eines Lambertstrahlers sehr ähnlich. Somit kann der Strahlungsfluss aus der Leuchtdichte der strahlenden Fläche bestimmt werden.

$$\Phi = L \cdot \pi \cdot A \quad (5.18)$$

Hier beschreibt die Konstante π den Faktor der Raumwinkelprojektion eines Lambert-Strahlers in den Halbraum und A die Größe der leuchtenden Fläche.

Nachteil dieses Verfahren ist die große Messunsicherheit, die sich aus den Abweichungen von den Voraussetzungen ergibt. Somit ist dieses Verfahren nur für Abschätzungen des Strahlungsflusses geeignet.

5.3 Transmissionsmessung im VUV-Bereich

Zur Bestimmung der Transmission der verwendeten Materialien im VUV-Bereich wird ein einfaches Einstrahl-Transmissions-Spektrometer verwendet. Die Probe wird hierzu mit einem gebündelten Strahl bekannter Wellenlänge durchleuchtet und das nach der Probe gemessene Signal auf das Signal der selben Quelle ohne Probe bezogen, wie es anhand von Gleichung (5.19) beschrieben wird.

$$T(\lambda) = \frac{I(\lambda)_{mit\ Probe}}{I(\lambda)_{ohne\ Probe}} \quad (5.19)$$

Bei der hier genutzten Methode des Einstrahl-Transmissions-Spektrometers werden die beiden benötigten Signalverläufe zeitversetzt bestimmt. Zur Kalibrierung wird zuerst eine Messung ohne Probe durchgeführt und dieser Signalverlauf als Basiswert genutzt. Anschließend wird die zu untersuchende Probe zwischen Strahlquelle und Empfänger eingebracht und so der Signalverlauf mit Probe unter möglichst konstanten Randparametern bestimmt.

Da hier das Spektrum ohne Probe als Bezugswert genommen wird, ist der Gang des Spektrums der Strahlquelle für die Messung nicht von Bedeutung, so lange sichergestellt ist, dass im gesamten Spektralbereich ausreichend Strahlung vorhanden ist. Die sequentielle Messung von Bezugswert und Signalwert setzt eine hohe Reproduzierbarkeit der Einzelmessungen voraus, da bei der Methode von einer zeitlich konstanten Strahlungsquelle ausgegangen werden muss. Eine weitere Voraussetzung ist die Bedingung, dass nur Strahlung gemessen wird, welche die Probe passiert hat. Hierzu muss sichergestellt sein, dass der Messstrahl auf ein Messfeld räumlich begrenzt ist und vollkommen von der Probe bedeckt wird.

6 Messaufbau

Die Ausbildung der in Kapitel 3.5 beschriebenen Entladungsformen hängt von einigen Parametern ab, die sich gegenseitig stark beeinflussen. Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung der wichtigsten Einflussmechanismen, weshalb bei den Messungen auf die zeitgleiche Erfassung möglichst vieler Parameter Wert gelegt wurde. Hierzu sind alle Messungen mit Hilfe eines Steuerrechners überwacht und protokolliert worden, so dass sichergestellt ist, dass die erfassten Daten möglichst gut miteinander korrelieren und so eindeutige Aussagen getroffen werden können.

Wie in (Mildren *et al.* 2001) beschrieben, hat die Art der elektrischen Anregung einen sehr entscheidenden Einfluss auf die Ausbildungsform und Effizienz der Entladung. Exemplarisch soll hier mit Hilfe des vorgestellten elektrischen Modells der Einfluss der elektrischen Anregung auf das Plasma anhand des Vergleichs zwischen bi- und unipolarem Puls-Betrieb sowie langsamem Sinus-Betrieb untersucht werden.

Zur Erzeugung dieser unterschiedlichen Spannungs- bzw. Stromformen stehen die drei in Kapitel 6.1 beschriebenen Betriebsgeräte als Labortypen für DBE-Strahler zur Verfügung. Alle drei Geräte zeichnen sich durch eine hohe Flexibilität aus, da die entscheidenden elektrischen Einflussgrößen, wie Spannungshöhe und Grundfrequenz etc., nahezu unabhängig von einander eingestellt werden können.

Die optische Diagnostik von Xe-Excimer-Strahlern stellt aufgrund der schnellen Entladungsentwicklung und der Lage der Emissionsbande im VUV-Bereich hohe Anforderungen an die optische Messtechnik, weshalb im Kapitel 6.2 näher auf die verwendeten Geräte eingegangen wird.

Der größere Teil der Untersuchungen erfolgte an einem Aufbau rund um einen Flachstrahler mit partieller Leuchtstoff-Beschichtung. In diesem Aufbau können die inneren und äußeren elektrischen Größen der Entladung möglichst exakt erfasst werden. Die hierbei eingesetzte Messtechnik zur Erfassung von hochfrequenten Hochspannungssignalen sowie die zugehörige Messtechnik zur Erfassung der Stromsignale werden im Kapitel 6.3 erläutert.

Xe-Excimer-Entladungen stellen äußerst hohe Ansprüche an die Reinheit der Gasfüllung, da die Effizienz der Entladung sehr stark von Verunreinigungen mit elektronegativen Gasen beeinflusst wird. Diese hohe Anforderung in Kombination mit den kleinen Dimensionen des Gaps der Lampe machte die Entwicklung einer neuen Füllungs- und Gasreinigungstechnologie notwendig, wie sie in Kapitel 6.4 beschrieben ist.

6.1 Betriebsgeräte

Die DBE ist als elektrische Last in erster Linie eine Kapazität, welche mit hohen Spannungen im Bereich von kV und Frequenzen im Bereich über 30 kHz versorgt werden muss. Zur Erzeugung der geforderten Spannungsformen werden Betriebsgeräte kurz EVGⁱ benötigt. Die für DBE-Strahler typischen elektrischen Betriebsparameter sind in der Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Tabelle 6.1 Elektrische Betriebsparameter der untersuchten DBE Strahler.

Größe	Bereich	
u_{Lampe}	1 kV - 4 kV	Die benötigte Spannung hängt in erster Linie vom Fülldruck, Schlagweite und dem Verhältnis $C_{Barriere}$ zu C_{Gap} ab.
f_{Grund}	20 kHz - 100 kHz	Grundfrequenz der Anregung. Die untere Grenze wird von der Hörgrenze bestimmt, die obere von den Schaltverlusten des EVG und der Effizienz der Entladung.
du/dt	1 kV/ μ s - 20 kV/ μ s	Eine hohe Spannungsanstiegsgeschwindigkeit beim Pulsbetrieb führt zur Steigerung der Leistungseinkopplung und Effizienz.
DC ⁱⁱ	1 % - 50 %	Ein geringes Puls-Pausenverhältnis ist zur effizienten Relaxation des Excimers wichtig.
λ	0,03 - 0,3	Prinzipbedingter geringer Leistungsfaktor λ der DBE aufgrund des hohen kapazitiven Leistungsanteils zum Umladen der Lampenkapazitäten bzw. Barrierenkapazität.

Die Forderung von DBE-Strahlern nach hohen Anregungsspannungen im Bereich von einigen kV bei Frequenzen über 30 kHz lassen sich besonders einfach und effizient mit Hilfe von resonanten LC-Schwingkreisen erzeugen, wobei die Kapazität der Lampe einen Teil des Kreises bildet. Diese so erzeugten sinusförmigen Spannungen wurden zu Beginn der wissenschaftlichen Untersuchungen fast ausschließlich verwendet und sind daher besonders gut erforscht. (Eliasson *et al.* 1988; Neiger *et al.* 1989; Eliasson *et al.* 1991; Schorpp 1991; Stockwald 1991; Kling 1997). Das hier verwendete Betriebsgerät zur Erzeugung sinusförmiger Spannungen wird in Kapitel 6.1.1 näher beschrieben.

ⁱ EVG = elektronisches Vorschaltgerät. Der Name Vorschaltgerät hat sich im Deutschen aus der einfachsten Beschaltung zum Betrieb von Leuchtstofflampen gebildet, bei denen zur Strombegrenzung eine Induktivität in Serie zur Lampe vorgeschaltet wird. Man spricht dann von einem konventionellen Vorschaltgerät.

ⁱⁱ DC = Duty Cycle bezeichnet das zeitliche Verhältnis von Puls zu Pause bei rechteckförmigen Spannungsformen. Bei bipolaren Signalen bedeutet dies, dass bei 100 % DC die Hälfte der Periode jeweils +HV bzw. -HV an der Lampe anliegt.

Bedingt durch die Neuentwicklungen auf dem Gebiet der Hochleistungshalbleiterschalter wurde es möglich, die geforderten Spannungen auch pulsformig im Bereich über 30 kHz effizient zu erzeugen. Pulsförmige Spannungen können als uni- oder bipolare Spannungsformen erzeugt werden. Bei unipolaren Spannungsformen wird Hochspannung einer Polarität auf die Lampe geschaltet, wohingegen bei bipolaren Formen die Polarität zweier aufeinander folgender Pulse wechselt. Bild 6.1 zeigt die untersuchten Spannungsformen in idealisierter Form inklusive Stromverlauf bei Annahme eines Kondensators als Last.

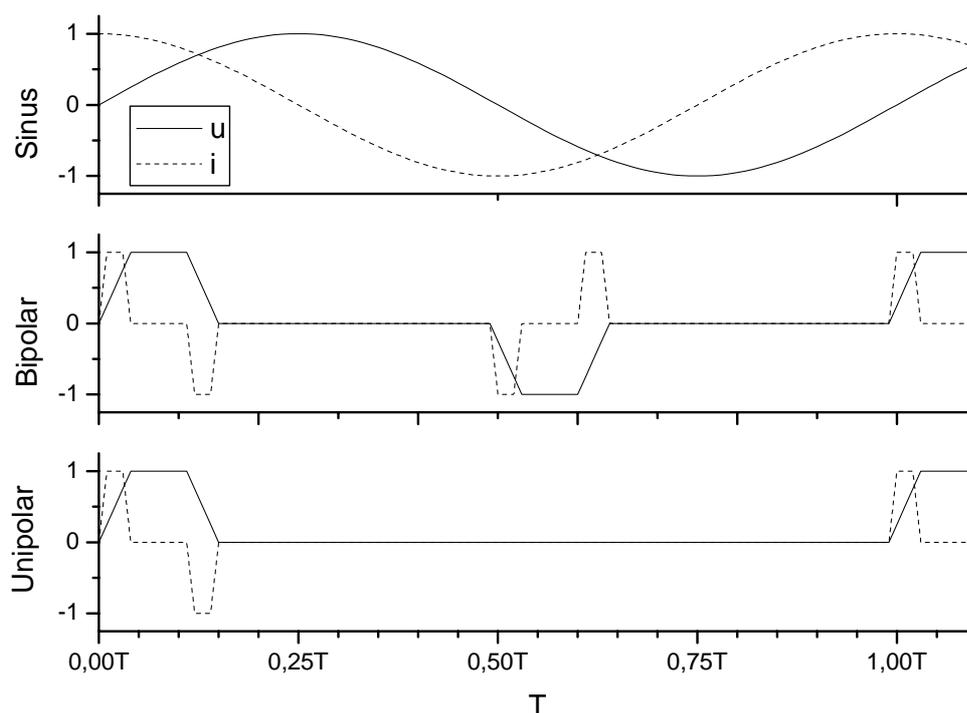


Bild 6.1 Idealisierte zeitliche Spannungs- und Stromverläufe der untersuchten Anrengungsformen bei Annahme einer rein kapazitiven Last.

Zur Klärung, welchen Einfluss der Rhythmus der Polarität auf die Entladungseigenschaften hat, werden hier beide Spannungsformen untersucht. Zur Erzeugung dieser Formen steht für jeden Typ ein Betriebsgerät als Laborgerät zur Verfügung. Bipolare Spannungen werden mit einem rückgekoppelten Rechteckwandler erzeugt, der speziell für DBE-Strahler angepasst wurde. Dieses Konzept, das als Resonate-Pole-Inverter, kurz RPI, bezeichnet wird, ist in der Arbeit von (Schwarz-Kiene 2000) ausführlich beschrieben. Kapitel 6.1.2 fasst hier nur die wichtigsten Eigenschaften des Systems zusammen.

Der hier verwendete unipolare Pulsgenerator ist im Rahmen einer Arbeit parallel zu dieser entstanden, die sich mit der Entwicklung von Betriebsgeräten für DBE-Strahler befasste.

(Trampert *et al.* 2005). Dieses in Kapitel 6.1.3 dargestellte Konzept ist im Gegensatz zum bipolaren Betriebsgerät eine hart schaltende Topologie zur Erzeugung unipolarer Pulsspannungen mit variablen Spannungsformen.

6.1.1 Sinusgenerator

Das Betriebsgerät zur Erzeugung sinusförmiger Spannungen basiert auf dem Prinzip des Serien-LC-Schwingkreises, welcher mit einer Rechteckspannung angeregt wird. Der Schwingkreis besteht aus einer variablen Induktivität L_{var} und der Kapazität C_{Lampe} der Lampe. Die Induktivität L_{var} lässt sich durch Veränderung des Luftspaltes zwischen den Ferritkernen des Spulenkörpers variieren und sich so die Resonanzfrequenz f_{res} des Schwingkreises, gebildet aus L_{var} und C_{Lampe} , anpassen. Die Rechteckspannung wird mit Hilfe einer Vollbrücke aus einer Gleichspannung U_{DC} erzeugt, wobei die Betriebsfrequenz f_B frei einstellbar ist. Bild 6.2 zeigt die Prinzipschaltung des Gerätes mit den steuerbaren Größen f_B , f_{res} und U_{DC} .

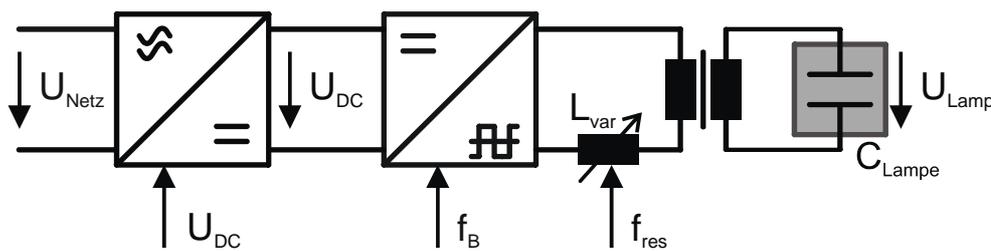


Bild 6.2 Blockschaltbild des Betriebsgeräts für Sinusspannungen.

Die Gleichspannung wird mit Hilfe eines regelbaren Netzteils von *TET Electronics* des Typs *Herkules* (2,5 kW, 800 V; 3 A) erzeugt und dient als Eingangsspannung des Rechteckgenerators, bei dem es sich um ein adaptiertes Labor-Betriebsgerät für Hg-Mitteldruckstrahler bis 4 kW Leistung handelt. Vorteil dieses diskreten Aufbaus ist die Flexibilität, da sich die Ausgangsspannung u_{Lampe} , die Resonanzfrequenz f_{res} und die Betriebsfrequenz f_B unabhängig voneinander einstellen lassen.

Zur Erzeugung der benötigten hohen Spannungen im Bereich bis 4 kV wird ein Transformator mit einem Übersetzungsverhältnis von 10:1 verwendet. Die Verwendung eines Transformators limitiert die untere Grenzfrequenz des Aufbaus durch das maximal zulässige Spannungs-Zeit-Produkt des verwendeten Ferritkerns. Die kleinste erreichte Frequenz liegt mit 20 kHz unterhalb des untersuchten Parameterbereichs und ist somit ausreichend klein. Die obere Grenzfrequenz wird in diesem Aufbau von der maximal einstellbaren Induktivität

$L_{var,max}$ bestimmt und liegt mit über 100 kHz ebenfalls außerhalb des untersuchten Frequenzbereichs.

6.1.2 Bipolarer Pulsgenerator

Zur Erzeugung von bipolaren Rechteckspannungen wird ein Laborgerät verwendet, das für die Untersuchungen von DBE-Strahlern speziell konzipiert wurde. Die Schaltung besteht, wie beim Sinusgenerator, aus einer Gleichspannungsquelle mit nachgeschaltetem Vollbrückenwandler, dessen Ausgangsspannung mit Hilfe eines Transformators auf die Betriebsspannung der DBE hochgesetzt wird. Das Blockschaltbild des Schaltungskonzeptes inklusive der Steuerparameter U_{DC} , f_B , DC sowie v_{rise} und v_{fall} ist in Bild 6.3 gezeigt.

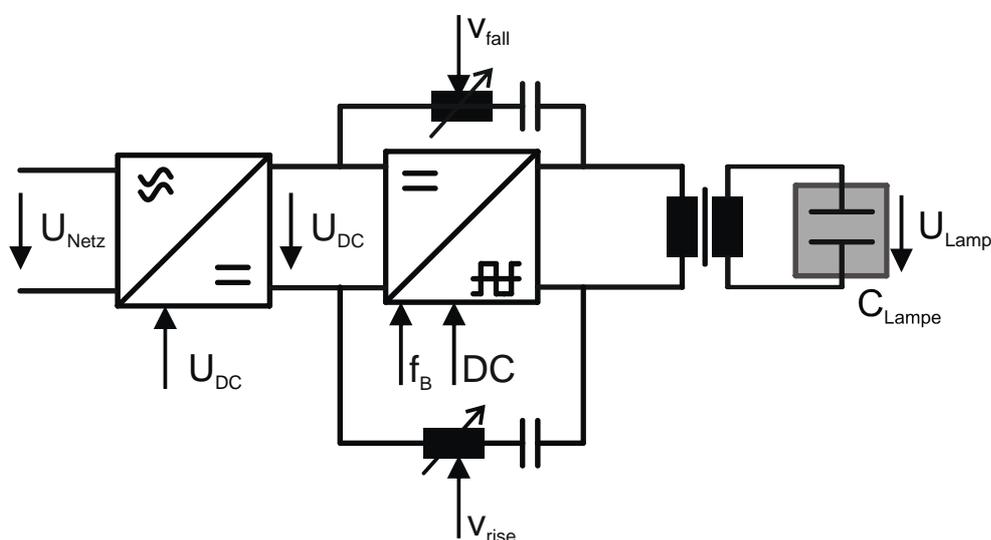


Bild 6.3 Blockschaltbild des Betriebsgeräts für bipolare Rechteckspannungen. In Anlehnung an (Schwarz-Kiene 2000)

Durch eine spezielle Ansteuerung der Vollbrücke kann bei diesem System eine bipolare pulsformige Rechteckspannung mit einstellbarem Tastverhältnis DC und Betriebsfrequenz f_B erzeugt werden. Eine Besonderheit des Vollbrückenwandlers ist die Rückkopplung der Ausgangsspannung auf die Eingangsgleichspannung U_{DC} über einen LC-Serienkreis mit veränderbarer Induktivität L . Die Rückkopplung in Kombination mit einer angepassten zeitlichen Ansteuerung der Vollbrückenschaltung bewirkt eine Kontrolle des Umladestroms in den Spannungsflanken. Mit der veränderlichen Induktivität im Rückkoppelzweig ist es möglich, den Umladestrom zu kontrollieren und somit die Geschwindigkeit des Spannungsanstiegs bzw. -abfalls an der DBE zu beeinflussen.

Da es sich bei dieser Schaltung um ein resonantes Konzept handelt, ist die Einstellung von v_{rise} und v_{fall} nicht vollkommen unabhängig von der Betriebsfrequenz f_B und der Spannungs-

höhe u_{Lampe} möglich. Die erreichten Geschwindigkeiten hängen von der Kapazität der Last, also hier von C_{Lampe} , ab und bewegen sich im untersuchten Bereich zwischen $5 \text{ kV}/\mu\text{s}$ und $20 \text{ kV}/\mu\text{s}$. Die Zeitdauer zum Erreichen der Zündspannung bewegt sich somit im Bereich über 200 ns .

Das Puls-Pausenverhältnis DC des bipolaren Rechtecksignals bewegt sich zwischen einem schaltungsbedingten unteren Limit von rund 3% bis 5%, abhängig von f_B , und nahezu 100%. Da es sich um ein bipolares Signal handelt, ist bei 100 % die Spannung die Hälfte der Periode positiv.

Da die Flanke des Spannungspulses gegenüber der Pulsdauer nicht zu vernachlässigen ist, bedingt die endliche Umladezeit eine minimale Länge des Pulses. Erreichbare Werte liegen hier bei ca. $1,5 \mu\text{s}$, d.h. sehr kurze Pulse unterhalb dieser Zeit sind mit dem RPI nicht erzeugbar.

6.1.3 Unipolarer Pulsgenerator

Es handelt sich hierbei um ein speziell für DBE entwickeltes Betriebsgerät zur Erzeugung unipolarer Pulse mit einstellbarer Frequenz f_B , Pulslänge t_{on} und Spannungsänderungsgeschwindigkeiten v_{rise} , bzw. v_{fall} . Das Prinzip des in Bild 6.4 gezeigten Schaltungskonzeptes ist das einer gesteuerten Pulsstromquelle, gebildet aus L_{Store} .

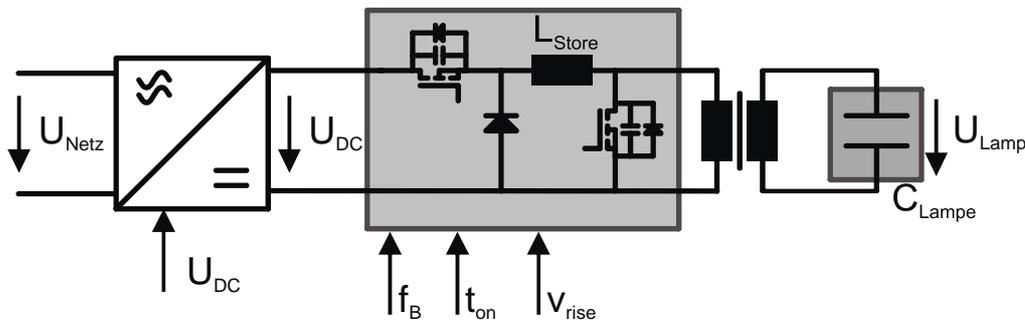


Bild 6.4 Blockschaltbild des Betriebsgeräts für unipolare Pulsspannungen. In Anlehnung an (Trampert *et al.* 2005)

Kernelement der Schaltung ist die Speicherdrossel L_{Store} , die zum Laden der Kapazität auf einen Strom über die beiden MOSFET vorgeladen wird. Ist der Strom ausreichend hoch, wird der MOSFET parallel zur Lampe gesperrt und der Ladestrom kommutiert in den Lampenkreis, so dass u_{Lampe} in Abhängigkeit von I_{Store} zum Zeitpunkt der Kommutierung und L_{Store} unterschiedlich schnell ansteigt.

Vorteil dieses Konzepts ist die Variabilität der Ausgangsspannung allein über die Anpassung des Schaltmusters der beiden MOSFET Schalter. Wird die Vorladezeit verändert, so ändert sich bei sonst konstanten Größen der Ladestrom in L_{Store} zum Beginn des Pulses. So kann allein über eine längere Vorladezeit die Spannungsanstiegsgeschwindigkeit geändert werden.

Die maximal erreichbare Geschwindigkeit v_{rise} wird hier zum einen vom Ladestrom der Drossel L_{Store} und zum anderen von der Kombination L_{Store} und C_{Lampe} bestimmt. Da im System, im Gegensatz zum RPI-Konzept, zwischen den Pulsen kein Strom fließt, kann die Frequenz f_B vollkommen unabhängig eingestellt werden. Die Spannungshöhe $u_{Lampe,max}$ wird zum einen von der frei einstellbaren Zwischenkreisspannung U_{DC} und zum anderen von der Güte des Kreises L_{Store} und C_{Lampe} bestimmt, da es im Puls zu einer Resonanzüberhöhung kommen kann.

Problematisch an diesem Konzept ist der notwendige Transformator, da bedingt durch seine nicht vermeidbare Streuinduktivität eine schnelle Kommutierung des Stroms zu Beginn des Pulses in den Lampenpfad verhindert wird. Zum anderen limitiert das Übersetzungsverhältnis die Anstiegsgeschwindigkeit, da der Strom zum Laden von C_{Lampe} mit dem Übersetzungsverhältnis $ü$ von der Primär- auf die Sekundärseite heruntergeteilt wird.

6.2 Optische Diagnostik

Die Untersuchung der optischen Eigenschaften der Xe-Excimer-DBE stellen hohe Anforderungen an die messtechnische Ausrüstung. Bedingt durch die Selbstbegrenzung der Entladung auf ein Zeitfenster im Bereich unter 100 ns, sind bildgebende Verfahren mit hoher zeitlicher Auflösung notwendig. Zur Diagnostik der Entladungsausbildungen wird hier, wie in Kapitel 6.2.1, auf eine Kurzzeitfotographie mittels einer ICCD-Kamera zurückgegriffen.

Die spektroskopische Diagnostik des Xe_2^* ist, bedingt durch die Emissionsbande um 172 nm im VUV-Bereich, mit einem großen Aufwand an Vakuum-Technik verknüpft, da die Messung in Abwesenheit von Sauerstoff stattfinden muss. Dies kann entweder durch ein Vakuum oder Atmosphären aus N_2 , Ar oder He sichergestellt werden. Zur spektralen Analyse wird ein Spektrometer für den VUV-Bereich benötigt. Seine Eigenschaften sowie die absolute Kalibrierung sind in Kapitel 6.2.2 näher beschrieben.

Im Rahmen der Arbeit wurde zur direkten Bestimmung des Plasmawirkungsgrades von Xe-DBE-Strahlern das beschriebene VUV-Spektrometer als Empfänger an einen VUV-NIR-Goniophotometer verwendet. Mit diesem in Kapitel 6.2.3 beschriebenen Aufbau ist es möglich, den Strahlungsfluss von rund 130 nm bis ca. 1000 nm spektral aufgelöst zu erfassen.

Ist der äußere Strahlungsfluss eines Strahlers bekannt, so kann auf den inneren Strahlungsfluss geschlossen werden, wenn die Transmission des verwendeten Strahlermaterials bekannt ist. Da exakte Daten zur Transmission des verwendeten Quarzglasglases nicht zur Verfügung standen, wurde das VUV-Spektrometer, wie in Kapitel 6.2.4 gezeigt, zu einem einfachen Transmissionsspektrometer für den VUV-Bereich umgebaut.

6.2.1 Kurzzeitfotographie

Zur Überprüfung der Entladungsbildung wird eine ICCD-Kamera verwendet. Diese besitzt einen elektronischen Shutter, der sehr kurze Belichtungszeiten bis zu 5 ns ermöglicht. Die Empfindlichkeit der ICCD-Kamera ist durch das verwendete Fenster- und Photokathodenmaterial auf den VIS- bis NIR-Bereich beschränkt, so dass eine Beobachtung der Xe-Excimer Emission im VUV-Bereich nicht möglich ist.

Da bei einer Xe-Excimer-Entladung weniger als 2% des optischen Outputs im VIS- bis NIR-Bereich liegen, steht für die Untersuchung nur wenig Strahlungsleistung zur Verfügung. Bei Untersuchung der zeitlichen Entwicklung des Entladungsverhaltens mit kurzen Belichtungszeiten von rund 100 ns und weniger wird die Menge der eingefangenen Strahlung so gering, dass nur wenige Photonen pro Bild zur Verfügung stehen.

Zur Verbesserung des Signal-/Rauschverhältnisses wird daher optisch über mehrere Anreizungsperioden auf dem CCD Chip integriert. Dies wird realisiert, in dem der elektrische Shutter mehrmals synchron zum Anregungssignal geöffnet wird und erst nach mehreren Belichtungen das CCD ausgelesen wird. Auf diese Weise ist es möglich, auch bei geringen Lichtmengen kurze Belichtungszeiten von 100 ns und weniger zu erzielen. Für diese Methode muss aber sichergestellt sein, dass die Triggerung der Kamera synchron mit der Anregungsspannung läuft und dass die Entladung über lange Zeiträume von rund ein bis zwei Minuten örtlich stabil brennt.

Die Synchronisierung zwischen Betriebsgerät und ICCD-Kamera wird über die Nutzung des Anzeuersignals der Halbleiterschalter der Betriebsgeräte als Triggersignal der Kamera sichergestellt. Die räumliche Stabilität der Entladung wird über mehrere Aufnahmen einzelner Pulse mit Belichtungszeiten im Bereich der Entladungsdauer kontrolliert. Mit dieser Kontrolle wird sichergestellt, dass kein quasihomogener Betrieb vorliegt.

Zur Analyse der zeitlichen Entwicklung der Entladung und zur Korrelation der gewonnenen inneren elektrischen Größen mit dem optischen Verhalten des Plasmas werden Filme der Entladungsentwicklung aufgenommen. Hierzu wird eine kurze Belichtungszeit deutlich unter der Entladungsdauer gewählt und diese Zeitfenster relativ zum Anregungssignal schrittweise verschoben. Typische Belichtungszeitfenster sind 100 ns für langsame Anregungsformen wie

Sinus und 50 ns für sehr schnelle Anregungspulse, wie sie bei der unipolaren Pulsanregung vorkommen.

6.2.2 VUV-Spektrometer

Alle optischen Messungen im VUV-Bereich benötigen eine sauerstofffreie Atmosphäre zwischen Quelle und Empfänger. Dies kann auf zwei unterschiedliche Methoden erfolgen, entweder wird der Raum durch Evakuieren vom Sauerstoff befreit oder es wird ein nicht absorbierendes Gas als Atmosphäre verwendet, wobei sich die in Tabelle 6.2 aufgeführten Gase besonders gut eignen.

Tabelle 6.2 Gase zur Herstellung optisch dünner Atmosphären im VUV-Bereich

Gas		Grenze
Stickstoff	N ₂	ca. 145 nm
Argon	Ar	ca. 106 nm
Helium	He	ca. 58 nm

Die grundsätzliche Forderung lautet, dass der Weg zwischen Quelle und Messempfänger in seiner Transmission stabil und möglichst optisch dünn sein muss. Eine vollständige Entfernung aller störenden Gase ist technologisch nur schwer herzustellen und nicht notwendig. Erforderlich ist nur ein ausreichend geringer und stabiler Partialdruck, so dass die Transmission des optischen Weges zwischen Quelle und Empfänger möglichst stabil und hoch ist. Eine unvermeidbare geringe Absorption ist nicht störend, da sie in der Kalibrierung mitberücksichtigt wird und somit in die Korrekturfunktion des Messsystems eingeht. Zur Sicherstellung einer möglichst stabilen Atmosphäre sollte ein vakuumdichtes Gefäß benutzt werden.

Zur Bestimmung der Strahlungsleistung unter 200 nm wird ein evakuierbarer Monochromator der Firma *Minuteman* des Typs *310 NIV* verwendet. Es handelt sich hierbei um einen Vakuum-Monochromator mit einer Focusslänge von 1 m in Normal-Incident Konfiguration, bei der das Beugungsgitter zugleich focusierendes Element ist. Das Gitter ist mit 600 l/mm bei einer Blaze-Wellenlänge von 250 nm geritzt. Die theoretisch erreichbare Auflösung von 0,03 nm ist, bedingt durch die große Focusslänge, sehr gut und für die untersuchten Spektren mehr als ausreichend, da die Kalibrierung im VUV-Bereich mit einer durch die Kalibrierlampe gegebenen Auflösung von 0,8 nm erfolgte

Als Diffuser wird ein aufgerautes MgF₂ Fenster verwendet. Die Homogenisierung findet bei diesem Diffuser nur über Streuung an den beiden rauen Grenzflächen statt, was zu einer nicht

perfekten Kosinus-Korrektur führt. Der hierdurch entstehende Fehler ist bei dem im VUV-NIR-Goniophotometer genutzten Sichtwinkel von ca. $5,7^\circ$ aber vernachlässigbar.

Mit einer Turbomolekularpumpe von *Leybold* des Typs *Turbovac 360* wird im Monochromator ein Enddruck von ca. 10^{-5} mbar erreicht. Als Vorpumpe arbeitet eine *Alcatel 2012 AC* Drehschieberpumpe mit Ölschmierung. Zur Verringerung der Rückdiffusion von Vorpumpenöl in den Monochromator wird eine Adsorptionsfalle mit Molekularsieb zwischen Vor- und Turbopumpe geschaltet. Dies erwies sich als sinnvoll, da der Anstieg der Korrekturfunktion zu kurzen Wellenlängen hin auf den hohen Partialdruck von absorbierenden Kohlenwasserstoffen aus dem Pumpenöl zurückgeführt werden kann.

Als Empfänger dient ein Photomultiplier von *Electron Tubes* des Typs *9422B* mit einem Empfindlichkeitsbereich von 115 nm bis ca. 330 nm. Dem Photomultiplier ist ausgangsseitig ein Transimpedanzverstärker nachgeschaltet, um den Signalstrom mit einer Verstärkung von 10^6 in eine sicher zu messende Spannung zu wandeln. Vom nutzbaren Spektralbereich des Photomultipliers wird nur der zwischen 150 nm und 300 nm genutzt. Die untere Grenze ergibt sich aus der Transmissionsgrenze des verwendeten synthetischen hochreinen Quarzglasglases der Lampen. Als obere Grenze wurde 300 nm gewählt, um eine Überlagerung der zweiten Ordnungen im Spektrum zu vermeiden.

Zur Bestimmung der Plasma-Effizienz ist eine absolute Kalibrierung des VUV-Spektrometers notwendig, die mit Hilfe eines von der PTBⁱ kalibrierten TransfERNormal durchgeführt wird. Dieses TransfERNormal ist eine Deuteriumlampe von *Cathodeon* des Typs *VO3* mit MgF_2 -Fenster, welches von der PTB in Berlin in einem Wellenlängenbereich von 116 nm bis 420 nm auf Strahldichte und Strahlstärke kalibriert wurde (Thornagel 2006). Mit der Strahlstärke-Kalibrierung ist eine direkte Kalibrierung des VUV-NIR-Goniophotometers möglich, da alle Randbedingungen der Kalibrierung eingehalten werden.

6.2.3 VUV-NIR-Goniophotometer

Zur absoluten Bestimmung des Strahlungsflusses im VUV-Bereich wird ein im Rahmen dieser Arbeit aufgebautes Goniophotometer für den VUV- bis NIR-Bereich verwendet. Es besteht, wie in Bild 6.5 schematisch dargestellt, aus zwei Monochromatoren, einem Vakuumrezipienten mit drehbarem Lampenhalter sowie einer Gasaufbereitungseinheit zur Entfernung von Sauerstoff aus der Messatmosphäre.

ⁱ PTB = Die **Physikalisch-Technischen Bundesanstalt** ist das nationale Metrologie-Institut der Bundesrepublik Deutschland.

Die beiden Monochromatoren sind zur Abdeckung des Wellenlängenbereiches von 120 nm bis 930 nm notwendig. Für den Wellenlängenbereich zwischen 120 nm und 300 nm wird der im vorherigen Kapitel beschriebene VUV-Monochromator verwendet. Für den UV- bis NIR-Bereich zwischen 200 nm und 930 nm wird ein vollautomatischer Doppelmonochromator des Typs 320 D von *Instrument Systems* benutzt. Dieser Monochromator besitzt zur Abdeckung des Wellenlängenbereiches zwei automatisch wechselnde Gitter und als Empfänger einen Multialkali Photomultiplier. Dieses Spektrometer verwendet standardmäßig Ordnungsfilter für die höheren Wellenlängenbereiche, so dass das gesamte Spektrum frei von Fehlern höherer Ordnung ist.

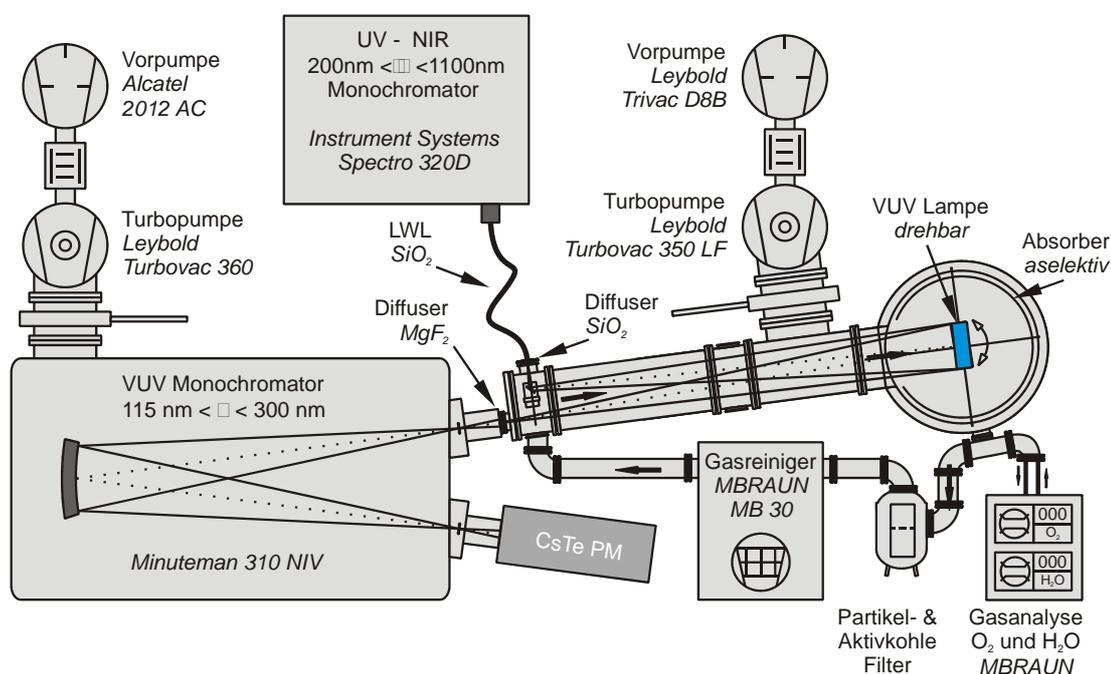


Bild 6.5 Schema des VUV-NIR-Goniophotometers mit den beiden Spektrometern und Gassystem zur Erzeugung einer sauerstofffreien Atmosphäre für den Strahlengang des VUV-Bereichs.

Zum Anschluss der beiden Monochromatoren besitzt der Goniophotometer zwei optische Achsen, so dass über die Drehung der Lampe ein komplettes Spektrum von 120 nm bis 960 nm gemessen werden kann. Die Achse des UV- bis NIR-Bereichs wird aus Platzgründen über einen Umlenkspiegel auf einen seitlichen Ausgang geführt, an dem der UV- bis NIR-Monochromator über einen Faserbündel Lichtwellenleiter angeschlossen ist. Zur Kosinuskorrektur wird ein Quarzglas-Diffuser zwischen Lichtwellenleiter und Goniophotometerausgang angebracht. Die Lampe befindet sich auf einer Drehachse im Kreuzungspunkt der optischen Achsen.

Bedingt durch die Transmissionskante des Quarzglasglases des Lampenkolbens kommt es zur Überschneidung des Absorbptionsbereichs des Quarzglasglases unter 155 nm und der Emission des Xe-Excimers ab 147 nm. Hierdurch wird die Emission der Resonanzlinie und ein großer Teil des I. Kontinuums im Quarzglas absorbiert, was zu einer Erwärmung des Kolbens führt. Die Lage der Absorbptionskante des verwendeten *Suprasil 311* von *Heraeus* ist wie bei allen Quarzglassorten temperaturabhängig und verschiebt sich mit steigender Temperatur zu längeren Wellenlängen. Dieser Effekt wurde von (Lambrecht 1998) und (Franke *et al.* 2006) für Temperaturen über 800°C experimentell nachgewiesen. Die Überlappung der Absorption des Quarzglasglases und der Emission des Xe-Excimers bei Raumtemperatur sorgt dafür, dass dieser Effekt auch schon bei geringen Quarzglasstemperaturen um 100°C einen deutlichen Einfluss auf den messbaren Strahlungsfluss der Xe-DBE hat.

Zur Beseitigung des störenden Luftsauerstoffs ist es möglich, den Rezipienten über eine Kombination von Drehschieberpumpe von *Leybold* des Typs *Trivac D8B* mit Turbomolekularpumpe des gleichen Herstellers vom Typ *Turbovac 350LF* auf einen Enddruck von 10^{-6} mbar zu evakuieren. Die Verwendung eines Vakuums zur Herstellung einer im VUV-Bereich optisch dünnen Atmosphäre für den Betrieb eines Xe-Excimerstrahlers mit Quarzglas-Kolben ist nachteilig, da sich der Kolben aufgrund der fehlenden Konvektion deutlich erwärmt. Die daraus resultierende Verschiebung der Transmissionskante verfälscht die Bestimmung des Strahlungsflusses.

Zur Vermeidung dieses Fehlers wurde der Aufbau um eine Gasreinigungseinheit erweitert, so dass mit Gasen wie Stickstoff gemessen werden kann. Der hier verwendete Gasreiniger des Typs *MB30* von *MBraun* entfernt mit Hilfe von Kupfergranulat Sauerstoff bis zu einem Level von rund 1 ppmV. Zur Herstellung eines konstanten Sauerstoffniveaus wird das Gas mit einer Pumpe umgewälzt. Um die von der Pumpe, dem Strahler und dem Gasbindungsprozess eingebrachte Wärme dem Gas zu entziehen, durchläuft das Gas einen wassergekühlten Wärmetauscher. Der Sauerstoff- und Feuchtegehalt wird über Sensoren (*MB-OX-SE* bzw. *MB-MO-SE1*; Hersteller *MBraun*) ständig kontrolliert und erreicht nach kurzer Betriebsdauer stationäre Endwerte <1 ppmV Sauerstoff bzw. <1 ppmV Feuchte. Aus Kostengründen wird Stickstoff als Füllgas verwendet, da die Grenzwellenlänge von 145 nm für diese Anwendung ausreichend tief liegt. Der Gaslaufplan des Goniophotometers und Monochromators und zeigt Bild 6.6 schematisch.

Die Länge des optischen Weges zwischen Drehachse und Diffuser beträgt für beide Strahlengänge 120 cm, so dass Strahler bis zu einer Größe von 12 cm Kantenlänge vermessen werden können. Zur Bestimmung der Strahlstärkeverteilung kann die Lampe um eine zentrale Drehachse mit Hilfe einer Rotationseinheit *ZR20* von *iselautomation* mit einer Auflösung von 3,5° gedreht werden. Der Winkel zwischen den beiden optischen Achsen beträgt 3,8°. Zur Unter-

drückung von Streustrahlung sind in jedem Strahlengang drei Blenden eingebracht. Die bestimmende Blende befindet sich unmittelbar auf dem Diffuser und definiert den betrachteten Raumwinkel zu $6,60 \text{ sr}$.

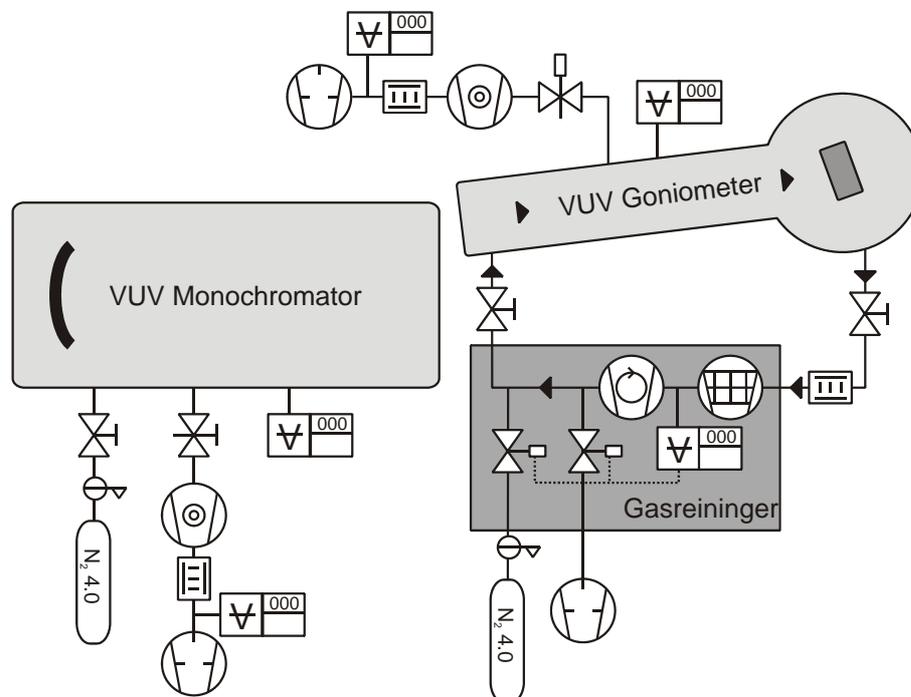


Bild 6.6 Vereinfachter Vakuum- und Gaslaufplan des VUV-NIR-Goniophotometers.

Zur Feststellung der Qualität der Messung wird eine Abschätzung der Messunsicherheit anhand der wichtigsten Fehlerquellen durchgeführt. Die Abschätzung der Einflussfaktoren erfolgt nach systematischen und zufälligen Quellen getrennt. Folgende Fehler werden als systematische Unsicherheiten betrachtet:

- Photometrisches Entfernungsgesetz
- Streustrahlung
- Elektrooptische Umwandlung
- Digitalisierung

Bei der Anwendung des photometrischen Entfernungsgesetzes wird angenommen, dass die Normale der Quelle und des Empfängers für alle Flächenelemente parallel ist. Dies gilt nicht für ausgedehnte Strahler, vor allem in den weit von der optischen Achse entfernten Bereichen. Bei der Anwendung des photometrischen Entfernungsgesetzes wird somit ein systematischer Fehler gemacht, der sich nach (6.1) abschätzen lässt.

$$f_{S-Photo. Entfern.} = \left(\frac{l}{r} \right)^2 \quad (6.1)$$

Hierin beschreibt l die größte Ausdehnung des Strahlers und r den Abstand zwischen Strahler und Messempfänger.

Der Fehler durch Streustrahlung wird als systematischer Fehler betrachtet, der durch die Reflexion von Strahlung an der geschwärzten Rückwand erzeugt wird. Die Wellenlängenabhängigkeit dieses Absorbers wird vorausgesetzt und die Messung des Streulichtanteils auf eine Messung mit einer Kompaktleuchtstofflampe als Strahler im sichtbaren Spektralbereich durchgeführt. Die statistischen Messunsicherheiten im VUV-NIR-Goniophotometer bestehen aus den Einflussfaktoren Strahlstärke Kalibrierung, Reproduzierbarkeit, Temperatureinfluss und Positionierungsfehler der Kalibrierlampe.

Tabelle 6.3 Systematische Unsicherheiten des VUV-NIR-Goniophotometers

Quelle	Beitrag
Photometrisches Entfernungsgesetz	0,694 %
Streustrahlung	0,13 %
Elektrooptische Umwandlung	0,002 %
Digitalisierung	0,64 %
Systematische Unsicherheit	1,47%

Die Kalibrierung erfolgt mit Hilfe von TransfERNormalen, welche durch die PTB kalibriert wurden. Es wird für den Wellenlängenbereich von 130 nm bis 420 nm eine Deuteriumlampe, für den Wellenlängenbereich zwischen 250 nm und 950 nm ein Halogenstrahler verwendet.

Aufgrund der unterschiedlichen Struktur des Deuteriumsspektrums - Liniencharakter im Wellenbereich unter 170 nm und Kontinuum darüber – sind die im Kalibrierschein gegebenen Unsicherheiten für die Wellenlängenbereiche getrennt aufgeführt. Die Unsicherheit des Halogenstrahlers ist für den gesamten Wellenlängenbereich konstant. Zur Ermittlung dieser Fehler wird im Goniophotometer die Kalibrierlampe mehrmals unabhängig voneinander vermessen und so die Unsicherheit der Reproduzierbarkeit bestimmt.

Als Unsicherheit wird hier die einfache Unsicherheit, d.h. $k=1$, angegeben. Als Temperaturabweichung wird eine Schwankung von ± 3 K um die Temperatur der Kalibrierung angenommen.

Tabelle 6.4 Unsicherheiten des Goniophotometers.

Beitrag	130 nm – 170 nm	170 nm – 300 nm	300 nm – 960 nm
Kalibrierung PTB	7,0 %	3,5 %	1,75 %
Reproduzierbarkeit	2,36 %	2,43%	5,0 % ⁱ
Einbau der Kalibrierlampe	0,033 %	0,033 %	0,001 % ⁱⁱ
Temperatureinfluss Photomultiplier	1,5 %	1,5 %	-- ⁱⁱⁱ
Gesamt zufällig	7,54 %	4,52 %	5,30 %
Gesamt systematisch	1,47 %	1,47 %	1,47 %
Gesamt Unsicherheit	9,01 %	5,99 %	6,44 %

6.2.4 VUV-Transmissionspektrometer

Zur Bestimmung der Transmission des als Lampenkolben verwendeten Quarzglas wird ein einfaches Einstrahl-Transmissions-Spektrometer verwendet, das aus dem in Kapitel 6.2.2 beschriebenen VUV-Spektrometer, einem Deuterium Strahler und dem in Bild 6.7 gezeigten Probenhalter besteht.

Der Aufbau des Transmissionsmesstandes ist sehr einfach gehalten. Als Strahlungsquelle dient ein Deuteriumstrahler von *Cathdeon* des Typs *V03* mit MgF_2 Fenster, welcher am Eingangsspalt des VUV-Monochromators befestigt ist. Am Ausgang des Monochromators kann so quasi monochromatische Strahlung im Bereich zwischen 120 nm und 400 nm erzeugt werden kann. Zwischen Ausgang des Monochromators und dem Photomultiplier befindet sich ein KF 40 Kreuzstück mit eingebautem Probenhalter und Blenden. Zur Herstellung einer sauerstofffreien Atmosphäre wird die Probenkammer über eine Turbomoleklarpumpe auf einen Enddruck von 10^{-7} mbar evakuiert und zwischen den Messungen mit Stickstoff geflutet. Der Querschnitt der Probenkammer ist in Bild 6.7 gezeigt. Zur Begrenzung des Messfeldes und Unterdrückung von Reflexion an den Wänden sind vier verrußte Blenden in den Strahlengang eingebaut.

ⁱ Herstellerangabe des verwendeten Spektrometers 320D von Instrument Systems.

ⁱⁱ Die Einbaulage des Halogenstrahlers ist nicht kritisch, da die Ausstrahlung in einem großen Winkelbereich konstant ist.

ⁱⁱⁱ Abweichung ist in der Gesamtproduzierbarkeit berücksichtigt.

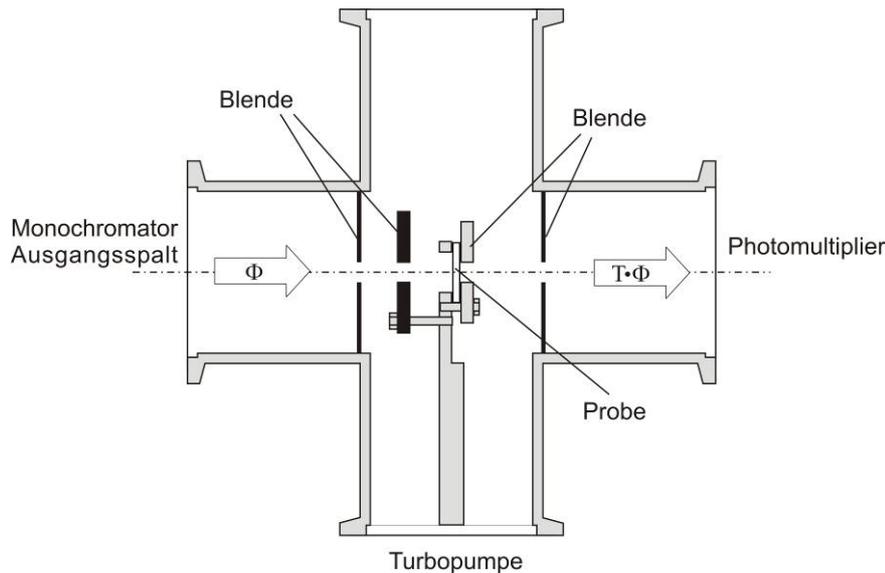


Bild 6.7 Querschnitt des Einstrahl-Transmissions-Spektrometers für Messungen im VUV-Bereich. (Paravia 2006)

Bei der als Strahlungsquelle genutzten Deuteriumlampe handelt es sich um einen Strahler, der normalerweise als Transfernormal benutzt wird und so auf besonders hohe Stabilität getrimmt ist. Dies ist besonders vorteilhaft, da bedingt durch das Messprinzip eine hohe zeitliche Stabilität des Signals vorausgesetzt wird. Mit der Anbringung auf der Ausgangsseite ist die Strahlungsbelastung der Probe sehr gering, da quasi monochromatische Strahlung auf die Probe fällt, so dass die Erwärmung des zu untersuchenden Materials gering ist. Dies ist notwendig um, die Temperatur der Materialprobe konstant zu halten.

6.3 Elektrische Diagnostik

Da in der Zündphase der Plasmastrom i_{plasma} von der inneren Kapazität C_{Gap} gespeist wird, bewegen sich typische Entladungspulse im Bereich von 100 ns Halbwertsbreite mit steiler Anstiegsflanke. Diese schnellen Vorgänge bewirken hohe Frequenzanteile im Messsignal, auch wenn das Prinzip des Betriebsgerätes hohe Frequenzanteile ausschließt. Aus diesem Grund benötigt die elektrische Diagnostik von DBE-Strahlern Messsysteme zur Erfassung hoher Spannungen über 1 kV bei für diesen Spannungsbereich hohen Frequenzen bis zu 100 MHz.

Die Grundfrequenz der Anregung im Bereich einiger 10 kHz ist im Vergleich zur Dynamik des Entladungspulses wesentlich langsamer, d.h. die Wirkleistungseinkopplung beschränkt sich auf einen sehr kleinen zeitlichen Bereich. Bei einer Anregungsfrequenz von 30 kHz und einer Pulsweite von 100 ns findet in nur 0,3 % der Zeit die Wirkleistungseinkopplung statt.

Zur korrekten Leistungserfassung ist daher ein Messsystem mit hoher Bandbreite und hoher zeitlicher Auflösung erforderlich, um eine korrekte Wirkleistungserfassung zu gewährleisten.

Alle elektrischen Messungen werden mit einem Oszilloskop 54831B des Herstellers *Agilent* mit 600 MHz Bandbreite und einer maximalen Abtastrate 2 GS/s durchgeführt. Zur Erfassung der inneren elektrischen Größen werden alle vier Kanäle des Oszilloskops benötigt, bei denen die kapazitiven Anpassungsfaktoren in das Teilverhältnis des Messwandlers eingerechnet werden, so dass das erfasste Signal der entsprechenden inneren Größe entspricht.

Die Erfassung der Spannungen erfolgt mit passiven Tastköpfen möglichst hoher Bandbreite, wobei diese durch das Teilverhältnis beschränkt wird. Zur Messung der Lampenspannung u_{Lampe} wird für Spannungen über 4 kV ein Hochspannungstastkopf mit Teilungsverhältnis von 1000:1 oder bei geringeren Spannungen ein 100:1 Tastkopf verwendet. Die Messung der Hilfsgröße U_{Mess} über der Kapazität C_{Mess} erfolgt mit einem 10:1 Tastkopf. Zur einfacheren Messung wird PE als Bezugspotential verwendet. Eine Übersicht der Kenngrößen der verwendeten Tastköpfe gibt Tabelle 6.5

Tabelle 6.5 Kenngrößen der verwendeten Tastköpfe

Hersteller	PMK	PMK	Agilent
Typ	PHV 4002-3	PHV 662L	1165A
Teilverhältnis	1000:1	100:1	10:1
Unsicherheit	< 0,1 % ⁱ	< 0,1% ⁱ	< 1%
Bandbreite fB = -3 db	DC - 100 MHz	DC - 250 MHz	DC - 500 MHz
Anstiegszeit (10%-90%)	3,5 ns	1,4 ns	0,7 ns
U_{max} (Puls)	20 kV	4 kV ⁱⁱ	300 V
U_{max} (Effektiv)	40 KV	2,8 kV	300 V ⁱⁱⁱ

Zur Stromerfassung werden Stromwandler eingesetzt, die auf dem Prinzip des Übertragers arbeiten. Bei diesen Messwandlern bildet die stromführende Leitung den Sekundärpfad der Übertragers, der primärseitig mit einem Widerstand abgeschlossen wird. Der Widerstand ist

ⁱ Angabe laut Kalibrierschein.

ⁱⁱ Limitierung aufgrund des Eingangsbereichs des Oszilloskops. Eingangsbereich des Tastkopfes $U_{max} = 6$ kV.

ⁱⁱⁱ Frequenzabhängig, da Leistungslimitiert. $U_{max} = 5$ V @ f = 500 MHz

entsprechend der Wicklungszahl gewählt, sodass über ihn eine dem sekundärseitigen Strom proportionale Spannung abfällt.

Bei der Auswahl des Stromwandlers muss darauf geachtet werden, dass das Frequenzband des Wandlers das Band des Signals voll abdeckt. Bei der Auswahl der Messspulen wurde hier besonderen Wert auf eine möglichst hohe obere Grenzfrequenz von $f_{Max} = 250$ MHz gelegt. Die sich hieraus ergebende untere Grenzfrequenz von $f_{Min} = 400$ Hz ist wesentlich kleiner als die Grundfrequenz der Anregung. In Tabelle 6.6 sind die wichtigsten elektrischen Kenngrößen der verwendeten Stromwandler beschrieben. Die nutzbare Anstiegsgeschwindigkeit von 1,5 ns ergibt sich aus der oberen Grenzfrequenz von 250 MHz und ist um zwei Größenordnungen kleiner als die Breite des Strompulses, wodurch die Signaltreue der Messung gewährleistet ist. Eine Übersicht der Kenndaten der beiden verwendeten Stromwandler-typen gibt Tabelle 6.6.

Tabelle 6.6 Elektrische Kenngrößen der verwendeten Stromwandler

Hersteller	Pearson Electroncis	Pearson Electroncis
Typ	6585	2877
Empfindlichkeit	1:1 V/A	1:1 V/A
Unsicherheit	± 1 %	± 1 %
Bandbreite $f_B = -3$ db	400 Hz - 250 MHz	300 Hz - 200 MHz
Anstiegszeit (10%-90%)	1,5 ns	1,8 ns
I_{max} (Puls)	500 A	100 A
I_{max} (Effektiv)	10 A	2,5 A

Das Messprinzip beruht auf der Erfassung des zum Leiterstrom proportionalen H-Feldes, weshalb darauf zu achten ist, dass die Messwandler so angeordnet werden, dass sie nur vom H-Feld des stromführenden Kabels durchdrungen werden. Bei ungeschickter Anordnung kann es passieren, dass es aufgrund der starken E-Felder der Hochspannungselektroden dazu kommt, dass die Spulen zusätzlich zum H-Feld des Kabels noch die Randverzerrungen des H-Feldes der Hochspannungselektroden erfassen.

Mit der Erfassung aller Strom- und Spannungssignale ist es möglich, die entsprechenden Momentanleistungsverläufe zu berechnen. Da die Wirkleistungseinkopplung in sehr kleinen Zeitfenstern stattfindet, ist der zeitliche Abgleich zwischen den erfassten Strom- und Spannungsverläufen sehr wichtig. Der zeitliche Abgleich ist so kritisch, dass nicht ausgeglichene Kabelllaufzeiten des verwendeten BNC-Kabels von 5 ns/m zu Abweichungen von rund 20% der erfassten Wirkleistung führen können. Zum Ausgleich der unterschiedlichen Signallauf-

zeit der Spannungs- und Strommessung wird die Länge der Zuleitung zwischen Stromwandler und Oszilloskop an die Laufzeit des Spannungssignals angepasst.

Für die Bestimmung der inneren elektrischen Größen ist es nach Kapitel 5.1 notwendig, die Kapazitäten C_{Gap} und $C_{Barriere}$ zu kennen. Das Verhältnis von $C_{Barriere}$ zu C_{Gap} wird rechnerisch aus den geometrischen Größen berechnet und mit der gemessenen Gesamtkapazität C_{Lampe} Lampe verglichen. Zur Bestimmung der Lampenkapazität C_{Lampe} , sowie der Messkapazität C_{Mess} wird ein RLC-Meter des Herstellers Fluke verwendet. Aus dem Vergleich zwischen gemessener und berechneter Gesamtkapazität C_{Lampe} der Lampe kann die Berechnung überprüft und gegebenenfalls angepasst werden. Als weitere Kontrollmöglichkeit der sehr kritischen Kapazitätsbestimmung kann die Bestimmung von C_{Lampe} am Aufbau überprüft werden. Da es sich bei der ungezündeten Lampe um eine nahezu ideale Kapazität handelt, muss gelten $Q_{Lampe} = C_{Lampe} u_{Lampe}$. Da u_{Lampe} sowie der Strom i_{Lampe} erfasst werden kann so überprüft werden, ob analytische Berechnung aus den geometrischen Größen, die Messung mit dem RLC-Meter und die Berechnung aus u_{Lampe} und i_{Lampe} übereinstimmen.

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{\int_{t_0}^{t_0+nT} i_{Lampe}(t) dt}{u(t_0)} \quad (6.2)$$

Bei dieser Methode zur Berechnung von C_{Lampe} muss, wie bei der Wirkleistungsbestimmung, darauf geachtet werden, dass über ein ganzzahliges Vielfaches n der Periodenlänge T integriert wird.

Die Bestimmung der elektrischen Leistung einer DBE ist, bedingt durch die zeitlich sehr kurze Leistungseinkopplung, nur mit zeitlich hochauflösenden Messgeräten möglich. Die Messung der elektrischen Leistung der DBE erfolgt daher mit Hilfe des Oszilloskops aus der Multiplikation von Spannung und Strom mit anschließender Mittelwertbildung. Als Fehlerquellen werden die einzelnen Stationen der elektrischen Umwandlung bis hin zur Digitalisierung betrachtet.

Da die Leistungseinkopplung in einem Zeitfenster von ca. 100 ns stattfindet, ist es von entscheidender Bedeutung, dass es zu keinen Laufzeitdifferenzen zwischen den Signalen kommt. Diese werden in erster Linie durch die Laufzeitunterschiede der Kabel zwischen Tastkopf und Oszilloskop hervorgerufen. Für den Temperaturdrift wird eine Abweichung von 3 K von Kalibriertemperatur angenommen.

Tabelle 6.7 zufällige Unsicherheiten der Strom- und Spannungsmessung

Quelle	Beitrag U	Beitrag I
Tastkopf / Stromspule	0,10 %	1,00 %
Eingangsimpedanz	1,00 %	1,00 %
Eingangsverstärker	1,25 %	1,25 %
Eingangsverstärker Temperaturdrift	0,24%	0,24%
Offset	2,0 %	2,0 %
A/D Wandlung 8 Bit	0,39%	0,39%
Gesamt	2,60 %	2,79 %

6.4 Mess-Strahler

Für die in Kapitel 7 und 8 beschriebenen Untersuchungen werden zwei unterschiedliche Strahlertypen verwendet. Für die Untersuchungen zum spektralen Verhalten der Xe-Excimer-DBE im VUV-Bereich werden die im folgenden Kapitel 6.4.1 beschriebenen Koaxialstrahler aus Quarzglas verwendet. Diese bieten den Vorteil der bestmöglichen Transparenz im VUV-Bereich durch die Verwendung von hochreinem synthetischem Quarzglas.

Für genaue Messungen der inneren elektrischen Größen werden die in Kapitel 6.4.2 beschriebenen Flachstrahler mit Leuchtstoffbeschichtung genutzt. Vorteil dieser Strahler ist die gute Zugänglichkeit beider Elektroden. Der flächige Aufbau der Strahler erlaubt eine einfache und genaue Berechnung der kapazitiven Verhältnisse anhand des Modells des Plattenkondensators. Dies ist günstig, da die Bestimmung der realen kapazitiven Verhältnisse des Messstrahlers für das Messverfahren von entscheidender Bedeutung ist.

6.4.1 VUV-Koaxialstrahler aus Quarzglas

Für optische Untersuchungen der Emission des Xe-Excimer im VUV-Bereich werden Strahler benötigt, deren Transmission bis hinunter zur Resonanzlinie bei 147 nm reicht. Als Material bietet sich hier nur hochreines synthetisches Quarzglas an, da dieses die höchste Transmission der möglichen Lampenmaterialien aufweist. Leider reicht die Transmission nur bis 155 nm herunter, so dass die Emission der Resonanzlinie bei $\lambda = 147$ nm sowie der größte Teil des I. Kontinuums um $\lambda = 151$ nm nicht erfasst werden kann. Zur Erfassung dieses Bereiches wäre die Verwendung von Materialien wie MgF_2 oder CaF_2 notwendig. Hierbei handelt es sich um reine Salze, die als Einkristalle gezogen werden und sich daher zur Herstellung von Lampengefäßen nicht eignen.

Zum Bau der VUV-Strahler wird das hochreine synthetische Quarzglas *SUPRASIL 311* des Herstellers *Heraeus Quarzglasglas* verwendet, da es mit 155 nm die beste Transmission und Langzeitstabilität im VUV-Bereich aufweist (Schreiber *et al.* 2005). Halbzeuge dieses Materials gibt es in Rohr- und Flachform. Da Quarzglas aufgrund seiner hohen Schmelztemperatur von über 1200 °C nicht wie Fensterglas im Floatprozess verarbeitet werden kann, muss es für Platten aus einem gegossenem Block geschnitten und poliert werden, weshalb die Kosten für dieses Material in Flachform unverhältnismäßig hoch sind. Aus diesem Grund werden die VUV-Strahler aus den wesentlich günstigeren, aber im Vergleich zu einfachen Gläsern teuren, rohrförmigen Halbzeugen hergestellt. Bild 6.8 zeigt den verwendeten Quarzglas-Strahler mit angebrachten Elektroden.

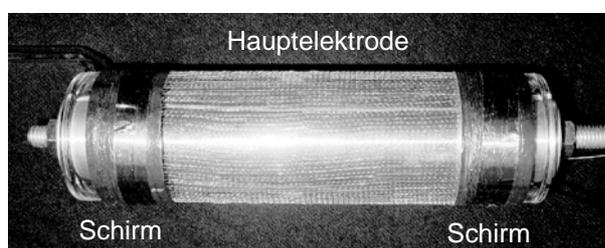


Bild 6.8 VUV-Strahler mit transparentem Außenkolben und Drahtgitterelektrode sowie Schirmelektroden im Endbereich des Strahlers.

Der Außenkolben des Strahlers besteht aus VUV-transparentem Quarzglas der Qualität Suprasil® 311 mit einer Grenzwellenlänge von 155 nm. Der Innenkolben ist aus Herasil gefertigt, welches eine Grenzwellenlänge von 200 nm aufweist. Die Strahlung der Xe_2^* -Bande wird somit vom Außenkolben transmittiert und vom Innenkolben absorbiert. Die Auswahl der Rohre ist auf die vom Hersteller verfügbaren Standardruchmesser beschränkt, so dass die erreichte Schlagweite von 1,6 mm vergleichbar, aber 20% kleiner als die der Flachstrahler ist.

Zur Sicherstellung einer reinen Füllung, wird, wie in Kapitel 6.5.3, beschrieben, ein Getter an der Lampe angebracht, der Verunreinigungen mit allen nicht edlen Gasen wie Sauerstoff entfernt. Dieser Getter befindet sich im Füllrohr, welches samt Getter als Appendix an der Lampe verbleibt und so eine hohe Reinheit des Xe sicherstellt.

Tabelle 6.8 Größen des VUV-Koaxialstrahlers aus Quarzglas

Parameter	Größe	Bemerkung
$d_{Lampe,au\beta en}$	42,2 mm	Außendurchmesser des Außenkolbens
$d_{Lampe,innen}$	32,6 mm	Innendurchmesser des Innenkolbens
A_{Lampe}	106 mm ²	Bezugsfläche für Strom- und Leistungsdichte ⁱ
d_{Gap}	1,6 mm	Raum zwischen dem Außen- und Innenkolben
C_{Gap}	48,8 pF	Vakuumkapazität des Gasraums
$d_{Barriere}$	2 x 1,6 mm	Beidseitig behinderte Entladung
$\epsilon_{r,Barriere}$	3,6	Barriere aus hochreinem Quarzglasglas
$C_{Barriere}$	91,8 pF	effektive Kapazität der Barriere
p_{Xe}	250 mbar	Xe-Füllung mit Getter im Füllrohr

6.4.2 VIS-Flachstrahler mit Leuchtstoff

Zur Bestimmung der inneren elektrischen Größen werden mit Leuchtstoff beschichtete Flachstrahler verwendet, wie in Bild 6.9 gezeigt.

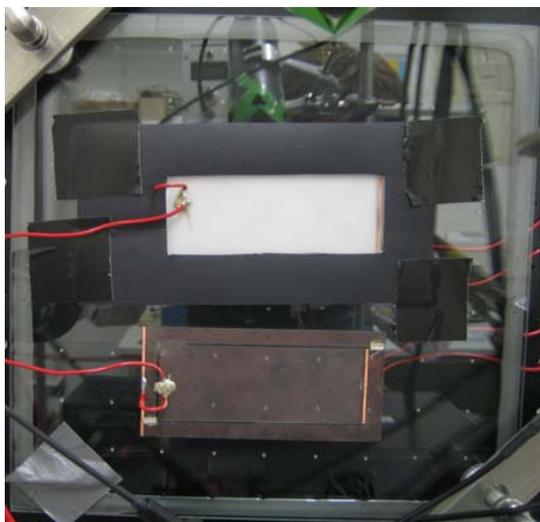


Bild 6.9 Flachstrahler mit teilweiser Leuchtstoffbeschichtung zur Messung der inneren elektrischen Größen.

Aus Gründen der besseren Vergleichbarkeit mit den Messungen aus Kapitel 7.1 wird hier ein Fülldruck von 250 mbar reinem Xenon gewählt. Bei der Entladung handelt es sich um eine beidseitig behinderte Entladung mit symmetrischen Bedingungen, d.h. zwei identischen

ⁱ Als Bezugsfläche wird der mittlere Durchmesser des Gasraums gewählt.

dielektrischen Barrieren und identischen Leuchtstoffschichtdicken. Die Schlagweite der Entladung beträgt $d_{Gap} = 2 \text{ mm}$ bei einer effektiven Fläche der Mess-Elektrode von $A_{Lampe} = 12,2 \text{ cm} \times 4,7 \text{ cm} = 57,3 \text{ cm}^2$.

Die Mess-Elektrode wird von einer Schirm-Elektrode umgeben, die parallel zur Lampe betrieben wird. In den Messungen wird nur der effektive Bereich der Mess-Elektrode ohne Schirm-Elektrode erfasst. Auf diese Weise ist ein homogenes Feld innerhalb der Mess-Elektrode sichergestellt, so dass Randeffekte durch Feldverzerrung vernachlässigt werden können. Das Funktionsprinzip ist in Bild 6.10 schematisch dargestellt.

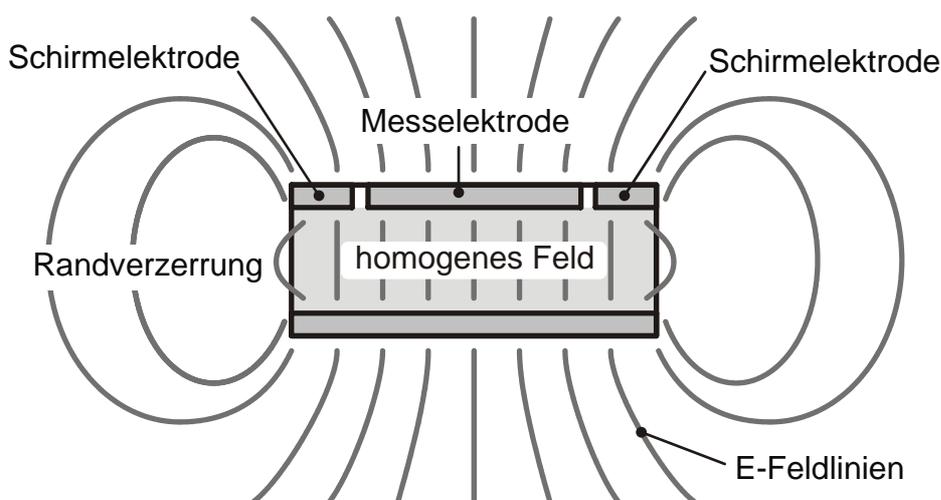


Bild 6.10 Funktionsprinzip der Schirm-Elektrode zur Generierung eines homogenen Feldes innerhalb des Messbereichs.

Vorteil dieser Methode ist die Möglichkeit, alle mit der Fläche skalierenden Größen wie Strom und Leistung als flächenspezifische Größen angeben zu können, was eine Extrapolation der Messergebnisse auf beliebige Elektrodenflächen erlaubt.

Diese Strahler bestehen aus einem hochwertigen Kalk-Natron-Glas, welches auch als Architekturglas eingesetzt wird. Die Glasplatten des Lampengefäßes dienen als dielektrische Barrieren. Die verwendete Stärke von 3,15 mm entspricht einem Kompromiss zwischen aus elektrischen Gründen möglichst dünner und aus Stabilitätsgründen möglichst dicker Barriere. Die wichtigsten Randparameter der Messlampe fasst Tabelle 6.9 zusammen.

Innerhalb der Lampe gibt es zwei Teilelektroden, von der eine mit und eine ohne Leuchtstoffschicht versehen ist. In dem Teilelektrodenbereich mit Leuchtstoffbeschichtung ist eine einfache Abschätzung des Plasmawirkungsgrades möglich. Der Teilbereich ohne Leuchtstoffschicht dient zur optischen Analyse der Entladung mit Hilfe der Kurzaufnahmen der ICCD-Kamera.

Tabelle 6.9 Größen des VIS-Flachstrahlers mit Leuchtstoff

Parameter	Größe	Bemerkung
A_{Lampe}	12,2 cm x 4,7 cm = 57,3 cm ²	Bezugsfläche für Strom- und Leistungsdichte
d_{Gap}	2,0 mm	Wird von den Abstandshaltern bestimmt
$d_{Phosphor}$	ca. 20 µm	Symmetrisch; 3 Banden Phosphor warmweiß
C_{Gap}	25,5 pF	Vakuum-Kapazität des Gasraums
$d_{Barriere}$	2 x 3,15 mm	Beidseitig behinderte Entladung
$\epsilon_{r,Barriere}$	8,5	Die Barriere besteht aus einfachem Kalk-Natron-Glas
$C_{Barriere}$	62,5 pF	effektive Kapazität der Barriere mit 0,1 mm PET Folie zwischen Glas und metallischer Elektrode
p_{Xe}	250 mbar	Reine Xe-Füllung mit Getter gereinigt

6.5 Füllungstechnologie

Reine Edelgas-Excimer-Plasmen, wie das hier verwendete Xe_2^* , stellen im Vergleich zu Hg-Entladungen hohe Ansprüche an die Reinheit der Füllung. Schon geringste Verunreinigungen mit elektronegativen Gasen, wie z.B. Sauerstoff, im Bereich einiger ppmV können die Entladung von einer effizienten homogenen in eine wenig effiziente filamentierte Entladung umschlagen lassen. Diese Reinheitsanforderungen in Kombination mit den besonders ungünstigen vakuumtechnischen Eigenschaften der Flachlampen erfordern besondere Füllungs- und Reinigungsmethoden der Lampen.

6.5.1 Anforderungen von Xe_2^* -DBE-Strahlern

Aus vakuumtechnischer Sicht handelt es sich bei Flachlampen aufgrund des sehr kleinen Verhältnisses von Querschnittsfläche zu Oberfläche um ein fast nicht zu evakuierendes Gefäß. Mit der konventionellen Methode, die Lampe über einen Zugang zu evakuieren und zu füllen, lässt sich daher die gewünschte Gasreinheit nicht erreichen. Aus diesem Grund ist der Aufbau so konzipiert, dass die Lampen gespült werden können. Hierzu befinden sich in zwei gegenüberliegenden Ecken der Lampe Öffnungen zur Befüllung und Evakuierung. Dies ermöglicht, einen Gasstrom quer durch das Gefäß zu erzeugen, mit dem sichergestellt werden kann, dass Restgase gut entfernt werden können.

Mit dieser Spülmethode ist es möglich, in der Lampe nahezu die vom Hersteller angegebene Gasqualität der Vorratsflasche zu erreichen. Um den Einfluss der Verunreinigungen so

gering wie möglich zu halten, werden die reinsten verfügbaren Qualitäten verwendet. Herstellerangaben über die Zusammensetzung der verwendeten Edelgase Xe und Ne zeigt Tabelle 6.10.

Tabelle 6.10 Zusammensetzung der verwendeten Füllgase. (Air Liquide 2007)

Komponente	Xe 4.8	Ne 5.0
Edelgas	> 99,998 Vol%	> 99,999 Vol%
O ₂	< 0,5 ppmV	< 1,0 ppmV
H ₂ O	< 1,0 ppmV	< 1,0 ppmV
Rest	< 18,6 ppmV	< 8,6 ppmV

Während der Untersuchungen zeigte sich, dass es trotz Spülung der Lampe Verunreinigungen mit Sauerstoff gab. Es handelt sich hierbei um eine nachträgliche Verunreinigung der Gasfüllung mit Sauerstoff unmittelbar nach dem ersten Betrieb der Lampe.

Roth und Adler beschreiben unabhängig voneinander die Beobachtung, dass sich beim Betrieb der Entladung die Füllung trotz sehr langer Pumpzeiten von einigen Monaten mit Sauerstoff verunreinigt (Adler 2000; Roth 2001). Der Grad der Verunreinigung ist hierbei nicht von der Evakuierungsdauer des Gefäßes, sondern von der Betriebsdauer der Lampe abhängig. In beiden Untersuchungen konnte das Gefäß aus konstruktiven Gründen nicht geheizt werden, so dass auf den Gefäßwänden sich eine mehre Atomlagen starke Wasserhaut bilden konnte. Diese Wasserschicht ist durch die Molekularkräfte sehr stark gebunden und lässt sich durch Vakuum bei Raumtemperatur nicht entfernen. Die Beobachtungen von (Adler 2000) und (Roth 2001) legen die Vermutung nahe, dass die Wasserhaut sich durch hochenergetische Strahlung des Xe-Excimers ($\lambda = 172 \text{ nm}$; $E_{\text{Photon}} = 7,2 \text{ eV}$) zerstören lässt. Die Strahlung spaltet den gelösten Wasserdampf in seine Bestandteile Wasserstoff und Sauerstoff auf, die dann aus der Gasfüllung wieder entfernt werden müssen.

Zur Entfernung der Wasserhaut stehen somit zwei Methoden zur Verfügung, entweder ein Ausheizen der Lampen unter Vakuum bei Temperaturen über 600 °C oder eine Reinigung der Wand mit Hilfe eines Plasmas. Da die Flachlampen aufgrund des verwendeten Lotes nicht über 400 °C erhitzt werden können, werden die Lampen mit Hilfe eines Plasmas gereinigt und der eingebrachte Sauerstoff entweder mit Hilfe eines angebrachten Getters gebunden oder durch Spülung mit frischem Gas entfernt. Diese Reinigung ist bei Xe-Excimerlampen aufgrund der Edelgasfüllung mit Gettermaterialien sehr effizient und einfach durchführbar.

Es werden in der Arbeit zwei Pumpstände zur Füllung der untersuchten Lampen verwendet. Messungen an „offenen“ Lampen - d.h. die Lampen werden am Pumpstand gelassen und nur

über ein Ventil verschlossen - dienen für Untersuchungen der mit Phosphor beschichteten Flachlampen. Der hierzu verwendete Pumpstand wird im folgenden Kapitel 6.5.2 näher beschrieben.

Für Messungen der VUV-Strahlungsleistung mussten Lampen aus hochreinem synthetischem Quarzglas hergestellt werden. Zur Bestimmung des VUV-Strahlungsflusses werden diese Lampen in einer sauerstofffreien Atmosphäre betrieben. Dies macht es notwendig, die Lampen nach der Füllung vom Pumpstand abzuziehen, d.h. die Lampe wird am Pumprohr mit der Flamme verschmolzen. Vorteil dieser Lampen ist ihre perfekte Gasdichtheit, da der Lampenkörper nur aus Quarzglas bzw. Glas besteht. Da die Pumpstation der Flachlampen aus Reinheitsgründen immer unter Vakuum steht, wird zur Füllung der abgeschlossenen Lampen ein eigener Pumpstand verwendet, der in Kapitel 6.5.3 beschrieben wird.

6.5.2 Füllstand des Messaufbaus

Aus Reinheitsgründen wurde schon bei der Auslegung der Vakuumapparatur Wert auf ein möglichst kohlenwasserstofffreies Vakuum gelegt. Die Wahl der Pumpe fiel daher auf einen ölfreien Turbomoleklarpumpstand von *Pfeiffer* des Typs *TSH 071 E*, der aus einer ölfreien Membranpumpe mit nachgeschalteter Turbomolekularpumpe besteht. Dieser ist im schematischen Vakuumplan Bild 6.11 als zwei einzelne Pumpen gezeichnet.

Die Wahl der Verbindungstechnik fiel aus Praktikabilitäts- und Kostengründen auf KF-Verbindungen aus Edelstahl mit Elastomer-Dichtungen aus Viton®. Der erreichte Enddruck von $p = 10^{-8}$ mbar entspricht den Herstellerangaben des Pumpenherstellers für diese Verbindungstechnologie. Die Zuleitungen zu den Lampen sind ebenfalls in Edelstahl ausgeführt. Hier werden Rohre mit einem Innendurchmesser von 4 mm der Firma Swagelok® mit entsprechenden vakuumtauglichen Ventilen und Verbindungen verwendet.

Es zeigt sich aber entgegen den Vermutungen, dass Ausgasungen aus den verwendeten Viton®-Dichtungen nicht zu vernachlässigen sind. Aus diesem Grund wurde zusätzlich zur Turbomolekularpumpe eine Getter-Pumpe angebracht. Diese Pumpe von *SAES Getters* des Typs *Appendage Getter Pump - AP 10 GP MK3* mit *ST 101* als aktives Material entfernt Gase wie z.B. CO, CO₂, N₂ und das hier besonders störende O₂ aus dem Füllgas. Da diese Pumpe auf Edelgase nicht reagiert, kann so das Gasgemisch unmittelbar vor der Befüllung der Lampe gereinigt werden.

Zur Untersuchung des Einflusses von Ne als Puffergas auf die Entladung musste der Aufbau so gestaltet werden, dass definierte Mischungen von Xe und Ne eingefüllt werden können. Da aus der Arbeit von (Schorpp 1991) bekannt ist, dass sich Gase bei sequentieller Einfüllung nur schwer mischen, werden sie hier in einem separaten Volumen gemischt und dann mit

gewünschtem Druck in die Lampe eingefüllt. Zur Herstellung der gewünschten Mischung wird das Gas mit dem geringeren Partialdruck, zumeist Xe, zuerst in den Mischballon eingefüllt und danach mit dem Gas des höheren Partialdrucks, in der Regel Ne, auf den Enddruck aufgefüllt.

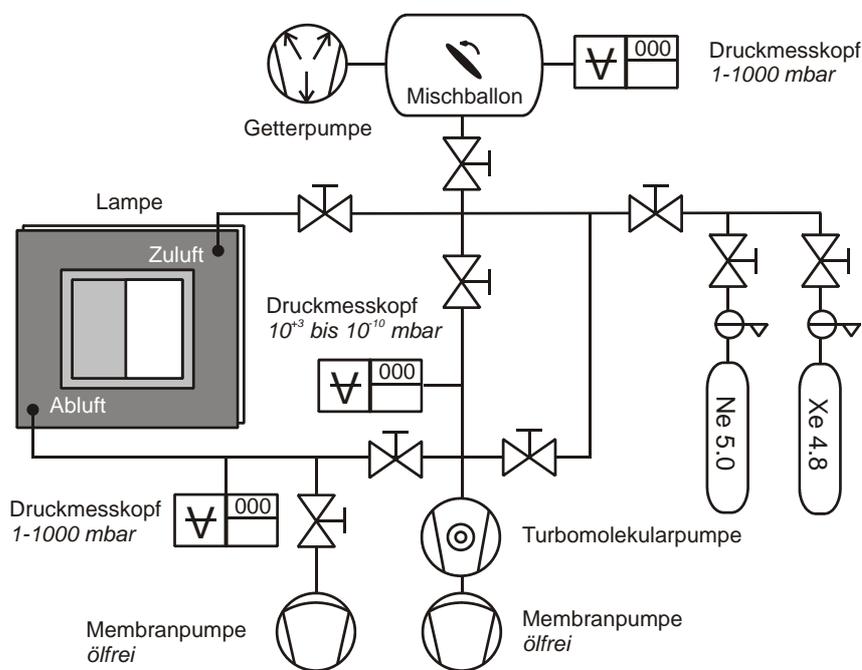


Bild 6.11 Skizze des Vakuumaufbaus zur Füllung der Lampen am Messtand.

Durch die Anbringung der Getter-Pumpe am Mischballon kann Gas für mehrere Füllungen gereinigt und bevorratet werden. Die notwendige Aktivierung der Pumpe wird vor jeder Messung durchgeführt. Hierzu wird die eingebaute Heizung mit einer DC-Quelle nach Herstellerangaben betrieben.

Da die Lampen am Messtand nicht geheizt werden können, wird zur Entfernung des Wasserfilms von der Oberfläche eine Entladung bei einem Druck von ca. 100 mbar betrieben und danach das verunreinigte Gas mit einer zweiten Pumpe im Durchflussbetrieb ausgespült. Sauberes Gas wird aus der Stahlflasche oder dem Mischballon nachgeführt und so die Verunreinigungen der alten Füllung beseitigt. Hierzu wurde eine ebenfalls ölfreie Membranpumpe des Herstellers *Vacuubrand* vom Typ *MD4* mit einem erreichten Enddruck von $p = 2$ mbar verwendet, da die Pumpleistung der Turbomolekularpumpe nicht ausreicht, um das Volumen der Lampe bei einem typischen Fülldruck von 100 mbar bis 300 mbar in akzeptabler Zeit zu evakuieren.

6.5.3 Füllstand für Lampen

Lampen mit festem Fülldruck werden an einem zweiten Pumpstand gefüllt. Die in diesem Pumpstand verwendete Turbomolekularpumpe stammte aus einer älteren Arbeit. Einen schematischen Gasplan des Aufbaus zeigt Bild 6.12.

Es handelt sich hierbei um eine Kombination einer zweistufigen Drehschieberpumpe des Herstellers *Leybold* vom Typ *Trivac D8B* in Kombination mit einer Turbomolekularpumpe *Turbovac 360 CSV* desselben Herstellers. Bei diesem Pumpstand fiel die Wahl der Verbindungstechnik ebenfalls auf KF-Technologie mit Viton®-Dichtungen mit einem erreichten Enddruck von 10^{-8} mbar.

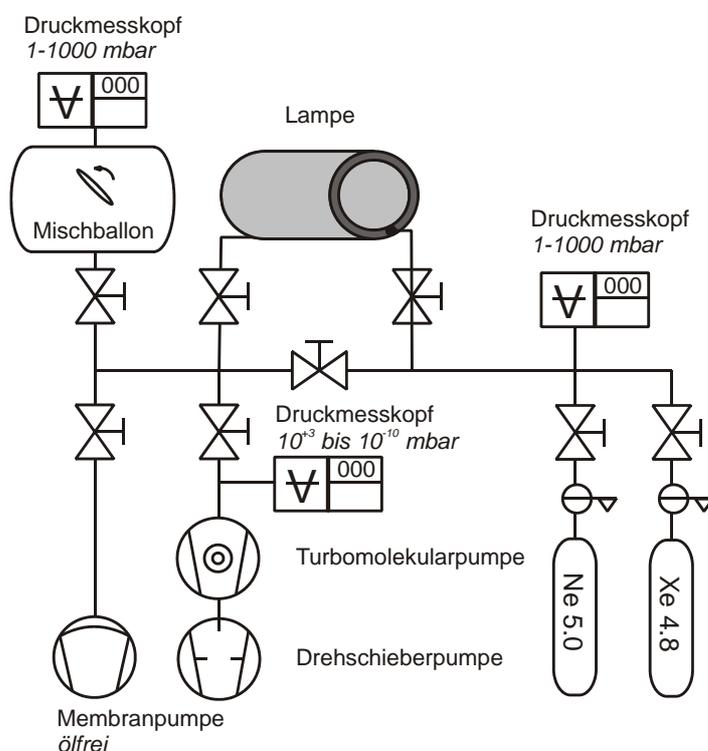


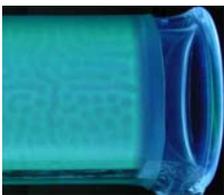
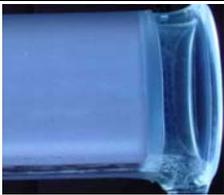
Bild 6.12 Skizze des Vakuumaufbaus zur Füllung abgeschlossener Lampen. An diesem Pumpstand kann entweder eine Lampe mit der Spültechnik oder zwei Lampen konventioneller Pumptechnik gefüllt werden.

Bei der verwendeten Vorpumpe handelt es sich um eine Drehschieberpumpe mit Ölschmierung im Vakuum. Das erreichte Vakuum ist daher nicht frei von Kohlenwasserstoffen, weshalb auf einen fest installierten Getter zur Nachreinigung des Füllgases verzichtet wird.

Die notwendige Reinigung des Füllgases wird hier nicht im Aufbau, sondern in der Lampe durchgeführt. Hierzu wird das an der Lampe befindliche Pumprohr mit einem Getter gefüllt. Dieser wird dann kurz vor dem Abziehen der Lampe unter Vakuum durch Heizen aktiviert.

Er verbleibt dann nach der Füllung als Appendix an der Lampe, wodurch sichergestellt ist, dass störende Gasverunreinigungen, welche im Laufe des Betriebs freigesetzt werden, fortlaufend beseitigt werden. Einen schematischen Ablauf dieses Reinigungsprozesses beim ersten Betrieb der Lampe zeigt Tabelle 6.11.

Tabelle 6.11 Schematischer Verlauf der Nachreinigung einer Lampe mit 100% Xe-Füllung mit Hilfe eines eingebrachten Getters.

Betriebsdauer	Entladungsbild	Beschreibung
< 10 s		Direkt nach der Füllung befindet sich reines Xe in Flaschenqualität innerhalb der Lampe.
> 1 min		Im Betrieb wird auf dem Glas gebundenes H ₂ O durch VUV-Bestrahlung ($E_{\text{Photon}} \sim 7,2$ eV) gelöst und aufgespaltet, wodurch eine Verunreinigung mit Sauerstoff entsteht. Sie ist an der grünen Emission und der filamentierten Entladung zu erkennen.
> 24 h		Nach ca. einem Tag ist der Sauerstoff im angebrachten Getter vollständig gebunden und eine reine Füllung ist sichergestellt.

Ist die Menge des Getters und damit das Absorbtionsvolumen ausreichend groß gewählt, so ist eine nahezu perfekte Füllung sichergestellt. Bei dem verwendeten Getter handelt es sich um Pillen von *SAES Getters* aus dem Material *ST707*. Dieses Material kann bei verhältnismäßig niedrigen Temperaturen von 450 °C aktiviert werden und bindet alle nicht edlen Gase dauerhaft im Volumen. Es ist somit möglich, auch Lampen aus Borosilikatglas mit diesen Gettermaterial zu reinigen, da die Aktivierungstemperatur unter der Transformationstemperatur von 540 °C liegt.

Bei Quarzglaslampen wäre eine Entfernung der Wasserhaut durch Ausheizen möglich, da die Transformationstemperatur des verwendeten hochreinen synthetischen Quarzglases mit 1050 °C deutlich höher liegt, worauf aber dank der guten Erfahrungen mit der Reinigungsmethode durch Plasma verzichtet wurde. In den Untersuchungen stellte sich die Plasmareinigungsmethode in Kombination mit einem Getter als besonders effizient heraus, da die Höhe der Restverunreinigungen laut Datenblatt im ppb-Bereich sehr gering ist.

7 Xe-Excimer-Emission

Mit dem in Kapitel 6.2.3 beschriebenen VUV-NIR-Goniophotometer ist die absolute spektrale Strahlungsflussbestimmung im Wellenlängenbereich zwischen ca. 130 nm bis rund 920 nm möglich. Dies erlaubt eine vollständige Bestimmung des Emissionsspektrums, was Untersuchungen des qualitativen und quantitativen Einflusses der Gasparameter auf die optische Emission vom VUV- bis in den NIR-Bereich erlaubt. Beispielhaft wird hierzu in Kapitel 7.1 das Spektrum eines Xe_2^* -DBE-Strahlers mit einem Fülldruck von 250 mbar reinem Xe diskutiert.

Die Untersuchung des Einflusses der elektrischen Anregung auf das spektrale Verhalten der Xe_2^* -Emission wäre durch die Kombination der beiden hier verwendeten elektrischen und optischen Untersuchungsmethoden möglich und naheliegend. Auf diese Untersuchungen wird aber hier verzichtet, da (Shuhai 2002) beweisen konnte, dass es keinen Einfluss der elektrischen Anregungsart auf den qualitativen Verlauf der VUV-Bande des Xe-Excimers gibt. Er vergleicht in seiner Arbeit die langsame sinusförmige Anregung mit einer puls förmigen unipolaren Anregung mit sehr steilen Flanken. Die von ihm untersuchte puls förmige Anregung ist mit 5 ns Anstiegszeit so schnell, dass diese Anstiegszeit schneller als alle in dieser Arbeit untersuchten ist. Gäbe es einen Einfluss der Elektronentemperatur auf den qualitativen Verlauf der Xe-Emission, so müsste dieser in seinen Untersuchungen nachweisbar gewesen sein.

Die Möglichkeit, absolute Spektren über den gesamten Wellenlängenbereich vom VUV- bis in den NIR-Bereich in einer Messung bestimmen zu können, erlaubt auch erstmals eine quantitative Überprüfung des Zusammenhangs zwischen der Xe_2^* -Emission im VUV-Bereich und den atomaren Xe-Linien im NIR. Kapitel 7.2 befasst sich mit diesem Zusammenhang bei Variation der elektrischen Anregung sowie des Gasfülldrucks bei unterschiedlichen Lampen.

Der Aufbau aus Kapitel 6.2.3 ermöglicht neben spektral aufgelösten auch winkelaufgelöste Strahlstärkeverteilungen zu messen. Es kann somit ermittelt werden, ob sich das Plasma optisch dick oder optisch dünn verhält, was anhand der Strahlstärkeverteilung erkannt werden kann. In Kapitel 7.4 wird dieses Verhalten genutzt um zu beweisen, dass das Xe-Excimer Plasma im Bereich des II. Kontinuums optisch dünn ist.

Die Kombination von absoluter Strahlungsfluss-Bestimmung im VUV-Bereich und elektrischer Leistungsbestimmung des Strahlers erlaubt die direkte Bestimmung der Plasma-Effizienz. Da der Strahlungsfluss der Xe-Excimer-Bande im VUV-Bereich direkt bestimmt werden kann, ist diese Methode wesentlich genauer und sicherer als die indirekte Methode

über die Konversion des VUV-Bereichs in den sichtbaren Bereich mit Hilfe eines Leuchtstoffes. In Kapitel 7.3 wird der Einfluss der elektrischen Anregung auf die Plasma-Effizienz untersucht und gezeigt, dass eine Leistungssteigerung bei konstant hoher Effizienz bei unipolar gepulsten Entladungen unter bestimmten Voraussetzungen möglich ist.

7.1 Xe₂^{*}-Spektrum

Das Übersichtsspektrum des in Kapitel 6.4.1 beschriebenen Xe₂^{*}-DBE-Strahlers zeigt Bild 7.1 in absoluten Strahlstärken logarithmisch skaliert.

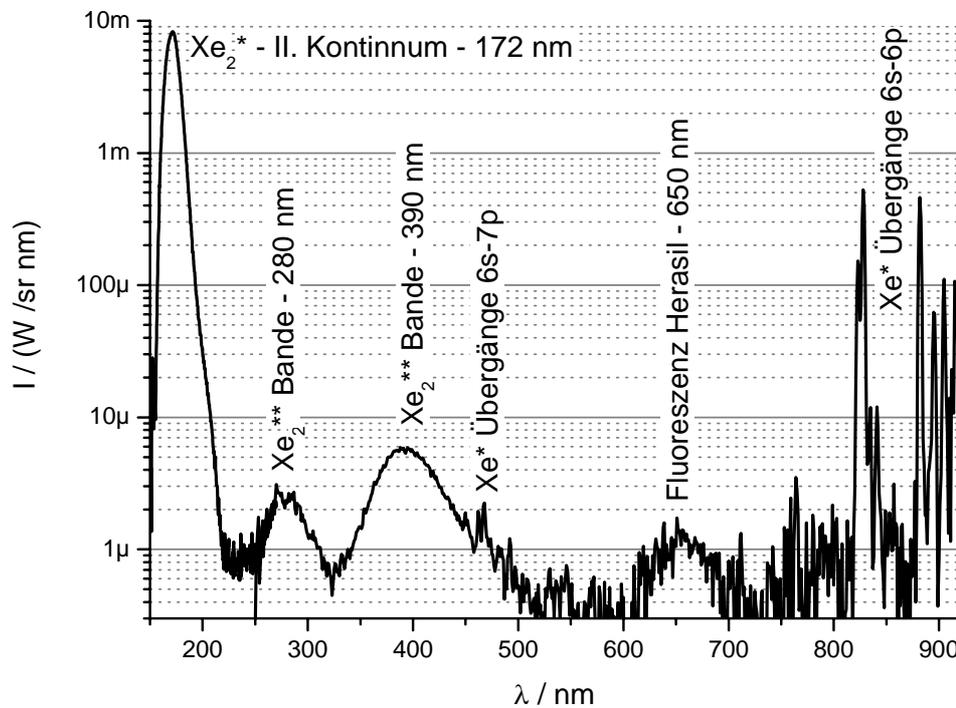


Bild 7.1 Übersichtsspektrum von 150 nm bis 900 nm des Xe-Excimers bei einem Druck von $p = 250$ mbar.

Man erkennt im Spektrum deutlich die dominierende VUV-Bande des II. Kontinuums bei 172 nm. Für das in Bild 7.1 gezeigte Spektrum wird der in Kapitel 6.4.1 beschriebene VUV-Koaxialstrahler mit einer unipolaren Pulsspannung bei einer Frequenz von $f = 100$ kHz und einer Pulslänge von $1 \mu\text{s}$ betrieben, was einer elektrischen Leistungsdichte von

$p = 180 \text{ mW/cm}^2$ entspricht. Der gemessene Strahlungsfluss beträgt $\Phi = 2,04 \text{ W}$, was auf die Oberfläche des Strahlers bezogen, einer Bestrahlungsstärke von $E = 17,2 \text{ mW/cm}^2$ entspricht. Trägt man das Spektrum aus Bild 7.1 statt über der Wellenlänge über der Photonenenergie auf, so erhält man das Übersichtsspektrum aus Bild 7.2.

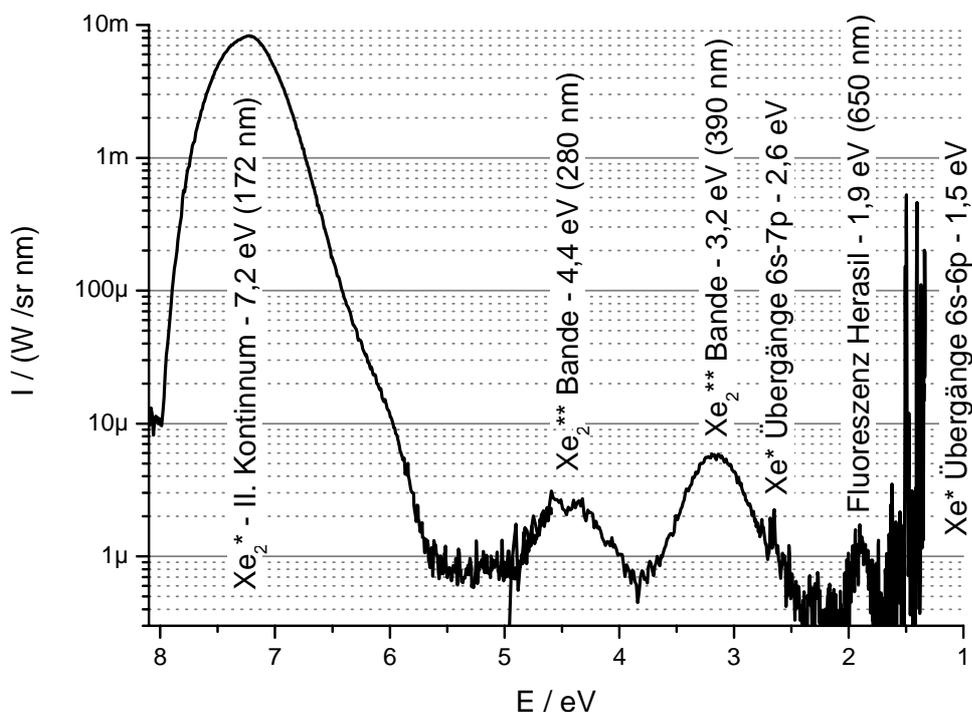


Bild 7.2 Übersichtsspektrum aus Bild 7.1 aufgetragen über der Photonenenergie von 8 eV bis 1 eV des Xe-Excimers bei einem Druck von $p = 250 \text{ mbar}$.

Aus Gründen der Übersicht ist das Spektrum hier in der gleichen Richtung wie das Wellenlängenspektrum aufgetragen, d.h. das Spektrum beginnt links mit hoher Energie bzw. kurzer Wellenlänge. Der energetisch größte Teil der optischen Emission befindet sich in der breiten Bande des II. Kontinuums. Im UV-Bereich bei 4,4 eV (280 nm) und im sichtbaren Bereich bei 3,2 eV (390 nm) zeigen sich schwache Banden. Diese sind um mehr als 3 Größenordnungen schwächer als die Emission des II. Kontinuums bei 7,2 eV (172 nm). Ähnliches gilt für die Linien im NIR, die zwar zwei Größenordnungen über den beiden Banden im UV- und VIS-Bereich liegen, aber aufgrund der schmalen Breite auch einen vernachlässigbaren Anteil am Strahlungsfluss besitzen. Aufgrund der absolut kalibrierten Strahlungsflussmessung kann

ⁱ Die eingekoppelte elektrische Leistung wird auf die Mantelfläche der Hauptelektrode des Strahlers mit einer Länge von 9 cm und einem Durchmesser von 4,2 cm bezogen.

erstmals auch eine Gewichtung der Strahlungsleistung nach Wellenlängenbereichen erfolgen. Beispielhaft ist dies für das in Bild 7.1 und Bild 7.2 gezeigte Spektrum in Tabelle 7.1 aufgeführt.

Tabelle 7.1 Anteil der Emission eines 250 mbar Xe-Excimerstrahlers, gewichtet nach Wellenlängenbereichen.

Bereich	Wellenlänge	Energie	Anteil
VUV	150 nm ⁱ – 200 nm	8,3 eV – 6,2 eV	98,93 %
UV	200 nm – 380 nm	6,2 eV – 3,3 eV	0,07 %
VIS	380 nm – 780 nm	3,3 eV – 1,6 eV	0,22 %
NIR	780 nm – 950 nm ⁱⁱ	1,6 eV – 1,3 eV	0,78 %

Die Gewichtung getrennt nach Wellenlängenbereichen zeigt deutlich auf, dass das Xe-Excimer-System sehr effizient ist, da 99 % der emittierten Strahlung sich in der Xe₂^{*}-Bande im VUV-Bereich befinden und somit nahezu nur Strahlung in der Excimerbande erzeugt wird.

Bild 7.3 zeigt den VUV-Bereich des Spektrums aus Bild 7.1 linear skaliert. Das Maximum der Bande liegt, wie für das II. Xe₂^{*}-Kontinuum zu erwarten, bei ca. 172 nm mit einer Halbwertsbreite von 23 nm. Nach (Adler 2000) und (Kling 1997) müsste für den hier gezeigten Druck von $p = 250$ mbar noch ein kleiner Teil des I. Kontinuums bei einer Mittenwellenlänge von 151 nm zu erkennen sein. Bedingt durch die abfallende Transmissionskante des verwendeten Quarzglases kommt es zu einer qualitativen Veränderung des Spektrums in diesem Bereich. Die Absorption des Quarzglases verhindert die Emission des I. Kontinuum bei 151 nm sowie der Resonanzstrahlung bei 146,9 nm teilweise bzw. vollständig. Der Strahlungsfluss wird somit im VUV-Bereich leicht unterschätzt.

ⁱ Die untere Grenzwellenlänge ist durch das verwendete Quarz des Strahlers gegeben.

ⁱⁱ Die obere Grenzwellenlänge ist durch die Empfindlichkeit des verwendeten Spektrometers begrenzt.

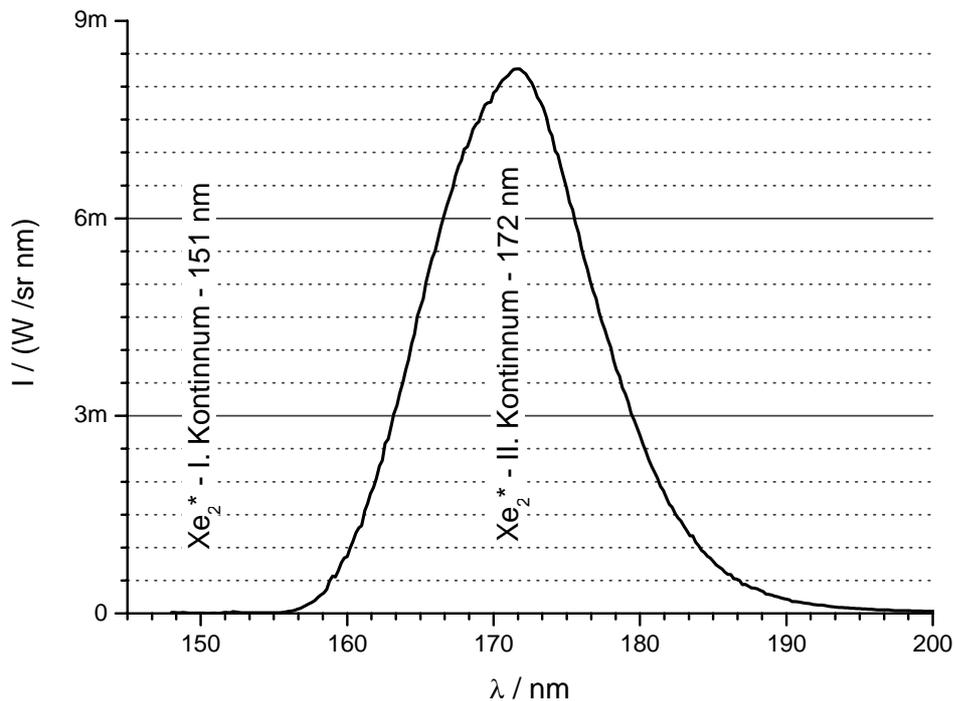


Bild 7.3 I. & II. Xe-Excimer-Kontinuum. Das Maximum der Bande liegt bei 172 nm mit einer Halbwertsbreite von 23 nm

Verwendet man als Strahlergefäß ein nicht fluoreszierendes Glas oder Quarzglas, so erscheint die Entladung mit dem Auge betrachtet als schwache, bläuliche Entladung. Der sichtbare Anteil ist im vergrößerten Spektrum von Bild 7.4 als Bande mit einer Zentralwellenlänge von 390 nm und einer Halbwertsbreite von 62 nm zu erkennen. Leistungsmäßig ist dieser Anteil an der Gesamtemission mit 0,22 % vernachlässigbar. Man beachte, dass aufgrund des sehr schwachen Signals die Skalierung von Bild 7.4 um einen Faktor 1500 gegenüber Bild 7.3 vergrößert ist.

Das Spektrum zeigt in UV- bis VIS-Bereich drei Banden, wobei die Bande um 650 nm der Fluoreszenz des verwendeten Innenrohrs aus Herasil eindeutig zugeordnet werden kann, da im Vergleich hierzu das Spektrum des in Bild 3.3 gezeigten kommerziellen Xeradex-Strahlers in diesem Bereich keine Emission aufweist. Der Ursprung der Banden um 280 nm und 390 nm kann nicht eindeutig geklärt werden. Betrachtet man das Energieschema der Xe₂*-Molekülbindung aus (Mulliken 1970), so liegt die Vermutung nahe, dass es sich bei diesen Banden um Übergänge aus höher angeregten Xe₂*-Niveaus handelt. Anhand der sehr schwachen Emission scheinen diese Niveaus zum Einen nur sehr schwach besetzt zu sein und zum Anderen über nicht strahlende Prozesse entleert zu werden.

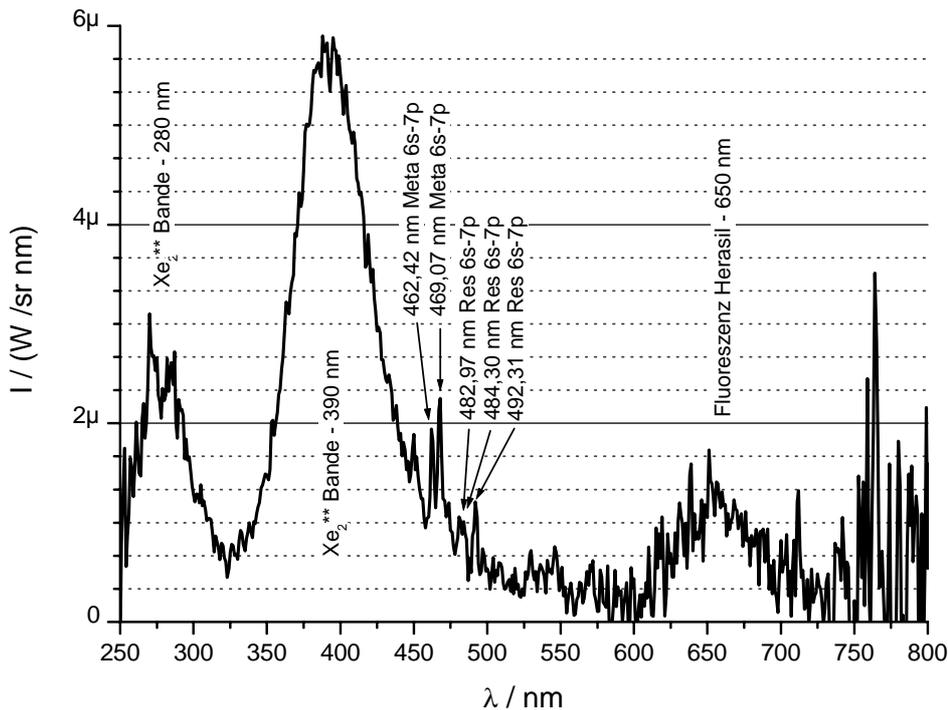


Bild 7.4 UV-VIS-Bereich des Xe_2^+ -Spektrums. Zu erkennen ist eine Bande um 270 nm und eine zweite um 390 nm sowie optische Übergänge in die unteren 6s-Niveaus. Die Bande um 670 nm ist eine Fluoreszenz des Innenrohrs. Man achte auf die Skalierung, die gegenüber Bild 7.3 um einen Faktor 1500 vergrößert ist.

Obwohl der Ursprung der Banden um 280 nm und 390 nm nicht klar benannt werden kann, ist es sicher, dass sie vom Plasma stammen, da sie im Bereich des Plasmas als bläuliche Emission beobachtbar sind. Eine Fluoreszenz des Quarzglases kann als Quelle somit ausgeschlossen werden. Eine Überlagerung der zweiten Ordnung des I. Kontinuums kann ebenfalls ausgeschlossen werden, da die Messung in diesem Bereich mit dem in Luft betriebenen Spektrometer für den UV- bis NIR-Bereich erfolgte.

Im Bereich zwischen 460 nm und 490 nm sind die Linien der Übergänge vom 7p-Niveau in die beiden ersten 6s-Niveaus zu erkennen. Die Beschriftung der Linien gibt ihre aus der Literatur bekannte Lage sowie das Ausgangs- und Endniveau an. Beim Endniveau ist kenntlich gemacht, ob es sich um das unterste Resonanzniveau, bezeichnet mit *Res*, oder um das tiefer gelegene metastabile Niveau handelt, abgekürzt mit *Meta*.

Im NIR-Bereich des Spektrums sind vor allem die Spektrallinien der Übergänge des Xe-Atoms zu erkennen. Es handelt sich hierbei um die strahlenden Übergänge vom 6p in die

beiden untersten 6s-Niveaus. Bild 7.5 zeigt den Ausschnitt des NIR-Bereichs von 820 nm bis 920 nm vergrößert.

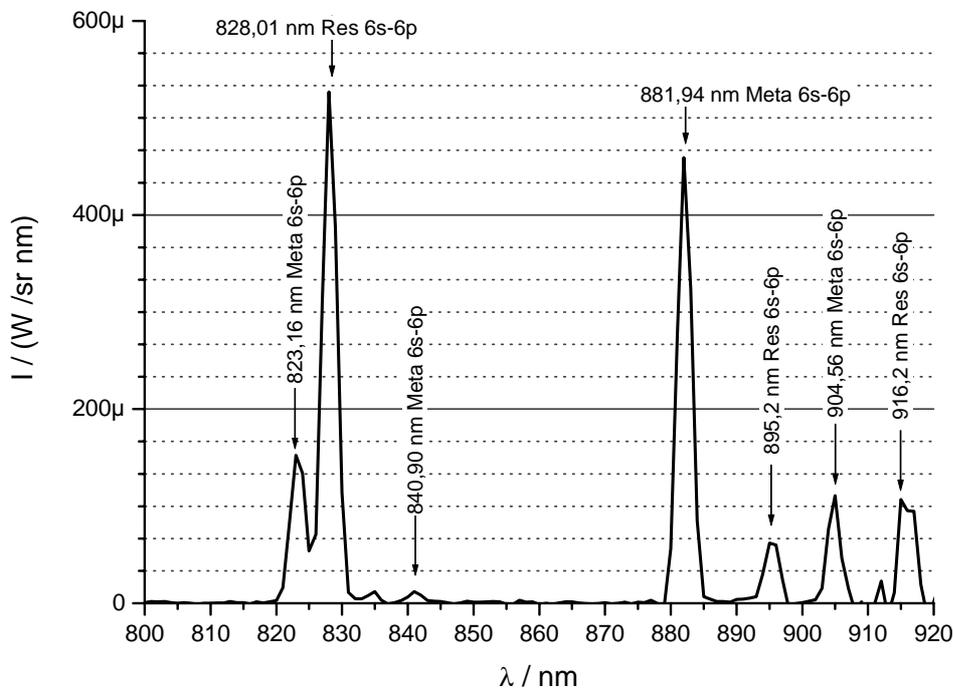


Bild 7.5 NIR-Ausschnitt des Xe-Excimer-Spektrums. Aufgrund des schwachen Signals wird mit einer großen Spaltbreite gemessen. Man achte auf die Skalierung, die gegenüber Bild 7.3 um einen Faktor 15 vergrößert ist.

Die Emission der Linien im NIR-Bereich ist schwach gegenüber der VUV-Bande aber deutlich stärker als die optischen Übergänge des Xe-Atoms im VIS-Bereich. Bei diesen Linien handelt es sich um die Übergänge zwischen den unteren beiden 6s Niveaus und den nächst höheren 6p Niveaus. Energetisch gesehen sind dies die untersten Niveaus mit den Resonanz- oder metastabilen Niveaus als Endzustand.

Vergleicht man die Intensitäten der Übergänge von 7p nach 6s im sichtbaren Bereich mit denen der Übergänge 6p nach 6s im NIR-Bereich so erkennt man, dass optische Übergänge aus den höheren Niveaus nur eine geringe Rolle spielen. Dies deutet ebenfalls darauf hin, dass die Bildung des Xe₂^{*} sehr effizient erfolgt. Grund hierfür ist eine kurze Verweildauer im höheren Niveau. Für diese Tatsache kommen mehrere Ursachen in Betracht:

- Stufenprozesse spielen in der Anregung eine untergeordnete Rolle.

- Die mittlere Elektronentemperatur T_e ist für einen merklichen Anteil an direkter Anregung aus dem Grundzustand zu gering.
- Die Lebensdauer der spontanen Emission ist deutlich geringer als die Lebensdauer, d.h. es dominieren nicht strahlende Übergänge, wie Schwerteilchenstöße.

Betrachtet man Bild 2.2 aus (Carman *et al.* 2003) so scheinen alle drei Ursachen hier vorzuliegen. Stufenprozesses spielen nur eine sehr untergeordnete Rolle, da die Anregungsdichte in einer DBE im Vergleich zur Neutralteilchendichte immer vernachlässigbar ist, da typische Ionisierungsraten der DBE im Bereich von wenigen Promillen liegen (Pflumm 2003). Bedingt durch die geringe Dichte der angeregten Niveaus ist daher eine mehrfache Elektronenstoßanregung unwahrscheinlich.

Die Elektrotemperatur ist bei den Xe-DBE nach der Simulation von (Carman *et al.* 2003) für eine direkte Elektronenstoß-Anregung aus dem Grundzustand heraus ausreichend hoch. Mit einem Druck von über 100 mbar ist der Druck in der DBE aber so hoch, dass die Relaxation durch Stöße mit Schwerteilchen gegenüber der optischen Relaxation dominiert.

Zur Übersicht sind in Tabelle 7.2 die stärksten Emissionen im Spektrum einer DBE mit reiner Xe-Füllung und 250 mbar Fülldruck aufgelistet. Die zu den Wellenlängen gehörenden Übergänge sind dem Handbuch der Spektrallinie von NIST entnommen (Sansonetti *et al.* 2005).

Tabelle 7.2 Identifizierte Bereiche im Xe-Excimer-Spektrum.

Position /nm	Ausgangsniveau		Endniveau		Art
146,9	³ P ₁ (6s[3/2] ₂)	6s	¹ S ₀	Grund	Res. Linie ⁱ
151 ± ??	3Σ+u; 1Σ+u	Xe ₂ [*] v>>0	1Σ+g	Grund	I. Kont. ⁱⁱ
172 ± 12	3Σ+u; 1Σ+u	Xe ₂ ^{**} v≈0	1Σ+g	Grund	II. Kont.
270 ± 30	?	?	?	?	Xe ₂ ^{***iii}
340 ± 31	?	?	?	?	Xe ₂ ^{** iii}
462,4	³ P ₂ (7p[3/2] ₁)	7p	³ P ₂ (6s[3/2] ₁)	6s Meta	Linie
469,0	³ P ₂ (6p[3/2] ₁)	7p	³ P ₂ (6s[3/2] ₁)	6s Meta	Linie
482,9	³ P ₁ (7p[3/2] ₁)	7p	³ P ₁ (6s[3/2] ₂)	6s Res	Linie
484,3	³ P ₂ (7p[3/2] ₁)	7p	³ P ₁ (6s[3/2] ₂)	6s Res	Linie
492,3	³ P ₂ (7p[5/2] ₂)	7p	³ P ₁ (6s[3/2] ₂)	6s Res	Linie
823,1	³ P ₂ (6p[3/2] ₁)	6p	³ P ₂ (6s[3/2] ₁)	6s Meta	Linie
828,1	³ P ₀ (6p[3/2] ₀)	6p	³ P ₁ (6s[3/2] ₂)	6s Res	Linie
840,9	³ P ₁ (6p[3/2] ₁)	6p	³ P ₂ (6s[3/2] ₁)	6s Meta	Linie
881,9	³ P ₃ (6p[5/2] ₃)	6p	³ P ₂ (6s[3/2] ₁)	6s Meta	Linie
895,2	³ P ₂ (6p[3/2] ₂)	6p	³ P ₁ (6s[3/2] ₂)	6s Res	Linie
904,5	³ P ₂ (6p[5/2] ₂)	6p	³ P ₂ (6s[3/2] ₁)	6s Meta	Linie
916,2	³ P ₁ (6p[3/2] ₁)	6p	³ P ₁ (6s[3/2] ₂)	6s Res	Linie

ⁱ Die Emission des Resonanzniveaus kann aufgrund der Transmission des Quarzes nicht gemessen werden.ⁱⁱ Die Bande des ersten Kontinuums überlappt mit der Transmissionskante des Quarzes und kann daher nicht vollständig gemessen werden.ⁱⁱⁱ Der Ursprung dieser Banden ist nicht geklärt. Es kann aber ausgeschlossen werden, dass es sich hierbei um die 2. Ordnung der 172 nm Bande handelt. Vermutlich handelt es sich um Übergänge zwischen höher angeregten Excimer-Niveaus.

7.2 Relation VUV zu NIR

Betrachtet man die Reaktionskinetik des Xe-Excimers, so fällt auf, dass die unteren beiden 6s-Niveaus zum einen Ausgangsniveau der Xe_2^* -Bildung und zum andern Endniveau der 6p-6s-Linien im NIR-Bereich sind. Schematisch ist dies im vereinfachten Energiediagramm in Bild 7.6 gut zu erkennen.

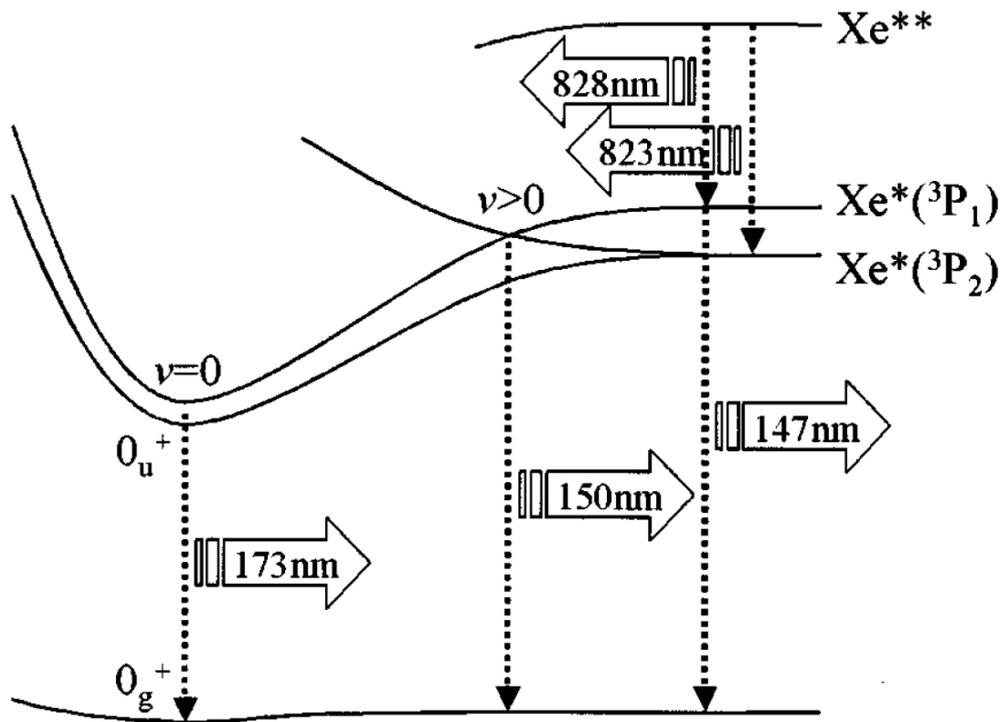


Bild 7.6 Vereinfachtes Energieschema des Xe_2^* . Gezeigt ist der vereinfachte Zusammenhang zwischen der Emission im VUV- und NIR-Bereich. Aus (Yoon *et al.* 2000)

Die Linien der atomaren Übergänge im NIR-Bereich sind somit ein Maß für einen Füllprozess der 6s-Niveaus. Es liegt somit die Vermutung nahe, dass die Stärke der NIR-Emission Rückschlüsse auf die Besetzungsdichten des 6s-Niveaus erlauben. Aus der Besetzungsdichte des 6s-Niveaus, welche Ausgangsniveau der Xe_2^* -Bildung sind, könnte so auf die Emission des Xe_2^* im VUV-Bereich geschlossen werden, da dies der einzig erlaubte Relaxationsprozess ist. Stimmen diese Annahmen, so könnte aus der Emission im NIR-Bereich direkt auf die Emission des Xe_2^* im VUV-Bereich geschlossen werden. Gelänge es, einen direkten Zusammenhang zwischen der Emission der Spektrallinien im NIR-Bereich und der Emission im VUV-Bereich nachzuweisen, so wäre dies ein sehr wichtiges diagnostisches Mittel, da so auf die sehr aufwendige Messung in sauerstofffreier Atmosphäre und die Verwendung von Quarzglasgefäßen verzichtet werden könnte. Die quantitative Korrelation zwischen der Emis-

sion im VUV-Bereich und NIR-Bereich wird in der Literatur, vor allem in der PDP-Forschung, häufig angenommen und als diagnostisches Mittel genutzt. (Yoon *et al.* 2000; Ganter *et al.* 2002; Ouyang *et al.* 2003)

Weiterer Vorteil wäre die Möglichkeit zur Bestimmung der effektiven Leuchtstoffkonversionseffizienz, da hierfür der Quotient des relativen Strahlungsflusses im Sichtbaren zum Fluss im VUV-Bereich notwendig ist. Die energetische Lage der NIR-Linien außerhalb des sichtbaren Spektrums bietet zudem den Vorteil, nicht von der Emission des Leuchtstoffes überdeckt zu werden.

Zur quantitativen Untersuchung des Zusammenhangs zwischen der Emission atomarer optischer Übergänge und der Emission des Xe_2^* im VUV-Bereich eignen sich alle Linien deren unteres Niveau eines der beiden unteren 6s-Niveaus ist. Prinzipiell eignen sich daher alle in Tabelle 7.2 aufgeführten atomaren Übergänge. Da die Übergänge von 6p nach 6s aber stärkere Linien als die Übergänge von 7p nach 6s produzieren ist es zweckmäßig, für diagnostische Zwecke die 6p-6s Linien im NIR-Bereich zu untersuchen. Aus diesem Grund konzentrieren sich alle Untersuchungen hier auf die atomaren Übergänge im NIR-Bereich zwischen 6p und 6s. Exemplarisch werden drei Linien im NIR-Bereich untersucht. Es handelt sich um die in Tabelle 7.2 aufgeführten Linien bei 823,1 nm, 828,1 nm und 881,9 nm. Die Linien 823,1 nm und 881,9 nm sind Übergänge von 6p ins metastabile 6s-Niveau und die 828,1 nm Linie ein Übergang von 6p ins Resonanzniveau.

Zur Überprüfung der Annahme, ob die Emission der atomaren Linien wie erwartet mit der Emission im VUV-Bereich korreliert, wird hier das Verhältnis der VUV-Emission zur Emission der NIR-Linien bei Variation der Anregungsart, eingekoppelter Leistung und Fülldruck untersucht.

7.2.1 Einfluss der Betriebsart

Wenn das Verhältnis von VUV- zu NIR-Emission als diagnostisches Mittel genutzt werden soll, so muss es unabhängig von der elektrischen Anregungsart und elektrischer Leistungsdichte sein. Um dies zu überprüfen, wird der in Kapitel 6.4.1 beschriebene Strahler mit sinusförmiger, uni- sowie bipolarer Pulsspannung unterschiedlicher Leistungsdichte betrieben.

Zur Variation der elektrischen Leistungsdichte bei sinusförmiger Anregung wird die Lampenspannung u_{Lampe} bei einer festen Frequenz von $f = 35$ kHz zwischen einem Scheitelwert von 1740 V und 3170 V variiert, was eine Veränderung der elektrischen Leistungsdichte zwischen $58,1 \text{ mW/cm}^2$ und 154 mW/cm^2 bewirkt. Ab einer Spannung u_{Lampe} von rund 2500 V im Maximum setzt eine Doppelzündung pro Halbperiode ein.

Die bipolare Spannungsform wird mit einer festen Frequenz von $f = 50$ kHz und einem DC von 10 % angelegt. Die Spannungsflanken der Trapezspannung sind ausreichend steil, so dass es auf der steigenden wie fallenden Flanke zu einer Zündung kommt. Vergleichbar ist dies mit der Doppelzündung bei sinusförmiger Anregung mit dem Unterschied, dass hier die Polarität zwischen zwei aufeinander folgenden Entladungen wechselt. Durch Veränderung der maximalen Lampenspannung zwischen 2300 V und 3400 V wird die elektrische Leistungsdichte der Lampe zwischen 108 mW/cm^2 und 185 mW/cm^2 bei sonst konstanten Parametern variiert.

Als unipolarer Puls wird ein Puls mit konstanter Maximalspannung von ca. 3000 V verwendet. Die Pulsdauer beträgt 500 ns mit konstanter Anstiegsgeschwindigkeit. Wie bei den beiden anderen Pulsformen kommt es auch hier, bedingt durch sehr schnelle Flanken, zu zwei Zündungen pro Puls. Die Leistungsdichte wird hier über die Veränderung der Anregungsfrequenz zwischen 10 kHz, und 100 kHz variiert. Da das Schaltungskonzept, wie in 6.1.3 beschrieben, ein hart schaltendes Konzept ist, verändert sich die Spannungsform bei Veränderung der Frequenz nur sehr gering. Die Leistungsdichte pro Puls ist nahezu konstant, so dass die elektrische Gesamtleistungsdichte nahezu linear mit der Frequenz zwischen $15,3 \text{ mW/cm}^2$ und 151 mW/cm^2 skaliert.

Zur quantitativen Überprüfung der Korrelation zwischen der Emission des II. Kontinuums im VUV-Bereich und den atomaren Linien im NIR-Bereich ist nur das relative Verhältnis von Interesse. Dieses Verhältnis ist in Bild 7.7 für die untersuchten Anregungsarten über der elektrischen Leistungsdichte aufgetragen. Für eine bessere Übersicht ist jede Anregungsart in einem Graphen gezeichnet. Die Verhältnisse sind für die einzelnen Linien auf das jeweilige Maximum normiert. Man erkennt deutlich, dass die Verhältnisse nicht konstant sind und im untersuchten Leistungsbereich um bis zu 35% streuen.

Innerhalb einer Anregungsart erkennt man deutliche Tendenzen in Abhängigkeit der Leistungsdichte, die aber nicht eindeutig sind. So fällt das relative Verhältnis mit steigender Leistungsdichte für Sinusanregung und unipolare Pulsanregung, steigt aber bei bipolarer Pulsanregung. Eine Abhängigkeit vom Parameter lässt sich auch nicht ableiten, da bei Sinusanregung und bipolarer Pulsanregung die Spannung und bei unipolarer Pulsanregung die Frequenz variiert wird.

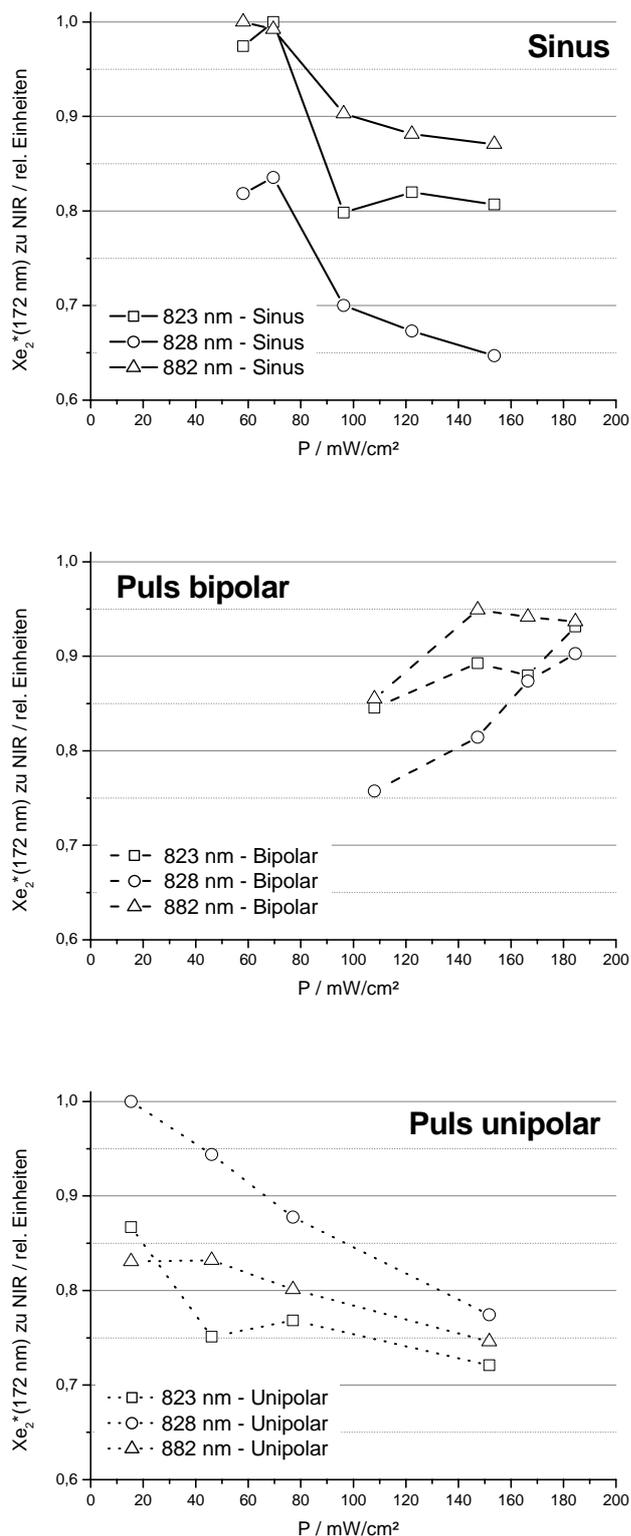


Bild 7.7

Relatives Verhältnis von VUV-Emission im II. Kontinuum (172 nm) zur NIR-Emission bei unterschiedlichen Anregungsarten und elektrischen Leistungsdichten. Die Emission der NIR-Linien ist auf das jeweilige Maximum normiert.

7.2.2 Einfluss des Fülldrucks

Die Untersuchungen zum Einfluss der Betriebsart zeigen, dass sich das VUV/NIR-Verhältnis als diagnostisches Mittel nicht eignet. Zur Untersuchung des Einflusses des Fülldrucks auf das VUV/NIR-Verhältnis wird daher auf Messreihen mit mehreren gefüllten VUV-Strahlern verzichtet und auf den Aufbau mit phosphorbeschichteten Flachlampen zurückgegriffen. Dieser Aufbau bietet den Vorteil, den Fülldruck der Lampen einfach variieren zu können, so dass auf den Bau von mehreren Strahlern mit unterschiedlichem Fülldruck verzichtet werden kann.

Bei den Lampen mit Phosphorbeschichtung wird als Maß für die VUV-Emission auf eine relative Lichtstrommessung zurückgegriffen. Da nur die relativen Verhältnisse von Interesse sind, wird auch das NIR-Spektrum nur relativ aufgenommen. Als Messgerät für den NIR-Bereich dient ein Array Spektrometer von *Ocean Optics* des Typs *HR4000 CG*.

Betrieben werden die Lampen mit unipolaren Pulsen bei einer Wiederholfrequenz von 30 kHz und einer Pulsdauer von 600 ns. Der Xe-Partialdruck wird im Bereich zwischen 50 mbar und 300 mbar in 50 mbar Schritten variiert. Es werden reine Xe- und Xe/Ne-Mischungen mit einem Mischungsverhältnis von 50/50 Xe/Ne untersucht. Da der Anteil des Neons deutlich über 10 % liegt, ist dies kein Penning-Gemisch, so dass die Reduzierung der Zündspannung durch Neon vernachlässigbar ist. Für die Entladungsbildung ist somit nur der Xe-Partialdruck entscheidend, weshalb dieser als Bezugsgröße dient. Bei gleichem Xe-Partialdruck entspricht der Fülldruck einer Xe/Ne Mischung dem Doppelten der entsprechenden Xe-Füllung.

In Bild 7.8 ist ein Ausschnitt des Spektrums zwischen 800 nm und 900 nm bei konstantem Xe-Partialdruck von 100 mbar für eine reine und eine Xe/Ne-Füllung gezeigt. Alle sonstigen Parameter wie Frequenz, Lampenspannung und Leistungsdichte sind identisch. Aus dem direkten Vergleich der beiden Spektren erkennt man, dass die Emissionslinien bei 823 nm und 882 nm unabhängig vom Gesamtdruck der Lampe sind und die 828 nm-Linie mit zunehmendem Gesamtdruck abnimmt. Das untere Niveau der Linien 823 nm und 882 nm ist das metastabile 6s-Niveau, wohingegen das untere Niveau der 828 nm-Linie das Resonanzniveau ist.

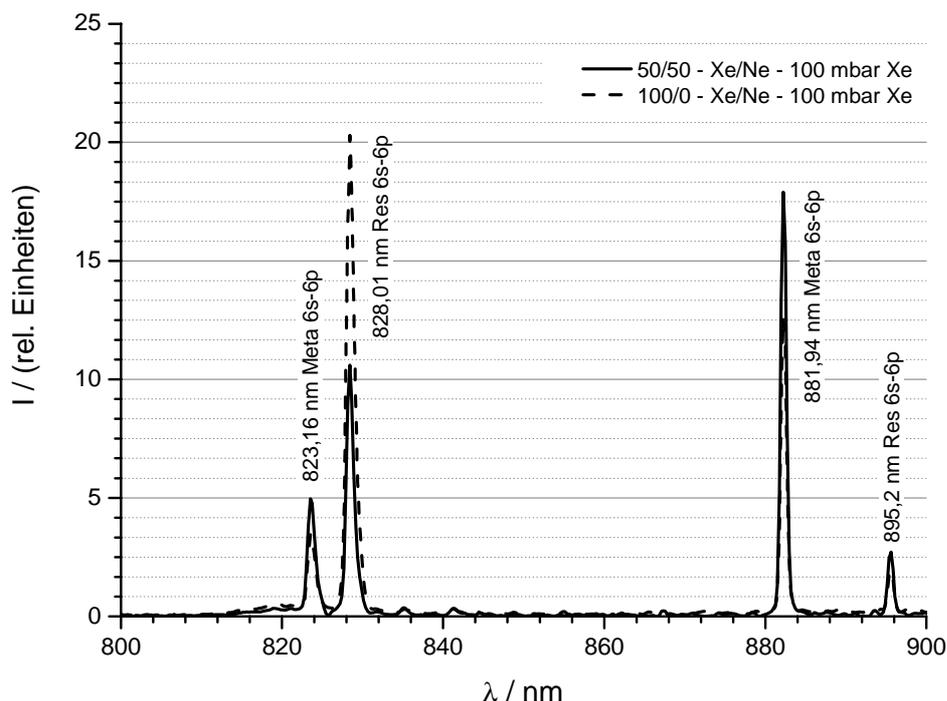


Bild 7.8 Vergleich einer reinen Xenon- und Xenon/Neon-Füllung (50/50) bei einem Xenon-Partialdruck von 100mbar. Die 823 nm und 882 nm Linien bleiben vom Neon-Zusatz unbeeinträchtigt, während die 828 nm sich mit Neon-Zusatz deutlich reduziert.

Bild 7.9 zeigt das VUV/NIR-Verhältnis der drei untersuchten Linien 823 nm; 828 nm und 882 nm bei Variation des Fülldruck mit und ohne Ne-Zusatz. Ein konstante Konversionseffizienz des Leuchtstoffes vorausgesetzt, zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit des VUV/NIR-Verhältnis mit dem Fülldruck.

Wie aus Bild 7.9 zu erkennen ist, fällt das VUV/NIR-Verhältnis mit zunehmendem Druck. Betrachtet man die Abhängigkeit des VUV/NIR-Verhältnisses vom Xe-Partialdruck, so fällt auf, dass trotz des doppelten Fülldrucks bei Xe/Ne-Füllungen dieses Verhältnis bei den Linien 823 nm und 882 nm sich kaum mit dem Gesamtdruck ändert. Der Einfluss von Neon ist bei diesen Linien nur gering und führt zu einer leichten Anhebung des Verhältnisses. Es ist zu bemerken, dass die Verhältnisse von 823 nm und 882 nm sich zwar in der absoluten Höhe unterscheiden, der relative Unterschied zwischen mit und ohne Pufferung mit Ne aber identisch ist.

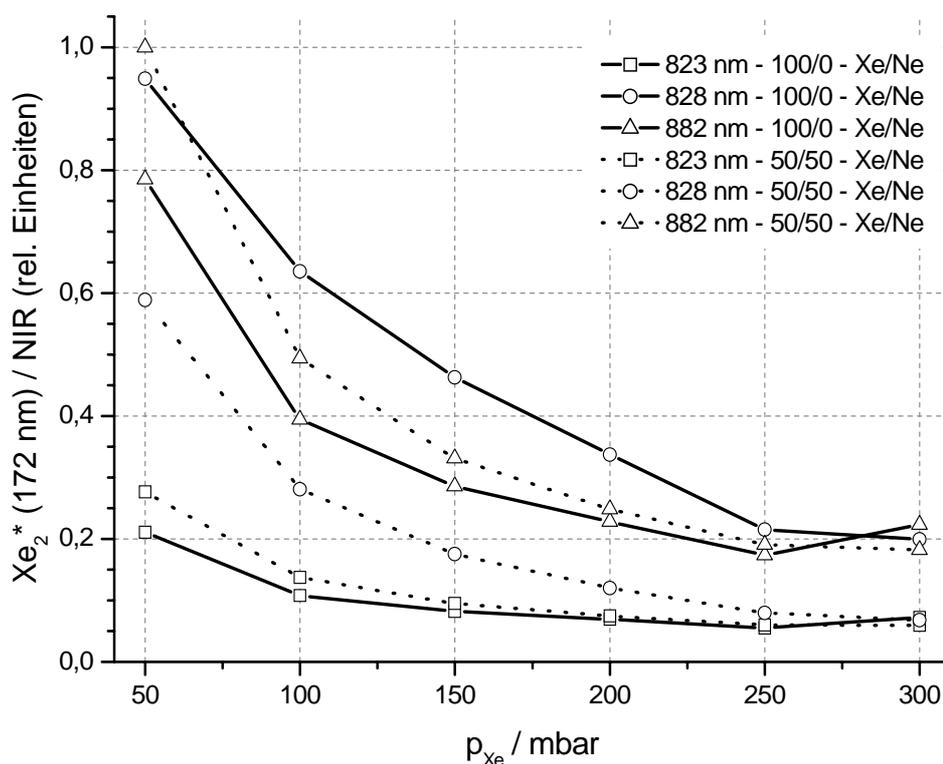


Bild 7.9 Verlauf des VUV/NIR-Verhältnisses über den Xe-Partialdruck aufgetragen. Die Verhältnisse der 823 nm und 882 nm-Linie haben für 100 Xe und 50/50-Xe/Ne ein ähnliches Verhalten. Die beiden Linien zeigen sich rein vom Xe-Partialdruck abhängig.

Das VUV/NIR-Verhältnis der 882 nm-Linie zeigt eine deutliche Abhängigkeit vom Gesamtdruck. Die 828 nm-Linie wird deshalb in Bild 7.10 über den Gesamtdruck aufgetragen. Aus dem Verlauf zeigt sich, dass die 882 nm-Linie, deren Endniveau das 6s-Resonanzniveau ist, vom Gesamtdruck der Xe/Ne-Mischung abhängt.

Es zeigt sich somit, dass das VUV/NIR-Verhältnis der Linien 823 nm und 882 nm in erster Linie vom Xe-Partialdruck bestimmt ist, wohingegen die Abhängigkeit der 828 nm-Linie vom Gesamtdruck der Xe/Ne-Füllungen bestimmt ist.

Eine mögliche Erklärung für die Abnahme des VUV/NIR-Verhältnisses mit steigendem Druck ist die Tatsache, dass mit Erhöhung des Drucks die Stoßwahrscheinlichkeit von angeregten Xe-Atomen mit neutralen Schwerteilchen erhöht wird. Auf diese Weise verkürzt sich die mittlere Verweildauer im angeregten Niveau mit steigendem Druck und folglich sinkt die Wahrscheinlichkeit für die spontane Emission gegenüber dem Schwerteilchenstoß. Dies hat zur Folge, dass der Stoßprozess gegenüber der spontanen Emission dominiert, was sich mit

den Simulationen von (Carman *et al.* 2003) deckt. Folglich ändert sich das Verhältnis von Besetzungsdichte des 6s zur Emission im NIR, da nicht der optische Übergang über spontanen Zerfall, sondern Schwerteilchenstöße aus höheren Niveaus und Elektronenstoßanregung aus dem Grundniveau dominieren. Möglicherweise korreliert die Besetzungsdichte des 6s-Niveaus mit der VUV-Emission. Hingegen sicher ist, dass die NIR-Emission nicht unabhängig vom Fülldruck ist und die elektrische Anregung mit der Besetzungsdichte korreliert.

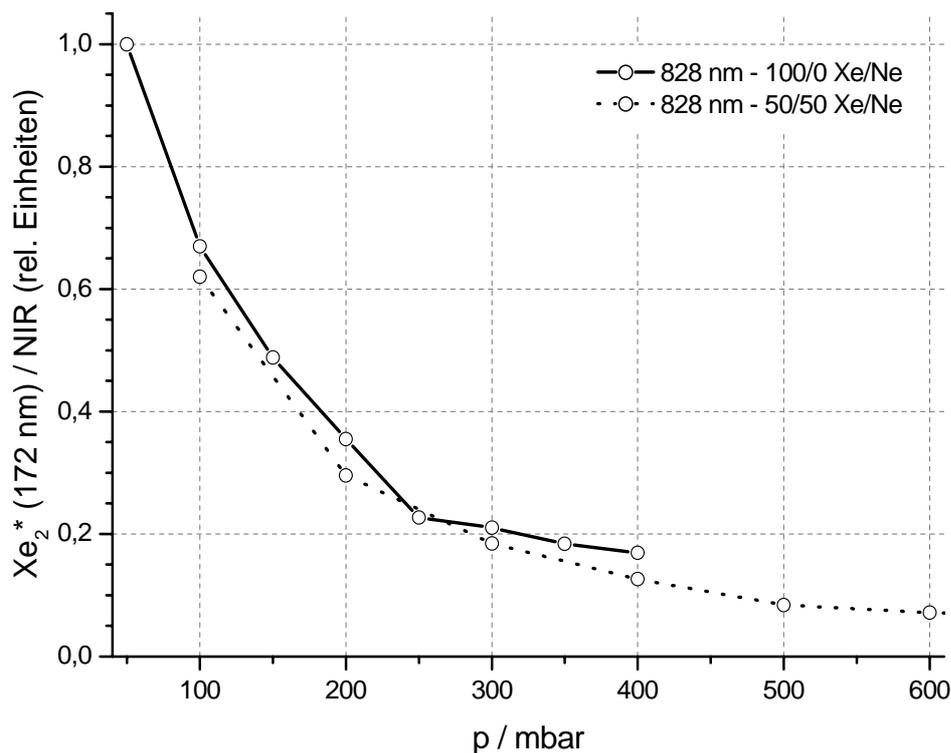


Bild 7.10 Verhältnis der relativen VUV-Emission zu 828 nm-Linie, aufgetragen über dem Gesamtdruck. Man erkennt deutlich eine Abhängigkeit des Gesamtdrucks.

7.2.3 Aussagemöglichkeiten des VUV/NIR-Verhältnisses

Wie in den beiden vorherigen Kapiteln gezeigt, gibt es eine starke Abhängigkeit des VUV/NIR-Verhältnisses vom Fülldruck und eine schwache Abhängigkeit von der Anregungsart und elektrischer Leistungsdichte. Aus diesem Grund eignet sich das VUV/NIR-Verhältnis nicht für quantitative Aussagen zur Plasma-Effizienz. Es ist somit nicht möglich, allein aus der Strahlungsflussmessung im NIR-Bereich auf den Strahlungsfluss im VUV-Bereich Rückschlüsse zu ziehen.

Das VUV/NIR-Verhältnis eignet sich in begrenztem Umfang als diagnostisches Mittel, wenn sich die Randparameter nicht wesentlich ändern. Die Untersuchungen zeigen, dass der Einfluss der Leistungsdichte auf das VUV/NIR-Verhältnis nur schwach ist. Diese Eigenschaft lässt sich als diagnostisches Mittel für Lebensdauertest von leuchtstoffbeschichteten DBE-Strahlern einsetzen.

Mit der standardmäßig eingesetzten relativen Lichtstrommessung kann nur eine relative Gesamteffizienz ermittelt werden. Es bleibt somit unklar, welcher Prozess für die Lichtstromabnahme verantwortlich ist. Bei abgeschlossenen Lampen mit konstanter elektrischer Anregung kann die NIR-Emission als relatives Maß für die Effizienz des Xe-Excimers dienen. Ist die elektrische Anregung und die NIR-Emission konstant über die Lebensdauer, so kann drauf geschlossen werden, dass die Abnahme des Lichtstroms allein in der Alterung des Leuchtstoffes begründet ist. Nimmt hingegen bei konstanter elektrischer Anregung neben dem Lichtstrom auch die NIR-Emission ab, so kann neben dem Abbau des Leuchtstoffes auch auf eine Verschlechterung der Plasma-Effizienz geschlossen werden. Grund hierfür können Verunreinigungen des Gases mit zum Beispiel Sauerstoff sein, der erst nach langer Betriebsdauer freigesetzt wird.

7.3 Plasma-Effizienz

Zur Bestimmung der Plasma-Effizienz der Xe-DBE-Entladung bei unterschiedlichen Anregungsformen wird das zur Verfügung stehende VUV-NIR-Goniophotometer genutzt. Da in diesem Aufbau der Strahlungsfluss im VUV-Bereich absolut bestimmt werden kann, ist es möglich, die Plasma-Effizienz ohne Konversion eines Leuchtstoffes direkt zu bestimmen. Als Plasma-Effizienz wird hier das Verhältnis aus Strahlungsleistung im VUV-Bereich zu eingekoppelter elektrischer Leistung verstanden.

$$\eta_{Plasma} = \frac{\int_{100\text{ nm}}^{200\text{ nm}} \Phi(\lambda) d\lambda}{P_{Elektrisch}} \quad (7.1)$$

Für sinusförmige Anregung ist nach den Untersuchungen von (Kling 1997) bei einem Xe-Druck zwischen 200 mbar und 300 mbar mit einer maximalen Plasma-Effizienz zu rechnen, hingegen ist bei pulsformiger Anregung die höchste Effizienz nach (Mildren *et al.* 2001) bei höherem Fülldruck zu erwarten. Da mit steigendem Druck auch der Spannungsbedarf der Entladung steigt, stellt der hier gewählte Druck von $p_{Xe}=250$ mbar einen Kompromiss zwischen hoher Plasma-Effizienz und Belastbarkeit der Betriebsgeräte dar.

Damit die Messergebnisse unabhängig vom verwendeten Strahler sind, wird aus dem äußeren gemessenen auf den inneren, vom Plasma erzeugten, Strahlungsfluss zurückgerechnet. Berücksichtigt werden der Verlust durch Abschattung der Elektrode und der wellenlängenabhängige Transmissionsverlust des Außenkolbens. Da der Innenkolben aus Herasil gefertigt ist, welches im VUV-Bereich absorbiert, wird der Strahlungsanteil Richtung Innenkolben als vollständig absorbiert berücksichtigt.

Als Strahler wird der VUV-Koaxialstrahler aus Quarzglas, wie in Kapitel 6.4.1 beschrieben, mit einem Fülldruck von $p_{Xe} = 250$ mbar verwendet. Untersucht wird die Plasma-Effizienz bei sinusförmiger sowie bi- und unipolarer Pulsanregung bei den in Kapitel 0 beschriebenen Bedingungen. Die bestimmten Effizienzen sind für die unterschiedlichen Anregungsbedingungen in Abhängigkeit der elektrischen Leistungsdichte in Bild 7.11 aufgetragen.

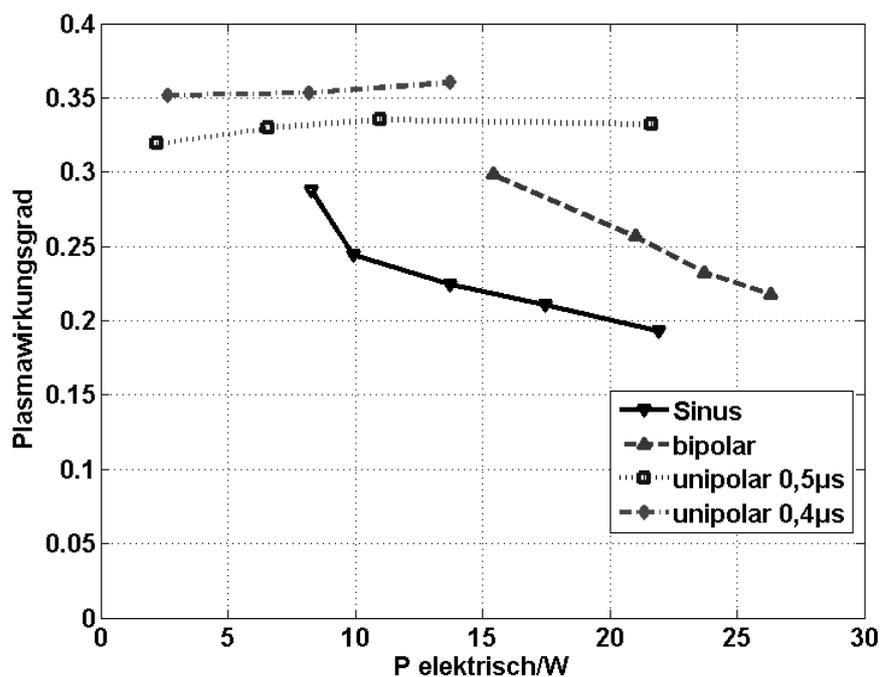


Bild 7.11 Plasma-Effizienz bei unterschiedlicher Anregung und Leistungsdichte für einen Fülldruck von $p_{Xe} = 250$ mbar und einer Schlagweite von $d_{Gap} = 1,6$ mm. Weitere Betriebsparameter siehe Kapitel 7.2.1 und 6.4.1.

Die Abhängigkeit der Effizienz der sinusförmigen und bipolaren Pulsanregung von der Leistungsdichte zeigt den für Xe-DBE-Strahler bekannten Verlauf. Mit steigender Leistung sinkt die Plasma-Effizienz, so dass hohe Effizienzen nur bei geringen Leistungsdichten erreicht werden. Dies ist das bisher grundlegende Problem der DBE, dass hohe Leistungsdichten nur auf Kosten der Effizienz erzeugt werden können.

Den Trend der sinusförmigen und bipolaren Anregung durchbricht die unipolare Anregung mit steilen Spannungsflanken und kurzer Pulsphase. Bei dieser Anregungsart wurde die Leistungsdichte über eine Erhöhung der Frequenz erreicht. Im untersuchten Bereich skaliert die elektrische Leistung bei unipolarer Anregung linear mit der Frequenz, so dass die pro Puls eingekoppelte Energie über einen weiten Frequenzbereich konstant ist. Die VUV-Strahlungsleistung skaliert ebenfalls linear, so dass die Plasma-Effizienz nahezu unabhängig von der eingekoppelten Leistung konstant ist.

Vergleicht man die Anregungsformen untereinander, so schneidet, wie zu erwarten, die sinusförmige Anregung mit einer Effizienz zwischen 29 % und 19 % vergleichsweise schlecht ab. Die mit bipolarer Anregung erreichte Plasma-Effizienz zwischen 30% und 23% ist deutlich besser als die sinusförmige Anregung, da die Effizienzen bei höheren Leistungsdichten erreicht werden. Diese Steigerung gegenüber der sinusförmigen Anregung wird auf die pulsartige Anregung mit spannungslosen Pausen zurückgeführt. Die Plasma-Effizienz der bipolaren Anregung fällt, wie bei der sinusförmigen Anregung, mit steigender Leistungsdichte. Dieses Verhalten wird auf die alternierende Polarität der Entladung zurückgeführt.

Die Plasma-Effizienz der unipolaren Anregung zeigt in dem untersuchten Frequenzbereich keinen Einfluss der Frequenz und somit der Leistungsdichte. Die von der Leistungsdichte unabhängige hohe Effizienz von rund 36% machen die unipolare Pulsanregung für DBE-Strahler hoher Leistungsdichte interessant. Interessant erscheint unipolare Pulsanregung bei höheren Frequenzen als den hier untersuchten. Die obere Leistungsgrenze bei diesen Untersuchungen war durch die Abführung der Verlustleistung im Betriebsgerät gegeben.

7.4 Räumliche Verteilung

Mit der winkelaufgelösten Messung der Strahlstärke ist es mit speziell konstruierten Strahlern möglich, aus der Strahlstärkeverteilung auf die optische Transparenz des Plasmas bei der untersuchten Wellenlänge zu schließen. Möglich wird dies, da bei optisch dünnen Plasmen die Strahlstärkeverteilung vom gesehenen Volumen und bei optisch dicken Plasmen von der gesehenen Oberfläche abhängt. Dies bedeutet, dass bei optisch dicken Plasmen die Strahlstärke bei Flächenstrahlern mit dem Kosinus des Betrachtungswinkels abnehmen muss. Bei optisch dünnen, Plasma und vollkommen transparenten Gefäßen müsste die Strahlstärkeverteilung unabhängig vom Betrachtungswinkel sein.

Zur Überprüfung der optischen Eigenschaft des Xe_2^* -Plasmas im Bereich des II. Kontinuums wird hier beispielhaft die Strahlstärkeverteilung des in Bild 6.8 gezeigten Strahlers bei der Zentralwellenlänge des II. Kontinuums bei 172 nm vermessen. Die gemessene relative Verteilung zeigt Bild 7.12 in Abhängigkeit des Winkels.

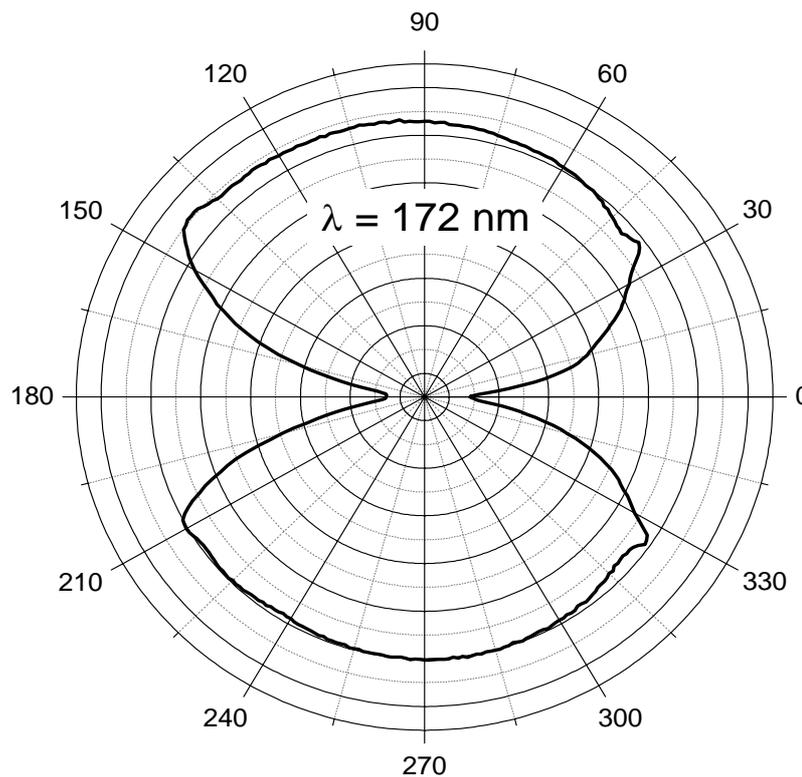


Bild 7.12 Strahlstärkeverteilung des VUV-Strahlers aus Bild 6.8 bei der Wellenlänge $\lambda = 172 \text{ nm}$.

Man erkennt sehr deutlich die Lage der zentralen Drehachse des Strahlers von 0° nach 180° . Die Abnahme der Strahlstärke bis nahe Null begründet sich in dem verwendeten Material des Innenkolbens. Dieser ist aus Herasil® gefertigt mit einer Grenzwellenlänge von 200 nm . Bei der vermessenen Wellenlänge von 172 nm ist dieses Material nicht transparent. Beim Bau der Lampe wurde vom Glasbläser das Innenrohr aufgeschmolzen und auf das Außenrohr gebogen. So ergibt sich eine für die Wellenlänge von 172 nm nicht transparente Stirnkante des Strahlers.

Der Strahler aus Bild 6.8 ist in drei Elektrodensegmente unterteilt: Eine transparente Hauptelektrode aus Drahtgitter in der Mitte und zwei nicht transparente Schirmelektroden an den Rändern, so dass die Strahlung des Plasmas im Schirmbereich durch die Elektrode ausgeblendet wird. Zweck der Schirmelektroden ist die Erzeugung eines homogenen elektrischen Feldes im Bereich der Hauptelektrode. Aus diesem Grund werden die Schirmelektroden auf dem Potential der Hauptelektrode betrieben, so dass auch im Bereich der Schirmelektroden ein Plasma erzeugt wird. Mit Drehung des Strahlers kann so bei Betrachtung aus flachen Winkeln unter die Schirmelektrode geschaut werden, wie dies in Bild 7.13 angedeutet ist.

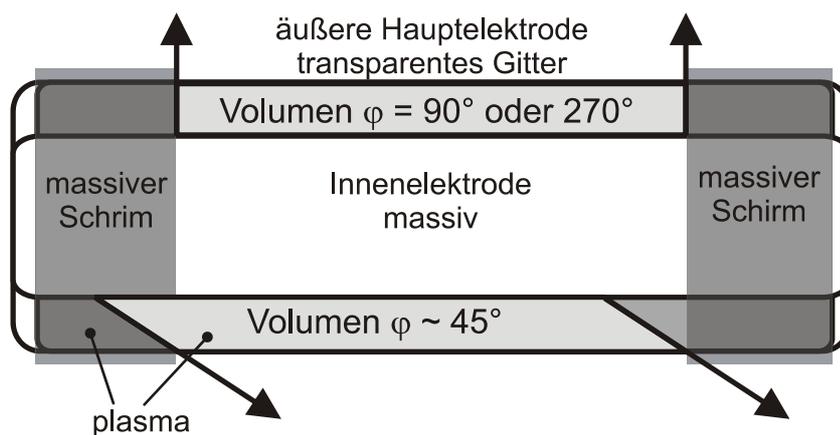


Bild 7.13 Veranschaulichung des gesehenen Volumens unter einem Betrachtungswinkel von 90° bzw. 270° oder rund 45° .

Auffällig bei der Strahlstärkeverteilung in Bild 7.12 ist die konstante Emission über einen sehr großen Winkelbereich um die Senkrechte der Strahleroberfläche bei 90° und 270° . Vernachlässigt man die geringe Abweichung, welche durch die nicht perfekt anliegende Hauptelektrode hervorgerufen wird, so kann in dem Winkelbereich $90^\circ \pm 45^\circ$ und $270^\circ \pm 45^\circ$ die Strahlstärke als konstant angenommen werden.

Diese konstante Verteilung ist damit zu begründen, dass das Plasma ein optisch dünnes Plasma ist. Betrachtet man den Aufbau des Strahlers in Bild 7.13, so erkennt man, dass bedingt durch die Schirmelektroden - das gesehene Volumen in einem sehr großen Winkelbereich unabhängig vom Betrachtungswinkel ist. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Emission des Xe-Excimers bei 172 nm eine optisch dünne Emission ist. (Trampert, Paravia, Heering *et al.* 2007)

8 Betriebsarten

Zur Untersuchung des Einflusses der Betriebsart auf das Verhalten der DBE wird die zeitliche Entwicklung der elektrischen Größen der DBE beispielhaft für sinus- und pulsformige Anregungsspannungen untersucht. Diese Untersuchungen werden an dem in Kapitel 6.4.2 beschriebenen Flachstrahler durchgeführt. Die Randparameter werden so gewählt, dass die elektrische Leistungsdichte der sinus- und pulsformigen Anregung vergleichbar ist. Eine Übersicht der wichtigsten elektrischen Anregungsparameter gibt Tabelle 8.1. Die wichtigsten Lampenparameter sind der Tabelle 6.9 des Kapitels 6.4.2 zu entnehmen.

Tabelle 8.1 Elektrische Parameter der sinus- und pulsformigen Anregung.

Größe	Sinus	Puls	
p_{Xe}	250 mbar	200 mbar	Xe-Fülldruck
f_B	40 kHz	30 kHz	Grundfrequenz
$U_{Lampe, effektiv}$	1240 V _{rms}	414 V _{rms}	effektive Lampenspannung.
$U_{Lampe, maximal}$	1740 V _{peak}	3650 V _{peak}	Scheitelwert der Lampenspannung
P_{Lampe}	817 W/m ²	808 W/m ²	Wirkleistungsdichte

Mit der in Kapitel 5.1 beschriebenen Methode zur Bestimmung der inneren elektrischen Größen werden neben den einfach zugänglichen äußeren Größen u_{Lampe} und i_{Lampe} die inneren Größen u_{Gap} und i_{Plasma} erfasst und mit Hilfe des elektrischen Modells mit Ladungsbeschreibung aus Kapitel 4.2 interpretiert. Dieses Modell hilft, die zeitliche Entwicklung der im Gasraum vorhandenen Ladungen zu erkennen und deren Einfluss auf die Entladungsentwicklung zu verstehen.

Als untere Grenzfrequenz wird eine minimale Frequenz von $f = 30$ kHz gewählt. Somit ist sichergestellt, dass die Anregungsfrequenz außerhalb des für Menschen hörbaren Bereichs liegt. Dies ist notwendig, da es sonst, vor allem im Pulsbetrieb, zu einer unangenehmen Geräuschentwicklung kommt, die im Betriebsgerät vor allem von den induktiven Bauteilen, wie Transformator, ausgeht.

8.1 Sinusbetrieb

Vorteil des Sinusbetriebs ist die leicht zu erzeugende Anregung mit dem Nachteil einer geringen Plasma-Effizienz, wie in Kapitel 7.3 und in (Volkommer *et al.* 1994; Dichtl 1998; Mildren *et al.* 2001) beschrieben. Trotz der geringen Plasma-Effizienz wird sie wegen der einfa-

chen Anregung oft verwendet und ist wissenschaftlich besonders gut untersucht (Eliasson *et al.* 1988; Boeuf *et al.* 1996; Kling 1997; Ikeda *et al.* 1999; Oda *et al.* 2000). Der Sinusbetrieb mit geringer Anregungsfrequenz bietet bei Untersuchungen den Vorteil zeitlich klar abgrenzbarer Vorgänge im Plasma, da die Geschwindigkeit der Anregung im Vergleich zur Reaktionsgeschwindigkeit des Plasmas gering ist. Veröffentlichungen zum Effizienzverhalten von Xe-Excimer-DBE bei sinusförmiger Anregung, wie zum Beispiel (Kling 1997; Dichtl 1998) und Kapitel 7.3, zeigen, dass die Plasma-Effizienz mit steigender Betriebsspannung u_{Lampe} sinkt. Die Betriebsspannung ist in dem gezeigten Betriebspunkt daher so gewählt, dass nur eine Zündung pro Halbperiode auftritt und die Entladung die Elektrodenfläche vollständig bedeckt.

8.1.1 Innere elektrische Größen

Das Diagramm in Bild 8.1 zeigt den zeitlichen Verlauf der Spannungen u_{Lampe} , $u_{Barriere}$ und u_{Gap} im Bereich einer Periode von u_{Lampe} .

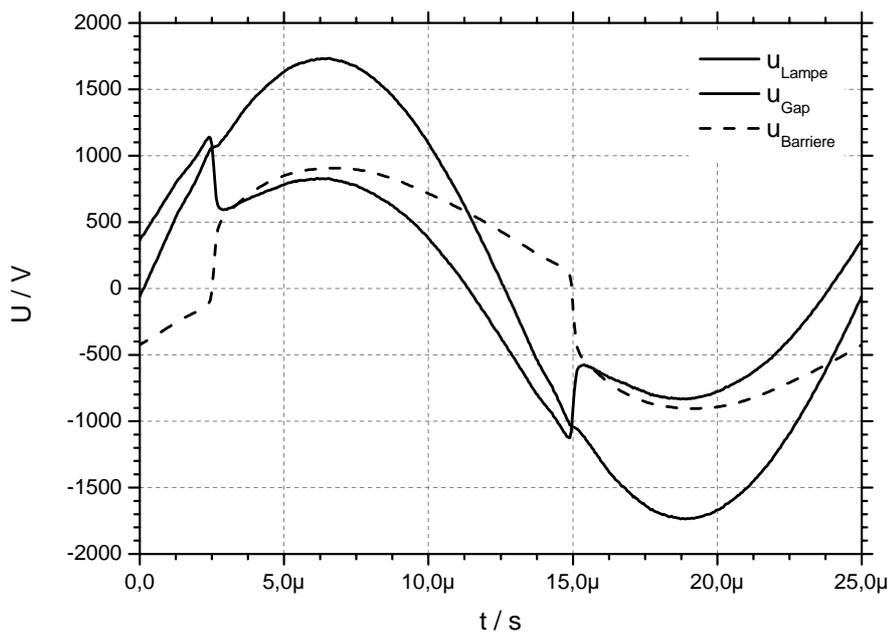


Bild 8.1 Verlauf der Spannungen u_{Lampe} , u_{Gap} und $u_{Barriere}$ bei Sinusanregung mit $f=40$ kHz. Parameter siehe Tabelle 8.1.

Im Verlauf der Spannung u_{Gap} kann eine Zündung pro Halbperiode bei ca. $2,5 \mu s$ und $15 \mu s$ anhand des Spannungseinbruchs erkannt werden. Dieser Spannungseinbruch ist im Verlauf der äußeren Spannung u_{Lampe} als geringe Abweichung vom sinusförmigen Verlauf erkennbar, wobei die Stärke der Abweichung vom Quellenverhalten des Betriebsgerätes abhängig ist. Je

stärker das Betriebsgerät als ideale Spannungsquelle agiert, umso geringer ist der Einfluss der Entladung auf die äußere Spannung u_{Lampe} während der Zündung.

Ebenfalls zu erkennen ist, dass über den kapazitiven Spannungsteiler C_{Lampe} zu C_{Gap} aus der Lampenspannung u_{Lampe} nicht auf die innere Spannung u_{Gap} geschlossen werden kann, da es zu einer Phasenverschiebung zwischen u_{Lampe} und u_{Gap} durch die im Plasma erzeugten Ladungsträger kommt. Zusätzlich wird der Spannungseinbruch von u_{Gap} während der Zündung in u_{Lampe} nicht sichtbar, da dieser durch einen Anstieg der Barrierenspannung $u_{Barriere}$ ausgeglichen wird.

Bei Betrachtung der zu Bild 8.1 gehörenden zeitlichen Stromverläufe i_{Lampe} , i_{Plasma} und i_{Gap} in Bild 8.2 erkennt man ebenfalls den Zündzeitpunkt bei ca. $2,5 \mu\text{s}$ als Puls in allen drei Strömen.

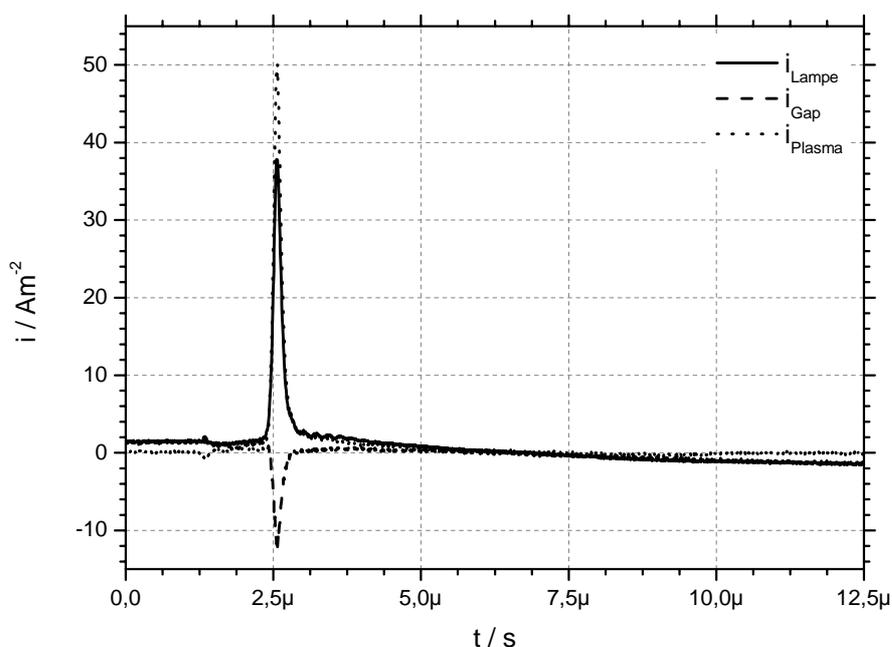


Bild 8.2 Verlauf der gemessenen Stromdichten einer DBE bei Sinusanregung über eine Halbperiode. Betriebsparameter siehe Tabelle 6.9 und Tabelle 9.1

Der Verlauf des Lampenstroms zeigt eine Überlagerung des kapazitiven sinusförmigen Blindstroms mit dem pulsförmigen Entladungsstrom. Der kapazitive Blindstrom zur Erzeugung des sinusförmigen Spannungsverlaufs von u_{Lampe} ist im Vergleich zum kurzen Pulsstrom wesentlich kleiner.

Die Polarität des Plasmastroms i_{Plasma} in der Entladungsphase entspricht der des äußeren Stroms i_{Lampe} . Auffällig ist die in der Entladungsphase zu i_{Lampe} und i_{Plasma} gegensätzliche Polarität des Stroms i_{Gap} . Der Spannungseinbruch von u_{Gap} führt zu einem Verschiebungsstrom i_{Gap} , der dem äußeren Lampenstrom i_{Lampe} überlagert ist. Dies erklärt, wieso der Plasmastrom i_{Plasma} in der Entladungsphase größer als der Lampenstrom i_{Lampe} werden kann, da dieser sich aus der Differenz von i_{Lampe} und i_{Gap} ergibt.

Im Verlauf der Entladungsphase zeigt sich der für DBE typische extrem steilflankige Anstieg des Plasmastroms i_{Plasma} . Zur besseren Übersicht zeigt Bild 8.3 nur den Strom- und Spannungsverlauf der Entladungsphase, wobei zu beachten ist, dass die Skalierung der Spannungsachse auf den Bereich des Spannungseinbruchs angepasst ist

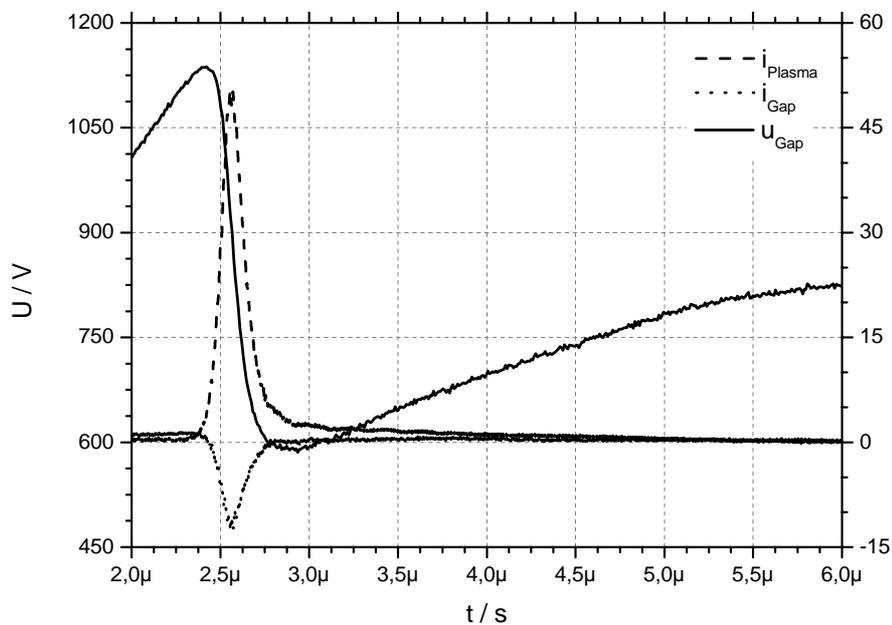


Bild 8.3 Strom und Spannungsverlauf des Gasraums in der Zündphase.

Das explosive Verhalten von i_{Plasma} ergibt sich aus der Tatsache, dass während der Zündphase der Leitwert des Plasmas aufgrund der lawinenartigen Vermehrung von Ladungsträgern durch Ionisierung schlagartig ansteigt. In dieser Phase wirken die Vakuumkapazität C_{Gap} und alle hierzu parallelen Kapazitäten als Spannungsquellen, die den benötigten Strom i_{Plasma} liefern. Der Strom in der Entladungsphase wird somit nicht allein vom Betriebsgerät, sondern auch von der Ionisierungsgeschwindigkeit des Plasmas bestimmt.

Zu C_{Gap} parallele Kapazitäten können entweder im Betriebsgerät vorhandene diskrete Bauteile oder auch parasitäre Kapazitäten, z.B. des Transformators, sein. Wird die Lampe aus si-

cherheitstechnischen Gründen geschirmt, so können auch extra angebrachte Schirmelektroden zusammen mit der Lampenelektrode eine Pufferkapazität parallel zur Lampe bilden.

Der Plasmastrom i_{Plasma} fällt mit Erreichen des Scheitelwertes wieder extrem steilflankig ab, da die Pufferkapazitäten keinen weiteren Strom liefern können. Der Plasmastrom i_{Plasma} erlischt nach dem Puls nicht vollständig, sondern folgt dem äußeren Strom i_{Lampe} bis zu dessen Kommutierung, was in Nach dem Pulsstrom wird der Strom i_{Lampe} vom Betriebsgerät eingeprägt und fließt bis zum Erreichen des Maximums von u_{Lampe} mit gleicher Polarität weiter. Dies ist Bild 8.4 gut zu erkennen, welches eine Vergrößerung des Bild 8.2 im Bereich kleiner Stromdichten zeigt.

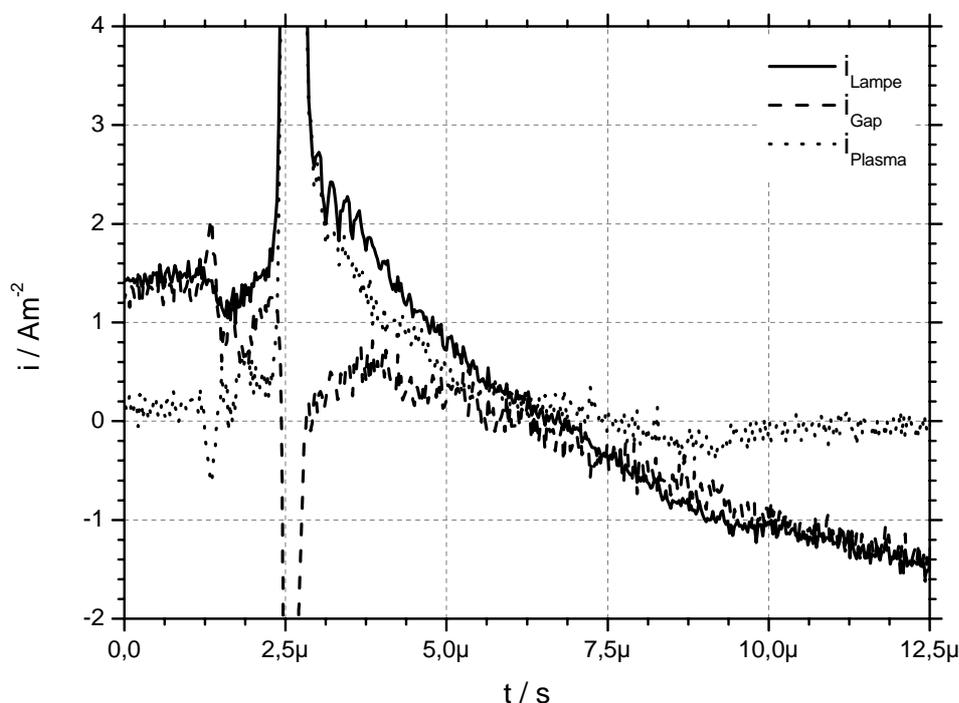


Bild 8.4 Vergrößerung des Teilbereichs kleiner Stromdichten aus Bild 8.2 der gemessenen Stromdichten einer DBE bei Sinusanregung über eine Halbperiode.

Der Zeitbereich, in dem der Plasmastrom i_{Plasma} dem Lampenstrom i_{Lampe} folgt, wird hier als Tail-Strom-Phase bezeichnet. In dieser Phase entsteht bei sinusförmiger Anregung eine filamentierte Entladung. Diese filamentierte Entladung verhält sich wie eine Bogenentladung zwischen metallischen Elektroden. Der parallele Verlauf von Plasma- und Lampenstrom in dieser Phase ist verständlich, wenn man bedenkt, dass das Plasma nach der lawinenartigen Ladungsträgervermehrung während des Pulsstromes aufgrund der hohen Ladungsträgerdichte

einen hohen Leitwert erreicht hat. Da hier Lampen- und Plasmapstrom gleich sind, ist der Strom i_{Gap} zum Aufbau des elektrischen Feldes vernachlässigbar.

Der Zeitbereich des Strompulses korreliert mit dem Zeitbereich des Stromflusses von i_{Gap} , was daran zu erkennen ist, dass der Entladungspuls abgeschlossen ist, wenn i_{Gap} gleich Null wird. Zu diesem Zeitpunkt erreicht die Spannung u_{Gap} ein zeitlich lokales Minimum. Mit Erreichen des lokalen Minimums von u_{Gap} beginnt die Tail-Strom-Phase, die mit der Kommutierung von i_{Lampe} endet. Mit dem Ende der Tail-Strom-Phase erlischt die Entladung, was mit Hilfe von Kurzeitaufnahmen überprüfbar ist. Ab diesem Zeitpunkt findet keine neue Generierung von Ladungen statt, so dass die im Gasraum vorhandenen Ionen und Elektronen rekombinieren und sich aufgrund des elektrischen Feldes oder Diffusion im Gasraum bewegen.

Der zeitliche Verlauf der Momentanleistung der Vakuumkapazität des Gasraums p_{Gap} , des Plasmas p_{Plasma} sowie der gesamten Lampe p_{Lampe} sind in Bild 8.5 für die positive Halbperiode der Anregungsspannung gezeigt. Der Verlauf der negativen Halbperiode verläuft hierzu äquivalent.

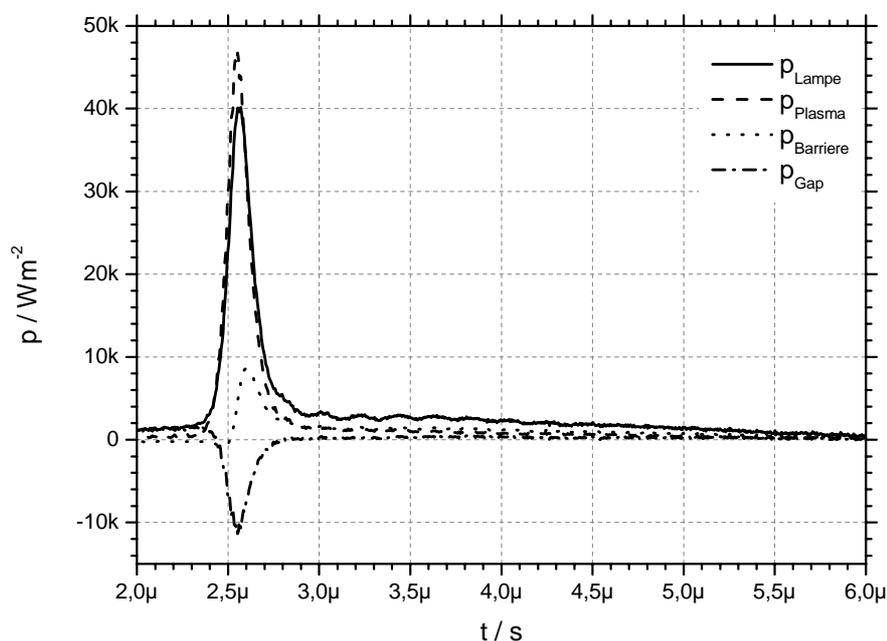


Bild 8.5 Verlauf der Momentanleistungen p_{Lampe} , p_{Gap} und p_{Plasma} bei sinusförmiger Anregung für die positive Halb-Periode der Lampenspannung u_{Lampe} .

Im gesamten System gilt Leistungserhaltung, d.h. die Summe aus $p_{Barriere}$, p_{Gap} und p_{Plasma} entspricht zu jedem Zeitpunkt der Lampenleistung p_{Lampe} . Bei den Kapazitäten C_{Gap} und

C_{Barriere} handelt es sich im Modell um ideale Kapazitäten. Mathematisch bedeutet dies, dass der Verlauf p_{Barriere} und p_{Gap} mittelwertfrei ist. Die gesamte Wirkleistung P_{Lampe} wird somit in der Plasmainpedanz Z_{Plasma} umgesetzt. Die Leistung des Plasmas, die sich aus dem Produkt von u_{Gap} und i_{Plasma} ergibt, ist keine reine Wirkleistung, da die Impedanz Z_{Plasma} einen nichtlinearen Verlauf aufweist. Der Leistungsfaktor λ der Impedanz Z_{Plasma} liegt in dem hier gezeigten Beispiel mit $\lambda_{\text{Plasma}} = 0,40$ deutlich über dem der Lampen von $\lambda_{\text{Lampe}} = 0,28$ aber deutlich unter 1, was für eine reine Wirkleistung zu erwarten wäre.

Der zeitliche Verlauf der Momentanleistung p_{Gap} zeigt, dass die Kapazität des Gasraums C_{Gap} während der Entladungsphase als Energiepuffer dient. Zu erkennen ist dies an der gegensätzlichen Polarität von p_{Gap} und p_{Plasma} in Bild 8.5. Die während des Pulses von C_{Gap} nach Z_{Plasma} übertragene Energie wird in der Afterglowphase vom Betriebsgerät geliefert und in der Vakuumkapazität C_{Gap} gespeichert.

Bild 8.6 zeigt den Verlauf der gemessenen Spannung u_{Gap} , sowie deren Aufteilung anhand des Modells mit Ladungsbeschreibung in die beiden Teilspannungen u_{Charge} und u_{Excite} bei sinusförmiger Anregung.

Die Spannung u_{Charge} entspricht elektrotechnisch gesehen der Ladung q_{Plasma} , also der zeitlichen Integration des Stroms i_{Plasma} auf der Kapazität C_{Charge} . Dies bedeutet, dass ein großer Plasmastrom i_{Plasma} mit einer großen zeitlichen Änderung der Spannung u_{Charge} korreliert. Der pulsartige Plasmastrom der Zündung führt somit zu steilen Flanken der Spannung u_{Charge} bei $2,5 \mu\text{s}$ und $15 \mu\text{s}$.

Die Tail-Strom-Phase ist als langsame Annäherung ans betragsmäßige Maximum von u_{Charge} erkennbar. Das Maximum von u_{Charge} fällt zeitlich mit dem Maximum von u_{Lampe} zusammen, da ab diesem Zeitpunkt i_{Lampe} kommutiert und die Entladung erlischt. Da bei sinusförmiger Anregung in der Afterglowphase der Plasmastrom verschwindet, ergibt sich der für sinusförmige Anregung typische leicht rechteckförmige Verlauf von u_{Charge} . Mit Erreichen der Scheitelspannung von u_{Charge} ist i_{Plasma} bis zu Beginn der nächsten Zündung nahezu Null, so dass i_{Lampe} vollständig zum Aufbau des elektrischen Feldes dient, was an dem stetigen Anstieg bis zum betragsmäßigen Maximum von u_{Excite} zu erkennen ist.

Die Zündung der Entladung erfolgt mit Einsetzen des Plasmastroms vor Erreichen des betragsmäßigen Maximums der Spannung u_{Excite} , welche das innere elektrische Feld repräsentiert. Dieses innere elektrische Feld ist vor der Zündung deutlich größer als das angelegte Feld u_{Gap} , da es durch das Feld zwischen den auf den Barrieren befindlichen Restladungen u_{Charge} verstärkt wird. Diese Restladungen dienen als Energiepuffer während der nächsten Entladung.

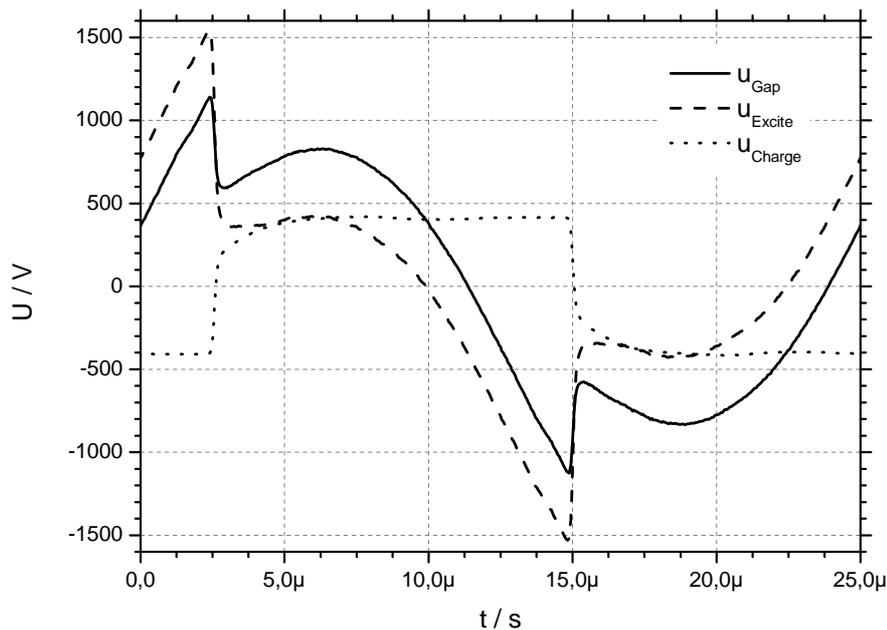


Bild 8.6 Verlauf der Spannungen einer DBE bei sinusförmiger Anregung und Anwendung des Ladungstransportmodells zur Berechnung von u_{Charge} und u_{Excite}

Die Aufteilung der Momentanleistung p_{Plasma} in die beiden Komponenten p_{Excite} und p_{Charge} zeigt das folgende Bild 8.7. Innerhalb des Plasmas gilt ebenfalls Leistungserhaltung, d.h. die Summe von p_{Excite} und p_{Charge} ergibt zu jedem Zeitpunkt p_{Plasma} . Da es sich bei C_{Charge} um eine ideale Kapazität handelt bedeutet dies, dass p_{Charge} mittelwertfrei, der Mittelwert von p_{Excite} hingegen gleich dem von p_{Plasma} , bzw. p_{Lampe} ist. Der gesamte Wirkleistungsumsatz findet somit in der Impedanz Z_{Excite} statt.

Da das elektrische Feld u_{Gap} um den Betrag des elektrischen Feldes der Ladungen u_{Charge} geschwächt ist, stellen die nach der Entladung auf der Kathode befindlichen Ionen einen Energiepuffer für die nächste Zündung dar. Dies führt dazu, dass im Falle des Einfachzündbereichs p_{Excite} zu Beginn der Entladungsphase größer als p_{Plasma} wird. Diese zusätzliche Energie, die zu Beginn der Entladungsphase an p_{Excite} abgegeben wird, stammt aus der Kapazität C_{Charge} , was anhand des Verlaufs von p_{Charge} zu erkennen ist. Aufgebracht wird diese Energie in der Tail-Strom-Phase des vorhergehenden Pulses. Deutet man die physikalische Entsprechung der Leistungen, so bedeutet dies, dass p_{Excite} der Leistung für Ionisierung und Anregung und p_{Charge} der Blindleistung zur Verschiebung der Ladungsträger entspricht.

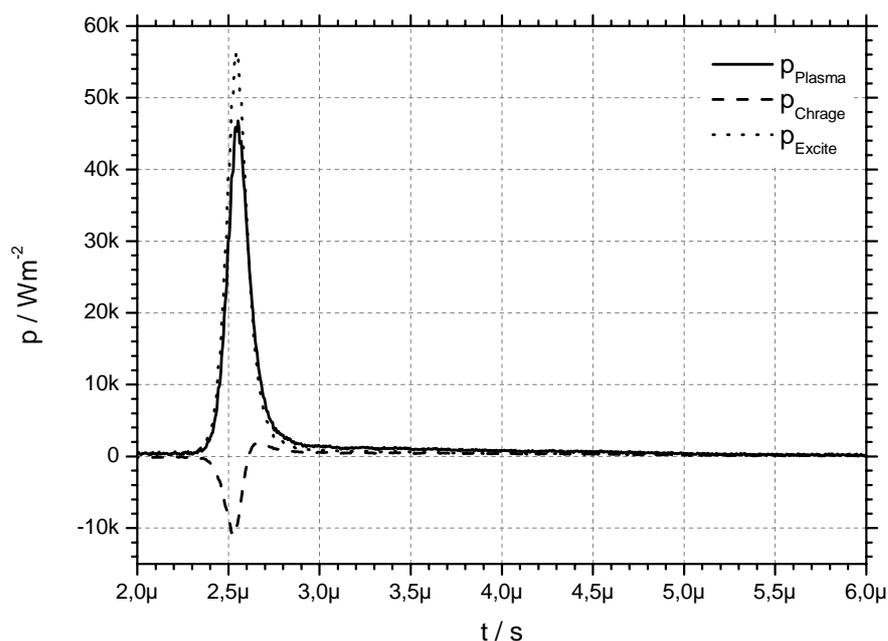


Bild 8.7 Aufteilung der Plasmaleistungsdichte des statischen Ladungsträgermodells in der Anregungsphase bei sinusförmiger Anregung.

Bildet man den Quotienten aus i_{Excite} und u_{Excite} , so erhält man den zeitlichen Verlauf des Leitwert G_{Excite} der Anregungsimpedanz Z_{Excite} . Da bei Gasentladungen der Leitwert vom elektrischen Feld bestimmt wird, ist in Bild 8.8 der Verlauf des Leitwertes G_{Excite} in Abhängigkeit des Betrags der Spannung u_{Excite} aufgetragen.

Die Entladungsphase beginnt mit dem Anstieg des spezifischen Leitwertes beim Maximum von u_{Excite} bei ca. 1500 V. Der spezifische Leitwert des Plasmas steigt hier sprunghaft um mehr als 2 Größenordnungen auf über 50 mS/m² an, was den puls förmigen Verlauf des Plasmastroms i_{Plasma} in der Entladungsphase erklärt. Die Entladung erlischt bei einer Spannung u_{Excite} von rund 390 V sehr schnell. In der Afterglowphase findet kein Stromfluss durch das Plasma statt, was an dem konstant geringen spezifischen Leitwert von unter 1 mS/m² vor der Zündung zu erkennen ist.

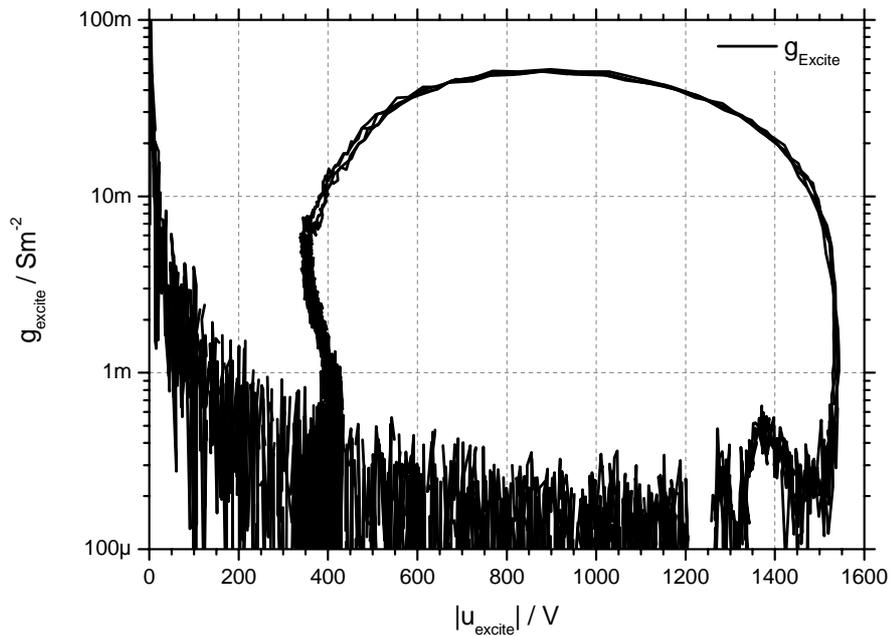


Bild 8.8 Spezifischer Leitwert der Plasmaimpedanz Z_{Excite} bei sinusförmiger Anregung als Funktion des Betrags der Spannung u_{Excite} auf der Basis des Modells mit Ladungsbeschreibung.

8.1.2 Einfluss der Lampenspannung

Zur Klärung des Einflusses der elektrischen Anregung auf die Plasma-Effizienz wird hier exemplarisch im sinusförmigen Betrieb die Veränderung der inneren Größen in Abhängigkeit der Spannung u_{Lampe} betrachtet. Durch Änderung der Zwischenkreisspannung U_{DC} des Betriebsgerätes wird der Effektivwert von u_{Lampe} zwischen $1020 V_{rms}$ und $2030 V_{rms}$ variiert. Alle sonstigen Betriebsparameter sind konstant und entsprechen denen aus Tabelle 6.9 bzw. Tabelle 9.1. Die Spannung des Gasraums u_{Gap} bei veränderlicher Lampenspannung u_{Lampe} zeigt Bild 8.9.

Ab einer effektiven Lampenspannung u_{Lampe} von rund $1600 V_{rms}$ kommt es zu mehreren Zündungen pro Halbperiode, was in der Literatur als Mehrfachzündung (Kling 1997) oder n-mode (Shuhai 2002) bekannt ist. Im Bereich der Mehrfachzündung sinkt die Spannung von u_{Gap} der ersten Zündung $u_{Gap,zünd}$ auf deutlich kleinere Werte als im Einfachzündbereich. Deutet man dieses lokale Maximum der Spannung u_{Gap} als Zündspannung, wie z.B. (Stockwald 1991; Kling 1997), so ergibt sich beim Übergang vom Einfach- in den Mehrfachzündbereich ein Widerspruch zwischen der experimentell erfassten Größe u_{Gap} und ihrer physikalischen Entsprechung. Entspräche u_{Gap} der Zündspannung, so würde dies eine Abhängigkeit der Zündung vom zeitlichen Verlauf der Anregungsspannung bedeuten, was

physikalisch nicht erklärbar ist, da die Lebensdauer der beteiligten elektronischen Niveaus deutlich kürzer als die Periodendauer der Anregung ist.

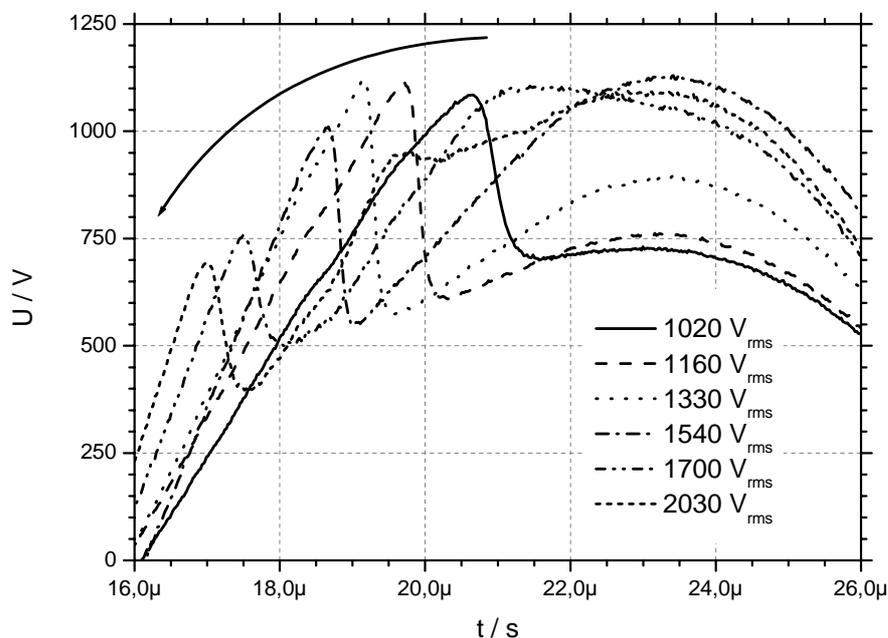


Bild 8.9 Verlauf der Spannung über dem Gasraum u_{Gap} bei veränderlicher äußerer Lampenspannung u_{Lampe} .

Neben diesem widersprüchlichen Absinken der ersten Zündspannung ergibt sich ein weiterer Widerspruch im Bereich des zweiten Zündzeitpunktes. Entsprechend der Verlauf von u_{Gap} der realen Feldverteilung im Gasraum, so wäre im Mehrfachzündbereich die Zündspannung der zweiten Zündung deutlich größer als die der Ersten. Dies ist Bild 8.9 am Verlauf der Spannung $u_{Lampe} = 2030 V_{rms}$ gut zu erkennen. Erwartet wird aber eine deutlich kleinere Spannung, da bei der zweiten Zündung, bedingt durch die kurze Zeitspanne zwischen erster und zweiter Zündung, die Raumladungsdichte zu Beginn der zweiten deutlich größer als der bei ersten ist. Man kann bei der zweiten Zündung somit von einer deutlich größeren Startelektrorendichte ausgehen, was einen deutlich abgesenkten Zündspannungsbedarf erwarten lässt, da dies dem Fall einer Vorionisierung entspricht. Aus experimentellen Untersuchungen zum Zündverhalten von Entladungen mit Vorionisierung ist bekannt, dass deren Zündspannungsbedarf deutlich unter der von unbeeinflussten Entladungen liegt.

Ursache dieser Widersprüche sind die auf den Barrieren befindlichen Raumladungen, welche das angelegte elektrische Feld u_{Gap} verzerren. Der Einfluss dieser Ladungen auf die Feldverteilung im Gasraum wird mit Hilfe des Modells mit Ladungsbeschreibung durch die Größe

u_{Charge} quantitativ bestimmbar. Beispielhaft ist die Aufteilung der Spannung u_{Gap} aus Bild 8.9 anhand des elektrischen Modells mit Ladungsbeschreibung in die beiden Teilspannungen u_{Excite} und u_{Charge} .

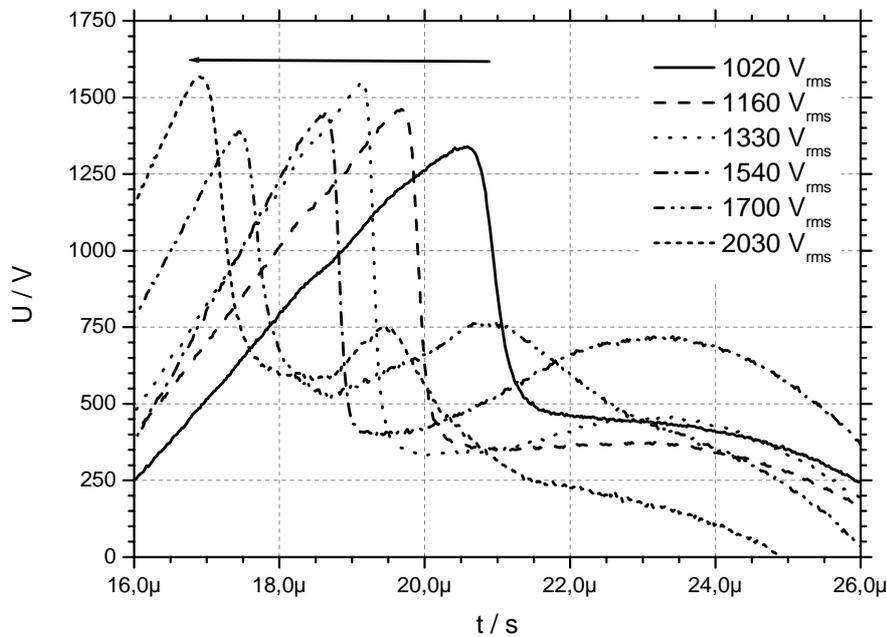


Bild 8.10 Verlauf der inneren Spannung u_{Excite} bei veränderlicher Scheitelspannung u_{Lampe}

Betrachtet man in Bild 8.10 die Spannung u_{Excite} , welche das resultierende elektrische Feld im Gasraum beschreibt, so fällt auf, dass deren Scheitelwert unabhängig von der äußeren Spannung u_{Lampe} ist. Schwankungen des Scheitelwertes in Abhängigkeit der Lampenspannung u_{Lampe} werden hier auf das Verhalten des Betriebsgerätes zurückgeführt. Dieses verhält sich im Zeitbereich des Schaltvorgangs der Vollbrücke kurzzeitig als Spannungsquelle, was durch die Kapazitäten parallel zu den Schaltern zur Schaltentlastung bedingt ist.

Erfolgt die Definition des Zündzeitpunktes nicht anhand der Spannung u_{Gap} , sondern, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, mit Hilfe der Größe i_{plasma} , so befindet sich der über den Strom definierte Zündzeitpunkt $t_{Zünd}$ vor dem Zeitpunkt des lokalen Maximums von u_{Gap} und u_{Excite} . Die Zündung hängt von der Größe des effektiv anregenden elektrischen Feldes ab, welches als u_{Excite} beschrieben werden kann. Die so definierte Zündspannung $u_{Zünd} = u_{Excite}(t_{Zünd})$ liefert eine von der Vorgeschichte der Entladung unabhängige Größe als Zündspannung $u_{Zünd}$. In Tabelle 8.2 sind der Wert des lokalen Maximums von u_{Gap} und der hier verwendeten Definition der Zündspannung $u_{Zünd}$ miteinander verglichen.

Tabelle 8.2 Zündspannung bei sinusförmiger Anregung.

$u_{Lampe,eff}$	Zündungen	$u_{Gap} (t_{Zünd})$	$u_{Excite} (t_{Zünd})$
1020 V _{rms}	1	1090 V	1230 V
1160 V _{rms}	1	1120 V	1430 V
1330 V _{rms}	1	1130 V	1520 V ⁱ
1540 V _{rms}	1	1010 V	1390 V ⁱ
1700 V _{rms}	2	753 V	1270 V ⁱ
2030 V _{rms}	2	686V	1360 V

In der Tail-Strom-Phase entspricht die Spannung u_{Excite} der Unterhaltsspannung der Entladung. Diese setzt sich im Wesentlichen aus den Spannungen der positiven Säule und des Kathodenfalls zusammen. Der Spannungsabfall der positiven Säule kann bei der kleinen Schlagweite von 2 mm gegenüber der Kathodenfallspannung vernachlässigt werden, so dass der minimale Wert von u_{Excite} von rund 355 V sich in der Größenordnung der Kathodenfallspannung bewegt. Der minimale Wert der Unterhaltsspannung u_{Excite} wird erreicht, wenn die anregende Spannung u_{Lampe} so gewählt ist, dass nur eine Zündung pro Halbperiode stattfindet und der Stromfluss i_{Plasma} so lange vorhanden ist, dass sich die Entladung voll ausbilden kann. Dies ist hier bei einer effektiven Lampenspannung von rund 1160 V_{rms} der Fall.

Den zeitlichen Verlauf der Spannung u_{Charge} zeigt Bild 8.11. Man erkennt deutlich die Afterglowphase anhand des zeitlich konstanten Verlaufs, da sich die Raumladungsdichte aufgrund der langsamen Rekombination in diesem Zeitbereich nur unwesentlich ändert. Ebenfalls zu erkennen ist, dass mit steigender Spannung u_{Lampe} der stationäre Wert von u_{Charge} der Afterglowphase betragsmäßig zunimmt. Beachtet man das zugrunde liegende elektrische Modell, so bedeutet eine Zunahme dieses Wertes eine höhere Restladungsdichte zwischen den Entladungspulsen. Diese Steigerung der Restladungsdichte mit steigender Spannung u_{Lampe} ist dafür verantwortlich, dass die Zündung der Entladung bei geringeren Scheitelspannungen von u_{Gap} stattfindet. Dies zeigt deutlich, dass die Definition der dynamischen Zündspannung nach (Kling 1997) unzureichend ist, da sie neben den Gasparametern auch von der elektrischen Anregung abhängt, was physikalisch nicht erklärbar ist.

Wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, wird die Zündung der Entladung durch die Aufladung der Barrieren unterstützt. Die Stärke der Aufladung kann anhand des stationären Endwertes von u_{Charge} ermittelt werden. Die Unterstützung ist möglich, da die Polaritäten von

ⁱ Der exakte Zündzeitpunkt ist aufgrund des Verhaltens des Betriebsgerätes nicht exakt definierbar, was zu einer Vergrößerung des Unsicherheitsintervalls führt.

u_{Excite} und u_{Charge} vor dem ersten Puls gegensätzlich sind. Diese stationäre Spannung u_{Charge} wird innerhalb der Entladungsphase durch die Generation von Ladungsträgern abgebaut. Im Mehrfachzündbereich ist in der zweiten Zündung die Polarität von u_{Charge} und u_{Excite} gleich, so dass hier keine Unterstützung durch die Raumladungen stattfinden kann.

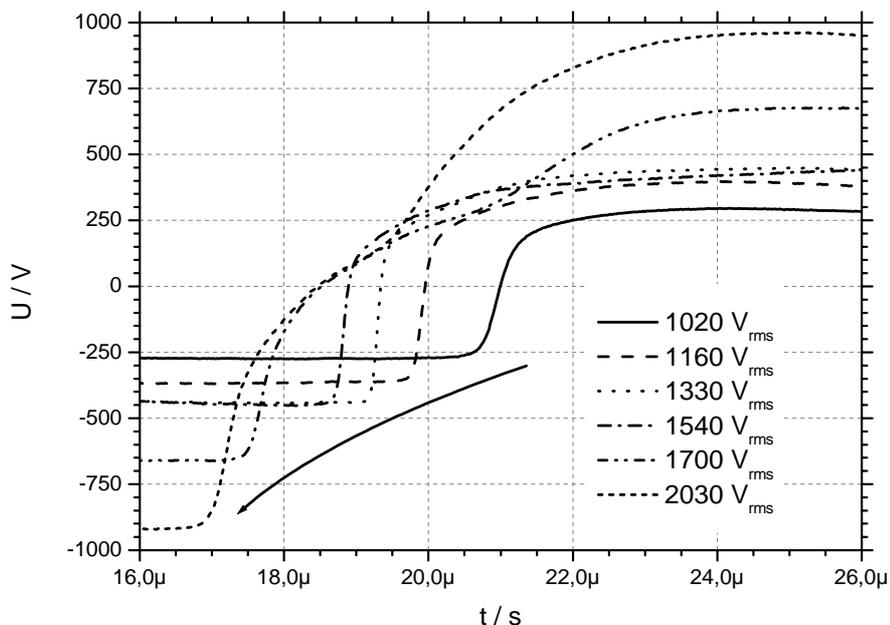


Bild 8.11 Verlauf der inneren Spannung u_{Charge} bei veränderlicher Scheitelspannung u_{Lampe}

Voraussetzung für eine Mehrfachzündung ist ein Ladungsumsatz q_{Plasma} , der ausreicht, die Unterhaltsspannung u_{Excite} so weit abzusenken, dass diese in den Bereich der minimalen Unterhaltsspannung gelangt. Ist die Umladung vollständig erfolgt, so führt der weiterhin durch i_{Lampe} eingeprägte Plasmastrom i_{Plasma} wieder zum Aufbau der Spannung u_{Excite} , bis eine zweite Zündung erreicht wird. Im Zeitbereich zwischen den beiden Zündungen erlischt die Entladung nicht vollständig, sondern wird, wie in der Tail-Strom-Phase des Einfachzündbereichs, vom Plasmastrom i_{Plasma} unterhalten, was daran zu erkennen ist, dass die Spannung u_{Excite} nicht auf ihren minimalen Wert absinkt.

Die Dauer des Entladungspulses hängt vom Strom des Betriebsgerätes ab. Mit steigender Lampenspannung u_{Lampe} und somit steigender Stromdichte i_{Lampe} verkürzt sich im Einfachzündbereich die Entladungsphase, was anhand des zunehmenden Spitzenwertes des Plasmastroms i_{Plasma} , in Bild 8.12 erkennbar ist.

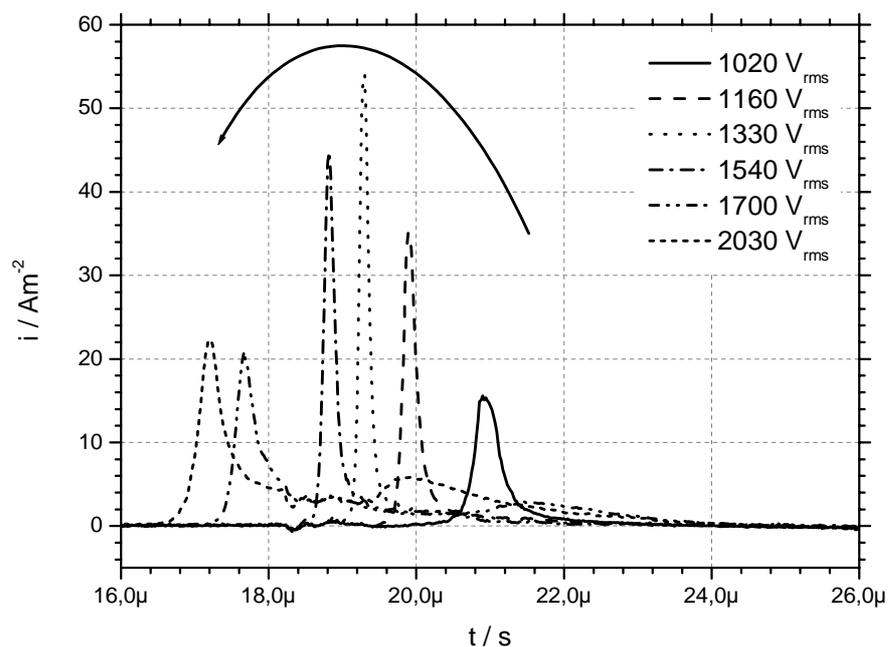


Bild 8.12 Verlauf des Plasmastroms i_{Plasma} bei veränderlicher Scheitelspannung u_{Lampe}

Grund hierfür ist das Funktionsprinzip des LC-Schwingkreises des Betriebsgerätes. Verlagert sich der Zündzeitpunkt relativ zur äußeren Lampenspannung in Richtung des Nulldurchgangs der Spannung u_{Lampe} , so wird der äußere Strom i_{Lampe} im Zündzeitpunkt größer, da aufgrund der Kapazität der Lampe zwischen i_{Lampe} und u_{Lampe} eine Phasenverschiebung von rund 90° vorliegt.

Auffällig ist die Verlagerung des Zündzeitpunktes mit steigender Lampenspannung u_{Lampe} in Richtung Spannungsnulldurchgang von u_{Lampe} . Bei Annahme einer konstanten Zündspannung $u_{\text{Zünd}}$ und Betriebsfrequenz f_b ist dies verständlich, da diese mit steigender Lampenspannung schneller erreicht wird. Steigert man die Spannung u_{Lampe} über die Schwelle zwischen Einfach- und Zweifachzündbereich hinaus, so verlagert sich der Zündzeitpunkt weiter Richtung Strommaximum von i_{Lampe} und sogar darüber hinaus.

Die Verkürzung der Phase zwischen Kommutierung des Stroms i_{Lampe} , also dem Ende des letzten Pulse und der nächsten Zündphase, bewirkt eine Verlängerung der Tail-Strom-Phase. Aus dem Kapitel 8.1.1 ist bekannt, dass in dieser Phase der Plasmastrom das Filament unterhält, das physikalisch einer Bogenentladung entspricht. Da die Bogenentladung aufgrund ihrer hohen Stromdichte im Filament weniger effizient als die Entladung der Pulsphase ist, erklärt dies die Abnahme der Effizienz steigender Anregungsspannung u_{Lampe} bei sinusförmiger Anregung.

Der zeitliche Verlauf der Momentanleistung p_{Excite} und p_{Charge} ist beispielhaft für die höchste Lampenspannung von 2030 Vrms in Bild 8.13 gezeigt. Zum Vergleich der Korrelation zwischen der elektrischen Leistungseinkopplung und optischem Output ist der Verlauf des Signals eines Photomultipliers mit einem Bandpass im NIR-Bereich um 830 nm gezeigt. Dieses Signal zeigt den relativen Output der Entladung anhand der beiden optischen Linien bei 823 nm und 828 nm.

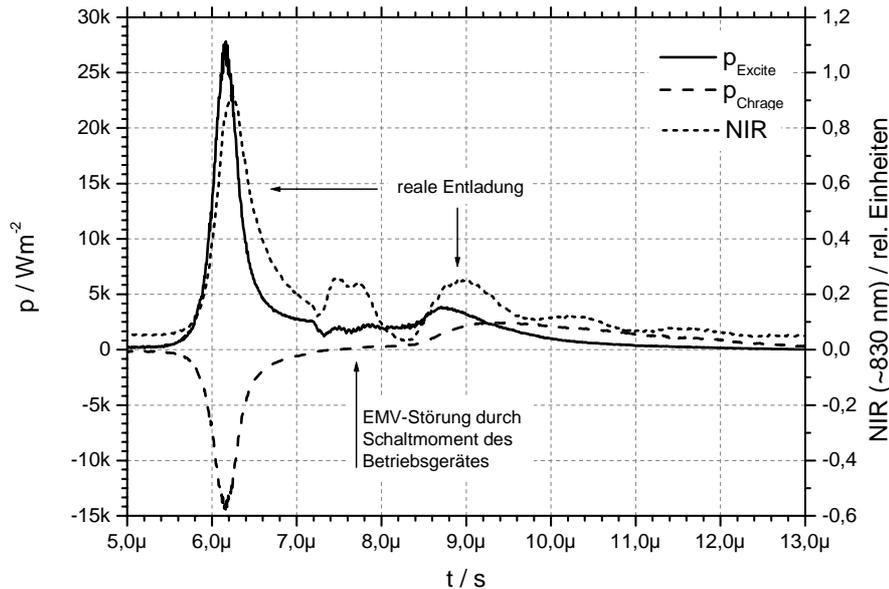


Bild 8.13 Aufteilung der Momentanleistung p_{Gap} in p_{Excite} und p_{Charge} nach dem Modell mit Ladungsbeschreibung im 2-fach-Zündbereich. Zum Vergleich ist das relative optische Signal der Entladung um 830 nm gezeigt.

Auffällig ist die gute Korrelation zwischen der um alle kapazitiven Komponenten befreiten Momentanleistung p_{Excite} und dem optischen Signal im NIR. Beim relativen Vergleich ergibt sich ein Widerspruch zwischen dem optischen Signal, in dem drei Entladungen erkennbar sind und dem elektrischen Signal p_{Excite} mit nur zwei Entladungen. Die zusätzlich im optischen Signal vorhandene Zündung lässt sich erklären, wenn man beachtet, dass dieses Signal zeitlich exakt mit dem Schaltmoment des Betriebsgerätes korreliert. Dies lässt vermuten, dass es sich beim mittleren Puls im optischen Signal um eine Störung der Messung handelt, da der Photomultiplier nicht ausreichend gegen die elektromagnetischen Störungen des Aufbaus geschirmt war.

Beim Vergleich der beiden Momentanleistungen p_{Excite} und p_{Charge} fällt auf, dass die Polarität der beiden Leistungen während des ersten Pulses gegensätzlich sind, hingegen bei der zweiten Zündung beide die gleiche Polarität besitzen. Deutet man die physikalische Entsprechung, so

unterstützen die auf den Barrieren befindlichen Raumladungen während des ersten Pulses die Bereitstellung der Leistung p_{Excite} . Während des zweiten Pulses wird die aufgebrachte Leistung p_{Gap} hingegen auf die beiden Komponenten p_{Excite} und p_{Charge} aufgeteilt.

Hilfreich für das Verständnis des Entladungsverlaufs ist die Kenntnis des zeitlich veränderlichen spezifischen Leitwertes G_{Excite} . Exemplarisch ist in Bild 8.14 der spezifische Leitwert G_{Excite} des Verlaufs aus Bild 4.6 in Abhängigkeit der Spannung des effektiven elektrischen Feldes u_{Excite} gezeigt.

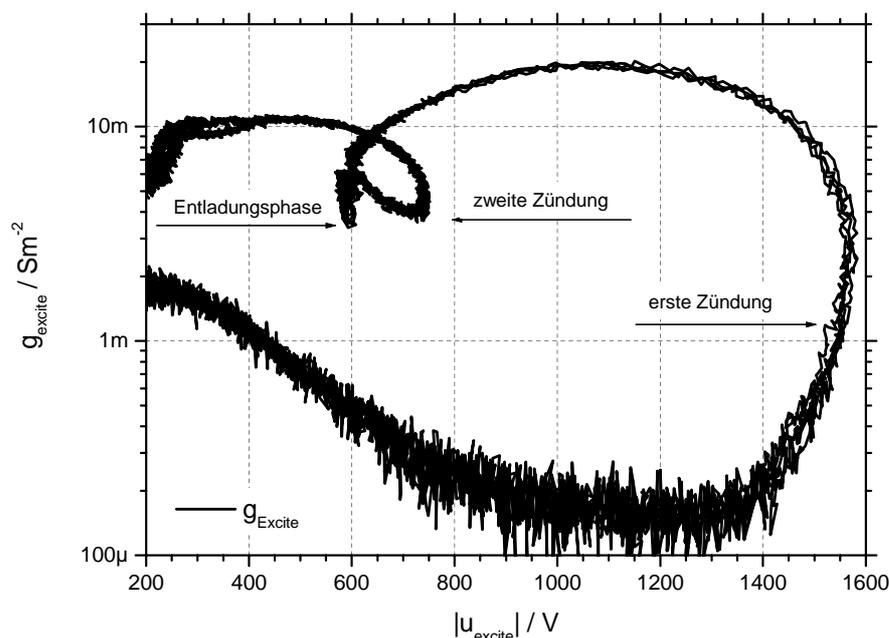


Bild 8.14 Spezifischer Leitwert der Plasmainpedanz Z_{Excite} in Abhängigkeit der Feldspannung u_{Excite} für den Zweifachzündbereich bei sinusförmiger Anregung.

Im Verlauf des spezifischen Leitwertes G_{Excite} erkennt man bei rund 1500 V und 750 V deutlich die beiden Zündungen. Gut zu erkennen ist die Entladungsphase zwischen den beiden Zündungen bei einer Unterhaltsspannung von $u_{Excite} \approx 600$ V. Anhand des spezifischen Leitwertes, welcher während der Übergangsphase nicht unter 4 mS/m² absinkt lässt sich sehr gut erkennen, dass in dieser Phase die Entladung nicht vollständig erlischt, sondern vom Strom i_{plasma} unterhalten wird.

8.2 Unipolarer Pulsbetrieb

Schwerpunkt bisheriger Untersuchungen wie (Mildren *et al.* 2001; Beleznai *et al.* 2006) zum Pulsbetrieb von Xe-DBE lag auf der Erzeugung möglichst kurzer Pulse mit hohen Spitzen-

spannungen. Diese sind für große Lampen, wie in der Lichtwerbung oder Beleuchtung gefordert, aufgrund der großen Lampenkapazität und den damit verbunden hohen Strömen nur schwer zu erzeugen. Die hier exemplarisch untersuchten unipolaren Pulse werden mit dem in Kapitel 6.1.3 beschriebenen Pulsgenerator erzeugt, der vom Verhalten her einer Pulsstromquelle entspricht und somit auch größere Kapazitäten treiben kann.

8.2.1 Innere elektrische Größen

Bild 8.15 zeigt den Verlauf der Lampenspannung u_{Lampe} des exemplarisch untersuchten Pulses bei einer Frequenz von 30 kHz für zwei volle Anregungsperioden.

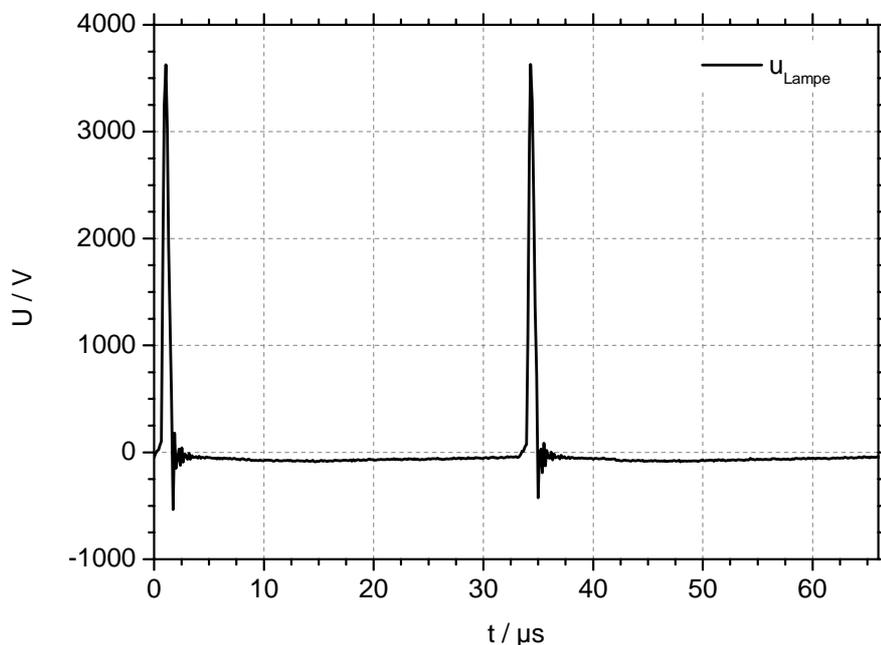


Bild 8.15 Zeitlicher Verlauf der Spannungen u_{Lampe} bei unipolarer Anregung. Gezeigt sind zwei volle Perioden bei einer Anregungsfrequenz von $f = 30$ kHz.

Betrachtet man nur die Phase der Leistungseinkopplung, so ergibt sich mit einer Pulsbreite von $1 \mu\text{s}$ ein Tastverhältnis von 3 %, oder, andersrum betrachtet, findet während 97 % der Periodendauer aus elektrischer Sicht keine Anregung statt. Dieses sehr kleine Tastverhältnis führt trotz der hohen Scheitelspannung von 3650 V zu einem Effektivwert u_{Lampe} von nur 413 V_{rms} , was gegenüber der sinusförmigen Anregung gleicher Leistungsdichte eine Reduzierung um den Faktor 3 entspricht. Zur besseren Übersicht ist in Bild 8.16 der Zeitbereich des Pulses für die aus der Messung ermittelten Spannungen u_{Lampe} , u_{Gap} und $u_{Barriere}$ vergrößert dargestellt.

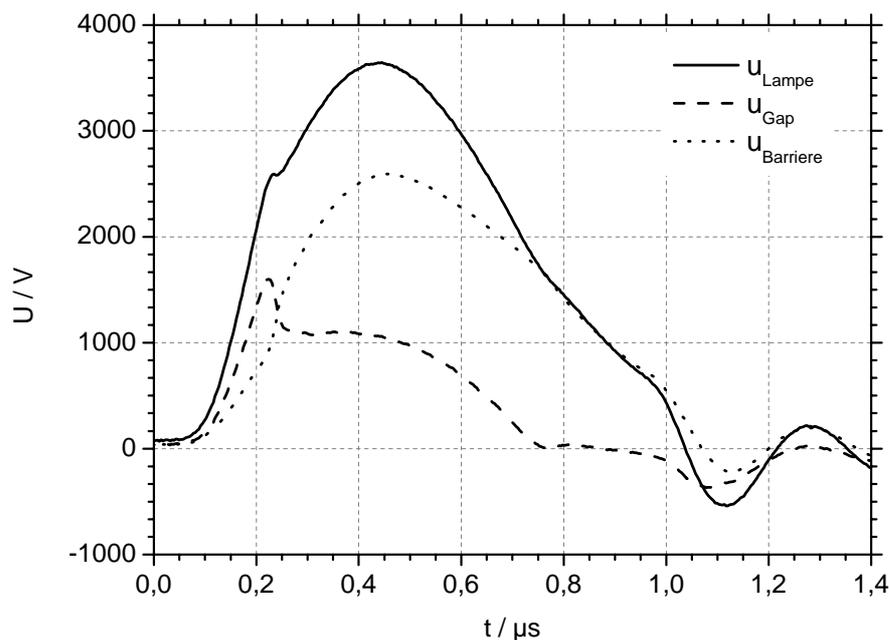


Bild 8.16 Zeitlicher Verlauf der gemessenen Spannungen u_{Lampe} , u_{Gap} und u_{Barriere} bei unipolarer Anregung im Bereich des Pulses.

Die erste Zündung ist in der Spannung u_{Gap} bei rund 200 ns anhand des Spannungseinbruchs gut zu erkennen. Im Vergleich zur sinusförmigen Anregung fällt auf, dass die Spannung u_{Gap} hier deutlich kleiner als die Spannung u_{Lampe} ist. Dies lässt vermuten, dass es bei pulsformiger Anregung mit spannungslosen Pausen zu keiner Verzerrung des Feldes durch Raumladungen des letzten Pulses kommt.

Im weiteren Verlauf von u_{Gap} sind zwei Abweichungen vom resonanten Verlauf bei rund 700 ns und $1 \mu\text{s}$ zu erkennen. Diese Abweichungen lassen zwei weitere Zündungen vermuten, die im Spannungsverlauf von u_{Lampe} nicht zu erkennen sind. In dem Schaltmoment des Betriebsgerätes bei rund $1 \mu\text{s}$ wird die Lampe über einen Schalter kurzgeschlossen. Da zwischen dem Schalter und der Lampe sich ein Transformator befindet, wird die Lampenspannung hier nicht direkt auf Null geklemmt, sondern schwingt innerhalb weniger μs aus. Die Abweichung bei 800 ns korreliert nicht wie die Abweichung bei rund $1 \mu\text{s}$ mit einem Schaltmoment des Betriebsgerätes, sie ist somit nicht vom Betriebsgerät initiiert.

Die zum Spannungsverlauf u_{Lampe} und u_{Gap} korrelierenden Stromverläufe i_{Lampe} , i_{Gap} und i_{Plasma} zeigt Bild 8.17. Der Stromverlauf i_{Plasma} deutet, wie die Spannung u_{Gap} , auf drei Entladungen innerhalb des Pulses hin, wobei die mittlere recht schwach ausgeprägt ist. Da die pulsformige Entladung bei 800 ns innerhalb eines kurzen Zeitfensters von unter $3 \mu\text{s}$ in der

fallenden Flanke der Spannung u_{Lampe} stattfindet, wird hier von einer Rückzündung gesprochen. (Trampert et al. 2005).

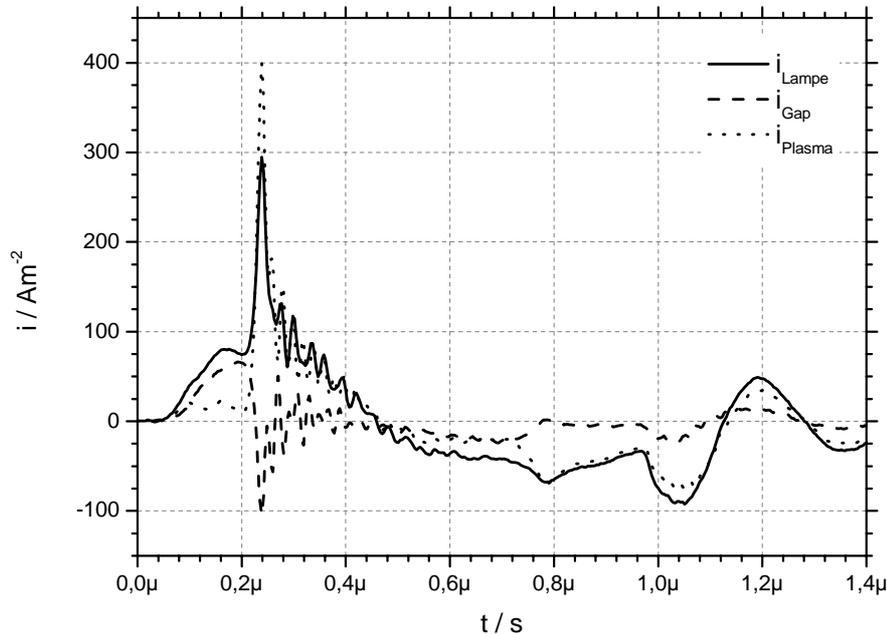


Bild 8.17 Zeitlicher Verlauf der gemessenen Ströme bei unipolarer Anregung. Gezeigt ist nur der Ausschnitt des Pulses.

Bedingt durch die pulsartige Anregung kommt es innerhalb des Plasmas zu einer internen Feldüberhöhung, weshalb die Entladung sich in weitaus kürzeren Zeitfenstern als bei der sinusförmigen Anregung abspielt (Pflumm 2003; Bogdanov *et al.* 2004). Im Vergleich zur sinusförmigen Anregung ist die Entladungsphase bei der pulsartigen Anregung um einen Faktor 10 kürzer, was, bedingt durch den etwa vergleichbaren Ladungsumsatz, zu einem ebenfalls um Faktor zehn größeren Spitzenstrom $i_{Plasma,max}$ führt.

Die hohen Stromdichten von über 300 A/m^2 innerhalb eines Zeitfensters von rund 20 ns bilden eine impulsartige Anregung mit deutlichen Frequenzanteilen von über 50 MHz, die zu Schwingungen des Messsystems führen. Diese Schwingungen, welche vor allen nach dem ersten Puls auftreten, klingen innerhalb von rund 300 ns wieder ab und verfälschen daher die Messung des zweiten und dritten Pulses nicht wesentlich.

Die Verläufe der Momentanleistungen p_{Lampe} , p_{Gap} und p_{Plasma} zeigt das folgende Bild 8.18, welches Aufschluss über die zeitlichen Vorgänge im Plasma liefert. Erst in der Leistungsbeurteilung von p_{Plasma} fällt der explosive Charakter der ersten Entladung eindeutig auf. Der

Spitzenwert $p_{Plasma,max}$ ist um Faktor 60 größer als bei Sinusanregung und kann bei schnellen Pulsen Spitzenwerte von über 1 MW/m² erreichen.

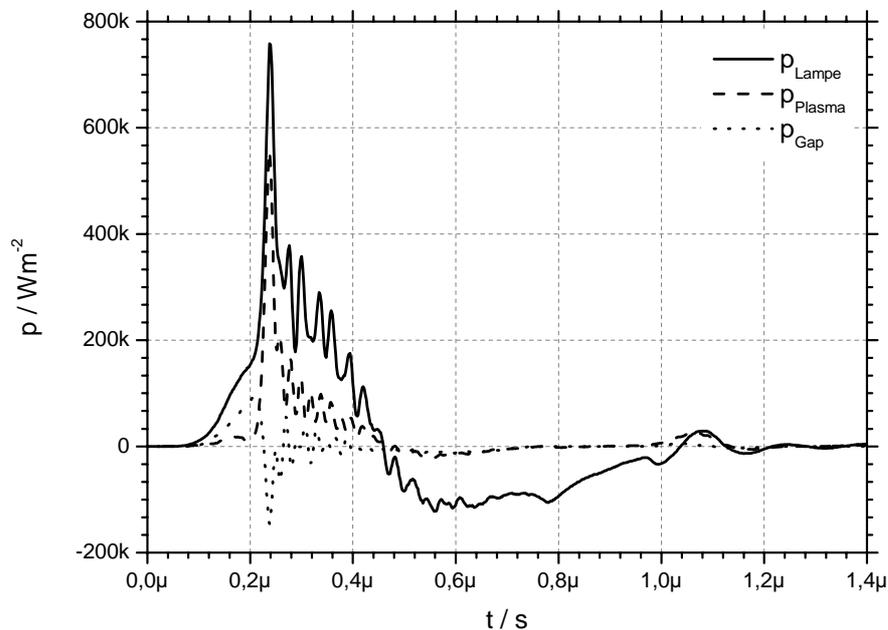


Bild 8.18 Zeitlicher Verlauf der Momentanleistung bei unipolarer Pulsanregung

Die anhand des Verlaufs von p_{Lampe} und i_{Plasma} vermutete Rückzündung ist erstaunlicherweise im Verlauf der Leistung p_{Plasma} nicht zu erkennen. Elektrotechnisch ist dies verständlich, da hier die Spannung u_{Gap} verschwindet. Der Widerspruch zwischen p_{Lampe} und p_{Plasma} kann durch die Aufspaltung von u_{Gap} mit Hilfe des Modells mit Ladungsbeschreibung in die beiden Teilspannungen u_{Excite} und u_{Charge} gelöst werden.

Der Verlauf von u_{Excite} des Modells lässt, wie in Bild 8.19 zu erkennen, mindestens zwei Entladungen bei rund 200 ns und 750 ns vermuten. Gut zu erkennen ist der Einfluss der Raumladungen u_{Charge} auf die Entladung. Bei dem hier gezeigten Puls ergibt sich die zweite Zündung bei 700 ns alleine aus dem Feld der Raumladungen u_{Charge} , da zu diesem Zeitpunkt der gesamte Gasraum nach außen feldfrei erscheint. Hingegen bildet die Raumladung u_{Charge} in diesem Moment ein resultierendes Feld u_{Excite} , das für eine zweite Ionisierung ausreicht.

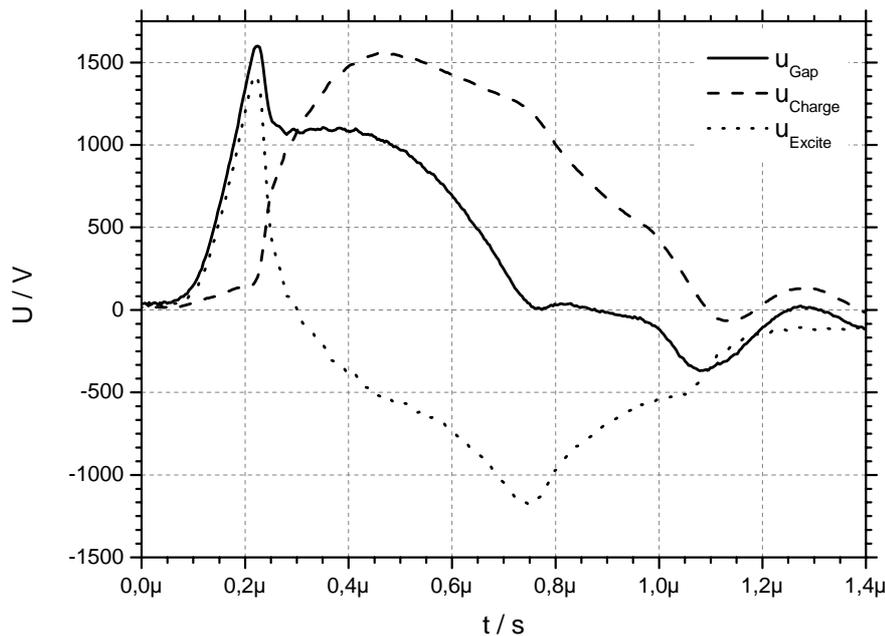


Bild 8.19 Verlauf der Spannungen einer DBE bei unipolarer Anregung und Anwendung des Modells mit Ladungsbetrachtung zur Berechnung von u_{Charge} und u_{excite}

Die aus der Sinusentladung bekannte Afterglowphase, bei der die Spannung u_{Charge} konstant ist, kommt bei dieser pulsformigen Anregung nicht vor, was einen stetigen Stromfluss i_{Plasma} bedeutet. Im Umkehrschluss bedeutet dies wiederum ein während der Pulsphase nicht verlöschendes Plasma, was mit Hilfe der Kurzzaufnahmen auch bestätigt werden kann. Von Bedeutung ist die Tatsache, dass die Spannung u_{Charge} zu Beginn als auch zum Ende des Pulses fast vollständig verschwindet. Dies bedeutet, dass alle während der Entladung in den Gasraum eingebrachte Ladungen innerhalb der Rückzündung gelöscht werden. Dies lässt vermuten, dass bei einer gezielten Rückzündung die Zeit zur Relaxation der vorhandenen Raumladungen drastisch reduziert werden kann. Somit wäre eine Erhöhung der Betriebsfrequenz ohne große Effizienzeinbußen möglich.

Die Zündspannung der ersten Zündung $u_{Excite}(t_{Zünd})$ ist mit der der sinusförmigen Anregung vergleichbar, wenn die Parameter der Lampe, wie z.B. Fülldruck und Schlagweite, gleich sind. Dieses Verhalten in Kombination mit dem Verschwinden der Raumladungen u_{Charge} in der Afterglowphase bei pulsformigen Anregung mit Rückzündung liefert die Begründung für den gegenüber sinusförmiger Anregung doppelt so hohen Spannungsbedarf von u_{Lampe} zur Zündung der Lampe

Mit den aus dem Modell errechneten Spannungen u_{Excite} und u_{Charge} kann die Leistung p_{Plasma} in die beiden Komponenten p_{Excite} und p_{Charge} aufgeteilt werden. In Bild 8.20 zeigen sich die

vermuteten drei Entladungen bei 250 ns, 700 ns und 1000 ns als lokale Maxima im zeitlichen Verlauf der Leistung p_{Excite} wieder. Da u_{Charge} zu Beginn des Pulses gleich Null ist, kann keine Leistung aus der Kapazität der Raumladungen C_{Charge} geliefert werden. Dies hat zur Folge, dass zu Beginn des Pulses die Polarität von p_{Charge} , p_{Excite} und p_{Plasma} gleich ist. In den beiden Rückzündungen ist die Polarität der Leistung p_{Charge} und p_{Excite} gegensätzlich. Aus elektrotechnischer Sicht wird die Rückzündung somit aus der Energie des elektrischen Feldes der Raumladungen des ersten Pulses gespeist.

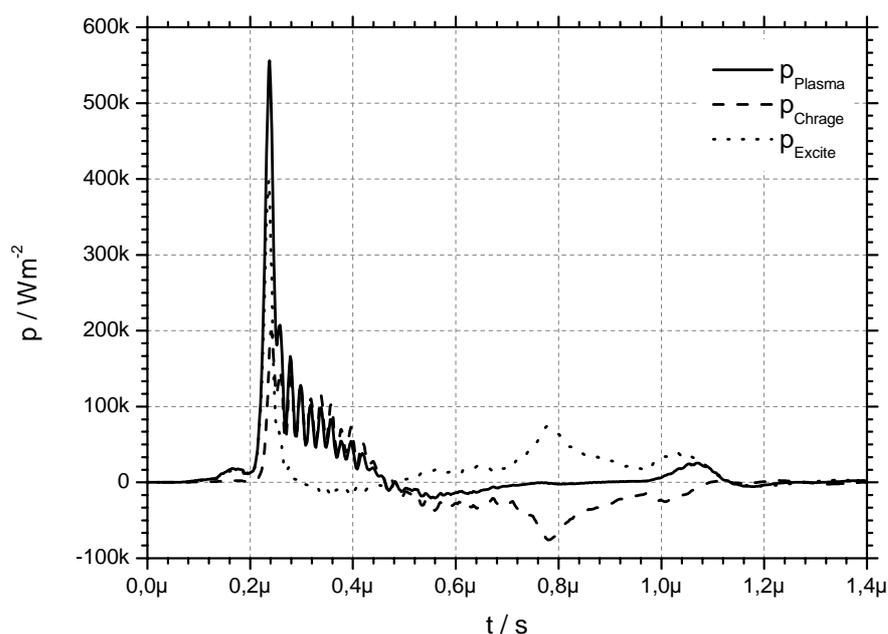


Bild 8.20 Aufteilung der Momentanleistung p_{Plasma} in die Blindleistung des Ladungstransportes p_{Charge} und der Momentanleistung der Anregung p_{Excite} .

Der im Vergleich zur ersten Zündung langsamere Verlauf der Rückzündung basiert auf der Tatsache, dass beide Rückzündungen vom eingepprägten Strom des Betriebsgerätes unterhalten werden, da das Feld des Gasraums u_{Gap} keine Energie liefern kann. Die Geschwindigkeit der Entladungsbildung der Rückzündung hängt somit vom Strom i_{Lampe} und nicht von der Entwicklungsgeschwindigkeit des Plasmas ab. Bedingt durch das Schaltungskonzept des Betriebsgerätes hängt der während der Rückzündung lieferbare Strom i_{Lampe} von der Lampenspannung u_{Lampe} im Zündmoment ab. Der Einfluss der Spannung u_{Lampe} zu diesem Zeitpunkt wird im folgenden Kapitel 8.2.2 näher betrachtet.

Zur Überprüfung der Korrelation zwischen dem elektrischen Input und dem optischen Output der DBE zeigt Bild 8.21 das relative optische Signal der beiden NIR-Linien 823 nm und 828 nm im Vergleich zur relativen Leistung p_{Excite} des Plasmas.

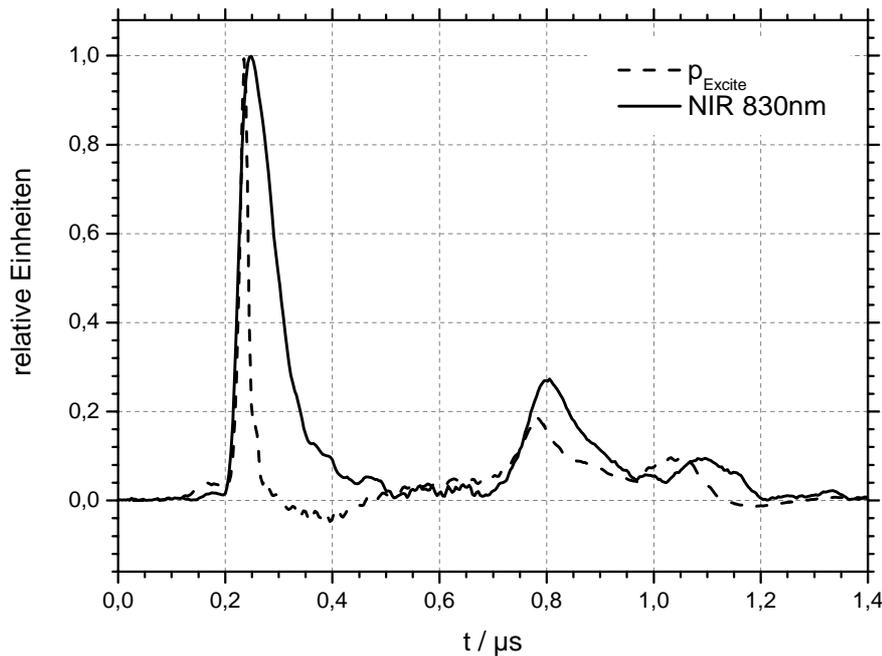


Bild 8.21 Vergleich des zeitlichen Verlaufs von p_{Excite} und dem Signal des Photomultipliers im NIR.

Wie bei der sinusförmigen Anregung zeigt sich eine sehr gute Korrelation zwischen dem optischen Output der NIR-Linien und der elektrischen Leistungseinkopplung p_{Excite} . Die zeitliche sowie qualitative Übereinstimmung der beiden zeitlichen Verläufe ist erstaunlich eindeutig. Dieser Vergleich beweist, dass die Leistung p_{Excite} die effektive Wirkleistungseinkopplung ins Plasma besonders gut beschreibt. Anhand des Vergleichs zwischen elektrischem Input und optischen Output können die aus dem Verlauf der Spannungen vermuteten drei Zündungen bestätigt werden.

Vergleicht man anhand von Bild 8.3 die Zündspannung $u_{Excite}(t_{Zünd})$ der anhand von p_{Excite} und der im NIR-Bereich optisch identifizierten Zündzeitpunkten so fällt auf, dass diese im Verlauf des Pulses deutlich abnimmt. Hier zeigt sich nun ebenfalls der Einfluss der Raumladungsdichte, die in diesem Fall mit der Startelektronendichte der einzelnen Zündungen übereinstimmt. Wie physikalisch erwartet, sinkt der Zündspannungsbedarf u_{Excite} mit steigender Raumladungsdichte, d.h. steigender Spannung u_{Charge} wie in Tabelle 8.3 zu sehen.

Tabelle 8.3 Vergleich der Zündspannungen u_{Excite} während einer Pulsphase.

Zündung	Zeit / ns	u_{Gap} / V	u_{Excite} / V	u_{Charge} / V
1	220	1600	1430	170
2	750	30	- 1170	1140
3	1360	- 260	- 530	270

Bei dieser Betrachtung ist nur der Betrag der Spannung von Bedeutung. Einen entscheidenden Einfluss hat auch die Polaritätsfolge der Zündungen. Wechselt die Polarität zwischen der Zündung und Rückzündung, wie zwischen Puls 1 und 2, so ist der Einfluss der Vorionisierung durch den Polaritätswechsel geschwächt. Finden zwei aufeinander folgenden Zündungen in der selben Polarität statt, so reduziert sich der Spannungsbedarf von u_{Excite} deutlich. Voraussetzung hierfür ist, dass die Pulse unmittelbar aufeinander folgen, wie dies bei Puls 2 und 3 der Tabelle 8.3 oder im Mehrfachzündbereich bei sinusförmiger Anregung, wie in Kapitel 8.1.2 der Fall ist.

Bedingt durch die schnellen Vorgänge und die damit verbundenen Störungen des Messsystems ist die Unsicherheit der Bestimmung des spezifischen Leitwertes G_{Excite} besonders groß. Dies führt vor allem im Bereich des Afterglow zu Fehlaussagen des zeitlichen Verlaufs, da in diesem Bereich die Größen u_{Excite} und i_{Plasma} sehr klein sind, was zu unrealistisch großen oder sogar negativen Leitwerten führt. Während der Entladungsphase hingegen sind diese Größen ausreichend groß, so dass der qualitative Verlauf von G_{Excite} in diesem Zeitbereich sich in realistischen Größenordnungen bewegt. Das Bild 8.22 zeigt den Verlauf des Leitwertes der Plasmainpedanz Z_{Excite} in logarithmischer Skalierung.

Beim Vergleich des Leitwertes von sinusförmiger Anregung (Bild 8.8) mit dem der pulsförmigen Anregung fallen unter Vernachlässigung der Störungen der Afterglowphase deutliche Parallelen auf. In beiden Fällen zündet die Entladung bei einer Spannung u_{Excite} von rund 1400 V-1500 V. Der Unterschied von 100 V rührt vom leicht höheren Druck von 250 mbar bei der sinusförmigen Entladung her.

Unabhängig von der elektrischen Anregung steigt der Leitwert der Entladung um gut eine Größenordnung. Da bei der pulsförmigen Anregung die Entladungsdauer sich in der Größenordnung der elektronischen Vorgänge im Plasma bewegt, kommt es zu einer Verfälschung der Spannung u_{Excite} und u_{Charge} , da die Entladung nicht als eingeschwungen betrachtet werden kann. Bedingt durch die lange Afterglowphase ist die Zündspannung u_{Excite} ($t_{Zünd}$) mit der der sinusförmigen Anregung vergleichbar, da hier die Zeit zur vollständigen Trennung der Raumladungen hin zu den Barrieren ausreichend groß ist.

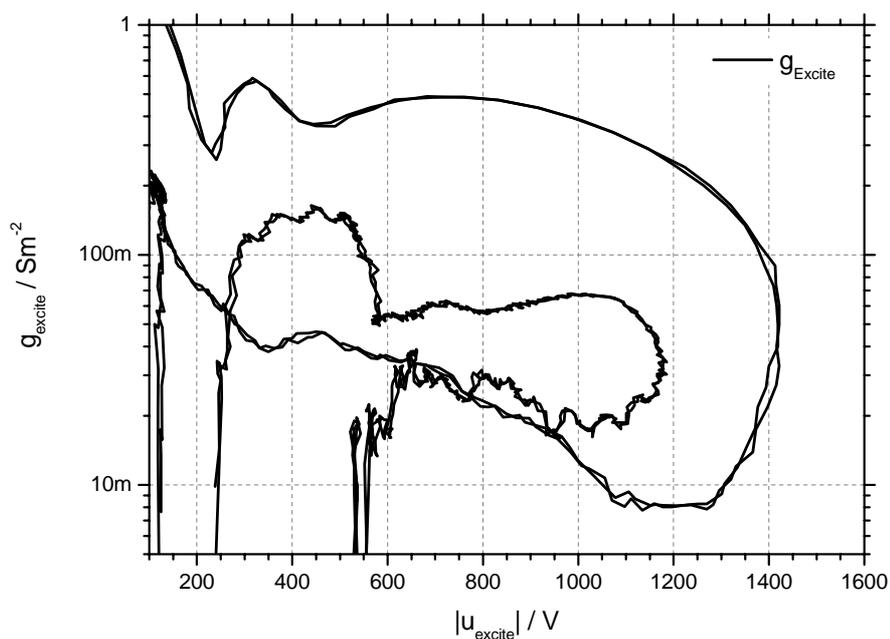


Bild 8.22 Spezifischer Leitwert der Plasmainpedanz Z_{Excite} als Funktion des Betrags der Spannung u_{Excite}

8.2.2 Einfluss der Pulsbreite

Zur Klärung des Einflusses der Rückzündung auf die Entladung wird die Länge des Anregungspulses zwischen 900 ns und 1200 ns in 100 ns Schritten bei sonst konstanten Parametern variiert. Bild 8.23 zeigt die äußere Spannung u_{Lampe} des Pulses bei Verkürzung der Pulsbreite. Der Verlauf der längsten Pulsbreite von 1200 ns entspricht dem Verlauf des vorhergehenden Kapitels 8.2.1.

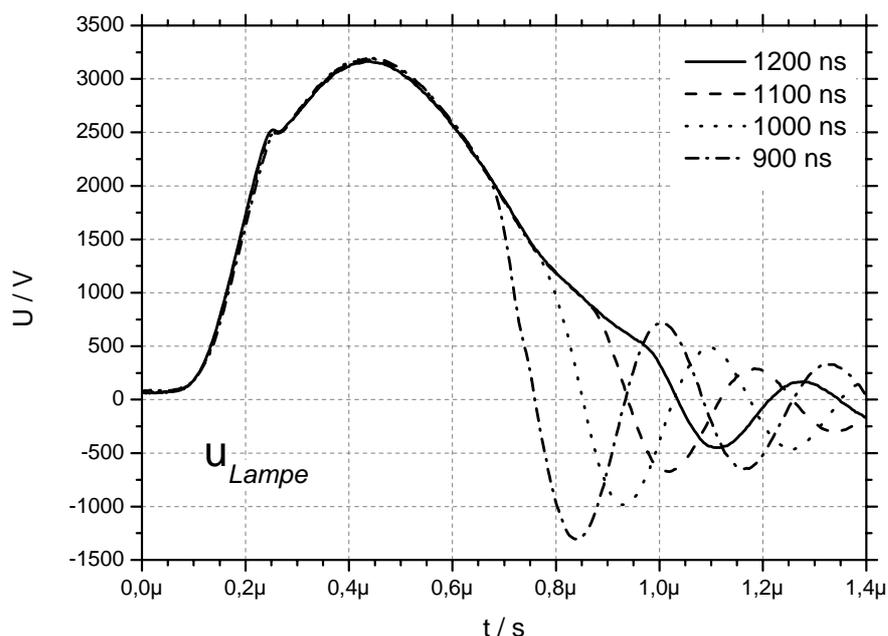


Bild 8.23 Verlauf der Spannung u_{Lampe} bei Verkürzung der Pulsdauer

Die Verkürzung des Pulses bewirkt ein „Anschneiden“ der fallenden Flanke von u_{Lampe} und somit eine Steigerung des Spannungshubs der Rückzündung. Mit Verstärkung der Rückzündung wird die ins Plasma eingekoppelte Wirkleistung gesteigert. Da das Betriebsgerät in der Afterglowphase spannungslos ist, wirkt sich die Verkürzung der Pulsbreite nicht auf den Spannungsverlauf zu Beginn des Pulses aus. Es kann somit der Einfluss der Rückzündung auf die Entladungseigenschaften unabhängig vom ersten Puls untersucht werden.

Den korrespondierenden Verlauf der Raumladungsdichte u_{Charge} bei Variation der Rückzündung zeigt das Bild 8.24. Die Verkürzung des Pulses führt zu einer Steigerung des Ladungsumsatzes in der fallenden Flanke, was anhand der Amplitude von u_{Charge} erkannt werden kann.

Während es bei der Pulsbreite von 1200 ns zu einer nahezu vollständigen Löschung der Ladungen kommt, d.h. u_{Charge} ist zum Ende des Pulses Null, führt die weitere Verkürzung der Pulsbreite zu einer deutlichen Ladungsgeneration gegensätzlicher Polarität zur ersten Zündung während der Rückzündung. Verstärkt sich die Rückzündung über die Löschung der Ladungsträger des ersten Pulses hinaus, wie dies bei Pulsbreiten von 1000 ns und weniger der Fall ist, so zeigt sich zu Beginn des Pulses eine deutliche Restladung des letzten Pulses. Dies kann anhand des Verlaufs von u_{Charge} zu Beginn des Pulses erkannt werden.

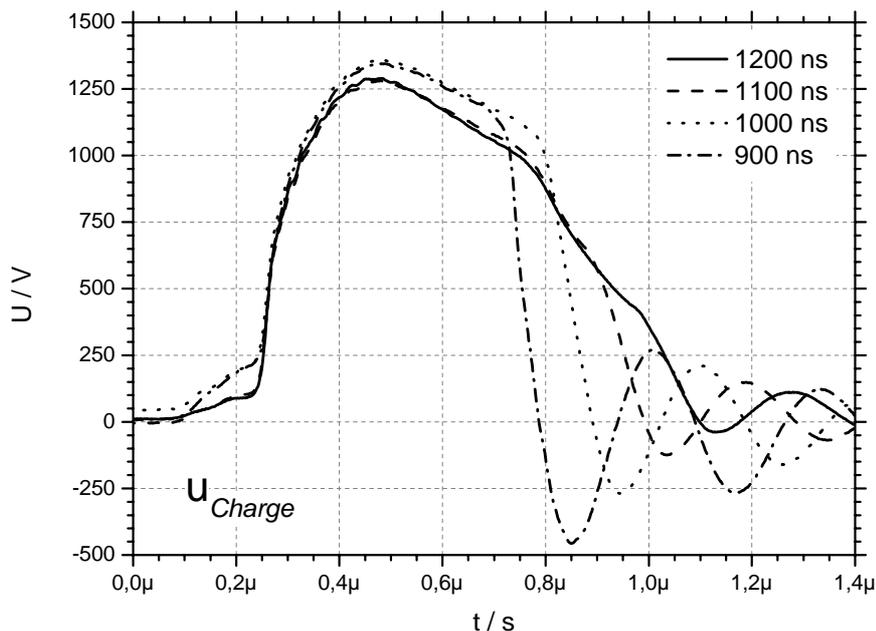


Bild 8.24 Verlauf der Spannung u_{Charge} bei Verkürzung der Pulsdauer

Unter einer Pulsbreite von 1000 ns verändert sich der Verlauf von u_{Charge} während der Aufbauphase sehr deutlich. Dieser Anstieg deutet darauf hin, dass bei starker Rückzündung Ladungsträger im Volumen vorhanden sind. Diese werden durch das Anlegen des in Bezug auf die Rückzündung gegensätzlichen Feldes aus dem Volumen abgezogen, bevor neue Ladungsträger durch die Zündung generiert werden.

Der zu u_{Charge} korrelierende Verlauf von u_{Excite} zeigt das folgende Bild 8.25. Vergleicht man den Verlauf von u_{Charge} mit dem von u_{Excite} , so stellt man fest, dass bei einer Pulslänge von 1200 ns und 1100 ns das Schaltmoment des Betriebsgerätes sich nach einem lokalen Maximum der Spannung u_{Excite} befindet.

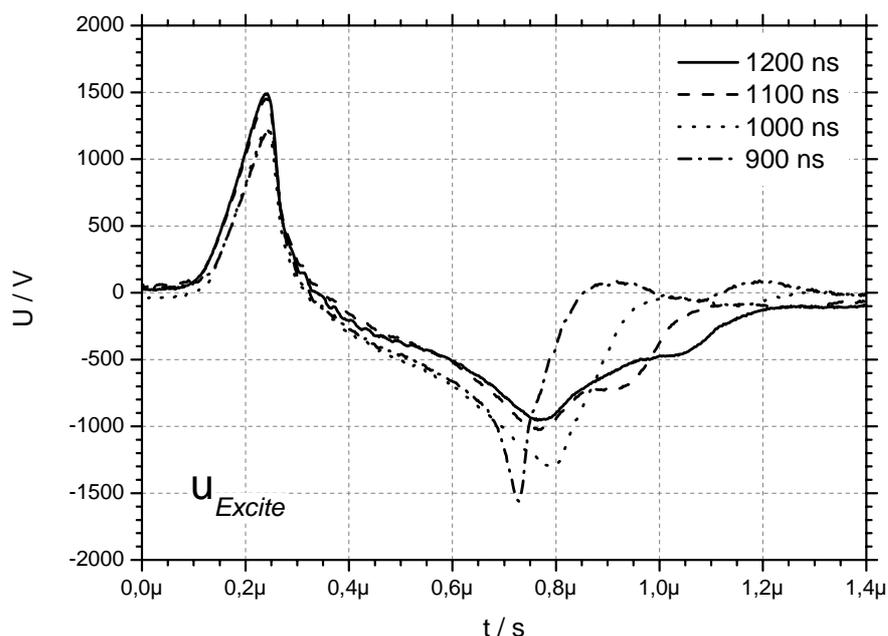


Bild 8.25 u_{Excite} bei Verkürzung der Pulsbreite.

Diese lokale Maximum im Verlauf von u_{Excite} bei rund 750 ns deutet auf eine Rückzündung hin, die sich einstellt, so bald u_{Gap} kommutiert, wie dies in Bild 8.16 des vorigen Kapitels zu erkennen ist. Befindet sich der Schaltmoment des Betriebsgerätes nach dieser spontanen Rückzündung, so bewirkt eine Verkürzung der Pulsbreite zwar eine zeitliche Verlagerung der zweiten Rückzündung, welche durch das Schaltmoment des Betriebsgerätes ausgelöst wird, aber keine deutliche Änderung des Ladungsumsatzes u_{Charge} des Plasmas.

Wandert das Schaltmoment des Betriebsgerätes in den Bereich oder vor die spontane Rückzündung, so kommt es zu einer Steigerung des Ladungsumsatzes was anhand der Amplitude von u_{Charge} erkannt werden kann. Da mit Verkürzung der Pulsbreite auch das Ausgangsniveau der Spannung von u_{Lampe} gesteigert wird, steht für die Rückzündung somit deutlich mehr Leistung zur Verfügung. Da das Plasma zwischen der Zündung und der Rückzündung nicht komplett verlischt, kann so die in der Rückzündung eingekoppelte Leistung deutlich gesteigert werden.

Zur Beurteilung des Einflusses der Pulsbreite auf das Entladungsverhalten ist die Betrachtung des Momentanleistungsverlaufs p_{Excite} besonders hilfreich, da dieser wie gezeigt mit dem optischen Output im NIR-Bereich korreliert. Der Verlauf von p_{Excite} zeigt Bild 8.26 unter den bekannten Randparametern.

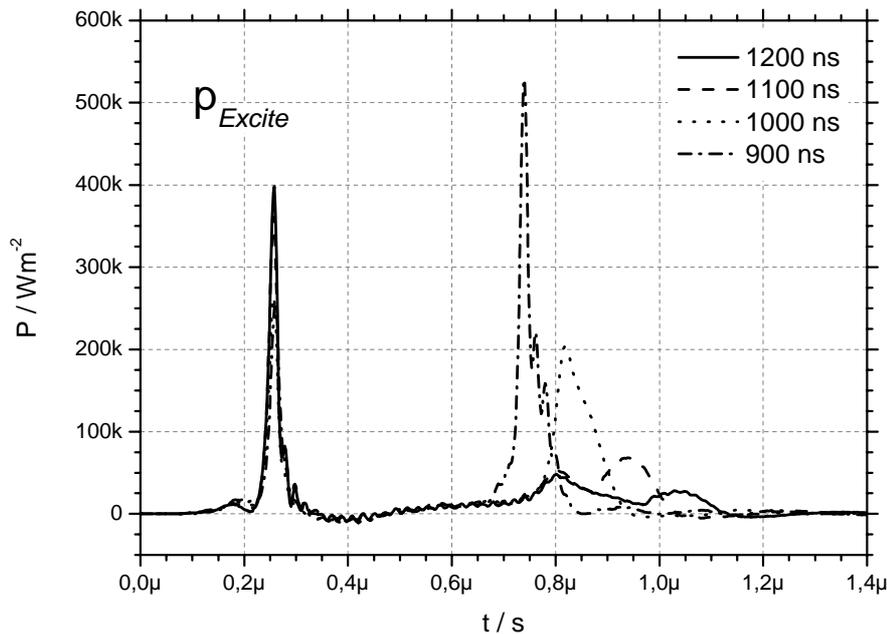


Bild 8.26 Leistung p_{Excite} bei Variation der Pulsbreite und somit bei Variation der Stärke der Rückzündung.

Betrachtet man den Verlauf der Leistung p_{Excite} so fällt auf, dass mit Verkürzung der Pulsbreite die während der Rückzündung eingekoppelte Leistung deutlich vergrößert wird. Dies geht einher mit einer Verkürzung der Entladungsdauer der Rückzündung, was durch die höheren Stromdichten verursacht wird. Der erste Entladungspuls ist im Vergleich zur Rückzündung unabhängig von der Pulsbreite der Entladung. Nur die Höhe des Pulses und damit die im ersten Puls umgesetzte Leistung skaliert mit dem Verlauf der Spannung u_{Excite} . Das Maximum von p_{Excite} bei langen Pulsbreiten von 1100 ns und 1200 ns ist mit rund 400 kW/m² deutlich größer als das bei kurzen Pulsen von 1000 ns und 900 ns mit 260 kW/m². Dies ist erklärlich, da die von außen angelegte Spannung u_{Lampe} unabhängig von der Vorgeschichte der Entladung ist. Da aber die Raumladungsdichte u_{Charge} bei kurzen Pulsen wegen der starken Rückzündung des letzten Pulses größer ist, verringert sich hier die Spannung u_{Excite} und somit die Leistung p_{Excite} im gleichen Maße.

Über den gesamten Puls betrachtet führt die Verschärfung der Rückzündung hier zu einer deutlichen Steigerung des Wirkleistungsumsatzes der Entladung von 808 W/m² auf rund 1120 W/m² bei konstanter Spitzenspannung u_{Lampe} . Die Effizienz der Entladung fällt bei dieser 40 % Steigerung der Leistung um rund 20 %, wobei die Ursachen dieser Effizienzeinbuße nicht vollständig geklärt werden kann.

9 Diskussion

9.1 Modell mit Ladungsbeschreibung

Ziel der Arbeit ist die experimentelle Untersuchung der Einflussmechanismen der elektrischen Anregung auf das Entladungsverhalten der Xe-DBE. Basis der Untersuchungen sind Messungen der inneren elektrischen Größen, u_{Gap} , i_{Plasma} und i_{Gap} der DBE. Mit Hilfe dieser Größen kann innerhalb des Gasraumes zwischen der Blindleistung p_{Gap} der Vakuumkapazität des Gasraums und der Wirkleistungskomponente des Plasmas p_{Plasma} unterschieden werden.

Aus den Untersuchungen, vor allem der pulsformigen Anregung, zeigt sich ein Widerspruch im zeitlichen Verlauf der Leistungseinkopplung und dem optischen Output des Plasmas. Zur Lösung dieses Widerspruchs wurde das elektrische Modell des Plasmas anhand einer mikroskopischen Betrachtung der physikalischen Vorgänge weiter entwickelt. Das hierbei entstandene elektrische Modell mit Ladungsbeschreibung erweitert das bisherige Modell um die Beschreibung der Verzerrung des angelegten elektrischen Feldes u_{Gap} durch das elektrische Feld der Raumladungen mit Hilfe einer konstanten Kapazität.

Die Einführung dieser Kapazität C_{Charge} im elektrischen Modell des Plasmas ermöglicht erstmals eine einfache Beschreibung des Einflusses der Raumladungen auf die Entladungsentwicklung. Diese Kapazität ermöglicht es, den Verlauf des elektrischen Feldes der Raumladungen allein aus der Messung der beiden Spannungen u_{Lampe} und $u_{Barriere}$ bestimmen zu können. Die Korrektur der gemessenen Spannung des Gasraums u_{Gap} um die Spannung der Raumladung u_{Charge} ergibt die Größe u_{Excite} welche das effektiv anregende elektrische Feld beschreibt. Mit der Definition der Zündspannung anhand dieser Spannung u_{Excite} zum Zeitpunkt des Beginns des Stromflusses i_{Plasma} erhält man erstmals eine von der elektrischen Anregung unabhängige Größe, die den physikalischen Erwartungen entspricht.

Die Aufteilung der angelegten Spannung u_{Gap} in die beiden Komponenten u_{Charge} der Raumladung und u_{Excite} der effektiv anregenden Spannung liefert eine Aufteilung der Leistung p_{Plasma} in die Blindleistung der Feldverzerrung durch die Raumladungen p_{Charge} und der reinen Anregungswirkleistung p_{Excite} des Plasmas. Der Vergleich zwischen der Wirkleistung p_{Excite} und dem optischen Output des Plasmas zeigt eine im zeitlichen und qualitativen Verhalten sehr ähnlichen Verlauf, der darauf schließen lässt, dass p_{Excite} dem Verlauf elektrischen Anregung des Plasmas gut beschreibt.

Die Analyse des elektrischen Verhaltens der Entladung mit Hilfe des Modells mit Ladungsbeschreibung ermöglicht den korrekten elektrischen Nachweis der Rückzündung. Dies ist vor

allem bei gepulsten Entladungen von Bedeutung, da hier die Rückzündung bei geringen Pulsbreiten allein aus dem elektrischen Feld der Raumladungen heraus erfolgt. Dies während der ersten Zündung aufgebaute Spannung u_{Charge} kann zu einer zweiten Zündung gegensätzlicher Polarität führen, wenn der zeitliche Abstand zwischen erster Zündung und Kommutierung der Spannung u_{Lampe} ausreichend kurz ist. In diesem Fall ist die Raumladungsdichte und somit die Startelektronendichte des zweiten Pulses deutlich höher, was zu einer reduzierten Zündspannung u_{Excite} der zweiten Zündung führt. Dies ist für weitere Untersuchungen von besonderem Interesse, da sich hieran die Unterschiede der Zündmechanismen der ersten Zündung und der Rückzündung unterschieden werden kann.

Das Modell liefert somit eine sehr hilfreiche und aussagekräftige Methode zur Analyse des elektrischen Verhaltens des Plasmas. Das Modell stellt eine Methode zur Analyse gemessener Daten zu und erlaubt daher aber keine Vorhersagen über den Verlauf der elektrischen Größen bei unbekannter elektrischer Anregung. Vorstellbar ist dass, die anhand des Modells gewonnene Größe G_{Excite} in Abhängigkeit von u_{Excite} in Kombination mit dem elektrischen Ersatzschaltbild als Basis zur Beschreibung des elektrischen Verhaltens des Plasmas in Schaltungssimulationen dienen könnte. Hierzu sind aber weitergehende Messungen notwendig, in denen die Abhängigkeit des Leitwertes von der Anregung untersucht wird.

Verbesserungspotential besteht bei dem Modell in der Einbeziehung der Abhängigkeit der Größe C_{Charge} von der effektiv angeregten Fläche. Es zeigte sich vor allem bei sehr geringen Spannungen eine deutliche Verfälschung der Ergebnisse, da hier C_{Charge} deutlich überschätzt wird. Für die praktische Anwendung spielt dies eine untergeordnete Rolle, da bei Anwendung der DBE als Strahlungsquelle die elektrische Anregung so ausgelegt wird, dass die gesamte Elektrodenfläche angeregt wird.

Für die Anwendung des Modells für Vorhersagen wäre die Bestimmung der neu definierten Zündspannung in Abhängigkeit der Parameter Fülldruck, Schlagweite und Oberflächenbeschaffenheit, hier vor allem Sekundärelektronenkoeffizient γ von besonderem Interesse. Wie die Untersuchungen zeigen, könnten diese Größe bei der recht gut zu messenden sinusförmigen Anregung stattfinden um dann Vorhersagen für die pulsförmige Anregung treffen zu können.

9.2 Vergleich der Betriebsarten

Als Beispiele möglicher Spannungsformen der elektrischen Anregung der Xe-DBE wird hier die bipolare sinusförmige mit der unipolaren pulsförmigen Anregung verglichen. Ziel dieser Untersuchungen ist es, anhand experimenteller Untersuchungen, den Einfluss der Raumlade-

dungen auf das elektrische Verhalten der Entladung besser zu verstehen. Zweck dieser Erkenntnisse ist es, Regeln für den Entwurf einer möglichst effizienten Anregung hoher Leistungsdichte zu entwickeln um den Entwurf von Schaltungstopologien für Betriebsgeräte zu vereinfachen. Eine Gegenüberstellung der wichtigsten integralen elektrischen Kennwerte der untersuchten Betriebspunkte gibt Tabelle 9.1.

Tabelle 9.1 Vergleich der integralen Größen der sinus- und pulsförmigen Anregung im Vergleich

Größe	Sinus	Puls	
p_{Xe} / mbar	250	200	Gasfülldruck
f_B / kHz	40	30	Grundfrequenz
$f_{Anregung}$ / kHz	80 ⁱ	60 ⁱⁱ	Entladungsfrequenz
$U_{Lampe,effektiv}$ / V	1240	414	effektive Lampenspannung.
$U_{Lampe,maximal}$ / V	1740	4193	Scheitelwert der Lampenspannung
$U_{Lampe,Amplitude}$ / V	3480	4740	Amplitude der Lampenspannung
$u_{Gap,max}$ / V	1140	1600	Scheitelwert der inneren Spannung
u_{Excite} ($t_{Zünd}$) / V	1530	1340 ⁱⁱⁱ	Zündspannung des Feldes
u_{Charge} ($t_{Zünd}$) / V	-410	140	Spannung der Restladungen im Zündzeitpunkt
P_{Lampe} / W/m ²	817	808	Wirkleistungsdichte
S_{Lampe} / kVA/m ²	4,80	5,18	Lampen- Scheinleistungsdichte
λ_{Lampe}	0,170	0,156	Lampen-Leistungsfaktor
S_{Excite} / kVA/m ²	3,07	1,52	Scheinleistungsdichte des Feldes
λ_{Excite}	0,267	0,508	Leistungsfaktor des Feldes
$p_{Plasma,max}$ / kW/m ²	47,7	577	Leistungsmaximum des Gasraums
$p_{Excite,max}$ / kW/m ²	57,8	418	Leistungsmaximum des Feldes

Eine möglichst effiziente Anregung bedeutet bei sinusförmiger Anregung, wie aus der Literatur bekannt, eine möglichst geringe Scheitelspannung u_{Lampe} und Anregungsfrequenz (Stockwald 1991; Kling 1997). Bei dem hier gewählten Druck von rund 250 mbar ergibt sich

ⁱ Die Spannung ist so gering, dass eine Zündung pro Halbwelle stattfindet.

ⁱⁱ Pro Puls findet je eine Zündung pro Flanke statt.

ⁱⁱⁱ Die Zündspannung ist aufgrund des geringeren Xe Fülldrucks von 200 mbar kleiner als bei sinusförmiger Anregung

bei sinusförmiger Anregung mit einer Spannung u_{Lampe} von $1240 V_{rms}$ und einer Frequenz von 40 kHz eine elektrische Leistungsdichte von rund $800 W/m^2$ mit einer Lampeneffizienz von rund $22 lm/W$.

Das Beispiel einer pulsformigen Anregung wurde so ausgewählt, dass die Leistungsdichte vergleichbar mit der sinusförmigen ist. Die hierzu notwendige maximale Lampenspannung liegt mit rund $4200 V$ deutlich über den Maximalwert von $1740 V$ der sinusförmigen. Der effektive Wert hingegen ist aufgrund des sehr kurzen Tastverhältnisses von 3 % mit $414 V_{rms}$ deutlich kleiner als der entsprechende bei sinusförmiger Anregung.

Vergleicht man beide Spannungsformen, so fällt die Abhängigkeit des Scheitelwertes von u_{Gap} von der elektrischen Anregung auf. Dieser Wert, der nach der Definition von (Kling 1997) als dynamische Zündspannung bezeichnet wird, ist bei pulsformiger Anregung mit $1600 V$ verglichen mit den $1140 V$ der sinusförmigen Anregung trotz des um 50 mbar geringeren Druckes deutlich größer. Würde diese Definition der Zündspannung die Verhältnisse des Gasraumes richtig beschreiben, so stände sie im Widerspruch mit dem physikalisch zu erwartenden Verhalten, der Steigerung der Zündspannung mit zunehmendem Druck.

Mit Hilfe der Größe u_{Excite} kann eine neue Definition der Zündspannung $u_{Excite}(t_{Zünd})$ getroffen werden, die eine von der Anregung unabhängige Zündspannung liefert. Die Verwendung von u_{Excite} als Zündspannung liegt nahe, da diese hier eingeführte Spannung das um das Raumladungsfeld befreite effektive elektrische Feld im Gasraum integral beschreibt. Der Einfluss der für DBE typischen Raumladungen im Gasraum wird über u_{Charge} qualitative berücksichtigt und bleibt somit nicht mehr als *Vorgeschichte der Entladung* undefiniert als Teil des elektrischen Verhaltens im Dunkeln. Bedingt durch die Berücksichtigung der Raumladungen im Gasraum sieht die über u_{Excite} definierte Zündspannung im Einklang mit den physikalisch zu erwartenden Abhängigkeiten vom Schlagweite und Druck, wie im Paschen-Gesetz beschrieben.

Die Ursache für den unterschiedlichen Spannungsbedarf von u_{Lampe} und u_{Gap} bei sinus- und pulsformiger Anregung kann mit dem elektrischen Modell mit Ladungsbeschreibung erklärt werden. Diese liegt in der deutlich vorhandenen Restladung, beschrieben durch u_{Charge} , auf den Barrieren vor der Zündung bei sinusförmiger Anregung. Die räumliche Trennung der Ladungen erzeugt ein elektrisches Feld, das integral über den Gasraum mit u_{Charge} beschrieben wird. Aus der Überlagerung der Spannung der Raumladungen u_{Charge} , sowie der effektiv messbaren Spannung u_{Gap} kann das innerhalb des Gasraum wirkende anregende elektrische Feld ebenfalls integral mit der Spannung u_{Excite} beschrieben werden.

Die Spannung der Raumladungen u_{Charge} liefert auch die Erklärung, weshalb der Spannungsbedarf u_{Lampe} der bipolaren sinusförmigen Anregung deutlich unter der unipolaren puls-förmigen Anregung liegt, da u_{Charge} bei bipolarer Anregung die angelegte Spannung u_{Gap} durch die gegensätzliche Polarität unterstützt. Das innerhalb des Gasraums anregende elektrische Feld wird hierdurch größer, was den Spannungsbedarf u_{Lampe} bei bipolarer Anregung deutlich senkt.

Es zeigt sich anhand des Verlaufs von p_{Charge} , dass bei sinusförmiger Anregung zu Beginn des Pulses ein wesentlicher Teil der in die Entladung eingekoppelte Energie aus dem durch die Raumladung erzeugtem elektrischen Feld stammt. Diese Energie wird in der Tail-Strom-Phase des vorhergehenden Pulses aufgebracht.

Bei puls-förmiger Anregung mit Rückzündung kann zu Beginn des Pulses aufgrund der Raumladungsfreiheit keine Energie aus dem Feld Raumladungen geliefert werden, da die dem Raumladungsfeld äquivalente Spannung u_{Charge} verschwindet. Daher teilt sich bei puls-förmiger Anregung die im ersten Puls eingebrachte Leistung p_{Plasma} zu etwa gleich Teilen in die Leistung p_{Excite} zur Anregung und p_{Charge} zur Verzerrung des angelegten elektrischen Feldes auf. Aufgrund dieses besonderen Umstandes ist es möglich, dass es bei bestimmten puls-förmigen Spannungsformen zu einer Rückzündung kommen kann, die allein aus der im Raumladungsfeld gespeicherten Energie gespeist wird. Diese Rückzündung ist im Verlauf der Momentanleistung p_{Plasma} nicht erkennbar.

Durch diese Aufteilung der Leistung p_{Plasma} in die beiden Komponenten p_{Excite} und p_{Charge} lässt sich die aus der Literatur bekannte empirische Beobachtung der Wiederverfestigung erklären. In dem für die Pulsanregung entscheidenden Patent von (Volkommer *et al.* 1994) wird von einer ausreichend langen spannungslosen Pause gesprochen, in der sich das Plasma „wiederverfestigt“. Diese Pause hat den Zweck, die Leistungseinkopplung ins Plasma während des ersten Pulses zu erhöhen. In dem Bild des Modells entspricht die Pause einer Wartezeit zum Abbau der Spannung u_{Charge} , denn erst wenn u_{Charge} nahe Null ist, kann die aufgebrachte Leistung des Betriebsgerätes p_{Plasma} vollständig zur Anregung p_{Excite} genutzt werden.

Diese Wiederverfestigung ist bei sinusförmiger Anregung nicht gegeben was anhand des rechteckförmigen Verlaufs von u_{Charge} erkannt werden. Das Anlegen der Spannung u_{Lampe} für einen Zeitraum deutlich länger als die Entladungsdauer führt zu einer Trennung der Raumladungen. Die Raumladungen werden vom angelegten elektrischen Feld beschleunigt und befinden sich nach der Entladung auf den Barrieren. Der Abbau der auf den Barrieren befindlichen Ladungen, hier vor allem die Ionen, verläuft nur sehr langsam, wie anhand der fast konstanten Verlaufs von u_{Charge} bei sinusförmiger Anregung zu erkennen ist. Diese Beobachtungen deckt sich mit Simulationen von (Oda *et al.* 1999).

Beim Vergleich pulsformiger und sinusformiger Anregung fällt bei der Betrachtung der Zeitbereiche auf, dass die pulsformige Entladung rund um einen Faktor zehn schneller ist als die sinusformige. Dies hängt in erster Linie mit der ins Plasma einkoppelbaren Stromdichte zusammen. Die bei pulsformiger Anregung wesentlich höhere Stromdichte reicht aus, dass im Plasma eine interne Feldüberhöhung stattfindet. Für eine Erklärung des Effektes sei an dieser Stelle auf (Pflumm 2003; Bogdanov *et al.* 2004) verwiesen. Für eine effektive interne Feldüberhöhung sind große Verschiebungsströme notwendig, wie sie bei den hier gezeigten pulsformigen Anregungen auftreten.

9.3 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Einfluss der elektrischen Anregung auf die Entladungseigenschaften der Xe-DBE anhand von experimentellen Untersuchungen bewertet. Zur Bestimmung des Plasmawirkungsgrades wurde ein VUV-NIR-Goniophotometer aufgebaut, das die absolute Bestimmung des Strahlungsflusses von Xe-DBE Strahlern im gesamten Spektralbereich beginnend im VUV-Bereich bei 130 nm bis in den NIR-Bereich bei rund 950 nm erlaubt.

Mit diesem Aufbau wurde ein quantitativ gewichtetes Spektrum einer Xe-DBE bei einem Fülldruck von 250 mbar Xe über den gesamten Spektralbereich vom VUV bis ins NIR aufgenommen und bewertet. Das vollständige Spektrum erlaubte auch eine Überprüfung des in der Literatur oft angenommenen quantitativen Zusammenhangs zwischen der Emission im VUV- und NIR-Bereich. Es zeigte sich, dass dieses Verhältnis neben einer starken Druckabhängigkeit auch eine Abhängigkeit von der elektrischen Anregung aufweist. Es konnte somit bewiesen werden, dass aus der Emission im NIR-Bereich keine Rückschlüsse auf die Emission im VUV-Bereich gezogen werden können.

Mit der absoluten Strahlungsflussbestimmung konnte auch erstmals der Plasmawirkungsgrad einer Xe-DBE direkt bestimmt werden. So konnte erstmals quantitativ nachgewiesen werden, dass die Xe-DBE bei einem Fülldruck von 250 mbar ein sehr effizientes System ist, da sich rund 99 % der optischen Leistung in der VUV-Bande des Xe-Excimers befinden.

Basis der experimentellen Untersuchungen zum Einfluss der Raumladungen auf das Entladungsverhalten des Plasmas bildet die analoge Messmethode zur Bestimmung der inneren elektrischen Größen. Diese Methode wurde von (Schwarz-Kiene 2000) entwickelt und von (Roth 2001) erstmals angewendet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Methode für die Anwendung an größeren Lampen weiterentwickelt und verfeinert. Durch die Verbesserung der Methode ist es möglich, die inneren elektrischen Größen auch bei gepulsten Entladungen mit einer Genauigkeit von rund 10% zu bestimmen. Ohne diese Verbesserung der Messmethode

würde das ebenfalls in dieser Arbeit entwickelte elektrische Modell mit Ladungsbeschreibung qualitativ falsche Aussagen liefern.

Anhand von physikalischen Überlegungen in Kombination mit der Methode zur Bestimmung der inneren elektrischen Größen konnte im Rahmen dieser Arbeit ein sehr einfaches elektrisches Modell mit Ladungsbeschreibung entwickelt werden. Mit diesem elektrischen Modell ist es erstmals möglich die Verzerrung der angelegten Spannung u_{Gap} durch die im Gasraum vorhandenen Raumladungen zu beschreiben. Die mit dem Modell durchgeführte Aufteilung der angelegten Spannung u_{Gap} in eine Komponente zur Beschreibung der Spannung zwischen den Raumladungen u_{Charge} und eine Komponente zur Beschreibung der effektiv anregenden Spannung u_{Excite} erlaubt eine in sich stimmige Beschreibung der elektrischen Vorgänge im Plasma anhand von experimentell bestimmten elektrischen Größen.

Mit Hilfe der genauen elektrischen Messung der inneren elektrischen Größen und dem Modell mit Ladungsbeschreibung kann gezeigt werden, dass bei sinusförmiger Anregung im Mehrfachzündbereich die Entladung zwischen den Pulsen elektrisch nicht verlöscht, sondern vom Plasmastrom i_{Plasma} unterhalten wird. In diesem Bereich zeigt sich zudem, dass innerhalb der ersten Entladungsphase aufgrund des großen Ladungsumsatzes die Raumladungen nicht vollständig umgepolt werden. Quelle des ersten Pulses ist somit die Spannung zwischen den Raumladungen u_{Charge} des letzten Pulses, was einen deutlichen Anteil zum Leistungsumsatz beiträgt.

Mit Hilfe des Modells kann ebenfalls gezeigt werden, dass bei bestimmten pulsförmigen Anregungen die Spannung der Raumladungen ausreicht eine weitere Zündung zu starten. Dies führt zu dem Fall, dass eine Zündung stattfindet obwohl die integrale Leistung des Gasraums gleich Null ist. Die zur Zündung benötigte Energie stammt in diesem Fall aus dem durch die Raumladungen erzeugten Feld. Diese wird während des ersten Pulses aufgebracht. Die resultierende Leistungskomponente p_{Excite} beschreibt erstmals die reine Wirkleistungskomponente des Plasmas, also nur die zur Anregung genutzte Leistung. Der Leistungsumsatz p_{Excite} entspricht somit der ins Plasma eingekoppelten Wirkleistung. Dies kann anhand des Vergleichs zwischen optischen Output im NIR-Bereich und der elektrischen Leistung p_{Excite} gezeigt werden.

Durch die Befreiung der Spannung u_{Gap} um die Komponente der Raumladungen kann eine Definition der Zündspannung anhand der Spannung u_{Excite} erfolgen, die unabhängig von der Vorgeschichte der Entladung ist. Als Zündspannung $u_{Zünd}$ wird die Spannung definiert, welche die effektiv wirkende Spannung u_{Excite} zum Zeitpunkt des Beginns der Stromflusses i_{Plasma} besitzt. Der bisher vermutet Einfluss der Raumladung auf die Entladung kann anhand der Größe u_{Charge} erstmals quantitativ beschrieben werden.

9.4 Ausblick

Die im Rahmen der Arbeit erzielten Ergebnisse werfen eine Reihe interessanter Fragestellungen auf. So wäre für eine exakte Bestimmung des Plasmawirkungsgrades von Interesse den Strahlungsfluss der Xe-DBE im VUV-Bereich vollständig bis hinunter zur Resonanzlinie bei 147 nm bestimmen zu können. Bei den bisherigen Messungen verhindert die Transmissionsgrenze des Quarzglas Kolbens die Erfassung der Resonanzlinie und des I. Kontinuums. Aus den Untersuchungen von (Kling 1997) und (Adler 2000) ist bekannt, dass der qualitative Verlauf des Xe-Kontinuums allein vom Gasdruck bestimmt wird. Wäre der qualitative Verlauf des Spektrums in Abhängigkeit des Druckes bekannt, so könnte das vollständige Spektrum der Xe-DBE bei Strahlern mit Quarzglas Kolben aus dem zugänglichen Teils des Spektrums rekonstruiert werden, was eine exakte Bestimmung des Plasmawirkungsgrades erlaubt. Die Bestimmung des relativen Spektrums im VUV-Bereich in Abhängigkeit des Fülldrucks könnte in einem Aufbau erfolgen bei dem der Strahler mit einem VUV transparentem Fenster aus MgF_2 oder CaF_2 abgeschlossen ist.

Ebenfalls von Interesse wäre die Kenntnis der zeitlichen Entwicklung des Spektrums im VUV-Bereich in Korrelation mit den elektrischen Messungen der inneren Größen. Es stellt sich die Frage in welchem Verhältnis die Wirkleistung des Feldes p_{Excite} zur Strahlungsleistung im VUV- bzw. NIR-Bereich steht. Diese Kenntnis wäre von besonderem Interesse für die Entwicklung einer Spannungsform zur Anregung der Xe-DBE mit möglichst hoher Effizienz und Leistungsdichte, da hier der Einfluss der Rückzündung von großer Bedeutung ist. Die Messungen der Plasma-Effizienz mit pulsformiger Anregung und starker Rückzündung zeigen, dass bei geeigneter Rückzündung die Grundfrequenz und damit auch die Leistungsdichte ohne nennenswerte Effizienzeinbußen gesteigert werden kann. Das Modell mit Ladungsbeschreibung zeigt deutlich auf, dass durch eine richtig dimensionierte Rückzündung die Raumladungen vollständig gelöscht werden können. Diese „aktive“ Löschung der Raumladungen könnte ein Grund sein, weshalb bei pulsformiger Anregung die Frequenz ohne große Effizienzeinbußen gesteigert werden kann. Es ist zu vermuten, dass die Rückzündung als eine Art aktive „Wiederverfestigung“ betrachtet werden kann. Wären diese Zusammenhänge bekannt, so könnte die Leitungsdichte der Xe-DBE, ohne die bisher übliche Effizienzeinbuße, deutlich gesteigert werden.

Die bisherigen Untersuchungen wurden nur an wenigen Betriebspunkten durchgeführt, so dass keine Erkenntnisse über den Zusammenhang zwischen der Form der Entladung und dem elektrischen Verhalten vorliegen. Möglichweise können anhand des Modells Kriterien gefunden werden, die es erlauben anhand des elektrischen Verhaltens Rückschlüsse zu ziehen, ob es sich bei der Entladung um ein filamentierte oder homogene Entladung handelt.

10 Anhang

10.1 Abkürzungen

Abk.	Beschreibung
A	Strahleroberfläche = Austrittfläche der Nutzstrahlung [cm^2]
C	spezifische Strahlerkapazität bezogen auf Strahleroberfläche [pF/cm^2]
CIE	Commission Internationale de l'Eclairage – Internationale Beleuchtungskommission
DBE	Dielektrisch behinderte Entladung
Eff.	Effektivwert der elektrischen Größe = Gleichstromäquivalent
EL	Elektrolumineszenz
EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit
f_B	Betriebsfrequenz der elektrischen Anregung [Hz]
G_{Excite}	Flächenbezogener Leitwert des Anregungswiderstandes
HID	High Intensity Discharge = Hochdruckentladung
i	spezifische Stromdichte bezogen auf Strahleroberfläche [mA/cm^2]
ICCD	Intensified Charge Coupled Device
i_{Gap}	Verschiebungsstromdichte im Gasraum. Strom innerhalb des Gasraumes hervorgerufen durch die zeitliche Änderung der Spannung u_{Gap} .
i_{Lampe}	Lampenstromdichte. Strom durch die gesamte Lampe bezogen auf die Elektrodenfläche.
i_{Plasma}	Plasmastromdichte. Strom innerhalb des Gasraumes, welcher vom Plasma hervorgerufen wird. Bezugsfläche ist die Elektrodenfläche.
L	Leuchtdichte [cd/m^2]
LED	Light Emitting Device, Licht Emittierende Diode
L_i	Induktivität im Pfad i [H]
MBEW	Messbereichsendwert = Maximaler Messwert im festgelegten Messbereich
MW	Messwert
NIR	Nahes Infrarot = Teil des elektromagnetischen Spektrums. Nach DIN 5051 definiert als Bereich zwischen 800 nm und 3 μm

OLED	Organic Light Emitting Device; Organische Licht Emittierende Diode.
p	Gesamt Gasdruck [mbar]
p_{Excite}	spezifische Wirkleistungsdichte bezogen auf Strahleroberfläche [mW/cm^2]
PDP	Plasma Display Panel
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt. Die PTB ist das nationale Metrologie Institut der Bundesrepublik Deutschland
PTFE	Polytetrafluorethylen, auch bekannt unter dem Markennamen Teflon® von DuPont
R	Ohmscher Widerstand [Ω]
RPI	Resonate Pole Inverter. Schaltungskonzept zur Realisierung von bipolaren Rechteckspannungen mit variablen Spannungsflanken.
SVK	Strahlstärkeverteilungskurve. Sie Beschreibt die Winkelabhängigkeit der Strahlstärke im Fernfeld eines Strahlers
u	Spannung [V]
$u_{Barriere}$	Barrieren-Spannung. Spannungsabfall über allen dielektrischen Barrieren.
u_{Charge}	Spannung zwischen den Raumladungsschwerpunkten im Gasraum.
U_{DC}	Zwischenkreisgleichspannung [V]
u_{Excite}	Effektive Anregungsspannung im Gasraum. Um die Spannung der Raumladungen befreite Spannung über den Gasraum
u_{Gap}	Gap-Spannung. Spannungsabfall über dem Gasraum.
u_{Lampe}	Lampen-Spannung. Spannungsabfall über der gesamten Lampe.
UV	Ultraviolett = Teil des elektromagnetischen Spektrums nach hochenergetischen Ende des sichtbaren Spektralbereichs . Nach DIN 5051 definiert als Bereich zwischen 100 nm und 380 nm
VIS	Sichtbarer (visible) Spektralbereich. Teil des elektromagnetischen Spektrums der mit dem Auge erfasst werden kann. Nach DIN 5051 definiert als Bereich zwischen 380 nm und 780 nm.
VUV	Vakuum Ultraviolett = Teil des elektromagnetischen Spektrums im Ultravioletten Bereich der nicht an Luft ausbreitungsfähig ist. Nach DIN 5051 definiert als Bereich zwischen 100 nm und 200 nm
Z_{Excite}	Flächenbezogene Impedanz des Anregungswiderstandes.

Duran® und Borofloat® sind eingetragene Markennamen der Schott AG Deutschland.

Pyrex® ist ein eingetragenes Markenzeichen der Corning Incorporated.

Die Markennamen Linex®, Planon® und Xeradex® sind eingetragene Markenzeichen der Firma OSRAM GmbH.

Der Markenname Pura® ist eingetragenes Markenzeichen der Firma Saint-Gobain-Glass Frankreich.

10.2 Literatur

- Adler, F. (2000), *Strahlungsprozesse in der dielektrisch behinderten Entladung*, Mathematisch Naturwissenschaftlichen Fakultät, Dr.rer.nat., Ernst Moritz Arndt Universität Greifswald
- Air Liquide (2007), *Gaskatalog*, Air Liquide
- Altena, F. (2002), *Advances in UV Light Technology*, UV in drinking water treatment, Nieuwegein
- Bauer, C. (1999), *Experimentelle Untersuchungen zur Aufklärung der Verlustmechanismen in Plasma Displays* Lichttechnisches Institut, Dipl.-Ing., Universität Karlsruhe (TH) Karlsruhe
- Beleznai, S., G. Mihajlik, et al. (2006), "High-efficiency dielectric barrier Xe discharge lamp: theoretical and experimental investigations," *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 (17): 3777.
- Boeuf, J. P. and L. C. Pitchford (1996), "Calculated characteristics of an ac plasma display panel cell," *IEEE Transactions on Plasma Science* 24 (1): 95.
- Bogdanov, E. A., A. A. Kudryavtsev, et al. (2004), "Simulation of pulsed dielectric barrier discharge xenon excimer lamp," *Journal of Physics D - Applied Physics* 37: 2987-2995.
- Carman, R. J. and R. P. Mildren (2000), "Electron energy distribution functions for modelling the plasma kinetics in dielectric barrier discharges," *Journal of Physics D - Applied Physics* 33: L99-L103.
- Carman, R. J. and R. P. Mildren (2003), "Computer modelling of a short-pulse excited dielectric barrier discharge xenon excimer lamp ($\lambda \sim 172$ nm)," *Journal of Physics D - Applied Physics* 36 (1): 19-33.
- Dichtl, J. (1998), *Grundlegende experimentelle Untersuchungen zur Realisierung Hg-freier Leuchtstoff-Lampen mittels Excimer - Entladungen in Xenon*, Lichttechnisches Institut Dipl.-Ing., Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe
- Edison, T. A. (1880), *Electric Lamp*, U. S. P. Office, USA, 223898
- Eliasson, B. and U. Kogelschatz (1988), "UV excimer radiation from dielectric-barrier discharges," *Applied Physics B: Lasers and Optics* 46 (4): 299.
- Eliasson, B. and U. Kogelschatz (1991), "Modeling and applications of silent discharge plasmas," *Plasma Science, IEEE Transactions on* 19 (2): 309.
- Franke, S., H. Lange, et al. (2006), "Temperature dependence of VUV transmission of synthetic fused silica," *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 (14): 3042.
- Ganter, R., J. Ouyang, et al. (2002), *Physical phenomena in a coplanar macroscopic plasma display cell I. Infrared and visible emission*, AIP, 91
- Gut, G. (1974), *Handbuch der Lichtwerbung*, Stuttgart, Deutsche Verlags-Anstalt GmbH.
- Ikeda, Y., J. P. Verboncoeur, et al. (1999), "Global modeling of a dielectric barrier discharge in Ne--Xe mixtures for an alternating current plasma display panel," *Journal of Applied Physics* 86 (5): 2431-2441.

- Ju Kwang Lee, T. J. K., Hae yoon Jung, Ki-Wopng Whang (2005), "*High Efficiency Mercury-Free Flat Light Source for LCD Backlighting*," SID Digest: 1309-1311.
- Kling, R. (1997), *Untersuchung an hocheffizienten Excimerentladungslampen*, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dr.-Ing., Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe
- Lambrecht (1998), *Quecksilberhochdrucklampen zur effizienten Erzeugung ultravioletter Strahlung*, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dr.-Ing., Universität Karlsruhe (TH)W, Karlsruhe
- Lehmann, W. (2001), *BMBF - Antrag "Energieeffiziente Hg-freie Niederdrucklampen"*
- Merbahi, N., N. Sewraj, et al. (2004), "*Luminescence of argon in a spatially stabilized monofilamentary dielectric barrier micro-discharge: spectroscopic and kinetic analysis*," Journal of Physics D - Applied Physics 37 (1): 1664.
- Mildren, R. P. and R. J. Carman (2001), "*Enhanced performance of a dielectric barrier discharge lamp using short-pulsed excitation*," Journal of Physics D - Applied Physics 34: L1-L6.
- Min Gi, K., H. Jeong In, et al. (2003), "*Improvement of luminance efficiency in xenon dielectric barrier discharge flat lamp*," IEEE Transactions on Plasma Science 31 (1): 176.
- Mulliken, R. S. (1970), "*Potential Curves of Diatomic Rare-Gas Molecules and Their Ions, with Particular Reference to Xe₂*," The Journal of Chemical Physics 52 (10): 5170-5180.
- Neiger, M., R. Kling, et al. (1994), *Paramterische Untersuchungen und Entwicklung praktischer Simulationsmodelle für Excimer-Barrierenentladungen*, Lichttechnisches Institut, Karlsruhe,
- Neiger, M., H. Müller, et al. (1989), *Untersuchungen von Hochdruck-Glimmentladungen zur effektiven Erzeugung inkohärenter optischer Strahlung*, BMBF,
- Oda, A., Y. Sakai, et al. (1999), "*One-dimensional modelling of low-frequency and high-pressure Xe barrier discharges for the design of excimer lamps*," Journal of Physics D - Applied Physics (21): 2726.
- Oda, A., H. Sugawara, et al. (2000), "*Estimation of the light output power and efficiency of Xe barrier discharge excimer lamps using a one-dimensional fluid model for various voltage waveforms*," Journal of Physics D - Applied Physics 33 (12): 1507.
- Osram (2005), "*Lampengesamtkatalog*."
- Osram (2006), *Planon Technische Hinweise* Osram
- Ouyang, J., T. Callegari, et al. (2003), "*Large-gap AC coplanar plasma display cells: macrocell experiments and 3-D simulations*," Plasma Science, IEEE Transactions on 31 (3): 422-428.
- Paravia, M. (2006), *Aufbau eines Messstandes zur Strahlungsflussbestimmung von Xe-Excimerstrahlern*, Lichttechnisches Institut, Dipl.-Ing., Unversität Karlsruhe (TH), Karlsruhe

- Pflumm, C. (2003), *Simulation homogener Barrierenentladungen inklusive der Elektrodenbereiche*, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dr.-Ing., Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe
- Philips (2005), *Lamps and Gear Catalogue 2005/2006*
- Rhodes, J. K. (1984), *Excimer Laser*, Springer Verlag.
- Roth, M. (2001), *Experimentelle Untersuchungen zu Verlustmechanismen des Kathodenfalls in Barrierenentladungen*, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dr.-Ing., Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe
- Saloman, E. B. (2004), "Energy Levels and Observed Spectral Lines of Xenon, Xe_I through Xe_{IV} ," *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 33 (3): 765.
- Sansonetti, J. E. and W. C. Martin (2005), *Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data*, NIST, 34
- Schiller, N., (2002, 10. April 2002). "Licht aus der Folie," Pressinformation der Fraunhofer Gesellschaft Retrieved 12.09.2006, 2002, from <http://www.fraunhofer.de/fhg/archiv/uebersicht/pi/>.
- Schorpp, V. (1991), *Die dielektrische behinderte Edelgas-Halogen-Excimerentladung*, Lichttechnisches Institut, Dr.-Ing., Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe
- Schreiber, A., B. hn, et al. (2005), "Radiation resistance of quartz glass for VUV discharge lamps," *Journal of Physics D: Applied Physics* (17): 3242.
- Schruft, O. (1997), *Numerische Simulation von dielektrischen Barrierenentladungen*, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dr.-Ing., Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe
- Schwarz-Kiene, P. (2000), *Betriebsgeräte und Verfahren zur effizienten Erzeugung ultravioletter Strahlung*, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dr.-Ing., Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe
- Shuhai, L. (2002), *Electrical modeling and unipolar-pulsed energization of dielectric barrier discharges*, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dr.-Ing., Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe
- Shuhai, L. and M. Neiger (2003), "Electrical modelling of homogeneous dielectric barrier discharges under an arbitrary excitation voltage," *Journal of Physics D - Applied Physics* 36 (24): 3144-3150.
- Stockwald, K. (1991), *Neuartige Xenon- und Xenon/Quecksilber-Lampen im UV-VUV Spektralbereich*, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dr.-Ing., Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe
- Thornagel, R. (2006), *Kalibrierschein - Deuteriumlampe mit MgF₂ Fenster - Cathodeon V03 SN V0261*, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Berlin, 22.08.2006
- Trampert, K. E., H. P. Daub, et al. (2004), *Novel Hg-free, flat and large excimer lamps operated by an adaptive pulse gear*, 10th International Symposium on the Science and Technology of Light Sources (LS-10), Toulouse, France, Inst. of Phys.
- Trampert, K. E., H. P. Daub, et al. (2005), *Grundlegende Charakterisierung des Entladungsverhaltens und der Strahlungseffizienz von elektrodenlosen Xenon-*

- Barrierentladungen*, Technische Informationsbibliothek u. Universitätsbibliothek, [2005], Karlsruhe ; Hannover, 2005
- Trampert, K. E., M. Paravia, et al. (2007), *A Direct Method to Determine the Inner Values and Plasma Charge of a DBD*, 11th International Symposium on the Science and Technology of Light Sources (LS-11), Shanghai, China.
- Trampert, K. E., M. Paravia, et al. (2007), *Total spectral radiant flux measurements on Xe excimer lamps from 115 nm to 1000 nm*, Optical Measurement Systems for Industrial Inspection V, Munich, Germany, SPIE Europe.
- Vandermeersch, G., S. Almási, et al. (1996), *The Photometry and Goniophotometry of Luminaires* Commission Internationale de l'Eclairage - CIE, Austria,
- Volkommer, F. and L. Hitzschke (1994), *Verfahren zum Betreiben einer inkohärent emittierenden Strahlungsquelle*, P. T. f. E. G. mbH, WO94/23442
- Yoon, C. K., J. H. Seo, et al. (2000), "*Spatio-Temporal Characteristics of Infrared and Vacuum Ultraviolet Emission from a Surface Discharge Type AC Plasma Display Panel Cell with He-Xe and Ne-Xe Gas Mixture*," IEEE Transactions on Plasma Science 28: 1029-1034.

Mit dielektrisch behinderten Entladungen (DBE) ist es möglich Lichtquellen auf dem Prinzip der Leuchtstofflampe quecksilberfrei und flächig in beliebiger Form zu gestalten.

Charakteristisch für die DBE ist die Abhängigkeit der Entladungsform und -effizienz von der elektrischen Anregung. Für ein besseres Verständnis der Vorgänge im Plasma der DBE wird hier ein analoges Messverfahren vorgestellt, das die Bestimmung der inneren elektrischen Größen erlaubt. Die sich aus den Messergebnissen ergebenden Widersprüche des bisherigen einfachen elektrischen Modells basieren auf der Vernachlässigung des induzierten Raumladungsfeldes. Das Ladungstransportmodell liefert hierfür eine Methode zur Aufteilung der angelegten Spannung in eine Raumladungs- und eine Anregungskomponente.