

Bachelorarbeit

Entwicklung und Untersuchung verschiedener Elektrodenkonfigurationen eines gepulsten Plasmajets

vorgelegt von
Bernhard Bohlender

Februar 2012

Betreuer: Dr. Marcus Iberler

Gutachter: Dr. Marcus Iberler
Prof Dr. J. Jacoby



Institut für Angewandte Physik
Arbeitsgruppe Plasmaphysik

*"Dass ich erkenne, was die Welt
Im Innersten zusammenhält."*

J.W. Goethe, Faust I, Vers 382f.

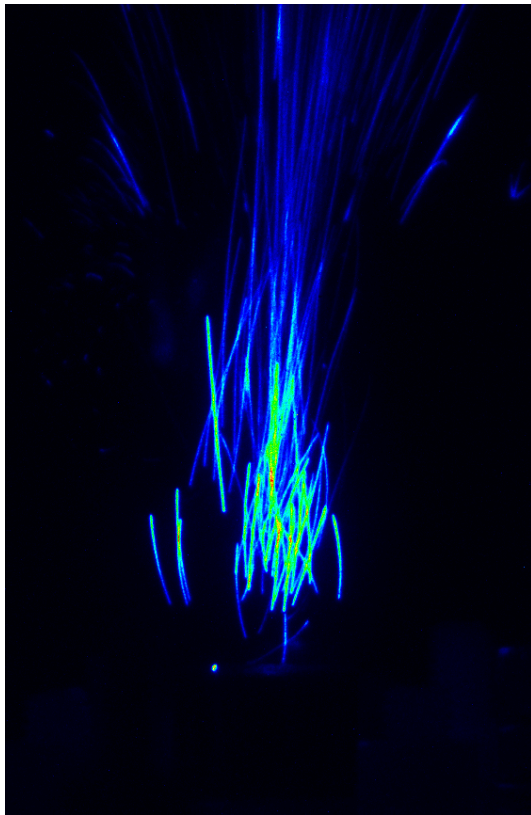


Abbildung 1: Langzeitaufnahme des Funkenflugs aus Anodenmaterial nach der Entladung

Zusammenfassung

Die vorliegende Bachelorarbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung und Entwicklung verschiedener Elektrodenkonfigurationen eines Plasmajets basierend auf der Geometrie eines Lorentz-Drift-Schalters, welcher daher auch Lorenz-Drift-Plasmajet (LPD) genannt wird. Der untersuchte LPD wurde im Selbstdurchbruch betrieben. Diese Arbeit bildet zusammen mit [BRE11] eine zusammenhängende Charakterisierung des untersuchten LDP. Die Schwerpunkte dieser Arbeit sind die Erhebung und Auswertung von Messdaten für drei verschiedene Geometrien von Außenelektroden und die Auswirkung eines Stickstoff-Gasdurchflusses durch den Aufbau des LDPs.

Die drei Formen der verwendeten Außenelektroden umfassen eine düsenförmige, eine gerade gelochte und eine gerade geschlitzte Bauweise. Der Gedanke hinter der düsenförmigen Außenelektrode ist, dass das durchströmende Gas, und damit die Plasmawolke, beschleunigt und dabei zentriert werden. Bei der geraden, gelochten Außenelektrode war der Grundgedanke, das Gas ungehindert zur Seite aus der Elektrode herausfließen zu lassen, um so nur das Plasma über dem Aufbau zu erhalten. Die geschlitzte Form wurde entworfen, um durch die Schlitzungen mehrere kleine Außenelektroden zu erzeugen, über die der Strom gebündelt abfließt. Durch diese Abfließwege des Stroms sollte sich das beschleunigende Magnetfeld innerhalb des Plasmajets erhöhen.

Die in dieser Bachelorarbeit behandelten Elektrodenkonfigurationen erzielten eine maximale Spannung von $12.6kV$ bei einem maximalen Stromfluss von $3.3kA$, was einer maximalen Energie von $E_{max} = 79.38J$ bei einer maximalen Leistung von $P_{max} = 40.5MW$ entspricht, siehe hierfür auch Abschnitt 4.5.

Die Ergebnisse der Untersuchungen legen nahe, dass sich die Verwendung der Düsenform *nur* mit Gasdurchfluss lohnt, da sonst ein Großteil des Plasmas nicht nach außen befördert wird. Desweiteren zeigte sich, dass die geschlitzte Außenelektrode die höchsten Durchbruchsspannungswerte erzielte. Zur Austrittsweite ist zu sagen, dass die geschlitzte Außenelektrode im Durchschnitt die höchsten Austrittsweiten ermöglicht. Sowohl bei den Werten der Durchbruchsspannung als auch denen der Reichweite ist eindeutlicher Sprung zwischen einem Gasdurchfluss von $0bar$ und einem von $3bar$ erkennbar, während die Erhöhung des Gasdurchflusses auf $5bar$ nur noch eine geringe Erhöhung der Werte verursachte (vgl. Abschnitt 4.8).

Die optischen Untersuchungen der Plasmawolke deuten stark daraufhin, dass unter Normaldruck die Homogenität und Formgleichheit der Plasmawolke stark gestört ist. So ist die äußere Form von Entladungen bei gleicher Konfiguration zwar immer ähnlich, jedoch verteilen sich die Intensitätsmaxima und -minima häufig neu.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretischer Hintergrund	5
2.1	Definition eines Plasmas	5
2.1.1	Ideale Plasmen	6
2.2	Plasma im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht	6
2.2.1	Ionisationsprozesse	6
2.2.2	Besetzungsdichtenverteilung	8
2.2.3	Ionendichten	8
2.2.4	Geschwindigkeitsverteilung	8
2.3	Plasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht und Ungleichgewicht	8
2.4	Plasmacharakteristika	9
2.4.1	Debyelänge	9
2.4.2	Plasmafrequenz	9
2.4.3	Mittlere freie Weglänge	10
2.5	Zündbedingung für Entladungen	10
2.5.1	Paschengesetz	12
2.6	Entladungsformen	13
2.6.1	Glimmentladung	14
2.6.2	Bogenentladung	16
2.7	Plasma im externen Magnetfeld	16
2.7.1	Die Lorentzkraft	16
2.7.2	Die Funktionsweise des Lorentz-Drift-Plasmajets	17
2.8	Elektrodenerosion	19
3	Experimenteller Aufbau	20
3.1	Beschaltung des Aufbaus	20
3.2	Verwendeter Lorentz-Drift-Plasmajet	21
3.3	Elektrodenkonfigurationen	22
3.3.1	Außenelektroden	22
3.3.2	Innenelektroden	24
3.3.3	Notation der Konfiguration	25
3.4	Gasdurchfluss	26
4	Ergebnisse und Auswertung	27
4.1	Messgrößen und -verfahren	27
4.2	Messfehler	28
4.3	Lavaldüse	29
4.4	Geschlitzte Düsenelektroden	30
4.5	Maximalspannung und -strom	31

4.6 Austrittsweite	36
4.7 Homogenität und Reproduzierbarkeit	38
4.8 Einfluss des Gasdurchflusses	41
5 Ausblick	43
Literatur	45
6 Anhang	49
6.1 Funktionsweise einer Lavalldüse	49
6.2 Schwingkreise	49

1 Einleitung

Der Lorenz-Drift-Plasmajet (LDP) basiert auf der Grundlage eines Lorenz-Drift-Schalters (LDS). Der LDS ist aus der Notwendigkeit eines erosionsarmen Hochspannungsschalter entstanden. Durch die koaxiale Geometrie des LDS mit einer stabförmigen Innen- und einer zylindrischen Außenelektrode entsteht bei Stromfluss ein kreisförmiges Magnetfeld im Zwischenraum. Dieses beschleunigt das Entladungsplasma zwischen den Elektroden heraus. Dadurch wird die lokale Erosion der Elektroden gering gehalten.

Während der LDS vorrangig für die Erzeugung von kalten Plasmen und Hochspannungsschaltung im Vakuum genutzt wird, wird in der vorliegenden Arbeit die Möglichkeit untersucht, den LDS im Selbstdurchbruch als Plasmajet, also als Quelle für kalte Plasmen bei Atmosphärendruck zu nutzen. Weiterhin ist es möglich, mit einem LDS Oberflächen zu besputtern, welches auch mit einem Atmosphärendruck LDP möglich sein kann.

Bei der Verwendung einer Plasmaquelle bei Atmosphärendruck ergeben sich folgende Vorteile gegenüber einer im Niederdruckbereich:

- Der Aufbau kann durch das fehlende Containment deutlich kleiner und kompakter gebaut werden.
- Durch den kleineren Aufbau ist eine solche Plasmaquelle kostengünstig.

Allerdings ist das entstehende Plasma durch den vergleichsweise hohen Druck inhomogener gegenüber einem Plasma, welches im Vakuum erzeugt wurde. Jedoch wäre es mit einer solchen Atmosphärendruck-Plasmaquelle möglich, ein tragbares Gerät zu entwickeln,

Die Verwendung eines solchen als Plasmaquelle genutzten LDPs zu untersuchen ist zentraler Bestandteil der vorliegenden Arbeit. Dabei wird eine qualitative Betrachtung und Auswertung der verschiedenen Elektrodenkonfigurationen in den Vordergrund gestellt.

1 Einleitung

2 Theoretischer Hintergrund

2.1 Definition eines Plasmas

Unter einem Plasma versteht man in der Physik einen Materiezustand, der sich von den drei klassischen Aggregatzuständen (fest, flüssig, gasförmig) unterscheidet. Dieser Zustand stellt sich in der Regel bei hohen Temperaturen der Materie ein. Daher wird Plasma auch als vierter Aggregatzustand bezeichnet. Wie in Abb.2 dargestellt, durchläuft eine beliebige Materie bei Temperaturerhöhung zunächst die Zustände *fest*, *flüssig* und *gasförmig*, bevor sich ab Temperaturen von etwa $3000K$ der Plasmazustand einstellt ([FUS05]).

In einem Plasma sind also die Atome und Moleküle vollständig bzw. teilweise

Die vier Aggregatzustände der Materie
⇒ Temperaturerhöhung ⇒

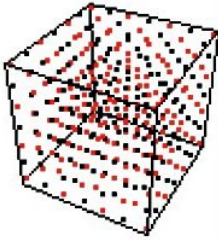
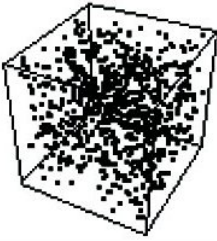
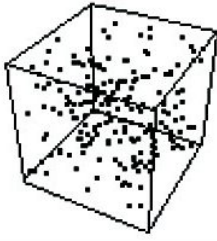
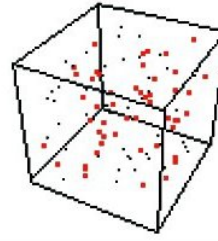
			
Festkörper	Flüssigkeit	Gas	Plasma
Atome und Ionen sind fest an ihre Gitterplätze gebunden.	Moleküle, Atome oder Ionen sind frei beweglich, aber noch in starker Wechselwirkung.	Im Vergleich zur Flüssigkeit ist die Dichte stark verringert. Die Wechselwirkung der neutralen Teilchen ist gering.	Die neutralen Atome sind in Elektronen und positive Ionen zerfallen. Das ionisierte Gas ist elektrisch leitfähig.

Abbildung 2: Vier Aggregatzustände der Materie [FUS05]

ionisiert. Die einzelnen Bestandteile des Plasmas liegen also nicht mehr elektrisch neutral vor, sondern in Form von Ionen, wie zum Beispiel N^{+1} , O^{+3} und Elektronen e^- . Damit die daraus resultierende sehr gute Leitfähigkeit des Plasmas deutlich zu Tage tritt, muss die Dichte der Ladungsträger innerhalb des Plasmas groß genug sein. Innerhalb eines Plasmas tragen die einzelnen Bestandteile zwar unterschiedliche Ladungen, da ein Plasma aber aus einem elektrisch neutralen Gas entstanden ist, muss es aufgrund der Ladungserhaltung nach außen hin elektrisch neutral erscheinen.

Diese Vorüberlegungen ergeben folgende Definitionen eines Plasmas [JAC09]:

1. Der Ionisationsgrad muss mindestens 10^{-4} betragen, siehe auch Abschnitt 2.3
2. Die Materie muss makroskopisch nach außen elektrisch neutral sein, vgl. auch Abschnitt 2.4.1

2.1.1 Ideale Plasmen

Im Idealfall lässt sich ein Plasma vollständig durch die thermodynamischen Parameter *Druck* p , *Temperatur* T , *Teilchenzahl* N und das *Plasmavolumen* V beschreiben, sodass für das Plasma die ideale Gasgleichung gilt, wobei k_B die Boltzmannkonstante ist:

$$pV = Nk_B T \quad (2.1)$$

oder anders formuliert mit der *Teilchendichte* $n = \frac{N}{V}$:

$$p = nk_B T \quad (2.2)$$

Da sich ein Plasma dann wie ein ideales Gas beschreiben lässt, heißt es auch *ideales Plasma* oder *Plasma im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht*. Diese Art Plasma lässt sich mit den Mitteln der Thermodynamik sehr gut beschreiben ([JAC09]).

2.2 Plasma im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht

2.2.1 Ionisationsprozesse

Im folgenden Abschnitt wird auf einen Teil der Prozesse eingegangen, die zur Ionisation der Atome und Moleküle beitragen. Zu jedem dieser Prozesse existiert auch ein inverser Prozess, welcher die Ionisation aufhebt, also die Rekombination aus Elektron bzw. Photon mit dem Atom oder Molekül beschreibt. Im *vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht* herrscht ein Gleichgewicht zwischen dem jeweiligen Ionisations- und dem dazu gehörigen Rekombinations- oder Umkehrprozessen, sodass der *Ionisationsgrad* des Plasmas erhalten bleibt ([FUS05]). Abb. 3 zeigt eine Übersicht über die hier beschriebenen Prozesse.

Bei Reaktion A1 (Stoßionisation) in Abb.3 stößt ein schnelles Elektron mit der kinetischen Energie $E_e > E_I$ mit einem Atom. Da die kinetische Energie des Elektrons größer ist als die Ionisationsenergie E_I des Atoms, kann ein Teil von E_e dazu genutzt werden, um ein weiteres Elektron aus der Schale des Atoms zu schlagen. Das Ursprungselektron bewegt sich nach dem Stoß langsamer als vor dem Stoß. Im Umkehrprozeß A2 bewegen sich zwei langsame Elektronen auf ein ionisiertes Atom zu. Eines springt auf eine freie Schale des Atoms und überträgt die so frei werdende Bindungsenergie E_I auf das andere Elektron, welches sich dadurch beschleunigt.

Reaktion B1 zeigt einen ähnlichen Prozeß wie Reaktion A1, nur dass bei B1 die übertragene Energie nicht zur Ionisation ausreicht (*Stoßanregung*). Daher wird das Schalenatom nicht herausgelöst, sondern auf ein höheres Energieniveau gehoben. Die Rückreaktion B2 erfolgt analog zu A2.

2 Theoretischer Hintergrund

Reaktion	Prozeß (1)		inverser Prozeß (2)
	$\xrightarrow{\text{Stoßionisation}}$		$\xleftarrow{\text{Dreierstoßrekombination}}$
A:	$\overbrace{A^{+z} + e}$ $\xrightarrow{\text{Stoßanregung}}$	\Leftrightarrow	$\overbrace{A^{+z+1} + e + e}$ $\xleftarrow{\text{Stoßabregung (Stöße 2. Art)}}$
B:	$\overbrace{A^{+z} + e}$ $\xrightarrow{\text{Photoionisation}}$	\Leftrightarrow	$\overbrace{(A^{+z})^* + e}$ $\xleftarrow{\text{Strahlungsrekombination}}$
C:	$\overbrace{A^{+z} + h\nu}$ $\xrightarrow{\text{Photoabsorption}}$	\Leftrightarrow	$\overbrace{A^{+z+1} + e}$ $\xleftarrow{\text{spontane Emission}}$
D:	$\overbrace{A^{+z} + h\nu}$ $\xrightarrow{\text{Photoabsorption}}$	\Leftrightarrow	$\overbrace{(A^{+z})^*}$ $\xleftarrow{\text{Bremsstrahlung}}$
E:	$\overbrace{A^{+z} + e + h\nu}$	\Leftrightarrow	$\overbrace{A^{+z} + e^*}$

Abbildung 3: Übersicht über Ionisationsprozesse innerhalb eines Plasmas [FUS05], mit * wird ein einfacher angeregter Zustand angezeigt

Reaktion C1 beschreibt den Photoelektrischen Effekt:

Wenn auf ein Atom ein Photon mit der Energie $E_{\text{Photon}} = h\nu$ trifft, und E_{Photon} genau der Ionisationsenergie E_I des Atoms entspricht oder größer ist, wird das äußerste Elektron vom Atom gelöst. Damit dieser Vorgang beobachtbar ist, muss E_{Photon} größer als E_I sein, damit das Elektron die Energiedifferenz $E_{\text{Photon}} - E_I$ als kinetische Energie aufnehmen und dem Coulombfeld des Kerns entweichen kann. Im Umkehrprozess C2 wird ein Elektron wieder vom Atom eingefangen. Dabei wird die vorher benötigte Ionisationsenergie wieder freigesetzt, es entsteht also ein Photon mit der Energie $E_{\text{Photon}} = E_I$.

Reaktion D1 beschreibt einen Sonderfall von Reaktion C1, bei dem die Energie des Photons nicht ausreicht, um das Atom zu ionisieren. Wenn E_{Photon} dann einer Anregungsenergie des Atoms entspricht, wird ein Elektron auf ein höheres Energieniveau gehoben, dabei geht das Atom in einen angeregten Zustand über. Da die angeregten Zustände nicht stabil sind, fällt nach einer gewissen Zeit das Elektron auf den Grundzustand zurück. Die dabei frei werdende Energie wird wiederum als Photon freigesetzt.

Reaktion E1 beschreibt einen ähnlichen Verlauf wie Reaktion D1, nur dass bei E nicht das Atom, sondern ein freies Elektron angeregt wird. Dieser Vorgang kann aufgrund der Impulserhaltung nur in der Nähe von Atomkernen stattfinden [FUS05].

2.2.2 Besetzungsdichtenverteilung

Die Besetzungsdichten der Anregungszustände eines Atoms folgen in einem *idealen* Plasma der *Boltzmann-Verteilung*. Nach dieser ergibt sich das Verhältnis einer Besetzungszahl des Niveaus k zu der eines anderen Niveaus i zu:

$$\frac{n_k}{n_i} = \frac{g_k}{g_i} e^{-\frac{(E_k - E_i)}{k_B T_e}} \quad (2.3)$$

Dabei ist g_z die Entartung oder statistische Gewichtung des Zustandes z [FUS05].

2.2.3 Ionendichten

Die Verteilung der Ionendichten folgt im *idealen* Plasma der *Saha-Verteilung*. Diese Verteilung gibt das Verhältnis zweier Ionisationsgrade z und $z + 1$ einer Atomart wie folgt an:

$$\frac{n_{z+1} n_e}{n_z} = \frac{g_{z+1}}{g_z} \frac{2 (2\pi m_e k_B T_e)^{2/3}}{h^3} e^{-\frac{W_{i,z}}{k_B T_e}} \quad (2.4)$$

Dabei ist g_n analog zu (2.3) die Entartung der Ionisationsgerade n , $W_{i,z}$ beschreibt die Ionisationsenergie der Ionisationsstufe Z [GÜN06].

2.2.4 Geschwindigkeitsverteilung

Die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen innerhalb eines *idealen* Plasmas ist durch die Maxwell-Verteilung beschrieben:

$$f_a(\vec{r}, \vec{v}) = n_a(\vec{r}) \left(\frac{m_a}{2\pi k_B T_a} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_a v^2}{2k_B T_a}} \quad [\text{GÜN06}] \quad (2.5)$$

Dabei ist zu anmerken, dass nur das Quadrat des Geschwindigkeitsvektors eingeht, die Verteilung über die Richtung der Bewegungen nichts aussagt.

2.3 Plasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht und Ungleichgewicht

In der Regel sind die Bedingungen für ein *vollständiges* Gleichgewicht nur sehr selten gegeben. Dieses setzt vollständige räumliche Homogenität aller Plasmacharakteristika voraus, was außerhalb von Sternen bisher noch nicht beobachtbar ist. Jedoch kann man das Plasma in kleinere Bereiche einteilen, in denen in guter Näherung Temperatur und Dichte konstant sind. Diese Zonen dürfen natürlich nicht zu groß werden, da sonst die Näherung an eine konstante Dichte bzw. Temperatur

2 Theoretischer Hintergrund

nicht mehr gültig wäre. Untersucht man nun diese Teilgebiete mit den Mitteln der Thermodynamik, so spricht man von einem *lokalen thermodynamischen Gleichgewicht* ($LTE = local\ thermodynamic\ equilibrium$). Innerhalb einer LTE -Zelle gelten also die gleichen Verteilungsverhältnisse (vgl.: Abschnitte 2.2.2 bis 2.2.4) wie für ein *ideales Plasma* [FUS05].

Bei niedrigen Dichten oder hohen Temperaturen, haben die Ionen- und Elektronentemperaturen nicht mehr den gleichen Wert. Dadurch verändert sich die Kopplung der Elektronen mit den Ionen stark, sodass die Reaktionen aus Abschnitt 2.2.1 aus dem Gleichgewicht geraten. Dies hat zur Folge, dass mehr Rekombinations- als Ionisationsprozesse stattfinden. Das Plasma wird instabil und kollabiert [FUS05].

2.4 Plasmacharakteristika

2.4.1 Debyelänge

Da die Bestandteile eines Plasmas elektrisch geladen sind, sind sie Ursprung eines elektrischen Potentials. Daher werden sich in der Nähe der positiven Ionen vermehrt Elektronen aufhalten. Da Letztgenannte negativ geladen sind, wirken die Potentiale der Elektronen dem des Ions entgegen. Dieser Überlegung weiter zu folgen führt dazu, dass es ein Volumen V_D um ein Ion geben muss, das so viele Elektronen enthält, dass das Potential des Ions abgeschirmt wird. Das bedeutet, dass eine Kugel mit dem Volumen V_D um ein Ion als elektrisch neutral betrachtet werden kann. Für den Radius λ_D einer solchen Volumenkugel, an deren Grenze der das Potential auf das $\frac{1}{e}$ -fache abgefallen ist, gilt: [FUS05]

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.6)$$

Wobei T_e für die Temperatur der Elektronen und n_e für deren Dichte steht. Aus der *Debyelänge* folgt also, dass ein Plasma für Entfernungen $> \lambda_D$ elektrisch neutral erscheint, was allerdings für Entfernungen $< \lambda_D$ nicht mehr der Fall ist.

2.4.2 Plasmafrequenz

Lenkte man das Elektronengas gegenüber den als unbeweglich angenommenen Ionen¹ aus, so würden die Elektronen schnell in eine Oszillation übergehen. Die

¹Diese Annahme lässt sich durch die deutlich größere Masse der Ionen und ihre daraus resultierende deutlich geringere Beweglichkeit gegenüber den Elektronen rechtfertigen.

Frequenz dieser Oszillation wird als **Plasmafrequenz** bezeichnet. Für sie gilt:

$$f_P = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.7)$$

Erfolgt eine Störung nun mit einer Störfrequenz f_S unterhalb der Plasmafrequenz, so ist das Elektronengas in der Lage zu folgen, es schwingt also mit. Trifft f_S genau die Plasmafrequenz, so kommt es zur Resonanzabsorption; die Elektronen schwingen mit, wobei sich die Amplitude immer weiter vergrößert. Für Störfrequenzen größer als die Plasmafrequenz, kann die Schwingung fast ungehindert durch das Plasma durchdringen. Es kommt zur Transmission.

2.4.3 Mittlere freie Weglänge

Innerhalb eines Plasmas sind die Ionen und Elektronen frei beweglich und ihre Geschwindigkeiten nach (2.5) verteilt. Da die Maxwell-Verteilung allerdings nur etwas über den Betrag der Geschwindigkeit, aber nichts über die Richtung derselben aussagt, bewegen sich die Teilchen in alle Raumrichtungen.

Durch ihre Bewegung stoßen die Teilchen auch aneinander. Da sich die Teilchen in einem Plasma in der Regel durch ein von außen angelegtes Feld bewegen, nehmen sie, solange sie sich bewegen, Energie auf. Um die Energieaufnahme zwischen zwei Stößen bestimmen zu können, nennt man den durchschnittlichen Weg zwischen zwei Stößen *mittlere freie Weglänge*. Sie ergibt sich für Elektronen λ_{me} und Ionen λ_{mI} zu [FRO02]:

$$\lambda_{me} = \frac{1}{\pi r_B^2} \frac{k_B T}{p} \quad \lambda_{mI} = \frac{1}{4\pi r_B^2} \frac{k_B T}{p} \quad (2.8)$$

Dabei steht r_B für den Radius der Ionen bzw Restgasmoleküle. Da Ionen selbst deutlich größer sind als Elektronen, besitzen sie einen größeren Wirkungsquerschnitt, sie stoßen also häufiger, λ_{mI} ist daher nur ein Viertel von λ_{me} [FRO02].

2.5 Zündbedingung für Entladungen

Damit sich das Potential zwischen Anode und Kathode entladen kann, ist ein leitfähiger Elektronenkanal vonnöten. Dieser bildet sich aus, indem sich ein erstes freies Elektron von der Kathode zur Anode bewegt. Dieses erste freie Elektron (*Startelektron*) ist auf der Oberfläche der Kathode zum Beispiel durch die kosmische Hintergrundstrahlung, oder durch schwache thermische Ionisation der Kathode oder andere Mechanismen (vgl. [WIE76]) vorhanden, oder stammt aus dem Gasvolumen. Durch das anliegende Feld zwischen Kathode und Anode wird das Elektron nun zur Anode hin beschleunigt. Auf dem Weg dorthin stößt es mit

2 Theoretischer Hintergrund

den Gasteilchen im Zwischenraum zwischen den Elektroden, in der Regel nach der *mittleren freien Weglänge* λ_{me} (vgl. Abschnitt 2.4.3). Da das Elektron aufgrund der deutlich geringeren Masse gegenüber der der Atome bei Stößen so gut wie keine Energie verliert, kumuliert sich die durch das Feld aufgenommene Energie $E_e = Ue$, bis sie ausreicht, um bei einem Stoß ein Atom zu ionisieren und damit ein weiteres Elektron freizusetzen. Damit aus diesen Stößen und Ionisationsprozessen ein leitfähiger Elektronenkanal entstehen kann und bestehen bleibt bis die Entladung abgeschlossen ist, muss jedes Elektron auf dem Weg von der Kathode zur Anode mindestens ein neues Elektron freisetzen. Ist diese Bedingung gegeben, bleibt der Entladungskanal erhalten und man spricht von einer Lawinenbildung. Jedoch wirken den Elektronen auf ihrem Weg zur Anode *Rekombinationsprozesse* (vgl. Abschnitt 2.2.1) entgegen. Die von diesen *Rekombinationsprozesse* ausgesandten Photonen treffen teilweise auf der Kathode auf und schlagen dort weitere Elektronen frei (siehe *Photoeffekt*, Abschnitt 2.2.1), aber auch auf der Kathode eintreffende Ionen setzen dort weiter Elektronen frei.

Um diesen Prozess mathematisch formulieren zu können, gibt es den *Ionisierungskoeffizienten*, auch *1. Townsendscher Koeffizient* α , welcher die Zahl dN der von einem Elektron pro Längeneinheit dx neu erzeugten Elektronen angibt.

$$dN = N\alpha dx \quad (2.9)$$

Aus dieser Formel ergibt sich für die Gesamtzahl der Elektronen nach einer zurückgelegten Strecke x folgender Ausdruck:

$$N = N_{Start}e^{\alpha x} \quad (2.10)$$

α beschreibt also die Zahl der ionisierenden Stöße pro Längeneinheit. Das bedeutet, dass der Kehrwert von α den Weg pro ionisierendem Stoß beschreibt. Wie unter Abschnitt 2.4.3 beschrieben, legt ein Elektron zwischen zwei Stößen eine *mittlere Weglänge* zurück. Damit das Elektron genügend Energie aufnimmt, um ein Atom ionisieren zu können, muss es z solcher Wegstrecken zurücklegen: [KÜC09]

$$1/\alpha = z \lambda_{me} \quad (2.11)$$

Für eine einfache Betrachtung kann man annehmen, dass die erforderliche Energie W_i um ein Atom zu ionisieren, innerhalb einer einzigen freien Wegstrecke λ_i aufgenommen wird. Diese freie Weglänge beträgt: [KÜC09]

$$\lambda_i = \frac{W_i}{e \cdot E} \quad (2.12)$$

Berücksichtigt man die Wahrscheinlichkeit, dass die verfügbare mittlere freie Weglänge gleich der erforderlichen Ionisierungsweglänge λ_i ist, erhält man folgenden Ausdruck für α : [KÜC09]

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_{me}} e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_{me}}} \quad (2.13)$$

Von diesem Ionisierungskoeffizienten α ist bei genauer Betrachtung der *Anlagerungskoeffizient* η abzuziehen, sodass ein *effektiver Anlagerungskoeffizient* α_e zu verwenden ist, mit ([KÜC09])

$$\alpha_e = \alpha - \eta = pd \cdot f(E_d/p) . \quad (2.14)$$

Vor allem bei stark elektronegativen Gasen, bei denen sich schnelle Elektronen an unbeweglichere Gasmoleküle anlagern, ist η groß, was zu einer stark erhöhten Durchbruchspannung führt ([KÜC09]).

Die Rückwirkung der Elektronen auf die Kathode wird durch den *Oberflächenionisierungskoeffizienten*, auch *2. Townsendscher Koeffizient* γ beschrieben. Dieser gibt die Zahl der pro auftreffendem Ion freigesetzten, neuen *Startelektronen* an. Damit nun der Entladungskanal bestehen bleibt und es so zu einer vollständigen Entladung kommen kann, muss für die **Zündbedingung** gelten: [KÜC09]

$$\gamma (e^{\alpha x} - 1) \geq 1 \quad (2.15)$$

Die **Zündbedingung** besagt also, dass pro Startelektron, welches die Kathode verlässt, mindestens ein neues Elektron für eine weitere Lawine gebildet werden muss, der Entladungskanal demnach bestehen bleibt. Desweiteren muss die Rückwirkung der Elektroden an der Anode, also das Auftreffen der Ionen auf der Anode, dazu führen, dass weitere Startelektroden frei werden [KÜC09].

2.5.1 Paschengesetz

Mittels der unter 2.5 beschriebenen *Zündbedingung* (2.15) lässt sich die benötigte Zündspannung U_d bei gegebenen Abstand d der Elektroden herleiten. Stellt man (2.15) nach αd um, so erhält man: [KÜC09]

$$\alpha d \geq \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (2.16)$$

Verwendet man nun statt α den effektiven Ionisierungskoeffizienten α_e , vgl. G. (2.14), so ändert sich (2.16) zu:

$$pd \cdot f(E_d/p) \geq \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (2.17)$$

Da man die Spannung U_d durch das elektrische Feld ausdrücken kann, kann man in (2.17) $U_d = E_d \cdot d$ einsetzen. Mit dieser Formel und einer analytischen Lösung für (2.13) ergibt sich der gesuchte Zusammenhang zwischen der Spannung U_d , dem Abstand d der Elektroden und dem herrschenden Druck p im Aufbau. Dieser

2 Theoretischer Hintergrund

wird auch als **Gesetz von Paschen** bezeichnet: [KÜC09]

$$U_d = \frac{B \cdot pd}{\ln \frac{A \cdot pd}{\ln 1 + 1/\gamma}} \quad (2.18)$$

Dabei sind A und B Gasparameter. Der Verlauf der so genannten **Paschenkurve** ist in Abb. 4 für verschiedene Gase wiedergegeben.

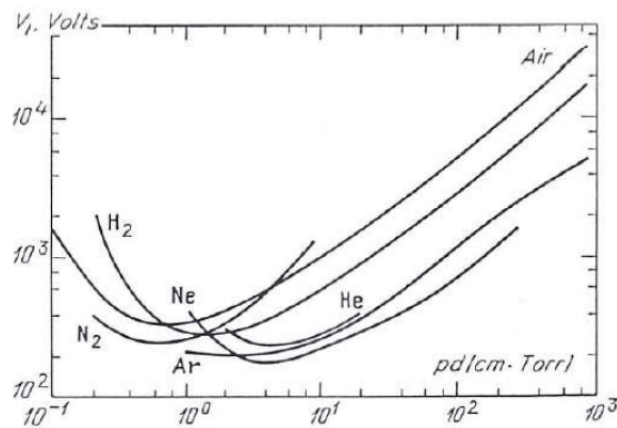


Abbildung 4: Darstellung der Durchbruchspannung V_d in Abhängigkeit von pd für verschiedene Gase ([RAI97])

2.6 Entladungsformen

Liegt über einen mit Gas gefüllten Zwischenraum ein elektrisches Feld an, so wird dieses freie Ladungsträger innerhalb des Zwischenraumes beschleunigen. Diese so beschleunigten Ladungsträger stoßen nun auf ihrem Weg durch den Zwischenraum mit den neutralen Gasmolekülen. Bei genügend hohen Bewegungsenergien führen diese Stöße zur Ionisation des Gases (siehe auch Abschnitt 2.2.1). Bei einem genügend starken Feld kann diese Ionisation durch die Ausbildung einer Elektronenlawine verstärkt werden. Nun gilt es zwei Fälle zu unterscheiden [VON06]:

- die **unselbstständige Entladung**: Bei unselbstständigen Entladungen folgt einer durch den Gasraum gelaufenen Elektronenlawine keine weitere, also wird die *Zündbedingung* (2.15) nicht erfüllt. Diese Entladungsform ist also für jede Elektronenlawine auf extern erzeugte Ladungsträger angewiesen.
- die **selbstständige Entladung**: Bei selbstständigen Entladungen nehmen die Elektronen pro freier Weglänge (siehe Abschnitt 2.4.3) genügend Energie auf, bei fast jedem Stoß ein Atom zu ionisieren. Durch den Aufprall dieser Ionen auf der Kathode werden dort genügend Sekundärelektronen ausgebildet, um neue Entladungslawinen zu beginnen, die Entladung erhält sich also

selbstständig aufrecht. Die *Zündbedingung* (2.15) ist also erfüllt. Daher ist die Stromstärke gegenüber der unselbstständigen Entladung deutlich höher.

In Abb. 5 markiert die erste vertikale Linie den Übergang von der unselbstständigen zur selbstständigen Entladung.

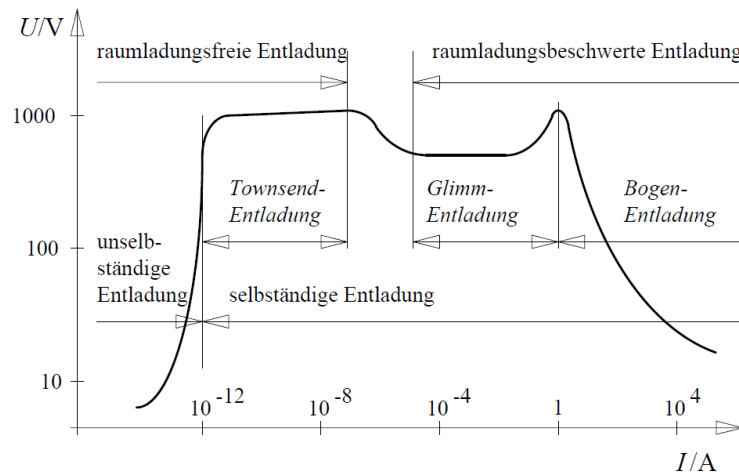


Abbildung 5: Doppelt logarithmische Darstellung der Gasentladungskennlinie für ein Beispiel, nach [KÜC09]

Abb. 5 stellt weiterhin die Bereiche dar, in denen unterschiedliche Entladungsformen dominieren. Im Bereich der *Townsend-Entladung* ist die Zündspannung erreicht und die durch die Entladung gebildeten Raumladungen haben keinen nennenswerten Einfluss auf das herrschende E-Feld ([KÜC09]).

Im Bereich, welcher in Abb. 5 als *raumladungsbeschwerte Entladung* gekennzeichnet ist, haben die durch die Entladung erzeugten Ladungsträger bereits einen größeren Einfluss auf das Feld innerhalb des Gasraumes. Innerhalb dieses Bereiches liegen die **Glimmentladung** und die **Bogenentladung**, auf die im Folgenden genauer eingegangen wird.

2.6.1 Glimmentladung

Durch die erwähnte Feldverzerrung des elektrischen Feldes innerhalb des Gasraumes ergibt sich selbst bei fallender Spannung ein weiterer Stromanstieg. Bei diesen Stromstärken wird die durch die Rekombinationsvorgänge innerhalb des Plasmas hervorgerufene Lichtaussendung so intensiv, dass sie für das menschliche Auge sichtbar wird ([KÜC09]).

Insbesondere bei einer planaren Elektrodenkonfiguration und großem Gapabstand kommt es bei der Glimmentladung zu charakteristischen Leuchterscheinungen, welche im Groben dem Verlauf der Raumladungszonen folgen. Abb. 6 stellt den Verlauf dieser Leuchterscheinungen dar.

Die in Abb. 6 dargestellten *Hell-* und *Dunkelräume* lassen sich auf Mechanismen

2 Theoretischer Hintergrund

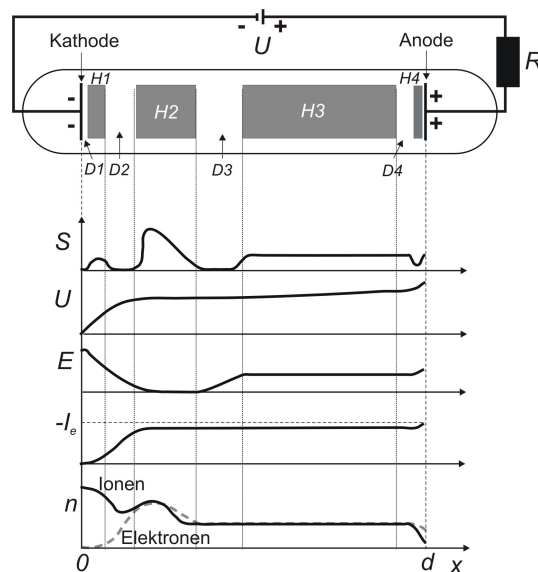


Abbildung 6: Darstellung der Raumladungszonen einer DC-Glimmentladung mit den dazu gehörigen Verläufen der Leuchtintensität S , des Potentialverlaufs U , des elektrischen Feldes E , des Elektronenstromes I_e und der Teilchendichte n der Ionen bzw. Elektronen im Gasraum [STR09].

innerhalb des Gasraumes zurückführen, die kurz erläutert werden sollen, dabei wird dem Weg der Elektroden von der Kathode bis zur Anode gefolgt. Nachdem sich die Elektronen von der Kathode gelöst haben, werden sie in Richtung Anode beschleunigt. Allerdings reicht im ersten Teil der Entladungsstrecke die kinetische Energie der Elektronen noch nicht aus, um effektiv Atome anzuregen. Dieser Bereich ($D1$) wird auch als *Aston'scher Dunkelraum* oder *Kathodensaum* bezeichnet. Da die Feldstärke dort aber sehr hoch ist, erhalten die Elektronen schnell genügend kinetische Energie, um mit den Gasatomen inelastisch zu stoßen und sie damit anzuregen oder zu ionisieren (vgl. auch Reaktion B, Abb. 3). Die darauf folgenden Abregungsprozesse emittieren Photonen, welche für das menschliche Auge sichtbar sind. Der Bereich ($H1$), in dem dieses Glimmen vorliegt, wird als *Kathodenglimmhaut* oder *Kathodenraum* bezeichnet. Nun werden die Elektronen weiter beschleunigt, was dazu führt, dass die Wahrscheinlichkeit für inelastische Stöße mit Gasatomen sinkt. Daher sinkt die Zahl der Stöße, es folgt der *Kathodendunkelraum* ($D2$), welcher auch als *Hittorfscher Dunkelraum* bezeichnet wird. Die Elektronen beschleunigen nun weiter, bis ihre kinetische Energie ausreicht, um ionisierend zu stoßen. In dieser Zone ($H2$), *negatives Glimmlicht* genannt, setzt sich durch die Ionisationsstöße eine Elektronenlawine in Gang, welche für einen sprunghaften Anstieg der Elektronendichte verantwortlich ist. Da die Ionen im Vergleich zu den Elektronen sehr langsam sind, die Elektronen also schneller aus dieser Zone abgesaugt werden, bildet sich zwischen der Kathode und dem *negativen Glimmlicht* eine positive Raumladungszone aus. Nach den Ionisationsstößen verfügen die Elektronen nicht mehr über genügend Energie, um inelastisch zu sto-

ßen und so die Atome anzuregen. Diese dunkle Zone (*D3*) wird *Faradayscher Dunkelraum* genannt. Steht den Elektronen nun nach dem *negativen Glimmlicht* noch eine hinreichend lange Beschleunigungsstrecke zur Verfügung, sammeln sie wieder genügend Energie, um wieder ionisierend zu Stoßen. Dieser Bereich (*H3*) wird *positive Säule* genannt. Für sie ist charakteristisch, dass sich bei ausreichender Länge mehrere Glühzonen ausbilden. Direkt vor der Anode kommt es erneut zu einem Leuchtphänomen (*H4*), dem *Anoden-Glimmlicht*. Dieses wird durch das starke Feld direkt an der Anode verursacht: während Ionen von der Anode abgestoßen werden, erfahren die Elektronen nochmals eine starke Beschleunigung, sodass sie erneut ionisierend stoßen.

2.6.2 Bogenentladung

Bei erhöhter Stromstärke gegenüber der Glimmentladung, vgl. Abb. 5, schlägt zunächst ein Funke von Kathode zu Anode über, der sich rasch zu einem leitfähigen Kanal ausbildet. Aufgrund der erhöhten Stromstärke erhitzt sich die Elektrode, sodass *Thermoionisation* stattfindet, die dafür sorgt, dass rasch viele freie Ladungsträger zur Verfügung stehen. Die durch die *Thermoionisation* hervorgerufene intensive Lichterscheinung führt dazu, dass die Bogenentladung auch als *Lichtbogen* bezeichnet wird. Da sich innerhalb des Lichtbogenplasmas sehr viele Teilchen bewegen, die mit den Elektroden stoßen, wird sowohl an der Anode als auch an der Kathode Material abgetragen. An der Kathode geschieht dies durch den Aufprall vieler Ionen, welches wiederum neue Elektronen freisetzt. Das ist von großer Bedeutung, da die im Gasraum vorhandenen Gasatome nicht ausreichen würden, um den, bei einer Bogenentladung, hohen Strom zu tragen.

2.7 Plasma im externen Magnetfeld

2.7.1 Die Lorentzkraft

Bewegt sich ein Teilchen der Ladung q mit der Geschwindigkeit \vec{v} durch ein externes \vec{E} -Feld und ein externes \vec{B} -Feld, erfährt es eine elektromagnetische Gesamtkraft, die **Lorentzkraft**:

$$\vec{F}_L(\vec{x}, t) = q \left(\underbrace{\vec{E}(\vec{x}, t)}_{\vec{F}_E} + \underbrace{\vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{x}, t)}_{\vec{F}_B} \right) \quad (2.19)$$

Während der erste Teil \vec{F}_E die Wirkung des externen \vec{E} -Feldes auf das Teilchen wiedergibt, beschreibt der zweite Teil \vec{F}_B die Auswirkung des \vec{B} -Feldes auf das geladene Teilchen. Da \vec{F}_E parallel zu \vec{v} steht, verrichtet das elektrische Feld am

2 Theoretischer Hintergrund

Teilchen Arbeit, d.h. der Betrag der Geschwindigkeit des Teilchens ändert sich. Durch das Kreuzprodukt

$$\vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{x}, t)$$

steht \vec{F}_B senkrecht zum Geschwindigkeits- und Magnetfeldvektor, das \vec{B} - Feld wirkt also als Richtungsänderung auf die geladenen Teilchen, es lässt den Betrag der Geschwindigkeit unverändert und verrichtet daher keine Arbeit am Teilchen.

2.7.2 Die Funktionsweise des Lorentz-Drift-Plasmajets

Die unter 2.7.1 beschriebene Lorentzkraft wird genutzt um ein durch eine Entladung entstehendes Plasma zu beschleunigen. Abb. 7 verdeutlicht den schematischen Aufbau eines solchen Lorentz-Drift-Schalters, bei welchem bereits die Triggereinheit fehlt. Ein Lorentz-Drift-Plasmajet ist als ein LDS ohne externe Triggierung.

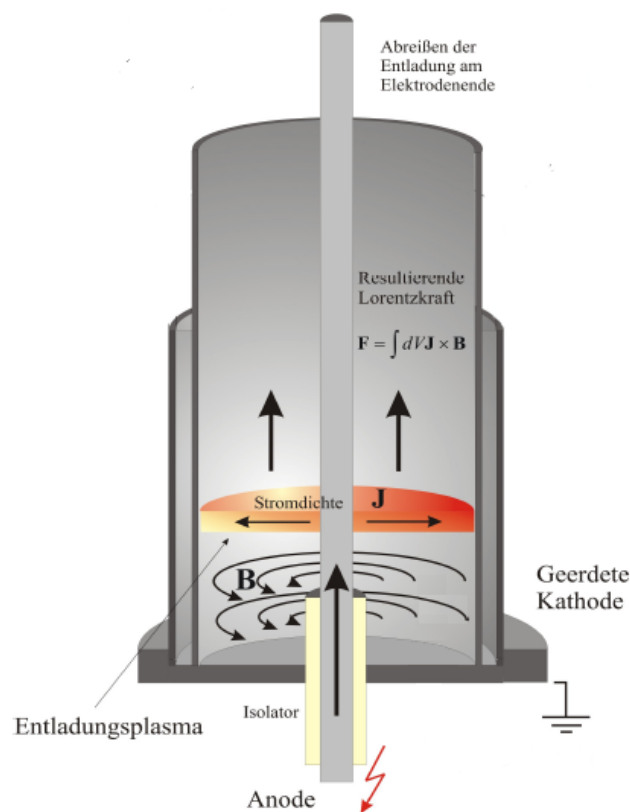


Abbildung 7: Schemazeichnung des LDS, nach [OTT08]

Es handelt sich um einen koaxialen Aufbau zweier Elektroden, bei der die innere Elektrode (*Anode*) positiv gegenüber der geerdeten Außenelektrode (*Kathode*) geladen wird. Durch den Stromfluss entlang der Anode bildet sich ein Magnetfeld

aus. Bricht die Spannung zusammen, so entsteht ein radialer Stromfluss geladener Teilchen zwischen den Elektroden. Nach 2.7.1 wirkt die *Lorentzkraft* senkrecht zur Bewegungsrichtung der Teilchen und dem wirkenden Magnetfeld. Die Lorentzkraft und die thermische Ausdehnung beschleunigen also die Elektronen nach oben, aus dem Aufbau heraus.

Die Gesamtkraft, welche das entstandene Plasma aus dem LDP herausbeschleunigt ergibt sich also zu:

$$F_{ges} = F_{mag} + F_{therm} \quad (2.20)$$

In Formel (2.20) wird der Betrag der nach oben gerichteten Kraft beschrieben. Betrachtet man nun die Kraft, die auf die Querschnittsfläche des LDPs wirkt, so erhält man nach

$$p = \frac{F}{A}$$

den Druck, welchen das Plasma erfährt.

Die Energie ΔE , die die Plasmateilchen zusätzlich zu ihrer eignen Energie aufnehmen, entspricht der im Kondensator gespeicherten Energie:

$$\Delta E = \frac{1}{2}CU^2 \quad (2.21)$$

Diese Energie wird von den Gasteilchen in kinetische Energie umgewandelt, wobei N die Gesamtzahl der Gasteilchen beschreibt:

$$\Delta E = \frac{1}{2}CU^2 = \frac{3}{2}Nk_B\Delta T \Rightarrow Nk_B\Delta T = \frac{CU^2}{3} \quad (2.22)$$

Unter Verwendung der *idealen Gasgleichung* 2.1 erhält man einen Ausdruck für den thermischen Druck Δp , welchen die Teilchen entgegen dem atmosphärischen Druck innerhalb des Volumens V des LDPs erfahren, dabei sind r_a der Innenradius der Außenelektrode und r_i der Radius der Innenelektrode und h die Gesamthöhe des LDPs, dar:

$$\Delta p_{therm} = \frac{Nk_B\Delta T}{V} = \frac{CU^2}{3V} = \frac{CU^2}{3\pi h(r_a^2 - r_i^2)} \quad (2.23)$$

Der magnetische Druck p_{mag} ergibt sich laut [JAC09] zu:

$$p_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.24)$$

Das in (2.24) vorkommende B beschreibt das Magnetfeld, welches innerhalb des Hohlraums zwischen Anode und Kathode herrscht. Das Magnetfeld für einen geraden, dünnen Leiter ist:

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (2.25)$$

2 Theoretischer Hintergrund

Da in (2.25) eine $1/r$ -Abhängigkeit vorliegt, nimmt das magnetische Feld innerhalb des Aufbaus mit dem Abstand r ab. Für einen allgemeinen Ausdruck lässt sich $B(r)$ über den Abstand zwischen Anode und Kathode mitteln:

$$\langle B \rangle = \frac{1}{r_a - r_i} \int_{r_i}^{r_a} B(r) dr = \frac{1}{r_a - r_i} \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_{r_i}^{r_a} \frac{1}{r} dr = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{r_a - r_i} \ln \left(\frac{r_a}{r_i} \right) \quad (2.26)$$

Mit (2.24) und (2.26) ergibt sich somit für den gemittelten magnetischen Druck zwischen Anode und Kathode:

$$\langle p_{mag} \rangle = \frac{\langle B \rangle^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0}{8\pi^2} \left(\frac{I}{(r_a - r_i)} \ln \left(\frac{r_a}{r_i} \right) \right)^2 \quad (2.27)$$

Damit ergibt sich also für den Gesamtdruck, den die Plasmateilchen gegen den atmosphärischen Druck erfahren, folgender Ausdruck:

$$\langle p_{ges} \rangle = \langle p_{mag} \rangle + p_{therm} = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2} \frac{1}{(r_a - r_i)^2} \ln^2 \left(\frac{r_a}{r_i} \right) + \frac{CU^2}{3\pi h (r_a^2 - r_i^2)} \quad (2.28)$$

2.8 Elektrodenerosion

Bei jedem Gasdurchschlag werden aus der Kathode Elektronen herausgerissen. Diese ionisieren die Gasatome. Die so entstehenden Ionen schlagen auf der Kathode auf und lösen so neue Elektronen aus. Da die Elektroden während der Entladung beständig ihre Ladung ändern, vgl. Abb. 14, treffen die beschleunigten Ionen auf beiden Elektroden auf. Dieser Vorgang erodiert die Elektroden, sodass sie nach einer Anzahl Schüsse ausgetauscht werden müssen. Da jedoch die Innenelektrode eine deutlich kleinere Oberfläche hat als die Außenelektrode, kommt es hier zu einer stärkeren Erosion. Sichtbar wird dieses Phänomen, wenn man Aufnahmen mit langen Belichtungszeiten nach dem Ende der Entladung aufnimmt, Abb. 1 verdeutlicht den durch abgetragenes Material verursachten Funkenflug.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Beschaltung des Aufbaus

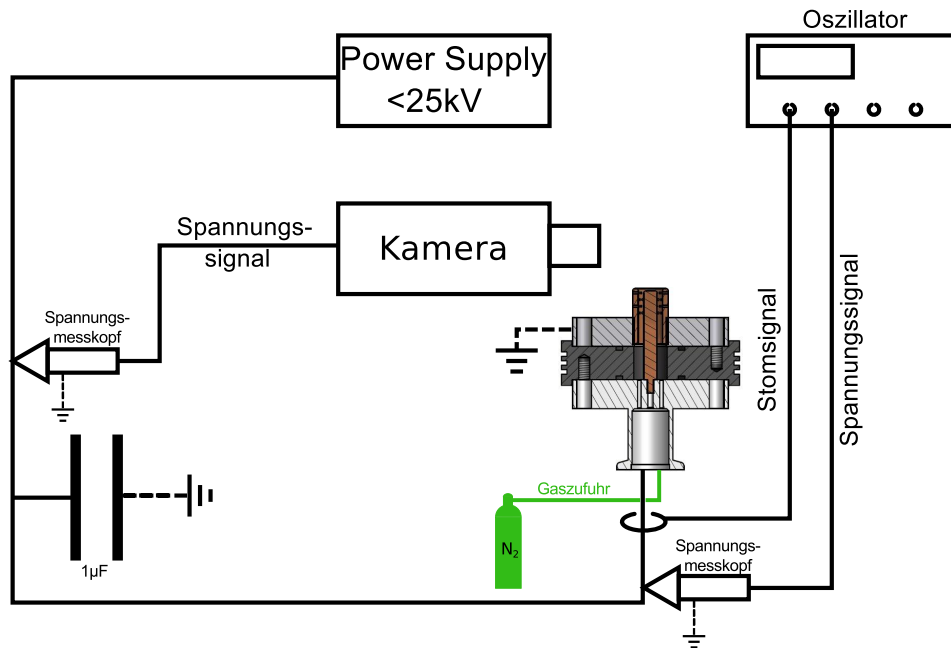


Abbildung 8: Schaltskizze des Versuchsaufbaus

Abb. 8 zeigt eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus: Die Strom- und Spannungsquelle ist direkt an einen Kondensator mit der Kapazität $C = 1\mu F$ geschaltet, so dass dieser gegen das Erdpotential aufgeladen wird. Direkt am Kondensator ist ein Spannungsmesskopf² angebracht, dessen Ausgangssignal von der Kamera³ als Triggersignal verwendet wird. Das Kondensatorpotential liegt am Anodenblock des LDPs an, sodass die Entladung des Kondensators über den LDP abläuft. Das Anodenpotential wird mit einem am Anodenblock angebrachten Spannungsmesskopf gemessen. An der Leitung zwischen Kondensator und LDP ist eine Rogowskispule⁴ angebracht, welche den Stromfluss misst. Die Messwerte der Strom- und Spannungsmessungen wurden von einem Oszilloskop⁵ ausgewertet. Am Anodenblock ist auch die Gaszufuhr untergebracht, mittels der wir N_2 als Dielektrikum zwischen Anode und Kathode strömen lassen konnten. Die Untersuchungen wurden teilweise mit anliegendem Gasdurchfluss durchgeführt. Bei einer Entladung innerhalb des LDPs entlädt sich der Kondensator über den LDP. Dieser Vorgang führt in beiden Spannungsmessköpfen zu einer negativen

²TESTEC TT-HVP,15 HF, Teilungsfaktor 1:1000

³Princeton Instruments PI-MAX/PI-MAX 2 System, CCD Kamera

⁴Strangeness Pulse Current Transformer Model No. 2-0.1, 0.1 V/A

⁵Tektronix TDS 2004 B, 4-Kanaloszilloskop

3 Experimenteller Aufbau

Spannungsänderung, auf welche das Oszilloskop auslöst, also den Verlauf von Strom und Spannung am Monitor festhält und die Kamera triggert. Geht bei der Kamera das Spannungssignal ein, löst sie nach einer frei einstellbaren Zeit (Auslöseverzögerung oder Delay) für eine einstellbare Zeitspanne (Auslösezeit oder Gate-width) aus. Auslöseverzögerung und Auslösezeit sind über die Steuerungssoftware der Kamera frei wählbar und werden unter Abschnitt 4 näher beschrieben. (Ideal wäre es, wenn die Kamera eine Auslösefrequenz von 10^5 Hz hätte, also alle $10 \mu\text{s}$ ein Bild aufgenommen werden könnte.) Da die vorhandene Kamera dies nicht ermöglichte, wurden Bilder von unterschiedlichen Entladungen zu unterschiedlichen Zeiten aufgenommen. Da diese aber bei Atmosphärendruck teilweise stark in ihrer Form variieren, wurde auf eine solche Betrachtung verzichtet.

3.2 Verwendeter Lorentz-Drift-Plasmajet

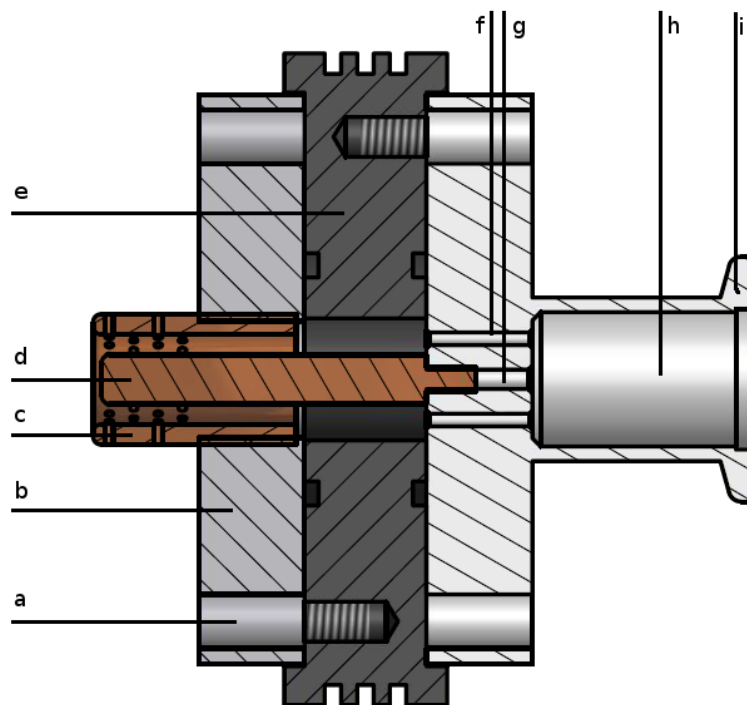


Abbildung 9: Querschnitt des verwendeten Lorentz-Drift-Plasmajet

Hier folgt eine kurze Erklärung der einzelnen Bestandteile des verwendeten, zylindrischen LDP. Abb. 9 stellt den Aufbau grafisch dar. Es wurde sich bewusst dazu entschieden, sowohl Innen- als auch Außenelektroden über ein Gewinde mit dem Anoden- bzw. Kathodenblock zu verbinden, denn so ergab sich die Möglichkeit,

viele verschiedene Kombinationen aus Innen- und Außenelektroden zu testen. Es folgt eine kurze Erklärung der einzelnen Bestandteile des LDP von Abb. 9:

- a) zeigt die Schraublöcher, durch die der Kathoden^{b)}- und der Anodenblockⁱ⁾ auf dem Isolator^{c)} befestigt werden. Durch den Versatz der jeweils drei Schraublöcher der beiden Seiten um 60° wird erreicht, dass die Schrauben den maximalen Abstand haben, um so ungewollte Durchschläge innerhalb des Isolators zu vermeiden.
- b) ist der Kathodenblock, in welchen die Außenelektroden^{e)} eingeschraubt werden können. Er besteht aus Aluminium.
- c) ist eine eingeschraubte Außenelektrode, für die Abbildung wurde die gelochte, gerade Außenelektrode aus Kupfer verwendet, siehe auch Abschnitt 3.3
- d) ist eine eingeschraubte Innenelektrode, auf der Abbildung ist eine Innenelektrode aus Kupfer mit dem Durchmesser $d = 7\text{mm}$ und einer Länge $l = 35\text{mm}$ dargestellt, siehe auch Abschnitt 3.3
- e) ist der Isolator, auf welchem der Anodenⁱ⁾- und Kathodenblock^{b)} befestigt sind. In den ersten Versuchen war er aus PVC gefertigt, allerdings erwies sich PVC als nicht Wärmebeständig genug, sodass der Isolator sich aufgrund der Hitze verformte. Daher wurde später eine zweite Version aus PEEK verwendet.
- f) ist eine der Durchflussöffnungen mit dem Radius $R = 1.6$ im Anodenblockⁱ⁾. Insgesamt sind zwölf davon rotationssymmetrisch im Anodenblock angeordnet, sodass ein homogener Durchfluss des Arbeitsgases gewährleistet ist.
- g) ist das Gewinde zum Einschrauben der Innenelektroden. Insbesondere hier zeigte sich, dass Aluminium für diese Anwendung nicht geeignet ist, da sich die, durch den hohen Stromfluss, deponierte Leistung dazu führte, dass das Gewinde schmolz.
- h) ist der Einlassstutzen für das Arbeitsgas, er ist so gestaltet, dass er mit einem KF-16 Flansch kompatibel ist.
- i) ist der Anodenblock. Wie schon unter g) erwähnt, erwies sich Aluminium als nicht spannungs- und stromfest, sodass auf Stahl gewechselt wurde.

3.3 Elektrodenkonfigurationen

3.3.1 Außenelektroden

Dieses Kapitel gibt eine kurze Übersicht über die verwendeten Außenelektroden, die in Abb. 10 dargestellt sind. Alle Elektroden haben einen Außendurchmesser von $\varnothing_A = 16\text{mm}$ und ein Gewinde mit der Höhe $h_g = 13\text{mm}$. Desweiteren verfügen die Elektroden, insofern nicht anders erwähnt, über einen Innendurchmesser von

3 Experimenteller Aufbau

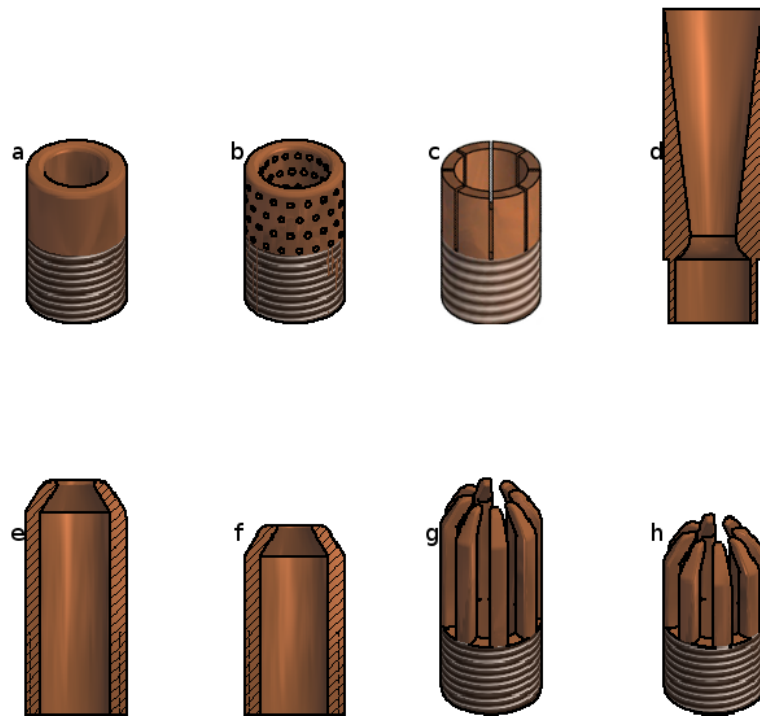


Abbildung 10: Übersicht über die verwendeten Außenelektroden, nach [BRE11]

$\varnothing_I = 11\text{mm}$. Im Folgenden wird teilweise die Abkürzung AE für Außenelektrode verwendet.

- stellt eine kurze, gerade Außenelektrode der Gesamtlänge $l_{ges} = 25\text{mm}$ dar.
- stellt eine im Prinzip die gleiche Elektrode wie a) dar, nur dass sie gelocht ist. Die Lochung dieser Elektrode soll ein besseres Abfließen des nicht ionisierten Gases gewährleisten, damit nur noch das Plasma aus der AE austritt.
- zeigt eine durch achtfache Einschlitzung modifizierte Variante der AE a). Durch diese Einschlitzung entstehen acht, einzelne, Außenelektroden durch die der Entladungsstrom abfließen kann. Da ein stromdurchflossener Leiter ein Magnetfeld erzeugt, haben wir darauf gehofft, dass das so entstehende, zusätzliche, Magnetfeld das der Andode verstärkt und das Plasma so weiter aus dem Aufbau austritt.
- zeigt eine Lavaldüse. Diese Düsenform wird vorallem bei Überschalltriebwerken verwendet⁶. Durch diese Bauform wurde eine höhere Geschwindigkeit des Plasmas und dadurch eine weitere Austrittsweite des Plasmas erhofft.
- stellt den erneuten Versuch einer Düsenform mit einer Länge von $l_{ges} = 37\text{mm}$ dar, die sich dieses mal erst nach dem Ende der Innenelektrode auf einen Innenradius $\varnothing_{I,o} = 8\text{mm}$ verengt.

⁶siehe auch: Anhang, Abschnitt 6.1

- f) zeigt wie auch e) eine Düsenform, mit einer Gesamtlänge von nur $l_{ges} = 30mm$.
- g) stellt Elektrode e) in einer geschlitzten Bauart dar, wie auch schon bei e) war die Verstärkung des Magnetfeldes Motivation für die Schlitzung.
- h) stellt eine durch Schlitzung modifizierte Elektrode f) dar.

3.3.2 Innenelektroden

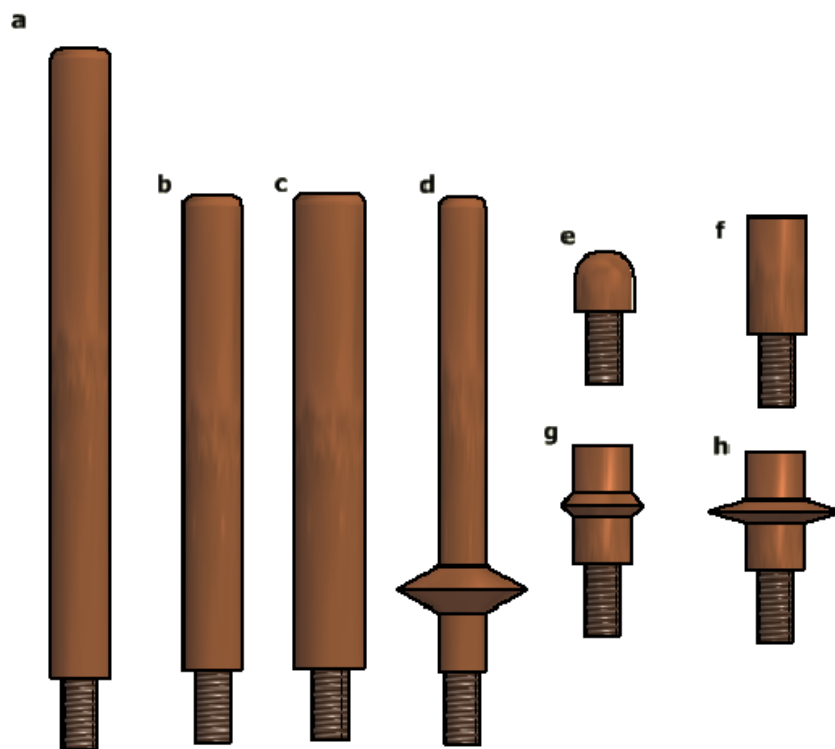


Abbildung 11: Übersicht über die verwendeten Innenelektroden, nach [BRE11]

Im Folgenden wird eine kurze Übersicht über die verschiedenen verwendeten Innenelektroden gegeben. Um die schnelle und einfache Austauschbarkeit der Komponenten zu gewährleisten, wurden alle Innenelektroden mit einem $M3$ -Gewinde der Höhe $6mm$ versehen. Alle Längenangaben der folgenden Übersicht beziehen sich auf die Elektrodenlänge ohne Gewinde.

- a) stellt die einfachste Form einer Innenelektrode dar: sie ist gerade, hat einen Durchmesser von $\varnothing = 5mm$ und eine Länge von $l = 53mm$.
- b) stellt ebenfalls eine gerade Innenelektrode mit dem Durchmesser $\varnothing = 5mm$ dar; allerdings ist sie kürzer, ihre Länge beträgt $l = 40mm$.

3 Experimenteller Aufbau

- c) stellt eine leicht veränderte Version von b) dar, allerdings ist der Durchmesser auf $\varnothing = 7mm$ vergrößert worden.
- d) zeigt den Entwurf einer Innenelektrode mit Solldurchbruchstelle. Um einen festen Ort für den Durchbruch festzulegen, wurde eine Innenelektrode mit dem Durchmesser von $\varnothing_k = 3mm$ mit einer *Solldurchbruchstelle* des Durchmessers $\varnothing_n = 10.5mm$ versehen. Durch diese Modifikation ist die Solldurchbruchstelle stets der Punkt der Innenelektrode, der der Außenelektrode am nächsten ist, sodass der Durchbruch nur dort stattfinden kann.

Die Innenelektrodenbauteile e) – h) zeigen den Entwurf eines modularen Systems zum schnellen Verändern der Innenelektrodenparameter. Sie alle tragen das gleiche Gewinde wie die Elektroden a) – d) und haben einen Durchmesser von $\varnothing = 5mm$. Alle bis auf e) haben zusätzlich ein Innengewinde, damit man die einzelnen Bauteile zusammenschrauben kann. Leider stellte sich heraus, dass die einzelnen Bauteile sich nicht perfekt zusammenschrauben ließen, sodass immer ein Spalt zwischen ihnen bestehen blieb, welcher Feldüberhöhungen verursachte. Dadurch ist uns die Bestimmung des genauen Abstandes zwischen der Durchbruchstelle der Innenelektrode und der Außenelektrode nicht möglich gewesen. Daher wurden diese modularen Elektroden nicht weiter verwendet.

- e) zeigt das obere Endstück mit einer Länge von $l = 6mm$. Es trägt kein Gewinde innen und ist abgerundet, um Feldüberhöhungen am Elektrodenende zu vermeiden.
- f) zeigt ein gerades Modul mit einer Länge von $l = 10mm$.
- g) stellt ein Modul mit der Länge von $l = 10mm$ dar, das zusätzlich zu f) in der Mitte eine Solldurchbruchsstelle mit Außendurchmesser $\varnothing_{Nase} = 7mm$ trägt.
- h) ist eine Variante von g), nur mit einem größeren Nasendurchmesser von $\varnothing_{Nase} = 11mm$.

3.3.3 Notation der Konfiguration

Um die verwendete Konfiguration eines Versuches kurz formulieren zu können, wurde folgende Notation verwendet:

$$i \underbrace{dXmmlYmm}_{\text{verwendete Innenelektrode}} - a \underbrace{Z}_{\text{verwendete Außenelektrode}}$$

Wobei i für den Beginn der Parametrisierung der Innenelektrode, a für die Außenelektrode stehen. Dabei steht dX für den *Durchmesser*, lY für die *Länge* der verwendeten Innenelektrode, während Z die verwendete Außenelektrode beschreibt. So steht

$$id7mml35mm - aschlitz$$

für die Konfiguration einer Innenelektrode mit 7mm Durchmesser, einer Länge von 35mm und der geschlitzten Außenelektrode.

3.4 Gasdurchfluss

An den LDP wurde, wie in Abb.8 angedeutet, Stickstoff mit verschiedenen Drücken angelegt. Diese Drücke dienen jedoch nicht zur Druckerhöhung innerhalb des LDPs, sondern um einen Gasdurchfluss durch den LDP zu erzielen, um damit einen stärkeren Plasmaauswurf zu erzielen. Das bedeutet, dass bei der Erwähnung von Gasdrücken unter Abschnitt 4 nicht ein Druck innerhalb des Aufbaus gemeint ist, was auch nicht möglich wäre, da der verwendete Aufbau nicht abgeschlossen ist, sondern der Gasdruck im Ventil der Gasflasche.

4 Ergebnisse und Auswertung

4.1 Messgrößen und -verfahren

Bei der Auswertung der gesammelten Messdaten wird insbesondere eingegangen auf:

Durchbruchspannung und -strom, Energiegehalt

Mittels des direkt am LDP angebrachten Spannungsmesskopfes wurde die Durchbruchspannung am LDP aufgezeichnet, während der Stromfluss mittels der Rogowskispule ermittelt wurde. Über die Annahme, dass die im Kondensator gespeicherte Energie komplett vom Plasma aufgenommen wird, lässt sich der Energiegehalt des Plasmas über

$$\frac{3}{2}k_B T N = \frac{1}{2} C U^2$$

annähern. Da die im Kondensator gespeicherte Energie sehr viel größer ist als die thermische Energie der Teilchen innerhalb des LDPs vor der Entladung (ca. 3 Größenordnungen), ist der Ursprungsenergiegehalt vernachlässigbar. Die vom Aufbau zur Verfügung gestellte maximale Leistung berechnet sich zu

$$P_{elektrisch,max} = U \cdot I \quad (4.1)$$

Reichweite

Die Reichweite der Plasmawolke (also die Auswurfsweite) wurde jeweils von der Durchbruchsstelle bis zur höchsten Ausdehnung der Plasmawolke bestimmt. Dies bedeutet, wenn die Innenelektrode über die Außenelektrode hinausschaut, wird der Endpunkt der Außenelektrode als Durchbruchsstelle gewertet, bei einer Innenelektrode, die nicht über die Außenelektrode hinausgeht, wird der Endpunkt der Innenelektrode als Durchbruchsstelle gewertet. Abb. 12 soll dieses Prinzip verdeutlichen.

Der Betrag der Reichweite wurde über ein virtuelles Lineal, welches an der Breite der Außenelektrode kalibriert wurde, bestimmt. Die *theoretische* Reichweite des Plasmas ist die Wegstrecke vom Durchbruch bis zur Oberkante der Plasmawolke. Da rein praktisch aus der Strecke, welche das Plasma innerhalb der Außenelektrode zurücklegt, kein Nutzen gewonnen werden kann, wird im folgendenden nur die *effektive* Reichweite ausgewertet. Die Differenz der *theoretischen* und der *effektiven* Reichweite ergibt sich für die *geschlitzte* und die *gelochte* Außenelektrode zu

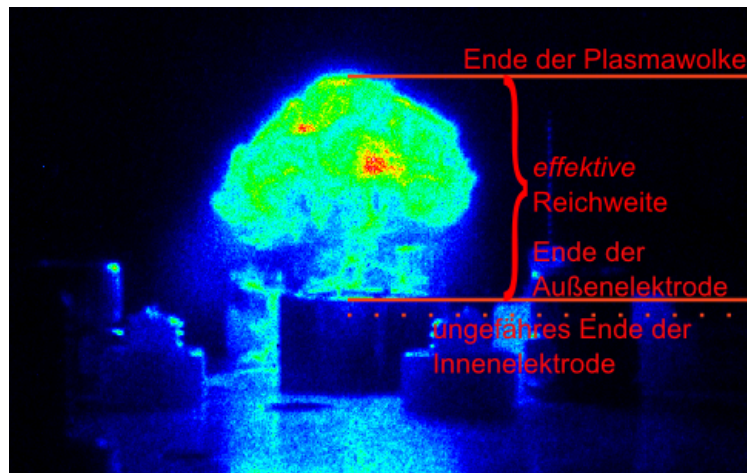


Abbildung 12: Verdeutlichung der Reichweitenmessung am Beispiel der Konfiguration *id5mml35mm – aschlitz* mit einer Belichtungszeit von $50\mu s$ und einer Auslöseverzögerung von $300\mu s$

$\Delta h_{\text{schlitz,loch}} = 2\text{mm}$, für die *düsenförmige* Außenelektrode zu $\Delta h_{\text{dse}} = 7\text{mm}$.

Reproduzierbarkeit und Homogenität

Zur Bestimmung der *Homogenität* wurde nach einer Zeit von $100\mu s$, also nach dem die Entladung innerhalb des LDPs abgeschlossen und das Plasma schon aus der Elektrodenkonfiguration ausgetreten ist, eine Falschfarbenaufnahme gemacht. Anhand der Farbverteilung, also der Intensität der in der Kamera angekommenen Strahlung, lässt sich gut auf die Intensitätsverteilung des Plasmas schließen. Für die Bestimmung der *Reproduzierbarkeit* des Plasmas wurden bei $20\mu s$ bis $30\mu s$ 6 Vergleichsbilder aufgenommen und als Übersicht angeordnet. Über den direkten Vergleich der Bilder von verschiedenen Entladungen lässt sich die Reproduzierbarkeit gut abschätzen.

4.2 Messfehler

Die ermittelten Werte für die **Durchbruchsspannung** schwankten von einem Tag auf den anderen bei gleichbleibender Konfiguration um 0.7kV . Diese Schwankungen rühren von den äußeren Bedingungen, Luftfeuchtigkeit, Luftdruck und Temperatur her, was sich mit einem geschlossenen Aufbau vermeiden ließe. Da es beim verwendeten Aufbau auch darum ging, möglichst schnell die Konfigurationen durchtauschen zu können, wurde ein geschlossener Aufbau verworfen. Zu dieser *Tagesform* addieren sich die Messungenauigkeiten des Spannungsmesskopf und des

4 Ergebnisse und Auswertung

Oszilloskops, welche beide mit je 1% angegeben sind. Desweiteren ist die Ablesegenauigkeit des Oszilloskops auf $0.2kV$ begrenzt. Somit ergibt sich der Gesamtfehler in der Spannungsmessung zu:

$$\Delta U = 0.9kV + 0.02 \cdot U \quad (4.2)$$

Die Schwankungen, welche durch äußere Einflüsse hervorgerufen wurden, traten auch bei den **Strommessungen** auf. Bei ihnen entsprach die Schwankung $0.132kA$. Zusätzlich weisen das Oszilloskop und die Rogowskispule jeweils einen Fehler von 1% auf. Einen Fehler von jeweils 1% weisen beide Spannungsteiler⁷ auf, welche das Signal der Rogowskispule dämpfen. Die Ablesegenauigkeit des Oszilloskops ist auf $0,022kA$ beschränkt. Daher ergibt sich der Gesamtfehler der Strommessung zu:

$$\Delta I = 0.154kA + 0.04 \cdot I \quad (4.3)$$

Da die **Energie**, welche ins Plasma fließt, gleich der im Kondensator gespeicherten ist, ist der Fehler in der Betrachtung der Plasmaenergie gleich dem Fehler der im Kondensator gespeicherten Energie. Für jene gilt nach Gl. (2.21) $E = \frac{1}{2} CU^2$. Da in Gl. (2.21) die Spannung mit ihrem Quadrat beiträgt, ergibt sich der Fehler der Kondensatorenergie zu

$$\Delta E = E \left(\frac{\Delta C}{C} + 2 \frac{\Delta U}{U} \right). \quad (4.4)$$

Dabei beträgt der Fehler der Kapazität $\frac{\Delta C}{C} = 0.01$ laut Herstellerangaben.

Für die Reichweite, welche sich durch Nachmessen des Abstandes obere Kante Plasma \Leftrightarrow Oberkante Außenelektrode ergibt, kam heraus, dass sich statistische Schwankungen auf $3mm$ und die Messfehler des virtuellen Lineals auf 1% beliefen. Damit ergibt sich für den Fehler der Reichweite:

$$\Delta R = 3mm + 0.01R \quad (4.5)$$

4.3 Lavaldüse

Die Lavaldüsen dienen in der heutigen Technik dazu, Fluide auf Überschallgeschwindigkeit zu beschleunigen. Diese Beschleunigung sollte für die durch den

⁷Es wurden ein Spannungsteiler mit dem Verhältnis 1 : 11 und einer mit einem Verhältnis 1 : 5 verwendet, um die Amplitude der Stromstärke auf dem Oszilloskop besser sichtbar zu machen.

LDP erzeugten Plasmen ausgenutzt werden, um einen weiteren Ausstoß der Plasmen aus dem Aufbau heraus zu erreichen.

Es stellte sich jedoch heraus, dass die Innenelektrode, welche *innerhalb* der Lavaldüse untergebracht ist, die Geschwindigkeitserhöhung dieser Düsenform blockiert. Da die Lavaldüse zunächst die Querschnittsfläche verringern muss, ist der Abstand zur Innenelektrode nicht konstant. Die Entladung findet somit immer an der gleichen, schmalsten Stelle statt. Leider ist der Abstand an der schmalsten Stelle der Lavaldüse so gering, dass die Durchbruchspannung sehr niedrig ist und somit wenig Energie ins Plasma geht. Mit dieser Außenelektrode war es uns nicht möglich, einen Plasmaauswurf zu erzielen.

4.4 Geschlitzte Düsenelektroden

Diese Düsen wurden aus zwei Beweggründen entworfen:

- Die Düsenform erhöht unterhalb der Schallgeschwindigkeit die Geschwindigkeit des ausströmenden Gases.
- Die Schlitzung sollte eine Verstärkung des Magnetfeldes innerhalb des LDPs erreichen.

Es stellte sich jedoch heraus, dass die Verengung der Außenelektrode in Verbindung mit der Schlitzung dazu führte, dass das Plasma nicht weiter nach oben, sondern durch die Schlitzte zur Seite ausbricht. Abb. 13 zeigt das Resultat einer solchen

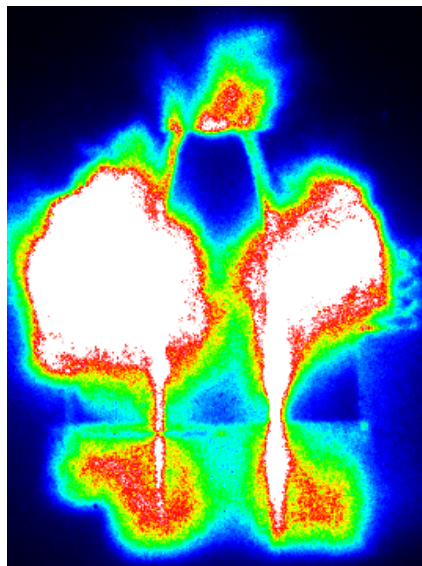


Abbildung 13: Falschfarben-Aufnahme einer Entladung mit einer kurzen, geschlitzten, düsenförmigen Außenelektrode, im oberen Bildbereich erkennt man die obere Öffnung der Elektrode

4 Ergebnisse und Auswertung

Entladung. Da das Ziel der Untersuchung am LDP ein nach oben gerichteter Jet ist, wurde diese Elektrodenform für die Auswertung nicht weiter berücksichtigt.

4.5 Maximalspannung und -strom

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der elektrischen Untersuchung des Aufbaus dargestellt. Für die Auswertung der Messdaten wurden je Durchbruch Spannung und Stromstärke für die einzelnen Außenelektroden (*AE*) graphisch ausgearbeitet. Bei der düsenförmigen Außenelektrode war eine Messung mit *id5mml55mm* nicht möglich, da diese Innenelektrode (*IE*) zu lang für die Außenelektrode ist, sie reicht bis in die Verengung der Düse hinein, sodass die Düsenöffnung dann einen deutlich geringeren Abstand als der Rest der *AE* zur *IE* hat.

Zunächst zeigt Abb. 14 den zeitlichen Verlauf des Stroms (in der Abbildung der orangene Graph) und den der Spannung (türkis in der Abbildung). Es ist gut sichtbar, dass sowohl Spannung als auch Strom mit der gleichen Frequenz von ca. 0.154MHz schwingen. Da dieses Verhalten für den untersuchten LDP nur am Rande wichtig ist, wird eine kurze Einführung in elektrische Schwingkreise im Anhang unter Abschnitt 6.2 gegeben. Außerdem gut erkennbar ist die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung. Diese wird durch die Kapazität des Aufbaus verursacht.

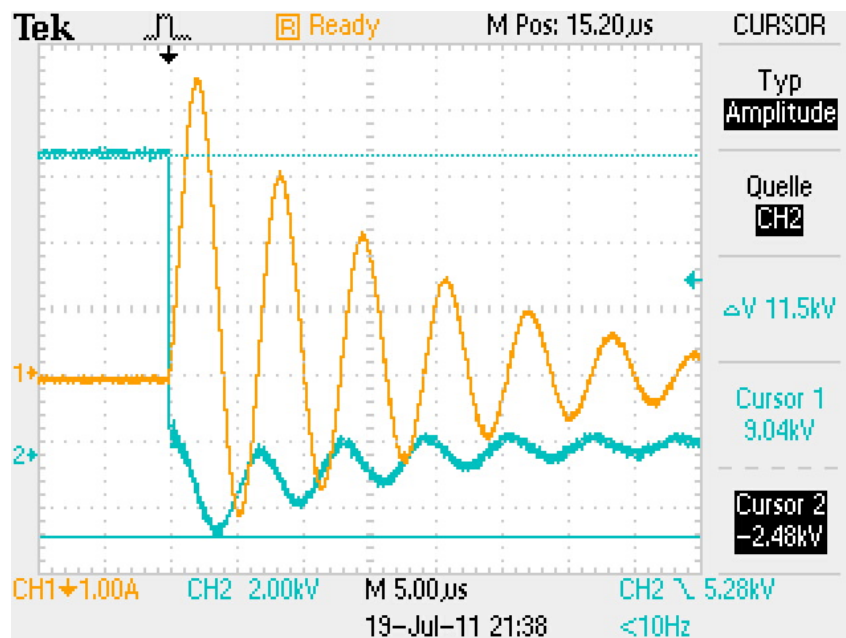


Abbildung 14: Aufnahme der Ausgabe des Oszilloskops für die Konfiguration *id5mml35mm – adse – 5bar*. Sichtbar sind die Verläufe der Spannung (türkis) und des Stroms (orange), zur Form der Verläufe vgl. Anhang, Abschnitt 6.2

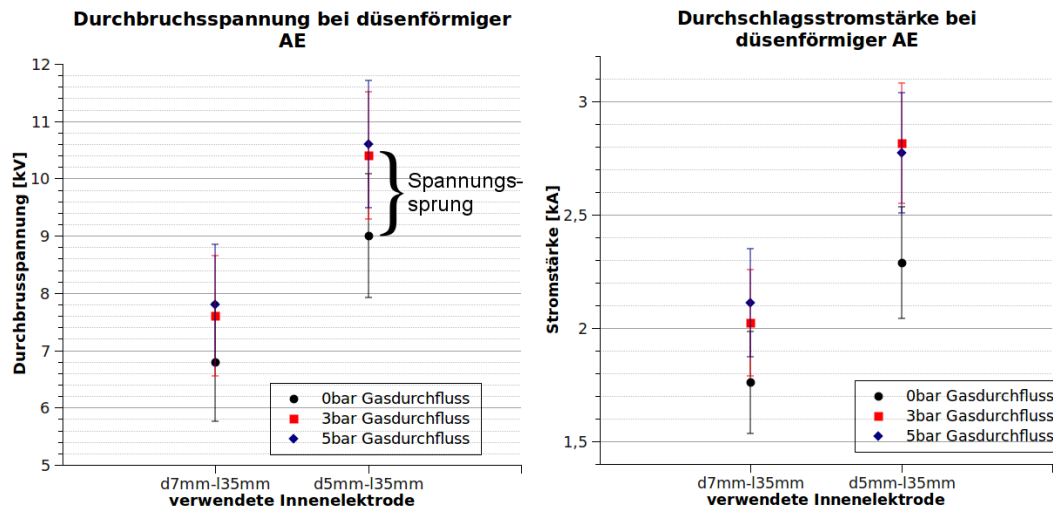


Abbildung 15: Durchbruchspannung und -stromstärke bei düsenförmiger AE

Aus Abb. 15 wird ersichtlich, dass sich bei vergrößertem Abstand, also der dünneren Innenelektrode eine höhere Durchbruchsspannung einstellt, so wie nach (2.18) zu erwarten ist. Desweiteren ist die Durchbruchsspannung und der damit verbundene Durchbruchstrom⁸ bei der *id5mm135mm*-Innenelektrode stark davon abhängig, ob ein Gasdurchfluss vorhanden ist oder nicht. Zwischen den Spannungswerten ohne Gasdurchfluss und mit Gasdurchfluss liegt eine Differenz von $1.4kV$, also 15%. Bei der dickeren Innenelektrode sind es hingegen nur $0.8kV$ bzw 11%.

Abb. 16 zeigt erneut, dass sich, (2.18) folgend, die Durchbruchsspannung mit steigendem Abstand vergrößert. Auch der Sprung der Durchbruchsspannung zwischen 0bar und 3bar Gasdurchfluss mit *id5mm135mm* zeichnet sich hier deutlich ab. Bemerkenswert ist auch der Umstand, dass sich bei einer Innenelektrode, welche länger ist als die Außenelektrode, sich die Durchbruchsspannung weiter erhöht. Dieser Umstand lässt sich durch Feldüberhöhungen am Elektrodenende erklären. Abb. 17 zeigt eine Schemazeichnung des Feldverlaufes bei verschiedenen Elektrodenlängen. In der linken Bildhälfte ist die Außenelektrode (A) länger als die Innenelektrode (I), in der rechten Bildhälfte ist es umgekehrt. Da das elektrische Feld proportional mit $1/r$ abnimmt, sind die Feldüberhöhungen am Ende der kürzeren Außenelektrode deutlich schwächer als die an der kürzeren Innenelektrode. Durch diese Feldüberhöhungen reicht eine geringere Spannung (also ein schwächeres Feld) bei einer kürzeren Innenelektrode für einen Durchbruch aus.

⁸Da der Kondensator unseres Aufbaus mit Gleichstrom von konstanter Stromstärke geladen wird, ergibt sich zwangsweise eine Korrelation zwischen Spannung am LDP und des Ladungszustandes des Kondensators. Je voller der Kondensator geladen ist, desto mehr Ladungsträger stehen für den Stromfluss zur Verfügung.

4 Ergebnisse und Auswertung

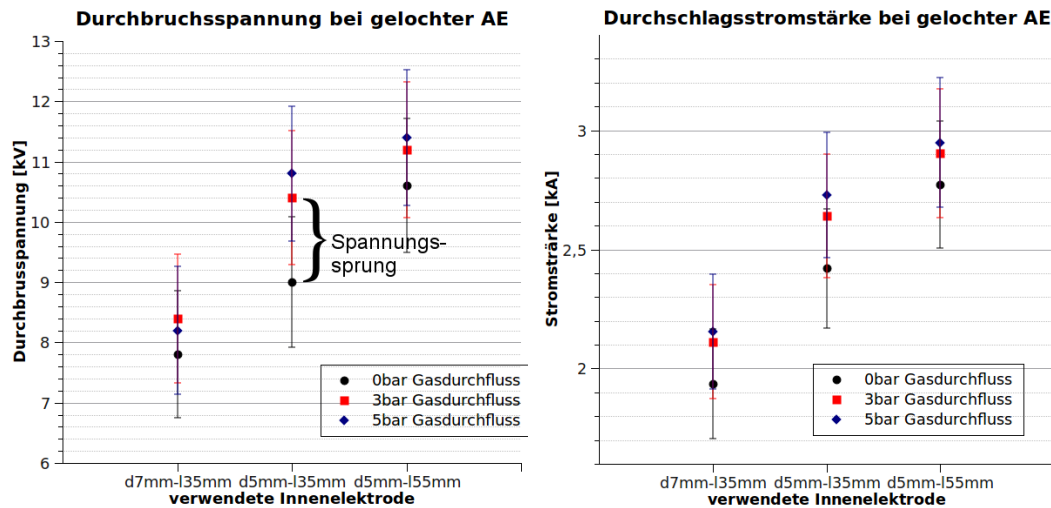


Abbildung 16: Durchbruchspannung und -stromstärke bei gelochter AE

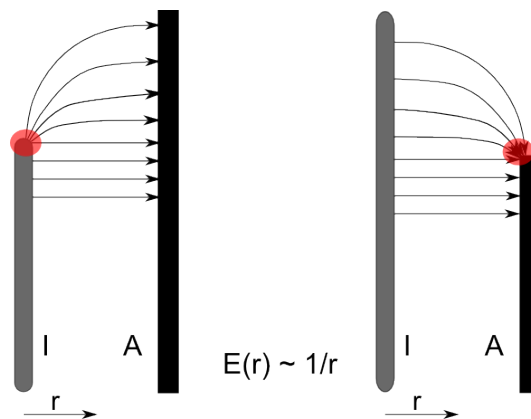


Abbildung 17: Schematische Darstellung der Feldinhomogenitäten, welche an den Enden der Elektroden hervorgerufen werden. Da das Feld in \vec{r} -Richtung, also von der Innenelektrode (I) zur Außenelektrode (A) mit $1/r$ abnimmt, sind die Feldüberhöhungen an der Außenelektrode deutlich schwächer als an der Innenelektrode. Rot hervorgehoben sind lokale Feldüberhöhungen.

4 Ergebnisse und Auswertung

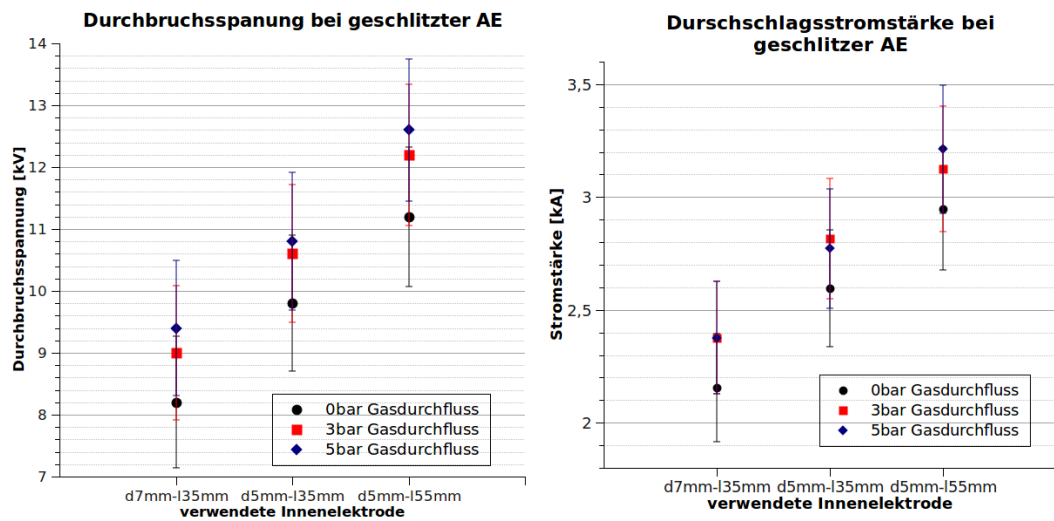


Abbildung 18: Durchbruchspannung und -stromstärke bei geschlitzter AE

Bei der geschlitzten Außenelektrode (Abb. 18) stellt sich der Sprung zwischen den Durchbruchspannungen für 0bar und 3bar Gasdurchfluss nicht ein. Stattdessen bleibt die Differenz zwischen den Durchbruchspannungen für 0bar und 3 bar mit $\Delta U = 0.8kV$ bei $d7mm135mm$ und $d5mm135mm$ bzw. $\Delta U = 1kV$ bei $d5mm155mm$ nahezu identisch. Davon abgesehen, lassen sich das Einstellen der größeren Durchbruchspannung für größeren Abstand zwischen den Elektroden und der längeren Innenelektrode auch hier beobachten.

Es folgt eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse der Auswertung der Spannungs- und Strommessdaten:

4 Ergebnisse und Auswertung

Untersuchter Parameter	Beobachteter Effekt
Abstand der Elektroden	Je größer der Abstand zwischen Innenelektrode und Außenelektrode bemessen ist, desto höher ist die Durchbruchspannung (vgl: Gesetz von Paschen, Gleichung (2.18))
Länge der Innenelektrode	Sobald die Innenelektrode aus der Außenelektrode herausragt, steigt die Durchbruchspannung, denn mit einer längeren Innenelektrode werden Feldüberhöhungen an der Innenelektrode vermieden. Die Spannungsdifferenz zwischen einer Innenelektrode mit der Länge $l = 35mm$ und $l = 55mm$ beträgt $\Delta U_{l=35mm,55mm} = 1.5kV$, vgl: Abb.17.
Gasdurchfluss	Ein Unterschied in der Durchbruchspannung ist bei einem Gasdurchfluss von $3bar$ im Gegensatz zu einem Durchfluss von $5bar$ zu erkennen, während der Unterschied zwischen $3bar$ und $5bar$ gering ist. Im Mittel beträgt die Differenz der Durchbruchspannungen zwischen $0bar$ und $3bar$ $\Delta U_{0bar,3bar} = 0.925kV$, die Differenz zwischen $3bar$ und $5bar$ liegt hingegen bei $\Delta U_{3bar,5bar} = 0,275kV$
Form der Außenelektrode	Es stellte sich heraus, dass die geschlitzte Elektrode mehr Spannung bei gegebener IE ($U_{Schlitz,id5mml35mm,0bar} = 9.8kV$) hält als die gelochte ($U_{Loch,id5mml35mm,0bar} = 9kV$) und als die düsenförmige AE ($U_{Dse,id5mml35mm,0bar} = 9kV$).

Aus den ermittelten Daten für Strom und Spannung ergaben sich eine maximale Energie nach Gleichung (2.21) von

$$E_{max} = 79.38J$$

bei der Konfiguration $id5mml55mm - aschlitz - 0bar$ und bei der gleichen Konfiguration eine maximale Leistung nach (4.1) von

$$P_{elektrisch,max} = 4.05 \cdot 10^7 W = 40.5MW$$

4.6 Austrittsweite

In diesem Abschnitt werden die Messergebnisse der Austrittsweite des Jets aus der Außenelektrode dargestellt und ausgewertet. Die Reichweitenbestimmung erfolgte wie unter Abschnitt 4.1 beschrieben. Diese Auswertung bezieht sich nur auf die *effektive Reichweite*, da nur diese für eventuelle spätere Einsätze von Bedeutung ist.

Beim Vergleich der Reichweitenergebnisse fällt auf, dass mit der düsenförmigen

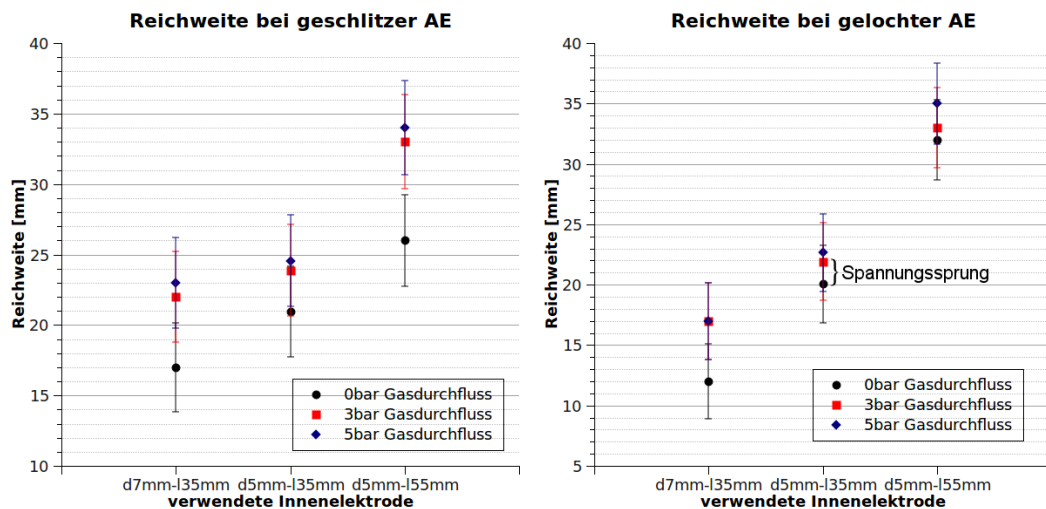


Abbildung 19: Reichweiten bei geschlitzter und gelochter AE

AE und der *id5mm135mm*-IE die besten Reichweiten erzielt werden, wobei der Sprung in der Spannung zwischen 0bar und 3bar sich auch in der Reichweite abzeichnet. Während der Spannungssprung in der düsenförmigen AE sich auch in der Reichweite ausprägt, vgl. Abbildung 20, schlägt er sich in den Reichweiten der gelochten AE nicht nieder, vgl. Abbildung 19. Dennoch erreichte die gelochte AE die höchste Einzelweite (35mm bei *id5mm155mm*). Als beste AE für die *id7mm135mm*-IE erwies sich mit einer Weite von 23mm. Die geschlitzte AE weist auch die geringsten Spannungsänderungen beim Ändern der Innenelektroden auf. Ein vermuteter Zusammenhang zwischen R und U ergab sich aus Formel (2.28). Setzt man dort $I = \frac{U}{R}$ für die Stromstärke ein, so kommt man zu einem Zusammenhang zwischen Druck und Spannung von

$$p_{ges} \propto U^2.$$

Da sich die Reichweite aus dem Druckunterschied zwischen dem inneren Druck des Plasmas und dem Umgebungsdruck ergeben müsste, wurden die Messdaten auf ein solches Verhalten hin untersucht, allerdings ließ sich ein solcher vermuteter Zusammenhang nicht bestätigen.

4 Ergebnisse und Auswertung

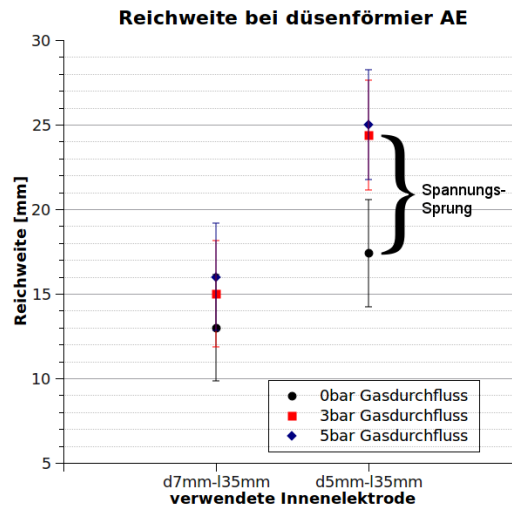


Abbildung 20: Reichweite bei düsenförmiger AE, gut zu erkennen ist der Sprung bei $d5mm-l35mm$ zwischen 0bar Gasdurchfluss und 3bar Gasdurchfluss.

Untersuchte Parameter	beobachteter Effekt
Einfluss der Durchbruchsspannung	Generell ließ sich das Gesetz von Paschen, Gleichung (2.18), bestätigen: je höher die Durchbruchsspannung war, desto weiter wurde das Plasma ausgeworfen. Die Reichweitenergebnisse der gelochten AE mit der $d5mm - l35mm$ -IE passen jedoch nicht ins Bild. Dort macht die Durchbruchsspannung einen Sprung, welcher sich nicht in der Austrittsweite manifestiert.
Einfluss des Gasdurchflusses	Wie vermutet, führt ein angelegter Gasdurchfluss zu einer größeren Austrittsweite. Die Ergebnisse zeigen jedoch, dass der Unterschied zwischen den Reichweiten bei 3bar und 5bar klein gegenüber dem zwischen 0bar und 3bar ist.
Reichweiten bei langer IE	Für die Konfiguration mit der langen IE zeigte sich, dass die gelochte AE die größte Austrittsweite erzielte (35mm), obwohl bei dieser Konfiguration die geschlitzte AE eine höhere Durchbruchsspannung aufwies, die Differenz der Durchbruchsspannungen beträgt $\Delta U = 1.2kV$.

Reichweiten bei kurzer,
dünnere IE

Bei dieser Konfiguration erwies sich die düsenförmige AE bei zugeschaltetem Gasdurchfluss als AE mit der größten Austrittsweite. Sie ist auch diejenige, bei der der Einfluss des Gasdurchflusses den größten Zuwachs in der Reichweite ergibt. Zwischen der Reichweite ohne und mit $3bar$ Gasdurchfluss liegen $7mm$, als größte Weite wurden $25mm$ erzielt.

4.7 Homogenität und Reproduzierbarkeit

Zur Untersuchung der Homogenität und Reproduzierbarkeit der Entladungen bei gegebenen Konfigurationen wurden nach $30\mu s$ (*delay*) nach der Entladung Bilder mit einer Belichtungszeit (*width*) von $2ns$ mehrere Bilder aufgenommen. Durch die gleichbleibende Kamerakonfiguration werden die Bilder immer zum gleichen Zeitpunkt der Entladung aufgenommen. Dieses ermöglicht Vergleiche zwischen verschiedenen Entladungen. Dabei wurde bei allen Aufnahmen darauf geachtet, dass der jeweiligen Aufnahme repräsentative Werte für Strom und Spannung zugrunde liegen.

Im Folgenden werden zunächst zwei Elektrodenkonfigurationen diskutiert, eine als Beispiel für eine schlecht homogene und schlecht reproduzierbare Konfiguration und eine für eine gut reproduzierbare. Desweiteren wird kurz auf weitere unterschiedliche Austrittsformen der Plasmawolke eingegangen.

Abb. 21 zeigt die Vergleichsaufnahmen für die Konfiguration $id5mm|35mm - adüse - 3bar$. Erkennbar ist die innere Strahlform der Entladung, welche bei allen Entladungen sichtbar ist. Die Intensitäten der Entladungen zeigen sich jedoch gänzlich unterschiedlich. Während die Entladungen b und e starke Intensitäten in der Mitte der Entladung aufweisen, sind vor allem die Entladungen a und d nur sehr schwach. Dieser Intensitätsunterschied kann durch eine unterschiedliche Durchbruchshöhe innerhalb des LDPs hervorgerufen werden. Je länger der Weg des Plasmas innerhalb des LDPs, desto mehr Energie geht durch Reibung an den Elektroden verloren. Daher ist eine Entladung, welche tiefer innerhalb des Aufbaus beginnt, am Ende der AE schwächer als eine, die direkt am Ende der AE beginnt. Beim Vergleich der beiden intensivsten Entladungen b und e fällt auf, dass e intensiver, aber der intensive Kern deutlich weniger ausgedehnt ist, als bei b . Dieses Phänomen lässt sich durch den so genannten Jitter des LDPs erklären. Wird das Durchbruchsignal kurzzeitig verzögert an die Kamera ausgegeben, so kann diese erst später auslösen, was ein weiter in seiner zeitlichen Entwicklung fortgeschrittenes Plasma zur Folge hat.

4 Ergebnisse und Auswertung

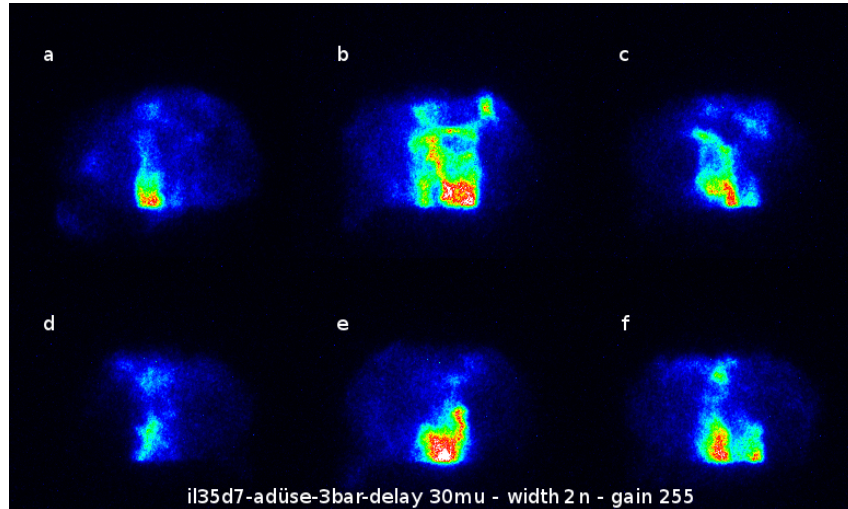


Abbildung 21: 6 Vergleichsaufnahmen von Entladungen mit der Konfiguration *id5mm135mm-adüse-3bar*. Zu erkennen ist die innere Strahlform der Entladung, während sich die Intensität innerhalb der Entladung von Aufnahme zu Aufnahme ändert. Die Aufnahmen wurden mit der Konfiguration *id7mml35mm – adüse* bei 3bar Gasdurchfluss, einer Belichtungszeit von 2ns, einem Delay von 30 μ s und einem Gain von 255 gemacht.

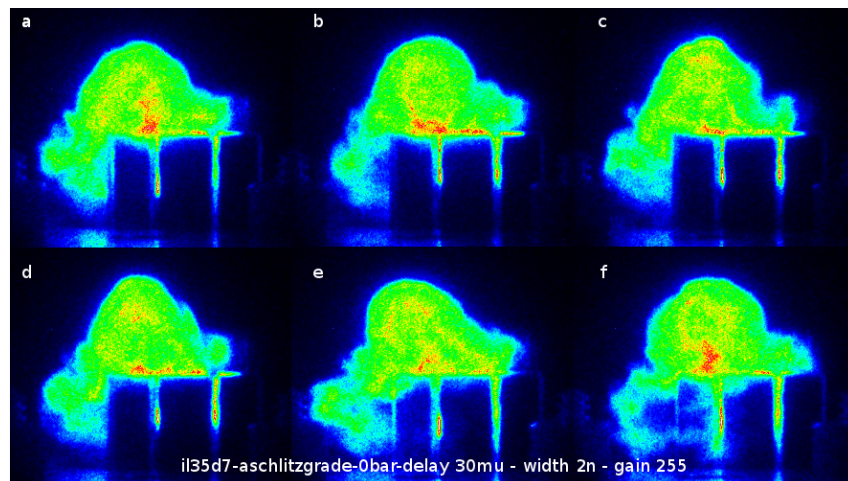


Abbildung 22: 6 Vergleichsaufnahmen von Entladungen mit der Konfiguration *id5mm135mm-aschlitz-0bar*. Gut zu erkennen ist die äußere, gleichbleibende Glockenform und das Intensitätsmaximum in der Mitte der Entladung.

Abb. 22 ist ein Beispiel für eine gut reproduzierbare, homogene Entladungswolke; die äußere Form ist bis auf einzelne kleine Ausreißer konsistent und auch das Intensitätsmaximum innerhalb der Wolke findet sich immer an fast der gleichen Stelle.

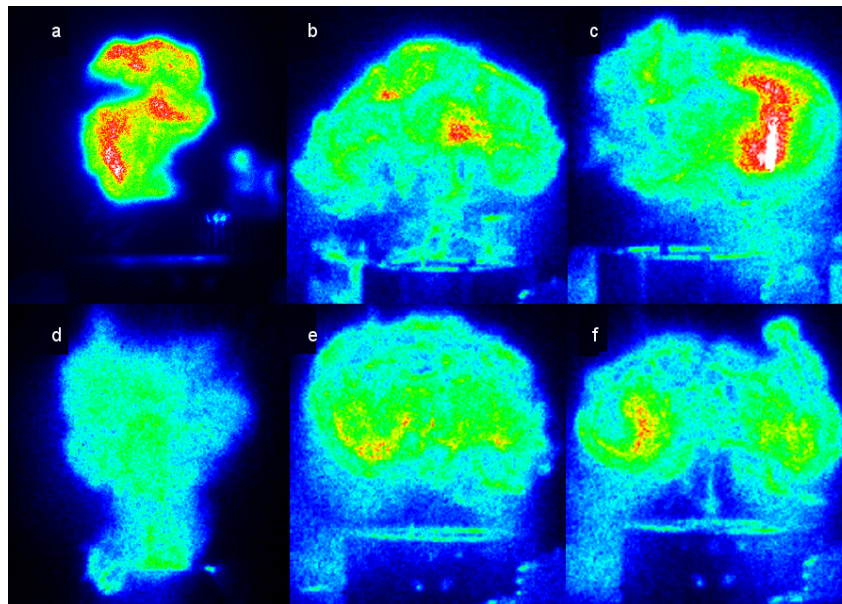


Abbildung 23: Eine Übersicht über verschiedene Plasmawolken der erzielten Entladungen

Die in Abb. 23 dargestellten Plasmawolken sollen noch kurz beschrieben werden:

- a) zeigt eine Plasmawolke mit extremen Unregelmäßigkeiten in allen Raumrichtungen. Aufgenommen mit der Konfiguration *id7mml35mm – aloch – 3bar*
- b) zeigt eine *pilzförmige* Plasmawolke. Aufgenommen mit der Konfiguration *id5mml35mm – aschlitz – 3bar*
- c) zeigt eine stark inhomogene Wolke, welche wahrscheinlich durch einen stark lokalisierten Durchbruch an nur einer Stelle der IE verursacht wurde. Aufgenommen mit der Konfiguration *id5mml35mm – aschlitz – 5bar*
- d) zeigt einen diffusen, nach oben gerichteten Plasmastrahl, vgl auch Abb. 24. Diese Form der Plasmawolke ließ sich nur bei der düsenförmigen AE mit Gasdurchfluss beobachten. Aufgenommen wurde dieses Bild mit der Konfiguration *id5mml35mm – aduese – 3bar*.
- e) ähnelt b), nur dass bei dieser Wolke der Fuß des Pilzes fehlt. Aufgenommen mit der Konfiguration *id5mml35mm – aloch – 5bar*.
- f) zeigt eine *Ringbildung* des Plasmas. Aufgenommen wurde dieses Bild mit der Konfiguration *id5mml35mm – aloch – 0bar*.

4.8 Einfluss des Gasdurchflusses

In diesem Abschnitt wird kurz auf die Einflüsse des Gasdurchflusses im Experiment eingegangen. Dabei werden folgende Aspekte beleuchtet:

- Veränderung der Form
- Veränderung der Durchbruchsspannung
- Einfluss auf die Reichweite

Einfluss auf die Form der Plasmawolke

Der Einfluss auf die Form der Plasmawolke lässt sich am Besten anhand der düsenförmigen AE darstellen. Abb 24 zeigt Entladungen bei verschiedenen Gasdruchflüssen. Deutlich sichtbar ist dabei, dass sich bei *0bar* Gasdurchfluss ein Ring ausbildet

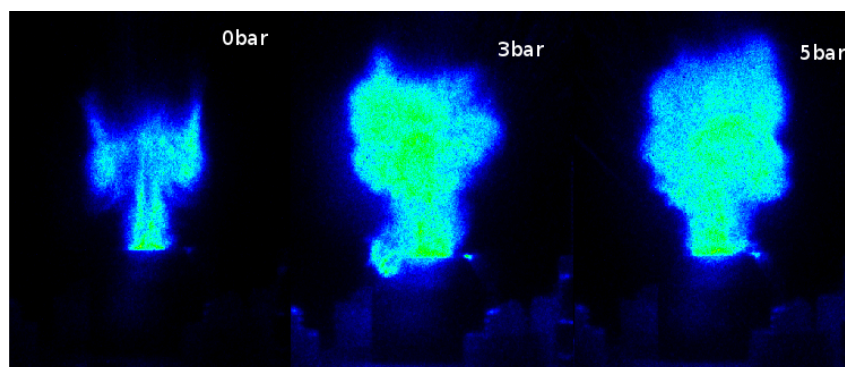


Abbildung 24: Falschfarbenaufnahmen der Konfiguration *id5mml35mm – aduese* bei 0, 3, und 5bar. Gut ersichtlich ist, dass sich die Form des Plasmas bei verschiedenen Durchflüssen ändert: bei keinem angelegten Durchfluss bildet sich ein Ring aus, während die Düsenform bei vorhandenem Gasdurchfluss, dafür sorgt, dass sich das Gas samt Plasma weiter nach oben ausbreitet, aber auch stärker diffundiert. Alle Aufnahmen wurden mit einem Delay von $100\mu s$, einer Belichtungszeit von $200\mu s$ und einem Gain von 255 aufgenommen.

und deutlich weniger Plasma heraus strömt. Wird nun ein Gasdurchfluss von *3bar* angelegt, ändert sich die Form des Plasmas und wird *strahlförmig*. Diese Änderung der Form ist insofern sehr interessant, als das das Plasma konzentrierter wird und weniger flächig diffundiert. Dem gegenüber ist die Änderung der Form zwischen einem Durchfluss von *3bar* und einem von *5bar* von eher marginaler Natur: die Reichweite wird leicht erhöht, im Schnitt um $0.6mm$, während sich die Intensität homogener verteilt.

Eine ähnliche Art der Formänderung der Plasmawolke lässt sich bei allen untersuchten AE feststellen, die Plasmawolke wird gerichteter und diffundiert weniger zur Seite.

Einfluss auf die Höhe der Durchbruchspannung

Auch bei der Durchbruchspannung ist ein deutlicher Einfluss des durchströmenden Gases erkennbar: Die Durchbruchspannung erhöht sich um bis zu $1.4kV$ zwischen $0bar$ und $3bar$ Gasdurchfluss, vgl. Abb. 16 und Abschnitt 4.5. Dem gegenüber steht eine maximale Erhöhung der Durchbruchspannung zwischen $3bar$ und $5bar$ von $0.4kV$, vgl. Abb 18.

Einfluss auf die Reichweite des Plasmas

Auch bei der Reichweite lässt sich ein Einfluss des durchströmenden Gases feststellen, ähnlich dem bei der Durchbruchspannung. So ändert sich die Reichweite bei Zuschaltung des Gasflusses um bis zu $7mm$, vgl Abb. 19, während eine Erhöhung des Gasdurchflusses von $3bar$ auf $5bar$ maximal $2mm$ zur Reichweite addiert, vgl. Abb. 19.

Der große Einfluss des Zuschaltens des Gasdurchflusses und der geringe Einfluss des Erhöhens des Gasdurchflusses, legen die Vermutung nahe, dass Reichweite und Spannung *logarithmisch* mit dem Durchfluss skalieren, wie in Abb. 25 angedeutet.

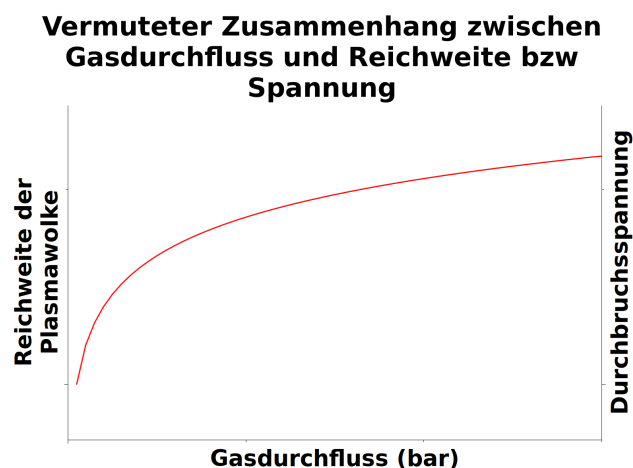


Abbildung 25: Darstellung eines vermuteten logarithmischen Zusammenhangs von Gasdurchfluss, Reichweite und Durchbruchsspannung.

5 Ausblick

Im Folgenden soll auf die weiteren zu untersuchenden Eigenschaften des LDPs eingegangen werden, welche nicht durch die vorliegende Bachelorarbeit abzudecken waren.

Zunächst stellte sich die Idee einer weiteren Außenelektrodenbauform, welche eine Weiterentwicklung der unter Abschnitt 3.3.1, c) beschrieben ist. Abbildung 26 stellt einen ersten Entwurf dar.



Abbildung 26: Skizze einer weiteren Außenelektrode

Die Kombination aus Drehung und Schlitzung soll dazu dienen, das Plasma, welches sich bereits in der Bewegung zur AE hin befindet, weiter nach oben beschleunigt wird, sodass sich mit dieser AE wahrscheinlich höhere Auswurfweiten ergeben. Diese Konfiguration anzutesten war leider im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht möglich, da die Werkstatt nicht über die nötigen Gerätschaften verfügt, um eine solche Elektrode herzustellen.

Für eine Bestimmung der Energie, welche das Plasma tatsächlich enthält, bietet sich die Messung des durch das Plasma erzeugten Drucks an. Da nach Abschnitt 2.7.2 der Druck des Plasmas sowohl mit der thermischen als auch der magnetischen Energie skaliert, ist über einen Messwert für den Druck eine direkte Berechnung der im Plasma enthaltenen Energie möglich. Für solche schnellen Druckübertragungen, bzw. Kraftstöße, bietet sich die Verwendung von Piezo-Elementen an. Diese verursachen bei einer elastischen Verformung eine elektrische Spannung, welche proportional zur Verformung ist. Da der Aufschlag einer Plasmawolke an einem solchen Element eine kleine elastische Verformung darstellt, ließe sich über die vom Piezoelement ausgegebene Spannung der Druck des Plasmas bestimmen.

Für eine genauere Auswertung des Verhaltens des Plasmas nach dem Durchbruch, wäre es wünschenswert zeitliche Verläufe einzelner Entladungen anfertigen zu können, sodass man qualitative Aussagen über die Ausbreitung einer Plasmawolke bei Normaldruck treffen kann. Mit der für diese Bachelorarbeit verwendeten Kamera war dies nicht möglich, sodass aufgrund der schlechten Reproduzierbarkeit eine qualitative Auswertung des zeitlichen Verlaufs einer Entladung möglich war.

Weiterhin ließe sich der vermutete Zusammenhang zwischen der im Plasma depo-

nierten Energie und der Reichweite weiter untersuchen. Für eine solche Untersuchung wäre jedoch ein geschlossenes System vonnöten, sodass es keine Einflüsse des Wetters mehr auf das Experiment gibt. Auch erosionsärmere Materialien sollten verwendet werden, da die Brennflecken auf den Elektroden für Feldverzerrungen sorgen.

Literatur

- [BEY86] *Manfred Beyer, Wolfram Boeck, Klaus Möller, Walter Zaengl*
Hochspannungstechnik, Springer-Verlag, 1986
- [BRE11] *Daniel Brenner, Institut für Angewandte Physik, Goethe-Universität Frankfurt am Main*
Optische und elektrische Untersuchungen an einem gepulsten Plasmajet, 2011
- [FRO02] *Prof. Dr. K. Fröhlich, EEH - High Voltage Laboratory, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich*
Elektrische Energiesysteme, Vorlesungsteil Technologien, Stand: 12. Dezember 2002
- [FUS05] *Gerd Fußmann, Humboldt Universität zu Berlin*
Einführung in die Plasmaphysik, Skript zur Vorlesung 2005
- [GÜN06] *Sibylle Günther, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Universität Garching*
Vorlesungsskript Experimentelle Plasmaphysik, 2006
- [HOC11] *Christian Hock, Institut für Angewandte Physik, Goethe-Universität Frankfurt am Main*
Charakterisierung einer Dielektrischen Barriere Entladung in Argon anhand des Ladungstransportmodells, Diplomarbeit, 2011
- [JAC09] *Prof. Dr. Joachim Jacoby, Institut für Angewandte Physik, Goethe-Universität Frankfurt am Main*
Einführung in die Plasmaphysik, Zusammenfassung des Scriptes zur Vorlesung im Sommersemester 2009
- [KÜC09] *Prof. Dr.-Ing. Andreas Küchler, Hochschule für angewandte Wissenschaften, Fachhochschule Würzburg-Schweinfurt*
Hochspannungstechnik, 3. Auflage 2009, Springer Verlag
- [MES04] *Roman Messerschmid, Rheinische Friedrich- Wilhelms- Universität Bonn*
Zerstäubung von Flüssigkeiten in einer nicht angepassten Lavaldüse, Dissertation zur Erlangung der Doktorwürde (Dr. rer. nat.) der Mathematisch- Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich- Wilhelms- Universität Bonn, 2004

- [OTT08] *Johanna Otto, Institut für Angewandte Physik, Goethe-Universität Frankfurt am Main*
Optische Untersuchungen am LDS, Diplomarbeit, vorgelegt 2008
- [RAI97] *Yuri Raizer*
Gas Discharge Physics. Springer, 1997
- [STR09] *Ulrich Stroth, Universität Stuttgart*
<http://www.ipf.uni-stuttgart.de/lehre/plasmaphys/plasma7/glimm.jpg>
- [VON06] *Prof. A. von Keudell, Ruhr-Universität Bochum*
Vorlesungsskript Einführung in die Plasmaphysik, Sommersemester 2006
- [VON87] *Alexander von Weiss, Manfred Krause*
Allgemeine Elektrotechnik, 10. Auflage 1987, Vieweg, S. 269ff
- [WIE76] *Dr. rer. nat. K. Wiesmann, Professor an der Ruhr-Universität Bochum*
Einführung in die Gaselektronik, Teubner Studienbücher, 1. Auflage 1976

Danksagung

Obwohl diese Arbeit allein durch mich entstanden ist, gibt es doch eine ganze Reihe an Personen, ohne die diese Arbeit nicht in der vorliegenden Form hätte entstehen können. Sie sind dafür verantwortlich, dass ich die nötige Energie und fachliche Kompetenz aufbauen konnte, um die Arbeit so schreiben zu können. Da hier leider nicht der Raum ist, um allen, durch die ich Unterstützung erhalten habe, zu danken, möchte ich hier einige erwähnen.

Herrn **Dr. Marcus Iberler** möchte ich an dieser Stelle für die ausgezeichnete Betreuung dieser Arbeit, die Idee hinter der Arbeit für sein stets offenes Ohr bei Problemen jeglicher Art, seien sie physikalischer oder textlicher Natur danken. Nie gab es eine Situation, in der er sich keine Zeit genommen hätte. Danke Marcus, ohne Dich wäre diese Arbeit so niemals entstanden!

Bei Herrn **Prof. Dr. Joachim Jacoby** möchte ich mich herzlichst für die freundliche Aufnahme in der Arbeitsgruppe bedanken. Insbesondere seien hier nicht seine Anregungen in Bezug auf die Arbeit und seine Zweitkorrektur vergessen.

Frau **Astrid Hergt** möchte ich ganz besonders dafür danken, dass sie bei allen organisatorischen Fragen für mich da war. Auch für die nötige Ablenkung und Aufmunterung, wenn mal etwas nicht so lief wie geplant, sei ihr zu tiefst gedankt. Sie ist die gute Seele der Arbeitsgruppe und nimmt sich stets Zeit, sollte etwas auch abseits der Arbeit im Argen liegen. Ohne sie wäre vieles nicht, wie es ist. Daher Astrid: "Wildes Mädchen, schüttel Dein HAAAAAAAAAAAAAAAAAAAAAAR für uns!"

Für die vielfältigen Hilfen bei quasi allen \LaTeX -Schwierigkeiten, angefangen bei Seitenumbrüchen, über Formatierungen und Seitennummerierungen sei herzlichst **Alice Lieberwirth** gedankt. Danke für deine Geduld mit manchen zu kleinen Schriften und unschön formatierten Bildern. Ich wünsche Dir viel Glück und Erfolg bei deiner weiteren beruflichen Zukunft!

Für diverse Hilfestellung bei der Problemanalyse, Formulierungsschwierigkeiten und inhaltlichen Fragen möchte ich mich ganz besonders bei meinen drei Bürogenossen **Batu Klump**, **Christian Hock** und **Andreas Schönlein** bedanken. Auch für die ein oder andere Runde Ablenkung und Zerstreuung in den Untiefen des Internets möchte ich es nicht versäumen, mich zu bedanken. Ihr habt es geschafft, den Büroalltag derart zu versüßen, dass ich mich immer gefreut habe, in die Uni zu kommen.

Für die technische Starthilfe und die Unterweisung in das Zeichenprogramm zu Erstellung diverser Skizzen möchte ich Herrn (bald Dr.) **Jörg Wiechula** danken, ohne den ich nicht eine Elektrode, geschweige denn den ganzen Aufbau zur Verfügung gehabt hätte.

Für die Benutzung ihres Balkons, Frühstückscroissants und allzeit gute Laune möchte ich mich bei **Benjamin Koubek**, **Janet Schmidt** und **Patricia Till** bedanken.

Ein ganz besonderer Dank gilt meiner Freundin **Alina Pergande**. Sie ist es, die mir die nötige Ruhe und den nötigen Rückhalt zuhause gibt, ohne den ich das ein oder andere Mal nicht so gefasst geblieben wäre. Für das Zuhause, das unsere gemeinsame Wohnung für uns darstellt, kann ich Dir nicht genug danken. Danke, dass Du immer für mich da bist.

Nicht zu vergessen sind **meine Eltern**, denen ich wohl kaum für all die Unterstützung, das Interesse und die schönen Erinnerung in angemessener Form danken kann. Ihr seid spitze!

All den hedonistischen Larifari-Studenten, die mich durch das Bachelorstudium begleitet haben, sich mit mir durch manch eine Vorlesung gequält und andere gegossen haben, und meinem Freundeskreis außerhalb der Uni möchte ich an dieser Stelle dafür danken, dass wir zusammen Parties gefeiert, Filme geschaut, Biere getrunken und all das gemacht haben, was man als Ausgleich zu seinem Studium und Arbeit braucht. Danke, dass es Euch alle gibt, ohne Euch würde mir alles bei weitem nicht so leicht fallen.

Aus dieser Menge von Freunden möchte ich einen herausheben, ohne den nichts, aber auch gar nichts dieser Arbeit oder meines Studiums so wäre, wie es ist. **Daniel Brenner**, ich möchte Dir von tiefstem Herzen für die Zusammenarbeit während des letzten Sommers, die unzähligen Film- und Kochabende, die schwarz-rote Kriegsbemalung, die vielen bezwungenen Kletterrouten, die immer offene Möglichkeit über tiefergehende Dinge zu reden und deine Geduld danken! Ohne Dich wäre mein Studium nicht, was es ist! In diesem Sinne: "TRIBOK"

6 Anhang

6.1 Funktionsweise einer Lavaldüse

Die Lavaldüse wird in der Technik eingesetzt, um Gase oder zerstäubte Flüssigkeiten, auf Überschallgeschwindigkeit zu beschleunigen. Dazu wird eine Form gewählt, wie sie in Abb. 27 dargestellt ist.

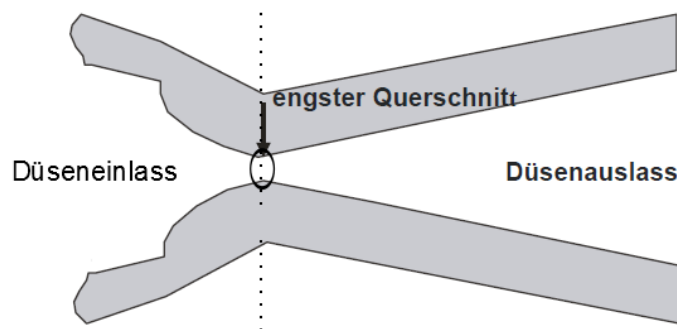


Abbildung 27: Schematische Darstellung des Querschnitts einer Lavaldüse, nach [MES04]

Im Bereich, welcher in Abb. 27 als *Düseneinlass* gekennzeichnet ist, fällt der Gasdruck bis zur engsten Stelle ab, während die Geschwindigkeit bis zur Schallgeschwindigkeit ansteigt. Hat das Gas die Schallgeschwindigkeit erreicht, beschleunigt es durch die folgende divergente Form weiter über die Schallgeschwindigkeit hinaus. [MES04]

6.2 Schwingkreise

In diesem Abschnitt soll kurz das Verhalten von elektrischen Schwingkreisen bestehend aus einer Induktivität L und einer Kapazität C beschrieben werden. In einem elektrischen Schwingkreis wechseln die elektrische Energie des Kondensators

$$W_e = \frac{1}{2}CU^2 \quad (6.1)$$

und die magnetische Energie der Induktivität

$$W_m = \frac{1}{2}LI^2 \quad (6.2)$$

zu meist eine Spule, sich in ihren Höchstwerten jeweils ab, das bedeutet, dass W_e den Maximalwert erreicht, wenn W_m minimal ist und umgekehrt. Dieses Verhalten

wird bei jedem Aufbau beobachtet, da jeder Stromfluss durch einen Leiter eine Eigeninduktion hervorruft und jeder Leiter verlustbehaftet ist. Im einfachsten Fall sind L und C in Reihe geschaltet und es wird angenommen, dass kein Energieverlust durch einen elektrischen Widerstand eintritt. In diesem Fall schwingt der Schwingkreis nach einmaliger Anregung mit der Eigen- oder *Resonanzfrequenz* ω_r , welche gegeben ist durch: ([VON87])

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (6.3)$$

Da aber alle Leiter verlustbehaftet sind, also einen elektrischen Widerstand darstellen, stellt man den Gesamtwiderstand in einer Reihenschaltung meist als ein einzelnes, lokalisiertes Element dar. Dieser Leitungswiderstand lässt sich über $R = \frac{U}{I}$ berechnen. ([VON87])

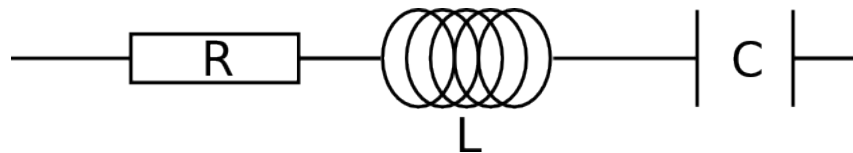


Abbildung 28: Vereinfachte Darstellung eines Reihen-LCR-Schwingkreises

Dieses Modell ist wichtig, da sich der verwendete Aufbau wie ein solcher Schwingkreis verhält, vgl. Abb. 14.

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.
Die Arbeit wurde bisher keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Ort, Datum

Bernhard Bohlender