

GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM
MAIN

MASTERARBEIT

**Entwicklung und
Charakterisierung einer bei
Atmosphärendruck betriebenen
Plasmafackel auf Basis einer
koaxialen DBD**

Autor:

Bernhard BOHLENDER

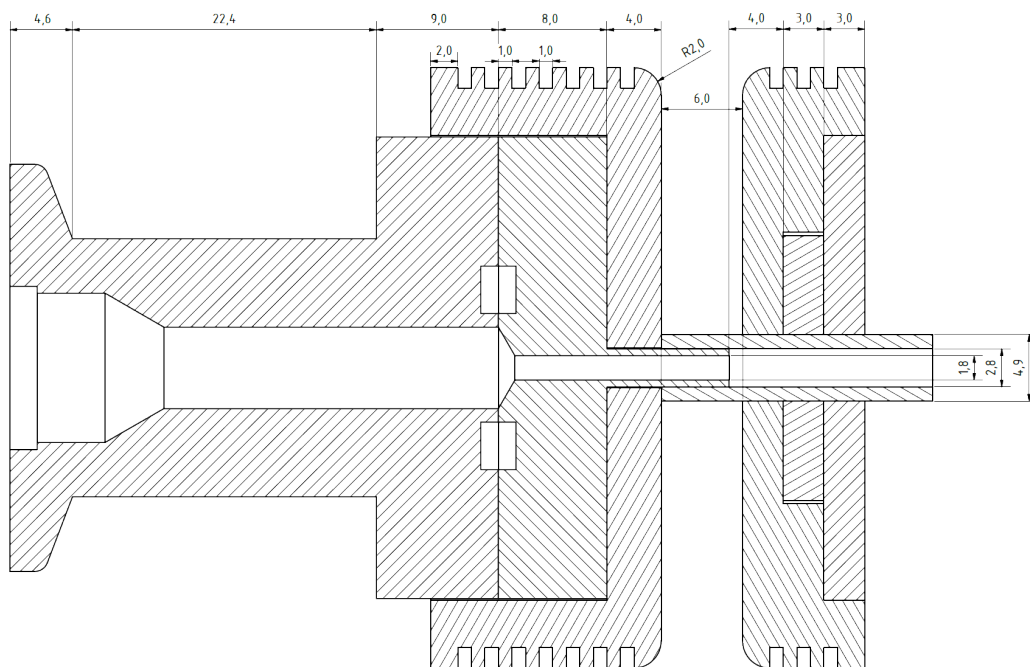
Betreuer:

Dr. Marcus IBERLER

September 2014

Ein Gelehrter in einem Laboratorium ist nicht nur ein Techniker, er steht auch vor den Naturvorgängen wie ein Kind vor einer Märchenwelt.

- Marie Curie, 1933 in Madrid



Querschnittszeichnung des verwendeten Aufbaus.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Konstruktion und der grundlegenden elektrischen sowie spektrometrischen Charakterisierung einer *Plasmafackel*. Eine Plasmafackel ist ein Aufbau, welcher gerichtet eine Plasmafflamme, den *Plasmajet*, ausstößt. Die Plasmafackel wurde auf Basis einer *Dielektrischen Barriere Entladung* entwickelt, wobei *Aluminiumoxid* (Al_2O_3), $\epsilon_r = 9.5$, als Dielektrikum verwendet wurde. Als Geometrie wurde ein koaxialer, zylindrischer Aufbau gewählt. Bei diesem ist die Innenelektrode hohl, was ein Durchfließen des Arbeitsgases ermöglicht. Um die Spektralanalyse möglichst übersichtlich zu gestalten, wurde als reines Arbeitsgas Stickstoff verwendet. Der Stickstoff wurde mit unterschiedlichen Durchflussraten durch den Aufbau geleitet. Stickstoff wurde gewählt, um im späteren Betrieb die Betriebskosten gering zu halten. Nach den Ergebnissen der Arbeit kann man allerdings auch Druckluft verwenden, da sich sehr viele Sauerstofflinien in den Spektren des Jets fanden.

Bei einem Betrieb der Fackel mit $f = 15.26 \text{ kHz}$, einem Umgebungsdruck von $p = 1 \text{ bar}$ und einer Maximalspannung von $U_{max} = 20.4 \text{ kV}_{SS}$ wurde nach der von [Tra08] vorgeschlagenen Methode die im Plasma deponierte Energie bestimmt und mit Hilfe der von außen eingespeisten elektrischen Leistung der Wirkungsgrad bestimmt, siehe Kap. 3.1.3¹. Maximal konnte ein Wirkungsgrad von $\eta = 82.5 \%$ erreicht werden.

Weiterhin wurde das vom Plasmajet emittierte Spektrum aufgenommen. Aus dem Spektrum wurden vor allem Linien im UV-Bereich, sowie O^+ -Linien im sichtbaren und IR-Bereich betrachtet. Diese Linien sind zur effizienten Sterilisation, laut Literatur, wichtig. Sie dienen als Nachweis von stark reaktiven O^+ -Ionen (auch *Sauerstoffradikale* genannt) oder wirken direkt als Photonen (UV). Die Auswertung der aufgenommenen Spektren zeigte die Anwesenheit einer Reihe verschiedener O^+ Zustände, sowie N^+ und N^{2+} Zustände. Da als Arbeitsgas reiner Stickstoff verwendet wurde, müssen die gefundenen Sauerstofflinien aus Interaktionen der Flamme mit der Umgebungsluft entstanden sein.

Bei der Untersuchung des Verhaltens der Plasmafackel bei Veränderung des Gasdurchflusses wurde festgestellt, dass sich das Spektrum entscheidend durch den Gasdurchfluss beeinflussen lässt. So steigt die Emission der meisten Linien bis zu

¹Da sich durch die besondere Geometrie einer DBD gegenüber direkter Entladungen einige Unterschiede ergeben, ist die Energiebestimmung über eine einfache Strom- und Spannungsmessung nicht zulässig.

einem bestimmten Gasdurchfluss an. Und nimmt danach wieder ab. Betrachtet man die Linienintensitäten relativ zur Gesamtintensität, so sieht man eine Verschiebung der relativen Intensitäten vom UV- in den IR-Bereich mit steigendem Gasdurchfluss. Mit Augenmerk auf den elektrischen Wirkungsgrad sieht man jedoch, dass ein steigender Gasdurchfluss keinen nennenswerten Einfluss erzielt. Jedoch steigt sowohl die ins Plasma eingebrachte Leistung, als auch die von außen aufgewandte, elektrische, Leistung mit dem Gasdurchfluss.

Zwar hat der Gasdurchfluss keinen signifikanten Einfluss auf den Wirkungsgrad, jedoch verschiebt sich die Nulllinie der Spannungskurve über dem Messkondensator in Abhängigkeit zum Gasdurchfluss. Dabei verhält sie sich analog zu den meisten Spektrallinien: Bis zu einem bestimmten Gasdurchfluss steigt sie an und fällt danach wieder ab, siehe auch Kap. 5.4.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Physikalischer Hintergrund	3
2.1	Plasmen	3
2.1.1	Grundlagen	3
2.1.2	Stöße im Plasma	6
2.1.3	Plasmacharakteristika	9
2.2	Entstehung von Plasmen	13
2.2.1	Zündbedingung nach Townsend	13
2.2.2	Streamerentladungen	15
3	Prinzipien des Aufbaus	17
3.1	Dielektrische Barriere Entladungen (DBD)	17
3.1.1	Memory-Effekt	18
3.1.2	Entladungsformen	18
3.1.3	Elektrisches Modell der DBD	20
3.2	Plasmafackeln und Plasma Jets	23
3.2.1	Begriffsklärung	23
3.2.2	Bauformen	24
3.2.3	Plasma Bullets	25
4	Experimenteller Aufbau und Auswertungsmethoden	29
4.1	Experimenteller Aufbau	29
4.1.1	Konstruktion der Fackel	29
4.1.2	Elektrische Beschaltung des Aufbaus	31
4.2	Auswertungsmethode und Fehlerbetrachtung	32
4.2.1	Elektrische Parameter	32
4.2.2	Spektrometrie	32
4.2.3	Fehlerbetrachtung	32

5 Messergebnisse und Diskussion der Ergebnisse	35
5.1 Zeitliche Koinzidenzen in $I(t)$ und $U_{LV}(t)$	35
5.2 Bestimmung des Wirkungsgrades η	40
5.3 Spektrallinien	43
5.4 Einfluss des Gasdurchflusses auf das Spektrum und $U_{LV}(t)$	47
6 Ausblick	53
Abbildungsverzeichnis	61

1 Motivation

Plasmen, welche durch Dielektrische Barriere Entladungen (*DBE*, auch englisch: *Dielectric Barrier Discharge, DBD*) erzeugt werden, sind heute ein fester Bestandteil industrieller Fertigung und medizinischer Behandlungsarten. Diese Plasmen weisen einige herausragende Eigenschaften auf. So ist bei einer geringen Iontemperatur die Elektronentemperatur relativ hoch, was zu einer verstärkten Plasmachemie bei geringen Gastemperaturen führt [LL06]. So werden neutrale Gasteilchen in DBD-Plasmen effektiv ionisiert, während die Gastemperatur weiterhin so gering bleibt, dass man es ohne Verbrennungen berühren kann [LLP12].

So werden DBDs oder DBD-ähnliche Aufbauten häufig zur Ozon-Gewinnung [Din05] oder zur Oberflächenbehandlung, vor allem dem Ätzen von Oberflächen [Liu+05] und deren Sterilisation [Cho+06] genutzt. Bei der Sterilisation von Oberflächen spielen die im DBD-Plasma erzeugten Ozon-Moleküle bzw. die ihnen vorausgegangenen O^+ -Ionen eine wichtige Rolle. Auch die in DBD-Plasmen erzeugte UV-Strahlung sowie die ausgebildeten Streamer tragen zu einer effektiven Sterilisation bei [Cho+06].

In der aktuellen Forschung werden oftmals *Plasmafackeln* auf Basis einer DBD behandelt. Dies sind Aufbauten, die einen gerichteten Plasmastrahl, den *Plasmajet*, erzeugen [LLP12]. Viele dieser Plasmafackeln bestehen aus einem dielektrischen Röhrchen, in dem ein Plasma gezündet wird. Durch einen von außen angelegten Gasdurchfluss wird das in diesem *Kapillar* entstandene Plasma nach außen getragen, um so Oberflächen außerhalb des Aufbaus behandeln zu können.

DBD-Aufbauten haben weiterhin den Vorteil, dass sie bei Atmosphärendruck betrieben werden können, da die dielektrische Schicht zwischen den Elektroden (vgl. Kap. 3.1) den Übergang zur Bogenentladung verhindert (*Selbstbegrenzung*).

Somit sind DBDs bei Atmosphärendruck deutlich langlebiger als andere plasmaerzeugende Aufbauten, da die Elektroden nicht mit einem Lichtbogen in Berührung kommen, welcher diese zum Schmelzen bringen könnte.

Häufig werden Edelgase als Arbeitsgase verwendet, denen ein geringer Teil eines reaktiven Gases, zum Beispiel O_2 , zugesetzt wurde [LLP12]. Da diese allerdings relativ teuer in der Anschaffung sind, wird in dieser Arbeit Stickstoff (N_2) als Arbeitsgas verwendet. Zur Verwendung eines reinen Arbeitsgases gegenüber Luft wurde sich entschieden, da das erzeugte Spektrum eines reinen Gases eindeutiger zu interpretieren ist, als das Spektrum eines Gasgemisches.

Als Dielektrikum wurde Aluminiumoxid (Al_2O_3) gewählt, da dieses als Keramik eine relativ hohe Dielektrizitätszahl $\epsilon_r = 9.5$ hat [CH04]. Zudem ist es günstig in der Herstellung und robuster gegenüber Erschütterungen als viele andere Keramiken.

Ziel dieser Arbeit ist es, eine Plasmafackel zu entwickeln und zu charakterisieren, die nach ökonomischen Maßstäben günstig in Herstellung und Betrieb ist, um so die hervorragenden Sterilisationseigenschaften von DBD-Plasmajets allen zugänglich machen zu können.

2 Physikalischer Hintergrund

2.1 Plasmen

Dieses Kapitel dient als Einführung in den Themenkomplex "Plasma". Da dieser weitaus umfangreicher als in dieser Arbeit beschreibbar ist, werden nur die für das Verständnis dieser Arbeit benötigten Punkte besprochen. Insbesondere wird dabei auf die spektroskopischen Möglichkeiten zur Charakterisierung eines Gleichgewichtsplasmas verzichtet, da sich das in dieser Arbeit vorliegende Plasma prinzipbedingt nicht im thermischen Gleichgewicht befindet [Tra08], siehe auch Kap. 3.1.3 und Seite 5.

2.1.1 Grundlagen

Der Begriff des Plasmas

Der Begriff Plasma geht auf das griechische Wort $\pi\lambda\alpha\sigma\mu\alpha$ ("Gebilde") zurück und wurde in dieser Form das erste Mal von I. Langmuir im Jahre 1928 zur Beschreibung ionisierter Gase benutzt [Lan28]. Ionisierte Gase bzw. Plasmen sind Gase, in denen ein Teil der Gasteilchen als Ionen und Elektronen vorliegt. Um diesen Zustand zu erreichen, muss man dem Gas Energie zuführen, sodass die neutralen Gasbestandteile zu geladenen Ionen werden.

Da dieser Prozess ähnlich den Phasenübergängen von fest zu flüssig und von flüssig zu gasförmig ist, spricht man von Plasma auch als *viertem Aggregatzustand*. Um die oben erwähnte Energie in das Plasma einzukoppeln, gibt es verschiedene Möglichkeiten. So kann man die Energie *thermisch* als Wärmeenergie einkoppeln, oder über *elektromagnetische Strahlung*, was vor allem im Bereich der Mikrowellenstrahlung geschieht [CS00]. Weitere Möglichkeiten zur Energieübertragung sind

die Verwendung elektrischer (*kapazitive Einkopplung*) oder magnetischer Felder (*induktive Einkopplung*). Zusätzlich kann man die Energie auch über Stöße eines *Teilchenstrahls* im Plasma deponieren. In der vorliegenden Arbeit wird die Energie über elektrische Felder, also *kapazitiv*, eingekoppelt (vgl. Kap. 3.2).

Durch den Entstehungsprozess beinhaltet das Plasma genauso viele negative wie positive Ladungen, sodass es makroskopisch betrachtet elektrisch neutral erscheint. Da es aber elektrische Ladungsträger enthält, reagiert es auf von außen wirkende elektrische oder magnetische Felder und ist ein elektrischer Leiter.

Obwohl 99% der sichtbaren Materie im Universum [Oel11] als Plasma vorliegen, kommt natürliches Plasma auf der Erde nur in Form flüchtiger Erscheinungen (Blitze) oder in großen Höhen (*Aurora Borealis* in der Ionosphäre) vor. Daher wurde die Physik der Plasmen bis ins 20. Jhd. hinein nur wenig erforscht [Jan92].

Mit der zunehmenden technischen Realisierbarkeit von Entladungen änderte sich dies jedoch. Heute sind Plasmen in der technischen Fertigung, der Beleuchtung (Entladungslampen) und der Medizin nicht mehr wegzudenken [CS00].

Für eine erste, grobe Charakterisierung eines allgemeinen Plasmas gilt nach [Jac09]:

Ein Plasma

1. enthält genauso viele negative wie positive Ladungsträger, sodass es makroskopisch elektrisch neutral erscheint. (Quasineutralität, siehe auch Kap. 2.1.3)
2. enthält eine genügend große Dichte an freien Ladungsträgern, sodass es auf äußere magnetische und elektrische Felder reagiert und elektrisch leitfähig ist. Der dafür erforderliche Mindestionisationsgrad liegt bei 10^{-4} bis 10^{-3} . Es muss also wenigstens ein Zehntel Promille der Teilchen ionisiert sein.

[EE01][GR98][Str11]

Charakterisierung von Plasmen

Der folgende Abschnitt stellt eine Übersicht über die möglichen Charakterisierungen von Plasmen dar. Dazu wird über den in dieser Arbeit benötigten Rahmen hinausgegangen. Dies geschieht, um einen grundlegenden Überblick über die Beschreibungsmöglichkeiten eines Plasmas zu geben.

Für die Beschreibung und den Vergleich von Plasmen werden oftmals die Parameter der *Teilchendichte* n und der *Temperatur* T des Plasmas herangezogen.

Die Temperatur beschreibt dabei den Energiegehalt des Plasmas, welcher sich über die kinetischen Energien der Teilchen im Plasma ausdrücken lässt. Die Geschwindigkeiten der Teilchen werden im thermodynamischen Gleichgewicht über die **Maxwell-Boltzmann-Verteilung** beschrieben [Hoc11]:

$$f(v) = \left(\frac{m_n}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{2} \frac{m_n v^2}{k_B T}} \quad (2.1)$$

Aus Gleichung (2.1) lässt sich nun die mittlere kinetische Energie der Ionen und Elektronen $\langle W \rangle$ bestimmen:

$$\langle W_n \rangle = \frac{\int \frac{1}{2} m_n v^2 f(v) d^3v}{\int f(v) d^3v} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.2)$$

In Gleichungen (2.1) und (2.2) stehen m_n für die Ruhemasse der betrachteten Teilchenart, k_B für die Boltzmann-Konstante, T für die absolute Temperatur und v für die Geschwindigkeit der Teilchen.

In Gleichung (2.2) wird deutlich, dass die mittlere kinetische Energie der Teilchen direkt mit der Temperatur des Plasmas verknüpft ist. Allerdings ist der Begriff einer allgemeinen Plasmatemperatur nur gültig, wenn sie sowohl für die Ionen als auch die Elektronen des Plasmas gilt, also $T_i = T_e$. Ein solches Plasma befindet sich im **thermodynamischen Gleichgewicht**. Für das Einstellen des thermodynamischen Gleichgewichts ist es notwendig, dass die Ionen und Elektronen untereinander häufig genug inelastisch stoßen. Die dafür erforderliche Zeitdauer wird als *Thermalisierungsdauer* bezeichnet. Da Plasmen abhängig von der Art ihrer Erzeugung sehr hohe Temperaturen annehmen können, wird die Temperatur zumeist über die kinetische Energie der Teilchen ausgedrückt [Zoh02]:

$$[k_B T] = 1\text{eV} \cong 11.600\text{K} \quad (2.3)$$

Im Allgemeinen befinden sich Plasmen jedoch nicht in einem solchen Gleichgewicht, sodass die Temperaturen der Ionen und Elektronen nicht übereinstimmen, $T_i \neq T_e$. Oftmals lassen sich räumliche Bereiche, so genannte *Zellen*, auswählen, in denen die Bedingungen näherungsweise erfüllt sind. Man spricht dann von einem *lokalen Thermodynamischen Gleichgewicht (LTE)*.

Innerhalb einer LTE-Zelle erlaubt die gleiche Temperatur von Ionen und Elektronen, das Plasma als ideales Gas zu betrachten und es dementsprechend mit dem

idealen Gasgesetz (2.4) zu beschreiben:

$$pV = Nk_B T \quad (2.4)$$

Ein Plasma, welches sich insgesamt durch das ideale Gasgesetz beschreiben lässt, wird als *ideales Plasma* bezeichnet. Innerhalb eines idealen Plasmas ist die Wechselwirkung der Teilchen untereinander gegenüber der thermischen Bewegung der Teilchen vernachlässigbar [Zoh02]. Weiterhin ergeben sich im idealen Plasma der Gesamtdruck und die Gesamtenergie durch einfache Summation der Partialdrücke und -energien.

Bei Plasmen wird zwischen **heißen** und **kalten** Plasmen unterschieden, wobei dabei die Temperatur der Ionen T_I als Vergleichsbasis herangezogen wird [Fuß06]. Da in einem DBD erzeugtem Plasma die Ionen als quasistationär angenommen werden können [Fuß06], liegt dieser Arbeit ein vergleichsweise *kaltes* Plasma zugrunde.

2.1.2 Stöße im Plasma

Allen Plasmen gemeinsam ist die Tatsache, dass die teilnehmenden Teilchen sich mit einer Geschwindigkeit in Abhängigkeit zur Temperatur $\langle W_n \rangle \propto T_n$ bewegen und miteinander stoßen. Da ein Großteil des Energieübertrags innerhalb des Plasmas durch Stöße geschieht, werden im folgenden Kapitel die wichtigsten Stoßprozesse erläutert.

Wie bereits im vorhergehenden Kapitel erwähnt, findet der Energieübertrag innerhalb eines Plasmas größtenteils über Stöße und Strahlung statt. Da die Strahlung bei optisch dünnen Plasmen allerdings zum großen Teil aus dem Plasmavolumen entweicht, lohnt sich die Betrachtung verschiedener Stoßprozesse und ihrer Effekte [Hoc11].

Die Kenntnis über die Stoßprozesse und die dabei vorkommenden An- bzw. Abregungsenergien ist entscheidend für die Bewertung der Vorgänge innerhalb eines Plasmas aus den aufgenommenen Spektrallinien.

Die in Abbildung 2.1 aufgezeigten Stoßprozesse (Pfeilrichtung nach rechts) stehen mit ihren inversen Prozessen, zumeist Rekombinationsprozesse, (Pfeilrichtung nach links) im Gleichgewicht, falls sich das betrachtete Plasma im *thermodynamischen Gleichgewicht* befindet.

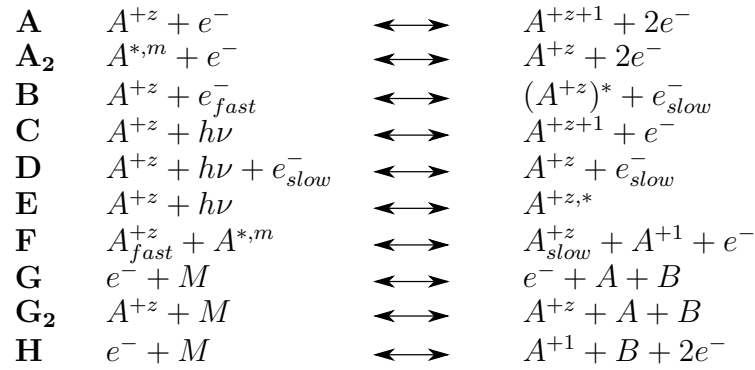


Abb. 2.1: Übersicht über verschiedene Stoßprozesse, nach [Fuß06] und [Oel11]. Dabei bedeuten A^* einen angeregten Zustand, $A^{*,m}$ einen metastabilen, angeregten Zustand. M steht für ein beliebiges Molekül des Arbeitsgases oder der Wand des Gasgefäßes, während A und B für die atomaren Bestandteile des Arbeitsgases stehen.

Stößt ein Elektron mit der erforderlichen Energie mit einem Atom oder Ion des Arbeitsgases, wie in **A** gezeigt, so kann es ein Elektron aus dessen Schale hinaus-schlagen (*Stoßionisation*). Trifft das Elektron auf ein angeregtes Atom, so geht die Energie des angeregten Zustands als kinetische Energie auf das herausgelöste Elektron über (**A₂**).

Stößt ein Elektron mit einem Atom oder Ion, dessen kinetische Energie nicht ausreicht, um das Atom zu ionisieren, so kann das Elektron das Atom anregen (**B**). Dabei wird ein Teil der kinetischen Energie des Elektrons in potentielle Energie innerhalb des Atoms umgewandelt.

Fängt ein Atom ein Photon ein, dessen Energie größer ist als die Ionisationsenergie des Atoms, so wird das Atom ionisiert (**C**). Man spricht hier von *Photoionisation*. Beim inversen Prozess fängt das Ion ein Elektron wieder ein. Die potentielle Energie der Elektronenbahn wird als Lichtquant wieder abgestrahlt.

Trifft ein Photon in der Nähe eines Atomkerns auf ein Elektron, so kann dieses auf-gefangen werden und das Elektron nimmt die Energie des Photons als zusätzliche kinetische Energie auf (**D**). Dieser Vorgang wird auch als *inverse Bremsstrahlung* bezeichnet. Beim inversen Prozess wird das Elektron im Feld des Atomkerns abgelenkt und strahlt so *Bremsstrahlung* ab.

Prozess **E** erklärt das Vorhandensein von undurchsichtigen, also optisch dichten, Plasmen: Atome bzw. Ionen des Arbeitsgases fangen Lichtquanten ein, deren Energie geringer als die Ionisationsenergie ist, aber zum Anregen der jeweiligen Spezies ausreicht. Da der inverse Prozess, die *spontane Emission*, isotrop abläuft, wird einfallendes Licht einer Vorzugsrichtung in alle Raumrichtungen gestreut.

Stößt ein schnelles Ion mit einem angeregten oder metastabilen Atom, so kann es einen Teil seiner kinetischen Energie dazu aufwenden, seinen Stoßpartner zu

ionisieren (**F**).

Stößt ein geladenes, schnelles Teilchen mit einem Molekül des Arbeitsgases, so kann der Stoß zur Auftrennung des Moleküls in seine Bestandteile (**G** und **G**₂) führen.

Sollte allerdings ein schnelles Elektron mit einem Molekül stoßen, so kann es dazu führen, dass das Molekül nicht nur aufgelöst wird, sondern eines seiner Bestandteile dabei ionisiert wird (**H**).

Energieübertrag beim Elektron-Ionen-Stoß

Da im klassischen Bild der Großteil der Energie durch Elektronen-Ionen-Stöße übertragen wird, wird hier eine kurze Abschätzung der benötigten Stoßzahl zwischen Elektronen und Ionen vorgenommen, die für die Ausbildung eines thermischen Gleichgewichtes nötig wäre.

Nach [Hoc11] gilt für den Energieübertrag ΔW_{kin} bei einem Stoß unter dem Winkel α zwischen zwei kugelförmigen Teilchen m_I und m_e :

$$\Delta W_{kin} = \frac{m_e}{2} \left[\frac{v_e(m_I - m_e) + 2m_I m_e}{m_I + m_e} \right]^2 \cos^2 \alpha \quad (2.5)$$

Dabei steht der Index I für die Ionen, e für die Elektronen. Weiterhin bezeichnet m die Masse der jeweiligen Spezies und v ihre Geschwindigkeit. Betrachtet man die Ionen als vor dem Stoß ruhend, also $v_I = 0$, und drückt den Energieübertrag als relativen Anteil an der gesamten kinetischen Energie des Elektrons, so erhält man:

$$\frac{\Delta W_{kin}}{W_{kin,e}} = \frac{4m_e m_I}{(m_e + m_I)^2} \cos^2 \alpha \quad (2.6)$$

Da die Masse des Ions deutlich größer ist als die Masse des Elektrons ($\frac{m_e}{m_I} \approx 3.9 \cdot 10^{-5}$), lässt sich Gleichung (2.6) deutlich vereinfachen, sodass man den maximalen Energieübertrag ($\alpha = 0$, zentraler Stoß) als Teil der Gesamtenergie des Elektrons ausdrücken kann:

$$\Delta W_{kin} = 4 \cdot \frac{m_e}{m_I} \cdot \cos^2 \alpha \cdot W_{kin,e} \approx 1.6 \cdot 10^{-4} \cdot W_{kin,e} \quad (2.7)$$

Für den Zusammenhang zwischen kinetischer Energie und der Temperatur der jeweiligen Spezies gilt der Zusammenhang nach Formel (2.2). Ein Ion muss also ca. 3000 mal stoßen, damit sich ein thermisches Gleichgewicht einstellen kann.

2.1.3 Plasmacharakteristika

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über verschiedene Plasmacharakteristika. Mit den hier eingeführten Charakterisierungen soll später das in dieser Arbeit behandelte Plasma beschrieben werden.

Mittlere freie Weglänge

[Fuß06] Unter dem Begriff der *mittleren freien Weglänge* versteht man die mittlere Distanz, die ein Teilchen innerhalb des Plasmas zurücklegen kann, bevor es mit einem anderen stößt.

Die Bewegung von Teilchen innerhalb eines Plasmas wird durch Stöße mit anderen Teilchen eingeschränkt. Für einen gerichteten Teilchenstrom Γ ergibt sich seine Reduktion entlang einer Wegstrecke ds zu [Keu08]:

$$d\Gamma = -\sigma_s n_g \Gamma ds \quad (2.8)$$

Dabei impliziert das negative Vorzeichen, dass der Teilchenfluss mit zunehmendem ds abnimmt.

In Gleichung (2.8) bezeichnet σ_s den *Wirkungsquerschnitt* für die Streuung mit einem Stoßpartner der Dichte n_g [Keu08]. Für die Lösung der aus Gleichung (2.8) resultierenden Differentialgleichung ergibt sich:

$$\Gamma = \Gamma_0 e^{-\frac{s}{\lambda}} \quad (2.9)$$

Die in Gleichung (2.9) auftauchende Größe λ , bei der der Teilchenstrom auf das $1/e$ -fache abgefallen ist, nennt man **mittlere freie Weglänge**.

Eine geometrische Herleitung für den *Wirkungsquerschnitt* σ_s ergibt sich aus der Vorstellung zweier kugelförmiger stoßender Teilchen. Bewegt sich ein Teilchen A durch einen mit Teilchen B gefüllten Raum, so stoßen sie nur, wenn sich ihre Radien r_A und r_B überlappen. Daraus ergibt sich der *geometrische Wirkungsquerschnitt* zu: [Frö02]

$$\sigma_s = \pi \cdot (r_A + r_B)^2 \quad (2.10)$$

Löst man nun Gleichung (2.9) nach λ auf, so erhält man den gesuchten Ausdruck

für die mittlere freie Weglänge λ [Keu08]:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_s n_g} = \frac{1}{n_g \pi (r_A + r_B)^2} \quad (2.11)$$

Für ein Elektron $r_A = r_e$, welches sich durch ein mit Ionen $r_B = r_I$ gefülltes Volumen bewegt, ergibt sich aufgrund des sehr viel größeren Radius der Ionen aus Gleichung (2.11):

$$\lambda \approx \frac{1}{n_g \pi r_I^2} \quad (2.12)$$

Für ein ideales Plasma und unter der Annahme, dass sich nur sehr wenige Elektronen im betrachteten Volumen befinden, lässt sich nun die Dichte der Ionen $n_g = \frac{N}{V}$ unter Verwendung des *idealen Gasgesetzes*, Gleichung (2.4), durch den herrschenden Druck p und die thermische Energie der Teilchen $k_B T$ ausdrücken [Frö02]:

$$\lambda_{eI} \approx \frac{1}{\pi r_I^2} \frac{k_B T}{p} \quad (2.13)$$

Gleichung (2.13) gilt ebenso für neutrale Gasteilchen, da $r_I \approx r_G$.

Wird der Radius eines Stickstoffatoms mit $r_I = 70 \text{ pm}$ [HWW07] angenommen, ergibt sich unter Normaldruck ($p = 1013 \cdot 10^2 \text{ Pa}$) und einer Raumtemperatur von $T = 20^\circ \text{ C}$ eine mittlere freie Weglänge für Elektronen in einem Stickstoffvolumen:

$$\lambda_{eI} \approx 2.6 \mu \text{ m} \quad (2.14)$$

Debye-Länge

Für die in Kap. 2.1.1 bereits angesprochene makroskopische *Quasineutralität* gibt es eine mikroskopische Entsprechung, die so genannte **Debye-Länge** λ_D . Anschaulich beschreibt die Debye-Länge den Radius einer Kugel um eine im Plasma befindliche Ladung, bei dem das elektrische Potential der Ladung auf das $1/e$ -fache abgefallen ist, so dass an deren Rand mikroskopische Quasineutralität herrscht.

Jede einzeln vorliegende Ladung ist von einem elektrischen Potential $\Phi_{el}(r)$ umgeben. Da sich im Falle eines Ions im Plasma Elektronen durch das elektrische Potential des Ions bewegen, wird dieses durch die gegenamige Ladung abgeschirmt. Für das Potential gilt inklusive der Abschirmung durch gegenamige Ladungen [Zoh02]:

$$\Phi_{el}(r) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-\frac{\sqrt{2}r}{\lambda_D}} \quad (2.15)$$

Die in Gleichung (2.15) auftauchende Größe λ_D ist die gesuchte Debye-Länge. Sie ergibt sich zu [Fuß06]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.16)$$

Mit der Definition der Debye-Länge in Gleichung (2.16) kann man in Gleichung (2.15) zwei Grenzfälle betrachten [Zoh02]:

- $r \ll \lambda_D$: die Exponentialfunktion geht gegen 1, somit bleibt mit $\Phi_{el}(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}$ das klassische Coulombpotential bestehen;
- $r \gg \lambda_D$: das elektrische Potential fällt exponentiell mit dem Abstand zur Ausgangsladung ab und wird somit stärker, fast vollständig, von allen anderen Ladungen abgeschirmt. Außerhalb der Debye-Länge gibt es im Plasma daher keine Abweichungen von der Quasineutralität [Sch11].

Plasmafrequenz

Verschiebt man in einem Plasma Elektronen durch einen elektromagnetischen Puls gegen die Ionen, werden die Elektronen aus der Debye-Kugel der Ionen herausgerissen. Das dadurch wirkende elektrische Potential des Ions wirkt auf die Elektronen anziehend. Dadurch kommt es zu einer raschen Oszillation der Elektronen gegenüber der Ionen, bei der sich elektrostatische Kräfte und Trägheitskräfte das Gleichgewicht halten [Fuß06].

Die Frequenz, mit der die Elektronen gegenüber den Ionen schwingen, nennt man **Plasmafrequenz** ω_P . Sie ergibt sich nach [Keu08] zu:

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.17)$$

Fällt elektromagnetische Strahlung einer bestimmten Frequenz auf das Plasma, so lassen sich drei Fälle unterscheiden: Ist die Frequenz ω_{em} der elektromagnetischen Strahlung

- größer als die Plasmafrequenz, $\omega_{em} \gg \omega_P$, sind die Elektronen im Plasma nicht in der Lage, der Schwingung zu folgen, sie also zu *absorbieren*. Daher ist ein Plasma für Strahlung einer solchen Frequenz durchlässig. (*Transmission*)
- gleich der Plasmafrequenz, $\omega_{em} = \omega_P$, so folgen die Elektronen der Schwingung und absorbieren sie, sodass die Energie der EM-Welle in das Plasma eingespeist wird. Man spricht in diesem Fall von *Resonanzabsorption*; sie

ist der wichtigste Heizmechanismus bei der Heizung durch EM-Wellen. (*Absorption*)

- kleiner als die Plasmafrequenz, $\omega_{em} \ll \omega_P$, so folgen die Elektronen der externen Störung und *reflektieren* diese. Ein Plasma ist also für Strahlung einer solchen Frequenz undurchlässig [Zoh02],[Sch11]. (*Reflektion*)

Bei den oben genannten Punkten ist zu beachten, dass es sich nicht um absolute Angaben handelt, sondern Transmission, Absorption und Reflektion immer vorliegen. In den oben aufgezeigten Grenzfällen sind die jeweils besprochenen Anteile allerdings so groß, dass man sie als vorherrschend bezeichnen kann.

Mit diesem Wissen kann man aus der Plasmafrequenz, also der Frequenz, ab der die Transmission überwiegt, Rückschlüsse auf die Elektronendichte n_e ziehen. Bei optisch dünnen Plasmen wird man mit dieser Methode jedoch die Absorptionskante des Umgebungsgases messen, sodass diese Methode für die vorliegende Arbeit nicht anwendbar ist.

2.2 Entstehung von Plasmen

Nachdem in Kap. 2.1 Plasmen charakterisiert und erste Abschätzungen für einige Charakteristika innerhalb eines Plasmas gemacht wurden, soll dieses Kapitel einer Betrachtung der zum Entstehen von Plasmen nötigen Prozesse dienen. Dabei wird auf den Zünd- sowie den Ausbreitungsmechanismus des Plasmas eingegangen.

2.2.1 Zündbedingung nach Townsend

Da für die *Zündung*, also die Entstehung des Plasmas, innerhalb einer DBD der Zündungsmechanismus nach Townsend die maßgebliche Rolle spielt [Hoc11], soll dieser hier besonders betrachtet werden.

Betrachtet man ein mit Gas gefülltes Volumen, an dem ein homogenes elektrisches Feld anliegt, so werden freie Elektronen vom Feld zur positiv geladenen Elektrode (**Anode**) beschleunigt. Diese freien Elektronen, auch *Startelektronen* genannt, liegen immer durch äußere Einflüsse, wie zum Beispiel die Hintergrundstrahlung, vor. Die beschleunigten Elektronen stoßen nun mit den im Volumen vorkommenden Gasteilchen. Haben die Elektronen genug Energie vom Feld aufgenommen, kommt es zu ionisierenden Stößen (vgl. Kap. ??, bei denen ein neutrales Gasatom in Ion und Elektron(en) aufgespalten wird. Die Ionen werden vom Feld in Richtung der negativen Elektrode (**Kathode**) beschleunigt, während die so freigesetzten Elektronen nun ebenfalls im Feld beschleunigt werden; dadurch kommt es zu einer *exponentiellen Vermehrung der Ladungsträger* pro Wegstrecke x , auch Elektronenlawine genannt [Küc04][Hoc11]:

$$N = N_0 e^{\alpha x} \tag{2.18}$$

Dabei ist N_0 die Anzahl der Startelektronen und x die zurückgelegte Wegstrecke. Die in Gleichung (2.18) vorkommende Größe α ist der *1. Townsend-Koeffizient*. Er gibt die Anzahl der ionisierten neutralen Gasteilchen an, die ein Elektron beim Durchlaufen einer Längeneinheit erzeugt [Sch11][Küc04].

Die für die Zündung des Plasmas, also für die Entstehung der Elektronenlawine, benötigte Spannung wird *Zündspannung*, U_d genannt. Da die Ionen vom elektrischen Feld beschleunigt werden und auf der Kathode auftreffen, setzen sie dort *Sekundärelektronen* frei, welche erneut als Startelektronen für eine weitere

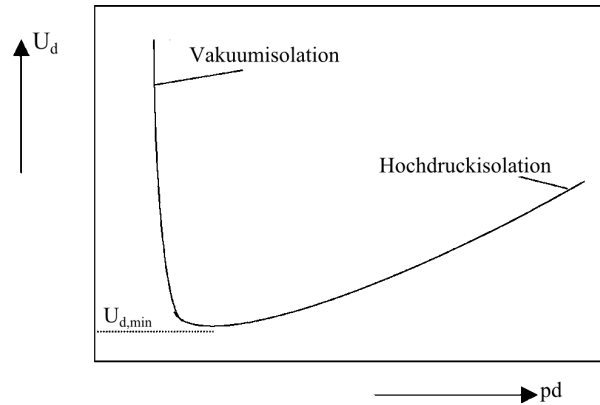


Abb. 2.2: Schematischer Verlauf der Zündspannung U_d in Abhängigkeit des Produktes aus Druck und Elektrodenabstand für eine planparallele Anordnung, nach [Bra00].

Elektronenlawine zur Verfügung stehen. Die Anzahl der so ausgelösten neuen Startelektronen wird durch den 2. Townsend-Koeffizienten γ beschrieben. Um die Entladung aufrecht zu erhalten, muss also jede Elektronenlawine wieder mindestens ein neues Elektron an der Kathode als neues Startelektron herauslösen. Es gilt also die **Zündbedingung nach Townsend** [Sch11][Hoc11][Küc04]:

$$\gamma (e^{\alpha x} - 1) \geq 1 \quad (2.19)$$

Da aber weder α , noch γ experimentell leicht zugänglich sind, ist die Experimentalphysik auf ein anderes Gesetz angewiesen, welches einfachere zu bestimmende Größen, wie den Druck p , den Elektrodenabstand d und die Spannung U_d verbindet.

Friedrich Paschen war der erste, der sich mit der Überführung der Parameter des Townsend-Gesetzes in experimentell bestimmbare Werte auseinandersetzte. Seinen Überlegungen zu Folge ergibt sich die Zündspannung für eine Entladung, U_d , zu dem sogenannten **Paschengesetz**[Pas89]:

$$U_d = \frac{B \cdot pd}{\ln \frac{A \cdot pd}{\ln(1 + 1/\gamma)}} \quad (2.20)$$

Dabei ist pd das Produkt aus Druck und Elektrodenabstand und γ der 2. Townsend-Koeffizient. Die Konstanten A und B sind für das jeweilige Arbeitsgas spezifische Gaskonstanten, welche experimentell ermittelt werden. Abb. 2.2 verdeutlicht den Verlauf der Zündspannung in Abhängigkeit des Produktes aus Druck und Spannung; für niedrige pd -Werte befinden sich nicht genügend freie Ladungsträger zwischen den Elektroden, sodass es nicht zu einem Durchschlag kommen kann.

Dadurch steigt die Durchbruchsspannung sehr stark an, bis es zum Vakuumdurchschlag kommt. Für zu hohe pd -Werte sind die Strecken zwischen den Stößen zu kurz, sodass die Elektronen nicht genug Energie aufnehmen können, um die Atome zu ionisieren. Daher wird bei immer höheren pd -Werten auch eine immer höhere Durchbruchsspannung benötigt.

2.2.2 Streamerentladungen

Findet die Entladung jedoch bei einem hohen Druck statt [Keu12], oder ist die Anzahl der Elektronen in der Lawine größer als 10^6 bis 10^8 [Küc04], so ist die Veränderung des elektrischen Feldes durch die Entladungslawine in der Nähe der Lawine nicht mehr zu vernachlässigen.

Die Entwicklung einer Elektronenlawine nach Townsend kommt dann nicht mehr zu Stande, sondern wird durch die Ausbildung eines *Streamers* ersetzt.

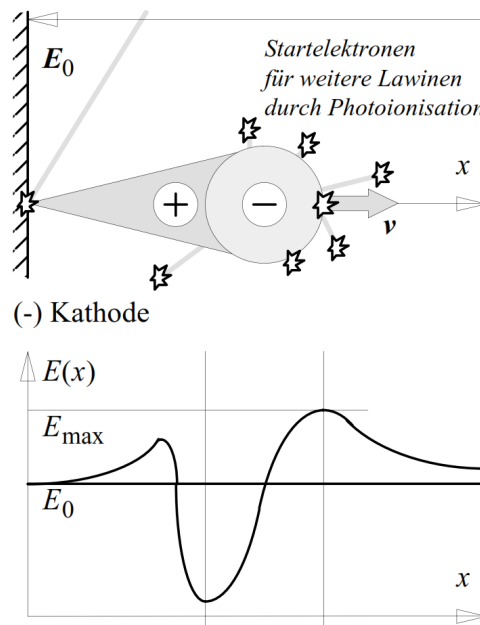


Abb. 2.3: Schematische Darstellung eines Streamers mit negativem Streamerkopf, mit Darstellung des Einflusses des Streamerfeldes auf das äußere elektrische Feld E_0 aus [Küc04].

Sobald ein Startelektron durch äußere Einflüsse im Gasraum entsteht, wird es vom elektrischen Feld zur Anode hin beschleunigt. Dabei stößt es mit Gasteilchen und erzeugt so Ionen und weitere Elektronen. Auf Grund der viel geringeren Masse bewegen sich die Elektronen im äußeren Feld E_0 deutlich schneller als die unbeweglicheren Ionen. Die Elektronen bilden so einen annähernd kugelförmigen

Lawinen- oder *Streamerkopf*, während die Ionen im Lawinenschwanz zurück bleiben. Im Lawinenkopf wird das elektrische Feld besonders stark beeinflusst, E_{max} in Abb. 2.3. Durch diese starke Erhöhung der Feldstärke nimmt die Zahl der Stoßionisationen im Lawinenkopf und damit auch die Anzahl der ausgesandten Lichtquanten durch Rekombinationsprozesse massiv zu [Küc04].

Die so ausgesandten Lichtquanten führen ihrerseits zu Photoionisation außerhalb des Streamers, womit sich aus einem Streamer rasch *Sekundärlawinen* entwickeln. Die Gesamtheit der so ausgebildeten Lawinen bildet sehr schnell einen leitfähigen Kanal zwischen den Elektroden, da die Ionisation nicht mehr größtenteils über die Stöße zwischen Elektronen oder Ionen verursacht wird, sondern sich die Streamer über Photoionisation ausbreiten [Küc04][Keu12].

Streamarentladungen gehen in der Regel unter hohen Drücken in eine Bogenentladung über, da sich der den Gasraum umgebende Kondensator rasch über den leitfähigen Kanal entlädt. Dieses lässt sich durch das Einbringen einer dielektrischen Schicht zwischen den Elektroden verhindern, siehe Kap. 3.1 [Wie76].

Da die Dauer einzelner Streamer (oder auch *Filamente*, siehe Kap. 3.1.2) auf wenige Nanosekunden, $t \approx 10ns - 200ns$, beschränkt ist, ist es den Ionen und Elektronen nicht möglich, häufig genug zu stoßen, sodass sich kein thermisches Gleichgewicht innerhalb eines Streamers einstellen kann [Tra08].

3 Prinzipien des Aufbaus

3.1 Dielektrische Barriere Entladungen (DBD)

Als *Dielektrische Barriere Entladung* (Dielectric Barrier Discharge, DBD) bezeichnet man eine Bauart der Gasentladungen, bei der zwischen den Elektroden mindestens eine dielektrisch wirksame Schicht, ein *Dielektrikum*, eingebracht ist, vgl. Abb. 3.1. Diese Form der Gasentladung wurde erstmals von Werner Siemens im Jahre 1857 beschrieben [Sie57]. Seit damals ist die Erzeugung von Ozon und UV-Strahlung eines der Hauptanwendungsgebiete der DBD [Din05]. In den letzten Jahren haben sich zusätzlich die Möglichkeit der Behandlung verschiedener Materialien [Ta98] und die Verwendung von DBDs in der Humanmedizin [XDa11] als lohnenswerte Forschungs- und Industriebereiche hervorgerufen.

Am Dielektrikum einer DBD lagern sich die während einer Entladung freigesetzten Ladungsträger an. Sie können durch das Dielektrikum nicht abfließen, sodass sich durch die sich anlagernden Ladungsträger ein Gegenfeld zur Durchbruchsspannung aufbaut (*Memory-Effekt*, siehe Kap.3.1.1). Dieses Gegenfeld führt dazu, dass die Entladung wieder erlischt (*Selbstbegrenzung*). Das so aufgebaute Feld verstärkt allerdings das Feld der nächsten Halbwelle¹ der Anregung, sodass nach einmaligem Durchbruch eine geringere Spannung

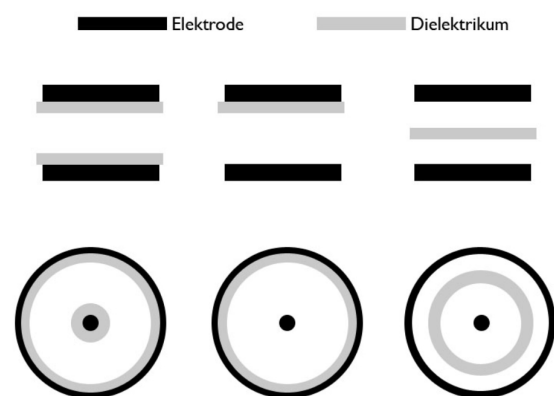


Abb. 3.1: Schematische Darstellung verschiedener Bauformen, planar und koaxial, von DBDs [Sch11].

¹Eine Halbwelle entspricht einer Hälfte einer Periode der von außen angelegten Spannung, in der sich das Vorzeichen nicht ändert.

zum erneuten Durchbruch mit der nächsten Halbwelle nötig ist.

Die *Selbstbegrenzung* der DBD verhindert den Übergang von der Streamer- zur Bogenentladung, was die DBD besonders geeignet für Anwendungen im Hochdruckbereich, $p \geq 1\text{bar}$ macht. So kann mit der DBD-Bauweise eine quasi kontinuierliche² Entladung ohne die Zerstörung der Elektroden, wie sie bei Bogenentladungen vorkäme, verwirklicht werden. Im Gegensatz zu anderen Entladungsformen läuft eine DBD auch im Hochdruckbereich leise ab, weshalb sie auch *stille Entladung* genannt wird [Keu12].

3.1.1 Memory-Effekt

Ein für DBD charakteristischer Effekt ist der sogenannte *Memory-Effekt*. Durch die Abschirmung der Elektroden vom Gasraum durch die Dielektrika können die Ladungsträger nicht einfach über die Elektroden abfließen; sie lagern sich an der Grenzschicht zwischen Gasraum und Dielektrika an. Dabei bauen sie ein elektrisches Feld auf, welches dem von außen angelegten Feld entgegen gerichtet ist. Durch dieses Gegenfeld wird die Spannung im Gasspalt herabgesetzt, was dazu führt, dass die Entladung erlischt, sie *begrenzt sich selbst*.

Wird die DBD mit Wechselspannung betrieben, so sorgt die Anlagerung dafür, dass das Feld in der nächsten Halbwelle verstärkt wird. Es wird somit eine geringere Spannung zum Durchbruch benötigt. Daher liegt die Betriebsspannung unterhalb der nominell nötigen Durchbruchsspannung. Der Memory-Effekt lässt sich sowohl bei filamentierten (vgl. Kap. 3.1.2), als auch bei homogenen Entladungen beobachten [Hoc11] [Sch11].

Da die Verweildauer der Restladungen auf den Oberflächen bis zu mehreren Minuten betragen kann [WRB05], können Filamente sich über viele Entladungsperioden hinweg quasi stationär verteilen, da stets an den gleichen Stellen freie Ladungsträger zur Verfügung stehen.

3.1.2 Entladungsformen

Im folgenden Kapitel wird eine kurze Übersicht über die möglichen Entladungsformen einer DBD gegeben, wobei der Fokus auf die *filamentierten Entladungen* gelegt

²Quasi kontinuierlich, da das Plasma mit kHz-Feldern gezündet werden kann, wobei sich im menschlichen Auge der Eindruck eines durchgängigen Plasmas ergibt. Genauer betrachtet handelt es sich jedoch um eine schnelle Folge von Einzelentladungen.

ist, da diese die im Experiment zu dieser Arbeit vorherrschende Entladungsform ist.

Im Allgemeinen ist es bei einer DBD möglich, dass eine **Einzelentladung** aus einem einzelnen Filament oder aus mehreren Filamenten bestehen kann [Hoc11]. Treten mehrere Entladungen in einer Periode auf, so entstehen die Filamente unter normalen Umständen [RS05] aufgrund der Restladungen nicht zweimal an der selben Stelle.

Filamentierte Entladungen

Als *filamentierte* Entladungen bezeichnet man Entladungsvorgänge, die aus vielen einzelnen Streamern bestehen. Diese Filamente sind sehr dünn ($d \leq 300\mu m$ [Keu12]). Der Ablauf einer solchen filamentierten Entladung ist schematisch in Abb. 3.2 gezeigt. Die Abbildung sowie die Beschreibung des Ablaufs einer solchen Entladung orientieren sich an [Keu12].

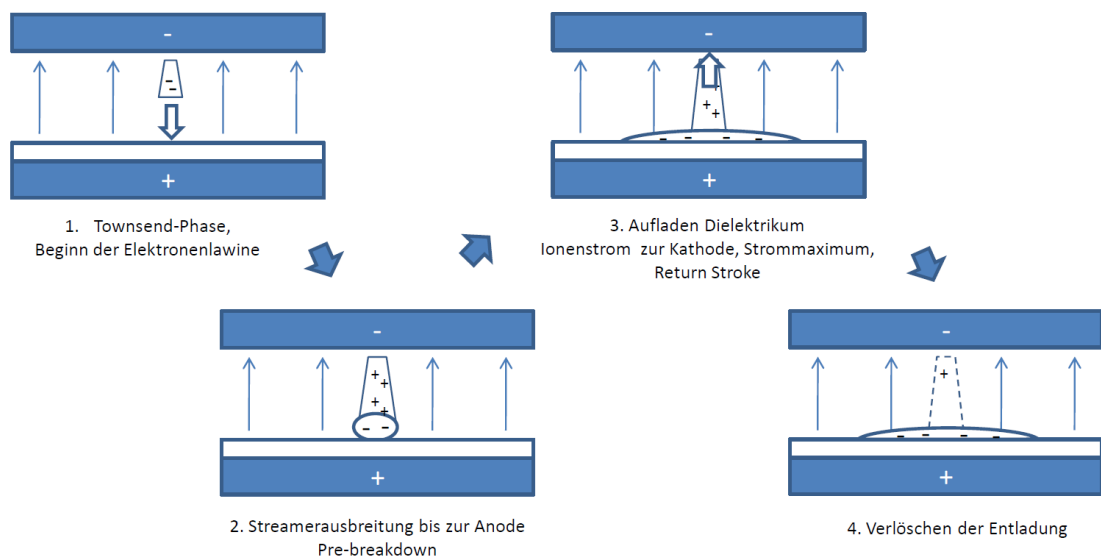


Abb. 3.2: Schematischer Ablauf einer filamentierten Entladung aus [Keu12]

Wie in Abb. 3.2 zu sehen, lässt sich die Entladung in vier Phasen unterteilen:

- (1) Ein freies Elektron wird in Richtung Anode beschleunigt. In dieser Phase folgt die Entladung dem Townsend-Mechanismus.
- (2) Die Elektronenlawine bildet sich zu einem Streamer aus, welcher in Richtung der Anode läuft.

- (3) Sobald der Streamer die Anode erreicht, lagern sich die negativen Ladungen auf dem Dielektrikum an. Entlang des Entladungskanals läuft nun eine Ionenwelle Richtung Kathode (*Return-Stroke*). In dieser Phase findet der größte Teil der Ionisation und des Stromflusses statt; es werden Stromdichten von bis zu 1000 A cm^{-2} und Elektronendichten von bis zu 10^{14} cm^{-3} erreicht.
- (4) Das durch die angesammelten Ladungsträger entstehende Feld wird immer stärker und die Entladung erlischt.

Treten nun viele dieser Filamente in sehr engen Zeitabständen auf, so füllen sie allmählich den gesamten, zur Verfügung stehenden Raum aus und bilden eine **quasihomogene** Entladung aus [Sch11].

Quasihomogene und homogene Entladungen

Unter bestimmten Voraussetzungen des Aufbaus kann man die filamentierte Entladung in eine **quasihomogene** Entladung überführen, bei der sich optisch keine einzelnen Filamente mehr ausmachen lassen, sondern die Entladung augenscheinlich homogen im Gasraum brennt.

Nach [Sch11], [RS05] lässt sich mit geschickter Wahl der Parameter auch eine **homogene** Entladung erzeugen, die der *Glimmentladung* nach Townsend sehr ähnlich ist. Um eine solche Glimmentladung erzeugen zu können, kommt es besonders auf die genutzte Frequenz an: Die Ionen müssen durch die Änderung des elektrischen Feldes im Gasraum gefangen bleiben, während die Elektronen sich weiterhin zwischen den Elektroden bewegen können [Hoc11].

Da diese Entladungsformen sich nicht mit dem bloßen Auge unterscheiden lassen, müssen Kurzaufnahmen für die Unterteilung herangezogen werden.

3.1.3 Elektrisches Modell der DBD

Da sich durch DBD erzeugte Plasmen prinzipbedingt nicht im thermischen Gleichgewicht befinden [Tra08], ist eine Ermittlung der im Plasma deponierten Energie über übliche Mittel der Spektroskopie nicht zulässig.

Um den Leistungsumsatz einer Entladung zu bestimmen, wird der Aufbau einer solchen DBD durch ein Ersatzschaltbild beschrieben, bei dem die Kapazitäten des Gasraums (C_g) und des Dielektrikums (C_d) in Reihe geschaltet sind [Keu12][Tra08], siehe Abb. 3.3.

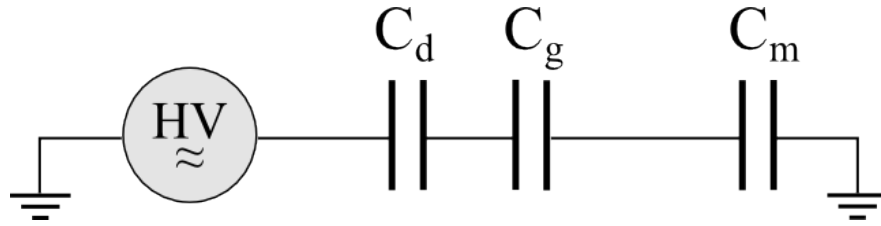


Abb. 3.3: Ersatzschaltbild der DBD des Aufbaus nach [Keu12],[Tra08]. C_d entspricht der Kapazität des Dielektrikums, C_g der des Gasraumes und C_m der des in Reihe geschalteten Messkondensators.

Damit ergibt sich die Gesamtkapazität C_{ges} der Fackel zu:

$$\frac{1}{C_{ges}} = \frac{1}{C_d} + \frac{1}{C_g} \quad (3.1)$$

Nun gilt es, zwei Fälle zu betrachten:

- (1) Sobald die Filamente für einen Ladungstransport innerhalb des Gasspaltes sorgen, ist dieser überbrückt. Die Gesamtkapazität entspricht in diesem Fall der Kapazität des Dielektrikums.
- (2) Ohne die Filamente berechnet sich C_{ges} nach Formel 3.1.

Da die Gesamtkapazität immer kleiner ist, als die Kapazität des Dielektrikums, $C_{ges} < C_d$, oszilliert die Kapazität der Fackel zwischen diesen beiden Extremen [Keu12].

Dieses Verhalten führt nach [Kli97], [Keu12] zu einem Verhalten, wie in Abb. 3.4 gezeigt, wobei die Steigungen im Ladungs-Spannungs-Diagramm direkt den jeweiligen Kapazitäten entsprechen $C = \frac{dQ}{dU}$ [Keu12].

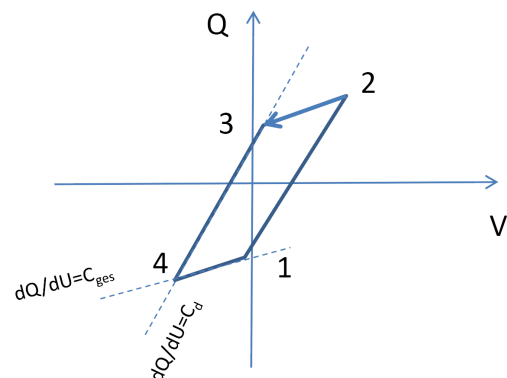


Abb. 3.4: Ladungs- Spannungs- Charakteristik einer DBD aus [Keu12].

Die von diesem Diagramm umschlossene Fläche entspricht der pro Periode umgesetzten Wirkenergie $2W_{Pl}$. Damit ergibt sich für die pro Zyklus vom Plasma umgesetzte Energie [Kli97]:

$$W_{Pl} = \frac{1}{2} \int_T u(t)i(t)dt = \frac{1}{2} \int_{Q(t_0)}^{Q(t_0+T)} u(t)dQ(t) \quad (3.2)$$

Mit bekannter Energie kann also auf die mittlere ins Plasma eingekoppelte Leistung P_{Pl} rückgeschlossen werden:

$$P_{Pl} = 2 \cdot f \cdot W_{Pl} = \frac{1}{T} \int_T u(t) dQ(t) \quad (3.3)$$

Dieser Zusammenhang ermöglicht die einfache Bestimmung des Wirkungsgrades, also des Verhältnisses zwischen aufgewandter elektrischer Leistung P_{el} und im Plasma deponierter Leistung P_{Pl} . Für die aufgewandte elektrische Leistung P_{el} gilt:

$$P_{el} = \frac{1}{T} \int_T u(t) i(t) dt \quad (3.4)$$

Aus Formeln (3.3) und (3.4) ergibt sich für den Wirkungsgrad η_{DBD} der Fackel:

$$\eta_{DBD} = \frac{P_{Plasma}}{P_{el}} = \frac{\int_T u(t) dQ(t)}{\int_T u(t) i(t) dt} \quad (3.5)$$

Die Größen $u(t)$ und $i(t)$ sind experimentell sehr einfach zu bestimmen. Um $Q(t)$ bestimmen zu können, wird ein Messkondensator in Reihe zum Aufbau geschaltet, vgl. Abb. 3.3. Die Kapazität dieses Messkondensators muss dabei sehr viel größer sein als die Kapazität des Aufbaus ($C_{mess} \gg C_{DBD}$), damit die Gesamtkapazität des Aufbaus C_{Aufbau} nicht verfälscht wird.

Die Gesamtkapazität ergibt sich zu:

$$\frac{1}{C_{Aufbau}} = \frac{1}{C_{ges}} + \frac{1}{C_{mess}}$$

Bei bekannter Kapazität des Messkondensators kann man mithilfe der über ihn abfallenden Spannung die am Messkondensator umgesetzte Ladungsmenge bestimmen. Diese entspricht der im Plasma umgesetzten:

$$Q(t) = u(t) \cdot C \quad (3.6)$$

3.2 Plasmafackeln und Plasma Jets

Das zentrale Thema der vorliegenden Arbeit die Entwicklung und Charakterisierung einer Plasmafackel und des von ihr erzeugten Plasma Jets ist, stellen die folgenden Kapitel einen Überblick über den Themenkomplex Plasmafackel dar, der zum Verständnis des Aufbaus und der Prinzipien des dieser Arbeit zugrunde liegenden Experiments dient.

3.2.1 Begriffsklärung

Unter dem Begriff der **Plasmafackel** wurden ursprünglich Aufbauten zusammengefasst, welche Gase zu hohen Temperaturen erhitzen und dabei in ein Plasma umwandeln [Ree61].

Dies kann über die gleichen Einkopplungsmechanismen geschehen, wie bereits in Kap. 2.1.1 erwähnt. Beispiele für kapazitiv gekoppelte Plasmafackeln finden sich bei [LLP12] und [LL06]; für induktiv gekoppelte Plasmafackeln siehe [Ree61].

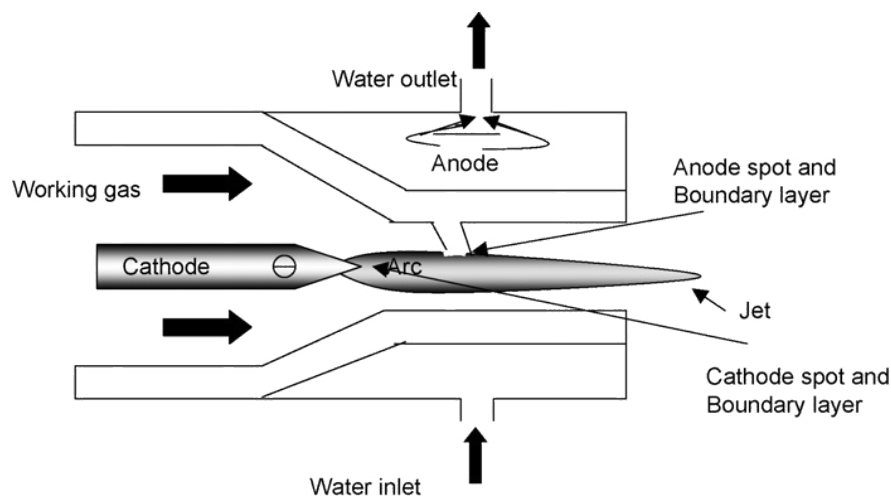


Abb. 3.5: Schematischer Aufbau einer DC Plasmafackel, aus [Gom+09].

Abb. 3.5 zeigt einen schematischen Aufbau einer Plasmafackel. Der dabei austretende Plasmastrahl wird als **Plasma Jet** bezeichnet [Gom+09], [LA07], [LLP12]. Jedoch ist die Begriffsabgrenzung in der aktuellen Literatur nicht ganz einheitlich; so wird teilweise der gesamte Aufbau als Plasma Jet bezeichnet und die Plasmaflamme an sich als *Plasma Plume* [Oel11], [LL06].

In dieser Arbeit wird für die Flamme der Begriff *Plasma Jet* verwendet, während sich der Begriff *Plasmafackel* auf den gesamten Aufbau beziehen soll.

3.2.2 Bauformen

Im Allgemeinen ist eine Plasmafackel ein Aufbau, in dem ein Plasma erzeugt wird, welches durch einen angelegten Gasdurchfluss aus dem Aufbau getragen wird [Ree61].

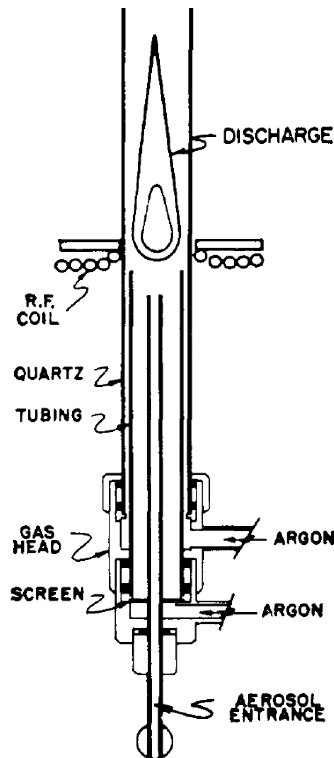


Abb. 3.6: Schematischer Aufbau einer induktiv gekoppelten Plasmafackel, aus [WF65].

Grundlegend gilt es, zwischen zwei Arten der Energieeinkopplung zu unterscheiden, welche intensiv in der Forschung betrachtet wurden/werden: der *induktiven* und der *kapazitiven* Einkopplung der Energie in das Plasma.

- (1) Wie bei [Ree61] und [WF65] beschrieben, ist es möglich, über Magnetfelder eine Entladung innerhalb der Plasmafackel zu zünden. Das Magnetfeld kann dabei über eine außerhalb eines nicht leitenden Röhrchens angebrachte Spule erzeugt werden. Abb. 3.6 zeigt eine schematische Zeichnung eines solchen Aufbaus.
- (2) In der aktuellen Literatur jedoch sehr viel stärker vertreten sind Aufbauten, die das Plasma über eine kapazitive Einkopplung erzeugen. Dabei gibt es viele verschiedene Ausführungen, welche sich vor allem durch die Geometrie der Elektroden unterscheiden, für eine Übersicht siehe [LLP12]. Wird das Plasma bei Atmosphärendruck gezündet, so werden zumeist DBDs oder DBD-artige

Aufbauten verwendet, um den Übergang zur Bogenentladung zu unterbinden, da Bogenentladungen mit einer starken Beschädigung der Elektroden einher gehen.

3.2.3 Plasma Bullets

Wie später in Kap. 5 ersichtlich, findet die Entladung im Kapillarröhrchen nicht *kontinuierlich* statt, sondern als **gepulste, diskrete** Entladungen. Daher ist der erzeugte Plasma Jet ebenfalls nicht kontinuierlich, sondern besteht aus einzelnen Plasmapaketen, so genannten **Plasma Bullets** [LL06]. Dass der Jet vom menschlichen Auge als kontinuierlich wahrgenommen wird, hängt mit dem begrenzten zeitlichen Auflösungsvermögen des menschlichen Auges zusammen [LLP12].

Wie in [Tes+05] erstmals beschrieben, bewegen sich die Plasma Bullets nicht mit der Geschwindigkeit des tragenden Gases, sondern bis zu drei Magnituden schneller. Diese Beobachtung ist zunächst antiintuitiv, da außerhalb der Plasmafackel das elektrische Feld sehr schnell abnimmt und somit kaum zur zusätzlichen Beschleunigung der Plasma Bullets beitragen kann. Die dennoch auftretende Beschleunigung wird in [LL06] über ein streamerartiges Ausbreitungsmodell erklärt, welches erstmals von G.A. Dawson und W.P. Winn zur Beschreibung eines Streamers mit positivem Kopf in einer Region mit schwachem elektrischen Feld bei Atmosphärendruck beschrieben wurde [DW65]. Nach [DW65] propagiert ein

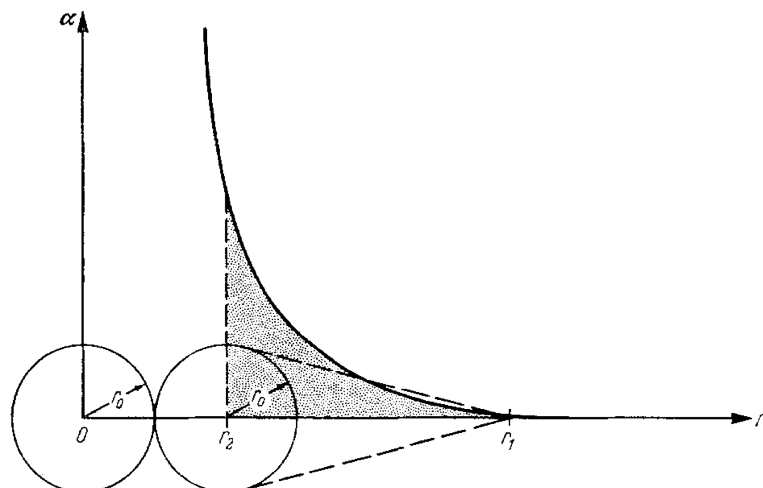


Abb. 3.7: Skizze des Ausbreitungsmechanismus'. Die schattierte Fläche entspricht $\int_{r_2}^{r_1} \alpha dr$, aus [DW65].

positiver Streamerkopf in einer Umgebung mit wenig oder keinem elektrischen

Feld über einen Mechanismus, welcher ähnlich dem in Kap. 2.2.2 beschriebenen Prozess für die Streamerentladung abläuft.

Befindet sich der Streamerkopf bei $r = 0$ und findet bei r_1 eine Photoionisation statt, so wird das bei r_1 entstandene Elektron in Richtung des Streamerkopfes beschleunigt und löst dabei eine Entladungslawine aus. Während sich das Elektron von r_1 nach r_2 bewegt, wächst die Lawine an, vgl. Abb. 3.7 :

$$n = \exp \int_{r_2}^{r_1} \alpha dr \quad (3.7)$$

Dabei beschreibt n die Anzahl der Elektronen im Streamerkopf und α den 1. Townsend-Koeffizienten. Der Radius r_L der Lawine verhält sich dabei wie folgt:

$$r_L = \sqrt{6 \int_{r_2}^{r_1} \frac{D}{v_D} dr} \quad (3.8)$$

In Gleichung (3.8) bezeichnet D den Diffusionskoeffizienten und v_D die Driftgeschwindigkeit der Elektronen [DW65]. Wenn die Verstärkung bis zum ursprünglichen Kopf ausreichend groß ist, neutralisieren die neu entstandenen Elektronen diesen und hinterlassen einen neuen Streamerkopf gleicher Größe, allerdings ein wenig weiter von der Fackel entfernt. Damit dieser Prozess funktioniert, müssen allerdings gewisse Voraussetzungen erfüllt werden [DW65]:

- (1) Die Anzahl neuer positiver Ladungen muss gleich oder größer der Anzahl der ursprünglichen Ladungen im Streamerkopf sein, $n \geq n_0$.
- (2) Der Radius der Lawine darf nicht größer als r_0 , dem ursprünglichen Radius werden.
- (3) Die Lawine muss die erforderliche Verstärkung erreicht haben, bevor die Sphären sich überlappen: $2r_0 \leq r_2$

Nach [LL06] wird für r_1 der Wert angenommen, an dem die elektrische Feldstärke so groß ist, dass sich Ionisations- und Rekombinationsraten gleichen. Laut [HG53] ist dies für Luft der Fall, wenn $\frac{E}{p} = 30 \frac{V}{cm \cdot Torr} \approx 22.5 \frac{V}{m \cdot Pa}$. Bei bekanntem Druck lässt sich nun über Gleichung (3.9), die elektrische Feldstärke für eine Punktladung, der Abstand zum Ursprung berechnen, bei dem dies der Fall ist [LL06].

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (3.9)$$

Bei bekannten v_D und D lässt sich nun berechnen, ob die von [DW65] aufgestellten

Bedingungen für den aktuellen Aufbau gelten. Dies lässt sich mit Kurzaufnahmen der Strahlausbreitung überprüfen.

4 Experimenteller Aufbau und Auswertungsmethoden

In diesem Kapitel sollen die experimentellen Voraussetzungen erläutert werden, unter denen diese Arbeit entstanden ist. Dazu wird zunächst auf den Aufbau des Experiments mit allen verwendeten Messgeräten eingegangen und im darauffolgenden Abschnitt die Methoden erläutert, mit denen die erhobenen Daten verarbeitet wurden.

4.1 Experimenteller Aufbau

4.1.1 Konstruktion der Fackel

Als Grundlage für die Plasmafackel dient ein Al_2O_3 -Kapillar. Im Kapillar, dessen wichtigste Parameter in Tab. 4.1 aufgezeigt werden, befindet sich eine *Innenelektrode* aus Aluminium. Diese hat in der Mitte ein Bohrloch, durch welches das Arbeitsgas geleitet wird. Die Außenelektrode wird auf das Kapillar aufgesteckt und ist, wie auch die Halterung der Innenelektrode von einem Isolator aus *PEEK* (*Polyetheretherketon*) umgeben. Abb. 4.1 stellt eine Querschnittszeichnung des Aufbaus dar.

Um die Auswertung der Spektrallinien möglichst übersichtlich und einfach zu gestalten, wurde als Arbeitsgas Stickstoff N_2 gewählt, damit nur Linien eines Gases zu betrachten sind. Da das Experiment jedoch ein offener Aufbau in Umgebung mit Luft ist, finden sich auch Sauerstofflinien im Spektrum, welche *außerhalb* des Aufbaus erzeugt werden.

Material des Kapillars	Elektrokorund (Al_2O_3)
relative Permittivität ϵ_r	9.5 [CH04]
Länge l	20 mm
Innerer Durchmesser d_i	2.8 mm
Äußerer Durchmesser d_a	5 mm
Bohrlochdurchmesser d_b	1.8 mm
Longitudinaler Abstand der Elektroden g	4 mm
Verwendete Frequenz	15.26 kHz
Arbeitsgas	molekularer Stickstoff, N_2
Elektrodenmaterial	Aluminium

Tab. 4.1: Übersicht über die wichtigsten Parameter der Plasmafackel bzw. des verwendeten Kapillars; die obere Hälfte der Tabelle bezieht sich dabei auf das Kapillar, die untere Hälfte auf die Charakteristika der Fackel.

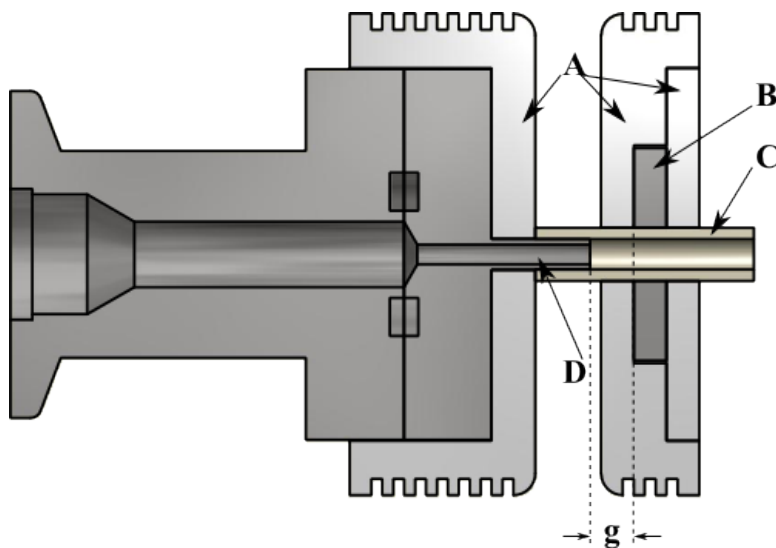


Abb. 4.1: Querschnitt der verwendeten Plasmafackel. **A** markiert die Isolatoren aus PEEK, **B** die Außenelektrode aus Aluminium, **C** das Kapillar aus Al_2O_3 , **D** die Innenelektrode aus Aluminium und **g** den longitudinalen Abstand zwischen Innen- und Außenelektrode.

4.1.2 Elektrische Beschaltung des Aufbaus

Abb. 4.2 zeigt das Schaltbild des verwendeten Aufbaus. Als im Schaltbild eingezeichnete Hochspannungsquelle **HV** kommt das Gerät *Minipuls2* von *GBS Elektronik*[®] zum Einsatz. Die Frequenz der Hochspannung wird dem Hochspannungsnetzteil über einen Funktionsgenerator des Types *TOE7704* von *Toellner*[®] vorgegeben. Die Signale der Messköpfe und der Rogowskispule werden am Oszilloskop *Modell TDS2004B* der Firma *Tektronix*[®] aufgezeichnet.

Hochspannungsmesskopf¹ misst die Gesamtspannung über den Aufbau $U_{HV}(t)$, Spannungsmesskopf² misst die Spannung über den Messkondensator $U_{LV}(t)$ und die Rogowskispule den Stromfluss von Hochspannungsnetzteil zum Aufbau, $I(t)$, der Messaufbau ist in Abb. 4.2 schematisch dargestellt.

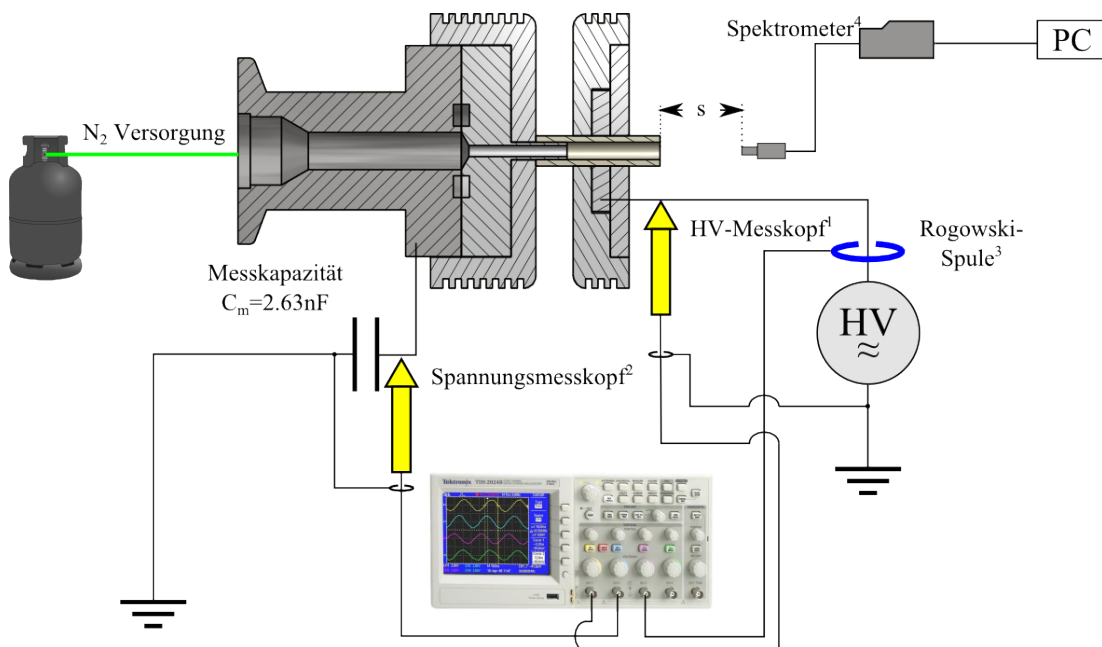


Abb. 4.2: Schaltbild des Aufbaus.

#	Messgerät	Bezeichnung
1	Hochspannungsmesskopf	TESTEC HVP-15HF, 1000:1, 50MHz
2	Spannungsmesskopf	PMK PHV 641-L, 100:1, 380MHz
3	Rogowskispule	Stangenes Model 0.5-1W, 1 $\frac{V}{A}$
4	Spektrometer	OceanOptics HR4000, 200 – 1100nm

Tab. 4.2: Übersicht über die verwendeten elektrischen Messgeräte. Die Zahl zu Beginn jeder Zeile steht für die Nummerierung in Abb. 4.2.

4.2 Auswertungsmethode und Fehlerbetrachtung

4.2.1 Elektrische Parameter

Am Oszilloskop werden die verschiedenen elektrischen Messgrößen aufgezeichnet und periodenweise gespeichert. Die so erhobenen Daten werden in der Software *Origin Pro 9.1G* von *OriginLab* weiterverarbeitet und ausgewertet. Dabei wird nach dem in Kap. 3.1.3 beschriebenen Verfahren vorgegangen.

4.2.2 Spektrometrie

Über ein $s = 25\text{mm}$ vom Ende des Kapillars entferntes Glasfaserkabel, welches auf die longitudinale Achse des Jets ausgerichtet ist, wird das vom Plasma emittierte Licht zum Spektrometer transportiert. Die dort erzeugte spektrale Auflösung wird mittels der Software *OceanOptics SpectraSuite 6.2* am PC ausgelesen. Dabei wird der Mittelwert über $n = 5$ Aufnahmen bei einer Belichtungsdauer von $T_b = 40\text{ms}$ gebildet. Vor jeder Aufnahme wird der Hintergrund neu aufgenommen und vom Spektrum abgezogen.

Da sich das Plasma in einem thermischen Ungleichgewicht befindet, werden die aufgenommenen Spektren nicht zur Dichte- oder Temperaturbestimmung des Plasmas verwendet. Die Spektren werden vielmehr erhoben, um Rückschlüsse auf im Plasma vorhandene Spezies und deren Nutzen zur Sterilisation zu ziehen.

Da sich die Daten des verwendeten Spektrums im UV-Bereich (bis $\lambda = 300\text{nm}$) als nicht zuverlässig erwiesen haben, wird in diesem Bereich eine rein qualitative Analyse vorgenommen.

4.2.3 Fehlerbetrachtung

Als Methode für die Fehlerfortpflanzung wurde die Methode des *Größtfehlers* [Blü02] verwendet, nach der gilt:

$$\Delta f = \sum_i \left| \frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right| \quad (4.1)$$

Nach Gleichung (4.1) ergibt sich also für eine Funktion der Form $F(x, y) = x \cdot y$:

$$\Delta F = x\Delta y + y\Delta x \quad (4.2)$$

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{\Delta x}{x} + \frac{\Delta y}{y} \quad (4.3)$$

Mit den in Kapitel 4.1.2 eingeführten Bezeichnungen lässt sich Gleichung (3.5) nun umformulieren:

$$\eta_{DBD} = \frac{\int_T u(t)dQ(t)}{\int_T u(t)i(t)dt} = C_{mess} \frac{\int_T U_{HV}(t)dU_{LV}(t)}{\int_T U_{HV}(t)I(t)dt} \quad (4.4)$$

Die hier relevante Größe des Wirkungsquerschnittes η_{DBD} ergibt sich aus Integralen, sodass Gleichung (4.3) nicht direkt gilt. Jedoch lassen sich die relativen Fehler durch Gleichung (4.3) annähern.

Bauteil	relativer Fehler
Hochspannungsmesskopf ¹	$\frac{\Delta U_{HV}}{U_{HV}} = 1\%$
Spannungsmesskopf ²	$\frac{\Delta U_{LV}}{U_{LV}} = 1\%$
Rogowskispule ³	$\frac{\Delta I}{I} = 1\%$
Messkondensator C_{mess}	$\frac{\Delta C_{mess}}{C_{mess}} = 1\%$
Oszilloskop	$\frac{\Delta U_{Os}}{U_{Os}} = \frac{\Delta I_{Os}}{I_{Os}} = 1.5\%$

Tab. 4.3: Tabellarische Übersicht über die relativen Fehler der fehlerbehafteten Bauteile

Zu den relativen Messfehlern der Messköpfe und der Spule muss jeweils der relative Fehler des Oszilloskops addiert werden. Unter Verwendung der oben vorgestellten Näherung und Gleichung (4.4) ergibt sich der relative Fehler des Wirkungsgrades also zu:

$$\frac{\Delta \eta}{\eta} = \frac{\Delta C_{mess}}{C_{mess}} + 2 \cdot \frac{\Delta U_{HV}}{U_{HV}} + \frac{\Delta U_{LV}}{U_{LV}} + \frac{\Delta I}{I} \quad (4.5)$$

$$\frac{\Delta \eta}{\eta} = 11\% \quad (4.6)$$

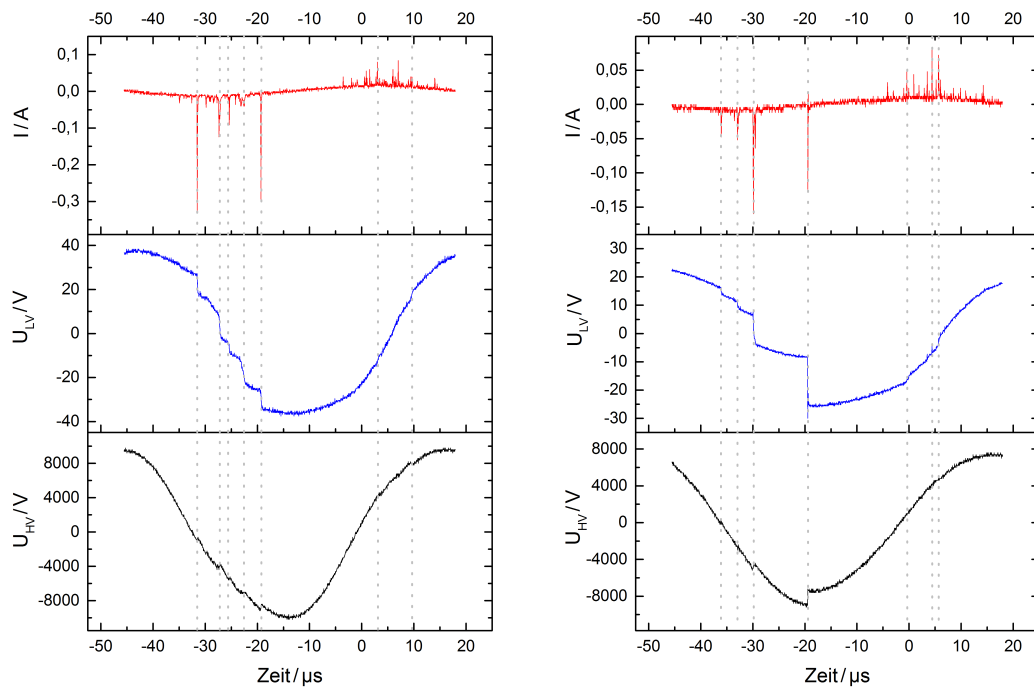
Der absolute Fehler des Spektrometers beträgt $\Delta \lambda = 0.7nm$.

5 Messergebnisse und Diskussion der Ergebnisse

5.1 Zeitliche Koinzidenzen in $I(t)$ und $U_{LV}(t)$

Zunächst sollen die unbearbeiteten elektrischen Messwerte betrachtet und diskutiert werden. Anhand der beiden Abb. 5.1(a) + (b) lässt sich gut die zeitliche Entwicklung der Entladung betrachten. Insgesamt ergibt sich bei allen erhobenen Daten eine eindeutige zeitliche Korrelation zwischen Sprüngen in $U_{LV}(t)$ und Spitzen in $I(t)$. Die Sprünge markieren Zeitpunkte, an denen ein Filament Ladung von der Außen- auf die Innenelektrode oder umgekehrt transportiert. Daher war eine sprunghafte Veränderung der Spannung über dem Messkondensator C_m zeitgleich mit einer gemessenen Stromspitze zu erwarten. Ebenfalls wird in Abb. 5.1 deutlich, dass sich nicht nur ein Filament pro Periode ausbildet, vielmehr kommt es zu mehreren Durchbrüchen innerhalb einer Periode, deren Anzahl allerdings stark variiert.

Da die Spannungsänderung ΔU_{LV} am Messkondensator proportional zur übertragenen Ladung ΔQ ist, vgl. Gleichung (5.1), lässt sich aus der Darstellung der Lissajous-Figur, beispielhaft in Abb. 5.4 abgebildet, die übertragene Ladung abschätzen. Nach Gleichung (5.1) ist die so bestimmte Ladungsänderung ΔQ gleich dem Integral der Stromstärke über die Dauer des Filamentes. Aufgrund der groben Zeitauflösung des Oszilloskopes von $\Delta t = 40 \text{ ns}$, welche benötigt wurde, um ganze Perioden abzubilden, ist die Breite der aufgezeichneten Stromspitzen leider nicht aussagekräftig. Nach Kap. 2.2.2 beträgt die Zeitdauer eines einzelnen Filamentes einige 10 ns , sodass die maximale Stromstärke und die Breite eines Filamentes nur als Tendenz aufgezeichnet werden konnten. Dies erklärt die fast gleichbleibende Spannungsänderung ΔU_{LV} in der Spannung über dem Messkondensator, während die Höhe der Stromspitzen ΔI in Abb. 5.1 deutlich variiert.



(a) $U_{max} = 9.6kV$, Gasdurchfluss = optimal (b) $U_{max} = 7.6kV$, Gasdurchfluss = optimal

Abb. 5.1: Gestapelte Darstellung der unbearbeiteten elektrischen Messwerte innerhalb einer Periode, die grauen Punktklinien dienen der Identifizierung zeitlicher Koinzidenzen.

$$\int_t^{t+\Delta t} I(t')dt' = \Delta Q = C_m \cdot \Delta U_{LV} = C_d \cdot \Delta U_d \quad (5.1)$$

Gleichung (5.1) setzt voraus, dass die durch das Plasma und sich am Dielektrikum anlagernde Ladung gleich der Ladung ist, welche am Messkondensator umgesetzt wird, vgl. Kap. 3.1.3. Abb. 5.2 stellt das Ersatzschaltbild bei gezündetem Plasma dar.

Nach Abb. 5.2 ergibt sich die Gesamtspannung $U_{HV}(t)$ bei gezündetem Filament zu:

$$U_{HV} = U_{LV} + U_d \quad (5.2)$$

Folgt man der Argumentation, dass sich auf allen Kondensatoren die gleiche Ladung Q befindet, und verwendet man $Q = C \cdot U$, so folgt:

$$U_{HV} = \frac{Q}{C_{ges}} = \frac{Q}{C_m} + \frac{Q}{C_d} \quad (5.3)$$

Mit Gleichung (5.3) und Abb. 5.1 lässt sich nun der Unterschied zwischen den

Spannungsänderungen in $U_{HV}(t)$ und $U_{LV}(t)$ erklären: Da die Kapazität des Dielektrikums C_d deutlich kleiner ist, als die des Messkondensators, wirken sich Ladungsänderungen auf dem Dielektrikum deutlich stärker auf die Gesamtspannung $U_{HV}(t)$ aus als auf dem Messkondensator.

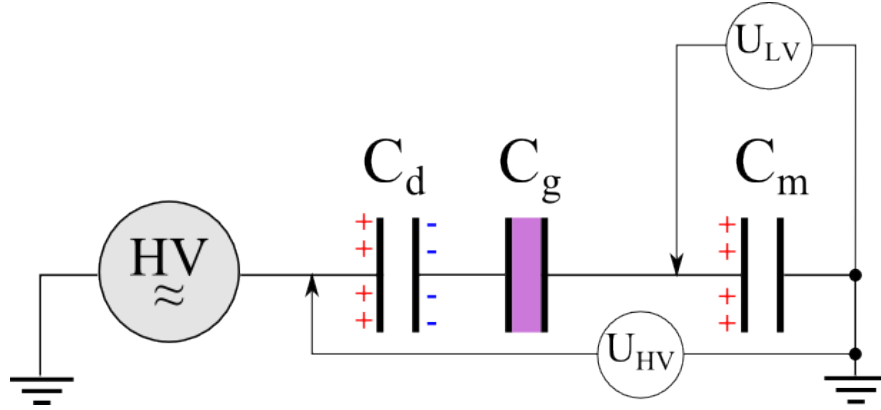


Abb. 5.2: Ersatzschaltbild mit Spannungsmessungen, die violette Fläche stellt das Plasma dar, welches die Kapazität C_g kurzschließt. Die an den Kondensatoren skizzierte Ladungsverteilung betrifft den ersten Durchbruch bei positiver $U_{HV}(t)$.

Da die Kapazität C_m des Messkondensators deutlich größer als die der Fackel C_{DBD} gewählt wurde, folgt, dass die Spannungsänderung ΔU_{HV} primär von der Spannungsänderung ΔU_d über dem Dielektrikum beeinflusst wird:

$$\Delta U_{HV} \approx \frac{\Delta Q}{C_d} = \Delta U_d \quad (5.4)$$

Aus Gleichung (5.4) ergibt sich nun eine grobe Näherung für die Kapazität des Dielektrikums C_d :

$$C_d \approx \frac{\Delta Q}{\Delta U_{HV}} \quad (5.5)$$

Bei der Berechnung von C_d nach Gleichung (5.5) stellte sich jedoch heraus, dass die Werte für C_d zwischen 35 pF und 90 pF schwanken. Verantwortlich dafür ist die geringe Zeitauflösung des Oszilloskopes. So ist bei den meisten Sprüngen nicht eindeutig festzustellen, wo sie beginnen und wo sie aufhören. Eine weitere Fehlerquelle sind die Ungenauigkeiten der Messköpfe.

Die in Abb. 5.1(b) auftretenden Sprünge in $U_{HV}(t)$ finden sich in allen betrachteten Entladungsvorgängen. Die Größenordnung dieser Spannungsänderungen ist bis zu zwei Magnituden größer als die Spannungsänderung über dem Messkondensator, was auf die geringe Kapazität des Dielektrikums C_d zurückzuführen ist.

Vergleicht man die Strom-Spannungs-Graphen Abb. 5.1 mit Daten aus anderen

Arbeiten zu DBDs im Allgemeinen, [MG98], [Ghe+00], [Sch11], sowie zu DBD-Plasmajets, [Sha+09], so wird ein starker Unterschied deutlich: in den genannten Arbeiten verhalten sich $U_{HV}(t)$ und $I(t)$ so, wie in Abb. 5.3 dargestellt: Man sieht

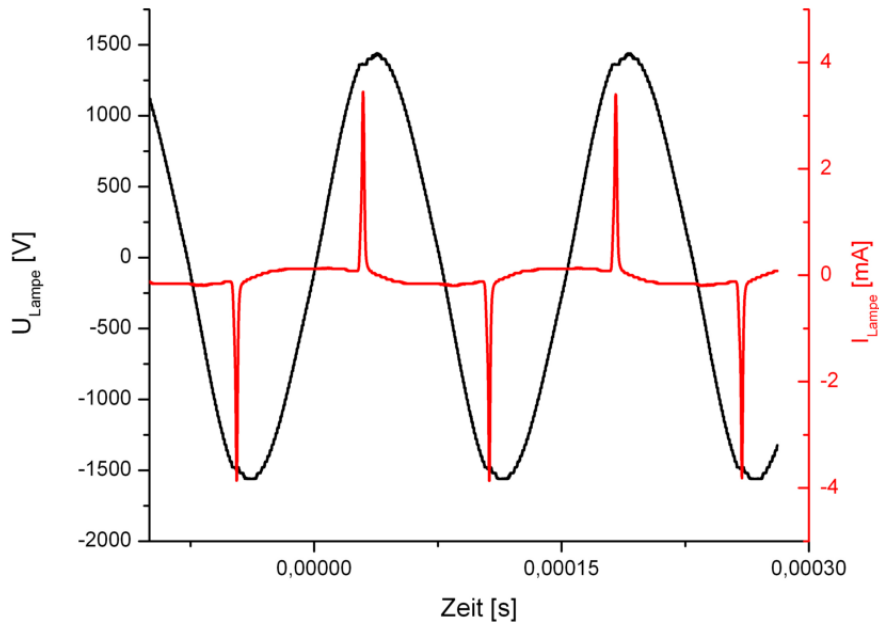


Abb. 5.3: Darstellung der Spannungs- und Stromkurve aus [Sch11]. U_{Lampe} entspricht U_{HV} , I_{Lampe} I .

eindeutig, dass der *Memory-Effekt* wirkt: jeweils in der ersten Hälfte einer Halbwelle findet ein Durchbruch statt. Die sich durch diesen Durchbruch anlagernden Ladungsträger verhindern weitere Durchbrüche innerhalb der gleichen Halbwelle, während die nächste Halbwelle mit umgekehrtem Vorzeichen verstärkt wird und es zu einem Durchbruch kommt.

Die Daten aus der vorliegenden Arbeit zeichnen jedoch ein anderes Bild: Die Durchbrüche finden immer innerhalb der negativen Flanke¹ statt. Dabei ist das Vorzeichen von $U_{HV}(t)$ irrelevant, die Durchbrüche entstehen entlang der gesamten Flanke. Auch die Stärke des Gasdurchflusses hat offenkundig keinen Effekt auf die Zeitpunkte der Durchbrüche innerhalb einer Periode. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass das Feld der Außenelektrode bis zum Maximum von $U_{HV}(t)$ abgeschirmt wird, oder es danach verstärkt wird. Für diesen Effekt gibt es bisher keine Erklärung, auch in der aktuell verfügbaren Literatur ist ein solches Verhalten nicht aufzufinden.

Des Weiteren wird aus den Graphen in Abb. 5.1 deutlich, dass der Großteil des Energietransfers in der Zeitspanne der negativen Flanke passiert, da sich

¹Mit der negativen Flanke ist hier der Bereich der Spannungskurven mit negativer Steigung gemeint.

die Stromspitzen und Spannungsspitzen auf diesen Bereich konzentrieren, vgl. Abb. 5.5

5.2 Bestimmung des Wirkungsgrades η

Zur Bestimmung des Wirkungsgrades η wird wie in Kap. 3.1.3 beschrieben vorgegangen: Zunächst wird die am Messkondensator umgesetzte Energie W_{Pl} über den Flächeninhalt der Lissajous-Figur bestimmt. Eine Solche ist beispielhaft für den Datensatz aus Abb. 5.1(a) in Abb. 5.4 dargestellt.

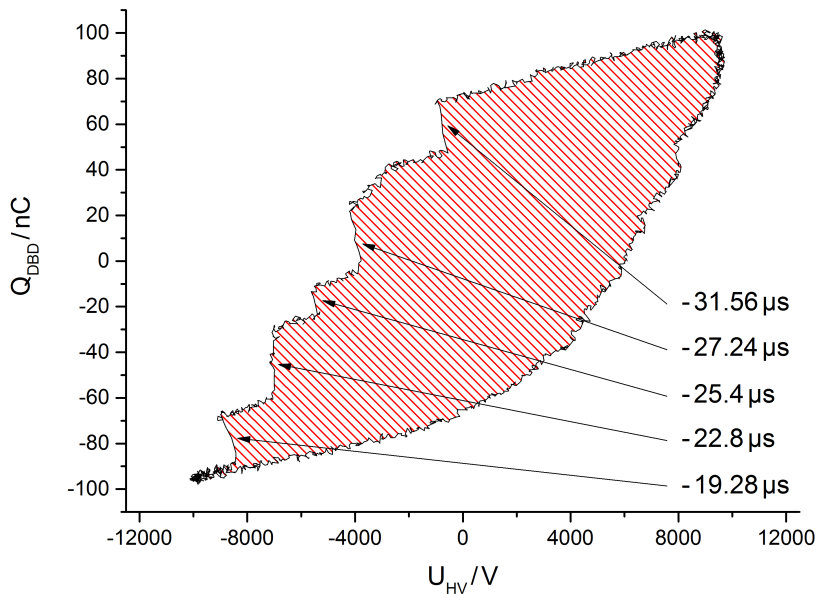


Abb. 5.4: Darstellung der Lissajous-Figur für $U_{max} = 9.6\text{kV}$ und einen optimalen Gasdurchfluss, für den Datensatz aus Abb. 5.1(a). Die eingeschlossene, rot straffierte Fläche entspricht $2W_{Pl}$. Die Zeitmarkierungen beziehen sich auf die Zeiten in Abb. 5.1(a).

Die so bestimmte Energie wird nach Formel (3.3) mit zwei mal der Frequenz der Hochspannung multipliziert, um so die im Plasma deponierte Leistung P_{Pl} zu berechnen.

Zur Bestimmung der vom Netzteil aufgewandten Leistung wird zunächst die Momentanleistung $P_{mom}(t)$ berechnet. Dazu wird an jedem Zeitpunkt die Hochspannung $U_{HV}(t')$ mit der Stromstärke $I(t')$ zum gleichen Zeitpunkt multipliziert. Abb. 5.5 zeigt ein Beispiel für $P_{mom}(t)$ innerhalb einer Periode. Es ergaben sich Momentanleistungen von bis zu $P_{mom} = 2.5\text{kW}$.

Um $P_{mom}(t)$ zu mitteln, wird nun über die Periode integriert und danach durch die Periodendauer geteilt. Für die Bestimmung des Wirkungsgrades wird nun

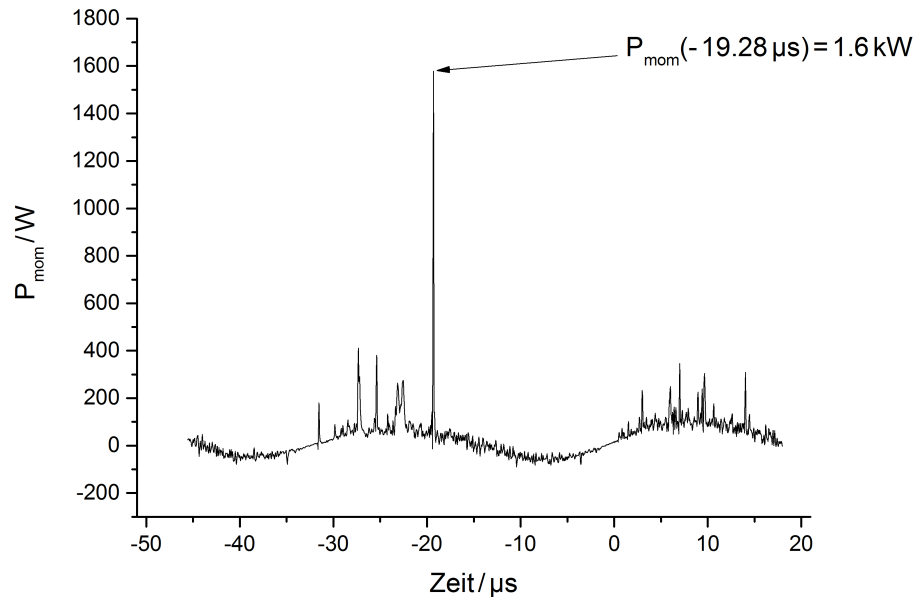


Abb. 5.5: Darstellung der Momentanleistung $P_{\text{mom}}(t) = I(t) \cdot U_{\text{HV}}(t)$, für den Datensatz aus Abb. 5.1(a)

die im Plasma deponierte Leistung durch die vom Netzteil aufgewandte Leistung dividiert.

Die Wirkungsgrade für verschiedene Spannungen und Gasdurchflüsse sind in Abb. 5.6 und Tab. 5.1 dargestellt. Zwar sieht es zunächst ohne und bei optimalem Gasdurchfluss so aus, als steige η mit steigender Hochspannung. Dies ist allerdings bei einem stärkeren als dem optimalen Gasdurchfluss nicht mehr der Fall. Weiterhin überlappen sich die Fehlerbereiche (vgl. Kap. 4.2.3, Abb. 5.6) für die ermittelten Wirkungsgrade sehr stark, sodass keine eindeutige Aussage über den Einfluss des Gasdurchflusses auf den Wirkungsgrad möglich ist.

Betrachtet man Tab. 5.1 mit Augenmerk auf die pro Periode ins Plasma eingebrachte Energie W_{pl} , so sieht man, dass sie mit zunehmender Spannung und zunehmendem Gasdurchfluss ansteigt. So wird bei $U_{\text{max}} = 9.6 \text{ kV}$ und einem Gasdurchfluss, der über dem optimalen liegt, mit $\langle W_{\text{pl}} \rangle = 1.9 \text{ mJ}$ zwar am meisten Energie in das Plasma eingebracht, allerdings steigt gleichzeitig die von außen in den Aufbau eingespeiste Leistung, sodass sich der Wirkungsgrad nicht signifikant verändert.

Im Vergleich mit anderen Arbeiten, in welchen der Wirkungsgrad einer DBD bestimmt wurde, fällt auf, dass sich dort teilweise Wirkungsgrade bis zu $\eta =$

Gasdurchfluss	Spannung	$\langle W_{Pl} \rangle / mJ$	$\langle P_{el} \rangle / W$	$\langle \eta \rangle / \%$
Aus	$U_{max} = 8 kV$	0.7	15.2	74.1
	$U_{max} = 9.6 kV$	1.3	26.6	77.4
Opt	$U_{max} = 8 kV$	0.8	16.5	76.3
	$U_{max} = 9.6 kV$	1.5	29.4	81.7
	$U_{max} = 10.2 kV$	2	36.9	82.3
>Opt	$U_{max} = 8 kV$	0.9	17.2	82.5
	$U_{max} = 9.6 kV$	1.9	36.8	81.6

Tab. 5.1: Darstellung der gemittelten elektrischen Messergebnisse. W_{Pl} steht dabei für die pro Periode im Plasma deponierte Energie, P_{el} für die über eine Periode gemittelte elektrische Leistung. U_{max} steht für die maximale Amplitude von U_{HV} .

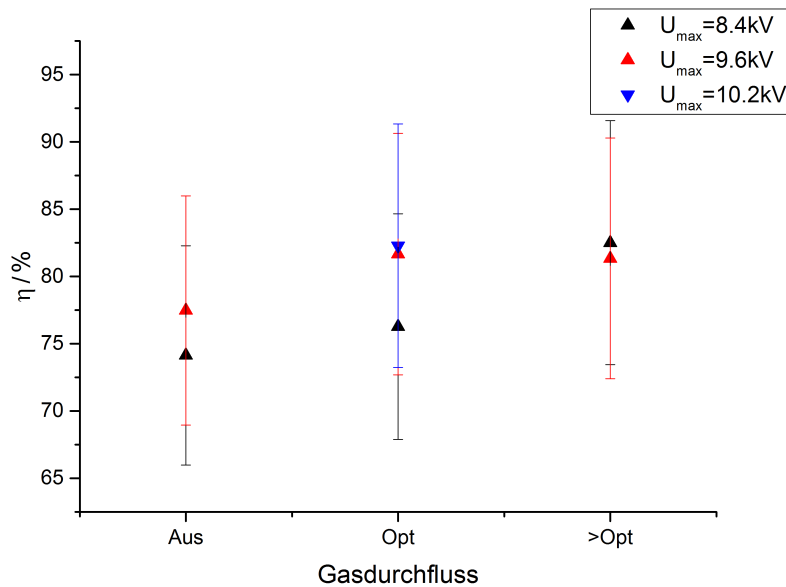


Abb. 5.6: Graphische Darstellung der bestimmten Wirkungsgrade in Abhängigkeit von Gasdurchfluss und U_{max} .

96 % [Hoc11] finden. Dass der Wirkungsgrad in der vorliegenden Arbeit geringer ausfällt, soll kurz diskutiert werden.

Trotz mehrerer Lagen ausgebackenen Klebemittels (*Epoxydharz*) auf der Außenseite des Kapillars zwischen Außen- und Innenelektrode und längerer Wegstrecke zwischen ihnen als auf der Innenseite, beginnt innerhalb des Klebers eine unerwünschte Entladung zu brennen. Zusätzlich brennt zwischen dem Leiter des verwendeten Kabels und dem Gehäuse des Netztes trotz mehrfacher Isolierung ebenfalls eine DBD. Schafft man es, diese Stellen besser gegeneinander zu isolieren, so sollte sich dies positiv auf den Wirkungsgrad auswirken.

5.3 Spektrallinien

Für die Auswertung der erhobenen Spektren wird der aufgezeichnete Spektralbereich aufgespalten. Zum einen wird der mittlere bis nahe UV-Bereich zwischen $\lambda = 220\text{nm}$ und $\lambda = 320\text{nm}$ betrachtet, da Photonen mit diesen Wellenlängen sterilisierende Eigenschaften haben. Zum anderen werden einzelne O^+ -Linien im Spektrum und deren Verhalten in Abhängigkeit zum Gasdurchfluss und der angelegten Hochspannung untersucht. Tab. 5.2 stellt eine Übersicht über die betrachteten Linien dar.

Wellenlänge λ / nm ($\pm 0.7 \text{ nm}$)	Spezies
316.33	O^+
386.19	O^+
389.08	O^+
415.27	O^+
420.23	N^{2+}
726.53	O^+
735.79	O^+
752.53	O^+
759.26	O^+

Tab. 5.2: Übersicht über die betrachteten Spektrallinien und die dazugehörigen Ionisierungszustände, aus [ST].

Abb. 5.7 zeigt ein aufgenommenes Spektrum und die Einteilung in die untersuchten Bereiche, sowie die Lage einiger O^+ und N^{2+} Linien. Erstaunlicherweise finden sich auch mit angelegtem Stickstoffdurchfluss eine ganze Reihe O^+ -Linien. Da das Arbeitsgas keinerlei Sauerstoff enthält, müssen diese Linien entweder aus der Interaktion des Plasmas mit der Umgebungsluft entstehen, oder Sauerstoff wird aus dem Kapillar herausgelöst. Wahrscheinlich handelt es sich allerdings dabei um Luftsauerstoff, der erst außerhalb der Fackel ionisiert wird, da der Sauerstoff im Al_2O_3 -Kapillar stark gegenüber den Sauerstoffmolekülen in der Luft gebunden ist.

Wichtige Sauerstoffprozesse in der Gasphase

Da die im vorherigen Kapitel angesprochenen Sauerstofflinien aus Interaktion des Plasmas mit der Umgebungsluft entstehen müssen, soll in diesem Kapitel eine Übersicht über die wichtigsten Prozesse von Gasreaktionen mit Beteiligung von Sauerstoff dargestellt werden, die wichtigsten Quellen hierfür

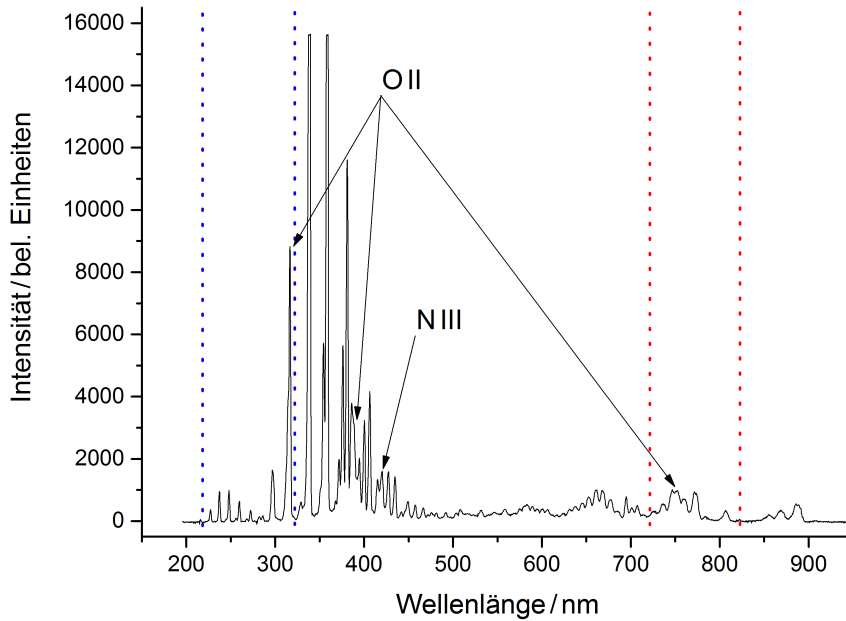
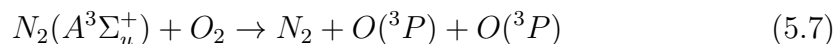


Abb. 5.7: Darstellung des aufgezeichneten Spektrums für $U_{max} = 9.6\text{kV}$ und einen optimalen Gasdurchfluss. Der betrachtete UV-Bereich befindet sich zwischen den blauen Punktlinien, der untersuchte IR-Bereich zwischen den roten. Weiterhin sind einige O^+ ($O\text{II}$) und N^{2+} ($N\text{III}$) Linien markiert.

sind [Kie+77], [Kos+92] und [CGF05]. Die Gewichtung der einzelnen Prozesse sowie die dazugehörigen *Geschwindigkeitskonstanten*² k_j wurden aus [Kos+92] übernommen. Dabei ist zu beachten, dass diese Konstanten für ein Verhältnis $[N_2] : [O_2] = 4 : 1$ bestimmt wurden. Da beim vorliegenden Aufbau das Verhältnis von Stick- zu Sauerstoff im Bereich der Entladung jedoch größer ist, dienen die hier angegebenen k_j nur als Abschätzung.

Nach [CGF05] ergibt sich bei der Anwesenheit von N_2 Molekülen ein wichtiger O_2 -Dissoziationsprozess:



Laut [ST] liegt eine $O(^3P)$ Linie bei $\lambda_{O(^3P)} = 752\text{ nm}$, was in Kap. 5.4 zur Interpretation des Verhaltens der Linien in Abhängigkeit zum Gasdurchfluss wichtig ist.

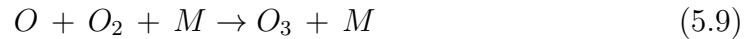
²Ein Maß für die Geschwindigkeit der Reaktion; je höher die Geschwindigkeitskonstante ist, umso häufiger läuft der Prozess innerhalb einer Zeit t ab.

Eine weitere Möglichkeit für das Entstehen von atomarem Sauerstoff ist in [Kos+92] dargestellt:



In Gleichung (5.8) ist die Rekombination eines ionisierten Sauerstoffmoleküls O_2^+ mit einem Elektron dargestellt, dabei wird die frei werdende Energie des Elektrons jedoch nicht abgestrahlt, sondern zur Dissoziation³ des Sauerstoffmoleküls aufgewandt. Mit $k_{(5.8)} \approx 1 \cdot 10^{-7} \frac{cm^3}{s}$ findet diese Reaktion im Vergleich zu vielen anderen möglichen Reaktionen sehr häufig statt.

Für die im Plasma vorliegenden O -Atome, entweder durch direkte Aufspaltung, oder durch die in Gleichungen (5.7) und (5.8) vorgestellten Prozesse, ergibt sich die Synthese von O_3 :



Das in Gleichung (5.9) auftauchende M beschreibt dabei irgendein Molekül oder Atom aus der direkten Umgebung des Prozesses, welches die Reaktionsenergie aufnimmt [CGF05].

Das so entstandene Ozon kann auf verschiedene Arten wieder dissoziieren, im Folgenden werden die drei wichtigsten Kanäle dargestellt:



Gleichungen (5.10) bis (5.12) sind nach absteigendem k geordnet, es gilt: $k_{(5.10)} \approx 10^{-9} \frac{cm^3}{s}$, $k_{(5.11)} \approx 10^{-11} \frac{cm^3}{s}$ und $k_{(5.12)} \approx 2.9 \cdot 10^{-14} \frac{cm^3}{s}$. Das in Gleichung (5.10) entstandene O_2^- reagiert im Umkehrprozess mit einem neutralen Sauerstoffatom, es läuft also die gleiche Reaktion umgekehrt ab:



Da die Geschwindigkeitskonstante $k_{(5.13)} \approx 1.5 \cdot 10^{-10} \frac{cm^3}{s}$ für diesen Prozess jedoch geringer ist, als für die Dissoziation des Ozons ($k_{(5.10)}$), wird in diesem Kanal mehr Ozon dissoziiert als erzeugt.

Das in Gleichung (5.12) entstandene NO_2 wird nach [Kie+77] von Photonen mit

³Aufspaltung

einer Wellenlänge zwischen $\lambda = 300 \text{ nm}$ bis 400 nm aufgespalten:



Wie in Abb. 5.7 dargestellt, wird sehr viel Strahlung in dem für Gleichung (5.14) benötigtem Wellenlängenbereich emittiert, sodass dieser Prozess sehr häufig ablaufen sollte. Das so freiwerdende O reagiert wiederum nach Gleichung (5.9) mit molekularem Sauerstoff spontan zu Ozon.

Natürlich gibt es neben den hier vorgestellten Prozessen noch eine ganze Reihe weiterer Prozesse, die an dieser Stelle nicht betrachtet werden. Viele dieser Prozesse haben Moleküle als Produkte. Da Spektren von Molekülen allerdings als kontinuierlich beschrieben werden und sich eine solche Form nicht signifikant in den bei dieser Arbeit aufgefundenen Spektren ergibt, wird auf die Auswertung der Moleküle verzichtet. Weiterhin sind, wie bereits erwähnt, vor allem die Sauerstoffradikale für die Sterilisationseigenschaften des Plasmajets wichtig, sodass auch auf eine Analyse der vorhandenen Stickstofflinien verzichtet wird.

5.4 Einfluss des Gasdurchflusses auf das Spektrum und $U_{LV}(t)$

Bereits bei der Durchführung der Messungen war mit dem bloßen Auge ein Aufleuchten des Plasmajets bei Verstärkung des Gasdurchflusses zu erkennen, welches jedoch ab einem Punkt, der in dieser Arbeit als **optimaler Gasdurchfluss** beschrieben wird, wieder abnahm. Dieses Phänomen wurde anhand des Einflusses des Gasdurchflusses auf $U_{LV}(t)$ und das Spektrum bei festem $U_{HV,max} = 9.6 \text{ kV}$ untersucht.

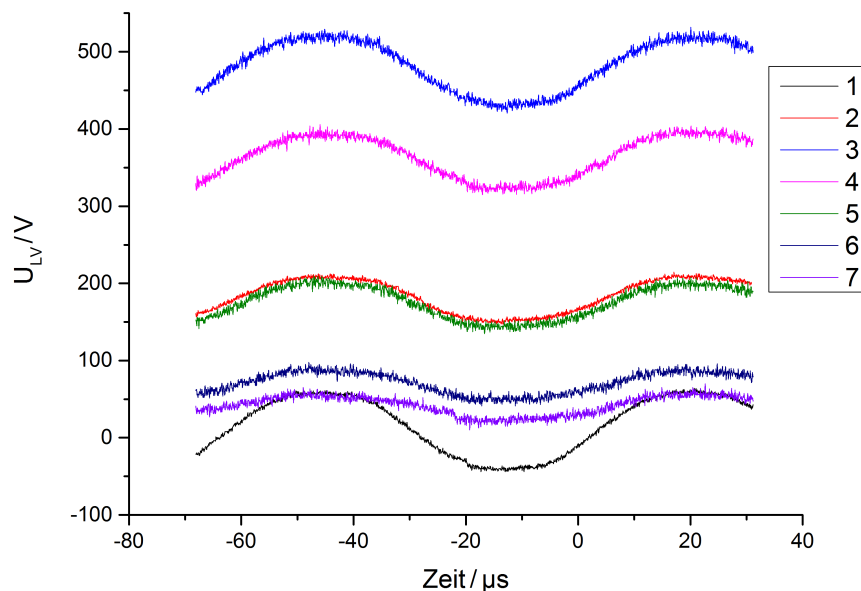


Abb. 5.8: Darstellung des Einflusses des Gasdurchflusses auf $U_{LV}(t)$. Höhere Zahlen bedeuten einen höheren Gasdurchfluss.

In Ermangelung eines *Massflow-Controllers*⁴, wurde die Untersuchung des Gasdurchflusses rein **qualitativ** durchgeführt. Für die in diesem Kapitel zur Beschreibung des Gasdurchflusses verwendeten Zahlen gilt: *Je größer die Zahl, desto größer der Durchfluss*. 1 steht dabei für die Durchführung ohne angelegten Gasdurchfluss.

Wird der Kanal, welcher $U_{LV}(t)$ am Oszilloskop aufzeichnet, von *AC-* auf *DC-*Kopplung umgestellt, so ergibt sich das Bild, welches in Abb. 5.8 dargestellt ist.

⁴Ein Gerät, das den Massenfluss von Gasen kontrollieren kann

Deutlich sichtbar ist dabei, dass sich $U_{LV}(t)$ wie eine Sinus-Schwingung verhält, zu der ein Offset U_{off} addiert wird:

$$U_{LV}(t) = U_{LV,0} \cdot \sin(\omega t) + U_{off} \quad (5.15)$$

Dieses Offset wächst mit steigendem Gasfluss zunächst bis zu $U_{off} \approx 500 \text{ V}$ an. Ab Gasdurchfluss **3** sinkt die Offsetspannung jedoch wieder, bis sie fast das Ausgangsniveau erreicht hat. Betrachtet man die sich im Aufbau bewegende Ladung Q und berücksichtigt Gleichung (3.6), so erhält man:

$$Q(t) = Q_0 \cdot \sin(\omega t) + Q_{off} \quad (5.16)$$

Gleichung (5.16) deutet darauf hin, dass die Veränderung des Spannungsoffsets dadurch begründet werden kann, dass sich auf der nicht geerdeten Seite des Messkondensators positive Ladungen ansammeln.

Im Anfangsstadium dieser Arbeit wurde der Aufbau leicht verändert betrieben; das Potential war auf die Innenelektrode gelegt, während die Außenelektrode geerdet war, schematisch dargestellt in Abb. 5.9. Auch bei dieser Beschaltung ergibt sich ein ähnliches Bild, allerdings steigt in dieser Konfiguration das Nullniveau nicht an, sondern fällt, wie in Abb. 5.10 zu sehen.

Durch das Vertauschen der Elektroden ergab sich auch ein anderes Bild der Lissajous-Figur, abgebildet in Abb. 5.11; so sind die Durchbrüche nicht mehr in der negativen Flanke, sondern konzentrieren sich auf die positive Flanke von U_{HV} .

Die bei allen Linien beobachtete Intensitätssteigerung bis zu Gasdurchfluss **3** ist noch relativ einfach zu erklären: Das Plasma wird durch das Gas weiter aus der Fackel hinausgetragen und ist somit näher am Lichtwellenleiter des Spektrometers, was die Intensität steigert. Dass die Intensitäten bei weiter steigendem Gasdurchfluss dann wieder abnehmen, deutet darauf hin, dass bei Gasdurchfluss **3** ein optimaler Druck im Kapillar herrscht. Bei höheren Gasdurchflüssen sinken die Intensitäten wieder ab.

Wie auch die Effekte, die zur in Kap. 5.1 vorgestellten Strom-Spannungscharakteristik führen, ist eine Beschreibung des hier gefundenen Offsets nicht in der aktuellen Literatur zu finden. Allerdings ist ohne die Kenntnis über den genauen Ablauf der Entladung, beziehungsweise der Effekte, die zur in

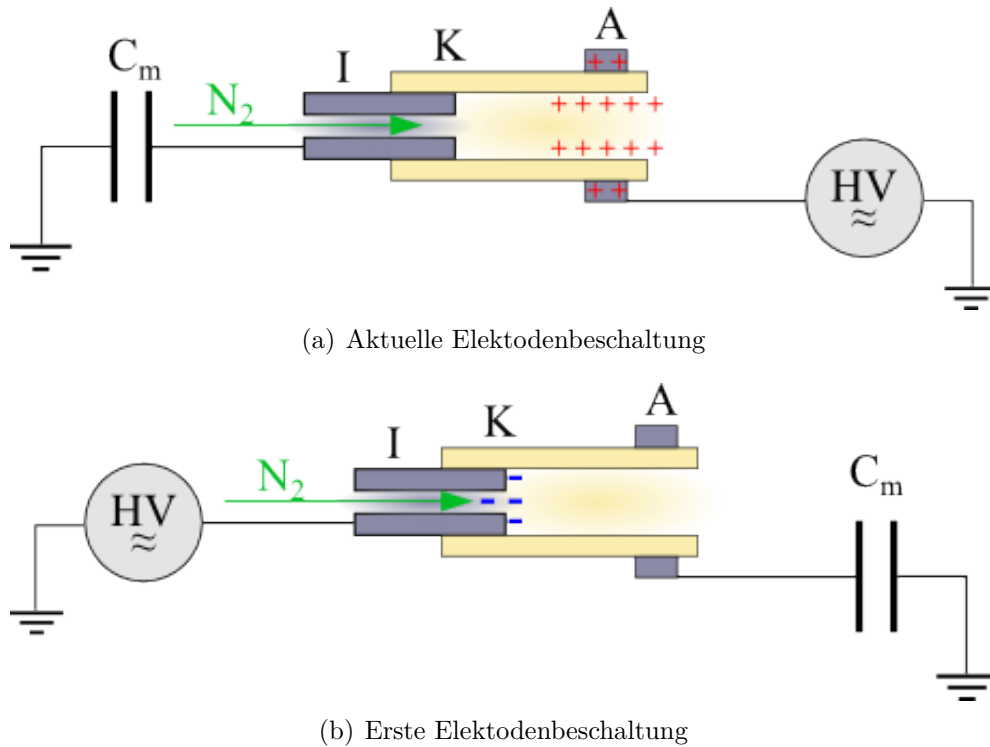


Abb. 5.9: Darstellung der unterschiedlichen Elektrodenkonfigurationen. **I** steht für die Innenelektrode, **K** für das Kapillar und **A** für die Außenelektrode. Die farblichen Ladungen sollen die Ladungsverteilung zum Zeitpunkt des jeweils ersten Durchbruches mit Memory-Effekt darstellen. Die Zeichnungen sind nicht maßstabsgerecht.

diesem Falle charakteristischen Form der Kurven führen, keine Interpretation des Auftretens des Offsets möglich.

Zusätzlich geht aus Tab. 5.1 hervor, dass bei steigendem Gasdurchfluss mehr Energie ins Plasma eingebracht wird, es also eine Erhöhung der Ladungsträger im Plasma gibt. Dieser Effekt führt zusätzlich zu einer Verstärkung der Linienintensitäten.

Auch bei Betrachtung der Spektrallinien ist ein deutlicher Einfluss des Gasdurchflusses auf die Intensität der Linien festzustellen, welcher jedoch vom jeweils betrachteten Bereich abhängt. Während es im mittleren UV-Bereich (bis $\lambda = 259 \text{ nm}$) noch so wirkt, als ob eine Änderung des Gasdurchflusses kaum Einfluss auf die Intensität hat, steigt die Linie bei $\lambda = 316 \text{ nm}$ bis **3** an, um danach wieder abzufallen, vgl. Abb. 5.12. Dabei ist allerdings zu beachten, dass die Linien unterhalb von $\lambda = 300 \text{ nm}$ aufgrund der in Kap. 4.2.2 bereits angesprochenen Ungenauigkeit des Spektrometers quantitativ ohne Aussagekraft sind.

Im sichtbaren Spektralbereich (Abb. 5.13) ist für die Linien bei $\lambda = 386 \text{ nm}$

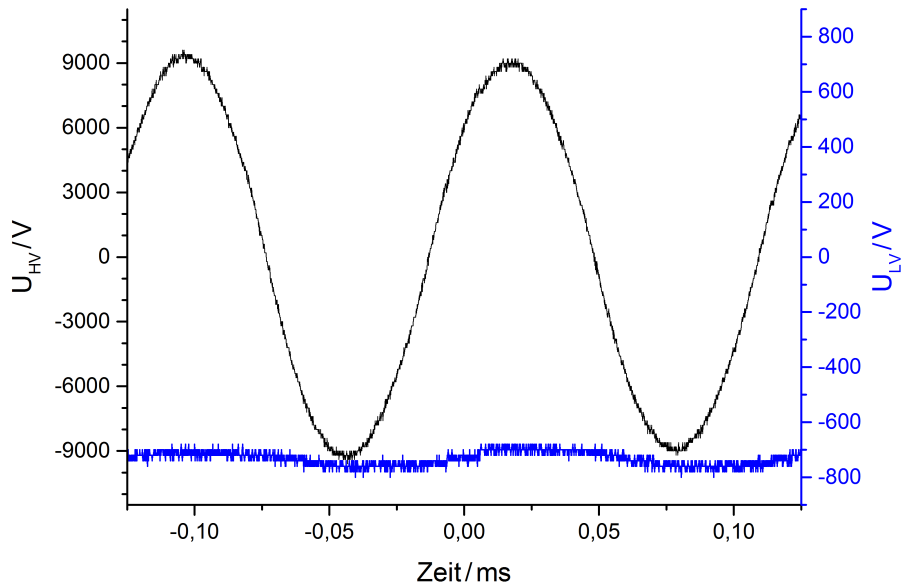


Abb. 5.10: Erste Messung der Verschiebung des Nullniveaus in negative Richtung bei vertauschter Elektrodenbeschaltung.

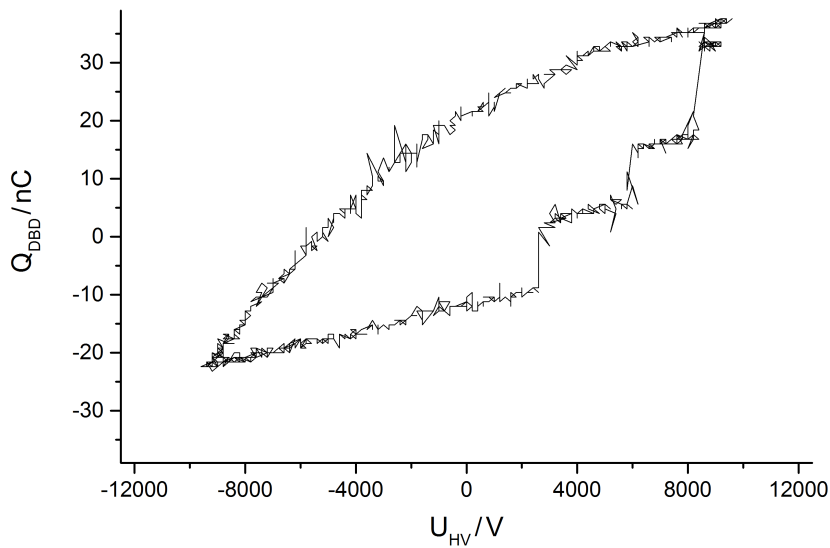


Abb. 5.11: Lissajous-Figur zur ersten Elektrodenbeschaltung. Man sieht deutlich, dass die Filamente in der positiven Flanke von $U_{HV}(t)$ auftreten.

und $\lambda = 389 \text{ nm}$ ein deutliches Maximum in der Intensität bei **3** zu erkennen. Interessanterweise verändert sich der Abstand zwischen den Linien bei $\lambda = 415 \text{ nm}$

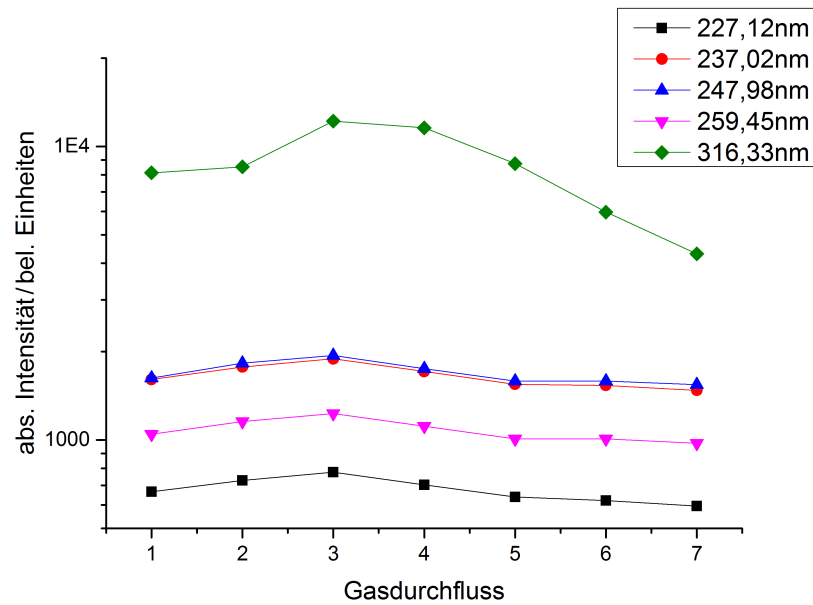


Abb. 5.12: Absolute Intensität ausgewählter Linien im UV-Bereich in Abhängigkeit vom Gasdurchfluss.

(O^+) und bei $\lambda = 420 \text{ nm}$ (N^{2+}). Offensichtlich nimmt die O^+ -Linie mit steigendem Gasdurchfluss bis **3** bedeutend stärker zu als die N^{2+} -Linie. Dieses Verhalten ist stark antiintuitiv, da deutlich mehr Stickstoff durch die Fackel geleitet wird, somit also eigentlich mehr Stickstoff im Jet vorhanden sein sollte als ohne Gasdurchfluss. Bei der Messung ohne Gasdurchfluss **1**, ist die N^{2+} -Linie deutlich stärker als die O^+ -Linie. Offenkundig steigt also beim optimalen Gasdurchfluss die Ionisationsrate der Sauerstoffmoleküle gegenüber der der Stickstoffmoleküle an. Alternativ kann es auch sein, dass höherenergetische Zustände von N im Plasmajet rekombinieren und über die dadurch freigesetzten Photonen wiederum die O -Moleküle ionisiert werden.

Auf den ersten Blick stellt sich die Linienentwicklung im IR-Bereich, Abb. 5.14, ähnlich dar, wie im UV-Bereich; die Intensitäten steigen bis zum optimalen Gasdurchfluss **3** an und fallen danach wieder ab. Erstaunlicherweise steigt die O^+ -Linie bei $\lambda = 752 \text{ nm}$ deutlich stärker an als die anderen Linien und fällt deutlich weniger stark ab.

Die Erklärung für dieses Verhalten ist in Gleichung (5.7) aus Kap. 5.3 zu finden. Die bei diesem Prozess erzeugten Sauerstoffatome $O(^3P)$ strahlen bei der Rekombination Photonen mit einer Wellenlänge von $\lambda_{O(^3P)} = 752 \text{ nm}$ ab. Daher ergibt sich die Erklärung für das Verhalten der Sauerstofflinie: bei steigendem Gasdurchfluss wird mehr Stickstoff durch den Gasspalt gespült und angeregt,

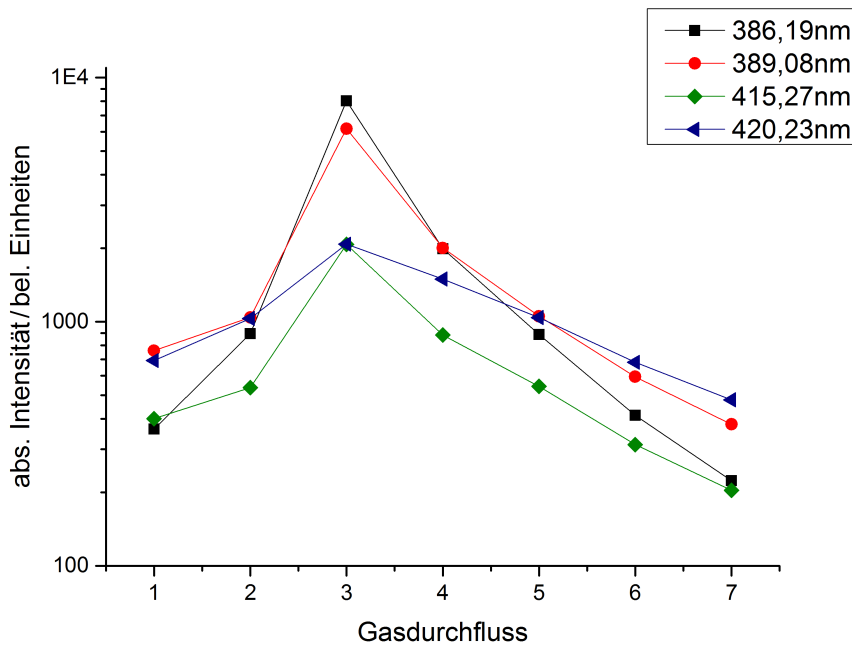


Abb. 5.13: Absolute Intensität ausgewählter Linien im sichtbaren Bereich in Abhängigkeit vom Gasdurchfluss.

wodurch der Prozess (5.7) häufiger stattfindet.

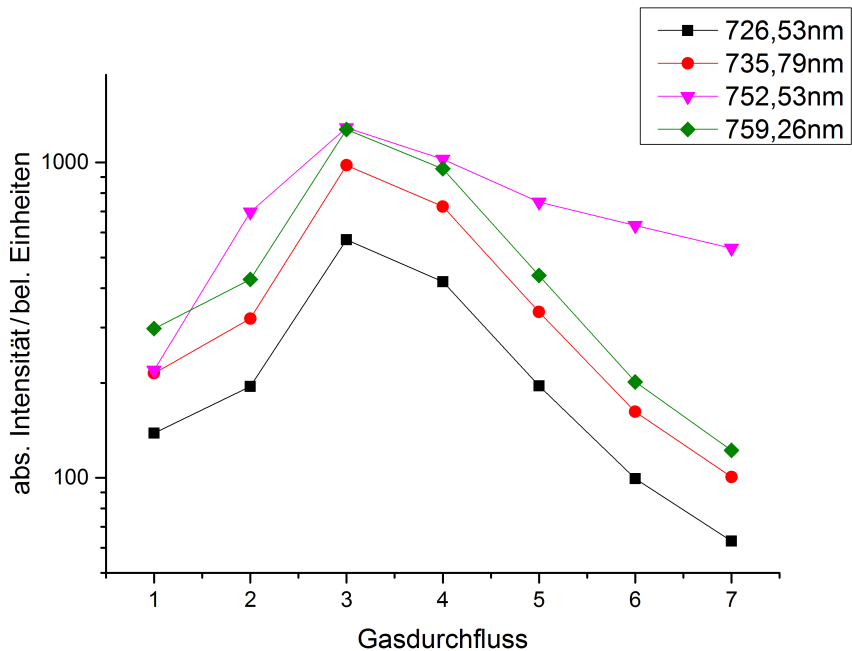


Abb. 5.14: Absolute Intensität ausgewählter Linien im IR-Bereich in Abhängigkeit vom Gasdurchfluss.

6 Ausblick

Wie in Kap. 5 gezeigt, ist es mit der vorliegenden Arbeit gelungen, eine Plasmafackel zu konstruieren, welche effektiv Stick- und Sauerstoff ionisiert und sich somit prinzipiell dazu eignet, Oberflächen zu sterilisieren.

Da zum Zeitpunkt der Messungen kein Massflow-Controller zur Verfügung stand, steht die quantitative Analyse des Gasdruchflusses pro Zeiteinheit bzw. dessen Auswirkung auf das Verhalten der Fackel im Fokus weiterer Erforschung.

Darüber hinaus soll der Einfluss der Dielektrizitätszahl ϵ_r des verwendeten Dielektrikums auf den Wirkungsgrad untersucht werden. Vor allem sollen weitere Keramiken, welche teilweise ein deutlich höheres ϵ_r aufweisen als Aluminiumoxid betrachtet werden. Durch die Verwendung eines Materials mit höherem ϵ_r wird ein höherer Wirkungsgrad erwartet, da ein höheres ϵ_r höhere Feldüberhöhungen im Kapillar hervorrufen sollte und somit eine geringere von außen angelegte Spannung U_{HV} zum Durchbruch benötigt wird.

Das in Kap. 3.2.3 vorgestellte Modell zur Ausbreitung der Plasmawolke außerhalb der Fackel soll mit Kurzaufnahmen überprüft werden. Weiterhin sollen weitere Messungen zum Einfluss des Gasdurchflusses auf das Verhalten der Fackel, vgl. Kap. 5.4 durchgeführt werden. Dabei soll eine vollständige Erklärung für die Verschiebung des Nullpotentials in $U_{LV}(t)$ erarbeitet werden.

In Kap. 5.3 wurde gezeigt, dass das vom Plasma erzeugte Spektrum nicht nur Stickstoff-Linien, sondern ebenfalls Sauerstoff-Linien enthält. Daher kann die hier vorgestellte Fackel voraussichtlich auch mit Druckluft betrieben werden. Dies soll in naher Zukunft geschehen, ebenso wie ein Betrieb mit Argon, welcher mit Wasserstoff versetzt ist, um so die Elektronendichte n_e des Plasmas über die H_β -Linien bestimmen zu können.

Die Erklärungen der in Kap. 5.1 und Kap. 5.4 vorgestellten Effekte stellen interessante Forschungsziele dar. Es gilt, Modelle für dieses Verhalten zu entwickeln und diese im Anschluss zu überprüfen.

Weiterhin sollen die Sterilisationseigenschaften des Plasmajets *in Vitro* überprüft werden, dies kann in Zusammenarbeit mit der Uniklinik oder dem Institut für Biophysik geschehen.

Zusätzlich lohnt es sich, das Verhalten mehrerer solcher Fackeln eng beieinander als *Fackelarray* zu untersuchen. Mit einem solchen Aufbau wäre man in der Lage, effizient größere Flächen zu behandeln.

Literatur

- [Air14] AirLiquide. *Gas Encyclopedia*. abgerufen am 9.4.14. AirLiquide. 2014. URL: encyclopedia.airliquide.com/Encyclopedia.asp.
- [Bab13] Bulletin to the 66th Annual Gaseous Electronics Conference American Physical Society, Hrsg. *Interactions Between Small Arrays of Atmospheric Pressure Micro-Plasma Jets: Gas Dynamic, Radiation and Electrostatic Interactions*. Bd. 58. 8. Sep. 2013.
- [Blü02] Dr. Peter Blühm. *Einführung zur Fehlerrechnung im Praktikum*. Einführungsskript zur Verwendung im Praktikum. 2002.
- [Bra00] N St J Braithwaite. "Introduction to gas discharges". In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 9 (2000), S. 517–527.
- [CGF05] A. Chirokov, A. Gutsol und A. Fridman. "Atmospheric pressure plasma of dielectric barrier discharges". In: *Pure Appl. Chem.* 77.2 (2005), S. 487–495.
- [CH04] Liang-Yu Chen und Gary W. Hunter. "Temperature Dependent Dielectric Properties of Polycrystalline 96% Al_2O_3 ". In: *2004 MRS Fall Meeting*. 2004.
- [Cho+06] Jai Hyuk Choi u. a. "Analysis of sterilization effect by pulsed dielectric barrier discharge". In: *Journal of Electrostatics* 64 (2006), S. 17–22.
- [CS00] H. Conrads und M. Schmidt. "Plasma generation and sources". In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 9 (2000), S. 441–454.
- [Din05] Emilia Gabriela Dinu. "Dielektrisch behinderte Barriereentladungen für großflächige Plasmabehandlungen". Diss. Bergische Universität Wuppertal, 2005.
- [DW65] G.A. Dawson und W.P. Winn. "A model for streamer Propagation". In: *Zeitschrift für Physik* 183 (1965), S. 159–171.

- [EE01] Shalom Elizer und Yaffa Elizer. *The Fourth State of Matter*. Institute of Physics Publishing Bristol und Philadelphia, 2001.
- [FAN] “Factors influencing the existence of the homogeneous dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure”. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40 (2007), S. 1401–1407.
- [Fra10] G. Franchetti. *Notes on Vacuum Physics SS2010*. Vorlesungsskript. Juli 2010.
- [Frö02] Prof. Dr. K. Fröhlich. *Elektrische Energiesysteme*. Vorlesungsskript. Dezember 2002.
- [Fuß06] G. Fußmann. *Skript zur Vorlesung Plasmaphysik I*. Vorlesungsskript. 2005/2006.
- [Ghe+00] Nicolas Gherardi u. a. “Transition from glow silent discharge to microdischarges in nitrogen gas”. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 9 (2000), S. 340–346.
- [Gom+09] E. Gomez u. a. “Thermal plasma technology for the treatment of wastes: A critical review”. In: *Journal of Hazardous Materials* 161 (2009), S. 614–626.
- [GR98] Robert J. Goldston und Paul H. Rutherford. *Plasmaphysik - Eine Einführung*. Vieweg, 1998.
- [Ha13] Xu Han und et al. “DNA damage in oral cancer cells induced by nitrogen atmospheric pressure plasma jets”. In: *Applied Physics Letters* 102 (2013), pages.
- [HG53] M.A. Harrison und R. Geballe. “Simultaneous Measurement of Ionization and Attachment Coefficients”. In: *The Physical Review* 91.1 (Juli 1953), S. 1–7.
- [Hoc11] Christian Hock. “Charakterisierung einer Dielektrischen Barriere Entladung in Argon anhand des Ladungsträgermodells”. Diplomarbeit. Goethe Universität Frankfurt am Main, März 2011.
- [HWW07] Arnold Holleman, Nils Wilberg und Egon Wilberg. *Lehrbuch der Anorganischen Chemie, 102. Auflage*. de Gruyter, 2007.
- [Jac09] Prof. Dr. Joachim Jacoby. *Einführung in die Plasmaphysik*. Skript zur Vorlesung. 2009.
- [Jan92] Gerd Janzen. *Plasmatechnik*. Höthing Buch Verlag, 1992.

-
- [Keu08] Prof. A. von Keudell. *Einführung in die Plasmaphysik*. Vorlesungsskript. Juni 2008.
- [Keu12] Prof. A. von Keudell. *Einführung in die Plasmaphysik II: Niedertemperaturplasmen*. Skript zur Vorlesung im Wintersemester 2011/2012. Skript zur Vorlesung. 2012.
- [Kie+77] J. Kiefer u. a. *Ultraviolette Strahlen*. Hrsg. von Jürgen Kiefer. Walter de Gruyter, 1977.
- [Kli97] Dipl.-Ing. Rainer Kling. “Untersuchung an hocheffizienten Excimerentladungslampen”. Diss. Universität Fridericiana Karlsruhe, 1997.
- [Kog02] Ulrich Kogelschatz. “Filamentary, Patterned, and Diffuse Barrier Discharges”. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 30.4 (Aug. 2002), S. 1400–1408.
- [Kos+92] I. A. Kossyi u. a. “Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures”. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 1 (1992), S. 207–220.
- [Küc04] Andreas Küchler. *Hochspannungstechnik: Grundlagen - Technologie - Anwendungen*. Springer, 2004.
- [Kun14] Kern - Technische Kunststoffe. *Eigenschaften Polyetheretherketon (PEEK)*. Deutsch. abgerufen am 01.06.2014. 2014. URL: <http://www.kern.de/cgi-bin/riweta.cgi?nr=1701&lng=1>.
- [LA07] Mounir Laroussi und Tamer Akan. “Arc-Free Atmospheric Pressure Cold Plasma Jets: A Review”. In: *Plasma Processes and Polymers* 4 (2007), S. 777–788.
- [Lan28] I. Langmuir. “Oscillations in ionized gases”. In: *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* 14.8 (Aug. 1928), S. 627–637.
- [Liu+05] C.Z. Liu u. a. “Comparative study on the effect of RF and DBD plasma treatment on PTFE surface modification”. In: *Materials Chem* 85 (2005), S. 340–346.
- [LL06] XinPei Lu und Mounir Laroussi. “Dynamics of an atmospheric pressure plasma plume generated by submicrosecond voltage pulses”. In: *J. Appl. Phys.* 100 (2006).
- [LLP12] X. Lu, M. Laroussi und V. Puech. “On atmospheric-pressure non-equilibrium plasma jets and plasma bullets”. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 21 (2012).
-

- [MG98] F Massines und G Gouda. “A compaison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogenous and glow discharges in helium at atmospheric pressure”. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 31 (1998), S. 3411–3420.
- [Oel11] Stefan-Bogdan Oelenici-Craciunescu. “Micro capillary dielectric barrier plasma jet discharge”. Diss. Technische Universität Dortmund, Juli 2011.
- [Pas89] Friedrich Paschen. “Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz”. In: *Annalen der Physik* 273 5 (1889), S. 69–96.
- [Ree61] T.B. Reed. “Induction-Coupled Plasma Torch”. In: *Journal of Applied Physics* 32.5 (Mai 1961), S. 821–824.
- [RS05] Jozef Ráhel’ und Daniel M. Sherman. “The transition from a filamentary dielectric barrier discharge to a diffuse barrier discharge in air at atmospheric pressure”. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 38 (2005), S. 547–554.
- [Sch11] Andreas Schönlein. “Optische Untersuchungen des Entladungsverhaltens einer Dielektrischen Barriere Entladung in Argon”. Diplomarbeit. Goethe-Unviersität Frankfurt am Main, Feb. 2011.
- [Sha+09] A. Shashurin u. a. “Temporal behavior of cold atmospheric Plasma jet”. In: *Applied Physics Letters* 94 (2009), S. 231504.
- [Sie57] W. Siemens. “Ueber die elektrostatische Induction und die Verzögerung des Stroms in Flaschendrähnen”. In: *Annalen der Physik* 178 (1857), S. 66–122.
- [ST] NIST - National Istitute of Standards und Technology. *Atomic Spectra Database*. English. abgerufen am 5.6.2014. URL: http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html.
- [Str11] Prof. Dr. Ulrich Stroth. *Plasmaphysik*. 1. Aufl. Vieweg+Teubner Verlag, 2011, S. 477.
- [Ta98] J. Tepper und et al. “Pulsed uniform barrier discharge at atmospheric pressure”. In: *Proceedings - HAKONE VI International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, Cork, Ireland, 31. August - 02. September* (1998).

-
- [Tes+05] M. Teschke u. a. “High-Speed Photographs of a Dielectric Barrier Atmospheric Pressure Plasma Jet”. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 33.2 (Apr. 2005), S. 310–311.
- [Tra08] Klaus Trampert. “Ladungsträgermodell dielektrisch behinderter Entladungen”. Diss. Universität Karlsruhe, 2008.
- [Umr98] Dr. Walter Umrath. *Fundamentals of Vacuum Thechnology*. Hrsg. von Dr. Walter Umrath. 1998.
- [Wen12] Frits Wenneker. *Latex templates.com*. Internet. Nov. 2012.
- [WF65] R.H. Wendt und V.A. Fassel. “Induction-Coupled Plasma Spectrometric Excitation Source”. In: *Analytical Chemistry* 37.7 (Juni 1965), S. 920–922.
- [Wie76] Klaus Wiesemann. *Einführung in die Gaselektronik: Grundlagen der Elektrizitätsleitung in Gasen*. 1. Teubner Verlag, Stuttgart, 1976.
- [WRB05] M.R. Wertheimer, I. Radu und R. Bartnikas. “Dielectric Barrier Discharges (DBD) in Gases at Atmospheric Pressure: Effect of Charge Trapping”. In: *12th International Symposium on Electrets*. Nov. 2005, S. 231–234.
- [XDa11] Z. Xiong, T. Du und et al. “How deep can plasma penetrate into a biofilm?” In: *Appl. Phys. Lett.* 98.221503 (2011), pages.
- [Zoh02] Hartmut Zohm. *Plasmaphysik*. Skript zur Vorlesung im Wintersemester 2001/2002. 2001/2002.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Übersicht über verschiedene Stoßprozesse, nach [Fuß06] und [Oel11]. Dabei bedeuten A^* einen angeregten Zustand, $A^{*,m}$ einen metastabilen, angeregten Zustand. M steht für ein beliebiges Molekül des Arbeitsgases oder der Wand des Gasgefäßes, während A und B für die atomaren Bestandteile des Arbeitsgases stehen.	7
2.2	Schematischer Verlauf der Zündspannung U_d in Abhängigkeit des Produktes aus Druck und Elektrodenabstand für eine planparallele Anordnung, nach [Bra00].	14
2.3	Schematische Darstellung eines Streamers mit negativem Streamerkopf, mit Darstellung des Einflusses des Streamerfeldes auf das äußere Elektrische Feld E_0 aus [Küc04].	15
3.1	Schematische Darstellung verschiedener Bauformen, planar und coaxial, von DBDs [Sch11].	17
3.2	Schematischer Ablauf einer filamentierten Entladung aus [Keu12]	19
3.3	Ersatzschaltbild der DBD des Aufbaus nach [Keu12],[Tra08]. C_d entspricht der Kapazität des Dielektrikums, C_g der des Gasraumes und C_m der des in Reihe geschalteten Messkondensators.	21
3.4	Ladungs- Spannungs- Charakteristik einer DBD aus [Keu12].	21
3.5	Schematischer Aufbau einer DC Plasmafackel, aus [Gom+09].	23
3.6	Schematischer Aufbau einer induktiv gekoppelten Plasmafackel, aus [WF65].	24
3.7	Skizze des Ausbreitungsmechanismus'. Die schattierte Fläche entspricht $\int_{r_2}^{r_1} \alpha dr$, aus [DW65].	25
4.1	Querschnitt der verwendeten Plasmafackel. A markiert die Isolatoren aus <i>PEEK</i> , B die Außenelektrode aus <i>Aluminium</i> , C das Kapillar aus Al_2O_3 , D die Innenelektrode aus <i>Aluminium</i> und g den longitudinalen Abstand zwischen Innen- und Außenelektrode.	30

4.2	Schaltbild des Aufbaus.	31
5.1	Gestapelte Darstellung der unbearbeiteten elektrischen Messwerte innerhalb einer Periode, die grauen Punktlinien dienen der Identifizierung zeitlicher Koinzidenzen.	36
5.2	Ersatzschaltbild mit Spannungsmessungen, die violette Fläche stellt das Plasma dar, welches die Kapazität C_g kurzschließt. Die an den Kondensatoren skizzierte Ladungsverteilung betrifft den ersten Durchbruch bei positiver $U_{HV}(t)$	37
5.3	Darstellung der Spannungs- und Stromkurve aus [Sch11]. U_{Lampe} entspricht U_{HV} , I_{Lampe} I	38
5.4	Darstellung der Lissajous-Figur für $U_{max} = 9.6kV$ und einen optimalen Gasdurchfluss, für den Datensatz aus Abb. 5.1(a). Die eingeschlossene, rot straffierte Fläche entspricht $2W_{Pl}$. Die Zeitmarkierungen beziehen sich auf die Zeiten in Abb. 5.1(a).	40
5.5	Darstellung der Momentanleistung $P_{mom}(t) = I(t) \cdot U_{HV}(t)$, für den Datensatz aus Abb. 5.1(a)	41
5.6	Graphische Darstellung der bestimmten Wirkungsgrade in Abhängigkeit von Gasdurchfluss und U_{max}	42
5.7	Darstellung des aufgezeichneten Spektrums für $U_{max} = 9.6kV$ und einen optimalen Gasdurchfluss. Der betrachtete UV-Bereich befindet sich zwischen den blauen Punktlinien, der untersuchte IR-Bereich zwischen den roten. Weiterhin sind einige O^+ (O II) und N^{2+} (N III) Linien markiert.	44
5.8	Darstellung des Einflusses des Gasdurchflusses auf $U_{LV}(t)$. Höhere Zahlen bedeuten einen höheren Gasdurchfluss.	47
5.9	Darstellung der unterschiedlichen Elektrodenkonfigurationen. I steht für die Innenelektrode, K für das Kapillar und A für die Außenelektrode. Die farblichen Ladungen sollen die Ladungsverteilung zum Zeitpunkt des jeweils ersten Durchbruches mit Memory-Effekt darstellen. Die Zeichnungen sind nicht maßstabsgerecht.	49
5.10	Erste Messung der Verschiebung des Nullniveaus in negative Richtung bei vertauschter Elektrodenbeschaltung.	50
5.11	Lissajous-Figur zur ersten Elektrodenbeschaltung. Man sieht deutlich, dass die Filamente in der positiven Flanke von $U_{HV}(t)$ auftreten.	50
5.12	Absolute Intensität ausgewählter Linien im UV-Bereich in Abhängigkeit vom Gasdurchfluss.	51

5.13 Absolute Intensität ausgewählter Linien im sichtbaren Bereich in Abhängigkeit vom Gasdurchfluss.	52
5.14 Absolute Intensität ausgewählter Linien im IR-Bereich in Abhän- gigkeit vom Gasdurchfluss.	52

Danksagung

Hier möchte ich die Gelegenheit nutzen, mich bei all den Menschen zu bedanken, ohne die diese Arbeit nicht in dieser Form entstanden wäre.

- Zu aller Erst möchte ich mich bei meinem Betreuer, Herrn Dr. Marcus Iberler, für all seine Unterstützung, ausdauernde Beantwortung meiner Fragen und Hilfestellung technischer und theoretischer Art bedanken. Vielen lieben Dank!
- Bei Herrn Prof Dr. Jacoby möchte ich mich für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, meine Masterarbeit zu einem Thema zu schreiben, das mich sehr reizt, bedanken.
- Ohne Frau Astrid Hergt wäre wohl vieles in der Arbeitsgruppe nicht so, wie es ist. Vielen lieben Dank für all das Organisieren, das Mal-Runter-Holen und die gelegentlichen Kippenpausen sowie die Notfallseelsorgerische Unterstützung.
- Meinen beiden Bürokumpanen Christian Hock und Andreas Schönlein möchte ich ein sehr großes Dankeschön für die wunderbare Arbeitsatmosphäre, die unzähligen Hilfestellungen, die Ablenkung zur richtigen Zeit und all die Kleinigkeiten, die den Büroalltag versüßen, bedanken.
- Bei meinen Korrekturleserinnen Barbara Seewald und Lena Gareis möchte ich mich herzlichst für die aufgewandte Zeit und die vielen hilfreichen Umformulierungsvorschläge bedanken.
- A special Thanks goes out to Frits Wenneker for his Template „Large Colored Title Article“ from Latextemplates.com, which was taken and modified.
- Last but not least möchte ich mich bei meinen Eltern Gabriela Bohlender und Michael Bohlender bedanken, ohne deren Unterstützung mir mein Studium nicht möglich gewesen wäre.

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