

Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt

Institut für Angewandte Physik

Arbeitsgruppe Plasmaphysik

MASTERARBEIT

**Aufbau eines
Lorentz-Drift-Beschleunigers
zur Untersuchung der Plasmadynamik**

vorgelegt von

Thomas Manegold

SEPTEMBER 2013

Erstkorrektor: Dr. Marcus Iberler

Zweitkorrektor: Prof. Dr. Joachim Jacoby

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Messungen zur Plasmadynamik eines Lorentz-Drift-Beschleunigers (LDB) durchgeführt. Dieser basiert auf einer koaxialen Elektrodengeometrie. Bei einem Überschlag führt der entstehende Stromfluss zu einem Magnetfeld, sodass die gebildeten Ladungsträger durch die resultierende Lorentzkraft beschleunigt werden. Es hat sich gezeigt, dass die Abhängigkeit von Durchbruchspannung und Druck dem charakteristischen Verlauf einer Paschenkurve folgt.

Die Strom-Spannungs-Charakteristik des Versuchsaufbaus wurde in Konfigurationen mit und ohne Funkenstrecke untersucht. Mit Hilfe von diesem als Schalter fungierenden Spark-Gaps konnte bei Durchbruchspannungen gemessen werden, die oberhalb des Selbstdurchbruchs liegen.

Es zeigte sich, dass die im Versuchsaufbau verwendete Funkenstrecke keinen wesentlichen Einfluss auf die Entladung hat. Es kommt an der Funkenstrecke lediglich zu einem Spannungsabfall im Bereich einiger hundert Volt, der den Verlauf der Entladung im LDB allerdings nicht beeinflusst.

Der Lorentz-Drift-Beschleuniger könnte in Zukunft zur Erzeugung eines Druckgradienten verwendet werden, indem Teilchen von einem Rezipienten in einen Zweiten beschleunigt werden. Als Voruntersuchung zur Eignung dieses als Lorentz-Drift-Ventil bezeichneten Konzeptes wurden Messungen durchgeführt, die den Einfluss der Durchbruchspannung auf die Teilchenbeschleunigung mit Hilfe eines piezokeramischen Elementes untersuchen. So wurde der magnetische Druck bzw. die entsprechende Kraft einer Entladungswolke in Abhängigkeit von Durchbruchspannungen bis etwa $9,5 \text{ kV}$ untersucht. Es hat sich gezeigt, dass der Einsatz von hohen Spannungen sinnvoll ist, da sich die auf das Piezoelement einwirkende Kraft quadratisch zur Durchbruchspannung verhält. So wurde die maximale Kraft von $0,44 \text{ N}$ bei einer Zündspannung von $9,52 \text{ kV}$ gemessen.

Zudem wurde untersucht, in welchem Druckbereich der Einfluss der Druckwelle zu messen und wie sich die Geschwindigkeit der Ausbreitung der Druckwelle bei verschiedenen

Durchbruchspannungen verhält. Bei einer Entfernung von 231 mm zwischen Elektrodengeometrie und Piezoelement hat sich gezeigt, dass im Druckbereich unterhalb von etwa 0,2 mbar kein wesentlicher Einfluss des Gasdruckes auf die Piezospannung erkennbar ist. Dies lässt sich durch die geringe Teilchenanzahl im Arbeitsgas begründen, sodass Teilchenstöße vernachlässigt werden können.

Die maximale gemessene Geschwindigkeit der durch die Entladung verursachten Druckwelle liegt bei $55 \frac{\text{km}}{\text{s}} \pm 10\%$.

Die gemessene Plasmadynamik lässt darauf schließen, dass das Konzept eines gepulsten Lorentz-Drift-Ventils insbesondere mit hohen Durchbruchspannungen realisierbar ist. Zur Erzeugung eines dauerhaften Druckgradienten müsste die Repetitionsrate allerdings ausreichend hoch sein, sodass der rückfließende Gasdurchsatz geringer ist als die durch den LDB erzeugte Drift. Geht man von der Schallgeschwindigkeit als Rückflussgeschwindigkeit der Teilchen aus, so sind mindestens Repetitionszeiten im Bereich einer Millisekunde erforderlich.

Ergänzend zu den durchgeführten Untersuchungen ist es sinnvoll, die bisherigen Messungen durch Einbau eines Triggers zu verifizieren. Ein Trigger erzeugt eine Vorentladung mit deren Hilfe die eigentliche Entladung auch im Bereich unterhalb des Selbstdurchbruchs gezündet werden kann.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theoretische Grundlagen der Plasmaphysik	9
2.1	Plasmaparameter	11
2.1.1	Debye-Länge	11
2.1.2	Plasmafrequenz	12
2.1.3	Plasmatemperatur	14
2.2	Plasmadefinition	15
2.3	Plasmaunterscheidungen	16
2.3.1	Ideales Plasma	16
2.3.2	Entartetes Plasma	17
2.3.3	Relativistisches Plasma	18
2.4	Wechselwirkungen und Ionisationsprozesse eines Plasmas	19
2.4.1	Arten von Ionisationsprozessen	19
2.5	Entladungsmechanismen	24
2.5.1	Dunkelentladung	25
2.5.2	Glimmentladung	25
2.5.3	Bogenentladung	27
2.6	Townsendische Zündbedingung und Paschengesetz	27
2.7	Magnetischer Druck	31
2.8	Lorentz-Drift-Geometrie	31
3	Erstellung eines LabVIEW-Programms zur Druckauswertung am Computer	35
3.1	Einführung in LabVIEW	36
3.1.1	Programmfunktionen	37
3.2	Beschreibung des Programmablaufs	38
3.2.1	Abschnitt 1: Schnittstellenkonfiguration und Speicheroptionen	39

3.2.2	Abschnitt 2a: Datenkommunikation und -darstellung	40
3.2.3	Abschnitt 2b: Speichern der Daten	42
4	Experimenteller Aufbau	45
4.1	Versuchsaufbau	46
4.1.1	Elektrischer Aufbau und Verschaltung	49
4.2	Messung der Kraftereinwirkung	53
4.2.1	Ionisations-Vakuummeter	53
4.2.2	Piezoelektrisches Element	53
5	Auswertung	57
5.1	Durchbruchspannung der Funkenstrecke	58
5.2	Durchbruchspannung des LDB in Abhängigkeit des Druckes	59
5.3	Strom- und Spannungsmessungen	61
5.3.1	Strom- und Spannungsverlauf einer Entladung ohne Spark-Gap	61
5.3.2	Spannungsverlauf für $U_{LDB} < U_{SG}$	62
5.3.3	Spannungsverlauf für $U_{LDB} > U_{SG}$	64
5.3.4	Strom in Abhängigkeit der Spannung am LDB	66
5.4	Kraftmessung	67
5.4.1	Abhängigkeit von Druck und Piezospannung	67
5.4.2	Abhängigkeit von Zündspannung und Piezospannung	69
5.5	Geschwindigkeitsbestimmung	71
6	Ausblick	75
	Literaturverzeichnis	77
	Danksagung	79

1

Einleitung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Untersuchungen der Plasmadynamik an einem Lorentz-Drift-Beschleuniger (kurz: LDB) durchgeführt. Dieser Beschleuniger besteht aus zwei koaxial angeordneten Elektroden. Bei einer ausreichenden Spannung kommt es zum Gasdurchbruch zwischen den beiden Elektroden und es bildet sich ein Plasma aus. Basierend auf der Elektrodengeometrie entsteht durch den Stromfluss ein azimuthal um die Innenelektrode orientiertes Magnetfeld. Die hieraus resultierende Lorentz-Kraft führt zu einer Drift der Teilchen in Richtung des Rezipienten.

Ein neuartiges Konzept basiert auf der Idee, die im LDB generierte Lorentz-Drift so zu nutzen, dass ein monodirektionaler Teilchenaustausch zwischen zwei zuvor isobaren Kammern stattfindet und somit ein Druckgradient zwischen zwei getrennten Rezipienten erzeugt werden kann.

Die vorliegende Arbeit beinhaltet Messungen, die darüber Auskunft geben sollen, welche Parameter für ein solches Ventil besonders geeignet sind. So wurden insbesondere Messungen durchgeführt, die die Abhängigkeit von Zündspannung und Driftintensität untersuchen. Zudem konnte die Geschwindigkeit bestimmt werden, in der eine Reaktion auf die Entladung in einer bestimmten Entfernung zu erwarten ist. Da der verwendete Versuchsaufbau nicht nur bei Arbeitsparametern, die denen eines Selbstdurchbruches entsprechen, durchgeführt werden sollten, wurde eine Funkenstrecke als Schaltelement integriert. Dies erforderte zusätzliche Messungen, da eine mögliche Beeinflussung der Funkenstrecke auf das eigentliche Experiment eruiert werden musste.

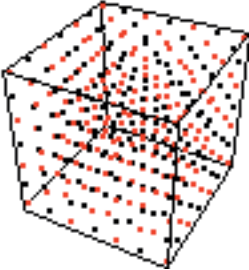


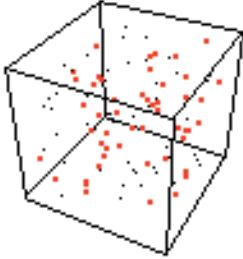
2

Theoretische Grundlagen der Plasmaphysik

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Definition eines Plasmas und wichtigen zugehörigen Parametern. Desweiteren wird auf Wechselwirkungsprozesse der Teilchen eines Plasmas sowie das Verhalten von Gasentladungen eingegangen.

Fügt man einem Festkörper ausreichend Energie zu, so geht er zunächst in den flüssigen und anschließend in den gasförmigen Zustand über. Erfolgt nun weitere Energiezufuhr, werden Gasatome und -moleküle ionisiert und das Gas geht in den Plasmazustand über. Somit lässt sich das Plasma, wie in Tab. 2.1 veranschaulicht, als vierter Aggregatzustand bezeichnen.

Auf der Erde sind natürliche Plasmen selten zu finden. Allgemein bekannte Plasmen sind

Festkörper	Flüssigkeit	Gas	Plasma
			
→ Temperaturzunahme →			

Tab. 2.1: Überblick über die vier Aggregatzustände fest, flüssig, gasförmig und Plasmazustand [Fuß05]

Blitze, die Flammen einer Kerze oder die Ionosphäre. Häufiger werden Plasmen auf der Erde künstlich erzeugt, beispielsweise in Forschungseinrichtungen, diversen technischen Verfahren oder im Plasma-Fernseher. Die überwiegende Mehrheit natürlicher Plasmen findet man im Universum. Aufgrund der hohen Temperaturen vieler Sterne, die einen Großteil sichtbarer Materie enthalten, befinden sich diese häufig im Plasmazustand. Zudem liegt ein Großteil des galaktischen Gases im Plasmazustand vor, sodass etwa 99% der sichtbaren Materie des Universums als Plasma vorliegt. [Fuß05]

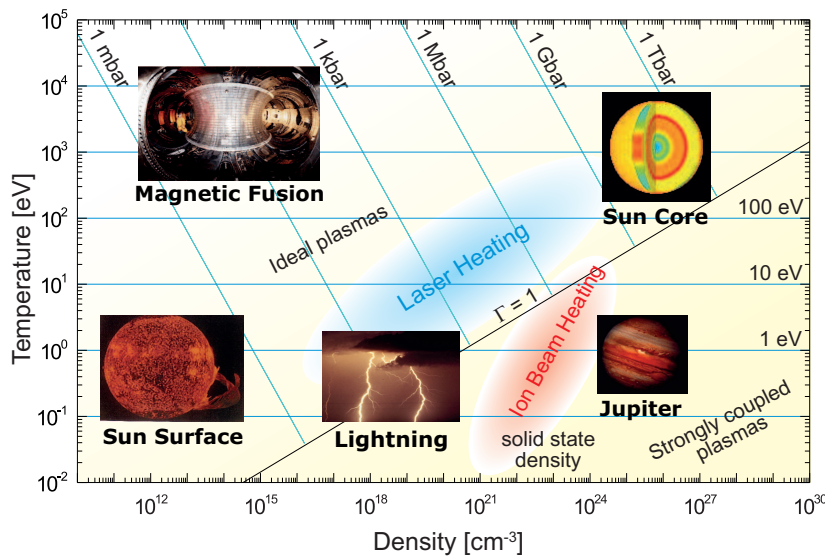


Abb. 2.1: Überblick über verschiedene Plasmen in Abhängigkeit von Dichte und Temperatur [Uni13]

Abb. 2.1 gibt einen Überblick der Parameter verschiedener Plasmen. Hierbei ist zu erkennen, dass sich typische Plasmen über weite Temperatur- und Dichtebereiche erstrecken. Der Parameter Γ beschreibt das Verhältnis von thermischer Energie zu Coulomb-Energie und trennt ideale von nicht-idealen Plasmen. Auf seine Bedeutung wird in Abschnitt 2.3.1 nochmals eingegangen.

Ein Plasma besteht in erster Näherung aus Ionen, geladenen Molekülen, Elektronen sowie neutralen Teilchen und Molekülen. Sind im Plasma keine ungeladenen Moleküle und Atome mehr vorhanden, so spricht man von einem vollständig ionisierten Plasma. Nach dieser Definition würde man aber auch beispielsweise einzelne geladene Elektronen als Plasma bezeichnen. Es sind also zusätzliche Bedingungen erforderlich.

Da sich die Ladungen aller Teilchen des Plasmas von außen betrachtet zu null summieren, kann es als quasineutral bezeichnet werden. Die Quasineutralität wird für die genaue Definition des Plasmazustandes genutzt, worauf in Abschnitt 2.2 eingegangen wird.

2.1 Plasmaparameter

2.1.1 Debye-Länge

Aufgrund der elektrostatischen Anziehung befinden sich geladene Teilchen bevorzugt in der Nähe invers geladener Teilchen. Es halten sich beispielsweise viele Elektronen in der Nähe eines positiv geladenen Ions auf. Hierdurch wird dessen Ladung nach außen abgeschirmt.

Die Debye-Länge gibt die Größenordnung an, ab der von Quasineutralität gesprochen werden kann. Durch die Teilchengeschwindigkeit kommt es jedoch zu einer Verringerung dieser sogenannten Debye-Abschirmung, sodass ein Störpotential existiert.

Zur Herleitung der Debye-Länge werden folgende Variablen und Konstanten verwendet:

n_{e0}/n_{i0} = mittlere Elektronen-/Ionendichte

T_e/T_i = Elektronen-/Iontemperatur

e = Elementarladung

Z = Ladungszahl von Ionen

k_B = Boltzmannkonstante

Wir betrachten eine positive Punktladung q am Ort des Koordinatenursprungs eines ansonsten quasineutralen Plasmas. Bei der Gesamtladung Q sind zusätzlich die Ladungen anderer Elektronen und Z -fach geladener Ionen berücksichtigt:

$$Q(r) = q\delta(0) - en_e(r) + Zen_i(r) \quad (2.1)$$

Da die Ionen vereinfacht als unbeweglicher Hintergrund betrachtet werden, ist die Dichte der Ionen n_i konstant und somit gleich der mittleren Ionendichte: $n_i = n_{i0}$.

Die Elektronen hingegen sind nach der Boltzmann-Beziehung verteilt. Aufgrund des kleinen Verhältnisses von potentieller zu kinetischer Energie lässt sich eine Taylor-Entwicklung für den Exponentialterm durchführen. Bei einer Elektronentemperatur T_e gilt für die Elektronendichte n_e [Fus05]:

$$n_e(r) = n_{e0} \exp\left(\frac{e\Phi(r)}{k_B T_e}\right) \approx n_{e0} \left(1 + \frac{e\Phi}{k_B T_e}\right) \quad (2.2)$$

Unter Berücksichtigung von $\delta(r \neq 0) = 0$ lautet die aus der Elektrodynamik bekannte Poissongleichung in Kugelkoordinaten somit:

$$\Delta\Phi = \frac{Q(r)}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(-en_{e0} - en_{e0} \cdot \frac{e\Phi}{k_B T_e} + Z_e n_{i0} \right) \quad (2.3)$$

Die Ladungstrennung im Plasma führt zu hohen elektrischen Feldern. Bei einer für ein Plasma realistischen Dichte von etwa 10^{22} m^{-3} sei die Quasineutralität in einem Abstand von $\delta x = 1 \text{ mm}$ zu 1% verletzt.

Für das elektrische Feld lässt nach dem Satz von Gauß sich nun ein Wert für das Beispiel berechnen:

$$E = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{0,01 \cdot n_e e \cdot \delta x}{\varepsilon_0} \approx 1,8 \cdot 10^9 \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

Ein solche hohes Feld kann nicht aufrecht erhalten werden, sodass man näherungsweise von der gleichen Anzahl von Ionenladungen $Z_i n_i$ und Elektronenladungen n_e ausgehen kann. Dies bezeichnet man auch als **Plasmanäherung**. [Zoh10]

Durch Lösen der Poisson-Gleichung in Kugelkoordinaten erhält man mit verwendeter Plasmanäherung für das Störpotential:

$$\Phi(r) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 \cdot r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}} \quad \text{mit} \quad \lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_{e0}}} \quad (2.4)$$

Die Debye-Länge ist somit ein Maß dafür, in welchem Abstand die Störung des Potentials auf das $\frac{1}{e}$ -fache des ursprünglichen Potentials abgefallen ist.

2.1.2 Plasmafrequenz

Da die Elektronenmasse m_e um mehrere Größenordnungen geringer ist, als die Masse eines Ions, kann ein Elektron um ein Vielfaches schneller beschleunigen als ein Ion. Aufgrund der Distanz zwischen Ion und Elektron entsteht ein elektrisches Feld \vec{E} , das zu einer rücktreibenden Kraft \vec{F} führt. Diese Kraft ist immer in Richtung des Ions gerichtet, sodass das Elektron in dessen Richtung beschleunigt wird. Durch die dabei aufgenommene Energie fliegt es jedoch am Ion vorbei und es wirkt eine Kraft in die entgegengesetzte Richtung. Hierdurch oszilliert das Elektron um das Ion mit der Plasmafrequenz ω_p .

Für die Bewegungsgleichung eines einem elektrischen Feld ausgesetzten Elektrons gilt Gleichung 2.5, wobei es sich bei δ um die Verschiebungsstrecke handelt:

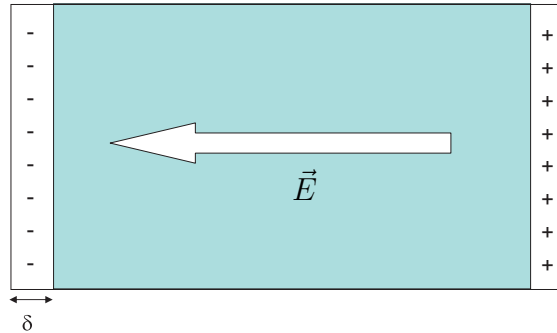


Abb. 2.2: Schematische Darstellung einer Verschiebung von Ionen und Elektronen um die Strecke δ [vK12]

$$m_e \frac{d^2\delta}{dt^2} = -eE \quad (2.5)$$

Näherungsweise kann, wie in Abb. 2.2 dargestellt, von einer planparallelen Anordnung, ähnlich der eines Plattenkondensators, ausgegangen werden. Mit Hilfe des Satz von Gauß lässt sich das elektrische Feld einer solchen Geometrie berechnen und man erhält:

$$E = \frac{Q}{\varepsilon_0 A} = \frac{n_e e}{\varepsilon_0} \cdot \delta \quad (2.6)$$

Setzt man nun das elektrische Feld aus Gleichung 2.6 in Gleichung 2.5 ein, so erhält man eine Differentialgleichung 2. Ordnung:

$$m_e \frac{d^2\delta}{dt^2} = \frac{Q}{\varepsilon_0 A} = \frac{n_e e^2}{\varepsilon_0} \cdot \delta \quad (2.7)$$

Die allgemeine Lösung für diese Gleichung lautet: $\delta(t) = C_1 \sin(\omega_p t) + C_2 \cos(\omega_p t)$

In der Lösung ist die Plasmafrequenz ω_p enthalten:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (2.8)$$

Auf externe Störungen kann das Plasma mit einer Frequenz $\omega_p > \omega_{\text{Stör}}$ quasi instantan folgen und ein Großteil der Strahlung wird reflektiert. Bei Störungen oberhalb der Plasmafrequenz ist die Reaktionszeit des Plasmas $\tau_p = \frac{1}{\omega_p}$ größer als die Zeit, in der die Störung abläuft, sodass eine Abschirmung der Störung nicht möglich ist. Somit wird das

Plasma transparent für elektromagnetische Strahlung oberhalb der Plasmafrequenz. Ein Beispiel hierfür ist das Verhalten der Ionosphäre, deren Plasmafrequenz im mittleren Megahertzbereich liegt: Mittelwellenstrahlung hat eine Frequenz im niedrigen Megahertzbereich, sodass das Plasma der Störung folgen kann und es kommt zu einer Reflektion. Die Frequenz von Ultrakurzwellen ist oberhalb von ω_p , sodass die Strahlung ungehindert die Ionosphäre passieren kann. [Zoh10]

2.1.3 Plasmatemperatur

Die Plasmatemperatur ist ein Maß für den Energiegehalt eines Plasmas. Durch eine ausreichende Anzahl an elastischen Teilchenstößen maximiert sich die Entropie des Systems. Da es sich bei der Maxwell-Boltzmann-Gleichung $f(v)$ um eine Verteilungsfunktion maximaler Entropie handelt, kann diese zur Charakterisierung eines Plasmas verwendet werden. Durch die Multiplikation der auf eins normierten Maxwell-Boltzmann-Gleichung mit der Teilchendichte n erhält man Anzahl der Teilchen in einem Geschwindigkeitsintervall dv :

$$f_n(v) = n \cdot \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \cdot v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{k_B T} \right) \quad (2.9)$$

Die mittlere Energie lässt sich nun mit den Grundlagen der statistischen Physik berechnen:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{\int \frac{1}{2} m v^2 f_n(v) d^3v}{\int f_n(v) d^3v} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.10)$$

Beim Konzept der Plasmatemperatur geht man von nur zwei anstatt drei Freiheitsgraden aus, sodass 1 eV einer Temperatur von 11605 K entspricht.

Durch eine genügend hohe Stoßanzahl gleichen sich die Temperaturen der Ladungsträger an. Entspricht die Elektronentemperatur der Iontemperatur so spricht man von einem globalen thermischen Gleichgewicht.

Bedingt durch die höhere Beweglichkeit der Elektronen ist deren Temperatur aber meist ungleich der der Ionen. Somit ist die Bedingung für ein globales thermisches Gleichgewicht praktisch nie zu erfüllen. Man behilft sich mit der Definition eines lokalen thermischen Plasmas. Hierbei kann man in gewissen Bereichen von konstanter Dichte und Temperatur ausgehen. Bei einem lokalen thermischen Plasma ist die Länge des Temperaturgradienten entsprechend groß gegenüber der mittleren freien Weglänge der Teilchen und Photonen. [Zoh10]

2.2 Plasmadefinition

Zur genauen Definition eines Plasmas nutzen wir die Quasineutralität als Abgrenzung zu einzelnen geladenen Teilchen. Hierfür müssen drei Bedingungen erfüllt sein:

1. $\lambda_D \ll L$:

Die Ausdehnung des betrachteten Volumens L muss wesentlich größer sein als die Debye-Länge, da innerhalb der Debye-Kugel die Quasineutralität durch das auftretende Störpotential nicht mehr aufrechterhalten werden kann.

2. $N_D \gg 1$:

Da bei der Herleitung der Debye-Länge von einer Dichteverteilung ausgegangen wurde, muss sich innerhalb der Debye-Kugel eine ausreichend große Anzahl an Teilchen N_D befinden. Andernfalls kommt es zu keinem kollektiven Verhalten, sodass die Abschirmung nach außen nicht mehr gewährleistet ist.

Die Teilchenanzahl in der Debye-Kugel lässt sich über die Teilchendichte berechnen:

$$N_D = n_{e0} \cdot \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 \quad (2.11)$$

3. $\omega_p\tau \ll 1$:

Die Quasineutralität ist nur gegeben, wenn das Plasma auf Stöße mit Neutralteilchen ausreichend schnell reagieren kann.

Betrachtet man das Plasma im nicht-stationären Fall so kann die Abschirmung nur aufrechterhalten bleiben, wenn die Stoßzeit mit neutralen Teilchen τ erheblich größer ist als die Plasmafrequenz. In diesem Fall überwiegt die elektrostatische Wechselwirkung und das Plasma kann schnell genug auf die Störung durch die Gaskinetik reagieren.

Liegt die Frequenz der Störung oberhalb der Plasmafrequenz, kann die auftretende Potentialstörung nicht ausgeglichen werden und die Quasineutralität ist nicht mehr gewährleistet. [vK12]

2.3 Plasmaunterscheidungen

Aufgrund der ausgedehnten Temperatur- und Dichtebereiche unterteilt man in verschiedene Kategorien von Plasmen. In Abb. 2.3 sieht man die Plasmaunterscheidungen in Abhängigkeit von Temperatur T und Dichte n . Die Grenzlinien der Abbildung trennen zwischen idealem und nicht-idealem Plasma (blau), entartetem und nicht-entartetem Plasma (rot) sowie relativistischem und nicht-relativistischem Plasma (gestrichelt) und werden im Folgenden näher betrachtet.

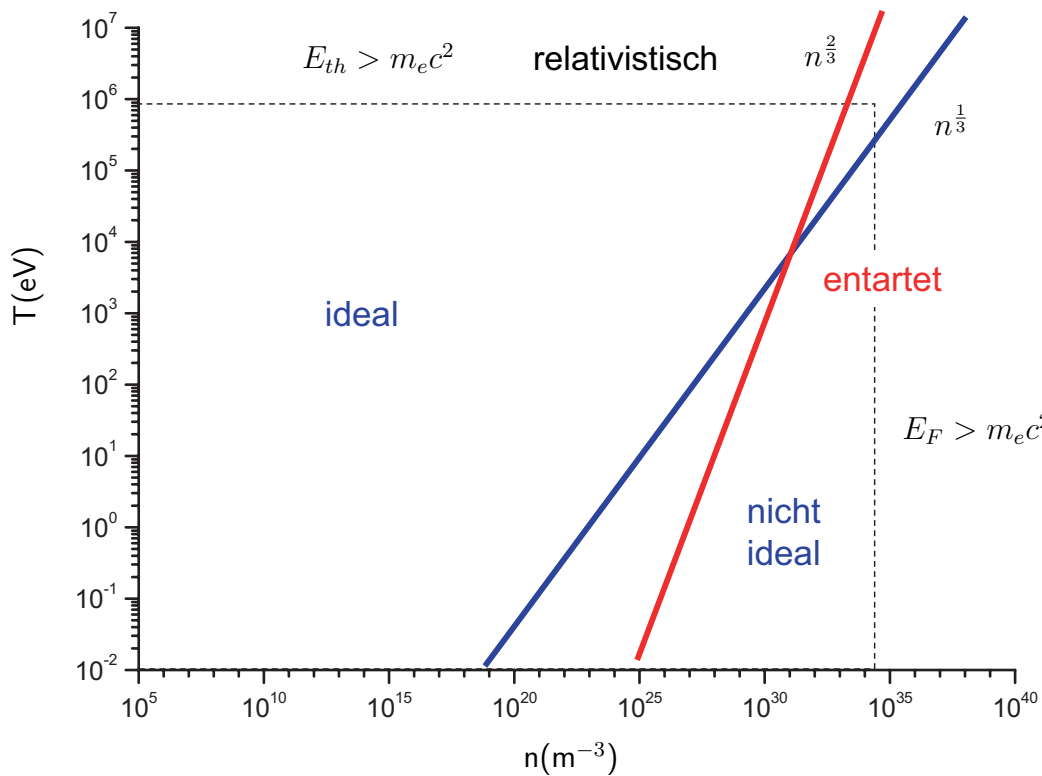


Abb. 2.3: Übersicht der Plasmaunterscheidungen in Abhängigkeit von Dichte und Temperatur [vK12]

2.3.1 Ideales Plasma

Die Definition des idealen Plasmas erfolgt analog zu der des idealen Gases. Bei einem idealen Gas überwiegt die thermische Bewegung über die Van-der-Waals-Wechselwirkung der Teilchen. Bei einem idealen Plasma ist die Wechselwirkung des Coulomb-Potentials im Vergleich zur thermischen Wechselwirkung zu vernachlässigen.

Für die thermische Energie E_{th} gilt:

$$E_{th} = \frac{3}{2}k_B T \quad (2.12)$$

Für die potentielle elektrische Energie Φ_{12} zwischen zwei Ladungsträgern q_1 und q_2 , die sich im Abstand $r_{12} = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ zueinander befinden, gilt:

$$\Phi_{12} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r_{12}} \quad (2.13)$$

Somit lautet die Bedingung für ein ideales Plasma:

$$\Phi_{12} \ll E_{th} = \frac{3}{2}k_B T \quad (2.14)$$

Aus den Proportionalitäten von potentieller Energie $\Phi_{12} \propto r_{12}^{-1}$ und Dichte $n \propto r_{12}^{-3}$ folgt, dass sich die Temperaturgrenze zwischen idealem und nicht-idealem Plasma mit $T \propto n^{\frac{1}{3}}$ verhält.

Ist der Parameter $\Gamma = \frac{E_{th}}{\Phi_{12}} > 1$ so handelt es sich um ein ideales Plasma.

2.3.2 Entartetes Plasma

Bei hohen Ladungsträgerdichten kommen quantenphysikalische Effekte zum Tragen. Das Pauli-Prinzip besagt, dass sich zwei Teilchen nicht im gleichen quantenmechanischen Zustand befinden dürfen. Zur Bestimmung der Grenze zwischen entartetem und nicht-entartetem Plasma bestimmen wir nun die Anzahl der Zustände N pro Energie E und Volumen V . Betrachten wir ein Teilchen im Potentialtopf mit der Länge L , so lautet dessen Eigenfunktion $\Psi = \Psi_0 \sin\left(\frac{p_n x}{\hbar}\right)$, wobei $p_n = \frac{n\hbar\pi}{L}$ ist.

Unter Berücksichtigung des Spinentartungsfaktors 2 erhält man für einen dreidimensionalen Potentialtopf mit einer kontinuierlichen Verteilung die Zustandsdichte $d\mathcal{N} = \frac{dN}{L^3}$:

$$d\mathcal{N} = 2 \cdot \frac{4\pi}{(\pi\hbar)^3} p^2 dp \quad (2.15)$$

Mit der Energie eines freien Teilchens $E = \frac{p^2}{2m}$ und der entsprechenden Differentiation $\frac{dE}{dp} = \frac{p}{m}$ lässt sich nun die Zustandsdichte pro Energie formulieren. Es ist zu beachten,

dass nur ein Achtel des betrachteten Phasenraumes gezählt werden darf, da im kugelsymmetrischen Impulsraum $n_i > 0$ für $i = x, y, z$ gilt, was bisher nicht berücksichtigt wurde.

$$g(E) = \frac{d\mathcal{N}}{dE} = \frac{\sqrt{2m^3}}{\pi^2\hbar^3} \sqrt{E} \quad (2.16)$$

Ohne Berücksichtigung von thermischen Fluktuationen besetzt ein System alle Zustände, beginnend mit dem niedrigsten. Durch Integration von Gleichung 2.16 über alle Energiezustände erhalten wir somit die Zahl der Teilchen pro Volumen:

$$n = \frac{N}{V} = \int_0^{E_{max}} g(E) dE = \frac{2\sqrt{2m^3}}{3\pi^2\hbar^3} E_{max}^{\frac{3}{2}} \quad (2.17)$$

$E_{max} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}}$ bezeichnet man als Fermi-Energie. Sie beschreibt die Energie des höchsten Zustandes, der in einem Vielteilchensystem, das sich im Grundzustand befindet, besetzt werden kann.

Ist die thermische Energie geringer als die Fermienergie ist somit eine quantenmechanische Betrachtung notwendig. Von einem entarteten Plasma spricht man somit wenn die folgende Bedingung erfüllt ist:

$$E_F \gg E_{th} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.18)$$

Die Temperaturgrenze zwischen entartetem und nicht-entartetem Plasma verhält sich mit $T \propto n^{\frac{2}{3}}$. [Zoh10]

2.3.3 Relativistisches Plasma

Bei Teilchenenergien, die höher als die Ruheenergie $m_0 c^2$ sind, bedarf es relativistischer Rechnungen und man spricht entsprechend von einem relativistischen Plasma:

$$m_0 c^2 \ll E_{th} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.19)$$

Bei einer Ruhemasse des Elektrons von $m_0 = 511 \text{ keV}$ ergibt sich ein Grenzwert von $T \approx 4 \text{ Mio. } ^\circ\text{C}$. Da die Teilchengeschwindigkeit Boltzmann-verteilt ist, kann die Grenze auch schon bei Plasmen verletzt werden, deren mittlere Energie wesentlich geringer ist. Zwar ist Bedingung aus Gleichung 2.19 in diesem Fall nicht global erfüllt, dennoch können relativistische Effekte zu berücksichtigen sein.

Überschreitet die Fermienergie die Ruheenergie so ist auch hier relativistisch zu betrachten, da die Energie-Impuls-Beziehung von $E = \frac{p^2}{2m}$ zu $E = pc$ übergeht. Von einem relativistisch entarteten Plasma spricht man somit auch wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$m_0c^2 \ll E_F = \hbar c (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}} \quad (2.20)$$

2.4 Wechselwirkungen und Ionisationsprozesse eines Plasmas

Nicht nur innerhalb eines Plasmas kommt es zu verschiedenen Wechselwirkungen der Teilchen, es kommt auch zu Oberflächenreaktionen der Plasmateilchen mit Grenzflächen wie beispielsweise der des Rezipienten. Welche Prozesse bevorzugt ablaufen hängt stark vom gewählten Aufbau ab, lässt sich jedoch qualitativ über die mittlere freie Weglänge abschätzen.

Die mittlere freie Weglänge ist ein Maß für die gemittelte Strecke, die ein Teilchen zurücklegen kann, ohne mit anderen Teilchen zu wechselwirken. Für ein Gas mit Druck p , Teilchendichte n und einem Wirkungsquerschnitt σ ist die mittlere freie Weglänge wie folgt zu bestimmen [vK12]:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \propto \frac{1}{p} \quad (2.21)$$

2.4.1 Arten von Ionisationsprozessen

Photoionisation

Von Photoionisation spricht man, wenn ein Atom durch auftreffende Strahlung ionisiert wird. Dies ist möglich sofern die Strahlung eine höhere Energie hat, als die aufzubringende Ionisationsenergie E_{Ion} :

$$E = h\nu > E_{\text{Ion}} \quad (2.22)$$

Überbleibende Energie wird in Form von Strahlung abgegeben, sodass auch Folgeionisationen möglich sind.

Eine wichtige Rolle spielt die Photoionisation bei der Bereitstellung von Anfangselektronen für eine Gasentladung (vgl. Abschnitt 2.6), da diese häufig durch die natürliche Hintergrundstrahlung erfolgt.

Thermische Ionisation

Bei einer thermischen Ionisation reicht die kinetische Energie der thermischen Teilchenbewegung aus, um Ionisationsprozesse durchzuführen.

Mit der SAHA-Gleichung lässt sich der Ionisationsgrad χ bei bekannter Temperatur T , bekanntem Druck p in mbar und Kenntnis über die Ionisationsenergie E_{Ion} berechnen:

$$\frac{\chi^2}{1 - \chi^2} = 0,182 \cdot \frac{T^{\frac{5}{2}}}{p[\text{mbar}]} \cdot \exp\left(\frac{E_{\text{Ion}}}{k_B T}\right) \quad (2.23)$$

Wie in Abb. 2.4 dargestellt beginnt die Thermoionisation im Bereich von Temperaturen einiger tausend Kelvin [Frö02].

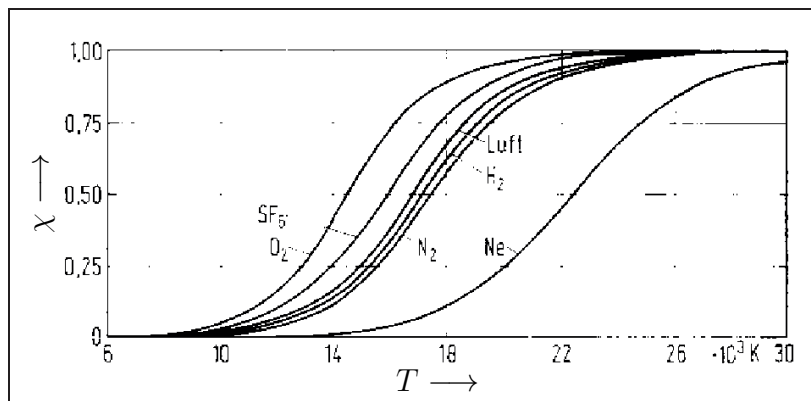
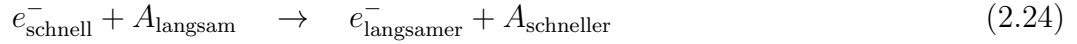


Abb. 2.4: Thermischer Ionisationsgrad χ verschiedener Gase in Abhängigkeit der Temperatur T [Frö02]

Stoßionisation und -prozesse

Durch Stöße der Ladungsträger miteinander kommt es zu Wechselwirkungen. Hierbei kann es zu Impulsübertragungen und Ionisationen kommen. Im Folgenden werden die wichtigsten Volumenprozesse, die innerhalb des Gases mit **Elektronenbeteiligung** stattfinden können, aufgelistet:

- **elastischer Stoß:**



Hierbei bleibt die kumulierte kinetische Energie der Stoßpartner konstant und es ändert sich nur die Impulsverteilung der Stoßpartner.

- **inelastischer Stoß:**



Beim inelastischen Stoß bleibt die Gesamtenergie der Wechselwirkung zwar konstant, jedoch verringert sich die kinetische Gesamtenergie. Verbleibende Energie wird zur Zustandsänderung oder Ionisation verwendet.

Durch einen inelastischen Elektronenstoß kann es zudem zur Dissoziation eines Moleküls AB kommen:



- **superelastischer Stoß:**



Bei einem superelastischen Stoß bedarf es mindestens einem angeregten Stoßpartner. Die zusätzliche Energie die hierdurch vorhanden ist, wird beim Stoß in kinetische Energie umgewandelt, sodass nach dem Stoß mehr kinetische Energie vorhanden ist als zuvor. [Bra00]

- **Abregung eines angeregten Atoms:**



Durch einen Elektronenstoß kann ein angeregtes Atom A^* abgeregt werden und die freiwerdende Energie wird in Form von Strahlung $h\nu$ frei. Dies erfolgt bei einem angeregten Atom leichter als bei einem Atom im Grundzustand, da die Ionisationsenergie verringert ist.

Alternativ kann es zur Ionisation kommen:



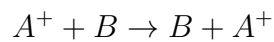
- **Rekombination:**



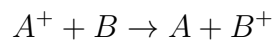
Es besteht die Möglichkeit der Rekombination von Elektron und Ion. Da bei einer einfachen Rekombination die Impulserhaltung verletzt wird, ist ein weiterer Stoßpartner B erforderlich.

Diese Volumenprozesse können desweiteren mit **Beteiligung von Atomen und Ionen** anstelle von Elektronen stattfinden. Die Reaktionen sind hier weitgehend analog zu denen mit Elektronenbeteiligung:

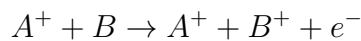
- Es kann zu einer elastischen Streuung eines Ions A^+ an einem Atom B kommen:



- Beim Stoß eines Ions A^+ mit einem Atom B kann ein Ladungsaustausch erfolgen:



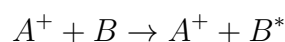
- Bei einem inelastischen Stoß kann es zur Ionisation eines Atoms kommen:



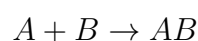
- Die Ionisation eines Atoms A kann zudem durch ein angeregtes Atom B^* erfolgen. Durch diese sogenannte Penning-Ionisation kann es (ähnlich einem superelastischen Stoß) auch nach Abschaltung der Energiezufuhr noch zu Ionisationen kommen:



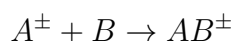
- Durch Energieübertragung eines inelastischen Stoßes kann ein Atom angeregt werden:



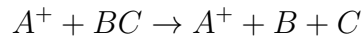
- Bei einem Stoß kann es zur Bildung eines neutralen Moleküls AB kommen:



Analog kann die Bildung eines geladenen Moleküls AB^\pm erfolgen:

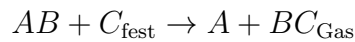


- Durch einen Stoßpartner A^+ kann ein Molekül BC dissoziieren:

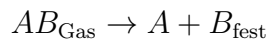


Nicht nur innerhalb eines Plasmas kommt es zu Wechselwirkungsprozessen. Auch Grenzflächen wie der Rezipient oder die plasmaerzeugende Elektrodenkonfiguration reagieren mit den Teilchen des Plasmas und es kann zu verschiedenen **Wechselwirkungsprozessen mit angrenzenden Oberflächen** kommen:

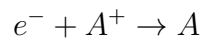
- Durch den Aufprall eines Moleküls AB auf eine Oberfläche kann dort ein Atom C herausgelöst werden, das sich nach der Reaktion im Gas befinden. Dies bezeichnet man auch als Erosion.



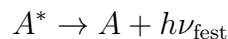
- Umgekehrt können sich Teilchen des Gases an der Oberfläche anlagern. Dies bezeichnet man auch als Sputtering.



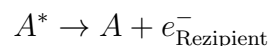
- Elektronen des Gases können mit Ionen der Grenzfläche rekombinieren, sodass diese zu ungeladenen Atomen werden:



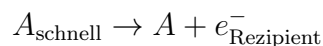
- Angeregte Atome A^* können Energie an Oberflächen abgeben, in dem sie in ihren Grundzustand übergehen:



- Ist die Anregungsenergie des Atoms A^* groß genug ist, um Elektronen aus dem Rezipienten auszulösen, kann es zur Sekundärelektronenemission kommen:



Alternativ zeigt sich ähnliches Verhalten bei schnellen Atomen:



2.5 Entladungsmechanismen

Grundsätzlich sind Gase schlechte Leiter, sodass sie häufig als Isolator dienen. Bekanntestes Beispiel hierfür ist die Luft mit einer Durchschlagsfestigkeit von etwa $3 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$ (vgl. Abschnitt 5.1). Erst bei Überschreitung dieses Grenzwertes kommt es zur einer Entladung, indem sich ein leitendes Bandes im Gas ausbildet, wie es etwa bei einem Blitzeinschlag der Fall ist.

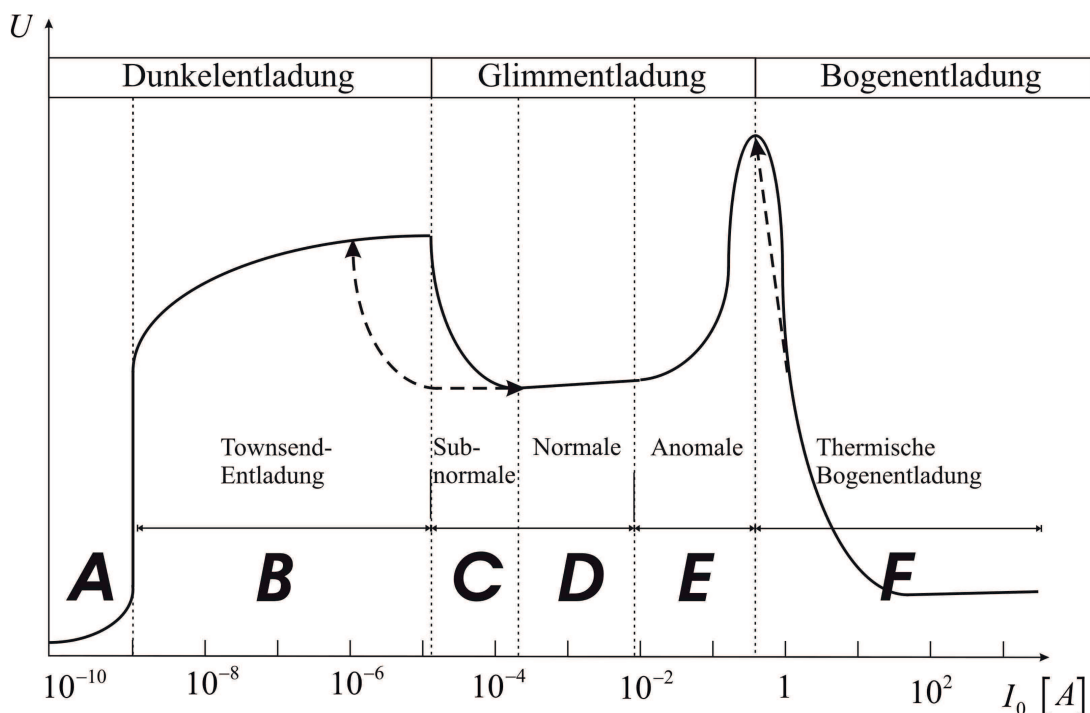


Abb. 2.5: Qualitative Darstellung der Strom-Spannungs-Charakteristik einer Gasentladung [Küp68]

Die elektrischen Eigenschaften von Gasentladungen betrachtet man anhand einer Strom-Spannungs-Kennlinie (Abb. 2.5), da das ohmsche Gesetz aufgrund der hohen Ströme nicht mehr gültig ist. Entscheidend hierfür ist, dass die Proportionalität von elektrischem Feld \vec{E} und Stromdichte \vec{j} nicht mehr aufrechtzuerhalten ist, da die Driftgeschwindigkeit der Elektronen nicht mehr vernachlässigbar gegenüber der mittleren Elektronengeschwindigkeit ist. [DKV10]

In den folgenden Unterkapiteln wird auf die drei Bereiche der Kennlinie *Dunkelentladung* (2.5.1), *Glimmentladung* (2.5.2) und *Bogenentladung* (2.5.3) näher eingegangen.

2.5.1 Dunkelentladung (A-B)

Unselbstständige Entladung (A)

Durch äußere Einflüsse, beispielsweise Höhenstrahlung, entstehen freie Ladungsträger. Gleichzeitig kommt es aber auch zu Rekombinationen der entstandenen Ionen und Elektronen. Die Zahl der freien Ladungsträger wird somit durch das Gleichgewicht von Ionisation und Rekombination der Teilchen bestimmt.

Bei niedrigen elektrischen Feldern gilt, wie zu Beginn des Unterkapitels 2.5 bereits erwähnt, näherungsweise das ohmsche Gesetz. Bei Erhöhung der Spannung steigt der Strom entsprechend bis schließlich alle freien Ladungsträger durch das elektrische Feld abgezogen werden. Somit können Ionen und Elektronen nicht mehr rekombinieren und es stellt sich ein Sättigungsstrom ein. Da die Anzahl der Ladungsträger nicht weiter steigt, spricht man von einer unselbstständigen Entladung.

Townsend-Entladung (B)

Bei weiterer Erhöhung der angelegten Spannung gewinnen die Teilchen auf dem Weg von Anode zu Kathode innerhalb der freien Weglänge ausreichend kinetische Energie, um zusätzliche Ladungsträger durch Stoßionisation zu bilden. Die Anzahl der vorhandenen freien Ladungsträger wächst hierdurch lawinenartig an und es kommt zu einem sehr starken Stromanstieg. Dieses Verhalten ist nach der Townsend benannt, auf dessen Theorie zur Zündbedingung in Abschnitt 2.6 genauer eingegangen wird.

2.5.2 Glimmentladung (C-E)

Subnormale Glimmentladung (C)

Ist der Stromkreis beispielsweise durch einen Widerstand begrenzt, wird ein stabiler Ladungszustand erreicht, den man als Glimmentladung bezeichnet. Hierbei kommt es zu keinem Durchschlag und es zeigt sich aufgrund der bei Ionisation und Rekombination entstehenden Photonen ein dauerhaftes Leuchten. Die Stromstärke ist jedoch so hoch, dass sich Raumladungen bilden, die zu Feldveränderungen führen. Hierbei steigt die Stromstärke trotz geringerer Zündspannung weiter an. [Küc09]

Abb. 2.6 gibt eine Übersicht über die einzelnen Raumladungen, die bei einer Glimmentladung vorherrschen. Die freien Elektronen werden hierbei in Richtung der Anode beschleunigt.

In der Nähe der Kathode haben die freien Elektronen eine geringe Energie, sodass es durch Anregung von Atomen zu einem Leuchten kommt. Man bezeichnet diesen Bereich

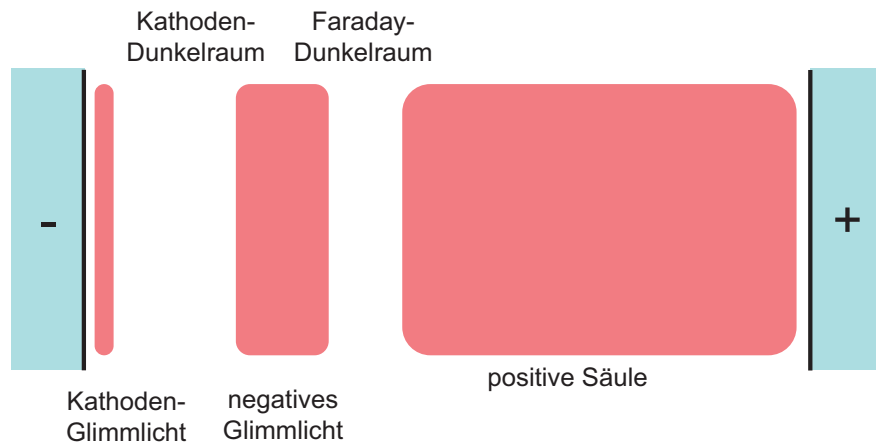


Abb. 2.6: Schematische Darstellung der verschiedenen Regionen einer Glimmentladung [vK12]

als *Kathoden-Glimmlicht*.

In Richtung der Anode steigt die Energie der Elektronen, sodass sich durch das Absaugen der Elektronen eine negative Raumladungszone in Nähe der Kathode ausbildet. Hierbei sinkt der Wirkungsquerschnitt, sodass es kaum zu Anregungen kommt. Man spricht hierbei vom *Kathoden-Dunkelraum*.

Bei ausreichender kinetischer Energie der Elektronen kommt es zu weiteren Stoßionisationen sodass die Anzahl der freien Ladungsträger vervielfacht wird. Diese hohe Elektronendichte ist ausreichend, um Atome anzuregen. Dieser als *negatives Glimmlicht* bezeichnete Bereich ist mit einem starken Anstieg des Stromes verbunden.

Durch die negative Raumladung verschiebt sich die Anode virtuell zur Kathode, sodass von einer *positiven Säule* zwischen Anode und negativer Raumladung gesprochen werden kann.

Die Trennschicht zwischen positiver Säule und negativem Glimmlicht bezeichnet man als *Faraday-Dunkelraum*. Die Feldstärke ist in diesem Bereich so gering, dass es zu keinen sichtbaren Leuchterscheinungen kommt.

Normale Glimmentladung (D)

Bei steigendem Strom wächst die positive Säule an und die virtuelle Anode verschiebt sich weiter in Richtung der Kathode. Durch das resultierende höhere elektrische Feld lösen auf die Kathode auftreffende Ionen weitere Elektronen aus, sodass der Strom weiter ansteigt, obwohl die Spannung nicht erhöht wird.

Anomale Glimmentladung (E)

Durch die steigende Stromstärke ist schließlich die gesamte Kathode von der Glimmschicht bedeckt und eine weitere Stromerhöhung ist nur durch Verstärkung des elektrischen Feldes möglich. Somit steigt die Zündspannung an. [vK12]

2.5.3 Bogenentladung (F)

Bei sehr großen Stromstärken heizen sich die Elektroden auf und es kommt zu thermischen Ionisationen, wodurch weitere Ladungsträger gebildet werden. Die hohe Anzahl freier Ladungsträger führt zur Bildung eines Entladungsbandes und einem damit verbundenen Zusammenbruch der Spannung.

2.6 Townsendsche Zündbedingung und Paschengesetz

Betrachtet man eine gasgefüllte planparallele Elektrodenanordnung mit der Kathode am Ort $x = 0$ und der Anode am Ort $x = d$, so kommt es zu Stoßionisationen durch beschleunigte Ladungsträger. Jede Ionisation ist gleichbedeutend mit einem kurzzeitigen Stromfluss. Damit es zu einem Durchschlag, also einem kontinuierlichen Stromfluss, kommt, muss die Rekombinationsrate geringer als die Ionisationsrate sein.

Der erste Townsendsche Koeffizient α ist ein Maß für die Elektronenvervielfältigung. Für den lokalen Elektronenfluss Γ_e gilt:

$$\frac{d\Gamma_e}{dx} = \alpha\Gamma_e \quad (2.32)$$

Nach Integration von Gleichung 2.32 wird das exponentielle Verhalten der lawinenartigen Ladungsträgervermehrung deutlicher:

$$\Gamma_e(d) = \Gamma_e(0) \cdot e^{\alpha d} \quad (2.33)$$

Bedingung für eine Townsend-Entladung ist entsprechend, dass $\alpha > 1$ gilt.

Es ist davon auszugehen, dass α von der Ionisationsenergie E_{Ion} , der mittleren freien Weglänge λ , der Anzahl der Gasteilchen n_g sowie der angelegten Spannung U abhängt. Als Ansatz lässt sich wählen:

$$\alpha \propto n_g \exp\left(-\frac{E_{\text{Ion}}}{\lambda U}\right) \quad (2.34)$$

Da die Gasteilchenanzahl proportional zum Druck p ist und nach Gleichung 2.21 $\lambda \propto p^{-1}$ gilt, erhält man mit den Proportionalitätsfaktoren A und B eine Gleichung für den ersten Townsendschen Koeffizienten:

$$\alpha = Ap \exp\left(-B\frac{pd}{U}\right) \quad (2.35)$$

Da bei jeder Ionisation sowohl ein Elektron als auch ein positiv geladenes Ion entstehen, gilt für die Anzahl der durch Stoßionisation entstandenen Ladungsträger:

$$\Gamma_i(0) - \Gamma_i(d) = \Gamma_e(d) - \Gamma_e(0) = \Gamma_e(0) (e^{\alpha d} - 1) \quad (2.36)$$

Bei einer selbstständigen Entladung werden die durch Ionisationsprozesse entstandenen Ionen so stark zur Kathode beschleunigt, dass deren Energie zur Ionisation weiterer Atome ausreicht. Somit kommt es mit einem kurzen Zeitversatz zur Bildung weiterer Ladungsträger und es kann eine zweite Elektronenlawine ausgelöst werden. Das Verhalten einer Townsendentladung ist in Abb. 2.7 schematisch dargestellt.

Der zweite Townsend-Koeffizient γ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein auftreffendes Ion zur Erzeugung eines weiteren Ladungsträgers führt.

Dies lässt sich mathematisch wie folgt formulieren:

$$\Gamma_e(0) = \gamma_i \Gamma_i(0) \quad (2.37)$$

An der Anode erzeugte Sekundärelektronen tragen nicht zum Plasma bei, da die Teilchen im Feld nicht beschleunigt werden können. Mit der Annahme, dass sich an der Anode

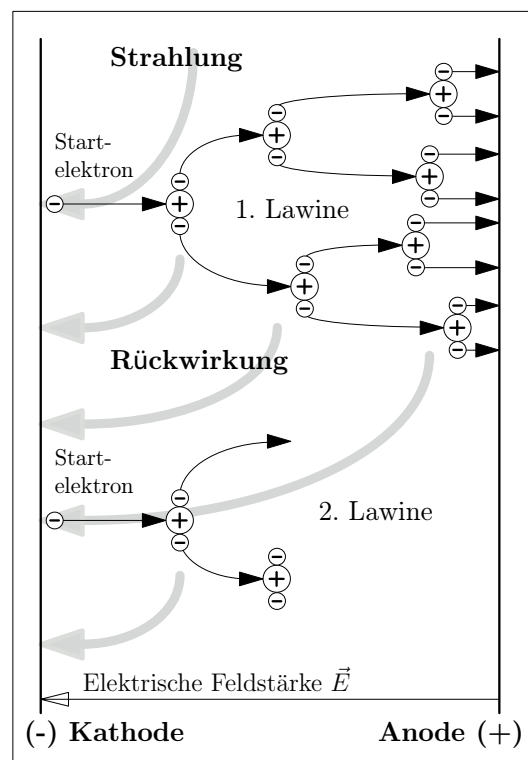


Abb. 2.7: Modell zur Beschreibung einer Townsendentladung [Küc09]

keine positiv geladenen Ionen befinden gilt $\Gamma_i(d) = 0$ und kann man schreiben: [vK12]

$$\frac{1}{\gamma} \Gamma_e(0) = \Gamma_e(0) \cdot e^{\alpha d} - \Gamma_e(0) \quad (2.38)$$

Hierraus folgt:

$$\alpha d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (2.39)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 2.35 in Gleichung 2.39 erhält man nach Umstellung für die Zündspannung U einer selbstständigen Entladung das sogenannte **Paschengesetz**:

$$U = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln[\ln(1 + \gamma^{-1})]} \quad (2.40)$$

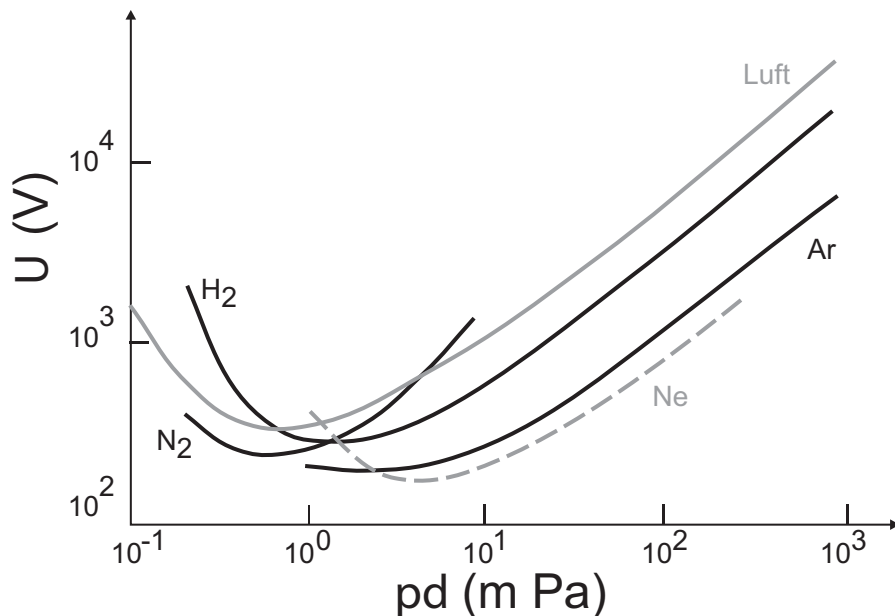


Abb. 2.8: Beispielhafter Verlauf einer Paschenkurve verschiedener Gase [Str11]

In Abb. 2.8 ist der typische Verlauf einer Paschenkurve für verschiedene, häufig verwendete Arbeitsgase dargestellt. Charakteristisch ist, dass das Minimum der Kurve von steil ansteigenden Ästen umgeben ist:

linker Ast ($pd < pd_{\min}$):

Ist das Produkt von Druck und Elektrodenabstand pd geringer als das Paschenminimum pd_{\min} , zeigt sich ein sehr steiler Anstieg der Durchbruchspannung. Nach dem Paschengesetz geht der linke Ast gegen unendlich, sodass ab einer vom Elektrodenmaterial

abhängigen Grenze kein selbstständiger Durchbruch mehr möglich wäre.

Allerdings führen sehr hohe elektrische Felder zu Feldemissionseffekten und die Paschenkurve genügt nicht mehr zur Betrachtung der Durchbruchspannung. Auch experimentell zeigt sich, dass es unterhalb der Grenze keiner unendlich hohen Zündspannung bedarf. [HSZ06]

- Bei Verminderung des Elektrodenabstandes (bei konstantem Druck) befinden sich weniger Teilchen zwischen den Elektroden, sodass der Wirkungsquerschnitt und somit die Stoßwahrscheinlichkeit sinkt. Durch Erhöhung der Spannung vergrößert sich die Wahrscheinlichkeit einer Sekundärreaktion, da durch stärkere Beschleunigung der Ladungsträger eine kürzere Strecke zum Erreichen der Ionisationsenergie benötigt wird. Somit bieten sich mehr Neutralteilchen als Ionisationspartner an.
- Bei geringen Drücken wird der Wirkungsquerschnitt durch die geringe Anzahl an Stoßpartnern sehr klein. Bei kleinem Produkt pd ist die mittlere freie Weglänge größer als der Elektrodenabstand und eine Entladungsband kann sich nicht ausbilden. Eine höhere Spannung sorgt für eine kürzere Strecke, die zum Erreichen der Ionisationsenergie benötigt wird, sodass sich die Stoßwahrscheinlichkeit erhöht.

Im Niederdruckbereich der Paschenkurve erfolgt der Durchbruch über den längsten vorhandenen Weg, da hierbei die Ionisationswahrscheinlichkeit am höchsten ist.

rechter Ast ($pd > pd_{\min}$):

Oberhalb des Paschenminimums steigt die Durchbruchspannung annähernd linear mit dem Faktor Bpd . Da in der Steigung B die Ionisationsenergie enthalten ist, ist der Verlauf der Kurve in diesem Bereich vorwiegend abhängig vom verwendeten Arbeitsgas. Der Durchbruch im Hochdruckbereich erfolgt über den kürzesten Weg.

- Bei großen Elektrodenabständen wird das elektrische Feld bei gleichbleibender Spannung kleiner, da bei einer planparallelen Elektrodenanordnung $E = \frac{U}{d}$ gilt. Somit wird die Energieaufnahme pro Strecke so gering, dass innerhalb der freien Weglänge nicht genügend Energie zur Ionisation aufgenommen werden kann. Dadurch erfolgt der Durchbruch erst bei höheren Spannungen.
- Bei höherem Druck ist die mittlere freie Weglänge durch die höhere Teilchendichte verringert, sodass die Strecke ohne Wechselwirkung mit den Gasteilchen nicht ausreicht, um die nötige Energie für den Stoßionisationsprozess zu erlangen.

2.7 Magnetischer Druck

Der magnetische Druck p_m beschreibt die magnetfeldbasierende Energiedichte in einem Vakuum und kann aus der Lorentzkraft (Gleichung 2.48) hergeleitet werden. Der Name dieses Parameters ergibt sich aus der Dimension eines Druckgradienten $\left[\frac{\text{Pa}}{\text{m}}\right]$.

Zur Herleitung des magnetischen Druckes nutzt man die allgemein gültige Vektoridentität

$$\nabla(\vec{a} \cdot \vec{b}) = (\vec{a} \cdot \nabla) \cdot \vec{b} + (\vec{b} \cdot \nabla) \cdot \vec{a} + \vec{a} \times (\nabla \times \vec{b}) + \vec{b} \times (\nabla \times \vec{a}) \quad (2.41)$$

sodass sich die Lorentzkraft mit Hilfe des Ampereschen Gesetzes umschreiben lässt zu:

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B} \quad (2.42)$$

$$\vec{F}_L = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (2.43)$$

$$\vec{F}_L = \frac{1}{2\mu_0} \left[-\nabla (\vec{B} \cdot \vec{B}) + 2 (\vec{B} \cdot \nabla) \cdot \vec{B} \right] \quad (2.44)$$

Der letzte Term wird bei einer koaxialen Elektrodengeometrie, auf die in Abschnitt 2.8 näher eingegangen wird, mit dem zugehörigen Magnetfeld (Gleichung 2.47) gleich null. Mit der Beziehung $\vec{F}_L = \nabla p_m$ erhalten wir somit für den Betrag des magnetischen Drucks [Uni13]:

$$\vec{F}_L = \nabla p_m = -\nabla \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.45)$$

$$\Rightarrow p_m = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.46)$$

2.8 Lorentz-Drift-Geometrie

Die in Abb. 2.9 veranschaulichte Lorentz-Drift-Geometrie besteht aus einer stabförmigen Innenelektrode, um die eine hohlzylindrische Außenelektrode radialsymmetrisch angeordnet ist.

Bei einer bestimmten Spannung kommt es ähnlich dem Paschengesetz für planparallele Elektroden entsprechend zu einem elektrischen Überschlag von der Anode zur Kathode. Alternativ kann die Entladung über einen externen Trigger unabhängig vom Paschengesetz gezündet werden. Durch Bohrlöcher in der Außenelektrode kommt es zu einem Hohlkathodeneffekt, sodass die Entladung bevorzugt an dieser Stelle stattfindet.

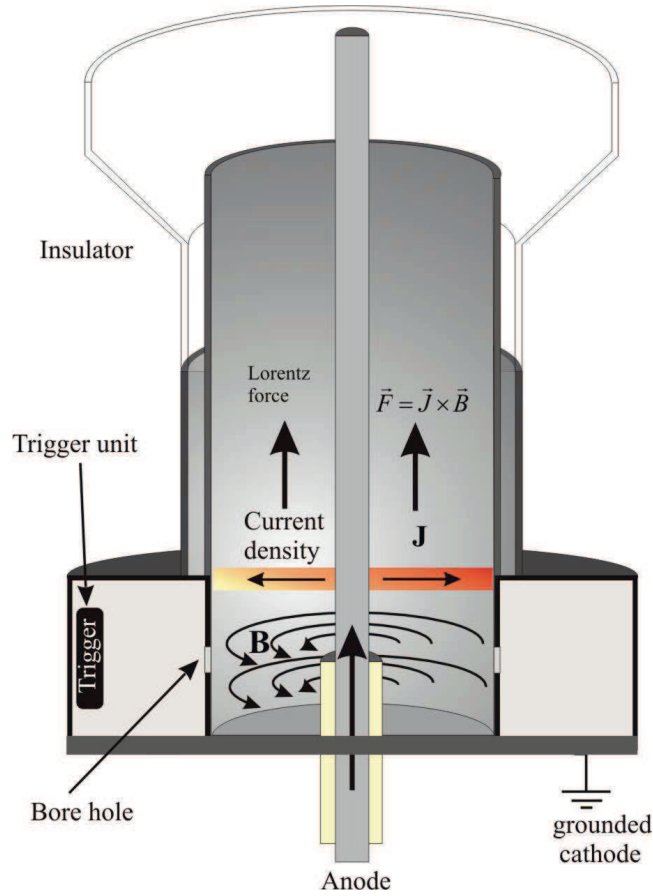


Abb. 2.9: Darstellung des Funktionsprinzips einer Lorentz-Drift-Elektrodengeometrie [Uni13]

Beim Überschlag bildet sich ein Elektronenfluss in Richtung der Kathode mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = v\vec{e}_r$ aus. Aufgrund dieses Stromflusses werden auch die Elektroden durchflossen und es entsteht nach dem Satz von Stokes ein azimuthales Magnetfeld \vec{B} um die Innenelektrode mit dem Radius R_i :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2\pi R_i} \vec{e}_\varphi \quad (2.47)$$

Es wirkt entsprechend eine Lorentzkraft von

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} = \vec{J} \times \vec{B} \quad (2.48)$$

auf das Plasma, sodass die enthaltenen Ladungsträger beschleunigt werden.

Während der Entladung kommt es mehrfach zur Umpolung der beiden Elektroden. Hierdurch sind sowohl Stromfluss- als auch Magnetfeld entgegengesetzt orientiert, sodass die Lorentzkraft in die selbe Richtung zeigt wie vor der Umpolung.

Der entstehende magnetische Druck bewirkt eine Drift der Ladungsträger nach oben, sodass sich das Plasma im Laufe der Bewegung auf eine relativ große Elektrodenfläche verteilt.

Ein neuartiges Schalterkonzept nutzt dies um die bei Schaltvorgängen mit hohen Spitzenleistungen auftretende lokale Erosion zu verringern. Somit erreicht diese als Lorentz-Drift-Schalter bezeichnete Entwicklung eine wesentlich höhere Lebensdauer als herkömmliche Schalter.

3

Erstellung eines LabVIEW-Programms zur Druckauswertung am Computer

Die Plasmadynamik sollte durch Messung des Druckverhaltens bei einem Gasdurchbruch näher untersucht werden. Zur genauen Datenauswertung der Druckmessköpfe ist es sinnvoll, diese digital am Computer auslesen zu können. Die im Versuch verwendeten Druckmessköpfe sind mit dem zugehörigen Controller verbunden, der über eine ansteuerbare RS232-Schnittstelle verfügt. Zum Erstellen eines Programms zum Senden und Empfangen der Daten fiel die Entscheidung auf LabVIEW, da ohne weitreichende Programmierkenntnisse ein Algorithmus erstellt werden kann, sodass mit einer RS232-Schnittstelle kommuniziert werden kann.

Ziel des Programms ist die Darstellung der Drücke zweier angeschlossener Messköpfe in Abhängigkeit der Zeit. Der Zeitintervall zwischen zwei aufeinander folgenden Messungen sollte so klein wie möglich sein und nicht mehr als einige hundert Millisekunden betragen. Zusätzlich sollen die Messergebnisse zur späteren Auswertung in einem Tabellenkalkulationsprogramm in einer Datei gespeichert werden können.

Es ist sinnvoll, eine Möglichkeit zu integrieren, auch andere vom Hersteller vorgegebene Funktionen des Controllers ansteuern zu können.

3.1 Einführung in LabVIEW

Bei LabVIEW handelt es sich um eine Entwicklungsumgebung der Firma *National Instruments*, für die die graphische Programmiersprache G genutzt wird. Mit LabVIEW ist es möglich, Daten zu erfassen sowie zu verarbeiten und hierbei auch externe Hardware (beispielsweise über eine serielle RS232-Schnittstelle) zu integrieren.

LabVIEW-Programme werden als *Virtuelle Instrumente* (kurz:VI) bezeichnet und bestehen im Wesentlichen aus einer Benutzeroberfläche, dem sogenannten Frontpanel, und dem Blockdiagramm, in dem die Programmierung vorgenommen wird.

Das **Frontpanel** kann diverse Elemente zur Bedienung, Steuerung und Datenanzeige enthalten. Zur Bedienung des VI stehen unter anderem diverse Schalter, Dreh- und Schieberegler, Bildlaufleisten und Eingabefelder zur Verfügung. Zudem gibt es je nach Element weitere Optionen um beispielsweise das Anzeigeformat eines numerischen Ausdrucks anzupassen und um eine Einheit zu ergänzen. [Nat13]

Die Möglichkeiten zur Anzeige der Daten sind vielfältig und beinhalten sowohl Textdarstellungen als auch verschiedene graphische Darstellungsvarianten, wie zum Beispiel XY-Graphen und Signalverlaufdiagramme.

Daten können zudem in einem selbst definierten Format in Dateien geschrieben werden, deren Speicherort über ein Bedienfeld ausgewählt oder vordefiniert werden kann. Aus einigen Graphen können die Daten auch direkt in externe Tabellenkalkulationsprogramme wie *Microsoft Excel* exportiert werden oder als CSV-Datei gespeichert werden. Umgekehrt ist auch das Auslesen von Daten aus vorhandenen Dateien möglich.

Das **Blockdiagramm** enthält den graphischen Programmiercode des LabVIEW-Programms und ist mit dem Frontpanel verknüpft. Erstellt man ein Bedienelement, so erscheint im Blockdiagramm automatisch ein entsprechendes Element, um seine Funktion zu steuern. Bei Erstellung eines neuen Elements im Blockdiagramm wird ebenso ein entsprechendes Bedienelement im Frontpanel zur Steuerung erstellt.

Die Elemente des Blockdiagramms sind vorgefertigte Strukturen und Funktionen von LabVIEW. Hierbei sind sowohl ablaufregelnde Sequenzen wie while- oder case-Schleifen als auch verschiedene Elemente zur Datenauslese, Datenverarbeitung, Steuerung und Statistik enthalten. Auch komplett vorgefertigte Funktionsblöcke sind enthalten, um das Programmieren häufig verwendeter Funktionen zu vereinfachen.

Die Verbindung der einzelnen Elemente erfolgt durch Linien, die durch logische Verknüpfungen ergänzt werden können.

3.1.1 Programmfunktionen

Das entwickelte Programm dient zur Kommunikation mit dem Controller *Agilent XGS-600* für 2 angeschlossene Druckmessköpfe über die serielle RS232-Schnittstelle. Neben guter Funktionalität war das Ziel, eine benutzerfreundliche und einfach zu bedienende Oberfläche (siehe Abb. 3.1) zu entwerfen.

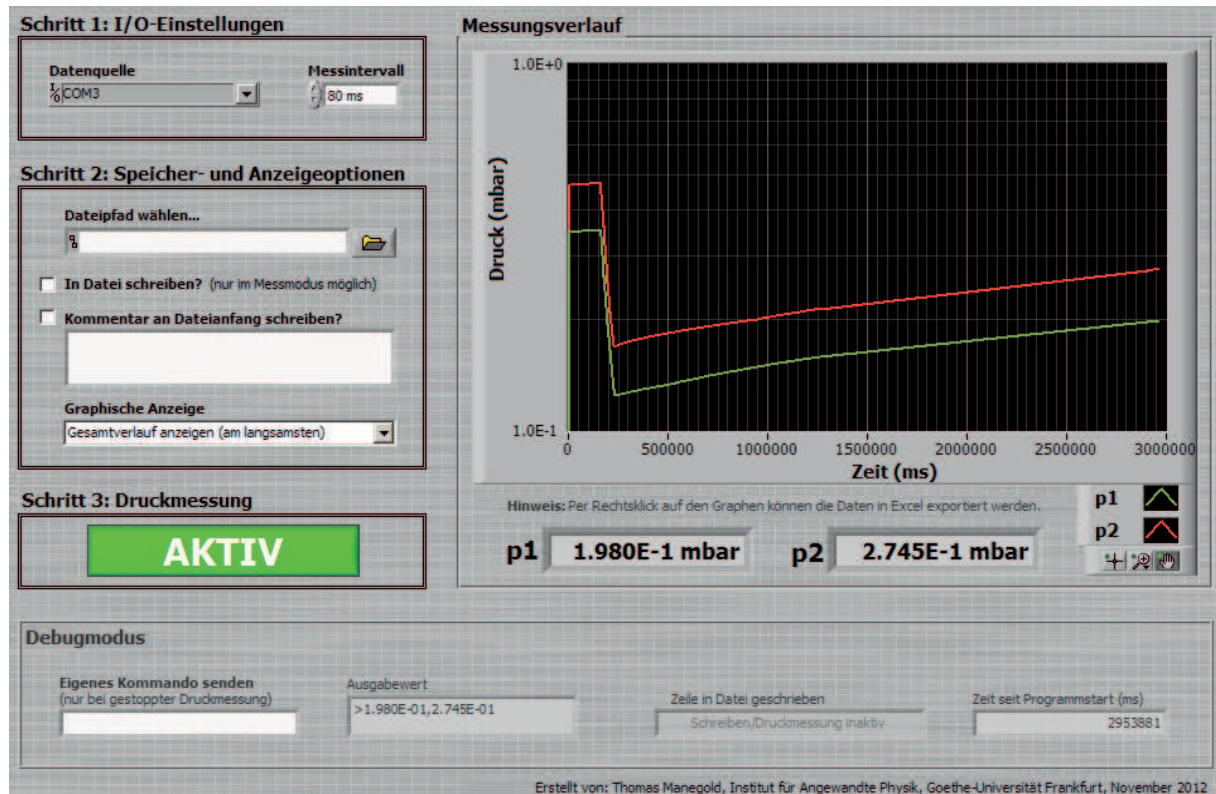


Abb. 3.1: Screenshot des Frontpanels des LabVIEW-Programms im Betrieb

Zur Benutzung des Programms ist im ersten Schritt die gewünschte RS232-Kommunikationsschnittstelle mit dem Controller auszuwählen. Zudem kann der zeitliche Abstand der Messungen variiert werden. Wählt man diesen jedoch zu gering kommt es zu Fehlern bei der Datenübertragung, da diese nicht bidirektional erfolgt und die Zeit zwischen dem Senden und Empfangen der Daten zu gering wird. Der tatsächliche zeitliche Abstand ist jedoch je nach verwendetem Computer geringfügig größer, da die empfangenen Daten anschließend noch verarbeitet werden, bevor der Algorithmus erneut abläuft.

In einem zweiten Schritt kann man auswählen, ob die Messwerte in einer Datei gespeichert werden sollen. Hierzu wird der Dateipfad ausgewählt und es besteht die Möglichkeit einen Kommentar zu Beginn der Datei einzufügen. Ein sinnvolles Beispiel ist die Notiz von speziellen Messparametern.

Die graphische Anzeige bietet verschiedene Auswahlmöglichkeiten:

- **deaktiviert:** Eine deaktivierte Anzeige verringert die Rechenarbeit des Computers und ist somit am besten geeignet, wenn die Messabstände besonders gering sein sollen.
- **letzte 1000 Messwerte:** Bei dieser Darstellungsform handelt es sich um eine sich ständig aktualisierende Anzeige. Diese eignet sich besonders um aktuelle Veränderungen des Drucks zu beobachten.
- **Gesamtverlauf anzeigen:** In diesem Modus wird der Druckverlauf vom Beginn der Messung dargestellt. Sie eignet sich entsprechend für Langzeitmessungen, um beispielsweise das Evakuieren eines Rezipienten über einige Stunden zu untersuchen.

Unabhängig von der Wahl des Darstellungsmodus werden die aktuellen Drücke p_1 und p_2 unterhalb des Graphen in Exponentialschreibweise mit 3 Nachkommastellen angezeigt.

Im dritten Schritt kann die Messung des Druckes aktiviert und deaktiviert werden. Bei Deaktivierung besteht jedoch im sogenannten Debugmodus die Möglichkeit, eigene Befehle an den Controller zu senden. Diese Funktion kann dazu genutzt werden, andere vom Hersteller integrierte Funktionen des Controllers anzusteuern, wie beispielsweise das Setzen des Atmosphärendrucks zur Kalibrierung.

Im Fensterbereich des Debugmodus kann eingesehen werden, welche genaue Zeichenfolge der Controller übermittelt, welche Zeichenfolge aktuell in die Datei geschrieben wird und seit welcher Zeitspanne das Programm aktiv ist. Diese Werte sind für den normalen Gebrauch unerheblich und dienen lediglich zur Kontrollfunktion.

3.2 Beschreibung des Programmablaufs

Zur besseren Übersichtlichkeit kann man das Blockdiagramm grob in drei miteinander verknüpfte Abschnitte unterteilen. Abschnitt 1 wird nur einmal direkt nach Programmstart ausgeführt, während die Abschnitte 2a und 2b zeitgleich in einer Dauerschleife (in Abb. 3.2 grau dargestellt) ausgeführt werden bis das Programm beendet wird. Im Folgenden wird detaillierter auf die Abschnitte des Blockdiagramms eingegangen.

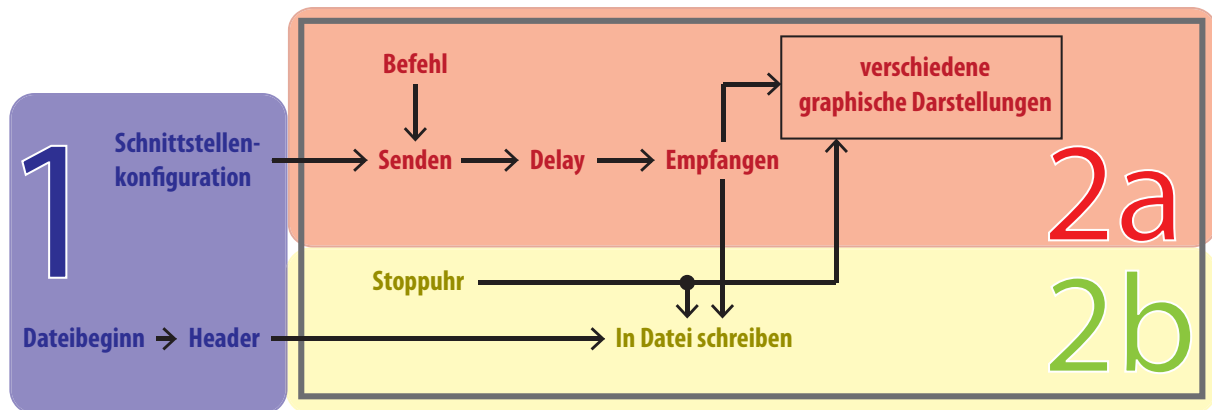


Abb. 3.2: Schematische Darstellung und Aufteilung des erstellten Blockdiagramms

3.2.1 Abschnitt 1: Schnittstellenkonfiguration und Speicheroptionen

Da der erste Abschnitt nur zu Beginn ausgeführt wird, können diese Einstellungen nur vor dem Start des Programms getätigt und danach nicht mehr verändert werden.

- Im oberen Bereich sind die Schnittstellendaten konfiguriert. Hierzu zählen Baudrate, Datenbits, Parität, Stop-Bits und Flusssteuerung. Diese Daten sind auf den Controller abgestimmt, sodass die Kommunikation reibungslos verlaufen kann. Nachdem die Parameter initialisiert wurden, wird die Verbindung mit einer zeitlichen Verzögerung von 500 ms gestartet.
- Der untere Bereich ist verantwortlich für das Erstellen einer Datei zum Speichern der Messung. Hierbei wird die Datei im ausgewählten Dateipfad gespeichert und der Header an den Dateianfang geschrieben. Dieser beinhaltet die Spaltenbezeichnungen sowie bei ausgewählter Option den vom Benutzer erstellten Kommentar.

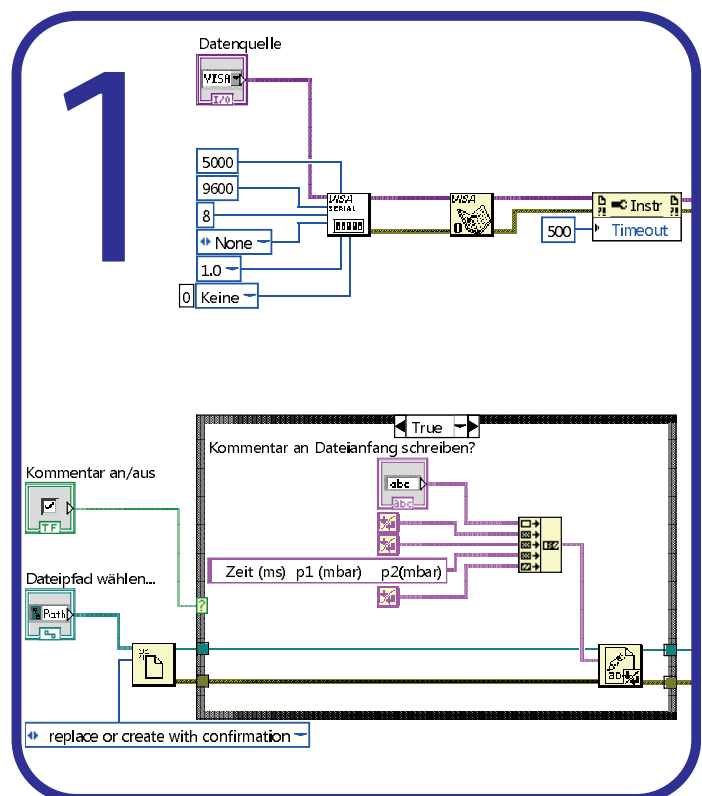


Abb. 3.3: Vergrößerte Darstellung Abschnitt 1

3.2.2 Abschnitt 2a: Datenkommunikation und -darstellung

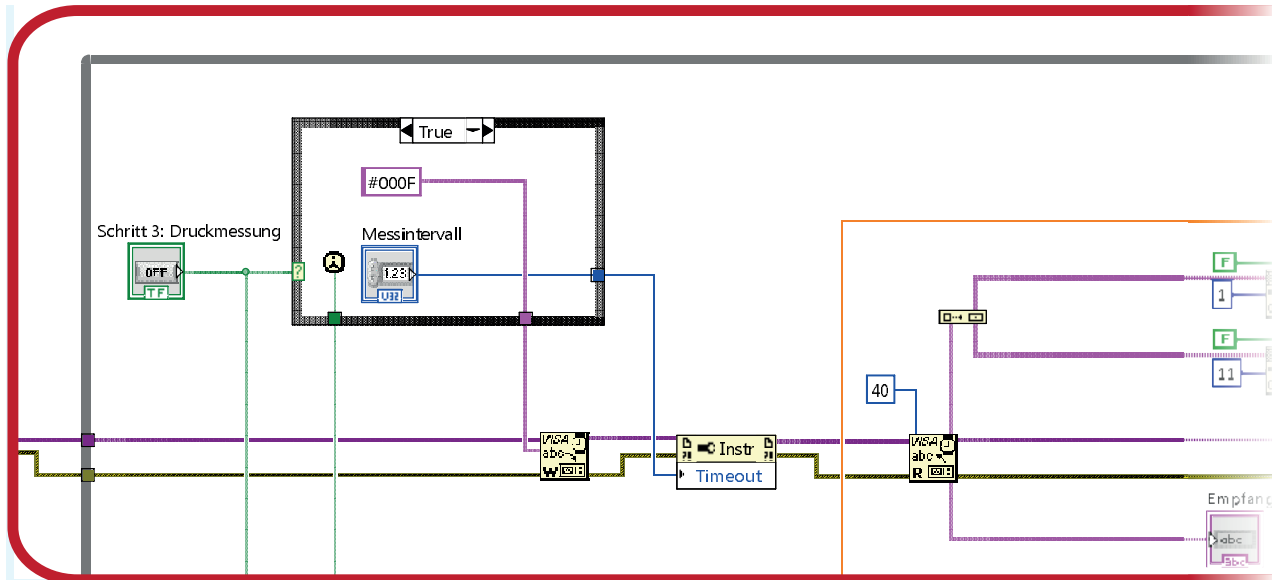


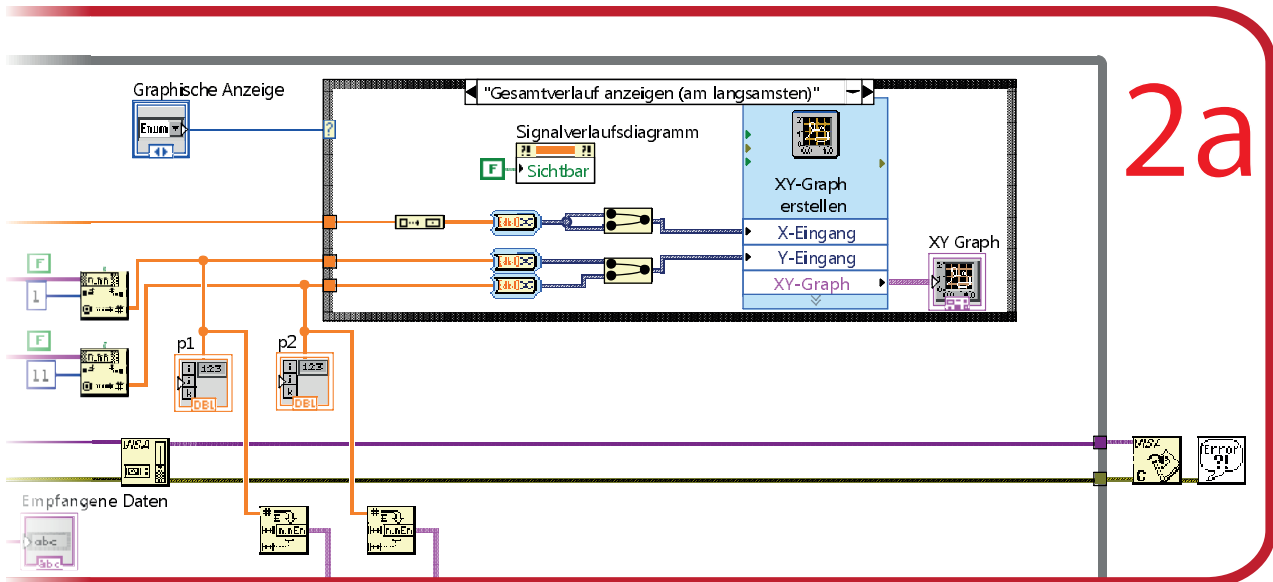
Abb. 3.4: Vergrößerte Darstellung des Abschnitts 2a bei aktivierter

Die in Abb. 3.4 und Abb. 3.5 zu erkennende graue Schleife wiederholt sich in der der Rechenleistung des Computer entsprechenden höchstmöglichen Frequenz bis das Programm gestoppt wird. Bei aktivierter Druckmessung wird der hierfür vom Hersteller definierte Code #000F an das Gerät gesendet, ansonsten der manuell im Debug-Mode eingegebene Code. Der nachfolgende Timeout verzögert den Empfang der Daten um die im Frontpanel eingestellte Zeit, damit die unidirektionale Datenkommunikation funktionieren kann (vgl. Abschnitt 3.1.1).

Der Empfang der Daten ist auf 40 Byte beschränkt, was für das verwendete Gerät ausreichend ist. Die empfangene Zeichenfolge wird im Debug-Bereich zur Überprüfung angezeigt und bei aktivierter Druckmessung für zwei Druckmessköpfe vom Controller im Format

>X.XXXE+YY, X.XXXE+YY

geliefert, wobei X.XXX die Mantisse und YY der Exponent ist.



Druckmessung und Darstellung des Gesamtverlaufs der Messdaten

Aus dieser Zeichenfolge werden nun die beiden Drücke p_1 und p_2 einzeln extrahiert und weiterverarbeitet. Zum einen werden die einzelnen Drücke in exponentieller Notation an eine mögliche Datei, zum anderen als numerische Zahlen in ein case-Fenster (schwarz geriffelt) weitergeleitet und es wird dort je nach gewählter Darstellungsform weiter verfahren:

- Im Falle der deaktivierten graphischen Darstellung passiert mit den Daten nichts Weiteres.
- Bei gewählter Option des Gesamtverlaufs werden die Daten mit vordefinierten Bausteinen für einen XY-Graphen verbunden. Damit p_1 und p_2 gleichzeitig in einem Graphen dargestellt werden, sind sie verknüpft. Als Y-Achse dient ein Zeitsignal, das zunächst gedoppelt und anschließend verknüpft wird, da bei diesem Graphentyp jeder X-Wert einem eigenen Y-Wert bedarf.
- Zum Anzeigen der letzten 1000 Messwerte wird ein vordefiniertes Signalverlaufsdiagramm verwendet, das nur mit den Messwerten und nicht mit dem Zeitgeber verknüpft werden muss.

Nach Beendigung der Schleife wird die Verbindung zwischen Computer und Controller geschlossen und eventuell auftretende Fehler ausgegeben.

3.2.3 Abschnitt 2b: Speichern der Daten

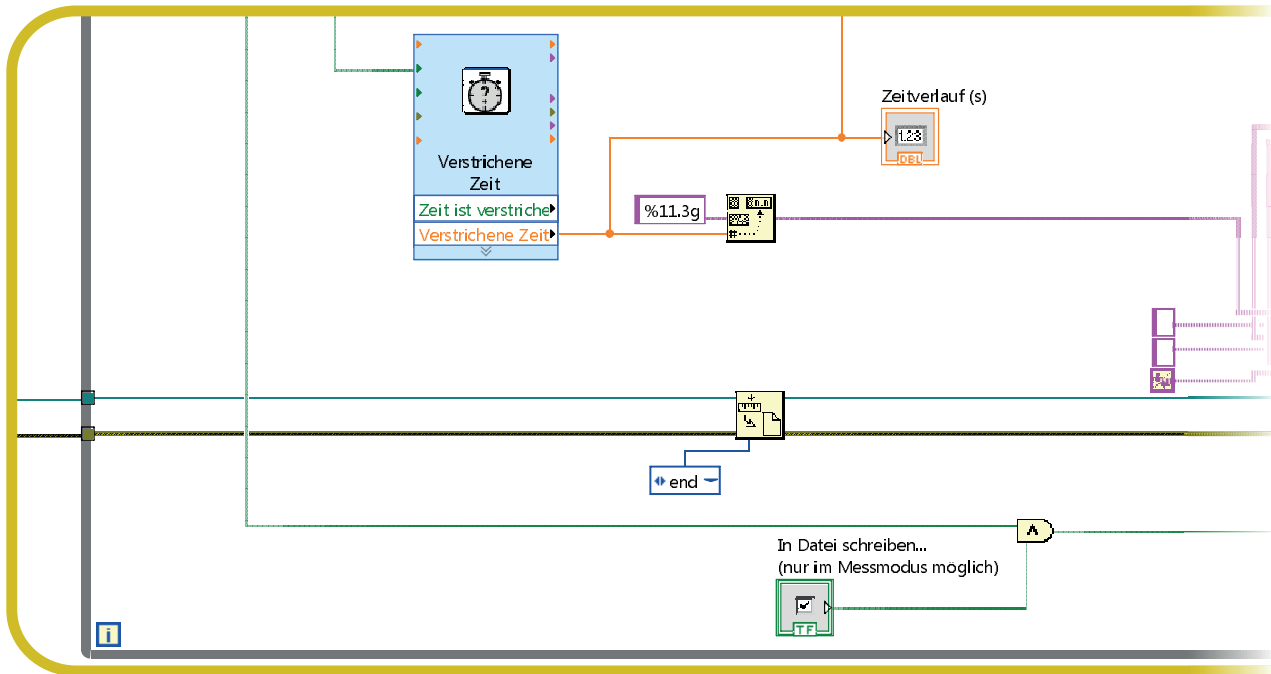


Abb. 3.5: Vergrößerte Darstellung des Abschnitts 2b

Wie in Abb. 3.5 dargestellt, wird das vordefinierte VI „Verstrichene Zeit“ verwendet, um die vergangene Zeit seit dem Programmbeginn millisekundengenau bestimmen. Beim erstmaligen Start der Druckmessung wird die bereits vergangene Zeit zurückgesetzt, sodass die Zeit der Messdaten bei Messbeginn null beträgt. Die so bestimmte Laufzeit wird sowohl im Debug-Bereich angezeigt als auch an den Gesamtverlaufgraphs übermittelt, um dort als Y-Wert zu fungieren.

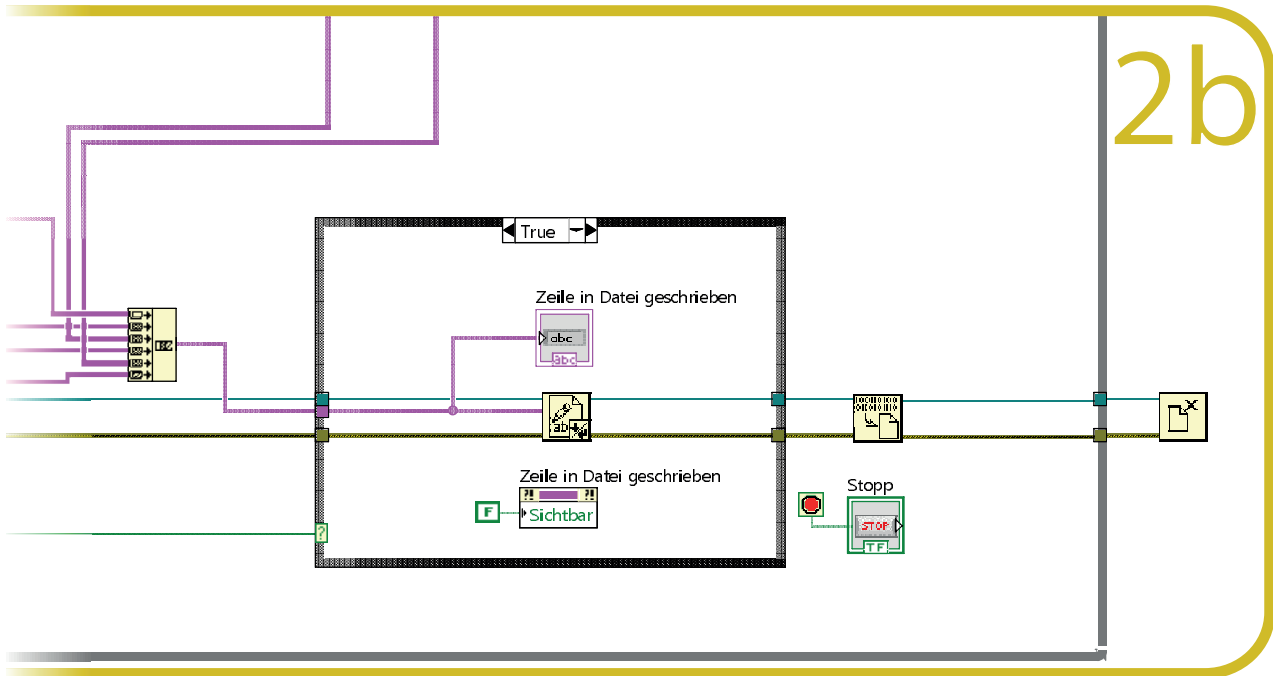
Nachdem die Datei (wie in Abschnitt 1 bereits erläutert) erstellt wurde, wird nun innerhalb der sich wiederholenden Schleife dafür gesorgt, dass die Schreibposition für die neuste Messung bei jedem Durchlauf ans Ende der Datei gesetzt wird.

Parallel dazu wird die zu schreibende Zeile im Format

TTTTTTT.TTT X,XXX000E+Y X,XXX000E+Y

zusammengefügt. Hierbei ist T die siebenstellige Programmlaufzeit in Sekunden mit drei Nachkommastellen, X,XXX die Mantisse mit drei Nachkommastellen und Y der zugehörige Exponent.

Ist die Druckmessung aktiv und das Schreiben in eine Datei ausgewählt, so wird die Datei nun um die aktuelle Zeile ergänzt. Im Debug-Fensterbereich wird sie zur Kontrolle angezeigt.



bei aktiviertem Schreiben der Messdaten in eine Datei

Nach jedem Schreibvorgang wird der Datenpuffer geleert, damit kein Messwert doppelt geschrieben wird. Nach Beendigung des Programms wird die Dateibearbeitung geschlossen.

Der Beginn einer erstellten Datei mit Kommentar im Header sieht beispielsweise so aus:

```
Messung koaxiales Elektrodensystem
p_1 = 10-2 mbar
U = ca. 7 kV
```

Zeit (s)	p1 (mbar)	p2 (mbar)
0.000	1,200000E-3	1,009000E-2
0.130	1,200000E-3	1,011000E-2
0.335	1,202000E-3	1,011000E-2
0.455	1,202000E-3	1,012000E-2
0.597	1,202000E-3	1,014000E-2
0.711	1,204000E-3	1,014000E-2
0.839	1,204000E-3	1,018000E-2
0.967	1,204000E-3	1,017000E-2
1.096	1,206000E-3	1,018000E-2
1.209	1,204000E-3	1,020000E-2

...

4

Experimenteller Aufbau

Im folgenden Abschnitt wird der verwendete Versuchsaufbau beschrieben. Hierbei wurde besonderer Wert darauf gelegt, in Zukunft möglichst viele verschiedene Konfigurationen ohne erneuten Konstruktionsaufwand realisieren zu können. So sind beispielsweise Innen- und Außenelektrode durch Schraubverbindungen befestigt, sodass diese leicht ausgetauscht werden können, um beispielsweise andere Elektrodenabstände oder Materialien zu verwenden.

Um zu gewährleisten, dass die Messungen weitestgehend unbeeinflusst von Gasverunreinigungen sind, muss bei der Konstruktion des Versuchsaufbaus, darauf geachtet werden, dass ein Druck in der Größenordnung von mindestens 10^{-5} mbar erreicht werden kann.

Dieses Kapitel beschäftigt sich zudem mit der elektrischen Versuchsanordnung und wird zudem auf die verwendeten Geräte und Messinstrumente eingegangen.

4.1 Versuchsaufbau

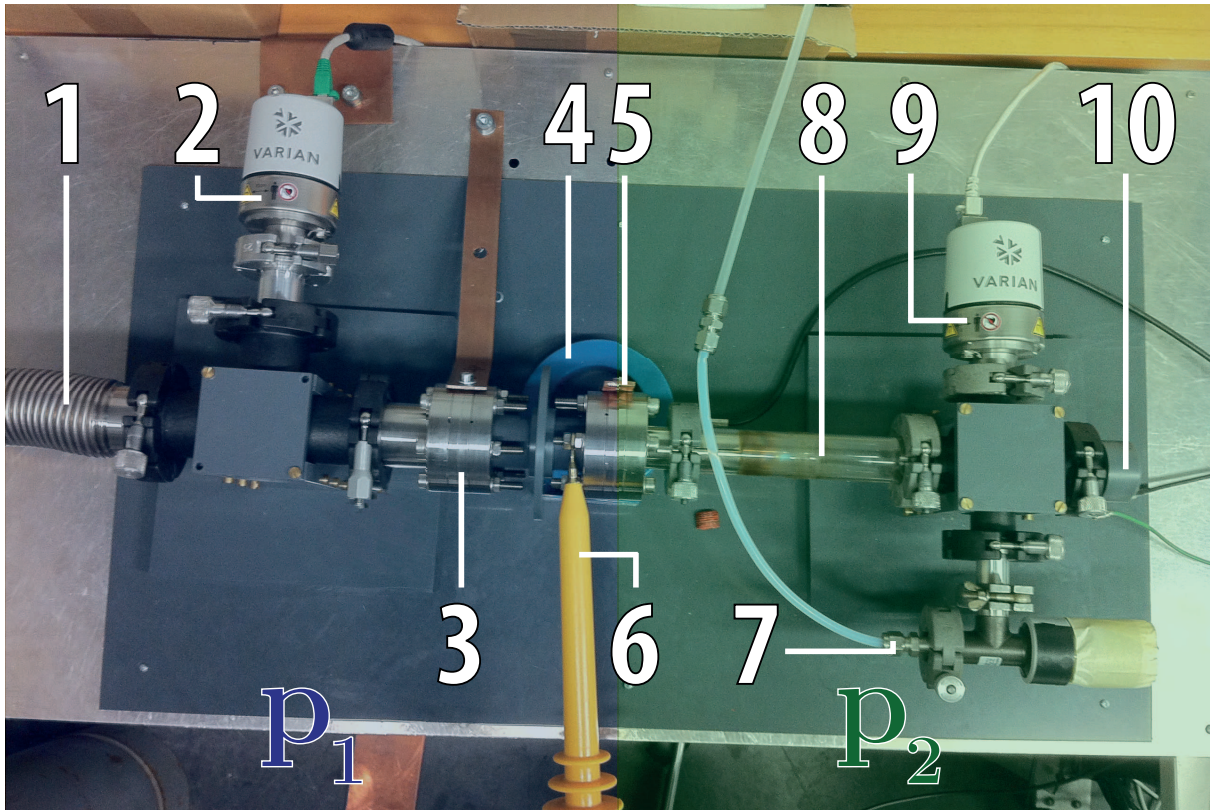


Abb. 4.1: Fotografie des verwendeten Versuchsaufbaus mit Beschriftung der wichtigsten Komponenten

Abb. 4.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten Komponenten des Versuchsaufbaus. Der Aufbau ist direkt auf einem Teststand platziert, in dem sich die Kondensatorbank als Energiespeicher für den gepulsten Betrieb befindet. Hierdurch ist der Leitungsweg zwischen Energiespeicher und der Elektrode möglichst kurz gehalten, sodass Induktivität und ohmsche Verluste minimiert werden. In der Zuleitung zwischen Kondensatorbank und LDB ist eine Funkenstrecke zur Schaltung der Energiezufuhr installiert. Im Inneren des Aufbaus befindet sich eine austauschbare Gasblende vor der Elektrodenkonfiguration, sodass zwei Druckbereiche p_1 (vor der Blende, blau) und p_2 (nach der Blende, grün) vorhanden sind. Durch die Gasblende wird der rückfließende Gasdurchsatz verringert, sodass bei einer gepulsten Gasentladung mit einer ausreichenden Repititionsrate ein dauerhaften Druckgradienten erzeugt werden kann. Siehe hierzu auch Kapitel 6.

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten der Abbildung 4.1 näher beschrieben:

- **1:** Anschlussrohr zum Pumpsystem zur Erzeugung des benötigten Vakuums
- **2:** Druckmesskopf zur Messung des Druckes p_1 im Bereich 1
- **3:** Flansch, in den die Innenelektrode verschraubt ist. Durch das angrenzende Kupferband wird eine Verbindung mit dem geerdeten Kondensatorgehäuse hergestellt.
- **4:** Rogowskispule zur Messung des Stroms in der Zuleitung (**5**)
- **5:** Hochspannungs-Zuleitung zur Verbindung von Kondensatorbank und dem Flansch, der die Außenelektrode kontaktiert
- **6:** Spannungstastkopf zur Messung des Spannungsverhaltens an der Außenelektrode
- **7:** Gaszufuhr mit angrenzendem Feindosierventil zum kontrollierten Einleiten des Arbeitsgases in den Rezipienten
- **8:** Entladungskammer
- **9:** Druckmesskopf zur Messung des Druckes p_2 im Bereich 2
- **10:** Piezoelement zur Detektion der Krafteinwirkung des beschleunigten Plasmas auf das Ende des Rezipienten

Als Arbeitsgas wird Stickstoff verwendet, da es sich um ein relativ kostengünstiges Gas handelt, das über gute Pumpeigenschaften verfügt.

Zum Abpumpen der Gasteilchen aus dem Rezipienten wird eine Turbomolekularpumpe mit vorgeschalteter Vorpumpe verwendet. Laut Herstellerangabe erreicht die Turbopumpe eine Pumpleistung von bis zu $280 \frac{1}{s}$ für N_2 , sodass der für das Experiment benötigte Druckbereich von 10^{-5} mbar im Druckbereich p_1 erreicht werden kann.

In der verwendeten Gasblende befinden sich acht zylinderförmige Löcher mit einem Durchmesser von je 1,2 mm, sodass sich eine Gesamtfläche von $9,08 \text{ mm}^2$ für den Gasdurchfluss ergibt. Hierdurch verringert sich der erreichbare Druck im Druckbereich 2 auf eine Größenordnung von 10^{-4} mbar.

Abb. 4.2 zeigt den zeitlichen Druckverlauf vor und nach der Gasblende nach Beginn des Pumpvorgangs. Hierbei wurde zunächst die Vorpumpe genutzt und bei einem Druck im niedrigen Bereich von 10^{-1} mbar die Turbomolekularpumpe hinzugeschaltet. Deutlich zu erkennen ist, dass sich die beiden Drücke beim Abpumpvorgang bis zu einem Wert von etwa $5 \cdot 10^{-2}$ mbar kaum unterscheiden, sich bei geringeren Drücken aber eine deutliche Differenz ausbildet. Diese hängt vermutlich mit dem Übergang der Kontinuumsströmung

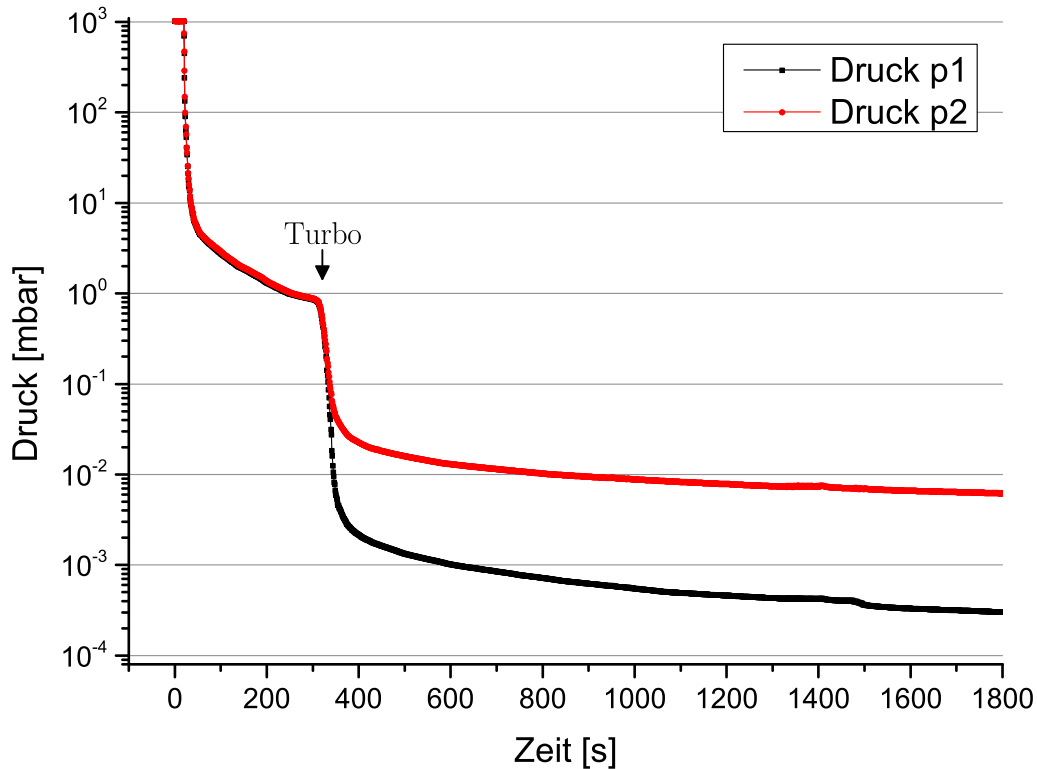


Abb. 4.2: Messung des Druckes in beiden Bereichen des Versuchsaufbaus im zeitlichen Verlauf

in eine Knudsen-Strömung zusammen.

Bei einer Kontinuumsströmung zeigen die Gasteilchen kollektives Verhalten, sodass sie vorzugsweise der makroskopischen Strömungsrichtung folgen. Die Strömungsgeschwindigkeit steigt bei zunehmender Druckdifferenz an [Umr97]. Bedingt durch die geringe freie Weglänge dominiert die Anzahl der Wechselwirkungen der Teilchen miteinander. Somit spielt die Gasblende eine untergeordnete Rolle und die Drücke beider Bereiche des Versuchsaufbaus befinden sich auf ähnlichem Niveau.

Bei sinkendem Druck befindet man sich im Bereich der Knudsen-Strömung und die Wahrscheinlichkeit von Teilchenstößen wird geringer, sodass kein kollektives Verhalten mehr stattfindet. Aufgrund der hauptsächlich vorherrschenden Reaktionen mit der Gasblende ist die Strömung nicht mehr gerichtet, sodass die Teilchenstromdichte vom Durchmesser der Blende abhängig ist [Dem06]. Die Gasblende verringert im Versuchsaufbau die Strömung entsprechend und es zeigt sich im weiteren Verlauf der Kurve ein Unterschied von etwa ein bis zwei Größenordnungen des Druckgradienten.

4.1.1 Elektrischer Aufbau und Verschaltung

Aufbau des LDB

Der Aufbau der Elektroden entspricht der in Abschnitt 2.8 erläuterten Lorentz-Drift-Geometrie mit dem zugrundeliegenden Funktionsprinzip. Abweichend von der dort dargestellten Skizze ist im verwendeten Aufbau (Abb. 4.3) die Außenelektrode mit der Energiequelle und die Innenelektrode mit dem Erdpotential verbunden.

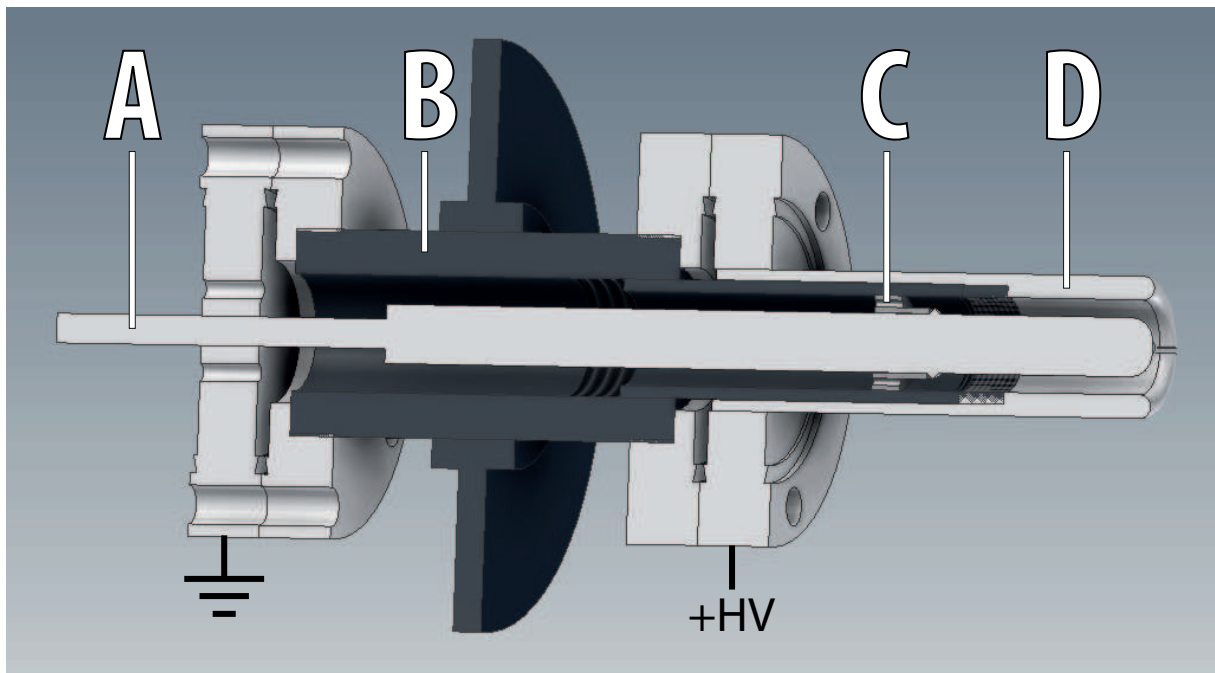


Abb. 4.3: Schematische Zeichnung des Querschnitts der Elektrodenanordnung mit Innenelektrode (A), Isolationsbauteilen (B), Gasblende (C) und Außenelektrode (D)

Auf die mit Buchstaben gekennzeichneten Bauteile wird im Folgenden näher eingegangen. Alle leitfähigen Elemente sind aus Edelstahl gefertigt und hellgrau abgebildet. Bauelemente, die Isolationsfunktionen haben, sind aus PVC gefertigt und in der Abbildung in dunklem grau gefärbt. Im Folgenden wird auf die wichtigsten Bauteile des Elektroden-systems eingegangen.

- **A:** Die Innenelektrode ist über einen Flansch mit dem Erdpotential kontaktiert und hat einen Durchmesser von 10 mm. Durch das Gewinde am Ende der Elektrode lässt sich ihre Länge relativ zur Außenelektrode um jeweils etwa 40 mm verkürzen und verlängern.
Nahe der Blende (C) befindet sich eine Solldurchbruchstelle mit einer Höhe von 1 mm, wodurch sich an deren Spitze das elektrische Feld erhöht. Ziel ist es, dass

der Durchbruch bevorzugt an der Blende stattfindet. Damit es nicht zu ähnlichen Feldüberhöhungen am Elektrodenende kommt, ist diese abgerundet.

- **B:** Die dunkelgrau dargestellten Bauelemente dienen zur elektrischen Isolation von Erdpotential und Hochspannungspotential. Die nach außen ragende Scheibe schützt vor Überschlägen zwischen den (in der Abbildung nicht dargestellten) Schrauben der beiden Flansche **A** und **C**.
- **C:** Die Gasblende ist verschraubt und somit austauschbar. Ihre L-förmige Konstruktion führt zu einer Wegverlängerung zwischen Innen- und Außenelektrode. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit eines Durchbruchs am Ort der Solldurchbruchstelle zusätzlich, da der Durchbruch im Niederdruckbereich über den längsten Weg stattfindet.
- **D:** Die Außenelektrode ist radialsymmetrisch um die Innenelektrode angeordnet und in einem Flansch verschraubt. Ihr Außendurchmesser beträgt 24 mm und der Innendurchmesser 16 mm. Somit beträgt der Abstand zwischen den beiden Elektroden 3 mm. Das Ende der Außenelektrode ist ähnlich dem der inneren Elektrode abgerundet, um Feldüberhöhungen an der Spitze zu unterbinden.

Spark-Gap

Eine Funkenstrecke, in der Literatur auch als Spark Gap bekannt, ist ein einfaches Elektrodensystem um hohe Spannungen und Ströme zu schalten. Im verwendeten Versuchsaufbau wird Luft bei Normaldruck als Arbeitsgas des Spark-Gaps verwendet. Ab einer bestimmten Durchbruchspannung kommt es zur Ausbildung eines Leitungsbandes zwischen dessen Elektroden. Sobald die anliegende Spannung geringer als die Brennspannung wird oder der Energiespeicher entleert ist bricht der Stromfluss ab.

Im Experiment wird das Spark-Gap verwendet, um mit Spannungen oberhalb des Selbstdurchbruchs des LDB arbeiten zu können. Somit ist es beispielsweise möglich, die Durchbruchspannung bei konstantem Druck zu variieren. Zudem verhindert die Funkenstrecke in vielen Fällen das Ausbilden einer Glimmentladung im Bereich des LDB. Da die gespeicherte Energie durch das Spark-Gap gepulst an den LDB abgegeben wird, werden kurzzeitig hohe Ströme erreicht, die im LDB entsprechend der Strom-Spannungskennlinie (Abb. 2.5) eine Bogenentladung hervorrufen. Die Kontaktierung der aus Messing gefertigten Elektroden erfolgt über nach außen ragende Gewindestangen. Zur Vermeidung übermäßiger Geräuschentwicklung beim elektrischen Überschlag wurde das Spark-Gap in einem geschlossenen Gehäuse gekapselt (siehe Abb. 4.4).

Dieses ist zudem so konstruiert, dass der Elektrodenabstand durch Drehen einer Elektrodenhalterung stufenlos verstellbar ist, sodass die Schaltspannung variiert werden kann. Bei der Drehung entsteht außen am Gehäuse ein Spalt, der dem Abstand der Elektroden entspricht, sodass dieser mit Hilfe eines geeigneten Messschiebers einfach bestimmt werden kann.

Elektrische Verschaltung

In Abb. 4.5 ist die elektrische Verschaltung des Versuchs dargestellt. Die koaxiale Elektrodengeometrie entspricht der eines Lorentz-Drift-Schalter und ist in dieser Abbildung mit einem mit **LDB** gekennzeichneten Schaltsymbol gekennzeichnet.

Als Spannungsquelle dient ein Gleichspannungsnetzteil mit maximal 12,5 kV und einem maximalen Ladestrom von 10 mA. Zur Vermeidung von hohen induktiven Spannungsspitzen am Netzteil ist in der Verbindung zur Kondensatorbank eine Ladeinduktivität L in Reihe geschaltet. Die Gesamtkapazität C besteht aus zwei parallel geschalteten Kondensatoren mit jeweils $1,33 \mu\text{F}$.

Die Zuleitung zur Außenelektrode ist durch ein etwa 10×2 mm dimensioniertes Kupferband realisiert. Sie kann durch das Spark-Gap unterbrochen werden, sodass sich eine Reihenschaltung der Funkenstrecke mit der Elektrodengeometrie ergibt. Zur Messung der Durchbruchspannung des LDB wurde das Spark-Gap kurzgeschlossen.

Aufgrund der hohen Energien, die bei einer Entladung frei werden, muss die Erdung des Versuchsaufbaus ausreichend dimensioniert sein. Ideale Erdleitungen sind besonders niederinduktiv und niederohmig und verfügen über eine entsprechend große Querschnittsfläche. Dies ist durch mehrere starke Kupferbleche realisiert worden.

Spannungstastköpfe wurden zum einen direkt vor dem Spark-Gap (Tastkopf V_2) zur Messung der Gesamtspannung, zum anderen an der Außenelektrode (Tastkopf V_1) zur Messung der am LDB anliegenden Spannung angebracht. Die verwendeten Hochspan-

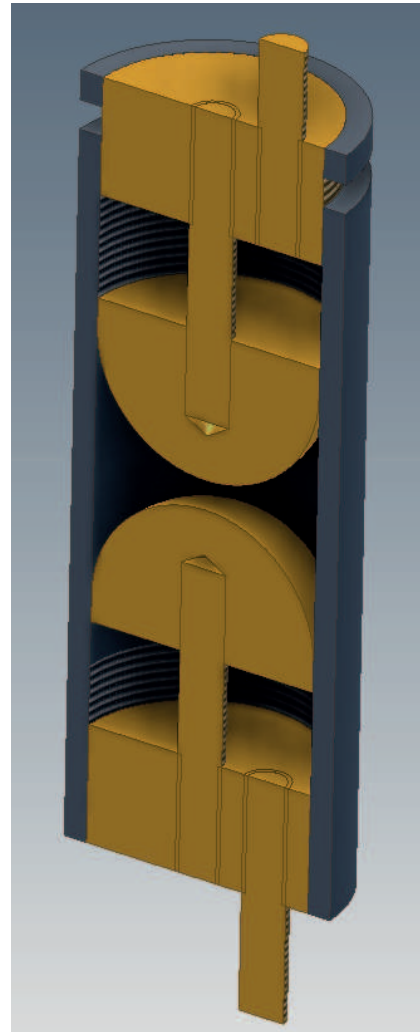


Abb. 4.4: Querschnittmodell der verwendeten Funkenstrecke

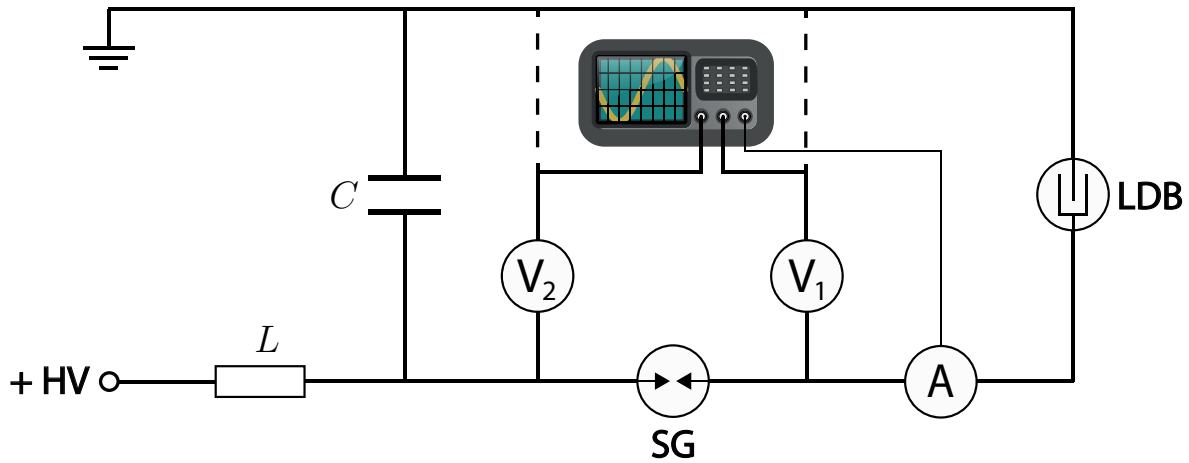


Abb. 4.5: Schaltplan des Versuchsaufbaus mit verbundenen Messgeräten

nungstastköpfe¹ geben die gemessene Spannung im Verhältnis 1:1000 an ein digitales 4-Kanal-Oszilloskop² aus. Dieses ist mit einem Trenntransformator verbunden, sodass kein Erdpotential anliegt. Hierdurch wird ein Überschlag des Plasmas auf das verbundene Piezo-Element verhindert (vgl. Abschnitt 4.2).

Das bedeutet auch, dass die Spannungstastköpfe den selben Bezugspunkt haben. Bedarf es der Erde als Bezugspotential lassen sich die verwendeten Tastköpfe über einen zusätzlichen Klemmanschluss erden (in Abb. 4.5 gestrichelt dargestellt). Der Einfluss der Erdung auf die am LDB anliegende Spannung wird in Abschnitt 5.3.3 näher erläutert.

Die Messung des Stromflusses erfolgt an der Zuleitung zwischen Spark-Gap und Außen­elektrode. Die verwendete Rogowskispule misst nach dem Induktionsprinzip und gibt eine Spannung von $0,01 \frac{\text{V}}{\text{A}}$ aus. Aufgrund der hohen Ströme bei einer Entladung ist es notwendig, in der Verbindung zum Oszilloskop einen kalibrierten Spannungsteiler zur Abschwächung zu verbauen.

¹verwendeter Spannungstastkopf: TESTEC TT-HVP 15HF

²verwendetes Oszilloskop: Tektronix TDS 2004B

4.2 Messung der Krafteinwirkung

4.2.1 Ionisations-Vakuummeter

Zur Messung der einwirkenden Kraft bzw. des Druckes des beschleunigten Plasmas auf die Grenzfläche des Rezipienten war es zunächst angedacht, Druckmessköpfe nach dem Ionisationsprinzip zu verwenden. Diese schienen aufgrund ihrer relativ geringen Reaktionszeit von etwa 10 ms laut Hersteller geeignet. Bei einem Ionisationsvakuummeter liegt zwischen zwei Elektroden des Messkopfes ein ausreichend hohes Potential an, wodurch dazwischenliegende Teilchen ionisiert werden und durch den entstehenden Stromfluss die Teilchendichte des Gases bestimmt werden kann. Durch das in Kapitel 3 beschriebene LabVIEW-Programm ist es möglich, den angeschlossenen Controller am Computer auszulesen. In der Praxis hat sich jedoch gezeigt, dass diese Messmethode ungeeignet ist, da das Plasma bei Durchbruchspannungen ab etwa 4 kV einen Überschlag zum geerdeten Gehäuse verursacht hat. Dieses Verhalten hat sich auch gezeigt, als der Controller über den Trenntransformator vom Erdpotential entkoppelt wurde, sodass das Plasma vermutlich einen Kurzschluss zwischen den beiden Elektroden des Druckmesskopfes verursacht. Kapazitive oder induktive Druckmessköpfe arbeiten ohne freiliegende Elektroden und können ebenfalls mit dem Controller verbunden werden, haben jedoch deutlich höhere Reaktionszeiten und es kam ebenfalls zu ungewollten Überschlägen.

4.2.2 Piezoelektrisches Element

Bei einem Piezoelement lässt sich der piezoelektrische Effekt nutzen, um eine auf das Bauteil wirkende Kraft als elektrische Spannung zu messen.

Man unterscheidet zwei Arten des Piezo-Effektes:

- **direkter Piezo-Effekt:**

Übt man auf bestimmte Kristallstrukturen eine Kraft aus, kommt es zur mechanischen Deformation der Gitterstruktur und damit verbundenen Ladungsverschiebungen (vgl. Abb. 4.6). Die resultierenden Dipolmomente der Ladungsschwerpunkte führen kumuliert zu einer Spannung, die so groß ist, dass man sie makroskopisch messen kann.

- **reziproker Piezo-Effekt:**

Beim reziproken piezoelektrischen Effekt führt eine von außen angelegte Spannung zu Polarisierungseffekten. Durch die Verschiebung der Ladungen in der Kristallstruk-

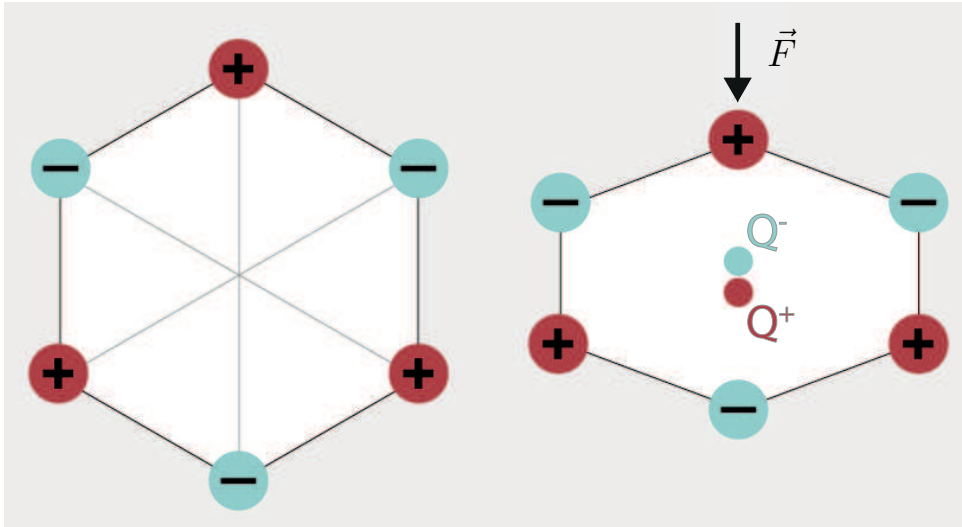


Abb. 4.6: Darstellung der Kristallstruktur mit Ladungsverteilung im Normalzustand (links) und unter Kraftereinwirkung (rechts) mit sich relativ zueinander verschiebenden Ladungsschwerpunkten Q^+ und Q^- [BR 13]

tur kommt es zu einer Verformung des Kristalls. [Gna05]

Zur Messung der Kraft, die durch die Druckwelle der durch die Lorentzkraft beschleunigten Entladung entsteht, lässt sich der direkte Piezoeffekt nutzen. Der Abstand von der Stelle, an dem die Entladung startet bis zur Positionierung des Piezoelementes beträgt 231 mm. Das verwendete Bauteil³ verfügt über eine kreisförmige Grundfläche mit einem kraftresistiven Durchmesser von 20 mm.

Da die Verbindungskabel des Elements freiliegend angebracht sind, wurde ein Gehäuse konstruiert, um Überschläge durch das Plasma zu verhindern. Wie in Abb. 4.7 zu erkennen, ist das Gehäuse so konstruiert, dass es einfach an den vorhandenen Rezipienten angeflanscht werden kann.

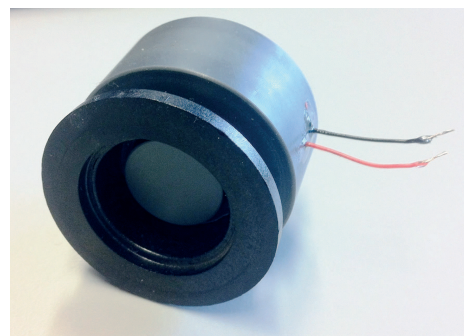


Abb. 4.7: Foto des Gehäuses mit integriertem Piezoelement

Nach den ersten Messungen hat sich herausgestellt, dass die Oberfläche des Piezoelementes durch auftreffende Teilchen schnell beschädigt und unbrauchbar wird. Dieses Problem wurde gelöst, indem ein PVC-Bauteil fest mit der piezoresistiven Oberfläche verbunden wurde. Die Kraft der Teilchen des Plasmas wird hierbei an das Piezoelement verlustfrei weitergeleitet.

³verwendetes Piezoelement: EKULIT EPZ-27MS44W

Laut Herstellerangabe hat das Piezoelement eine Frequenz von 4400 Hz, was einer Auflösung im Bereich von $10^2 \mu\text{s}$ entspricht. Da sich die Entladung in einem Zeitraum von wenigen Mikrosekunden vollzieht, ist aufgrund der hohen Eigenkapazität des Elementes kein zeitlich exakt aufgelöster Kraftverlauf möglich. Durch die schnelle Ansprechzeit des Piezoelementes ist aber dennoch möglich, durch die gemessene Amplitude eine qualitative Aussage über die Kraft und den Zeitpunkt der ersten Krafteinwirkung zu treffen.

Da die erzeugten Spannungen teilweise im Kilovolt-Bereich liegen, kann das Piezo-Element nicht direkt mit dem Oszilloskop verbunden werden. Die Messung erfolgte über einen weiteren Spannungstastkopf mit einer Dämpfung im Verhältnis von 1:1000.

Zur Kalibrierung des Piezo-Elementes wurde ein Eisenzylinder mit Hilfe einer konstruierten Vorrichtung aus verschiedenen Höhen auf das Element fallen gelassen und so aus der bekannten Energie die einwirkende Kraft bestimmt. Die Spannung wurde mit Hilfe des Oszilloskops bestimmt und es ergab sich ein Verhältnis von $10 \frac{\text{kV}}{\text{N}}$.

Bei piezoelektrischen Keramiken sind allerdings auch einige negative Eigenschaften zu beachten. So kommt es zu leichten Abweichungen in der Linearität von einwirkender Kraft und Spannung. Es kommt zudem zu Hysterese-Effekten [Heg07], sodass in der Summe von einem Messfehler im Bereich von 10% bis 15% ausgegangen werden kann [Phy13].

5

Auswertung

Dieses Kapitel enthält die Messungen und Ergebnisse der Arbeit. Primäres Ziel ist die Untersuchung der Dynamik eines durch den Lorentz-Drift-Beschleuniger erzeugten Plasmas.

Da im Versuch ein selbst konstruiertes Spark-Gap verbaut ist, waren einige Messungen erforderlich, um dessen Verhalten und seinen Einfluss auf den LDB zu untersuchen.

Durch die Messung der Abhängigkeit von Druck und Durchbruchspannung bei verschiedenen Konfigurationen des Spark-Gaps wurde dessen Einfluss auf die Zündspannung untersucht. So konnten Einstellungen der Funkenstrecke gefunden werden, um einen möglichst hohen Parameterbereich bezüglich Druck und Spannung am LDB zu realisieren.

Zudem wurden zeitlicher Verlauf und Zusammenhang von Strom und Spannung untersucht. Dies dient unter anderem zu theoretischen Überlegungen zur Messung der Kraft der durch die Lorentz-Drift entstehenden Druckwelle.

Des Weiteren wurde die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwelle in Abhängigkeit von der Zündspannung des LDB gemessen.

5.1 Durchbruchspannung der Funkenstrecke

Die Ermittlung der Abhängigkeit von Durchbruchspannung und Elektrodenabstand des Spark-Gaps dient dazu, bei späteren Messungen durch Einstellung eines bestimmten Abstandes die gewünschte Schaltspannung zu erreichen. Hierzu wurde der Abstand der Funkenstreckenelektroden zwischen 0,1 mm und 3,7 mm variiert, was Durchbruchspannungen von nahezu 0 kV bis über 10 kV entspricht.

Die Messung erfolgte in einem vereinfachten elektrischen Aufbau ohne Lorentz-Drift-Beschleuniger. Der Spannungstastkopf befand sich zwischen Kondensatorbank und Funkenstrecke.

In Abb. 5.1 ist die gemessene Durchbruchspannung des Spark-Gaps in Abhängigkeit vom Abstand der beiden halbkugelförmigen Elektroden dargestellt.

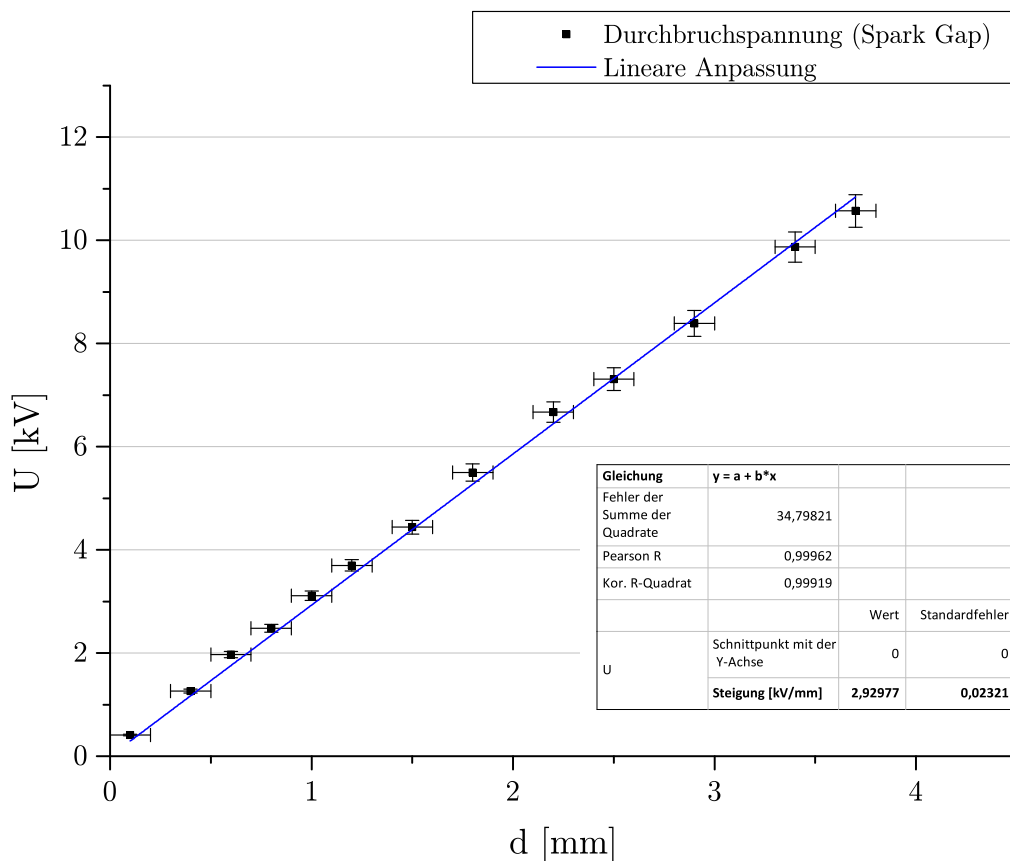


Abb. 5.1: Durchbruchspannung U der Funkenstrecke in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand d

Der zu erkennende lineare Verlauf entspricht annähernd dem einer Paschenkurve im Hochdruckbereich. Die Messung des Abstandes erfolgte mit einem Messschieber mit einem Ab-

lesefehler von $< 0,1$ mm. Der gemessenen Spannung liegt ein Fehler von 3% zugrunde, der sich aus der Ungenauigkeit des Hochspannungstastkopfes und des darin integrierten Spannungsteilers zusammensetzt.

Der erzeugte lineare Fit liegt nahezu durchgehend im Rahmen der Fehlerbalken und ergab einen Gradienten von $\frac{\Delta U}{\Delta d} = (2,93 \pm 0,02) \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$. Der Koordinatenursprung wurde hierbei als logischer Datenpunkt hinzugefügt.

5.2 Durchbruchspannung des LDB in Abhängigkeit des Druckes

Um zu untersuchen, welche Durchbruchspannungen bei bestimmten Drücken realisierbar sind, wurde die Abhängigkeit zwischen Druck und Zündspannung des Lorentz-Drift-Beschleunigers bei einem Elektrodenabstand von 3 mm für verschiedene Spark-Gap-Konfigurationen untersucht. Die Elektroden befinden sich im Druckbereich p_2 .

Abb. 5.2 zeigt den Verlauf der Durchbruchspannung des LDB in Abhängigkeit des Gasdruckes ohne Spark-Gap sowie bei Elektrodenabständen des Spark-Gaps von 1,4 mm bzw. 2,2 mm.

Betrachtet man die Messung ohne installierte Funkenstrecke (schwarz) zeigt sich ein Verlauf, der durch Multiplikation der Druckwerte mit dem Elektrodenabstand ähnlich dem der Paschenkurve ist. Diese ist charakterisiert durch einen steil ansteigenden Ast links und einen annähernd linear ansteigenden Ast rechts des Paschenminimums.

Abweichungen des LDB von einer idealen Paschenkurve für Stickstoff (Abb. 2.8) können durch verschiedene Faktoren verursacht werden. So gilt das Paschengesetz streng genommen nur für eine planparallele Elektrodengeometrie. Die Messung zeigt jedoch, dass das Paschengesetz in guter Näherung auch für koaxiale Elektrodengeometrien geeignet ist. Da das elektrische Feld hierbei an der Kathode höher ist, verringert sich die zur Zündung benötigte Spannung jedoch. Des Weiteren sind Abweichungen durch Verunreinigungen des Gases und der Elektroden sowie statistische Effekte zu erwarten.

Der systematische Fehler des Spannungstastkopfes beträgt, wie bereits erläutert, 3%, die Abweichung des Ionisations-Vakuummeters beträgt 30% zum tatsächlichen Druck. Jedoch ist die Wiederholpräzision mit einem Fehler von 5% wesentlich höher, sodass die für den Versuch wichtigen Arbeitsparameter ausreichend gut reproduziert werden können.

Ist die Funkenstrecke in den Versuchsaufbau integriert, sinkt die Zündspannung des gesamten Aufbaus nicht unter deren Durchbruchspannung. Der Verlauf der Kurve ist bei

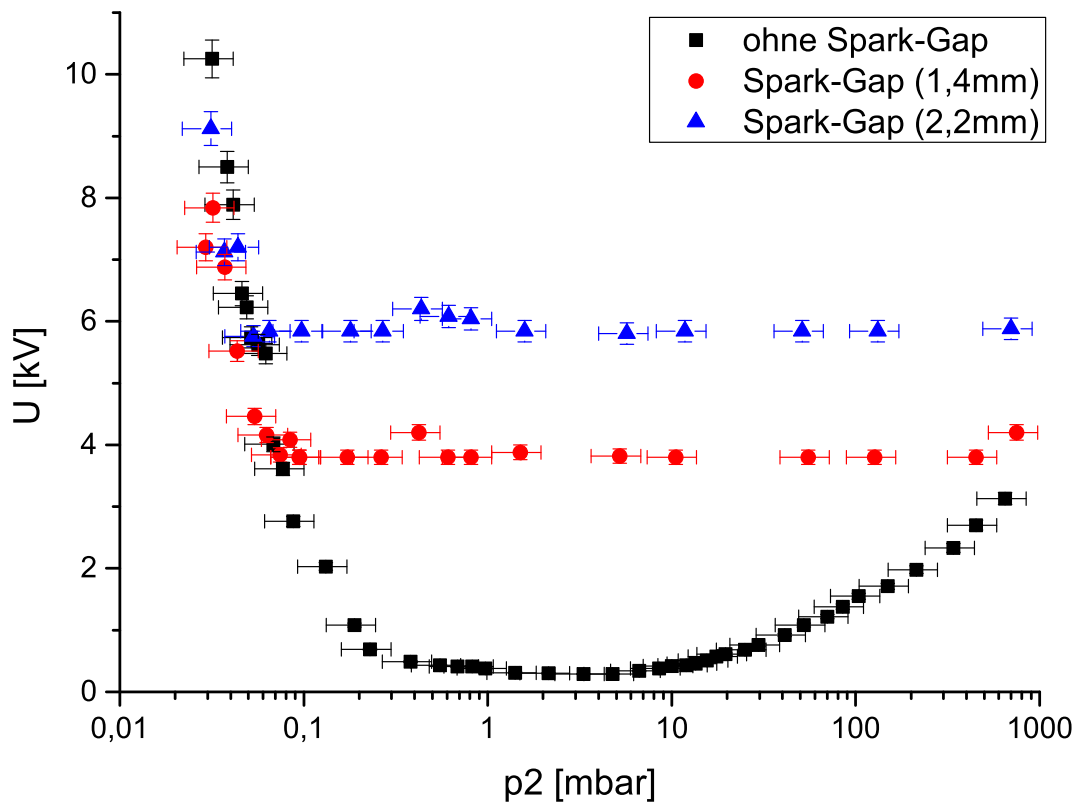


Abb. 5.2: Messungen der Durchbruchspannung in Abhängigkeit des Druckes ohne Spark-Gap (schwarz), mit einem Spark-Gap-Abstand von 1,4 mm (rot) und einem Spark-Gap-Abstand von 2,2 mm (blau)

höheren Spannungen ähnlich des Verlaufes der Messung ohne Funkenstrecke. Das Spark-Gap ist somit geeignet, um Durchbruchspannungen oberhalb der Paschenkurve realisieren zu können. Zudem zeigt sich eine hohe Reproduzierbarkeit der Zündspannung, sodass Messungen über einen bestimmten Bereich bei Variation des Druckes bei gleicher Spannung durchführen lassen. Dies ist dadurch begründet, dass die Zündspannung durch das Spark-Gap auf einen Wert erhöht wird der sich im Bereich der 100%-igen Durchbruchwahrscheinlichkeit des Lorentz-Drift-Beschleunigers befindet.

5.3 Strom- und Spannungsmessungen

5.3.1 Strom- und Spannungsverlauf einer Entladung ohne Spark-Gap

In einer ersten Konfiguration wurde der Versuchsaufbau ohne Funkenstrecke betrieben, um den zeitlichen Verlauf von Strom und Spannung der Elektrodengeometrie ohne Beeinflussung des Spark-Gaps zu untersuchen. Diese Messung erfolgte bei einem Druck von $p_2 = 5,41 \cdot 10^{-2}$ mbar und ist in Abb. 5.3 graphisch dargestellt. Der Durchbruch erfolgte bei einer Spannung von 3,92 kV und es wurde ein maximaler Strom von 7,66 kA gemessen.

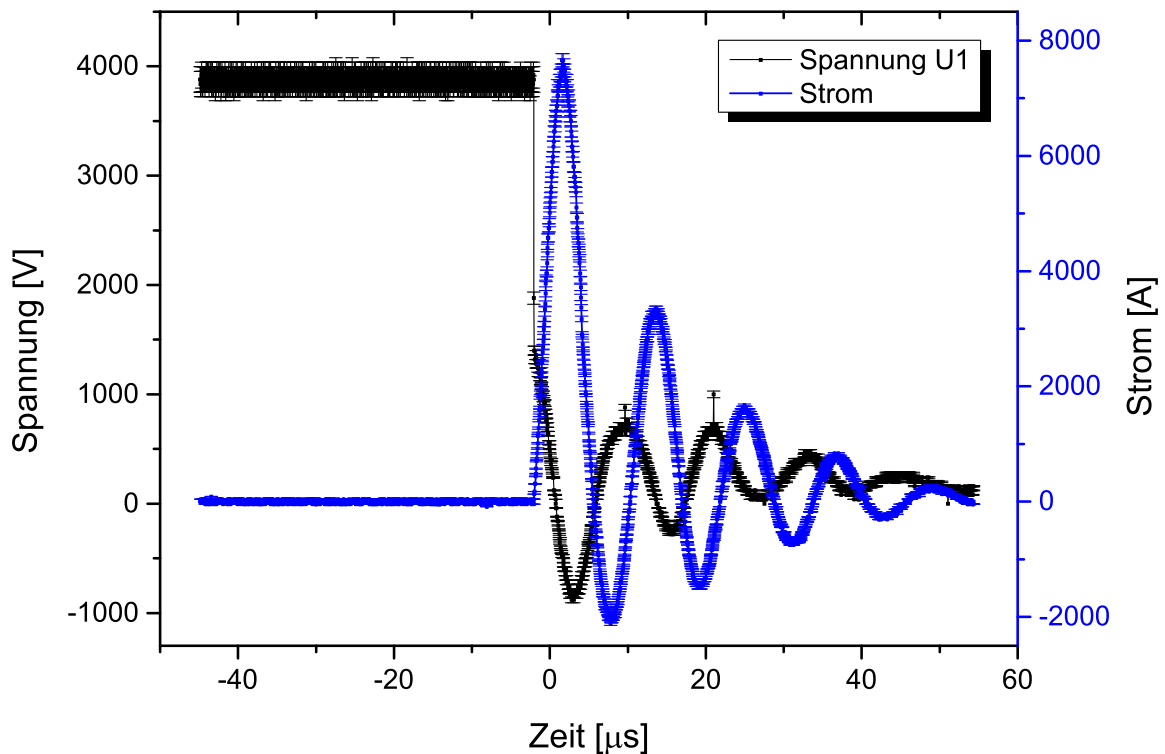


Abb. 5.3: Zeitlicher Verlauf von Strom I (blau) und Spannung U (schwarz) der Elektrodengeometrie

Der relative Fehler des Spannungstastkopfes beträgt, wie bereits im vorangegangenen Abschnitt 5.1 erörtert, 3%, die Abweichung des Ionisations-Vakuummeters 30% zum tatsächlichen Druck. Der Fehler der Rogowskispule ist vom Hersteller mit 1,5% angegeben.

Die bei $t = 0$ zündende Entladung führt zu einem Zusammenbruch der Spannung, der anschließend in eine gedämpfte Schwingung übergeht. Mit der Entstehung des Plasmas einhergehend ist ein starker Stromanstieg. Der Übergang in ein Schwingungsverhalten ist

begründet durch Induktivität und Kapazität des Versuchsaufbaus und führt zur Umpolung der beiden Elektroden. Bei ausreichend starker Spannung kann es zu Folgezündungen kommen. Die gesamte Entladungsdauer befindet sich im Bereich weniger Mikrosekunden.

5.3.2 Spannungsverlauf für $U_{LDB} < U_{SG}$

In der zweiten Konfiguration ist das Spark-Gap im Versuchsaufbau integriert. Zur Untersuchung des Einflusses der Funkenstrecke ist es sinnvoll, sowohl den Verlauf der Gesamtspannung (U_2) als den Spannungsverlauf am LDB (U_1) zu betrachten. Hierzu wurde ein zusätzlicher Spannungstastkopf angeschlossen (vgl. Schaltplan 4.5). Beide Tastköpfe sind über das Kondensatorgehäuse geerdet. Der Elektrodenabstand der Funkenstrecke ist so gewählt, dass deren Durchbruchspannung U_{SG} höher ist, als die des Lorentz-Drift-Beschleunigers U_{LDB} .

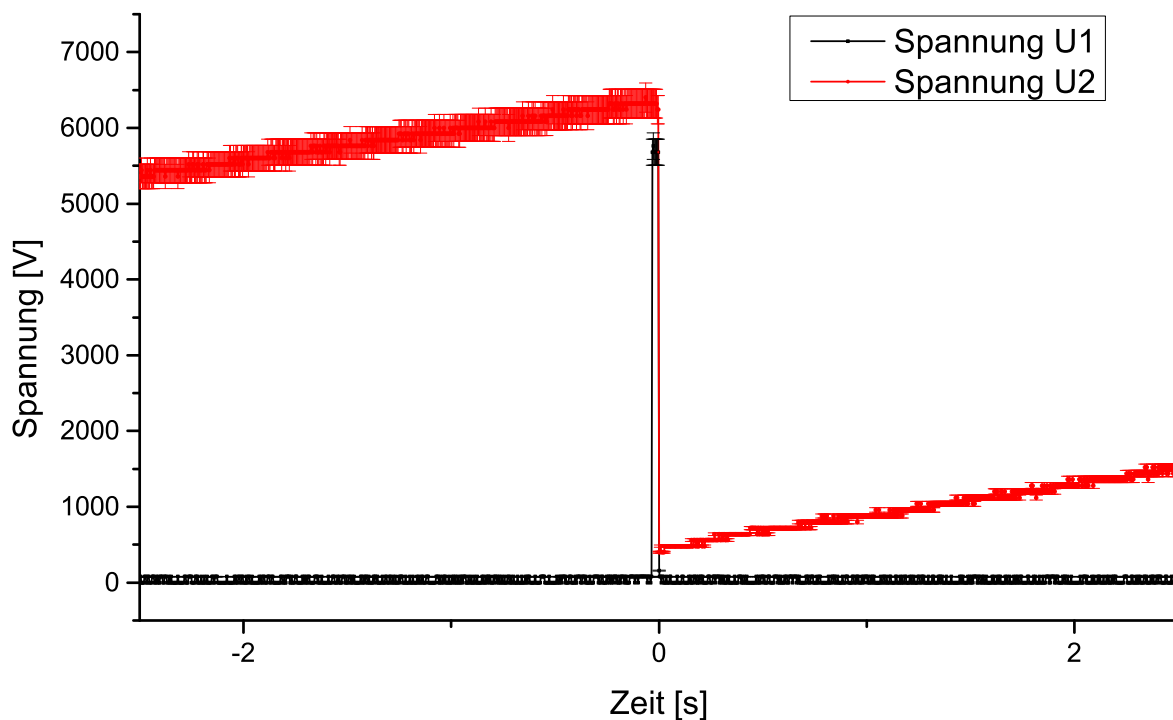


Abb. 5.4: Zeitlicher Verlauf der Spannung U_2 (rot) vor und U_1 (schwarz) nach dem Spark-Gap für $U_{LDB} < U_{SG}$

Betrachtet man die bei $p_2 = (8,6 \pm 2,6) \cdot 10^{-2}$ mbar durchgeführte Messung über einen längeren Zeitraum von etwa fünf Sekunden (Abb. 5.4), so sieht man dass die Spannung, die am Spark-Gap anliegt, durch das Netzteil erhöht wird. Ist sie noch nicht ausreichend um die Funkenstrecke zu überwinden, bleibt die Spannung am LDB bei null. Erst beim

Durchbruch des Spark-Gaps bildet sich an den Elektroden des Beschleunigers eine Potentialdifferenz aus. Die Entladung des LDB findet wenige Millisekunden später statt. Sobald sich das Spark-Gap wiederverfestigt hat beginnt das Aufladen der Kondensatoren erneut. Nach der Kirchhoffschen Maschenregel ist die Durchbruchspannung gegeben durch die Summe der in Reihe geschalteten Zündspannungen. Die Erdung des Spannungstastkopfes V_2 bewirkt, dass die Verbindung zwischen Spark-Gap und LDB über einen Megaohm-Widerstand mit dem Erdpotential verbunden ist sodass zur Zündung des LDB nur die Durchbruchspannung der Funkenstrecke notwendig ist. Der Widerstand des Tastkopfes ist dabei so hoch, dass nur wenige Ladungsträger abfließen können und die an der Außenelektrode anliegende Spannung nur geringfügig verringert wird. Hierrauf wird in Abschnitt 5.3.3 näher eingegangen.

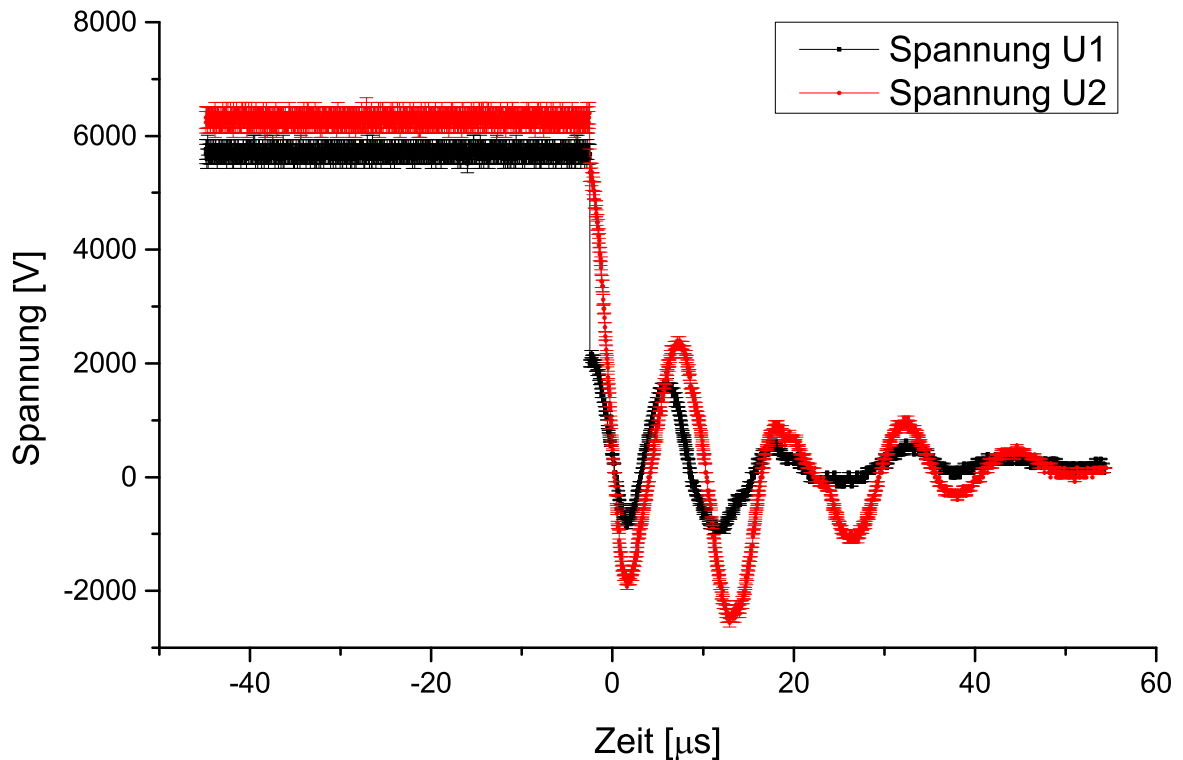


Abb. 5.5: Zeitlich hoch aufgelöster Verlauf der Spannung U_2 (rot) vor und U_1 (schwarz) nach dem Spark-Gap für $U_{LDB} < U_{SG}$

Erhöht man die zeitliche Auflösung von Abb. 5.4 und betrachtet eine Zeitspanne von etwa 100 μs im Bereich der Zündung (Abb. 5.5), so ist der Spannungsabfall am Spark-Gap anhand der Differenz der Spannungen U_1 und U_2 zu erkennen. Die geringe Brennspannung zeigt, dass sich die Funkenstrecke als Schalter eignet.

Auch beim Schwingverhalten nach der Zündung sieht man diesen Spannungsabfall deutlich. Etwa $20 \mu\text{s}$ nach dem Durchschlag ist eine Unregelmäßigkeit im Schwingungsverlauf erkennbar, die auf eine zweite Zündung hindeutet.

Da sich die Kapazität des gesamten Aufbaus aus den Kapazitäten von Spark-Gap und LDB zusammensetzt, hat die am LDB abfallende Spannung U_1 eine höhere Frequenz als die Gesamtspannung U_2 .

Die Differenz der beiden Spannungen beschreibt den Spannungsabfall am Spark-Gap.

Vergleicht man den Spannungsabfall zu Beginn der Entladung mit dem Verhalten ohne Spark-Gap aus Abb. 5.3 so zeigt sich, dass das Spark-Gap keinen erkennbaren Einfluss auf den Ablauf der Entladung hat. In beiden Messungen fällt die Spannung innerhalb von etwa $4 \mu\text{s}$ auf $(36 \pm 1) \%$ der Zündspannung.

Da beide zuvor erwähnten Bedingungen erfüllt sind, konnte gezeigt werden, dass sich das Spark-Gap im gegebenen Experiment als Schalter eignet.

5.3.3 Spannungsverlauf für $U_{\text{LDB}} > U_{\text{SG}}$

Im folgenden betrachteten Fall ist die Durchbruchspannung des LDB höher als die des Spark-Gaps. Da Spark-Gap und LDB in Reihe geschaltet sind, kumulieren sich deren Zündspannungen und es muss eine entsprechend höhere Spannung zum Durchbruch des Systems anliegen, als die bei einem Selbstdurchbruch des LDB erforderliche.

Da das Oszilloskop über einen Trenntransformator mit Strom versorgt ist, hat der Spannungstastkopf V_1 , sofern er nicht geerdet wird, keinen Kontakt zum Erdpotential. Die Erdung des Tastkopfes V_2 hat keinen Einfluss auf das Experiment, da dieser sich vor Spark-Gap und LDB befindet.

Der Verlauf der Spannungen entspricht dem aus Abb. 5.4. Nach Durchbruch des Spark-Gaps baut sich eine Spannung am LDB auf und es kommt nach einigen Millisekunden zur Entladung. Allerdings ist zum Durchbruch die Summe der Zündspannungen von Spark-Gap und Lorentz-Drift-Beschleuniger erforderlich.

Ist der Spannungstastkopf geerdet gilt dies nicht mehr. Abb. 5.6 zeigt den Verlauf der Spannungen, die am Spark-Gap (U_2) und an der Außenelektrode (U_1) anliegen, bei einer Zündspannung der Funkenstrecke von $(3 \pm 0,1) \text{ kV}$, einem Druck von $p_2 = (8,6 \pm 2,6) \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ und geerdetem Tastkopf. Sobald die anliegende Spannung größer ist als U_{SG} wird, kommt es zu Überschlügen der Spannung auf die Verbindung von Spark-Gap und Außenelektrode, da diese über den hochohmigen Tastkopf mit dem Erdpotential verbunden ist.

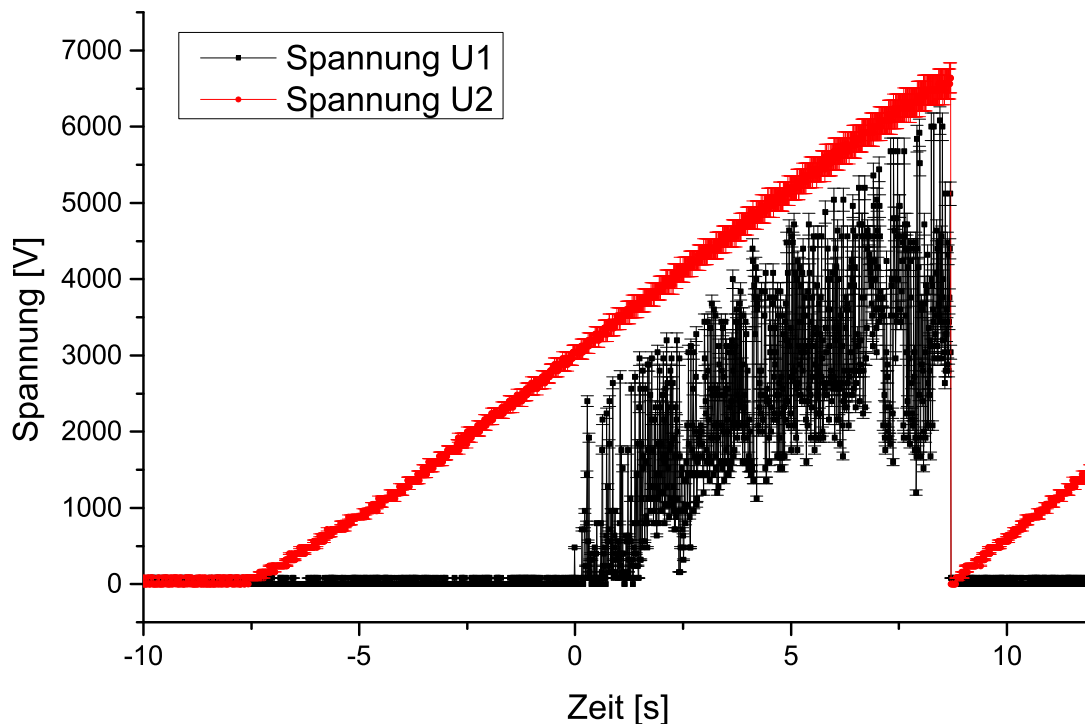


Abb. 5.6: Zeitlicher Verlauf der Gesamtspannung U_2 (rot) und der Spannung am LDB U_1 (schwarz) für $U_{LDB} > U_{SG}$ mit geerdetem Spannungstastkopf

Bei einem Widerstand im Megaohmbereich ergibt sich bei der vorhandenen versuchskonfiguration ein Strom im Milliampere-Bereich. Der Strom-Spannungs-Charakteristik aus Abb. 2.5 entsprechend kommt es bei solch niedrigen Strömen zu Dunkelentladungen bzw. unselbstständigen Entladungen im Spark-Gap. Die damit einhergehende Ladungsträgerübertragung im Spark-Gap ist höher als der Stromfluss zur Erde. Somit verringert sich die Potentialdifferenz des Spark-Gaps und die Entladung bricht unterhalb der Brennspannung ab. Zu einer erneuten Dunkelentladung kommt es erst, sobald die Potentialdifferenz durch Erhöhung der anliegenden Spannung und Abfallen des Potentials nach dem Spark-Gap wieder ausreichend groß ist.

Die am LDB anliegende Spannung schwankt somit stark, folgt im Mittel aber dem Verlauf der Gesamtspannung. Die maximalen Amplituden haben eine Spannung, die der Gesamtspannung abzüglich der Brennspannung des Spark-Gaps entspricht. Der Wert der minimal am LDB anliegenden Spannung entspricht näherungsweise der Differenz aus Gesamtspannung und Durchbruchspannung der Funkenstrecke.

Sobald an der Außenelektrode des LDB die zum Durchbruch erforderliche Spannung für einige Millisekunden anliegt, kommt es zum Durchbruch und ein neuer Ladevorgang beginnt.

5.3.4 Strom in Abhängigkeit der Spannung am LDB

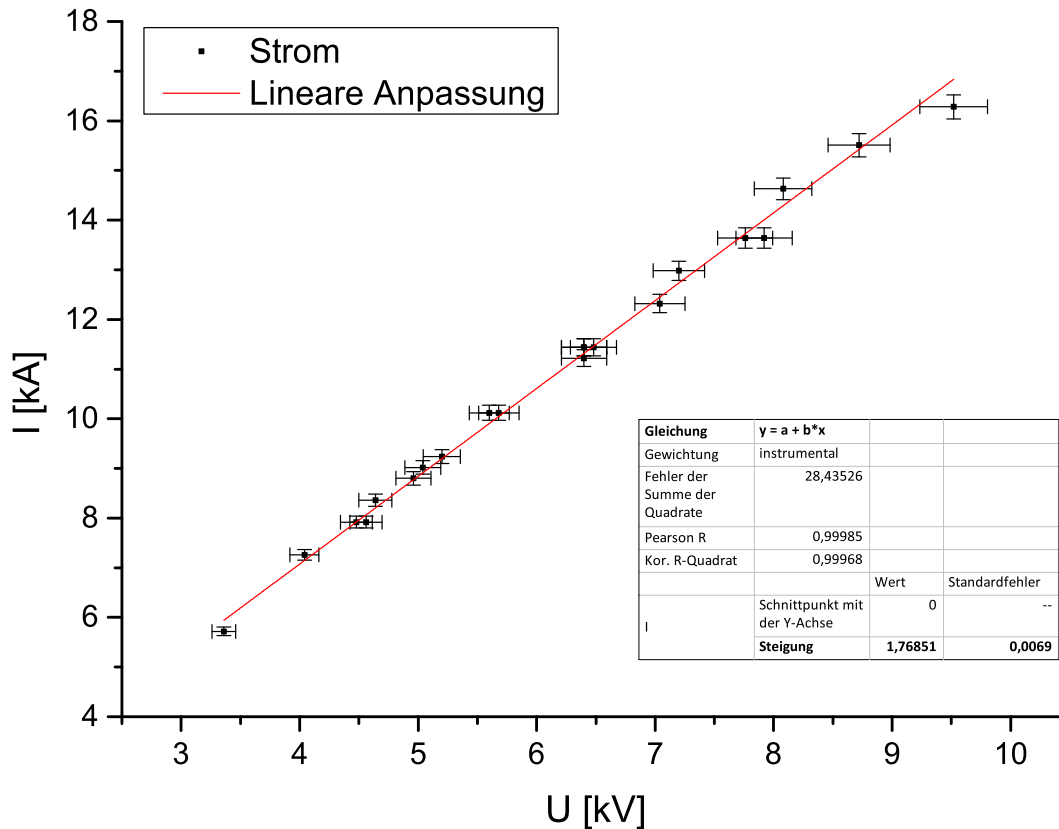


Abb. 5.7: Messung des Stromes an der Anode I in Abhängigkeit von der Zündspannung U bei konstantem Druck

Um die Abhängigkeit von Strom und Spannung zu untersuchen, sind in Abb. 5.7 die Maximalwerte der einzelnen Strom-Spannungsmessungen aufgetragen.

Die Messung erfolgte bei einem nahezu konstanten Druck von $p_2 = (8,5 \pm 2,6) \cdot 10^{-2}$ mbar, wobei die Zündspannung mit Hilfe des Spark-Gaps variiert wurde. Dieser Druck eignet sich besonders, da es bei höheren Drücken und den entsprechend geringeren Zündspannungen vermehrt zu ungewollten Glimmentladungen im LDB kommt. Da beim Versuchsaufbau nur Zündspannungen verwendet werden können, die gleich denen des Selbstbruchs des LDB sind oder mit Hilfe des Spark-Gap oberhalb davon liegen, verringert sich bei niedrigeren Drücken der zu untersuchende Spannungsbereich stark.

Bei gleichbleibenden Bedingungen zeichnet sich eine lineare Abhängigkeit von Strom und Spannung ab. Dieses Verhalten entspricht annähernd dem ohmschen Gesetz. Durch die bei einer Entladung vorherrschenden statistischen Effekte variiert der gemessene Strom allerdings geringfügig.

Die lineare Regressionsanalyse ergab nach Hinzufügen des Koordinatenursprungs als logischen Datenpunkt ein Steigung von $\frac{\Delta I}{\Delta U} = (1,77 \pm 0,01) \Omega^{-1}$, sodass der mittlere Plasmawiderstand $R_P = \frac{\Delta U}{\Delta I} = (0,57 \pm 0,01) \Omega$ beträgt.

5.4 Kraftmessung

5.4.1 Abhängigkeit von Druck und Piezospaltung

Mit Hilfe des in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen piezoresistiven Elements wurde nun die Kraft gemessen, die durch die Druckwelle der Entladung resultiert. Hierbei wurde zunächst der Einfluss des Gasdruckes auf die gemessene Piezospaltung untersucht, um für die Abhängigkeit von Durchbruchspaltung und Kraftmessung einen sinnvollen Arbeitsbereich wählen zu können.

Variiert man den Gasdruck im Bereich von etwa 10^{-2} bis 10^1 mbar bei einer nahezu konstanten Zündspaltung von etwa 6 kV (Spark-Gap-Abstand 2,2 mm) zeigt sich das in Abb. 5.8 dargestellte Verhalten. Man kann die Messung in 3 Bereichen aufteilen:

- **grüner Bereich:**

Im Bereich von etwa $p_2 < 0,2$ mbar lässt sich ein nahezu konstantes Verhalten der Durchbruchspaltung erkennen. Zwar kommt es zu Schwankungen der am Piezoelement gemessenen Spaltung um $\pm 0,3$ kV, dies kann jedoch durch statistische Effekte erklärt werden. Die Anzahl der Neutralteilchen ist bei niedrigen Gasdrücken ausreichend gering, dass die meisten beschleunigten Teilchen das Restgas außerhalb des LDB ungehindert passieren können und auf das Piezoelement auftreffen.

- **gelber Bereich:**

Bei steigenden Gasdrücken im Bereich von $0,2 \text{ mbar} < p_2 < 2 \text{ mbar}$ kommt es vermehrt zu Stößen der beschleunigten Teilchen mit Teilchen des Restgases. Somit dominiert die Wechselwirkung der Teilchen miteinander zunehmend über die Oberflächenstoßprozesse mit dem Piezoelement. Entsprechend ist eine geringere Krafterwirkung messbar und die Piezospaltung sinkt.

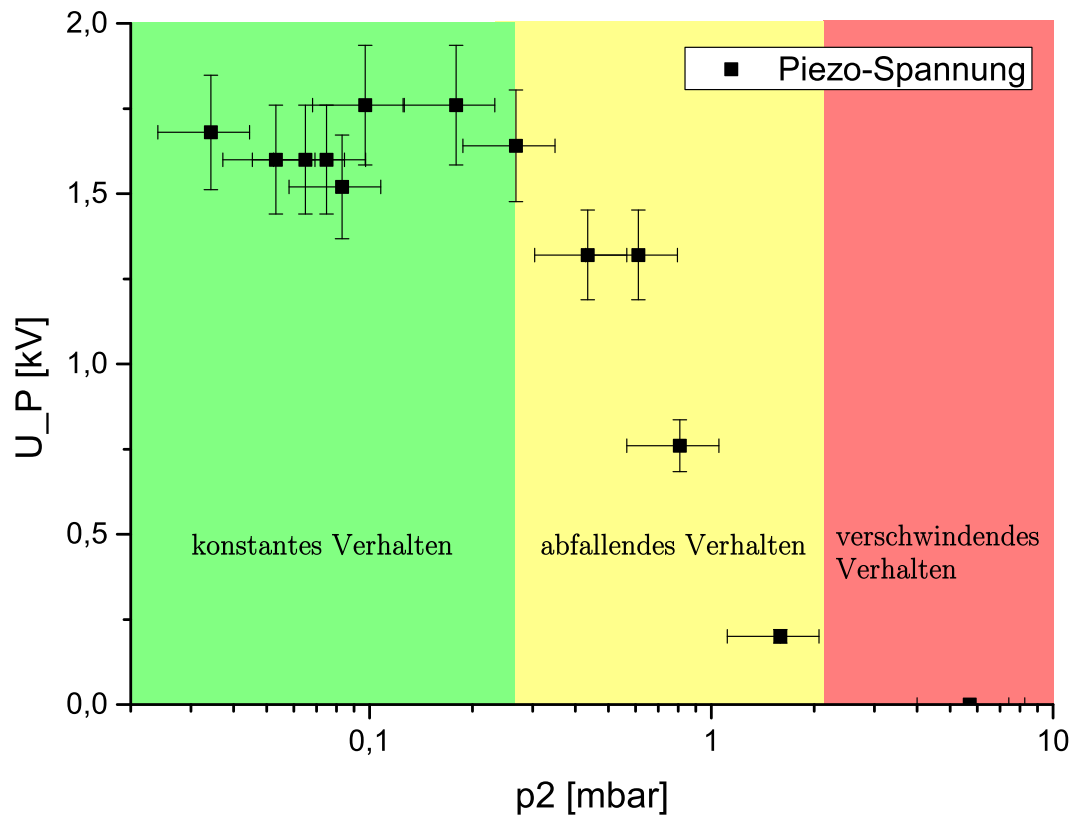


Abb. 5.8: Gemessene Spannung am Piezo-Element U_P in Abhängigkeit des Druckes p_2 mit Einteilung in 3 Bereiche

- **roter Bereich:**

Bei relativ hohen Gasdrücken von $p_2 > 2$ mbar haben die Teilchen ihre Energie durch Stoßprozesse weitgehend verloren, sodass die am Piezoelement gemessene Kraft vom Rauschen überdeckt wird und eine sinnvolle Detektion nicht mehr möglich ist.

Zur genaueren Untersuchung dieses Verhaltens bieten sich weitere Messungen mit verändertem Abstand zwischen Elektrodenanordnung und Piezoelement an. Es ist zu erwarten, dass das Verhalten grundsätzlich den gleichen Verlauf zeigt, sich bei geringeren Abständen die Kurve jedoch nach rechts verschiebt, da die Dämpfung der Teilchenenergie aufgrund der verkürzten Wegstrecke vermindert ist. Umgekehrt ist bei höheren Abständen eine Verschiebung der Kurve nach links zu erwarten.

5.4.2 Abhängigkeit von Zündspannung und Piezospannung

Die Messung der Abhängigkeit von Gasdruck und Piezospannung aus Abschnitt 5.4.1 hat gezeigt, dass der Gaseinfluss bei niedrigen Gasdrücken wesentlich geringer ist als bei höheren. Somit sollte für die Untersuchung der Abhängigkeit von Zündspannung und Kraftereinwirkung ein konstanter Gasdruck gewählt werden (Schwankungen geringer als 1%), der sich im grün gekennzeichneten Bereich befindet. Zudem sollte die Messung nicht bei zu niedrigem Gasdruck durchgeführt werden, da die Durchbruchspannung im Versuchsaufbau mindestens die des Selbstdurchbruchs ist. Bei zu niedrigen Drücken verringert sich der messbare Zündspannungsbereich entsprechend.

Die Messungen sind bei einem Druck von $p_2 = (8,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ mbar erfolgt und zeigen die am Piezoelement gemessenen Spannung in Abhängigkeit der an der Außenelektrode anliegenden Zündspannung. Die Zündspannungen wurden durch entsprechende Elektrodenabstände am Spark-Gap realisiert.

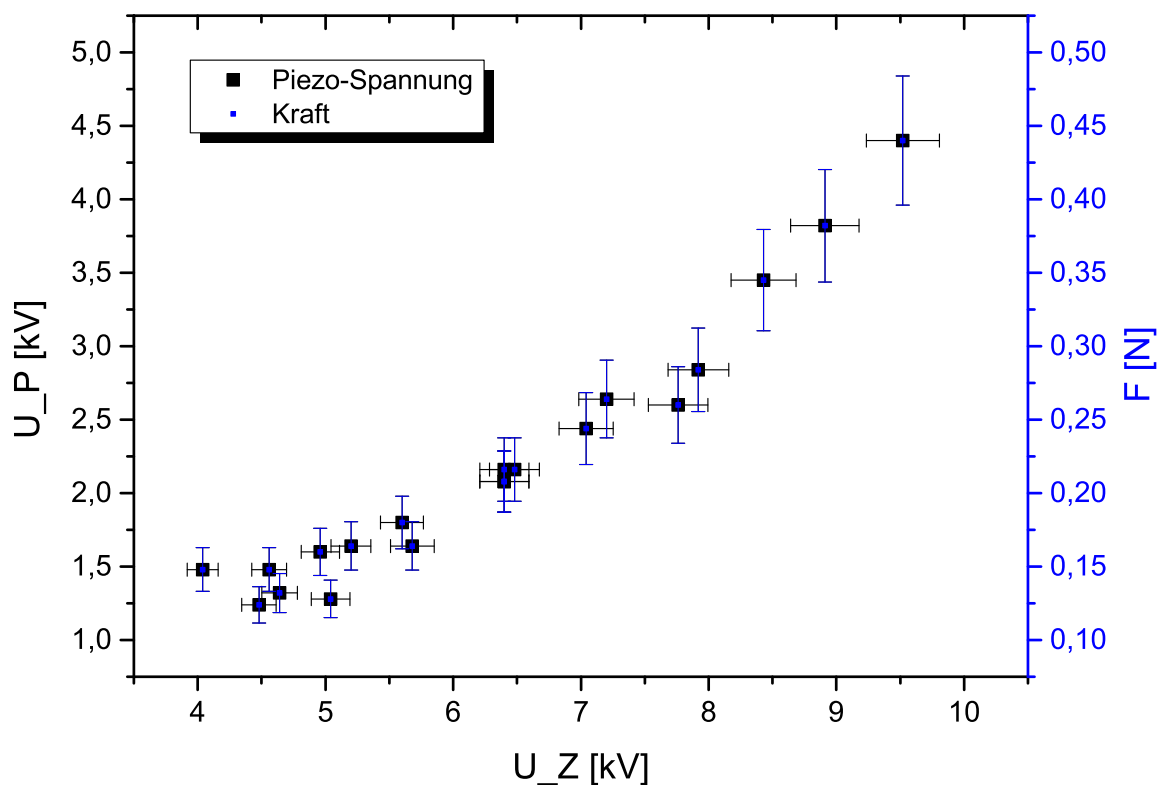


Abb. 5.9: Gemessene Spannung U_P und Kraft F am Piezo-Element in Abhängigkeit der Zündspannung U_Z

Die Messergebnisse sind in Abb. 5.9 graphisch dargestellt und zeigen einen annähernd quadratischen Verlauf der Spannung bzw. der Kraft am Piezoelement in Abhängigkeit

von der Zündspannung. Die Umrechnung von Kraft und Piezospannung erfolgte mit dem Kalibrierungsverhältnis aus Abschnitt 4.2.2 von $10 \frac{\text{kV}}{\text{N}}$. Der zeitliche Verlauf einer einzelnen Messung ist Abb. 5.10 im Abschnitt 5.5 zu entnehmen.

Die quadratische Abhängigkeit der Kraft von der Zündspannung entspricht den vorab getätigten theoretischen Überlegungen.

Die Kraft ist proportional zur gesamten auftreffenden Energie E , die sich aus der Anzahl der auftreffenden Teilchen n multipliziert mit deren Energie E_n ergibt:

$$F \propto E = E_n \cdot n \quad (5.1)$$

Die Teilchenanzahl ist proportional zum Strom I , der sich nach Abschnitt 5.3.4 linear mit der Spannung U verhält. Der Proportionalitätsfaktor ist durch den Plasmawiderstand gegeben R_P :

$$n \propto I = \frac{U}{R_P} \quad (5.2)$$

Die Energie pro Teilchen ist gleich dem Quotienten von Gesamtenergie und Teilchenanzahl. Die Gesamtenergie ist durch $E = \frac{1}{2}CU^2$ gegeben. Unter Berücksichtigung von $n \propto U$ erhält man folgende Proportionalität von Energie pro Teilchen und Spannung:

$$E_n = \frac{E}{n} \propto \frac{E}{U} \propto \frac{U^2}{U} = U \quad (5.3)$$

Dies stimmt mit der Überlegung überein, dass der magnetische Druck p_m aus Gleichung 2.45 die Ursache für die auf das Piezoelement wirkende Kraft darstellt.

$$F \propto p_m = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (5.4)$$

Das Magnetfeld ist nach Gleichung 2.47 proportional zum Strom, sodass für den magnetischen Druck der coaxialen Elektrodengeometrie gilt:

$$p_m \propto B^2 \propto I^2 \propto U^2 \quad (5.5)$$

Somit verhält sich die Kraft bzw. die Piezospannung auch nach den theoretischen Überlegungen proportional zum Quadrat der Zündspannung.

5.5 Geschwindigkeitsbestimmung

Der charakteristische Verlauf einer einzelnen Messung ist in Abb. 5.10 zur Veranschaulichung der Auswertemethode zur Geschwindigkeitsbestimmung dargestellt. Alle Geschwindigkeitsmessungen erfolgten bei einem Druck von $p_2 = (8,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ mbar und wurden durch das Spark-Gap geschaltet.

Δt_0 beschreibt die Zeitdifferenz zwischen dem Beginn der Zündung des Plasmas und dem Beginn des Ausschlags der Spannung des Piezoelementes. Sie ist somit ein Maß für die Geschwindigkeit der durch die Entladung verursachten Druckwelle. Der Bestimmung der Geschwindigkeit liegt der gemessene Abstand von $221 \text{ mm} \pm 2\%$ zwischen Elektrode und Piezoelement zu Grunde.

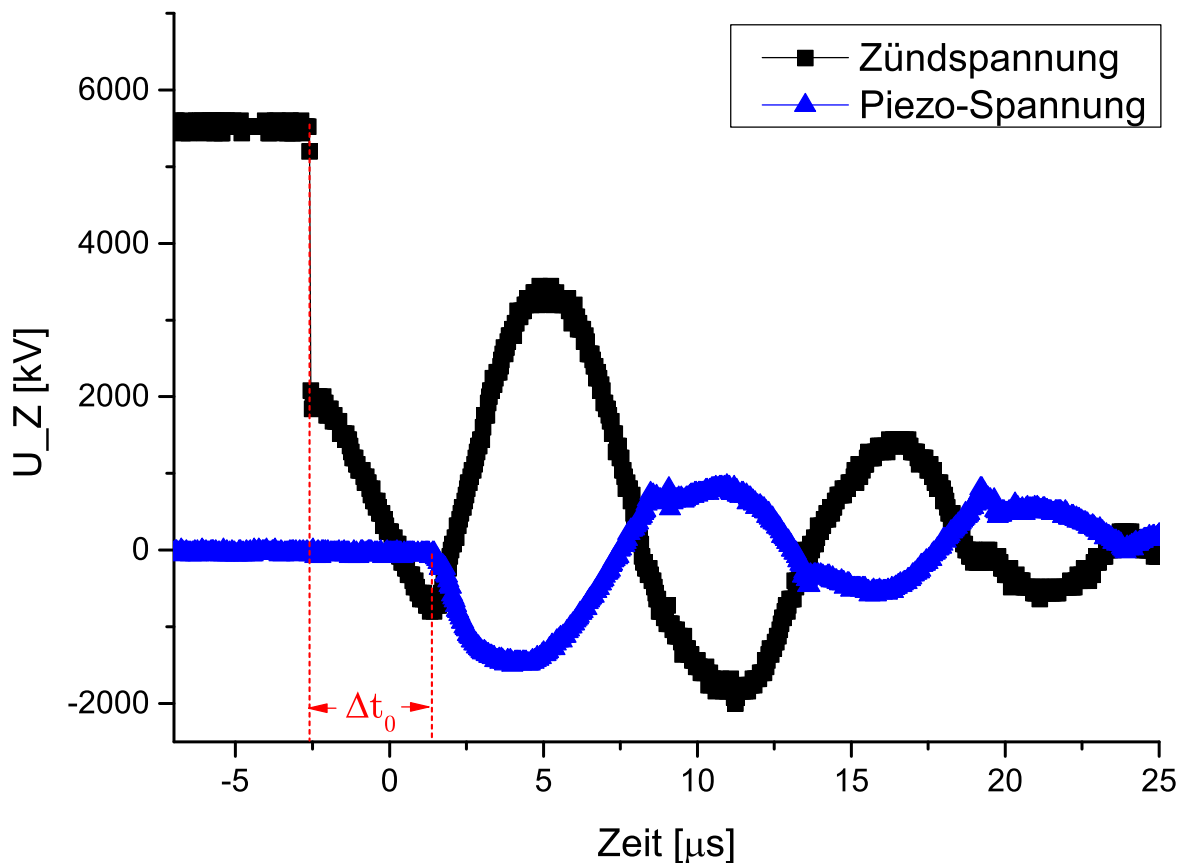


Abb. 5.10: Zeitlicher Verlauf von Zündspannung U_Z (schwarz) und Piezospaltung U_P (blau) mit Δt_0 als Zeitdifferenz zwischen Zündung und Erstausschlag des Piezoelementes (rot)

Nach der Entladung kommt es zeitverzögert zum ersten Ausschlag der Spannung des Piezoelementes. Bedingt durch dessen relativ hohe Frequenz von 4400 Hz kann über den weiteren Verlauf der Kurve keine Aussage getroffen werden, da die Entladung in einer weitaus

kürzeren Zeitspanne abläuft. Die Spannung des Piezoelementes zeigt ein gedämpftes Nachschwingen, wofür keine sinnvolle Erklärung in Verbindung mit der Entladung gefunden wurde.

Die Messung der Geschwindigkeit ist also nur in Bezug auf den Beginn der Druckwelle sinnvoll. Abb. 5.11 stellt diese Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Zündspannung dar.

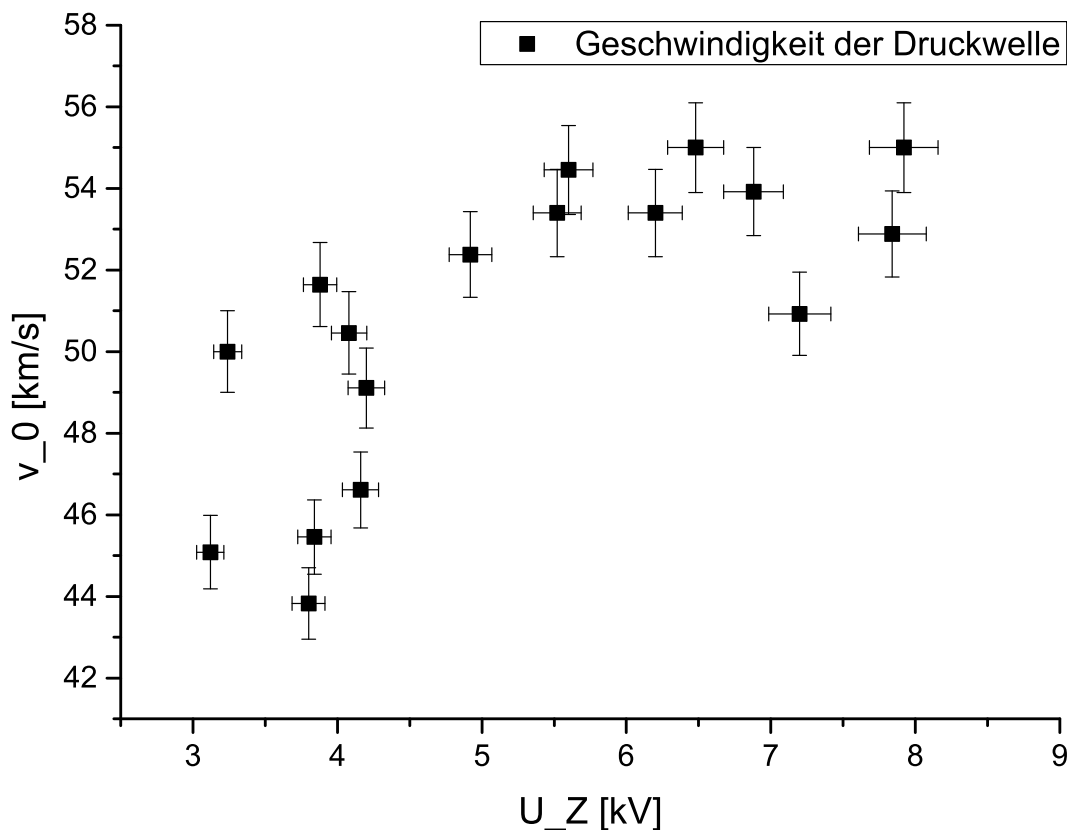


Abb. 5.11: Gemessene Geschwindigkeit der Druckwelle v_0 in Abhängigkeit der Zündspannung U_Z

Die einzelnen Messpunkte streuen relativ stark. Es lässt sich vermuten, dass dieses Verhalten durch die statistisch verteilte Stoßwahrscheinlichkeit mit Restgasteilchen zu erklären ist. Zudem verläuft die Entladung auch bei gleichen Bedingungen nicht exakt gleich ab, sodass sich auch hier Abweichungen ergeben können. Diese Fehler sind zusätzlich zu den im Graph zu sehenden Fehlerbalken zu beachten.

Der Verlauf der Kurve zeigt bei Zündspannungen oberhalb von etwa 5 kV einen Bereich, der als konstant oder leicht linear steigend interpretiert werden kann. Die Geschwindigkeit Ausbreitung der Druckwelle liegt in diesem Bereich bei etwa $54 \pm 2 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Unterhalb von 5 kV

fällt die Geschwindigkeit deutlich ab. Messungen mit niedrigeren Spannungen waren nicht möglich, da es hierbei aufgrund der niedrigen Ströme zu ungewollten Glimmentladungen gekommen ist (vgl. Abb. 2.5).

Im Vergleich zu bisher getätigten Messungen zur Ausbreitungsgeschwindigkeit von Plasmateilchen im Lorentz-Drift-Beschleuniger sind die gemessenen Werte sehr hoch. Somit ist nicht davon auszugehen, dass der Erstausschlag der Druckwelle durch direkt beschleunigte Teilchen hervorgerufen wird. Es ist wahrscheinlicher, dass das Plasma eine Schockfront vorantreibt, die vom Piezoelement detektiert wird.

Theoretisch ist nach der Energiebeziehung $\frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2}mv^2$ eine lineare Abhängigkeit von Spannung und Geschwindigkeit zu erwarten. Dies ist in der Messung nicht offensichtlich erkennbar, ließe sich aber möglicherweise auf den Spannungsbereich oberhalb von 5 kV anwenden. Um eine Aussage über das Verhalten des im Bereich niedrigerer Energie auftretenden Abfalls der Geschwindigkeit ist es sinnvoll, weitere Untersuchungen mit niedrigeren Spannungen folgen zu lassen.

6

Ausblick

Die durchgeführten Messungen haben das Verhalten der Druckwelle eines Lorentz-Drift-Beschleunigers untersucht. Die Messreihen wurden sowohl im Selbstdurchbruch als auch mit angeschlossenem Spark-Gap durchgeführt, wodurch auch Messungen mit Spannungen oberhalb des Selbstdurchbruches möglich wurden.

Zur Vervollständigung der in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse ist es sinnvoll, einen Trigger in den Aufbau zu integrieren, sodass auch in Spannungsbereichen unterhalb des Selbstdurchbruches gemessen werden kann.

In Hinblick auf die zukünftige Entwicklung eines auf der Lorentz-Drift basierenden Ventils ist zu erwarten, dass die gemessene Druckwelle bei höheren Durchbruchspannungen ausreicht, um bei entsprechenden Repetitionsraten einen Druckgradienten aufrecht erhalten zu können.

Wesentliches Problem ist hierbei, möglichst viele Teilchen von einem Gasdruckbereich in den anderen beschleunigen zu können, gleichzeitig aber den rückfließenden Gasdurchsatz so gering wie möglich zu halten. Der Einfluss verschiedener Gasblenden ist in Hinblick auf dieses Verhalten zu untersuchen.

In diesem Zusammenhang könnte sich als nützlich erweisen, dass sich die Viskosität eines Plasmas proportional zur Temperatur verhält. So ist es denkbar, zusätzlich zur Gasblende eine Glimmentladung zur Erhöhung der Viskosität der rückfließenden Strömung zu nutzen. [RH02] Im Moment des Durchbruchs wäre die Glimmentladung unterbrochen, sodass viele Teilchen beschleunigt werden könnten. Kurz nach der Entladung würde sich die Glimmentladung erneut aufbauen, sodass die Viskosität des zurückdiffundierenden Gases wesentlich ansteigt.

Eine weitere denkbare Variante eines Lorentz-Drift-Ventils basiert auf einer planparallelen Elektrodengeometrie. Durch die Verwendung von schmalen Elektroden lässt sich die Querschnittsfläche bei gleichbleibendem Elektrodenabstand im Vergleich zur koaxialen Anordnung reduzieren, sodass die resultierende Stromdichte zu einer stärkeren Drift führen sollte.

Literaturverzeichnis

- [Bor10] N. Borghini. *Mechanik und Elektrodynamik kontinuierlicher Medien - Vorlesungsskript*, 2010.
- [BR 13] BR Wissen. Bild: Piezoeffekt. <http://www.br.de/themen/wissen/piezoeffekt104.html>, Stand: 19.07.2013.
- [Bra00] N St J Braithwaite. *Introduction to gas discharges*. Open University, 2000.
- [Dem06] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik I*. Springer Verlag, 2006.
- [DKV10] Paul Dobrinski, Gunter Krakau, and Anselm Vogel. *Physik für Ingenieure*. 12. Auflage. Vieweg + Teubner Verlag, 2010.
- [Fed09] Andreas Fedjuschenko. *Experimentelle Untersuchungen an kapazitiven und induktiven Plasmabeschleunigern*. Universität Frankfurt, 2009.
- [Frö02] K. Fröhlich. *Elektrische Energiesysteme - Systemtechnologie*, Vorlesungsskript - Technische Hochschule Zürich, Dezember 2002.
- [Fuß05] Gerd Fußmann. *Einführung in die Plasmaphysik*. Humboldt Universität zu Berlin, 2005.
- [Gna05] Dr.-Ing Gunnar Gnad. *Ansteuerkonzept für piezoelektrische Aktoren - Dissertation*, 2005.
- [Heg07] Thomas Hegewald. *Modellierung des nichtlinearen Verhaltens piezokeramischer Aktoren*. Universität Erlangen-Nürnberg, 2007.
- [HSZ06] Emmanouel Hourdakis, Brian Simonds, and Neil Zimmerman. *Submicron gap capacitor for measurement of breakdown voltage in air*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899, 2006.
- [Ibe10] Marcus Iberler. *Paschengesetz und Spektroskopie - Versuchsanleitung*. Univer-

- sität Frankfurt, 2010.
- [Küc09] Andreas Küchler. *Hochspannungstechnik, Grundlagen - Technologie - Anwendungen*. Springer Verlag, 2009.
- [Klu11] Batu Klump. Zeitliches und räumliches Verhalten der Inneren Parameter einer Dielektrisch Behinderten Entladung im Bereich der Glimmentladung - Diplomarbeit, 2011.
- [Küp68] Karl Küpfmüller. *Einführung in die theoretische Elektrotechnik*. Springer Verlag, 1968.
- [Nat13] National Instruments. Produktwebsite des Herstellers zu LabVIEW. <http://www.ni.com/labview/d/>, Stand: 19.04.2013.
- [Phy13] Physikinstrumente.com. PI Online Catalog. www.physikinstrumente.com, Stand: 08/2013.
- [Rei11] Michael Reinhart. Entwurf und Realisation eines Pinch-Experiments. Ruhr-Universität Bochum, 2011.
- [RH02] Deepack Raparia and Ady Hershcovitch. Plasma Window for SNS Target. Collider-Accelerator Department Brookhaven National Laboratory, New York, 2002.
- [Sol10] Prof. Dr. H. Soltwisch. Vorlesungsfolien zur Vorlesung "Einführung in die Plasmaphysik", 2010.
- [Stö07] Horst Stöcker. *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch, 2007.
- [Str11] Prof. Dr. Ulrich Stroth. *Plasmaphysik - Phänomene, Grundlagen, Anwendungen*. Vieweg + Teubner Verlag, 2011.
- [Umr97] Dr. Walter Umrath. Grundlagen der Vakuumtechnik. Karlsruher Institut für Technologie, 1997.
- [Uni13] Universität Frankfurt, Arbeitsgruppe J. Jacoby. Bild: Plasmawelt. <http://plasma.physik.uni-frankfurt.de/>, Stand: 28.06.2013.
- [vK12] A. von Keudell. Vorlesungsskript "Einführung in die Plasmaphysik", 2012.
- [Zoh10] Hartmut Zohm. Plasmaphysik Vorlesungsskript - LMU München, 2010.

Danksagung

Auch wenn diese Arbeit eigenständig verfasst und ausgearbeitet wurde, haben doch viele weitere Personen Ihren Anteil daran, dass das Ergebnis so ist, wie ich es mir vorgestellt habe.

Die folgenden Menschen verdienen auf verschiedene Arten ein besonderes Dankeschön:

- An erster Stelle - und das zu Recht - möchte ich mich bei Herrn Dr. **Marcus Iberler** bedanken. Ich weiß gar nicht, wo ich hier anfangen soll. Als Betreuer der Arbeit hat er mir mehr als oft an Stellen geholfen, die für mich eine vermeintliche Sackgasse darstellten. Viel erwähnenswerter finde ich allerdings seine tolle Art mit Menschen umzugehen. Egal ob private Probleme oder interessante Unterhaltungen - Marcus hat immer ein offenes Ohr.
- Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. **Joachim Jacoby**, der nicht nur ermöglicht hat, frei und unbürokratisch zu arbeiten, sondern auch bei auftretenden Fragen immer parat war.
- Frau **Astrid Hergt**. Mehr muss ich dazu nicht sagen. Diese Frau ist einfach klasse. Ohne sie wäre alles in der Arbeitsgruppe ein wenig komplizierter und unentspannter. Und unlustiger.
- Ich möchte mich bei den Mitgliedern der **Arbeitsgruppe Plasmaphysik** bedanken. Bei Fragen war immer jemand da, der helfen wollte und konnte. Das hat mir das Arbeiten ein ganzes Stück erleichtert.
- Zu guter Letzt möchte ich mich noch bei meinem besten Freund Herrn **Daniel Herzberg** bedanken. Über viele Jahre hinweg unterstützte er mich seelisch und moralisch bei Allem, was mich beschäftigte, belastete und interessierte. Und auch bei (fast) Allem, was Spaß brachte.

Sicherlich ist diese Liste unvollständig - sie wäre sonst gefühlt endlos. Vor Allem im privaten Umfeld haben mich diverse **Freunde und Familienmitglieder** unterstützt. Ihr alle habt mir den nötigen Zuspruch gegeben, um an Tiefpunkten nicht den Mut zu verlieren. Ihr alle habt mir aber auch außerhalb des Studiums lustige, interessante und einzigartige Momente ermöglicht. Danke euch dafür.

Zudem möchte ich all die **Kommilitonen** erwähnen, mit denen das Studium einfacher und unterhaltsamer wurde - mal von den Abenden in Sachsenhausen abgesehen ;-). Gemeinsam funktioniert eben doch besser als Alleingang.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbständig verfasst und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen angefertigt habe. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen und wurde von dieser als Teil einer Prüfungsleistung angenommen. Alle Ausführungen, die wörtlich oder sinngemäß übernommen wurden, sind als solche gekennzeichnet.

Rödermark, den 20. September 2013