

Experimentelle Untersuchungen an kapazitiven und induktiven Plasmabeschleunigern

Diplomarbeit
von

Fedjuschenko Andreas

Frankfurt am Main

2009

Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurden zwei vom Funktionsprinzip und Aufbau her vollständig unterschiedliche Plasmabeschleuniger aufgebaut und bezüglich ihrer Eigenschaften untersucht. Der erste Aufbau ist ein Lorentzdriftbeschleuniger (LDB) mit kapazitiv erzeugten Plasmen, bei dem das Funktionsprinzip auf der Wirkung der Lorentzkraft auf bewegte Ladungsträger im Magnetfeld beruht. Der zweite Teil des Experiments stellt einen induktiven Beschleuniger (IB) dar, dessen Erzeugung und Beschleunigung von Plasmen auf Grund von Induktionskräften geschieht.

Die optischen und elektrischen Messungen von beiden Beschleunigern wurden in einem speziell konstruierten Experimentieraufbau durchgeführt. Beim Lorentzdriftbeschleuniger wurde der Einfluss der Elektrodenlänge auf den Bewegungsablauf der Plasmaentladung untersucht. Später, bei der Durchführung der Messungen mit dem induktiven Beschleuniger wurde der LDB als Schalter eingesetzt. Dabei stellte sich heraus, dass die Erosion der Elektroden aus Messing, die die Lebensdauer des Lorentzdriftbeschleunigers begrenzt, von der Stromstärke abhängt.

Als Ergebnis stellte sich heraus, dass der LDB einen einfacheren Aufbau als der IB hatte, die Ausstoßgeschwindigkeit des Plasmas war im Vergleich zum IB höher und betrug im Durchschnitt etwa 50-60 [km/s] gegenüber $\approx 21,5 \pm 6,5$ [km/s] beim IB. Dagegen wurde beim IB eine größere Plasmamasse von 27 [μg] erzeugt gegenüber 2,8 [μg] beim LDB. Somit erreichte der IB eine höhere Schubkraft von ≈ 66 [N] bei einem Impuls von $0,58 \pm 0,17$ [mNs] pro Puls mit Pulslängen um $0,88 \cdot 10^{-5}$ [s]. Im Gegensatz dazu lag die Schubkraft des LDB's bei etwa 27-32 [N] mit einem Impuls von 0,135-0,162 [mNs] pro Puls mit Pulslängen von $5 - 5,75 \cdot 10^{-6}$ [s].

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen der Plasmaphysik.....	4
1.1 Kategorien von Plasmen.....	4
2 Durchschlagmechanismen in Gasen.....	7
2.1 Raumionisationsprozess.....	7
3 Grundlagen einer Gasentladung.....	10
3.1 Arten der Gasentladung.....	10
3.2 Das Paschengesetz.....	13
4 Teilchenbewegung im elektromagnetischen Feld.....	15
4.1 Teilchendriften in homogenen elektromagnetischen Feldern.....	15
4.2 Teilchendriften in inhomogenen elektromagnetischen Feldern.....	18
4.3 Hamiltonsche Gleichungen.....	21
4.4 Plasmapinch.....	23
4.4.1 Der Z-Pinch.....	23
4.4.2 Der Θ -Pinch.....	24
5 Physikalische Grundlagen von Plasmabeschleuniger.....	25
5.1 Der Schwingkreis.....	25
5.2 Lorentz-Drift-Beschleuniger.....	26
5.3 Induktive Beschleuniger (IB).....	27
6 Experimenteller Aufbau.....	30
6.1 Der Vakuumaufbau.....	30
6.2 Plasmabeschleuniger.....	31
6.2.1 Aufbau des Lorenz-Drift-Beschleuniger.....	31
6.2.2 Die Aufbau des induktiven Beschleunigers.....	33
6.3 Aufbau des verwendeten Triggermoduls.....	36
6.3.1 Funktionsprinzip.....	36
6.4 Elektrische Beschaltung und verwendete Messgeräte.....	37
7 Experimentelle Messergebnisse.....	39

7.1 Die Lorentz-Drift-Beschleuniger.....	39
7.1.1 Die Paschenkurve.....	39
7.1.2 Elektrische Messungen am LDS.....	40
7.1.3 Optische Untersuchungen am LDB.....	42
7.1.4 Massemessung.....	49
7.1.5 Strommessung	50
7.2 Der induktive Beschleuniger.....	51
7.2.1 Die Paschenkurve.....	51
7.2.2 Allgemeine Charakteristika von IB.....	52
7.2.3 Optische Untersuchungen an IB.....	53
7.2.4 Massenbestimmung bei IB.....	58
8 Diskussion der Messergebnisse.....	60
8.1 Allgemeine Charakteristika von LDB.....	60
8.1.1 Optische Untersuchungen am LDB.....	60
8.1.2 Massenmessung bei kurzen Elektroden.....	62
8.1.3 Massenmessung bei langen Elektroden.....	64
8.1.4 Vergleich der LDB`s mit verschiedener Elektrodenlänge.....	65
8.1.5 Strom- und Verlustmessung	67
8.1.6 Elektrodenerosion.....	68
8.2 Induktive Beschleuniger.....	69
8.2.1 Optische Untersuchungen.....	69
8.3 Vergleich IB mit LDB.....	70
8.3.1 Vergleich der Paschenkurven.....	71
8.3.2 Wirkungsgrad und Schubkraft.....	71
8.3.3 Vor-und Nachteile.....	72
9 Literaturverzeichnis.....	73

1 Grundlagen der Plasmaphysik

Neben den Aggregatzuständen fest, flüssig und gasförmig bezeichnet man ein Plasma (griechisch: formbare, geleeartige Substanz) auch als den vierten Aggregatzustand der Materie [Fra63]. Ein Plasma entsteht, wenn einem Gas Energie zugeführt wird. Dadurch werden gebundene Elektronen freigesetzt und es entsteht ein Gemisch aus Ionen, Elektronen und neutralen Teilchen. Dieser Zustand wird in der Physik als Plasma bezeichnet. Der Begriff des Plasmas wurde von Tonks und Langmuir eingeführt [Ton29]. Somit ist das Plasma ein ionisiertes Gas, das sich nach außen quasineutral verhält, da die Menge von positiven und negativen Ladungen gleich ist. Plasmen, die nur Ionen und Elektronen enthalten, heißen vollständig ionisierte Plasmen. Plasmen, die zusätzlich noch neutrale Teilchen enthalten, werden als unvollständig ionisierte Plasmen bezeichnet.

1.1 Kategorien von Plasmen

Die folgende Abbildung 1 zeigt eine Einteilung verschiedener Plasmen in Abhängigkeit der Temperatur und Dichte. Grundsätzlich können Plasmen grob in drei Kategorien eingeteilt werden.

Als erstes werden ideale und nicht ideale Plasmen definiert. Die Unterteilung der beiden Kategorien von Plasmen geschieht durch den Vergleich zwischen der thermischen Energie $E_{th} = \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T$ und der potentiellen Coulomb-

Wechselwirkung-Energie $E_{Col} = \frac{q_1 \cdot q_2}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_{1-2}}$ der Teilchen. Das Verhältnis

zwischen den beiden Energien wird als Γ -Parameter $\Gamma = \frac{E_{Col}}{E_{th}}$ bezeichnet. Die

idealen Plasmen sind Plasmen, bei denen der Γ -Parameter kleiner als 1 ist, d.h. die Coulomb-Wechselwirkung-Energie ist kleiner als die thermische Energie [Hau01]. Bei den nicht idealen Plasmen ist der Γ -Parameter größer als 1, d.h. die Coulomb-Wechselwirkung-Energie überwiegt gegenüber der thermischen Energie.

Als weiteres werden Plasmen nach der Entartung definiert. Das Plasma heißt entartet, wenn die Fermi-Energie $E_{Fermi} = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_e} \sqrt{(3 \cdot \pi^2 \cdot n_e)^3}$ größer ist als die thermische Energie der Ladungsträger ($E_{th} < E_{Fermi}$) [Sut03].

Zusätzlich werden Plasmen noch nach relativistischen Effekten unterschieden. Wenn die thermische Energie der Teilchen größer ist als deren Ruhemasse $E_{rel} = m_e \cdot c^2$ so heißen solche Plasmen relativistische Plasmen.

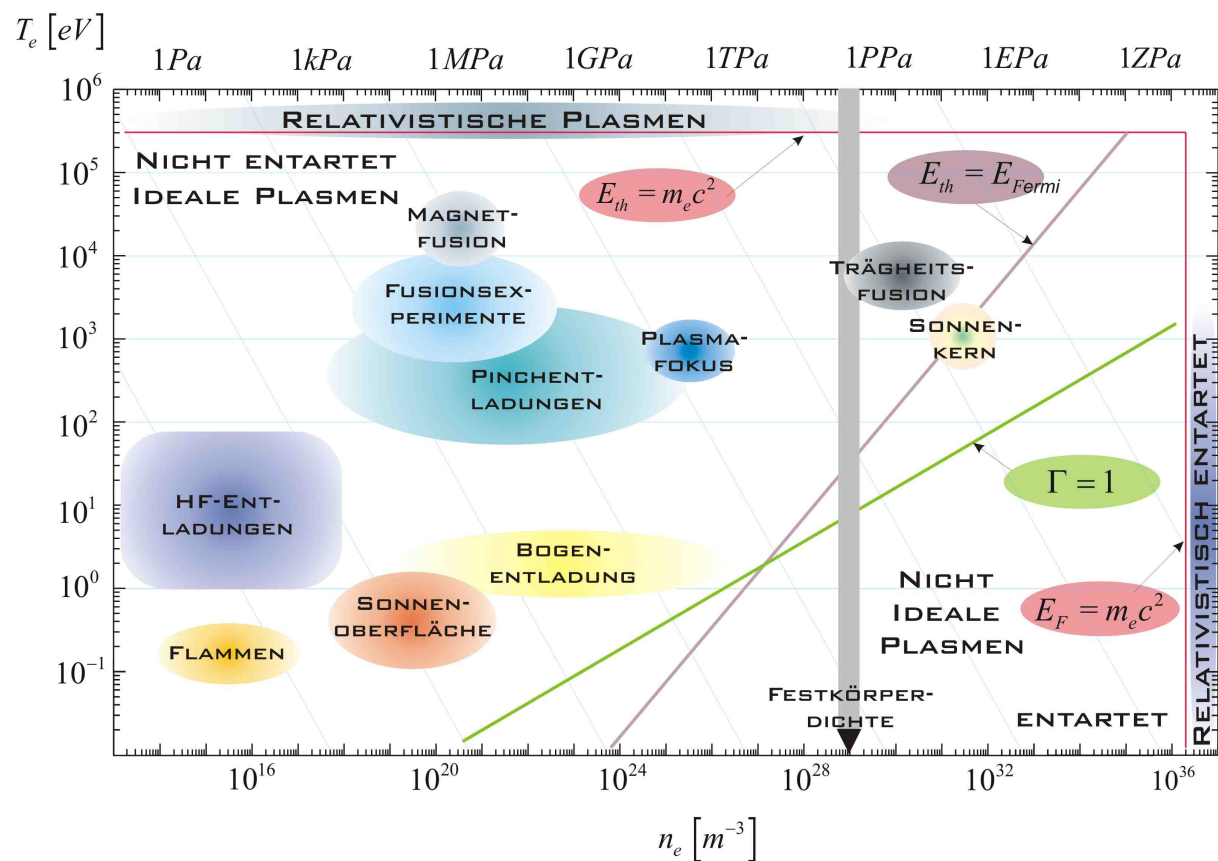


Abbildung 1: Einteilung verschiedener Plasmen im Temperatur-Dichte-Diagramm [Tes07].

In Abbildung 1 werden verschiedene Labor-Plasmen sowie natürlich vorkommende Plasmen in Abhängigkeit der Temperatur und Dichte dargestellt.

Das einfachste zu erzeugende Plasma, das zu beobachten ist, entsteht in einer Flamme und hat typische Temperaturwerte die im Bereich von 800 bis 3000 [K] (ungefähr bei 0,08 bis 0,3 [eV]) liegen. Die Elektronendichte ist dabei sehr gering und beträgt 10^{14} - 10^{17} [m^{-3}] [Sut03].

Freie Elektronen in Festkörpern zeigen ein ähnliches physikalisches Verhalten, wie die innerhalb eines Plasmas. Allerdings, wegen den sehr

geringeren Temperaturen (0,01 bis 0,1 [eV]) und den sehr hohen Dichten (10^{29} [m^{-3}]) handelt es sich hierbei um entartete Plasmen.

Die im Labor erzeugten Plasmen haben ein sehr breites Spektrum an Dichten und Temperaturen. Zum Beispiel, Hochfrequenz-Entladungen werden im Druckbereich zwischen 0,1 [Pa] bis 1-2 [Pa] betrieben, bei Elektronendichten zwischen 10^{12} und 10^{18} [m^{-3}] und die darin erzeugten Temperaturen erreichen Werte von einigen bis hundert Elektronvolt. Bei Pinchentladungen steigt der Druck im inneren des Plasmas um bis zum 80-fachen gegenüber von HF-Plasmen an und erreicht Werte bis zu 100 [kPa]. Die Elektronendichte beträgt dann etwa 10^{22} [m^{-3}] und die Temperaturen liegen im Bereich von hunderten bis einigen tausend Elektronvolt.

Eine der wichtigsten Aspekte der Plasmaphysik ist die Erzeugung von Fusionplasmen. Dabei müssen sehr hohe Temperaturen (30[keV]) beim vergleichsweise niedrigen Drücken von 1 bis 10 [MPa] in Magnetfusionforschung erreicht werden [Kau03]. Bei der Trägheitsfusion hingegen sind zwar die Temperaturen (bis 10 [keV]) niedriger als bei der Magnetfusion, dafür aber muss die Dichte sehr hohe Werte (etwa 10^{30} [m^{-3}]) haben [Ger05]. Als Vergleich dazu ist in Abbildung 1 der Kern der Sonne mit dem entsprechenden Plasmaparameter dargestellt. Die Dichte des Kernes beträgt etwa 10^{32} [m^{-3}] bei dem Druck von 25 [PPa] und die Temperatur liegt bei 1,5 [keV] [Zoh01].

2 Durchschlagmechanismen in Gasen

Damit eine Gasentladung erst stattfinden kann, müssen freie Ladungsträger im Gas bereits vorhanden sein oder durch eine externe Quelle erzeugt werden.

In der folgenden Tabelle sind die Ionisierungsarbeiten von einigen Elementen dargestellt worden [Ard62]:

Z	1	2	10	18	36	54	86
Element	H	He	Ne	Ar	Kr	Xe	Rn
eU_{I_1}	13,5976	24,580	21,559	15,755	13,996	12,127	10,745

Es werden grundsätzlich zwei Arten von Ionisationsprozessen unterschieden, ein Raumionisationsprozess und ein Oberflächenemissionsprozess.

2.1 Raumionisationsprozess

Der Raumionisationsprozess findet direkt im Gasvolumen statt. Dabei unterscheidet man zwischen verschiedenen Arten von Raumionisationsprozessen, die im Folgenden aufgeführt werden.

Photoionisation

Als Photoionisation wird ein Ionisierungsprozess bezeichnet, bei dem Atome mittels elektromagnetischer Strahlung ionisiert werden. Dabei findet Ionisation erst statt, wenn die Energie der eingestrahnten Photonen gleich oder größer ist als die Ionisationsenergie E_I des Atoms:

$$\text{Gl.1: } h \cdot \nu \geq E_I.$$

Zwar kann die Strahlung die Gasentladung nur bei sehr hohen Strahlungsdichten beeinflussen, trotzdem ist die Photoionisation einer der wichtigsten Mechanismen zur Bereitstellung der ersten freien Ladungsträger.

Thermische Ionisation

Wenn die thermische Energie, die einem Gas zugeführt wird, genügend hohe kinetische Energie bei den Teilchen erzeugt, so beginnen die Teilchen durch Stöße zu ionisieren. Dieser Prozess wird dadurch thermische Ionisation genannt. Der Ionisationsgrad χ eines Gases, mit der Ionisationsenergie E_I , kann mittels der SAHA-Gleichung beschrieben werden [Frö02]:

$$\text{Gl.2:} \quad \frac{\chi^2}{1-\chi^2} = \frac{2 \cdot g_{i+1}}{g_i} \cdot \sqrt{\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_e}{h^2}\right)^3} \cdot \frac{\sqrt{k_B T^5}}{p} \cdot e^{-\frac{E_I}{k_B T}},$$

wobei T die absolute Temperatur ist, p der Druck des Gases, g_i der Entartungsgrad des i -ten Energieniveaus. Typische Werte der Temperatur, bei der die Thermoionisation beginnt, liegen im Bereich von einigen tausend Kelvin. Die thermische Ionisation trägt grundsätzlich zum Aufbau und Erhaltung eines hochleitfähigen Kanals bei.

Stossionisation

Einer der wichtigsten Prozesse, die zur Vermehrung von Ladungsträgern führt, ist der Stossionisationsprozess. Entscheidend ist dabei die kinetische Energie von Elektronen, die größer ist als die der Ionen, da die Elektronen eine größere freie Weglänge haben. Außerdem geben die Elektronen bei unelastischen Stößen mit neutralen Teilchen Energie an den Stosspartner ab.

Die Energie W des Elektrons vor einem Stoss ist:

$$\text{Gl.3:} \quad W = e \cdot E \cdot \frac{\lambda_m}{\delta},$$

wobei e die elektrische Ladung, E die Stärke des elektrischen Feldes, λ_m die mittlere freie Weglänge und δ der Stossfaktor, sind. Um die Ionisationsenergie

W_I zu erreichen muss die freie Weglänge λ_I des Elektrons: $\lambda_I = \frac{\delta \cdot W_I}{e \cdot E}$ sein. Somit

gilt für die Anzahl der ionisierenden Stöße pro Längeneinheit $\alpha = \frac{1}{\lambda_m} \cdot e^{-\left(\frac{\lambda_I}{\lambda_m}\right)}$,

wobei α der 1. Townsendsche Stoßionisations-koeffizient ist. Da gleichzeitig auch Rekombinationsprozesse von Elektronen mit Ionen stattfinden, ist der effektive Stossionisationskoeffizient definiert durch,

$$\text{Gl.4:} \quad \alpha^* = \alpha - \eta.$$

η ist in dieser Gleichung der Rekombinationskoeffizient oder auch Anlagerungskoeffizient. Der effektive Stossionisationskoeffizient ist druck- und gasartabhängig und wird experimentell ermittelt (s. [Pet95]).

Die Lawinenbildung von Ladungsträgern

Sei N_e die Anzahl der Startelektronen, dann beträgt der Zuwachs an weiteren Elektronen durch Stossionisation innerhalb einer Strecke dx : $dN_e = \alpha^* \cdot N_e \cdot dx$. Die Lösung der Gleichung unter der Annahme $x_0 = 0$, $N_e = N_0$ die Anzahl an Startelektronen an der Stelle x_0 und der effektive Stossionisationskoeffizient α^* konstant ist, ergibt sich der folgende exponentielle Zusammenhang:

$$\text{Gl.5:} \quad N_e(x) = N_0 \cdot e^{\alpha^* \cdot x}.$$

Wenn $\alpha^* \leq 0$ wird keine lawineartige Ladungsträgervermehrung stattfinden, wenn $\alpha^* > 0$ wird sich eine lawinenartige Aufbau der Ladungsträger ausbilden.

3 Grundlagen einer Gasentladung.

Als Entladung wird der Fluss von elektrischen Ladungen in Gasen bezeichnet, verbunden mit einer Aggregatzustandsänderung vom gasförmigen in den Plasmazustand [GSE69].

Gase sind im Allgemeinen gute Isolatoren und werden erst durch Ionisierung elektrisch leitend [Vog97]. Die, dadurch entstehenden elektrisch geladenen Teilchen (Elektronen und Ionen), bewegen sich zwischen den neutralen Atomen, stoßen mit denen und falls genügend Energie vorhanden ist, schlagen sie weitere Elektronen aus neutralen Atomen heraus oder sie werden aus einem niedrigen Energiezustand auf einen höheren Energiezustand angehoben. Das Atom wird somit ionisiert oder angeregt.

Falls eine elektrische Entladung nur durch ständige äußere Ionisation aufrechterhalten bleibt, wird sie als unselbständige Gasentladung bezeichnet, falls sie keine äußere Ionisierung braucht, wird sie als selbstständige Gasentladung bezeichnet.

3.1 Arten der Gasentladung

Elektrische Entladungen können mit dem ohmschen Gesetz nur bei sehr kleiner von außen angelegter Potenzialdifferenz beschrieben werden, da dies selten der Fall ist, werden die elektrischen Eigenschaften anhand der so genannten Strom-Spannungs-Kennlinie (Abbildung 2) charakterisiert. Dabei werden verschiedene Arten von Gasentladungen unterschieden.

Unselbständige Gasentladung

Als unselbständige „dunkle“ Entladung wird eine Gasentladung bezeichnet, die nur durch äußere Einflüsse (Bsp. UHV-, Höhenstrahlung, Photoeffekt) in Gang gesetzt und erhalten bleibt. Dabei steigt der Teilchenstrom etwa proportional zur angelegten Spannung bis zu einer bestimmten Grenze an (in **Abbildung 2**, Gebiet A).

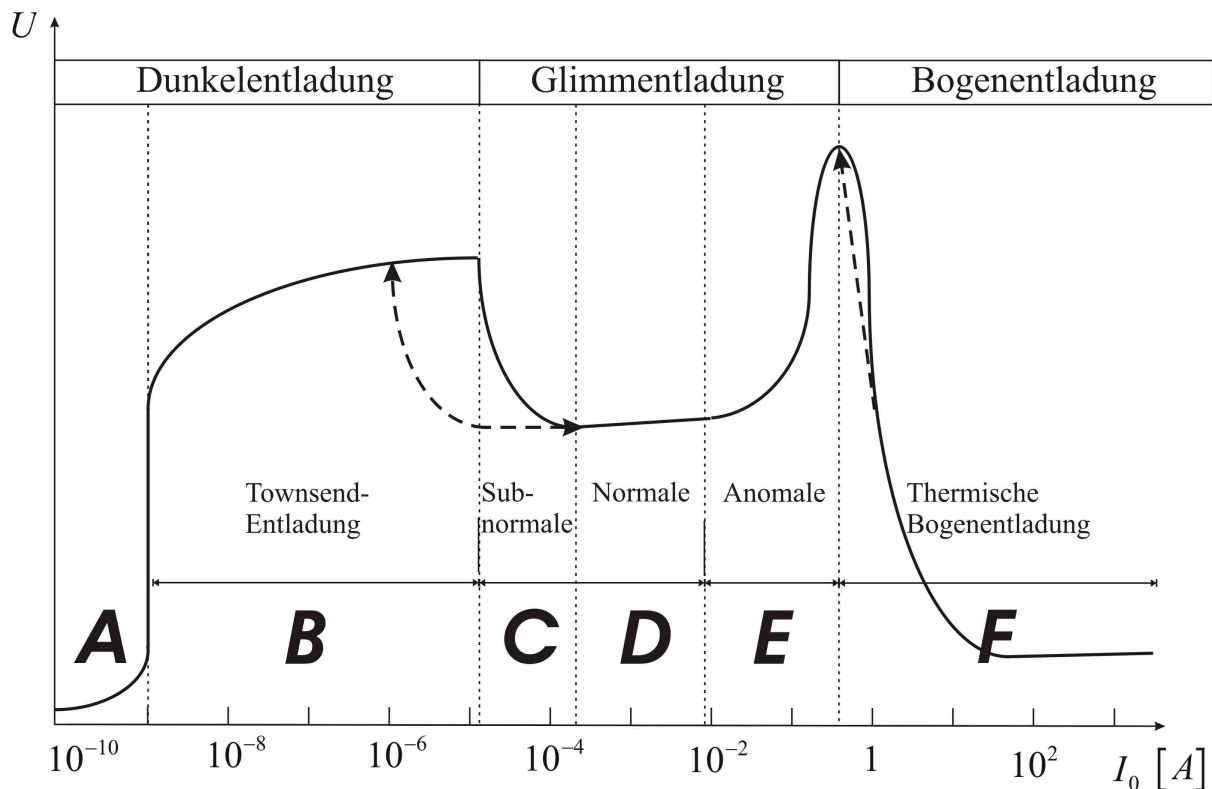


Abbildung 2: Qualitativer Verlauf der Strom-Spannungscharakteristik einer Gasentladung [Küp68]). Die gestrichelten Pfeile kennzeichnen einen Hystereseverlauf für verschiedene Gasentladungsphasen.

Selbstständige „dunkle“ Gasentladung

Der Übergang von einer unselbständigen zu einer selbstständigen Gasentladung wird charakterisiert durch einen sehr raschen Anstieg des Stromes und führt dann zum elektrischen Durchschlag im Gas. Die entsprechende Spannung wird als Durchbruchsspannung oder Zündspannung V_z bezeichnet. Bei einer selbstständigen Entladung bekommen die freien Ladungsträger, meistens Elektronen, so viel Energie, dass sie bei Stößen mit den Atomen neue freie Ladungsträger erzeugen und somit neutrale Atome ionisieren. Da die Elektronen selbst nicht oder nur wenig rekombinieren, sondern erzeugen weiterhin im Einfluss des äußeren elektrischen Feldes neue freie Ladungsträger. Die Anzahl der Ladungsträger im Gas wächst dabei lawinenartig an. Der Strom steigt exponentiell an, obwohl die Spannung konstant bleibt. Diese Art der Gasentladung wird als Dunkel- oder Townsendentladung bezeichnet (in Abbildung 2, Gebiet **B**).

Glimmentladung

Der Übergang von einer Dunkelentladung zu einer Glimmentladung wird charakterisiert durch einen sehr starken, einige hundert Volt hohen

Spannungsabfall an der Kathode bei zugleich weiterem Anstieg der Stromstärke (in Abbildung 2, Gebiet C). Die Glimmentladung wird durch räumlich unregelmäßige Lichterscheinungen gekennzeichnet.

Dieser Kathodenfall wird auch als **subnormale Glimmentladung** bezeichnet. Dabei werden Elektronen von der Kathode in Richtung Anode „weggesaugt“. Somit bildet sich vor der Kathode eine Raumladungswolke aus positiv geladenen Ionen, die wiederum die elektrische Feldstärke ansteigen lassen, so dass die Kathode praktisch abgeschirmt wird und die Spannung an der Kathode stark sinkt. Die Ionen, die sich im Bereich hoher Feldstärke befinden werden stark beschleunigt und es finden somit weitere Ionisationseffekte statt. Der Entladungsstrom steigt weiter an.

Die **normale Glimmentladung** wird charakterisiert durch eine niedrige und konstante Kathodenspannung bei weiter steigender Stromstärke (in Abbildung 2, Gebiet D). Je weiter die Stromstärke anwächst, desto weiter wächst die Glimmschicht an. Dabei liegt fast die gesamte Elektrodenpotentialdifferenz zwischen Kathode und der Glimmschicht. Da die Glimmentladung bei kalter Kathode stattfindet, d.h. die Elektronen haben nicht genügend Energie um eine eigenständige Kathodenemission hervorzurufen, wird die nötige Energie für die Austrittsarbeit der Elektronen durch auftreffende Ionen aus der Glimmschicht gewonnen. Die austretenden Elektronen haben eine zu niedrige Energie um Ionisationsprozesse direkt vor Kathode starten zu können. Erst nach Durchlaufen einer bestimmten, gasartabhängigen Potentialdifferenz zwischen Kathode und Glimmschicht gewinnen die Elektronen an Energie um Ionisierungsprozesse durchführen zu können. Die stattfindenden Lichterscheinungen werden durch die Rekombination von Ionen mit Elektronen in neutrale Atome und Moleküle hervorgerufen.

Ab einer bestimmten Stromstärke wird die gesamte Kathode komplett mit einer Glimmschicht bedeckt. Um einen weiteren Stromanstieg zu erzwingen, muss die Feldstärke, sowie die damit verbundene Kathodenspannung wieder ansteigen (in Abbildung 2, Gebiet E). Dabei wird die normale Glimmentladung zu einer **anormalen Glimmentladung**. Es beginnt die Kontraktion von geladenen Teilchen zu einem Band. Die Teilchendichte steigt rapide an und die Temperatur des Gases ist so hoch, dass thermische Ionisation möglich wird.

Bogenentladung

Der Übergang von anomaler Glimmentladung zur Bogenentladung wird charakterisiert durch einen weiteren Anstieg des Stromes mit gleichzeitig rasch sinkender Spannung (in Abbildung 2, Gebiet F). Durch die Aufheizung der

Elektroden (dabei ist die Kathode mehr getroffen als die Anode) beginnt die thermische Elektrodenemission, die sehr hohe Stromdichten bereitstellt. Im Entladungsraum zwischen den beiden Elektroden bildet sich ein Entladungsband, das aus einem fast gleichmäßigen Plasma besteht. Die Bogenentladung wird durch eine räumlich gleichmäßige Lichterscheinung gekennzeichnet.

3.2 Das Paschengesetz

Das Paschengesetz bestimmt den elektrischen Durchschlag im Gas U_Z als Funktion des Gasdruckes p und des Elektrodenabstandes d [Knj00]:

$$\text{Gl.6:} \quad U_Z = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln \frac{A \cdot p \cdot d}{\ln(1 + \gamma^{-1})}} = E_Z \cdot d = f(p \cdot d),$$

mit A und B als Konstanten aus dem Clausius-Weglängengesetz und γ den 2. Townsendsche Koeffizient (γ zeigt die mittlere Zahl frei gesetzte Elektronen, die aus der Kathode durch einen Ion herausgeschlagen werden). Da jedoch γ zweimal logarithmiert wird spielt die Art des Gases und deren Eigenschaften die wesentliche Rolle bei der Bestimmung der Durchschlagspannung. In Abbildung 3 sind Paschenkurven für verschiedene Gase dargestellt.

Die Paschensche Abhängigkeit der Durchbruchsspannung U_Z als Funktion des Produktes aus Abstand und Gasdruck wurde experimentell bestimmt. Aus der Abbildung 3 sieht man, dass typische minimale Werte für U_Z bei einigen hundert Volt und einem $p \cdot d$ -Minimum bei einigen Torr*cm liegen. Der linke sehr steile Anstieg der Kurve wird dadurch erklärt, dass die Anzahl der vorhandenen Teilchen kleiner wird und somit die freie Weglänge der Ladungsträger größer. Die rechte flachere Seite der Kurve wird durch die Verringerung der freien Weglänge der Ladungsträger erklärt, die durch die Vergrößerung der Anzahl der vorhandenen Teilchen verursacht wird [Jan92].

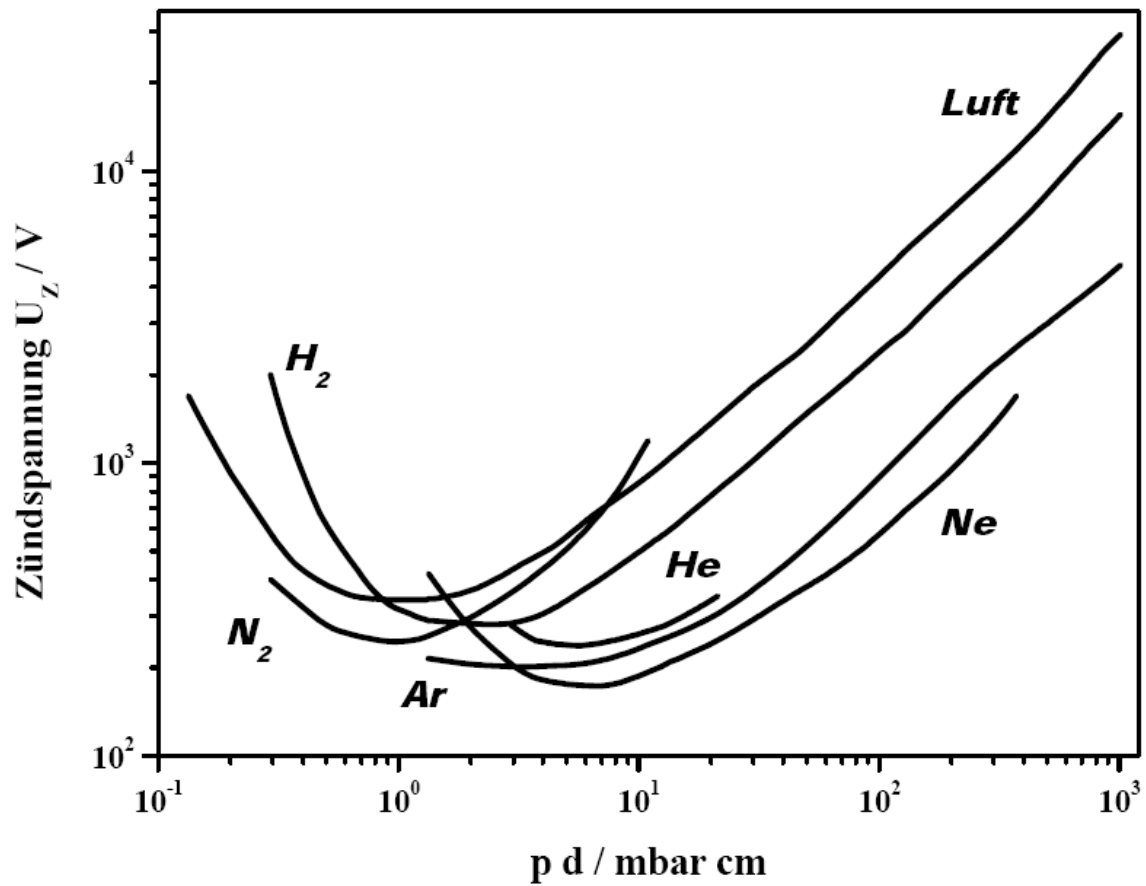


Abbildung 3: Experimenteller Verlauf von Paschenkurven für verschiedene Gase [Rai97].

4 Teilchenbewegung im elektromagnetischen Feld

In vielen Bereichen der Physik und Technik wird ein Plasma durch elektromagnetische Felder eingeschlossen, geheizt oder beschleunigt. Das Verhalten eines Plasmas ist sehr kompliziert, jedoch eine genauere Vorstellung der Bewegung der einzelnen Teilchen im Plasma ist hilfreich, um das kollektive Verhalten der Teilchen zu verstehen. Im Folgenden wird die Bewegung der Teilchen etwas genauer erklärt [Fuß03].

4.1 Teilchendriften in homogenen elektromagnetischen Feldern

Zu Beginn dieses Kapitels, wird die Teilchenbewegung bei homogenen und konstanten elektromagnetischen Feldern beschrieben.

Teilchenbewegung im homogenen Magnetfeld

Zuerst wird die Annahme gemacht, dass die Teilchen sich mit konstanter Geschwindigkeit in einem homogenen und konstanten Magnetfeld bewegen. Die Bewegungsgleichung für geladene Teilchen lautet dann [Spa90]:

$$\text{Gl.7:} \quad \vec{F}_L(t, \vec{r}, \vec{V}) = q \cdot (\vec{V} \times \vec{B}(t, \vec{r})),$$

wobei \vec{F}_L , die Lorentzkraft, die Wirkung der magnetischen Felder auf bewegte Ladungen q angibt. $\vec{B}(t, \vec{r})$ ist die magnetische Flussdichte, die zu der Zeit t am Ort \vec{r} auf eine sich mit der Geschwindigkeit \vec{V} bewegendes Ladung q wirkt.

Die Bewegung der Teilchen parallel zum Magnetfeld bleibt unbeeinflusst, da $\vec{V}_{\parallel} \times \vec{B} = 0$ ist. Es bleibt also nur die senkrechte Komponente der Geschwindigkeit $\vec{F}_L(t, \vec{r}, \vec{V}) = q \cdot (\vec{V}_{\perp} \times \vec{B}(t, \vec{r}))$, die die Teilchen in der zu \vec{B} senkrechten Ebene zu einer Kreisbewegung zwingt. Dabei wird die Teilchenbahn von zwei Kräften bestimmt, der Lorentzkraft \vec{F}_L und der Zentripetalkraft \vec{F}_Z . Durch gleichsetzen von beiden Kräften kann der Radius der Kreisbahn bestimmt werden:

$$\text{Gl. 8: } \vec{F}_L(t, \vec{r}, \vec{V}) = q \cdot (\vec{V} \times \vec{B}(t, \vec{r})) = \frac{m_T \cdot V_\perp^2}{r_L} = \vec{F}_Z(t, \vec{r}, \vec{V}) \Rightarrow$$

$$\text{Gl. 9: } \Rightarrow r_L = \frac{m_T \cdot V_\perp}{|q| \cdot B}.$$

Dieser Radius wird als Larmor-Radius bezeichnet. Die Kreisfrequenz der Gyration ω_G ergibt sich aus dem Larmor-Radius:

$$\text{Gl. 10: } \omega_G = \frac{V_\perp}{r_L} = \frac{|q| \cdot B}{m_T}.$$

Die Rotationsrichtung, so wie der Radius hängen vor allem von der Masse der Teilchen und deren Ladungsvorzeichen ab. Im Allgemeinen schrauben sich die Teilchen entlang der Magnetfeldlinien auf, wobei positiv geladene Teilchen entgegen dem Urzeigersinn und die negativ geladene Teilchen im Urzeigersinn gyrieren [Pie99] (Abbildung 4).

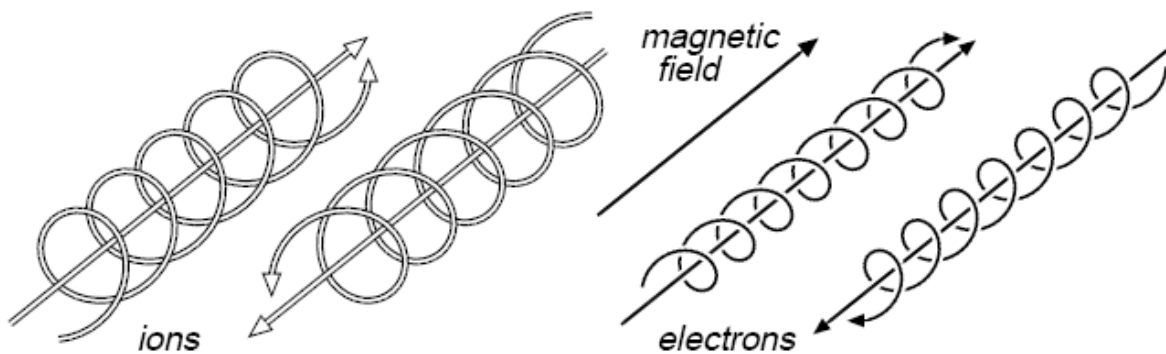


Abbildung 4: Orientierung der Gyration von Elektronen und Ionen in einem homogenen konstanten Magnetfeld. Prinzip der Führungsfeldlinie [Bla01]

Da die magnetische Kraft senkrecht auf der Vektorebene aufgespannt durch den Geschwindigkeitsvektor der Teilchen und dem magnetischen Flussdichtevektor steht, verrichtet sie keine Arbeit:

$$\text{Gl. 11: } \frac{dE_{kin}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m \cdot \vec{V}_\perp^2}{2} \right) = m \cdot \vec{V}_\perp \cdot \frac{d\vec{V}_\perp}{dt} = q \cdot \vec{V}_\perp \cdot (\vec{V}_\perp \times \vec{B}) = \vec{0}.$$

Die Gyration von Teilchen um eine magnetische Führungsfeldlinie stellt sich als Grundlage für weitere Beschreibung der Teilchenbewegung in elektromagnetischen Feldern dar [Keg98].

$\vec{E} \times \vec{B}$ - Teilchendriften in homogenen Feldern

Als nächstes wird zu den magnetischen Kräften noch eine weitere hinzugefügt, die homogene elektrische Kraft. Daraus ergibt sich eine verallgemeinerte Bewegungsgleichung zu [Kip75]:

$$\text{Gl.12:} \quad \vec{F}_L(t, \vec{r}, \vec{V}) = q \cdot (\vec{E}(t, \vec{r}) + \vec{V} \times \vec{B}(t, \vec{r})),$$

wobei $\vec{E}(t, \vec{r})$ die elektrische Feldstärke ist, die zu einer bestimmten Zeit t am Ort \vec{r} auf ein sich mit der Geschwindigkeit \vec{V} bewegendes Ladung q wirkt. Wie aus Gl.11 zu ersehen ist, verrichten Magnetfelder keine Arbeit, nur elektrische Felder machen den Energieaustausch mit Ladungen (wobei gleichnamige Pole sich abstoßen, gegengeladene Pole sich anziehen).

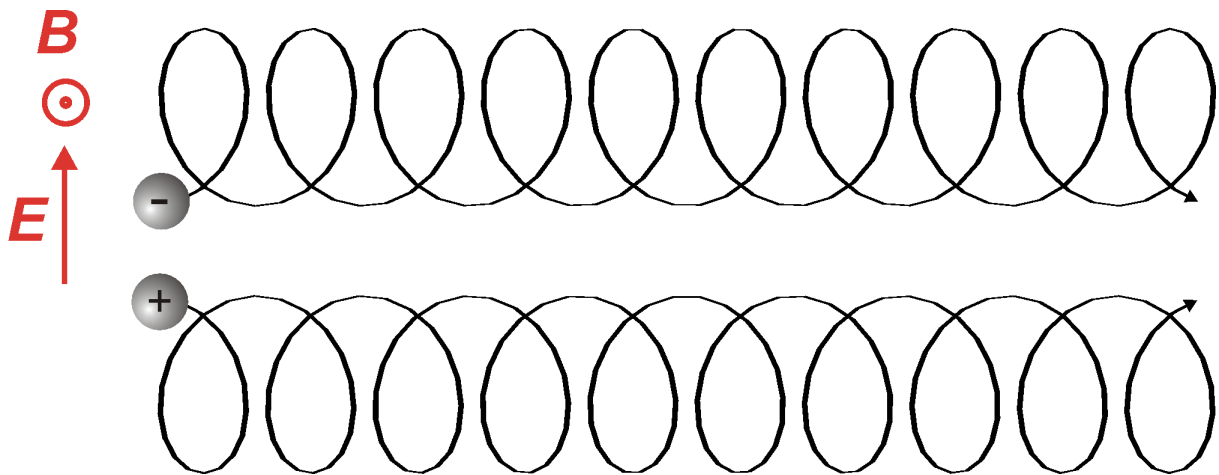


Abbildung 5: Die schematische Darstellung zeigt der $E \times B$ -Drift geladener Teilchen [Str07]).

Die Geschwindigkeit des Führungszentrums (Driftgeschwindigkeit \vec{V}_D) ist unabhängig von der Ladung und Masse der Teilchen und beträgt:

$$\text{Gl.13:} \quad \vec{V}_D = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}.$$

Das Plasma führt ein Drift aus (Abbildung 5), bei dem alle Teilchen eine Kreisbewegung um ein Führungszentrum ausführen und sich mit konstanter Geschwindigkeit senkrecht zu einer Ebene bewegen, die von \vec{E} und \vec{B} aufgespannt wird.

Diamagnetische Drift

Die diamagnetische Drift tritt bei einem homogenen Magnetfeld auf und wird durch einen Druckgradient $\vec{\nabla}p$ hervorgerufen. Dabei erfahren die Teilchen eine Kraft $\vec{F}_{dia} = -\vec{\nabla}p \cdot \delta\mathcal{V}$, die durch die Druckdifferenz gegeben ist und auf ein Volumenelement $\delta\mathcal{V} = \frac{\delta N}{n}$ wirkt (mit δN als Anzahl der Teilchen im gegebenen Volumenelement und n die Teilchendichte). Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich aus der \vec{v}_D , nur anstatt des elektrischen Feldes wird die diamagnetische Kraft eingesetzt:

$$\text{Gl.14:} \quad \vec{v}_{Dia} = \frac{\vec{\nabla}p \times \vec{B}}{q \cdot n \cdot B^2}.$$

Der Druckgradient $\vec{\nabla}p$ wird durch die Teilchendichte n verursacht, dadurch vergrößert sich die Anzahl der gyrierenden Teilchen entlang des Druckgradienten. Durch den Dichtegradient überlagern sich die Kreisströme der einzelnen Teilchen zu einem Gesamtstrom, der senkrecht zum Magnetfeld und Druckgradient verläuft:

$$\text{Gl.15:} \quad \vec{j}_{Dia} = \frac{\vec{\nabla}p \times \vec{B}}{B^2}.$$

Das durch den Strom erzeugte Magnetfeld ist gegen das ursprüngliche Magnetfeld gerichtet, das dadurch geschwächt wird. Das Plasma wirkt diamagnetisch, und die entsprechende Drift wird als diamagnetische Drift bezeichnet. Der Druckgradient, der senkrecht zum angelegten Magnetfeld steht wird im Plasma durch einen diamagnetischen Strom kompensiert.

4.2 Teilchendriften in inhomogenen elektromagnetischen Feldern

Die homogenen elektromagnetischen Felder sind eine Idealisierung, die nur näherungsweise im Labor erzeugt werden können. Im allgemeinen Fall sind das Magnetfeld $\vec{B}(t, \vec{r})$, sowie das elektrische Feld $\vec{E}(t, \vec{r})$ raum- und zeitabhängig [Dau04]. Im Folgenden wird die Bewegung der Teilchen in Einzelschritten etwas genauer erklärt.

Teilchenbewegung im inhomogenen Magnetfeld

Im inhomogenen Magnetfeld wird die Bewegung der Teilchen durch eine Kraft beeinflusst, die durch den Gradient der magnetischen Feldstärke hervorgerufen wird:

$$\text{Gl.16:} \quad \vec{F}_{grad} = \pm \mu \cdot \vec{\nabla} B,$$

worin μ das magnetische Moment der Teilchen ist und es gilt:

$$\mu = I \cdot A = \frac{q \cdot \omega_G}{2 \cdot \pi} \cdot \pi \cdot r_L^2 = \frac{m_T \cdot V_{\perp}^2}{2 \cdot B}.$$

In Analogie zur ExB-Drift ergibt sich die Geschwindigkeit der Teilchen V_{GD} zu:

$$\text{Gl.17:} \quad \vec{V}_{GD} = \frac{\vec{F}_{grad} \times \vec{B}}{q \cdot B^2} = \pm \frac{\mu \cdot \vec{\nabla} B \times \vec{B}}{q \cdot B^2} = \pm \frac{m_T \cdot V_{\perp}^2}{2 \cdot q \cdot B^3} \cdot \vec{\nabla} B \times \vec{B}.$$

Die Teilchen führen ein Drift aus, bei der sie sich mit konstanter Geschwindigkeit senkrecht zu einer Ebene bewegen, die von $\vec{\nabla} B$ und \vec{B} aufgespannt wird, mit dem Unterschied, dass die Richtung der Drift im Gegensatz zur ExB-Drift vom Ladungsvorzeichen der Teilchen abhängt (Abbildung 6). Da die Gyration im Bereich inhomogener Magnetfelder verläuft, ändert sich der Gyroradius der Teilchen.

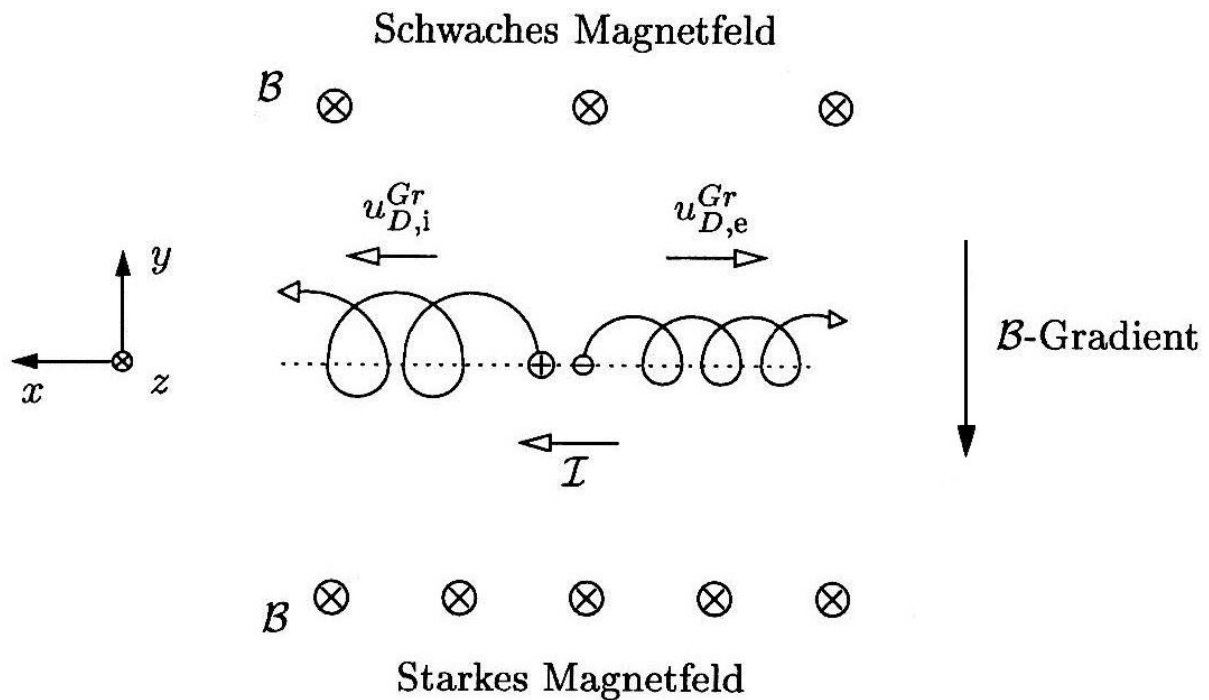


Abbildung 6: Teilchenbewegung im inhomogenen Magnetfeld. Betrachtet wird ein Magnetfeld, bei dem der Gradient des Feldes senkrecht auf den Feldlinien steht [Prö01].

Zusätzlich hat ein inhomogenes Magnetfeld auch eine Krümmung der Feldlinien mit R_{Kr} (Radius der Krümmung). Bewegen sich die Teilchen entlang der Feldlinien, so wird bei den Teilchen eine Zentrifugalkraft F_Z hervorgerufen (Abbildung 7):

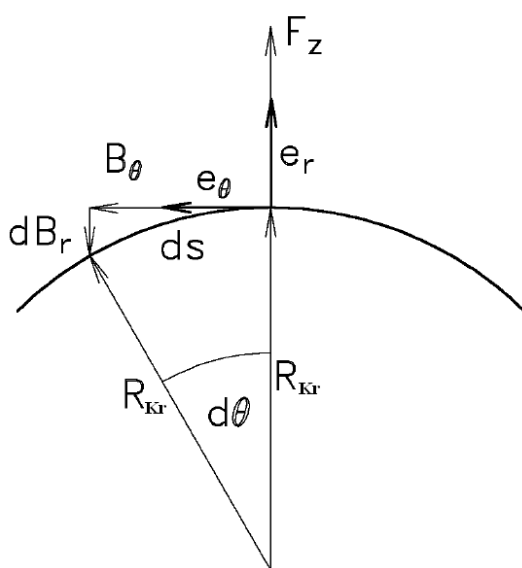


Abbildung 7: Krümmungsdrift [Prö01].

$$\text{Gl.18: } \vec{F}_Z = \frac{m_T \cdot V_{\parallel}^2}{R_{Kr}} \vec{e}_R,$$

mit \vec{e}_R als Einheitsvektor senkrecht zum Magnetfeld \vec{B} . Die Geschwindigkeit der Teilchen im Falle der Krümmung beträgt:

$$\text{Gl.19: } \vec{V}_{KrD} = \frac{m_T \cdot V_{\parallel}^2}{q \cdot R_{Kr}^2} \cdot \frac{\vec{R}_{Kr} \times \vec{B}}{B^2}.$$

Die Summe von beiden Driften (Gradientdrift \vec{V}_{GD} und Krümmungsdrift \vec{V}_{KrD}) ergibt schließlich die Driftgeschwindigkeit

\vec{V}_D der Teilchen in einem gekrümmten Magnetfeld:

$$\text{Gl.20:} \quad \vec{V}_D = \left(V_{\parallel}^2 + \frac{V_{\perp}^2}{2} \right) \cdot \frac{m_T}{q} \cdot \frac{\vec{e}_{Kr} \times \vec{B}}{R_{Kr}^2 \cdot B^2}.$$

Somit ist die Driftgeschwindigkeit direkt proportional zur kinetischen Energie der Teilchen und indirekt proportional zum Quadrat des Krümmungsradius und der magnetischen Feldstärke.

Teilchenbewegung im zeitlich veränderlichen elektrischen Feld

Als nächstes wird die Teilchenbewegung im zeitlich veränderlichen elektrischen Feld mit dazu senkrechtem homogenem Magnetfeld beschrieben. Es wird angenommen, dass das elektrische Feld $\mathbf{E}(t)$ mit der Frequenz ω_0 oszilliert, also ist $E(t) = E_0 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t)$. Die Bewegungsgleichung: $m \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} = q \cdot (\vec{E}(x) + \vec{V} \times \vec{B})$ hat die Lösung [Sie99]:

$$\text{Gl.21:} \quad V_{PDX} = \pm \frac{1}{\omega_G \cdot B_z} \cdot \frac{dE_x}{dt}.$$

Die Teilchen werden wie bei der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift parallel zum elektrischen Feld beschleunigt. Die Richtung der Beschleunigung wird je nach Vorzeichen der Ladung bestimmt. Die positiven Ionen legen eine bestimmte Strecke in x-Richtung des E-Feldes zurück und nehmen dabei die kinetische Energie $W_{kin} = \frac{1}{2} \cdot m_I \cdot V_{PDX}^2$ auf. Die Elektronen nehmen zwar die gleiche Energie wie die Ionen auf, zeigen jedoch wegen ihrer geringen Masse fast keine Polarisationsdrift [Sie99]. Er wird aufgrund höherer Ionenmasse hauptsächlich von den Ionen getragen [Rah07]. Durch die Separation der Ladungen entsteht eine elektrische Polarisation \vec{P} des Plasmas mit:

$$\text{Gl.22:} \quad \vec{P} = \frac{n_I \cdot m_I}{B_z^2} \cdot \vec{E}.$$

4.3 Hamiltonsche Gleichungen

In diesem Kapitel werden die Bewegungsgleichungen für geladene Teilchen in beliebigen elektromagnetischen Feldern beschrieben. Die Lorentzkraft für elektromagnetische Felder ist gegeben durch:

$$\text{Gl.23:} \quad \vec{F}_L = q \cdot (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}).$$

Das elektrische Feld ist gegeben durch $\vec{E} = -\nabla \varphi - \frac{\partial}{\partial t} \vec{A}$ und das Magnetfeld durch $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$, wobei (φ, t) -das skalares Potential und $\vec{A}(\vec{r}, t)$ -das Vektorpotential sind. Mit Einsetzen der Vektorpotentiale in Gl. 23 erhält man die folgende Schreibweise für die Lorentzkraft:

$$\text{Gl.24:} \quad \vec{F}_L = q \left[-\nabla \varphi - \frac{\partial}{\partial t} \vec{A} + (\vec{V} \times \text{rot } \vec{A}) \right].$$

Mit der Benutzung der Vektoridentität $(\nabla(\vec{V} \cdot \vec{A})) = (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{A} + \vec{V} \times \text{rot } \vec{A}$ sowie

$$\frac{d}{dt} \vec{A} = \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial \dot{r}} (\vec{A} \cdot \vec{V}) \right] \text{ und } \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{r}} = 0 \text{ wird die Lorentzkraft zu:}$$

$$\text{Gl.25:} \quad \vec{F}_L = q \left[-\frac{\partial}{\partial r} (\varphi - \vec{V} \cdot \vec{A}) + \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{r}} (\varphi - \vec{V} \cdot \vec{A}) \right].$$

Nun wird das verallgemeinerte Potential U der Lorentzkraft definiert:

$$\text{Gl.26:} \quad U = q \cdot (\varphi - \vec{V} \cdot \vec{A}).$$

Daraus lässt sich die generalisierte Kraft ableiten: $F = \frac{d}{dt} \cdot \frac{\partial U}{\partial \dot{r}} - \frac{\partial U}{\partial r}$. Somit kann die Lagrange-Funktion für ein Teilchen (Masse m und Ladung q) im elektromagnetischen Feld aufgestellt werden:

$$\text{Gl.27:} \quad L(\vec{r}, \vec{V}, t) = T - V = \frac{m \cdot \vec{V}^2}{2} + q(\vec{V} \cdot \vec{A}) - q \cdot \varphi,$$

mit T als die kinetische Energie und V der potenziellen Energie der Teilchen.

Entsprechend der Definition der generalisierte Impulse $(p_i = \frac{\partial L(q_i, \dot{q}_i, t)}{\partial \dot{q}_i})$ gilt:

$$\text{Gl.28:} \quad \vec{p} = m \cdot \dot{r} + q \vec{A}(\vec{r}, t).$$

Dies führt zur Hamilton-Funktion [No102]:

$$\text{Gl.29:} \quad H = \vec{p} \cdot \vec{V} - L = \frac{1}{2m} (\vec{p} - q \vec{A}(\vec{r}, t))^2 + q \varphi(\vec{r}, t).$$

4.4 Plasmapinch

Der Pinch-Effekt ergibt sich aus der Eigenschaft des elektrischen Stromes im Plasma unter dem Einfluss von selbstgenerierten Magnetfeldern den Querschnitt des Stromkanals zu verringern. Der Pinch-Effekt ist die Entstehung und Erhaltung des Gleichgewichtes zwischen dem gaskinetischen Druck p des Plasmas und dem magnetischen Druck $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ des Stromes im Plasma [Cap72]:

$$\text{Gl.30:} \quad \nabla p = \vec{j} \times \vec{B}.$$

Es existieren verschiedene Arten des magnethydrodynamischen Gleichgewichtes (MHD-Gleichgewicht), die einfachsten werden hier kurz erläutert.

4.4.1 Der Z-Pinch

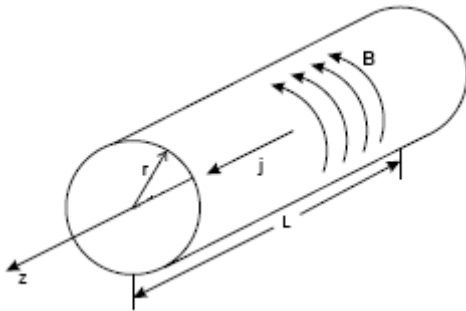


Abbildung 8: Darstellung der Funktionsweise eines z - Pinches [Stö00].

Beim z-Pinch fließt der Strom in axialer Richtung (Abbildung 8) durch die Plasmasäule und erzeugt ein azimuthales Magnetfeld B_θ . Dadurch wirkt auf die bewegten Ladungsträger eine nach innen gerichtete Kraftdichte $\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B}$. Wenn die Kraftdichte groß genug ist, überwiegt die magnetische Kraft gegenüber dem gaskinetischen Plasmadruck p , wodurch eine Komprimierung der Plasmasäule erreicht wird. Schließlich entsteht ein Gleichgewicht zwischen den beiden Kräften:

$$\text{Gl.31:} \quad \nabla p = \vec{j} \times \vec{B} = j_\theta \cdot B_z - j_z \cdot B_\theta = -j_z \cdot B_\theta.$$

Daraus lässt sich die Bennet-Bedingung für den zu einer Kompression einer Plasmasäule benötigten Strom bestimmen [Stö00, Cap72]:

$$\text{Gl.32:} \quad I^2 = \frac{8 \cdot \pi}{\mu_0} \cdot N \cdot k_B \cdot T,$$

mit N als Ladungsträgerdichte, T der Temperatur des Plasmas und k_B der Boltzmann-Konstante. Als nächstes wird der Θ -Pinch kurz erläutert.

4.4.2 Der Θ -Pinch

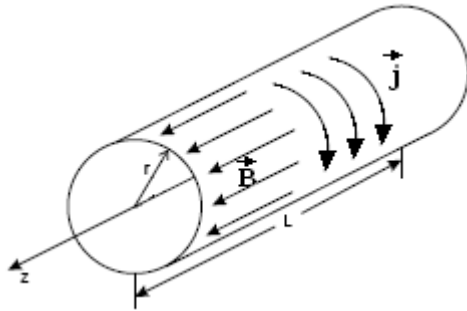


Abbildung 9: Darstellung der Funktionsweise eines Θ -Pinches [Stö00].

Beim Θ -Pinch (Abbildung 9) wird mittels einer Spule mit N_S Windungen ein zeitlich abhängiges axiales Magnetfeld $B_z = \mu_0 \cdot I_\Theta \cdot \frac{N_S}{L}$ erzeugt, das in der Plasmaentladung einen azimuthalen Strom j_Θ hervorruft. Dieser führt zu einer nach innen gerichteter radialer Kraftdichte $\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B}$. Wenn die Kraftdichte groß genug ist, so übertrifft sie den gaskinetischen Plasmadruck p , was zur Komprimierung des Plasmas führt. Das Plasma wird so lange komprimiert bis ein Gleichgewichtszustand zwischen den beiden Kräften vorliegt:

$$\text{Gl.33:} \quad \nabla p = \vec{j} \times \vec{B} = j_\Theta \cdot B_z - j_z \cdot B_\Theta = j_\Theta \cdot B_z.$$

Daraus lässt sich der Spulenstrom bestimmen, der für eine Kompression des Plasmas benötigt wird:

$$\text{Gl.34:} \quad I^2 = \frac{2 \cdot L^2}{\mu_0 \cdot N_S^2} \cdot N \cdot k_B \cdot T.$$

5 Physikalische Grundlagen von Plasmabeschleuniger

5.1 Der Schwingkreis

Der im Experiment verwendete Aufbau stellt ein Serienresonanzkreis dar (Abbildung 10). Der Schaltkreis besteht aus einer äußeren Spannungsquelle, sowie einen in Serie geschalteten Kondensator **C**, einer Induktivität **L** und einem reellen Widerstand **R**. Bestimmt wird der Strom ($I(t)=C \cdot dU/dt$) durch die Lösung der homogenen Differenzialgleichung zweiter Ordnung:

$$\text{Gl.35: } L \cdot C \cdot \frac{d^2 U}{dt^2} + R \cdot C \cdot \frac{dU}{dt} + U = 0$$

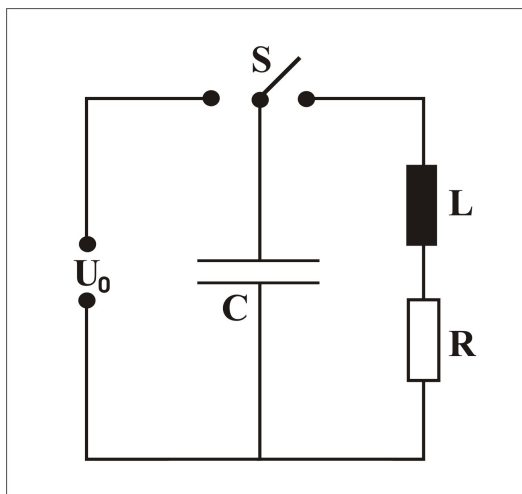


Abbildung 10: Schaltbild eines Serienresonanzkreises.

Mit Verwendung der folgenden Definitionen für die Dämpfung β und Eigenfrequenz ω_0 [Kor06],

$$2 \cdot \beta = \frac{R}{L} \quad \text{und} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}},$$

wird die obere Differenzialgleichung umgeschrieben zu:

$$\text{Gl.36: } \frac{d^2 U}{dt^2} + \gamma \cdot \beta \cdot \frac{dU}{dt} + \omega_0^2 \cdot U = 0$$

Als komplexer Ansatz bietet sich $U = e^{i\omega t}$ an. Die daraus berechnete allgemeine Lösung der Differentialgleichung lautet somit:

$$\text{Gl.37: } U(t) = e^{-\beta t} (U_0^1 e^{i\omega t} + U_0^2 e^{-i\omega t}),$$

mit $U_0^{\gamma} = \frac{U_0}{\gamma} \left(\gamma \mp i \cdot \frac{\beta}{\omega} \right)$. Wegen der Frequenz ω lassen sich drei mögliche Lösungen bestimmen, jedoch wird nur für die Diplomarbeit relevanten Schwingungsfall erläutert.

Der Schwingungsfall tritt ein, wenn schwache Dämpfung vorliegt: $\beta^2 < \omega_0^2$. Daraus ergibt sich die Lösung für die oben aufgeführte Differenzialgleichung [No103]:

$$\text{Gl.38:} \quad I(t) = -\frac{U_0}{\omega \cdot L} \cdot e^{-\beta t} \sin(\omega \cdot t).$$

Für die Frequenz gilt:

$$\text{Gl.39:} \quad \omega = \sqrt{\frac{1}{L \cdot C} - \frac{R^2}{4 \cdot L^2}}.$$

5.2 Lorentz-Drift-Beschleuniger

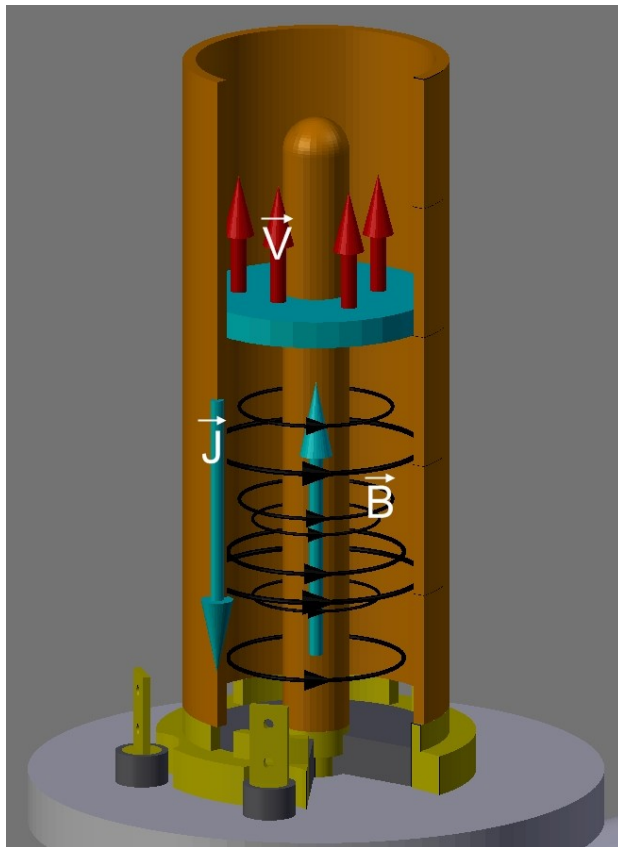


Abbildung 11: Schematische Zeichnung des Funktionsprinzips des LDB's

Der Aufbau und das Funktionsprinzip des Lorentz-Drift-Beschleunigers (LDB) sind in Abbildung 11 illustriert. Der LDB besteht aus zwei koaxial zueinander angeordneten Elektroden, zwischen denen ein Strom fließt. Im Kapitel 6.2.1 der Diplomarbeit wird der experimentelle Aufbau des LDB explizit erläutert.

Nach dem Zünden des Plasmas mittels einer Hilfsentladung fließt der Strom zwischen den Elektroden. Der elektrische Strom, der durch die innere Elektrode fließt, erzeugt ein kreisförmiges Magnetfeld radial um die Innenelektrode. Das Magnetfeld steht orthogonal zum Strom, der zwischen den Elektroden fließt. Demzufolge wirkt auf die bewegten Ladungen im Magnetfeld die Lorentz-

Kraft $\vec{F}_L = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$, das Plasma führt eine $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift aus, die bereits in Kapitel 4.1 beschrieben wurde. Dadurch bewegt sich das Plasma mit einer Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_D = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ in die von der Lorentz-Kraft vorgegebene Richtung.

5.3 Induktive Beschleuniger (IB)

Für diesen Teil des Experiments wird zum Beschleunigen des Plasmas das Prinzip eines induktiv elektromagnetischen Beschleunigers verwendet, das durch die Lenzsche Regel erklärt werden kann. Die Energieeinspeisung ins Plasma erfolgt ausschließlich durch magnetische Felder, die durch Spulen erzeugt werden. In einem späteren Kapitel 6.2.2 dieser Arbeit wird der Aufbau des IB's genauer erläutert. Im folgenden wird die Theorie des induktiven Beschleunigers beschrieben.

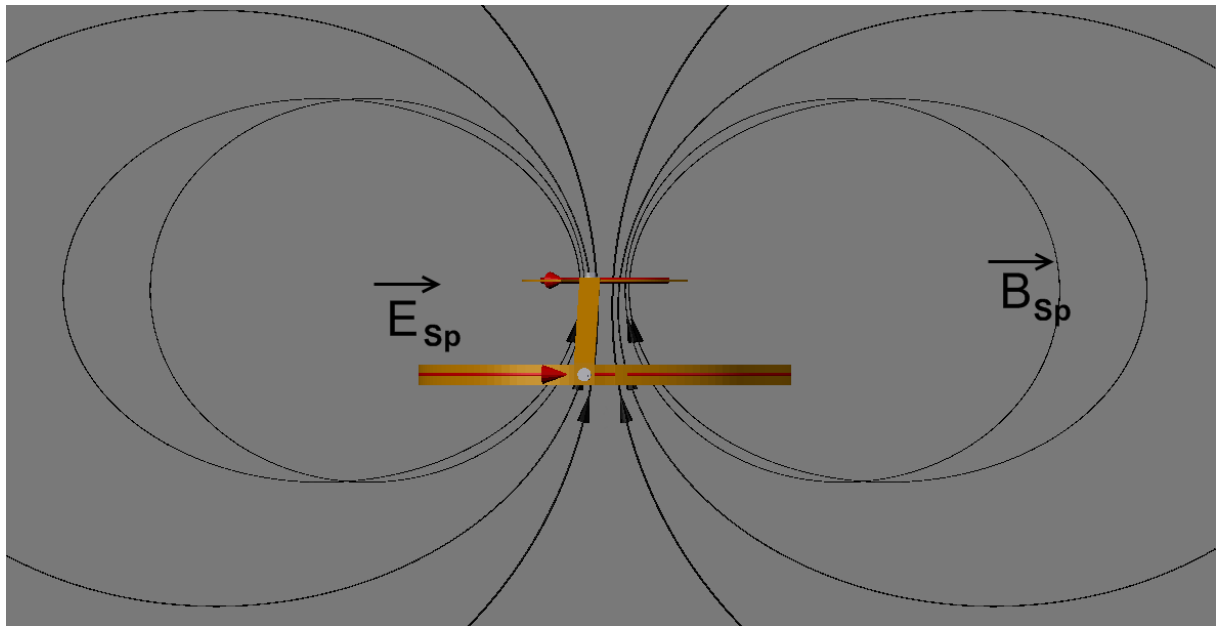


Abbildung 12: Dargestellt ist der Feldlinienverlauf eines zeitlich veränderlichen elektrischen Feldes in der Spulenanordnung des IB's das ein zeitabhängiges magnetisches Feld erzeugt.

Das sich zeitlich veränderliche elektrische Feld in der Spule erzeugt ein zeitabhängiges magnetisches Feld [Dem02] (Abbildung 12):

$$\text{Gl.40:} \quad \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} .$$

Dieses zeitabhängige Magnetfeld induziert ein rotierendes elektrisches Feld. Dadurch wird in dem umgebenden Gas ein elektrischer Strom erzeugt, der wiederum eine Aufheizung der Ladungsträger bewirkt (Abbildung 13).

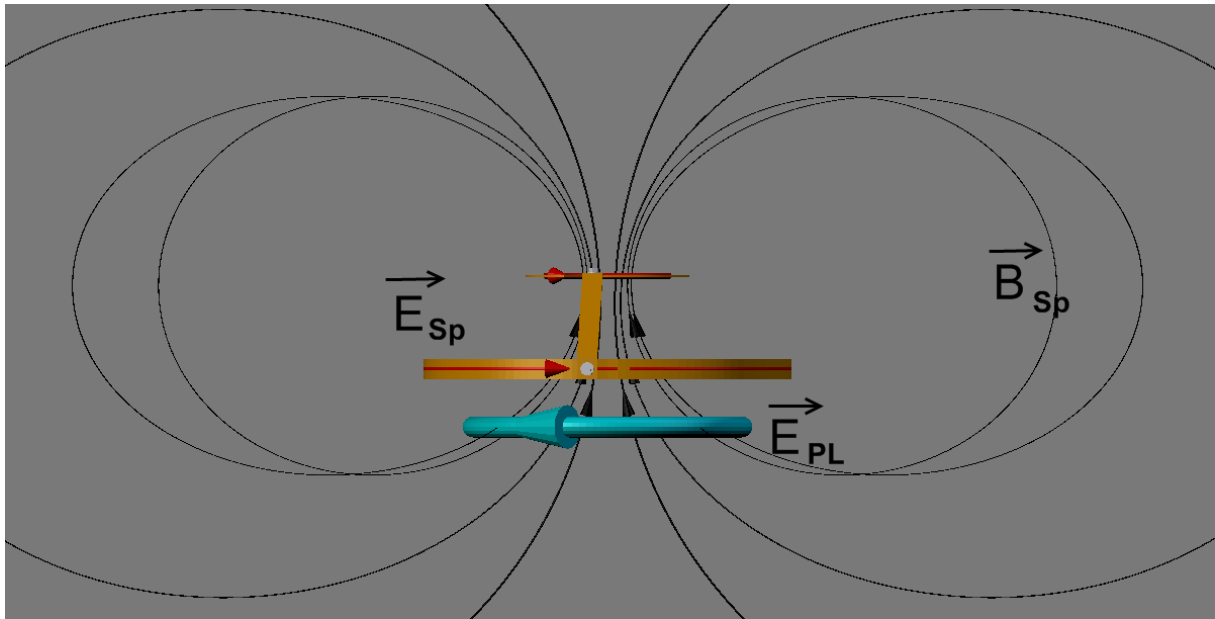


Abbildung 13: Grafische Darstellung des zeitabhängigen Magnetfeldes innerhalb des verwendeten Spulensystems und dem dadurch induzierten rotierenden elektrischen Feld.

Dieses induzierte elektrische Feld ist gegen das ursprüngliche elektrische Feld gerichtet. Der durch das elektrische Feld hervorgerufene Strom im Plasma erzeugt wiederum ein zeitabhängiges Magnetfeld, das dem ursprünglichen Magnetfeld der Spule entgegengerichtet ist (Abbildung 14).

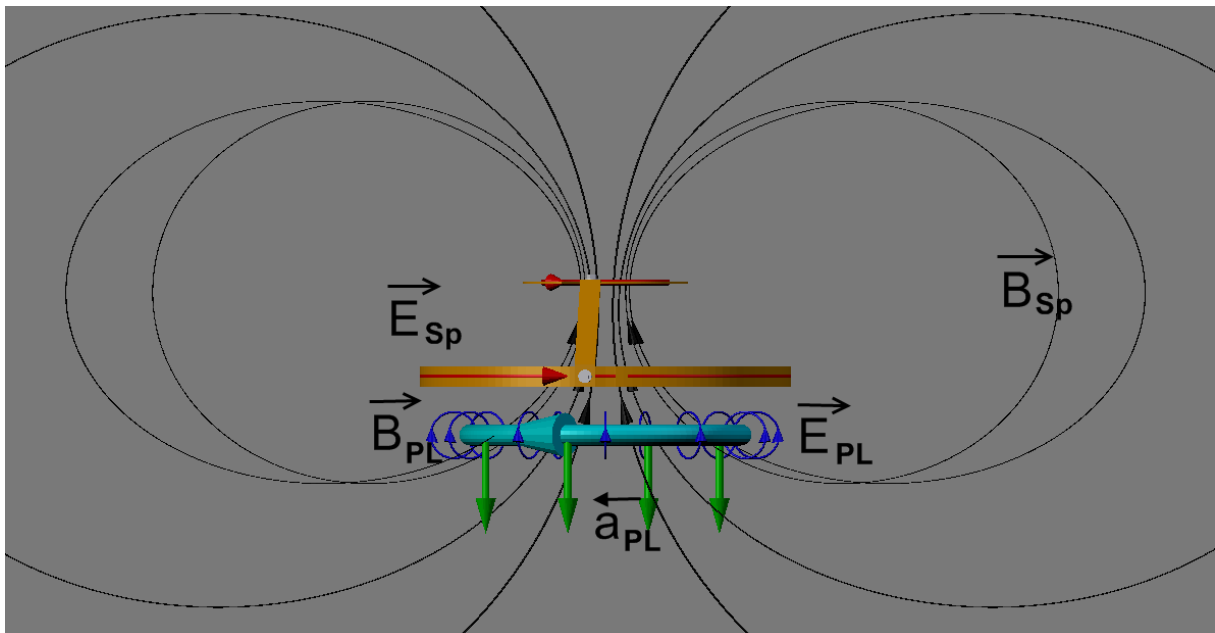


Abbildung 14: Prinzip der Beschleunigung des induktiv erzeugten Plasmas.

Die beiden gleichnamigen Magnetpole stoßen sich von einander ab wodurch das induktiv erzeugte Plasma beschleunigt wird. Die Richtung, in der sich das

Plasma bewegt, wird durch die Richtung des Magnetfeldgradienten der Spule vorgegeben.

6 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau besteht aus den Hauptkomponenten, Vakuumaufbau, Beschleuniger und dem elektrischen Aufbau und der dazugehörigen Beschaltung der Messapparatur.

6.1 Der Vakuumaufbau

Das Vakuumsystem (Abbildung 15) besteht aus einem Rezipienten, einer Varian Scroll Pumpe als Vorpumpe und einer Turbomolekular Pumpe¹ für das Feinvakuum. Ein Absperrventil wurde zum Regulieren der Pumpleistung eingesetzt. Das Arbeitsgas wurde über ein elektrisches regelbares Feindosierventil in den Rezipienten zugeführt. Die Steuerung des Feindosierventils und somit des Gasflusses erfolgte mittels einer externen Kontrolleinheit. Die Druckmessung wurde mit einem Ionisationsvakuummessgerät² durchgeführt, dadurch war eine Kalibrierung des Messgerätes für verschiedene Gase nicht nötig.

Der Rezipient ist ein an einer Seite geschlossenes Glasrohr aus Boro3.3 mit DIN Flansch DN 150. Die gesamte Länge des Glasrohres beträgt in etwa 57 [cm]. Das offene Ende wird auf einen aus Aluminium angefertigtem Flansch DN 150 aufgesetzt. Der minimal gemessene Druck lag im Bereich von 10^{-6} [mbar]. Als Arbeitsgas wurde Stickstoff (N_2) verwendet.

¹ Typ Turbo- 70LP

² Typ TPG 252 von Balzers

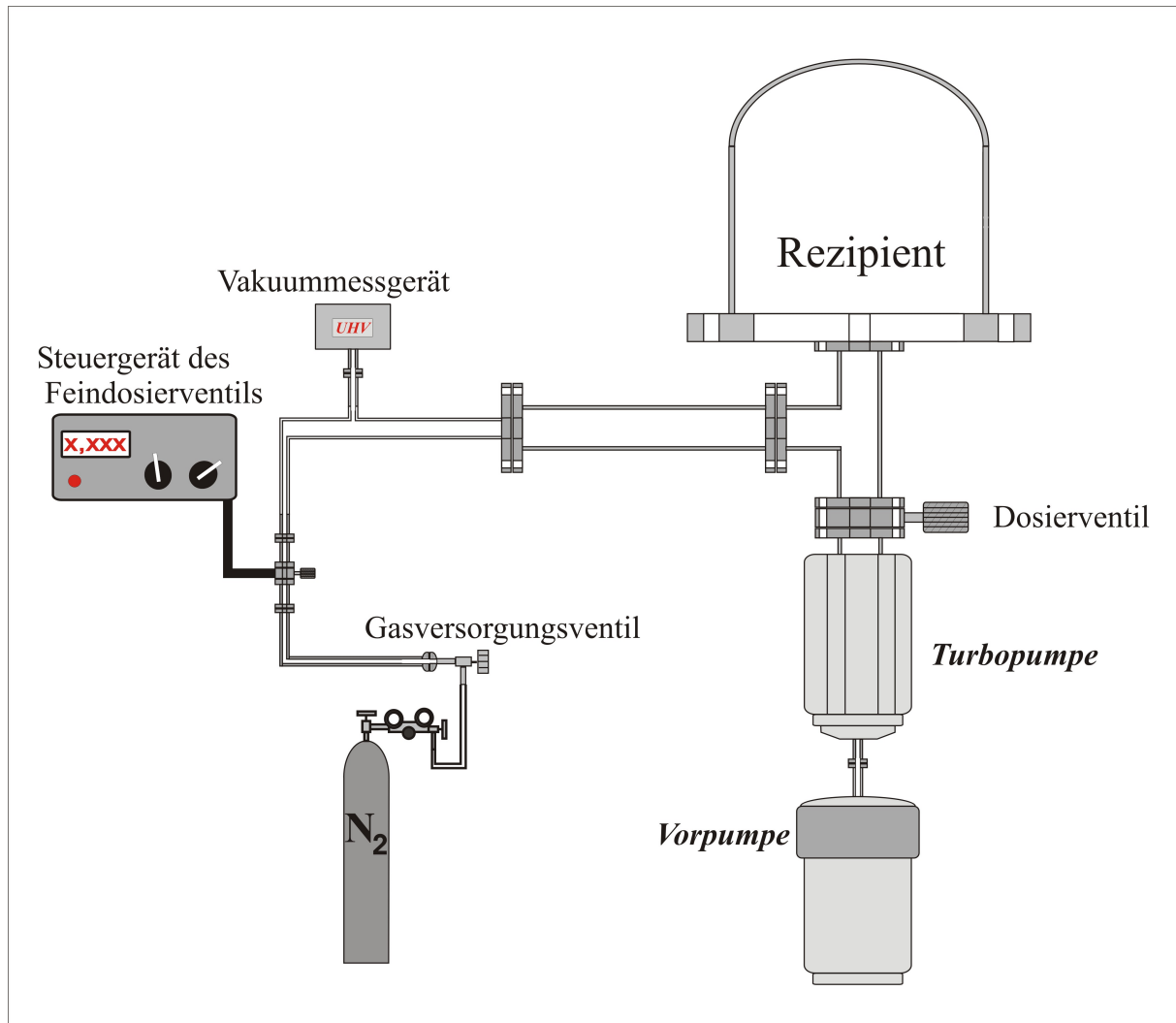


Abbildung 15: Zeichnung des prinzipiellen Aufbaus des Vakuumsystems.

6.2 Plasmabeschleuniger

Im Experiment wurden zwei Varianten von Beschleunigern aufgebaut und untersucht. Der erste Typ Plasmabeschleuniger stellt einen Lorentzdrift getriebenen Plasmabeschleuniger dar, der zweite einen induktiv betriebenen Beschleuniger.

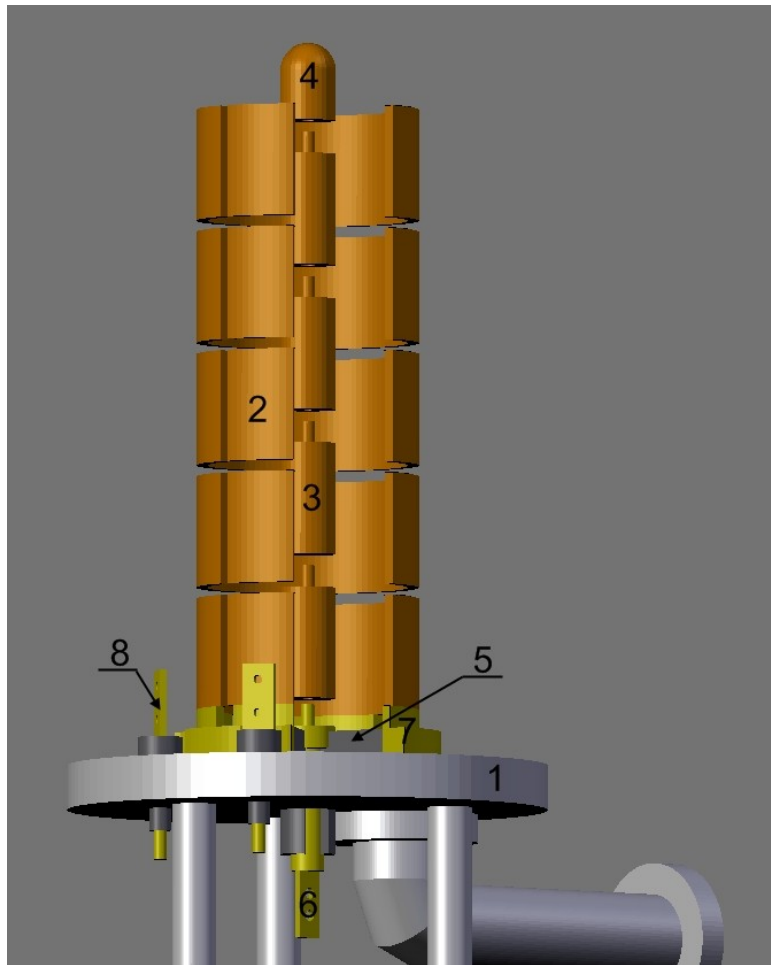
6.2.1 Aufbau des Lorenz-Drift-Beschleuniger

Der Aufbau wird auf einem DN 150 Flansch (1) angebracht. Der Flansch wird mittels einer Halterung auf Erdpotential gesetzt (Abbildung 16).

Der LDB besteht aus zwei koaxial zueinander angeordneten Elektroden. Beide Elektroden bestehen aus 6 Bausätzen mit je einer Länge von 5 [cm], so

dass die Elektrodenlänge variiert werden kann. Das verwendete Ende der Innenelektrode (4) wurde abgerundet und hat eine Länge von 3,5 [cm]. Die maximale Höhe der Außenelektrode (2) beträgt 30 [cm], die der Innenelektrode (3) 28,5 [cm]. Die Innenelektrode hat einen Durchmesser von 2,5 [cm] und die äußere Elektrode einen Innendurchmesser von 9 [cm]. Der Abstand zwischen den Elektroden ergibt sich somit zu 3,25 [cm]. Beide Elektroden werden mittels einer aus PVC angefertigten Kunststoffplatte (5) von einander isoliert. Die Innenelektrode wird auf die Hauptdurchführung (6) aufgeschraubt und auf Hochspannung gelegt. Die Außenelektrode wird mittels einer Elektrodenhalterung (7) auf den Flansch aufgesetzt und ist somit mit dem

Erdpotential verbunden. Die Bausätze der Außenelektrode werden mit 4 Gewindestangen (M4, Länge etwa 32-33 [cm]) fixiert. Zur Beobachtung des beschleunigten Plasmas im LDB wurde in die Außenelektrode ein Spalt mit einer Breite von 3[mm] angebracht.

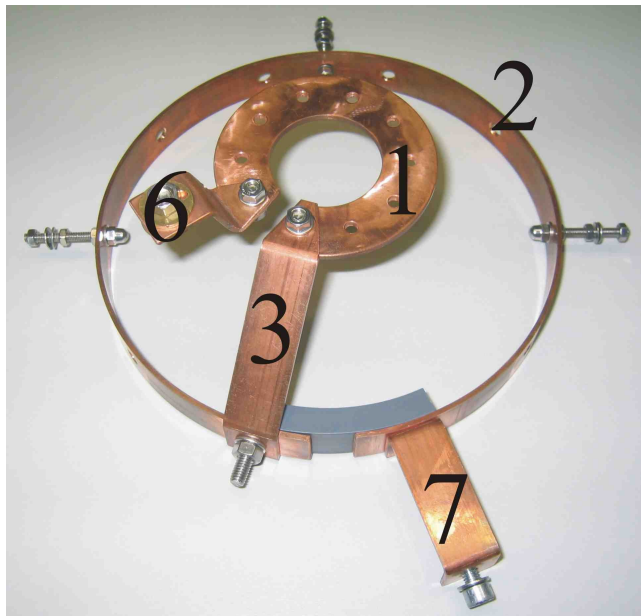


Beiden Elektroden, Elektrodenhalterung, Hauptdurchführung sowie die Triggerdurchführungen (8) wurden aus Messing angefertigt. Die Gewindestangen sind aus Nylon6. Die Isolierplatte und die Isolation der Triggerdurchführungen wurden aus PVC angefertigt.

Abbildung 16: Darstellung des experimentellen Aufbaus des LDB's.

6.2.2 Die Aufbau des induktiven Beschleunigers

Der induktive Beschleuniger besteht aus einer Spule, die bei hohen Strömen



einen sehr starken Gradient im Magnetfeld aufweist (Abbildung 17). Die Spule hat zwei Windungen, die erste flach liegende Windung (1) hat einen Innendurchmesser von 40[mm] und einen Außendurchmesser von 80[mm]. Die zweite Windung (2) hat einen Durchmesser von 180[mm] und eine Höhe von 20 [mm]. Beide Windungen werden mit einem Verbindungsstück (3) miteinander

Abbildung 17: *Photografie der verwendeten Spulengeometrie des IB's.*

befestigt. Der senkrechte Abstand zwischen den Windungen beträgt 40 [mm]. Mit drei, an der Flanschhalterung befindlichen Stützen (Länge 77 [cm]) (4) wird die Spule über dem Rezipienten (5) befestigt. Die Spule wird über die Kontaktstellen (6,7) mittels des Leitungssystems (8) mit der Spannungsquelle (Kondensatorbank) (9) bzw. dem Schalter verbunden (10) (Abbildung 18).

Beim Experiment wurden zwei verschiedene Schaltertypen verwendet. Der erste Typ ist ein Lorentz-Drift-Schalter, der zweite Typ ist ein getriggertter Funkenschalter.



Abbildung 18: *Photografie des kompletten experimentellen Aufbaus.*

6.3 Aufbau des verwendeten Triggermoduls

Zum gezielten Zünden des Plasmas innerhalb des LDB's wurde ein Halbleiteroberflächenentladungstrigger verwendet.

Der Aufbau des Triggers ist in Abbildung 19 dargestellt. Der Trigger besteht aus einem Zylinder mit einer Gesamtlänge von 30 [mm] mit einem Durchmesser von 7 [mm]. Er besteht aus zwei verschiedenen Materialien: Siliziumkarbid (SiC) (Teil 1) mit einer Länge von 20 [mm] verlängert durch einen Graphitzylinder (C) (Teil 2) mit einer Länge von 10 [mm]. Um den SiC-Teil sind zwei Kupferspiralen (3) angebracht. Zum Einem wird so der Halbleiter mit dem Pulsgenerator über die Halterung (6) in Kontakt gebracht, zum anderen wird damit der Triggerkörper an die Keramikplatte (4) befestigt. Am Graphit-Teil wird ein weiterer Metallstreifen (5) eingesetzt, um eine bessere Kontaktierung zum Erdpotential zu gewährleisten.

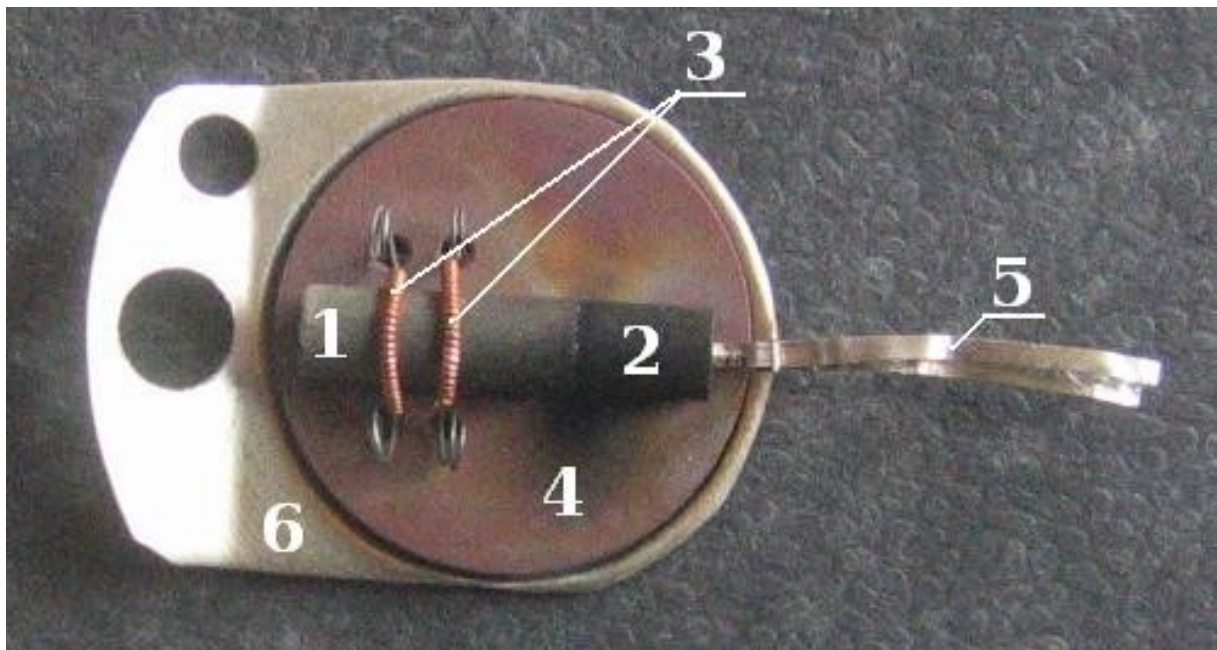


Abbildung 19: *Photografie des verwendeten Halbleiteroberflächenentladungstriggers.*

6.3.1 Funktionsprinzip

Beim Anlegen einer Hochspannung zündet aufgrund hoher Feldstärken zwischen der Kupferspirale und dem SiC-Zylinderteil eine Oberflächenfunkenentladung in Richtung Erdpotential. Die Entladung läuft bis zum Erdpotential über den Graphit-Zylinder, dabei bildet die Kontaktstelle zwischen dem SiC und Graphit eine Unstetigkeit zwischen den Widerständen, einen so

genannten „Tripelpunkt“. wodurch eine weitere zusätzliche Entladung hervorrufen wird [Ibe97].

6.4 Elektrische Beschaltung und verwendete Messgeräte

Der Energiespeicher zum gepulst betriebenen Beschleuniger besteht aus 4 einzelnen Kondensatoren mit je einer Kapazität von $1,33 \cdot 10^{-6}$ [F] und einer maximalen Spannungsverträglichkeit von bis zu 40000 [V]. Um die Kapazität zu erhöhen werden die einzelnen Kondensatoren parallel geschaltet, wodurch eine Gesamtkapazität von $5,32 \cdot 10^{-6}$ [F] erreicht werden kann. Das Laden der Kondensatorbank erfolgt durch ein Hochspannungsladegerät¹.

Für die elektrischen Messungen der Strom- und Spannungssignale wurden ein Hochspannungsmesskopf² mit einem Tastverhältnis von 1:1000 und eine Rogowsky-Spule³ ($2\text{mV}=1\text{A}$) verwendet. Neben den Strom- und Spannungssignalen wurden zusätzlich die Auslösesignale der Kurzzeitkamera und der Triggerpulse vermessen. Die Darstellung sämtlicher Signale erfolgte mit einem 4-Kanal-Oszilloskop⁴. Die Datenspeicherung wurde anschließend mit einem Computer durchgeführt. (Abbildung 20).

Der Hochspannungspulsgenerator hat eine Leerlaufspannung von 14 [kV]. Das Monitor-signal des verwendeten Hochspannungspulsgenerators wurde von 30 [V] auf 4 [V] abgeschwächt und dann an das Kamerasteuergerät und den Oszilloskop weitergegeben.

Die optischen Messungen wurden mit einer Kurzzeitkamera⁵ durchgeführt. Die Kamera selbst wurde mit einer zusätzlichen Kontrolleinheit⁶ gesteuert.

¹ Typ Heinzinger PNC 40000-15 ump

² Typ Textronix P6015A

³ Typ Stangenes Ind., Inc. Model 3-0,002

⁴ Typ Tektronix TDS 3034B

⁵ Typ PI-MAX2: 1003 Drawings

⁶ Typ ST-133 Controller mit PTG

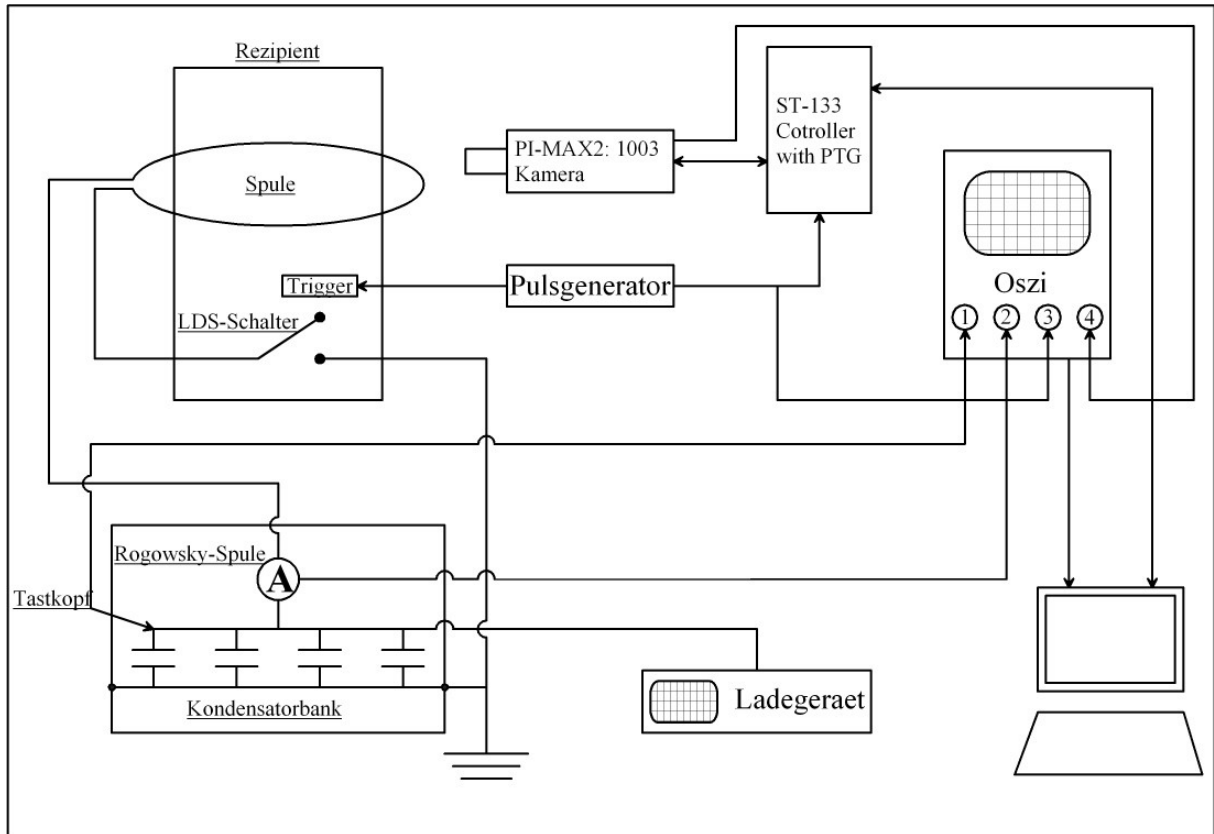


Abbildung 20: Schaltskizze der gesamten elektrischen Beschaltung des experimentellen Aufbaus und der verwendeten Messinstrumente

7 Experimentelle Messergebnisse

In dieser Arbeit werden die Erzeugung und die Beschleunigung von Plasmen für zwei verschiedene Arten von elektromagnetischen Beschleunigern untersucht. Dafür wurden mit beiden Beschleunigersystemen, die bereits im vorhergehenden Kapitel ausführlich beschrieben wurden, mehrere voneinander unabhängige Messreihen aufgenommen und ausgewertet. Zuerst werden die Ergebnisse des Lorentz-Drift-Beschleunigers vorgestellt, und danach die des induktiven Beschleunigers. Alle Messungen wurden mit Stickstoff (N_2) als Arbeitsgas durchgeführt.

7.1 Die Lorentz-Drift-Beschleuniger

Untersucht wurden beim LDB die Schaltvorgänge bei zwei unterschiedlichen Elektrodenlängen, wobei der Druck und die in den Kondensator gespeicherte Energie zu Beginn der Entladung konstant gehalten wurden. Aus den gewonnenen Ergebnissen konnten die Austrittsgeschwindigkeit, sowie die Masse des erzeugten Plasmas bestimmt werden.

Alle Messungen des LDB, abgesehen von den Messungen der Paschenkurve wurden bei einem Druck von $p=2\pm 0,1$ [Pa] durchgeführt.

7.1.1 Die Paschenkurve

Zur Bestimmung des Arbeitspunktes des LDB wurde die Durchbruchspannung in Abhängigkeit des Druckes gemessen, die einem Verlauf einer Paschenkurve ähnlich ist. (Abbildung 21) Nach dem Paschengesetz (siehe Kapitel 3.2) gilt, dass die Durchbruchsspannung U_z als Funktion des Produktes aus Gasdruck p und Elektrodenabstand d aufgetragen wird. Während des Experiments wurden Spannung und Druck variiert, der Elektrodenabstand blieb konstant und betrug $d=32,5$ [mm].

Das Minimum der Kurve liegt bei etwa einem $p \cdot d$ -Wert von $1,8 \cdot 10^3 \pm 0,1 \cdot 10^3$ [Pa · mm] und einer Spannung von $U = 300 \pm 100$ [V]. Der linke Ast der Kurve im Bereich niedriger Drücke zeigt einen sehr steilen Anstieg der Durchbruchsspannung. Der rechte Ast der Kurve hat einen deutlich flacheren Anstieg der Durchbruchsspannungswerte. Wegen der begrenzten Möglichkeiten des Steuerungssystems des Vakuumaufbaus zu hohen Drücken musste die

Messreihe zur Paschenkurve bei einer Spannung $U = 4000 \pm 100 [V]$ beendet werden.

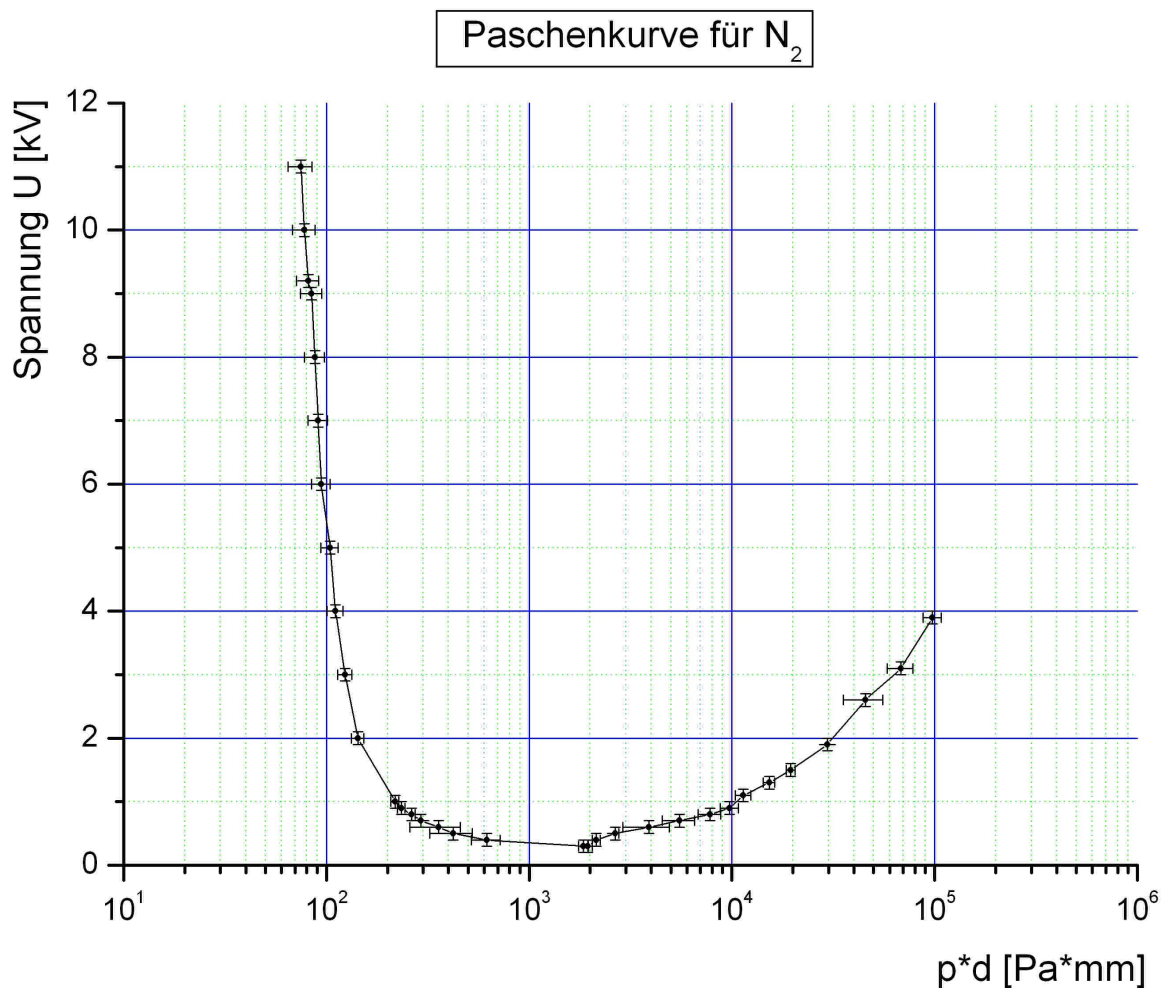


Abbildung 21: Experimentelle Ergebnisse zur Paschenkurve des LDS's.

7.1.2 Elektrische Messungen am LDS

In diesem Kapitel werden die elektrischen Parameter und das Schwingverhalten zum Lorentz-Drift-Beschleuniger ermittelt.

Kurze Elektroden

Zuerst wurden folgende Elektrodenlänge gewählt: Die Länge der äußeren Elektrode betrug 20 [cm] und die der inneren Elektrode 13,5 [cm]. Das Experiment wurde bei den Messungen gepulst betrieben. Die angelegte Spannung lag bei etwa 7700 [V]. Die Periodendauer betrug $9,98 \cdot 10^{-6} [s]$, wodurch sich eine Betriebsfrequenz von 100,2 [kHz] einstellte. Die ermittelte gesamte Induktivität des elektrischen Aufbaus beträgt somit $4,74 \cdot 10^{-7} [H]$. Der maximale gemessene

Entladungsstrom lag bei etwa 24600 [A] (Näheres über die Messung des Stromes wird in Kapitel 7.1.5 erläutert.).

In Abbildung 22 ist der von dem Oszilloskop aufgenommene Signalverlauf der Spannung des Stromes, Trigger- und des Kamerasignals dargestellt.

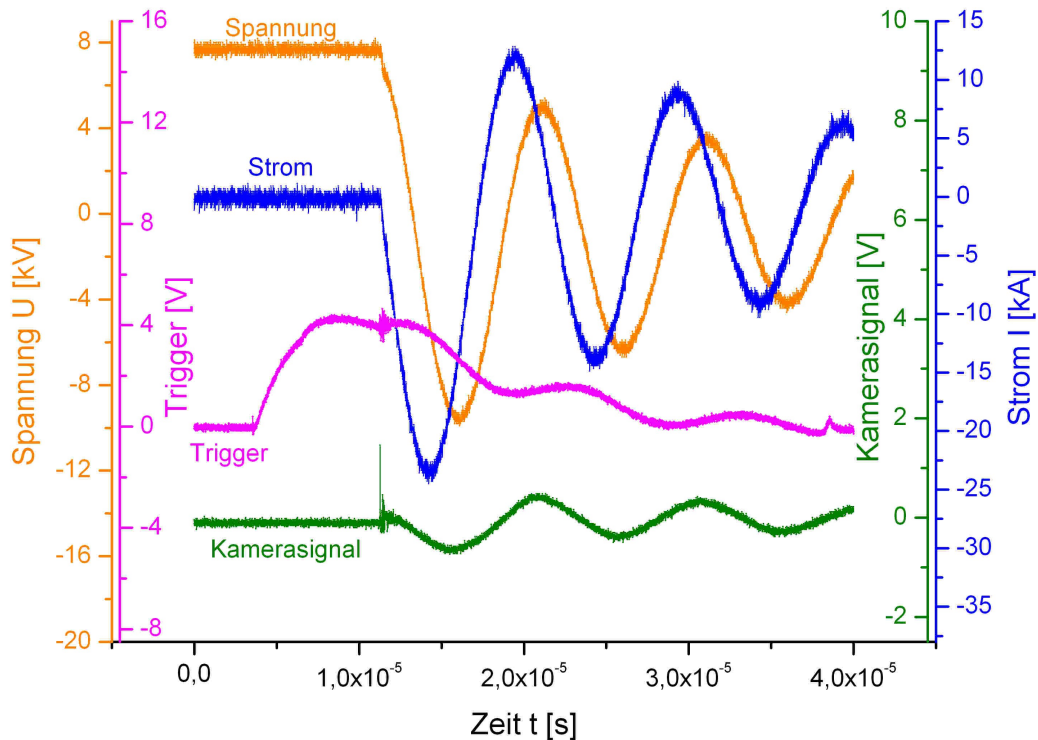


Abbildung 22: Die am Oszilloskop aufgenommenen Signalverläufe der Spannung, des Stromes, des Triggerpulses und der Kamera beim LDB mit kurzen Elektroden.

Lange Elektroden

Für eine weitere Messreihe wurden beide Elektroden um 50 [mm] verlängert. Die Länge der äußeren Elektrode betrug somit 25 [cm], die der inneren Elektrode 18,5 [cm]. Die angelegte Spannung lag bei etwa 7250 [V]. Die Periodendauer der gemessenen Strom- und Spannungssignale beträgt $11,5 \cdot 10^{-6}$ [s], wodurch sich eine Betriebsfrequenz von 87,2 [kHz] ergab. Die Induktivität des elektrischen Aufbaus betrug $6,26 \cdot 10^{-7}$ [H]. Es wurde ein maximaler Entladungsstrom von etwa 20300 [A] erreicht. In Abbildung 23 ist der vom Oszilloskop aufgenommene Verlauf der verschiedenen Signale dargestellt.

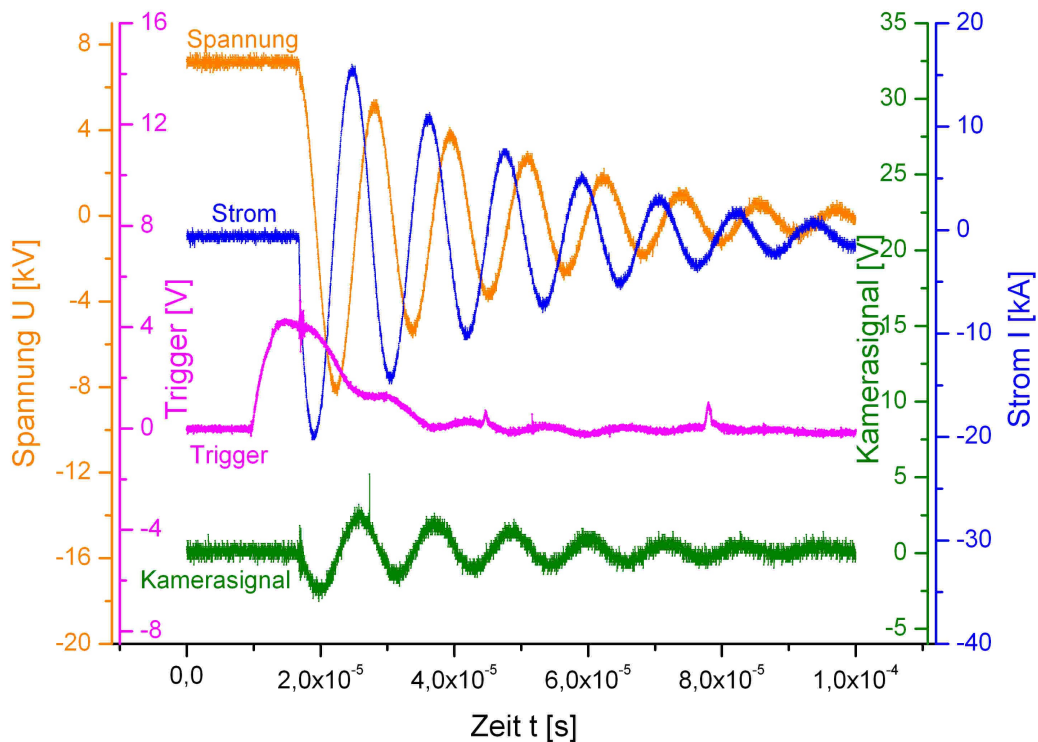


Abbildung 23: Die am Oszilloskop aufgenommenen Signalverläufe der Spannung, des Stromes, des Triggerpulses und der Kamera beim LDB mit langen Elektroden.

7.1.3 Optische Untersuchungen am LDB

In diesem Kapitel wird die Austrittsgeschwindigkeit so wie die Masse des Plasmas ermittelt. Dafür wurden die optischen Messungen mit einer Kurzzeitkamera durchgeführt. Für die Auswertung der Geschwindigkeitsmessung wurden die Konturen des LDB auf den Bildern zusätzlich in weiß dargestellt. Der Zeitpunkt der Kameraaufnahmen bezüglich des Triggersignals wird unter den Bildern angezeigt.

Geschwindigkeitsmessung bei kurzen Elektroden

Zuerst werden die optischen Messungen vorgestellt, danach folgt die zeitliche Zuteilung der jeweiligen Kameraaufnahme zu einem Stromsignal während einer Periode. Die Belichtungszeit der Kurzzeitkameras betrug für alle Aufnahmen 5 [ns].

Das Foto 1 ($-0,010E-5$ [s]) zeigt ein schwaches Leuchten während der stromschwachen Triggerentladung, kurz vor dem eigentlichen Zünden des LDB. Das Foto 2 ($0,090E-5$ [s]) zeigt eine Aufnahme des Plasmas kurz nach dem der LDB gezündet hat. Zu diesem Zeitpunkt hat die Entladung bereits eine Strecke von etwa 23,4 [mm] zurückgelegt, das entspricht einer Geschwindigkeit von etwa 26,3 [km/s].

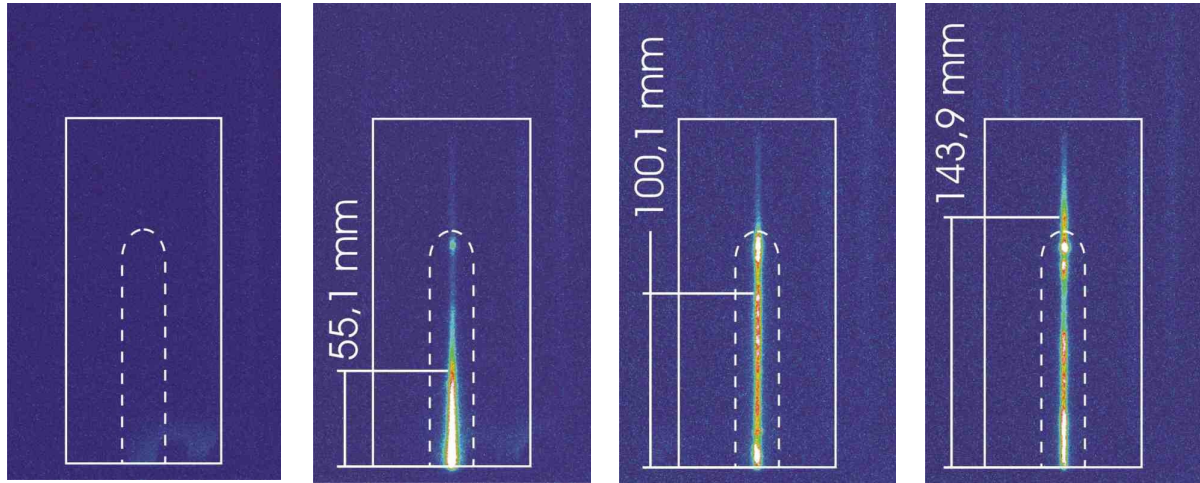


Foto 1: Aufnahme zum Zeitpunkt: $-0,010E-5$ [s]

Foto 2: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,090E-5$ [s]

Foto 3: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,162E-5$ [s]

Foto 4: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,275E-5$ [s]

Die nächsten zwei Aufnahmen zeigen den weiteren Verlauf des Plasmas bei ansteigender Stromstärke. Zum Zeitpunkt $t = 0,162E-5$ [s] (Foto 3) hat das Plasma etwa eine Strecke von 81,2 [mm] zurückgelegt und bei $t = 0,275E-5$ [s] (Foto 4) ungefähr 144 [mm]. Aus der zurückgelegten Strecken und der Zeitdifferenz kann eine Geschwindigkeit von 55,5 [km/s] ermittelt werden. Auffallend ist, dass die Entladung sich entlang der gesamten Elektrodenlänge diffus ausbreitet.

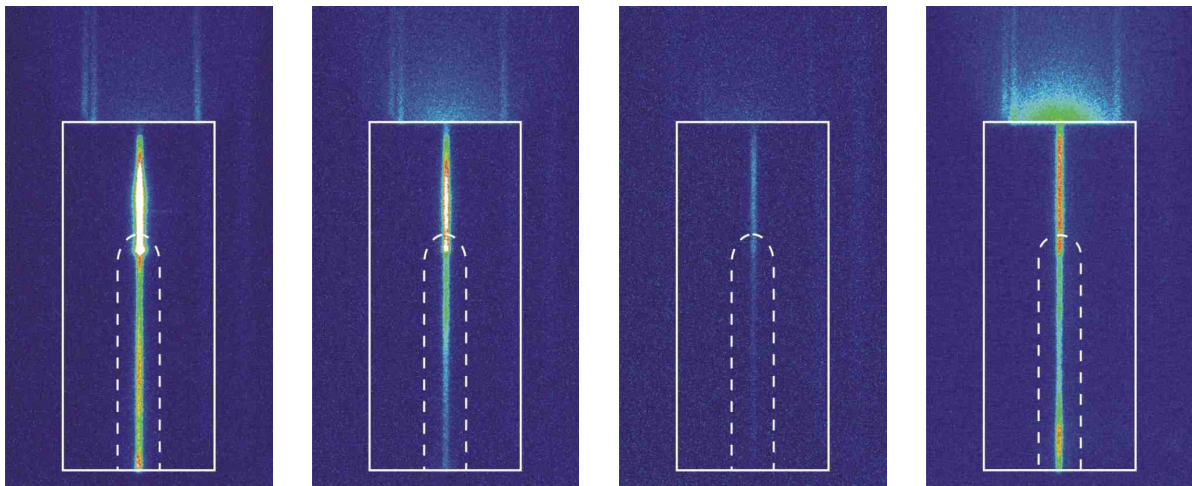


Foto 5: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,350E-5$ [s]
 Foto 6: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,425E-5$ [s]
 Foto 7: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,510E-5$ [s]
 Foto 8: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,580E-5$ [s]

Auf den Fotos 5 und 6 ($0,350E-5$ [s] und $0,425E-5$ [s]) ist gut zu sehen, dass sich das Plasma im oberen Bereich der Elektrodenanordnung zusammenzieht (z-Pinch). Trotz der Hauptentladung im oberen Teil des LDB sind noch weitere leuchtstarke Bereiche im mittleren und unteren Abschnitt des LDB vorhanden. Die beiden Fotos 9 und 10 ($0,640E-5$ [s] und $0,760E-5$ [s]) zeigen den weiteren Verlauf der neu gezündeten Plasmaentladung zu jeweils verschiedenen Zeitpunkten und ebenso das aus der vorherigen Entladung vorhandene ausströmende Plasma. Die Geschwindigkeit, mit der sich die zweite Entladung bewegt, beträgt etwa $30,2$ [km/s].

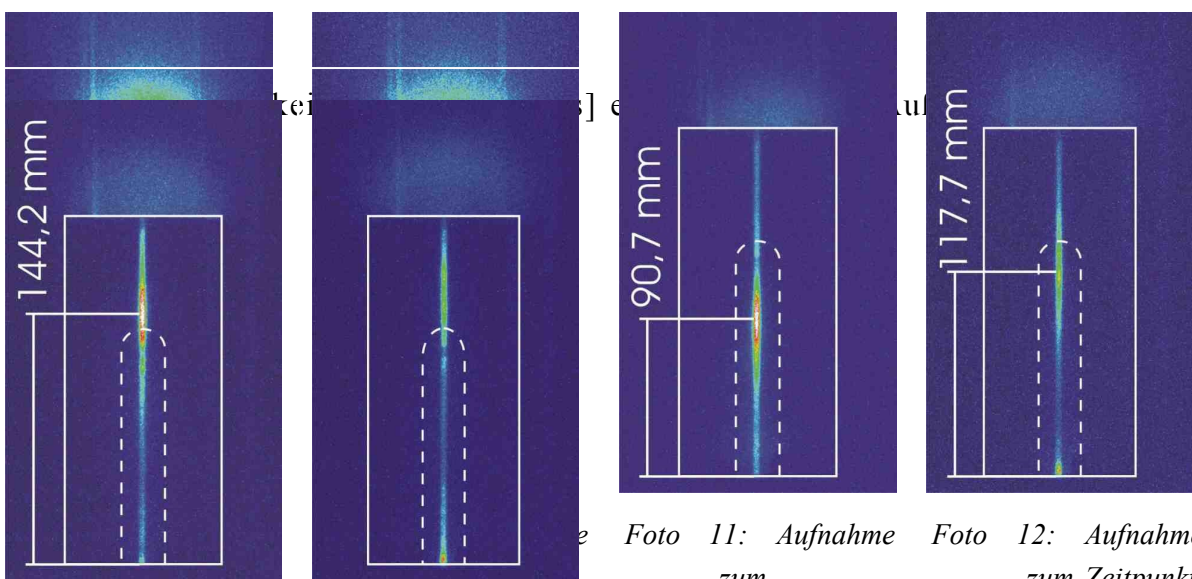


Foto 11: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,640E-5$ [s]
 Foto 12: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,760E-5$ [s]
 Foto 13: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,980E-5$ [s]
 Foto 14: Aufnahme zum Zeitpunkt: $1,075E-5$ [s]
 Foto 11: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,820E-5$ [s]
 Foto 12: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,904E-5$ [s]

In der Fehler: Referenz nicht gefunden ist die zeitliche Zuteilung der Aufnahme zu einer repräsentativen Stromkurve dargestellt.

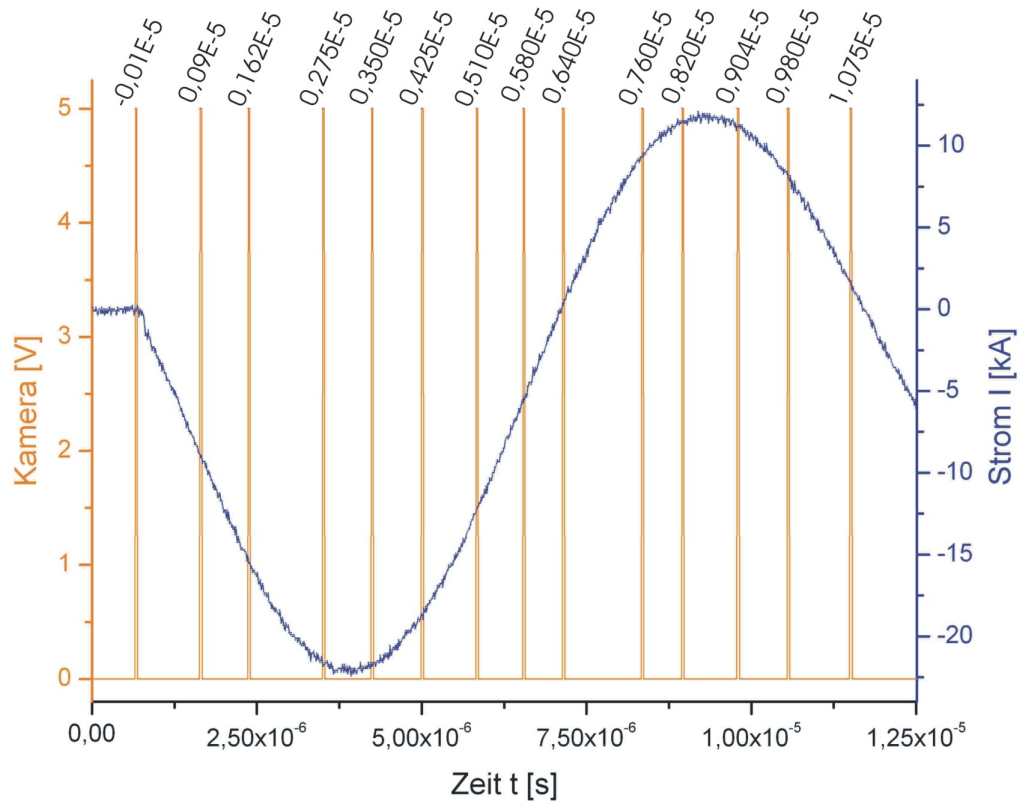


Abbildung 24: Die zeitliche Zuteilung der Kameraaufnahmen bei kurzer Elektroden

Geschwindigkeitsmessung bei langen Elektroden

Für die Geschwindigkeitsermittlung bei Verwendung der langen Elektroden werden zuerst die optischen Aufnahmen vorgestellt. Danach folgt eine zeitliche Zuteilung der jeweiligen Aufnahmen zu einem repräsentativen Stromverlauf. Die Belichtungszeit der Kamera für diese Aufnahmen betrug jeweils 10 [ns].

Das Foto 15 (0,040E-5 [s]) zeigt das Zünden des LDB kurz nach dem Erscheinen der Triggerentladung. Im Foto 16 wird ein weiterer Entladungsverlauf nach einer Zeit $t = 0,111E-5$ [s] aufgezeigt. Zu diesem Zeitpunkt hat die Entladung bereits eine Strecke von etwa 50,1 [mm] zurückgelegt, was einer Geschwindigkeit von etwa 45 [km/s] entspricht.

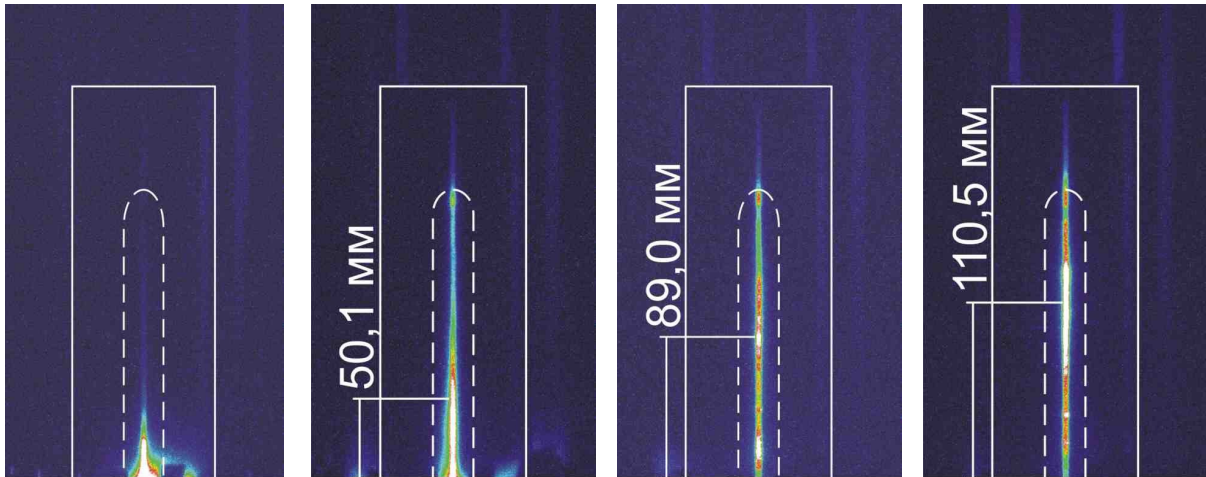


Foto 15: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,040E-5$ [s]
 Foto 16: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,111E-5$ [s]
 Foto 17: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,194E-5$ [s]
 Foto 18: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,247E-5$ [s]

In Foto 17 ($0,194E-5$ [s]) ist gut zu erkennen, dass das Leuchten des Plasmas eine Strecke von etwa 89[mm] zurückgelegt hat. Dies entspricht einer etwaigen Geschwindigkeit von $V_{PL} = 46,7$ [km/s]. Zum Zeitpunkt: $0,247E-5$ [s] (Foto 18) ist die zurückgelegte Strecke des Plasmas schon ungefähr 110,5 [mm]. Die Geschwindigkeit liegt dann bei etwa 40,6 [km/s]. Auffallend ist, dass das Leuchten der Entladung entlang der gesamten Innenelektrodenlänge diffus erscheint.

Auf dem Foto 19 ($0,316E-5$ [s]) ist zu sehen, dass die Plasmaentladung am oberen Ende der Elektroden radial von außen nach innen zusammenläuft. Die Geschwindigkeit des Plasmas ist zu diesem Zeitpunkt 46,4 [km/s].

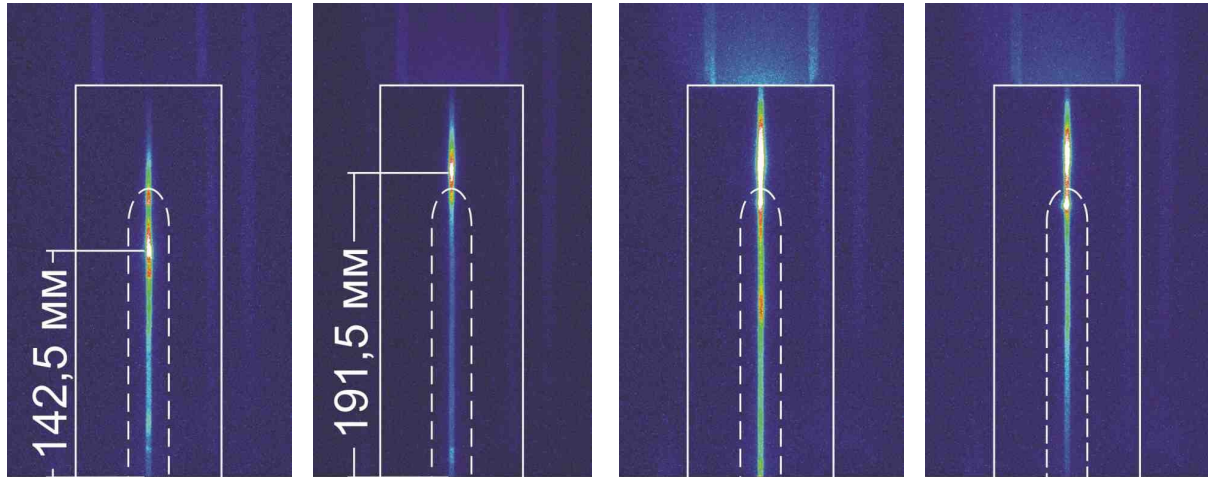


Foto 19: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,316E-5$ [s]
 Foto 20: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,410E-5$ [s]
 Foto 21: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,465E-5$ [s]
 Foto 22: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,510E-5$ [s]

Das Foto 20 ($0,410E-5$ [s]) zeigt, dass die Entladung sich im oberen Bereich des LDB weiter zusammenzieht. Die Geschwindigkeit zwischen den zwei letzten Messungen beträgt etwa 52 [km/s]. Auf den Fotos 21 und 22 ($0,465E-5$ [s] und $0,510E-5$ [s]) ist zu erkennen, wie sich das gepinchte Plasma wieder nach außen ausbreitet.

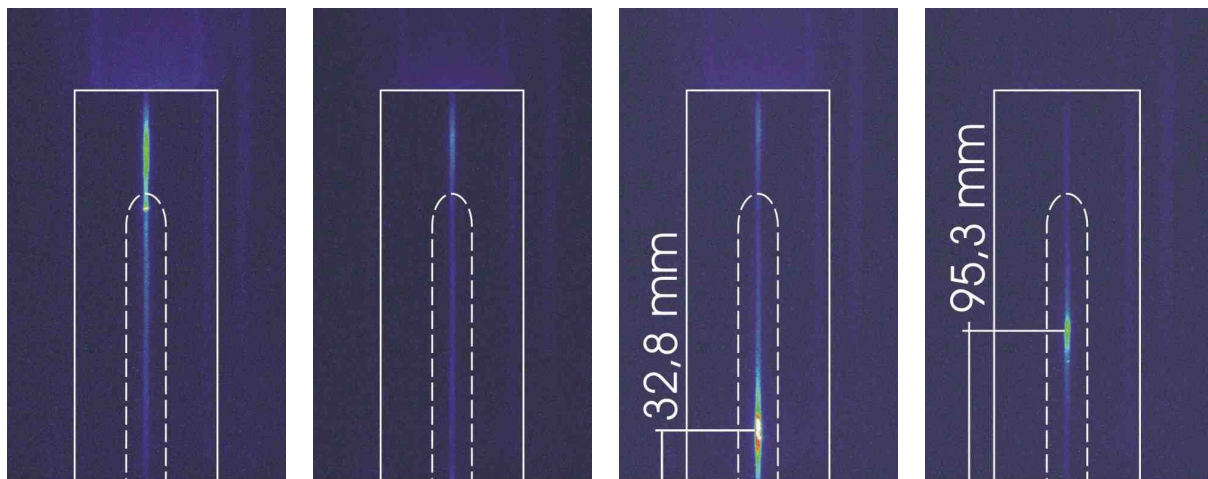


Foto 23: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,565E-5$ [s]
 Foto 24: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,626E-5$ [s]
 Foto 25: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,763E-5$ [s]
 Foto 26: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,960E-5$ [s]

Die beiden nächsten Fotos 23 und 24 ($0,565E-5$ [s] und $0,626E-5$ [s]) zeigen den weiteren Ablauf des Pinchentladungsvorgangs. Die gesamte Entladung löst sich nach diesem Vorgang allmählich auf. Die Fotos 25 und 26 zu den Zeitpunkten $t = 0,763E-5$ [s] und $t = 0,960E-5$ [s] zeigen die zweite

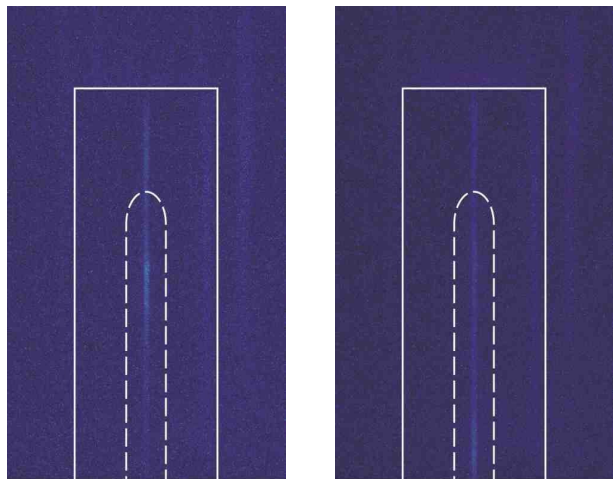


Foto 27: Aufnahme zum Zeitpunkt: $1,058E-5$ [s]
 Foto 28: Aufnahme zum Zeitpunkt: $1,223E-5$ [s]

Zündung der Plasmaentladung. Diese erscheint bereits deutlich schwächer als die erste Entladungswelle. Die dabei erreichte Geschwindigkeit ist auch deutlich geringer als bei der ersten Entladung und beträgt in etwa $31,7$ [km/s]. Auf den beiden letzten Fotos 27 und 28 ist zu sehen, wie die zweite Entladung erlischt ohne dass sie den oberen Teil des Elektrodenabschnitts des LDB erreicht. Auf der Aufnahme zum Zeitpunkt $t = 1,223E-5$ [s] (Foto 28) kann die dritte Entladungswelle ganz schwach erkannt werden.

In Abbildung 25 ist die zeitliche Zuteilung der Kurzaufnahmen zu einer Stromkurve dargestellt.

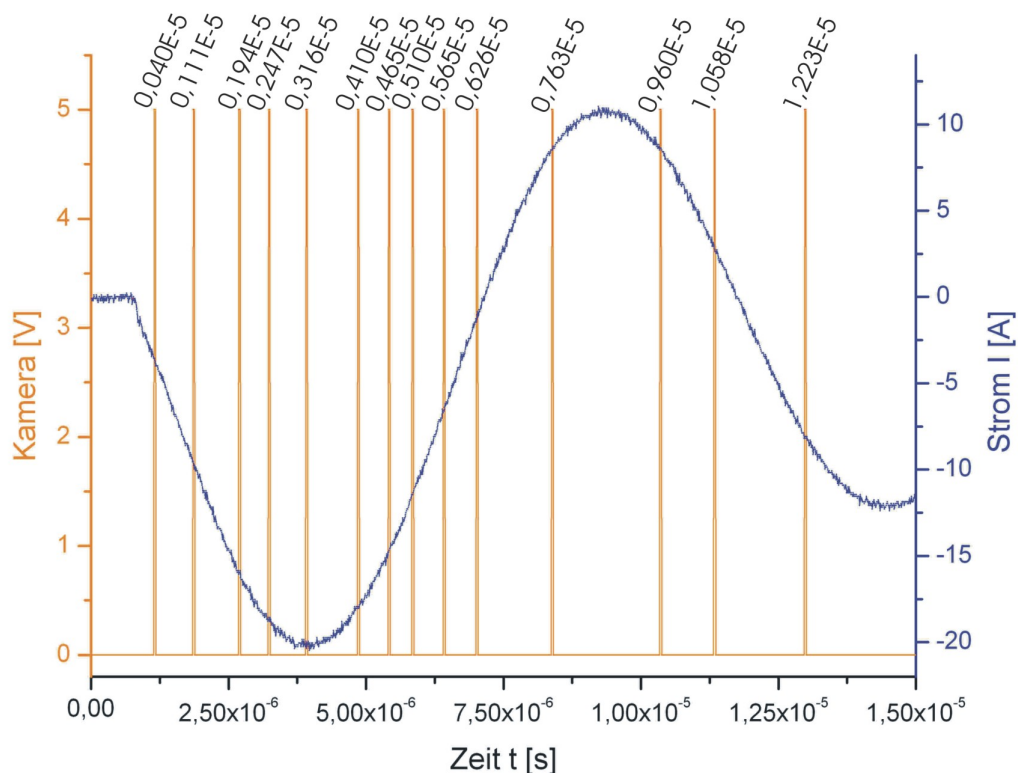


Abbildung 25: Die zeitliche Zuteilung der Kameraaufnahmen bei langer Elektroden

7.1.4 Massemessung

Die Messung der Massen des ausgestoßenen Plasmas wird zurückgeführt auf die Impulsübertragung [Jac99]. Für diese Messung wurde ein Körper (Blättchen aus Aluminium $m=300$ [mg]) über das obere Ende des Elektrodensystems des LDB reibungsfrei aufgehängt. Das Plasma wurde aus dem LDS auf den Körper beschleunigt. Der Bewegungsablauf des Körpers wurde mit der Kamera aufgenommen. Dabei wurde die Höhe des Körpers zu bestimmten Zeitpunkten gemessen. Die Belichtungszeit der Kamera für diese Messung betrug 250 [μ s].

Massemessung bei kurzen Elektroden

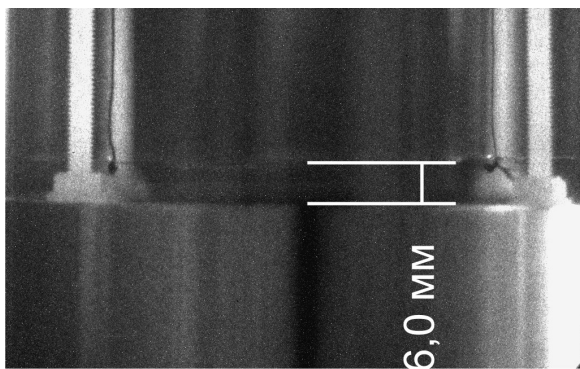


Foto 29: Aufnahme zum Zeitpunkt: $1E-3$ [s]

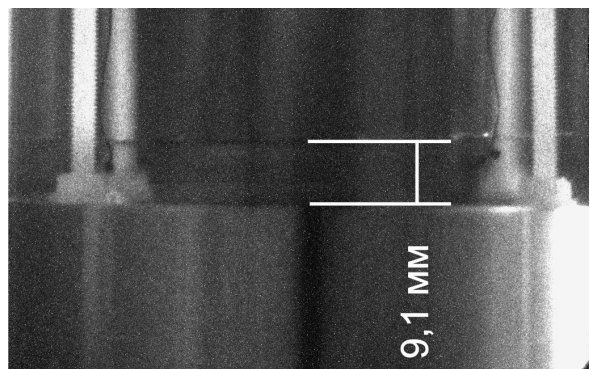


Foto 30: Aufnahme zum Zeitpunkt: $5E-3$ [s]

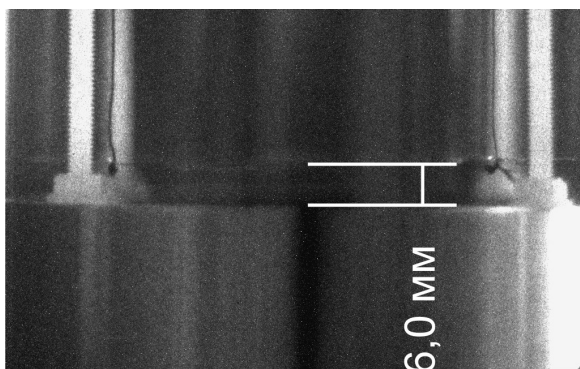


Foto 31: Aufnahme zum Zeitpunkt: $10E-3$ [s]

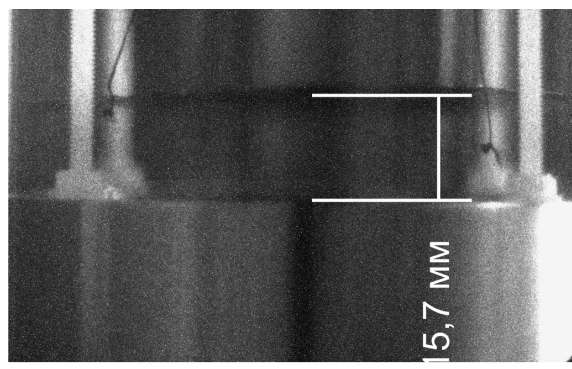


Foto 32: Aufnahme zum Zeitpunkt: $15E-5$ [s]

Die Fotos 29-32 werden in einer x-y optische Perspektive vorgestellt, die zu den Zeitpunkten $t = 1E-3$ [s]; $5E-3$ [s]; $10E-3$ [s]; und $15E-3$ [s] den zurückgelegten Weg des Körpers in Abhängigkeit von der Zeit zeigen. Die Geschwindigkeit des Körpers beträgt im Durchschnitt in etwa $V = 0,76$ [m/s]. Aus der Impulsübertragung $m_{PL} \cdot V_{PL} = m_{BL} \cdot V_{BL}$ folgt für die Masse des gesamten ausgestoßenen Plasmas $m_{PL} \approx 3,8$ [μ g].

Massemessung bei langen Elektroden

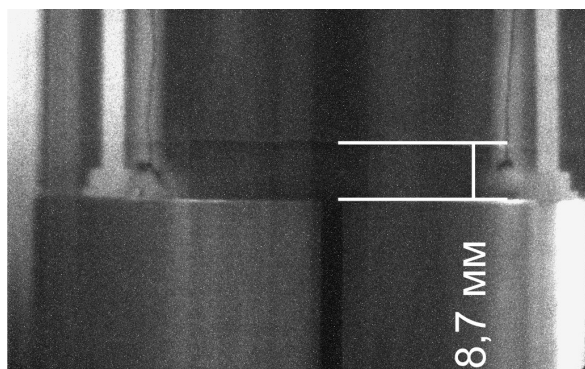


Foto 33: Aufnahme zum Zeitpunkt: 6E-3 [s]

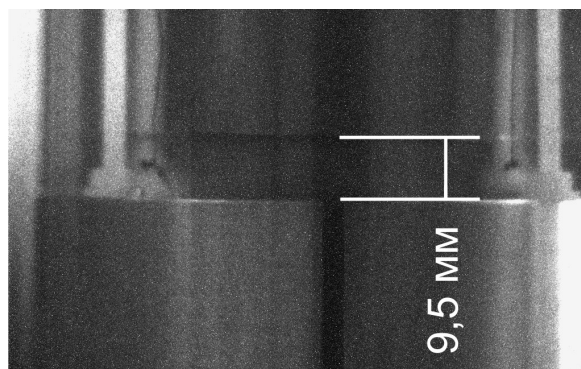


Foto 34: Aufnahme zum Zeitpunkt: 10E-3 [s]

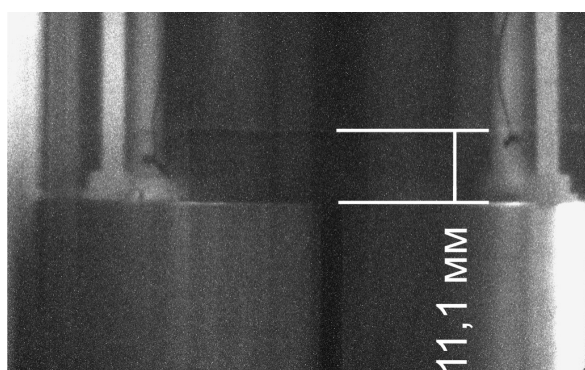


Foto 35: Aufnahme zum Zeitpunkt: 16E-3 [s]

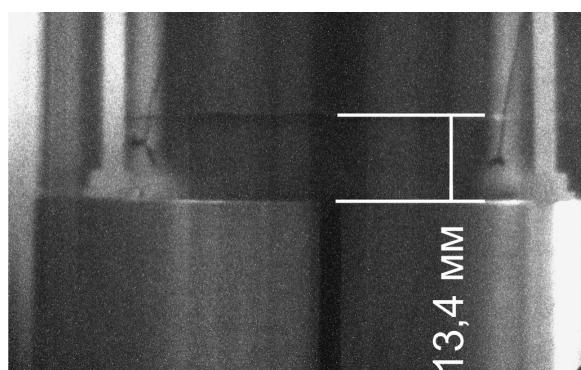


Foto 36: Aufnahme zum Zeitpunkt: 25E-3 [s]

Die Fotos 33-36 (6E-3 [s]; 10E-3 [s]; 16E-3 [s]; 25E-3 [s]) zeigen den Bewegungsablauf des Körpers in Abhängigkeit von der Zeit. Die Geschwindigkeit des Körpers beträgt im Durchschnitt etwa $V = 0,46$ [m/s], aus Impulserhaltungssatz $m_{PL} \cdot V_{PL} = m_{BL} \cdot V_{BL}$ folgt für die Masse des gesamten ausgestoßenen Plasma $m_{PL} \approx 2,8$ [μg].

7.1.5 Strommessung

Gleichzeitig mit den optischen Messungen am LDB wurde mit der Rogowsky-Spule auch der Strom im gesamten Stromkreis des Aufbaus gemessen. Um die Induktion der Leitungen möglichst gering zu halten, verliefen die Zuleitungen sehr eng aneinander. Das führte dazu, dass die Rogowsky-Spule, die um einen stromführenden Leiter angebracht wurde, zum Teil von der zweiten Leitung beeinflusst wurde. Um den Strom richtig messen zu können, wurden die Leitungen neu verlegt und die Strommessungen wiederholt. Jedoch wurde dadurch die Induktivität des Aufbaus verändert. Daher mussten die experimentell neu ermittelten Werte der Stromstärke für die beiden Experimente umgerechnet.

Während der neuen Messreihe zur Stromstärke, betrug die angelegte Spannung etwa 7250 [V], wobei die Periodendauer bei $1,03 \cdot 10^{-5}$ [s] lag, was einer Betriebsfrequenz von 96,9 [kHz] entsprach. Die ermittelte gesamte Induktivität des Aufbaus betrug $5,07 \cdot 10^{-7}$ [H]. Der maximale gemessene Entladungsstrom lag bei etwa 22400 [A]. Zum Umrechnen der Stromstärke wird die im Kapitel 5.1 beschriebene Formel $I(t) = -\frac{U_0}{\omega \cdot L} \cdot e^{-\beta t} \sin(\omega \cdot t)$ benutzt. Der Dämpfungsfaktor β ist von der Induktivität L des jeweiligen Stromkreises und dem Widerstand R (bei allen drei Aufbauten ist gleich) abhängig. Durch Einsetzen der entsprechenden Größen in die Formel können die Ergebnisse zur Stromstärke zu den beiden oben beschriebenen Experimenten ermittelt werden.

7.2 Der induktive Beschleuniger

In diesem Kapitel der Arbeit werden die Ergebnisse zu den Messungen des in Kapitel 6.2.2 beschriebenen induktiven Beschleunigers vorgestellt.

7.2.1 Die Paschenkurve

Zuerst wurde die Zündspannung in Abhängigkeit des Druckes gemessen, die ähnlich dem Verlauf einer Paschenkurve ist (Abbildung 26). Die Messung der Zündspannung wurde mittels einer getriggerten Funkenstrecke durchgeführt.

Das Minimum der Kurve liegt bei etwa einem $p \cdot d$ -Wert von $1,8 \cdot 10^3 \pm 0,1 \cdot 10^3$ [Pa · mm] mit $d = 2 \cdot \pi \cdot r$ ($r=74$ [mm]) bei einer Zündspannung von $U = 3500 \pm 100$ [V]. Der linke Ast der Kurve zeigt einen sehr steilen Anstieg der Spannung bei kleinen $p \cdot d$ Änderungen. Der rechte Ast der Kurve hat einen flacheren Anstieg der Zündspannungswerte als die linke Seite. Wegen der begrenzten Möglichkeiten des Funkenschalters musste die Messreihe zur Zündspannungskennlinie bei einer Spannung $U = 6000 \pm 100$ [V] beendet werden.

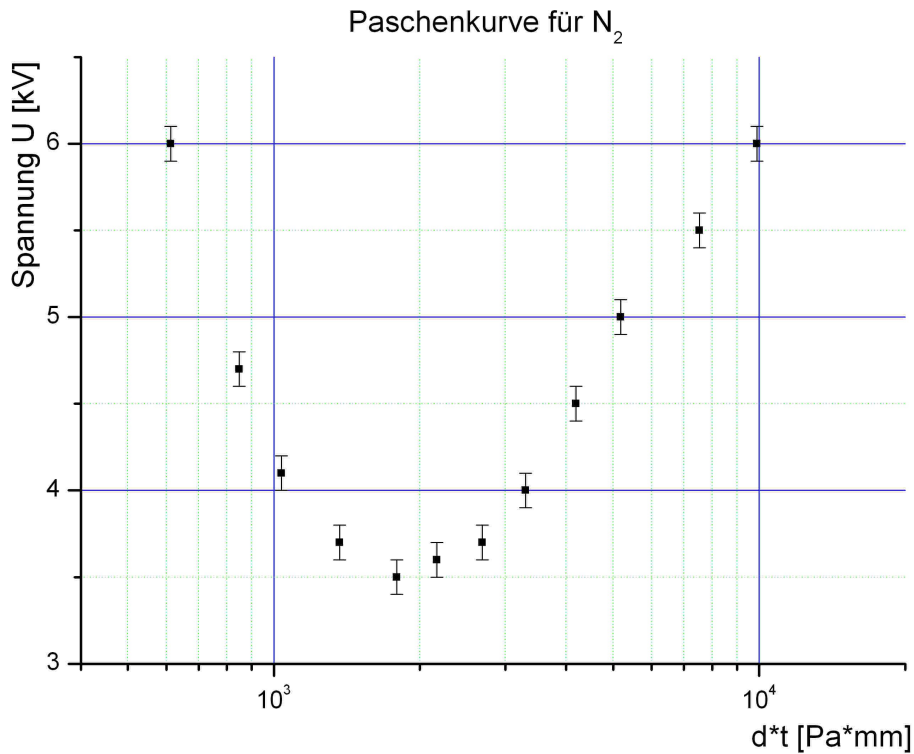


Abbildung 26: Experimentelle Ergebnisse zum Verlauf der Paschenkurve des IB's.

7.2.2 Allgemeine Charakteristika von IB

In diesem Kapitel werden die elektrischen Parameter zum induktiven Beschleuniger erläutert. Als Schaltelement zum Zünden des induktiven Beschleunigers wurde ein LDS verwendet.

Der Aufbau wurde gepulst betrieben. Die angelegte Spannung betrug hierbei etwa 13000 [V]. Der maximale Entladungsstrom lag bei etwa 22300 [A]. Die Periodendauer betrug $1,76 \cdot 10^{-5}$ [s], wodurch sich eine Betriebsfrequenz von 57 [kHz] ergab. Die experimentell ermittelte Induktivität des gesamten Aufbaus war somit $1,47 \cdot 10^{-6}$ [H].

In Abbildung 27 sind die am Oszilloskop aufgenommenen Signalverläufe der verschiedenen Messgeräte dargestellt.

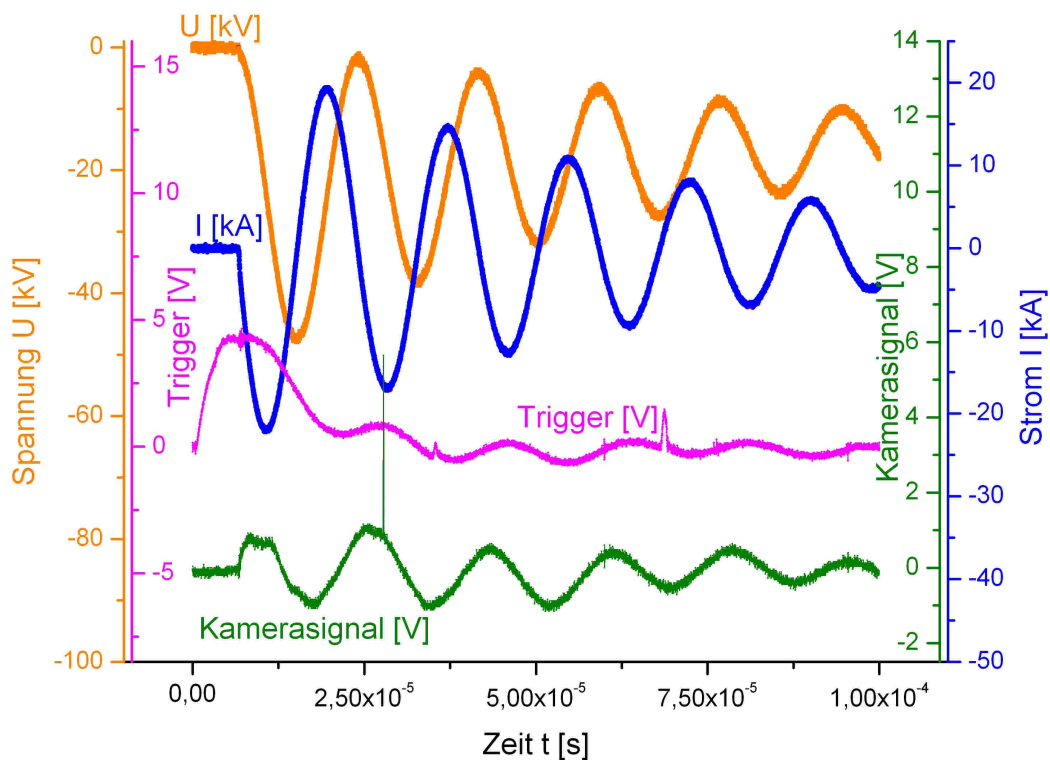


Abbildung 27: Die am Oszilloskop aufgenommenen Signalverläufe der Spannung, des Stromes, des Triggerpulses und der Kamera beim IB.

7.2.3 Optische Untersuchungen an IB

In diesem Kapitel wird die Austrittsgeschwindigkeit des Plasmas so wie dessen ausströmende Masse bestimmt. Dafür wurden optische Messungen mit der bereits beschriebenen Kurzzeitkamera durchgeführt. Für die Bestimmung der Geschwindigkeit wurden in den Bildern die Konturen der Spule sowie der Rezipienten zusätzlich weiß hinterlegt. Die Auslösezeitpunkt der Kameras bezüglich der Stromsignale wird unter den Fotos aufgeführt. Die Belichtungszeit der Kameras betrug bei allen Messungen 50 [ns]. Das Experiment wurde bei einem Druck von $1,8 \pm 0,1$ [Pa] durchgeführt.

Auf dem Foto 37 ($1,689 \times 10^{-5}$ [s]) ist der Zündvorgang des induktiv erzeugten Plasmas zu erkennen (unter der Spule kann ein schwaches Aufleuchten des

Plasmas gerade noch erkannt werden). Das Foto 38 ($1,850E-5$ [s]) zeigt wie sich das Plasma zu einer ringförmigen Entladung ausbildet.

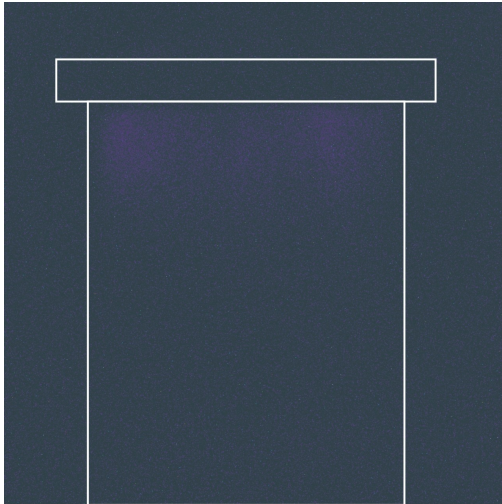


Foto 37: Aufnahme zum Zeitpunkt: $1,689E-5$ [s]

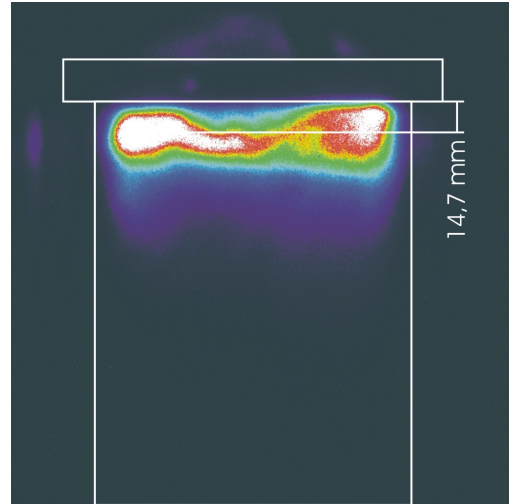


Foto 38: Aufnahme zum Zeitpunkt: $1,850E-5$ [s]

Im weiteren Verlauf (Foto 39 und 40 mit den Zeitpunkten $2,000E-5$ [s] und $2,180E-5$ [s]) zieht sich die Entladung zusammen und entfernt sich gleichzeitig von der Spule. Die dabei erreichte Geschwindigkeit betrug etwa $12,7-14$ [km/s].

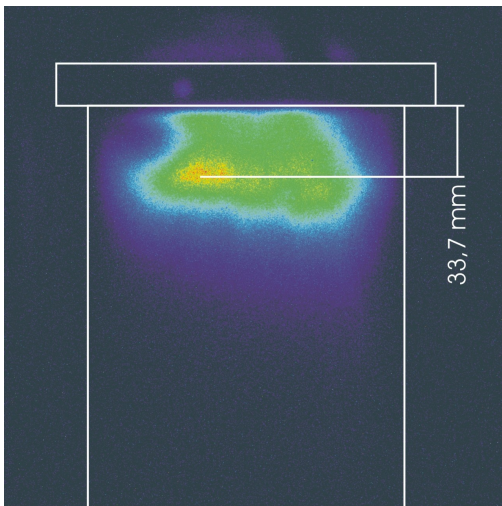


Foto 39: Aufnahme zum Zeitpunkt: $2,000E-5$ [s]

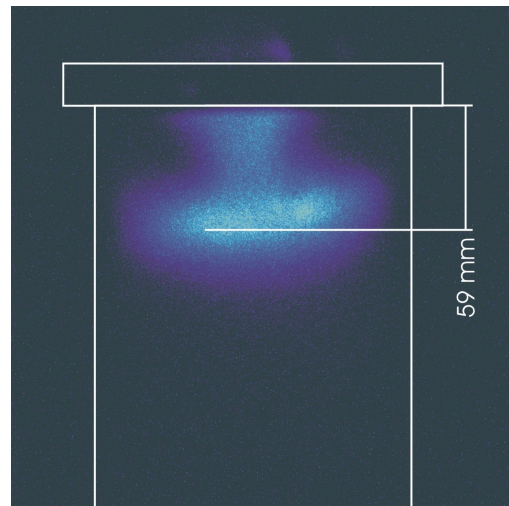


Foto 40: Aufnahme zum Zeitpunkt: $2,180E-5$ [s]

Am Ende der ersten Entladungswelle läuft das Plasma auseinander (Foto 41: $2,398E-5$ [s]). Zu einem späteren Zeitpunkt bewegt es sich auf Grund der durch das beschleunigte Plasma erzeugten Druckdifferenz wieder zurück zur Spule (Foto 42: $2,577E-5$ [s]). (Besonders gut ist es an den Rändern des Rezipienten zu beobachten.)

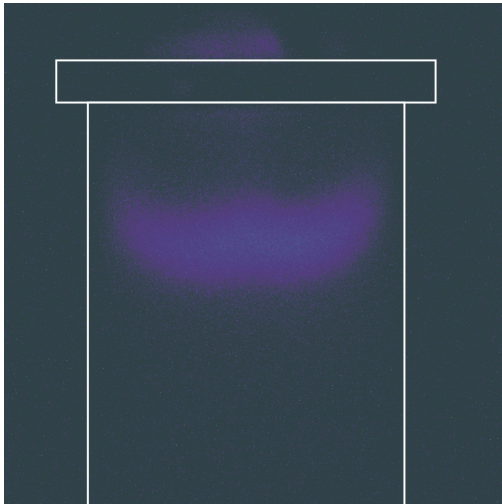


Foto 41: Aufnahme zum Zeitpunkt: $2,398E-5$ [s]

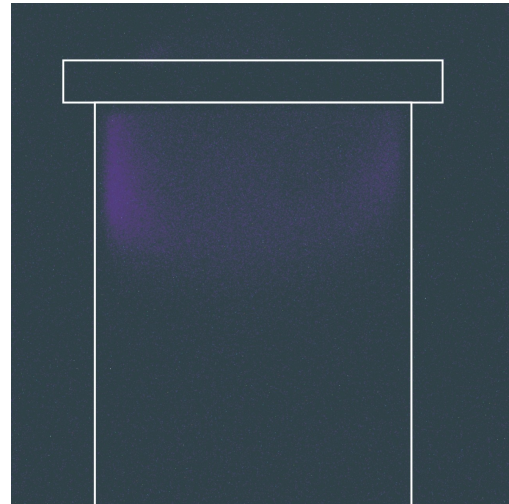


Foto 42: Aufnahme zum Zeitpunkt: $2,577E-5$ [s]

Die zweite Entladungswelle startet mit einem helleren Leuchten als die Erste (Foto 43 und 44: $2,679E-5$ [s] und $2,788E-5$ [s]). Genau wie die erste Entladung bildet sich ein ringförmiger Plasmastrom aus, der wie beim ersten Zünden wieder von der Spule weg beschleunigt wird.

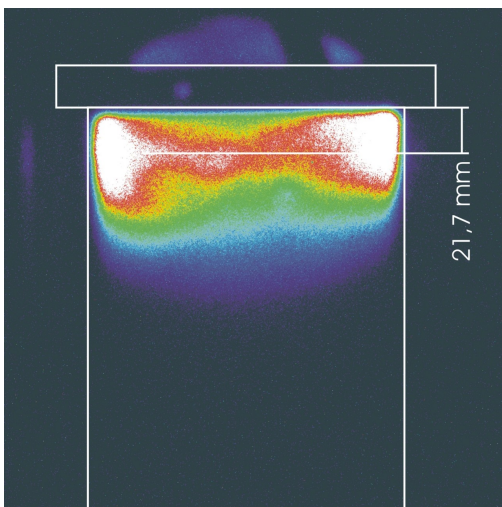


Foto 43: Aufnahme zum Zeitpunkt: $2,679E-5$ [s]

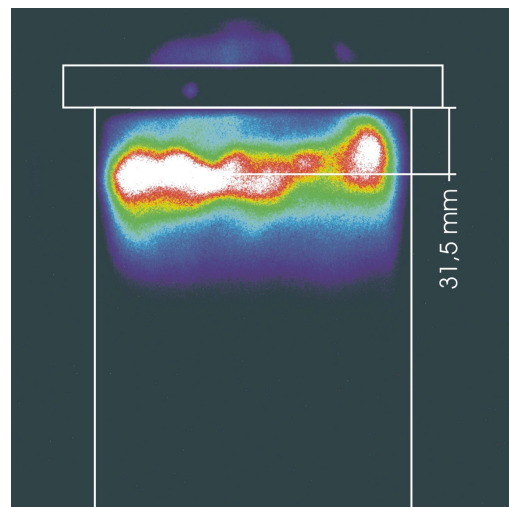


Foto 44: Aufnahme zum Zeitpunkt: $2,788E-5$ [s]

Auf den Fotos 45 und 46 ist gut zu erkennen, wie sich die Plasmaentladung weiter von der Spule wegbewegt. Gleichzeitig beginnt sich der Plasmaring zusammenzuziehen. Die Geschwindigkeiten, die dabei erreicht wurden, lagen im Bereich von 14 [km/s] bis 23 [km/s].

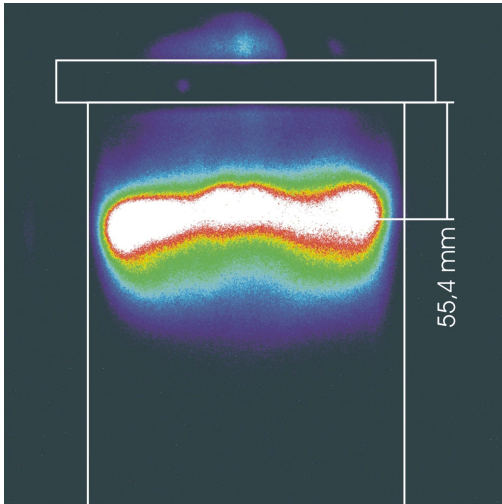


Foto 45: Aufnahme zum Zeitpunkt: $2,892E-5$ [s]

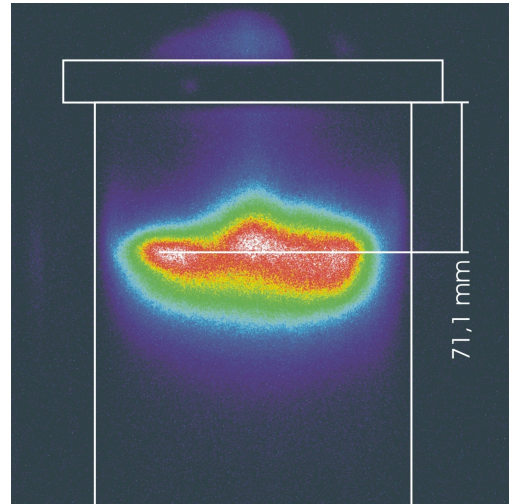


Foto 46: Aufnahme zum Zeitpunkt: $3,001E-5$ [s]

Im weiteren (Foto 47 und 48) Verlauf hat sich der Plasmaring zu einer einheitlichen Wolke zusammengezogen. Wegen der sehr großen Ausdehnung der Entladung ist es schwer die genaue Geschwindigkeit des Plasmas zu bestimmen. Zwischen den Fotos 46 und 47 beträgt die Geschwindigkeit in etwa 28 [km/s], und zwischen 47 und 48 hat sich die Entladung kaum bewegt.

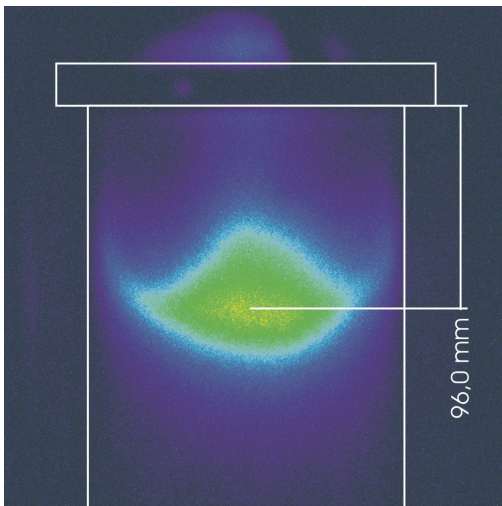


Foto 47: Aufnahme zum Zeitpunkt: $3,098E-5$ [s]

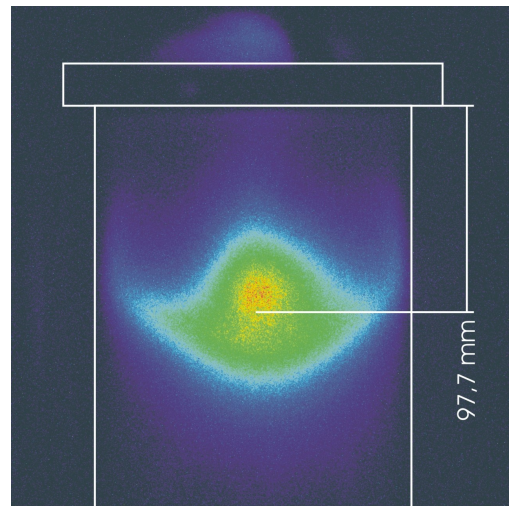


Foto 48: Aufnahme zum Zeitpunkt: $3,208E-5$ [s]

Am Ende der zweiten Entladungswelle wird die Plasmawolke diffus (Foto 49 und 50) und bewegt sich auf Grund der Druckdifferenz wieder zurück in Richtung der Spule. Besonders gut zu erkennen ist diese Drift an den Rändern des Rezipienten. Die Wegdifferenz zwischen Foto 48 und 49 beträgt in etwa 16 [mm], was einer Geschwindigkeit von ungefähr 14,5 [km/s] entspricht.

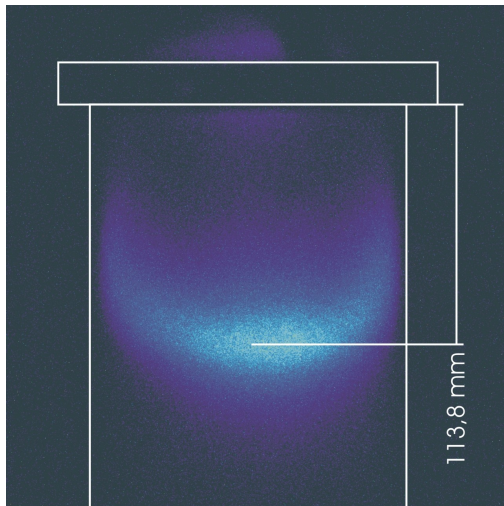


Foto 49: Aufnahme zum Zeitpunkt:
 $3,319E-5$ [s]

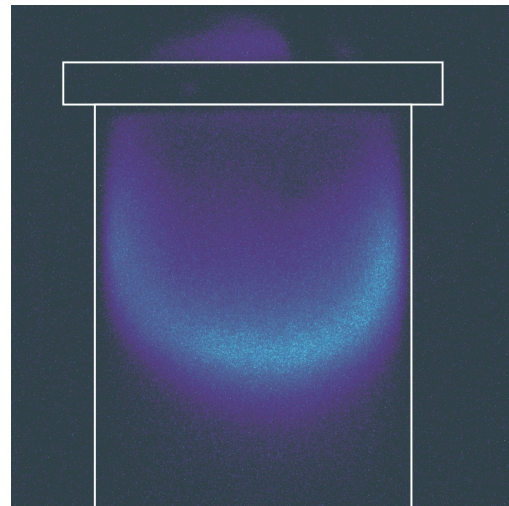


Foto 50: Aufnahme zum Zeitpunkt:
 $3,405E-5$ [s]

In Abbildung 28 ist die zeitliche Zuteilung der Kameraaufnahmen zum Primärstrom in der Spule und zum Sekundärstrom im Plasma dargestellt. Es muss beachtet werden, dass die im Graph angegebene Stromstärke nur für den primären Stromkreis gilt.

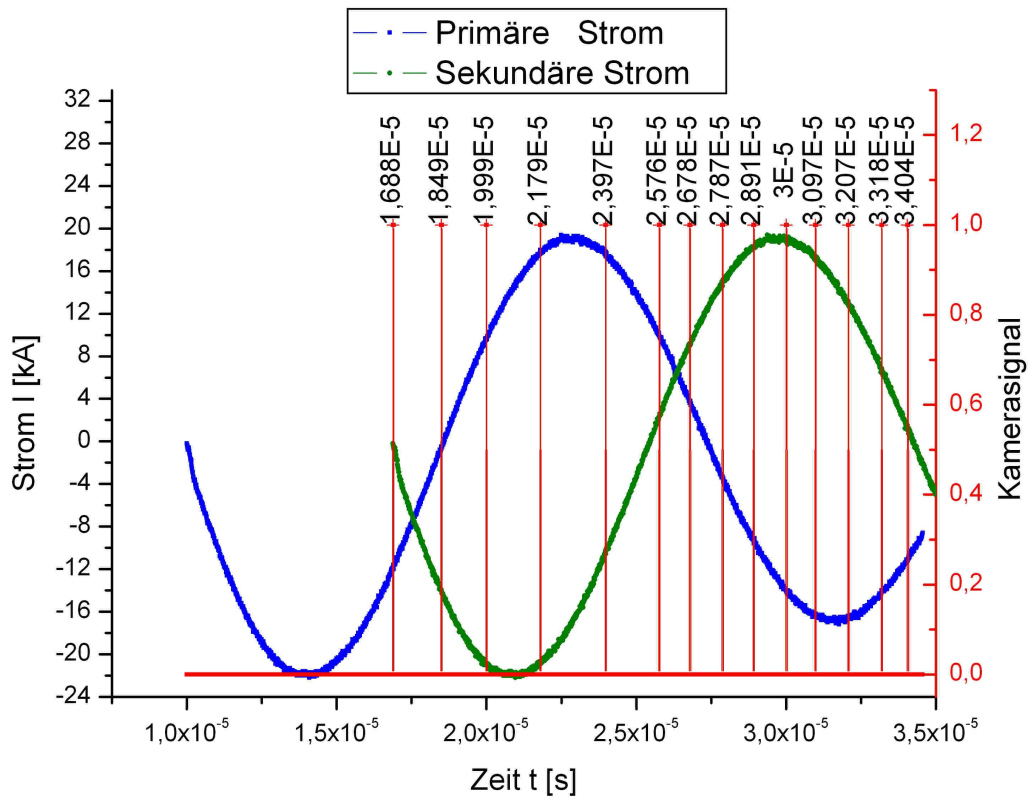


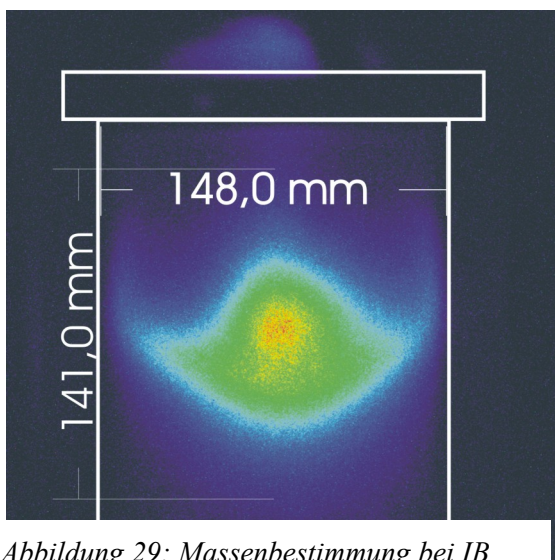
Abbildung 28: Die zeitliche Zuteilung der Kameraaufnahmen zum Primärstrom in der Spule und zum Sekundärstrom im Plasma. Die angegebene Stromstärke gilt nur für den primären Stromkreis

7.2.4 Massenbestimmung bei IB

Da die direkte Bestimmung der beschleunigten Masse beim IB im Vergleich zum LDB als sehr schwierig herausgestellt hat, wurde die Masse des Plasmas näherungsweise berechnet.

Es wird angenommen, dass die Plasmaentladung ein Zylinder mit Volumen V_Z bildet (Fehler: Referenz nicht gefunden), wobei der Radius R 0,074 [m] beträgt mit einer Höhe h von 0,141 [m]. Daraus ergibt sich ein Volumen von:

$$Gl.41: V_T = \pi \cdot R^2 \cdot h = 2,4 \cdot 10^{-3} [m^3].$$



1 mol des Stickstoffes wiegt 14 [g] und hat bei Normalbedingungen (0 °C und 1000 hPa) ein molares Volumen 22,4 [L].

Abbildung 29: Massenbestimmung bei IB

Daraus kann die Masse des Plasmas im Zylindervolumen berechnet werden. Es beträgt $m_{\text{PL}}=27$ [μg] bei einem Druck von 1,8 [Pa].

8 Diskussion der Messergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse von beiden Beschleunigern diskutiert. Anschließend werden die beiden unterschiedlichen Beschleuniger mit einander verglichen und mögliche Vor- und Nachteile der beiden Systeme diskutiert.

8.1 Allgemeine Charakteristika von LDB

Der Vergleich der Charakteristika der beiden LDB zeigt, dass die Änderung der Elektrodenlänge einen großen Einfluss auf das Verhalten der Lorentz-Drift-Beschleuniger hat. Die Verlängerung der Elektrodenlänge um 25% (äußere Elektrode) bzw. um 37% (innere Elektrode) führte zur Vergrößerung der Induktivität um 40% (von $4,47E-7$ auf $6,26E-7$ [H]).

8.1.1 Optische Untersuchungen am LDB

Kurze Elektroden

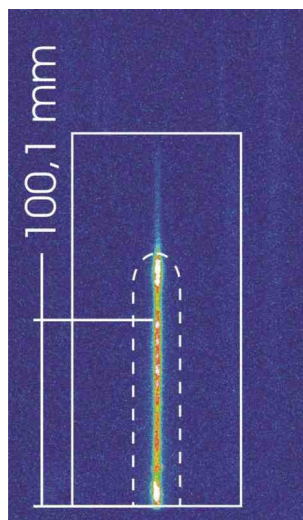


Foto 51: Aufnahme
zum Zeitpunkt:
 $0,162E-5$ [s]

Die Betrachtung der ersten Entladung zeigt einige Auffälligkeiten. Auf den ersten Fotos ist zu sehen, wie sich die Entladung sehr schnell von unten nach oben bewegt und dabei entlang der ganzen Strecke verteilt (Foto 51). Der Grund dafür ist die inhomogene Verteilung von Magnetfeld im Inneren des LDB's. In der Nähe der Innenelektrode ist das Magnetfeld am stärksten und an der Außenelektrode dementsprechend am schwächsten. (Zum Beispiel beträgt die Magnetfeldstärke neben der Innenelektrode knapp 5 [T] bei maximaler Stromstärke von etwa 24600 [A], dagegen an der Außenelektrode ist es nur noch 0,15 [T]). Deswegen wirkt auf die Ladungsträger in der Nähe der Innenelektrode sehr starke Lorentzkraft, die dazu führt, dass die Teilchen sich sehr schnell nach oben bewegen. Die Teilchen, die sich nah der Außenelektrode befinden, bewegen sich dagegen sehr langsam. Erst mit steigender Stromstärke und Magnetfeld wird deren Geschwindigkeit höher. Die Geschwindigkeitsmessung in diesem Fall kann nur sehr näherungsweise

durchgeführt werden. Jedoch, wenn die Annahmen stimmen, ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der ersten Plasmaentladung entlang der Länge des LDBs knapp über 80 [km/s]. Im oberen Bereich des LDBs wird jedoch die Entladung langsamer und bewegt sich mit 40 [km/s]. Es kann dadurch erklärt werden, dass die Entladung sich nicht mehr geradlinig bewegt, sondern krümmt sich entlang der Äquipotentialflächen des elektrischen Feldes. Zum Zeitpunkt $0,320E-5$ [s] erreicht der Strom die maximale Stärke, kurz danach konzentriert sich das Plasma im oberen Teil des LDBs (Düse). Ab etwa $0,425E-5$ [s] beginnt das Pinchplasma sich zu expandieren. Der Expansionsvorgang dauert ungefähr $0,370E-5 \pm 0,03E-5$ Sekunden. Während dessen fällt die Stromstärke auf Null ab und steigt wieder auf. Interessant ist dabei, dass die zweite Entladung startet bevor die erste Entladungswelle auf 0 abfällt. Dieser Fall kann eintreten, wenn die Restenergie in den Kondensatoren nach Erlöschen der ersten Entladung ausreicht eine zweite Entladung zu zünden.

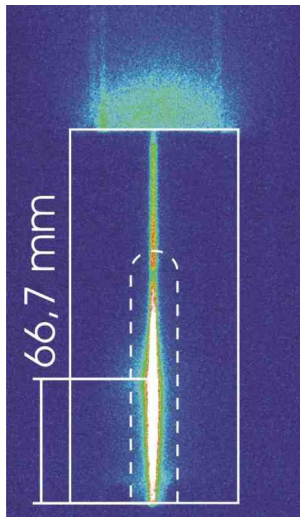


Foto 52: Aufnahme zum Zeitpunkt: $0,760E-5$ [s]

Die zweite Plasmaentladung hat eine andere zeitliche Entwicklung als die Erste. Eine Erklärung dafür ist, dass für diese weniger Energie zu Verfügung steht. Das Plasma, das sich nach unten ausbreitet, kollidiert mit der zweiten Entladung, die sich nach oben bewegt. Dadurch kann ein sehr helles Aufleuchten der zweiten Plasmaentladung am Anfang und in der Mitte des LDBs (Foto 52) beobachtet werden, obwohl die Stromstärke noch kein zweites Maximum erreicht hat. Mit dem Erlöschen der ersten Entladung wird die Intensität des Leuchtens der zweiten Plasmawelle immer schwächer. Die Geschwindigkeitsmessung bei der zweiten Entladung ergibt eine deutlich kleinere Geschwindigkeit des Plasmas und beträgt in etwa 30 [km/s]. Demzufolge, erreicht die zweite Entladung die Düse des LDBs erst bei minimaler Stromstärke im Stromkreis. Als weiteres, nach dem sich das

durch die Kollision der Plasmen erzeugte Leuchten immer schwächer wird, ist zu sehen, dass die zweite Plasmaentladung nicht mehr diagonal von Elektrode zu Elektrode läuft, sondern horizontal auf dem kürzesten Weg zwischen den Elektroden.

Lange Elektroden

Die Betrachtung der ersten Fotos zeigt ähnlichen Entladungsverlauf, wie bei der kurzer Elektrodenanordnung. Zuerst bewegen sich die Ladungsträger, die sich in der Nähe der Innenelektrode befinden, so dass die Entladung sich diagonal vom unteren Ende der Außenelektrode zu der Mitte der Innenelektrode ausbreitet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmas liegt im Durchschnitt

bei etwa 40-45 [km/s]. In dieser Phase steigt die Stromstärke im Stromkreis. Zur Zeitpunkt $0,316E-5$ [s] erreicht der Strom seinen maximalen Wert, gleichzeitig bewegt sich der untere Teil der Entladung nach oben, die Ladungsträger sammeln sich in der Düse zusammen (Foto 20: $0,410E-5$ [s]) und dann ab etwa $0,465E-5$ [s] expandiert der Plasma vermutlich in alle Richtungen. Die Expansionsdauer beträgt $\approx 0,175E-5 \pm 0,025E-5$ Sekunden und bei ungefähr $0,626E-5$ [s] löscht sich Entladung auf. Die Stromstärke im Stromkreis hat in der Zeit ihren Nulldurchgang.

Die zweite Entladung schaltet sich an Anfang der zweiten Stromwelle. Mit dem weiteren Anstieg des Stromes bewegt sich die Plasmaentladung mit Geschwindigkeit von ≈ 32 [km/s] nach oben, erreicht jedoch die Düse von LDB nicht mehr, sondern löscht sich bei zweitem Nulldurchgang des Stromes auf, da deutlich weniger Energie zu Verfügung stehen.

8.1.2 Massenmessung bei kurzen Elektroden

Zur Bestimmung der ausgestoßenen Masse wurden insgesamt 15 Messungen durchgeführt. Es wurden jedoch aus Platzgründen nur 4 Fotos 29-32 in Kapitel 7.1.4 vorgestellt. Aus den Messungen ergab sich, dass die gesamte ausgestoßene Masse in etwa $3,8$ [μg] betrug. Nach näherer Betrachtung der Fotos in Bezug auf den Entladungsverlauf (Kapitel 7.1.3) zeigte sich, dass es mindestens zwei Treffer auf das Target mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten gab. Daraus folgt, dass die tatsächliche Masse des Plasmas in einer Entladung kleiner sein sollte als der zuvor aufgeführte Wert.

Anschließend wird die experimentell bestimmte Bewegung des Körpers mit den theoretisch berechneten Werten verglichen. Zur Berechnung der theoretischen Werte wird die Formel der geradlinigen gleichmäßig beschleunigten (gebremsten) Bewegung des Körpers im freien Fall benutzt:

$$\text{Gl.42:} \quad H(t) = -\frac{g \cdot t^2}{2} + v_0 \cdot t + x_0.$$

$H(t)$ ist die zum Zeitpunkt t vom Körper erreichte Höhe. Die Schwerebeschleunigung g beträgt auf der Erde $9,81 \text{ [m/s}^2\text{]}$. Die Anfangsgeschwindigkeit v_0 soll durch das Experiment bestimmt werden. Die Anfangshöhe x_0 des Körpers wird auf 0 gesetzt. Das Minuszeichen vor dem ersten Term zeigt, dass der Körper sich gegen die Schwerkraft bewegt und abgebremst wird. Der Vergleich zwischen den experimentell ermittelten Werte und den theoretisch berechneten Werten (Abbildung 30) zeigt eine gute Korrelation miteinander.

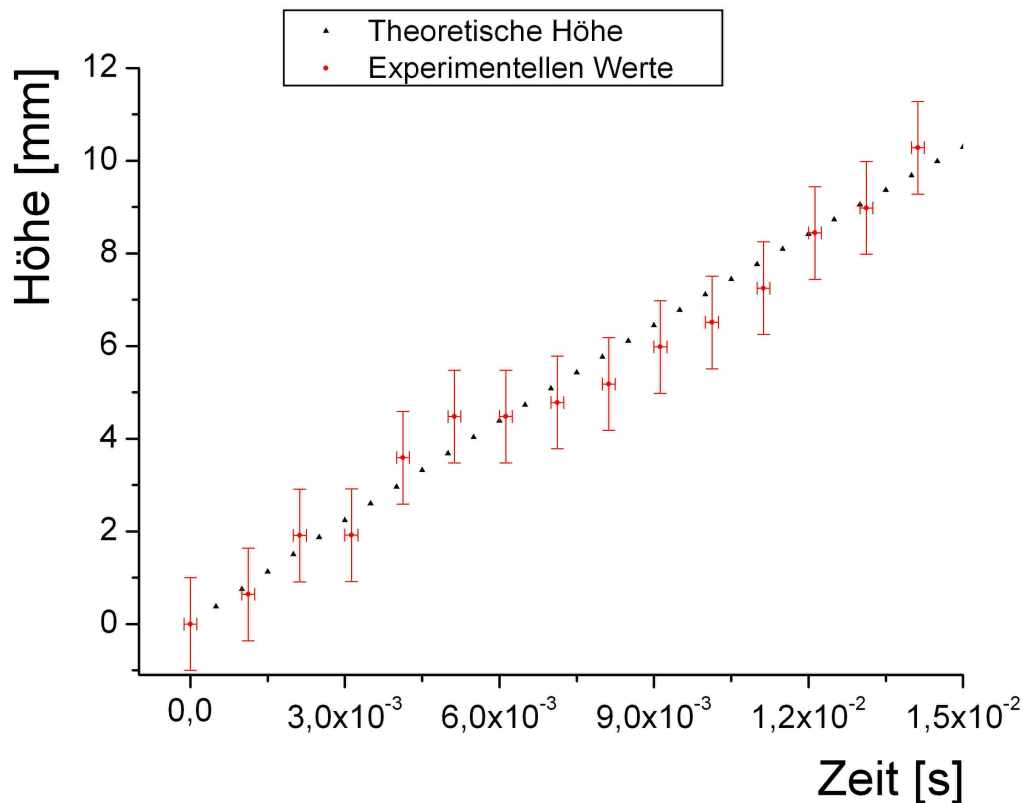


Abbildung 30: Experimentell ermittelter Verlauf der Bewegung des Target und Vergleich mit den theoretisch berechneten Werten bei kurze Elektrodenlänge.

Der erste Messwert (Abbildung 32) wurde auf Null gesetzt, da die Verschiebung gegenüber des tatsächlichen Nullpunkts (Abbildung 31) sehr gering ist. Aufgrund der Unschärfe der Bilder wird der Fehler für die Höhe mit $\pm 1[\text{mm}]$ angenommen.

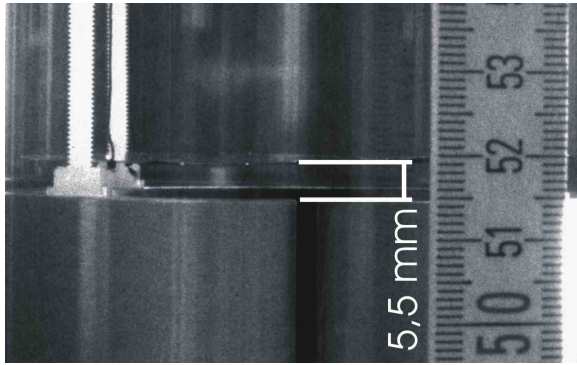


Abbildung 31: tatsächlichen Nullpunkt

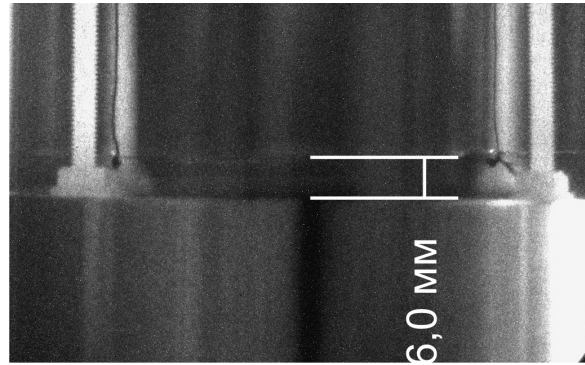


Abbildung 32: experimentell ermittelte Nullpunkt

8.1.3 Massenmessung bei langen Elektroden

Zur Massenbestimmung für die langen Elektroden wurden insgesamt 11 Messungen durchgeführt. Es wurden jedoch aus Platzgründen in dieser Arbeit nur 4 Fotos 33-36 in Kapitel 7.1.4 vorgestellt. Als Ergebnis ergab sich, dass die gesamte ausgestoßene Masse etwa $2,8 \text{ } [\mu\text{g}]$ betrug. Allerdings, die Betrachtung der Bilder des Entladungsverlaufs zeigt, dass die zweite Entladung die Düse nicht erreicht. Zumindest auf den Bildern ist es nicht zu erkennen, ob das Gas sich nicht trotzdem nach oben bewegt. Der Vergleich (Abbildung 33) der experimentellen Werte mit theoretisch berechneten Werten zeigt eine gute Übereinstimmung.

Der Nullpunkt der Kurve wurde theoretisch ermittelt. Aufgrund der Unschärfe der Bilder wird die Fehlergrenze für die Höhe bei $\pm 1 \text{ } [\text{mm}]$ angenommen.

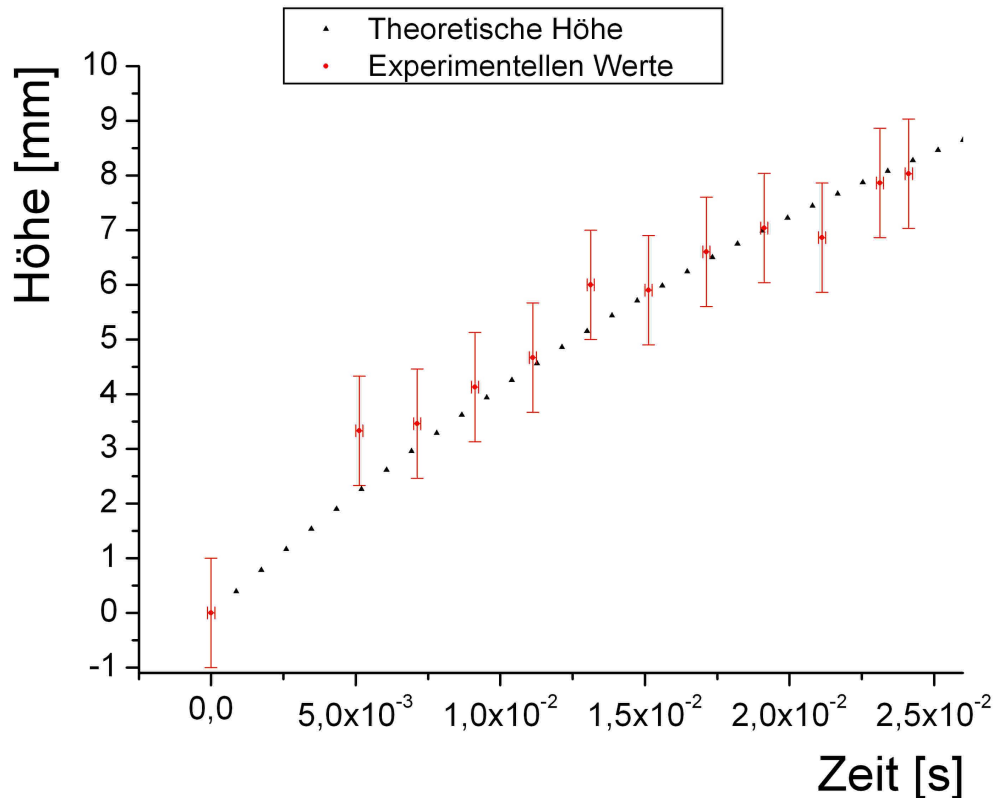


Abbildung 33: Experimentell ermittelter Verlauf der Bewegung des Target und Vergleich mit den theoretisch berechneten Werten bei lange Elektrodenlänge

8.1.4 Vergleich der LDB's mit verschiedener Elektrodenlänge

Der Entladungsverlauf des LDB's bei verschiedener Elektrodenlänge weist einige Unterschiede auf. Bei kurzen Elektroden „sammelt“ sich die Entladung erst in der Düse, während bei Verwendung der langen Elektroden die Entladung noch vor der Düse sich zusammengezogen hat. In beiden Fällen beträgt die gesamte Länge der ersten Entladung etwa 100[mm]. Die zweite Entladungswelle ist für den LDB mit kurzen Elektroden deutlich leuchtintensiver und erreicht jeweils die Düse des LDB, während bei Langelektrodenkonfiguration die zweite Entladung noch auf dem Weg in Richtung oberes Ende der Elektroden erlischt. Daraus ergeben sich die Unterschiede bei der Massenmessung von 3,8 [μg] für die kurzen Elektroden gegenüber 2,8 [μg] mit den langen. Im ersten Fall wird die Messung durch die zweite Entladung verfälscht, im zweiten Fall wird nur die Masse der ersten Entladung an dem Zielkörper abgegeben. Der Wert der ausströmenden Masse dürfte demzufolge bei etwa $m_{\text{PL}}=2,8$ [μg] liegen.

Zum Vergleich wird die theoretische Masse des Gases bestimmt, die sich im LDB-Volumen V_{LDB} befindet. Es wird angenommen, dass die Plasmaentladung das komplette Volumen des LDB's annimmt. Das LDB-Volumen ist die

Differenz zwischen dem Volumen, das von der Außenelektrode V_G eingeschlossen wird und dem Volumen der Innenelektrode V_K :

$$\text{Gl.43:} \quad V_{LDB} = V_G - V_K = \pi \cdot R^2 \cdot h_G - \pi \cdot r^2 \cdot h_K,$$

mit R , h_G als Radius und Höhe der Außenelektrode, und r , h_K als den Radius und die Höhe der Innenelektrode. Nach Einsetzen der entsprechenden Größen (Kapitel 6.2.1) ist beim Kurzelektrodenanordnung das Volumen des LDB's $V_{LDB}=0,0012 \text{ [m}^3\text{]}$, und bei den Langelektroden $V_{LDB}=0,0015 \text{ [m}^3\text{]}$.

1 mol des Stickstoffes bei Normalbedingungen ($0 \text{ }^\circ\text{C}$ und 1000 hPa) wiegt 14 [g] und hat ein molares Volumen $22,4 \text{ [L]}$. Daraus kann die Masse des Plasmas im LDB-Volumen berechnet werden. Bei einem Druck von $p=2 \text{ [Pa]}$ beträgt die Masse für Kurzelektrodenanordnung $m_{PL}=15 \text{ [\mu g]}$, für die Langelektrodenanordnung $m_{PL}=18,75 \text{ [\mu g]}$.

Der Vergleich der theoretischen berechneten Werte mit den experimentell ermittelten Werten zeigt, dass die gemessene Masse deutlich kleiner ist, als die, die im LDB-Volumen enthalten ist. Eine mögliche Erklärung ist, dass das Plasma nicht die gesamte Gasmasse innerhalb des LDB's vor sich schiebt, sodass das Plasma nicht den gesamten Querschnitt des LDB's ausfüllt. Eine weitere mögliche Erklärung liegt darin, dass die Äquipotentialflächen des elektrischen Feldes in der Düse eine sehr starke Krümmung (siehe Abbildung 34) aufweisen, wodurch das Plasma praktisch aufeinander zu läuft, und nicht nach oben. Während der Expansion des Plasmas streut es in alle Richtungen, wobei ein Teil der Ionen an den Wänden des LDB's rekombiniert, der verbleibende Teil der Teilchen wieder ins Innere des LDB's zurück diffundiert. Deswegen bewegt sich nur ein Bruchteil des Plasmas nach Außen.

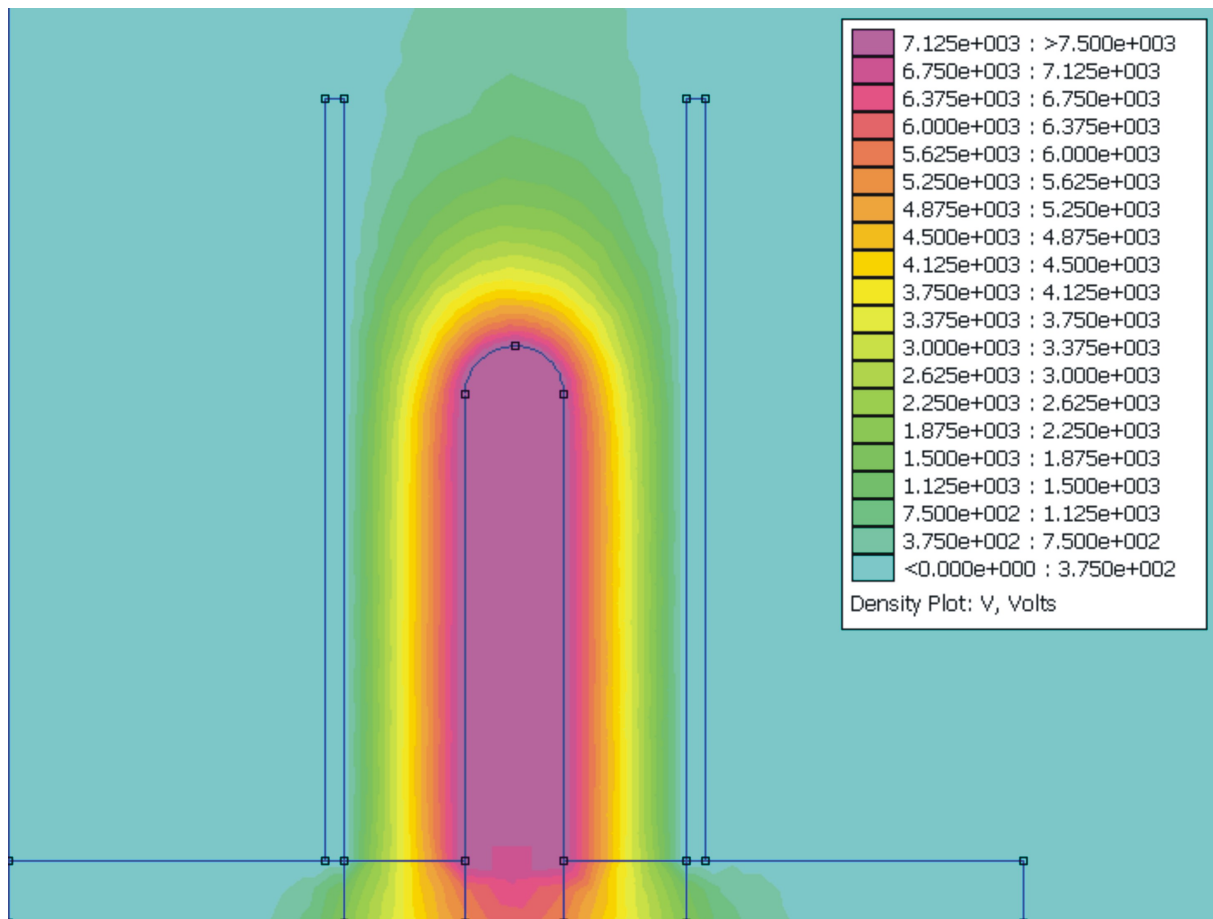


Abbildung 34: Simulation der Äquipotentialflächen des elektrischen Feldes im LDB

8.1.5 Strom- und Verlustmessung

Bei der Bestimmung der Stromstärke wurde festgestellt, dass der Widerstand des Aufbaus sich mit der Zeit ändert. Auf der Abbildung 35 ist die Änderung des Widerstandes entlang der Stromkurve dargestellt worden. Es ist auffällig, dass die ersten fünf Werte sehr starke Schwankungen aufweisen. Während bei der ersten Entladung der Widerstand sehr gering ist und ungefähr $0,015 \text{ } [\Omega]$ beträgt, steigt der Wert bei der zweiten Entladung rapide bis $0,066 \text{ } [\Omega]$ an. Im weiteren Verlauf stellt sich ein Wert von $0,04 \text{ } [\Omega]$ ein. Der Grund für die Streuung der Werte liegt in der Bauweise des experimentellen Aufbaus. Das Erdpotential wird direkt am negativen Pol der Kondensatorsbank angebracht (siehe Kapitel 6.4, Abbildung 20). Bei den Richtungswechseln, fließt ein Teil des Stromes direkt in das Erdpotential, somit geht ein Teil der Energie verloren. Alle diese Verluste werden zu einem Gesamtwiderstand des experimentellen Aufbaus aufsummiert. Da die Energie mit der Zeit geringer wird, werden auch weniger Verluste durch das Erdpotential verursacht.

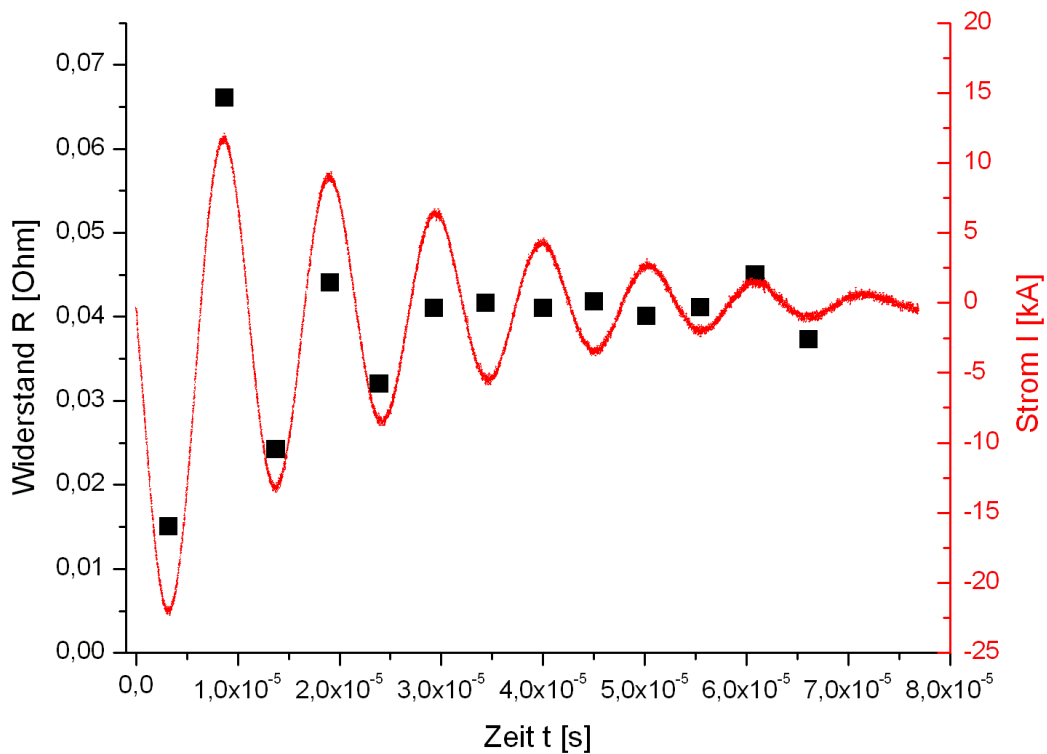


Abbildung 35: Widerstandsmessung zum LDB.

8.1.6 Elektrodenerosion

Bei der Durchführung der Messungen mit dem LDB hat sich ein negativer Nebeneffekt bemerkbar gemacht: die Erosion von Elektroden (Abbildung 36). Der Grund für die Elektrodenerosion ist die Bombardierung der Elektrodenoberfläche durch geladene Teilchen. Dabei werden aus der Oberfläche neue Ionen herausgeschlagen. Diese Ionen (Überwiegend Kupfer) lagern sich auf der Glasoberfläche des Rezipienten oder auf der Isolierplatte zwischen den Elektroden an. Dies führt zu einem Kurzschluss. Je höher der Entladungsstrom, desto höher ist die Elektrodenerosion und umso schneller kommt es zum Kurzschluss zwischen den Elektroden. Alle Experimente am LDB wurden mit einer Spannung von etwa 7500 [V] und einer Stromstärke von 22000 [A] durchgeführt. Der Versuch mit größeren Energien zu Arbeiten scheiterte, da schon bei einer Spannung am Kondensator von 10000 [V] wenige Entladungen ausreichen um den LDB kurz zuschließen. Die Elektrodenerosion wird grundsätzlich nicht durch die angelegte Spannung verursacht, sondern durch die Höhe des elektrischen Stromes. Im Vergleich dazu, bei der Durchführung der Messungen des IB's wurde als Schalter ein LDB verwendet. Diese Messungen wurden bei einer Spannung von 13000 [V] durchgeführt. Wegen der höheren Induktivität des IB's im Vergleich zum LDB lag die Stromstärke bei diesem

Experiment auch bei etwa 22300 [A]. Der Versuch mit mehr Spannung zu arbeiten, scheiterte nach wenigen Entladungen.



Abbildung 36: *Photografie der Elektroden mit und ohne Erosion.*

Auf der Abbildung 36 sind zwei Paare von Elektroden fotografiert. Die Elektroden auf der linken Seite der Fotografie zeigen die Elektroden vor dem Experiment mit einer glatten Oberfläche und rechts sind die Elektroden nach dem Experiment, die bereit Spuren von Erosion aufweisen.

8.2 Induktive Beschleuniger

8.2.1 Optische Untersuchungen

Der Zündvorgang sowie das Schwingungsverhalten des induktiven Stromes in der Spule zeigt eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen. Es entsteht am Rand der Spule eine ringförmige Entladung, die sich unter dem Einfluss des Magnetfeldes von der weg Spule in Richtung des schwächeren magnetischen Feldgradienten bewegt. Es gibt jedoch einige Abweichungen. Die gesamte Plasmaentladung hat eine Phasenverschiebung um

$\frac{4}{5} \cdot \pi \approx 150^\circ$ gegenüber dem Strom in der Spule. Die zweite Plasmaentladung ist deutlich stärker als die erste obwohl die zweite Entladung weniger Energie zu Verfügung hat. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei der ersten Entladung sehr viel Energie verloren geht um die ersten freien Ladungsträger zu erzeugen und die Entladung für den ersten Puls aufrecht zu erhalten. Dann stehen bereits für die zweite Entladungswelle viele freie Ladungsträger bereit, die von der ersten Entladung übrig geblieben sind.

Die erste Entladung ist relativ schwach. Das Zünden ist sehr gut zu erkennen, jedoch im weiteren Verlauf bewegt sich das Plasma nur sehr langsam mit einer Geschwindigkeit von etwa 14 [km/s]. Die erste Entladung erlischt sehr schnell und zieht sich aufgrund der Druckdifferenz zurück in Richtung der Spule und stellt somit die freien Ladungsträger für das Zünden der zweiten Plasmaentladung zu Verfügung. Die ersten Fotos 43-46 der zweiten Plasmaentladung (von $2,679E-5$ [s] bis $3,001E-5$ [s]) zeigen einen ringförmigen Strom, der sich mit einer Geschwindigkeit von etwa 14-28 [km/s] fortbewegt und sich zusammenzieht. Die Fotos 47-48 ($3,098E-5$ [s] und $3,208E-5$ [s]) zeigen, dass die Entladung plötzlich fast zum Stillstand kommt, obwohl zu diesem Zeitpunkt die Stromstärke im Primärteil des Stromkreises sowie dessen resultierendes Magnetfeld maximal sind. Eine mögliche Erklärung könnte sein, dass beim Zusammenziehen des ringförmigen Plasmas sehr viel zusätzliche Masse eingeschlossen wurde, was zu einer Verringerung der Beschleunigung führte. Des Weiteren, entsteht dadurch in einem kleinen geschlossenen Rezipient eine hohe Druckdifferenz, die entgegen der Bewegungsrichtung des Plasmas gerichtet ist und entsprechend zusätzlich für ein Abbremsen des Plasmas sorgt. Zu diesem Zeitpunkt sind zwar der Strom und das Magnetfeld im Primärkreis maximal, jedoch aufgrund der Phasenverschiebung sinken bereits die Stromstärke und das Magnetfeld des Sekundärkreises ab (Abbildung 28). Demzufolge sinkt auch die Abstoßungskraft zwischen den beiden Magnetfeldern der Spule und des Plasmas.

8.3 Vergleich IB mit LDB

In dieser Arbeit wurden die Erzeugung und die Beschleunigung von Plasmen bei zwei verschiedenen Arten von elektromagnetischen Plasmabeschleunigern untersucht. Im diesen Kapitel werden beide Systeme miteinander verglichen und deren Vor- und Nachteile diskutiert.

8.3.1 Vergleich der Paschenkurven

In Abbildung 37 sind die Paschenkurven der beiden untersuchten Beschleuniger dargestellt.

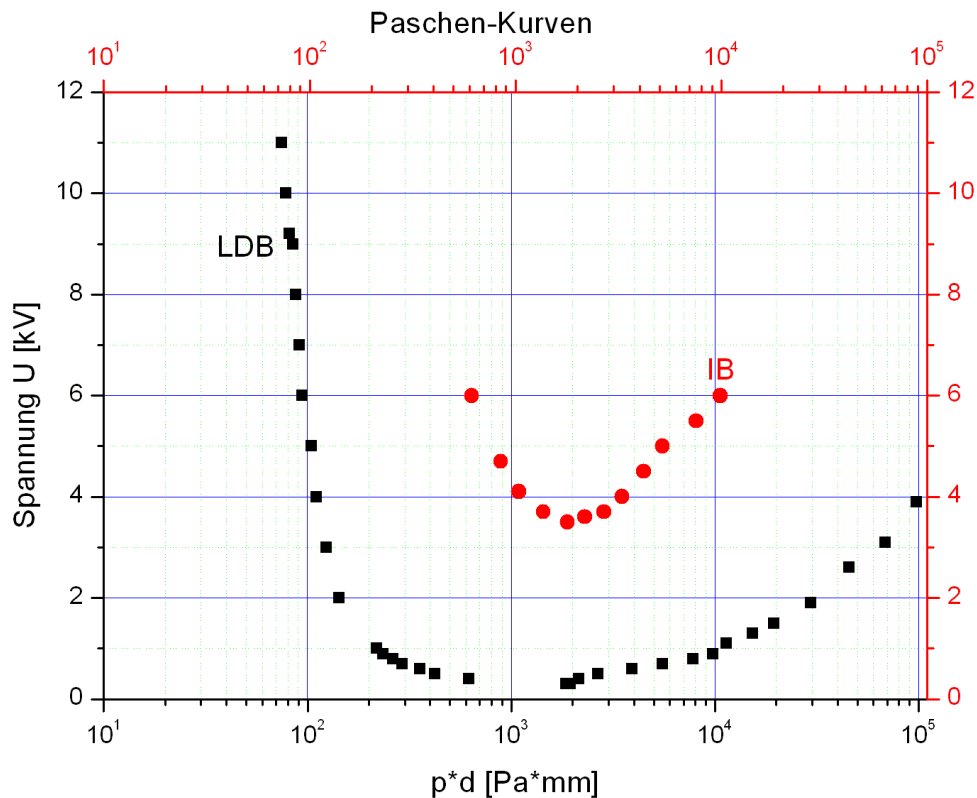


Abbildung 37: *Vergleich der experimentell ermittelten Paschen-Kurven des LDB's und des IB's.*

Der Vergleich der beiden Kurven zeigt, dass der IB eine deutlich höhere Durchbruchspannung hat als der LDB. Der Unterschied liegt in einem Faktor 10. Die Ursache dafür ist, dass der kapazitive- im Vergleich zum induktiven Durchbruch durch die Elektronenemission aus der Elektrodenoberfläche des LDB erleichtert wird.

8.3.2 Wirkungsgrad und Schubkraft

Die Betrachtung der Entladungsverläufe der beiden Systeme zeigt, dass das kapazitive System einen besseren Wirkungsgrad als das induktive System vorweist. Der LDB hatte zu Beginn der Entladung etwa $E_{\text{pot}} \approx 157,7$ [J] an potentieller Energie zu Verfügung bei kurzer Elektroden und $E_{\text{pot}} \approx 140$ [J] bei langer Elektroden. Am Ende des ersten Pulses betrug die potentielle Energie ≈ 128 [J] bzw. ≈ 110 [J] entsprechend der Elektrodenlänge. Daraus folgt, dass

ungefähr 30 [J] bei der ersten Entladung im experimentellen Aufbau und im Plasma dissipiert wurden. Im Experiment wurden Geschwindigkeiten von 50 bis 60 [km/s] und eine ausgestoßene Masse von $\approx 2,8$ [μg] pro Puls erreicht. Somit beträgt die eingespeiste kinetische Energie des Plasmas $E_{\text{kin}} \approx 3,4\text{-}5$ [J] oder etwa 11-17% der verbrauchten Energie pro Puls. Dabei erzeugt der LDB eine Impuls von 0,135-0,162 [mNs] pro Puls mit Pulslänge von $5\text{-}5,75 \cdot 10^{-6}$ [s] oder eine

Schubkraft von $F_{LDB} = \frac{m_{Pl} \cdot V_{Pl}}{T} = 27\text{-}32$ [N].

Der IB-Aufbau hatte am Anfang des zweiten Pulses ungefähr $E_{\text{pot}} \approx 320$ [J] an potentieller Energie zu Verfügung und am Ende waren es noch ≈ 240 [J]. Der Wert der verlorenen Energie betrug etwa 80 [J] während des zweiten Pulses. Die Ausstoßgeschwindigkeit lag bei 15-28 [km/s] und die Masse des Plasmas betrug 27 [μg] (rechnerische Wert). Der Wert der eingespeisten kinetischen Energie lag damit bei $E_{\text{kin}} \approx 3\text{-}10$ [J] oder 4-12,5% der verbrauchten potentiellen Energie. Die Schubkraft, die durch den IB erzeugt wird, beträgt etwa $\approx 46\text{-}86$ [N] bei einem Impuls von $0,58 \pm 0,17$ [mNs] pro Puls mit Pulslänge von $0,88 \cdot 10^{-5}$ [s].

8.3.3 Vor-und Nachteile

Aus den gewonnenen Ergebnissen konnten folgende Vor- und Nachteile der beiden Beschleunigersysteme festgestellt werden.

Der größte Vorteil des LDB's liegt in einer einfacheren Bauweise als die des IB's. Der Grund dafür ist, dass für den Betrieb des LDB's kein Schalter zum Schließen des Stromkreises benötigt wird. Nach dem das Arbeitsgas zwischen den Elektroden eingelassen wurde, zündet der LDB selbstständig. Der IB dagegen braucht für den Betrieb einen zusätzlich Schalter. Außerdem, wegen der sehr hohen Zündspannung, muss beim IB eine zusätzliche Vorionisierung des Arbeitsgases stattfinden, da sonst sehr hohe Verluste durch die Erzeugung der ersten freien Ladungen vorhanden sind. Ein weiterer Vorteil der LDB ist, dass für den Betrieb des LDB's Wechselstrom und ebenso Gleichstrom verwendet werden können. Der Betrieb des IB's kann nur mit Wechselstrom stattfinden.

Der Nachteil des LDB's ist die starke Elektrodenerosion aufgrund der Bombardierung der Elektrodenoberfläche durch im Plasma vorhandene Ionen. Der IB im Gegensatz zum LDB hat keine Elektroden, die Erzeugung und Beschleunigung des Plasmas geschieht nur durch Induktivität, wodurch der induktive Beschleuniger eine wesentlich höhere Lebensdauer hat als der Lorentzdriftbeschleuniger. Die Lebensdauer des IB's wird nur durch die verwendeten sekundären Systeme bestimmt.

9 **Literaturverzeichnis**

[Ard62] M. von Ardenne: „Tabellen zur angewandten Physik (Band I)“, Berlin (1962)

[Bla01] H.J. de Blank: „Guiding Center Motion“, FOM-Institute for Plasma Physics Rijnhuizen, Association EURATOM-FOM, Trilateral Euregio Cluster, The Netherlands (2001)

[Cap72] F. Cap: „Einführung in die Plasmaphysik 2“, Akademie-Verlag, Berlin (1972)

[Dau04] P. Daum: „Visualisierung der Bewegung geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern“, Bachelor-Arbeit an der Universität Osnabrück, (2004)

[Dem02] W. Demtröder: „Experimentalphysik 2“, Springer, Berlin (2002)

[Fra63] D.A. Frank-Kamenezki: „Plasma - der vierte Aggregat-Zustand der Materie“, Verlag Progress, Moskau (1963)

[Frö02] K. Fröhlich: „Elektrische Energiesysteme“, Vorlesungsskript an der Eidgenössische Technische Hochschule Zürich (2002)

[Fuß03] G. Fußmann: „Einführung in die Plasmaphysik“, Vorlesungsskript an der Humboldt Universität zu Berlin (2003)

[Ger05] S. Gerhard: „Fusionsmagnete“, Vortrag im Rahmen der Vorlesung „Supraleitung“ (2005)

[GSE69] „Große Sowjetische Enzyklopädie“, UdSSR (1969-1978) (<http://bse.sci-lib.com/>)

[Hau01] J. Haun: „Leitfähigkeitsmessungen an stark gekoppelten Kohlenstoff- und Zinkplasmen“, Dissertation an der Ruhr-Universität Bochum, Bochum (2001)

[Ibe97] M. Iberler: „Grundlegende Untersuchungen an dielektrischen Triggermethoden für Niederdruckgasentladungssysteme“, Diplomarbeit an dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg (1997)

[Jac99] J. Jacoby, C. Bickes, etc: „Experimental study to accumulate, accelerate and focus a massive plasma beam onto a target“, Fusion Engineering and Design 44 (1999) 331-334

[Jan92] G. Janzen: „Plasmatechnik“, Hüthig, Heidelberg (1992)

[Kau03] M. Kaufmann: „Plasmaphysik und Fusionsforschung“, Teubner, (2003)

[Keg98] W.H. Kegel: „Plasmaphysik, Eine Einführung“, Springer, Berlin (1998)

[Kip75] R. Kippenhahn, C. Möllenhoff: „Elementare Plasmaphysik“, Bibliographisches Institut AG, Zürich (1975)

[Knj00] B.A. Knjasew: „Niedertemperaturplasma und Gasentladung“, Vorlesungsskript, Nowosibirsk (2000)

[Kor06] R. Kories, H. Schmidt-Walter: „Taschenbuch der Elektronik“, Harri Deutsch, Frankfurt am Main (2006)

[Küp68] K. Küpfmüller: „Einführung in die theoretische Elektrotechnik“, Springer, (1968)

[Nol02] W. Nolting: „Grundkurs Theoretische Physik 2“, Springer, Berlin (2002)

[Nol03] W. Nolting: „Grundkurs Theoretische Physik 3“, Springer, Berlin (2003)

[Pet95] K. Petcharaks: „Applicability of the Streamer Breakdown Criterion to Inhomogeneous Gas Gaps“, Diss. No. 11192 ETH Zürich (1995)

[Pie99] A. Piel: „Einführung in die Plasmaphysik“, Vorlesungsskript an der Institut für Experimentalphysik Christian-Aldrechts-Universität zu Kiel (1999)

[Prö01] G. W. Prölss: „Physik des erdnahen Weltraums“, Springer, Berlin (2001)

[Rah07] K. Rahbarnia: „Charakterisierung der elektromagnetischen Turbulenz im Torsatron TJ-K“, Dissertation an der Universität Stuttgart, Stuttgart (2007)

[Rai97] Yu. P. Raizer, „Gas Discharge Physics“, Springer, Berlin (1997)

[Sie99] O. Sieks: „Entwicklung der η_i -Instabilität in driftkinetischer Beschreibung“, Dissertation an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Düsseldorf (1999)

[Spa90] K. H. Spatschek: „Theoretische Plasmaphysik“, Teubner, Stuttgart (1990)

[Str07] U. Stroth: „Materialien zu Vorlesungen der Plasmaphysik“, Universität Stuttgart (2007) (<http://ipf.uni-stuttgart.de/lehre/plasmaphys/plasma.html>)

[Stö00] H. Stöcker: „Taschenbuch der Physik“, Harri Deutsch, Frankfurt am Main (2000)

[Sut03] W. Suttrop: „Technische Plasmen“, Vorlesungsskript, Universität Bayreuth (2003/2004)

[Tes07] Ch. Teske: „Erzeugung und Diagnostik eines HF-Plasmas in einem statischen magnetischen Quadrupolfeld“, Dissertation an der der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt (2007)

[Ton29] L. Tonks, I. Langmuir: „Oscillations in Ionized Gases“, Phys. Rev. 33, 195 (1929)

[Vog97] H. Vogel: „Gerthsen Physik“, Springer, Berlin (1997)

[Zoh01] H. Zohm: „Plasmaphysik“, Vorlesungsskript, LMU München (2001/2002)

Danksagung

Diese Diplomarbeit entstand in der Arbeitsgruppe Plasmaphysik des Instituts für Angewandte Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.

Mein besonderer Dank gilt:

- an Herrn Prof. Dr. J. Jacoby für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und seinem Interesse an dieser Arbeit.

- an Herrn Prof. Dr. U. Ratzinger bedanke ich mich für die Anfertigung des Zweitgutachtens.

- an Herrn Dr. M. Iberler für die Betreuung dieser Arbeit, der Diskussionsbereitschaft physikalischer Probleme, und die vielen geselligen Abende, die in positiver Erinnerung bleiben.

- an Herrn Dr. C. Teske für die Hilfestellung zur Bewältigung physikalischer und technischer Probleme.

- an K. Esser, A. Schönlein, C. Hock und R. Berezov für so manch gesellige Stunden.

- an allen Gruppenmitgliedern, die mir viele Anregungen und Schuppe gegeben haben.

- an die institutseigene Werkstatt. Die erstklassige Anfertigung von Bauteilen für den experimentellen Aufbau wurde von der Werkstatt mit einem Höchstmaß an Sorgfalt und Gewissenhaftigkeit gemacht.