

Diplomarbeit

CHARAKTERISIERUNG EINER
DIELEKTRISCHEN BARRIERE ENTLADUNG
IN ARGON
ANHAND DES LADUNGSTRANSPORTMODELLS

vorgelegt von

Christian Hock

März 2011

Betreuer: Prof. Dr. J. Jacoby



Institut für Angewandte
Physik

der Goethe-Universität
Frankfurt am Main

für
Maria & Albert

„Wenn man zwei dünne Glas- oder Glimmerplatten einseitig mit Stanniol belegt und die nicht belegten Seiten so aufeinander legt, daß ein luftefüllter Zwischenraum von geringer aber gleichmäßiger Dicke sich zwischen ihnen befindet, so erhält man bekanntlich eine Lichterscheinung in dem ganzen luftefüllten Raume, wenn man den so gebildeten Collector durch eine hinlänglich geladene Leydener Flasche ladet. Diese Lichterscheinung wiederholt sich bei der Entladung des Collectors. Das Leuchten des Luftraumes tritt nicht ein, wenn die Flasche sehr schwach geladen ist. Es beginnt bei einer ganz bestimmten Ladung und verstärkt sich von diesem Punkte an mit der Vergrößerung der Ladung der Flasche.“ [Sie57]

Werner Siemens, 1857

Zusammenfassung

Mit der hier vorliegenden Arbeit ist das Entladungsverhalten einer Dielektrischen Barriere Entladung anhand der elektrischen Parameter untersucht worden. Dazu wurde eine planparallele Elektrodenkonfiguration entwickelt und aufgebaut, die mit einer Sinus-Spannung von maximal $5000 V_{ss}$ und einer Frequenz von $5 kHz - 20 kHz$ angesteuert wurde. Als Arbeitsgas wurde Argon im Druckbereich von $100 mbar - 1000 mbar$ verwendet. Auf diese Weise konnte ein Plasma erzeugt werden, in das bei einer maximalen Transfereffizienz von 96%, eine mittlere Leistung von bis zu $845 mW$ eingekoppelt werden konnte.

Da die Dielektrische Barriere Entladung auf Grund der Abschirmung der Elektroden vom Gasraum einige Besonderheiten gegenüber eines klassischen kapazitiv eingekoppelten Plasmas aufweist, können keine Rückschlüsse mittels einer einfachen Strom-Spannungsmessung auf die Vorgänge im Plasma gemacht werden.

Um trotzdem Einblick in die Entladung zu erhalten, wurde das von [Tra08] vorgeschlagene Ladungstransportmodell für die Analyse herangezogen und an den hier vorliegenden experimentellen Aufbau angepasst. So konnte unter anderem der Einfluss der auf den Dielektrika befindlichen Restladungsträger auf die Ausbildung der Entladung untersucht werden. Des Weiteren ist aus den gewonnenen Größen die Elektronendichte des Plasmas bestimmt worden. Diese liegt bei der hier untersuchten dielektrischen Glimmentladung, je nach Gasdruck und Frequenz, im Bereich zwischen $5 \times 10^9 - 2 \times 10^{10} \frac{1}{cm^3}$. Auch konnten in diesem Zusammenhang qualitative Aussagen über die Entwicklung der Elektronentemperatur gemacht werden.

Zusammen mit Kurzaufnahmen, die den Verlauf der Entladung dokumentieren und den in [Sch11] gemachten Untersuchungen zur Excimerstrahlung konnte so ein umfassendes Bild der Vorgänge im Plasma erstellt und Kriterien erarbeitet werden, die den für eine Dielektrische Barriere Entladung typischen

Übergang zwischen einer Glimmentladung zu einer filamentierten Entladung erklären können.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	7
1 Einleitung	11
2 Physikalische Grundlagen	13
2.1 Thermisches Gleich- und Nichtgleichgewicht	14
2.1.1 Niederdruckplasmen	16
2.1.2 Zeitlich transiente Plasmen/Hochdruckplasmen	16
2.2 Plasmareaktionen	17
2.2.1 Wirkungsquerschnitt	18
2.2.2 Oberflächenreaktionen	20
2.2.3 Gasreaktionen	21
2.2.4 Excimerbildung	24
2.3 Townsendzündung und Paschengesetz	27
2.4 Streamerentladung	29
2.5 Glimmentladung	30
3 Dielektrische Barriere Entladung	35
3.1 Selbstbegrenzung der Entladung / Memory-Effekt	36
3.2 Entladungsformen	37
3.3 DBE-Glimmentladung	39
3.4 Zünd- und Löschverhalten	41
3.5 Elektrisches Modell der DBE	42
3.6 Ladungstransportmodell der DBE	45
4 Messmethode	51
4.1 Innere elektrische Größen	51
4.2 Kapazität	53
4.2.1 Bestimmung der Gasraum- und der Barrierenkapazität	53
4.2.2 Parasitäre Kapazität	54

4.3	Kontrollmöglichkeiten	56
4.3.1	U-Q-Diagramm	56
4.3.2	Zünd- und Löschverhalten	58
5	Messaufbau	61
5.1	Elektrodenkonfiguration	62
5.2	Sinusgenerator	65
5.3	Elektrische Diagnostik	67
5.4	Optische Diagnostik	69
6	Ergebnisse	71
6.1	Entladungsformen	71
6.2	Innere Elektrische Größen	78
6.2.1	Innere Elektrische Größen in Abhängigkeit der Betriebsparameter	82
6.2.2	Fehlerbetrachtung	91
6.3	Elektronendichten	92
6.4	Kurzzeitaufnahmen	100
7	Ausblick	107
	Herleitung	109
	Abkürzungsverzeichnis	111
	Abbildungsverzeichnis	117
	Tabellenverzeichnis	119
	Literaturverzeichnis	124
	Danksagung	125
	Erklärung	127

1 Einleitung

Seit vielen Jahrzehnten findet die Plasmaphysik ihre Anwendung in Industrie und Technik. Dabei lag das Hauptaugenmerk auf der Verwendung von Niederdruckplasmen, deren Physik lange und ausgiebig erforscht und gut verstanden ist. Mit zunehmender Technologisierung erschließen sich immer vielfältigere Anwendungen und Anforderungen für Plasmen in der industriellen Fertigung. In diesem Kontext rückt eine neue Generation von Plasmen in den Fokus, das Hochdruckplasma. Obwohl diese Art der Plasmen seit langem bekannt ist, wurde es in der Forschung über viele Jahre vernachlässigt. Eine Möglichkeit der Erzeugung eines Hochdruckplasmas stellt die Dielektrische Barriere Entladung (DBE) dar. Erstmals von Lichtenberg und Siemens im 19. Jahrhundert beschrieben, fristet diese Entladungsform über ein Jahrhundert ein Schattendasein in der Wissenschaft. Erst mit Forderung der Industrie nach neuen Technologien die eine Plasmabehandlung bei Atmosphärendruck ermöglichen, feierte diese Entladung eine Renaissance und wird nun seit mehr als 20 Jahren intensiv erforscht. Dabei reichen die Einsatzgebiete der DBE von der Ozongeneration, über Abgasreinigung, der Behandlung von Oberflächen und der Sterilisation bis hin zur therapeutischen Anwendungen in der Medizin [Kog03], [Ten06], [Rot07].

Eines der Haupteinsatzgebiete, neben der Oberflächenbehandlung und deren Beschichtung, liegt bei der Dielektrischen Barriere Entladung in der Generierung von VUV-Excimer-Strahlung [Kog90], [Mas05a]. Die Emission dieser Strahlung wird durch die Relaxation von Edelgasexcimeren hervorgerufen, deren Entstehung durch einen hohen Gasdruck begünstigt wird. So wird etwa unter Verwendung von Argon als Arbeitgas Excimerstrahlung bei 126nm erzeugt. Diese ist besonders geeignet die DNS von verschiedensten Keimen zu zerstören und sie so an ihrer Reproduktion zu hindern. Im Gegensatz zu anderen Sterilisationsverfahren erlaubt die DBE so die Beseitigung eines großen Spektrums an Krankheitserregern, wie Bakterien, Viren und Pilzen, ohne dabei

auf eine bestimmte Spezie limitiert zu sein. [Mon00]

Trotz der jahrelangen Forschung auf diesem Gebiet, ist die Physik hinter der Erzeugung einer DBE noch immer nicht vollständig verstanden. Hinsichtlich der mit Entladungen im Hochdruckbereich einhergehenden Komplexität der Entladungsphysik und der Plasmachemie, ist es schwer die verschiedenen Untersuchungen zu diesem Thema zu vereinheitlichen, da Änderungen in Gasart, Gaszusammensetzung, Elektrodenkonfiguration und Anregungsparametern zu unterschiedlichsten Ergebnissen und Erscheinungsformen des Plasmas führen. So ist eine charakteristische Eigenschaft der DBE, dass sie als homogenes Plasma oder aber als eine Vielzahl einzelner Filamente auftreten kann. Im Hinblick auf die oben genannten Einsatzgebiete ist eine homogene Entladung stets zu bevorzugen. Neben einer gleichmäßigeren Behandlung bringt eine homogene Entladung auch eine wesentliche Steigerung der Effizienz in der Strahlungsausbeute mit sich. Aber auch die Lebensdauer der dem Plasma ausgesetzten Komponenten kann durch die Vermeidung von Filamenten verlängert werden, da so Einbrennungen auf der Elektrodenoberfläche vermieden werden.

Diese Diplomarbeit entstand innerhalb eines kollaborativen Projektes, das zum Ziel hatte, ein möglichst genaues Bild des Entladungsverhaltens einer DBE in Argon zu gewinnen. Verschiedene Untersuchungen ([Sch11], [Kou09], [Klu11] und diese Ausarbeitung) beleuchten dabei Teilaspekte der Entladung aus unterschiedlichen Blickwinkeln. Die vorliegende Arbeit bietet ein in sich geschlossenes Bild der elektrischen Parameter und versucht darüber hinaus die Mechanismen, die zu der Entstehung der unterschiedlichen Erscheinungsformen einer DBE führen, zu erschließen. Dazu wurde ein Messverfahren verwendet, dass es durch die Approximation des Plasmas mit einem elektrischen Ersatzschaltbild erlaubt, den Ladungstransport im Inneren des Plasmas zu beschreiben.

2 Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen zunächst einige Grundlagen der Plasmaphysik erarbeitet werden, die zum weiteren Verständnis des Experiments und der Interpretation der Ergebnisse hilfreich sind.

Als Plasma bezeichnet man ein gasartiges Gemisch aus positiv oder negativ geladenen Ionen, Elektronen, Radikalen und Molekülen. Der Übergang von einem neutralen Gas zu einem Plasma findet durch Energieeinkopplung statt, so dass sich elektrisch geladene Teilchen bilden können. Die Energieeinkopplung kann durch thermische Energie, adiabatische Kompression oder durch elektromagnetische Energie erfolgen, die durch elektromagnetische Felder eingespeist wird (Gleichstrom-, RF-, Mikrowellenentladungen). Dabei werden freie Elektronen beschleunigt und können die so aufgenommene Energie durch Stöße an die Atome weitergeben, was zu einer Aufheizung des Gases führt.

Um ein Plasma zu spezifizieren, ist es üblich es durch seine Temperatur T und Teilchendichte n zu beschreiben. Die Temperatur macht dabei eine Aussage über den Energiegehalt eines Plasmas, was thermodynamisch durch eine Boltzmann-Verteilung beschrieben wird. Diese ist dann gültig, wenn die Teilchen im Plasma ausreichend viele inelastische Stöße untereinander erfahren, wodurch sich die Temperatur der einzelnen Teilchen aneinander angleicht. In diesem Fall kann man von einer totalen Plasmatemperatur T sprechen.

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\frac{1}{2}mv^2}{k_B T}} \quad (2.0.1)$$

Nun kann aus dieser Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen deren mittlere Energie $\langle W \rangle$ bestimmt werden.

$$\langle W \rangle = \frac{\int \frac{1}{2}mv^2 f(v) d^3v}{\int f(v) d^3v} = \frac{3}{2}k_B T \quad (2.0.2)$$

Diese mittlere Energie entspricht, wie man sieht, einer Temperatur T .

Findet kein ausreichender Energieausgleich statt, so müssen die einzelnen im

Plasma vorkommenden Spezies getrennt von einander betrachtet werden. Dem entsprechend können Plasmen dahin gehend unterschieden werden, ob sie sich im **thermischen Gleichgewicht** befinden, also die Temperatur der Elektronen T_e gleich der Temperatur der im Plasma befindlichen Ionen T_i ist ($T_e = T_i$), oder ob es sich um ein **Nichtgleichgewichtsplasma** handelt ($T_e \neq T_i$).

Entsprechend der thematischen Abgrenzung dieser Arbeit werden hier nur Nichtgleichgewichtsplasmen betrachtet, bei denen der Hauptanteil der Energie in den Elektronen deponiert ist. Welche Kriterien zu einem thermischen Nichtgleichgewicht führen, soll im folgenden Abschnitt erläutert werden.

2.1 Thermisches Gleich- und Nichtgleichgewicht

Betrachtet man die Energieeinkopplung in ein Plasma durch ein elektrisches Feld \vec{E} , so werden die Teilchen gemäß

$$|\vec{a}| = \frac{q}{m} \cdot |\vec{E}| \quad (2.1.1)$$

beschleunigt, was zu einem Zuwachs ihrer kinetischen Energie W_{kin} führt.

$$W_{kin} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 = \left(\frac{1}{2} \cdot q^2 \cdot |\vec{E}|^2 \cdot t^2 \right) \cdot \frac{1}{m} \quad (2.1.2)$$

Beachtet man, dass die Masse eines Ions um ein Vielfaches größer ist als die eines Elektrons, so zeigt Gleichung 2.1.2, dass ein Großteil der kinetischen Energie zunächst in den Elektronen deponiert wird.

Damit sich diese Energie im Plasma gleichmäßig verteilt, muss sie durch eine Vielzahl von Stößen auf die Ionen übertragen werden. Bestimmt man den Energieübertrag eines kugelförmigen Teilchens der Masse m_A auf ein Teilchen der Masse m_B unter dem Winkel ϑ , so ergibt sich dieser zu:

$$W_{kin} = \frac{m_B}{2} \cdot \left[\frac{v_B \cdot (m_A - m_B) + 2 \cdot m_A \cdot v_A}{m_A + m_B} \right]^2 \cdot \cos^2 \vartheta. \quad (2.1.3)$$

Nimmt man weiterhin an, dass das Teilchen B vor dem Stoß in Ruhe war und drückt W_{kin} als Bruchteil der kinetischen Energie des Teilchens A vor dem Stoß aus

$$\frac{\Delta W_{kin}}{W_{kin,A}} = \frac{4 \cdot m_A \cdot m_B}{(m_A + m_B)^2} \cdot \cos^2 \vartheta, \quad (2.1.4)$$

so erlaubt diese Gleichung eine Abschätzung des Energieübertrags zwischen Atomen und Elektronen bei einem elastischen Stoß.

Im Fall eines Argon-Elektron-Stoßes (Masseverhältnis ($\frac{m_{\text{Argon}}}{m_e} \approx 73000$)) ergibt sich ein maximaler Energieübertrag (zentraler Stoß $\rightarrow \vartheta = 0$) von circa $5,5 \times 10^{-5} \cdot W_{\text{kin},e}$. Damit sich in einem Plasma ein thermisches Gleichgewicht ausbilden kann, muss demnach jedes Elektron circa $10^3 - 10^4$ mal elastisch stoßen.

Nichtgleichgewichtsplasmen können also nur dann entstehen, wenn es zu möglichst wenigen Stößen zwischen Elektronen und schweren Teilchen kommt. Dies ist am einfachsten durch einen niedrigen Druck, also einer möglichst großen mittleren freien Weglänge (siehe Kapitel 2.2.1), zu realisieren. Dieser Zusammenhang wird nochmals in Abbildung 2.1 anhand einer Quecksilber-Bogenentladung verdeutlicht. Die Temperaturen der beteiligten Spezies nähern sich mit steigendem Druck immer weiter an, bis sich letztendlich ein thermisches Gleichgewicht ausbildet.

Im Folgenden sollen einige Nichtgleichgewichtsplasmen, deren Anwendungsge-

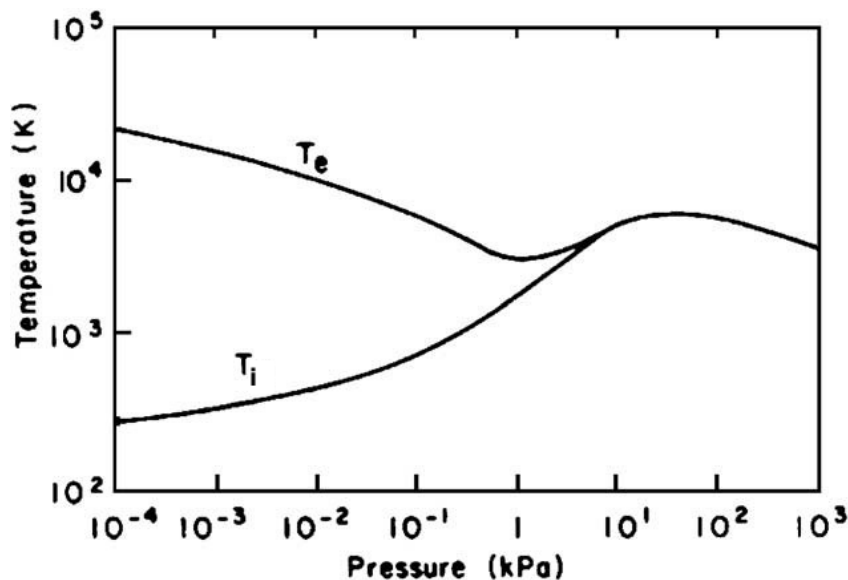


Abbildung 2.1: Entwicklung der Plasmatemperaturen von Elektronen T_e und Ionen T_i in Abhängigkeit des Druckes einer Quecksilber-Bogenentladung [Bou94]

biete und die Mechanismen, die zu ihrer Entstehung führen, vorgestellt werden.

2.1.1 Niederdruckplasmen

Niederdruckplasmen sind aus der heutigen Fertigungstechnik nicht mehr weg zu denken. Sie werden unter anderem zur Bearbeitung von Halbleitern verwendet um deren Oberfläche durch Materialabtrag zu modifizieren (Plasmaätzen) oder um Oberflächen mikroskopisch zu reinigen. Des Weiteren werden sie zur Beschichtung und Veredelung verschiedenster Materialien eingesetzt (Sputterbeschichtung). Andere Einsatzgebiete sind die Sterilisation von medizinischen Geräten, ihre alltägliche Verwendung finden sie in Leuchtstoffröhren.

Charakteristisch für diese Art von Nichtgleichgewichtsplasmen ist, dass die mittlere freie Weglänge der Teilchen größer als die *Debyelänge*¹

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k_b \cdot T_e}{e^2 \cdot n_e}} \quad (2.1.5)$$

des Plasmas ist, was nach den oben gemachten Erläuterungen dazu führt, dass sich kein thermisches Gleichgewicht ausbildet. Die Erzeugung des dafür nötigen niedrigen Gasdruck erfordert einen hohen technischen und finanziellen Aufwand, hat jedoch den Vorteil einer reinraumähnlichen Fertigung, was gerade in den Bereichen der Medizintechnik und Halbleitertechnik gewünscht ist. Eine weitere Verbreitung der Niederdruckplasmen in der Industrie wird jedoch dadurch erschwert. Da hier zumeist Anwendungen im Atmosphärendruckbereich erwünscht sind.

2.1.2 Zeitlich transiente Plasmen/Hochdruckplasmen

Zündet man ein Plasma bei einem hohen Druck, so bildet sich nach einer gewissen Zeit ein thermodynamisches Gleichgewicht aus. Eine Möglichkeit, die Entstehung dieses Gleichgewichts zu unterbinden besteht darin, die Entladungsdauer sehr kurz zu halten, um so den Austausch von Energie zwischen Elektronen und Ionen zu verhindern. Dieses Prinzip wird unter anderem bei

¹Mit Hilfe der Debyelänge kann die geforderte *Quasineutralität* eines Plasmas definiert werden. Die Debyelänge ist der Radius einer Kugel innerhalb derer sich alle Ladungen der in diesem Volumen befindlichen Teilchen gerade aufheben. Also von außen betrachtet als quasineutral erscheinen. Von einem Plasma kann erst dann gesprochen werden, wenn seine Ausdehnung größer ist, als das von der Debyelänge definierte Volumen.

Koronaentladungen angewandt.

Der Aufbau besteht zumeist aus einem Kathodendraht und einer flachen gegenüberliegenden Anode, an die ein DC-Puls angelegt wird. Dabei bildet das Plasma einen Leuchtsaum (Korona) um die Kathode, was dieser Entladung ihren Namen gibt. Wird eine ausreichend hohe Spannung an das System angelegt, kommt es zu einer Streamerentladung (Kapitel 2.4). Dabei entstehen durch inelastische Stöße zwischen Elektronen und Ionen eine Vielzahl an reaktiven Verbindungen, die vor allem zur Behandlung unebener Oberflächen eingesetzt werden können. Auch die Produktion von Ozon ist damit möglich. Die Pulsdauer wird bei der Koronaentladung so gewählt, dass sie kürzer ist als die Zeit, die der Streamer benötigt in einen Lichtbogen (thermisches Plasma) überzugehen. Dem entsprechend sind die bei der Entladung auftretenden Ströme relativ gering ($10^{-10} - 10^{-5} A$ [Ten06]).

Der größte Nachteil dieses Entladungstyps ist, dass die Streamer sehr inhomogen verteilt sind und abhängig von der Oberfläche immer an der selben Stelle zünden, was zu einer ungleichmäßigen Behandlung des Materials führt und so die Gefahr von partiellen Einbrennungen birgt. Hinzu kommt, dass das Entladungsvolumen sehr klein ist und daher flächenhafte Behandlungen nicht möglich sind.

Die Dielektrische Barriere Entladung stellt eine weitere Form einer zeitlich transienten Entladung dar. Hier wird der Umstand ausgenutzt, dass sich während der Entladung die Ladungsträger an den dielektrischen Barrieren anlagern, so dass es zu einer Feldverzerrung kommt. Dies führt dazu, dass die Entladung nicht mehr aufrecht erhalten werden kann und zusammenbricht, bevor sich ein thermisches Gleichgewicht ausbildet. Für eine ausführliche Beschreibung der Dielektrischen Barriere Entladung sei auf Kapitel 3 verwiesen.

2.2 Plasmareaktionen

Alle maßgeblichen Prozesse, die in einem Plasma ablaufen, beruhen letztendlich auf dem Austausch von Energie und Impuls von miteinander kollidierenden Atomen, Ionen, Molekülen und Elektronen. Dabei unterscheidet man zwischen Stoßprozessen im Plasmavolumen selbst und Reaktionen auf den das Plasma einschließenden Oberflächen. Allen diesen Prozessen ist gemeinsam, dass sowohl die Gesamtenergie (sie setzt sich aus potentieller Energie W_{pot} und kinetischer Energie W_{kin} zusammen), als auch der Gesamtimpuls der Teilchen

erhalten bleibt.

Neutralgasteilchen und nicht vollständig ionisierte Atome haben verschiedene diskrete Energieniveaus. Werden diese angeregt beziehungsweise abgeregt oder die Atome ionisiert, so ändert sich deren potentielle Energie. Je nachdem ob kinetische Energie oder auch potentielle Energie ausgetauscht werden, unterscheidet man zwischen elastischen Stößen

$$W_{kin,v} + W_{pot,v} = W'_{kin,n} + W_{pot,n} \quad (2.2.1)$$

und inelastischen Stößen

$$W_{kin,v} + W_{pot,v} = W'_{kin,n} + W'_{pot,n}. \quad (2.2.2)$$

Des Weiteren seien noch die sogenannten superelastischen Stöße erwähnt. Dabei handelt es sich um Stoßprozesse, bei denen durch Abregung von angeregten Zuständen die Stoßpartner kinetische Energie hinzu gewinnen können.

2.2.1 Wirkungsquerschnitt

Der maßgebliche Parameter zur Beschreibung der Reaktionswahrscheinlichkeit, ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma(v_r)$, wobei v_r die relative Geschwindigkeit der stoßenden Teilchen sei.

Am einfachsten lässt sich der Wirkungsquerschnitt σ erläutern, wenn man den Teilchenfluss Γ durch ein Target betrachtet. Bewegt sich ein Teilchenstrahl der Dichte n und dem Fluss $\Gamma = nv$ durch ein festes Target ($v_r = v$), so ändert sich auf Grund der Stoßprozesse der Teilchenfluss. Diese Änderung $d\Gamma$ ist proportional zur Dichte des Targets n_g , zur durchlaufenen Wegstrecke im Target dx und zum Wirkungsquerschnitt σ :

$$d\Gamma = -\sigma \cdot \Gamma \cdot n_g \cdot dx \quad (2.2.3)$$

Dabei impliziert das negative Vorzeichen, dass sich der Teilchenfluss verringert. Betrachtet man einen klassischen Zweikörperstoß, so können die als kugelförmig angenommenen Körper nur interagieren, wenn sich ihre Radien r_1 beziehungsweise r_2 überlappen. Der Wirkungsquerschnitt ist dann definiert als [Beh01]:

$$\sigma = \pi \cdot (r_1 + r_2)^2 \quad (2.2.4)$$

Man spricht hierbei auch vom geometrischen Wirkungsquerschnitt. Üblicherweise ist die Beschreibung des Wirkungsquerschnitts komplexer. Zum einen hängt der Interaktionsradius stark von der Art der Wechselwirkung ab und ist nicht auf die geometrischen Abmessungen der Stoßpartner beschränkt. Beispielsweise handelt es sich bei einer Coulombstreuung um eine elektromagnetische Wechselwirkung, sodass hier nicht die Ausdehnung der Stoßpartner, sondern der weitreichende Wechselwirkungsradius ihrer Coulombkräfte entscheidend ist. Zum anderen hängen die Wirkungsquerschnitte elastischer Stöße von der Energie beziehungsweise relativen Geschwindigkeit der Teilchen ab. So können hochenergetische Elektronen ein Atom so schnell passieren, dass die Zeit nicht ausreicht mit den Elektronen der Atomschale zu interagieren. Somit besteht der eigentliche Wirkungsquerschnitt zweier Stoßpartner aus einer Kombination vieler einzelner Wirkungsquerschnitte, abhängig von Stoßart und Energie der beteiligten Spezies. Dies wird in Abbildung 2.2 anhand einer Argon-Elektron-Wechselwirkung noch einmal verdeutlicht. Der rein auf die geometrischen Abmessungen reduzierte Wirkungsquerschnitt würde in diesem Fall bei $3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ liegen [Bra00]. Um abschätzen zu können, wie tief ein

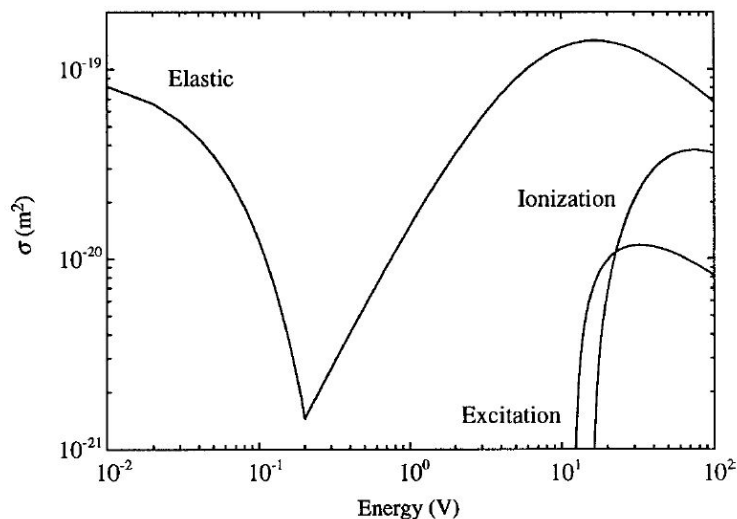


Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte für elastische Stöße, Anregung und Ionisation in Argongas durch Elektronen [Lie05]

Teilchen in ein Medium eindringen kann, bevor es einen gewissen Stoßprozess ausführt, ist die Einführung der *mittleren freien Weglänge* λ sehr nützlich.

Man stelle sich ein Würfel mit dem Volumen xyz und der Teilchendichte n_g vor, auf den ein Elektron trifft. Der Wirkungsquerschnitt für eine Elektron-Atom-Wechselwirkung sei $\sigma_{e,A}$. Eine Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem Würfel kann als Superposition der einzelnen Elektron-Atom-Wechselwirkungen gesehen werden. Für den totalen Wirkungsquerschnitt gilt dann

$$\sigma_{tot} = n_g \cdot xyz \cdot \sigma_{e,A}. \quad (2.2.5)$$

Die Frage ist nun wie groß $z = \lambda$ sein muss, so dass $\sigma_{tot} = xy$ ist, also ein Elektron in jedem Fall einmal mit einem Atom wechselwirkt. Dies wird durch eine einfache Umformung beantwortet:

$$\sigma_{tot} = xy = (n_g \cdot xy \cdot \lambda) \cdot \sigma_{e,A} \Leftrightarrow \lambda = \frac{1}{n_g \cdot \sigma_{e,A}} \quad (2.2.6)$$

Kennt man die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} und die mittlere freie Weglänge λ eines Teilchens, so berechnet sich daraus die mittlere Stoßfrequenz ν_c .

$$\nu_c = \bar{v} \cdot n_g \cdot \sigma_{e,A} \quad (2.2.7)$$

2.2.2 Oberflächenreaktionen

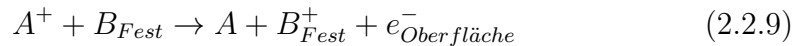
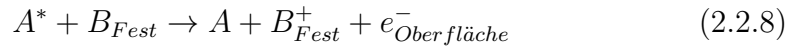
Im folgenden Kapitel werden Atome mit A, B und C, Ionen mit den Indizes +/- und angeregte Zustände mit * bezeichnet.

Der häufigste Stoßprozess zwischen Gasteilchen ist der inelastische Stoß. Wie schon erwähnt, sind hierbei Impulsbetrag und Energie der Teilchen erhalten.

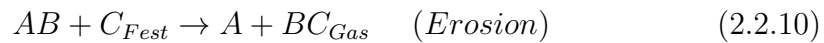
Um ein Plasma zu zünden sind freie Elektronen und Ionen nötig, wie sie bei inelastischen Stößen generiert werden (Kapitel 2.3). Neben Ionisationsprozessen im Gasvolumen selbst, spielt hierbei die Sekundärelektronenemission auf den Elektrodenflächen eine entscheidende Rolle.

Um Elektronen aus einem Festkörper zu lösen, ist mindestens die sogenannte Austrittsarbeit $e\phi$ notwendig. Diese kann in Form von thermischer Energie, Photonen, bei sehr hohen elektrischen Feldern durch Feldemission oder durch die kinetische Energie auftreffender Ionen oder angeregten Atomen aufgewendet werden. Letztere stellen den wichtigsten Prozess bei der Sekundär-

elektronenauslösung aus der Elektrodenoberfläche dar:



Des Weiteren kann es bei Plasma-Oberflächenreaktionen zu Deposition oder Erosion an den Wänden kommen, die bewusst eingesetzt werden um Oberflächen zu bearbeiten (Lithographie), aber auch ungewollte Auswirkungen (Sputtering) haben können.



Auch können Ionen an den Wänden rekombinieren



oder angeregte Atome ihre Energie an die Wand abgeben.



2.2.3 Gasreaktionen

Zu den meisten Wechselwirkungen kommt es im Gas beziehungsweise Plasma selbst.

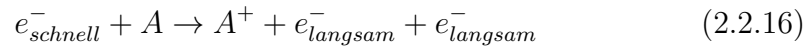
Dabei ist der einfachste Fall die elastische Streuung unter Elektronen oder Atomen und Ionen.



Hier kommt es lediglich zum Austausch kinetischer Energie zwischen den Stoßpartnern. Wie man an diesen Gleichungen 2.2.14 und 2.2.15 sieht, kann man bei Plasmareaktionen zwischen einer Wechselwirkung unter Einfluss freier Elektronen und Prozessen ohne deren Beteiligung unterscheiden.

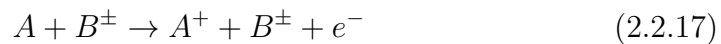
Einer der wichtigsten Prozesse im Plasma ist die Ionisation von Atomen durch hochenergetische Elektronen. Trifft ein Elektron auf ein Elektron der Atom-

schale und ist seine kinetische Energie größer als die spezifische Ionisationsenergie des Atoms, so können beide inelastisch stoßen.

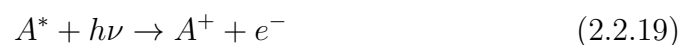


Ob eine solche Ionisation stattfinden kann, ist mit der Frage verknüpft, ob das Elektron vor dem Stoß eine ausreichend freie Wegstrecke im elektrischen Feld zurücklegen konnte um eine genügend hohe Energie zu erlangen. Diese Wegstrecke nennt man auch mittlere freie Wegstrecke für die Ionisation λ_i .

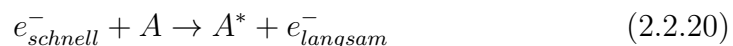
Des Weiteren kann es zu einer **Thermoionisation** kommen. Dies geschieht vorrangig bei einer Kollision zwischen Atomen und Ionen mit einer sehr hohen kinetischen Energie. Da eine solche Ionisation sehr hohe Temperaturen erfordert, vollzieht sich dieser Prozess nur bei Plasmen im thermodynamischen Gleichgewicht.



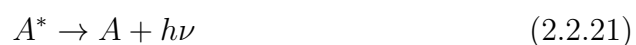
Treffen hochenergetische Photonen auf Atome, so können diese ebenfalls Elektronen auslösen. Man spricht von einer **Photoionisation**. Sind Atome bereits zu höheren Zuständen angeregt, so kann die benötigte Photonenenergie geringer ausfallen, da für angeregte Atome weniger Ionisationsenergie aufgebracht werden muss.



Eine weitere Möglichkeit der inelastischen Streuung stellt die Anregung von Atomen dar. Dabei trifft das freie Elektron auf ein im Atom gebundenes Elektron und regt dieses in einen höheren energetischen Zustand an.



Diese Zustände sind zumeist sehr instabil und die angeregten Elektronen fallen sehr schnell unter Aussendung eines Photons in ihren Grundzustand zurück.



Besitzen die angeregten Zustände eine längere Lebensdauer, spricht man von **metastabilen Zuständen**.

Diese metastabilen Zustände können eine wichtige Rolle bei der Ionisation von Gasen spielen. Bei bestimmten Gasgemischen, zum Beispiel Ne/Ag, liegt das Energieniveau der einen Gasart über der Ionisationsenergie der anderen Gasart. Durch den inelastischen Stoß zwischen dem angeregten Atom der einen Gassorte und dem neutralen Atom der anderen Sorte, kann das neutrale Atom ionisiert werden und so die Effizienz der Ionisierung eines Gasgemischs erheblich gesteigert werden.

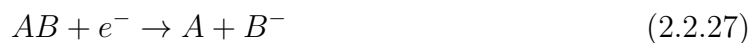
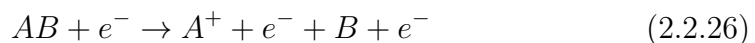


Dieser Prozess wird auch **Penning Effekt** genannt. Des Weiteren können durch die Anlagerung von Elektronen an Atomen oder Molekülen auch negative Ionen entstehen.



Die dabei freiwerdende Energie setzt sich aus Anregungsenergie, kinetischer Energie und Bindungsenergie der beteiligten Stoßpartner zusammen.

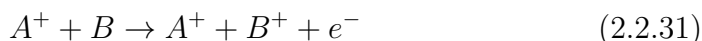
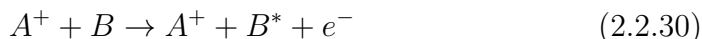
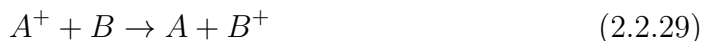
Ein Elektron-Molekül-Stoß kann aber auch zur Dissoziation führen.



Wenn das Elektron mit dem Ionen rekombiniert, wird Bindungsenergie frei. Um diese abzuführen und so die Energieerhaltung zu gewährleisten, muss ein dritter Stoßpartner zu Verfügung stehen, dies kann zum Beispiel ein Elektron oder Atom sein.



Die bis dahin besprochenen Reaktionen können weitestgehend auch ohne freie Elektronen stattfinden.



2.2.4 Excimerbildung

In Hinblick auf die Dielektrische Barriere Entladung, soll nun das Augenmerk auf die Bildung von Excimeren gelegt werden. Als Excimer bezeichnet man zweiatomige Edelgasmoleküle, die lediglich im elektronisch angeregten Zustand eine Bindung eingehen können (excited dimer = excimer). Bei der Relaxation dieser Zustände kommt es zur Emission von UV- und VUV-Strahlung. Wie Abbildung 2.3 verdeutlicht, besitzen Edelgasatome im Grundzustand mit ihren abgeschlossenen äußeren Schalen ein repulsives Potential. Es ist ihnen daher nicht möglich eine molekulare Bindung einzugehen. Erst wenn sich die Atome in einem angeregten Zustand befinden, weisen sie ein Potentialminimum auf, was eine Bindung ermöglicht. Die Bildung von Excimeren folgt aus einer Aneinanderreihung verschiedener Stoßreaktionen. Damit diese Prozesse effizient ablaufen können, sollten die Reaktionsraten möglichst hoch sein. Dies wird durch hohe Drücke, eine hohe Elektronendichte und für die Anregung beziehungsweise Ionisation der Edelgasatome abgestimmte Elektronenenergien gewährleistet. Diese Konditionen finden sich unter anderem auch in den Mikroentladungen der DBE wieder, was sie zu einer idealen UV-Strahlungsquelle macht. Beispiele für solche Excimere sind Xe_2^* , Ar_2^* , Kr_2^* , aber auch Edelgas-Halogen-Gemische können diese Bindung eingehen (zum Beispiel $XeCl^*$, $ArCl^*$, KrC^*). Im Folgenden soll nun die Reaktionskinematik (Abbildung 2.4) der Excimerbildung anhand des Argon-Excimers erläutert werden.

Wie schon erwähnt, wird die Generierung von Excimeren durch eine Abfolge mehrere Stoßprozesse erreicht. Zunächst kommt es durch inelastische Stöße zwischen Argon im Grundzustand und hochenergetischen Elektronen zu einer

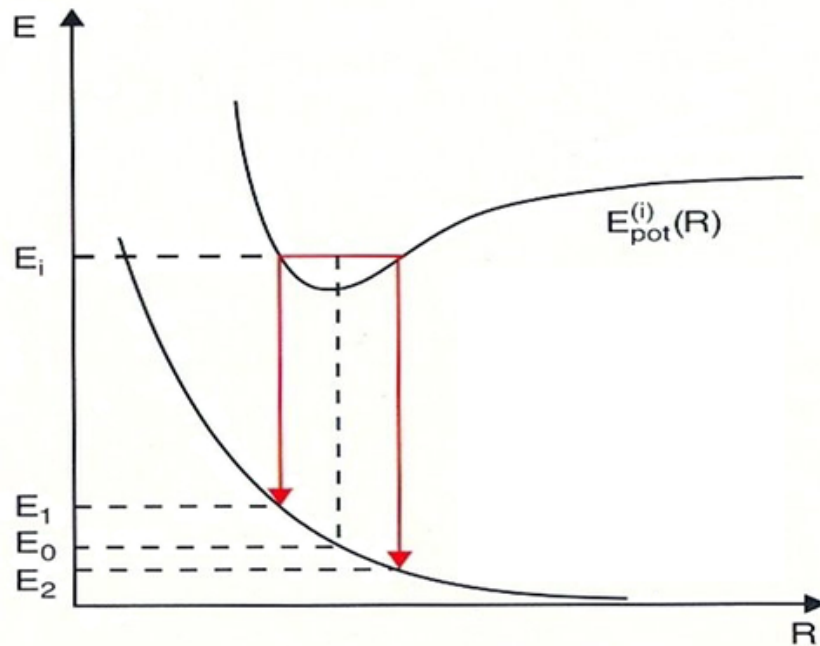


Abbildung 2.3: Vereinfachtes Potentialschema von Edelgasexcimer [Dem05]

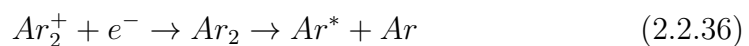
Ionisation beziehungsweise Anregung der Edelgasatome.



Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung angeregten Argons nimmt den Umweg über die Generierung ionisierten Argonmolekülen in einem Drei-Körper-Stoß. Dieser Prozess ist vor allem bei sehr hohem Druck ($> 1 \text{Atm}$) dominierend.



Rekombiniert das ionisierte Argonmolekül mit einem Elektron, kann es die Bindung nicht mehr halten und erzeugt ein angeregtes neutrales Argonatom.



Die Bildung des Excimers läuft nun über einen weiteren Drei-Körper-Stoß ab.



Je nachdem wie stark die beteiligten Ar^* angeregt waren (3P_1 oder 3P_2), werden zwei unterschiedliche, aber sehr nahe beieinander liegende Excimerzustände gebildet ($Ar_2^*[^1\Sigma]$ oder $Ar_2^*[^3\Sigma]$) diese Excimere können dann unter Emission von VUV-Strahlung in den Grundzustand relaxieren.

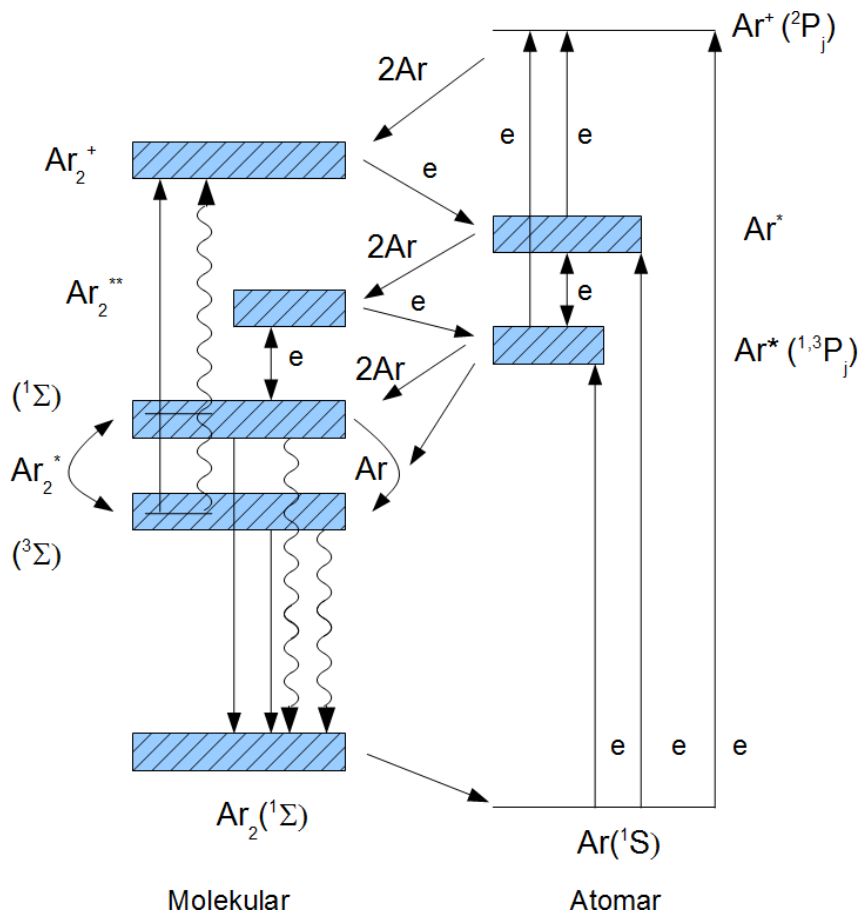
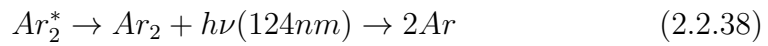


Abbildung 2.4: Relevante Energieniveaus bei der Entstehung von Argon-Excimeren; Elektronenstöße sind mit e gekennzeichnet, Photoemission beziehungsweise Photoabsorbtion mit Wellenpfeilen, Abbildung nach [McC84]

2.3 Townsendzündung und Paschengesetz

Wie bei den meisten Gasentladungen spielt auch bei der Dielektrischen Barriere Entladung die Zündung nach den Townsendmechanismus eine maßgebliche Rolle und soll hier gesondert betrachtet werden.

Legt man an ein mit Gas gefülltes Volumen eine äußere Spannung an, so werden die darin vorkommenden freien Elektronen beschleunigt und es kommt durch Stoßionisation zu einer exponentiellen Vermehrung der Ladungsträger.

$$N_e = N_0 e^{\alpha d} \quad (2.3.1)$$

Dabei ist N_0 die Anzahl der zur Verfügung stehenden Startelektronen, die zum Beispiel durch Höhenstrahlung (circa 10 Elektronen pro cm^3 pro Sekunde) freigesetzt werden, d die zu durchlaufene Wegstrecke und α der 1. Townsend'sche Ionisierungskoeffizient. Letzterer ist stark von der Gasart abhängig und beschreibt die Zahl der Ionisierungen, die ein Elektron beim Durchlaufen einer infinitesimalen Wegstrecke im Gas verursacht.

Durch verschiedene Sekundärprozesse können nun weitere Elektronen aus der Kathode heraus gelöst werden. Die Rate der so generierten Ladungsträger für jeden ionisierenden Stoß im Gasraum wird im 2. Townsendkoeffizienten γ zusammengefasst. Als wichtigste Sekundärverstärkung bei niedrigem Druck kann hier die Elektronenemission durch auf die Kathode auftreffende Ionen genannt werden. Bei Hochdruckentladungen treten Prozesse wie Photoionisierung und der Einfluss metastabiler Atome in den Vordergrund.

Wenn nun im Mittel wieder N_0 Elektronen durch Sekundärprozesse freigesetzt werden, wie zuvor von Nöten waren die Lawine zu starten, so spricht man von einer selbsterhaltenden Entladung. Werden mehr Elektronen freigesetzt so erzeugt jede Anfangslawine mehrere Folgelawinen. Werden weniger generiert so kann sich die Entladung nicht selbst erhalten und erlischt wieder. Formal lässt sich das **Townsend'sche Zündkriterium** in der Form

$$e^{\alpha d} \geq 1 + \frac{1}{\gamma} \quad (2.3.2)$$

darstellen [Jac06]. Leider ist diese Formulierung für die Zündbedingung etwas unhandlich, da vor allem der 2. Townsendkoeffizient γ , der von vielen Einflussfaktoren abhängt, sehr schwer zu bestimmen ist.

Gerade in der Experimentalphysik ist es daher wünschenswert das Zündkriterium

anhand einfach zugänglicher Größen, wie Gasdruck p beziehungsweise Gasdichte n_g , Schlagweite d und Zündspannung $U_{zünd}$ fest zu machen.

Als Erster stellte Paschen diesen Zusammenhang zwischen den genannten Größen und der Zündspannung her und formulierte das **Paschengesetz** [Pas89].

$$U_{zünd}(pd) = b \cdot \frac{p \cdot d}{\ln(p \cdot d) + \ln\left(\frac{a}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}\right)} \quad (2.3.3)$$

Dabei sind a , b von der Gasart abhängige Parameter, die empirisch gewonnen werden.

Dieser Zusammenhang wird auch verständlich, wenn man sich darüber im Klaren wird, dass der Druck p bei konstanter Temperatur direkt proportional zur Gasdichte n_g ist

$$p = k_b \cdot T \cdot n_g \quad (2.3.4)$$

und n_g ein direktes Maß für die in einer Lawine stattfindenden ionisierenden Stöße ist [Wie67]. Charakteristisch für die Paschenkurve (Abbildung 2.5)

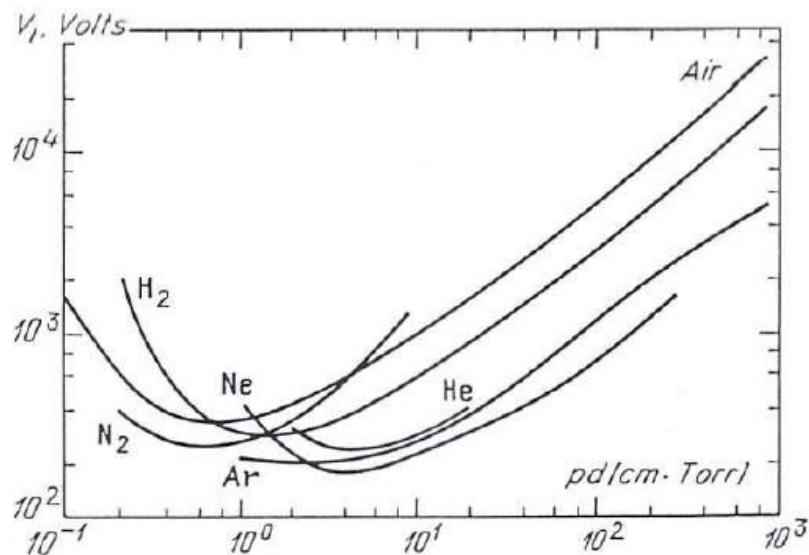


Abbildung 2.5: Paschenkurve verschiedener Gassorten [Rai97]

ist, dass jedem Gas eine minimale Zündspannung bei einem bestimmten pd -Produkt zugewiesen werden kann. Für sehr kleine pd -Werte steigt die Zündspannung

sehr steil an, während sie im rechten Ast vergleichsweise langsam ansteigt. Dieses Verhalten wird schnell einsichtig. Verringert man den Druck, so steigt die mittlere freie Weglänge λ der Teilchen an und es kommt seltener zu Stoßprozessen. Verringert man den Elektrodenabstand bei gleichem Druck, so verringert man ebenfalls die Anzahl der möglichen Stoßprozesse. Im rechten Ast ist es umgekehrt, die Teilchen stoßen derart oft, dass sie danach nicht ausreichend neue Energie aufnehmen können um weitere Atome zu ionisieren. Nicht desto trotz reichen, bei einer hohen Stoßwahrscheinlichkeit, geringere Zündspannungen als im linken Ast um ein Plasma zu zünden.

Die Abhängigkeit der Zündspannung von $p \cdot d$ ist von großer Bedeutung, wenn es um die Vergleichbarkeit von Entladungen bei verschiedenen Werten von Druck und Schlagweite geht. So besagt das **Ähnlichkeitsgesetz**, dass Gasentladungen bei gleichen $p \cdot d$ -Produkt sich gleich verhalten, solange die Geometrien der Elektroden vergleichbar sind.

Wie wir später sehen werden, ist der Verlauf der Paschenkurve von Dielektrischen Barriere Entladungen etwas anders als in Abbildung 2.5 gezeigt. Da hier die Elektroden durch Dielektrika abgeschirmt sind, ist es schwerer Elektronen aus diesen heraus zu lösen, das Minimum der Paschenkurve verschiebt sich somit zu höheren Zündspannungen hin.

2.4 Streamarentladung

Der oben beschriebene Zündmechanismus nach Townsend (basierend auf der Lawinenvervielfältigung) kann als dominierender Prozess bei niedrigen $p \cdot d$ -Werten ($p \cdot d < 300 \text{ mbar} \cdot \text{cm}$) angesehen werden. Die Zeit bis zum Durchbruch ($10^{-5} \dots 10^{-3} \text{ s}$) ist hier bestimmt durch die Ionendriftgeschwindigkeiten. Bei entsprechend hohem Druck und/oder Überspannung findet der Durchbruch in wesentlich kürzeren Zeiträumen statt. Diese liegen im Bereich der von den Elektronen benötigten Zeit um die Strecke von Kathode zur Anode zurückzulegen. In diesem Fall kann zum Beispiel die Sekundärelektronenvervielfältigung durch Ionenaufprall auf der Kathode gar keine Rolle mehr spielen, da die Entladungsdauer kürzer ist als die Zeit die die Ionen benötigen um die Elektrode zu erreichen. Die kurze Zeitspanne einer solchen Entladung legt nahe, dass hier eine einzige Elektronenlawine zum Durchbruch führt. Diese Entladung wird auch Streamerdurchbruch genannt [Rai97]. Anhand der Abbildung 2.6 soll nun die Streamerbildung erläutert werden.

Unter dem Einfluss des äußeren elektrischen Feldes bewegen sich die Elektronen in Richtung der Anode und lassen dabei die wesentlich trägeren Ionen zurück. Die Anfangsphase läuft dabei identisch zu der der Townsendentladung ab (a)-(b). Durch die rasche Trennung der Ladungsträger kommt es zu der Ausbildung einer Raumladung nahe der Anode, was zu einer internen Felderhöhung führt (c). Die nachfolgenden, durch Photoionisation freigesetzten Elektronen können auf Grund dieser Feldüberhöhung früher ionisierende Stöße ausführen und so wandert der positive Raumladungsschwerpunkt weiter Richtung Kathode (d). Der dabei formierte Streamer stellt einen Bereich hoher Leitfähigkeit dar, erreicht er die Kathode (e) steigt der Strom im Kanal schlagartig an und die äußere Spannung bricht zusammen, die Entladung erlischt. Damit es

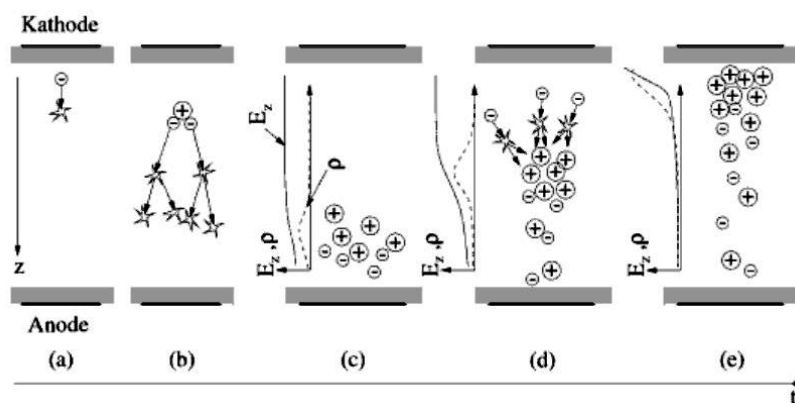


Abbildung 2.6: Kathodengerichteter Streamer [Pfl03]

zu einer Streamerbildung kommt, muss die durch die Raumladung bedingte Felderhöhung in der Größenordnung des äußeren Feldes liegen. Dieses Kriterium lässt sich auch durch die Elektronenanzahl im Lawinenkopf angeben. Übersteigt die Anzahl der Elektronen einen Wert von $N_{krit} \approx 10^9$ ([Rai97], S. 337) vor Erreichen der Anode, so kommt es zu einer Streamerentladung.

2.5 Glimmentladung

In den meisten Fällen ist das Townsendkriterium zum Zünden einer selbstständigen Entladung bereits erfüllt, bevor die kritische Anzahl an Elektronen zur Verfügung steht. Die Sekundärprozesse, die zum Auslösen der Elektronen an der Katho-

de führen, sind dann ausreichend um eine Glimmentladung zu zünden. Dabei unterscheidet man einige Unterarten, die anhand eines I-U-Diagramms (Abbildung 2.7) erläutert werden können. Bei kleinen Strömen brennt die Entladung noch unselbstständig. Man spricht von einer *unselbständigen Townsendentladung*. Bei steigendem Strom muss auch die anliegende Spannung erhöht werden, um gemäß dem 1. Townsendkoeffizienten α auch die Ladungsträgerdichte zu vergrößern. Wird nun die Zündbedingung nach Paschen erfüllt, so brennt die Entladung selbstständig und es liegt eine *normale Glimmentladung* vor. Ein weiterer Stromanstieg kann jetzt nur gewährleistet werden, wenn das Entladungsvolumen vergrößert wird. Sind die Elektrodenflächen gänzlich ausgefüllt, kann eine weitere Stromerhöhung nur durch einen gleichzeitigen Spannungsanstieg gewährleistet werden. Infolge der sich ausbildenden Raumladungszonen ist der Strom-Spannungsverlauf hier nicht linear sondern gemäß des Child-Langmuir-Gesetzes proportional zu $U^{\frac{3}{2}}$ [von06]. Nun liegt eine *anomale Glimmentladung* vor. Eine weitere Erhöhung des Stroms führt zu einem starken Aufheizen der Elektroden und es kommt zu einer thermischen Emission von Elektronen an der Kathode, ein *Lichtbogenplasma* bildet sich aus. Dieses ist durch sehr hohe Stromdichten bei kleinen Spannungen charakterisiert.

Speziell bei einer planaren Elektrodenkonfiguration mit ausreichend großem

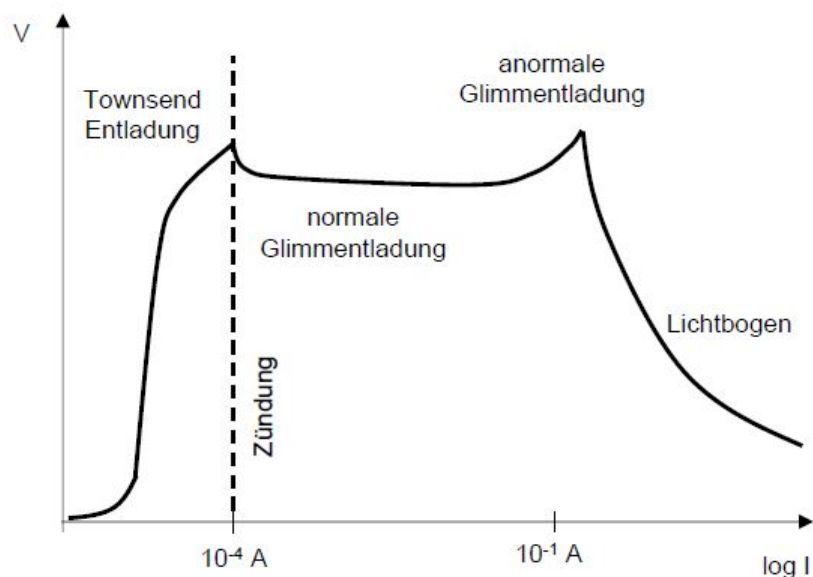


Abbildung 2.7: I-U Kennlinie einer Glimmentladung [von06]

Gapabstand zeichnet sich die Glimmentladung durch eine Abfolge von Leucht- und Dunkelbereichen aus, die im Wesentlichen auf den Verlauf der Raumladungszonen zurückzuführen sind (Abbildung 2.8).

Die an der Kathode emittierten Elektronen haben im *Astonschen Dunkelraum* (D1) zunächst keine ausreichende Energie um mit den Gasatomen inelastisch zu stoßen. Die Feldstärke ist in diesem Bereich sehr hoch und durch die dar-

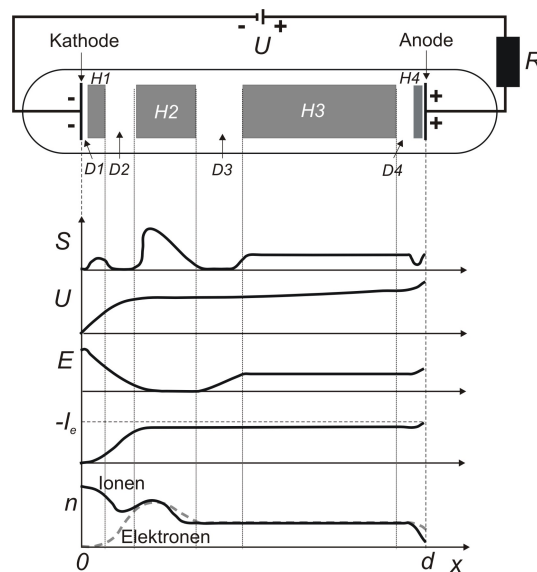


Abbildung 2.8: Raumladungszonen einer DC-Glimmentladung und der dazu korrespondierende Verlauf der Leuchtintensität S , des Potentialverlaufs U , des Elektrischen Felds E , des Elektronenstroms I_e und der Teilchendichte n der Ionen beziehungsweise Elektronen im Gasraum [Str09]

aus resultierende Beschleunigung der Elektronen kann es nach kurzer Zeit zu ersten Anregungsprozessen kommen. Bei der anschließenden Abregung kommt es zu einer schwachen Leuchterscheinung im *Kathodenraum* (H1). Jetzt führt ein weiteres anwachsen der Elektronenenergie jedoch dazu, dass der Wirkungsquerschnitt zur Anregung der Atome absinkt, sodass ein *Kathodendunkelraum* (D2) entsteht. Von dort aus steigt die Elektronentemperatur weiter an, bis es zu Stoßionisation kommen kann. In dieser Zone, *negatives Glimmlicht* (H2) genannt, kommt es zu einer lawinenartigen Vermehrung der Elektronen und Ionen im Gasraum. Angesichts der geringen Beweglichkeit der Ionen bildet sich im Bereich zwischen dem negativen Glimmlicht und der Kathode eine positive

Raumladungzone aus. Dies führt dazu, dass hier das elektrische Feld besonders stark ausgeprägt ist. Diese Zone wird auch als Kathodenfall bezeichnet. Dem *negativen Glimmlicht* schließt sich der *Faradaysche Dunkelraum* (D3) an. Durch die zuvor hohe Ionisationsrate haben die Elektronen nicht mehr ausreichend Energie für inelastische Stöße. Ist der Abstand zur Anode in dieser Zone noch genügend groß, haben die Elektronen trotz geringer Beschleunigung nach einer gewissen Wegstrecke wieder hinreichend Energie zur Verfügung um wieder Stoßionisation betreiben zu können. Dieser Bereich wird als *positive Säule* (H3) bezeichnet. Sie ist für eine Glimmentladung nicht notwendig und ihr Erscheinen hängt einzig vom Abstand der Elektroden ab. Da er sich jedoch durch seine hohe Leuchteffizienz auszeichnet und quasi beliebig lang dimensioniert werden kann, wird dieser Bereich zum Beispiel bei Leuchtstoffröhren zur Strahlungserzeugung genutzt. Letztendlich schließt sich noch ein *anodenseitiges Glimmlicht* (H4) an. Da die Elektronen von der Anode angezogen und gleichzeitig die Ionen abgestoßen werden, sorgt die so entstandene negative Raumladungszone kurz vor der positiven Elektrode für eine verstärkte Beschleunigung der Elektronen.

3 Dielektrische Barriere Entladung

Die Dielektrische Barriere Entladung stellt eine Entladungsform dar, bei der der Gasraum durch mindestens eine dielektrische Barriere von den Elektroden abgeschirmt wird. Ist diese Bedingung erfüllt, bleibt der geometrischen Anordnung weitestgehend freier Spielraum (Abbildung 3.1). Dies macht diese Art Plasma besonders attraktiv für verschiedenste industrielle Anwendungen, da der Entladungsraum relativ einfach den Bedürfnissen der Fertigungsprozessen angepasst werden kann.

Als Dielektrikum kommen verschiedenste Materialien in Betracht, auch hier hängt die Wahl stark von der Anwendung ab. So verwendet man für UV-Strahler transparente Elektroden mit Quarzglas als dielektrische Schicht um eine hohe Transmission der emittierten Strahlung zu erreichen. Auch eine weitere Vergütung der Dielektrika, beispielsweise mit MgO [Rot01], wird angewandt, um einen hohen Sekundärelektronenkoeffizient zu erzielen. Auf diese Weise kann die erforderliche Zündspannung gering gehalten werden. In der hier vorliegenden Arbeit wurden die Elektroden beidseitig mit Polyetheretherketon (PEEK) abgeschirmt.

Durch die Barrieren bedingte kapazitive Energieeinkopplung kommt es zu einer Selbstbegrenzung der Entladung, dies hat einige Vorteile.

Einerseits erlischt die Entladung nach kurzer Zeit (im Bereich von wenigen ns bis einigen hundert ns) und es kann sich kein thermisches Gleichgewicht im Plasma ausbilden, der Übergang zu einer Bogenentladung wird so verhindert. Andererseits wird die Stromdichte und der Ladungsübertrag ($pC - nC$) begrenzt, was zu einer Effizienzsteigerung der Entladung führt [Tra08]. Für den Betrieb der DBE wird zumeist Wechselspannung verwendet, wobei sowohl ein sinus- als auch ein rechteckförmiger Spannungsverlauf gewählt werden kann. Weitere Parameter wie Gasart, Elektrodenabstand, die Wahl der Geometrie und die daraus resultierende Zündspannung hängen stark von den

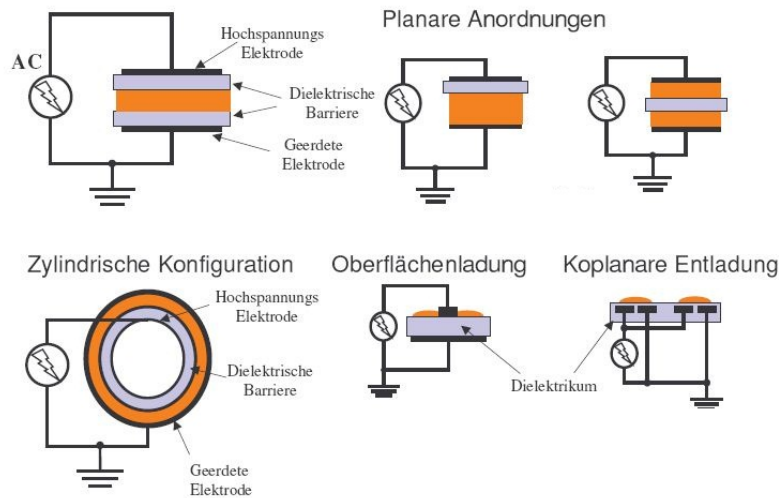


Abbildung 3.1: Mögliche Geometrien einer Dielektrischen Barriere Entladung

spezifischen Anforderungen ab. Neben der Ozongeneration [Kog03] gehört die Erzeugung von Excimerstrahlung [Kli97] zu den wichtigsten Einsatzgebieten der DBE. Diese Strahlung im VUV bis UV-Bereich kann direkt genutzt werden, oder über Leuchtstoffanregung in sichtbares Licht umgewandelt werden [Tra08]. Aber auch die Verwendung in der Plasmachemie, etwa in der Oberflächenbehandlung, wird in der Industrie immer häufiger nachgefragt [Mas98], [Ten06].

3.1 Selbstbegrenzung der Entladung / Memory-Effekt

Die Tatsache, dass die Elektroden durch mindestens ein Dielektrikum vom Gasraum abgeschirmt werden, hat weitreichende Folgen für den Entladungsverlauf einer DBE. So lagern sich während des Ladungstransportes im Gasraum zusehends Ladungsträger an den Dielektrika ab und laden diese gegenseitig auf. Durch diese Deposition entsteht ein elektrisches Feld, das dem aus der äußeren Spannung resultierenden elektrischen Feld entgegen wirkt. Diese Abschwächung hat zur Folge, dass die Entladung nicht mehr aufrecht erhalten werden kann und somit erlischt. Die Art der angelagerten Ladungsträger unterscheidet sich je nach Polarität der Elektroden (Anode: Elektronen, Kathode: positive Ionen). Da die angelagerten Elektronen einfacher in den Gas-

raum zurück dissipieren können als die Ionen, kann die negative Ladung an der Anode schneller abgebaut werden, als die positive Ladung an der Kathode. Die auf der Dielektrikumsoberfläche verbleibenden Restladungen bestimmen die lokale Verteilung und die räumlich-zeitliche Entwicklung der Mikroentladung in der darauf folgenden Halbperiode. Die Verweildauer der Restladungen erstreckt sich dabei auf mehrere Minuten [Wer]. So können einzelne Filamente über viele Entladungsperioden hinweg stationär verweilen, da ihnen immer wieder an der selben Stelle freie Ladungsträger zur Verfügung stehen um zu zünden. Des Weiteren hat die Anzahl der angelagerten Ladungsträger einen entscheidenden Einfluss darauf, ob es zu einer homogenen Glimmentladung kommen kann.

Um eine Glimmentladung bei Atmosphärendruck zu erzeugen, ist bei Erreichen der Zündspannung eine Elektronendichte von $n_e > 10^6 \text{ cm}^{-3}$ erforderlich [Mas97]. Diese erforderliche Mindestdichte ist bei der DBE unter anderem durch die beschriebene Ladungsträgeranlagerung möglich.

Zusätzlich zu den Oberflächenrestladungen kommt es noch zu einer verbleibenden Restleitfähigkeit im Gasraum selbst. Diese Restleitfähigkeit resultiert aus dem quasineutralen Kanal der nach dem Erlöschen der Entladung zurückbleibt. Auch hier können die Elektronen schneller in den Gasraum dissipieren und so bleibt ein vorionisierter leitfähiger Kanal zurück. Beide Phänomene, Oberflächenrestladung und Restleitfähigkeit, sind in ihrer Verweildauer und Ausprägung von Gasart und Gasdruck abhängig und haben im Zusammenspiel mit der angelegten Frequenz starken Einfluss auf die Entladungsbildung einer DBE [Kli97]. Diese Charakteristik der DBE wird auch **Memoryeffekt** genannt.

3.2 Entladungsformen

Bei einer Dielektrischen Barriere Entladung kann es zu unterschiedlichen Entladungformen kommen. Die hier erfolgte Unterteilung lehnt sich dabei an die Begriffsbestimmungen von [Kli97] an. Als eine **Mikroentladung** oder **Filament** wird ein einzelner räumlich begrenzter Gasdurchbruch bezeichnet, der sich in einen Kanal und eine Oberflächenentladung aufteilt. Diese Filamente unterscheiden sich nochmals in ihrer Erscheinung. Sie können als feiner, einige Mikrometer breiter, intensiv leuchtender Kanal auftreten oder auch in einer zur Anode hin aufgeweiteten Kegelform erscheinen. Dabei kommt es auch

zu fließenden Übergängen zwischen diesen Erscheinungsformen. Eine **Einzelentladung** kann aus vielen einzelnen Mikroentladungen bestehen oder aus einem einzigen Filament. Die Anzahl hängt dabei stark von der angelegten Spannung U_a , deren Steilheit und der Elektrodengröße ab. Bei höheren Spannungen $U_a \gg U_{zünd}$ kann es dazu kommen, dass mehrere, zeitlich klar von einander getrennte Einzelentladungen pro Halbperiode auftreten. Dieser Spannungsbereich wird als **Mehrfachzündbereich** bezeichnet. Rein optisch lässt sich die DBE in drei Hauptformen unterteilen:

- Filamentiert
- Quasihomogen
- Homogen

Neben den schon erwähnten Filamenten, kann die DBE auch ein homogenes Erscheinungsbild haben. Von einer **homogenen Entladung** spricht man, wenn der Raum zwischen den Elektroden gänzlich von einer Einzelentladung erfüllt ist und keine räumliche Strukturierung durch Mikroentladungen zu erkennen ist. Im Allgemeinen handelt es sich dabei um eine Glimmentladung, aber auch das Auftreten einer Vielzahl von synchron zündenden Mikroentladungen kann zu einem homogenen Erscheinungsbild führen. Ob es sich tatsächlich um eine homogene DBE handelt, lässt sich letztendlich nur durch Kurzaufnahmen hinreichend gut bestimmen. Zum einen kommt es beim Auftreten vieler Einzelfilamente zum Überlapp der Mikroentladungen, wenn sie sich zur Anode hin aufweiten. Zum anderen wandern die Streamer über mehrere Entladungsperioden über die Elektroden hinweg oder verschwinden gänzlich um an einer anderen Stelle erneut durchzuzünden. Diese Phänomene führen dazu, dass das menschliche Auge, auf Grund seines begrenzten zeitlichen Auflösungsvermögens, die Einzelentladungen über mehrere Perioden hinweg integriert und so die DBE als homogen wahrnimmt. In diesem Fall spricht man von einer **Quasihomogenen** Entladung. Abbildung 3.2 zeigt beispielhaft die drei erläuterten Entladungsformen. Gut zu erkennen ist die charakteristische Aufweitung der Streamer in Richtung der Anode (b) und (c) und der Überlapp der einzelnen kegelförmigen Filamente (c). Zwischen Aufnahme (a) und (c) ist in Echtzeit kein Unterschied auszumachen.

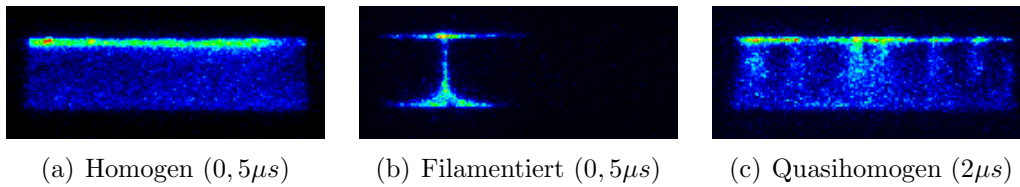


Abbildung 3.2: Beispiele für die unterschiedlichen Formen einer Einzelentladung in Argon mit Angabe der Belichtungszeit, (Kathode oben)

3.3 DBE-Glimmentladung

Die Erscheinungsform einer Dielektrischen Barriere Entladung hängt stark von den gewählten Betriebsparametern ab und erfolgt in den meisten Fällen in einer filamentierten Form. Dies trifft vor allem bei einem hohen Druckbereich zu (einige hundert Millibar bis Atmosphären-Druck) zu. Gerade für industrielle Anwendungen ist es jedoch wünschenswert, eine homogene Entladung bei Atmosphärendruck und unterschiedlicher Gaszusammensetzung zu erreichen. Eine Möglichkeit eine homogene Glimmentladung bei Atmosphärendruck zu zünden stellt das *OAUGDPTM* (One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma) dar [Rot02]. Die Effekte der *OAUGDPTM* haben bei niedrigeren Drücken (100 *mbar*–1000 *mbar*) ebenfalls ihre Richtigkeit. Besondere Relevanz hat dieses Plasma jedoch bei Umgebungsdruck, da hier zum einen nachteilige Effekte der Filamententladung vermieden werden können (Einbrennungen, ungleichmäßige Oberflächenbehandlung, etc.), zum anderen so auf aufwändige und teure Vakuumsysteme verzichtet werden kann.

Zur Zündung einer solchen Glimmentladung kommt es wenn durch die richtige Wahl der Betriebsfrequenz (*Hz* – *kHz*) die Ionen im Gasraum eingeschlossen werden, die Elektronen hingegen ungehindert den Bereich zwischen den Elektroden durchqueren können. Der dazu zu wählende Frequenzbereich lässt sich leicht abschätzen. Nach [Rot95] ist die effektive Verschiebung eines Ions oder Elektron durch

$$x_{rms} = \frac{2}{\pi} \frac{e \cdot E_0}{m \cdot \omega \cdot \nu_c} [m] \quad (3.3.1)$$

gegeben. Das maximale elektrische Feld E_0 liegt dabei im Bereich von Kilovolt pro Zentimeter, und ist normalerweise kleiner als das Feld, das zum Zünden einer DC-Entladung erforderlich wäre, ω ist die Winkelgeschwindigkeit, m die Teilchenmasse und ν_c die Stoßfrequenz des Teilchens.

Damit nun ein Teilchen im Gasraum eingeschlossen wird, soll gelten:

$$x_{rms} \leq \frac{d}{2} \quad (3.3.2)$$

Mit

$$E_0 = \frac{V_0}{d} \approx \frac{\pi \cdot V_{rms}}{2 \cdot d} \quad (3.3.3)$$

und

$$\nu_0 = 2 \cdot \pi \cdot \omega \quad (3.3.4)$$

kann die Gleichung 3.3.1 nach der kritischen Frequenz umgestellt werden, ab der es zum Einschluss der Elektronen beziehungsweise Ionen kommt

$$\nu_0 \leq \frac{e \cdot v_{rms}}{\pi \cdot m \cdot \nu_c \cdot d^2} \quad [Hz]. \quad (3.3.5)$$

Frequenz und anliegende Spannung müssen nun so gewählt werden, dass die Ionen im Gasraum eingeschlossen werden, die Elektronen jedoch die Elektroden erreichen können. Ist die Frequenz zu klein, beziehungsweise ist das anliegende Feld zu hoch, können die Ionen an den Dielektrika rekombinieren, es kommt zu einer filamentierten Entladung. Ist die Frequenz zu hoch, werden sowohl Elektronen als auch Ionen im Entladungsraum eingeschlossen und die Entladung polarisiert, was wiederum zu einer filamentierten Entladung führt [Rot02]. Bei gegebenen Elektrodenabstand und anliegender Spannung liegt die zu wählende Frequenz zwischen der kritischen Frequenz bei der der Ioneneinfang beginnt und der Frequenz die zu Elektroneneinfang benötigt wird

$$\frac{e \cdot v_{rms}}{\pi \cdot m_i \cdot \nu_{ci} \cdot d^2} \leq \nu_0 \leq \frac{e \cdot v_{rms}}{\pi \cdot m_e \cdot \nu_{ce} \cdot d^2} \quad [Hz]. \quad (3.3.6)$$

Experimentelle Untersuchungen [Mas97] als auch Simulationen [Gad99] haben gezeigt, dass das *O AUGDPTM* alle Eigenschaften einer DC-Glimmentladung (Kathodenfallregion, negatives Glimmlicht, Faraday-Dunkelraum, etc.) aufweist. Eine Übersicht aller relevanten Parameter einer *O AUGDPTM* bei Atmosphärendruck findet sich in Tabelle 3.1.

Parameter	Einheit	Niedrig	Normal	Hoch
Frequenz, ν_0	kHz	0,5	5	40
Spannung, U_{RMS}	kV	1,5	7	18
Elektrodenabstand, d	cm	0,2	0,4	2,8
Plasmadichte, \bar{P}	mW/cm^2	4	100	600
Elektronendichte, n_e	$1/m^3$?	$\approx 10^{16}$?
Elektronenenergie, T_e	eV	1(?)	4	20(?)
Ionenenergie, T_i	eV	0,025	0,025	?

Tabelle 3.1: Charakteristische Größen einer $OAUGDP^{TM}$ in He , Ar , N_2O , CO_2 , $Luft$ [Rot02]

3.4 Zünd- und Löschverhalten

Auf Grund des Memoryeffekts hat der Entladungsverlauf einen entscheidenden Einfluss auf das Zündverhalten einer DBE. Die im Plasma generierten Ladungsträger können wegen der Barrieren nicht abfließen und lagern sich auf deren Oberfläche an. Erlischt die Entladung, so benötigen die Restladungen eine gewisse Zeit um in den Gasraum zu dissipieren. Dies kann einige Sekunden bis Minuten dauern.

Ist bei der DBE also von der Erstzündspannung die Rede, so ist damit gemeint, dass die Zündung frei von Restladungen erfolgt. Ist dies nicht der Fall, so spricht man von der dynamischen Zündspannung U_{dyn} . Da diese jedoch von der Menge der vorhandenen Restladung, also der verstrichenen Zeit seit der letzten Zündung, der Gasart und dem Gasdruck abhängt, ist diese relativ willkürlich und in der Anwendung nicht relevant. Letztendlich führt dieses Phänomen jedoch dazu, dass im Gegensatz zu vielen anderen Entladungsformen eine DBE auch aufrecht erhalten werden kann, wenn die zur Erstzündung des Plasmas benötigte Durchbruchspannung $U_{zünd}$ unterschritten wird. Dies hängt damit zusammen, dass die Restladungen in der nächsten Halbperiode das im Gasraum wirkende elektrische Feld verstärken und so effektiv eine geringere Spannung zur erneuten Zündung der Entladung von Nöten ist. Des Weiteren entstehen bei der Zündung des Plasmas eine Vielzahl an angeregten Atomen. Diese können durch den Penningeffekt (Gleichung 2.2.22) leicht ionisiert werden. Diese Erhöhung der Ionisationseffizienz erleichtert zusätzlich die Aufrechterhaltung der Entladung bei Unterschreitung der Zündspannung. Erst wenn eine Mindestspannung $U_{lösch}$ unterschritten wird, erlischt das Plasma gänzlich.

3.5 Elektrisches Modell der DBE

Um ein weitreichendes Verständnis über das Entladungsverhalten einer DBE zu erlangen, ist es notwendig, neben spektroskopischen Analysen und Simulationen auch den Einfluss der elektrischen Anregung auf die Entladung zu untersuchen. Zu diesem Zweck ist eine Kenntnis über die inneren elektrischen Größen des Plasmas einer DBE essentiell.

Bedingt durch die kapazitive Trennung von Gasraum und Elektroden, ist die außen anliegende Spannung U_{DBE} nicht zu der im Gasraum anliegenden Spannung U_G proportional. Wie schon im Abschnitt 3.1 beschrieben, kommt es auf Grund der dielektrischen Barrieren zu einer Ladungsakkumulation, die das angelegte elektrische Feld verzerrt. Hinzu kommt, dass der bei der Plasmazündung generierte Strompuls I_{Plasma} ebenfalls durch die Dielektrika abgeschirmt wird und von dem kapazitiv bedingten Verschiebestrom überlagert wird. Nichts desto trotz ist es möglich diese Größen zu bestimmen. Dies gelingt anhand der Beschreibung einer DBE durch ein vereinfachtes elektrisches Modell.

Es wird davon ausgegangen, dass eine DBE im ungezündeten Fall aus zwei, in Reihe geschalteten, idealen Kapazitäten (Vakuumkapazität des Gasraums C_G und Barrierenkapazität C_B) besteht (Abbildung 3.3). Dieser Ansatz ist für jede geometrische Anordnung einer DBE gültig, da die einzelnen Kapazitäten der beidseitigen dielektrischen Barriere elektrotechnisch durch eine einzige Kapazität ersetzt werden dürfen. Sind beide Dielektrika aus dem gleichen Material und haben beide die gleichen geometrischen Abmessungen, so gilt:

$$C_B = \frac{C_{B1}}{2} \quad (3.5.1)$$

Ansonsten gilt:

$$C_B = \frac{C_{B1} \cdot C_{B2}}{C_{B1} + C_{B2}} \quad (3.5.2)$$

In einem ersten simplen Ansatz wird nun die Entladung durch eine unbekannte, zeitlich veränderbare Impedanz Z_{Plasma} parallel zur Vakuumkapazität des Gasraums C_G beschrieben. Man erkennt in Abbildung 3.4, dass sich der äußere Lampenstrom I_{DBE} im Gasraum in zwei Teilströme aufteilt. I_G beschreibt dabei den Strom, der zum Aufbau des elektrischen Feldes im Gasraum dient und I_{Plasma} beschreibt die Erzeugung, Verschiebung und Trennung der im Plasma

erzeugten Ladungsträger. Da die dielektrische Barriere aus einem stark nicht-

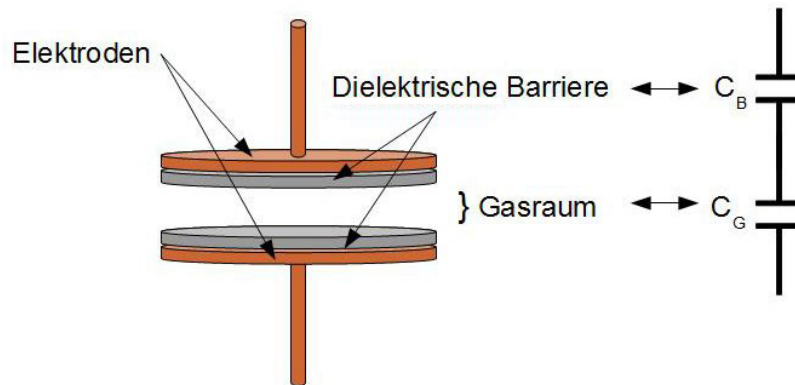


Abbildung 3.3: Ersatzschaltbild einer ungezündeten DBE

leitenden Material besteht (Keramik, Glas, etc.) und alle Verlustkomponenten des Gases in Z_{Plasma} beschrieben werden, können C_B und C_G als ideal angesehen werden und der gesamte Wirkleistungsumsatz findet ausschließlich in Z_{Plasma} statt. Um U_G mit diesem Modell zu bestimmen wurde ursprünglich versucht sich mit der Annahme eines kapazitiven Spannungsteilers zu behelfen, wie er auch in Abbildung 3.3 gezeigt ist [Kli97].

$$U_G = \frac{C_{DBE}}{C_G} \cdot U_{DBE} \quad (3.5.3)$$

$$= \frac{C_B}{C_G + C_B} \cdot U_{DBE} \quad (3.5.4)$$

Diese Annahme ist jedoch bei einer DBE nicht gültig, da sie die für die DBE typischen Restladungen (Kapitel 3.1) nicht berücksichtigt und diese zusätzlich den linearen Zusammenhang zwischen U_{DBE} und U_G stören.

Eine weit verbreitete Methode, Zugang zu den elektrischen Größen der DBE zu erlangen, ist das Modell von Shunghai (Abbildung 3.5). Bei diesem Konzept wird die zeitlich veränderliche Plasmaimpedanz Z_{Plasma} durch eine spannungsgesteuerte Stromquelle beschrieben. So ist es möglich auf Grund der Ladungserhaltung und der Kenntnis des Gesamtstroms I_{DBE} auf die Spannung an den Barrieren U_B zu schließen und so mit U_{DBE} die Spannung im Gasraum U_G zu

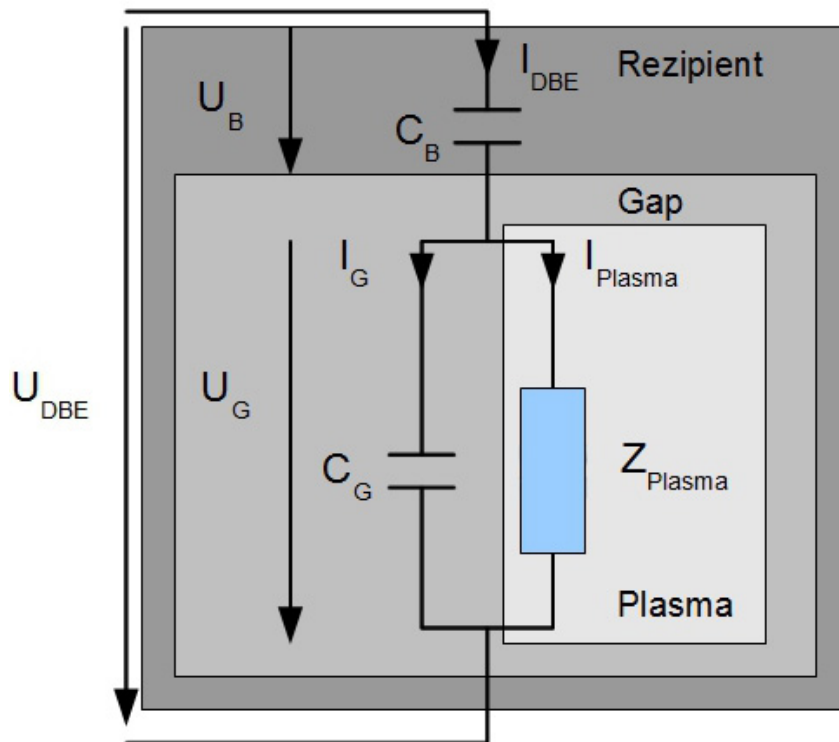


Abbildung 3.4: Einfaches Ersatzschaltbild einer gezündeten DBE

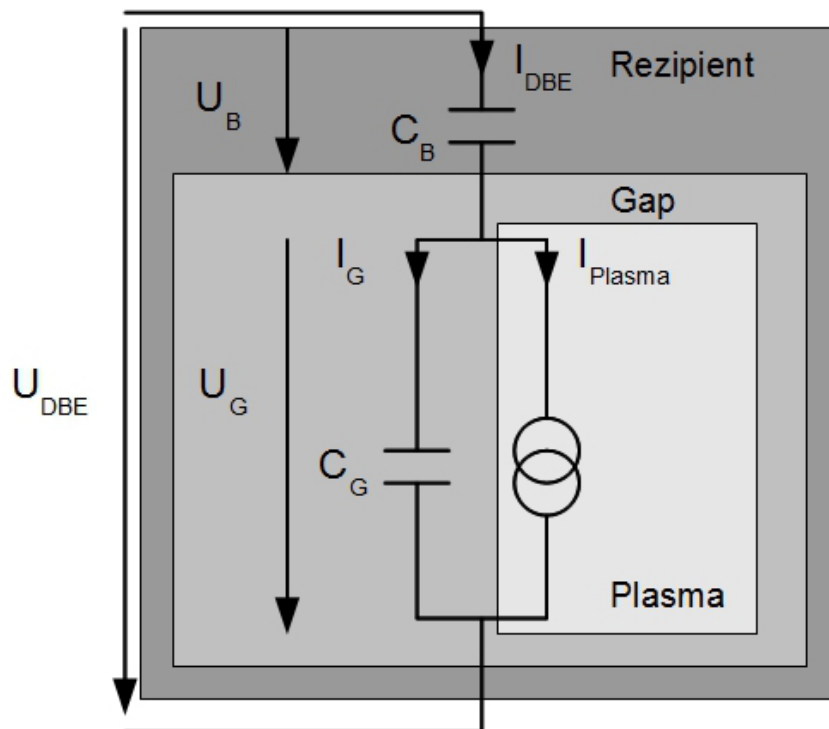


Abbildung 3.5: DBE-Ersatzschaltbild mit spannungsgesteuerter Stromquelle [Shu02]

bestimmen.

$$U_G = U_{DBE} - U_B \quad (3.5.5)$$

$$= U_{DBE} - \left(\frac{1}{C_B} \int_{t_0}^{t_0+T} I_{DBE} dt + U_B(t_0) \right) \quad (3.5.6)$$

Um den Strom I_{Plasma} in diesem Modell zu beschreiben, muss zu dem gewichteten Anteil des Gesamtstroms noch ein Anteil addiert werden, der sich aus der zeitlichen Änderung der Gesamtspannung ergibt.

$$I_{Plasma} = \left(1 + \frac{C_G}{C_B} \right) \cdot I_{DBE} - C_G \frac{dU_{DBE}}{dt} \quad (3.5.7)$$

Eine genaue Herleitung dieser Zusammenhänge ist in [Shu02] zu finden. Anhand der hier aufgeführten Gleichungen erkennt man aber auch die Schwächen dieses Modells. Zum einen ergibt sich in Gleichung 3.5.6 ein Anfangswertproblem für $U_B(t_0)$, zum anderen ist die geforderte zeitliche Ableitung in Gleichung 3.5.7 messtechnisch nur schwer zu realisieren. Daher werden Aussagen über die zeitlichen Verläufe von U_G und I_{Plasma} bei sehr kurzen Impulströmen, wie sie bei einer DBE vorkommen, durch die Integration beziehungsweise zeitliche Ableitung ungenau und unsicher. Ziel eines Modells sollte es also sein, eine vollständige Beschreibung der Entladung unter Berücksichtigung der bei der DBE generierten Ladungsträger zu finden, das gleichzeitig messtechnisch gut erfassbar ist. Ein solches Modell wurde von [Tra08] eingeführt und soll im Folgenden erläutert werden.

3.6 Ladungstransportmodell der DBE

Das hier vorgestellte Konzept versucht den Einfluss der Raumladungen auf die Entladungsbedingungen zu beschreiben. Zu diesem Zweck wird eine weitere Kapazität C_L eingeführt, die das durch die Ladungsträger erzeugte Raumladungsfeld empirisch beschreiben soll.

Infolge der dielektrischen Abschirmung der Elektroden können die während der Entladung generierten Ladungsträger (Ionen und Elektronen) den Gasraum nicht verlassen und werden vom angelegten äußeren Feld durch Diffusion getrennt. Da die Ionen um ein vielfaches massereicher sind als die Elektronen, werden sie während der Dauer der Entladung kaum beschleunigt. Dies führt da-

zu, dass die Elektronen nach kürzester Zeit (einige Nanosekunden) die Anode erreichen, während die Ionen über die gesamte Zeit als nahezu ortsfest gesehen werden können. Durch diese schnelle räumliche Trennung der Ladungsträger wird ein elektrisches Feld erzeugt, das dem von außen anliegenden Feld entgegen steht. Diese interne Feldüberhöhung führt wiederum zu einer verstärkten Ionisierung im Bereich des höchsten elektrischen Feldes. Durch diesen selbstverstärkenden Prozess bildet sich eine Raumladungszone höherer Ionendichte aus, die im Laufe der Entladung in Richtung Anode wandert. Dabei ist zu beachten, dass nicht die Ionen selbst, sondern lediglich ihr Ladungsschwerpunkt sich zu der Kathode hin bewegt (Abbildung 3.6). Betrachtet man also nur

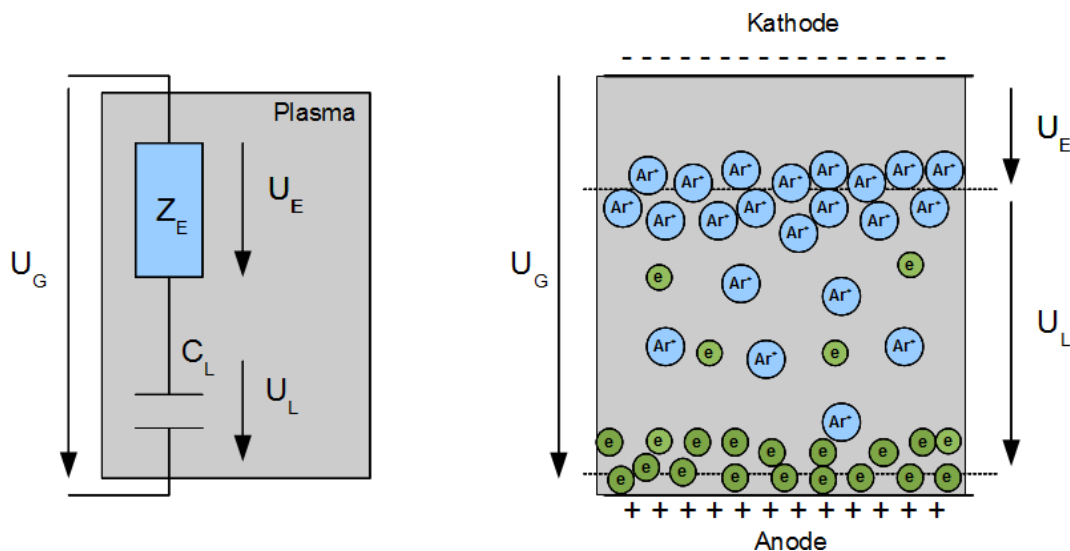


Abbildung 3.6: Veranschaulichung des Ladungstransportmodells, Abbildung nach [Tra08]

die Ladungsschwerpunkte, so befinden sich einige Nanosekunden nach Beginn der Entladung die Elektronen an der Anode und der Schwerpunkt der Ionen an der Kathode. Diese räumliche Ladungstrennung lässt sich am einfachsten durch eine Kapazität C_L beschreiben. Zusätzlich sind an dieses Modell noch folgende Annahmen gekoppelt:

- Die Entladung findet über die gesamte Elektrodenfläche statt.
- Elektronen und Ionen besitzen, bis auf die Coloumbkraft, keine Bindung, somit findet keine Polarisierung im Plasma statt $\rightarrow \epsilon_r \approx 1$.

- Der Schwerpunkt der Ladungsträger befindet sich unmittelbar nach Beginn der Entladung an den Dielektrika.
(Diese Annahme ist berechtigt, da der Bereich des Kathodenfalls bei Edelgasen nur einige Mikrometer breit ist [Pff03] und bei Elektrodenabständen von mehreren Millimetern dadurch vernachlässigbar wird.)

Mit diesen Grundlagen lässt sich nun C_L aus den geometrischen Abmessungen der Gasraumkapazität C_G bestimmen:

$$C_L = C_G \quad (3.6.1)$$

Da die Ladungen dieser Kapazität proportional zu der anliegenden Spannung U_L ist, lässt sich auf diese Weise die zeitliche Entwicklung der Raumladung innerhalb des Gasraums beschreiben. In Abbildung 3.6 wird dieser Zusammenhang nochmals verdeutlicht. Anhand der oben genannten Überlegungen kann nun C_L bestimmt werden. Über die Plasmainpendanz Z_E werden jedoch keine Aussagen gemacht. Dennoch kann über die zugänglichen Größen U_G und I_{Plasma} sowohl auf U_L als auch U_E geschlossen werden (Kapitel 4).

Es ist zu beachten, dass es sich bei dem hier erläuterten Modell um eine rein empirische Betrachtung handelt, die das Entladungsverhalten integral beschreibt. Dabei wird von einer flächenhomogenen Entladung ausgegangen. Bei einer filamentierten Entladung spiegelt dieses Modell lediglich einen durchschnittlichen Wert der Ladungsverteilung auf den Dielektrika wieder.

Abbildung 3.7 verdeutlicht nochmals das gesamte Konzept des Ladungstransportmodells. Hier wird das Ersatzschaltbild einer ungezündeten dielektrischen Barrierenanordnung um das oben vorgestellten Ladungstransportmodell erweitert. Im Falle einer Zündung wird nun noch ein Zweig, bestehend aus Z_E in Reihe mit C_L , parallel zu C_G geschaltet. Bedingt durch die Reihenschaltung von Z_E und C_L fließt der durch das Plasma generierte Strom I_{Plasma} durch C_L , sodass der Spannungsabfall über C_L proportional zur Ladungen im Plasma q_P ist. Für den Gesamtstrom I_{DBE} gilt:

$$I_{DBE} = I_B \quad (3.6.2)$$

$$= I_G + I_{Plasma} \quad (3.6.3)$$

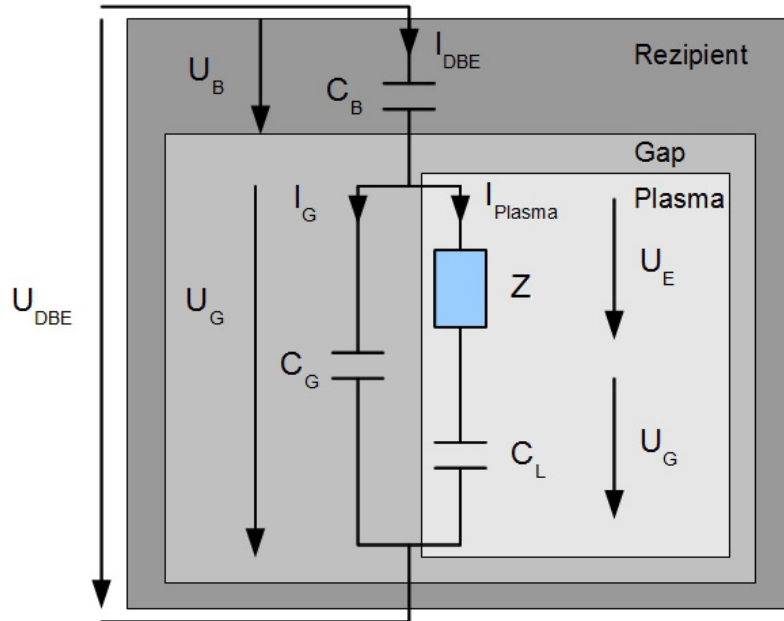


Abbildung 3.7: Ersatzschaltbild der DBE mit Ladungsmodell [Tra08]

Da im ganzen System Ladungserhaltung gilt, ist die Gesamtladung gleich der Summe der Ladungen auf den einzelnen Kapazitäten im Gasraum:

$$q_{DBE} = q_G + q_L \quad (3.6.4)$$

Geht man davon aus, dass sich vor der ersten Zündung keine Restladungen auf den Dielektrika befinden ($U_{DBE} = U_G = U_L = 0$, $t < t_0$), so ergibt sich Gleichung 3.6.4 zu:

$$C_{DBE} \cdot U_{DBE} = C_G \cdot U_G + C_L \cdot U_L \quad (3.6.5)$$

Durch Umformen dieser Gleichung nach U_L mit $U_G = U_{DBE} - U_B$ und der oben getroffenen Annahme $C_L = C_G$ ergibt sich:

$$U_L = U_B - U_{DBE} \cdot \left(\frac{C_G}{C_G + C_B} \right) \quad (3.6.6)$$

U_L spiegelt so die im Gasraum erzeugten Ladungsträger wieder und kann einfach aus den messtechnisch bestimmaren Größen U_{DBE} , U_B , C_B und C_G bestimmt werden. Die über die Impedanz Z_E abfallenden Spannung errechnet

sich nun aus der Differenz zwischen U_G und U_L :

$$U_E = U_G - U_L \quad (3.6.7)$$

Letztendlich beschreibt U_E das effektiv im Plasma wirkende elektrische Feld und I_{Plasma} , wie schon beschrieben, den gesamten Ladungsumsatz. So spiegelt sich in Z_E der gesamte Wirkleistungsumsatz der Entladung wieder. In einem idealen System sollte dementsprechend auch

$$P_{DBE} = P_{Plasma} = P_E \quad (3.6.8)$$

gelten.

4 Messmethode

Es stellt sich nun die Frage wie messtechnisch auf die im letzten Kapitel vorgestellten inneren Größen U_G, U_B, U_L, U_E und I_{Plasma} geschlossen werden kann. Da die dielektrische Abschirmung eine direkte Messung dieser Größen verhindert, kann dies entweder über die zeitliche Analyse der äußeren Messgrößen geschehen [Shu02], oder aber über eine geschickte Erweiterung des Versuchsaufbaus durch einfache analoge Bauteile. Diese zweite Methode soll im folgenden Kapitel 4.1 vorgestellt werden.

4.1 Innere elektrische Größen

Dem Modell zur Bestimmung der inneren elektrischen Größen liegt das in Abbildung 3.4 gezeigte Ersatzschaltbild zu Grunde. Erstmals wurde diese Messmethode von [Rot01] angewandt. Es ist damit möglich auf den Spannungsverlauf der Barrierenkapazität U_B und auf den Stromverlauf I_{Plasma} zu schließen. Diese Größen erlauben letztendlich auch einen Zugang zur Gasraumspannung U_G und den Verschiebestrom I_G , was zu den für das Ladungstransportmodell elementaren Größen U_L und U_E führt. Eine ausführliche Herleitung der Bestimmungsgleichung für I_{Plasma} , mit einer für diese Arbeit spezifischen Erweiterung (Kapitel 4.2.2), ist im Anhang zu finden.

Zur Bestimmung der Barrierenspannung U_B wird eine Messkapazität C_{Mess} bekannter Größe in Reihe zur DBE-Kammer eingefügt. Diese ist so dimensioniert, dass der Spannungsabfall über C_{Mess} vernachlässigbar zur Gesamtspannung U_{DBE} ist ($C_{Mess} \gg C_{DBE}$). Da im gesamten DBE-Zweig Ladungserhaltung gelten muss, kann nun durch Bestimmung von U_{Mess} auf die Ladung im gesamten System geschlossen werden ($q_{DBE} = q_{Mess} = q_B$). Ist C_B durch Messung oder Berechnung bekannt (Kapitel 4.2), so kann nun U_B durch die Gleichung

$$U_B = \frac{C_{Mess}}{C_B} \cdot U_{Mess} \quad (4.1.1)$$

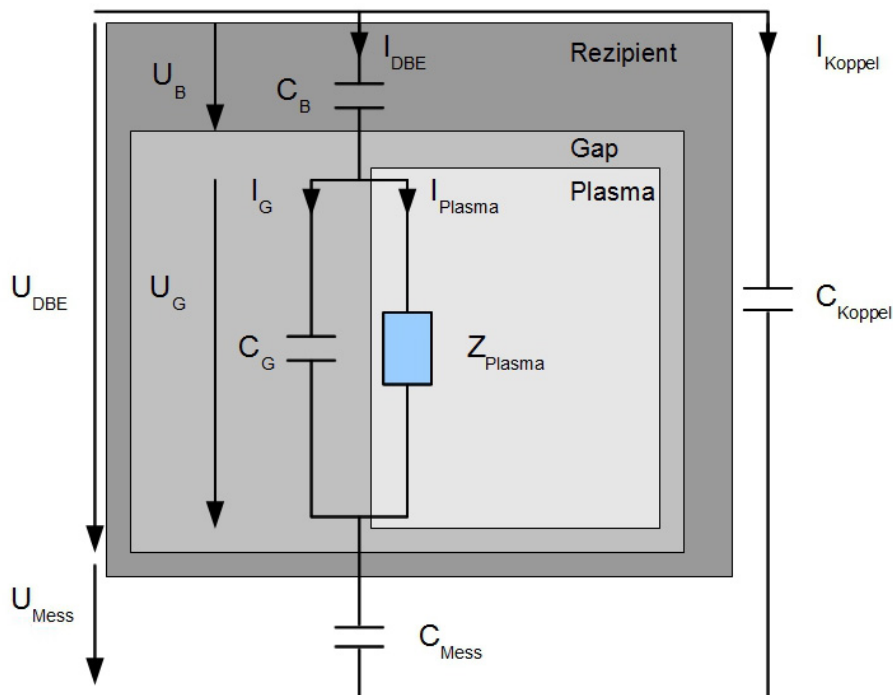


Abbildung 4.1: Das dem Experiment zu Grunde liegende Schaltbild des Messaufbaus

bestimmt werden. Bei gleichzeitiger Messung der Gesamtspannung U_{DBE} , kann U_G durch einfache Subtraktion von U_B errechnet werden.

$$U_G = U_{DBE} - U_B \quad (4.1.2)$$

Die Bestimmung von I_{Plasma} gestaltet sich wie folgt:

Im ungezündeten Fall existiert nur ein reiner Verschiebestrom im Gasraum. Auf Grund der Stromerhaltung gilt also $I_{DBE} = I_G$ und $I_{Plasma} = 0$. Zündet die Entladung, so werden durch das Plasma zusätzlich Ladungsträger generiert, was nach dem Modell zur Folge hat, dass im Gasraum ein zusätzlicher Stromfluss parallel zu I_G hervorgerufen wird. Der Gesamtstrom I_{DBE} teilt sich also in einen Verschiebestromanteil I_G und einen Wirkanteil I_{Plasma} auf. Um diesen zu bestimmen, führt [Rot01] einen sogenannten Koppelkondensator C_{Koppel} ein, der parallel zum gesamten DBE-Aufbau betrieben wird und die gleiche Kapazität besitzt wie das eigentliche DBE-System ($C_{Koppel} = C_{DBE}$). Misst man nun den Strom I_{Koppel} im Zweig des Koppelkondensators, so ist die Differenz $I_{DBE} - I_{Koppel} = I_{Diff}$ proportional zu I_{Plasma} (siehe Herleitung im

Anhang).

$$I_{Plasma} = \left(1 + \frac{C_G}{C_B}\right) \cdot I_{Diff} \quad (4.1.3)$$

Sind die einzelnen Kapazitäten der Elektrodenkonfiguration (C_B, C_G) bestimmt, kann so durch diese einfache messtechnische Erweiterung auf die für das Entladungsverhalten entscheidenden inneren Größen geschlossen werden, ohne auf eine komplizierte mathematische Bestimmung dieser Größen angewiesen zu sein.

4.2 Kapazität

4.2.1 Bestimmung der Gasraum- und der Barrierenkapazität

Im allgemeinen kann man eine Kapazität, bei bekannter Elektrodenfläche A , Elektrodenabstand d und Dielektrizitätskonstante ϵ_r , durch Berechnung bestimmen. Für einen planparallelen Aufbau gilt:

$$C = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \frac{A}{d} \quad (4.2.1)$$

Wie bereits beschrieben, setzt sich die DBE aus zwei in Reihe geschaltete Einzelkapazitäten zusammen (Abbildung 4.2). Demnach ergibt sich für C_G

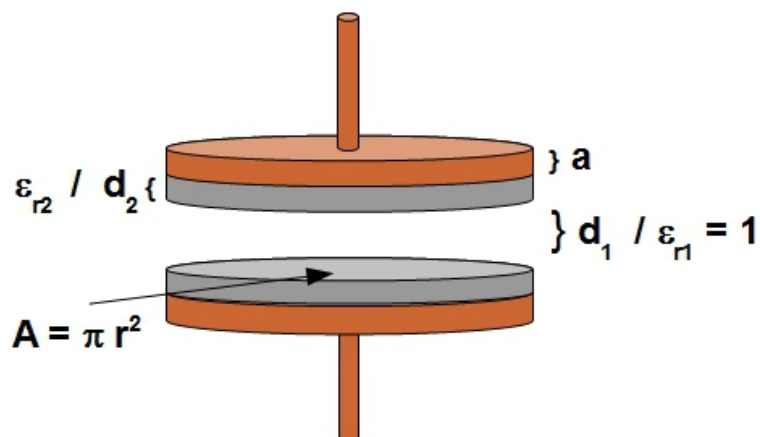


Abbildung 4.2: Geometrische Abmessungen der Elektrodenkonfiguration

beziehungsweise C_B :

$$C_G = \epsilon_0 \cdot \frac{A}{d_1} \quad (4.2.2)$$

$$C_B = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \frac{A}{2 \cdot d_2} \quad (4.2.3)$$

Und die Gesamtkapazität C_{DBE} errechnet sich dann wie bei der Reihenschaltung aus den Kehrwerten der Einzelkapazitäten:

$$\frac{1}{C_{DBE}} = \frac{1}{C_B} + \frac{1}{C_G} \Rightarrow C_{DBE} = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot A}{2 \cdot d_1 + \epsilon_r \cdot d_2} \quad (4.2.4)$$

Diese Berechnungen wurden für den hier vorliegenden Aufbau durchgeführt und mit den Ergebnissen einer direkten Messung mit Hilfe einer Messbrücke², verglichen. Dabei kam es jedoch zu großen Abweichungen zwischen den berechneten und den gemessenen Werten. Die Ursache hierfür ist in den relativ kleinen Abmessungen des Aufbaus zu suchen:

Ist die Elektrodenfläche klein gegenüber dem Elektrodenabstand sind Feldverzerrungen an den Rändern der Kapazität nicht mehr vernachlässigbar. Des Weiteren liefert dann die Dicke der Elektroden a einen erheblichen Beitrag zur Gesamtkapazität. Diese Einflüsse können jedoch mit Hilfe einer empirischen Formel berücksichtigt werden [von53].

$$C = \left[\underbrace{\left(\frac{r^2}{4 \cdot d} + \frac{2 \cdot r}{\pi} \right)}_{\text{Randeffekte}} + \underbrace{\left(\frac{r}{4 \cdot \pi} \cdot \left(\left(1 + \frac{a}{d} \right) \cdot \ln \left(1 + \frac{a}{d} \right) - \frac{a}{d} \cdot \ln \left(\frac{a}{d} \right) \right) \right)}_{\text{endliche Elektrodendicke}} \right] \cdot 4 \epsilon_0 \epsilon_r \pi \quad (4.2.5)$$

Anhand dieser Gleichung wurden nun C_G und C_B abermals berechnet und daraus wiederum C_{DBE} bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 nochmals zusammengefasst.

4.2.2 Parasitäre Kapazität

Der Einbau der Elektrodenkonfiguration in den Vakuumrezipienten hat eine weitere Änderung der Gesamtkapazität zur Folge. Diese Abweichung ist darauf zurückzuführen, dass die Elektrodenzuleitung in den Rezipienten einen eigenen

²Instek LCR-Messbrücke; Modell: LCR-819

Method	Kapazität	Berechnet	Gemessen	Abweichung
Herkömmlich	C_B	4,91 pF	-	-
	C_G	0,92 pF	-	-
	C_{DBE}	0,72 pF	1,77 pF	57 %
Empirische Formel	C_B	7,85 pF	-	-
	C_G	1,80 pF	-	-
	C_{DBE}	1,46 pF	1,77 pF	17 %

Tabelle 4.1: Vergleich der gemessenen und errechneten Kapazitäten

kapazitiven Anteil besitzt. Dieser konstante parasitäre Anteil C_{Para} ist nicht vernachlässigbar und rechnet sich additiv zu der Kapazität der Elektrodenkonfiguration C_{DBE} hinzu.

$$C_{Ges} = C_{DBE} + C_{Para} \quad (4.2.6)$$

Auf Basis des additiven Charakters der parasitären Kapazität folgt, dass das Modell aus Abbildung 4.1 um eine parallel geschaltete Kapazität erweitert werden muss, wie es in Abbildung 4.3 gezeigt ist. Um zu kontrollieren, ob diese

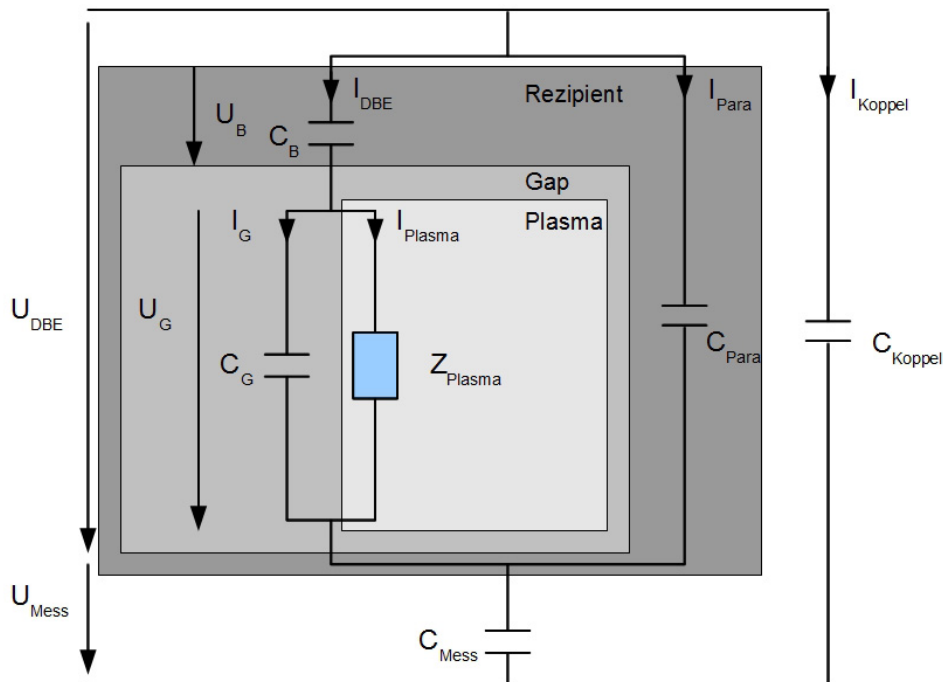


Abbildung 4.3: Erweiterung des Schaltbilds auf Grund Messaufbau der parasitären Kapazität

zusätzliche Komponente Einfluss auf das Modell zur Bestimmung der inneren Größen hat, wurden die in Kapitel 4.1 erläuterten Bestimmungsgleichungen unter Berücksichtigung der parasitären Kapazität nochmals hergeleitet (siehe Anhang). Dabei zeigte sich, dass die Koppelkapazität C_{Koppel} nun auf den gesamten Aufbau C_{Ges} (Rezipient + Elektrodenzuleitung + Elektrodensetup) und nicht allein auf die Elektrodenkonfiguration C_{DBE} abgeglichen werden muss.

4.3 Kontrollmöglichkeiten

Das in diesem Abschnitt vorgestellte Ladungstransportmodell bietet eine interessante Möglichkeit, Einblick in den Ablauf und die Bedingungen einer DBE zu erhalten. Dazu mussten jedoch einige vereinfachende Annahmen gemacht werden. Daher ist es wünschenswert Methoden zu entwickeln, die es dem Experimentator erlauben, die gemachten Annahmen auf ihre Gültigkeit zu prüfen. Im Zuge dieser Arbeit wurden daher zwei Methoden entwickelt, $|U_G|_{max}$, $|U_E|_{max}$ und $\langle p_E(t) \rangle$ durch direkt zugängliche Messgrößen zu verifizieren. Da diese drei Größen mit allen gemachten Annahmen verknüpft sind, kann so auch auf die Richtigkeit der restlichen Größen geschlossen werden.

Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass so nur Momentanwerte, beziehungsweise im Falle von $\langle p_E(t) \rangle$ das zeitliche Mittel der Plasmaleistung, betrachtet werden. Daher ist eine Aussage über den korrekten zeitlichen Verlauf der Modellgrößen nicht gegeben.

4.3.1 U-Q-Diagramm

Die in das Plasma eingebracht Leistung P_E lässt sich anhand des in Kapitel 3.6 vorgestellten Modells ermitteln. Demnach ergibt sich die Momentanleistung aus der im Plasma wirksamen Anregungsspannung $u_E(t)$ und dem dabei fließenden Strom $i_{Plasma}(t)$:

$$p_E(t) = u_E(t) \cdot i_{Plasma}(t) \quad (4.3.1)$$

Aus einer zeitlichen Mittelung der Momentanleistung $p_E(t)$ über eine Periode T errechnet sich somit die mittlere in das Plasma eingekoppelte Leistung P_E :

$$P_E = \frac{1}{T} \cdot \int_{t_0}^{t_0+T} u_E(t) \cdot i_{Plasma}(t) dt \quad (4.3.2)$$

Eine weitere Möglichkeit die eingekoppelte Leistung im Sinusbetrieb zu bestimmen, stellt die sogenannte Lissajous-Figur dar. Dazu misst man die am DBE-Aufbau anliegende Gesamtspannung U_{DBE} und die dabei umgesetzte Ladung q_{DBE} mit Hilfe der am Messkondensator C_{Mess} abfallenden Spannung U_{Mess} . Diese beiden Größen U_{DBE} und q_{DBE} werden in einem x-y-Diagramm gegeneinander aufgetragen. Im ungezündeten Fall stellt der Aufbau einen reinen kapazitiven Spannungsteiler dar und beide Größen laufen in Phase. Das U-Q-Diagramm stellt eine Gerade positiver Steigung dar. Zündet die Entladung, kommt es zu einem zusätzlichen Ladungsumsatz δQ und die Gerade „springt“ in y-Richtung auf (Abbildung 4.4). Die Fläche der so entstanden

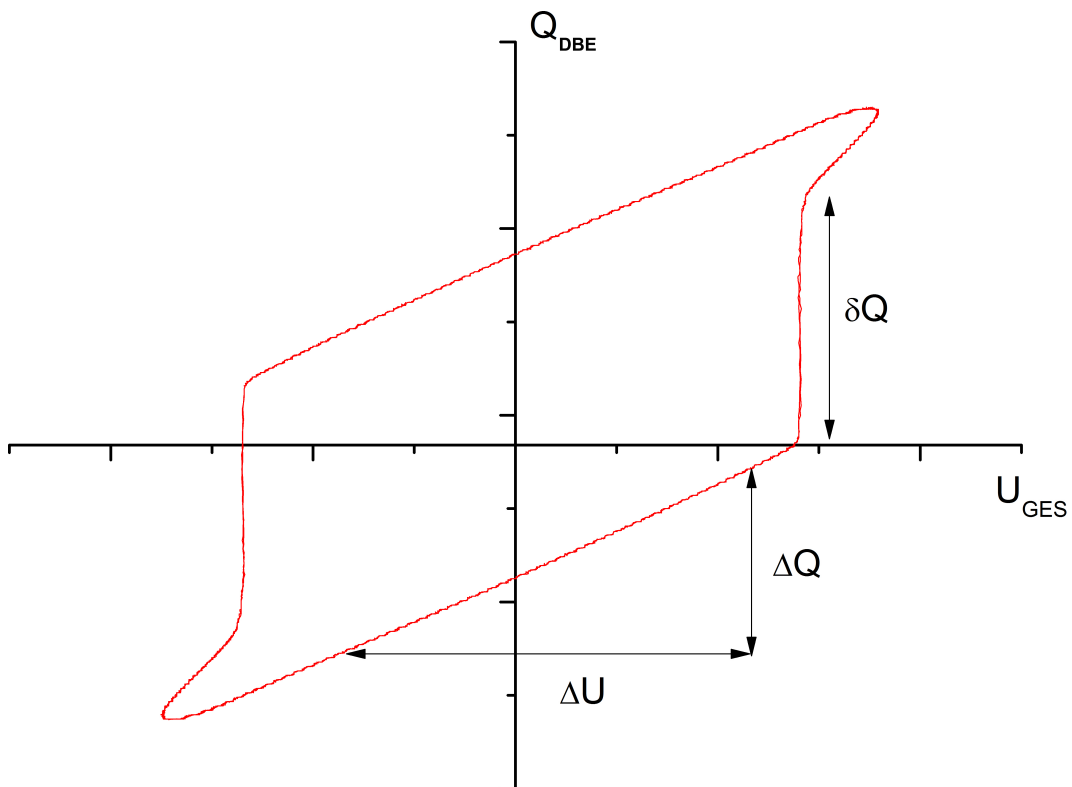


Abbildung 4.4: Q-U-Diagramm (Lissajous-Figur)

Lissajous-Figur ist proportional zu der in einer Periode umgesetzten Wirkenergie $2W_{Plasma}$ [Kli97]:

$$W_{Plasma} = \frac{1}{2} \cdot \int_{t_0}^{t_0+T} u_{DBE}(t) \cdot i(t) dt = \frac{1}{2} \cdot \int_{q_{DBE}(t_0)}^{q_{DBE}(t_0+T)} u_{DBE}(t) dq_{DBE} \quad (4.3.3)$$

Bei bekannter Frequenz kann so auf die mittlere eingekoppelte Leistung P_{Plasma} geschlossen werden.

$$P_{Plasma} = 2 \cdot f \cdot W_{Plasma} = \frac{1}{T} \cdot \int_{q_{DBE}(t_0)}^{q_{DBE}(t_0+T)} u_{DBE}(t) dq_{DBE} \quad (4.3.4)$$

Die Bestimmung der Plasmaleistung anhand der Lissajous-Figur hat den Vorteil, dass sie im Gegensatz zu dem Ladungstransportmodell frei von Annahmen ist und auf Grund der wenigen eingehenden Parameter (U_{DBE} , U_{Mess} und C_{Mess}) kaum fehlerbelastet ist. Dadurch ergibt sich eine gute Kontrollmöglichkeit für das Ladungstransportmodell, denn es muss gelten:

$$P_{Plasma} = P_E = \langle u_E(t) \cdot i_{Plasma}(t) \rangle \quad (4.3.5)$$

Des Weiteren liefert die Lissajous-Figur die während des Spannungsaufbaus im System wirkende Gesamtkapazität $C_{Ges} = \frac{\Delta Q}{\Delta U}$. Ändert sich diese wenn es zu der Zündung des Plasmas kommt, würde dies auf eine Veränderung der Vakuumkapazität hindeuten. Diese wurde in dem Modell jedoch als konstant angenommen.

4.3.2 Zünd- und Löschverhalten

Eine weitere Möglichkeit das Modell auf seine Konsistenz zu untersuchen, ist der Vergleich der direkt gemessenen Erstzünd- und Löschspannung (Kapitel 3.4) mit den errechneten Größen des Modells U_E und U_G . Nach dem Ladungstransportmodell beschreibt U_E das im Gasraum wirkende Feld unter Berücksichtigung der, aus den vorhandenen Restladungen resultierenden, Feldverstärkung im Gasraum. Betrachtet man nun den Zeitpunkt an dem die Spannung U_E gerade einbricht, das Plasma also zündet, so gibt dieser Wert $|U_E|_{max}$ die für das Gas nötige Durchbruchsspannung an. Dies entspricht der Definition der Erstzündspannung und es muss $|U_E|_{max} = U_{zünd}$ gelten. Um-

gekehrt verhält es sich mit der Größe U_G . Sie repräsentiert die im Gasraum anliegende äußere Spannung ohne Berücksichtigung der Raumladungen. Bestimmt man hier U_G zum Zeitpunkt der Zündung, nahe der Löschspannung, so gibt dieser Wert die Spannung an, die in jedem Fall von der Spannungsversorgung aufgewendet werden muss um das Plasma zu zünden. Es gilt also $|U_G|_{max} = U_{lösch}$. Diese Überlegung liefert eine weitere gute Methode um das Modell mit seiner Vielzahl an Annahmen und Variablen mit einfach zu messenden Größen abzugleichen.

5 Messaufbau

Um ein genaues Bild über das Entladungsverhalten einer DBE in Argon zu gewinnen, ist es das Ziel dieses Projektes möglichst viele Parameter gleichzeitig zu erfassen.

So ist es wünschenswert neben der Erfassung der elektrischen Parameter, auch eine optische Diagnostik am Plasma durchführen zu können; diese gliedert sich in drei Teilbereiche auf.

Zum einen wurden Kurzaufnahmen der Entladung mittels einer CCD-Kamera durchgeführt, um die verschiedenen in Kapitel 3.2 vorgestellten Ausbildungsformen der DBE zu spezifizieren, zum anderen wurden im Zuge der parallelen Arbeit [Sch11] Untersuchungen zur Effizienz der Excimerstrahlung mit Hilfe einer AXUV-Diode und darüber hinaus spektroskopische Messungen vorgenommen. Abbildung 5.1 zeigt einen schematischen Überblick über den experimentellen Aufbau und die angewandten Diagnostiken.

Die Art der Entladung und die Effizienz der Excimerstrahlung hängt stark von der Gaszusammensetzung ab. Um verlässliche Ergebnisse zu erhalten, muss eine möglichst reine Argongas-Atmosphäre vorliegen. Zu diesem Zweck wurde der Rezipient mehrmals hintereinander mittels einer Turbo-Vakuum-Pumpe auf einen Druck unter 10^{-5} mbar evakuiert und anschließend mit reinem Argon gespült. Weiterhin wurde nach jeder Abpumpphase das Plasma für circa 30 Minuten gezündet. Dadurch werden die auf der Oberfläche der Entladungskammer befindlichen Wasserstoff- beziehungsweise Sauerstoffverbindungen mit Hilfe der im Plasma generierten UV-Strahlung von den Wänden abgelöst, was zusätzlich zu einer Verbesserung der Gasreinheit führt. Erst nach mehrmaligem Wiederholen dieses Prozedere wurden die eigentlichen Messungen durchgeführt.

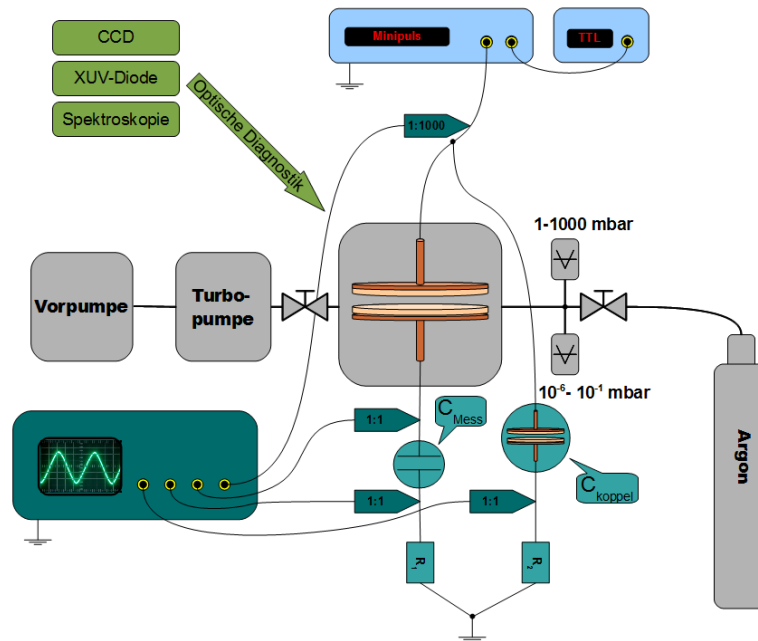


Abbildung 5.1: Schematische Zusammenfassung des Experiments

5.1 Elektrodenkonfiguration

Bei dem hier vorgestellten DBE-Setup handelt es sich um einen planparallelen Aufbau mit runden Elektroden.

Die Kupfer-Elektroden haben einen Durchmesser von $r = 1 \text{ cm}$ was einer Fläche von $A_{\text{Elektrode}} = 3,14 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ entspricht. Die Elektroden werden durch jeweils eine dielektrische Schicht der Dicke $d_B = 1 \text{ mm}$ vom Gasraum getrennt. Der Abstand der Dielektrika d_G ist variabel, wurde aber in der hier vorliegenden Arbeit bei $d_G = 3,35 \text{ mm}$ belassen. Als Material für die Barrieren wurde Polyetheretherketon (PEEK) verwendet. Dieses ist einfach zu bearbeiten, und weist eine hohe Durchschlagsfestigkeit und Temperaturbeständigkeit auf. Die Dielektrizitätszahl von PEEK liegt bei $\epsilon_r = 3,2$. Alle relevanten Parameter des Aufbaus sind nochmals in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

Um zu vermeiden, dass es zu Überschlügen von der Seite beziehungsweise Rückseite der Kupferelektroden kommt, wurden die Elektroden gänzlich in das Dielektrikum eingebettet. Weiterhin muss darauf geachtet werden, dass es zu keinen ungewollten Lufteinschlüssen im Raum zwischen den Kupferscheiben und dem Dielektrikum kommt. Dies würde dazu führen, dass es in diesem Bereich zu kleinen Mikroentladungen kommen könnte, die die Messergebnisse

verfälschen. So wurden beide Komponenten mit Epoxidharz verklebt um so eventuelle Unebenheiten auszufüllen. Der dabei entstandene feine Epoxidharzfilm hat keinen relevanten Einfluss auf die dielektrischen Eigenschaften des Aufbaus. Bei einem planparallelen Aufbau kommt es zwangsläufig am Rand

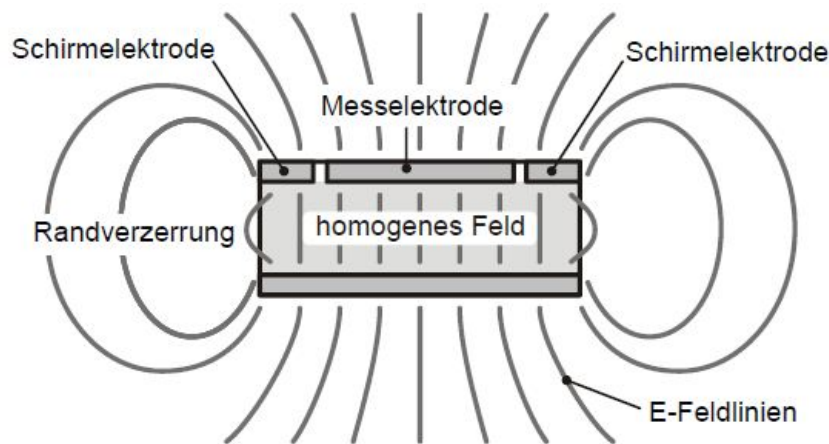


Abbildung 5.2: Funktionsprinzip einer Schirmelektrode [Tra08]

der Elektroden zu Inhomogenitäten im Feldverlauf. Diese sind in den meisten Fällen vernachlässigbar. Auf Grund der hier gewählten Dimensionierung des Aufbaus ($r_{Elektrode}$ sehr klein gegen d_G), darf dieser Randeffekt jedoch nicht unterschlagen werden (siehe auch Kapitel 4.2). Um ungewollte Randfelder zu eliminieren ist es möglich eine sogenannte Schirmelektrode anzubringen. Diese wird parallel zu der eigentlichen Elektrode betrieben und sorgt dafür, dass im eigentlichen Entladungsbereich eine homogene Feldverteilung gewährleistet wird (Abbildung 5.2). In der hier vorliegenden Arbeit ist dieses Konzept leider nicht angewendet worden. Angesichts der Abmessungen des verwendeten Rezipienten, war ein Einbringen einer zusätzlichen Schirmelektrode nicht möglich. Dieser Umstand hat zunächst keine negativen Auswirkungen auf die Bestimmung der inneren Größen, jedoch führt es dazu, dass die hier gemachten Untersuchungen, speziell die flächenspezifischen Größen, nicht auf beliebige Elektrodenabmessungen übertragen werden können.

Um eine symmetrische Feldverteilung zu garantieren müssen die Elektroden genau parallel zueinander ausgerichtet werden. Zu diesem Zweck wird das Elektrodenpaar in einen PVC-Rahmen eingebaut. Um trotzdem optische Messun-

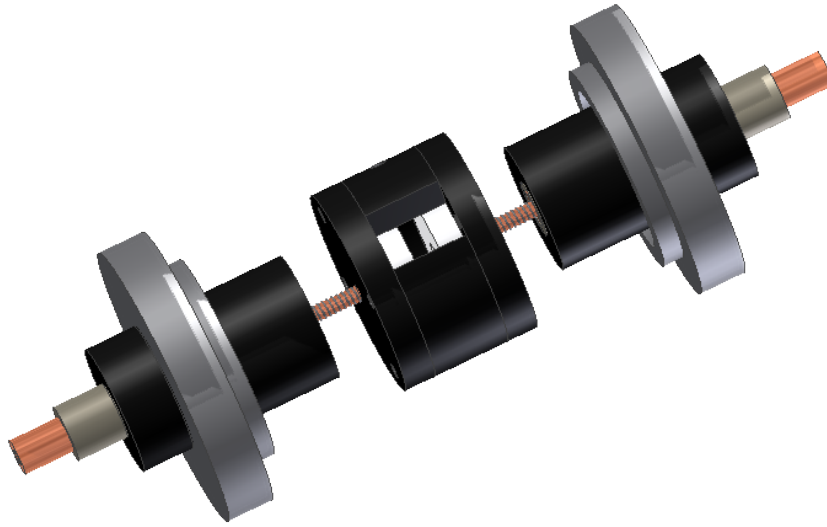


Abbildung 5.3: Design des Elektrodensetups

gen durchführen zu können ist dieser mit einem 1 cm breiten Öffnungsschlitz versehen. Die Elektrodenzuführung in den Rezipienten besteht aus mehreren

Parameter	Wert	Kommentar
$r_{Elektrode}$	10,0 mm	Radius der Elektrode
$d_{Elektrode}$	2,0 mm	Dicke der Elektrode
$r_{Dielektrika}$	11,0 mm	Dielektrikum Radius
$d_{Dielektrika}$	$2 \times 1,0$ mm	beidseitige Barriere-Abschirmung
d_G	3,35 mm	Schlagweite
A_{DBE}	314 mm ²	Für die Entladung relevante Fläche bezogen auf $r_{Elektrode}$
ϵ_r	3,2	PEEK
C_{DBE}	1,77 pF	Gesamtkapazität der Elektrodenkonfiguration, gemessen
C_B	7,85 pF	Barrierenkapazität gesamt, errechnet
C_G	1,80 pF	Gasraumkapazität, errechnet

Tabelle 5.1: Parameter des Elektrodensetups

isolierenden Schichten. In einer ersten Version wurde ein Kupferstab mit einer Keramikummantelung verwendet. Dabei kommt es aber zu einer ungewollten dielektrischen Entladung zwischen der Kupferzuführung, der Keramik und dem Rezipienten, der dann als Erde fungiert. Deshalb ist die Keramik zusätzlich mit

einer, circa 1 cm starken PVC-Schicht versehen worden.

Um einen ausreichenden Kontakt zwischen den Elektroden und der Zuführung zu gewährleisten werden diese mit einer Steckverbindung versehen. Da der Abstand der Elektroden variabel sein soll, die Elektrodendurchführung jedoch fest mit dem Rezipienten verbunden ist, ist an dieser Verbindung beidseitig eine Metallfeder angebracht. Diese garantiert zum einen, dass die Elektroden zu jeder Zeit optimal mit der Zuführung verbunden sind und richtet zum anderen den Endladungsbereich stets mittig im Rezipienten aus, was vor allem für die optische Diagnostik zwingend erforderlich ist. Das vollständige Design des Elektrodensetups ist in Abbildung 5.3 gezeigt.

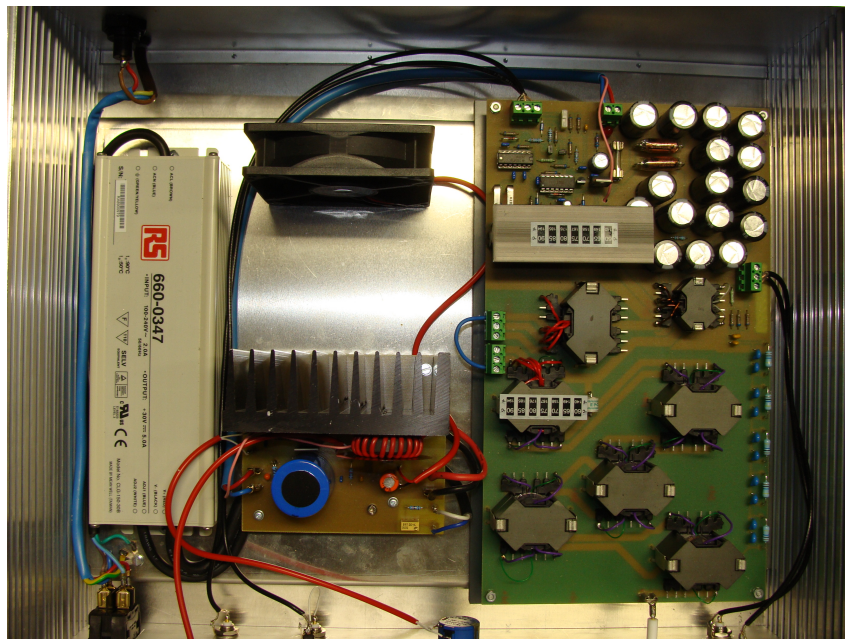


Abbildung 5.4: Platine des Minipuls 2

5.2 Sinusgenerator

Prinzipiell kann eine DBE mit verschiedenen elektrischen Ansteuerungen betrieben werden. Dies kann durch eine Sinusspannung, eine unipolare oder eine bipolare Rechteckspannung erfolgen. Mehrere Arbeiten [Kli97] [Tra08] [Tao08] [Lei07] haben dabei gezeigt, dass die Art der Ansteuerung, im Besonderen

die Spannungsanstiegsraten $\frac{dU}{dt}$ großen Einfluss auf die Entladungsform und die Effizienz der Excimerstrahlung haben. Unter anderem zeigt sich, dass die Effizienz um ein Vielfaches gesteigert werden kann, wenn die DBE mit einem Rechteckimpuls betrieben wird [Tra08]. Im Zuge dieses Projektes wurde daher zunächst ein unipolarer Rechteckspannungsgenerator entwickelt. Dieser besteht im Wesentlichen aus einem sogenannten Kabelpulsler der über einen Lorentz-Drift-Schalter (LDS) angesteuert wird. Die daraus resultierende Arbeit [Kou09] zeigte jedoch, dass dieses Konzept für die vorgesehene Anwendung nur bedingt nutzbar ist, da der LDS keine ausreichenden Repetitionsraten liefern kann.

Daraufhin wurde die Arbeit mit einem Sinusgenerator weitergeführt.

Bei dem „Minipuls 2“ (Abbildung 5.4) der Firma GBS-Elektronik, handelt es sich um eine Transistorhalbbrücke, die über ein externes TTL-Signal angesteuert wird. Die so generierte Sinusspannung wird anschließend über eine Hochspannungstransformator-kaskade verstärkt. Die dabei erreichten Spitzenspannungen sind von der angesteuerten Frequenz und der verwendeten Last abhängig. Um den Generator mit der Last optimal abzugleichen, verfügt der Minipuls 2 zusätzlich über eine variable Impedanzanpassung. In Tabelle 5.2 sind die Betriebsparameter des verwendeten Sinusgenerators zusammengefasst.

Größe	Bereich	Kommentar
U_{ss}	1,5 kV-20 kV	Bedingt durch die Konzeptionierung des Minipuls 2 liefert das Gerät immer eine Mindestspannung. Diese und die Maximalspannung sind zusätzlich frequenzabhängig.
ν_0	5 kHz-20 kHz	Die Frequenz mit der der Generator betrieben werden kann, ist durch die Größe der Last und der variablen Induktivität begrenzt.
C_{max}	100 pF	Der Sinusgenerator erlaubt nur eine maximale kapazitive Last. Dabei entfallen bereits 90 pF auf die Zuleitung.
P_{max}	120 W	Maximal zur Verfügung stehende Leistung.

Tabelle 5.2: Betriebsparameter des Minipuls 2

5.3 Elektrische Diagnostik

Die elektrische Diagnostik des Experiments ist so ausgelegt, dass alle zur Berechnung der in Kapitel 3.6 vorgestellten Parameter benötigten Größen gleichzeitig erfasst werden können. Dabei erlaubt uns die Tatsache, dass sich sämtliche Bestimmungsgleichungen auf vier Parameter zurückführen lassen, ein umfassendes Bild der elektrischen Vorgänge während einer Entladung zu erlangen. Die Aufzeichnung der Messwerte erfolgt über ein Vierkanal-Oszilloskop³. In Tabelle 5.3 sind die vier Messgrößen und die Art ihrer Bestimmung aufgelistet. Um den Ladungsumsatz während der Plasmazündung zu bestimmen,

Größe	Methode	Messsonde
U_{GES}	Spannungsabfall über den gesamten Aufbau	HV-Tastkopf TesTec HVP15HF [$\pm 2\%$]
U_{Mess}	Spannungsabfall über $C_{Mess} = 1,220nF \pm 1\%$	1:1 Messsonde Tectronix P2220 [$\pm 2\%$]
I_{DBE}	Spannungsabfall über $R_1 = 100\Omega \pm 1\%$ im DBE-Zweig	1:1 Messsonde Tectronix P2220 [$\pm 2\%$]
I_{Koppel}	Spannungsabfall über $R_2 = 100\Omega \pm 1\%$ im Koppel-Zweig	1:1 Messsonde Tectronix P2220 [$\pm 2\%$]

Tabelle 5.3: Zu bestimmende Messgrößen und deren Aufzeichnungsmethode

muss ein Kondensator C_{Mess} in Reihe zu der Entladungskammer geschaltet werden. Der Spannungsverlauf ist dann direkt über $q_{DBE} = U_{Mess} \cdot C_{Mess}$ mit dem Ladungsumsatz verknüpft. Dabei ist darauf zu achten, dass diese Kapazität ausreichend groß gegenüber der Kapazität der Elektrodenkonfiguration ist, damit der Spannungsabfall U_{Mess} möglichst klein gegenüber der Gesamtspannung bleibt. Um den genauen Wert des Messkondensators zu ermitteln wurde dieser mehrmals mit einer LC-Messbrücke bestimmt und anschließend die Ergebnisse gemittelt.

Des Weiteren wird der im DBE- beziehungsweise Koppel-Zweig fließende Strom aufgezeichnet. Beide werden über den Spannungsabfall eines jeweils in Reihe geschalteten bekannten Widerstand bestimmt. Auch hier ist auf eine geeignete Dimensionierung zu achten damit es nicht zu einer Verfälschung der

³Tektronix; Modell TDS-2004B

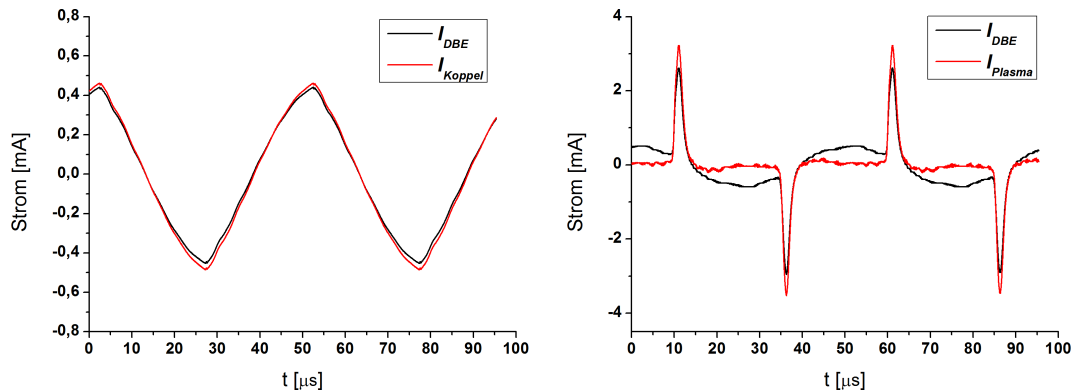


Abbildung 5.5: Links: Stromverlauf im DBE-/Koppel-Zweig im ungezündeten Fall

Rechts: Stromverlauf im DBE-Zweig und der daraus errechnete Plasmastrom im gezündeten Fall

Gesamtspannung kommt. Aus diesem Grund ist die Wahl auf einen 100Ω Widerstand gefallen, der zudem eine sehr geringe parasitäre Induktivität aufweist. Auf diese Weise können eventuelle Abweichungen vom linearen Zusammenhang zwischen Strom und Spannung am Messwiderstand vermieden werden, auch wenn solche Effekte üblicherweise erst im MHz -Bereich auftreten. Bei den hier vorherrschenden Strömen im Bereich weniger Milliampere liegt der Spannungsabfall an diesen Widerständen im einstelligen Voltbereich und ist somit gegenüber der Gesamtspannung vernachlässigbar.

Um aus den beiden Stromsignalen auf den Plasmastrom schließen zu können, ist es weiterhin nötig, dass der Koppelkondensator korrekt auf die Kapazität des DBE-Zweigs abgestimmt wird, sodass die beiden Stromsignale im ungezündeten Fall einen identischen Verlauf haben (Abbildung 5.5, links). Da die für die Entladung verwendete Elektroden-Konfiguration eine sehr kleine Kapazität im Bereich einiger Pikofarad besitzt, ist dieser Abgleich mit handelsüblichen diskreten Kapazitäten nicht zu bewerkstelligen. Aus diesem Grund wurde zum Abgleich eine baugleiche Elektrodenkonfiguration in den Koppelkreis eingebracht. Da diese sich außerhalb der Gasatmosphäre der Entladungskammer befindet, zündet sie bei Erreichen der Durchbruchsspannung nicht durch, garantiert ansonsten jedoch das gleiche elektronische Verhalten wie die Kapazität der Entladungskammer (Abbildung 5.1).

5.4 Optische Diagnostik

Wie bereits beschrieben, ist es nicht immer möglich die Erscheinungsformen (homogen, quasihomogen, filamentiert) einer DBE mit bloßem Auge klar zu spezifizieren. Aus diesem Grund werden während jeder einzelnen Messung auch immer Kurzaufnahmen mit Hilfe einer CCD-Kamera⁴ gemacht, um so die Form einer Einzelentladung bestimmen zu können. Auf Grund der relativ schwachen Intensität der Entladung im Empfindlichkeitsbereich der Kamera, liegt die Belichtungszeit der einzelnen Aufnahmen im Bereich von $250\text{ ns} - 500\text{ ns}$. Diese Einstellung stellt einen Kompromiss dar. Zum einen ist die Belichtungszeit ausreichend kurz um sicher zu stellen nur eine Einzelentladung zu erfassen, zum anderen ist sie zu lang um weiterführende Untersuchungen hinsichtlich des zeitlichen Verlaufs einer Einzelentladung zu machen. Da die Entladungsdauer bei den hier untersuchten Entladungen im Bereich von $200\text{ ns} - 800\text{ ns}$ liegt, ist so eine orts aufgelöste Beobachtung des Zündvorgangs immer nur im zeitlichen Mittel möglich.

⁴Princeton Instruments; Modell: Pi-Max

6 Ergebnisse

6.1 Entladungsformen

Eine Dielektrische Barriere Entladung kann, wie bereits in Kapitel 3.2 beschrieben, verschiedene Formen annehmen. Je nach anliegender Spannung, Frequenz und Druck, können in dem Experiment ein homogener, filamentierter oder ein quasihomogener Modus beobachtet werden. Dabei können, abhängig von den Betriebsparameter, einzelne Phasen länger ausgeprägt sein, oder gar nicht auftreten.

Um die im Zuge dieser Arbeit gemachten Untersuchungen richtig bewerten zu können, ist es wichtig diese in Bezug zu der jeweiligen Entladungsform zu setzen. Zur Verdeutlichung der einzelnen Entladungszustände sei hier beispielhaft der Verlauf bei einem Fülldruck von 500 *mbar* und einer Anregungsfrequenz von 10 *kHz* gezeigt, da hier die einzelnen Phasen deutlich ausgeprägt und klar von einander zu unterscheiden sind (Abbildung 6.1).

Prinzipiell werden die einzelnen Phasen (bei konstantem Druck und konstanter Frequenz) mit steigender Spannung durchlaufen. Bei niedriger Spannung (nahe der Löschspannung $U_{lösch}$) hat die Entladung zumeist eine homogene Form. Das heißt das Plasma erstreckt sich gleichmäßig über die gesamte Elektrodenfläche und ähnelt dabei einer klassischen Glimmentladung (A)-(B). Mit zunehmender Spannung erhöht sich die in das Plasma eingekoppelte Leistung P_{Plasma} , und die dabei umgesetzte Ladung ΔQ bis auf ein Maximum. Wird dieses überschritten, beginnt sich das Entladungsvolumen radial einzuschnüren. In diesem Bereich sinkt die in das Plasma eingekoppelte Leistung wieder ab (C)-(D). Durch diese Fokussierung erhöht sich jedoch die Ladungsträgerdichte im Zentrum des Entladungsvolumens drastisch. Wird nun eine kritische Anzahl an Ladungsträgern im Zentrum überschritten (Kapitel 2.4), wechselt die Entladung sprunghaft in eine Streamerentladung (E). Dieser Zustand eines einzelnen Streamers bleibt bei einem weiteren Spannungsanstieg zunächst unverändert (E)-(G). Betrachtet man in diesem Bereich den Ladungsumsatz, so

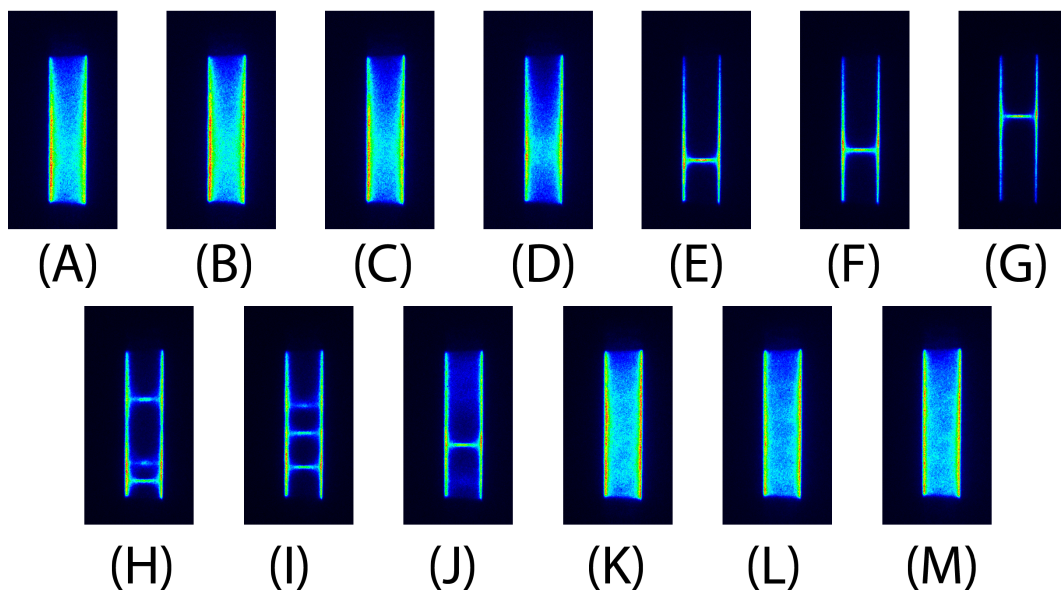
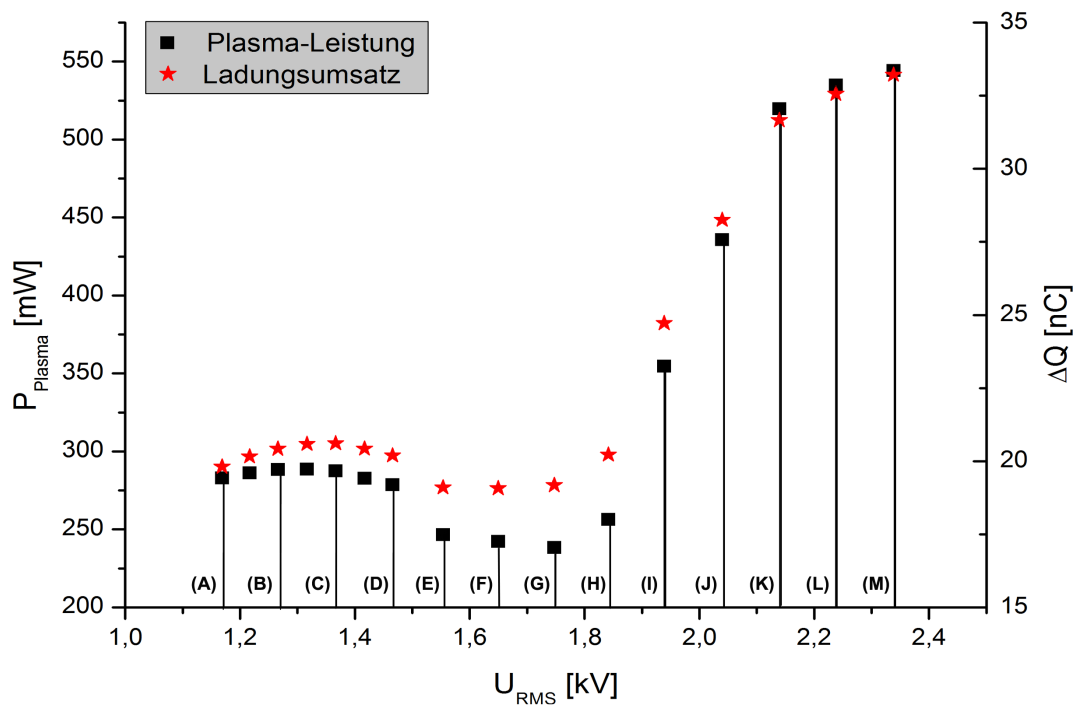


Abbildung 6.1: **Oben:** Pro Periode umgesetzte Ladung ΔQ und die im Plasma deponierte Leistung P_{Plasma} in Abhängigkeit der Spannung U_{DBE} bei $p = 500 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 10 \text{ kHz}$
Unten: Aufnahme der Entladung in Abhängigkeit der Spannung, jeweils über mehrere Perioden integriert (Belichtungszeit: 1ms)

fällt auf, dass dieser konstant bleibt. Dies scheint darauf hinzudeuten, dass ein einzelnes Filament nur eine begrenzte Ladungsmenge tragen kann. Dementsprechend sinkt nun die Plasmaleistung auf ein Minimum. Steigert man die anliegende Spannung über diesen Punkt hinaus, kommt es zur gleichzeitigen Zündung mehrerer Streamer. Daraus resultiert ein steiler linearer Anstieg der Leistung, beziehungsweise des Ladungsumsatzes (H)-(J). Immer mehr Streamer kommen hinzu, bis letztendlich die Entladung wieder homogen erscheint. Da dieser Eindruck jedoch daher rührt, dass die Streamer sehr dicht beieinander zünden, wird dieser Bereich quasihomogen genannt. In diesem Punkt knickt der Leistungs- und Ladungsanstieg ab. Hier ist wieder die gesamte Elektrodenfläche von dem Plasma erfüllt und es tritt wiederum eine gewisse Sättigung ein, eine maximale Anzahl an Streamern ist erreicht. Wie später noch gezeigt wird, wird ein weiterer Anstieg der Ladungsträger nun nur über eine mehrfache Zündung der Entladung innerhalb einer Halbperiode gewährleistet.

Es ist noch zu beachten, dass auf Grund des Memoryeffekts die Zündspannung nicht identisch mit der Löschspannung ist. Dies kann zur Folge haben, dass, wie in diesem Fall gezeigt, das Plasma als einzelner Streamer zündet, die Entladung aber in einem homogenen Zustand erlischt. Aus diesem Grund ist es bei den Messungen auch nicht möglich gewesen, je nach gewählten Betriebsparametern, jeden Modus zu erreichen. Da die verwendete Spannungsquelle immer eine von der Frequenz abhängige Mindestspannung liefert, kann es dazu kommen, dass die Zündung im Streamer-Bereich erfolgt, das Betriebsgerät jedoch bereits am Spannungsminimum arbeitet und so kein homogener Zustand durch eine Reduzierung der angelegten Spannung erreicht werden kann. Dies gilt auch für den umgekehrten Fall. Da die bereitgestellte Spannung auch nach oben hin limitiert ist, kann der, teilweise erst bei einer hohen Spannung auftretende, quasihomogene Bereich nicht untersucht werden.

In Abbildung 6.2 ist die Leistungsdichte \bar{P} im Plasma in Abhängigkeit der anliegenden Spannung, des Fülldrucks und der Anregungsfrequenz gezeigt. Es ist zu beachten, dass in dem Diagramm die Leistung pro Elektrodenfläche aufgetragen ist und diese nicht im Bezug zur vom Plasma eingenommenen Fläche steht. Auf der rechten Seite sind die dabei erreichten Transfereffizienzen, also das Verhältnis zwischen der vom Betriebsgerät aufgebrauchten Leistung zu der im Plasma deponierten Leistung, aufgetragen.

Es zeigte sich, dass der Verlauf der Leistungseinkopplung sehr gut mit dem

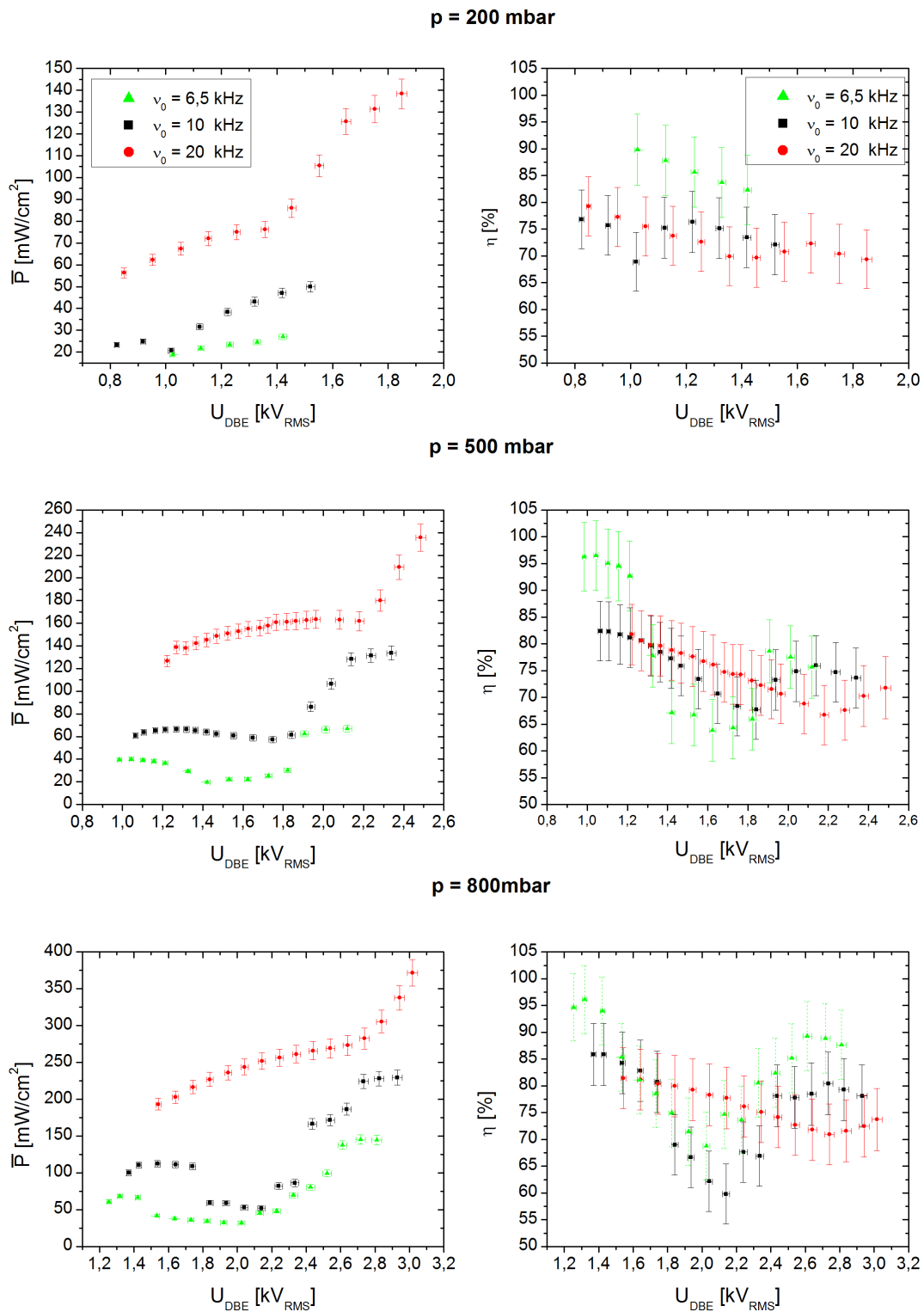


Abbildung 6.2: Im Plasma deponierte Leistungsdichte \bar{P}_{Plasma} und Transfereffizienz in Abhängigkeit der anliegenden Spannung bei unterschiedlichen Druck- und Frequenzbereichen

Erscheinungsbild der Entladung korreliert. So weist der Verlauf bei einer Anregungsfrequenz von $6,5\text{ kHz}$ beziehungsweise 10 kHz einen auffällig sprunghaften Verlauf der Leistung auf. Wie schon beschrieben, geht hier das Plasma von einer Glimmentladung in eine Filamententladung über. Treten dabei nur vereinzelte Streamer auf, so fällt die eingekoppelte Leistung stark ab und erreicht ein lokales Minimum. Dies lässt sich auch aus dem Verlauf der Transfereffizi-

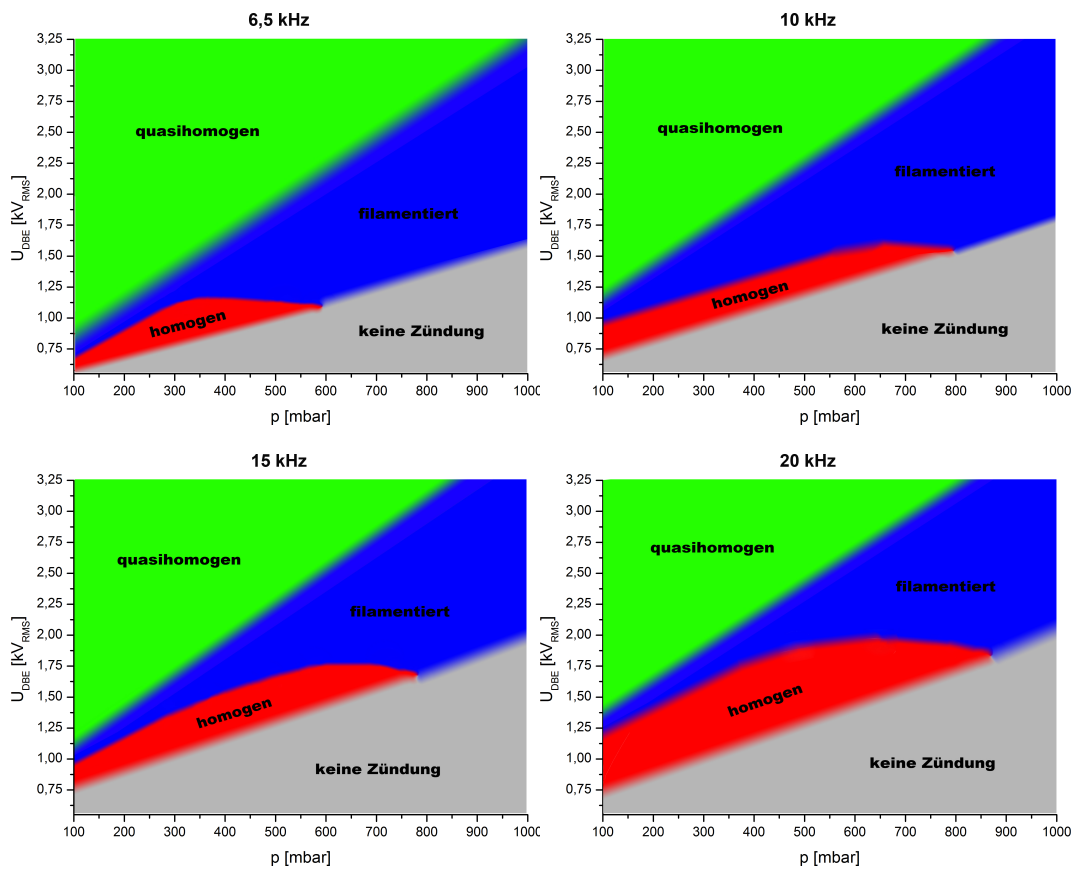


Abbildung 6.3: Phasendiagramm der Entladungsformen in Abhängigkeit der äußeren Spannung U_{DBE} und des Fülldrucks p

enz schließen. Da nun die von dem Sinusgenerator aufgebracht Leistung nur noch in ein sehr kleinen Plasmavolumen eingebracht werden kann, bricht die Effizienz hier massiv ein. Dem gegenüber steht der Verlauf der eingekoppelten Leistung bei 20 kHz . Hier zeigt die Leistung ein stetiges Verhalten und der Übergang zwischen Glimmentladung und Streamerentladung verläuft fließend. Bedingt durch die höhere Anregungsfrequenz sind hier die Spannungsanstiegs-

raten bei Zündung des Plasmas um einiges größer als bei kleineren Frequenzen. Dies führt nach [Kli97] zu einer Vielzahl synchron zündender Streamer und die Elektroden sind über den gesamten Spannungsbereich wieder nahezu gänzlich vom Plasma bedeckt.

Um einen Überblick über das Auftreten der unterschiedlichen Entladungsformen zu bekommen wurde ein Phasendiagramm erstellt, das die verschiedenen Modi einer DBE in Abhängigkeit des Drucks und der anliegenden Spannung bei $6,5\text{ kHz}$, 10 kHz , 15 kHz und 20 kHz wiedergibt (Abbildung 6.3). Dabei ist zu beachten, dass die Übergänge zwischen den einzelnen Bereichen oft fließend sind und die Einstufung rein auf der visuellen Beobachtung beruhen. Des Weiteren sind die Übergänge nicht hundertprozentig reproduzierbar gewesen. Die Erfahrung hat gezeigt, dass es hier zu Schwankungen im Bereich von $U_{RMS} \approx 100\text{ V}$ kommt. Dies liegt darin begründet, dass die Ausprägung der Entladung neben der Entladungshistorie auch stark von der Gaszusammensetzung abhängt. Weiterhin musste der Verlauf an einigen Stellen interpoliert werden, da hier das Betriebsgerät nicht die erforderlichen Spannungen liefern kann. Nichts desto trotz lassen sich anhand der Phasendiagramme klare Tendenzen ablesen. Während der Übergang zwischen filamentierter und quasihomogener Entladung linear mit dem Druck steigt, zeigt der homogene Glimmentladungsbereich ein unstetes Verhalten. Auch zeigt sich, dass sowohl die Löschspannung, als auch die Grenzspannung sich am Übergang von filamentiert zu quasihomogen, mit steigender Frequenz zu höheren Werten hin verschiebt (Abbildung 6.4). Das Gebiet, in dem sich eine homogene Glimmentladung ausbilden kann, weitet sich mit steigender Frequenz aus. Während bei $6,5\text{ kHz}$ eine Glimmentladung nur bis zu einem Druck von 600 mbar zündet, kann diese bei 20 kHz noch bei 900 mbar erreicht werden. Des Weiteren weitet sich der Spannungsbereich aus, bei dem es, bei konstantem Druck, zu einer Glimmentladung kommt. Dieses Verhalten steht im Einklang zu der in Kapitel 3.3 vorgestellten Theorie des Ioneneinfangs. Nach Gleichung 3.3.1 kann die effektive Verschiebung eines geladen Teilchens in einem RF-Feld abgeschätzt werden. Da bei den hier verwendeten Frequenzen der Elektroneneinfang keine Rolle spielt (dieser tritt erst bei Werten im oberen MHz -Bereich auf), wurde hier nur die Argonionen-Drift betrachtet. Um diese zu bestimmen muss die Stoßfrequenz ν_{ci} für Ion-Atom-Kollisionen in Argon ermittelt werden. Nach [Lie05] kann die mittlere freie

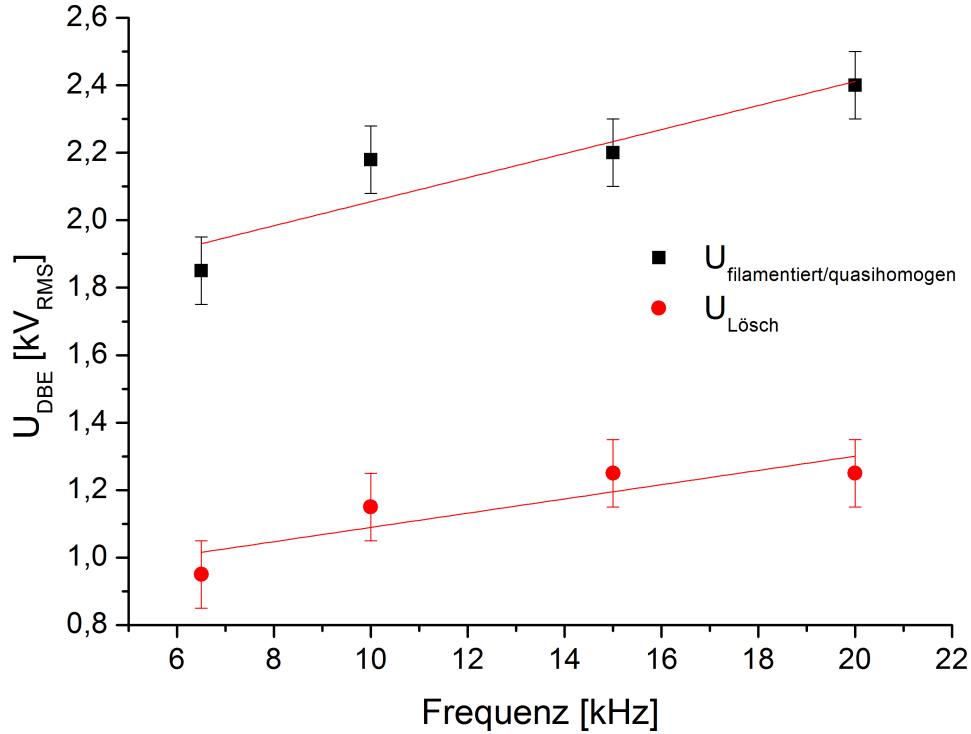


Abbildung 6.4: Grenzspannungen in Abhängigkeit der Frequenz, Beispielfall für 500 mbar

Weglänge für kalte Argonionen ($T_i = 0,05 \text{ eV}$) mit

$$\lambda_i [\text{cm}] = \frac{1}{\sigma_i \cdot n_g} = \frac{1}{330 \cdot p} \quad [p \text{ in Torr}] \quad (6.1.1)$$

abgeschätzt werden, und so mit der mittleren Geschwindigkeit

$$\bar{v}_i = \sqrt{\frac{8 \cdot T_i \cdot k_b}{\pi \cdot m_i}} \quad (6.1.2)$$

auf die Stoßfrequenz

$$\nu_{ci} = \frac{\bar{v}_i}{\lambda_i} \quad (6.1.3)$$

geschlossen werden. Abbildung 6.5 zeigt die effektive Verschiebung der Argonionen innerhalb des Gasraums in Abhängigkeit der effektiven Gasraumspannung, dabei symbolisiert die grüne Linie den Elektrodenabstand. Überschreiten die Ionen diese Schwelle, kommt es zu einem verstärkten Ionenbombardement auf das kathodenseitige Dielektrikum wodurch die Entladung in den filamentierten Modus wechselt, wie in Kapitel 3.3 beschrieben. Es ist leicht einsichtig,

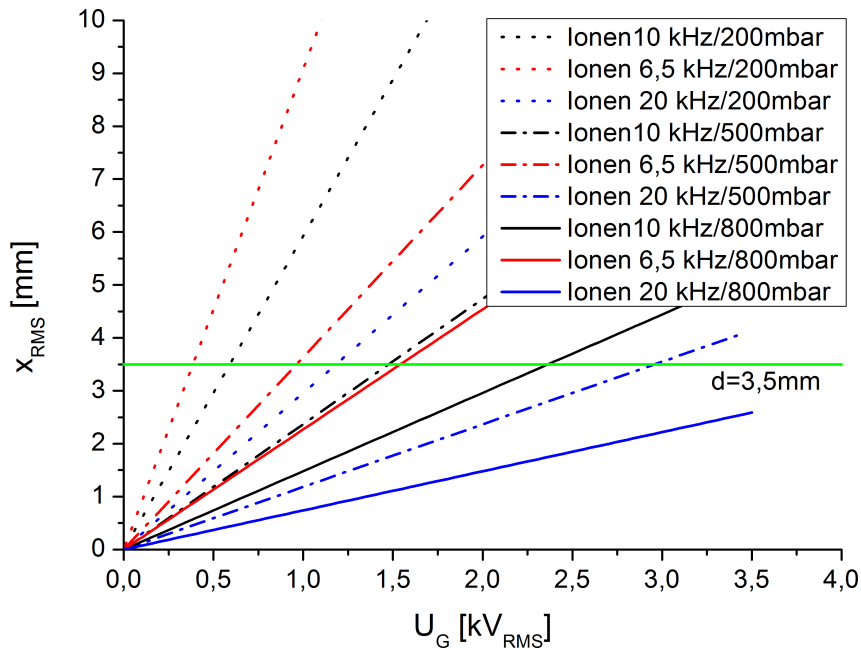


Abbildung 6.5: Argon-Ionen-Drift nach Gleichung 3.3.1 bei verschiedenen Frequenzen und Drücken ($T_i = 0,05 \text{ eV}$) in Abhängigkeit der Gasraumspannung U_G

dass bei höheren Frequenzen auch höhere Spannungen benötigt werden, damit die Ionen die Elektroden erreichen, da sich ihre Flugzeit vor der Umkehrung der anliegenden Spannung verkürzt. Dies erklärt die Verbreiterung des Glimmentladungsbereiches mit steigender Frequenz. Auf der anderen Seite nimmt die von den Ionen zurückgelegte Driftstrecke mit höherem Druck ab, da sich die Stoßfrequenz im dichter werden Gas erhöht. Dies sollte den Ioneneinfang bei höherem Druck erleichtern. Da aber gleichzeitig die Löschspannung ansteigt, kommt es bei hohem Druck erst zu einer Zündung, wenn die für einen Ioneneinschluss benötigte Spannung überschritten wird. Somit kann eine Glimmentladung erst bei ausreichend hohen Frequenzen erreicht werden.

6.2 Innere Elektrische Größen

In diesem Abschnitt soll zunächst beispielhaft der Verlauf der inneren Größen erläutert werden, wie sie in Kapitel 3.6 beschrieben wurden. Die dabei gezeigten Diagramme beziehen sich gänzlich auf eine homogene Glimmentladung bei einer Anregungsfrequenz von $\nu_0 = 10 \text{ kHz}$ und einem Fülldruck von $p = 500 \text{ mbar}$.

Abbildung 6.6 zeigt den zeitlichen Verlauf der Spannungen U_{DBE} , U_B und U_G innerhalb einer Periode. Die Zündung erfolgt dabei einmal pro Halbperiode bei $12,5 \mu s$ und $62,5 \mu s$. Wie man sieht ist die Zündung anhand der äußeren Spannung U_{DBE} nur durch eine geringe Abweichung vom Sinusverlauf zu erkennen. Dieser Knick verschwindet bei höheren Spannungen gänzlich. Deutlich zu erkennen ist die Zündung jedoch am Verlauf der Gasraumspannung U_G . Dabei wird auch deutlich, dass aus Kenntnis der außen anliegenden Spannung nicht direkt auf die im Gasraum herrschende Spannung geschlossen werden kann. Zum einen kommt es durch die Akkumulierung der Ladungsträger im Plasma zu einer Phasenverschiebung zwischen innerer und äußerer Spannung, zum anderen wird der Spannungseinbruch im Gasraum durch eine Aufladung der Barrierenkapazität ausgeglichen. Abbildung 6.7 zeigt den zur Entladung

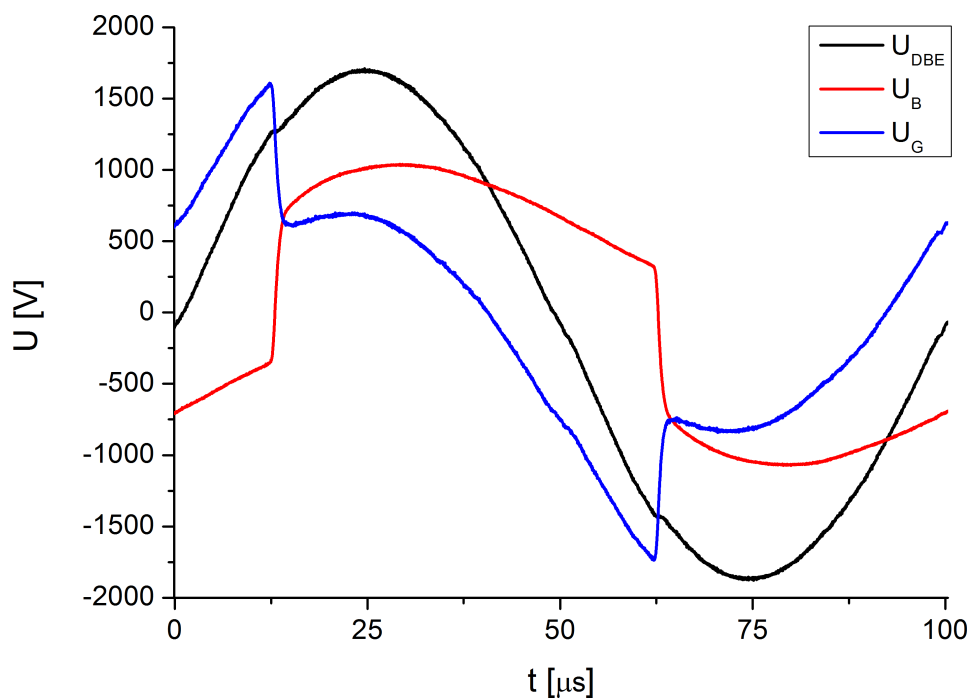


Abbildung 6.6: Verlauf der äußeren Spannung U_{DBE} , der Spannung im Gasraum U_G und an den Barrieren U_B

korrespondierenden Stromverlauf von I_{DBE} , I_{Plasma} und I_G . Der Gesamtstrom I_{DBE} setzt sich dabei aus dem Sinusanteil des kapazitiven Verschiebestroms und dem durch die Zündung generierten Entladungspulses zusammen. Wie man sieht, übersteigt der eigentliche Plasmastrom I_{Plasma} den von außen mess-

baren Gesamtstrom I_{DBE} . Bei der Zündung des Plasmas bricht die Spannung im Gasraum zusammen, was zu einem Verschiebestrom I_G führt. Dieser ist der eigentlichen Stromrichtung entgegengesetzt und kompensiert so einen Teil des Plasmastrom, was zu einem Absinken des Gesamtstroms führt.

Durch die schlagartige Ladungsträgervermehrung bei Erreichen der Zündspannung kommt es zu einem sehr steilen Stromanstieg von circa $26 \frac{kA}{s}$. Die Entladungsdauer liegt bei $\Delta t_{FWHM} \approx 760 ns$ und übersteigt damit die typische Entladungsdauer einer Steamerentladung bei weitem ($\Delta t_{FWHM} \approx 10-100 ns$). Wie in Kapitel 3.6 erläutert, gibt die im Gasraum anliegende Spannung U_G

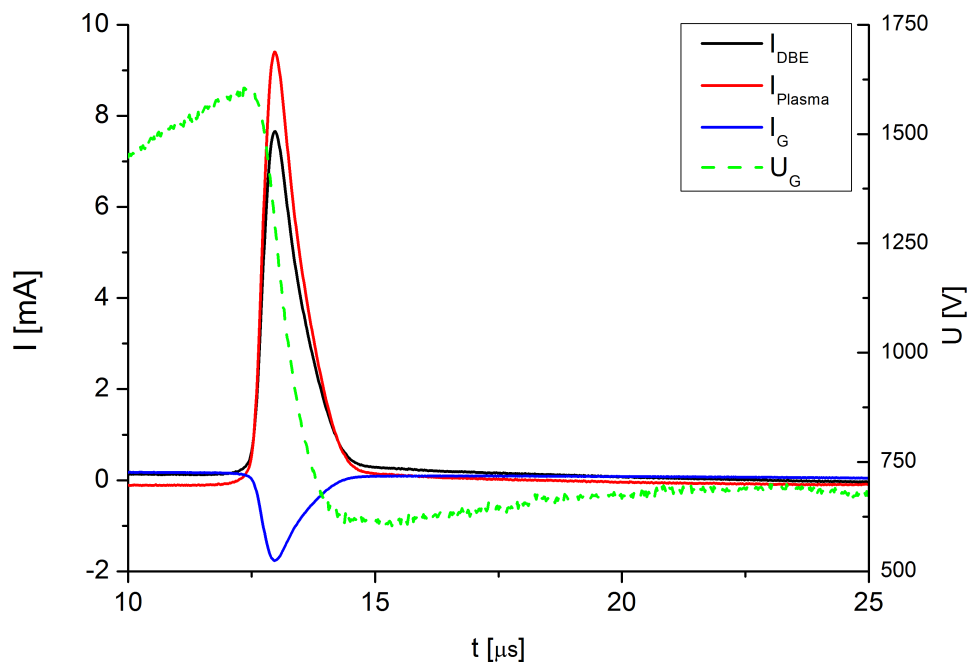


Abbildung 6.7: Verlauf des Stroms im DBE-Zweig I_{DBE} , des Plasmastroms I_{Plasma} und im Zweig der Gasraumkapazität I_G

nicht das Feld wieder, dass zur Zündung des Plasmas führt. Durch die vorhandene Restladung auf den Barrieren wird U_G verstärkt, was zu einem effektiv wirkenden Feld U_E führt. Dies wird in Abbildung 6.8 (links) nochmals verdeutlicht. U_L repräsentiert die vorhandenen Restladungen und hat vor der Zündung eine gegensätzliche Polarität zu U_E .

Betrachtet man den zeitlichen Verlauf von U_L so kann man diesen in drei Bereiche unterteilen. Bei erfolgter Zündung des Plasmas kehrt sich die Polarität der durch die Ladungsträger hervorgerufenen Spannung um, der dar-

aus resultierende Versatz ΔU_L ist proportional zum Ladungsträgerumsatz bei Zündung der Entladung. In der darauf folgenden Phase steigt U_L bis zum Nulldurchgang der Gasraumspannung U_G weiter an, da die im Gasraum verteilten Ionen zu der Kathode hin driften und dort die Raumladungszone weiter verstärken. Während dieser Phase sinkt der Plasmastrom auf Null. Bis zur nächsten Zündung des Plasmas verbleibt nun U_L nahezu konstant oder sinkt bei niedrigen Frequenzen wieder leicht ab, was auf die Rekombination der Ladungsträger in dieser Phase zurückzuführen ist.

Wie sich die Restladungen auf die Plasmaanregung auswirken, wird auch in Abbildung 6.8 (rechts) deutlich. Diese zeigt den zeitlichen Verlauf der Leistungsdichten \bar{P}_{Plasma} , \bar{P}_E und \bar{P}_L . Zündet das Plasma, gibt \bar{P}_L zunächst Leistung frei und dient so als Energiespeicher für die Entladung. Im weiteren Verlauf werden die Barrieren durch die Restladungen gegensätzlich aufgeladen, dies lässt sich anhand des Vorzeichenwechsels von \bar{P}_L in der zweiten Hälfte der Entladung erkennen. Auf diesem Wege wird also Energie für die darauf folgende Zündung deponiert.

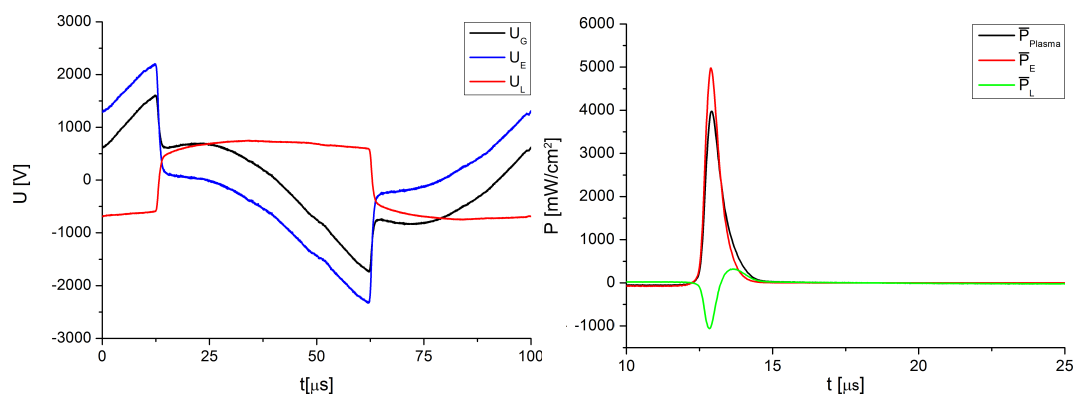


Abbildung 6.8: Links: Spannungsverlauf von U_G , U_E und U_L

Rechts: Dazu korrespondierende Leistungsdichten \bar{P}_{Plasma} , \bar{P}_E und \bar{P}_L

6.2.1 Innere Elektrische Größen in Abhängigkeit der Betriebsparameter

Um den zeitlichen Verlauf der inneren elektrischen Größen in Abhängigkeit der Betriebsspannung zu beschreiben, sind die Messungen bei 6,5 kHz und 10 kHz nur bedingt geeignet. Wie in Kapitel 6.1 erläutert, bedeckt das Plasma hier über weite Spannungsbereiche nicht die gesamte Elektrodenfläche. Dies ist aber für die in Kapitel 3.6 gemachten Abschätzungen zwingend notwendig, da sonst die Unsicherheit über die zu bestimmenden inneren elektrischen Größen zu groß wird. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich demnach auf den Frequenzbereich von 20 kHz. Im Gegensatz zu den anderen Messungen bei kleineren Frequenzen, kommt es hier nicht zu einer Einschnürung der Glimmentladung und der Übergang zur Streamerzündung erfolgt fließend. Dieser Bereich ist besonders geeignet, Veränderungen der inneren Größen auf Grund der unterschiedlichen Entladungsmodi zu untersuchen, da hier eine gänzliche Bedeckung der Elektroden durch das Plasma am ehesten gewährleistet ist. Letztendlich betrifft dies nur die Anregungsspannung U_E und die zu den Restladungen korrespondierende Spannung U_L . Die weiteren Größen wie Gasraumspannung U_G und Plasmastrom I_{Plasma} hängen nur von Parametern ab, die nicht mit der Entladungsfläche skalieren und sind daher stets gültig.

In Abbildung 6.9 ist die Gasraumspannung U_G gezeigt. Hier sieht man, dass die Spannung, bei der es zu der Zündung des Plasmas kommt ($U_G(t_{zünd})$) mit steigender Betriebsspannung abnimmt. Des Weiteren verschiebt sich der Zündzeitpunkt vom Scheitelpunkt der Betriebsspannung U_{DBE} zu dessen Nulldurchgang hin, da eine zur Zündung ausreichende Spannung nun früher erreicht wird. Nach dem erfolgten Spannungseinbruch folgt der weitere Verlauf von U_G weitestgehend der äußeren Spannung. Infolge dessen kann die Gasraumspannung den Wert von $U_G(t_{zünd})$ wieder überschreiten. Bei $U_{DBE} = 1648 V_{RMS}$ bzw. $U_{DBE} = 1848 V_{RMS}$ kommt es zu einem weiteren Spannungseinbruch der von einer zweiten Zündung des Plasmas herrührt. Dies macht leicht einsichtig, warum U_G nicht das zur Zündung des Plasmas ursächliche Feld repräsentieren kann. Die große Vielzahl an freien Ladungsträgern und die aus der Erstzündung resultierende Vorionisierung des Gases sollten den Spannungsbedarf einer weiteren Zündung deutlich herabsetzen [Kli97]. Durch die an den Barrieren angelagerten Restladungen wird also der Wert von U_G verzerrt.

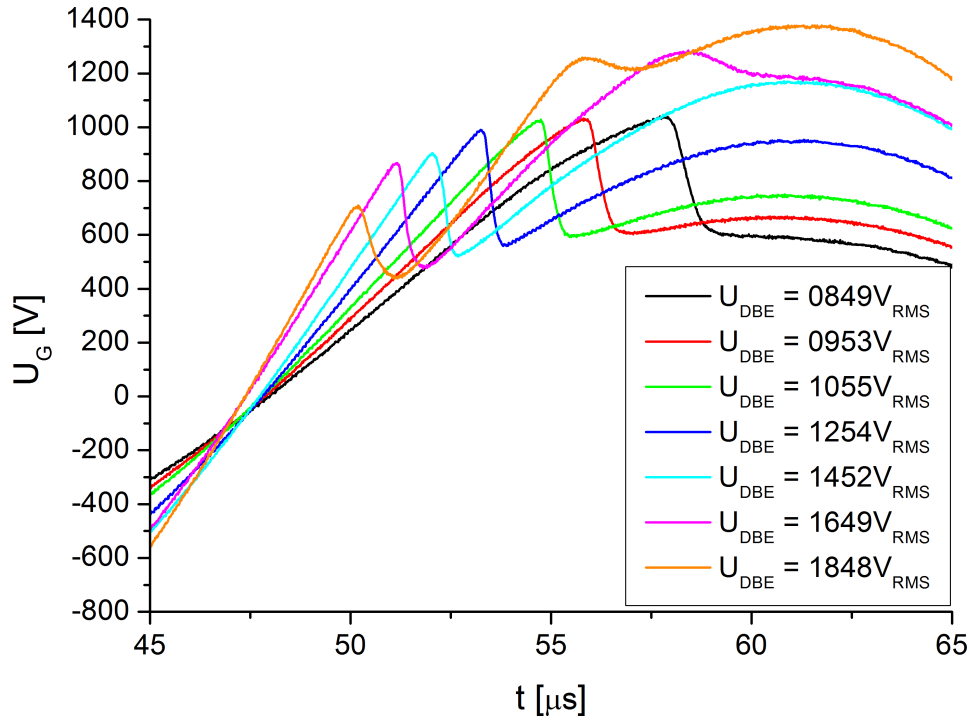


Abbildung 6.9: Zeitlicher Verlauf der Gasraumspannung U_G in Abhängigkeit der effektiven Betriebsspannung U_{DBE} bei $p = 200 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$

Der Einfluss dieser Restladungen auf das eigentlich wirkende Feld kann jetzt durch das Ladungstransportmodell mittels U_E und U_L beschrieben werden (Abbildung 6.10). Betrachtet man U_E in Abhängigkeit der äußeren Spannung, so erkennt man, dass sich der Maximalbetrag der Spannung $|U_E|_{max}$ mit steigender äußerer Spannung zu höheren Werten hin verschiebt. Dies steht jedoch im Widerspruch zur Definition von U_E . Die Anregungsspannung U_E gibt die zur Zündung des Plasmas nötige Spannung unter Berücksichtigung der Raumladungen im Gasraum an. Dementsprechend sollte bei gleichem Druck, Schlagweite und Frequenz das Plasma bei gleicher Spannung zünden. Grund für diesen Widerspruch ist die nicht exakte Definition des Zündzeitpunktes. Betrachtet man nicht $|U_E|_{max}$, sondern den Zeitpunkt, bei dem gilt $|I_{Plasma}(t_{zünd})| \geq 0$, so bleibt $U_E(t_{zünd})$ (Tabelle 6.1) nahezu konstant und liefert so eine Zündspannung die unabhängig von der Entladungshistorie ist.

Des Weiteren ist in Abbildung 6.10 (rechts) der Verlauf von U_L gezeigt. Wie schon erläutert, repräsentiert U_L den auf Grund der Raumladungen hervorgerufenen Potentialverlauf, reduziert auf deren Ladungsschwerpunkte. Bei nied-

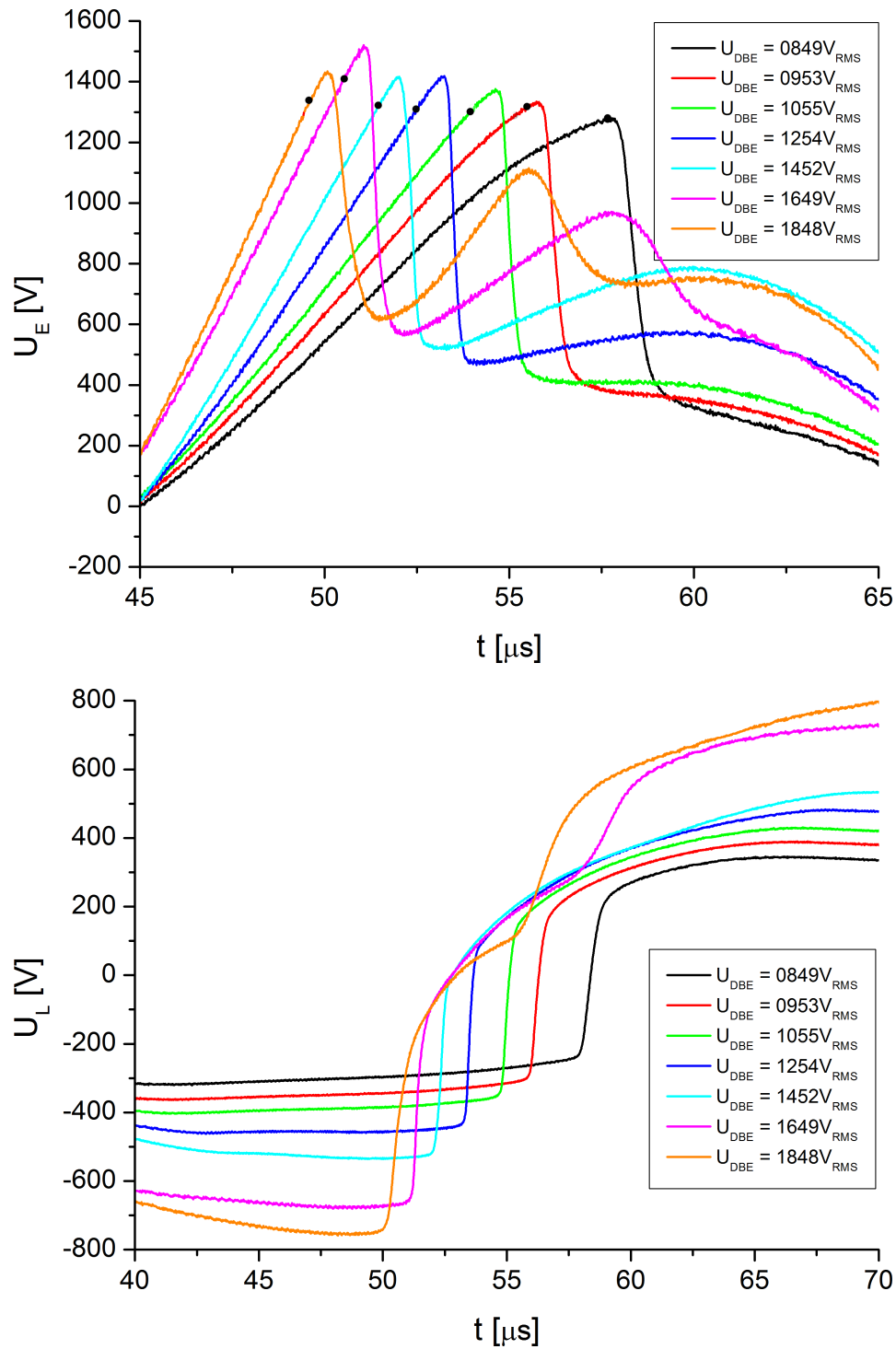


Abbildung 6.10: Anregungsspannung U_E (oben) und aus den Restladungen resultierende Spannung U_L (unten) bei $p = 200 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$

U_{DBE}	$U_G(t_{zünd})$	$U_E(t_{2zünd})$	$U_G(t_{zünd})$	$U_E(t_{2zünd})$
0849 V_{RMS}	1037 V	-	1278 V	-
0953 V_{RMS}	1009 V	-	1321 V	-
1055 V_{RMS}	0987 V	-	1348 V	-
1254 V_{RMS}	0916 V	-	1368 V	-
1452 V_{RMS}	0795 V	-	1348 V	-
1649 V_{RMS}	0785 V	1253 V	1446 V	0964 V
1848 V_{RMS}	0524 V	1152 V	1289 V	1055 V

Tabelle 6.1: Überblick über die zum Spannungswerte von U_G und U_E zum Zeitpunkt der ersten und der zweiten Zündung, bei $p = 200 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$

rigen Spannungen, nahe der Erstzündspannung, ist der Verlauf von U_L zum Zündzeitpunkt sehr symmetrisch. Vor der Zündung des Plasmas verstärkt das Raumladungsfeld den Aufbau von U_E . Während der Entladung kommt es dann zur Feldumkehr. Die Elektronen wandern zur neuen Anode und der Ladungsschwerpunkt der Ionen verschiebt sich zur Kathode hin, danach bleibt das neu aufgebaute Feld bis zur erneuten Zündung konstant. Dieses Bild ändert sich wenn die äußere Spannung erhöht wird. Nach der Feldumkehr steigt das Maximum von U_L weiter an. Da bei einer höheren äußeren Spannung U_{DBE} die Zündung früher erfolgen kann, erhöht sich die Gasraumspannung nach dem Spannungseinbruch weiter. Dadurch ist es den Ionen möglich dem äußeren Feld U_G zu folgen, was zu einer weiteren Verdichtung des Ladungsschwerpunktes vor der Kathode führt. Dies zeigt sich in einem weiteren Anstieg von U_L bis es zu einer Spannungsumkehr von U_G kommt. Da aber pro Entladung nur eine begrenzte Anzahl an Ladungsträgern verschoben werden kann, kommt es bei der darauf folgenden Zündung des Plasmas kaum noch zum Aufbau eines Gegenfeldes. Der weitere Aufbau erfolgt nun wieder über die Ladungsträgerverschiebung. Dieser Mechanismus verstärkt sich immer weiter bei zunehmender Gesamtspannung. Sinkt dabei der Wert von U_L nach der Zündung auf ein gewisses Minimum, kann es zu einem zweiten Durchzünden der Entladung innerhalb einer Halbperiode kommen, wie bei $U_{DBE} = 1648 \text{ V}_{RMS}$ und $U_{DBE} = 1848 \text{ V}_{RMS}$ zu erkennen ist.

Zur weiteren Veranschaulichung dieses grundlegenden Effekts, ist wieder eine Betrachtung der dabei eingebrachten Leistung hilfreich (Abbildung 6.11). Hier ist der zeitliche Verlauf in Abhängigkeit der Betriebsspannung von P_{Plasma} , P_E und P_L gezeigt. Dabei gibt P_{Plasma} die im Plasma deponierte Leistung

an, welche sich aus P_E und P_L zusammensetzt. Nach der Definition aus Kapitel 3.6 spiegelt P_E die durch Ionisierung und Anregung der Atome wieder, während P_L als Blindleistung interpretiert werden kann, die aufgewendet wird um die Ladungen im Gasraum zu verschieben. Im homogenen Bereich der Entladung, also bei niedrigen Spannungen, ist der Leistungsverlauf von P_E und P_{Plasma} nahezu identisch. Die durch U_L bereitgestellte Leistung, die die Zündung des Plasmas unterstützt, wird im weiteren Verlauf der Entladung dadurch kompensiert, dass die Ladungsträger gegen das anliegende Feld verschoben werden müssen. Zu größeren Spannungen hin wird immer mehr Leistung von U_L zur Zündung der Entladung zur Verfügung gestellt, während die zur Verschiebung der Ladungsträger nötige Blindleistung weiter zurückgeht. So wird mit steigender Betriebsspannung immer mehr Leistung zur Ionisierung beziehungsweise Anregung des Plasmas zur Verfügung gestellt und P_E übersteigt P_{Plasma} . Bei einer zweiten Zündung innerhalb einer Halbperiode findet dann keine Unterstützung der Entladung mehr statt, ein Großteil der Leistung muss dafür aufgebracht werden, die Ladungen gegen das Feld zu verschieben, P_{Plasma} übersteigt somit wieder P_E .

Um zu klären ob und wenn ja, inwieweit die Oberflächenladungen Einfluss auf die Ausbildung einer filamentierten Entladung haben, wurde der Verlauf von U_L in Abbildung 6.12 nochmals detailliert betrachtet. Dabei wurde versucht, nur die Messungen zu berücksichtigen, bei denen das Plasma über die gesamte Elektrodenfläche zündet, da andernfalls die in Kapitel 3.6 gemachte Annahme ($C_L = C_G$) nicht zutrifft.

Wie man in (A) sieht, ist der pro Zündung erfolgte Ladungsumsatz nur vom Gasdruck abhängig. Durch steigenden Druck wird die Ladungsträgervervielfältigung verstärkt, eine Änderung durch eine Erhöhung der Betriebsspannung ist jedoch nicht zu beobachten. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die eigentliche Zündspannung U_E unabhängig von U_{DBE} und konstant ist. Im weiteren Verlauf von U_L steigt das betragsmäßige Maximum weiter an. Die Anstiegsrate mit der dies geschieht ist in (B) gezeigt. Diese erhöht sich mit steigender Spannung und ist bei niedrigen Fülldruck am größten. Hier ist keine wesentliche Abhängigkeit von der Betriebsfrequenz zu erkennen. Daraus lässt sich schließen, dass die Erhöhung der Raumladungsspannung U_L auf die Drift der freien Ionen nach der Zündung zurückzuführen ist. Da bei niedrigen Druck die Stoßraten geringer sind, ist die Beweglichkeit der Ionen hier viel größer, sie

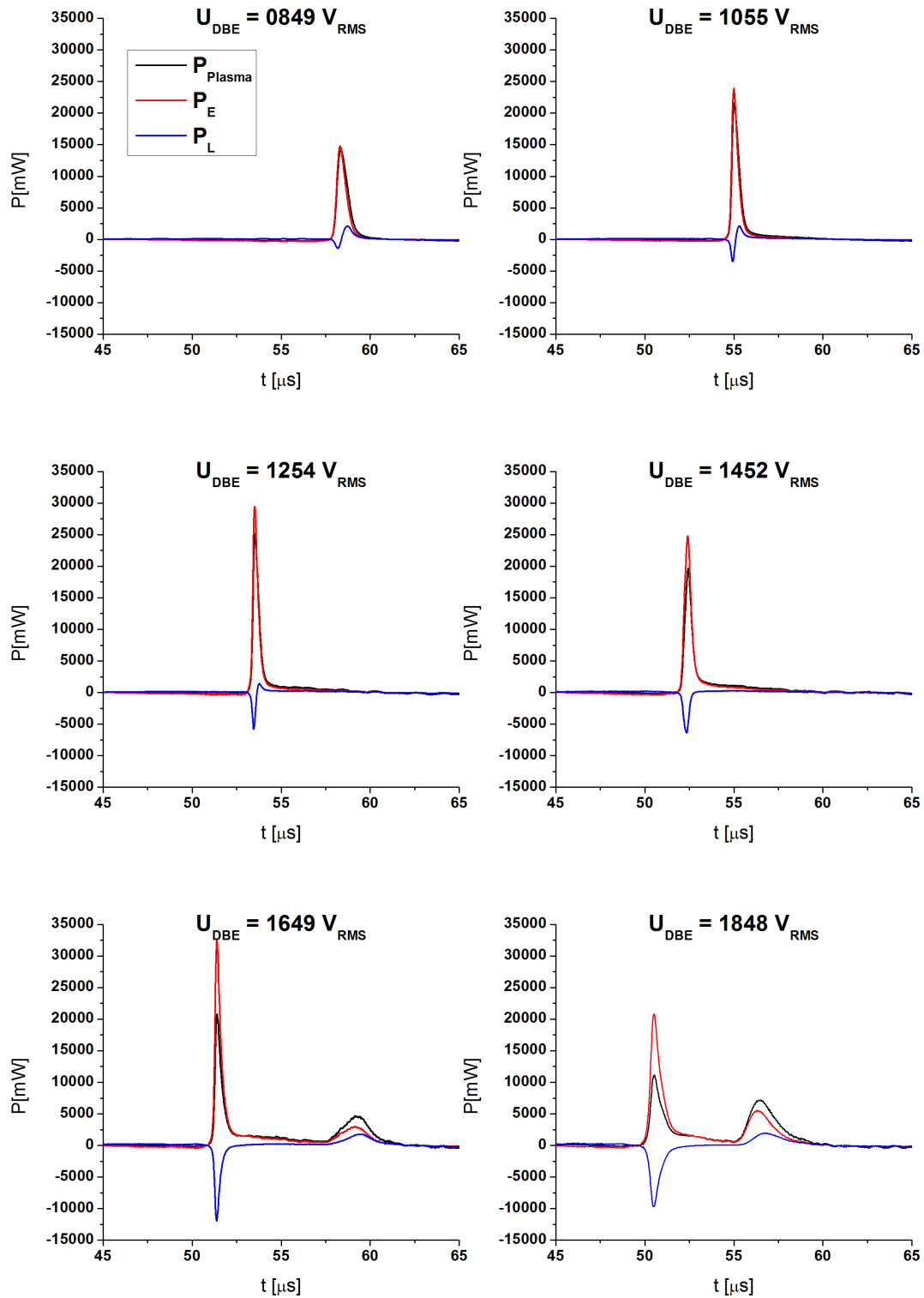


Abbildung 6.11: Zeitlicher Verlauf der ins Plasma eingekoppelten Leistung P_{Plasma} , der Zündleistung P_E und der durch die Restladung aufgebracht Leistung P_L bei $p = 200 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$

können somit schneller den Kathodenbereich erreichen. Diese Verstärkung des Raumladungschwerpunktes ist für den weiteren Anstieg entscheidend. Wäre an dieser Stelle eine weitere Freisetzung von Ladungsträgern, etwa durch Penningionisation, verantwortlich, so würde die Spannungsanstiegsrate mit größer werdendem Druck steigen, da dieser Prozess bei niedrigen Druck weniger effektiv abläuft. Dies ist aber nicht zu beobachten.

Der aus der Spannungsanstiegsrate resultierende Spannungsanstieg bis zum Erreichen des Nulldurchgangs der Gasraumspannung ist in (C) gezeigt. Hier sieht man neben dem Einfluss des Drucks, der eben erläutert wurde, dass auch die Frequenz ihren Einfluss geltend macht. So ist bei gleichem Druck diese Beobachtungen bis zu diesem Zeitpunkt mit dem oben beschriebenen Ioneneinfang erklärbar. Ob nun der Endwert der Raumladungsverstärkung bei Erreichen der nächsten Zündung ursächlich für die Art und Weise der Ausbildung des Plasmas ist, kann hier nicht endgültig geklärt werden.

In (D) ist der betragsmäßige Endwert von $U_L(t_{zünd})$ gezeigt. Interessanter-

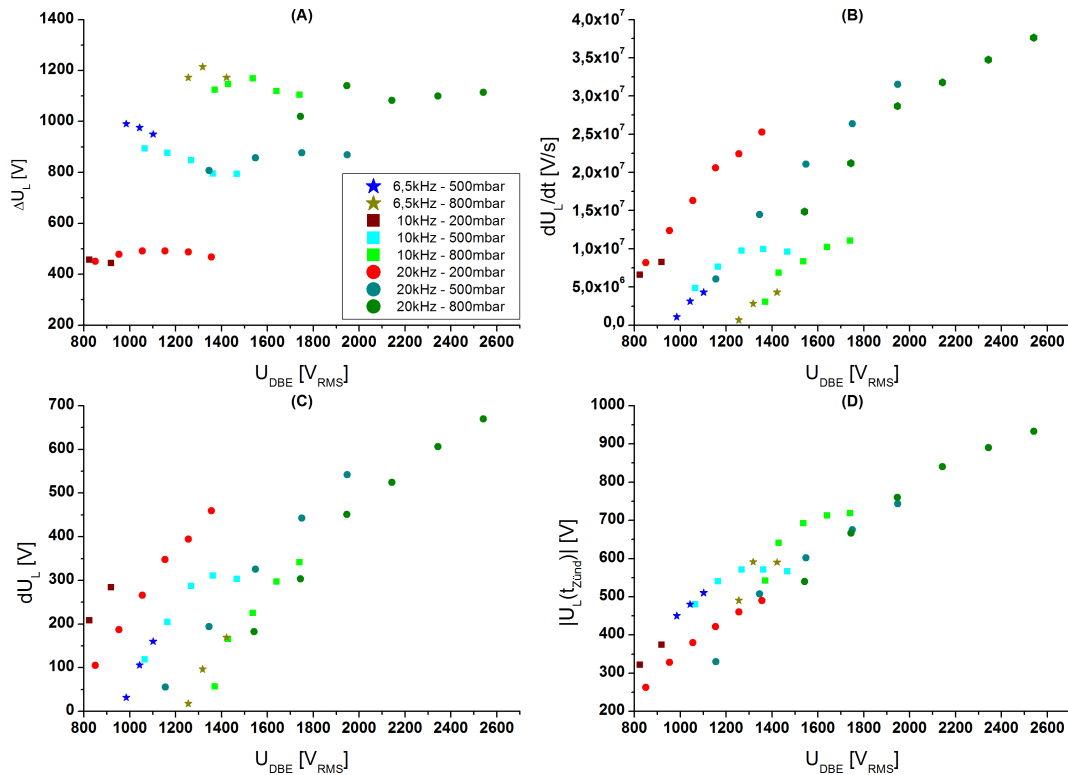


Abbildung 6.12: Verhalten von U_L im Detail: (A) Versatz bei Zündung ΔU_L , Mittlere Spannungsanstiegsrate bis $U_G = 0$ (B), der daraus resultierende Spannungsanstieg dU_L (C) und $U_L(t_{zünd})$ (D)

weise steigt $U_L(t_{zünd})$ bei 20 kHz nahezu linear mit U_{DBE} an und ist dabei unabhängig vom Druck. Dies scheint auch für die niedrigeren Frequenzen zutreffen, zwar fallen hier die Messwerte mit steigender Spannung ab, dies scheint jedoch mit einer zunehmenden Einschnürung des Plasmas einherzugehen. In diesem Fall wäre C_L kleiner als C_G und nach Gleichung 3.6.5 $U_L(t_{zünd})$ tatsächlich größer. Insgesamt erkennt man jedoch die Tendenz das $U_L(t_{zünd})$ mit steigender Frequenz abnimmt. Ob es einen Grenzwert für $U_L(t_{zünd})$ gibt, bei dem ein Übergang zur filamentierten Entladung stattfindet, kann daher nicht abschließend geklärt werden. Fakt ist jedoch, dass ein filamentierter Modus durch erhöhte Ladungsträgerspannung, ergo durch eine erhöhte Restladungsträgerkonzentration auf den Dielektrika, begünstigt wird.

Abbildung 6.13 zeigt den zu dem eben diskutierten Verlauf korrespondierenden Plasmastrom. Dabei zeigt sich, dass der Spitzenstrom mit zunehmender Betriebsspannung zunächst ansteigt und es gleichzeitig zu einer zeitlichen Fokussierung der Entladung kommt. Nach $Q = \int_{t_1}^{t_2} I(t)dt$ bleibt demnach aber der maximale Ladungsumsatz pro Entladung konstant. Dies spiegelt das oben beschriebene Verhalten von ΔU_L wider, wonach die maximale Ladungsverschiebung ebenfalls begrenzt ist.

Nach dem Erreichen eines Maximums bei $U_{DBE} = 1270 V_{RMS}$, fällt der Strom zunächst ab. Dies bezeichnet den Übergang zwischen der homogenen Entladung und dem filamentierten Modus. Ein direkter Vergleich der Entladungsdauer bei diesem Übergang ist nicht sinnvoll, da bei dem Auftreten vieler einzelner Filamente (dies ist hier der Fall) davon ausgegangen werden muss, dass diese nicht exakt gleichzeitig zünden, und es so zu einer Verschmierung der Entladungsdauer kommen kann. Andere Messungen, bei denen nur ein Filament pro Entladung zündete, zeigen jedoch, dass es keinen signifikanten Unterschied in der Entladungsdauer zwischen homogener und filamentierter Entladung gibt. Dies steht im Widerspruch zu der physikalischen Beschreibung eines Streamers, der sich aus einer einzelnen Elektronenlawine entwickelt und bei dem von einer Entladungsdauer von wenigen Nanosekunden ausgegangen wird.

Weiterhin ist zu beobachten, dass mit zunehmender Spannung die Entladung nicht sofort erlischt, sondern in der sogenannten „Tailstromphase“ [Tra08] ein geringer Stromfluss unterhalten wird, der erst durch den Nulldurchgang der Gasraumspannung vollends abgeklungen ist. Auch hier ist auf die Verbin-

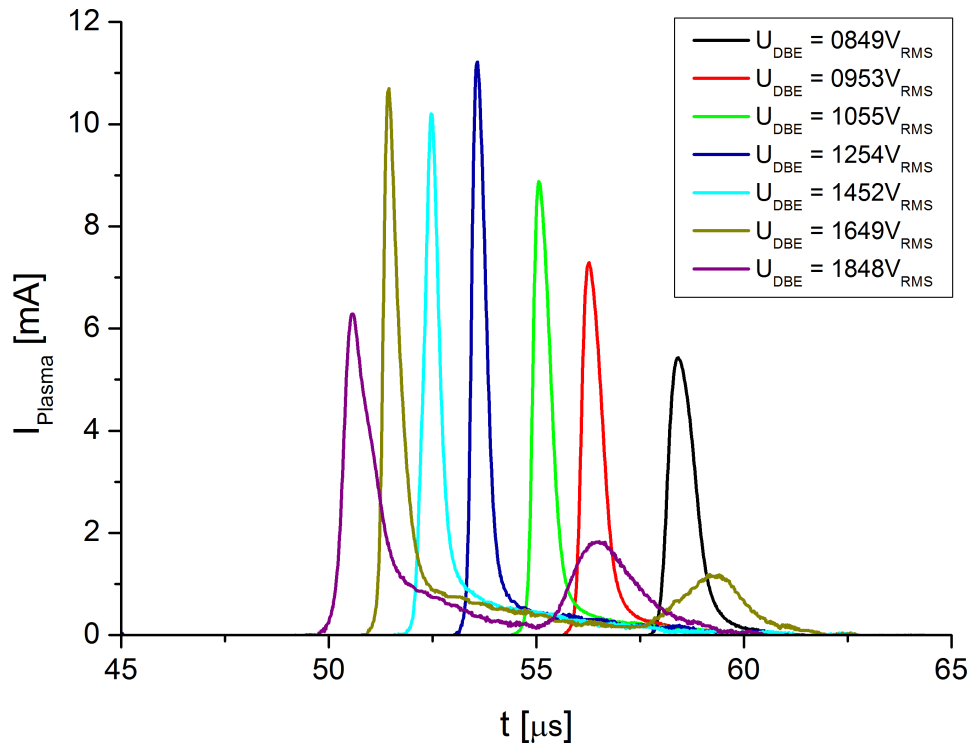


Abbildung 6.13: Verlauf der Plasmaströme I_{Plasma} in Abhängigkeit der Betriebsspannung U_{DBE} bei $p = 200 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$

zung zu dem zeitlichen Verhalten von U_L hinzuweisen. In dieser Phase ist der Strom für den weiteren Aufbau des Raumladungsfeldes verantwortlich. Nach den oben gemachten Überlegungen zum Spannungsanstieg, verursacht durch die Erhöhung der Ladungsträgerdichte nach Abklingen der Entladung, kann dieser „Tailstrom“ als reiner Verschiebestrom interpretiert werden.

Bei einer weiteren Erhöhung der Betriebsspannung kommt es wieder zu der bekannten zweiten Zündung der Entladung. Hier zeigt sich deutlich, dass der Plasmastrom bis zu Beginn der zweiten Zündung nicht gänzlich auf Null abfällt. Die bei $U_{DBE} = 1870 \text{ V}_{RMS}$ zu beobachtende Verbreiterung der Entladungsdauer ist hier eindeutig auf ein unstabiles Zündverhalten zurückzuführen, da diese stark von der zweiten Entladung der vorherigen Halbperiode abhängt. Diese ist sowohl in Zündzeitpunkt, Strommaximum und Anzahl der Filamente sehr unterschiedlich ausgeprägt, wodurch der hier gezeigte Verlauf nur ein mittleres zeitliches Verhalten wiedergeben kann.

6.2.2 Fehlerbetrachtung

Wie bereits mehrmals angedeutet, ist man bei der Bestimmung der inneren elektrischen Größen darauf angewiesen, dass sich das Plasma über die gesamte Elektrodenfläche erstreckt. Um zu kontrollieren in wie weit sich eine solche Änderung der Fläche auf die Messgrößen auswirkt, wurden in Kapitel 4.3 einige Überlegungen angestellt, wie die Ergebnisse auf ihre Richtigkeit hin untersucht werden können. Dies kann über den Vergleich von P_E mit P_{Plasma} geschehen. P_{Plasma} hat von allen berechenbaren Größen die höchste Genauigkeit ($\frac{\Delta P_{Plasma}}{P_{Plasma}} \approx 3\%$), da diese nur von der Fehlergenauigkeit der Messinstrumente und dem Messkondensator abhängt. P_E beinhaltet dagegen eine große Anzahl an Annahmen. Wenn diese zutreffen, sollte gelten:

$$P_E = P_{Plasma} \quad (6.2.1)$$

In Tabelle 6.2 ist die maximale Abweichung von P_E zu P_{Plasma} in Prozent angegeben. Dabei ist zu beobachten, dass eine positive Abweichung immer mit einem Einschnüren der Entladung beziehungsweise dem Auftreten von Streamern verbunden ist, was sich dadurch erklären lässt, dass dann C_L überschätzt wird, da eine Verkleinerung der Fläche zu einer Verkleinerung von C_L führt. Die Tatsache, dass auch größere negative Abweichungen zu beobachten sind, zeigt aber auch, dass bei voller Bedeckung der Elektroden die Annahmen nicht vollständig exakt waren. Insgesamt scheinen aber die Messungen bei 20 kHz die genauesten Ergebnisse zu liefern. In diesen Zusammenhang sollte auch darauf hingewiesen werden, dass eine Änderung der Gesamtkapazität C_{DBE} zu beobachten ist, wenn es zum Zünden des Plasmas kommt. Dies kann aus einer Änderung der Steigung der Lissajousfiguren geschlossen werden. Geht man davon aus, dass die Barrierenkapazität C_B konstant ist, muss diese Änderung durch eine Abweichung der Gasraumkapazität C_G herrühren. Inwieweit dies zutrifft und ob dabei ein Zusammenhang zwischen der Entladungsform und C_G besteht, sei weiteren Untersuchungen überlassen.

Des Weiteren wurde in Kapitel 4.3 auch erläutert, wie U_E und U_G im direkten Zusammenhang mit den einfach bestimmbaren Größen der Zündspannung $U_{zünd}$ und der Löschspannung $U_{lösch}$ stehen (Abbildung 6.14). Hier sieht man zunächst, dass die Zündspannung dem Verlauf einer klassischen Paschenkurve folgt. Gegenüber einer Argonentladung ohne dielektrische Barrieren verschieben sich die Spannungen jedoch zu höheren Werten. Weiterhin ist zu erkennen,

Frequenz	Druck	Abweichung (gerundet)
6,5 kHz	200 mbar	6% (nur Quasihomogen)
	500 mbar	-6% bis 8%
	800 mbar	-6% bis 4%
10 kHz	200 mbar	-9% bis 11%
	500 mbar	-10% bis 11%
	800 mbar	-5% bis 12%
20 kHz	200 mbar	-3% bis 9%
	500 mbar	-3% bis 6%
	800 mbar	-4% bis 5%

Tabelle 6.2: Maximale Abweichung von P_E zu P_{Plasma}

dass sich die Spannweite zwischen Zünd- und Löschspannung mit steigendem Druck erhöht. Dies ist durch die Erhöhung der Ladungsträgerzahl auf den Dielektrikaoberflächen zu erklären. In Kapitel 6.2.1 wurde gezeigt, dass diese sich mit steigendem Druck vermehrt an den Barrieren anlagern und so der Spannungsbedarf der Entladung abgesenkt wird. Innerhalb der Fehlergrenzen zeigt sich hier auch, dass die durch das Ladungstransportmodell bestimmten Größen U_E und U_G hier das reale Zünd-/ Löschverhalten gut wiedergeben und somit ein adäquates Mittel sind die Physik der Entladung zu beschreiben.

6.3 Elektronendichten

Einer der maßgeblichen Parameter, der zu der Charakterisierung eines nicht thermischen Plasmas beiträgt, ist, neben der Elektronentemperatur T_e , die Elektronendichte n_e . Die Bestimmung dieser Kenngröße gestaltet sich bei einer homogenen DBE als ausgesprochen schwierig. Im Allgemeinen ist das Plasmavolumen bei Dielektrischen Barriere Entladungen sehr klein, eine Bestimmung der Plasmaparameter mittels einer Langmuir-Sonde wird daher verhindert. Eine weitere Messmöglichkeit stellt die Untersuchung der Starkverbreiterung der H-Beta-Linie mit Hilfe spektroskopischer Analysen dar [Beh01]. Zu diesem Zweck muss dem Füllgas Wasserstoff beigefügt werden. Versuche, so zu einer Bestimmung der Elektronendichte einer dielektrischen Glimmentladung zu kommen, scheitern aber daran, dass die homogene DBE durch Beifügen von H_2 sofort in eine Streamerentladung übergeht [Don08] [Bal07]. Ansonsten bleibt die Bestimmung der Dichte Simulationen überlassen [Gad99] [Zha05] [Wag05]. Angesichts dieser Schwierigkeiten stellt die Annäherung über die Analyse der

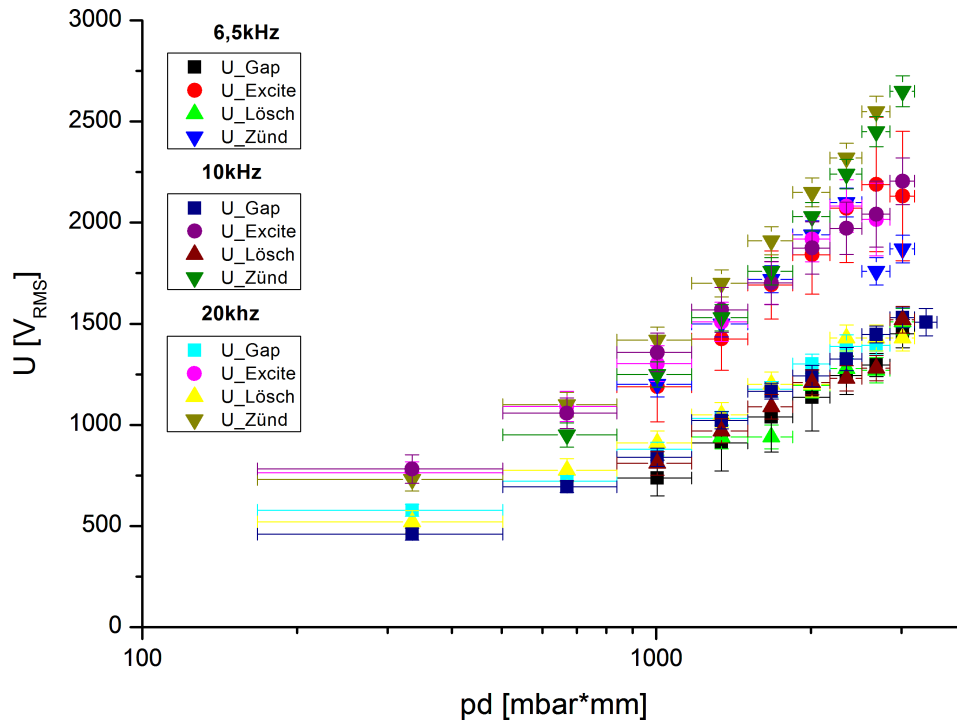


Abbildung 6.14: Zünd- und Löschspannung im Vergleich mit U_G und U_E

Strom-Spannungs-Charakteristik einer DBE ein adäquates Mittel dar, die Elektronendichte zu bestimmen [Ste01] [Lai06]. Demnach lässt sich die Dichte über dem am Plasma abfallenden Widerstand abschätzen, denn es gilt das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz [Lie05]:

$$E_0 = \frac{\nu_c \cdot m_e}{n_e \cdot e^2} \cdot j \Leftrightarrow n_e = \frac{\nu_c \cdot m_e}{e^2} \cdot \frac{j}{E_0} \quad (6.3.1)$$

An diese Bestimmungsgleichung sind jedoch noch einige Bedingungen geknüpft:

1. Das Plasma muss sich gleichmäßig über die Elektrodenfläche A ausbilden, so dass $A_{Plasma} = A_{Kathode} = A_{Anode}$ gilt und es lässt sich die Plasmastromdichte j errechnen.
2. Die Plasmarandschichten sollten klein gegenüber der Schlagweite sein.
3. Das elektrische Feld E_0 sollte in Bezug auf die Entladungsdauer zeitlich konstant sein.
4. Die Stoßfrequenz der Elektronen ν_c als Funktion der Elektronentemperatur muss bekannt sein.

Ein homogenes Entladungsvolumen ist bei den meisten Messungen gewährleistet. Wie weiter oben bereits beschrieben, kommt es jedoch bei einer Anregungs-

frequenz von $6,5 \text{ kHz}$ beziehungsweise 10 kHz kurz vor dem Übergang zur Streamerentladung zu einem Einschnüren des Plasmas. Dies ist in der Auswertung berücksichtigt.

Die Größe der Plasmarandschichten wurden für verschiedene Edelgase in Simulationen bestimmt. Die Angaben liegen hier im Bereich von etwa $50 - 500 \mu\text{m}$ [Gad99] [Klu11], wiederum andere Simulation ergaben, dass sich bei einer homogenen DBE unter gewissen Bedingungen überhaupt keine signifikante Randschicht ausbildet [Pfl03]. Sicherlich ist unter diesem Aspekt die Annahme einer vernachlässigbaren Randschicht mit der größten Unsicherheit behaftet.

Des Weiteren ist ein zeitlich konstantes E-Feld gefordert. Auch hier helfen Simulationen weiter [Pfl03] [Klu11]. Die Ergebnisse zeigen, dass sich das Raumladungsfeld innerhalb weniger Nanosekunden aufbaut und so der äußeren Spannung, die sich mit Frequenzen im unteren kHz -Bereich verändert, ohne weiteres folgen kann.

Schlussendlich ist noch die Kenntnis der Stoßfrequenz ν_c der Elektronen bei gegebener Temperatur T_e und reduzierten Feld E/n_g essentiell. Häufig wird hierfür eine einfache Abschätzung vorgenommen und die Stoßfrequenz für elastische Stöße bei kalten Elektronen ($T_e = 0,5 - 2 \text{ eV}$) verwendet [Ste01], [Lai06], [Bal07], [Mas97].

Dieses Verfahren ist jedoch sehr unpräzise, wenn man bedenkt, da es kaum belastbare Ergebnisse zur Elektronentemperatur einer DBE gibt und bei diesen Energien die Stoßfrequenz sich nicht alleine auf elastische Stöße reduzieren lässt. Aus diesem Grund ist es von Vorteil, einen Parameter zu verwenden, der alle Stoßfrequenzen, also für elastische und inelastische (Ionisation und Anregung), vereint und so die Bedingungen im Plasma zufriedenstellend wiedergibt. Daher wurde bei den hier erfolgten Berechnungen nicht die Stoßfrequenz ν_c verwendet, sondern die sogenannte Mobilität μ .

$$\mu = \frac{e}{m_e \cdot \nu_c} \quad (6.3.2)$$

Dieser Parameter kann mit Hilfe des Simulationsprogramm BOLSIG [Boe96] bestimmt werden und hat den Vorteil, dass er alle relevanten Stoßprozesse in sich vereint.

BOLSIG löst die eindimensionalen Boltzmann-Gleichungen für Elektronen in unterschiedlichen Gasen und Gasgemischen in Abhängigkeit des reduzierten Feldes E/n_g beziehungsweise E/p bei gegebener Gastemperatur T_g für DC-

Gasentladungen und liefert dabei verschiedene Parameter wie zum Beispiel Stoßfrequenz, Mobilität, Diffusionskoeffizient, Energiedeposition, etc..

Auch in diesem Fall wird für die Abschätzung ausgenutzt, dass die äußere Feldänderung langsam und die Entladungsdauer lang genug ist, um mit einer DC-Entladung approximiert zu werden. Abbildung 6.15 zeigt die Ergebnisse dieser Simulation. Wie man sieht wird die Mobilität, respektive die Stoßfrequenz um über 50 % überschätzt wenn man, anstatt alle Stoßprozesse zu berücksichtigen, nur den elastischen Stoß betrachtet. Des Weiteren liegt das maximale reduzierte Feld bei den hier untersuchten Entladungen je nach Druck im Bereich von $5 - 15 \frac{V}{cm \cdot torr}$, was einer mittleren Elektronentemperatur von $4 - 6 eV$ entspricht und zu einem weiteren Absinken der Mobilität führt. Um abschätzen zu können inwieweit Verunreinigungen durch Restgasteilchen Einfluss auf den Verlauf der Parameter haben, wurde die Simulation zusätzlich mit Beimischungen von Sauerstoff, beziehungsweise Stickstoff durchgeführt. Da BOLSIG nur eine minimale Konzentration von 1% Beimischung erlaubt, können diese Ergebnisse lediglich Tendenzen widerspiegeln, da die Verunreinigung des Argons eher im Promillebereich einzuordnen ist. Tendenziell wird die Mobilität unter dem Einfluss von Restgasteilchen etwas unterschätzt. Da die Abweichung im Experiment geringer ausfällt als in der hier gezeigten Simulation, ist auf die Berücksichtigung der Restgasbeimischung verzichtet worden. Um nun die Elektronendichte zu bestimmen, wurde n_e in Abhängigkeit der Zeit berechnet:

$$n_e(t) = \frac{1}{e \cdot \mu(U_E(t))} \cdot \frac{i_{Plasma}(t)}{U_E(t)} \cdot \frac{d}{A_{Elektrode}} \quad (6.3.3)$$

Das E-Feld wird aus der Anregungsspannung U_E berechnet. Laut Definition (Kapitel 3.6) wandert der Ladungsschwerpunkt der Ionen nach erfolgter Zündung Richtung Kathode und bildet dort die effektive Anode, was gleichbedeutend mit einer starken Feldzunahme vor der Kathode ist (Kathodenfall). Dies wurde im Modell nicht berücksichtigt. Aus Abbildung 6.15 ist aber zu erkennen, dass die Mobilität ab einer Feldstärke von $15 \frac{V}{cm \cdot torr}$ nahezu konstant bleibt, wodurch der aus der Feldverstärkung resultierende Fehler kaum ins Gewicht fällt. Letztendlich können diese Berechnungen nur eine über den Entladungsraum gemittelte Dichte liefern.

Abbildung 6.16 zeigt beispielhaft den nach Gleichung 6.3.3 gewonnen zeitlichen Verlauf der Elektronendichte. Im Wesentlichen folgt der Verlauf der Dichte

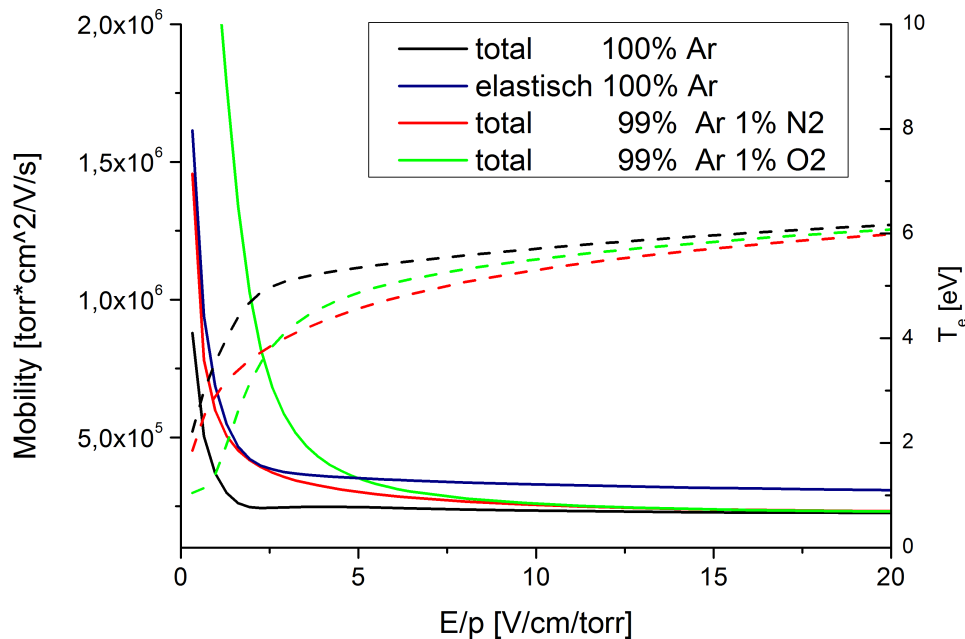


Abbildung 6.15: Mobilität μ (—) und Elektronentemperatur T_e (···) in Abhängigkeit des reduzierten Feldes E/p ($T_g = 300\text{ K}$), für verschiedene Gasmixturen (Berechnung durch BOLSIG)

$n_e(t)$ dem des Plasmastroms I_{Plasma} und erreicht in diesem Fall ein Maximum bei $6,7 \times 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$. Interessant ist, dass die Elektronenkonzentration nie unter $10^7 \frac{1}{\text{cm}^3}$ fällt. Dies korrespondiert gut mit der geforderten Mindestdichte von $10^6 \frac{1}{\text{cm}^3}$, die nach [Mas97] nötig ist, eine Glimmentladung bei hohem Druck zu zünden. Die bei $t = 21\ \mu\text{s}$ und $t = 47\ \mu\text{s}$ zu sehenden Peaks, sind Artefakte der Bestimmungsgleichung. An diesen Punkten kommt es zur Feldumkehr, was nach der verwendeten Formel (6.3.3) zu einer Singularität in diesem Punkt führt und denen daher keine weitere physikalische Bewandnis zuzuschreiben ist.

Abbildung 6.17 (oben) zeigt die maximale Elektronendichte in Abhängigkeit der Leistungsdichte \bar{P}_{Plasma} . Dabei wurden nur die Messwerte berücksichtigt, bei denen die Elektroden gänzlich vom Plasma bedeckt waren. Die errechneten Dichten liegen in einer Spanne von etwa $5 \times 10^9 - 2 \times 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^3}$ und decken sich gut mit den Ergebnissen anderer Arbeiten auf diesem Gebiet [Gad99], [Rot02], [Wag05]. Innerhalb einer Messreihe (konstanter Druck und konstante Frequenz) zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen eingekoppelter Leistung und Elektronendichte, was der Tatsache Rechnung trägt, dass für jede Elektronen-Ionen-Erzeugung eines gewissen energetischen Aufwands bedarf und somit mit steigender Leistung auch proportional dazu mehr Ladungs-

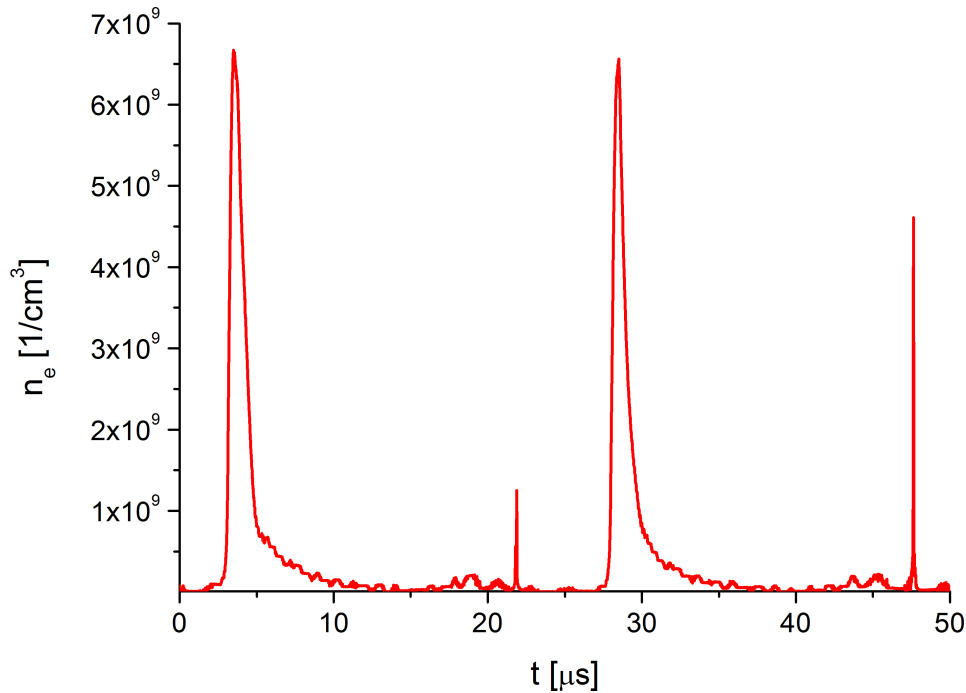


Abbildung 6.16: Zeitlicher Verlauf der Elektronendichte innerhalb einer Anregungsperiode bei $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$, $U_{DBE} = 1870 \text{ V}_{RMS}$, $p = 500 \text{ mbar}$

trägerpaare erzeugt werden können.

Bezogen auf die Entwicklung der Entladung zeigt sich, dass der Anstieg der

	$\nu_0 = 6,5 \text{ kHz}$	$\nu_0 = 10 \text{ kHz}$	$\nu_0 = 20 \text{ kHz}$
200 mbar	–	$5,2 \times 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$	$7,8 \times 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$
500 mbar	$8,4 \times 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$	$9,3 \times 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$	$7,6 \times 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$
800 mbar	$1,3 \times 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^3}$	$1,2 \times 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^3}$	$1,1 \times 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^3}$

Tabelle 6.3: Elektronendichte kurz vor dem Übergang der Entladung von einer homogenen in eine filamentierten Form

Elektronendichte bei 20 kHz weniger steil ist als bei 10 kHz und $6,5 \text{ kHz}$. Trotzdem liegen die Elektronendichten, soweit bestimmbar, bei dem Übergang von homogen zu filamentiert im gleichen Bereich. Dies kann man vor allem bei 800 mbar und 500 mbar gut erkennen und könnte ein Hinweis darauf sein, dass abhängig vom Gasdruck eine Grenze existiert, ab der die Entladung in den filamentierten Modus wechselt (Tabelle 6.3). In diesem Zusammenhang

sei aber nochmals darauf hingewiesen, dass die zu beobachtende Einschnürung des Plasmas eine genauere Untersuchung dieses Kriteriums im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit verhindert.

Ein direkter Vergleich zwischen eingekoppelter Leistung und Elektronendichte bei unterschiedlicher Anregungsfrequenz und Füllgasdruck ist am Verlauf in Abbildung 6.17 (oben) nur schwer zu ziehen. Aus diesem Grund ist in Abbildung 6.17 (unten) die Elektronendichte auf die Leistungsdichte \bar{P}_{Plasma} dargestellt. Hier sieht man deutlich, wie die Anzahl der Elektronen pro Watt mit steigender Frequenz abnimmt (etwa um einen Faktor 5). Ein ähnliches Verhalten zeigen die Effizienzmessungen der Excimerstrahlung aus [Sch11], auch hier ist ein eklatanter Abfall mit steigender Frequenz zu beobachten. Dies kann anhand von $\frac{n_e}{\bar{P}_{Plasma}}$ erklärt werden.

Die in das Plasma eingekoppelte Leistung wird zunächst auf die vorhandenen Elektronen verteilt. Die Energie die sie dabei aufnehmen, ist letztendlich nichts anderes als die Elektronentemperatur. Betrachtet man nun den Quotienten $\frac{n_e}{\bar{P}_{Plasma}}$ in Abbildung 6.17 (unten) bei fester Frequenz und konstantem Druck, so nimmt dieser mit steigender Leistung (also steigender Gesamtspannung) zu. Da aber die eingekoppelte Leistung nur gering zunimmt, wohingegen die Elektronendichte vergleichsweise stark ansteigt, führt dies zu einer Verringerung der Elektronentemperatur, da die zu deponierende Leistung nun auf mehr Elektronen verteilt werden muss.

Umgekehrt bedeutet der Abfall des Quotienten, wie er bei einer Erhöhung der Frequenz zu beobachten ist, dass die Temperatur der Elektronen hier stark zunimmt. Vergleicht man etwa die Elektronendichte bei 10 *kHz*/ 500 *mbar* mit den Messungen bei 20 *kHz*/ 500 *mbar* (Abbildung 6.17 (oben)), so nimmt die Elektronendichte zu höherer Frequenz hin ab, wohingegen sich die Leistung etwa verdreifacht. Weniger Elektronen müssen nun mehr Leistung absorbieren, die Energie der Elektronen steigt an. Wie groß der Anteil der von außen eingebrachten Energie ist der in den jeweilig möglichen Stoßprozessen deponiert wird, hängt stark von der Stoßrate und somit von Wirkungsquerschnitt des Prozesses ab. Dieser ist wiederum mit der Elektronentemperatur verknüpft. Abbildung 6.18 zeigt die durch BOLSIG berechnete Energiedeposition im Plasma in Abhängigkeit der Elektronentemperatur. Wie man sieht wird eine optimale Energiedeposition in metastabile Argon-Atome bei etwa 6 *eV* erreicht. Danach fällt dieser Anteil zugunsten der Ionisation ab. Wie schon erwähnt, zeigen die Messungen von [Sch11], dass die Effizienz der Exci-

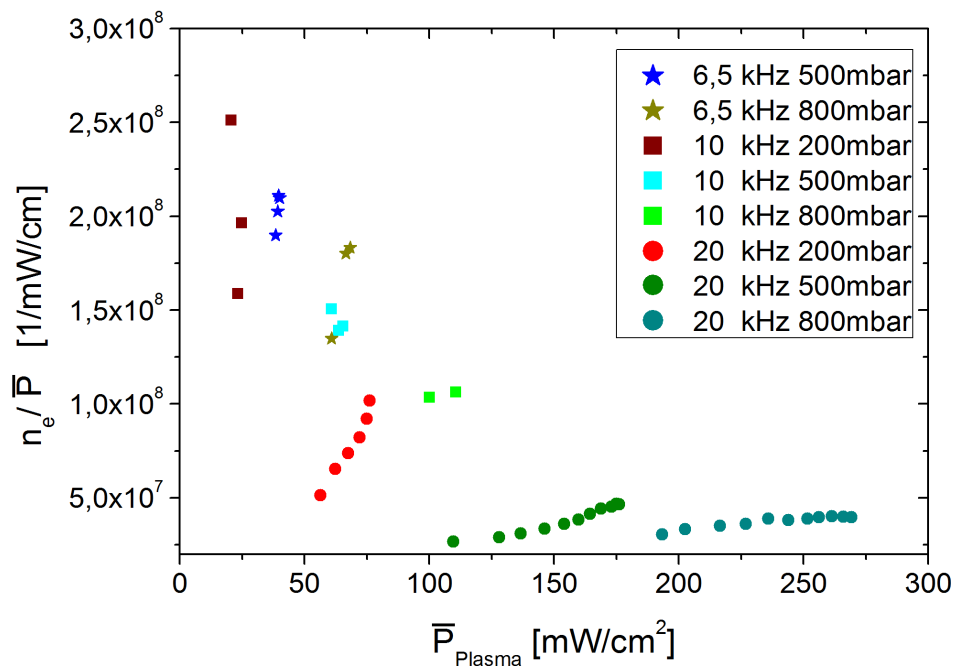
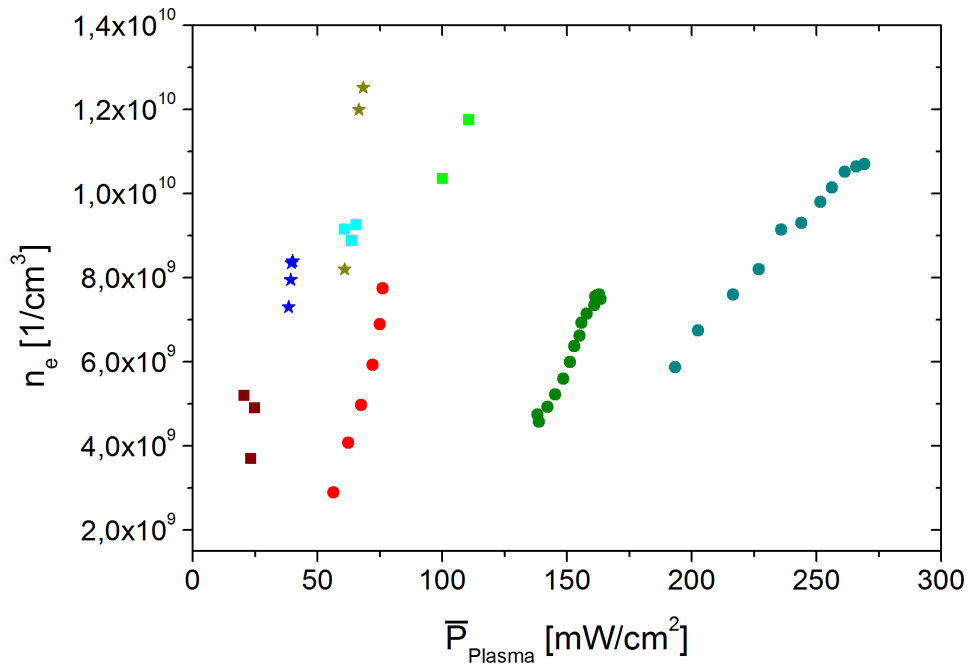


Abbildung 6.17: Oben: Elektronendichte in Abhängigkeit der Leistungsdichte

Unten: Effizienz der Elektronenerzeugung in Abhängigkeit der Leistungsdichte

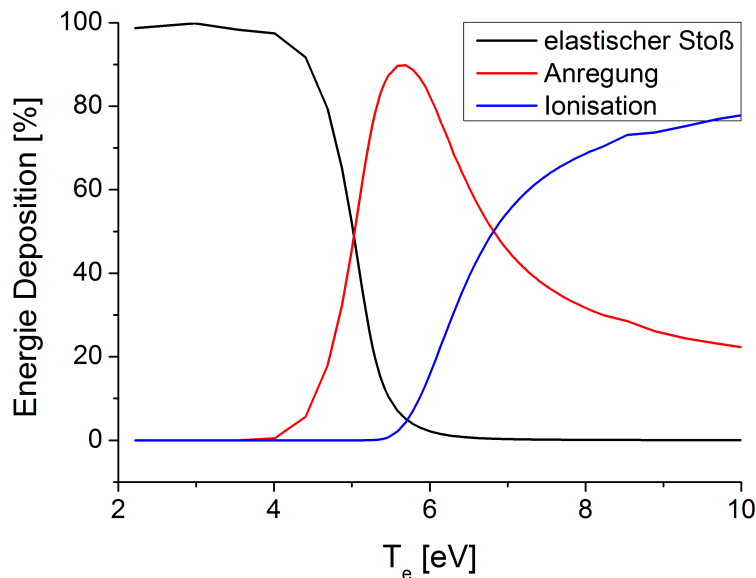


Abbildung 6.18: Verteilung der Elektronenenergie auf die verschiedenen Stoßprozesse in Abhängigkeit der Elektronentemperatur T_e in Argon (Berechnung durch BOLSIG)

merstrahlung (und damit der Anteil an in Metastabilenzuständen deponierter Energie) mit steigender Frequenz kontinuierlich abfällt und dabei kein lokales Maximum durchläuft. Das bedeutet, dass die Elektronenenergie des untersuchten Plasmas oberhalb von 6 eV liegen muss und mit höheren Frequenzen weiter anwächst. Dies deckt sich mit den Ergebnissen von [Rot02], der für die Dielektrische Glimmentladung eine Elektronentemperatur von 4 eV bei $\nu_0 = 5 \text{ kHz}$ und 20 eV bei $\nu_0 = 40 \text{ kHz}$ angibt (siehe Tabelle 3.1).

Abschließend sind in Tabelle 6.4 nochmals die wichtigsten Kenngrößen der in dieser Arbeit untersuchten Entladung zusammengestellt. Um eine gewisse Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurden hierfür die Messung zu der homogenen Glimmentladung, jeweils bei der maximal eingekoppelten Leistung P_{Plasma} , herangezogen.

6.4 Kurzzeitaufnahmen

Wie schon mehrfach erläutert, kann bei $6,5 \text{ kHz}$ und 10 kHz mit zunehmender Gesamtspannung eine Fokussierung des Plasmas beobachtet werden, die letztendlich in dem Zünden eines einzelnen Streamers mündet. Diese Entwicklung tritt bei 20 kHz nicht auf. Hier zündet das Plasma über die gesamte Elektrodenfläche durch. Übersteigt die Gesamtspannung einen gewissen Wert,

p	ν_0	U_{DBE}	I_{Plasma}	${}^5p_{Pl}(t)_{[max]}$	P_{Plasma}	η	n_e
[mbar]	[kHz]	[V _{RMS}]	[mA]	[mW]	[mW]	[%]	[$\frac{1}{cm^3}$]
200mbar	6,5	—	—	—	—	—	—
	10	920	7	5300	78	76	$4,9 \times 10^9$
	20	1260	11,5	9800	235	72	$6,9 \times 10^9$
500mbar	6,5	1040	8,6	11000	126	96	$8,4 \times 10^9$
	10	1270	10	13400	208	80	$8,7 \times 10^9$
	20	1960	9	12200	540	73	$7,9 \times 10^9$
800mbar	6,5	1320	11	18500	215	96	$1,3 \times 10^{10}$
	10	1540	11	19200	352	84	$1,2 \times 10^{10}$
	20	2540	10	16700	845	72	$1,1 \times 10^{10}$

Tabelle 6.4: Überblick über die wichtigsten Kenngrößen der untersuchten Druck- und Frequenzbereiche einer homogenen DBE

so erfolgt hier die Zündung in einer Vielzahl einzelner Filamente. Um diesen Prozess der Fokussierung bei 10 kHz zu verdeutlichen, wurden hierfür Kurzeitaufnahmen mit Hilfe einer CCD-Kamera durchgeführt und sollen im Folgenden erläutert werden. In Abbildung 6.20 ist der zeitliche Entwicklung einer solchen Entladung, in Abbildung 6.19 der dazu korrespondierende Stromverlauf gezeigt. Bei $t = 0 \mu s$ erfolgt die Zündung des Plasmas, dabei befindet sich das Gebiet der höchsten Leuchtintensität im Zentrum der Elektrode ($r = 0$). Zu diesem Zeitpunkt ist kein signifikanter Stromfluss zu messen. Mit fortschreitender Entladungsdauer bildet sich eine keilförmige Struktur vom Zentrum an der Anode ausgehend aus (a-c), es kommt zu einem steilflankigen Stromanstieg. Zum Zeitpunkt des Strom-Maximums ist deutlich eine Zone der höchsten Leuchtintensität vor der Kathode zu beobachten ($t = 1,02 \mu s$), dieser Bereich ist mit dem aus der Glimmentladung bekannten negativem Glimmlicht vor dem Kathodenfall zu identifizieren [Mas97]. Berücksichtigt man die Belichtungszeit von $1 \mu s$, zeigt das Bild (d) den zeitlich integrierten Verlauf der Zündphase. Im Bereich des Strom-Maximums ist der gesamte Raum zwischen den Elektroden erleuchtet. Die zu Beginn der Entladung eingeprägte Keilform ist immer noch deutlich zu erkennen. Nach Überschreiten des Strommaximums klingt die Entladung ab, ein Leuchtsaum im Bereich der Kathode bleibt zurück und weitet sich entlang der Dielektrika-Oberfläche aus (f-g). In Bild (h) ist der Stromfluss nahezu abgeklungen, es kommt zu einem schwachen Nachleuchten, dass nun das gesamte Entladungsvolumen erfüllt.

⁵ $p_{Pl}(t)_{[max]}$: In das Plasma eingekoppelte maximale Momentanleistung

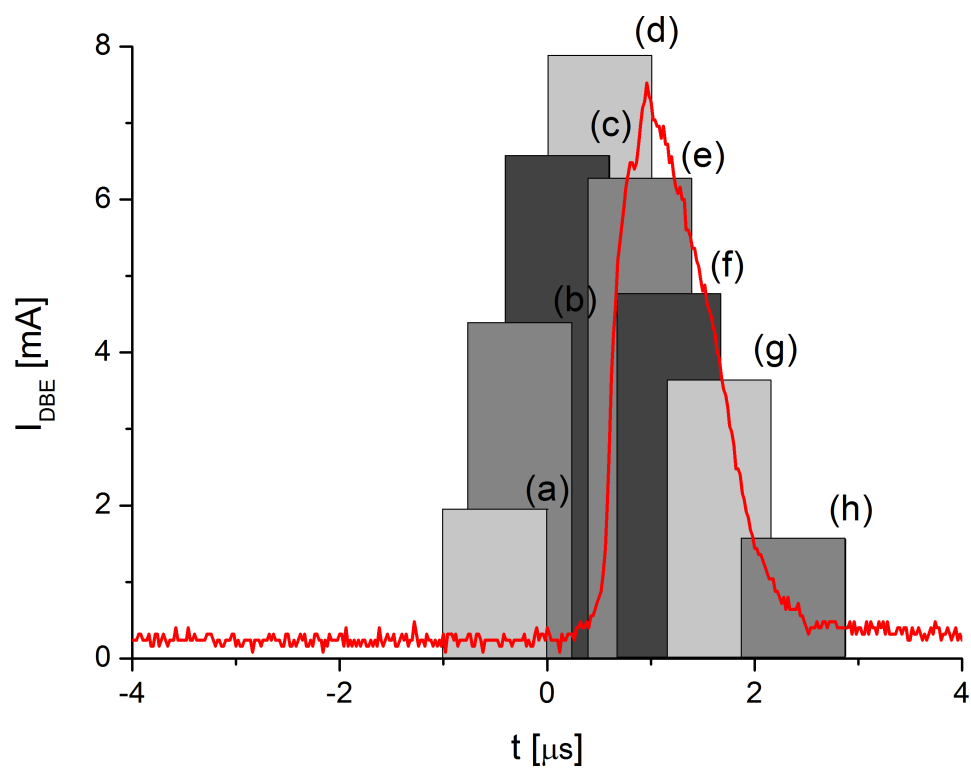


Abbildung 6.19: Der zu den Aufnahmen 6.20 korrespondierende Verlauf des Gesamtstroms I_{DBE} mit dem jeweiligen Belichtungsfenster der Einzelaufnahmen

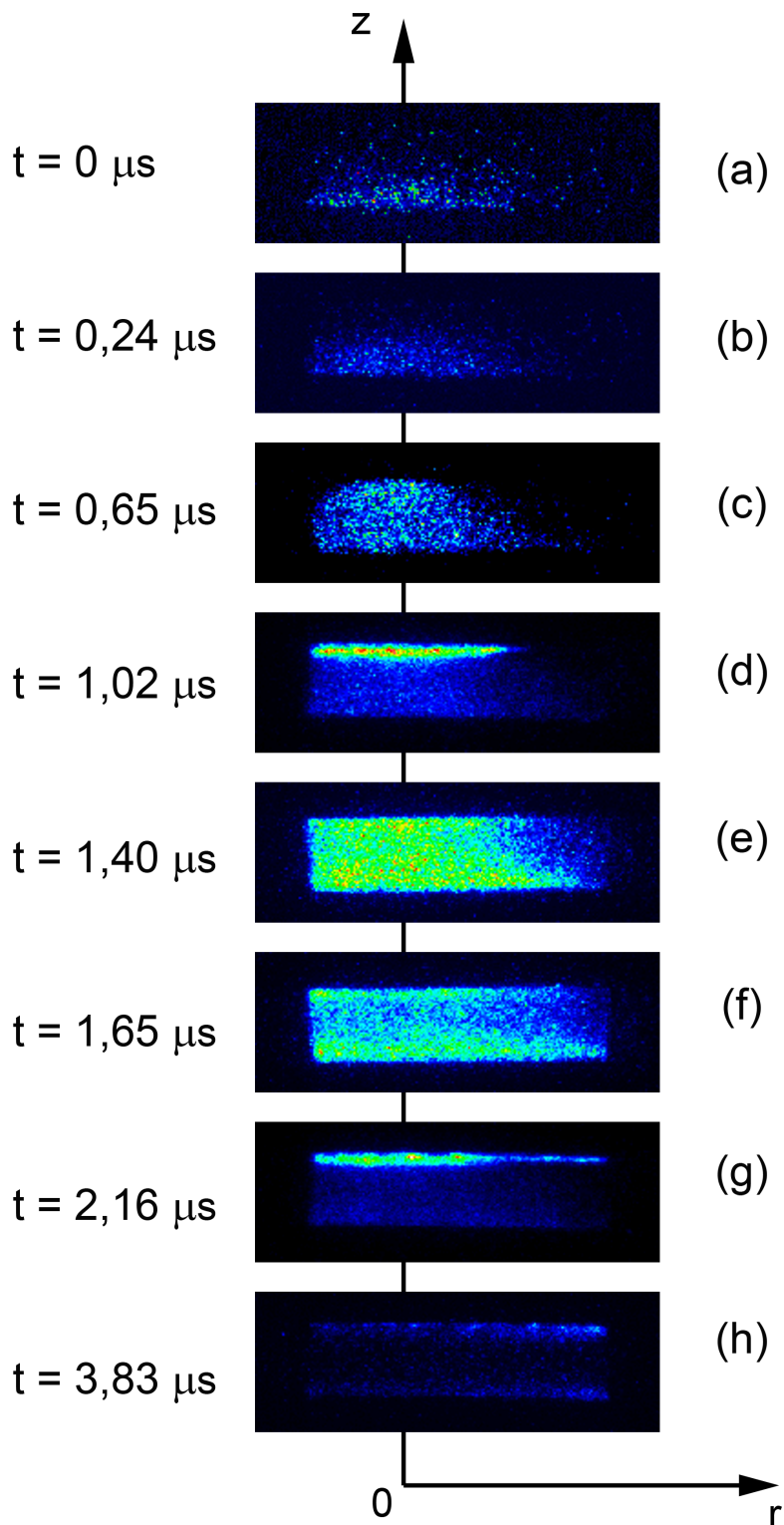


Abbildung 6.20: Zeitliche Entwicklung einer sich einschnürenden homogenen Entladung bei $p = 500 \text{ mbar}$, $U_{DBE} = 1,53 \text{ kV}_{RMS}$, $\nu_0 = 10 \text{ kHz}$; Belichtungszeit: $1 \mu\text{s}$, (side on, Kathode oben)

Wahrscheinlich ist dieses Entladungsverhalten auf die starken Raumladungskräfte zurückzuführen. Zu Beginn der Entladung liegt im Zentrum der Kathode eine höhere Elektronendichte als an den Rändern vor. Dadurch ist folglich auch die Ionendichte bei Zündung des Plasmas im Zentrum der Anode höher als an den Rändern (a)-(b). Während nun die effektive Anode durch den Gasraum wandert, entwickelt sich durch diese Startbedingung ein sich selbstverstärkender Mechanismus. Durch der geringen Spannungsanstiegsraten, verstärkt sich das Feld um die Ionisierungsfront schneller als es zu einer Felderhöhung in z-Richtung kommen kann. So werden die Elektronen zunehmend stärker Richtung $r=0$ abgelenkt, was die Ionisierungsrate und das daraus resultierende Raumladungsfeld in diesem Bereich weiter verstärkt. Auf diese Weise prägt sich die zu beobachtende Keilform ein. Erreicht die effektive Anode die Kathode, bricht das Feld dahinter zusammen (d), die im Gasraum verteilten Ladungsträger diffundieren wegen der abstoßenden Wirkung der hier wirkenden Columbkkräfte auseinander und erfüllen nun das gesamte Volumen, was sich im Nachleuchten des Plasmas im gesamten Gasraum (h) zeigt. Auf den Anoden-Dielektrika bleibt trotz der Diffusion ein leichter Überschuss an Elektronen im Zentrum zurück und unterstützt so den eben beschriebenen Mechanismus bei der darauf folgenden Zündung. Letztendlich kommt es bei der Ausbildung der Entladung auf zwei wesentliche Faktoren an:

Auf die Stärke der Raumladungsverzerrung hervorgerufen durch die Raumladungsdichte in der effektiven Anode und der Anstiegsrate und Stärke des dazu senkrecht wirkenden Anteils des elektrischen Feldes um diese zu kompensieren. Dadurch lässt sich das in Kapitel 6.1 gezeigte Phasendiagramm Abbildung 6.3 in Gänze erklären.

Mit steigender Frequenz wird es zunehmend leichter eine homogene Entladung zu zünden, gleichzeitig zeigen die in dieser Arbeit gemachten Untersuchungen, dass sowohl die aus den Oberflächenladungen resultierende Spannung U_L , als auch die Elektronendichte n_e , und damit die Ionendichte mit der Frequenz sinken. Dies hat zwei Gründe:

Durch eine höhere Frequenz ist die von den Ionen zurückgelegte Driftstrecke im Gasraum verkürzt. Dadurch verringert sich die Raumladungsdichte im Schwerpunkt der effektiven Anode, wodurch zum einen die zu einer Fokussierung beitragende Feldkomponente verringert wird und zum anderen das elektrische Feld im Kathodenfallbereich absinkt, die Auslösung von Sekundärelektronen

aus der Kathode verringert wird und somit auch die Ionisierungsrate abfällt. Dies scheint auch der durch [Rot02] beschriebene Effekt des Ioneneinfangs zu beinhalten. Gleichzeitig führt eine höhere Anstiegsrate der Gasraumspannung zu einer zusätzlichen Erhöhung der Feldkomponente in z-Richtung und wirkt so der Fokussierung ebenfalls entgegen.

Weiterhin ist im Phasendiagramm gezeigt, dass ein höherer Druck die Ausbildung eines homogenen Plasmas unterdrückt. Dies geht ebenfalls mit einer erhöhten Elektronendichte einher (wie in Kapitel 6.3 gezeigt). Dass es bei 20 kHz nicht zu der Ausbildung eines einzelnen Streamers kommt, liegt schlichtweg daran, dass von den Spannungsanstiegsraten bei Erreichen der Erstzündspannung ausgehend, eine Fokussierung durch die oben genannten Effekte unterbunden werden kann. Nichts desto trotz steigt die Ladungsträgerkonzentration mit steigender Gesamtspannung an. Ab einem gewissen Punkt kommt es dann zu vielen lokalen Feldüberhöhungen, die zu einer Zündung nach dem Streamermechanismus an diesen Stellen führen. Ist es ersteinmal zu einer Filamentbildung gekommen, sorgen die auf den Dielektrika zurückgebliebenen Ladungsträger nach dem bekannten Prinzip des Memoryeffekts für eine erneute Streamerzündung an dieser Stelle in der darauf folgenden Halbperiode.

Trotz alledem kann die Ausblidung der Entladung nicht gänzlich durch die oben genannten Mechanismen erklärt werden. Sie liefern zwar eine gewisse übergeordnete Struktur, jedoch setzt sich die Ladungstägerdichte aus vielen verschiedenen Komponenten zusammen, die wiederum von Parametern wie dem Dielektrikumsmaterial, Schlagweite und der Gaszusammensetzung beziehungsweise dessen Reinheit abhängt. Untersuchungen haben gezeigt, dass die Freisetzung von Elektronen durch Ionisation der metastabilen Atome einen starken Einfluss auf die Elektronendichte, und somit auf die Entladungsform haben können. So wurde zum Beispiel von [Rad04] herausgefunden, dass die Anzahl der Mehrfachzündungen innerhalb einer Halbperiode im Zusammenhang mit der beigemischten Gassorte und dessen Anteil steht. Danach steigt die Zahl der Zündungen wenn Helium Wasserstoff, Stickstoff oder Argon beigemischt wird. Wohingegen durch die Beimischung von Sauerstoff es maximal zu zwei Zündungen kommen kann. Dies liegt nach [Rad04] darin begründet, dass die erstgenannten Gase nach der ersten Zündung, durch anschließende Penningstöße, als Elektronenspeicher für weitere Zündungen dienen, O_2 stattdessen als Elektronenegativesgas dem Entladungsvolumen Elektronen entzieht. Des Weiteren sieht [Mas05b] ganz allgemein das Auftreten von Glimmentla-

dungen bei Atmosphärendruck in der Präsenz einer hohen Konzentration von Metastabilen begründet, da nur so ausreichend viele Elektronen zur Verfügung gestellt werden können um hier eine Townsendentladung zu zünden⁶. Trifft dies zu, so ist die homogene Glimmentladung sowohl durch eine untere als auch eine untere kritische Elektronendichte begrenzt.

⁶Angeregte Atome benötigen wesentlich weniger Energie um ionisiert zu werden. Eine ausreichend hohe Restkonzentration an solchen metastabilen Atomen erleichtert das Zünden eines Plasmas erheblich.

7 Ausblick

Es hat sich gezeigt, dass das von [Tra08] entwickelte Ladungstransportmodell eine gute Möglichkeit bietet die Vorgänge im Plasma der Dielektrischen Barriere Entladung mit Hilfe einfacher bestimmender Größen zu untersuchen und so einen weiteren Beitrag zum Verständnis dieser zukunftsweisenden Technologie zu liefern.

Dabei konnten interessante Tendenzen in den Vorgängen des Plasmas aufgezeigt werden, die das Entladungsverhalten kontrollieren. Um hier noch aussagekräftigere Ergebnisse zu erhalten, sind für zukünftige Untersuchungen einige Änderungen vorzunehmen. Zum einen empfiehlt sich eine Vergrößerung der Elektrodenfläche. Angesichts der in dieser Untersuchung gewählten, sehr kleinen Dimensionierung lassen sich die daraus resultierenden kapazitiven Größen nur sehr schwer bestimmen und sind mit einer großen Ungenauigkeit behaftet. Für eine ausführlichere Untersuchung des Entladungsverhaltens scheint mir die Wahl höherer Betriebsfrequenzen für sinnvoll. Dadurch wird eine Verringerung der Entladungsfläche, vor dem Übergang zu einer filamentierten Entladung unterdrückt, wodurch sich belastbare Ergebnisse in diesem Bereich ergeben könnten, die Kriterien liefern um den Übergang von homogener zu filamentierter Entladung quantitativ beschreiben zu können.

Eine maßgebliche Verbesserung ist jedoch in der Vakuumtechnik gefordert. Die Erfahrungen aus den Messungen haben gezeigt, dass trotz sorgfältiger Evakuierung und anschließender Spülung des Rezipienten, die Ergebnisse teilweise nicht reproduzierbar sind. Da die gesamte Reaktionschemie des Plasmas maßgeblich von der Konzentration der metastabilen Zustände abhängt und deren Erzeugung und Vernichtung massiv durch Fremdgasteilchen beeinflusst wird, ist der Einfluss einer geringen Verunreinigung des Gasraums nicht zu unterschätzen. Gerade in Hinsicht auf die Effizienzmessungen der Excimerstrahlung ist hier eine Erweiterung des Vakuumsystems wünschenswert. Ein zusätzliches Ausheizen des Rezipienten in Verbindung mit einer Gatterpumpe um Nicht-Edelgas-Atome beziehungsweise -Moleküle zu binden, würde

die Vergleichbarkeit und Aussagekraft der Ergebnisse erheblich verbessern. Als letztes sei noch die Wahl der Dielektrika genannt. In dieser Arbeit wurde dafür PEEK verwendet, da es zum einen leicht zu bearbeiten ist und zum anderen eine hohe thermische Belastbarkeit aufweist. Nichts desto trotz empfiehlt sich für weitere Untersuchungen ein Material mit einer höheren Dielektrizitätskonstante und geringerer Dicke zu wählen. Dies hat mehrere Gründe. Eine höhere Barrierenkapazität sorgt dafür, dass das Betriebsgerät eine geringere Blindleistung⁷ $p(t)_B$ zum Laden der Barrieren aufbringen muss, wodurch die Momentanleistung, die in das Plasma eingebracht wird, erhöht werden kann. Dies ist vor allem im Bezug auf eine gesteigerte Effizienz der VUV-Strahlung interessant. Des Weiteren können bei höheren Kapazitäten mehr Restladungen auf deren Oberfläche gebunden werden. In Kombination mit einer Erhöhung der Frequenz, um eine Filamentierung zu unterdrücken, führt dies zu einem verringerten Spannungsbedarf bei gleichzeitig vermehrter Bildung von metastabilen Zuständen, was einer Steigerung der Excimerstrahlungs-Effizienz zu Gute kommt.

⁷Die für die Dielektrika aufzubringende Blindleistung lässt sich mit $p_B(t) = u_B(t) \cdot i_B(t) = \frac{q_B(t)}{C_B} \cdot i_B(t)$ abschätzen. Dies zeigt, dass die Blindleistung mit steigender Kapazität C_B sinkt und so dem Plasma mehr Momentanleistung zur Verfügung gestellt werden kann.

Herleitung

In dem hier vorgestellten experimentellen Aufbau, mussten die von [Rot02] hergeleiteten Gleichungen für I_{Plasma} nochmals eigens bestimmt werden, da das von ihm zu Grunde gelegte Ersatzschaltbild einer DBE hier um eine parasitäre Kapazität C_{Para} erweitert werden musste. Um sicherzustellen, dass diese Erweiterung die Bestimmungsgleichungen nicht beeinträchtigt, wurden diese nochmal unter Berücksichtigung dieser zusätzlichen Komponente hergeleitet. Dem erweiterten Ersatzschaltbild 4.3 liegen folgende Gleichungen und Bedingungen zu Grunde:

$$\frac{dU_{DBE}}{dt} = \frac{I_{Koppel}}{C_{Koppel}} \quad (\text{I}) \qquad \frac{dU_B}{dt} = \frac{I_B}{C_B} \quad (\text{II})$$

$$\frac{dU_{DBE}}{dt} = \frac{I_{Para}}{C_{Para}} \quad (\text{III}) \qquad \frac{dU_G}{dt} = \frac{I_G}{C_G} \quad (\text{IV})$$

$$U_{DBE} = U_G + U_B \quad (\text{V}) \qquad I_{Plasma} = I_{DBE} - I_{Para} - I_G \quad (\text{VI})$$

$$I_B = I_{DBE} - I_{Para} \quad (\text{VII}) \qquad I_{Plasma} = I_B - I_{Para} \quad (\text{VIII})$$

Mit (III) und (IV) ergibt sich (VI) zu:

$$I_{Plasma} = I_{DBE} - \frac{dU_{DBE}}{dt} \cdot C_{Para} - \frac{dU_G}{dt} \cdot C_G$$

mit (V)

$$= I_{DBE} - \frac{dU_{DBE}}{dt} \cdot C_{Para} - \left[\frac{dU_{DBE}}{dt} \cdot C_G - \frac{dU_B}{dt} \cdot C_G \right]$$

mit (II)

$$= I_{DBE} - \frac{dU_{DBE}}{dt} \cdot C_{Para} - \left[\frac{dU_{DBE}}{dt} \cdot C_G - I_B \cdot \frac{C_G}{C_B} \right]$$

mit (VII)

$$= I_{DBE} - \frac{dU_{DBE}}{dt} \cdot C_{Para} - \left[\frac{dU_{DBE}}{dt} \cdot C_G - \left(I_{DBE} \cdot \frac{C_G}{C_B} - I_{Para} \cdot \frac{C_G}{C_B} \right) \right]$$

mit (III)

$$\begin{aligned} &= I_{DBE} - \frac{dU_{DBE}}{dt} \cdot C_{Para} - \frac{dU_{DBE}}{dt} \cdot C_G \\ &+ I_{DBE} \cdot \frac{C_G}{C_B} - \frac{dU_{DBE}}{dt} \cdot \frac{C_{Para} \cdot C_G}{C_B} \\ &= I_{DBE} \cdot \left(1 + \frac{C_G}{C_B} \right) - \frac{dU_{DBE}}{dt} \cdot \left(C_{Para} + C_G + \frac{C_{Para} \cdot C_G}{C_B} \right) \end{aligned}$$

mit (I)

$$= I_{DBE} \cdot \left(1 + \frac{C_G}{C_B} \right) - I_{Koppel} \cdot \left(\frac{C_{Para}}{C_{Koppel}} + \frac{C_G}{C_{Koppel}} + \frac{C_{Para} \cdot C_G}{C_B \cdot C_{Koppel}} \right)$$

Ist der Koppelkondensator auf die Kapazität des **gesamten** Aufbaus abgeglichen

$$C_{Koppel} = C_{Ges} = C_{DBE} + C_{Para} = \frac{C_B \cdot C_G}{C_B + C_G} + C_{Para},$$

so vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\begin{aligned} &= I_{DBE} \cdot \left(1 + \frac{C_G}{C_B} \right) - I_{Koppel} \cdot \left(1 + \frac{C_G}{C_B} \right) \\ &= (I_{DBE} - I_{Koppel}) \cdot \left(1 + \frac{C_G}{C_B} \right) \\ &= I_{Diff} \cdot \left(1 + \frac{C_G}{C_B} \right) \text{ q.e.d.} \end{aligned}$$

Aus dieser Herleitung zeigt sich, dass es nun nicht mehr ausreichend ist, einen baugleichen Koppelkondensator zu verwenden, vielmehr muss dieser auf den gesamten Aufbau abgeglichen werden. Aus diesem Grund wurde der Koppelkondensator so konstruiert, dass er durch das einbringen verschiedener Dielektrika so abgestimmt werden kann, dass im ungezündeten Fall

$$I_{Diff} = I_{DBE} - I_{Koppel} = 0$$

gilt. Auf diese Weise kann die oben genannte Bedingung $C_{Koppel} = C_{Ges}$ erfüllt werden.

Abkürzungsverzeichnis

A	Fläche
a	Elektrodendicke
\vec{a}	Beschleunigung
α	1. Townsendkoeffizient
CCD	charge coupled device
C_B	Barrierenkapazität
C_{DBE}	Kapazität des Elektrodensystems
C_G	Gasraumkapazität
C_{Ges}	Kapazität des gesamten Aufbaus
C_{Koppel}	Kapazität des Koppelkondensators
C_L	Kapazität mit der die Ladungsverteilung der Restladungen approximiert werden
C_{Mess}	Kapazität des Messkondensators
C_{Para}	Parasitäre Kapazität
DBE	Dielektrische Barriere Entladung
DC	direct-current
DNS	Desoxyribonukleinsäure
d	Schlagweite
E	elektrisches Feld
e	Elektronladung
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante
ϵ_r	Dielektrizitätszahl
Γ	Teilchenfluss
γ	2. Townsendkoeffizient
h	Planksches Wirkungsquantum
I_B	Strom die dielektrische Barriere
I_{DBE}	Strom im Entladungszweig
I_{Diff}	Differenz zwischen I_{DBE} und I_{Koppel}

I_G	Verschiebestrom im Gasraum
I_{Koppel}	Strom im Koppelzweig
I_{Para}	Strom durch die parasitäre Kapazität
I_{Plasma}	Plasmastrom
k_B	Boltzmann-Konstante
LDS	Lorentz-Drift-Schalter
λ	mittlere freie Weglänge
λ_D	Debyelänge
m	Teilchenmasse
μ	Mobilität
N	Teilchenzahl
n	Teilchendichte
n_e	Elektronendichte
n_i	Ionendichte
ν_c	Stoßfrequenz
$OAUGDP^{TM}$	One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma
\bar{P}	Leistungsdichte
$PEEK$	Polyetheretherketon
P_{DBE}	Gesamtleistung
P_E	Zur Anregung und Ionisierung des Plasmas aufgebrachte Leistung
P_L	durch die Verschiebung der Ladungsträger verursachte Blindleistung
P_{Plasma}	sämtliche im Plasma umgesetzte Leistung
$p(t)$	Momentanleistung
q	Ladung
RMS	root mean square
RF	radio frequency
r	Radius
σ	Wirkungsquerschnitt
σ_{tot}	totaler Wirkungsquerschnitt
T	Temperatur
T_e	Elektronentemperatur
T_i	Ionentemperatur
U_{DBE}	an den Elektroden anliegende Spannung

U_{dyn}	dynamische Zündspannung
U_E	zum Anregen des Plasmas ursächliche Spannung im Gasraum
U_G	im Gasraum anliegende Spannung
$U_{lösch}$	von dem Betriebsgerät aufzubringende Löschspannung
U_L	Durch die Restladungsträger hervorgerufene Spannung im Gasraum
$U_{zünd}$	von dem Betriebsgerät aufzubringende Zündspannung
VUV	Vakuum-Ultraviolett-Strahlung
v	Geschwindigkeit
\bar{v}	mittlere Geschwindigkeit
W_{kin}	kinetische Energie
W_{pot}	potentielle Energie
ω	Kreisfrequenz
Z_E	Anregungsimpedanz
Z_{Plasma}	Plasmainpedanz

Abbildungsverzeichnis

2.1	Entwicklung der Plasmatemperaturen von Elektronen T_e und Ionen T_i in Abhängigkeit des Druckes einer Quecksilber-Bogenentladung [Bou94]	15
2.2	Wirkungsquerschnitte für elastische Stöße, Anregung und Ionisation in Argongas durch Elektronen [Lie05]	19
2.3	Vereinfachtes Potentialschema von Edelgasexcimer [Dem05]	25
2.4	Relevante Energieniveaus bei der Entstehung von Argon-Excimeren; Elektronenstöße sind mit e gekennzeichnet, Photoemission beziehungsweise Photoabsorbtion mit Wellenpfeilen, Abbildung nach [McC84]	26
2.5	Paschenkurve verschiedener Gassorten [Rai97]	28
2.6	Kathodengerichteter Streamer [Pfl03]	30
2.7	I-U Kennlinie einer Glimmentladung [von06]	31
2.8	Raumladungszonen einer DC-Glimmentladung und der dazu korrespondierende Verlauf der Leuchtintensität S , des Potentialverlaufs U , des Elektrischen Felds E , des Elektronenstroms I_e und der Teilchendichte n der Ionen beziehungsweise Elektronen im Gasraum [Str09]	32
3.1	Mögliche Geometrien einer Dielektrischen Barriere Entladung	36
3.2	Beispiele für die unterschiedlichen Formen einer Einzelentladung in Argon mit Angabe der Belichtungszeit, (Kathode oben)	39
3.3	Ersatzschaltbild einer ungezündeten DBE	43
3.4	Einfaches Ersatzschaltbild einer gezündeten DBE	44
3.5	DBE-Ersatzschaltbild mit spannungsgesteuerter Stromquelle [Shu02]	44
3.6	Veranschaulichung des Ladungstransportmodells, Abbildung nach [Tra08]	46
3.7	Ersatzschaltbild der DBE mit Ladungsmodell [Tra08]	48

4.1	Das dem Experiment zu Grunde liegende Schaltbild des Messaufbaus	52
4.2	Geometrische Abmessungen der Elektrodenkonfiguration	53
4.3	Erweiterung des Schaltbilds auf Grund Messaufbau der parasitären Kapazität	55
4.4	Q-U-Diagramm (Lissajous-Figur)	57
5.1	Schematische Zusammenfassung des Experiments	62
5.2	Funktionsprinzip einer Schirmelektrode [Tra08]	63
5.3	Design des Elektrodensetups	64
5.4	Platine des Minipuls 2	65
5.5	Links: Stromverlauf im DBE-/Koppel-Zweig im ungezündeten Fall Rechts: Stromverlauf im DBE-Zweig und der daraus errechnete Plasmastrom im gezündeten Fall	68
6.1	Oben: Pro Periode umgesetzte Ladung ΔQ und die im Plasma deponierte Leistung P_{Plasma} in Abhängigkeit der Spannung U_{DBE} bei $p = 500 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 10 \text{ kHz}$ Unten: Aufnahme der Entladung in Abhängigkeit der Spannung, jeweils über mehrere Perioden integriert (Belichtungszeit: 1ms)	72
6.2	Im Plasma deponierte Leistungsdichte \bar{P}_{Plasma} und Transfereffizienz in Abhängigkeit der anliegenden Spannung bei unterschiedlichen Druck- und Frequenzbereichen	74
6.3	Phasendiagramm der Entladungsformen in Abhängigkeit der äußeren Spannung U_{DBE} und des Fülldrucks p	75
6.4	Grenzspannungen in Abhängigkeit der Frequenz, Beispielhaft für 500 mbar	77
6.5	Argon-Ionen-Drift nach Gleichung 3.3.1 bei verschiedenen Frequenzen und Drücken ($T_i = 0,05 \text{ eV}$) in Abhängigkeit der Gasraumspannung U_G	78
6.6	Verlauf der äußeren Spannung U_{DBE} , der Spannung im Gasraum U_G und an den Barrieren U_B	79
6.7	Verlauf des Stroms im DBE-Zweig I_{DBE} , des Plasmastroms I_{Plasma} und im Zweig der Gasraumkapazität I_G	80
6.8	Links: Spannungsverlauf von U_G , U_E und U_L Rechts: Dazu korrespondierende Leistungsdichten \bar{P}_{Plasma} , \bar{P}_E und \bar{P}_L	81

6.9	Zeitlicher Verlauf der Gasraumspannung U_G in Abhängigkeit der effektiven Betriebsspannung U_{DBE} bei $p = 200 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$	83
6.10	Anregungsspannung U_E (oben) und aus den Restladungen resultierende Spannung U_L (unten) bei $p = 200 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$	84
6.11	Zeitlicher Verlauf der ins Plasma eingekoppelten Leistung P_{Plasma} , der Zündleistung P_E und der durch die Restladung aufgebrauchten Leistung P_L bei $p = 200 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$	87
6.12	Verhalten von U_L im Detail: (A) Versatz bei Zündung ΔU_L , Mittlere Spannungsanstiegsrate bis $U_G = 0$ (B), der daraus resultierende Spannungsanstieg dU_L (C) und $U_L(t_{zünd})$ (D)	88
6.13	Verlauf der Plasmastroms I_{Plasma} in Abhängigkeit der Betriebsspannung U_{DBE} bei $p = 200 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$	90
6.14	Zünd- und Löschspannung im Vergleich mit U_G und U_E	93
6.15	Mobilität μ (–) und Elektronentemperatur T_e (···) in Abhängigkeit des reduzierten Feldes E/p ($T_g = 300 \text{ K}$), für verschiedene Gasgemixturen (Berechnung durch BOLSIG)	96
6.16	Zeitlicher Verlauf der Elektronendichte innerhalb einer Anregungsperiode bei $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$, $U_{DBE} = 1870 \text{ V}_{RMS}$, $p = 500 \text{ mbar}$	97
6.17	Oben: Elektronendichte in Abhängigkeit der Leistungsdichte Unten: Effizienz der Elektronenerzeugung in Abhängigkeit der Leistungsdichte	99
6.18	Verteilung der Elektronenenergie auf die verschiedenen Stoßprozesse in Abhängigkeit der Elektronentemperatur T_e in Argon (Berechnung durch BOLSIG)	100
6.19	Der zu den Aufnahmen 6.20 korrespondierende Verlauf des Gesamtstroms I_{DBE} mit dem jeweiligen Belichtungsfenster der Einzelaufnahmen	102
6.20	Zeitliche Entwicklung einer sich einschnürenden homogenen Entladung bei $p = 500 \text{ mbar}$, $U_{DBE} = 1,53 \text{ kV}_{RMS}$, $\nu_0 = 10 \text{ kHz}$; Belichtungszeit: $1 \mu s$, (side on, Kathode oben)	103

Tabellenverzeichnis

3.1	Charakteristische Größen einer $OAUGDP^{TM}$ in He , Ar , N_2O , CO_2 , $Luft$ [Rot02]	41
4.1	Vergleich der gemessenen und errechneten Kapazitäten	55
5.1	Parameter des Elektrodensetups	64
5.2	Betriebsparameter des Minipuls 2	66
5.3	Zu bestimmende Messgrößen und deren Aufzeichnungsmethode .	67
6.1	Überblick über die zum Spannungswerte von U_G und U_E zum Zeitpunkt der ersten und der zweiten Zündung, bei $p = 200 \text{ mbar}$, $\nu_0 = 20 \text{ kHz}$	85
6.2	Maximale Abweichung von P_E zu P_{Plasma}	92
6.3	Elektronendichte kurz vor dem Übergang der Entladung von einer homogenen in eine filamentierten Form	97
6.4	Überblick über die wichtigsten Kenngrößen der untersuchten Druck- und Frequenzbereiche einer homogenen DBE	101

Literaturverzeichnis

- [Bal07] BALCON, Nicolas: *Atmospheric pressure Radio Frequency discharges, diagnostic and numerical modeling*, Australian National University, Doctor Thesis, 2007
- [Beh01] BEHRINGER, Kurt: *Spektroskopische Diagnostik von Nichtgleichgewichtsplasmen*. 2001
- [Boe96] BOEUF, Jean P.: *BOLSIG BOLTZMANN Solver*. <http://www.siglo-kinema.com/bolsig.htm>. Version: 1996
- [Bou94] BOULUS, Maher: *Thermal Plasmas: Fundamentals and applications. Volume 1*. Springer, 1994
- [Bra00] BRAITHWAITE, Nicholas: Introduction to gas discharges. In: *Plasma sources Sci. Technol.* 9 (2000), Nr. 4
- [Dem05] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 3*. Springer, 2005
- [Don08] DONG, Lifang: Electron density of an individual microdischarge channel in patterns in a dielectric barrier discharge at atmospheric pressure. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 17 (2008), Nr. 1
- [Gad99] GADRI, Ben: One atmosphere glow discharge structure revealed by computer modeling. In: *IEEE Transaction on Plasma Science* 27 (1999), Nr. 1
- [Jac06] JACOBY, Joachim: *Einführung in die Plasmaphysik*. 2006
- [Kli97] KLING, Rainer: *Untersuchungen an Hocheffizienten Excimerentladungslampen*, Lichttechnisches Institut Karlsruhe, Dissertation, 1997
- [Klu11] KLUMP, Batu: *Simulation der zeitlichen Entwicklung der inneren Parameter ein DBE-Glimmentladung (Vorläufiger Titel)*, Universität Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2011
- [Kog90] KOGELSCHATZ, Ulrich: Silent discharges for the generation of ultraviolet and vacuum ultraviolet excimer radiation. In: *Pure and Appl. Chem.* 63 (1990), Nr. 9

- [Kog03] KOGELSCHATZ, Ulrich: Dielectric barrier discharges: Their history, discharge physics, and industrial applications. In: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 23 (2003), Nr. 1, S. 1–46
- [Kou09] KOUBEK, Benjamin: *Entwicklung und Untersuchung eines Pulsgenerators zur Ansteuerung Dielektrischer Barriere Entladungen*, Universität Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2009
- [Lai06] LAIMER, Johann: Glow discharges observed in capacitive radio-frequency atmospheric-pressure plasma jets. In: *Plasma Processes and Polymers* 3 (2006), Nr. 8
- [Lei07] LEIWEKE, Robert: Effects of pulsed-excitation applied voltage rise time on argon metastable production efficiency in high pressure dielectric barrier discharge. In: *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007)
- [Lie05] LIEBERMAN, Michael: *Principles of plasma discharges and materials processing*. Wiley, 2005
- [Mas97] MASSINES, Françoise: Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier. In: *J. Appl. Phys.* 83 (1997), Nr. 6
- [Mas98] MASSINES, Françoise: A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 31 (1998)
- [Mas05a] MASOUD, N: VUV emission from a cylindrical dielectric barrier discharge in Ar and in Ar/N₂ and Ar/air mixtures. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38 (2005)
- [Mas05b] MASSINES, Françoise: Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmosphere. In: *Plasma Phys. Control. Fusion* 47 (2005)
- [McC84] MCCUSKER, M.: The Rare Gas Excimers. In: *Excimer Lasers (Ch.K.Rhodes)* (1984)
- [Mon00] MONTIE, Thomas: An overview of research using the One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma (OAUGDP) for sterilization of surface and materials. In: *IEEE Transaction on Plasma Science* 28 (2000), Nr. 1

- [Pas89] PASCHEN, Friedrich: Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz. In: *Annalen der Physik* 273 (1889), Nr. 5, S. 69–96
- [Pfl03] PFLUMM, Christof: *Simulation homogener Barrierenentladungen inklusive der Elektrodenbereiche*, Lichttechnisches Institut Karlsruhe, Dissertation, 2003
- [Rad04] RADU, I.: Diagnostics and modelling of noble gas atmospheric pressure dielectric barrier discharges in homogeneous or diverging electric fields. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38 (2004), Nr. 4
- [Rai97] RAIZER, Yuri: *Gas Discharge Physics*. Springer, 1997
- [Rot95] ROTH, J R.: *Industrial Plasma Engineering Volume 1: Principles*. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1995
- [Rot01] ROTH, Markus: *Experimentelle Untersuchungen zu Verlustmechanismen des Kathodenfalls in Barrierenentladungen*, Lichttechnisches Institut Karlsruhe, Dissertation, 2001
- [Rot02] ROTH, J R.: *Industrial Plasma Engineering Volume 2: Applications to Nonthermal Plasma Processing*. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 2002
- [Rot07] ROTH, J R.: The One Atmosphere Uniform glow Discharge Plasma (OAUGDP) - A Platform Technology for the 21st Century. In: *IEEE Transaction on Plasma Science* 35 (2007), Nr. 2
- [Sch11] SCHÖNLEIN, Andreas: *Optische Untersuchungen des Entladungsverhaltens einer Dielektrischen Barriere Entladung in Argon*, Universität Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2011
- [Shu02] SHUHAI, Liu: *Electrical modeling and unipolar-pulsed energization of dielectric barrier discharges*, Lichttechnisches Institut Karlsruhe, Dissertation, 2002
- [Sie57] SIEMENS, Werner: Über die elektrostatische Induction und die Verzögerung des Stroms in Flaschendrähnen. In: *Annalen der Physik* 178 (1857), Nr. 9, S. 66–122
- [Ste01] STEFECKA, Miloslov: Experimental study of atmospheric pressure surface discharge in helium. In: *Sci. Technol. Adv. Mater.* 2 (2001)
- [Str09] <http://www.ipf.uni-stuttgart.de/lehre/plasmaphys/plasma7/glimm.jpg>

- [Tao08] TAO, Shao: Experimental study on repetitive unipolar nanosecond-pulse dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41 (2008), Nr. 21
- [Ten06] TENDRO, Claire: Atmospheric pressure plasmas: A review. In: *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy* 61 (2006), Nr. 1
- [Tra08] TRAMPERT, Klaus: *Ladungstransportmodell dielektrisch behinderter Entladungen*, Lichttechnisches Institut Karlsruhe, Dissertation, 2008
- [von53] VONGUTTENBERG, W.: Über den genauen Wert der Kapazität des Kreisplattenkondensators. In: *Annalen der Physik* 447 (1953), Nr. 7-8, S. 321–339
- [von06] VONKEUDELL, Achim: *Einführung in die Plasmaphysik*. 2006
- [Wag05] WAGENAARS, E.: Experimental and modelling investigations of a dielectric barrier discharge in low-pressure argon. In: *2006 J. Phys. D: Appl. Phys.* 39 700 (2005)
- [Wer] WERTHEIMER, M.R.: Dielectric Barrier Discharges (DBD) in gases at atmospheric pressure: Effect of charge trapping. In: *Electrets, 2005. ISE-12. 2005 12th International Symposium*
- [Wie67] WIESEMANN, K.: *Einführung in die Gaselektronik*. Teubner, 1967
- [Zha05] ZHANG, Peng: Atmospheric pressure glow discharge initiation from a single electron avalanche. In: *IEEE Transaction on Plasma Science* 33 (2005), Nr. 2

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all den Menschen bedanken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben.

- Als erstes möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Joachim Jacoby bedanken, der mich sehr herzlich in die Arbeitsgruppe aufgenommen und es mir ermöglicht hat, diese Arbeit durchzuführen.
- Ich danke Prof. Dr. Alwin Schempp für die Erstellung eines Zweitgutachtens über dieser Arbeit.
- Mein Dank gilt insbesondere Dr. Marcus Iberler, der mich mit großen Engagement in die Geheimnisse der Plasmaphysik eingeweiht hat und stets ein offenes Ohr für meine Sorgen und Nöten hatte. Vielen Dank für die intensive Betreuung.
- Auch möchte ich mich bei Dr. Byung-Joon Lee und Dr. Christian Teske bedanken, sie haben mir stets mit Rat und Tat zur Seite gestanden.
- Mein Dank gilt der Werkstatt, die es stets verstanden hat meine, teilweise etwas chaotischen Pläne präzise umzusetzen.
- Bei Herrn Ilja Müller bedanke ich mich für die Unterstützung, falls die Elektronik mal wieder nicht so wollte wie ich.
- Danke Astrid Hergt, meiner persönlichen Überlebenstrainerin im Dschungel der Bürokratie.
- Der Arbeitsgruppe danke ich für die tolle Arbeitsatmosphäre.
- Ich danke Batu Klump, Benjamin Koubek und Andreas Schönlein, mit denen ich gemeinsam die Höhen und Tiefen des Studiums durchschritten habe.
- Danke Dipl.-Phys. Hans Beck für unzählige durchzechte Nächte und natürlich für das Korrekturlesen meiner Arbeit.
- Pia Fecher - Ein Traum, dich an meiner Seite zu wissen! Danke für Alles.

- Anna, Christine, Claudia, Janina, Matthis, Mia, Olgert, Sören, Stephan, Tim - Die beste Familie der Welt. Danke für euren Rückhalt!
- Zu guter Letzt danke ich meinen Eltern Maria und Albert Hock. Ihre grenzenlose Unterstützung hat mir das Studium erst ermöglicht.

Vielen Dank

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen- beziehungsweise Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt am Main, den

Christian Hock