

Hochdruckmikroentladungen mit hohem Gasfluss

**Eine Quelle zur Erzeugung von Ionen und spinpolarisierten
metastabilen Atomen.**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Oliver Hohn

aus Bad Soden /Ts.

Frankfurt am Main 2002

vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Walter Greiner
1. Gutachter: Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking
2. Gutachter: Prof. Dr. A. Schempp

Datum der Disputation: 24. September 2002

**„Damit das Mögliche entsteht, muss immer
wieder das Unmögliche versucht werden.“**

Hermann Hesse

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Einführung in die Plasmaphysik.....	6
2.1	Kenngrößen und grundlegende Prozesse	6
2.2	Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsplasmen	12
2.2.1	Vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht (VTG)	12
2.2.2	Thermodynamisches Nichtgleichgewicht	14
2.3	Klassische Nichtgleichgewichtsplasmen	16
2.3.1	Niederdruckentladung	16
2.3.2	Ladungsträgererzeugung im Plasma	20
2.3.3	Hohlkathodenentladung	22
2.3.4	Ähnlichkeitsgesetz und Skalierung von Entladungen	24
3	Überschall-Gasjets	26
3.1	Grundlagen.....	26
4	Erzeugung von Hochdruckentladungen.....	32
4.1	Konventionelle Niedertemperaturentladungen bei Atmosphärendruck	32
4.1.1	Barriereentladung	32
4.1.2	Koronaentladung	33
4.1.3	Hohlkathodenentladungen bei hohem Druck	34
4.2	Skalierung der Elektrodengeometrie	36
4.2.1	Mikrostrukturierte Elektroden (MSE)	37
4.2.2	Planare Mikrostrukturen zur Plasmaerzeugung	39
4.3	Porenförmige (3D) Mikrostrukturen zur Plasmaerzeugung	40
4.3.1	Geometrie und Herstellung der 3D-MSE	41
4.3.2	Elektrische Potenziale	49
4.4	Eigenschaften der MSE unterstützten Hochdruckentladung	51
4.4.1	Plasmawechselwirkungen mit der mikrostrukturierten Elektrode	57

5	Quelle für polarisierte, metastabile Atome	62
5.1	Atomare, metastabile Helium-Zustände	63
5.2	Erzeugung und Separation von metastabilen Atomen.....	64
5.3	Das magnetische Moment.....	67
5.4	Der Spin des Elektrons	68
5.5	Abregung an Oberflächen.....	69
5.6	Experimenteller Aufbau.....	71
5.6.1	Plasmaquelle	75
5.6.2	Separation	78
5.6.3	Quantitativer und qualitativer Nachweis von metastabilem Helium	87
5.7	Ergebnisse.....	90
5.7.1	Mikroentladung bei 80K	90
5.7.2	Charakterisierung des gekühlten Plasma-Jets	94
5.7.3	Ausbeute an spinpolarisiertem Helium	97
5.7.4	Geschwindigkeitsprofil	103
6	Ionenerzeugung mit MSE unterstützten Entladungen.....	108
6.1	Extraktion der erzeugten Ionen.....	109
6.2	Aufbau	113
6.2.1	Plasmaquelle mit Extraktion	117
6.2.2	Analyse der erzeugten Ionen	120
6.3	Ergebnisse.....	124
6.3.1	Abhängigkeit des Gesamtstroms	124
6.3.2	Massenselektive Ionenausbeute	131
7	Zusammenfassung und Ausblick.....	138
8	Literaturverzeichnis.....	141
9	Anhang	149

1 Einleitung

Die Plasmaphysik hat in weiten Bereichen der modernen Gesellschaft eine zentrale Bedeutung angenommen. Im täglichen Leben begegnen uns Plasmen in Leuchtstoffröhren, großflächigen Bildschirmen und vielen anderen Gebrauchsgegenständen. Trotz ihrer weiten Verbreitung sind Plasmen von großem Interesse für die Grundlagenforschung als auch für industrielle Anwendungen. Aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften und der Tatsache, dass viele Phänomene noch nicht vollständig verstanden sind, haben Plasmen in den letzten Jahren an Bedeutung gewonnen. Das Plasma wird aufgrund seiner charakteristischen Eigenschaften auch als vierter Aggregatzustand der Materie bezeichnet.

Neben den modernen Anwendungsgebieten der Plasma-Technologie wie Mikroelektronik (Strukturierung, Dünnschichten, etc.), Mikromechanik und Optik, ist ein verstärkter Einsatz in den Bereichen Maschinenbau, Kraftfahrzeugbau, Chemie, Umwelttechnik, Informationstechnik u.a. zu beobachten. So hat z. B. die Dünnschicht-Technologie mit Hilfe der Plasmaphysik eine rasante Entwicklung erfahren. Zahlreiche Produkte mit ihren speziellen mechanischen, optischen, elektrischen und chemischen Eigenschaften wurden durch gezielte Veränderung der Oberflächeneigenschaften erst ermöglicht bzw. weiterentwickelt. Ein Großteil dieser Entwicklung beruht auf plasmagestützten Verfahren, wie z. B. PE-CVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) zur Abscheidung von komplexen Schichtsystemen. Bei diesen werden zumeist DC- bzw. RF-Niederdruckplasmen mit ihren typischen mittleren Elektronenenergien von 2-5 eV/3-8 eV und Elektronendichten von $10^{10} \text{ cm}^{-3}/10^{11} \text{ cm}^{-3}$ bei Drücken $< 6 \text{ hPa}$ eingesetzt. Der spezielle Charakter des Plasmas bietet eine Vielzahl von Möglichkeiten, die Eigenschaften von Werkstoffen durch definierte Modifikation der Zusammensetzung und Struktur zu verändern.

Im Vergleich zu diesen klassischen Verfahren zur Plasmaerzeugung bietet die Erzeugung von stabilen, homogenen Gasentladungen mit Hilfe von mikrostrukturierten Elektroden (MSE) neue interessante Perspektiven. Dieses nichtthermische Plasma setzt sich aus energiereichen Elektronen und kaltem Neutralgas, angeregten Atomen/Molekülen, Radikalen und Ionen zusammen. Die einzelnen Bestandteile können selektiv zur Auslösung von Reaktionen und chemischen Prozessen verwendet werden.

Eine besondere Eigenschaft der hier vorgestellten Plasmaquelle ist, dass sie aufgrund ihrer vergleichsweise kleinen intrinsischen Dimension auch bei hohen Gasdrücken betrieben werden kann. Durch die Skalierung der Elektrodengeometrie in den Submillimeterbereich kann der Arbeitsdruck auf einige 100 kPa gesteigert werden.

Diese Hochdruckentladung hat vergleichbare Eigenschaften wie eine klassische Niederdruckentladung. Der hohe Arbeitsdruck bietet gegenüber klassischen Entladungen mehrere Vorteile, da sich aufgrund der hohen Dichte hohe Reaktionsraten ohne aufwendige Vakuumsysteme realisieren lassen. Durch die Nutzung dieser Entladung bei industriellen Anwendungen können sowohl die Kosten für das benötigte Vakuumsystem als auch die Bearbeitungszeiten reduziert werden. Darüber hinaus erschließen Mikro-Struktur-Elektroden, als Plasmaquelle für Entladungen bei hohen Dichten, ganz neue Anwendungsmöglichkeiten.

So ist neben dem statischen Betrieb der Entladung in einem mit Gas gefüllten Volumen auch der Betrieb der Entladung mit gezieltem Gasfluss durch eine mikrostrukturierte Elektrodenanordnung mit eingebrachten Poren möglich. Dabei wird das gesamte Gas durch die aktive Zone der Gasentladung geschleust. Die Plasmabestandteile und Reaktionsprodukte werden mit dem Gasstrom aus der Mikroentladung heraus transportiert; man bezeichnet dies auch als Plasma-Jet. Die Verweildauer des zugeführten Gases im Plasma kann durch die Gasströmung beeinflusst werden. Die Verweildauer des Gases in der Pore liegt typischerweise bei $0,1 \mu\text{s}$, so dass auch metastabile Atome mit geringer Lebensdauer aus der Mikroentladung extrahiert werden. Speziell dieser Betriebsmodus bietet sich als vielseitig nutzbare Quelle an, da ein gerichteter Gasstrahl mit einem definierten Strahlprofil und hoher Dichte, der sich aus angeregten Atomen, Radikalen und Ionen zusammensetzt, erzeugt werden kann.

Diese Plasma-Jets haben ein hohes Anwendungspotenzial sowohl aus industrieller Sicht zur lokalen Bearbeitung eines Werkstückes, als auch im Bereich der Grundlagenforschung. So erlauben spektroskopische Untersuchungen des Plasma-Jets Rückschlüsse auf die komplexen Prozesse in der Mikroentladung. Des Weiteren können Untersuchungen an exotischen metastabilen Atomstrahlen mit hoher Dichte durchgeführt werden.

In dieser Arbeit werden Methoden zur Erzeugung von stabilen Entladungen in einem Druckbereich von einigen 100 hPa bis zu einigen 1000 hPa mit neu entwickelten Mikrostrukturelektroden vorgestellt. Die MSE lässt sich aufgrund der kleinen Abstände im μm -Bereich als Mehrschichtsystem aus zwei metallischen Elektroden, die durch einen Isolator getrennt sind, realisieren. Dieses Grundmaterial wird dann mit einzelnen oder einer Vielzahl von Poren mit typischerweise 100 μm Durchmesser versehen. Mit Hilfe dieser Mikrostrukturen lassen sich stabile, nicht filamentäre, homogene Entladungen mit Gleichspannung in Gasen und Gasgemischen erzeugen. Der Gasfluss durch die Pore lässt sich in Abhängigkeit von den Druckverhältnissen zwischen einigen ml/min und mehreren l/min variieren. Die Eigenschaften der Entladung sind vergleichbar mit einer klassischen Glimmentladung, jedoch ist die Anregungs- und Ionisationswahrscheinlichkeit aufgrund der zylindrischen Geometrie der Pore und des besseren Einschlusses bei der MSE unterstützten Entladung größer.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung von Hochdruckentladungen mit Gasfluss. Um den Einfluss der verschiedenen Größen (Entladungsstrom, Vordruck, Gasfluss, etc.) auf die Zusammensetzung des Plasmas zu untersuchen, wurden Mikroentladungen in einer einzelnen Pore untersucht. Eine Schwierigkeit ist in diesem Zusammenhang, dass aufgrund der Abmessungen der Entladung herkömmliche Diagnosemethoden nicht einfach übertragen werden können. Mit der erzwungenen Gasströmung durch die Entladung werden die Plasmabestandteile aus dem Bereich der Entladung extrahiert. Die Mikropore hat einen sehr geringen Leitwert für das strömende Gas, so dass durch eine entsprechende Druckdifferenz entlang der Pore eine definierte Gasmenge in einen Bereich mit reduziertem Druck überführt werden kann. Unter speziellen Druckverhältnissen lässt sich auf diese Weise ein Überschall-Gasstrahl erzeugen, der es ermöglicht, einen gerichteten Plasmastrahl unter definierten Bedingungen mit verschiedenen Diagnosemethoden zu untersuchen. Diese Methode ermöglicht eine neue, indirekte Analyse des Mikroplasmas. Weiterhin konzentriert sich diese Arbeit auf die Erzeugung von metastabilen Atomen und die Untersuchung der Ausbeute an einfachgeladenen Ionen.

Die Untersuchungen wurden ausschließlich an MSE-unterstützten Hochdruckentladungen, mit porenförmiger Geometrie und Gasfluss durch das aktive Volumen, durchgeführt. Diese Anordnung ermöglicht die Expansion des durch die Entladung geschleusten Gases ins Vakuum und die Analyse der erzeugten angeregten/metastabilen Atome, Ionen und Moleküle. Durch Kühlung der Mikroentladung ist es sogar möglich, die Entladungen bei Temperaturen von 80 K zu betreiben. Bei der Expansion ins Vakuum wird die interne Temperatur des Strahls stark reduziert und die einzelnen Komponenten bewegen sich ohne Wechselwirkungen. Die geringe Verweildauer des Gases in der Pore, in Verbindung mit der gerichteten Bewegung, erlaubt es, Zustände mit kurzer Lebensdauer zu untersuchen. Metastabiles Helium ist aufgrund seiner hohen potentiellen Energie sehr interessant. Diese Mikroquelle erlaubt es, in Verbindung mit einer Separationseinheit ein spinpolarisiertes 2^3S_1 -Heliumtarget für atomphysikalische Experimente herzustellen.

2 Einführung in die Plasmaphysik

Dieses Kapitel führt in die grundlegenden Prozesse der mit Gleichstrom betriebenen Gasentladung bzw. Glimmentladung ein, beginnend mit grundlegenden Größen, die man bei Gasentladungen im Labor beobachtet. Die verschiedenen Modelle zur Beschreibung des elektrischen Durchbruchs, der longitudinalen und transversalen Struktur der Entladung und der Plasmawechselwirkungen werden aufgezeigt.

2.1 Kenngrößen und grundlegende Prozesse

Das Gemisch aus elektrisch geladenen Teilchen (Elektronen, Ionen) und neutralen Atomen bzw. Molekülen, die ein kollektives Verhalten aufweisen, bezeichnet man als Plasma. Im Gegensatz zum idealen Gas dominieren in diesem Zustand die verschiedenen Wechselwirkungen der angeregten und geladenen Bestandteile. Die freien Ladungsträger, Elektronen und Ionen, bestimmen im wesentlichen die Eigenschaften des Plasmas. Aufgrund seiner Eigenschaften wird das Plasma auch als vierter Aggregatzustand bezeichnet [JAN92, ROT95]. Die Bezeichnung Plasma wurde von dem New Yorker Chemiker Irving Langmuir (1881-1957) eingeführt.

Um ein Plasma aus gasförmiger Materie zu erzeugen, muss eine ausreichende Energiemenge zugeführt werden, um eine merkliche Anzahl von Neutralatomen zu ionisieren. Die Anzahl der verschiedenen Bestandteile des Plasmas pro Volumeneinheit ist eine charakteristische Kenngröße. Folgende Bezeichnungen für die einzelnen Bestandteile werden häufig verwendet:

- Ionendichte n_i [m^{-3} bzw. cm^{-3}]
- Elektronendichte n_e [m^{-3} bzw. cm^{-3}]
- Neutralgasdichte n_0 [m^{-3} bzw. cm^{-3}].

Die Neutralgasdichte in einem beliebigen Gas beträgt bei *Normalbedingungen*¹ $n_{0N} = N_L = 2,6868 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$. Die Dichte des Gases ist von Druck und Temperatur abhängig. Entsprechend der (mittleren) kinetischen Energie der Teilchen entstehen im Plasma ein- oder mehrfach geladene Ionen. Bei neutralen Atomen oder Molekülen können Elektronen aus der Hülle durch Energiezufuhr entfernt werden.

¹ Normalbedingungen: Normaldruck $p_N = 1013,25 \text{ hPa}$ und Normaltemperatur $T_N = 273,15 \text{ K}$

Dies kann auf verschiedensten Wegen erfolgen:

- Elektronen-/ Ionenstoß (kinetische Energie)
- Elektromagnetische Strahlung (Hochfrequenz und γ -Strahlung)
- Starke elektrische Felder (Feldemission).

Die zur Ionisation eines Neutralteilchens erforderliche Energie wird als Ionisierungsenergie bezeichnet. Sie entspricht der Energie mit dem ein Elektron an das Atom/Molekül gebunden ist. Für die Einfachionisation (Ladungszustand $q=1$) liegt die Ionisationsenergie je nach Atom zwischen 3,9 (Cs) und 24,6 eV (He). Die entsprechenden Werte für die Mehrfachionisation liegen wesentlich höher. Ionen und freie Elektronen werden bei der Einfachionisation immer paarweise erzeugt. Exemplarisch für die Vielzahl an verschiedenen Ionisationsvorgängen werden hier zwei einfache Prozesse – die Stoßionisation und die Photoionisation – angeführt:



(A: Neutralteilchen, A^{q+} : Ion, e^{-} : Elektron, $h\nu$: Photonenenergie, q : Ladungszustand).

Ionisationsgrad

Eine weitere Kenngröße ist der Ionisationsgrad χ eines Plasmas. Dieser gibt an, welcher Anteil der Neutralteilchen ionisiert ist:

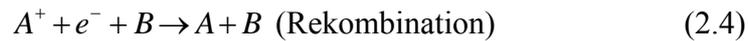
$$\chi = \frac{n_e}{n_0 + n_i} . \quad (2.3)$$

Für Plasmen mit nur einfachgeladenen Ionen ist die Elektronen- und Iondichte gleich, es gilt $n_e = n_i$. Typische Zahlenwerte für den Ionisationsgrad liegen zwischen 10^{-8} und 1. Liegt der Ionisationsgrad weit unter 1 ($\chi \ll 1$), so wird das Plasma als schwach ionisiert bezeichnet.

Rekombination

Der Umkehrprozess der Ionisation wird als Rekombination bezeichnet. Diese führt unter Abgabe von Energie zur Erniedrigung des Ladungszustandes q bzw. bei einfachgeladenen Ionen zu elektrisch neutralen Atomen bzw. Molekülen. Die Rekombination kann einerseits an Oberflächen, beispielsweise der Wand der Plasmakammer erfolgen, andererseits auch im Plasmavolumen selbst.

Die direkte Volumenrekombination, zwischen Elektronen und positiven Ionen, ist jedoch stark vom Druck abhängig. Bei diesen atomphysikalischen Prozessen muss die kinetische Energie des Elektrons und die freigesetzte Ionisationsenergie, aus Gründen der Impuls- und Energieerhaltung, an ein drittes Teilchen abgegeben werden. Die Wahrscheinlichkeit für die Rekombination steigt daher mit steigender Neutralteilchendichte an. Die Umkehr der Elektronen-Stoßionisation lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben:



Im Plasma besteht bei einigen Gasen auch die Möglichkeit, negative Ionen durch Elektronen-Anlagerung an ein Neutralteilchen zu bilden. Die Anlagerung (*attachment*) eines Elektrons ist besonders wahrscheinlich bei elektronegativen Gasen. Ein Maß für die Stärke der Bindung eines zusätzlichen Elektrons an ein Neutralteilchen gibt die Elektronenaffinität an. Für die Gruppe der Halogene ist diese besonders hoch, da die Halogene auf diese Weise die energetisch günstigere Edelgaskonfiguration erreichen. Negative Werte der Elektronenaffinität, wie man sie bei Edelgasen, Stickstoff etc. beobachtet, zeigen, dass bei diesen Elementen Energie zur Anlagerung aufgewendet werden muss bzw. diese Gase Elektronen zurückweisen.

In Analogie zur Elektronen-Stoßrekombination gibt es auch einen entsprechenden Prozess zur Rekombination negativer Ionen. Ein negatives Ion A^- kann mit einem positiven Ion A^+ durch Ion-Ion- oder 3-Körper-Wechselwirkung rekombinieren. Die bei dieser Reaktion freigesetzte Energie wird als kinetische Energie bzw. Anregungsenergie auf die Stoßpartner verteilt.

Anregung/Abregung

Ist die zur Verfügung stehende Energie durch Wärme, Stöße oder Strahlung nicht ausreichend, um ein Atom/Molekül zu ionisieren, so können Atome/Moleküle unter Energieaufnahme angeregt werden. Das gebundene Elektron wird bei diesem Prozess in einen Zustand mit höherer Energie in der Atomhülle angeregt, der unterhalb der Ionisationsgrenze liegt.



Atome/Moleküle besitzen eine komplexe innere Struktur mit einer Vielzahl von Anregungsniveaus, die charakteristisch für das jeweilige Element sind. Zur Ionisation eines angeregten Atoms/Moleküls wird nur noch der Differenzbetrag zwischen Ionisations- und Anregungsenergie benötigt.

Bei der Abregung, dem Umkehrprozess der Anregung, wird die zugeführte Anregungsenergie teilweise oder komplett abgegeben, oftmals in Form von Strahlung einer charakteristischen Frequenz. Das angeregte Atom/Molekül kann einerseits direkt in den Grundzustand fallen, andererseits auch in einen beliebigen anderen Zustand mit einer niedrigeren Anregungsenergie. Es gilt jedoch die Auswahlregeln $\Delta l = \pm 1$ und $\Delta s = 0$ zu berücksichtigen, die bestimmte Übergänge verbieten. Die An- und Abregung der Atome bestimmt im Fall der Glimmentladung die optische Erscheinung der Entladung. Da diese Prozesse zumeist von den Elektronen induziert werden, spiegelt das Leuchten der einzelnen Bereiche die Feldverteilung wider. Die Verteilung der angeregten Atome in der Glimmentladung macht sich in den verschiedenen dunklen und hellen Schichten zwischen den Elektroden bemerkbar.

Quasineutralität und Debye-Hückel-Abschirmung

Ein Plasma ist aufgrund der vorhandenen freien Ladungsträger ein guter elektrischer Leiter. Die Quasineutralität beschreibt in diesem Zusammenhang die Eigenschaft des Plasmas, dass dieses im räumlichen und zeitlichen Mittel elektrisch neutral ist. Die Summe aller positiven Ladungen (Ionen) ist somit gleich der Summe aller negativen Ladungen (Elektronen und negative Ionen). Für einfach ionisierte Plasmen folgt daraus $n_e = n_i$; liegen mehrfachgeladene Ionen vor, so muss der Ladungszustand entsprechend berücksichtigt werden

$$n_e = \sum^{Z_{\max}} Z \cdot n_i^z = \langle Z \rangle \cdot n_i . \quad (2.6)$$

Makroskopische Raumladungen, die zu einer Verletzung der Quasineutralität führen, erzeugen starke elektrische Felder und werden durch Ausgleichsströme sehr schnell neutralisiert. Schätzt man die Größe des Volumens ab, in welchem Abweichungen von der Quasineutralität auftreten, so ergibt sich, dass diese nur in einem Bereich von einigen Debye-Hückel-Längen (siehe Anhang D) auftreten können. Dies führt zur Bedingung, dass man ein ionisiertes Gas nur dann als Plasma bezeichnet, wenn die charakteristische Abmessung sehr viel größer als die Debye-Hückel-Länge ist und somit Abweichungen von der Quasineutralität nur in kleinen Teilvolumina, bezogen auf das Gesamtsystem, auftreten.

Die benötigte Zeit zur Neutralisation von Raumladungen liegt für Laborplasmen im Sub-Nanosekundenbereich und wird mit zunehmender Plasmadichte noch erheblich kürzer. Sie ist, aufgrund des großen Masseunterschieds zwischen Elektronen und Ionen ($m_e \ll m_i$), überwiegend durch die Beweglichkeit der Elektronen bestimmt.

Auf mikroskopischer Ebene üben auch die einzelnen geladenen Teilchen im Plasma Kräfte auf benachbarte Ladungsträger in ihrer Umgebung aus. Gleichnamige Ladungen stoßen sich ab und entgegengesetzte ziehen sich an, so dass ein positives Ion im Mittel von einer negativen Raumladung umgeben ist, die seine Ladung abschirmt. Das effektive Potenzial, das eine Ladung im Plasma erzeugt, entspricht nicht dem Coulomb-Potenzial, sondern es fällt mit wachsendem Abstand zum Ladungsträger schneller ab als dieses. Das entsprechende Potenzial wird als Debye-Potenzial V_d bezeichnet. Im Plasma ist der $1/r$ -Abhängigkeit des Coulomb-Potenzials eine exponentielle Abhängigkeit überlagert, welche die Reichweite des elektrischen Feldes einer einzelnen Ladung im Plasma auf eine Kugel mit dem Radius λ_D beschränkt

$$V_d(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot e^{\left(-\sqrt{2} \frac{r}{\lambda_D}\right)}. \quad (2.7)$$

Im Plasma reicht die kinetische Energie der Stosspartner aus, um neutrale und nicht vollständig ionisierte Atome/Moleküle anzuregen bzw. zu ionisieren, so dass inelastische Prozesse entscheidend die Eigenschaften beeinflussen. Neben diesen Prozessen spielt auch die Wechselwirkung zwischen Plasmaionen und Photonen – Photoanregung, Photoionisation, etc. – eine Rolle. Andererseits trägt die Strahlung wesentlich zum Energietransport im Plasma bei und kann entscheidend für Energieverluste sein. Es stehen im Plasma somit eine Vielzahl von Kanälen für den Energieaustausch zwischen den einzelnen Bestandteilen zur Verfügung. Beruht der Austausch hauptsächlich auf Stößen, so spricht man von einem stossbestimmten Plasma.

Durch die große Reichweite des Coulomb-Felds der geladenen Plasmateilchen unterscheidet sich das Plasma wesentlich vom Neutralgas. Zwar gibt es in einem idealen Plasma den Effekt, dass ein Ladungsträger durch Ladungen mit entgegengesetztem Vorzeichen abgeschirmt wird, jedoch können die Stöße im Plasma zwischen geladenen Teilchen nur bedingt als Zweierstöße angesehen werden. Im allgemeinen handelt es sich um Vielteilchenwechselwirkungen, die näherungsweise als eine Reihe aufeinanderfolgender Zweierstöße aufgefasst werden können. Die zahlreichen kollektiven Prozesse, die hauptsächlich auf der langen Reichweite der Wechselwirkung zwischen den geladenen Teilchen beruhen und im Neutralgas nicht auftreten, sind Gegenstand der Untersuchungen in der Plasmaphysik. Theoretische Modelle zu kollektiven Prozessen beruhen zumeist auf vereinfachenden Annahmen. So gibt es z.B. das Modell des stoßfreien Plasmas, das mikroskopische Stosswechselwirkungen zwischen Einzelteilchen vernachlässigt, oder Modelle die auf der Magnetohydrodynamik beruhen und das

Plasma als elektrisch leitfähige Flüssigkeit behandeln. In diesen Modellen werden zumeist nur die Plasmaionen und -elektronen berücksichtigt und gebundene, angeregte Zustände bleiben unberücksichtigt. Der Einfluss kollektiver Prozesse auf die Anregung und Ionisation von Atomen im Plasma wird als gering betrachtet und bei den Untersuchungen häufig nicht berücksichtigt.

2.2 Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsplasmen

Aufgrund der Existenz von freien Ladungsträgern mit einem weiten Energiespektrum haben Plasmen andere Eigenschaften als die „klassischen“ Zustandsformen der Materie. Die Transporteigenschaften im Plasma (Wärmeleitung, Viskosität, Diffusion, elektrische Leitfähigkeit, etc.) sind sehr komplex. Das Plasma kann zusätzlich elektromagnetische Strahlung in einem weiten Spektrum emittieren. Zum Verständnis der komplexen Plasmaeigenschaften muss auf fast alle Sachgebiete der Physik (statistische Mechanik, Hydrodynamik, Thermodynamik, Elektrodynamik, Atom und Kernphysik) zurückgegriffen werden. In einem Plasma, wie in einem Neutralgas, finden ständig Stöße zwischen den einzelnen Bestandteilen statt. Die mikroskopischen Wechselwirkungen bestimmen den thermischen Zustand des Plasmas – Energie- und Geschwindigkeitsverteilung – sowie die Transporteigenschaften. Der Energieinhalt des Plasmas kann verschieden auf die einzelnen Komponenten verteilt sein, wobei Energie bzw. Geschwindigkeit der einzelnen Elemente einer Komponente nicht einheitlich sein müssen. Unter bestimmten Bedingungen stellt sich durch die Wechselwirkung der Teilchen ein dynamisches Gleichgewicht ein, so dass die Geschwindigkeit und Energie der Teilchen mit Hilfe von Verteilungsfunktionen (z. B. Maxwell-Boltzmann-Verteilung) beschrieben werden kann.

2.2.1 Vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht (VTG)

Grundsätzlich lassen sich Plasmen danach unterscheiden, ob sich die einzelnen Teilsysteme (Elektronen, Ionen, Atome/Moleküle) untereinander im thermischen Gleichgewicht befinden oder nicht. Aus der Thermodynamik ist das vollständige thermodynamische Gleichgewicht bekannt, das sich in einem abgeschlossenen System einstellt. Dieser Zustand, dass alle Komponenten die gleiche Temperatur bzw. eine einheitliche Energieverteilung haben, lässt sich für Gleichgewichtsplasmen bzw. thermische Plasmen nur bedingt realisieren. Im VTG wird ein gasförmiges Plasma durch wenige makroskopische Zustandsgrößen (Temperatur, Druck, etc.) äquivalent zur Thermodynamik beschrieben.

Die grundlegenden Temperatur- und Druckabhängigkeiten von Ionisationsgrad, Energieverteilung, Strahlungsverlusten, etc. lassen sich somit auf der Grundlage der Thermodynamik und statistischen Mechanik behandeln. Diese Abhängigkeit der Dichte von Elektronen, Ionen und Neutralgas kann im VTG durch die Saha-Eggert-Gleichung, das Dalton-Gesetz und die bereits bekannte Quasineutralitätsbedingung beschrieben werden.

Die Saha-Eggert-Gleichung beschreibt das Ionisationsgleichgewicht zwischen Elektronen, Ionen und Neutralgas im Fall der Einfach-/Mehrfachionisation.

$$\frac{n_e n_i}{n_0} = 2 \frac{Z_i(T)}{Z_0(T)} \cdot \left(\frac{m_e kT}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_i - \Delta E_i}{kT} \right) \quad (2.8)$$

wobei die Erniedrigung der Ionisationsenergie E_i im Plasma berücksichtigt werden muss

$$E_i \approx \frac{\sqrt{2} e^2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\lambda_D} \quad (2.9)$$

(Debye-Länge λ_D : siehe S. 10) und die Zustandssumme von Atomen und Ionen allgemein durch

$$Z(T) = \sum_m g_m \exp\left(-\frac{E_m}{kT} \right), \quad (2.10)$$

mit dem Entartungsgrad g_m , gegeben ist.

Zur quantitativen Bestimmung der jeweiligen Dichte wird das Dalton-Gesetz, das den Zustand des idealen Plasmas als ein Gemisch idealer Gase aus Elektronen, Ionen und Atomen betrachtet, in Verbindung mit der Quasineutralitätsbedingung benötigt. Damit lässt sich die nach Teilchensorte und Ladungszustand differenzierte Zusammensetzung eines idealen Plasmas bei gegebenem Druck in Abhängigkeit von der Temperatur berechnen. Da die Ionisationsenergie sehr entscheidend das Ionisationsgleichgewicht bestimmt, werden bei Atomen mit niedriger Ionisationsenergie schon bei relativ niedrigen Temperaturen hohe Elektronendichten im Vergleich zu Edelgasen mit hoher Ionisationsenergie erreicht.

Die im Plasma vorhandenen Teilchen haben eine Geschwindigkeit v , die im Fall des idealen Gases durch die Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung

$$\frac{dn}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{v^2}{v_{th}^3} \cdot \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th}^2} \right) dv \quad (2.11)$$

gegeben ist, mit $v_{th} = \sqrt{2kT/m}$.

Die mittlere kinetische Energie $\bar{\varepsilon}$ der einzelnen Plasmabestandteile ist unabhängig von ihrer Masse, da im VTG alle Teilchen die gleiche Temperatur T haben. Neben der Bewegungsenergie besitzen die Atome und Ionen eine innere Energie in Form von Anregungsenergie. Die Besetzung der einzelnen Energieniveaus E_m im Termschema wird durch die Boltzmann-Verteilung bestimmt:

$$\frac{n_m}{n} = \frac{g_m}{Z(T)} \cdot \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right) \quad (2.12)$$

g_m ist der Entartungsgrad des betrachteten Energieniveaus und Z ist die temperaturabhängige Zustandssumme.

Die Energieverteilung der elektromagnetischen Strahlung spielt im Plasma ebenfalls eine entscheidende Rolle. Das Spektrum ist unabhängig von charakteristischen Eigenschaften der Atome und Ionen und weist keine Spektrallinien auf. Im VTG ist die spektrale Strahlungsdichte allein durch die Temperatur des Plasmas bestimmt und im Inneren des Plasmas durch das Planck-Gesetz für Hohlraumstrahlung gegeben.

2.2.2 Thermodynamisches Nichtgleichgewicht

Laborplasmen mit hoher innerer Energie befinden sich nicht im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht, da sie Energie an die Umgebung abgeben. Ein stationäres Nichtgleichgewichtsplasma kann erreicht werden, wenn Energieverluste durch entsprechende Energiezufuhr kompensiert werden. Durch den Heizprozess werden jedoch nicht genau die Energiezustände wieder besetzt, die durch den Energieverlust entvölkert wurden. Zumeist wird die Energie gezielt einer Komponente des Plasmas, z. B. den Elektronen, zugeführt. Auf Grund der verschiedenen Energietransferprozesse stellt sich im Plasma für jeden Energiefreiheitsgrad eine eigene Verteilungsfunktion ein. Die Ionisation des Gases erfolgt durch die energiereichen Elektronen ohne wesentliche Temperaturerhöhung. Die Schwerteilchentemperatur (Neutralgas, Ionen) ist unabhängig von der Elektronentemperatur und jedes Teilsystem weist eine eigene Temperatur auf. Diese Art von Plasma wird auch als nicht thermisches Plasma bezeichnet. Ein solches thermodynamisches Nichtgleichgewicht ist typisch für Niederdruckplasmen.

Eine Beschreibung des Plasmas durch einheitliche thermodynamische Zustandsgrößen für alle Komponenten wie im VTG ist nicht möglich. Die Eigenschaften sind im Fall eines stationären Plasmas ortsabhängig und bei nicht stationären Plasmen kommt eine zusätzliche Zeitabhängigkeit hinzu. Der Begriff der Temperatur ist nicht mehr anwendbar.

Dies ändert sich jedoch, wenn man zu höheren Drücken geht, da mit steigender Teilchendichte ein starker Energietransfer durch Stöße stattfindet. Die hohen Stoßraten führen dazu, dass ein beträchtlicher Teil der Elektronenenergie auf die schweren Teilchen übergeht. Unter diesen Umständen kann sich ein Zustand bilden, der als lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTG) bezeichnet wird. Im LTG hat man am Ort r in einem kleinen Volumen ΔV eine einheitliche Temperatur, d.h. Ionisationszustand, Geschwindigkeitsverteilung und Verteilung der Anregungsenergie sind eindeutig bestimmt. Ausgenommen davon ist nur die Verteilung der Strahlungsenergie.

2.3 Klassische Nichtgleichgewichtsplasmen

Plasmen, die sich im nichtthermischen Gleichgewicht befinden, sind im Gegensatz zu thermischen Plasmen weit verbreitet. Die Erzeugung nichtthermischer Plasmen kann durch verschiedene Prozesse induziert werden, z.B. durch energiereiche Teilchenstrahlen (Elektronen, Protonen, Ionen, etc.) oder elektromagnetische Strahlung. Am weitesten verbreitet sind Niederdruckplasmen, die mit Hilfe von starken elektrischen Feldern erzeugt werden. In einer stationären Gasentladung werden die Energieverluste (Strahlung, Wärmeleitung, Diffusion und Konvektion) durch die ohmsche Heizung aufgrund des fließenden elektrischen Stroms in der Entladung kompensiert, der durch ein äußeres elektrisches Feld aufrecht erhalten wird. Vernachlässigt man die thermische Bewegung der einzelnen Teilchen, so bewegen sich die Ladungsträger in Richtung des von außen angelegten elektrischen Feldes und werden in ihm beschleunigt. Wegen der sehr geringen Elektronenmasse, im Vergleich zu der Masse der Ionen, geht die zugeführte Energie größtenteils als kinetische Energie auf die Elektronen über. Die Atome und Ionen gewinnen kaum Anregungs- bzw. Translationsenergie aus dem elektrischen Feld. Der Energietransfer zwischen Elektronen und schweren Teilchen ist nicht ausreichend, um ein Gleichgewicht herzustellen. Diese Tatsache macht nichtthermische Plasmen sehr attraktiv für technische Anwendungen, da die Temperatur der schweren Teilchen (Ionen, Atome/Moleküle) unabhängig von der Elektronentemperatur und im Vergleich dazu sehr niedrig ist. Die mittlere kinetische Energie der Elektronen liegt mit 1-10 eV gerade im Bereich der Reaktionsenergie für plasmachemische Prozesse.

2.3.1 Niederdruckentladung

Die klassische Anordnung zur Erzeugung einer elektrischen Niederdruckentladung ist in Abbildung 1 dargestellt. Sie besteht aus zwei flächigen Metallelektroden (Anode und Kathode), welche im Abstand D parallel zueinander, in einem mit Gas gefüllten, isolierenden Gefäß angeordnet sind. Der Gasdruck liegt im Bereich von wenigen Pa bis 10 hPa. Legt man eine ausreichend hohe Gleichspannung an, so beobachtet man einen Gasdurchbruch und eine Entladung wird gezündet.

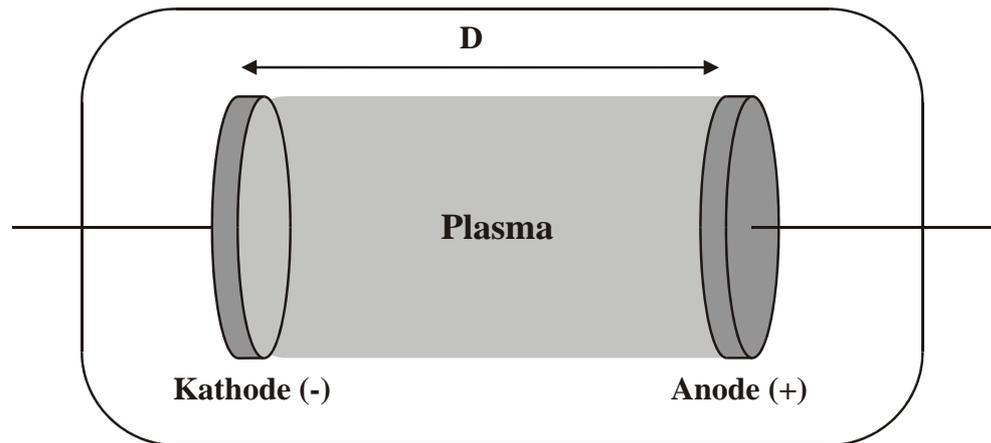


Abbildung 1: Anordnung zur Erzeugung von Gasentladungen in einem mit Gas gefüllten Volumen.

Betrieibt man die Entladung in Serie zu einem Vorwiderstand R so lässt sich der Entladestrom regeln. Misst man den Strom, der durch die Entladung zwischen Anode und Kathode fließt, wenn die Versorgungsspannung U_{DC} langsam erhöht wird, so erhält man eine nichtlineare Strom-Spannungs-Abhängigkeit. Diese als U-I-Charakteristik bezeichnete Abhängigkeit hat den in Abbildung 2 dargestellten typischen Verlauf. Die Strom-Spannungs-Charakteristik einer Gleichstrom-Niederdruckentladung lässt sich im wesentlichen in drei Bereiche einteilen: Dunkelentladung (*dark discharge*), Glimmentladung (*glow discharge*) und Bogenentladung (*arc discharge*). Der Arbeitspunkt ist durch den Schnittpunkt der U-I-Kennlinie und der Widerstandsgrade $U = U_{DC} - R \cdot I$ gegeben.

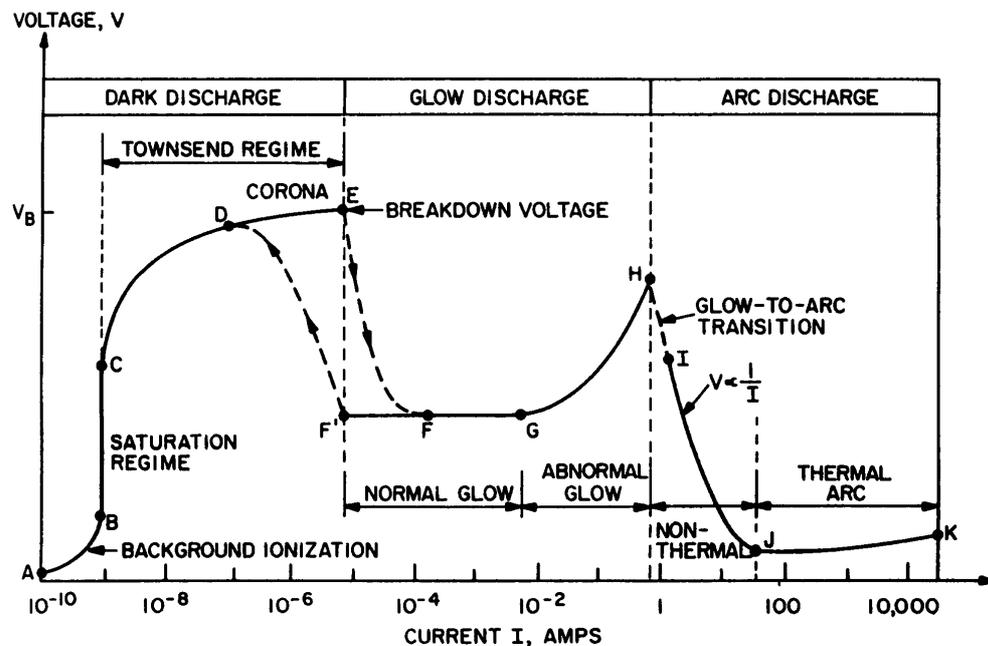


Abbildung 2: Strom-Spannungs-Charakteristik einer Gleichstrom-Entladung [ROT95].

Liegen kleine Spannungen an der Entladungsstrecke an, so misst man zunächst sehr geringe Ströme $< 10^{-12}$ A. Es fließen nur vereinzelte Ladungen (Ionen und Elektronen), die durch Höhenstrahlung oder andere Formen von ionisierender Hintergrundstrahlung erzeugt werden. Man spricht in diesem Zusammenhang von einer unselbständigen Entladung. Mit steigender Spannung wird ein immer größerer Anteil der vorhandenen freien Ladungsträger abgesaugt. Ab einer gewissen Spannung reicht die im elektrischen Feld aufgenommene Energie der vorhandenen Elektronen aus, um neue Ionen und Elektronen im Gas zu erzeugen. In diesem Townsend-Bereich (*Townsend Regime*) steigt der Entladestrom exponentiell mit der Spannung an. Mit steigendem Strom bzw. steigender Stromdichte gewinnt der Einfluss der Raumladung an Bedeutung. Aufgrund der geringen Konzentration an angeregten Atomen und Ionen emittiert die Entladung noch kein Licht.

In Abhängigkeit vom verwendeten Gas beobachtet man bei Erhöhung der von außen angelegten Spannung, dass sich der Widerstand des Gases zwischen den Elektroden ändert. Das Gas geht von dem nichtleitenden in den leitenden Zustand über. Diese Tatsache ist mit einem Rückgang der Brennspannung um einige 100 Volt verbunden. Wird dieser Punkt, die sogenannte Zündspannung (*Break-down Voltage*) erreicht, so geht die Entladung in den Bereich der Glimmentladung über, in dem ausreichend Ladungsträger im Gas erzeugt werden, um sich selbst zu reproduzieren. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von einer selbständigen Entladung, da für jedes Primärelektron mindestens ein Sekundärelektron erzeugt wird. In diesem Zustand sind auch zahlreiche angeregte Atome vorhanden, die zum charakteristischen Leuchten des Plasmas führen. Der Übergangsbereich zwischen Dunkel- und Glimmentladung wird als subnormale Glimmentladung bezeichnet und geht in die normale Glimmentladung mit konstanter Brennspannung über.

Die Brennspannung der Glimmentladung ist konstant über mehrere Größenordnungen des Stroms, der durch die Entladung fließt. Die Entladung bedeckt nach dem Zünden nur einen Teil der Elektrodenfläche, so dass sich die Entladung zur Produktion von weiteren Ladungsträgern auf die gesamte Kathodenfläche ausweiten kann. Die Entladung weist eine räumliche Struktur auf, die von der positiven Raumladung in einem relativ kleinem Volumen vor der Kathode dominiert wird. Die Raumladung wird durch die positiven Ionen verursacht, die sich zur Kathode bewegen und träger im Vergleich zu den Elektronen sind. Dies führt beim Übergang vom Townsend-Bereich zur normalen Glimmentladung zu einer Störung der elektrischen Felder. Das elektrische Feld zwischen den Elektroden wird dadurch stark nichtlinear und ein Großteil der Spannung fällt über einem

sehr kleinen Bereich an der Kathode ab. Diese Schicht wird auch als Kathodenfall bezeichnet. Der größte Teil der Plasmaspannung fällt in diesem Bereich ab, der im wesentlichen die Eigenschaften der Glimmentladung bestimmt. Im Raumbereich zwischen Kathodenfall und Anode bildet sich ein nahezu feldfreier Raum aus, die „positive Säule“. Es zeigt sich, dass dieses Gebiet für die Eigenschaften der Entladung kaum von Bedeutung ist. Die positive Säule ist zur Aufrechterhaltung einer selbständigen Entladung nicht notwendig. Verringert man den Elektrodenabstand, so ändern sich die Eigenschaften des Plasmas erst, wenn der Kathodenfall den Bereich der Anode erreicht. Wird der Abstand geringer als die Länge des Kathodenfalls, so steigt die Betriebsspannung an. Bei sehr geringen Elektrodenabständen erlischt das Plasma, da die Elektronen im elektrischen Feld nicht genügend Energie zur Produktion von Sekundärelektronen. Eine detaillierte Beschreibung der optischen Erscheinung und der einzelnen Schichten der Entladung zwischen den Elektroden findet man in [ENG65, RAI97]. Es muss betont werden, dass der Kathodenbereich maßgeblich für die Erhaltung und Stabilität ist, da in diesem Bereich die Sekundärelektronen Energie zur Ionisation und Anregung gewinnen.

Bei Erhöhung des Stroms bedeckt das Plasma zunehmend die Oberfläche der Kathode. Ist die gesamte Kathodenfläche vom Plasma bedeckt, so steigt bei weiterem Erhöhen des Stromes die Brennspannung an. Diese positive Steigung der U-I-Kennlinie ist charakteristisch für die abnormale Glimmentladung. Wird der Strom weiter gesteigert, so führt die hohe Stromdichte zum Glühen der Kathode und endet im Übergang zur Bogenentladung. Bei steigendem Strom bricht die Plasmaspannung auf einige Volt zusammen. Die Entladung zieht sich auf ein kleines Volumen zusammen. Durch die hohe Leistungsdichte wird sowohl das Gas als auch der Fußpunkt des Bogens auf der Kathode stark erhitzt. Die Eigenschaften und Erzeugungsmechanismen der Ladungsträger der Bogenentladung unterscheiden sich von denen der Glimmentladung.

Die meisten Plasmaeigenschaften hängen stark von der Anzahldichte der Plasmateilchen und ihrer Energie bzw. Temperatur – sofern sie definierbar ist – ab. Um die entsprechenden Zusammenhänge zu untersuchen, werden Plasmaparameter (z.B. Elektronendichte, -temperatur, Gastemperatur, spektrale Lichtemission, etc.) mit verschiedenen Diagnosemethoden gemessen. Die meisten Parameter können nur indirekt bestimmt werden. Wichtig ist jedoch für alle Methoden, dass das angewendete Verfahren zu keiner Störung des zu untersuchenden Plasmas führt. Daher werden vielfach spektroskopische Methoden zur Untersuchung der vom Plasma emittierten, absorbierten bzw. gestreuten elektromagnetischen Strahlung eingesetzt.

2.3.2 Ladungsträgererzeugung im Plasma

Die Ladungsträgererzeugung in einer Gasentladung wird durch die Townsendkoeffizienten α und γ beschrieben. Der 1. Townsendkoeffizient α beschreibt die Anzahl der von einem Elektron entlang der in Richtung des elektrischen Feldes zurückgelegten Wegstrecke im Gas erzeugten Elektronen. Dieser wird auch als Koeffizient der Gasverstärkung bezeichnet. Der Energiegewinn des Elektrons aus dem elektrischen Feld ist ausreichend, um das Gas zu ionisieren. Der 1. Townsendkoeffizient α ist abhängig von der Gasart, der Elektronentemperatur, dem elektrischen Feld und dem Druck. Die α -Koeffizienten für verschiedene Gase müssen experimentell bestimmt werden. Die in der Fachliteratur tabellierten Werte sind zudem nur für einen eingeschränkten Bereich von Parametern (E, p, etc.) gültig.

Die Zahl der an der Kathode emittierten Sekundärelektronen, relativ zur Anzahl der auftreffenden Ionen, erfasst der 2. Townsendkoeffizient γ . Er berücksichtigt auch die von Photonen, Metastabilen und schnellen Neutralteilchen erzeugten Sekundärelektronen, so dass er auch als effektiver Sekundärelektronenemissionskoeffizient bezeichnet wird. γ setzt sich im Detail aus der Summe der vier genannten Einzelprozesse zusammen:

$$\gamma = \gamma_{Neutral} + \gamma_{Photon} + \gamma_{Metastabil} + \gamma_{Ion} \quad (2.13)$$

Im Fall der selbstständigen Entladung muss jedes Primärelektron durch α - und γ -Prozesse reproduziert werden. Die Townsendsche Zündbedingung formuliert diesen Sachverhalt mit folgender Ungleichung:

$$\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) \geq 1 \quad (2.14)$$

Die Abhängigkeit der Zündspannung von makroskopischen Parametern wie Druck, Elektrodenabstand, bei konstantem elektrischen Feld wird durch das Paschen-Gesetz beschrieben:

$$U_{Zünd} = f(p \cdot d) \quad (2.15)$$

Das Produkt aus Druck p und Elektrodenabstand d wird auch als reduzierter Gasdruck bezeichnet. Die empirisch gefundene Paschenkurve beschreibt den Verlauf der Zündspannung für die spezielle Elektrodengeometrie von ausgedehnten parallelen Elektroden. Die Zündspannung in Abhängigkeit des reduzierten Druckes für gebräuchliche Gase ist in Abbildung 3 dargestellt.

Dieses Gesetz ist jedoch nur für homogene Felder bei Niederdruck < 10 hPa gültig. Mit steigendem Druck sind beim Zünden der Entladung oft „Streamer“ – feine Entladungskanäle mit hoher, lokaler Temperatur und anderen Mechanismen der Ladungsträgererzeugung – involviert.

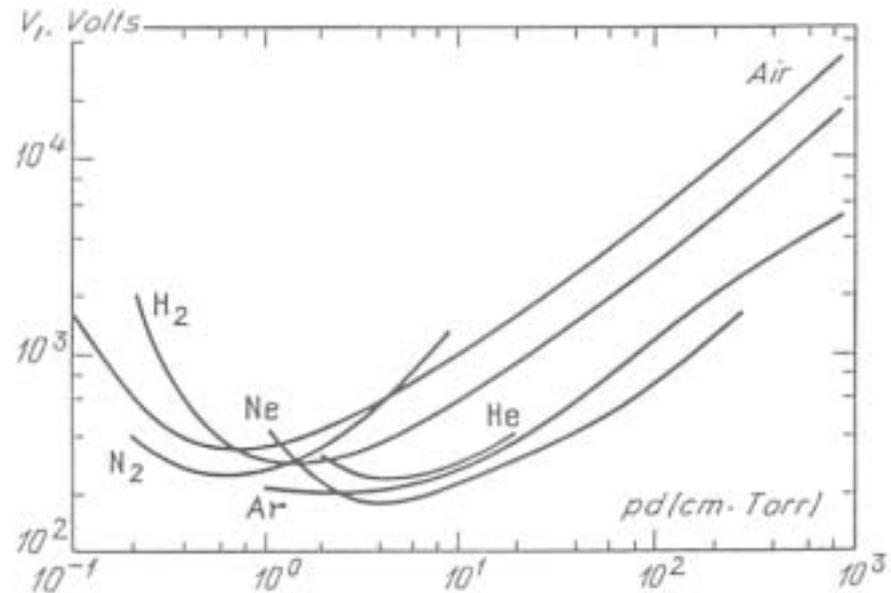


Abbildung 3: Zündspannung $U_{Zünd}$ als Funktion des reduzierten Drucks $p \cdot d$ für verschiedene Gase [RAI97].

Charakteristisch für die Paschen-Kurve ist das Minimum. Es liegt im Bereich von $0,8$ bis 8 cm·Torr ($1,06$ cm·hPa bis $10,6$ cm·hPa) für die verschiedenen Gase. Mit sinkendem reduziertem Gasdruck $p \cdot d$ (linker Ast der Paschen-Kurve), d.h. abnehmenden Elektrodenabstand d bei konstantem Druck p bzw. abnehmenden Druck p bei konstantem Elektrodenabstand d , steigt die Zündspannung stark an. Die mittlere freie Weglänge für inelastische Stöße zwischen Elektronen und Atomen ist in diesem Bereich größer oder gleich dem Elektrodenabstand. Somit nimmt die Stoßwahrscheinlichkeit ab, also sinkt die Anzahl der Wechselwirkungen der Elektronen mit den Gasatomen und damit auch die Produktion an neuen Ladungsträgern. Der Anteil an Elektronen, die an der Anode rekombinieren, nimmt zu. Im rechten Ast der Paschen-Kurve verringert sich dagegen die mittlere freie Weglänge, d.h. die Stoßwahrscheinlichkeit nimmt zu. Jedoch nehmen die Elektronen zwischen zwei Stößen nicht genügend Energie aus dem elektrischen Feld zur Ionisation auf. Die Zündspannung steigt in diesem Bereich näherungsweise linear mit dem reduzierten Druck.

2.3.3 Hohlkathodenentladung

Eine spezielle Variante der klassischen Entladengeometrie – parallele Anordnung zweier ebenen, flächigen Elektroden – stellt die **Hohlkathode** dar. Die Kathode ist bei dieser Anordnung zylindrisch ausgebildet und die Mittelachse der Hohlkathode steht senkrecht auf der flächigen Anode. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4 gezeigt.

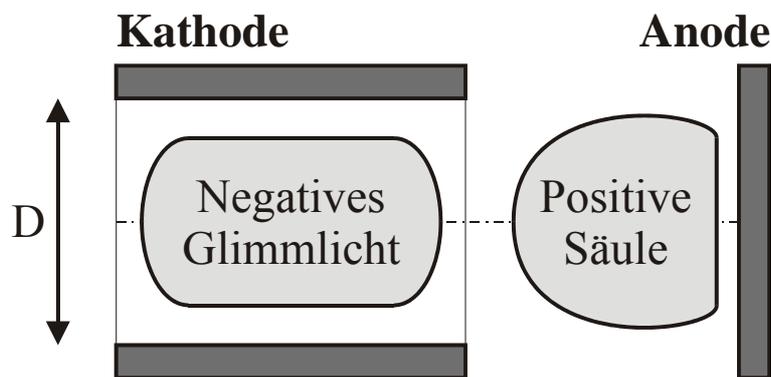


Abbildung 4: Schematischer Aufbau einer zylindrischen Hohlkathode mit Kathodendurchmesser D.

Die Hohlkathodenentladung weist eine vergleichbare Struktur der optischen Erscheinung wie konventionelle Glimmentladungen auf. Durch die Hohlstruktur konzentriert sich das negative Glimmlicht auf der Achse der Hohlkathode. Die Effizienz der Ionisation ist aufgrund der Geometrie im Vergleich zu einer gewöhnlichen Glimmentladung erhöht. Die spezielle Form der Elektrode ermöglicht bei gleicher Spannung eine um einen Faktor $10^2 - 10^3$ höhere Stromdichten, im Vergleich zur ebenen Geometrie. Die verschiedenen Ursachen für die erhöhte Stromdichte werden im folgenden erläutert. Dieser Effekt wird auch als Hohlkathodeneffekt bezeichnet und wurde bereits 1916 von F. Paschen [PAS89] beschrieben.

Die Eigenschaften der Hohlkathodenentladung sind einerseits vom reduzierten Druck $p \cdot D$ abhängig. Andererseits hat die gesamte Geometrie (Länge der Kathode, Abstand Kathode/Anode, etc.) einen großen Einfluss auf die Entladung. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Mechanismen und Eigenschaften des Hohlkathodeneffekts wird im folgenden gegeben:

- **Pendeleffekt:** Elektronen werden aufgrund der Potenzialverhältnisse im Bereich der Kathode beschleunigt/reflektiert und können mehrmals zur Ionisation im Bereich des negativen Glimmlichts beitragen. Dieser Effekt führt zu einer erhöhten Ionisationsrate [HEL72].

- Die Energieverteilung der Elektronen weist im Kathodenbereich lokal einen höheren Anteil an hochenergetischen Elektronen auf [BOR66, GIL78].
- Erhöhte Sekundärelektronenemission: Aufgrund der Geometrie der Hohlkathode wird einerseits die Kathodenfalllänge verkürzt [BAD60] und es treffen Ionen hoher Energie auf die Kathode, die Sekundärelektronen erzeugen. Andererseits sind die Verluste an Neutralteilchen, Metastabilen, Photonen und Ionen durch die Geometrie reduziert [LIT54, STU67].
- Die hohe Plasmadichte begünstigt mehrstufige Prozesse [STU67], was zu einem erhöhten Anteil an gesputtertem Elektrodenmaterial mit niedrigem Ionisationspotenzial im Plasma führt. In Edelgasen tritt zusätzlich Penningionisation zwischen Edelgasatomen und zerstäubten Atomen von der Kathode auf [MUS62, WHI59]. Aufgrund der hohen Stromdichten ist die Zerstäubung der Kathode bei Hohlkathoden höher als bei normalen Glimmentladungen.

Einen ausführlichen Überblick über die einzelnen Effekte der Hohlkathodenentladung wird in [SCH90] gegeben. Das Auftreten von Pendelelektronen ist auf einen begrenzten $p \cdot D$ -Bereich beschränkt. Die Untergrenze ist durch den Verlust der Pendelelektronen definiert, wenn die mittlere freie Weglänge der Elektronen für inelastische Stöße die Abmessungen der Hohlkathode übersteigt. Für Argon ergibt sich ein $p \cdot D$ -Wert von 0,1 hPa·cm. Eine genaue Definition der Obergrenze ist nicht möglich. Sie wird oft darüber definiert, dass der Hohlkathodendurchmesser gleich dem 10fachen der mittleren freien Weglänge ist. Der entsprechende reduzierte Druck $p \cdot D$ liegt im Bereich von etwa 13 hPa·cm.

2.3.4 Ähnlichkeitsgesetz und Skalierung von Entladungen

Ähnlichkeitsgesetze werden bei Gasentladungen in Zusammenhang mit charakteristischen Kenngrößen (Spannung U , Strom I , Abstand d , Druck p , etc.) häufig formuliert und haben eine große Bedeutung zur Beschreibung komplexer Zusammenhänge und dem Vergleich von Plasmen. Die Ähnlichkeit reduziert die Anzahl der freien Parameter der Entladung, da sich Abhängigkeiten mit Hilfe von reduzierten Variablen (z. B. reduzierter Druck $p \cdot d$, reduziertes Feld E/p , etc.) beschreiben lassen. Eine Vielzahl von Messungen und Messwerte für Stoßfrequenzen, Ionisationskoeffizienten, Zündspannungen, etc. können somit in Abhängigkeit von reduzierten Größen dargestellt und zusammengefasst werden. Das in Abschnitt 2.3.2 genannte Paschen-Gesetz beschreibt die Abhängigkeit der Zündspannung als Funktion des reduzierten Drucks $p \cdot d$ bzw. der reduzierten Dichte $n \cdot d$.

Das Ähnlichkeitsgesetz erlaubt es, auf Basis von tabellierten Daten bekannter Gasentladungen, auf das Verhalten geometrisch ähnlicher Entladungen durch Skalierung der Parameter zu schließen. Betrachtet man zwei Entladungen mit Elektrodenabständen d_1 und d_2 ($d_1 < d_2$) so ist die Zündspannung gleich, wenn folgende Bedingungen für den Druck p bzw. die Teilchendichte n gelten:

$$\begin{aligned} p_1 \cdot d_1 &= p_2 \cdot d_2 \\ n_1 \cdot d_1 &= n_2 \cdot d_2 \end{aligned} \tag{2.16}$$

Wird an diese Elektrodenanordnung mit verschiedenen Abständen die gleiche Spannung angelegt, so ergibt sich die Feldstärke gemäß der Gleichung:

$$E = \frac{U}{d}, \tag{2.17}$$

wobei $E_1 > E_2$ ist. Die reduzierte Feldstärke E/p ist jedoch gleich, da der Druck gemäß Gleichung 2.16 skaliert wurde.

3 Überschall-Gasjets

Die speziellen Eigenschaften von Überschall-Gasjets stehen auf dem ersten Blick in keinem direkten Zusammenhang zur Erzeugung von Hochdruckgasentladungen. Die Düsen zur Erzeugung von konventionellen Überschall-Gasstrahlen haben jedoch vergleichbare Abmessungen wie die verwendeten Mikrostrukturen (siehe Abschnitt 4.2.1). Aus der Kombination einer Quelle zur Erzeugung eines nichtthermischen Plasmas und eines Überschall-Gasjets ergeben sich sehr interessante Möglichkeiten. Dies gilt besonders in Bezug auf angeregte, kalte Gastargets mit hoher Dichte und geringer thermischer Bewegung für atomphysikalische Untersuchungen, aber auch als Quelle für sehr definierte reaktive Atomstrahlen für Anwendungen im Bereich der Analytik, Materialmodifikation, etc.

3.1 Grundlagen

Eine relativ einfache Methode zur Reduktion der Targettemperatur stellt die adiabatische² Volumenvergrößerung dar. Das Gas strömt aus einem unter dem Druck (p_0) stehenden Volumen durch eine Öffnung in ein evakuiertes Volumen mit dem Druck p_b . Im Idealfall expandiert das Gas in ein perfektes Vakuum $p_b=0$ Pa in der Expansions-Stufe, so dass die gesamte Enthalpie des Gases, also die thermische Energie $k \cdot T_0$ und die gespeicherte Druckerarbeit $p_0 \cdot V$, in eine gerichtete Bewegung der Gasatome umgewandelt wird. Der erzeugte kalte Gasstrahl wird als Überschall-Gasjet, 'free jet' oder 'supersonic jet' bezeichnet. Der prinzipielle Aufbau mit den benötigten Vakuumstufen und diversen Skimmern ist in Abbildung 5 gezeigt. Der in die Expansionszone ragende erste Skimmer schält einen feinen Atomstrahl aus dessen Zentrum.

Außerdem trennt der Skimmer die Expansions-Stufe und die 1.Stufe, so dass der Druck zwischen den beiden Stufen um mehrere Größenordnungen reduziert werden kann. Durch eine zweite Stufe kann der Druck weiter reduziert werden, so dass eine Diffusion des Gases aus der Expansionsstufe bis in den UHV-Bereich herabgesetzt werden kann. Die Düse stellt in dieser Anordnung eine nahezu punktförmige Quelle dar, so dass der Divergenzwinkel des Gasstrahls ausschließlich durch die Düse- Skimmer-Anordnung und dem Skimmerdurchmesser definiert ist.

² Adiabatische bzw. isentrope Zustandsänderung erfolgt ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung, findet also bei völliger Wärmeisolierung statt ($Q=0$ bzw. $dQ=0$).

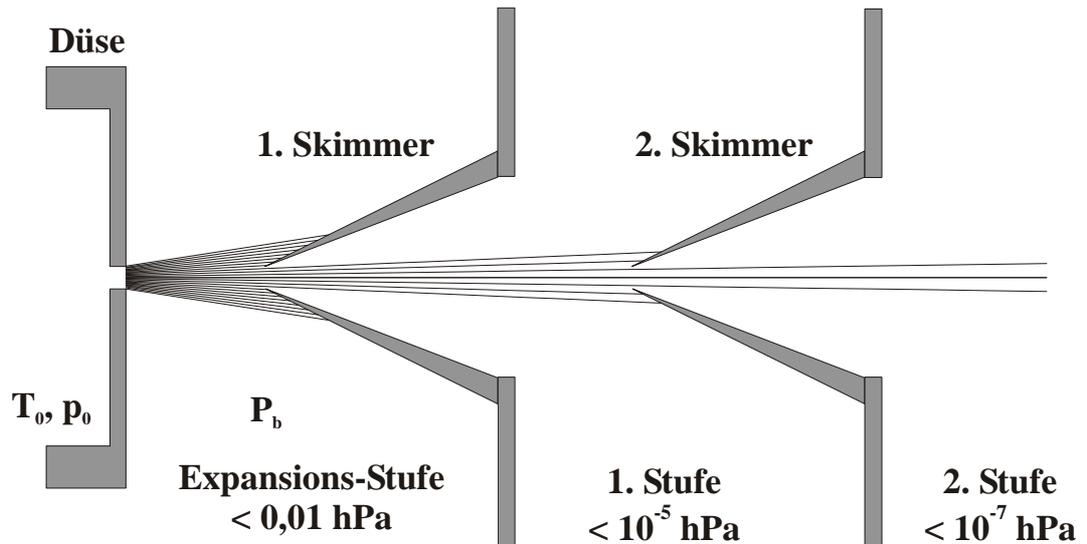


Abbildung 5: Prinzipieller Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung eines Überschall-Gasjets.

Die resultierende Geschwindigkeit der Atome nach der Expansion ergibt sich zu

$$v_{jet} = \sqrt{\left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\right) \frac{2kT_0}{m}}, \quad (3.1)$$

mit $\gamma = c_p/c_v$, wobei c_p , c_v die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck, Volumen ist. Das Verhältnis aus Jetgeschwindigkeit v_{jet} und Relativgeschwindigkeit der Atome untereinander bzw. die mittlere Geschwindigkeit bei der Temperatur T ergibt sich zu:

$$S := \sqrt{\frac{mv_{jet}^2}{2kT}} \quad \text{bzw.} \quad \frac{T_0}{T} = \frac{2}{5} S^2 \quad (3.2)$$

und wird als *speed ratio* bezeichnet. T_0 und T ist die Temperatur des Gases vor und nach der Expansion.

Das *speed ratio* ist sowohl vom Druck p_0 als auch dem Düsendurchmesser d_D abhängig (siehe Abbildung 6). In einem eingeschränkten Gültigkeitsbereich gilt folgende Näherung für eine konstante Temperatur T_0

$$S \propto (p_0 \cdot d_D)^\beta \quad (3.3)$$

mit $\beta = 0,5$ [TOE77].

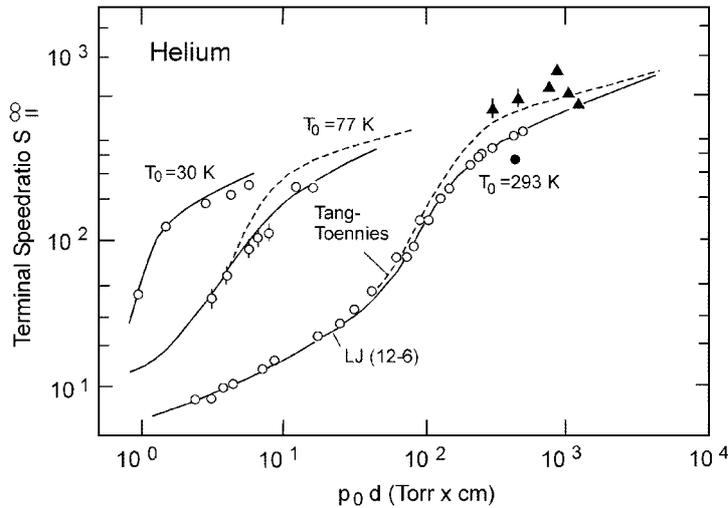


Abbildung 6: Speedratio für He-Überschalljet in Abhängigkeit vom Produkt aus Druck und Düsendurchmesser für verschiedene Temperaturen T_0 , aus [BRU89].

Diese Näherung zeigt sehr deutlich, dass sowohl eine Druckerhöhung als auch die Vergrößerung des Düsendurchmessers zu einer Verringerung der internen Temperatur T des Gasjets führt. Eine Senkung der Gastemperatur T_0 vor der Expansion ist gemäß Gleichung (3.2) mit einer Reduktion der intrinsischen Impulse nach der Expansion verbunden. Die Abhängigkeit des *speed ratios* von der Temperatur ist ebenfalls in Abbildung 6 gezeigt. Die Reduktion der Gastemperatur führt auch zu einer Senkung der 'Offsetgeschwindigkeit' v_{jet} . Das bedeutet, dass die Gasatome einen um den Faktor $\sqrt{T_0^{warm}/T_0^{kalt}}$ niedrigeren Impuls in Richtung der Expansion haben. Im Ruhesystem des beschleunigenden Gasjets wird die Geschwindigkeitsverteilung extrem schmal. Die Geschwindigkeitsverteilung vor und nach der Expansion ist in Abbildung 7 anhand eines Flugzeitspektrums, das die Geschwindigkeitsverteilung der Gasatome wiedergibt, dargestellt.

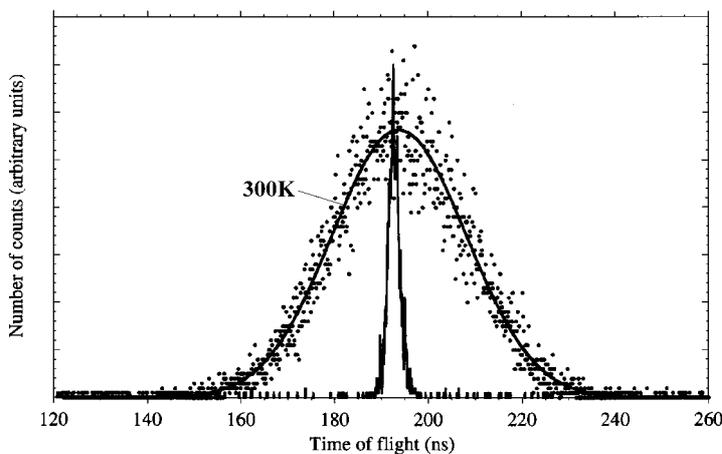


Abbildung 7: Gemessene Flugzeit- bzw. Geschwindigkeitsverteilung vor und nach der Expansion [JAR93].

Der totale Gasfluss ist proportional zu $p_0 \cdot d_D^2$. Das Ziel ist im allgemeinen, die innere Temperatur T zu minimieren, wobei dies unter der Nebenbedingung zu erfolgen hat, dass der Druck in der Expansionskammer nicht beliebig gesteigert werden kann. Für einen experimentellen Aufbau bedeutet dies, dass bei gegebener Pumpleistung eine möglichst kleine Düsenöffnung verwendet werden muss, um hohe Vordrücke zu erreichen.

Der freie Überschall-Gasjet weist eine komplexe Struktur auf, wie sie in Abbildung 8 gezeigt ist. In der wechselwirkungsfreien Zone (*zone of silence*) finden keine Stöße der Atome untereinander statt, so dass die interne Temperatur des Strahls verschwindet ($T=0$ K). Die freie Weglänge der Atome ist in der Expansionszone im Idealfall für $p_0 = 0$ Pa unendlich.

Unter realen Bedingungen beeinflussen die bei einem Hintergrunddruck $p_b > 0$ Pa vorhandenen Teilchen in der Expansionskammer sowohl die Struktur als auch die relative Geschwindigkeitsverteilung, d.h. die interne Temperatur der Atome in der Expansion.

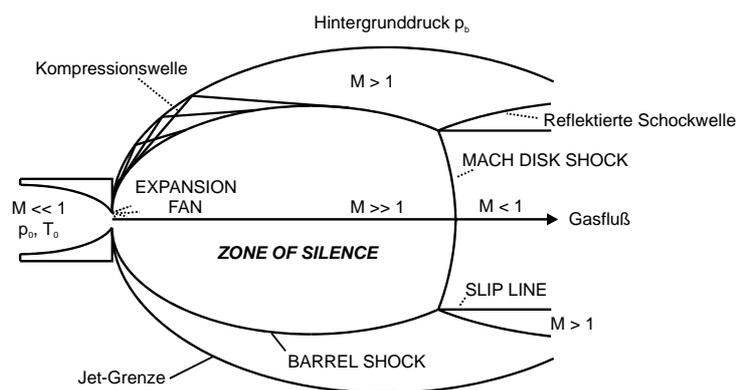


Abbildung 8: Schematische Darstellung der freien Überschallexpansion, nach [MIL88]

Der Hintergrunddruck muss in der Expansions-Stufe so niedrig sein, dass die Expansion nicht durch Wechselwirkungen mit dem Restgas zerstört wird. Das Gas hat auf der Hochdruckseite eine vernachlässigbar kleine Geschwindigkeit. Dieser Zustand wird auch als Stagnationszustand (p_0, T_0) bezeichnet. Die vorhandene Druckdifferenz beschleunigt das Gas in der Düse, so dass es am Düsenaustritt maximal Schallgeschwindigkeit erreichen kann. Die Bedingung für die adiabatische Abkühlung ist, dass das Druckverhältnis von Vordruck zu Hintergrunddruck p_0/p_b den kritischen Wert von

$$G = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right)} \quad (3.4)$$

überschreitet ($\gamma = c_p/c_v$)³. Der kritische Wert liegt für alle Gase bei ca. 2.1, d.h. bei einem Vordruck p_0 von 1000 hPa ist diese Bedingung für einen Hintergrunddruck $p_b < 450$ hPa erfüllt. Ist das Druckverhältnis geringer als der kritische Wert G , so ist der Fluss am Düsenausgang langsamer als die lokale Schallgeschwindigkeit, der Druck ist gleich dem Hintergrunddruck und es tritt keine weitere Beschleunigung auf.

Wird der kritische Wert erreicht, so ist am Düsenausgang die Machzahl $M=1$. Die Eigenschaften der Expansion und der Druck am Düsenausgang sind unabhängig vom Hintergrunddruck p_b . Übersteigt der Druck am Düsenausgang den Hintergrunddruck, so spricht man von einem ‚underexpanded Gas‘. Durch die weitere Expansion versucht das ausströmende Gas sich den Druckverhältnissen anzupassen.

Dieser Überschallstrahl hat zwei wesentliche Eigenschaften, die diese Expansion interessant machen. Einerseits steigt mit zunehmender Strahlfläche des aus der Düse austretenden Gases die Geschwindigkeit bzw. die Machzahl bei der Expansion nach der Düse an, so dass die Machzahl in diesem Bereich größer als Eins wird. Andererseits kann der Strahl nicht die Umgebungsbedingungen spüren, da die Information mit Schallgeschwindigkeit propagiert, hingegen der Gasfluss sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegt. Dies führt zu komplexen Prozessen innerhalb des Strahls, so dass große Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsgradienten auftreten. Eine detaillierte Beschreibung der Überschallexpansion wird in [MIL88] gegeben, die innere Struktur mit den verschiedenen Bereichen ist in Abbildung 8 dargestellt.

Die Position der Mach-Disk bzw. die Ausdehnung der *zone of silence* in Flussrichtung ist unabhängig vom Adiabatenkoeffizient γ und gegeben durch

$$\left(\frac{x_m}{d}\right) = \frac{2}{3} \left(\frac{p_0}{p_b}\right)^{1/2}, \quad (3.5)$$

wobei der Abstand in Düsendurchmessern d gemessen wird. Das Innere der Überschallexpansion ist isotrop und die Eigenschaften sind unabhängig vom Hintergrunddruck p_b , da der Strahl in diesem Bereich keine Kenntnis von Rahmenbedingungen hat. Daher wird dieser Bereich auch als *zone of silence*

³ Für ideale Gase ist γ gleich dem Isentropen- oder Adiabatenkoeffizienten χ .

bezeichnet. Der Skimmer muss so angeordnet sein, dass er in diese Region der Expansion ragt und einen kalten Strahl extrahiert.

4 Erzeugung von Hochdruckentladungen

Die in den vorangegangenen Kapiteln dargestellten Grundlagen zur Gasentladung und zur adiabatischen Expansion bilden die physikalische Basis für die Untersuchung von Hochdruckgasentladungen mit Gasfluss. In diesem Kapitel werden zunächst exemplarisch drei konventionelle Verfahren zur Erzeugung von schwach ionisierten Plasmen bei hohem Druck vorgestellt. Der Einsatz von mikrostrukturierten Elektroden stellt eine neue Möglichkeit zur Erzeugung stabiler homogener Gasentladung dar. Auf diese Weise lassen sich kontrollierte selbstständige Entladungen mit Betriebsspannungen kleiner 1000 V erzeugen.

4.1 Konventionelle Niedertemperaturentladungen bei Atmosphärendruck

Die Bedeutung von Niedertemperaturplasmen für die verschiedensten Anwendungen, aufgrund der vorhandenen energiereichen Elektronen und der im Vergleich dazu geringen Temperatur des Gases, wurde bereits mehrfach erwähnt (Abschnitt 2.3). Hochdruckentladungen haben ebenfalls eine hohe Dichte an aktiven Bestandteilen, die sie für eine Vielzahl von Anwendungen im Bereich der Oberflächenbehandlung, der Abgasreinigung, der Massenspektrometrie und als Lichtquellen sehr interessant machen. Aufgrund dieses verstärkten Interesses werden intensive Untersuchungen an Corona-Entladungen (DC und gepulst) [Gol 78], Barriere-Entladungen [OKA93, KOG97], Mikro-Hohlkathoden-Entladungen [FRA97] Hochfrequenz-Entladungen [MIL99, BIL00] durchgeführt. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über Methoden zur Erzeugung von Entladungen bei Atmosphärendruck gegeben werden.

4.1.1 Barriereentladung

Die klassische **Barriereentladung** (*dielectric-barrier discharge*) zeichnet sich durch eine Vielzahl von unabhängigen Mikroentladungen im Volumen aus, wobei sich zwischen den beiden Elektroden ein Dielektrikum befindet. Die verschiedenen Ausführungsformen unterscheiden sich hinsichtlich der Elektroden- und Dielektrikumsanordnung (Abbildung 9). Der klassische Aufbau besteht aus zwei parallel angeordneten Plattenelektroden im Abstand von 100 μm bis zu einigen Millimetern, von denen mindestens eine Elektrode mit einem Dielektrikum bedeckt ist. Eine umfassende Darstellung zur Barriereentladung geben die Referenzen CON00, GIB00 und KOG97.

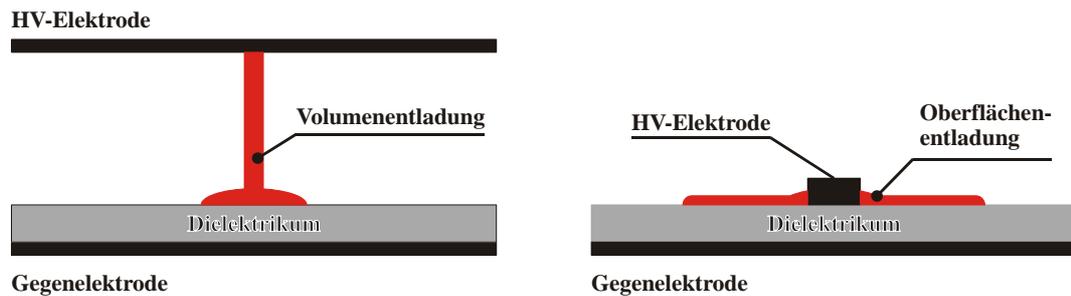


Abbildung 9: Verschiedene Elektrodenanordnungen der Barriereentladung: Volumenentladung (links) und Oberflächenentladung (rechts)

In dem mit Gas gefüllten Volumen zwischen den Elektroden werden beim Anlegen einer Wechselspannung eine Vielzahl von einzelnen Mikroentladungen erzeugt. Das Dielektrikum zwischen den Elektroden verhindert die Ausbildung einer Bogenentladung, da nur ein begrenzter Verschiebestrom fließen kann. Zum Betrieb der Barriereentladung werden bei Atmosphärendruck Spannungen von einigen 100 kV benötigt. Typischerweise werden Frequenzen im Bereich von 500 Hz bis 500 kHz eingesetzt.

Die unabhängigen, filamentären Entladungen, aus denen sich eine Barriereentladung zusammensetzt, sind räumlich und zeitlich zufällig im Volumen verteilt. Die Dauer dieser Mikroentladungen liegt im Bereich von 1-100 ns, so dass es nur zu einer geringen Erwärmung des Gases kommt. Die Eigenschaften dieser schwach ionisierten, filamentären Mikroplasmen sind vergleichbar mit transienten Hochdruck-Glimmentladungen.

Die mittlere Elektronenenergie liegt zwischen 1 und 10 eV, es liegen Elektrodendichten zwischen 10^{14} bis 10^{15} cm^{-3} und ein Ionisationsgrad von ca. 10^{-4} vor. Zu den vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten gehören die Oberflächenbehandlung, Abgasnachbehandlung, plasmachemische Umsetzungen, Ozon-Erzeugung, Excimer UV-Strahlung etc. [KOG97].

4.1.2 Koronaentladung

Ein weiterer Entladungstyp ist die **Koronaentladung** [JAN92], die sich im Bereich starker inhomogener elektrischer Felder an spitzen Elektroden ausbildet. Auch in diesem Fall gibt es verschiedene Ausführungsformen. Eine typische Anordnung zur Erzeugung von Koronaentladungen besteht aus einer spitzen Nadelelektrode, die senkrecht zu einer zweiten flächigen Elektrode angeordnet ist (*point-to-plane*). In einer anderen Ausführungsvariante werden die hohen Feldstärken in der Umgebung von dünnen Drähten zur Erzeugung von Koronaentladungen verwendet. Dieser dünne Draht wird axial in einer Zylinderelektrode mit großem Durchmesser angeordnet.

Je nach Polung des Drahtes (positiv/negativ) unterscheidet man zwischen positiver und negativer Korona. Im Gegensatz zur Glimm- und Bogenentladung tragen bei der Koronaentladung jeweils nur negative bzw. positive Ladungsträger zum Entladestrom bei. Im Fall der negativen Korona bewegen sich die im hohen Feld, in nächster Nähe zu den Drahtelektroden, erzeugten Elektroden in Richtung der positiven Zylinderelektrode. Auf dem Weg zur Anode lagern sich diese teilweise an Atome im Volumen an und bilden negative Ionen, die in die gleiche Richtung wie die Elektronen driften.

Bei der positiven Korona werden die im Volumen vorhandenen negativen Ladungsträger – erzeugt durch Photoionisation oder natürliche Radioaktivität – in Richtung Drahtelektrode beschleunigt. Die Ionisationsprozesse in der Nähe des Drahtes führen, aufgrund der hohen Feldstärken, zu einer exponentiellen Ladungsträgervermehrung, die auch als Ladungslawine bezeichnet wird. Die der Elektronenbewegung entgegengesetzte Bewegung der positiven Ionen wird stark durch Wechselwirkungen mit dem Neutralgas gehemmt und die Zahl der erzeugten Sekundärelektronen an der Kathode ist sehr gering. Somit liefern die Ionen nur einen kleinen Beitrag zum Entladestrom.

Der Betrieb mit Wechselspannung hat einen großen Einfluss auf die Transportvorgänge. Die fortwährende Änderung der Polarität der Drahtelektrode führt zur Mischung der Erscheinungen der positiven und negativen Korona.

Typische Betriebsparameter für Koronaentladungen sind Feldstärken von $> 40 \text{ kV/cm}$ und Entladeströme von einigen μA bis mA . Im Betrieb bei Atmosphärendruck weist die Koronaentladung einen filamentären Charakter auf. Die Haupteinsatzgebiete liegen im Bereich der Staubabscheidung aus Abgasen. Des Weiteren wird die Koronaentladung auch bei der Ozon-Synthese verwendet.

4.1.3 Hohlkathodenentladungen bei hohem Druck

Bereits 1959 entdeckte A.D. White, dass der Arbeitsbereich von Hohlkathodenentladungen zu hohem Arbeitsdruck erweitert werden kann, indem die Abmessungen klassischer Hohlkathodengeometrien (Abschnitt 2.3.3) entsprechend des gewünschten Drucks skaliert werden [WHI59]. Wird das Produkt aus Gasdruck p und Kathodendurchmesser d bzw. Entladestrom I konstant gehalten, so zeigt die Geometrie im Hochdruckbetrieb, mit Abmessungen im Submillimeter Bereich, ähnliche Eigenschaften wie klassische Hohlkathodengeometrien. Ausgehend von den beiden Ähnlichkeitsbeziehungen kann durch Verkleinerung der Abmessungen eine stabile Entladung bei hohem Druck (1000 hPa), unter Beibehaltung der charakteristischen Eigenschaften der klassischen Hohlkathodenentladung, erzeugt werden.

Wie man in Abbildung 10 sieht, hat sich die Elektrodengeometrie im Laufe der Entwicklung stark vereinfacht, speziell der Kathodenhinterraum [SCH96, SCH97]. Untersuchungen haben ergeben, dass auf diesen Kathodenhinterraum im Hochdruckbetrieb komplett verzichtet werden kann.

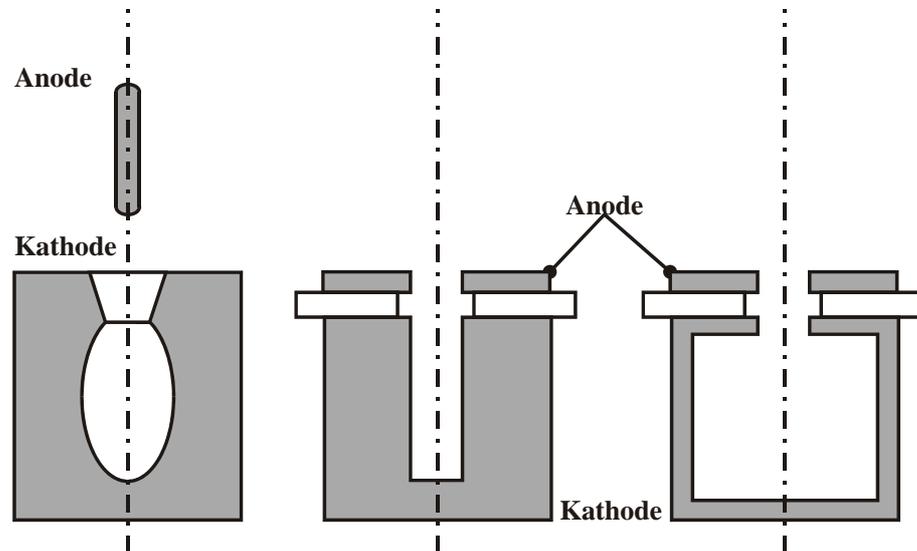


Abbildung 10: Entwicklung der Hohlkathodengeometrie zur Erzeugung von Entladungen bei hohem Druck.

**Links: Ursprüngliche Hohlkathodenanordnung,
Mitte+rechts: Optimierte Anordnungen für den Hochdruckbetrieb.**

Das Ergebnis dieser Entwicklung ist ein mehrlagiges System, bestehend aus zwei dünnen Elektroden (100–500 μm), die durch einen Isolator (100–500 μm) getrennt sind. Die Bohrung und die Kathodenfläche bilden bei dieser Ausführung die Hohlkathode. Das Anwendungspotenzial dieser Hochdruckentladung wurde Mitte der 90er Jahre von Schoenbach erkannt [SCH96, SCH97]. In diesem Zusammenhang wurde auch der Begriff Mikrohohlkathodenentladung geprägt.

4.2 Skalierung der Elektrodengeometrie

Die Verwendung der klassischen Geometrie mit ihren makroskopischen Abmessungen, wie sie in Abbildung 1 gezeigt ist, ist zur Erzeugung von Gasentladungen bei hohem Druck (1000 hPa) nicht möglich, da im Betrieb Instabilitäten auftreten. Z. B. führen Ionisationsinstabilitäten zu einem rapiden Anstieg der Elektronendichte [VOI77] und somit zur Erhöhung der elektrischen Feldstärke in der Nähe der Kathode. Die hohe Leistungsdichte in diesem Bereich bewirkt eine Kontraktion der Entladung. Die lokale thermische Aufheizung des Plasmas hat vor allem bei hohem Gasdruck einen großen Effekt, der zur Destabilisierung des Plasmas führt. Es bildet sich ein Plasmakanal aus, der auch als Filament bezeichnet wird. Dieses weist eine höhere Leitfähigkeit als das umgebende Plasma auf, mit der Folge, dass die Temperatur lokal ansteigt und die Teilchendichte abnimmt, wodurch sich die Elektronentemperatur, die Ionisationsrate und die Elektronendichte weiter erhöhen. Dieser sich selbstverstärkende Prozess führt letztendlich zum Übergang in die Bogenentladung. Die bevorzugt bei großvolumigen Glimmentladungen und hohem Druck auftretenden Instabilitäten, speziell im Bereich der Kathode, lassen den Betrieb einer stabilen Glimmentladung nicht zu. Das Ziel ist somit diese Instabilitäten gezielt zu unterdrücken.

Zur Erzeugung von Nichtgleichgewichtsplasmen bei hohem Druck (>500 hPa) mit Gleichspannung nutzt man nun aus, dass verschiedene Geometrien ähnliche Eigenschaften aufweisen, sofern das Produkt aus Druck p und Abstand d konstant gehalten wird. Unter Verwendung der Ähnlichkeitsgesetze erfolgt die Skalierung der Entladungsparameter von Niederdruckglimmentladungen, die gewöhnlich im Druckbereich von 10^{-2} bis 10 hPa mit Gleichstrom betrieben werden. Damit zur Erzeugung der Plasmen möglichst geringe Spannungen (<1000 V) nötig sind ist es sinnvoll, im Bereich des Paschen-Minimums zu arbeiten, da dort die Zündspannung minimal ist. Durch die Skalierung der Abmessungen ist jedoch nicht automatisch das Auftreten von Filamenten unterdrückt. Zur Erzeugung kontinuierlicher und stabiler Hochdruckentladungen benötigt man entweder spezielle entkoppelte Geometrien oder man betreibt die Entladung gepulst.

Wie man der in Abbildung 3 dargestellten Paschen-Kurve entnehmen kann, liegt das Minimum für verschiedene Gase im Bereich von 1 bis 10 hPa·cm. Wird der Elektrodenabstand gemäß Gleichung **2.16** für diesen p - d -Bereich skaliert, so ergeben sich für einen Arbeitsdruck von $p_2 = 1000$ hPa Abstände d_2 zwischen 10 μm und 100 μm . In Abbildung 11 ist die Abhängigkeit von Druck p und Elektrodenabstand d exemplarisch für eine Glimmentladung für verschiedene p - d -Werte dargestellt.

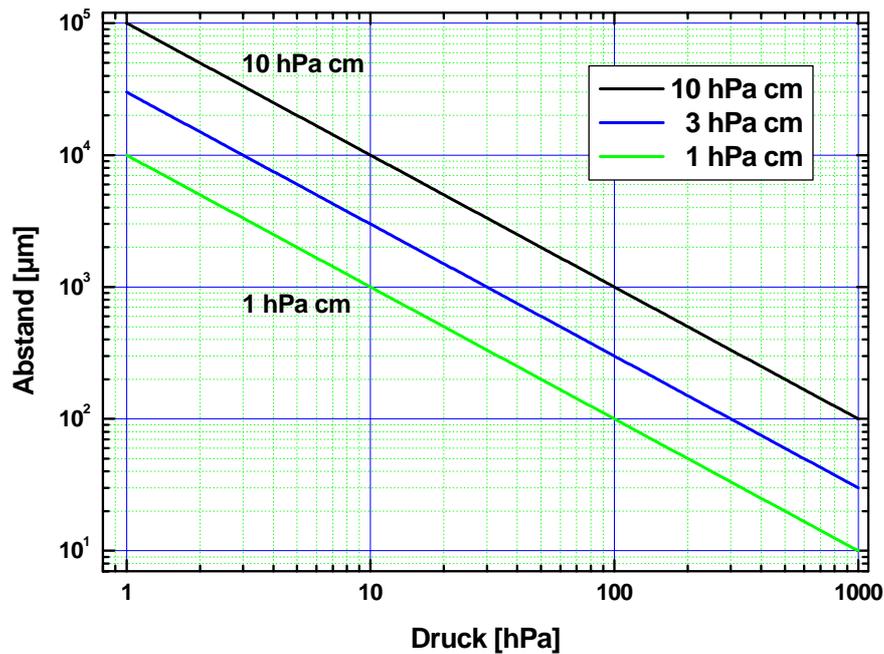


Abbildung 11: Abhängigkeit des Elektrodenabstands vom Druck für eine Glimmentladung bei verschiedenen $p \cdot d$ -Werten.

Die Ähnlichkeitsgesetze dürfen jedoch nur unter der Annahme verwendet werden, dass nur solche Prozesse in der Entladung ablaufen, die eine lineare Abhängigkeit von der Gas-, Elektronen-, Ionendichte, etc. aufweisen. Treten Prozesse auf, die mit einer höheren Potenz von der Dichte abhängen, wie z. B. die Rekombination, so können die Ähnlichkeitsgesetze nicht mehr angewendet werden [WIE76].

4.2.1 Mikrostrukturierte Elektroden (MSE)

Wie die Überlegungen im vorangegangenen Abschnitt gezeigt haben, liegen die Abmessungen der Strukturen zur Erzeugung von Glimmentladungen bei hohem Druck im Mikrometerbereich. Für die Herstellung entsprechender Strukturen sind die hochentwickelten Fertigungsmethoden im Bereich der Mikromechanik, die bereits in anderen Anwendungsgebieten (Optik, Sensorik, Aktuatorik, Elektronik, Fluidik etc.) verwendet werden, von großer Bedeutung.

In der Analytik werden mit Wechselspannung beschaltete Mikrostreifenstrukturen zur dielektrophoretischen Trennung von Makromolekülen und Partikeln mit Abmessungen im Mikrometerbereich eingesetzt [GRE98, GRE00, SUE98]. Bei dieser Anwendung wird jedoch kein Plasma erzeugt, entscheidend ist die Kombination von elektrischen Feldern und Fluidik zur Trennung der Moleküle.

Mikrostreifenstrukturen in koplanarer Anordnung seien an dieser Stelle exemplarisch für den kommerziellen Einsatz von mikrostrukturierten Elektroden zur Erzeugung von Plasmen genannt. Die einzelnen Elektroden sind in einer Ebene angeordnet. Die Streifenstrukturen sind auf Lichtemission optimiert und für einen sehr engen Arbeitsbereich in bezug auf Druck, Leistung, etc. ausgelegt. In Verbindung mit einer elektronischen Ansteuerung werden diese Strukturen für großflächige Flachbildschirme verwendet.

Ein weiteres Anwendungsgebiet der Streifenstrukturen ist der Nachweis von Teilchen in der Atom- und Kernphysik. Dabei werden Mikrostreifenstrukturen in ortsempfindlichen Gasetektoren, die auch unter der englischen Bezeichnung *micro strip gas chamber (MSGC)* bekannt sind, verwendet. Der Nachweis der Primärladung erfolgt durch Verstärkung der Ladungsträger in Verbindung mit einer ortsempfindlichen Messung (siehe Abbildung 12). Die Verstärkung der primären Ladungsträger erfolgt mit Hilfe von Townsend-Prozessen im elektrischen Feld zwischen den Streifenelektroden. Auf diese Weise lassen sich messbare Ströme erzeugen. Die angelegte Spannung beträgt einige kV bei einem Gasdruck von bis zu einigen MPa. Die ersten Mikrostreifenstrukturen wurden 1986 von Anton Oed am Institut Laue-Langevin in Grenoble/Frankreich mit photolithographischen Methoden hergestellt [OED88]. Diese Detektoren haben eine höhere Energie- und Ortsauflösung sowie Zählrate als Standarddetektoren wie z. B. Vieldrahtproportionalzähler (engl.: *multi wire proportional chamber MWPC*).

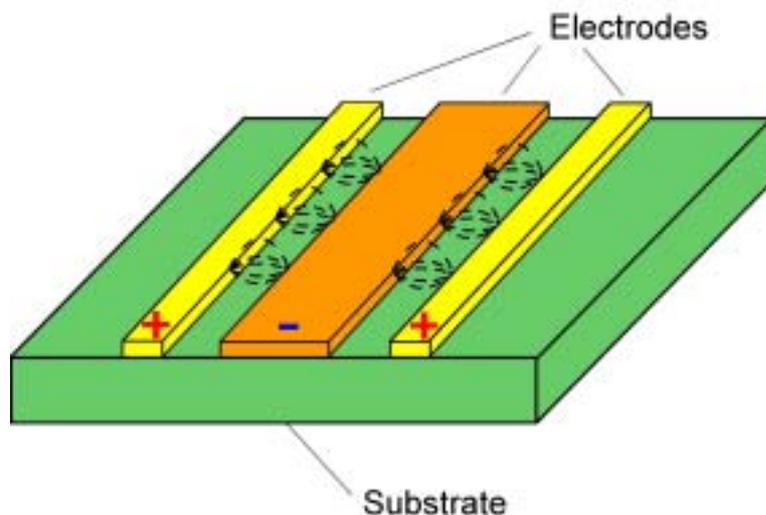


Abbildung 12: Schematischer Aufbau einer Micro Strip Gas Chamber zum Nachweis von Teilchen in der Atom- und Kernphysik

Überschläge und plasmachemische Umsetzungen im Gas, die beim Betrieb eines Detektors unerwünscht sind, gaben den Anstoß für umfangreiche Untersuchungen zur Erzeugung von Plasmen mit Mikrostrukturen. Im Gegensatz zur ursprünglichen Anwendung ist hierbei das Ziel, die Ladungsträgerverstärkung über den Townsend- Bereich hinaus zu erhöhen, so dass eine stabile, kontrollierte Entladung erzeugt werden kann. Einerseits galt es eine geeignete Geometrie zur Erzeugung von Entladungen bei hohem Druck zu entwickeln. Andererseits lag der Schwerpunkt auf plasmatechnischen Anwendungen und plasmainduzierten chemischen Umsetzungen.

4.2.2 Planare Mikrostrukturen zur Plasmaerzeugung

Die zu Beginn verwendeten flächigen Mikro-Struktur-Elektroden (2D-MSE) bestehen aus kammförmigen Metallelektroden, die ineinander greifen und auf einem Glasträger aufgebracht sind (Abbildung 13). Diese Geometrie wird in der Atom- und Kernphysik zum Nachweis ionisierender Strahlung eingesetzt, wo diese Detektortechnik ausführlich untersucht wurde [BAG96]. Die Elektroden haben Abmessungen im Mikrometerbereich und einen Abstand von typischerweise 300 μm .

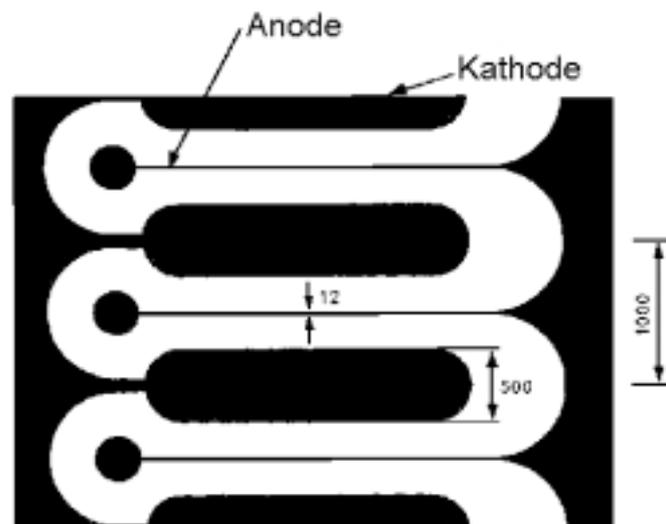


Abbildung 13: Layout einer für Detektorenbau optimierten planaren 2D-MSE. Abmessungen in μm . (Design von A. Oed, ILL Grenoble, [OED88])

Im Betrieb mit Gleichspannung (DC) kann mit diesen Strukturen bis zu einem maximalen Gasdruck von 100 hPa ein flächiges, homogenes Plasma erzeugt werden [SPI97, GER96]. Mit steigendem Druck zieht sich das Plasma auf ein kleines Volumen zusammen und brennt nicht mehr flächig. Hierfür gibt es zwei Ursachen: einerseits kommt es an scharfen Elektrodenkanten zur lokalen Feldüberhöhung, die zu Überschlägen führt.

Diese begünstigen die Ausbildung von Entladungen, die sich auf ein kleines Volumen konzentrieren. Durch Optimierung der Feldverteilung an den kritischen Stellen, besonders an den Elektrodenenden, kann dies verhindert werden. In Abbildung 13 sieht man die optimierte Geometrie mit verrundeten Elektrodenenden und größeren Abständen an den kritischen Stellen.

Andererseits sind die Elektroden über die Zuleitung elektrisch gekoppelt, so dass beim lokalen Zünden der Entladung die Spannung an allen Elektroden zusammenbricht und sich keine flächige Entladung ausbilden kann. Die Kopplung der Struktur stellt für den DC-Betrieb somit ein grundsätzliches Problem für die Erzeugung von flächigen Plasmen mit der 2D-MSE bei hohem Druck dar. Mit diesem ersten Typ der 2D-MSE lässt sich mit Gleichspannung keine homogene, flächige Entladung bei einem Druck > 100 hPa erzeugen. Diese Beschränkung kann jedoch sehr leicht durch den Betrieb mit gepulster Gleichspannung oder hochfrequenter Wechselspannung überwunden werden. Die entsprechenden Untersuchungen, mit verschiedenen Geometrien im HF-Betrieb, wurden in Kooperation mit der TU Braunschweig durchgeführt und sind nicht Gegenstand dieser Arbeit [GES01, SCH01].

4.3 Porenförmige (3D) Mikrostrukturen zur Plasmaerzeugung

Unter Berücksichtigung der Ergebnisse mit planaren Strukturen wurden in Frankfurt Untersuchungen an dreidimensionalen mikrostrukturierten Elektroden durchgeführt. Zur Erzeugung von flächigen homogenen Entladungen wurden Elektrodenarrays verwendet, die sich aus einer Vielzahl von Einzelementen zusammensetzen. Ein solches Element besteht aus einer Pore, die in ein Mehrschichtsystem eingebracht ist. Diese Ausführungsform wird auch als dreidimensionale (3D-) MSE bezeichnet. Sie erfüllt die Anforderungen zur Erzeugung von Gasentladungen in einem weiten Druckbereich bis zu einigen 1000 hPa [BRA98]. Die einzelnen Entladungen werden auch hier gemeinsam über die flächigen Elektroden versorgt. In jeder einzelnen Pore kann eine Mikroentladung betrieben werden. Die elektrische Entkopplung der einzelnen Entladungen ist bei dieser Geometrie durch integrierte Bauteile an jeder Pore möglich. Eine passive Entkopplung wurde durch ohmsche Widerstände erreicht. Zur Untersuchung der Eigenschaften dieser Hochdruckentladung wurden Substrate mit einzelnen Poren genutzt. Im Gegensatz zu den planaren Anordnungen bieten sie die Möglichkeit, gezielt das gesamte Gas durch die Pore strömen zu lassen.

Die Idee zur Erzeugung von Entladungen mit porenförmigen Strukturen basiert ebenfalls auf den beschriebenen Ähnlichkeitsgesetzen. Die Verkleinerung der Geometrie führt zu einer Mehrschichtstruktur, bestehend aus zwei Elektroden, die durch einen Isolator getrennt sind. In dieses Material werden Mikroporen eingebracht (Abbildung 14). Die Elektroden- und Porenabmessungen liegen im Mikrometerbereich und können an die jeweiligen Anforderungen der Anwendung angepasst werden. Die Anordnung der Poren auf dem Grundmaterial ist beliebig.

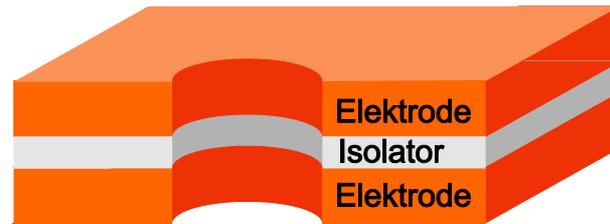


Abbildung 14: Schematische Darstellung des Mehrschichtsystems einer 3D-MSE.

4.3.1 Geometrie und Herstellung der 3D-MSE

Das Ausgangsmaterial ist ein Mehrschichtsystem mit 130 bis 650 μm Dicke kann mit einzelnen durchgängigen Poren oder mit einer großen Anzahl von Poren in beliebiger Anordnung versehen werden, wobei der Porendurchmesser zwischen 50 und 400 μm variiert werden kann. Die hohe Präzision und die Reproduzierbarkeit der Mikromechanik/-technologie erlauben es, großflächige Strukturen mit bis zu 1.000 Poren/ cm^2 herzustellen.

Mit diesen neuen Strukturen können stabile Gasentladungen mit hohen Leistungsdichten bei hohem Druck erzeugt werden [BRA00]. Jede einzelne Mikropore stellt einen Mikroreaktor dar, in dem eine Gasentladung brennt. Ein großflächiges Modul kann durch Integration vieler Mikroporen erzeugt werden.

Im Laufe der Entwicklung wurden verschiedene Mehrschichtsysteme mit unterschiedlichen Isolator- und Elektrodenmaterialien untersucht. Eine Zusammenstellung der verwendeten Mehrschichtsysteme wird in Tabelle 1 gegeben.

Das Verfahren zum Einbringen der Löcher muss an das jeweilige Schichtsystem angepasst werden, so dass optimale Resultate bezüglich Geometrie und Qualität der Bohrungen erreicht werden. Die Bearbeitung der Strukturen auf Keramikbasis erfolgte sowohl mit verschiedenen Lasersystemen als auch mit speziellen Bohrtechniken.

Nr.	Isolator	Isolatorstärke	Elektroden	Elektrodenstärke	Lochdurchmesser	Bearbeitung
1	Glas	350 μm	Al, Cr, CrPt	< 1 μm	100 – 500 μm	Ätzen und Metallisierung
2	Kapton	50 μm	Cu	15 – 150 μm	70 – 400 μm	Ätzen und Nachverstärkung
3	Keramik	250 μm	Cu	< 1 μm	100 – 350 μm	CW-Laser
4	Keramik	100 μm	Pt	25 μm	120 μm	Mech. Bohren
5	Keramik	250 μm	Cu mit Ni	200 μm	50 – 190 μm	fs-Laser
6	Keramik	100 μm	W	25 μm	50 – 150 μm	fs-Laser

Tabelle 1: Untersuchte Mehrschichtsysteme mit charakteristischen Parametern der 3D-MSE

Die ersten Untersuchungen an porenförmigen Strukturen basierten auf einem Metall-Glas-System. Eine 350 μm dicke photosensitive Glasfolie (Foturan®, Schott [FOT02]) wurde durch nasschemisches Ätzen mit Poren versehen und nachträglich beidseitig mit Al, Cr bzw. Cr-Pt metallisiert. Dieses spezielle Glas hat gute elektrische Eigenschaften. Die elektrische Leitfähigkeit beträgt $8 \cdot 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ (20°C) bzw. $1,3 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ (200°C). Die Wärmeleitfähigkeit ist mit 1,35 W/mK gering, jedoch typisch für Glas bzw. Glaskeramik [FOT02]. Aufgrund der geringen mechanischen Stabilität ist die Stärke des Glassubstrates auf mindestens 300 μm beschränkt.

Die gewünschten Strukturen werden photolithographisch auf das Glas übertragen und anschließend durch eine Wärmebehandlung aktiviert. Die Wahl dieses Glassubstrates ist durch das verwendete Ätzverfahren zur Strukturierung bestimmt. Die Ätzgeschwindigkeit der aktivierten Bereiche ist 20mal größer im Vergleich zu unbehandelten Bereichen. Die Durchmesser der Poren liegen zwischen 100 und 500 μm . Dabei wird die untere Grenze des Porendurchmessers durch die anisotrope Ätzgeschwindigkeit des Glases bei gegebener Dicke bestimmt. Dieses photolithographische Verfahren erlaubt es, beliebige Strukturen mit verschiedenen Porenabständen und -formen und unterschiedlicher Porenzahl herzustellen (Abbildung 15). Die Untersuchungen haben ergeben, dass die Form der Poren keinen Einfluss auf den Zündprozess und das Brennverhalten hat [SPI98]. Ein wichtiger Parameter der Entladung ist jedoch das Verhältnis von Porenlänge zu Durchmesser, das so genannte Aspect-Ratio. Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Stärke der Elektroden; diese müssen eine gewisse Mindeststärke aufweisen, damit die in der Pore umgesetzte Leistung abgeführt werden kann und so keine thermischen Effekte die Entladung negativ beeinflussen.

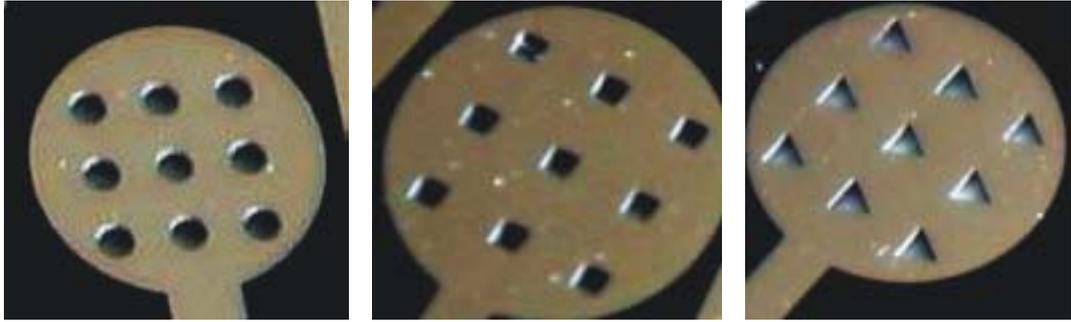


Abbildung 15: 3D-MSE auf Glasbasis mit verschiedenen Porengeometrien.

Nachteilig für die Lebensdauer dieser Strukturen sind die dünnen Elektroden ($< 1 \mu\text{m}$), die niedrige Haftung des Metalls auf Glas und die thermischen Eigenschaften des Glassubstrates. Die relativ geringe Wärmeleitung und die Limitierung bei den Dicken der einzelnen Schichten stellen bei diesem Mehrschichtsystem einen Schwachpunkt dar. Aufgrund der schnellen Zerstörung durch die Zerstäubung der Kathode und die lokale Erwärmung des Glases wurde nach Isolatormaterialien und Elektroden mit besseren Eigenschaften gesucht.

Parallel wurden Untersuchungen an Mehrschichtfolien mit Kapton® (Polyimid, Du Pont [KAP02]) als Isolator und Kupfer als Elektrodenmaterial durchgeführt. Diese weisen günstigere Eigenschaften als Mehrschichtsysteme auf Glasbasis auf. Die elektrische Leitfähigkeit beträgt $1,5 \cdot 10^{17} \Omega \cdot \text{cm}$ (25°C) und nimmt mit steigender Temperatur auf $4 \cdot 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ bei 200°C ab. Die Wärmeleitfähigkeit ist im Vergleich zu Foturan relativ gering und beträgt $0,12 \text{ W/mK}$ [KAP02]. Die ersten 3D-MSE auf Kaptonbasis hatten einen $50 \mu\text{m}$ starken Isolator aus Kapton und Kupferelektroden mit einer Stärke von $15 \mu\text{m}$ auf jeder Seite. Zur Verbesserung der Haftung des Kupfers wird ein dünner Chromfilm ($0,1 \mu\text{m}$) auf dem Isolator aufgebracht. Diese Mehrschichtsysteme werden mit dünnen Elektroden in großflächigen Detektorsystemen in der Kernphysik als Gasverstärker verwendet, so dass entsprechende Folien und Bearbeitungstechniken verfügbar sind [SAU97].

Zur Erzeugung einer stabilen, selbsterhaltenden Entladung mit langer Lebensdauer ist jedoch der Einsatz von dicken Elektroden erforderlich. Es hat sich gezeigt, dass eine Mindestdicke der Kupferelektrode von $40 \mu\text{m}$ erforderlich ist. Die Elektroden wurden aus diesem Grund galvanisch verstärkt. Die für die Messreihen verwendeten Strukturen hatten Elektrodendicken von maximal $150 \mu\text{m}$, so dass die Gesamtdicke im Bereich von $80\text{--}350 \mu\text{m}$ lag. Ein entscheidender Vorteil dieser Mehrschichtfolie auf Kaptonbasis ist, dass zur Strukturierung chemische Verfahren in Verbindung mit photolithographischen Verfahren eingesetzt werden, die vergleichbar mit den Verfahren bei der Herstellung von Platinen für elektrische Schaltungen sind. Die einzelnen Löcher weisen eine sehr

hohe Präzision und Reproduzierbarkeit auf. Ein weiterer Vorteil ist die preisgünstige Herstellung der 3D-MSE.

In Abhängigkeit vom verwendeten Verfahren zur Herstellung der Bohrungen in die jeweilige Mehrschichtfolie variiert das Profil der Pore. Geometrie und Oberflächenqualität der Bohrung zeigen einen Einfluss auf die Lebensdauer. Die hergestellten 3D-MSE weisen typischerweise die in Abbildung 16 gezeigte Geometrie auf. Die beiden charakteristischen Durchmesser liegen im Bereich von $60 \mu\text{m} < d < 150 \mu\text{m}$ bzw. $70 \mu\text{m} < D < 400 \mu\text{m}$. Es gibt zwei Möglichkeiten der Bearbeitung. Erfolgt die chemische Bearbeitung von beiden Seiten gleichzeitig, so weisen die Poren eine symmetrische doppelt konische Geometrie auf (Abbildung 16 links). Erfolgt die Bearbeitung jeweils nur von einer Seite, in zwei gesonderten Arbeitsschritten, so weisen die Poren ein asymmetrisches Profil auf. Der Durchmesser und der Öffnungswinkel wird, wie im Fall der Glassubstrate, durch die Ätzgeschwindigkeit bestimmt, die für Kupfer und Kapton unterschiedlich ist. Das verwendete anisotrope Ätzverfahren ermöglicht relativ steile Wände, da die Transversale und Longitudinale gezielt beeinflusst werden können. Je dicker das Ausgangsmaterial, desto stärker ist die Abweichung in den beiden charakteristischen Durchmessern D und d .

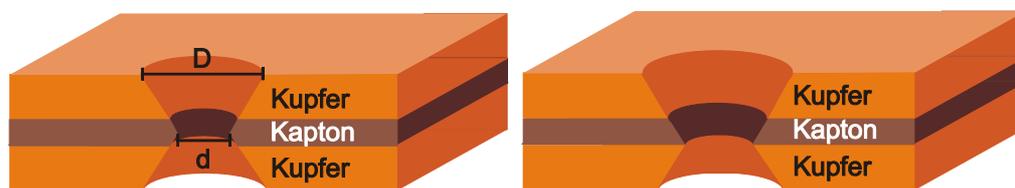
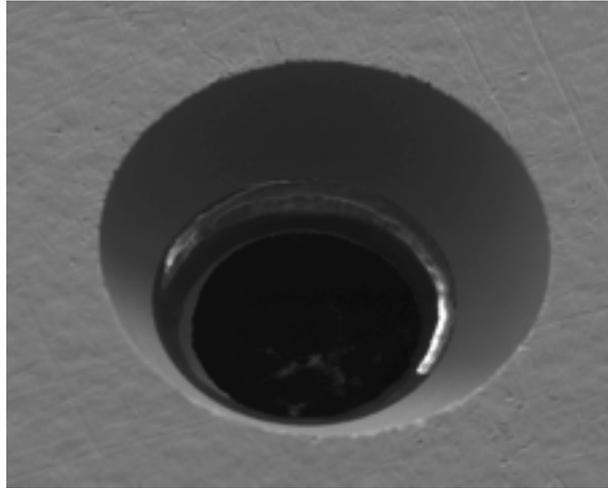


Abbildung 16: Porengeometrie symmetrisch (links), asymmetrisch (rechts)

Dieses Verfahren eignet sich besonders für die Herstellung von großflächigen Folien mit vielen einheitlichen Löchern. Die Herstellung von großflächigen Strukturen mit elektrischer Entkopplung ist mit diesen Verfahren auch möglich. An dieser Stelle sei für detailliertere Informationen auf die Referenz PEN02 verwiesen.

Wie die entsprechende REM-Aufnahme in Abbildung 17 zeigt, sind sowohl die Elektroden- als auch Poreinnenflächen sehr glatt und weisen keine Inhomogenitäten (Spitzen, Krater, etc.) auf. Kleine Abweichungen in der Geometrie und Rauigkeiten zeigen einen großen Einfluss, besonders bei der elektrischen Beschaltung der Strukturen, da dies einen direkten Einfluss auf die elektrische Feldverteilung hat.



**Abbildung 17: REM-Aufnahme einer 3D-MSE auf Kaptonbasis
d:147µm D: 270µm (Vergrößerung 190 x)**

Das Aspekt-Ratio wurde bei diesen Mikrostrukturen zwischen 1 und 10 variiert. Große Seiten-Verhältnisse, d.h. große Länge bei kleinem Porendurchmesser, haben sich im statischen Betrieb, ohne Gasfluss durch die Pore, als kritisch erwiesen, besonders bei hohem Druck. Ein weiterer Nachteil dieses Mehrschichtsystems ist dass Kapton sehr stark durch die vom Plasma emittierte UV-Strahlung, Ionen und Elektronen angegriffen wird. Die Wechselwirkung des Plasmas mit der Mikrostruktur wird ausführlich in Abschnitt 4.4.1 behandelt. Aufgrund des Herstellungsverfahrens sind diese Strukturen gut für systematische Untersuchungen an der Geometrie und der Entladung im Labor geeignet. Für Anwendungen mit langen Standzeiten sind diese Strukturen aufgrund der raschen Alterung nicht geeignet.

Eine Alternative zu Kapton stellt Keramik (z. B. Al_2O_3 [RUB02]) dar. Die verwendete Keramik (96% Al_2O_3) ist einerseits sehr widerstandsfähig gegen die Plasmaeinwirkung, andererseits hat es für einen Isolator eine sehr hohe Wärmebeständigkeit und Wärmeleitfähigkeit. Die elektrische Leitfähigkeit beträgt bei Raumtemperatur $10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ und nimmt mit steigender Temperatur auf $1,3 \cdot 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ bei 200°C ab. Die Wärmeleitfähigkeit ist im Vergleich zu den anderen Isolatoren mit 24 W/mK sehr hoch. Entsprechende Mehrschichtmaterialien werden bisher jedoch nur sehr eingeschränkt hergestellt. Bereits die Herstellung von dünnen Keramikfolien mit einer einheitlichen Dicke stellt hohe Anforderungen an die Fertigungstechnik. Hinzu kommt, dass dieses Material sehr empfindlich ist und nur mit entsprechender Vorsicht gehandhabt und verarbeitet werden kann. Die Haftung der Metallisierung auf dem Isolator sinkt mit zunehmender Schichtdicke der Elektroden. Die beidseitige Metallisierung der Keramikfolie mit Schichtdicken $> 40 \mu\text{m}$, erfordert entsprechende Erfahrung bei der Herstellung.

Bei der Metallisierung dürfen keine internen mechanischen Spannungen erzeugt werden, da diese zur Zerstörung führen. Da diese Technologie nicht am Institut für Kernphysik vorhanden ist, mussten Hersteller am freien Markt gefunden werden, welche die Keramikfolie mit der gewünschten Materialstärke von 100 μm , mit beidseitiger Metallisierung, herstellen können.

Zumeist sind Folien mit sehr dünner Metallisierung ($<1 \mu\text{m}$) erhältlich. Ein Kompromiss wurde in einem Mehrschichtsystem gefunden, das im Bereich der Leistungselektronik als Platinenmaterial eingesetzt wird. Es handelt sich um eine 250 μm starke Al_2O_3 -Folie (gesintert) mit je 200 μm Kupfer auf jeder Seite. Als Elektrodenmaterials wären auch Metalle mit geringer Sputterrate [MAT84] (Molybdän oder Tantal) geeignet, jedoch konnten solche Mehrschichtfolien nicht beschafft werden.

Das Einbringen der Löcher in dieses Mehrschichtmaterial erfolgt in einem gesonderten Bearbeitungsschritt. Die Strukturierung der Mehrschichtfolien auf Keramikbasis erfolgte mit Laserbearbeitung [CHI96, NOL00], da nasschemische Verfahren nicht verwendet werden können. Insbesondere die Bearbeitung der dicken Metall-Keramik-Metall-Folie mit einer Stärke von 650 μm hat sich als schwierig erwiesen. In Rahmen von Vorversuchen wurde die prinzipielle Machbarkeit geprüft und entsprechende Verfahren zur Herstellung von 3D-MSE auf Keramikbasis erarbeitet. Es wurden verschiedene Lasersysteme zur Strukturierung der Mehrschichtfolien eingesetzt.

Die mit Laser in die Mehrschichtfolien auf Keramikbasis eingebrachten Löcher weisen eine völlig andere Geometrie auf (Abbildung 18). Die mit vielen Laserpulsen hergestellten Löcher haben das Profil eines Kegelstumpfes. Das Profil ist stark von der Divergenz des Laserstrahls abhängig. Der Durchmesser des Fokus ist typischerweise einige μm groß. Da sich der Strahl hinter dem Fokus wieder aufweitet, ist der Lochdurchmesser am Ein- und Ausgang nicht identisch. Zumeist wird der Laserstrahl auf die Eintrittsseite fokussiert, so dass der Lochdurchmesser auf dieser Seite kleiner ist als auf der Austrittsseite. Die Geometrie (Rundheit) der Löcher am Austritt ist vom speziellen Mehrschichtsystem und den Laserparametern abhängig und somit nur bedingt reproduzierbar. Das abgetragene Material lagert sich jedoch auf der Eintrittsseite als Wall um das Loch ab. Diese Ablagerungen führen beim Zünden des Plasmas zu Instabilitäten und die Ablagerung des Elektrodenmaterials in der Pore kann zu einem Kurzschluss führen. Die Vorversuche haben jedoch gezeigt, dass es prinzipiell möglich ist, mit Lasern eine Mehrschichtfolie mit einer Stärke von 650 μm zu strukturieren, ohne dass der Isolator im Inneren der Pore mit Metall bedampft wird.

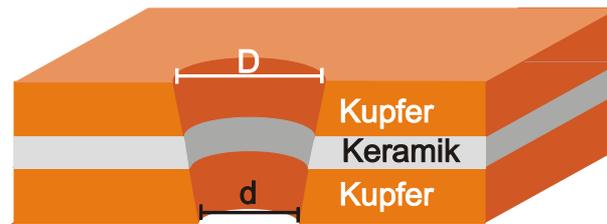


Abbildung 18: Geometrie einer mit Laser hergestellten 3D-MSE auf Keramikbasis.
D bzw. d ist der Durchmesser auf der Austritts- bzw. Eintrittsseite des Lasers.

Auf Basis dieser Vorversuche konnten die Qualität und Geometrie der Löcher weiter verbessert werden. Einen Überblick über die Entwicklung bei der Bearbeitung der verschiedenen Mehrschichtfolien und die Qualität der eingebrachten Löcher wird anhand ausgewählter Bilder in Abbildung 19 gegeben. In Abbildung 19a ist eine mechanisch gebohrte Pore dargestellt, die verdeutlicht, welche Resultate mit dieser Technik erreichbar sind. Die Qualität der Löcher ist für die Erzeugung von stabilen homogenen Hochdruckentladungen nicht geeignet.

Erste Versuche wurden mit einem cw-Lasersystem (YAG-Nd-Laser), wie es in der Industrie zum Schneiden von Plattenmaterialien eingesetzt wird, durchgeführt. Das Substrat wird bei der Bearbeitung stark erwärmt und das Kupfer verdampft speziell bei Mehrschichtsystemen mit dünner Metallisierung $< 1 \mu\text{m}$, so dass die Keramik frei liegt. Das abgetragene Kupfer kann nicht durch eine nachträgliche galvanische Verstärkung der Elektroden wieder aufgebracht werden (siehe Abbildung 19b). Die Qualität dieser Löcher ist in Bezug auf Geometrie und Oberflächenbeschaffenheit deutlich schlechter als bei den geätzten Substraten auf Kaptonbasis. Um den Wärmeeintrag bei der Bearbeitung zu reduzieren, wurden verschiedene gepulste Lasersysteme verwendet. Einige Probebohrungen wurden im Laser Laboratorium Göttingen e.V. (LLG) mit einem Subpikosekunden-Lasersystem (frequenzvervielfacher YAG:Nd-Laser) durchgeführt (Abbildung 19c). Die besten Ergebnisse wurden im Laser-Zentrum-Hannover e.V. (LZH) mit einem Femtosekunden-Lasersystem Typ CPA-2001 (Hersteller: Clark-MXR, Inc.) erzielt. Es handelt sich dabei um die dritte Generation eines verstärkten Ti:Sapphire Lasersystems (Zentralwellenlänge von 780nm) mit einer Pulslänge von 150 fs bei einer Wiederholfrequenz von 1kHz und einer Pulsenergie von ca. 1 mJ. Die Qualität der hergestellten 3D-MSE mit 200 μm Metallisierung, bearbeitet mit einem Femtosekunden-Laser, ist in Abbildung 19d gezeigt.

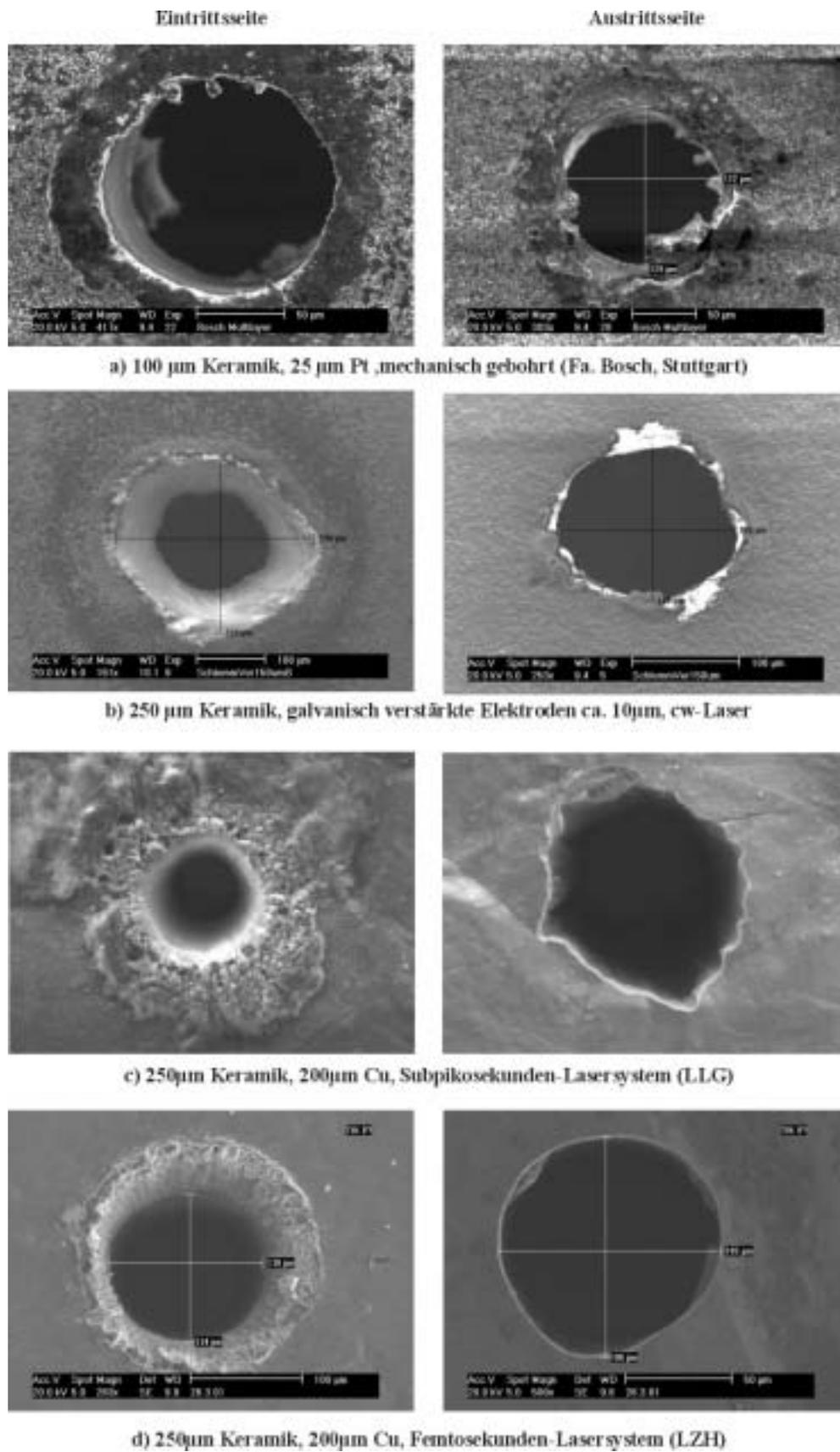


Abbildung 19: Vergleich der verwendeten Verfahren zur Herstellung von MSE in verschiedenen Mehrschichtsystemen.

4.3.2 Elektrische Potenziale

Die Geometrie der MSE unterscheidet sich grundlegend von der klassischen Entladegeometrie mit parallel angeordneten Elektroden. Das Zünden der Entladung ist einerseits von den erreichten Feldstärken abhängig. Andererseits wird ein minimaler Elektrodenabstand für die Ausbildung einer stabilen Entladung benötigt [RAI97, BRO59]. Durch die Abmessungen der Geometrie im Submillimeterbereich werden lokal sehr hohe Feldstärken erreicht, diese sind besonders für das Zünden der Entladung wichtig.

Der Einfluss der Geometrie und des Isolators auf die elektrostatischen Eigenschaften einzelner Mikroporen wurde mit dem Programm-Paket *MAFIA* [MAF98] simuliert. Dabei wurden in systematischen Simulationsreihen charakteristische Parameter einer Pore (Substratdicke, Elektrodendicke, Trägermaterial/ Dielektrizitätszahl ϵ_r) variiert. *MAFIA* berücksichtigt jedoch keine Plasmaprozesse, so dass mit Hilfe der Feldberechnungen nur Aussagen über die Elektrostatik einer Mikropore vor dem Zünden der Entladung gemacht werden können.

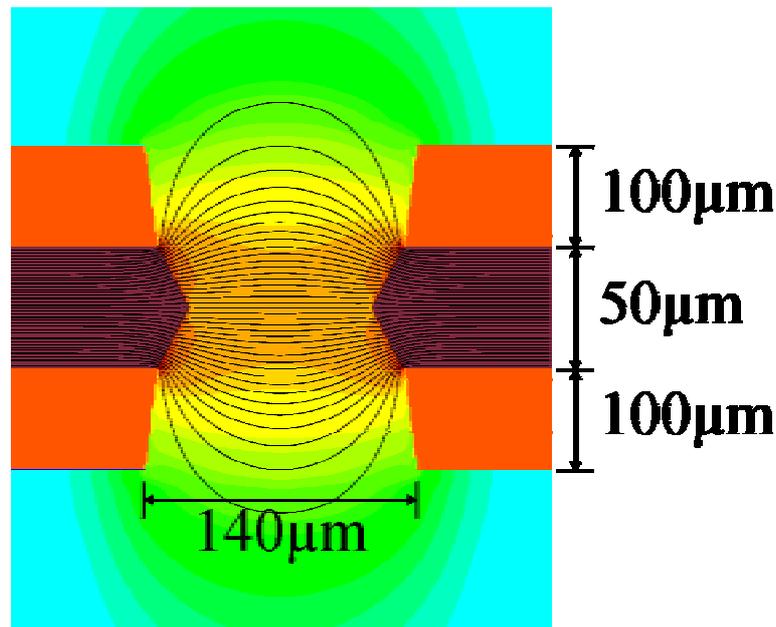


Abbildung 20: Äquipotenziallinien in einer 3D-MSE: die höchste Feldstärke wird am Kantenübergang zwischen Elektrode und Isolator erzeugt.

Abbildung 20 zeigt die typische Verteilung der Äquipotenziallinien in einer 3D-MSE. Im Zentrum der Pore ist das elektrische Feld homogen, vergleichbar mit einem Plattenkondensator. Die Kanten der Metallelektroden führen zu einer lokalen Erhöhung des elektrischen Feldes. Die maximalen Feldstärken werden am Interface zwischen Isolator und Elektrode erreicht.

Außerhalb der Pore fällt die Feldstärke sehr schnell auf geringe Werte ab. Die Auswertung der maximalen Feldstärke an der inneren Elektrodenkante ergab Werte von etwa 10^7 V/m bei einer Substratdicke von 25 μm . Diese hohe Feldstärke im Bereich des Interfaces ist wichtig für das spontane Zünden der Gasentladung. Die Simulationen zeigen, dass dieser Wert umgekehrt proportional zur Substratdicke verläuft (Abbildung 21). Die Porengeometrie, respektive die Dicke des Isolators hat somit einen direkten Einfluss auf das Zünden der Entladung. Die elektrische Feldstärke bestimmt jedoch nicht allein die optimale Isolatorstärke, vielmehr wird für die Erzeugung einer stabilen Entladung eine Mindestdicke benötigt. Diese ist wiederum vom Arbeitsdruck abhängig.

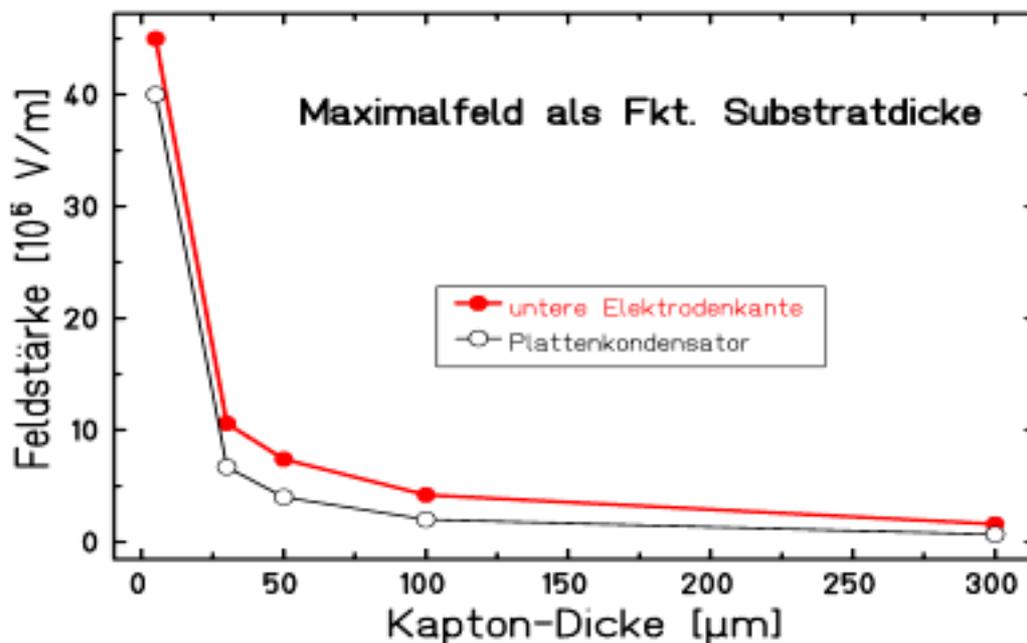


Abbildung 21: Maximale Feldstärke an der inneren Elektrodenkante im Vergleich mit einem Plattenkondensator

Die Berechnungen zeigen, dass das Feld auf der Achse der Pore sich ähnlich einem Plattenkondensator ($1/\text{Abstand}$) verhält. Im Zentrum der Pore, d.h. auf der Achse der Pore, zeigt die Feldstärke, wie erwartet, keine Abhängigkeit von der Elektrodendicke und vom Isolatormaterial. Das Isolatormaterial hat somit keinen direkten Einfluss auf die Eigenschaften der Entladung im DC-Betrieb. Im gepulsten Betrieb müssen jedoch Materialien mit niedriger Dielektrizitätszahl verwendet werden, um die Kapazität nicht zu vergrößern.

4.4 Eigenschaften der MSE unterstützten Hochdruckentladung

Zur Charakterisierung der MSE-unterstützten Hochdruckentladung wurde sowohl das Zündverhalten als auch die Charakteristik von Plasmastrom und Plasmaspannung untersucht. Zur Messung der Zündspannung und der UI-Kennlinie wird die in Abbildung 22 dargestellte Schaltung verwendet.

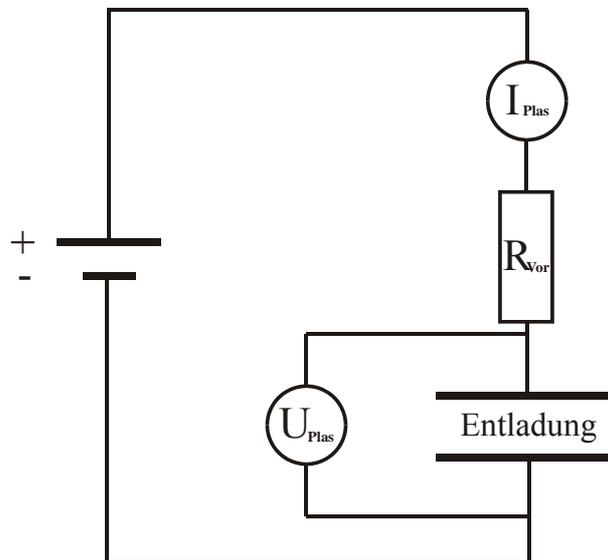


Abbildung 22: Elektrische Schaltung zum Betrieb einer 3D-MSE

Die Entladung wird in Serie zu einem Vorwiderstand betrieben, der zur Begrenzung des Stroms, der durch die Entladung fließt, dient. Der Gesamtwiderstand, der sich aus Vor- und Plasmawiderstand ergibt, bestimmt bei gegebener Versorgungsspannung den Strom. Jedoch hat die Entladung einen dynamischen Eigenwiderstand, der stark vom Typ der Entladung (Glimm-, Bogenentladung etc.) abhängt. Auf diese Weise kann – durch Variation der Versorgungsspannung – nach dem Zünden der Entladestrom gesteuert werden. Vor dem Zünden der Entladung liegt die volle Versorgungsspannung an der 3D-MSE an. Zur Bestimmung der Zündspannung wird der zeitliche Verlauf der Versorgungsspannung U_{DC} , die Spannung am Plasma U_{Plasma} und der Plasmastrom I_{Plasma} digital aufgezeichnet.

Da für die Messung ein weiter Strombereich von $10 \mu\text{A}$ bis 50 mA abgedeckt werden muss, werden verschiedene Leistungswiderstände (Vishay DALE RH, $\pm 1\%$, 25 bzw. 50 W) mit $10 \text{ k}\Omega$, $100 \text{ k}\Omega$, $470 \text{ k}\Omega$ und $1 \text{ M}\Omega$ verwendet. Die im Vorwiderstand umgesetzte Leistung steigt bei maximalem Plasmastrom bis auf 50 W an.

Beim Zünden der Entladung geht das Gas in den leitenden Zustand mit einem endlichen Widerstand über. In diesem Moment fällt eine Spannung am Plasma ab und es beginnt ein Strom in der Schaltung zu fließen. Der zeitliche Verlauf für die beiden Spannungen und den Strom wird in Abbildung 23 gezeigt.

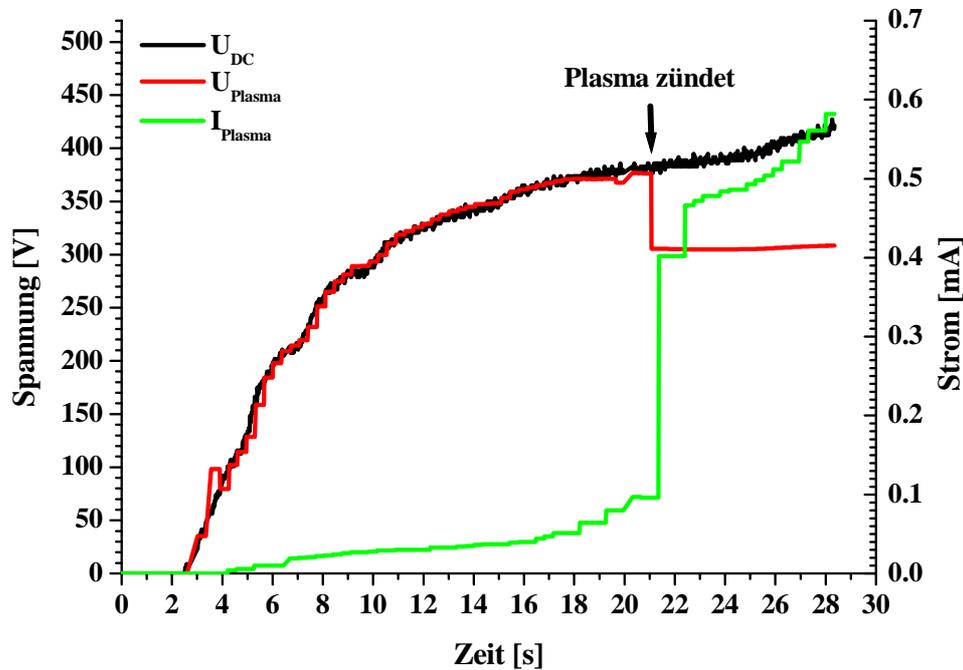


Abbildung 23: Zeitlicher Verlauf von Versorgungs-, Plasmaspannung und Plasmastrom beim Zünden einer MSE-unterstützten Entladung.

Die Zündspannung wurde mit Gasfluss für verschiedene Edelgase gemessen, wobei der in der Zuleitung gemessene Vordruck zur Berechnung des reduzierten Druckes verwendet wird. In Abbildung 24 ist die Abhängigkeit der Zündspannung vom reduzierten Druck für eine Wolfram-MSE mit $100 \mu\text{m}$ Keramik dargestellt. Die Zündspannung in Abhängigkeit vom reduzierten Druck zeigt einen vergleichbaren Verlauf wie die Niederdruckentladung (Abbildung 3). Die Kurven für die einzelnen Gase sind jedoch zu höheren Spannungen und größerem reduzierten Druck verschoben. Durch den Gasstrom werden die erzeugten Ladungsträger aus der Pore transportiert, so dass zum Zünden eine höhere Spannung benötigt wird.

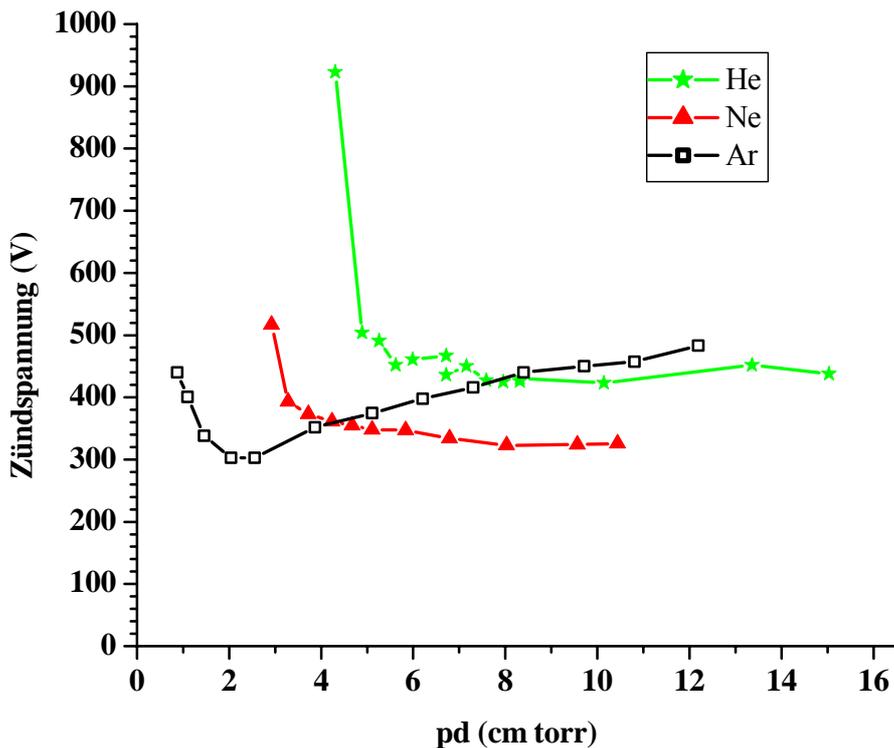


Abbildung 24: Gemessene Zündspannung für verschiedene Edelgase für eine MSE unterstützte Entladung mit Gasfluss.

Der Zusammenhang von Plasmastrom und -spannung beim Anlegen einer Gleichspannung an eine 3D-MSE weist einen charakteristischen Verlauf auf. Typische U-I-Kennlinien der MSE unterstützten Entladung mit und ohne Gasfluss sind in Abbildung 25 dargestellt.

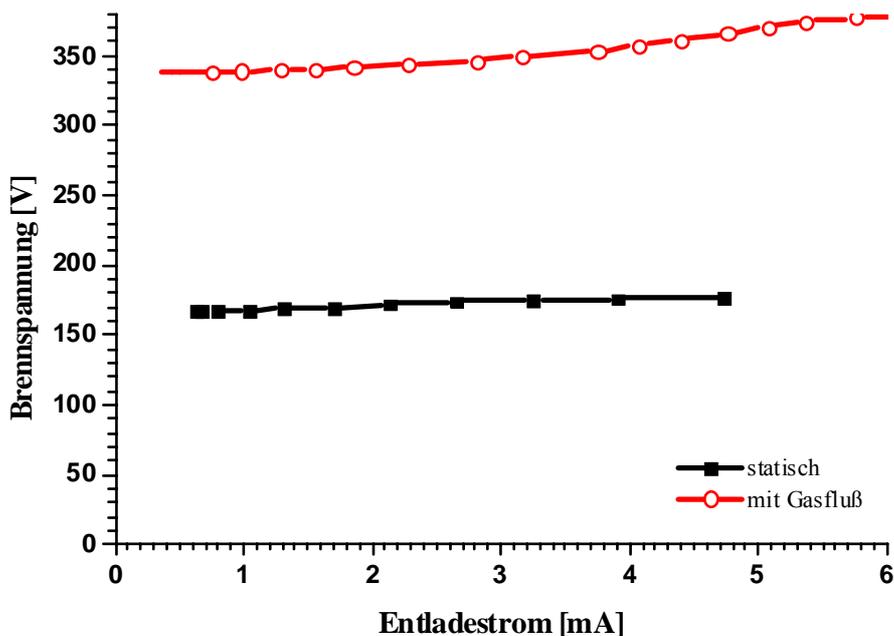


Abbildung 25: U-I-Kennlinie einer MSE unterstützten Entladung mit/ohne Gasfluss durch die Mikropore.

Im Diagramm ist nur der Bereich nach dem Zünden gezeigt. Die Plasmaspannung ist im statischen Betrieb über einen weiten Strombereich weitgehend konstant. Damit zeigt die MSE unterstützte Entladung ein ähnliches Verhalten wie Niederdruckglimmentladungen. Detaillierte Untersuchungen der Elektronen-, Gastemperatur, Lichtemission sowie Struktur der Entladung ohne Gasfluss, im Rahmen der Doktorarbeit von C. Penache [PEN02], bestätigen dies (siehe Abschnitt 2.3.1).

Wird die Mikroentladung mit Gasfluss betrieben, so weist die U-I-Kennlinie eine positive Steigung auf. Die gerichtete Bewegung des Gases in der Pore hat Einfluss auf die Raumladung und die Produktion von Ladungsträgern. Je nach Polung der Spannung ist die Richtung der Gasströmung parallel oder antiparallel zur Bewegung der Elektronen. Aufgrund der Gasströmung und der inhomogenen Felder ist es schwierig, eine Aussage über die Driftbewegung der Ladungsträger und die Ladungsträgererzeugung in der Mikropore zu machen. Zieht man jedoch entsprechende Daten für die Niederdruckentladung heran, so liegt die Elektronendriftgeschwindigkeit weit über der Strömungsgeschwindigkeit des Gases. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit an der Austrittseite der Pore beträgt Schallgeschwindigkeit.

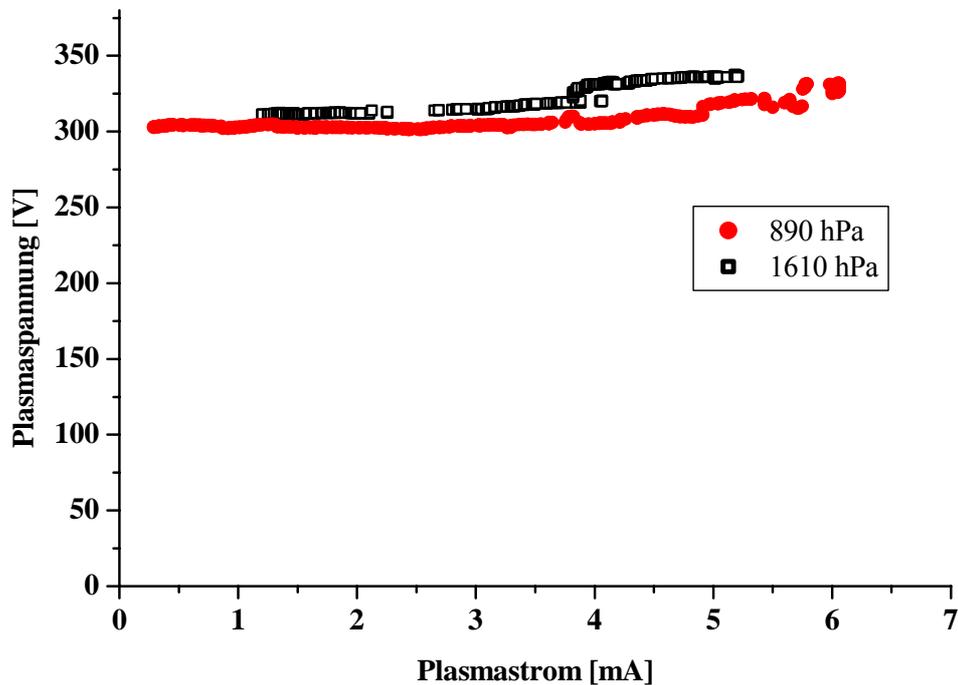


Abbildung 26: UI-Kennlinie für Helium bei 170 sccm (890 hPa) bzw. 300 sccm (1610 hPa) Gasfluss.

Die Messungen in Abbildung 26 bestätigen, dass mit zunehmender Gasgeschwindigkeit die Plasmaspannung ansteigt [RAI97]. Eine Erklärung hierfür ist, dass Ladungsträgerverluste zunehmen und durch verstärkte Ionisation kompensiert werden müssen. Das Gas strömt unter den gegebenen Randbedingungen mit Schallgeschwindigkeit. Diese Strömung verbessert die Stabilität der Entladung und die Obergrenze für den maximalen Energieeintrag wird erhöht. Mit dem strömenden Gas wird die in der Entladung erzeugte Joulesche Wärme abgeführt und eine Aufheizung des Gases und der Mikrostruktur verhindert. Der Effekt des strömenden Gases ist vergleichbar mit der ambipolaren Diffusion. Die Strömung reißt stark ionisiertes Gas aus dem Zentrum der Entladung mit und transportiert dieses zur Wand. Umgekehrt werden schwach ionisierte Bereiche von der Peripherie ins Zentrum hin zur Achse transportiert. Dieser Mechanismus wird ganz bewusst bei Hochleistungslasern eingesetzt.

Die Untersuchungen mit Vakuum auf der Gasaustrittsseite haben gezeigt, dass die Polung der Elektroden bzw. die Feldrichtung einen Einfluss auf das Verhalten der Entladung hat. Wird die Elektrode am Gaseinlass auf positives Potenzial gelegt, und die Elektrode am Gasaustritt geerdet, so lässt sich eine stabile Entladung erzeugen. In der gewählten elektrischen Konfiguration ist die Anode auf der Hochdruckseite und die Kathode auf der Niederdruckseite. Die Elektronen bewegen sich entgegen der Gasströmung in Richtung Anode. Die Ionen laufen mit dem Gas zur Kathode. Das Plasma tritt, wie in Abbildung 27 und Abbildung 28 dargestellt, in Abhängigkeit von Gasfluss und Hintergrunddruck (Druck auf der Austrittsseite) mehr oder weniger stark aus der Pore heraus. Einerseits sieht man das aus dem Bereich der Pore emittierte intensive Licht, andererseits das etwas schwächere Leuchten außerhalb der Pore. Dieses kommt überwiegend von der Abregung der Atome/Moleküle bzw. der Rekombination der Ionen, die mit dem Gasstrom aus der Pore extrahiert werden. Die Form dieser Leuchterscheinung macht die Strömungsverhältnisse einer Überschallexpansion sichtbar.

Dreht man die Richtung des Feldes um, so ist das Plasma in der Pore lokalisiert und tritt nicht auf der Niederdruckseite aus der Pore aus. Die Kathode befindet sich bei dieser elektrischen Beschaltung auf der Hochdruckseite, wo ganz andere Druck- und Strömungsverhältnisse im Vergleich zum vorherigen Fall herrschen. Dies hat wiederum Einfluss auf die Produktion von Sekundärelektronen. Nimmt man an, dass die Ionen eine thermische Energie $< 0,1$ eV haben, so liegt die Strömungsgeschwindigkeit im gleichen Bereich wie diese. Speziell bei der Ausbeute an metastabilen Atomen und Ionen macht sich dies bemerkbar.

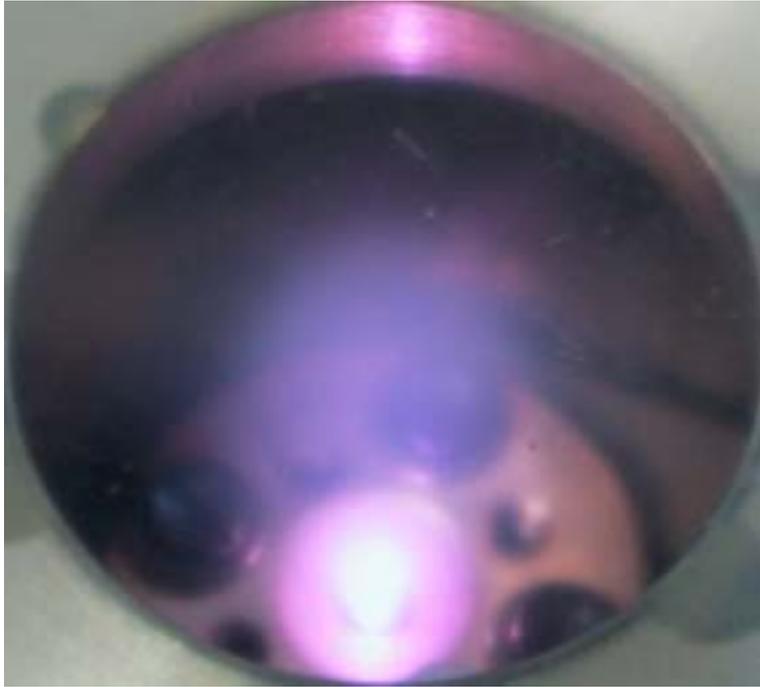


Abbildung 27: Foto einer MSE-unterstützten Entladung mit Gasfluss bei der Expansion ins Vakuum (Aufsicht).



Abbildung 28:Foto einer MSE unterstützten Entladung mit Gasfluss bei der Expansion ins Vakuum (Seitenansicht).

4.4.1 Plasmawechselwirkungen mit der mikrostrukturierten Elektrode

Die heterogene Wechselwirkung des Plasmas mit Oberflächen beinhaltet eine Vielzahl von Prozessen, einerseits chemische Reaktionen und andererseits Wechselwirkungen von neutralen, angeregten Atomen/Molekülen, dissoziierten Atomen, freien Radikalen, Elektronen, Ionen und elektromagnetischer Strahlung mit dem Festkörper. Diese Wechselwirkungen werden gezielt für industrielle Anwendungen genutzt, jedoch führen sie auch zu unerwünschten Nebeneffekten bei der Erzeugung von Entladungen mit Mikroelektroden.

Der Kontakt des Plasmas mit Oberflächen resultiert z. B. in der Oberflächenaktivierung, der Entfernung von Verunreinigungen oder der Änderung der chemischen Struktur der oberflächennahen Moleküle. Dieser Effekt wird zur Plasmareinigung und –aktivierung von Oberflächen verwendet.

Energetische Ionen oder Neutralteilchen schlagen Atome aus der Oberfläche heraus (*sputtering*). Auf diese Weise kann signifikant Material von der Oberfläche abgetragen werden. Dieses läßt sich einerseits als dünner Film gezielt auf einem Substrat abscheiden, andererseits können so Materialien strukturiert werden.

Die chemische Reaktion der Plasmabestandteile mit dem neutralen Gas und die Abscheidung der Produkte auf einem Substrat wird als Plasma Chemical Vapor Deposition (PCVD) bezeichnet. Bei entsprechender Zusammensetzung des Gases können mit diesem Verfahren dünne Schichten abgeschieden werden. Andererseits unterstützen Ionen und angeregte Atome/Moleküle im Plasma chemische Reaktionen zwischen Neutralgas und Oberfläche, die zum Abtrag des Materials führen. Diese Prozesse werden allgemein unter dem Begriff Plasmaätzen zusammengefasst.

Die Alterung der Mehrschichtsubstrate auf Kaptonbasis mit Kupferelektroden war Anlass für die Einführung von neuen haltbareren Mehrschichtsystemen. Zwar hat Kupfer sehr gute thermische Eigenschaften, die dafür sorgen, dass die in der Pore entstehende Wärme abgeleitet wird. Jedoch ist Kupfer aufgrund seiner chemischen Reaktivität und hohen Sputterrate nicht das ideale Elektrodenmaterial. Messungen haben gezeigt, dass unter dem Einfluss der vom Plasma erzeugten Wärme und UV-Strahlung in Verbindung mit der direkten Einwirkung des Plasmas auch das Kapton erodiert. Das Kapton wird in der Pore abgetragen, so dass die Entladung auch zwischen den Elektroden unter der Metallisierung brennen kann. Das Ausmaß der Zerstörung des Isolators und der Kathode zeigt die Elektronenmikroskopaufnahme in Abbildung 29.

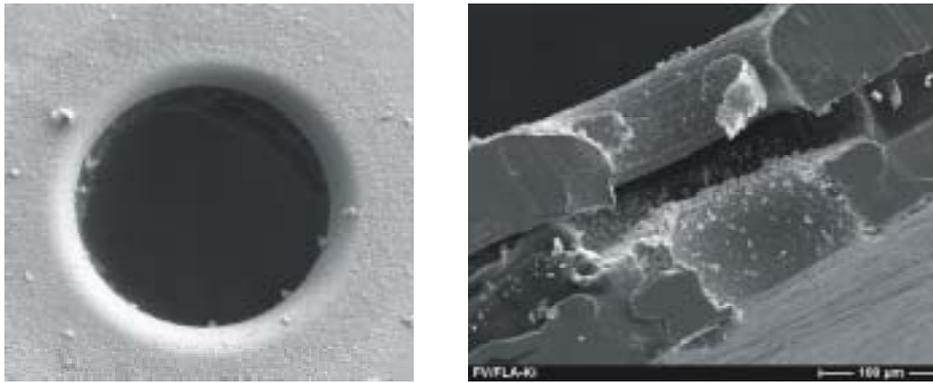


Abbildung 29: Gealterte 3D-MSE auf Kaptonbasis. Links Aufsicht und rechts Querschnitt. Die Kathode wurde vom Plasma homogen abgetragen (links) und das Kapton zwischen den Elektroden vom Plasma praktisch weggeätzt (rechts). Zum Vergleich siehe eine neue Pore in Abbildung 17.

In Abbildung 17 wird eine neue lithographisch hergestellte 3D-MSE auf Kaptonbasis gezeigt. Vergleicht man diese mit einer benutzten 3D-MSE (Abbildung 29), so ist der Abtrag des Kupfers an der Kathode nach mehreren Betriebsstunden in Argon deutlich zu erkennen. Die Zerstäubung der Kathode wird durch die auftreffenden Ionen induziert. Im Querschnitt wird deutlich, dass der Abtrag an der Anode im Vergleich dazu vernachlässigbar ist. Einerseits verändert das Plasma die Oberfläche der Metallelektroden und es bilden sich Ablagerungen, andererseits ist deutlich die Erosion des Kaptons zwischen den beiden Elektroden zu erkennen.

Zusätzlich zu den Elektronenmikroskopuntersuchungen wurde die Wechselwirkung zwischen Plasma und Mehrschichtfolie mit einem Lichtmikroskop untersucht. Dazu wurde der Isolator einer freigeätzten fabrikneuen Kaptonfolie mit einer über mehrere Stunden benutzten Folie verglichen. Die Messungen haben ergeben, dass sich der Porendurchmesser im Kapton bei längerem Betrieb verdoppelt (Abbildung 30). Veränderte Porengeometrie und Durchmesser beeinflussen das Zündverhalten und die Eigenschaften der Entladung. Durch die veränderte Geometrie wird die Entladung instabil.

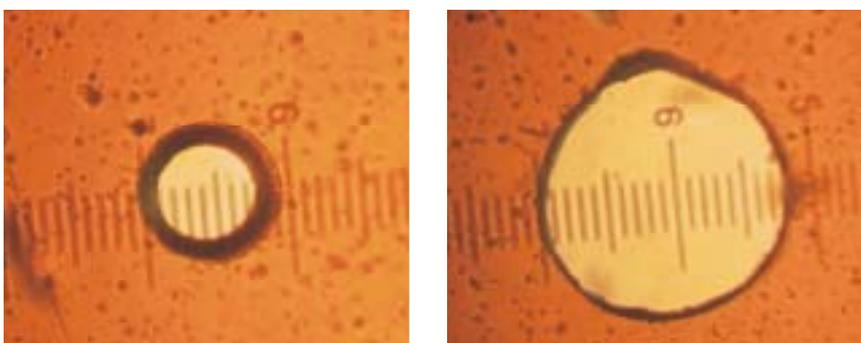


Abbildung 30: Alterung und Erosion des Kaptonisolators (Cu-Elektrode vor der Aufnahme entfernt) nach 8 Std. Betrieb in Ar bei 400 hPa (neu: links und alt: rechts).

Die Erosion des Isolators kann durch die Verwendung von Keramik weitgehend verhindert werden. Der Abtrag der Elektroden ist stark von der jeweiligen Material-Ionen-Kombination abhängig. Besonders ausgeprägt ist dieser Effekt an der Kathode, wo die auftreffenden Ionen das Elektrodenmaterial zerstäuben (sputtern). Aus diesem Grund wäre die Verwendung von Metallen mit hoher Schmelztemperatur und geringer Sputterrate sehr interessant [MAT84]. Es konnte jedoch kein Hersteller für entsprechende Mehrschichtfolien mit Molybdän oder Tantal als Elektrodenmaterial gefunden werden.

Eine Alterung des Isolators bei der 3D-MSE auf Keramikbasis ist auch nach längerem Betrieb (> 40 h) mit Entladeströmen von bis zu 10 mA nicht zu beobachten. Der Lochdurchmesser vergrößert sich durch die Wechselwirkung mit dem Plasma im Rahmen der Messgenauigkeit nicht (siehe Abbildung 32). Die Verwendung von Keramik als Isolatormaterial hat somit entscheidende Vorteile in Bezug auf die Haltbarkeit des Mehrschichtsystems im Dauerbetrieb. Die Nachteile der komplexeren Bearbeitung mit Lasern gegenüber dem Mehrschichtsystem auf Kaptonbasis sind somit gerechtfertigt.

Die Standfestigkeit der Kupferelektroden ist jedoch weiterhin kritisch. Diese Problematik hat sich bei der 3D-MSE auf Kaptonbasis noch nicht so deutlich dargestellt, da dort das Isolatormaterial die Schwachstelle des Systems war. Bei der Keramik-MSE haben Versuche mit höheren Entladeströmen und Argon als Betriebsgas gezeigt, dass der Elektrodenabtrag an der Kathode maßgeblich die Lebensdauer bestimmt. In Abbildung 31 ist eine 3D-MSE auf Keramikbasis nach dem Betrieb mit Argon gezeigt. Deutlich ist der gleichmäßige Abtrag des Kupfers, bis zur Keramik zu erkennen. Nach einer Betriebsdauer von einigen Stunden mit Entladeströmen < 10 mA ist das Kupfer mit einer Stärke von $200\ \mu\text{m}$ auf einem Durchmesser von 2 mm um die Pore komplett bis zur Keramik gesputtert.

Der Abtrag der Kathode erfolgt durch Zerstäubung des Kathodenmaterials. Durch den Impulsübertrag der auftreffenden Ionen werden Atome aus der Kathode geschlagen und in die Gasphase überführt. Der Abtrag im Vakuum ist abhängig von der Ionenenergie. Ab einer materialabhängigen Schwelle steigt der Abtrag rapide mit der Energie an. Die Zerstäubung von Kupfer mit Argon hat eine Schwellenenergie von 17 eV im Vakuum. Der starke Gasfluss durch die Mikrodüse reduziert die Wiedieranlagerung des abgetragenen Materials an der Kathode. Der Gasstrom reisst die zerstäubten Atome mit und transportiert sie von der Kathode weg. Dieser Effekt wird mit steigendem Gasfluss größer.

Andere Forschergruppen bestätigen diese Beobachtung, die in systematischen Messungen die netto Zerstäubung in Abhängigkeit vom Gasfluss bei einer Glimmentladung untersucht haben [KIM88, ZHU95]. Der Abtrag durch die Gasströmung ist ausserhalb eines scharf begrenzten Bereichs vernachlässigbar. Der tiefe Krater ist in Abbildung 31 deutlich zu erkennen, während der Außenbereich weitgehend frei von Abtragungen ist.

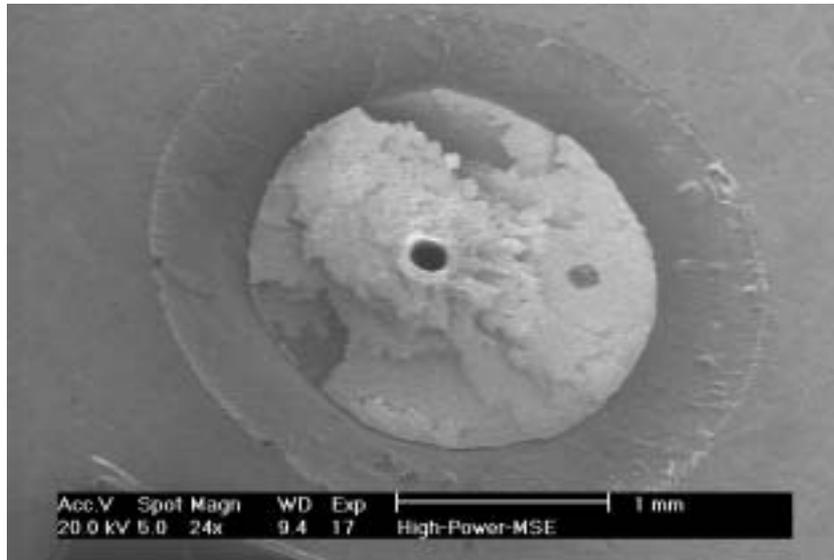


Abbildung 31: REM-Aufnahme der Kathode nach mehrstündigem Betrieb mit Argon. Deutlich ist der Abtrag des Kupfers bis auf die Keramik zu erkennen.

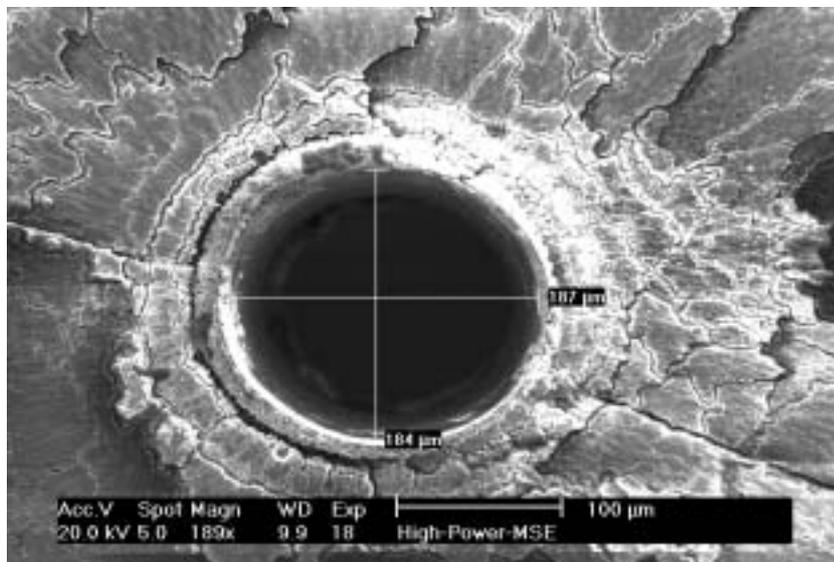


Abbildung 32: Detailaufnahme der Pore einer abgenutzten 3D-MSE auf Keramikbasis. Der Lochdurchmesser in der Keramikschicht hat sich nicht messbar vergrößert.

5 Quelle für polarisierte, metastabile Atome

Die Erzeugung von metastabilen Atomen/Molekülen und die entsprechenden Reaktionsmechanismen sind von fundamentalem Interesse für die Atom- und Plasmaphysik sowie für Anwendungen [CHR84, CON80, FRE92, SIS93] im Bereich der Oberflächen-, Plasmatechnik, etc. Diese verschiedenen Anwendungen benötigen einerseits Quellen zur Erzeugung von intensiven metastabilen Atomstrahlen, um eine ausreichende Reaktionsrate zu erhalten, andererseits ist auch die Qualität hinsichtlich mittlerer Geschwindigkeit, interner Temperatur, Strahlprofil der erzeugten Atomstrahlen von Bedeutung. Die verschiedenen Quellentypen können in drei Kategorien unterteilt werden: Anregung in einer Gasentladung [BAU88, ROU80, HOT79], Anregung durch direktes Elektronenbombardement [BRU77, DEH90, HOT69, HOT68] und Anregung in Mikrowellenquellen [BAN94]. Die im Folgenden vorgestellte Quelle stellt eine leistungsfähige, kompakte und kostengünstige Quelle für metastabile Atome mit polarisiertem Elektronenspin dar, welche bei hohem Druck Strahlen mit hoher Qualität bezüglich ihrer internen Temperatur und ihres Strahlprofils liefert.

Diese Quelle basiert auf einer konventionellen Atomstrahlquelle (Abschnitt 3.1), die mit einer Hochdruck-Mikroentladung kombiniert wird. Die verwendete Mikrostruktur dient gleichzeitig zur Erzeugung der Entladung und als Expansionsdüse. Die metastabilen Atome werden in der Mikropore durch Elektronenstoß erzeugt. Aufgrund der vorliegenden Gasströmung beträgt die Verweildauer des Gases im aktiven Plasmavolumen typischerweise einige 100 ns.

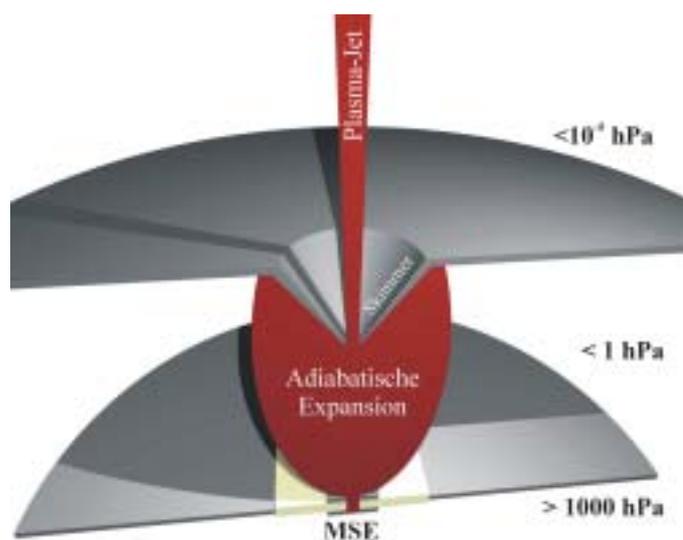


Abbildung 33: Prinzipieller Aufbau zur Erzeugung eines kalten Plasma-Jets. Das MSE-unterstützte Plasma wird mit dem Gasstrom aus der Mikropore herausgedrückt und mit dem Skimmer wird ein kalter Plasma-Jet extrahiert.

Die in der Entladung erzeugten metastabilen Atome werden mit dem Gasstrom aus der Pore extrahiert. Der gerichtete Überschall-Gasstrahl hat die in Abschnitt 3 beschriebenen Eigenschaften. Dieser hat eine geringe interne Temperatur und setzt sich aus neutralen und metastabilen Atomen/Molekülen sowie Ionen zusammen, die sich mit einer Offsetgeschwindigkeit bewegen. Mit Hilfe einer entsprechenden Separationseinheit können aus diesem Gemisch Atome im gewünschten Anregungszustand mit polarisiertem Elektronenspin in Form eines Strahls präpariert werden. Das Prinzip zur Erzeugung eines Plasma-Jets mit Hilfe einer MSE als Düse ist in Abbildung 33 gezeigt.

5.1 Atomare, metastabile Helium-Zustände

Die im Rahmen dieser Arbeit präsentierten Messungen zur Erzeugung von metastabilen Atomen wurden ausschließlich mit Helium durchgeführt. Das Edelgas Helium hat zwei langlebige metastabile atomare Zustände 2^1S_0 und 2^3S_1 , die nicht über einen einfachen elektrischen Dipolübergang in den Grundzustand 1^1S_0 zerfallen können. Das entsprechende Grotrain-Diagramm in Abbildung 34 gibt einen Überblick über den elektrischen Grundzustand und die einfach angeregten Zustände des Heliumatoms. In den beiden betrachteten metastabilen Zuständen ist jeweils ein Elektron im 1s-Orbital und das zweite im 2s-Orbital. Im Singulett-Zustand 2^1S haben die beiden Elektronen antiparallelen Spin (Para-Helium, Gesamtspin $S=0$). Im Unterschied dazu steht der Spin der beiden Elektronen im Triplett-Zustand 2^3S parallel zueinander (Ortho-Helium, $S=1$).

Für Ortho-Helium ergibt sich der Gesamtspin zu $S=1$. Diese Zustände sind metastabil, da die Auswahlregel $\Delta\ell = \pm 1$ einen direkten strahlenden Übergang in den Grundzustand verbietet und aus diesem Grund diese angeregten Zustände sehr lange Lebensdauern haben. Der 2^1S -Zustand hat eine Lebensdauer von 20 ms bei einer Anregungsenergie von 20,62 eV. Der 2^3S -Zustand hat eine noch wesentlich größere Lebensdauer, da neben der Auswahlregel $\Delta\ell = \pm 1$ auch das Interkombinationsverbot $\Delta S=0$ beim Übergang in den Grundzustand verletzt und somit zusätzlich der Spin eines Elektrons umkehren (flippen) muss. Der Triplett-Zustand hat eine Lebensdauer von 7900 s und besitzt eine potentielle Energie von 19,82 eV. Aufgrund ihrer langen Lebensdauer sind diese metastabilen Zustände des Heliums für Atomstrahlexperimente hervorragend geeignet.

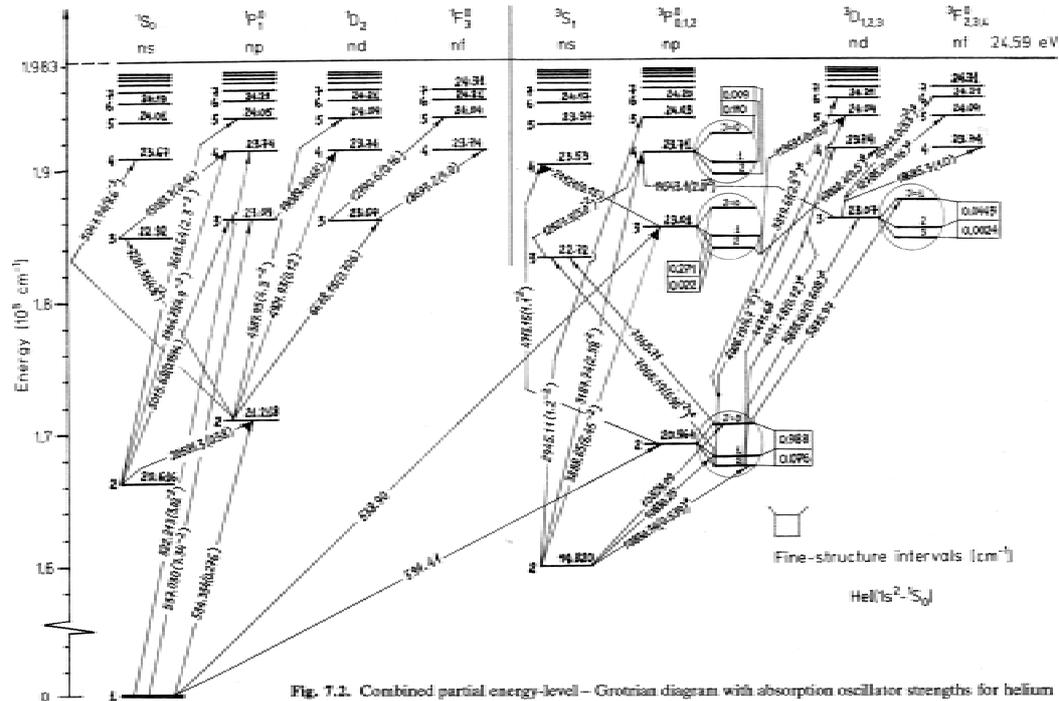


Fig. 7.2. Combined partial energy-level – Grotrian diagram with absorption oscillator strengths for helium

Abbildung 34: Grotrian-Diagramm der einfach angeregten Zustände des Heliums [RAD85].

5.2 Erzeugung und Separation von metastabilen Atomen

Zur Erzeugung von metastabilem Helium stehen verschiedene Reaktionskanäle zur Verfügung. Die einfachste Möglichkeit den Triplett-Zustand des Heliums anzuregen ist der Elektronenstoß. Elektronen mit ausreichender kinetischer Energie stoßen mit einem Heliumatom im Grundzustand zusammen und führen dieses in den metastabilen Triplett-Zustand über (siehe Abbildung 34).

Die Elektronenstoßanregung ist eine weitere Methode, die in herkömmlichen Quellen für metastabile Atomstrahlen verwendet wird. Diese erzeugen einen Elektronenstrahl und lassen diesen mit einem He-Atomstrahl colinear oder gekreuzt wechselwirken [SIS93, BRU77]. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Elektronenstoßanregung des 2^3S_1 -Zustandes ist in Abbildung 35 in Abhängigkeit von der Elektronenenergie gezeigt [BAR98].

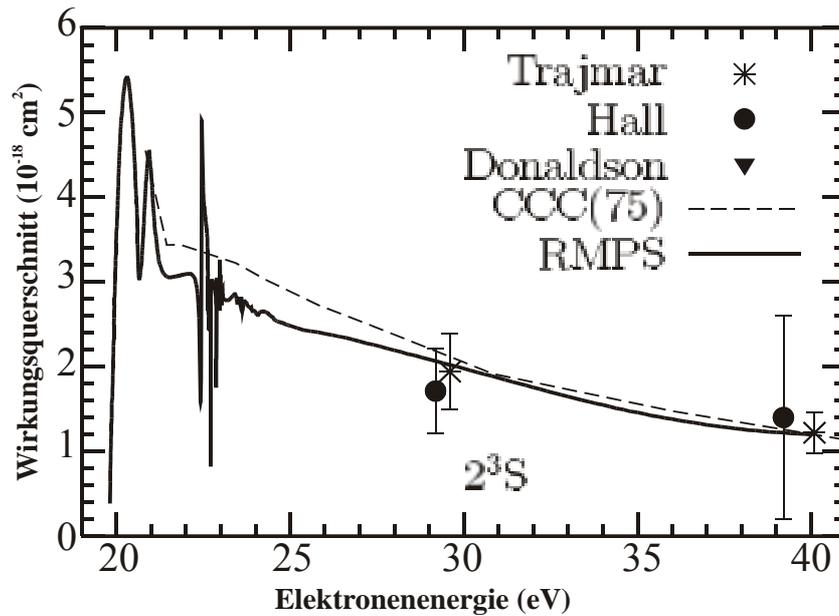


Abbildung 35: Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstoßanregung des 2^3S_1 -Zustandes für Helium, in Abhängigkeit von der Elektronenenergie [BAR98].

Eine andere Möglichkeit, die zur Anregung benötigten Elektronen mit einer Energie $> 19,8$ eV zur Verfügung zu stellen, ist die hier vorgestellte Mikroentladung. Die in der Heliumentladung vorhandenen Elektronen werden im elektrischen Feld beschleunigt bis ihre Energie für die Anregung des Helium z.B. in den 2^3S_1 Zustand bzw. zur Ionisation ausreicht. Der 2^3S_1 Zustand ist der energetisch niedrigste Anregungszustand des Heliums. Die besonderen Eigenschaften der Mikroglimmentladung sind, dass gleichzeitig energiereiche Elektronen und kaltes Gas/Ionen in der Pore vorhanden sind. Außerdem kann die Entladung bei hohem Druck betrieben werden, so dass viele Stöße zwischen den Elektronen und den Heliumatomen stattfinden und somit hohe Reaktionsraten erreicht werden. Die geringe Gastemperatur verbessert insbesondere die Qualität des erzeugten kalten, metastabilen He-Targets.

Ein weiterer Reaktionskanal zur Population des Triplett-Zustands ist die dielektrische Rekombination, die auch als strahlender Elektroneneinfang betrachtet werden kann. Ein freies Elektron mit einer Energie E stößt mit einem Ion zusammen, wobei eines der gebundenen Elektronen angeregt wird. Das freie Elektron wird in ein unbesetztes Orbital eingefangen und bildet einen resonanten doppelt angeregten Zustand. Durch einen strahlenden Übergang zerfällt dieser in einen nicht autoionisierenden Zustand. Da mindestens 2 Elektronen benötigt werden, ist Helium das Element mit der niedrigsten Kernladungszahl, wo dieser Prozess beobachtet wird. Die Reaktionsrate für Helium ist, wie in Abbildung 36 gezeigt, abhängig von der Elektronentemperatur T_e [WAN99].

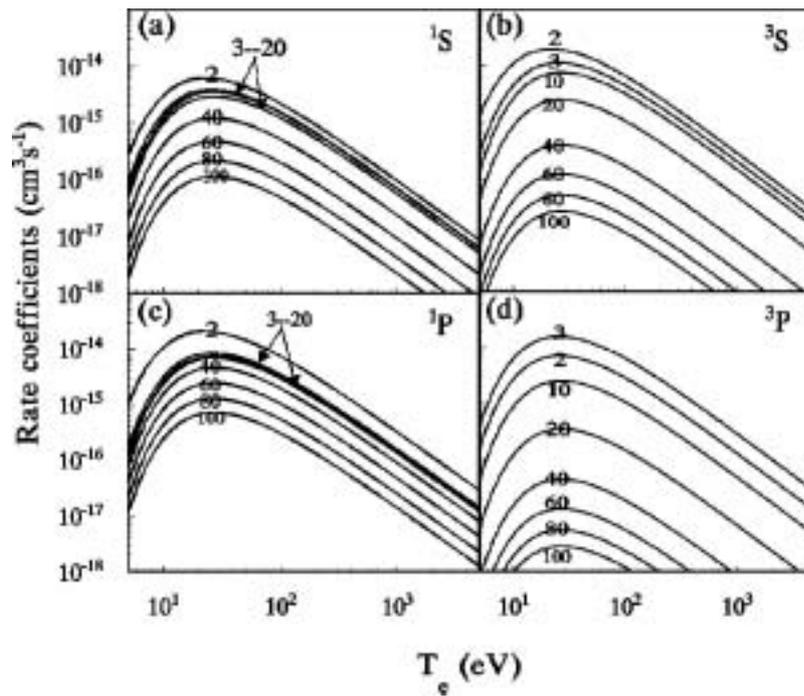


Abbildung 36: Dielektronische Rekombination für verschiedene Anregungszustände als Funktion der Elektronentemperatur T_e für He^+ [WAN99].

5.3 Das magnetische Moment

Zur Trennung von atomaren Zuständen mit unterschiedlichem magnetischem Moment verwendet man inhomogene Magnetfelder. Die Kräfte, die auf ein Atom in einem inhomogenen Magnetfeld wirken, lassen sich aus der klassischen Betrachtung ableiten. Gemäß den Bedingungen für Quantenzahlen haben atomare Zustände einen Bahndrehimpuls ℓ . Die Bewegung des Elektrons ist bei klassischer Betrachtung vergleichbar mit einem elektrischen Kreisstrom. Dieser Kreisstrom hat ein magnetisches Dipolmoment zur Folge

$$\vec{\mu} = -\frac{e \cdot \vec{l}}{2m}. \quad (5.1)$$

Die potentielle magnetische Energie, die ein Dipol in einem Magnetfeld mit der Induktion B erhält, beträgt

$$V_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}. \quad (5.2)$$

Durch Bildung des Gradienten ergibt sich die Kraft, die auf den Dipol im Magnetfeld B wirkt, zu:

$$\vec{F} = -grad(\vec{\mu} \cdot \vec{B}). \quad (5.3)$$

Überträgt man diese Überlegung auf die Quantenmechanik, so ergibt sich unter Berücksichtigung des quantisierten Bahndrehimpulses ℓ und des Spins s die analoge Gleichung:

$$\begin{aligned} V_{mag} &= -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \\ &= -(\vec{\mu}_s + \vec{\mu}_l) \cdot \vec{B} \\ &= -\frac{\mu_B}{\hbar} (g_s \vec{s} + g_l \vec{l}) \cdot \vec{B} \\ &= -\frac{\mu_B}{\hbar} (2m_s + m_l) \cdot B \end{aligned} \quad (5.4)$$

wobei mit g_l und g_s das gyromagnetische Verhältnis bezeichnet wird. Dieses gibt das Verhältnis von quantenmechanischem zum klassischen magnetischen Moment an. Der Betrag des magnetischen Moments eines Elektrons, das sich mit dem klassischen Drehimpuls $\ell = \hbar$ bewegt, wird als Bohrsches Magneton μ_B bezeichnet, der Wert errechnet sich zu $\mu_B = 0,579 \cdot 10^{-4}$ eV/T. Auf diese Weise lässt sich die Bewegung eines magnetischen Dipols im inhomogenen Magnetfeld beschreiben.

5.4 Der Spin des Elektrons

In ihrem 1922 durchgeführten Versuch zeigten Otto Stern und Walther Gerlach die Aufspaltung eines Silberatomstrahls in einem inhomogenen Magnetfeld. In einem solchen Magnetfeld \mathbf{B} wird nicht nur ein Drehmoment, sondern auch eine Kraft \mathbf{F} auf ein Atom mit dem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ ausgeübt. Die Kraft ist gegeben durch:

$$\vec{F} = -\text{grad}V = -\text{grad}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}). \quad (5.5)$$

Das Experiment ergab, dass das magnetische Moment der neutralen Silberatome nicht jede beliebige Orientierung zum Magnetfeld annehmen kann, sondern nur zwei zueinander entgegengesetzte Einstellungen des Moments zum magnetischen Feld möglich sind. Die hier auftretende Quantelung wird als Richtungsquantelung (Quantelung des Drehimpulses) bezeichnet. Auf Basis des zu diesem Zeitpunkt vorhandenen Wissens über Drehimpulse wurde eine Aufspaltung in eine ungerade Anzahl an Komponenten erwartet, da es zu jedem Bahndrehimpuls ℓ genau $(2\ell+1)$ mögliche Projektionen auf die durch das Magnetfeld vorgegebene Quantisierungsachse gibt.

Uhlenbeck und Goldsmith stellten fest, dass Elektronen ein intrinsisches magnetisches Moment besitzen und die magnetischen Momente aller Elektronen dem Betrage nach gleich sind. Prinzipiell sind für ein Elektron nur zwei Einstellmöglichkeiten, nämlich parallel oder antiparallel zum Magnetfeld, erlaubt. Die Größe des magnetischen Moments des Elektrons, das von der Bahnbewegung stammt, ist gleich einem Bohrschen Magneton:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}. \quad (5.6)$$

Betrachtet man das intrinsische magnetische Moment des Elektrons analog zur Quantisierung der z-Komponente des Bahndrehimpulses, so ergibt sich, dass der Spin des Elektrons – verglichen mit dem klassischen Drehimpuls seiner Eigenrotation – $1/2\hbar$ ist. Die Komponente des Spins in Feldrichtung beträgt somit:

$$S_z = \pm \frac{1}{2}\hbar. \quad (5.7)$$

Neben der Halbzahligkeit des Spins ergibt sich noch ein weiterer Unterschied zwischen Spin und Bahndrehimpuls bei der Berechnung des magnetischen Moments. In der allgemeinen Gleichung

$$\vec{\mu} = g \frac{q}{2mc} \vec{J} \quad (5.8)$$

(J: Drehimpuls l oder Spin s), muss der gyromagnetische Faktor g berücksichtigt werden, der im Fall des Bahndrehimpulses $g_l=1$ und für den Spin des Elektrons jedoch $g_s=2$ ist. Der Spin erzeugt ein doppelt so großes magnetisches Moment wie eine klassische mit dem Drehimpuls $\frac{1}{2} \hbar$ rotierende geladene Kugel. Der Spin ist eine besondere Eigenschaft des Elektrons und stellt einen weiteren Freiheitsgrad bei der Beschreibung quantenmechanischer Systeme dar. Er besitzt kein klassisches Analogon und ergibt sich als ein Resultat aus den Betrachtungen der nichtrelativistischen Quantenmechanik.

5.5 Abregung an Oberflächen

Die Wechselwirkung von metastabilen, angeregten Edelgasatomen mit Oberflächen unterscheidet sich in vielen Punkten von der Wechselwirkung von Atomen im Grundzustand mit Oberflächen. Insbesondere können metastabile Atome mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit von nahezu 100% an einer Oberfläche Elektronen aufnehmen bzw. abgeben. Auf diese Weise gehen die angeregten Atome mit einer hohen Übergangsrate in den Grundzustand über, d.h. die Lebensdauer ist an der Oberfläche deutlich verkürzt. Mit der Abregung an der Oberfläche ist die Emission von Elektronen verbunden. Aus der Verteilung der kinetischen Energie der emittierten Elektronen lassen sich Informationen über die elektrische Zustandsdichte der Oberfläche gewinnen.

Das allgemein akzeptierte Modell zur Beschreibung des Abregungsprozesses wurde von Hagsturm im Rahmen der Ionen-Neutralisations-Spektroskopie entwickelt [HAG77, DRA94]. Nach diesem Modell tragen im wesentlichen zwei Prozesse, Resonanzionisation und Augerabregung, zur Abregung angeregter metastabiler Atome bei.

Ist die Austrittsarbeit an der Oberfläche $\Phi=E_V-E_F$ größer als die effektive Ionisationsenergie des metastabilen Atoms E_{eff} und hat die Oberfläche freie Zustände, die energetisch mit dem $2s$ -Niveau des metastabilen Atoms an der Oberfläche entartet sind, kann das angeregte Elektron (z. B. das $2s$ -Elektron im 2^3S Helium) resonant in den Festkörper tunneln. Diesen Vorgang findet man bei Metallen mit Austrittsarbeiten von mehr als 4 eV und bezeichnet ihn als Resonanzionisation RI. Die Übergangsrate ist in diesem Fall proportional zur Überlappung des $2s$ -Orbitals mit den leeren Zuständen der Oberfläche ψ_e :

$$\Gamma_{RI} \propto \left| \langle \Psi_e | 2s \rangle \right|^2 . \quad (5.9)$$

Es ist anzumerken, dass sich die effektive Ionisationsenergie E_{eff} um mehrere Zehntel eV von der Ionisationsenergie des freien metastabilen Atoms unterscheidet. Der freie Zustand im 1s-Niveau kann durch ein Elektron aus einem der besetzten Zustände des Festkörpers besetzt werden. Die freigesetzte Energie wird durch Emission eines Elektrons ins Kontinuum abgegeben. Diesen Vorgang nennt man Augerneutralisation (AN).

Ist die Austrittsarbeit Φ kleiner als die effektive Ionisationsenergie der einfallenden metastabilen Atome, oder besitzt der Festkörper keine freien Zustände, die mit 2s-Niveau energetisch entartet sind, kann das 2s-Elektron nicht in den Festkörper tunneln. In diesem Fall wird die Vakanz im 1s-Niveau direkt gefüllt und das 2s-Elektron ins Vakuum emittiert. Die Übergangsrate wird durch den Überlapp des 1s-Orbitals mit den besetzten Zuständen an der Oberfläche bestimmt:

$$\Gamma_{AD} \propto |\langle \Psi_e | 1s \rangle|^2. \quad (5.10)$$

Dieser Mechanismus wird als Augerabregung (AD) bezeichnet. Handelt es sich um die Abregung an Molekülen und Atomen, so wird auch der Begriff Penning-Ionisation verwendet. Die Benennung ist auf den Entdecker F.M. Penning zurückzuführen.

An Oberflächen sind beide Prozesse, AD und RI+AN erlaubt. Bei Übergangsmetallen tritt jedoch überwiegend RI+AN auf, da das 2s-Orbital wesentlich weiter ausgedehnt ist als das 1s-Orbital. Ein hoher Anteil an AD wird hingegen bei Adsorbaten auf Metalloberflächen beobachtet, die keine Elektronenbänder ausbilden. Dies ist der dominierende Prozess, wenn Metalloberflächen nicht speziell gereinigt werden. Gleiches gilt für Isolatoren, die eine große Bandlücke haben. Es gibt keine freien Zustände, die mit dem 2s-Niveau der metastabilen Atome überlappen. Diese Prozesse sind für den experimentellen Nachweis von metastabilen Atomen wichtig, da bei beiden Prozessen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit Elektronen erzeugt werden.

5.6 Experimenteller Aufbau

Der Gesamtaufbau zur Erzeugung von spinpolarisierten metastabilen Atomen, bestehend aus Plasmaquelle und Separationseinheit für den gewünschten atomaren Zustand, ist in Abbildung 37 in einer computergenerierten Darstellung gezeigt. Im unteren Bereich dieser Abbildung ist die Expansions-/Plasmakammer mit der konzentrisch angeordneten Plasmadüse zu sehen. Die acht radial angeordneten CF-35 Flansche dienen der Versorgung, Messung und transversalen Positionierung. Am unteren Teil der Plasmadüse ist ein massiver Kupferblock angebracht, der über drei flexible Kupferlitzen (\varnothing 10 mm) mit einem Kältereservoir (Kühlfalle) verbunden ist. Die gesamte Düse kann mit flüssigem Stickstoff auf 79 K gekühlt werden. Die elektrische Versorgung der Plasmadüse wird durch die Gasleitung zugeführt, die an einem der radialen Ports angeflanscht ist. Damit die Übersichtlichkeit dieser Darstellung nicht verloren geht, sind Details wie Gasversorgung und Positionierung nicht dargestellt.

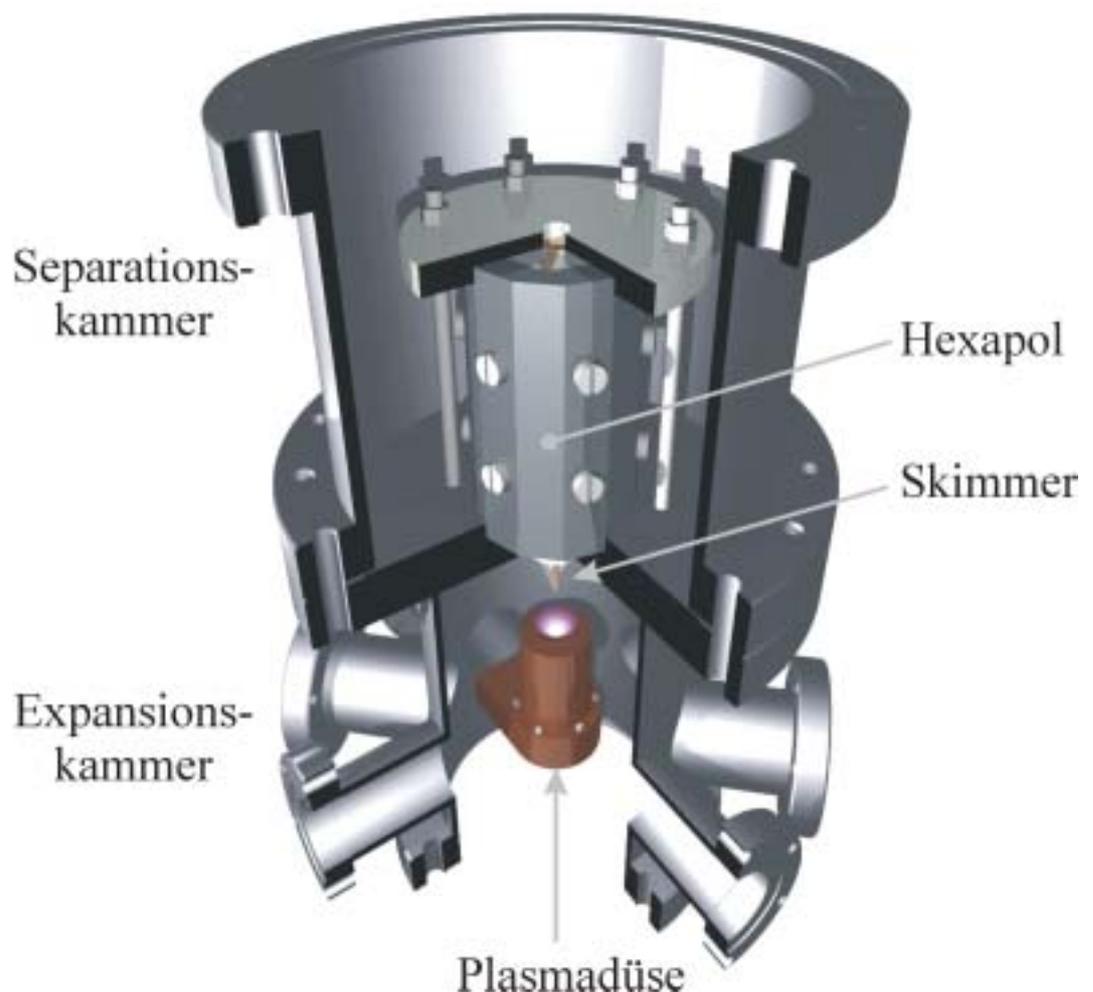


Abbildung 37: Aufbau zur Erzeugung eines metastabilen Heliumtargets mit polarisiertem Elektronenspin in einer computergenerierten Darstellung.

Plasma- und Separationskammer werden durch einen Flansch getrennt, auf dem der Skimmer befestigt ist. Der Skimmer mit einer Öffnung von 0,3 mm ist konzentrisch auf diesem Flansch angeordnet und fest mit der Separationseinheit verbunden. Die Skimmeröffnung bestimmt gemeinsam mit dem Abstand zwischen Düse und Hexapol die Größe des Atomstrahls am Eingang des Hexapols. Im oberen Teil des Bildes ist der permanentmagnetische Hexapol in der Separationskammer zu erkennen. Dieser trennt die verschiedenen atomaren Zustände, die im Mikroplasma erzeugt werden. Der gewünschte (L+S)-Zustand wird auf diese Weise von den anderen Zuständen separiert. Im Anschluss an die Separationseinheit befindet sich ein Detektorsystem zum Nachweis der Trennung der verschiedenen Zustände.

Der Abstand zwischen Plasmadüse und Skimmer kann durch Variation der Höhe der Plasmakammer mit Hilfe eines Teleskopmechanismus verändert werden. Dieses Detail kann man in der Seitenansicht in Abbildung 38 des Gesamtaufbaus erkennen. In dieser technischen Skizze ist auch eine der beiden Positionierungseinheiten und die Gaszuleitung im Bereich der Plasmakammer zu erkennen. Zusätzlich zur Plasma- und Separationskammer ist die Experimentierkammer dargestellt, die zur Montage der verschiedenen Nachweissysteme dient.

Der eigentliche Targetaufbau – bestehend aus Plasma- und Separationskammer – hat eine Gesamthöhe von 340 mm. Diese neue Quelle ist somit im Vergleich zu konventionellen Aufbauten sehr kompakt. Aufgrund der Größe und dem Aufbau ist sie transportabel und kann leicht im Rahmen von Experimenten in Forschungseinrichtungen und Instituten weltweit eingesetzt werden. Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Kapiteln im Detail beschrieben.

Durch die Verwendung von hochverdichtenden Turbomolekularpumpen an der Expansionskammer konnte der sehr kompakte Aufbau realisiert werden. An der Experimentierkammer ist eine Pumpe des Typs TW 700/CF150 (Leybold) in Kombination mit ölgedichteten Drehschieberpumpen (TRIVAC B bzw. DUO) installiert. Die Saugleistung liegt im gewünschten Druckbereich von $< 10^{-2}$ hPa bei 680 l/s (TW 700). Bei gegebenem Porendurchmesser der 3D-MSE ist der maximale Gasfluss durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung bestimmt. Das erreichte Grundvakuum liegt typischerweise im Bereich von $3 \cdot 10^{-8}$ – $2 \cdot 10^{-7}$ hPa.

Zur Vakuummessung stehen verschiedene Hoch- und Vorvakuummesszellen an der Apparatur zur Verfügung. An der Expansionskammer werden Kombigeräte vom Typ ITR 90 (Leybold) mit einem Messbereich von $5 \cdot 10^{-10}$ – 1000 hPa verwendet. Die Messgenauigkeit liegt bei ± 15 %. Die Ionisationsmessgeräte sind auf Stickstoff N₂ kalibriert, so dass für die verwendeten Gase die vom Hersteller angegebenen Korrekturfaktoren berücksichtigt werden müssen. In der Gaszuleitung zur Düse befindet sich eine gasartunabhängige piezomechanische Messzelle. Die Genauigkeit beträgt ± 60 hPa im Messbereich von 0 – 10 MPa.

Die Regelung des Vordrucks und der zugeführten Gasmenge erfolgt mit einem Nadelventil. In diesem Betriebsmodus der 3D-MSE ist ein kontinuierlicher Gasfluss durch die Pore gewährleistet (upstream flow control). Das Gas wird damit kontinuierlich in der Pore ausgetauscht. Auf diese Weise kann die in der Entladung umgesetzte Leistung effektiv abgeführt werden und die Erwärmung der Düse ist relativ gering. Der Vordruck ist bei gegebenem Porendurchmesser von der eingestellten Gasmenge abhängig. Die Saugleistung wird nicht geregelt, so dass der Druck in der Expansionskammer bis zu einem gewissen Druckwert direkt proportional zum Vordruck bzw. Gasfluss ist. Das gesamte Gasmischsystem ist aus Rohren und Fittings aus Edelstahl gefertigt und ist für Helium druck- und vakuumdicht.

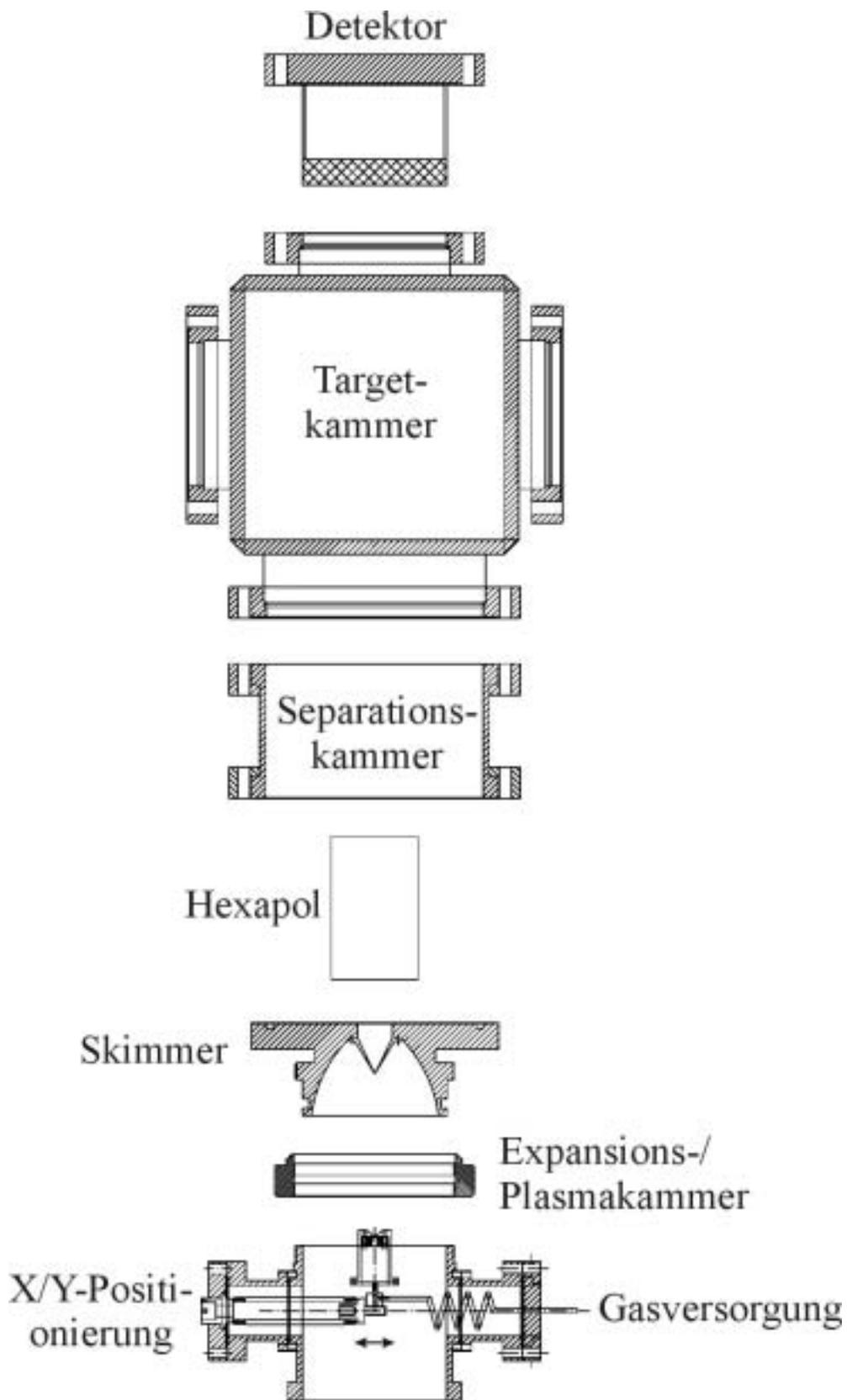


Abbildung 38: Explosionszeichnung des spinpolarisierten Heliumtargets mit seinen drei Hauptkomponenten Expansions-, Separations- und Targetkammer

5.6.1 Plasmaquelle

Die Mikroplasmaquelle für angeregte und metastabile Atome basiert auf dem Prinzip zur Erzeugung eines Plasma-Jets. Der Aufbau mit seinen charakteristischen Druckbereichen ist in Abbildung 33 dargestellt. Das zentrale Element der Plasmaquelle ist die MSE zur Erzeugung des Plasmas bei hohem Druck. Die MSE muss hierzu in eine entsprechende Halterung integriert werden, die im wesentlichen zwei Aufgaben zu erfüllen hat. Einerseits muss die gesamte zugeführte Gasmenge ausschließlich durch die Mikropore strömen und gleichzeitig Hoch- und Niederdruckbereich getrennt werden. Andererseits muss die 3D-MSE gut elektrisch isoliert sein, dass keine parasitären Entladungen innerhalb des Gehäuses brennen. Jedoch ist eine gute Kontaktierung der beiden Elektroden zu gewährleisten. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, dass die Plasmaquelle nicht den Überschall-Gasstrahl beeinflusst. Dies kann jedoch durch einen kompakten Aufbau der Quelle erreicht werden, sofern das die Versorgung und Isolation zulassen.

Die Pore zur Erzeugung des Mikroplasmas ist zentral auf der quadratischen Elektrode mit einer Fläche von 8 mm x 8 mm bzw. 6 mm x 6 mm angeordnet. Auf der überstehenden Keramik (24 mm x 24 mm), die zur Vermeidung von Überschlägen so groß dimensioniert ist, sind vier Bohrungen (Durchmesser 4,2 mm) angeordnet. Diese dienen der Fixierung und Positionierung der 3D-MSE auf der Halterung (siehe Abbildung 39).

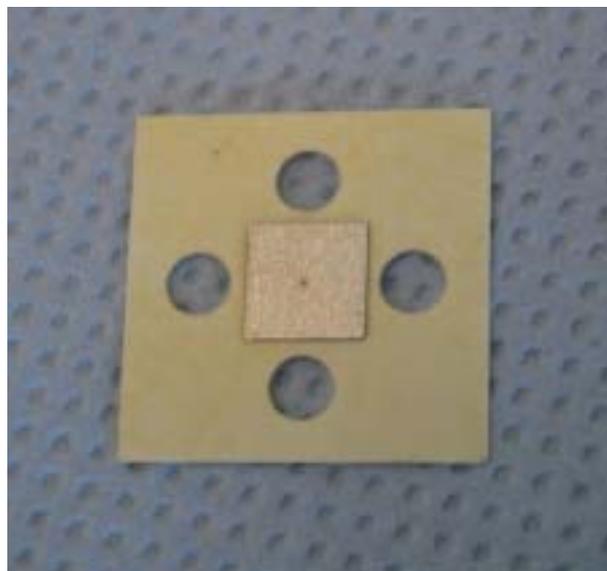


Abbildung 39: 3D-MSE mit überstehender Keramik. (Keramik: 24mm x 24mm, Elektrode 8mm x 8mm, Porendurchmesser 100 μ m).

Durch die Abmessungen der Mikropore (typischerweise $100\ \mu\text{m}$) eignet sich diese gleichzeitig als Düse zur Erzeugung eines Überschall-Gasstrahls. Dazu muss die Bedingung für den Druckunterschied gemäß Gleichung 3.4 erfüllt werden. Bei gegebener Saugleistung der verwendeten Pumpen bestimmt der Lochdurchmesser der 3D-MSE den maximalen Vordruck p_0 .

Ein Querschnitt durch den Aufbau ist in Abbildung 40 gezeigt. Der Vorteil dieses koaxialen Aufbaus ist, dass sich die elektrische Versorgung im Hochdruckbereich der Plasmadüse befindet und keine elektrischen Felder außerhalb der Düse auftreten. Auf diese Weise wird vermieden, dass unerwünschte Plasmen im Bereich zwischen der Düse und dem Skimmer zünden.

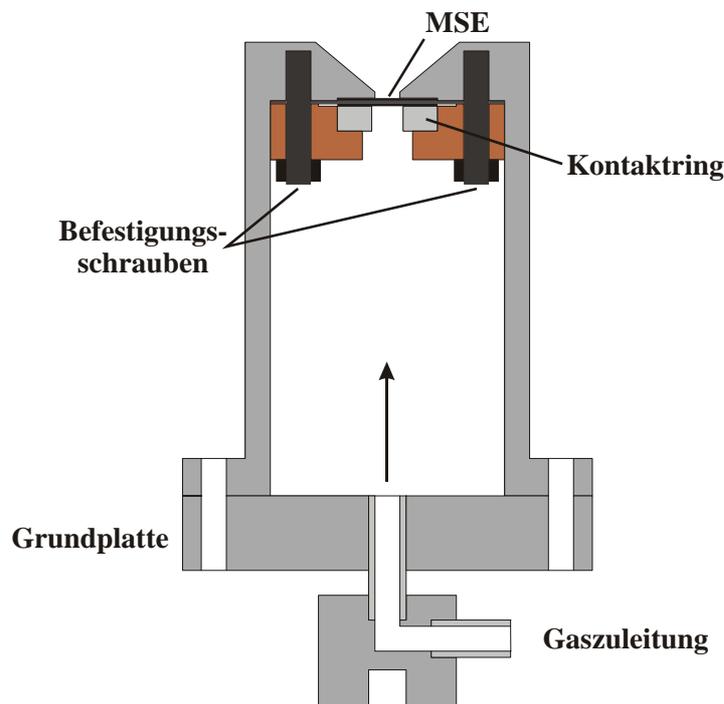


Abbildung 40. Querschnitt durch die Plasmadüse.

Die Halterung besteht aus einem zylindrischen Grundkörper mit vier Bolzen zur Befestigung der 3D-MSE und einer konischen Öffnung für das aus der Düse ausströmende Gas. Die 3D-MSE wird eingelegt, dass die Pore zentrisch zur Bohrung im Grundkörper angeordnet ist. Damit das Gas nicht durch einen Spalt zwischen 3D-MSE und Grundkörper strömen kann, wird an dieser Stelle eine Indiumflachdichtung verwendet. Diese wird auf die ebene, glatte Grundfläche gelegt, so dass sich die quadratische Elektrode beim Anziehen der vier Befestigungsmuttern in das weiche Indium drückt. Dieses spezielle Dichtungssystem kann für alle untersuchten Ausführungen der 3D-MSE verwendet werden, unabhängig von Elektrodenmaterial, -stärke und Abmessung der Elektroden. Auf diese Weise ist eine vakuum- und druckdichte Trennung zwischen Hoch- und

Niederdruckbereich gewährleistet und das gesamte Gas wird zwangsläufig durch die Mikropore geschleust. Die gesamte 3D-MSE befindet sich im Hochdruckbereich, so dass das Risiko von Überschlägen und parasitären Entladungen reduziert wird. Die Kontaktierung der Elektrode auf der Niederdruckseite erfolgt über den Grundkörper und die Indiumdichtung. Der Grundkörper ist fest mit der Grundplatte verbunden und wird über die Gaszuleitung geerdet, so dass keine gesonderte Kontaktierung innerhalb der Plasmaquelle benötigt wird. Auf diese Weise kann eine der beiden elektrischen Versorgungsleitungen eingespart werden. Die zweite Elektrode auf der Hochdruckseite wird durch einen Kontaktring aus Kupfer hergestellt, der mit einem Vespel-Isolator auf die Elektrode gedrückt wird. Das Sandwich aus Dichtung, 3D-MSE und Kontaktring wird durch den Isolator mit Hilfe der vier Bolzen an die Grundplatte gepresst. Die elektrische Zuleitung wird durch die Gaszuleitung nach außen geführt. Die Verbindung zum Kontaktring ist gesteckt, was einen einfachen Wechsel der 3D-MSE ermöglicht. Zur Montage einer 3D-MSE wird der Grundkörper komplett vom Versorgungsflansch mit der Gasversorgung, Kühlung und dem Justagesystem getrennt und aus der Apparatur entfernt.

Die komplette Düse kann auf 80 K gekühlt werden. Die Kühlung erfolgt mit einer Kühlfalle, die außerhalb der Expansionskammer angebracht und mit flüssigem Stickstoff gefüllt ist. Durch die Kühlung kann die Geschwindigkeit des Atomstrahls gemäß Gleichung **3.1** nach der Expansion reduziert werden. Diese Tatsache ist besonders für die Separation wichtig.

Der Grundkörper wird auf einem Versorgungsflansch befestigt und über drei flexible Kupferlitzen großen Querschnitts mit der Kühlfalle verbunden. Der Versorgungsflansch dient gleichzeitig als Gaszufuhr und zur elektrischen Versorgung. Dieser Flansch kann von außen mit zwei Mikrometerschrauben transversal zum Skimmer justiert werden, um die Düse optimal in Bezug zum Skimmer zu positionieren. Um eine optimale Wärmeabfuhr zu erreichen, sind Versorgungsflansch und Grundkörper aus Kupfer gefertigt. Die Dichtung zwischen den beiden Bauteilen erfolgt ebenfalls mit Indium, da dieses eine hohe Wärmeleitfähigkeit bei Temperaturen von 80 K besitzt. Das zugeführte Gas wird durch Stöße mit der kalten Wand direkt in der Düse gekühlt. Damit sich eine Gleichgewichtstemperatur durch eine ausreichend lange Verweildauer einstellen kann, hat die Plasmadüse ein Volumen von 3 cm^3 . Bei einer typischen Durchflussmenge von 100 sccm verweilt das Gas durchschnittlich 2 s in der Düse.

5.6.2 Separation

Die Plasmaquelle erzeugt ein Gemisch aus verschiedenen (L+S)-Zuständen. Für spezielle atomphysikalische Untersuchungen möchte man jedoch ein spinpolarisiertes Target mit nur einem Zustand. Das Herzstück des spinpolarisierten Targets ist die Separation des gewünschten elektronenspinpolarisierten bzw. metastabilen Zustandes aus dem Plasma-Jet. Die Trennung erfolgt durch das magnetische Moment der Zustände in einem inhomogenen Magnetfeld. Der Separationsmagnet soll einerseits 100% Separation des gewünschten Zustandes in Bezug auf alle anderen Zustände und dem Grundzustand garantieren. Andererseits ist auch die Targetdichte und das Strahlprofil für Experimente von entscheidender Bedeutung, wobei ein direkter Zusammenhang zwischen Profil und Targetdichte besteht.

Entsprechende Simulationen in der Planungsphase, die im Rahmen der Diplomarbeit von T. Jahnke [JAH02] durchgeführt wurden, haben ergeben, dass ein Hexapolmagnet die gewünschten Eigenschaften zur effizienten Separation der (L+S)-Zustände aufweist. Zusätzlich lässt sich aufgrund der fokussierenden Eigenschaften des Magneten die Targetausdehnung reduzieren.

Die genaue Beschreibung der Wirkung eines Hexapols auf einen Atomstrahl bildet die Grundlage der Trennung der verschiedenen (L,S)-Zustände des Plasma-Jets. Dazu ist es einerseits notwendig, die Effizienz der Trennung und des Transports der Atome durch den Hexapol in Abhängigkeit vom magnetischen Moment und Geschwindigkeit zu kennen. Andererseits ist es erforderlich, die Bahnen der Atome nach dem Verlassen des Hexapols zu beschreiben.

Die Feldverteilung eines Hexapols kann nach [HAL81] analytisch berechnet werden. Zur Berechnung der Trajektorien der verschiedenen Heliumzustände ist es jedoch entscheidend, dass ein Hexapol bezüglich des B-Feldes vollständig rotationssymmetrisch ist. Außerdem nimmt der Betrag des Feldes quadratisch mit dem Abstand r von der Magnetachse zu, so dass der Feldgradient proportional zum Radius r ist:

$$\left| \vec{B} \right| = B_{Pol} \frac{r^2}{r_{Pol}^2} \quad \frac{\partial B}{\partial r} = 2B_{Pol} \frac{r}{r_{Pol}^2}. \quad (5.11)$$

Das Polspitzfeld B_{Pol} gibt die maximale Feldstärke direkt an den Polen des Magneten (r_{Pol}) an.

Da der Betrag des B-Feldes im Inneren des Hexapols nur vom Radius r abhängt, lässt sich die Kraft, welche auf ein Atom im Zustand (L,S) mit einem magnetischen Moment μ_B wirkt, durch folgende Gleichung ausdrücken:

$$F = -\text{grad}_r V = -\frac{\partial V}{\partial r} \bar{e}_r = -\frac{\partial V}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial r} \bar{e}_r = -\mu_B \frac{\partial B}{\partial r} \bar{e}_r. \quad (5.12)$$

V stellt das Potenzial dar, in welchem sich das Atom infolge seines magnetischen Moments unter Einwirkung eines B-Feldes befindet.

Aufgrund der Symmetrie des Problems berechnet man die Trajektorien einzelner Atome im Hexapol in Zylinderkoordinaten und geht von der Lagrangefunktion aus:

$$\begin{aligned} L &= T - V \\ &= \frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2 + \dot{z}^2) + \bar{\mu}_B \bar{B} \end{aligned} \quad (5.13)$$

Die Bewegungsgleichung für die z -Komponente, entlang der Magnetachse in Ausbreitungsrichtung des Atomstrahls, ist im Fall eines zylindersymmetrischen Hexapols trivial, da v_z konstant ist und es gilt $z = v_z \cdot t$.

Abgesehen von dieser gleichförmigen Bewegung in z -Richtung bewegen sich die Atome in einem zweidimensionalen rotationssymmetrischen parabolischen Potenzial. Aus der Lagrangefunktion erhält man die Bewegungsgleichung:

$$\ddot{r} = r\dot{\phi}^2 - 2 \frac{\mu_B B_{Pol}}{m} \cdot \frac{r}{r_{Pol}^2}. \quad (5.14)$$

Diese Bewegungsgleichungen lassen sich analytisch integrieren. Sie vereinfachen sich drastisch, wenn die azimutale Geschwindigkeitskomponente ϕ verschwindet, da der erste Term in Gleichung 5.15 entfällt. Die Lösungen dieser Gleichung gehen in rein harmonische bzw. hyperbolische Trajektorien über:

$$r(z) = r_0 \left\{ \begin{array}{l} \cos \\ \cosh \end{array} \right\} \left(\sqrt{\frac{2\mu_B B_{Pol}}{mv_z^2}} \cdot z + \delta \right), \quad (5.15)$$

wobei ein Phasenfaktor δ berücksichtigt wird.

Im Rahmen der Diplomarbeit von Till Jahnke [JAH02] wurden auf Basis dieser Bewegungsgleichungen die Trajektorien der Heliumatome im gewünschten 2^3S_1 -Zustand im Hexapol simuliert. So können, unter Berücksichtigung der Anfangsbedingungen (magnetisches Moment, Ort, Geschwindigkeit), die Abbildungseigenschaften verschiedener Magnetgeometrien untersucht werden.

Wie bereits aus Gleichung 5.15 zu erkennen ist, ist die Ablenkung abhängig von der Anfangsgeschwindigkeit, d.h. je langsamer die Atome sind, desto stärker werden sie abgelenkt. Hier liegt auch die Begründung für die Kühlung der Quelle. Wie bereits im Kapitel 3.1 dargestellt, wirkt sich die Gastemperatur T_0 vor der adiabatischen Expansion direkt auf die Jetgeschwindigkeit (Gl. 3.1) aus, so dass durch die Kühlung des Gases in Verbindung mit der nichtthermischen Mikroentladung die mittlere Geschwindigkeit reduziert werden kann. Auf diese Weise lässt sich die Jetgeschwindigkeit für Helium von 1760 m/s bei 300 K durch Kühlung mit flüssigem Stickstoff auf 911 m/s bei 80 K reduzieren. Dies ist jedoch nur möglich, da der Wärmeeintrag im Mikroplasma sehr gering ist, da es sich um ein nichtthermisches Plasma handelt. Die Separation ist andererseits vom Polspitzfeld B_{Pol} abhängig. Durch Erhöhung des Polspitzfeldes B_{Pol} kann eine kompakte Separationseinheit erreicht werden.

Der Einfluss der Jetgeschwindigkeit v_{jet} der He-Atome, respektive der Düsentemperatur T_0 , auf die Separation wurde für einen Hexapol simuliert. Die Anfangsgeschwindigkeit ist wie im Fall des klassischen Überschall-Gasstrahls nur durch die Temperatur T_0 gegeben. Das Profil des Plasma-Jets am Eingang des Hexapols ist durch den Abstand Düse/Skimmer und den Durchmesser des Skimmers bestimmt. Es handelt sich um einen divergenten Strahl. Die Divergenz beträgt typischerweise 10 mrad und der Strahl hat beim Eintritt in den Hexapol einen Durchmesser von 1 mm.

Die Simulationen haben gezeigt, dass nur durch einen außermittigen Einschuss in den Hexapolmagneten eine räumliche Trennung des 2^3S_1 -Anteils vom Grundzustand erreicht wird. Der Atomstrahl wird einige Millimeter unterhalb der Magnetachse eingeschossen. Im Folgenden sind exemplarisch die berechneten Trajektorien für verschiedene Anfangsparameter aus [JAH02] gezeigt. Die Grafiken zeigen einen Schnitt entlang der Magnetachse mit den charakteristischen Trajektorien für den 2^3S_1 -Zustand und den Grundzustand. Zusätzlich zur Einhüllenden ist ein Strahl aus dem Zentrum des Plasma-Jets für das metastabile He gezeigt. Die Heliumatome im Grundzustand werden im Hexapol nicht abgelenkt und bewegen sich gradlinig, gleichförmig gemäß ihrer Anfangsgeschwindigkeit. Der gewünschte 2^3S_1 -Zustand muss nach dem Hexapol räumlich vom Grundzustand getrennt sein, damit durch eine entsprechend angeordnete Blende der Targetstrahl vom Rest getrennt werden kann.

In Abbildung 41 ist eine Simulation für eine Düsentemperatur von 110 K, mit einer Hexapollänge von 100 mm und einem Polspitzfeld B_{Pol} von 0,7 T gezeigt. Deutlich ist der Fokus in einem Abstand von 184 mm nach dem Magneten zu sehen. Das Helium im 2^3S_1 -Zustand (Spin down, down) ist in der Fokusebene 7 mm vom Grundzustand getrennt.

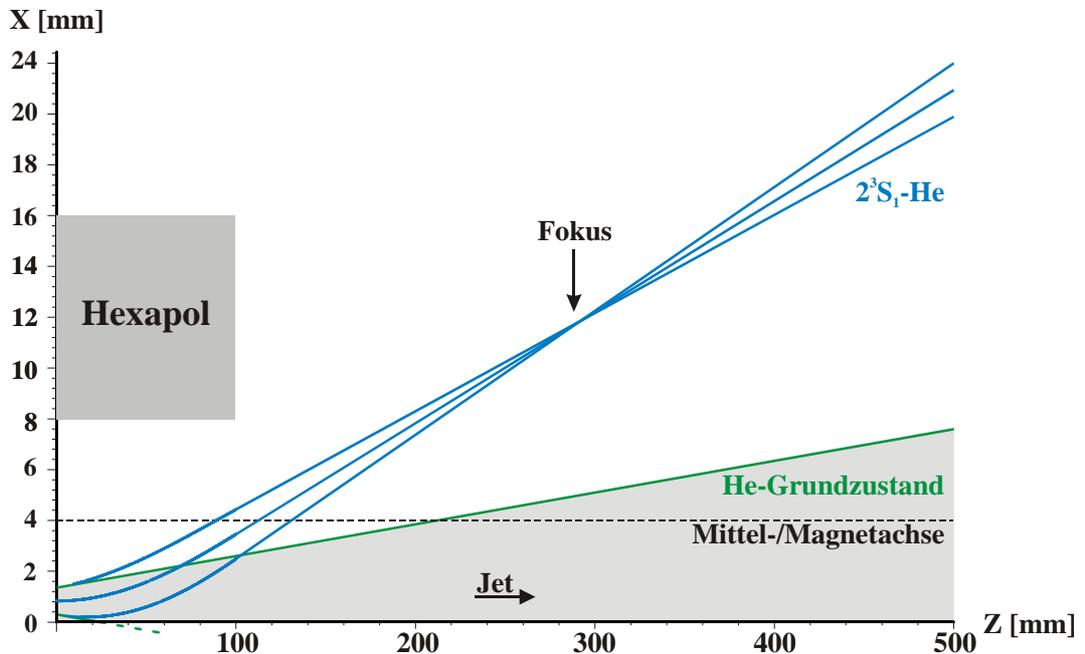


Abbildung 41: Simulation der Trajektorien für die Separation des 2^3S_1 -Heliumzustandes (Spin down) bei einer Düsentemperatur von 110 K. Die Rotationsachse des Magneten liegt bei $x=4$ mm.

Die Heliumatome im gewünschten 2^3S_1 -Zustand (Spin down, down) werden in Richtung der Magnetachse abgelenkt und treffen nicht auf den Magneten. Da der Hexapol geschwindigkeitsdispersiv ist, wandert der Fokus mit steigender Geschwindigkeit vom Hexapol weg. Zustände mit Spin up werden im Hexapol defokussiert und vom gewünschten Zustand getrennt. Die defokussierten Zustände kollidieren wie ein Teil des Grundzustandes mit den Magnetpolen. Mit dem außerhalb der Symmetrieachse des Hexapols angeordneten Skimmer erreicht man, dass die metastabilen Heliumatome mit polarisiertem Elektronenspin aus dem divergenten Gesamtstrahl gelenkt werden und somit eine vollständige Separation erreicht wird. Der Fokus des Targets liegt auf der gegenüberliegenden Seite der Magnetachse.

Der Einfluss der Jetgeschwindigkeit auf die Trennung des 2^3S_1 -Zustand ist in Abbildung 42 und Abbildung 43 für 80 K bzw. 150 K gezeigt. Der Fokus wandert mit steigender Geschwindigkeit immer weiter vom Hexapol weg.

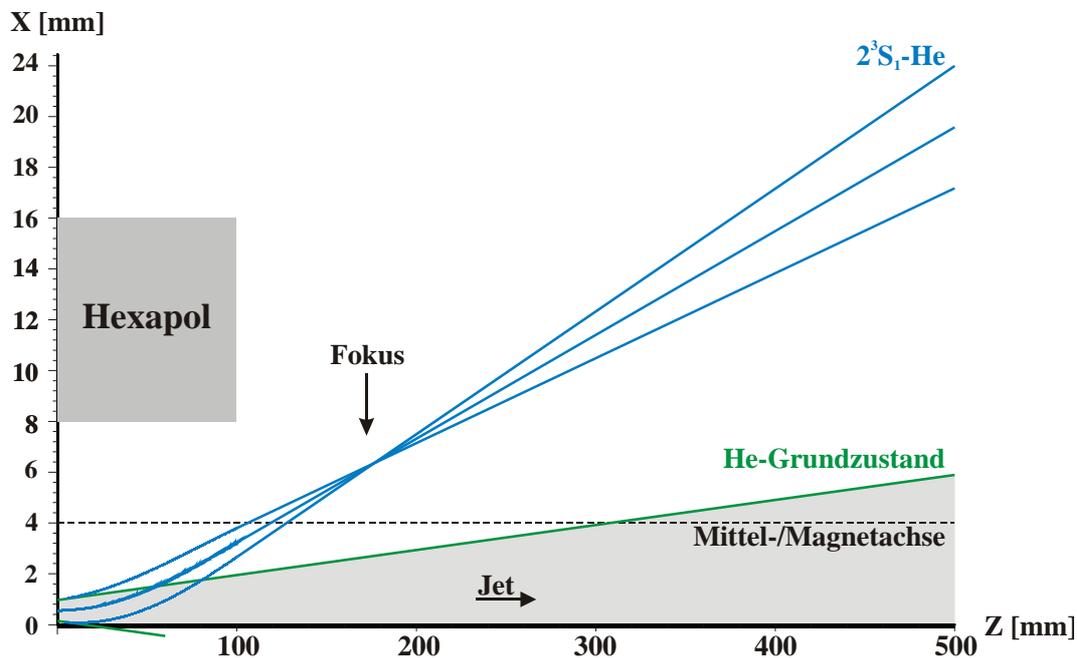


Abbildung 42: Simulation der Trajektorien für die Separation des 2^3S_1 -Heliumzustandes, (Spin down) bei einer Düsentemperatur von 80 K. Der Fokus wandert in Richtung Hexapol.

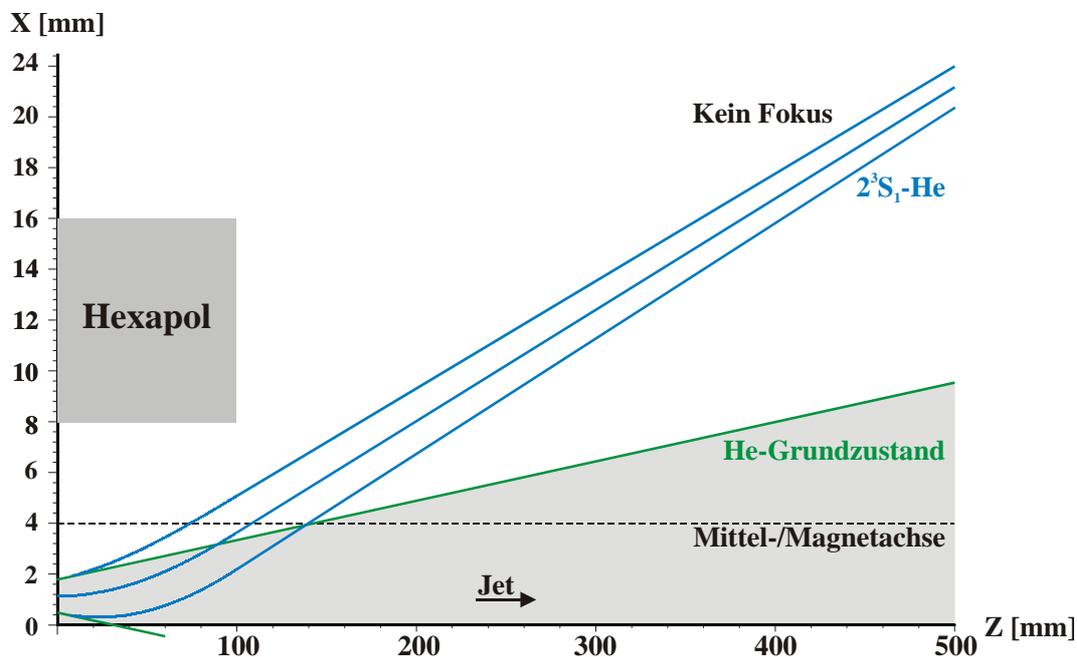


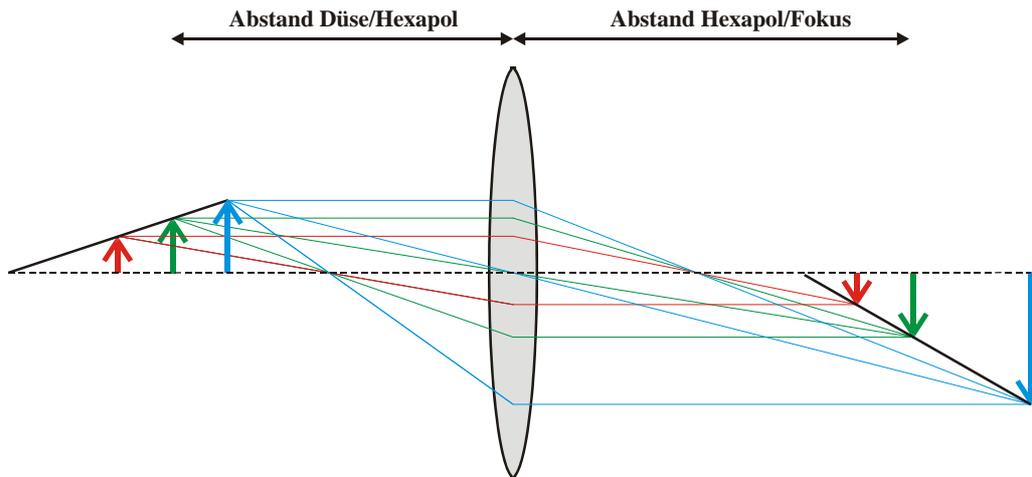
Abbildung 43: Simulation der Trajektorien für die Separation des 2^3S_1 -Heliumzustandes, (Spin down) bei einer Düsentemperatur von 150 K. Der Fokus liegt außerhalb des dargestellten Bereichs.

Ein etwas anschaulicheres Bild ergibt sich, wenn man die Separation in Analogie zur Optik betrachtet und das Prinzip der Trennung einzelner Zustände mit fokussierenden und defokussierenden Linsen beschreibt. Der Hexapol stellt für Atome mit einem magnetischen Moment ungleich Null eine Linse dar. Die ablenkende Kraft nimmt linear mit dem Abstand zur Magnetachse zu.

Er verhält sich für den 2^3S_1 -Zustand mit Spin down wie eine Sammellinse und für den gleichen Zustand mit Spin up wie eine Streulinse. Analog zur Optik erhält man für eine entsprechende Gegenstandsweite und gegebene Brennweite der Linse ein kopfstehendes, vergrößertes reelles Bild der punktförmigen Plasmaquelle.

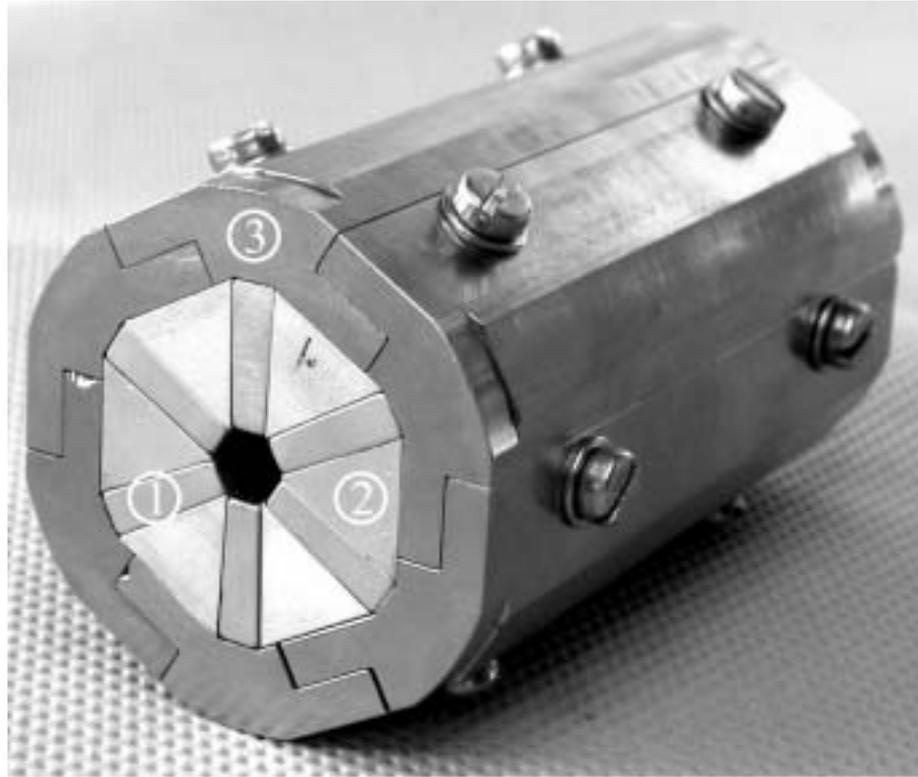
Ein entscheidender Unterschied zu konventionellen Separationseinheiten [BRA95] mit Hexapolen ist, dass der Plasma-Jet nicht auf der Magnetachse eingeschossen wird. Eine Trennung wäre in dieser Anordnung nur mit einem System aus mehreren Hexapolen und Driftstrecken, möglich. Der gewünschte Zustand wird dazu zuerst defokussiert, so dass die restlichen Zustände ausgeblendet werden können. Anschließend wird er wieder fokussiert. Der Anteil von Heliumatomen im Grundzustand nimmt zwar mit zunehmender Magnetlänge ab, jedoch ist eine räumliche Trennung vom gewünschten spinpolarisierten Zustand nicht möglich.

Vergrößert bzw. verkleinert man den Abstand zwischen Düse und Hexapol bei festem Abstand Düse/Skimmer, so verkürzt bzw. verlängert sich der Abstand zwischen bildseitigem Fokus und Hexapol (siehe Abbildung 44). Durch die feste Position des Skimmers in Bezug auf die Düse verändert sich dabei der Durchmesser des Plasmastrahls beim Eintritt in den Hexapol. Auf diese Weise kann die Position des Fokus variiert werden. Dies ist z. B. für Experimente mit gekreuzten Strahlen wichtig, wenn es darum geht, das polarisierte metastabile Heliumtarget mit einem weiteren Strahl zu überlappen. Der Einfluss des Abstandes auf die Lage des Fokus ist in Abbildung 46 exemplarisch anhand von zwei Simulationen gezeigt.



**Abbildung 44: Modell zur Beschreibung der Separation in Analogie zur Sammellinse.
Einfluss des Abstands Düse/Hexapol auf die Position des Fokus.**

Zur Verifikation des Prinzips zur Trennung der verschiedenen Zustände wurde eine einfache Separationseinheit mit einem permanentmagnetischen Hexapol aufgebaut und getestet. Da die Simulationen gezeigt haben, dass mit einem Polspitzfeld B_{Pol} von 0,7 T bei einer Länge von 100 mm eine Trennung möglich ist, wurde ein Hexapol aus 2x3 Seltenerd magneten (VACODYM 655HR [BOL90, VAC02]), mit antiparalleler Magnetisierung, aufgebaut. Dieser Dauermagnetwerkstoff hat eine Remanenz von 1,26 T. Die sechs Permanentmagnete werden mit Haltern aus Aluminium, die zur Positionierung und Befestigung dienen, an einem Joch (VACOFLEX 50 [VAC02]) befestigt (siehe Abbildung 45). Das Joch dient einerseits zur Feldrückführung und andererseits zur Reduktion des Streufeldes. Der Separationsmagnet hat eine Länge von 100 mm, der Außendurchmesser beträgt 62 mm bei einem Innendurchmesser von 8 mm (siehe Abbildung 45). Das simulierte Polspitzfeld dieser einfachen Anordnung beträgt 0,7 T.



**Abbildung 45: Foto des permanentmagnetischen Hexapols,
1: Permanentmagnet, 2: Alu-Halter, 3: Joch.**

Dieser einfache Aufbau zur Verifikation des Prinzips kann dahingehend verbessert werden, dass man den Hexapol aus 12 bzw. 24 Permanentmagneten mit entsprechender Magnetisierung aufbaut. Auf diese Weise wird der Füllungsgrad mit magnetischem Material verbessert und das erreichte Polspitzfeld kann weiter erhöht werden [HAL80]. Hierdurch wird die Länge des Magneten weiter verkürzt und die räumliche Trennung der einzelnen Zustände noch weiter verbessert.

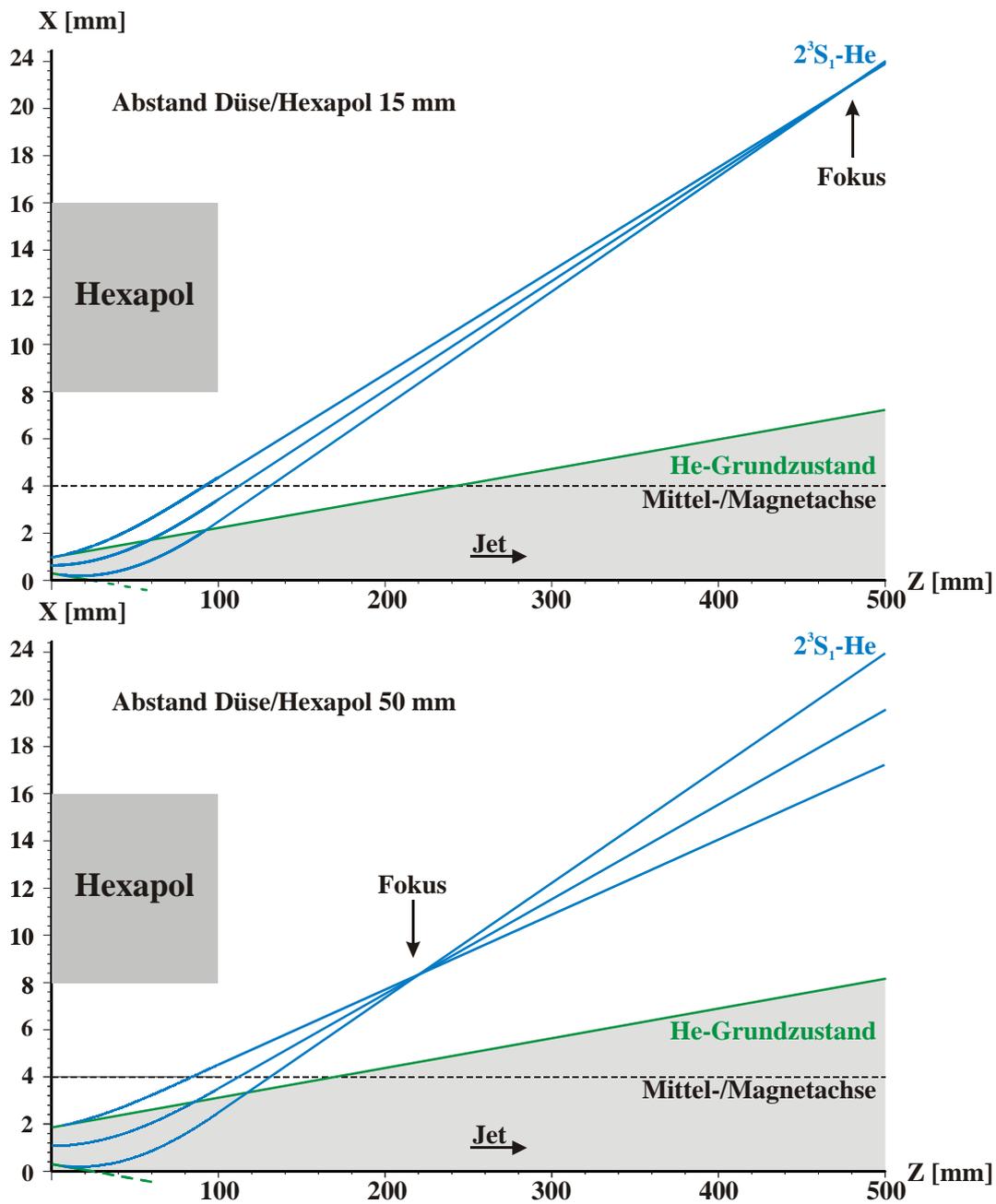


Abbildung 46: Einfluss des Abstands Düse-Magnet auf die Trennung und die Position des Fokus für 15 und 50 mm Abstand bei 110 K Düsentemperatur.

5.6.3 Quantitativer und qualitativer Nachweis von metastabilem Helium

Der qualitative und quantitative Nachweis des metastabilen Heliums sind erforderlich, um die Funktion der Separationseinheit zu verifizieren und die Qualität des Targets zu bewerten. Dazu ist es einerseits notwendig, den separierten Strahl im 2^3S_1 -Zustand und das Helium im Grundzustand orts aufgelöst zu detektieren. Andererseits muss die Ausbeute an spinpolarisiertem Helium gemessen werden.

Die räumliche Ausdehnung des metastabilen Heliums lässt sich relativ einfach mit einem ortsauflösenden Detektor verifizieren, wie er z. B. für atomphysikalische Streuexperimente eingesetzt wird. Es handelt sich dabei um Einzelteilchendetektoren die zum zeit- und orts aufgelösten Nachweis von Elektronen und Ionen verwendet werden [JAG98]. Zur Verstärkung der Primärladung verwenden diese Detektoren Micro-Channel-Plates (MCP) mit einer Verstärkung von typischerweise 10^6 . Die erzeugten Signale werden mit einer Delayline-Anode im Anschluss an das MCP orts aufgelöst nachgewiesen und elektronisch verarbeitet.

Der Nachweis der langsamen Neutralteilchen ist mit diesem System nicht ohne weiteres möglich, da diese keine Sekundärelektronen auf dem MCP auslösen. Metastabile Atome geben jedoch bei der Wechselwirkung mit einer Oberfläche Elektronen ab (siehe Abschnitt 5.5). Auf diese Weise gehen die angeregten Atome mit einer hohen Übergangsrate in den Grundzustand über, d.h. die Lebensdauer ist an der Oberfläche deutlich verkürzt. Mit der Abregung an der Oberfläche des MCPs ist die Emission von Elektronen verbunden, die direkt mit einem Elektronendetektor nachgewiesen werden können. Als Referenz zur Überprüfung der Trennung benötigt man aber noch die Position der Heliumatome im Grundzustand, die nicht mit diesem Detektor nachgewiesen werden können. An dieser Stelle ist jedoch die in der Plasmaquelle erzeugte UV-Strahlung sehr hilfreich, die sich wie das Helium im Grundzustand gradlinig durch den Hexapol bewegt. Das Strahlprofil des UV-Strahls ist identisch mit dem Querschnitt des Heliumatomstrahls, da beide geometrisch durch die punktförmige Plasmaquelle und den Skimmer definiert werden. Im Gegensatz zu den Heliumatomen im Grundzustand kann die UV-Strahlung mittels Photoeffekt am MCP nachgewiesen werden.

Auf diese Weise erhält man das Profil des separierten Heliumstrahls und als Referenz dazu das Profil der UV-Strahlung respektive der Heliumatome im Grundzustand (siehe Abbildung 47). Durch Variation der Position des Detektors entlang der z-Achse kann man somit den Strahlverlauf der beiden Komponenten verfolgen und mit den Simulationen vergleichen. Messungen haben gezeigt, dass die Anzahl der erzeugten spinpolarisierten Heliumatome im 2^3S_1 -Zustand die maximale Verarbeitungsrate des Nachweissystems von etwa 10^6 Hz überschreitet.

Aufgrund der hohen Ereignisrate $> 10^6 \text{ He}^*/\text{s}$ musste der Detektor entsprechend modifiziert werden. Die Beschränkungen liegen einerseits an der hohen Verstärkung der MCPs andererseits an der limitierten Verarbeitungsrate des Detektors in Verbindung mit der verwendeten Elektronik. Die Verstärkung lässt sich relativ leicht durch die Spannung am MCP reduzieren. Das ortsauflösende Anodensystem kann durch einen Phosphorschirm ersetzt werden, der keiner Limitierung unterliegt. Die Elektronenlawine wird nach dem MCP durch Anlegen einer Potenzialdifferenz zwischen MCP-Rückseite und Phosphorschirm beschleunigt. Die Elektronen werden auf dem Schirm durch Lumineszenz sichtbar gemacht. Die Spannung an den MCPs beträgt typischerweise 1000V und die Elektronen durchlaufen anschließend eine Beschleunigungsspannung von 3000 V, bevor sie auf den Schirm treffen. Der Nachteil dieses Systems ist, dass das Detektorbild nicht elektronisch erfasst werden kann. Jedoch ermöglicht dieser Aufbau das Profil der separierten Strahlen sichtbar zu machen, so dass die Ausdehnung bestimmt werden kann.

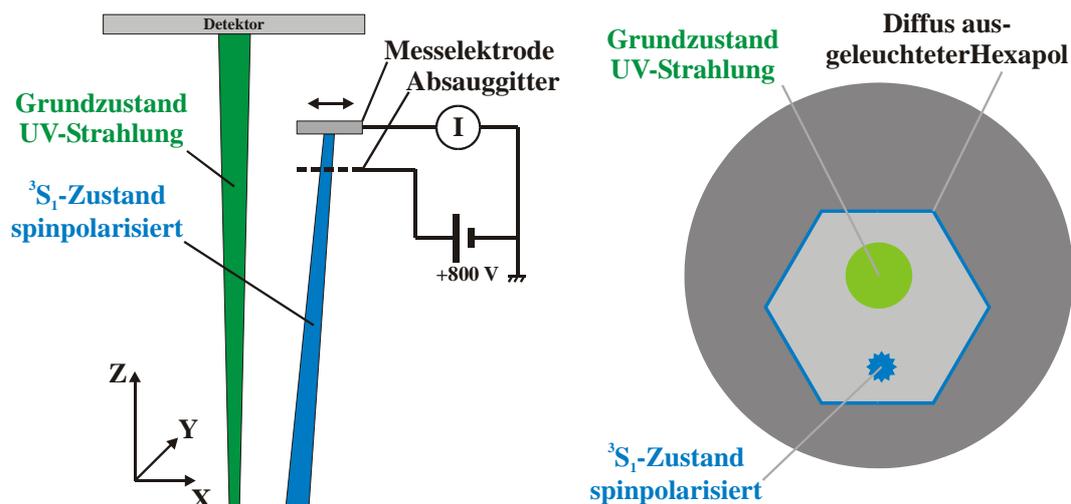


Abbildung 47: Aufbau des Detektors zum quantitativen und qualitativen Nachweis der verschiedenen Zustände.

Aufgrund des hohen Teilchenstroms an spinpolarisiertem Helium im 2^3S_1 -Zustand wird die quantitative Ausbeute durch eine Strommessung bestimmt. Eine Messelektrode aus Edelstahl mit einem Gitter zum Absaugen der Elektronen wird an einer Durchführung in der Targetkammer in den Strahlverlauf gefahren, so dass der 3S_1 -Helium-Strahl vollständig auf die Messelektrode trifft. Die an der Oberfläche der Elektrode erzeugten Elektronen werden durch das Gitter, das auf positivem Potenzial liegt, abgesaugt und der Strom zur geerdeten Messelektrode wird mit einem empfindlichen Elektrometer gemessen. Die am Absauggitter angelegte Spannung beträgt +800 V. Mit diesem Spannungswert ist sichergestellt,

dass alle an der Oberfläche erzeugten Elektronen abgesaugt werden. Eine weitere Erhöhung der Spannung zeigt keinen Einfluss auf den gemessenen Strom. Wird die Spannung jedoch gesenkt, so sinkt der gemessene Strom.

Zur Kontrolle des Überlapps von Messelektrode und separiertem Strahl kann das Verschwinden des entsprechenden Flecks auf dem Phosphorschirm beobachtet werden. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass der gesamte Strahl auf die Messelektrode trifft. Die Effizienz der Elektronenerzeugung ist vom Material, der Oberflächenbelegung und der Temperatur abhängig. In der Veröffentlichung von F.B. Dunning et al. [DUN71] findet man für ungereinigte Edelstahloberflächen einen Koeffizienten von 0,5–1, je nach Oberflächenbelegung. Auf Basis der gewonnenen Daten, Strahldurchmesser und Ausbeute lässt sich die Targetdichte für das spinpolarisierte Helium als charakteristische Kenngröße der Quelle bestimmen.

5.7 Ergebnisse

Zur Charakterisierung des Plasma-Jets und der Qualität des metastabilen spinpolarisierten Heliumtargets wurde neben der Intensität auch der Strahlverlauf und das Profil vermessen. Eine weitere wichtige Größe ist die Geschwindigkeit und die interne Temperatur der metastabilen Atome. Diese beiden Größen sind von der Temperatur in der Entladung abhängig und spiegeln den Charakter der Entladung wieder. Auf diese Weise lassen sich auch grundlegende Erkenntnisse über die Entladung gewinnen.

5.7.1 Mikroentladung bei 80K

Die Geschwindigkeit der Atome nach der adiabatischen Expansion spielt bei der Separation eine entscheidende Rolle. Zur Trennung der verschiedenen Zustände der Heliumatome mit dem in Kapitel 5.6.2 gezeigten Aufbau darf die Gastemperatur in der Entladung maximal 120 K betragen. Das bedeutet, dass eine Entladung bei einer niedrigen Temperatur betrieben werden muss und die Erwärmung des Gases in der Mikroentladung nicht zu groß sein darf. Aufgrund der in Kapitel 4.4 beschriebenen charakteristischen Eigenschaften ist die nicht-thermische Entladung mit MSE Unterstützung dafür bestens geeignet.

Durch die Kühlung der Düse mit flüssigem Stickstoff (LN) ergibt sich eine Anfangstemperatur T_0 von 79K. Die Jetgeschwindigkeit bzw. mittlere Geschwindigkeit der Atome beträgt gemäß Gleichung 3.1, $v_{\text{jet}}=911$ m/s. Die Trennung des gewünschten Zustandes ist entsprechend den Simulationen möglich (siehe Abbildung 42).

Der zeitliche Temperaturverlauf beim Kühlen der Düse ist in Abbildung 48 dargestellt. Die Düse befindet sich zu Beginn auf einer Temperatur von 300 K und erreicht die gewünschte Endtemperatur von 79 K nach ca. 30 Minuten. Die benötigte Zeit zum Erreichen der Endtemperatur ist einerseits von der Wärmekapazität der Plasmadüse und der massiven Kupferleitung zur Kühlfalle gegeben. Andererseits hat sich gezeigt, dass der Wärmeübergang von der Plasmadüse zum Thermowiderstand (Pt 100) relativ schlecht ist. Die beobachtete Zeitverzögerung beträgt bis zu 20 Minuten. Entsprechende Separationsmessungen haben bestätigt, dass bereits nach 10 Minuten bei brennender Entladung die Düse auf eine Temperatur $< 120\text{K}$ abgekühlt ist.

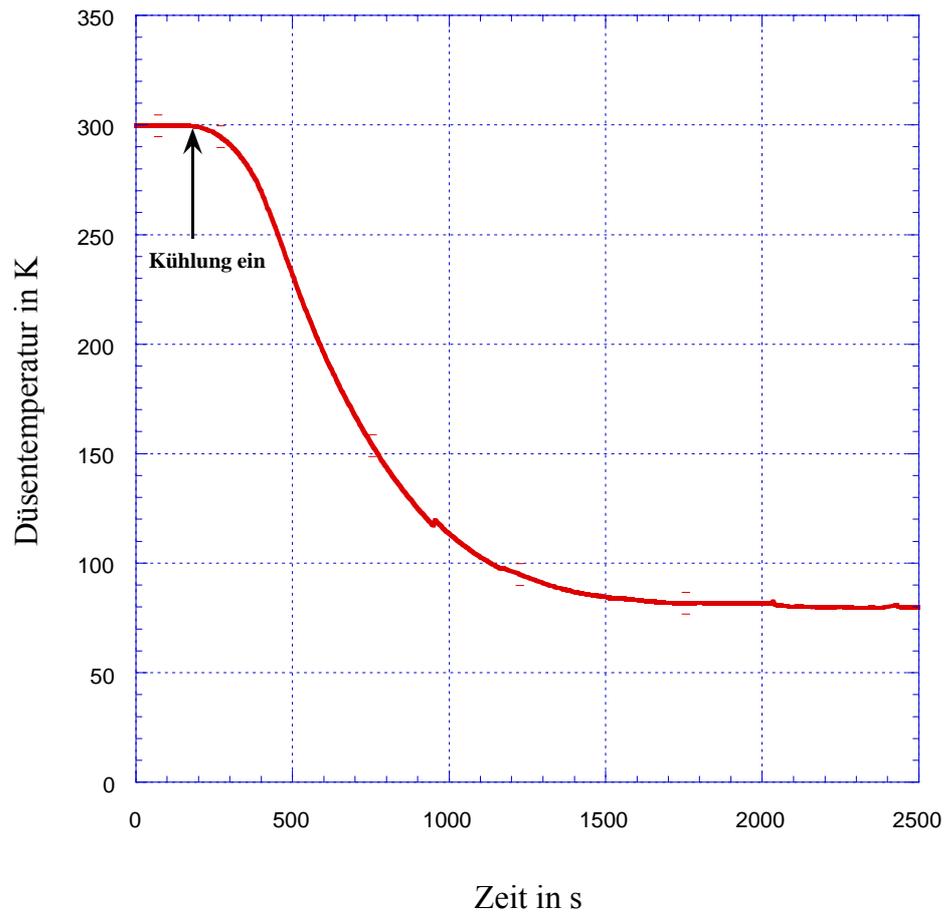


Abbildung 48: Zeitlicher Verlauf der Düsenteperatur beim Abkühlen mit flüssigem Stickstoff.

Der Betrieb der Mikroentladung ist mit einer Erhöhung der Düsenteperatur verbunden. In Abbildung 49 ist der zeitliche Temperaturverlauf an der Düse mit brennendem Plasma für eine elektrische Verlustleistung von 0,3 W dargestellt. Die Düse erwärmt sich um 6 K und hält diese Temperatur über die gesamte Betriebsdauer. Auf Basis der Messung kann jedoch keine definitive Aussage über die Gastemperatur bzw. Temperatur der metastabilen Atome gemacht werden. Diese lassen sich jedoch, im Fall eines Überschall-Gasstrahls, indirekt aus der Messung der Geschwindigkeit nach der Expansion bestimmen.

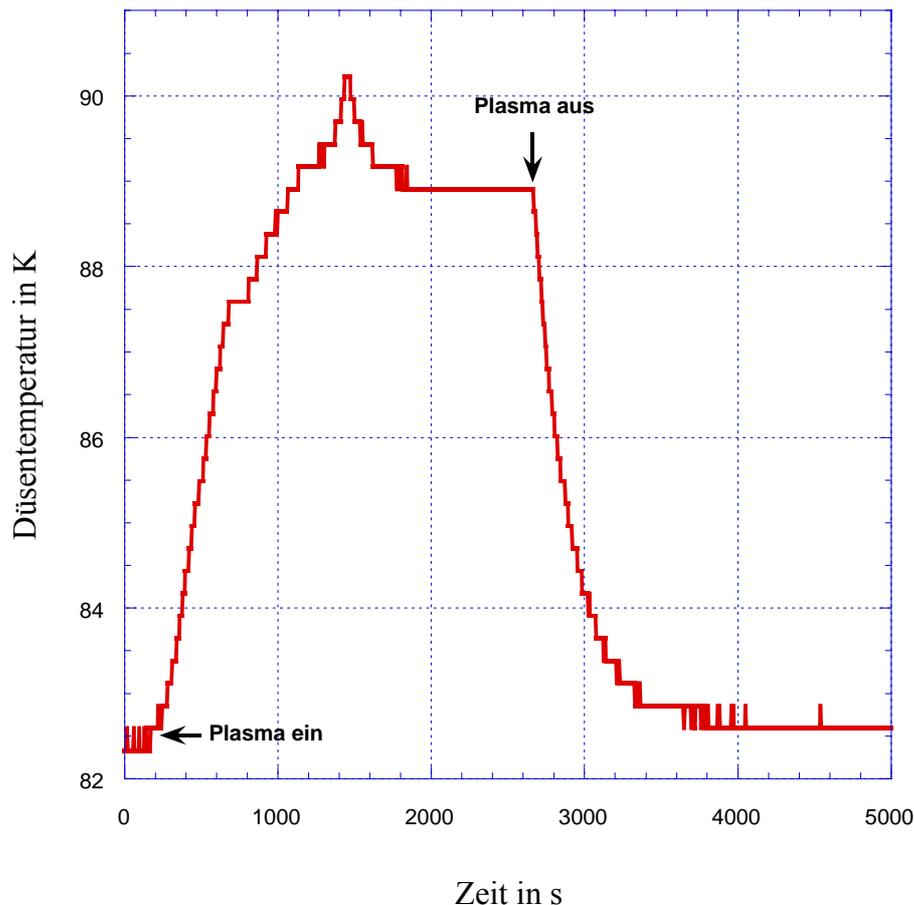


Abbildung 49: Temperaturverlauf mit /ohne Plasma. Die eingebrachte Leistung beträgt 0,3 W

Der Betrieb der Entladung erweist sich auch unter diesen extremen Rahmenbedingungen als unproblematisch und das beobachtete Verhalten ist vergleichbar mit den Erkenntnissen bei 300 K. Es ist zu berücksichtigen, dass ein Vordruck von 500 hPa bei 80 K, gemäß der Zustandsgleichung des idealen Gases

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0V_0}{T_0} = Nk, \quad (5.16)$$

einem Vordruck von 1880 hPa bei 300 K bei gleichem Teilchenfluss entspricht. Die Mikroentladung eröffnet damit einen völlig neuen Druck- und Temperaturbereich für die Anwendung von nichtthermischen Entladungen. Untersuchungen an der Mikroionenquelle haben sogar gezeigt, dass die Entladung auch noch bei einem Vordruck von 4000 hPa (300 K) gezündet und betrieben werden kann. Die Obergrenze ist bei diesem Vordruck noch nicht erreicht, jedoch ist die zur Verfügung stehende Saugleistung der Vakuumpumpen erschöpft. Es ist somit anzunehmen, dass die gekühlte Plasmaquelle auch noch bei höherem Vordruck von über 1000 hPa betrieben werden kann.

Betrachtet man die charakteristischen Eigenschaften der Entladung bei 80 K im Vergleich zu 300 K, so zeigt die Zündspannung in Abhängigkeit vom reduzierten Druck einen ähnlichen Verlauf wie bei der Niederdruckentladung (siehe Abbildung 3), jedoch ist die gesamte Kurve zu höheren Spannungen und größeren pd -Werten verschoben (Abbildung 50). Deutlich ist das Minimum und der lineare Verlauf im rechten Ast der Kurve zu erkennen.

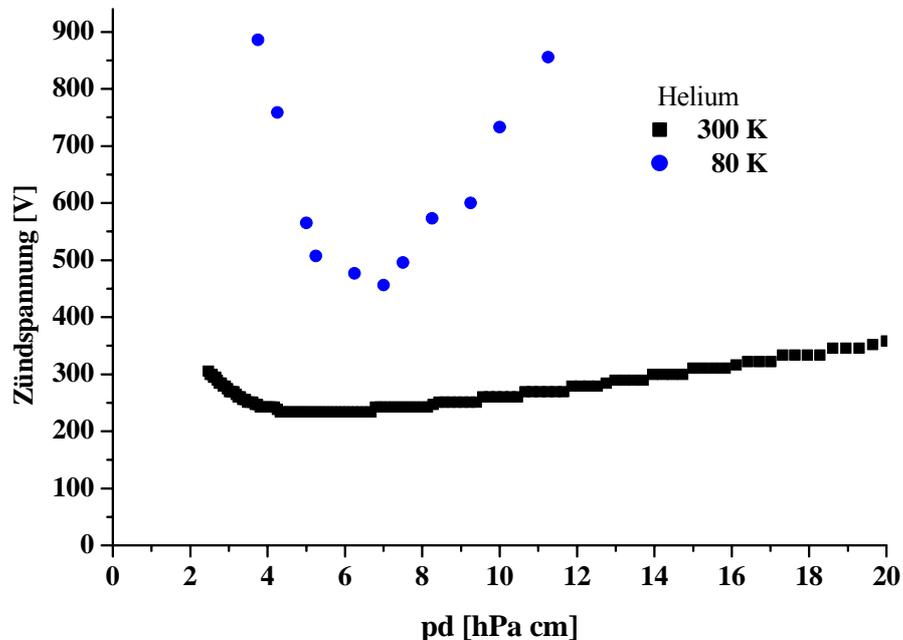


Abbildung 50: Zündspannung einer Niederdruckentladung (300 K) im Vergleich zu einer MSE-unterstützten Entladung bei hohem Druck und 80 K für Helium.

Die U-I-Kennlinie weist einen Unterschied zur klassischen Entladung auf. Wie bereits im Betrieb mit Gasfluss bei 300 K festgestellt, ist die Brennspannung höher und der typische Spannungsabfall nach dem Zünden der Entladung fällt deutlich geringer aus. In Abbildung 51 ist eine U-I-Kennlinie bei einem Vordruck von 330 hPa mit gekühlter Düse dargestellt.

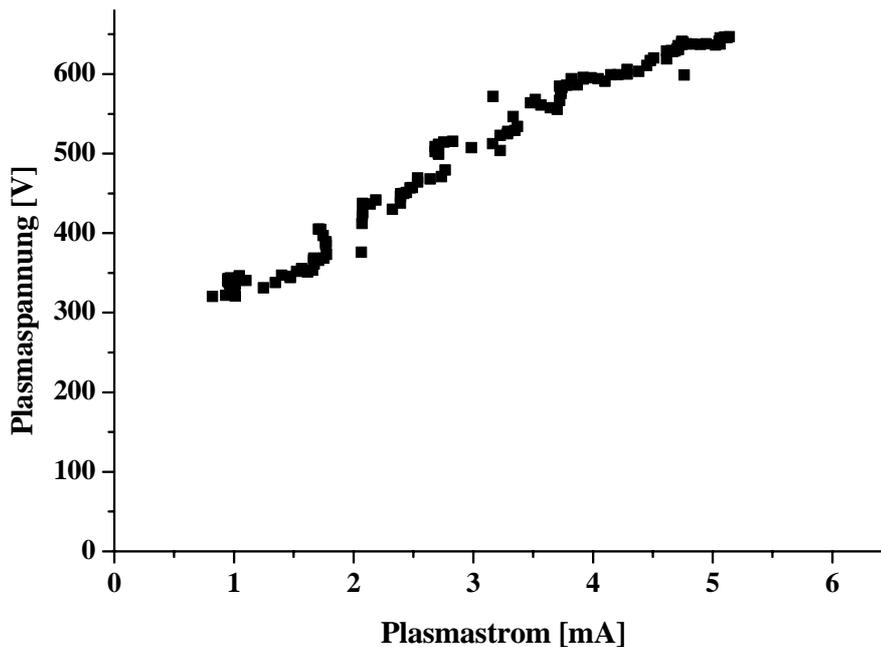


Abbildung 51: U-I-Kennlinie bei einem Vordruck von 330 hPa und einer Düsentemperatur von 110 K.

Die Alterung der MSE zeigt einen deutlichen Einfluss auf den Betrieb der Mikroentladung. Der Abtrag der Kathode verändert die Feldverteilung und der Entladestrom sinkt mit der Zeit. Dies erfordert eine Nachregelung des Stromes bzw. eine Erhöhung der Versorgungsspannung. Viel deutlicher macht sich die Alterung jedoch beim Zünden bemerkbar, da aufgrund des größeren Elektrodenabstands höhere Spannungen benötigt werden.

5.7.2 Charakterisierung des gekühlten Plasma-Jets

Nachdem überprüft wurde, dass eine Mikroentladung bei 80 K betrieben werden kann und der Energieeintrag durch das Plasma nur zu einer Erwärmung der Düse < 10 K führt, gilt es die Strömungseigenschaften des Plasma-Jets zu verifizieren. Die Bedingung für die adiabatische Expansion und die Erzeugung eines Überschall-Gasstrahls ist aufgrund der vorliegenden Druckverhältnisse erfüllt. Jedoch müssen die Eigenschaften des Überschall-Gasstrahls mit Kühlung und bei verschiedenen Vordrücken für die zur Separation optimierte Geometrie bestimmt werden.

Zur Charakterisierung des Jets wird die Intensität des Gasstrahls nach dem Skimmer in Abhängigkeit von Vordruck und Düsentemperatur für einen festen Abstand Düse/Skimmer gemessen. Die Intensität des Jets wird über den Druckanstieg in einem sogenannten „Jetdump“ bestimmt. Der entsprechende Aufbau ist schematisch in Abbildung 52 gezeigt.

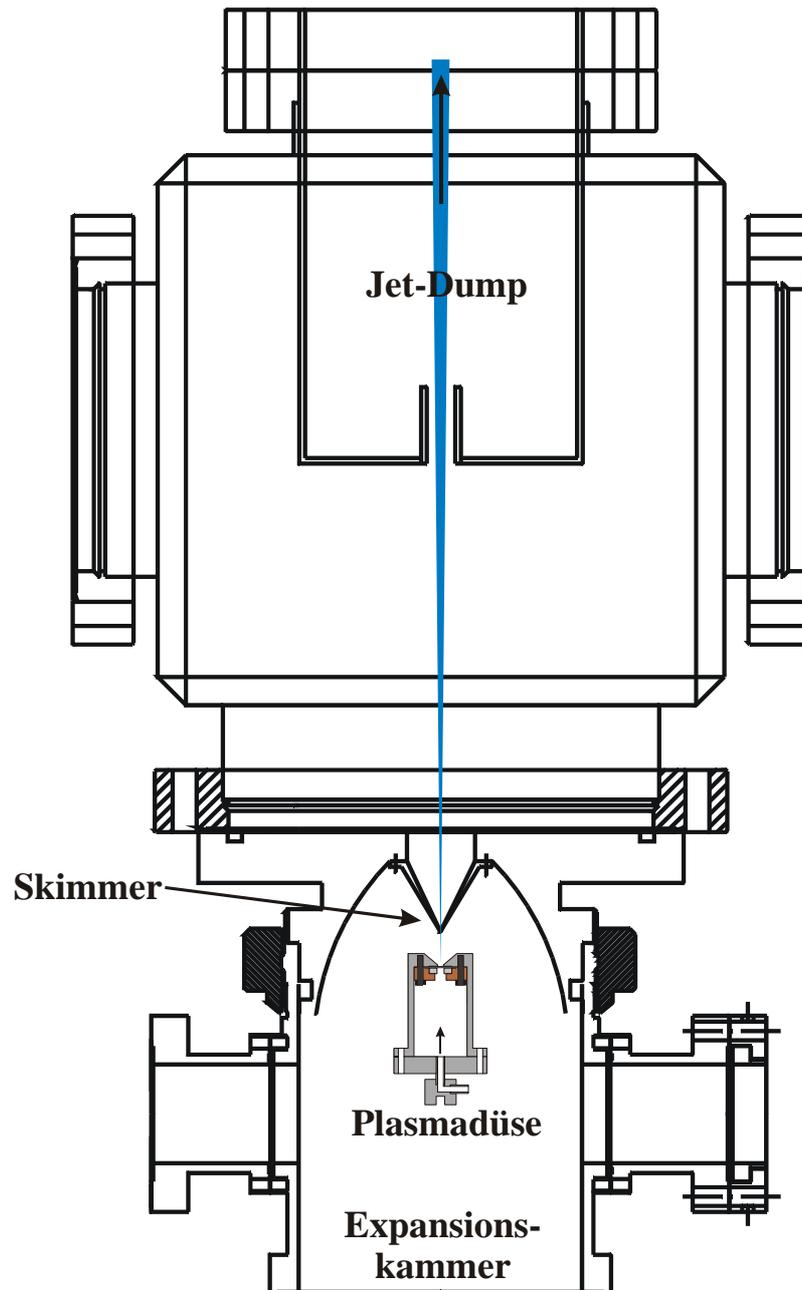


Abbildung 52: Aufbau zur Messung der Jeteigenschaften.

Der Jetdump ist eine Vakuumkammer mit einer auf den Durchmesser des Jets angepassten Eintrittsöffnung. Der gerichtete Gasstrahl tritt durch diese Öffnung in die Kammer und erzeugt dort einen lokalen Druckanstieg. Um die Rückströmung in die Targetkammer zu minimieren, ist die Eintrittsöffnung mit einem Rohr versehen, das den Leitwert für das diffus strömende Gas zwischen Jetdump und Targetkammer reduziert. Für die Messung wird die Separationskammer entfernt und die Targetkammer mit dem Jetdump direkt nach dem Skimmer installiert. Die Messung des Drucks im Jetdump erlaubt, bei konstanter Saugleistung, eine quantitative Intensitätsmessung.

Betrachtet man den Druckanstieg im Jetdump in Abhängigkeit vom Vordruck bzw. dem Druck in der Expansionskammer, so sieht man, dass der Druckanstieg über einen bestimmten Bereich proportional zum Vordruck ist. D.h. der Skimmer schält einen gerichteten Gasstrahl aus der ‚*zone of silence*‘ heraus und die adiabatische Expansion ist noch nicht durch das Restgas in der Expansionskammer gestört. Ab einem bestimmten Vordruck wird die Expansion gestört und der Druckanstieg immer geringer. Wird der Vordruck über diesen Bereich hinaus erhöht, so bricht die Expansion zusammen und der Druck im Jetdump sinkt.

Die Ausdehnung der ‚*zone of silence*‘ ist gemäß Gleichung 3.5 abhängig von Vor- und Hintergrunddruck. Mit sinkender Temperatur T_0 steigt der Gaseinfall in der Expansionskammer bei konstantem Vordruck. Das Verhältnis von p_0/p_b wird kleiner und somit auch die Ausdehnung der ‚*zone of silence*‘. Die Reduktion des Abstands zwischen Düse und Skimmer reicht nicht aus, um diesem Effekt entgegen zu wirken. Der minimale Abstand zwischen Düse und Skimmer ist im Fall der He*-Quelle apparativ auf 12 mm limitiert. Diese Beschränkung macht sich im gekühlten Betrieb bei hohem Druck bemerkbar. Die Ausdehnung der ‚*zone of silence*‘ wird ab einem bestimmten Vordruck p_0 so klein, dass der Skimmer nicht mehr in sie hineinragt. Einen wesentlich größeren Einfluss hat die effektive Saugleistung der Pumpen an der Expansionskammer. Das kalte Gas thermalisiert in der Expansionskammer, so dass der effektive Gaseinfall bei konstanter Saugleistung viel größer ist.

Entsprechende Messungen des Druckanstiegs in Abhängigkeit vom Vordruck für 300 K und 80 K haben ergeben, dass im Fall des gekühlten Jets bei einem Vordruck von ca. 4000 hPa bei 80 K die Druckkurve wieder abflacht, die Expansion also zusammenbricht. In Abbildung 53 ist der Druckverlauf für 300 K, 80 K und für verschiedene Abstände Düse/Skimmer dargestellt. Der lineare Bereich erstreckt sich für den warmen Jet über einen viel größeren Druckbereich und der Jet bricht erst für viel höhere Vordrücke zusammen. Der kalte Jet sorgt für einen höheren lokalen Druckanstieg im Bereich zwischen Düse und Skimmer. Die lokale Restgasdichte führt dazu, dass der Jet früher zusammenbricht. Wie man sieht, erhöht sich die gemessene Intensität proportional zum Raumwinkel, jedoch verschiebt sich der optimale Vordruck nicht zu höherem Druck. Dieses Ergebnis muss bei der Bewertung der Ausbeute an spinpolarisiertem Helium berücksichtigt werden.

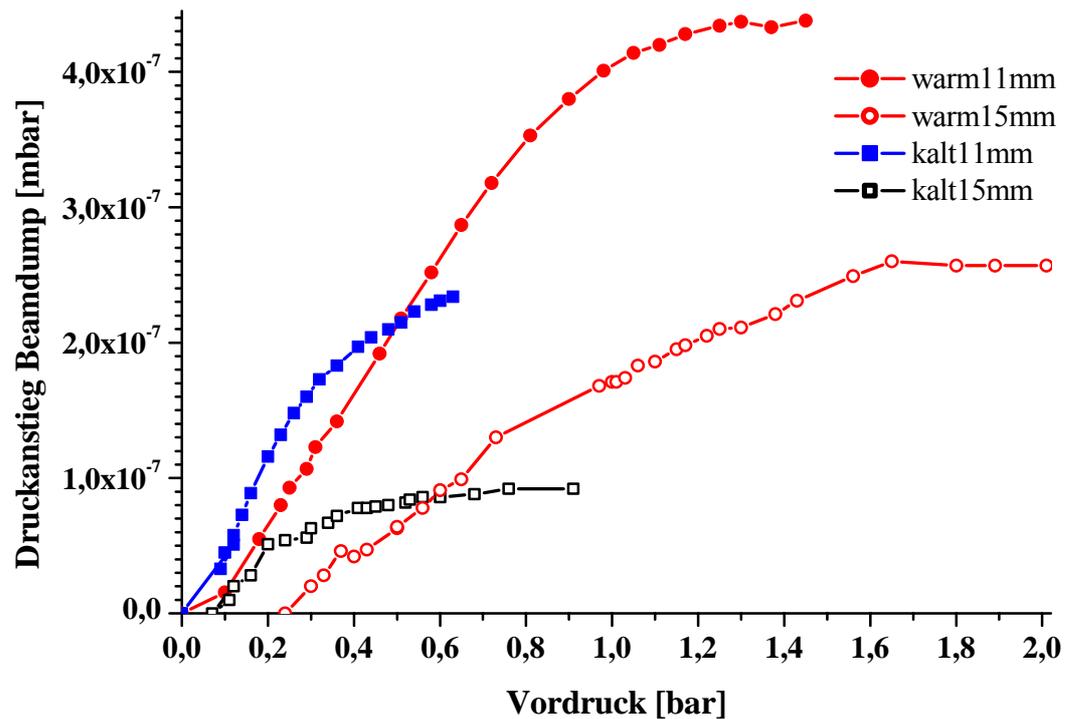


Abbildung 53: Druckanstieg im Beamdump in Abhängigkeit vom Vordruck für zwei Abstände Düse/Skimmer und warme bzw. kalte Düse.

5.7.3 Ausbeute an spinpolarisiertem Helium

Erste Messungen zur Charakterisierung des Targets wurden mit dem in Kapitel 5.6.3 beschriebenen Detektor in einem Abstand von 200 mm zum Magneten durchgeführt. Eine entsprechende Aufnahme des Leuchtschirms ist in Abbildung 54 gezeigt. Im linken Bereich ist der ausgedehnte Fleck der UV-Strahlung respektive die Position der Heliumatome im Grundzustand zu sehen. Im rechten Teil der Abbildung sind die spinpolarisierten Heliumatome im 2^3S_1 -Zustand zu erkennen. Die Zentren der beiden Verteilungen bzw. Flecken haben einen Abstand von ca. 18 mm und sind somit ausreichend voneinander getrennt, so dass man den spinpolarisierten Strahl für Experimente nutzen kann. Der Strahlfleck hat einen mittleren Durchmesser von 2 mm, wobei das Profil durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome etwas verwaschen wird. Zusätzlich führen unerwünschte Multipolkomponenten des B-Feldes zu Aberrationen. Die ausgewaschene Kontur des UV-Flecks ist auf den Brennzustand zurückzuführen. Mit sinkendem Vordruck bzw. sinkendem Druck in der Expansionskammer tritt der Plasma-Jet immer weiter aus der Düse aus und erfüllt den Raum zwischen Düse und Skimmer mit der in Abbildung 28 dargestellten Leuchterscheinung. Je weiter der Jet aus der Düse austritt, desto diffuser wird das Bild des UV-Flecks auf dem Schirm.

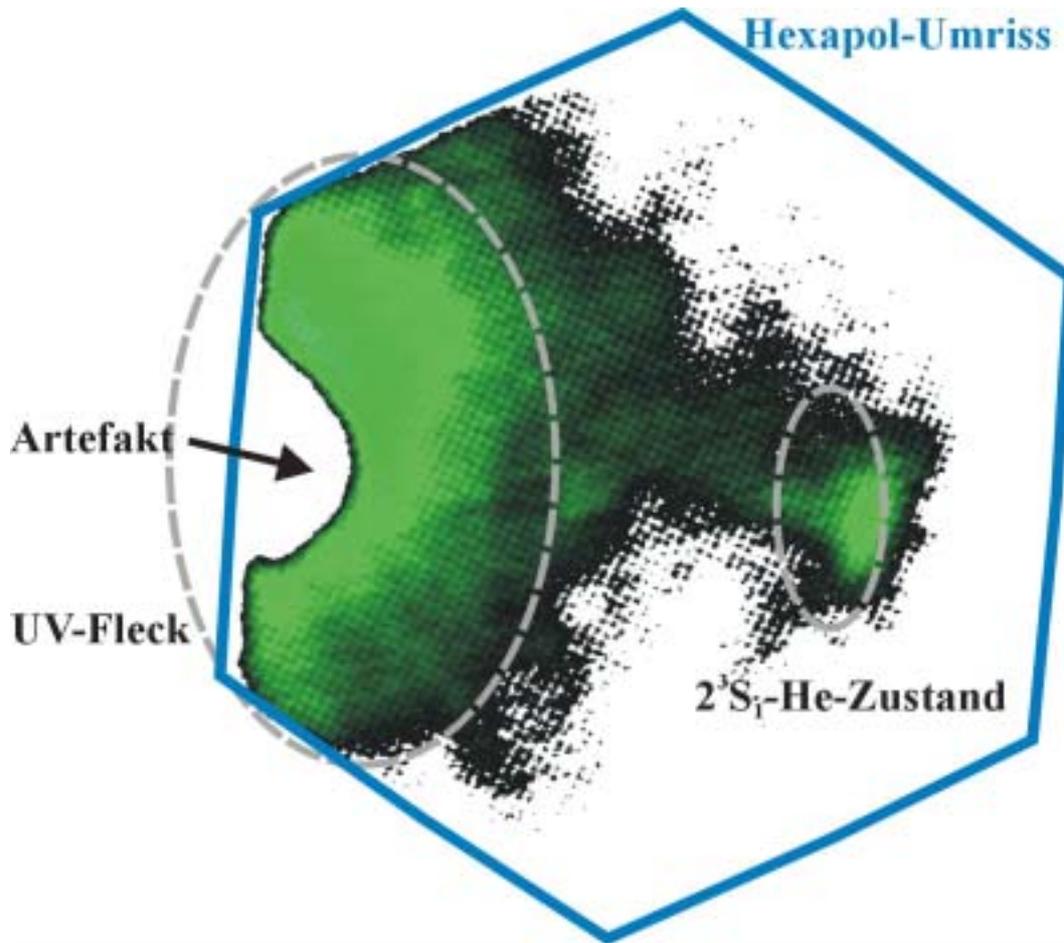


Abbildung 54: Foto der separierten Zustände auf dem Phosphorschirm. Das Artefakt stammt von einer Verunreinigung im Hexapol.

Messungen an verschiedenen Positionen haben eine gute Übereinstimmung mit den Simulationen gezeigt. Der Fokus liegt bei dem gewählten Abstand von 45 mm zwischen Düse und Hexapol in einer Entfernung von (160 ± 10) mm, hinter dem Hexapol mit einem Durchmesser von $(1 \pm 0,5)$ mm. Der Vergleich mit den Simulationen zeigt, dass für die gegebene Geometrie der gemessene Strahlverlauf bei einer Gastemperatur T_0 von (100 ± 15) K mit der Simulation übereinstimmt. Das bedeutet, dass sich die Temperatur des strömenden Gases in der Mikroentladung um ca. (12 ± 15) K erhöht. Damit ist gezeigt, dass die Annahmen betreffend Jetgeschwindigkeit und Energieeintrag im Rahmen der Simulationen realistisch sind.

Messungen im statischen Betrieb [PEN02] haben lokale Gastemperaturen im Zentrum der Pore von bis zu 2000 K bei einem Druck von 0,1 MPa für Argon ergeben. Vergleicht man dieses Ergebnis, so zeigt es sich, dass der Gasfluss einen entscheidenden Einfluss auf die Prozesse in der Entladung hat. Aufgrund des erzwungenen Gasflusses ist die Verweildauer der Atome im Plasma relativ kurz und es kann sich kein thermisches Gleichgewicht einstellen.

Zur Messung der Ausbeute wurde die in Abschnitt 5.6.3 beschriebene Anordnung – Messelektrode mit Absaugfeld (800 V) – verwendet. Die Ausbeute wurde dazu in Abhängigkeit von den verschiedenen Parametern der Entladung und der adiabatischen Expansion (Plasmastrom, Vordruck, etc.) mit einem von Sven Schößler [SCH02] entwickeltem Datenaufnahmesystem erfasst.

Die Messungen wurden bei einem festen Abstand Düse/Skimmer von 15 mm, bei einem Abstand Düse/Hexapol von 45 mm und einer Düsentemperatur von < 90 K durchgeführt. Der Skimmer hat eine Öffnung von 0,3 mm, so dass der zu berücksichtigende Raumwinkel bei der Messung der Ausbeute $3,1 \cdot 10^{-4}$ sr beträgt. Die Messelektrode mit einem Durchmesser von 6 mm war im Fokus des separierten Strahls positioniert. Durch Vergrößerung der Skimmeröffnung bzw. Verringerung des Abstands von Düse und Skimmer kann die absolute Ausbeute erhöht werden. Jedoch haben diese Änderungen einen Einfluss auf die Separation gemäß Abschnitt 5.6.2. Die Abhängigkeit des Raumwinkels vom Abstand Düse/Skimmer bzw. Skimmeröffnung ist in Abbildung 55 dargestellt.

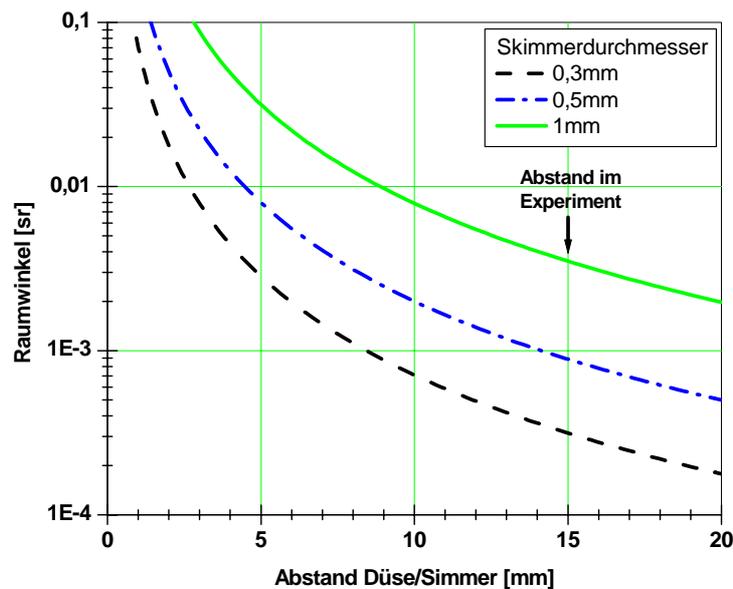


Abbildung 55: Abhängigkeit des Raumwinkels vom Abstand Düse/Skimmer und Skimmeröffnung.

In den folgenden Grafiken wird der Verlauf der auf den Raumwinkel normierten Ausbeute an spinpolarisiertem Helium für verschiedene Vordrücke in Abhängigkeit vom Plasmastrom gezeigt. Aufgrund der apparativen Beschränkung kann der Vordruck 500 hPa bei einer Düsentemperatur von 80 K nicht überschreiten, so dass nur ein relativ beschränkter Druckbereich untersucht werden kann und der Skimmer nicht immer in der optimalen Position in Bezug auf die Düse steht. Andererseits wird die Expansion bei hohem Druck in der Expansionskammer gestört, so dass die Ausbeute bei hohem Vordruck in diesem Aufbau wieder sinkt.

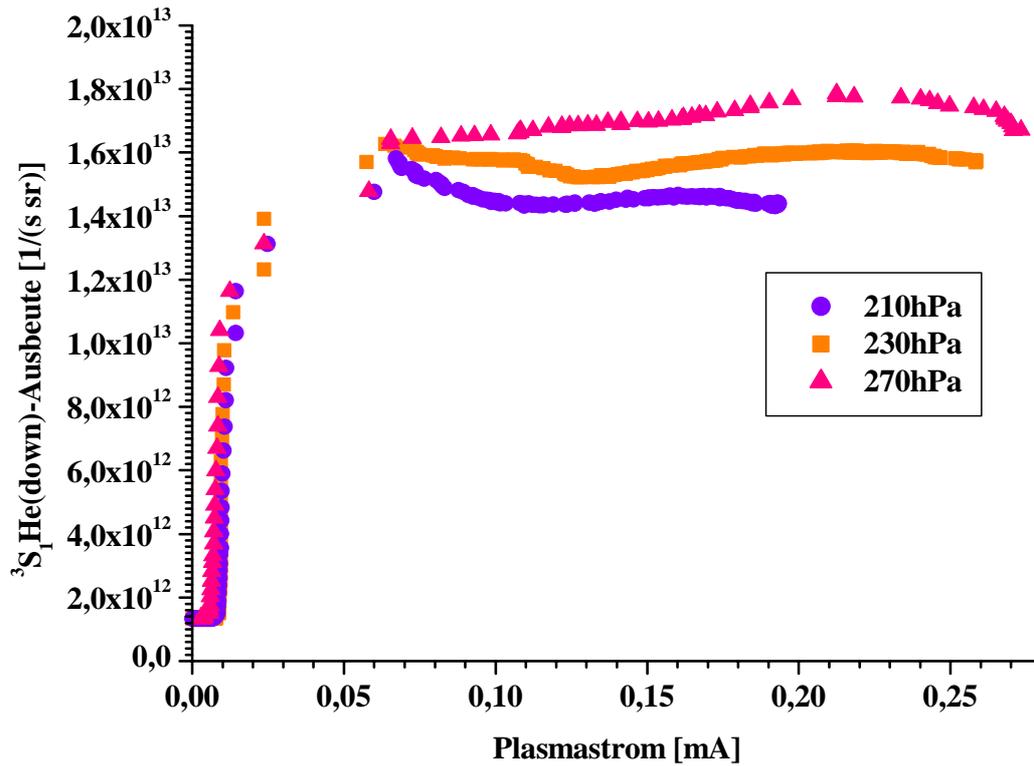


Abbildung 56: Ausbeute an spinpolarisiertem Helium im 2^3S_1 -Zustand, in Abhängigkeit vom Plasmastrom für niedrige Vordrücke.

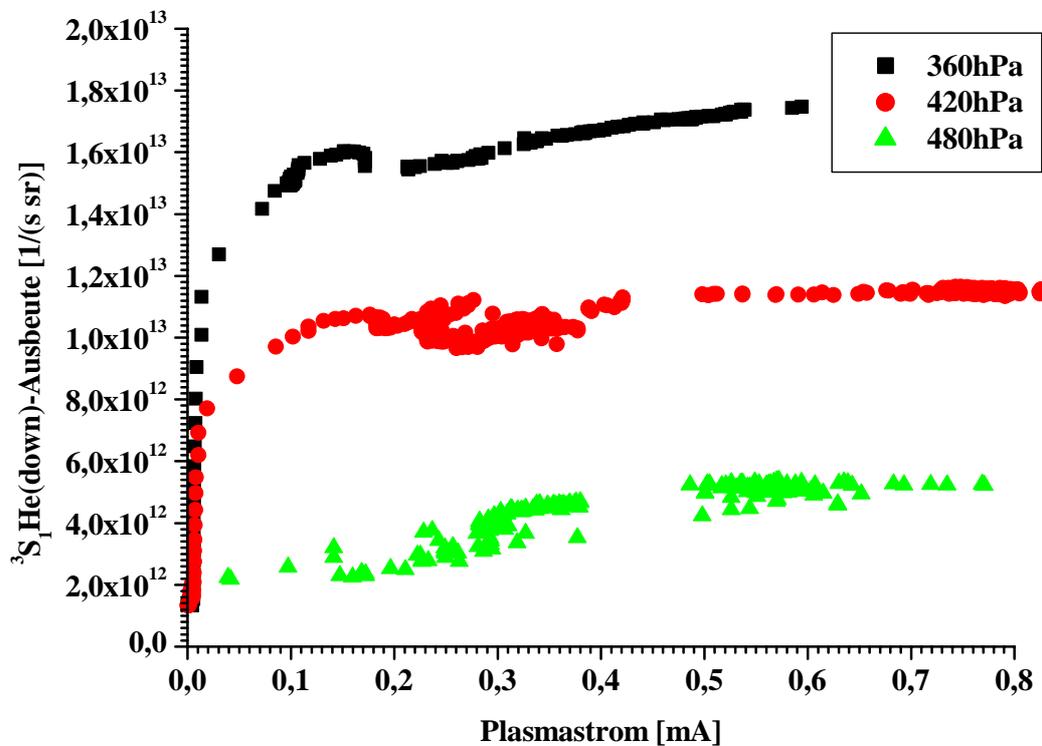
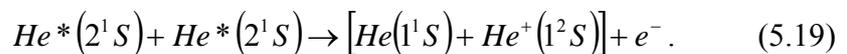
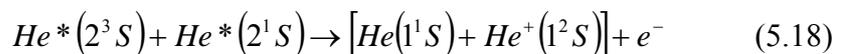
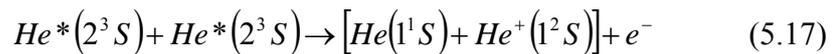


Abbildung 57: Ausbeute an spinpolarisiertem Helium im 2^3S_1 -Zustand in Abhängigkeit vom Plasmastrom für hohe Vordrücke.

Wie man in Abbildung 56 und Abbildung 57 sieht, geht die Ausbeute an metastabilem Helium in die Sättigung. Die weitere Erhöhung des Plasmastroms respektive der Elektronendichte zeigt keinen Einfluss auf die Erzeugung. Gemäß Abschnitt 5.1 ist mit steigendem Entladestrom bzw. Elektronendichte ein Anstieg der Ausbeute zu erwarten. Betrachtet man die möglichen Verlustprozesse für metastabile Heliumatome, so zeigt sich, dass diese für die Limitierung der Ausbeute verantwortlich sein können. Es stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Erzeugung und Verlust ein.

Metastabile Heliumatome sind ein wichtiger Energieträger in der Gasentladung. Mit ihrer hohen Anregungsenergie von 19,82 eV bzw. 20,62 eV können diese selbst bei geringen Stoßenergien alle Atome außer Helium und Neon ionisieren. Die sogenannte Penning-Ionisation ist ein Hauptvernichtungsprozess für metastabiles Helium in Gasmischen. In reinem Helium ist der Prozess der Penning-Ionisation zwischen zwei metastabilen Heliumatomen ein wichtiger Verlustkanal für He^* und den Produktionsprozess für Elektronen [MÜL91]. Folgende Reaktionen sind möglich:



Die Reaktionsrate bei Raumtemperatur (300 K) ist für diese Prozesse mit $10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ sehr hoch [MÜL91] und spiegelt die Tatsache wider, dass ein weiter Bereich an Stoßparametern zu einem Stoß mit hoher Ionisationswahrscheinlichkeit führt. Der Ionisationsquerschnitt liegt bei ca. 10^{-14} cm^2 .

Andererseits wird die Ausbeute auch durch die Diffusion der metastabilen Heliumatome zu den Porenwänden begrenzt. An der Wand verlieren sie ihre Energie durch inelastische Stöße und durch Abregung mit anderen Gasatomen. Die Vernichtungsprozesse spielen nicht nur in der Mikroentladung eine Rolle, sondern auch bei der Expansion in den ersten Düsendurchmessern nach Verlassen der Düse. In diesem Bereich finden noch Stöße zwischen den einzelnen Atomen statt, die Anzahl wird erst mit zunehmendem Abstand zur Düse geringer.

Trägt man die im Sättigungsbereich erreichte Ausbeute als Funktion des Vordruckes auf (Abbildung 58), so sieht man deutlich, dass die Ausbeute für die gegebene Konfiguration mit steigendem Vordruck sinkt bzw. die Verluste zunehmen. Ein optimales Verhältnis von Produktion zu Vernichtung stellt sich bei einem Vordruck von 0,32 bar ein. Dieser Wert ist im Zusammenhang mit den Messungen zur Charakterisierung des Überschall-Gasstrahls in Abschnitt 5.7.2 zu sehen. Der Einfluss des Vordrucks wird auch bei anderen Quellentypen beobachtet [HAL00]. Die steigende Gasdichte verstärkt den Verlust durch das sogenannte ‚Collisional Quenching‘.

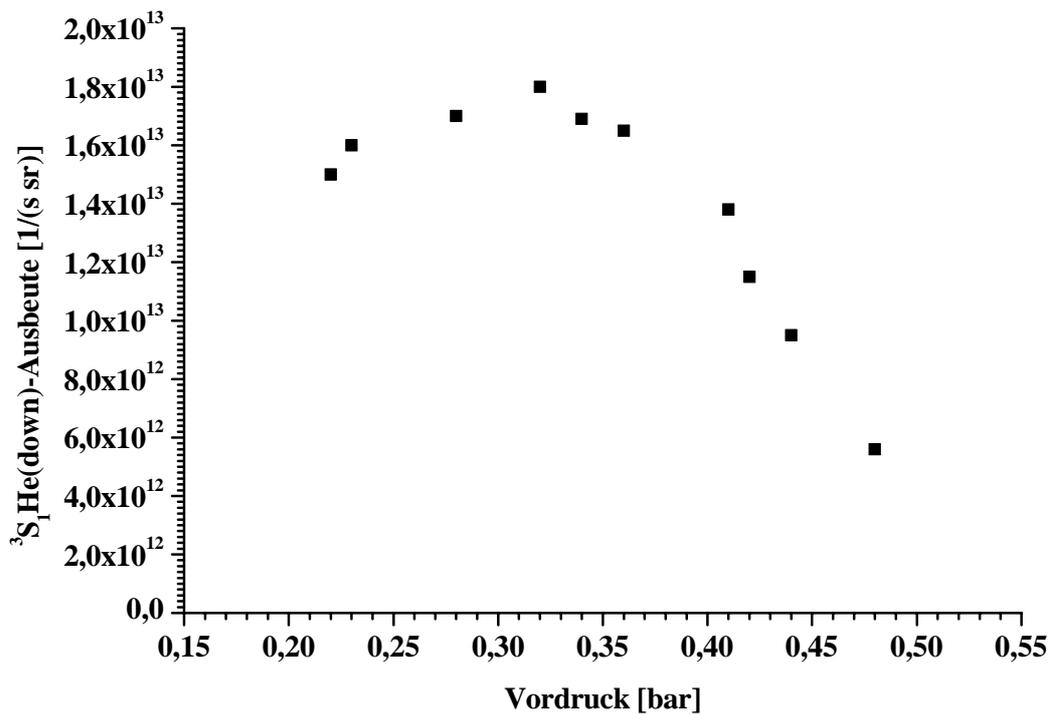


Abbildung 58: Maximale Ausbeute an spinpolarisiertem 2^3S_1-He als Funktion des Vordrucks. Abstand Düse/Skimmer 15 mm, Saugleistung 680 l/s.

5.7.4 Geschwindigkeitsprofil

Durch Messung der Geschwindigkeitsverteilung der metastabilen Atome kann man eine Aussage über die mittlere Absolutgeschwindigkeit der Atome nach der Expansion machen. Andererseits lässt sich aus der Breite der Geschwindigkeitsverteilung die Temperatur in der Mikroentladung ableiten. Auf diese Weise erhält man eine Aussage über den Energieeintrag in der Mikroentladung bei Gasfluss.

Die Messung der Geschwindigkeit bei Atomstrahlen erfolgt zumeist durch Flugzeitmessungen (engl. time-of-flight (TOF)). Der benötigte Aufbau ist relativ einfach und kann vielseitig zur Charakterisierung des Überschall-Gasstrahls verwendet werden. Misst man die Flugzeit t , die ein Teilchen zum Passieren einer definierten Strecke L benötigt, so lässt sich die Geschwindigkeit v durch den Zusammenhang

$$v = \frac{L}{t} \quad (5.20)$$

bestimmen.

Wiederholt man diese Messung für eine Vielzahl von Teilchen, so ergibt sich die Flugzeitverteilung. Aus dieser Verteilung lassen sich dann die Geschwindigkeits- und Energieverteilung berechnen. Die Flugzeitmessung ist bei einem kontinuierlichen Strahl nicht direkt möglich. Aus diesem Grund wird ein mechanischer Zerhacker (engl. chopper) verwendet, der dem Strahl eine Zeitstruktur aufprägt. Nach dieser Störung fliegen die Atome eine definierte Strecke L bis zum Detektor. Auf ihrem Weg zum Detektor laufen die Atome mit unterschiedlicher Geschwindigkeit auseinander, bevor sie nachgewiesen werden. Das zeitliche Signal am Detektor spiegelt somit die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl wider. Atome mit hoher Geschwindigkeit treffen vor den Atomen mit geringer Geschwindigkeit ein. Der Aufbau zur Messung der Flugzeit bei einem kontinuierlichen Atomstrahl ist in Abbildung 59 gezeigt.

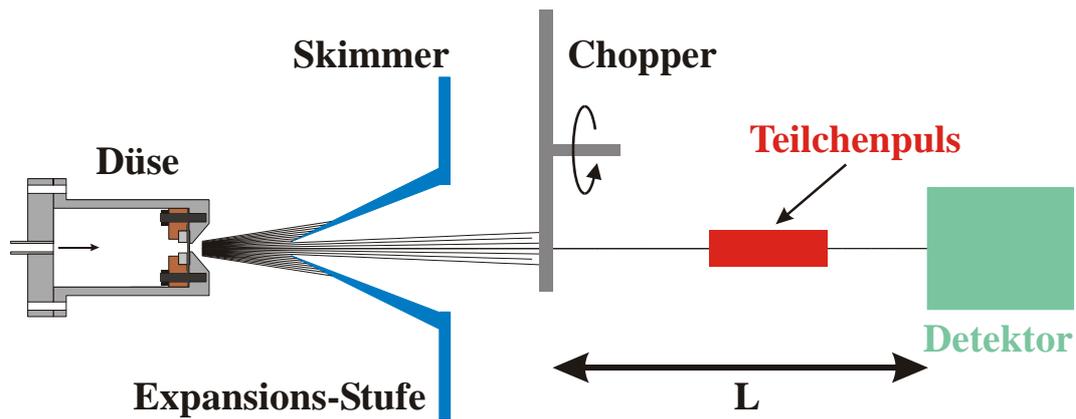


Abbildung 59: Prinzip der Time-of-Flight Messung.

Der Nachweis ist im Fall von metastabilem Helium recht einfach. Als Detektor verwendet man einen Sekundärelektronenverstärker, z. B. ein Channeltron. Die metastabilen Atome erzeugen beim Auftreffen auf den Detektor Elektronen (siehe Abschnitt 5.5). Diese Elektronen werden dann zu einem messbaren Signal verstärkt und mit einem Elektrometer nachgewiesen. In Abbildung 60 sind Flugzeitspektren für eine auf 120 K gekühlte Düse und eine Düsentemperatur von 300 K mit Plasma gezeigt. Der erste Peak am linken Rand des Spektrums stammt von den im Plasma erzeugten Photonen, die ebenfalls mit dem Channeltron nachgewiesen werden können. Die Photonen bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit, so dass die Flugzeit bis zum Detektor vernachlässigbar gering im Vergleich zu den Atomen ist. Diese Tatsache nutzt man und verwendet das Photonensignal als Referenzwert bzw. Startzeit für die Flugzeitmessung. Aus der Zeitdifferenz zum Zeitpeak des Atomstrahls lässt sich mit Gleichung 5.20 die Jetgeschwindigkeit berechnen. Der Abstand zwischen Chopper und Detektor betrug bei diesen Messungen $(2,76 \pm 0,1)$ m.

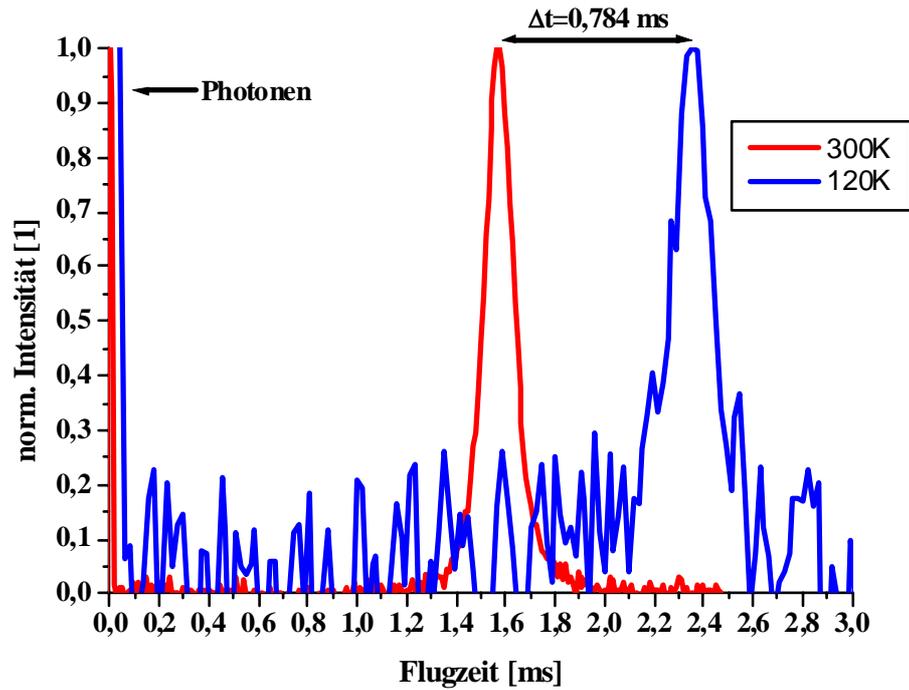


Abbildung 60: Flugzeitmessung für verschiedene Düsentemperaturen (300 K und 120 K).

Rechnet man bei gegebener Länge L mit Hilfe von Gleichung 5.20 die Flugzeit in Geschwindigkeiten um, so erhält man die entsprechenden Geschwindigkeitsprofile der untersuchten Jets. In Abbildung 61 und Abbildung 62 sind die entsprechenden Geschwindigkeitsverteilungen für $T_0=300 \text{ K}$ und $T_0=120 \text{ K}$ dargestellt. Zusätzlich sind Gaussverteilungen an die gemessenen Verteilungen angefüttet.

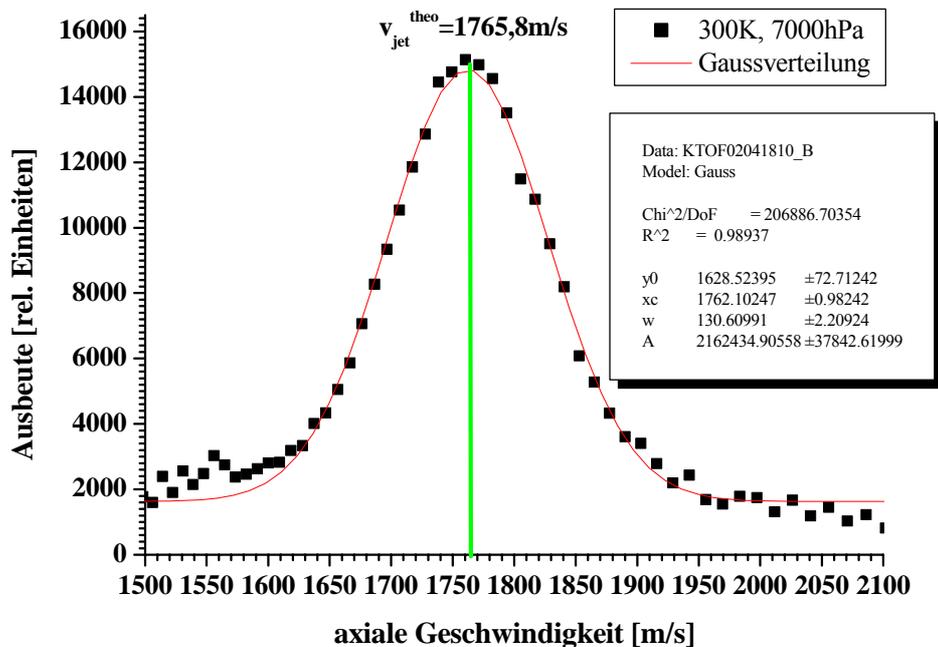


Abbildung 61: Gemessene Geschwindigkeitsverteilung für eine Düsentemperatur von 300 K.

Der Mittelwert der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung der metastabilen Heliumatome liegt für eine Düsentemperatur von 300 K bei 1762 m/s. Berechnet man mit Hilfe von Gleichung 3.1 die Jetgeschwindigkeit für diese Temperatur, so erhält man $v_{\text{jet}} = 1765,8 \text{ m/s}$. Die Halbwertsbreite der Verteilung beträgt 130,6 m/s. Das Speed-Ratio (3.2), Verhältnis aus Jetgeschwindigkeit v_{jet} und mittlere Geschwindigkeit, ergibt sich zu 13,7. Diese charakteristischen Kenngrößen stimmen sehr gut mit den Werten für einen konventionellen Überschall-Gasstrahl ohne Entladung in der Düse überein. Das brennende Plasma führt somit nicht zu einer messbaren Erwärmung des Gases in der Pore.

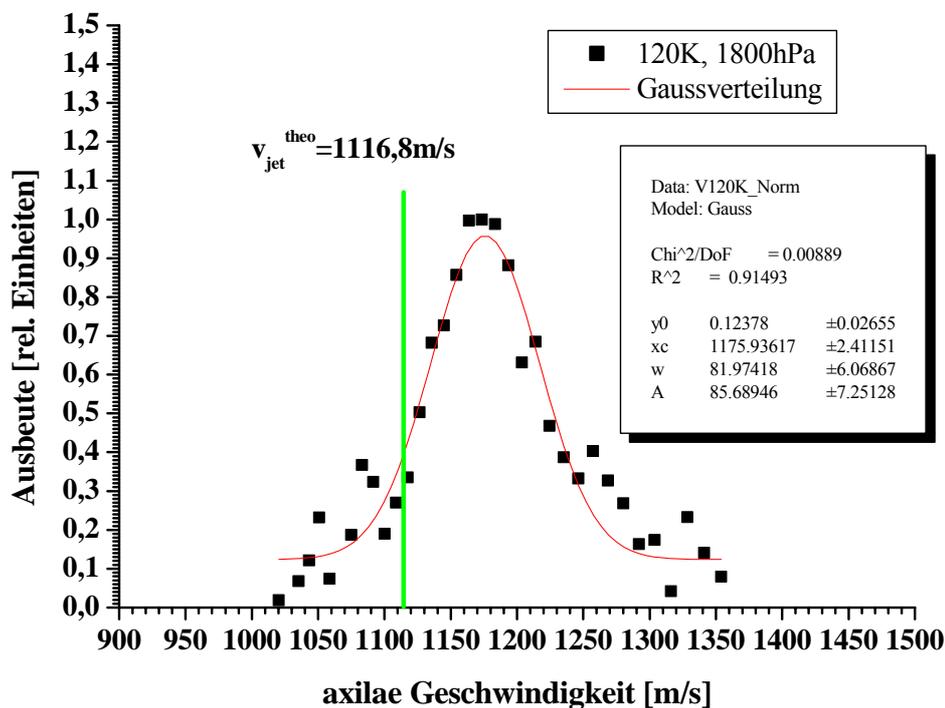


Abbildung 62: Gemessene Geschwindigkeitsverteilung für eine Düsentemperatur von 120 K.

Die gemessene Jetgeschwindigkeit von 1176,0 m/s, für eine Düsentemperatur von 120K, weicht deutlich von dem theoretischen Wert von 1116,8m/s ab. Rechnet man aus der gemessenen mittleren Geschwindigkeit die Temperatur in der Düse aus, so ergibt sich eine Anfangstemperatur von 133K. Die Differenz von 13 K zwischen vorgegebener Düsentemperatur von 120 K lässt sich durch unzureichende Wärmeleitung zwischen Grundkörper und MSE erklären. Die Düsentemperatur T_0 wird nicht direkt an der MSE gemessen, so dass durchaus entsprechende Temperaturdifferenzen zwischen Grundkörper und MSE auftreten können. Die Flugzeitmessung ermöglicht jedoch eine präzise Temperaturmessung direkt in der Mikroentladung.

Die Halbwertsbreite der Geschwindigkeitsverteilung ist mit 82,0 m/s jedoch sehr schmal, so dass die Temperatur T nach der Expansion 8,4 K beträgt. Diese Messungen bestätigen somit die abgeleiteten Ergebnisse aus der Strahlprofilmessung, dass die mit der Mikroplasmaquelle erzeugten Atomstrahlen kalt sind und eine schmale Geschwindigkeitsverteilung aufweisen. Damit ist das spinpolarisierte 2^3S_1 -Heliumtarget hervorragend für die Impulsspektroskopie bei atomaren Stößen geeignet. Die Messungen zeigen auch, dass durch die Entladung die adiabatische Expansion nicht beeinflusst wird. Durch entsprechende Erhöhung des Produktes $P_0 \cdot d$ kann die interne Temperatur des Targets gemäß Abbildung 6, unter Berücksichtigung von Gleichung (3.2), weiter reduziert werden. Die MSE-unterstützte Hochdruckentladung ist somit tatsächlich eine nichtthermische Entladung mit heißen Elektronen, kaltem Gas und Ionen.

Die Ausbeute ist neben der Geschwindigkeitsverteilung eine charakteristische Größe, um verschiedene He*-Quellen miteinander zu vergleichen, wobei im allgemeinen die Summe aller 2^3S -Zustände angegeben wird. Durch die Trennung der Zustände im Hexapol wird mit dem vorgestellten Aufbau nur die Ausbeute für einen einzelnen Zustand gemessen. Da es jedoch 3 Elektronenkonfigurationen gibt, sind diese gemessenen Ausbeuten mit dem Faktor 3 zu multiplizieren. Die Effizienz der vorgestellten Quelle wird in Tabelle 3 mit verschiedenen Quellentypen verglichen.

Quellentyp	He*-Ausbeute [s ⁻¹ sr ⁻¹]
DC-Entladung	$10^{10} - 2 \cdot 10^{15}$ [HAL00, WEI97, SIS93]
Mikrohochdruckentladung	$6 \cdot 10^{13}$
Elektronenstrahl	$2 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{14}$ [BRU77, BRU89, RAD85]

Tabelle 2: Ausbeutenvergleich für verschiedene He*-Quellen.

Die mit der neuen Mikrohochdruckentladung erreichte Ausbeute an metastabilem Helium ist vergleichbar mit konventionellen Quellen. Die Ausbeute erreicht zwar noch nicht die genannten Spitzenwerte, jedoch bietet sie im Vergleich zu den anderen Quellen die Möglichkeit, kalte, langsame Atomstrahlen mit einer sehr definierten Geschwindigkeitsverteilung zu erzeugen. Diese Quelle bietet andererseits durch ihren kompakten und einfachen Aufbau neue interessante Möglichkeiten für die Nutzung metastabiler Atome.

6 Ionenerzeugung mit MSE unterstützten Entladungen

Die Einsatzbereiche für Ionenquellen sind sehr verschieden, so dass im Laufe der Entwicklung eine Vielzahl von Typen für die entsprechenden Anforderungen optimiert wurde [BRO89, WOL95]. In der Industrie werden mit Ionen und Elektronen gezielt die Eigenschaften von Oberflächen modifiziert. Bei ausreichender Energie der Ionen können diese auch implantiert werden, dies führt zu einer Änderung der Materialeigenschaften. Andererseits werden Ionenstrahlen zur Strukturierung im Bereich Optik und Halbleitertechnologie eingesetzt. Die Medizin verwendet hochenergetische Ionenstrahlen zur Behandlung von Tumoren [KRA87]. Diese Zellen werden durch die im Gewebe deponierte Energie zerstört, wobei der Ort der Energiedeposition mit diesem Verfahren sehr präzise gesteuert werden kann. Im Bereich der Analytik werden Ionenquellen in Massenspektrometern zur Ionisation von Proben eingesetzt, um diese auf ihre Zusammensetzung zu untersuchen [DOU88]. Im Bereich der Atom- und Kernphysik benötigt man Ionenquellen zum Betrieb von Beschleunigern. Die Anforderungen an die Ionenquellen in Bezug auf Strahlstrom, Ladungszustand, Emittanz, etc. sind bei diesem breiten Anwendungsspektrum sehr unterschiedlich.

Die hier vorgestellte Mikroentladung produziert neben angeregten Atomen auch Ionen. Durch Modifikation des Grundaufbaus zur Erzeugung eines Plasma-Jets (Abbildung 33) kann das Massenspektrum der erzeugten Ionen in der Mikroentladung untersucht werden. Dazu ist es notwendig, einen Ionenstrahl mit definierter Energie zu extrahieren. Der experimentelle Aufbau zur Analyse der niedrig geladenen Ionen basiert auf der Quelle für metastabile Atome, ermöglicht jedoch darüber hinaus die gezielte Extraktion der Ionen. Die Ionisation des Gases bzw. der Gasgemische erfolgt in der DC-Mikroentladung überwiegend durch Elektronenstoß. Die Geometrie der Mikroionenquelle erlaubt es, Entladungen bei hohem Druck > 500 hPa zu erzeugen, das aktive Volumen ist dabei sehr klein in der Größenordnung von $0,01$ mm³. Zur Diagnose wird ein magnetisches bzw. ein elektrisches Massenspektrometer verwendet.

Eine klassische Diodenextraktion wird zur Extraktion der Ionen verwendet, die einen gerichteten Ionenstrahl mit einheitlicher Energie erzeugt. Die in der punktförmigen Quelle erzeugten Ionen haben eine hohe Divergenz. Das Extraktionssystem ist auf die Reduktion des Divergenzwinkels ausgelegt und in die Plasmadüse integriert. Die Potentiale sind so gewählt, dass das Gehäuse auf Erdpotenzial liegt. Wie bei Ionenquellen üblich, benötigt man ein Vakuumsystem und arbeitet bei einem Druck unter 1 hPa, damit die freien Weglängen der Ionen groß gegenüber den Abmessungen des Plasmavolumens sind. Die Reduktion des

Drucks erfolgt bei der hier vorgestellten Mikroionenquelle analog zur Atomstrahlquelle mit einem differentiellen Pumpsystem. In einem Abstand von weniger als 20 mm zur Mikroionenquelle wird die Expansionskammer vom Strahlkanal durch einen Skimmer getrennt. Mit diesem wird ein feiner Strahl aus dem Primärstrahl der Ionenquelle ausgeschnitten, welcher mit den entsprechenden Diagnosesystemen analysiert werden kann. Damit erlaubt dieses System indirekt einen Einblick in die Entladungsprozesse.

6.1 Extraktion der erzeugten Ionen

Zur Analyse der im Plasma erzeugten Ionen ist die Extraktion und Strahlformierung wichtig. Im allgemeinen erfolgen Extraktion und Beschleunigung der Ionen durch Anlegen einer elektrischen Spannung zwischen dem Plasma und einer zusätzlichen Elektrode. Die zusätzliche Elektrode wird auch als Extraktionselektrode bezeichnet. Die Intensität und Qualität des extrahierten Strahls ist von verschiedenen Parametern abhängig: Geometrie der Extraktionselektrode, elektrische Felder, Temperatur der Ionen und Elektronen, Ionenverluste, etc.

Im statischen Betrieb der Mikroentladung ist die Anzahl der aus dem Plasma extrahierten Ionen primär durch die Ionenverluste gegeben. Die Ionenverluste werden durch die Diffusion in den Extraktionsbereich bestimmt. Mit einer klassischen Extraktion kann auf diese Prozesse kein Einfluss genommen werden. Bei der MSE-unterstützten Entladung werden die Ionenverluste durch das strömende Gas erhöht. Die Ionen werden zusammen mit anderen Plasmabestandteilen mit dem Gasstrom aus der Entladung extrahiert. Aufgrund der hohen Ladungsdichte auf der Austrittsseite der Pore haben die Raumladungskräfte einen Einfluss auf den extrahierten Ionenstrahl (Abbildung 72).

Die Begrenzung der Stromdichte wurde erstmals durch das Child-Langmuir-Gesetz für Elektronen beschrieben [CHL11, LAN30]. Dieses gilt für den Elektronenstrom der zwischen einer unendlich ausgedehnten emittierenden Elektrode (Kathode) und einer zweiten, ebenfalls unendlich ausgedehnten Elektrode (Anode), beim Anlegen einer Extraktionsspannung fließt. Die beiden Elektroden sind parallel im Abstand d zueinander angeordnet. Die zwischen den Elektroden angelegte Spannung U_{Ex} zur Beschleunigung der Elektronen wird auch als Extraktionsspannung bezeichnet.

Diese Anordnung von zwei Elektroden nennt man auch Diodensystem. Überträgt man das Child-Langmuir Gesetz auf die Extraktion von einfachgeladenen Ionen, so ergibt sich folgender analytischer Zusammenhang zwischen Stromdichte j_{CL} , Spannung U_{Ex} und Abstand d :

$$j_{CL} = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot Z \cdot e}{m_i}} \cdot \frac{U_{Ex}^{3/2}}{d^2}, \quad (6.1)$$

Z ist der Ladungszustand der Ionen und m_i die Ionenmasse.

Ist der Einfluss der kinetischen Energie und des Plasmapotenzials klein, so ist die Beschleunigungsspannung gleich der angelegten Spannung zwischen der Plasmaelektrode und der Extraktionselektrode. Im Unterschied zu den Elektronen starten die Ionen nicht auf einer ebenen festen Elektrode, sondern von einer beliebig gekrümmten Plasmagrenzschicht, dem sogenannten Plasmameniskus. Im Bereich der Grenzschicht müssen zudem die Elektronen berücksichtigt werden, die dort abgebremst und ins Plasma reflektieren. Das Child-Langmuir Gesetz liefert aus diesen Gründen nur für hohe Extraktionsspannungen gute Ergebnisse [BEC96].

Die Plasmagrenzschicht lässt sich mit einem einfachen Modell beschreiben, das die Annahme macht, dass die Ionen mit einer gerichteten Geschwindigkeit, gemäß dem Bohm-Kriterium, in die Plasmagrenzschicht eintreten. Die Elektrodendichte wird in diesem Modell durch eine Boltzmann-Verteilung beschrieben:

$$n_e = n_0 \cdot e^{\frac{U-U_p}{U_e}} \quad \text{mit} \quad U_e = \frac{k \cdot T_e}{e}, \quad (6.2)$$

Das Plasma ist im Zentrum quasineutral gemäß Gleichung 2.6. Die eindimensionale Kontinuitätsgleichung senkrecht zur Plasmagrenzschicht unter Berücksichtigung der Quelldichte (Poisson-Gleichung) ergibt sich zu:

$$\frac{\partial U^2}{\partial z^2} = \frac{\rho_e - \rho_i}{\epsilon_0} = \frac{e \cdot n_0}{\epsilon_0} \cdot \left(e^{\frac{U-U_p}{U_e}} - \sqrt{\frac{U_i}{U_p - U}} \right), \quad (6.3)$$

ρ_e und ρ_i sind die Raumladungsdichte der Elektronen und Ionen. U_e ergibt sich aus Gleichung 6.2 und U_i die Ionengeschwindigkeit, mit der die Ionen in die Plasmagrenzschicht eintreten. Das 2-dimensionale Simulationsprogramm IGUN [BEC92, BEC98] berechnet die Plasmagrenzschicht durch Skalierung der Potenziale. IGUN ermöglicht die Simulation der Extraktion unter Berücksichtigung der von außen angelegten Potenziale.

Die Krümmung des Plasmameniskus ist für ein Extraktionssystem mit festen Spannungen von der Plasmadichte abhängig. Es lassen sich im wesentlichen drei charakteristische Fälle unterscheiden, die in Abbildung 63 exemplarisch für eine einfache Diodenextraktion, wie sie für den Plasma-Jet verwendet wird, dargestellt sind.

Bei einem dünnen Plasma ist die Elektronendichte $n_e < n_e^0$. Der Plasmameniskus zieht sich zurück und nimmt eine konkave Form an. Die extrahierten Ionen werden stark fokussiert (siehe Abbildung 63 oben). Im Falle eines dichten Plasmas $n_e > n_e^0$ ist der Meniskus nach außen gekrümmt (siehe Abbildung 63 Mitte). Durch die konvexe Form ist der extrahierte Ionenstrahl divergent und ein Teil der Ionen geht innerhalb des Extraktionssystems verloren. Einen parallelen Ionenstrahl erhält man mit einem ebenen Meniskus bei einer „mittleren Plasmadichte“ n_e^0 (siehe Abbildung 63 unten). In diesem Fall kann die Aufweitung des Strahls aufgrund von Raumladungskräften durch die Geometrie der Plasma- und der Extraktionselektrode kompensiert werden. Der Ionenstrahl verlässt die Extraktion nahezu parallel.

Diese Betrachtung macht deutlich, dass durch die Änderung der Plasmadichte, Veränderungen des Neutralgasdruckes, des Entladestroms etc. indirekt auch die Extraktion der Ionen beeinflusst wird. Die hier angestellten Überlegungen spiegeln lediglich die Grundzüge wider.

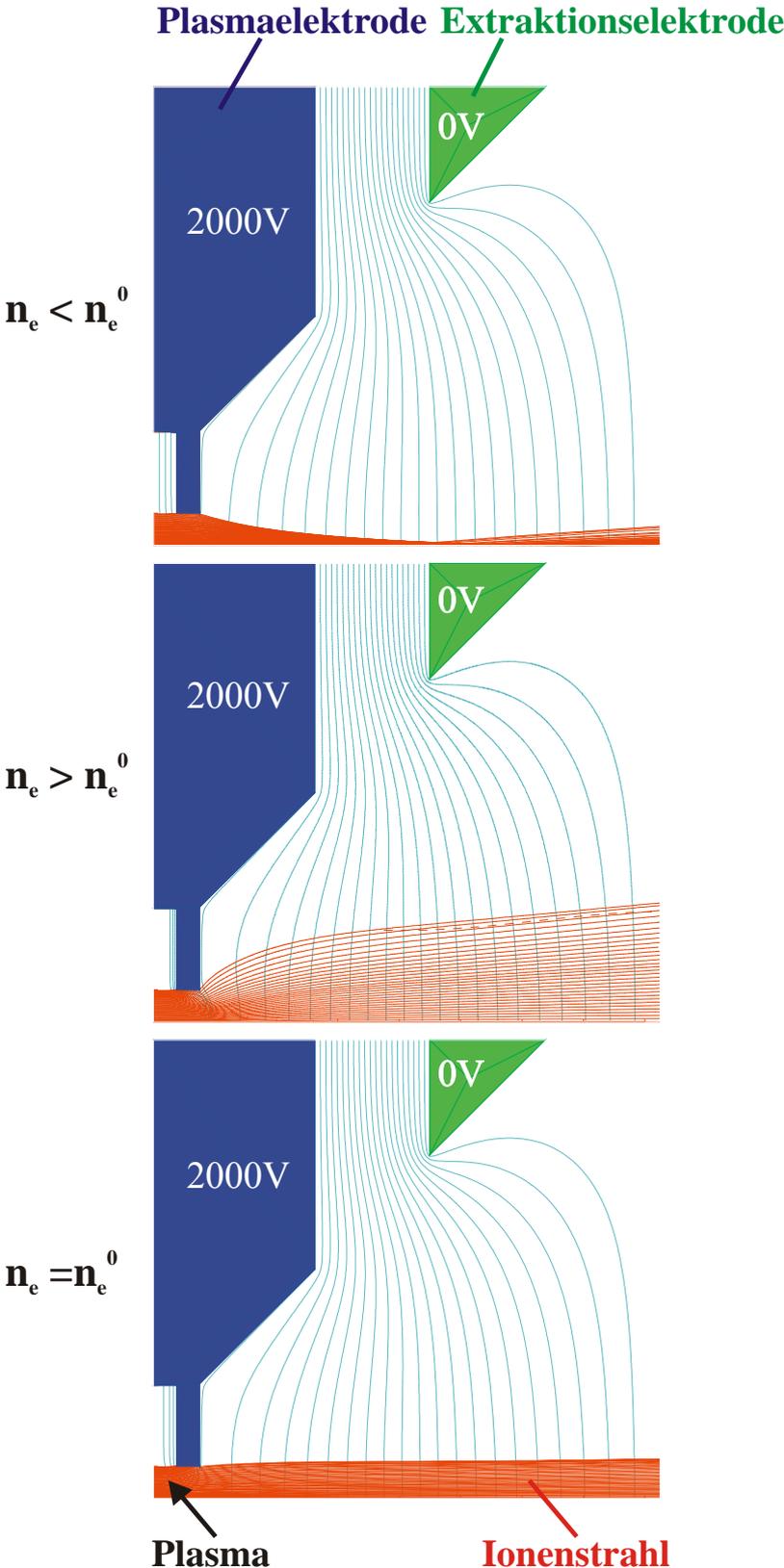


Abbildung 63: Einstellung des Plasmameniskus für verschiedene Plasmadichten bei konstanter Extraktionsspannung.

6.2 Aufbau

Der Aufbau der Mikroionenquelle mit differenziellem Pumpsystem ist in Abbildung 64 gezeigt. Die kompakte Ionenquelle, inklusive des Extraktionssystems und des Skimmers, ist konzentrisch in der Vakuumkammer angeordnet. Die Ionenquelle wird von der Rückseite der Vakuumkammer gehalten. Durch die Verwendung eines differenziellen Pumpsystems kann der Gasstrahl zusammen mit den Ionen ins Hochvakuum transferiert werden.

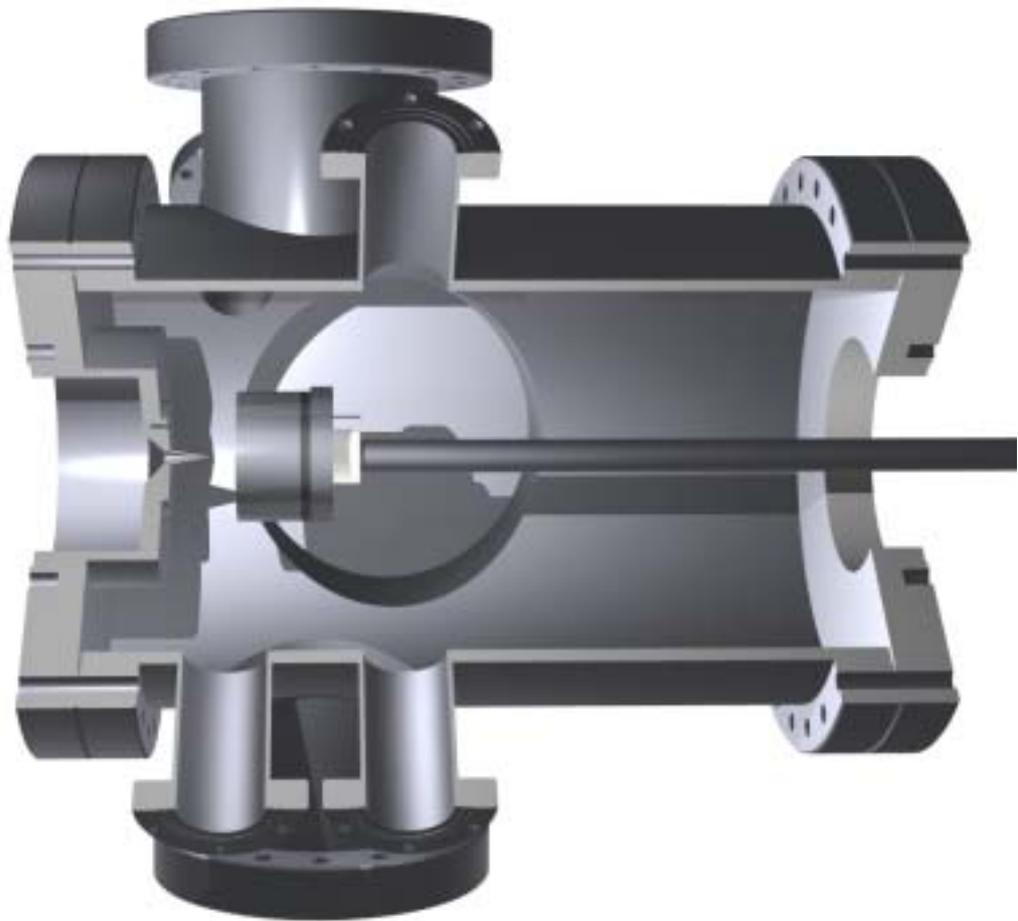


Abbildung 64: Gesamtaufbau zur Extraktion der Ionen aus dem Mikroplasma.

Radial sind drei großen Flansche (CF 100 + CF 150) für Vakuumpumpen, Montage und elektrische Messdurchführungen vorhanden. Diverse kleine Ports (CF 35) für Messzellen, Sichtfenster, etc. sind in verschiedenen Ebenen radial im Bereich zwischen Ionenquelle und Skimmer angeordnet. Die Zuführung der Gase, die elektrische Versorgung für die Entladung und die Extraktion erfolgt durch die Gasleitung, die gleichzeitig als Halterung dient. Der Manipulator und die Pumpen sind in dieser Darstellung nicht gezeigt.

Die Expansionskammer ist vom Strahlkanal durch einen Skimmer getrennt. Der aus Aluminium gefertigte Skimmer hat eine Öffnung von 1 mm und ist konzentrisch auf dem Flansch angeordnet und fest mit der Expansionskammer verbunden. Der Abstand und die Ausrichtung der Mikroquelle können, in Bezug zum Skimmer, unter Vakuum mit Hilfe eines Manipulators von der Rückseite her vorgenommen werden. Abbildung 65 zeigt eine Schnittzeichnung des Gesamtaufbaus. Eine detailliert Beschreibung der Ionenquelle wird im nächsten Abschnitt gegeben.

Zur Diagnose des extrahierten Strahls steht ein magnetisches Spektrometer und mehreren Faraday-Tassen zur Strommessung zur Verfügung. Der Strahl wird in dieser Konfiguration mit einer elektrostatischen Einzellinse auf den Eintrittsspalt vor dem Magneten fokussiert. Dieser Aufbau ist in Abbildung 70 dargestellt. Auf diese Weise kann der Ionenstrahl massenselektiv in Abhängigkeit von der Extraktionsspannung charakterisiert werden. Andererseits kann der Plasma-Jet ohne Extraktionsspannung mit einem Quadrupol-Massenspektrometer (QMA400, Balzers) analysiert werden. Dieses wird direkt an der Expansionskammer angebracht, so dass der Plasma-Jet nach dem Skimmer direkt in das Massenspektrometer eintritt. Die mit dem Gasstrom extrahierten Ionen können so nachgewiesen werden.

Durch die Verwendung von zwei hochverdichtenden Turbomolekularpumpen an der Expansionskammer konnte ein sehr kompakter Aufbau realisiert werden. An der Experimentierkammer sind Pumpen des Typs TW 700/CF150 (Leybold) und TMU 521/CF150 (Pfeiffer) in Kombination mit ölgedichteten Drehschieberpumpen (TRIVAC B bzw. DUO) installiert. Die Saugleistung liegt im gewünschten Druckbereich von $< 10^{-2}$ hPa bei 680 l/s (TW 700) bzw. 500 l/s (TMU521). Das erreichte Grundvakuum liegt im Bereich von $5 \cdot 10^{-8} - 2 \cdot 10^{-7}$ hPa. Bei gegebenem Porendurchmesser der 3D-MSE ist der maximale Gasfluss durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung bestimmt.

Zur Vakuummessung stehen verschiedene Hoch- und Vorvakuummesszellen an der Apparatur zur Verfügung. An der Expansionskammer werden Kombigeräte vom Typ ATMION (VACOM) mit einem Messbereich von $5 \cdot 10^{-10} - 1000$ hPa verwendet. Die Messgenauigkeit liegt bei ± 15 %. Die Ionisationsmessgeräte sind auf Stickstoff kalibriert, so dass für die verwendeten Gase die vom Hersteller angegebenen Korrekturfaktoren berücksichtigt werden müssen. In der Gaszuleitung zur Düse befindet sich eine gasartunabhängige piezomechanische Messzelle mit einem Messbereich von 0 – 1 MPa und einer Genauigkeit von ± 60 hPa.

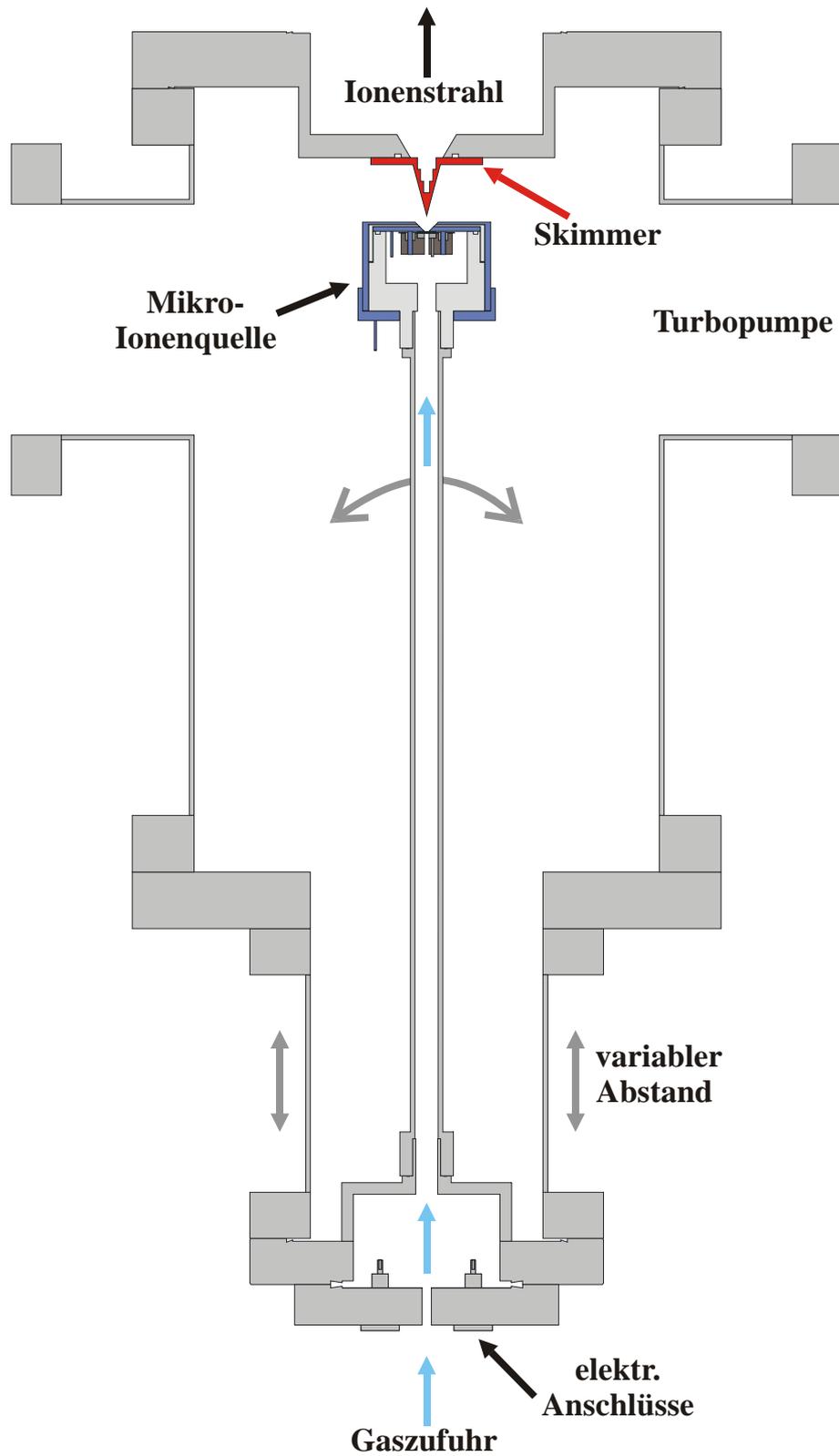


Abbildung 65: Schnittzeichnung des Aufbaus zur Extraktion der Ionen aus dem Mikroplasma, mit Mikroionenquelle und Skimmer.

Die Regelung der zugeführten Gasmenge erfolgt mit drei elektronisch gesteuerten Gasflussreglern (engl. mass flow controller MFC), die je nach Betriebsmodus den Fluss verschiedener Gase unabhängig bzw. ein festes Mischungsverhältnis konstant hält. Die Gasmenge kann von 1 – 10 sccm, 2 – 100 sccm bzw. 4 – 200 sccm (N₂-Äquivalent) variiert werden. Gasmischungen können durch den Parallelbetrieb von mehreren MFC hergestellt werden. In diesem Betriebsmodus der MSE ist ein kontinuierlicher Gasfluss durch die Pore gewährleistet (upstream flow control). Das Gas wird damit kontinuierlich in der Pore ausgetauscht. Auf diese Weise kann die in der Entladung umgesetzte Leistung effektiv abgeführt werden und die Erwärmung der Düse ist relativ gering. Der Vordruck ist bei gegebenem Porendurchmesser von dem eingestellten Gasfluss abhängig. Die Saugleistung wird nicht geregelt, so dass der Druck in der Expansionskammer bis zu einem gewissen Punkt direkt proportional zum Vordruck bzw. Gasfluss ist. Das gesamte Gasmischsystem besteht aus Rohren und Fittings aus Edelstahl und ist Helium druck- und vakuumdicht. Durch Verwendung von Schnellkupplungen ist ein einfacher Wechsel der Betriebsgase möglich.

6.2.1 Plasmaquelle mit Extraktion

Der Aufbau der Ionenquelle basiert auf der oben vorgestellten Plasmaquelle zur Erzeugung von metastabilem Helium, wobei die Ionenquelle eine zusätzliche Extraktionselektrode besitzt. Außerdem ist die Ionenquelle so konzipiert, dass sie komplett vom Gehäuse elektrisch isoliert ist und eine Extraktionsspannung angelegt werden kann (Abbildung 66).

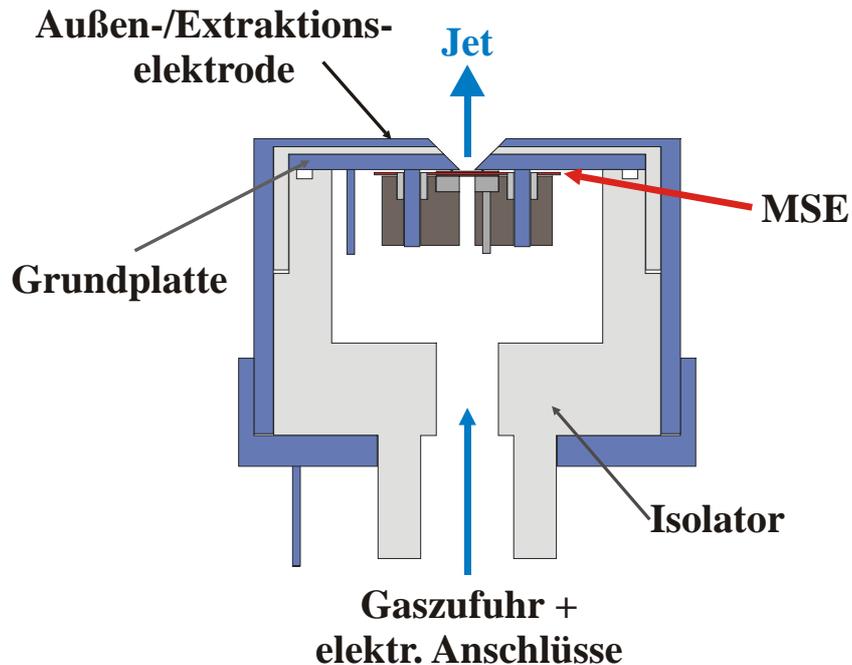


Abbildung 66: Querschnitt durch die Mikroionenquelle.

Die MSE mit einer zentralen Mikropore stellt die eigentliche Plasmaquelle dar. Die quadratische MSE (siehe Abbildung 39) wird mit Hilfe der vier Bohrungen in der überstehenden Keramik auf einer Grundplatte positioniert und fixiert. Die Grundplatte ist mit vier Bolzen und einer feinen Schneidkante an der Austrittsöffnung versehen.

Die MSE wird von einem Isolator aus Vespel™ bzw. Macor™ zusammen mit einem Kontakttring auf die Schneidkante gepresst. Bei MSE mit Kupferelektroden und einer Elektrodenstärke von 200 μm wird auf diese Weise sichergestellt, dass das gesamte Gas durch die Pore strömt. Die Schneidkante drückt sich in das weiche Kupfer, so dass eine druck- und vakuumdichte Verbindung entsteht, die einer Druckdifferenz von bis zu 1 MPa standhält. Für Strukturen mit dünnen Elektroden bzw. harten Elektrodenmaterialien (W, Ta, etc.) wird eine Dichtscheibe aus Indium auf die Schneidkante gelegt und die entsprechenden Substrate auf diese weiche Dichtung gedrückt.

Die Grundplatte und der Kontaktring sind mit Kontaktstiften versehen, so dass Steckverbindungen für die elektrische Versorgung verwendet werden können. Dieses System erleichtert die Montage beim Wechseln der MSE.

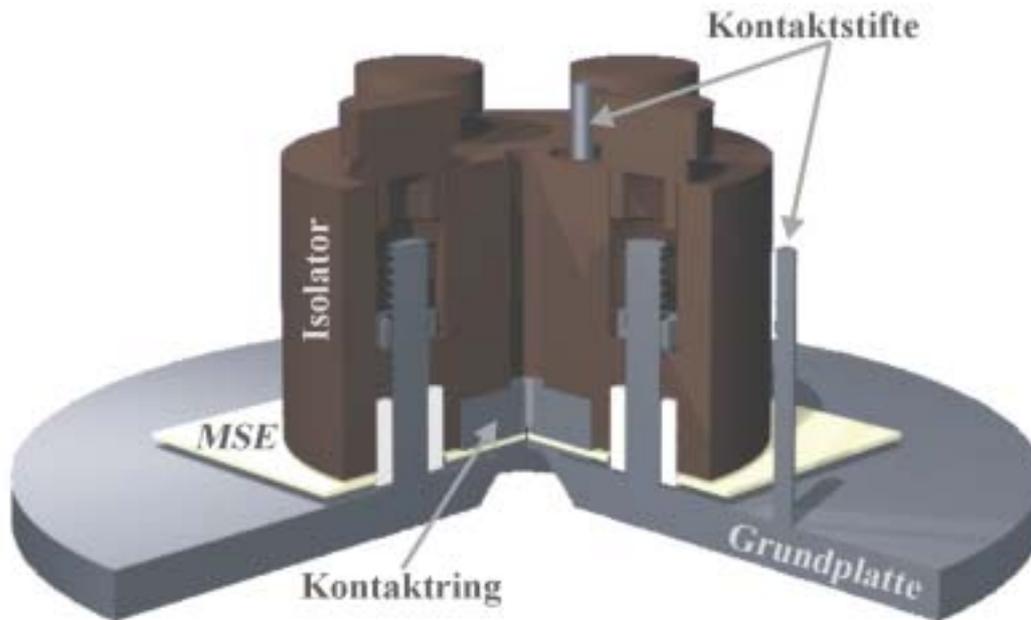


Abbildung 67: Komplett montierte Mikroionenquelle.

Diese gesamte Einheit in Abbildung 67 wird in ein isolierendes Gehäuse aus Delrin™ (® DuPont) gesetzt, das auf die Gaszuleitung geschraubt wird. Diese Einheit aus Ionenquelle und Isolatorgehäuse wird noch von einem zweiteiligen Edelstahlgehäuse umschlossen, das als Extraktionselektrode dient (Abbildung 68). Eine weitere Funktion ist, die Grundplatte gegen das Isolatorgehäuse zu drücken, damit kein Gas an dieser Stelle austreten kann. Ein entscheidender Vorteil dieses coaxialen Aufbaus ist, dass sich alle elektrischen Versorgungen im inneren, isolierten Volumen befinden und es dort keine Schwierigkeiten hinsichtlich Spannungsfestigkeit gibt. Wird die Außenelektrode geerdet, so ist der Bereich außerhalb der Ionenquelle mit Extraktion feldfrei und unerwünschte Entladungen zwischen Ionenquelle und Skimmer werden vermieden. Auf diese Weise kann die Mikroionenquelle im Inneren des Isolators auf ein beliebiges Potenzial $< 5 \text{ kV}$ gelegt werden, ohne dass es zu Überschlügen zu dem geerdeten Gehäuse kommt. Die hochspannungsfesten Zuleitungen werden durch die Gaszuleitung bis zu den Kontaktstiften geführt.

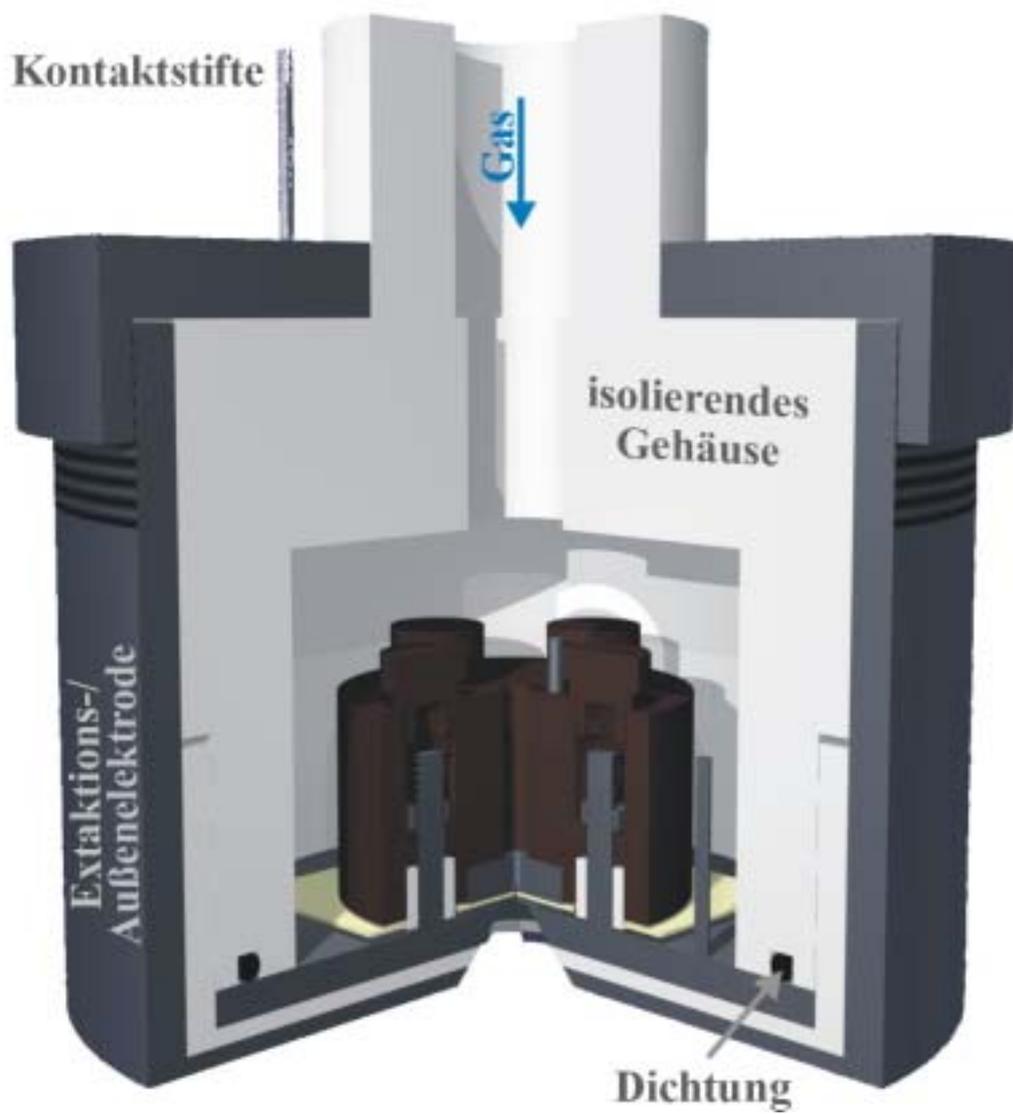


Abbildung 68: Mikroionenquelle mit Isolatorgehäuse und Außenelektrode.

6.2.2 Analyse der erzeugten Ionen

Magnetisches Spektrometer

Das magnetische Spektrometer nutzt die Impulsdispersion im Dipolfeld aus, um Ionen mit unterschiedlichem Impuls gemäß ihrem Masse zu Ladungsverhältnis räumlich zu trennen. Dieses System erlaubt es, die Zusammensetzung für verschiedene Extraktionsspannungen zu untersuchen. Die Funktion des Magneten ist dabei die Ablenkung der geladenen Ionen. Das Magnetspektrometer, bestehend aus Eintritts-, Austrittsblende und Magnet, ist auf hohe Impulsauflösung ausgelegt. Das Prinzip ist in Abbildung 69 dargestellt.

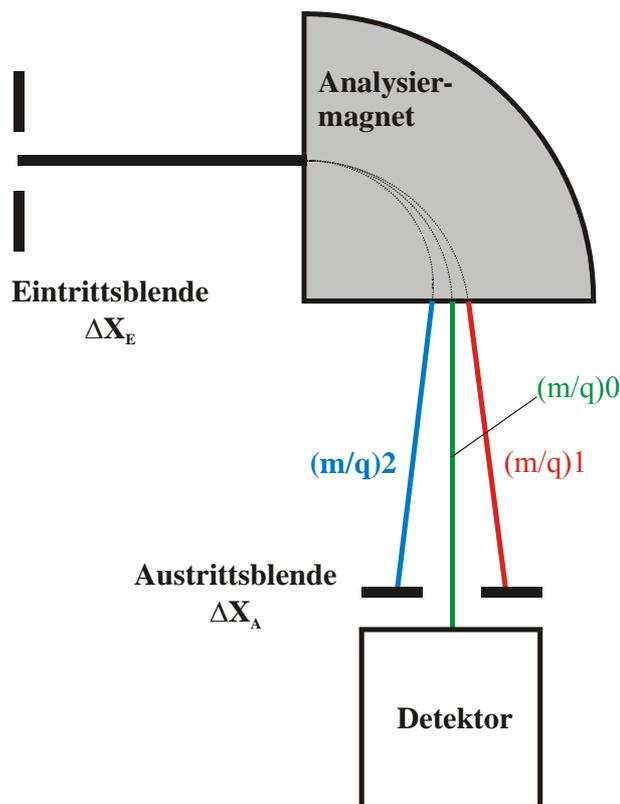


Abbildung 69: Prinzip eines magnetischen Massenspektrometers mit Ein- und Austrittsspalt zur Trennung von Ionen mit verschiedenen m/q -Werten.

Die beiden Driftstrecken L vor und nach dem Magneten sind bei einer Punkt-zu-Punkt-Abbildung auf den Krümmungsradius ρ_0 der Sollbahn im Magneten angepasst, wobei gilt

$$L = 2 \cdot \rho_0. \quad (6.4)$$

Eine zusätzliche Fokussierung senkrecht zur Ablenkebene (y -Richtung) kann durch axial fokussierende Kantenwinkel am Eingang und Ausgang des Magneten erzeugt werden. Für einen entsprechenden 90° -Magneten mit Kantenfokussierung ergeben sich gleiche Abbildungsmaßstäbe in x - und y -Richtung ($M_x = M_y = -1$).

Die Ortsdispersion D_x ergibt sich zu $D_x = 4 \cdot \rho_0$. Der Eingangsschlitz, mit der Breite ΔX_E , definiert die exakte Position und Breite des Ionenstrahls in x-Richtung am Eingang des Magneten und liegt in der Gegenstandsebene des Systems. Der Analysierschlitz liegt in der Bildebene und hat die Breite ΔX_A . Im Fall eines Massenspektrometers sollte für die Schlitzbreite am Eingang und Ausgang folgende Bedingung gelten:

$$\Delta X_A = |M| \cdot \Delta X_E. \quad (6.5)$$

Durch den Einbau der beiden Schlitze wird eine feste Sollbahn für die Ionen definiert. Ionen, deren Impuls gleich dem Sollimpuls ist, passieren den Analyseschlitz ohne Absorption. Die Impulsverteilung I hinter dem Analyseschlitz hat eine Halbwertsbreite (FWHM) von:

$$I_{FWHM} = \left| \frac{M \cdot \Delta X_E}{D_x} \right|, \quad (6.6)$$

die Impulsauflösung ist gerade der Kehrwert $R = 1/I_{FWHM}$. Die Impulsunschärfe ist um so geringer, je kleiner das Verhältnis $|M \cdot \Delta X_E / D_x|$ ist.

Zur Analyse der aus der Ionenquelle extrahierten Ionen wird der in Abbildung 70 dargestellte Aufbau verwendet. Die elektrostatische Einzellinse zwischen Mikroionenquelle und Magnet dient zur Fokussierung des divergenten Strahls in die erste Faraday-Tasse bzw. auf den Eintrittsschlitz. Mit dieser Faraday-Tasse #1 kann der extrahierte Gesamtstrom gemessen werden. Hinter dem Magneten befindet sich der Analyseschlitz direkt vor der zweiten Faraday-Tasse.

Der verwendete Analysiermagnet hat einen Ablenkradius von $\rho_0=200$ mm bei einem Ablenkwinkel von 90° . Durch den Kantenwinkel am Ein- und Ausgang wird der Ionenstrahl auch senkrecht zur Ablenkebene fokussiert. Es ergeben sich gleiche Abbildungsmaßstäbe in x- und y-Richtung $M_x=M_y=-1$. Die Schlitze sind in einem Abstand von 430 mm zum Magneten angeordnet. Die Ortsdispersion D_x beträgt 1 m. Die Impulsauflösung dieses Systems ergibt sich bei einer Eingangsschlitzbreite von 1 mm zu $R = 800$.

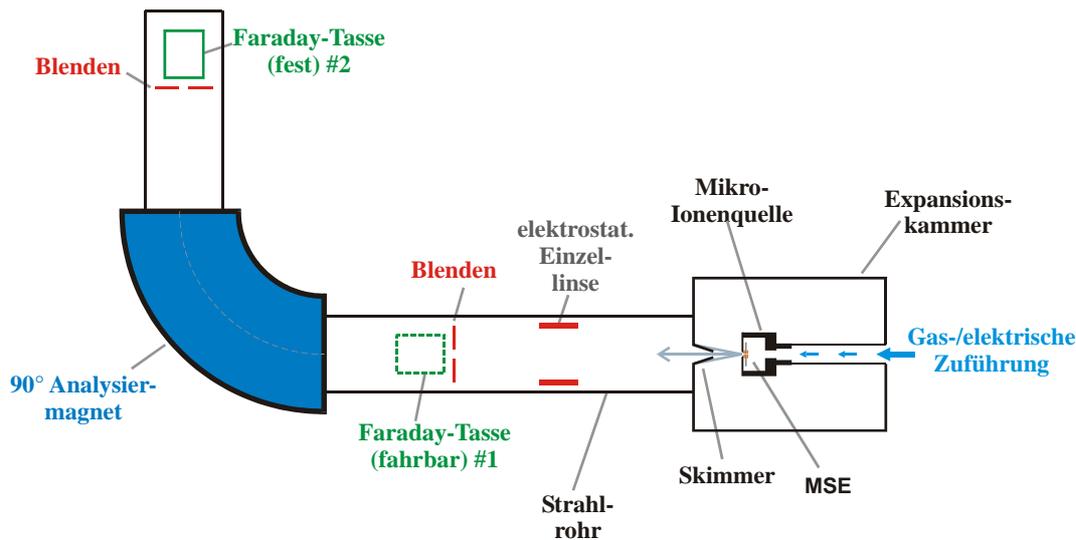


Abbildung 70: Aufbau des magnetischen Massenspektrometers.

Quadrupol-Massenspektrometer

Die Verwendung eines Quadrupol-Massenspektrometers [DAW76, KLU74] erlaubt es, den Plasma-Jet ohne zusätzliche Extraktionsspannung auf seine Ionenzusammensetzung zu untersuchen. Auf diese Weise können die mit dem Gasstrahl transportierten Ionen direkt analysiert werden. Konventionelle Systeme setzen sich aus drei Modulen zusammen, der Ionenquelle, dem Quadrupol-Trennsystem und dem Ionendetektor. Diese zur Gasanalyse bei niedrigem Druck konzipierten Systeme besitzen normalerweise eine integrierte Ionenquelle zur Ionisation der Prozessgase. Der aus der Ionenquelle extrahierte Ionenstrahl wird in das Quadrupol-Trennsystem transportiert. Die Trennung erfolgt durch Ausnutzung von Resonanzerscheinungen der Ionen in elektrischen Feldern der vier stabförmigen Elektroden in Quadrupolanordnung. Je zwei gegenüberliegende Stäbe liegen auf gleichem Potenzial. Der angelegten Gleichspannung ist eine hochfrequente Wechselspannung überlagert. Durch die Feldverteilung zwischen den Elektroden werden die Ionen zu transversalen Schwingungen angeregt. Die Amplitude der Schwingung wird so eingestellt, dass nur Ionen mit einem bestimmten Verhältnis von Masse zu Ladung m/q die Resonanzbedingung für den Durchflug erfüllen. Die Amplituden für andere m/q -Verhältnisse laufen aus der Resonanz und treffen auf die Elektroden. Nach dem Passieren des Quadrupols werden die Ionen mit einem Detektor nachgewiesen. Je nach gewünschter Empfindlichkeit werden Faraday-Tassen oder Sekundär-Elektronen-Vervielfacher eingesetzt. Die mittlere freie Weglänge innerhalb des Massenspektrometers muss deutlich größer als die Abmessungen des Systems sein, so dass die Ionen ohne

Wechselwirkung mit dem Restgas die Strecke zwischen Ionenquelle und Detektor passieren. Der typische Arbeitsdruck liegt bei einem Druck von $< 10^{-5}$ hPa.

Die Ionen werden in der Mikroentladung erzeugt und mit Hilfe des Skimmers in den Hochvakuumbereich transferiert. Das Massenspektrometer dient ausschließlich zur Trennung der Elemente mit unterschiedlichem Verhältnis von Masse zu Ladung.

Bei dem verwendeten Quadrupol-Trennsystem (Abbildung 71) handelt es sich um ein QMA 400 Analysator der Firma Balzers, das keine interne Ionenquelle besitzt und mit einer Ionenüberführungsoptik zur Beschleunigung und Fokussierung der Ionen aus einer externen Quelle ausgerüstet ist. Die Quadrupolelektroden aus Molybdän haben eine Länge von 200 mm bei einem Stabdurchmesser von 8 mm. Zum Nachweis steht eine Faraday-Tasse und ein Sekundärelektronenvervielfacher zur Verfügung. Die vorhandene Ausführung ist für spezifische Massen $m/e < 511$ ausgelegt und hat eine Auflösung $R=m/\Delta m=1000$ (FWHM). Aufgrund der guten Auflösung und des großen Massenbereiches ist das Gerät für analytische Messungen geeignet. Durch die offene Bauweise kann das System in sehr geringem Abstand zur Mikroionenquelle positioniert werden, so dass die Transmission ausreichend hoch ist.

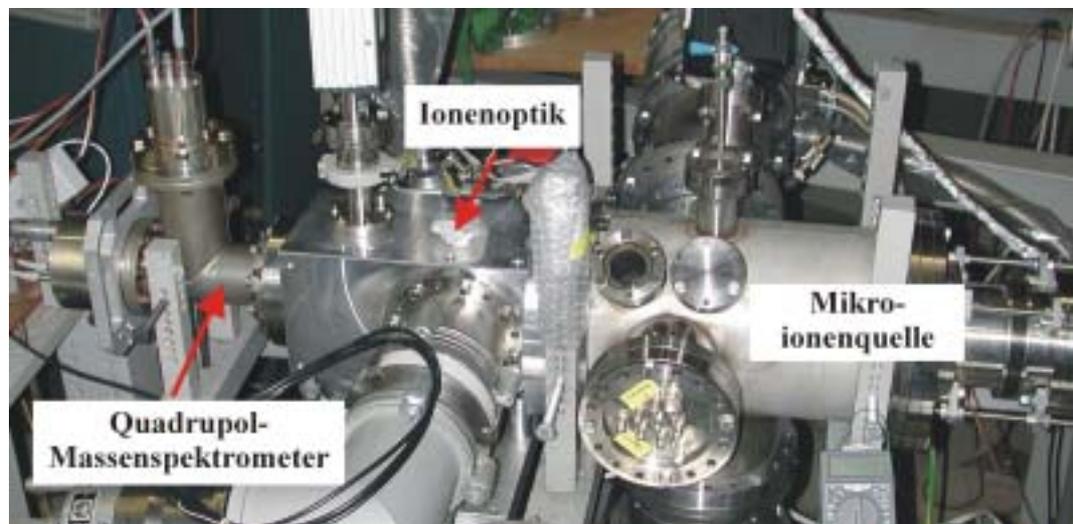


Abbildung 71: Mikroionenquelle (rechts) mit angebaitem Quadrupol-Massenspektrometer (links).

6.3 Ergebnisse

Der Einfluss von Plasmastrom, Gasfluss, Extraktionsspannung, etc. auf die Mikroentladung und Ionenerzeugung wurde mit den beiden vorgestellten Methoden untersucht. Die Funktion des Extraktionssystems und die Abhängigkeit des Gesamtstroms von den verschiedenen Parametern liefert erste Erkenntnisse über die Mikroionenquelle. Zusätzlich kann die elementare Zusammensetzung des Ionenstrahls mit einem magnetischen Massenspektrometer und dem Quadrupol-Massenspektrometer bestimmt werden.

6.3.1 Abhängigkeit des Gesamtstroms

Zur Messung des extrahierten Stroms wird der Gesamtstrom nach dem Skimmer in der ersten Faraday-Tasse gemessen. Der verwendete Aufbau ist in Abbildung 70 schematisch gezeigt. Die Einzellinse wurde bei diesen Messungen nicht eingesetzt, so dass ein fester Raumwinkel durch die Geometrie Düse/Skimmer bzw. Düse/Faraday-Tasse definiert wird. Die Faraday-Tasse erfasst einen Raumwinkel von $6 \cdot 10^{-4}$ sr, so dass nur die Ionen aus dem achsnahen Bereich nachgewiesen werden. Der direkte Einfluss von Extraktionsspannung und Gasfluss kann so erfasst werden. Zusätzlich wurde bei diesen Messungen der Strom auf dem Skimmer gemessen, der zu diesem Zweck elektrisch isoliert auf dem Flansch befestigt wurde. Eine Unterdrückung der erzeugten Sekundärelektronen wurde nicht realisiert.

Die verwendete Apparatur ermöglicht es, den Bereich zwischen Düse und Skimmer unter 90° optisch durch einen Sichtflansch zu beobachten. Das Strahlprofil wird durch die Rekombination der angeregten Atome in diesem Bereich sichtbar. In Abbildung 72 bis Abbildung 74 ist der Einfluss der Extraktionsspannung für eine Heliumentladung bei konstantem Vordruck und Entladestrom für verschiedene Spannungen gezeigt. Ohne Extraktionsspannung erkennt man nur ein diffuses Leuchten vor der Düse und den indirekt beleuchteten Skimmer (Abbildung 72).

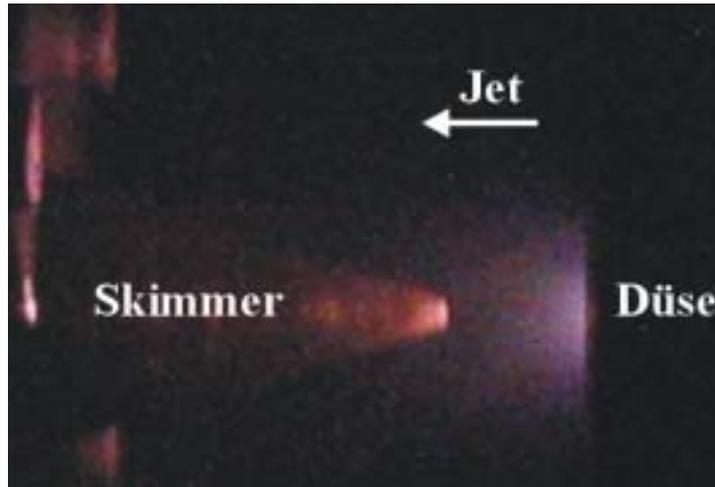


Abbildung 72: Optisches Strahlprofil einer Heliumentladung ohne Extraktionsspannung bei 3 mA Entladestrom.

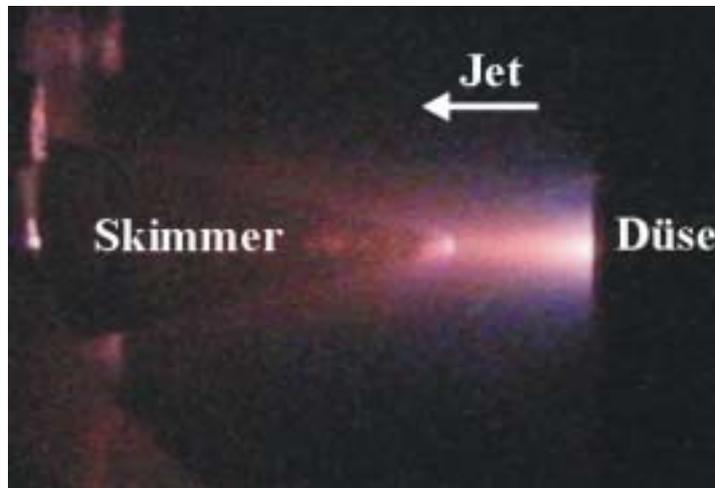


Abbildung 73: Optisches Strahlprofil einer Heliumentladung mit 2 kV Extraktionsspannung bei 3 mA Entladestrom.

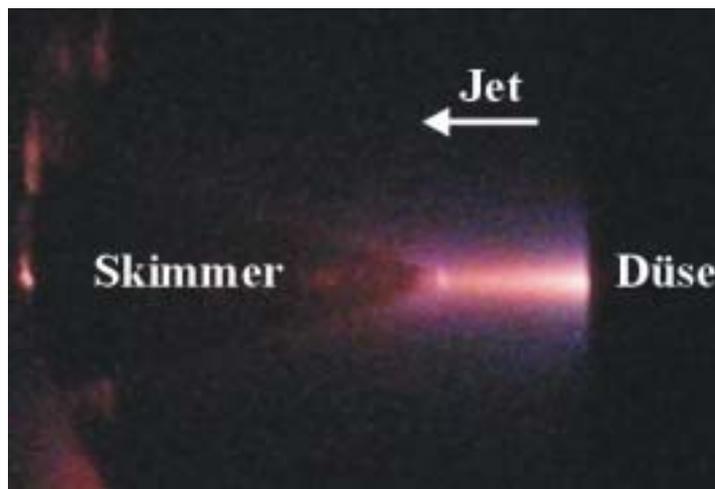


Abbildung 74: Optisches Strahlprofil einer Heliumentladung mit 3 kV Extraktionsspannung bei 3 mA Entladestrom.

Aufgrund von Raumladungskräften weitet sich ein Ionenstrahl auf. Die Raumladungsdichte ρ ist proportional zur Stromdichte j und antiproportional zur Geschwindigkeit v der Ionen, wobei die Geschwindigkeit durch die Extraktionsspannung gegeben ist. Über die Stromdichte j ist die Raumladung von der Geometrie des Ionenstrahls abhängig. Die abstoßende Coulomb-Kraft innerhalb des Ionenstrahls ist gegeben durch:

$$F_r = \frac{e}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{I \cdot r}{v_0 \cdot r_0^2}, \quad (6.7)$$

wobei r_0 der Radius des Ionenstrahls, I der Ionenstrom und v die Ionengeschwindigkeit ist. Aufgrund der Dimension der MSE ist der Strahlradius r_0 sehr klein und die Stromdichte beim Austritt aus der MSE sehr hoch. Bei einem Ionenstrom von 3 mA und einem Porendurchmesser von 100 μm beträgt die Stromdichte 4,8 A/cm². Die abstoßenden Raumladungskräfte dominieren für niedrige Extraktionsspannungen. Zur Kompensation der Raumladung des Ionenstrahls sind Elektronen hilfreich. Die Elektronen werden durch das Raumladungspotential der Ionen gefangen und schwächen dieses. Elektronen können zum Beispiel bei der Ionisation des Restgases in der Expansionskammer erzeugt werden.

Die Extraktionsspannung zeigt einen deutlichen Einfluss auf die Form des Plasma-Jets (siehe Abbildung 74 und Abbildung 73). Mit zunehmender Extraktionsspannung wird das Profil immer schmaler und die Leuchterscheinung konzentriert sich auf ein kleines Volumen zwischen Düse und Skimmer. Das emittierte Licht wird primär bei der Rekombination von angeregten Atomen erzeugt. Die Extraktionsspannung wirkt jedoch nicht direkt auf die neutralen Atome. Vielmehr stoßen die beschleunigten Ionen bereits bei sehr geringer Extraktionsspannung mit den langsamen Atomen des Überschall-Gasstrahls zusammen. Die kinetische Energie der Heliumatome im Gasstrahl beträgt bei 300 K nur 64 meV. Auf diese Weise wird das Profil der extrahierten Ionen indirekt sichtbar. Die Divergenz des Ionenstrahls wird mit zunehmender Extraktionsspannung immer geringer und der gemessene Strahlstrom auf dem Skimmer und in der Faraday-Tasse nach dem Skimmer nimmt zu. Die Abhängigkeit des gemessenen Stroms auf dem Skimmer ist in Abbildung 75 für verschiedene Extraktionsspannungen als Funktion des Plasmastroms dargestellt.

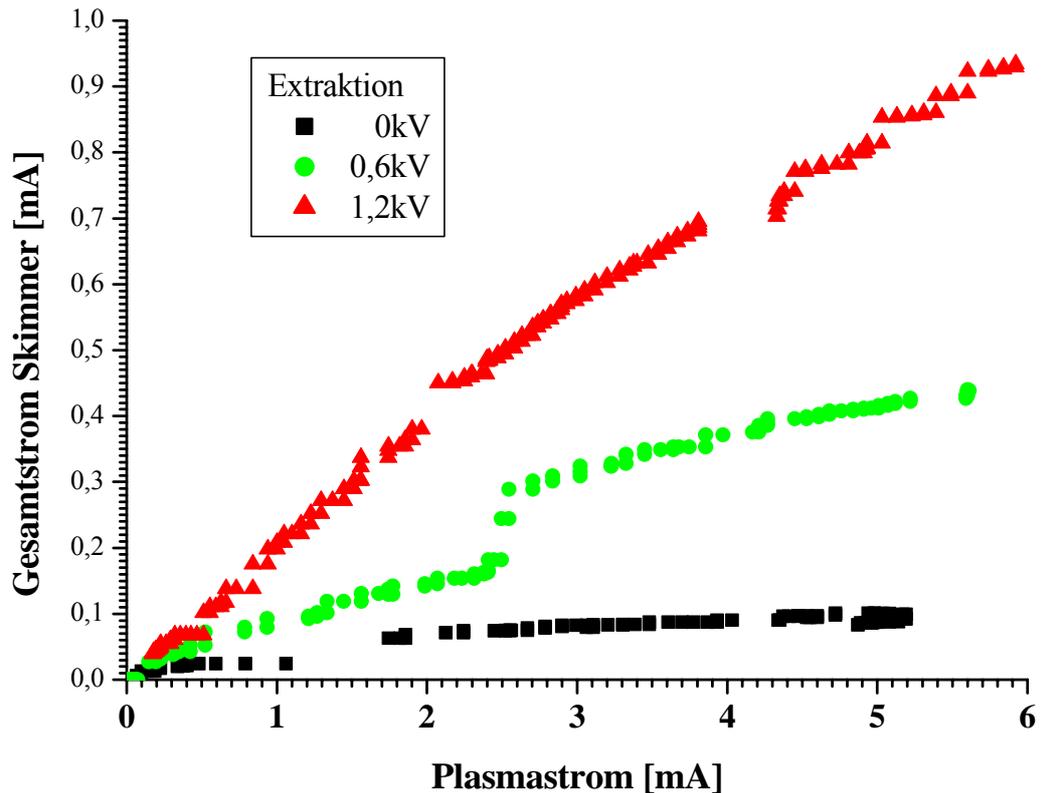


Abbildung 75: Ionenstrom auf dem Skimmer in Abhängigkeit vom Plasmastrom für verschiedene Extraktionsspannungen bei einem Helium-Gasfluss von 150 sccm.

Aufgrund des Druck-/Dichtegradienten hat das Gas in der Miropore eine gerichtete Bewegung, die zu einer Erhöhung der Diffusion von Ionen aus dem Plasma führt. Ohne Extraktionsspannung bewegen sich diese Ionen mit Jetgeschwindigkeit (1756 m/s bei 300 K) und treffen auf den Skimmer, wobei sich die langsamen Ionen durch die Raumladung abstoßen. Mit steigendem Entladestrom wird sowohl die Elektronendichte als auch die Ionendichte im Mikroplasma erhöht, die Elektronentemperatur bleibt jedoch konstant [ERN01]. Diese führen dazu, dass sich der Einschluss der Ladungsträger im Plasma aufgrund der Potenzialverhältnisse im Plasma ändert und damit auch der Fluss der positiven und negativen Ladungsträger aus dem Plasma. Die Messungen ohne Extraktionsspannung zeigen, dass der Gesamtstrom auf dem Skimmer in Sättigung geht. Dabei ändern sich mit der Plasmadichte auch die Extraktionsbedingungen. Die Plasmarandschicht nimmt mit steigender Plasmadichte eine konvexe Form an. Das Anlegen einer negativen Extraktionsspannung, die groß im Vergleich zur Elektronentemperatur ist, führt zu einer Anreicherung der Plasmagrenzschicht mit Ionen. Außerdem erreicht man mit der entsprechenden Extraktionsgeometrie, dass die Raumladung im Ionenstrahl kompensiert wird. Die Anzahl der auf den Skimmer treffenden Ionen nimmt proportional mit der Extraktionsspannung zu.

Die Sättigung des Gesamtstroms wird mit steigender Extraktionsspannung erst bei höheren Ionenströmen beobachtet. Der maximale Entladestrom ist bei 6 mA noch nicht erreicht. Aufgrund der Lebensdauerverkürzung mit steigendem Entladestrom wurde dieser jedoch nicht über 6 mA hinaus erhöht. Mit haltbareren Elektrodenmaterialien ist es prinzipiell möglich, den maximalen Entladestrom um eine Größenordnung zu erhöhen. Dies bewirkt, dass auch die Ausbeute entsprechend gesteigert werden kann.

In Abbildung 76 ist der gemessene Gesamtstrom nach dem Skimmer für verschiedene Extraktionsspannungen als Funktion des Plasmastroms dargestellt. Der extrahierte Gesamtstrom steigt mit zunehmender Extraktionsspannung. Der gemessene Ionenstrom in der ersten Faraday-Tasse nimmt mit steigendem Plasmastrom nur leicht zu, im Gegensatz zum Strom auf dem Skimmer. Das Verhältnis von Gesamtstrom zu Plasmastrom nimmt deutlich ab. Das bedeutet, dass die Stromdichte im Zentrum des Plasma-Jets, wo der Skimmer den Ionenstrahl herausschneidet, sich nur geringfügig ändert.

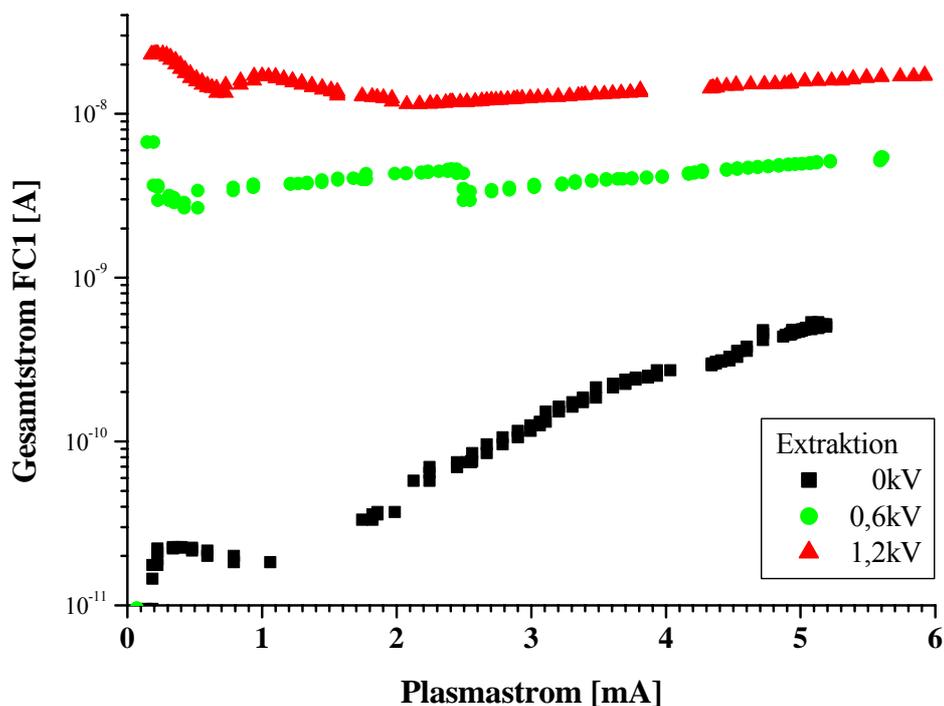


Abbildung 76: Gesamtstrom FC1 für verschiedene Extraktionsspannung mit konstantem Helium-Gasfluss von 150 sccm / Vordruck 0,78 bar.

Die Abhängigkeit des Gesamtstroms vom Gasfluss ist in Abbildung 77 ohne Extraktionsspannung dargestellt. Der gemessene Ionenstrom in der ersten Faraday-Tasse nach dem Skimmer steigt zwar mit dem Plasmastrom, die Ausbeute ist jedoch antiproportional zum Gasfluss/Vordruck. Mit steigendem Gasfluss/Vordruck nimmt der Ionenstrom nach dem Skimmer ab. Die Ursache lässt sich anhand des Gesamtstroms nicht eindeutig identifizieren.

Einerseits sinkt mit steigendem Vordruck die mittlere Energie der Elektronen [ERN01, PEN02] und die Verweildauer des Gases, so dass weniger Wechselwirkungen zwischen Ionen und Elektronen stattfinden. Die Ionenerzeugung im Mikroplasma sinkt mit steigendem Durchfluss bzw. Vordruck. Andererseits können Verluste nach der Düse für das Abnehmen der Intensität verantwortlich sein, da mit zunehmendem Gasfluss der Druck in der Pore und der Expansionskammer steigt. Durch Ladungstransfer und Rekombination gehen Ionen zwischen Düse und Skimmer mit steigendem Druck in wachsendem Maße verloren.

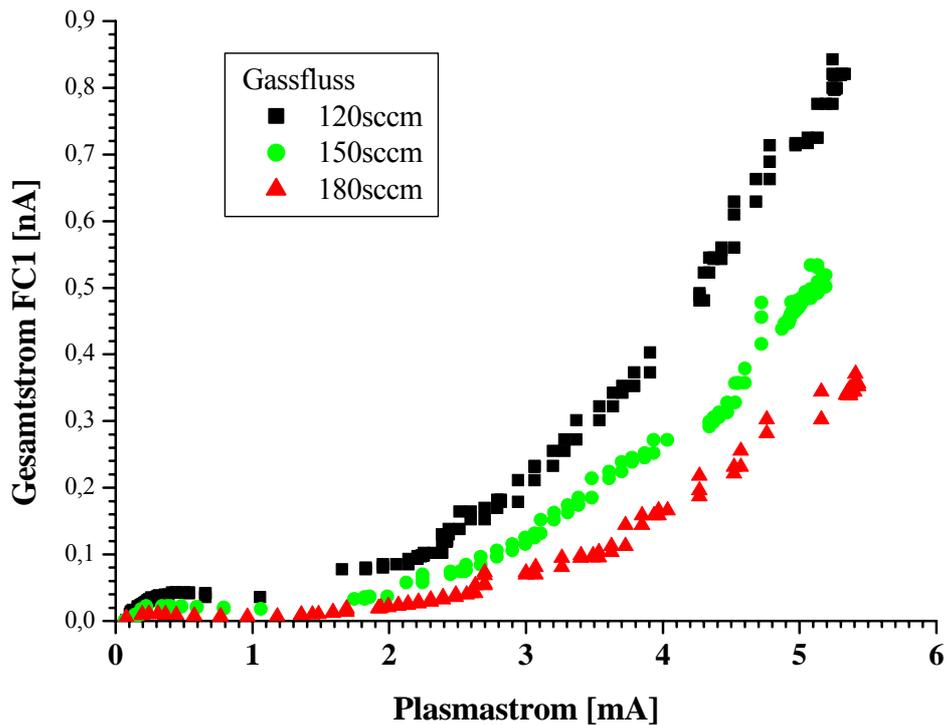


Abbildung 77: Gesamtstrom FC1 ohne Extraktionsspannung für Helium bei verschiedenen Gasflüssen bzw. Vordrücken.

Durch Anlegen einer Extraktionsspannung wird der Effekt noch deutlicher. Zwar steigt die Ausbeute mit steigender Extraktionsspannung, der Ionenstrom nimmt jedoch mit steigendem Gasfluss ab. Die Abhängigkeit des Ionenstroms vom Gasfluss für feste Extraktionsspannungen von 600 V und 1200 V ist in Abbildung 78 und Abbildung 79 dargestellt. Mit steigender Extraktionsspannung wird der Einfluss des Gasflusses geringer. Dieses Verhalten spricht dafür, dass mit steigender Geschwindigkeit der Ionen die Verluste zwischen Düse und Skimmer geringer werden.

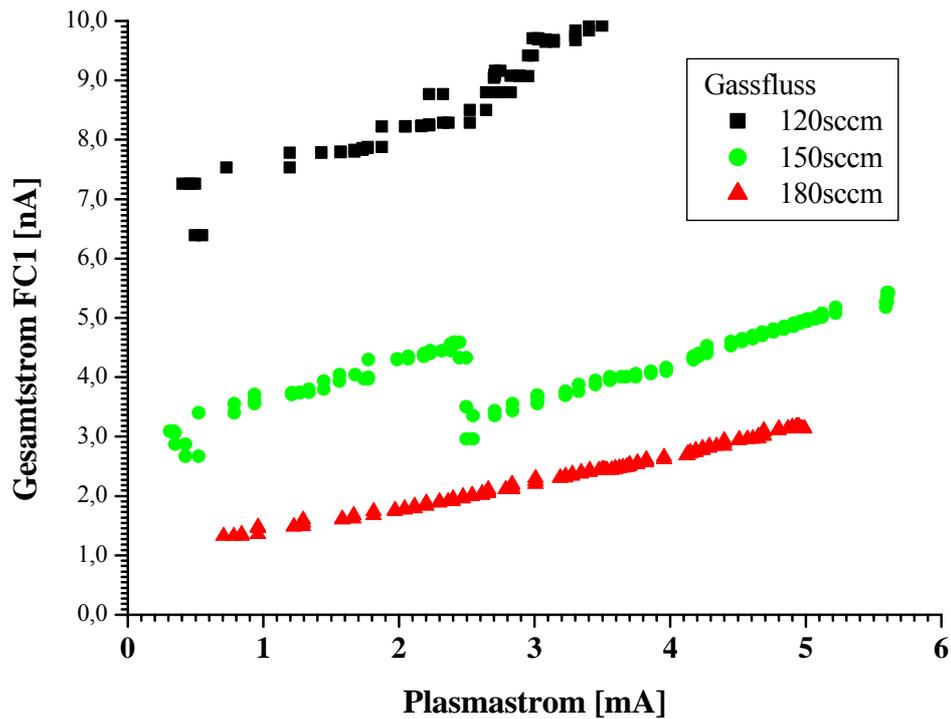


Abbildung 78: Gesamtstrom FC1 mit 600 V Extraktionsspannung für Helium bei verschiedenen Gasflüssen bzw. Vordrücken.

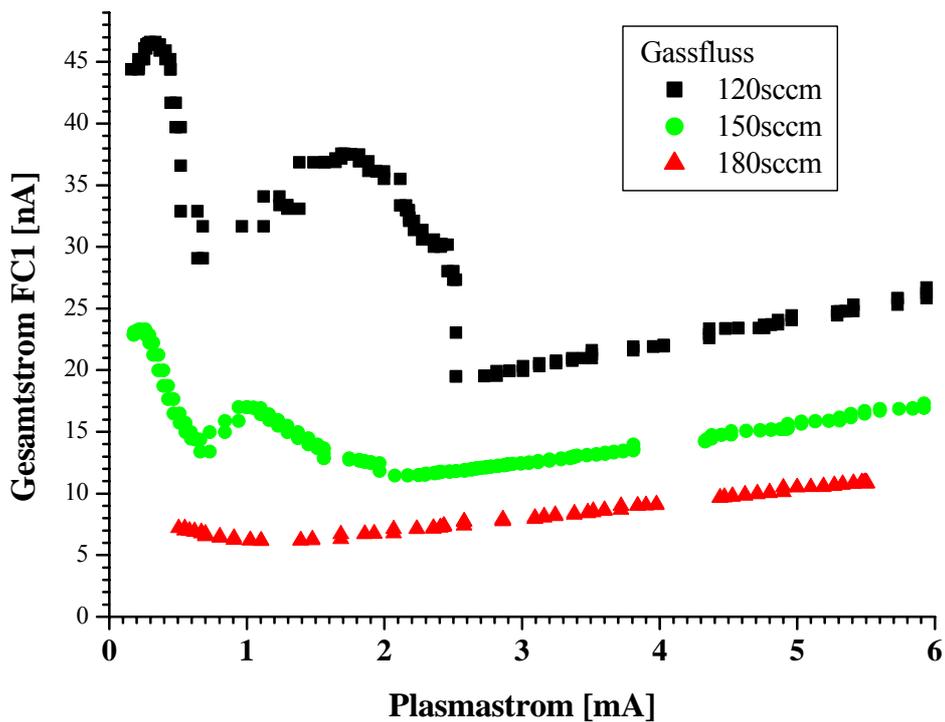


Abbildung 79: Gesamtstrom FC1 mit 1200 V Extraktionsspannung für Helium bei verschiedenen Gasflüssen bzw. Vordrücken.

6.3.2 Massenselektive Ionenausbeute

Die Untersuchungen des Plasma-Jets ohne Extraktionsspannung haben erste Ergebnisse hinsichtlich der Ionenzusammensetzung gezeigt. In der speziellen Konfiguration mit dem im Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Quadrupol-Massenspektrometer werden ausschließlich die in der Mikroentladung erzeugten Ionen nachgewiesen. Im Fall von Helium als Arbeitsgas stellt die Penning-Ionisation und die Wechselwirkung von Metastabilen eine Möglichkeit zur Erzeugung von Ionen dar. Diese Erzeugungskanäle wurden durch die Verwendung von Stickstoff gezielt unterdrückt. Da keine Extraktionsspannung angelegt wird, ist die Erzeugung von Ionen durch Stöße mit energiereichen Ionen nicht möglich. Die maximale Geschwindigkeit der Ionen ist durch das strömende Gas gegeben.

In Abbildung 80 und Abbildung 81 werden Spektren für eine Stickstoff-Entladung mit verschiedenen Empfindlichkeiten gezeigt. Neben den erwarteten Stickstoff-Peaks ist ein ganzes Spektrum an Metallen vertreten. Eindeutig konnten Kupfer, Eisen, Chrom, Indium und Wolfram nachgewiesen werden. Der Plasma-Jet trifft auf die verschiedenen Bauteile, dabei werden die jeweiligen Atome durch die Wechselwirkung des Plasmas mit der Außenelektrode, Skimmer, etc. erzeugt, wobei aus energetischen Gründen nicht direkt Ionen erzeugt werden können. Die Ionisation kann nur im aktiven Bereich der Mikroentladung erfolgen, wo energiereiche Elektronen zur Verfügung stehen. Die zerstäubten Atome müssen sich dabei entgegen dem Überschall-Gasstrahl bewegen, um in den aktiven Bereich der Mikroentladung zu gelangen. Eine Zuordnung der gemessenen Peaks zu den verschiedenen Bauteilen ist möglich. Das Kupfer stammt von dem eingebauten Skimmer, der durch den vorangegangenen Betrieb komplett mit Kupfer bedampft ist. Der Skimmer ist in einem Abstand von 24 mm vor der Düse angeordnet. Das Kupfer wird zuerst durch die Einwirkung des Plasma-Jets zerstäubt und gelangt anschließend in den Bereich der Düse, wo es ionisiert wird. Das Eisen und das Chrom stammen von der Außenelektrode und der Grundplatte. Das Indium stammt von der Dichtung für die dünne MSE mit Wolframelektroden. Der Abtrag des Wolframs ist ebenfalls direkt im Massenspektrum zu erkennen.

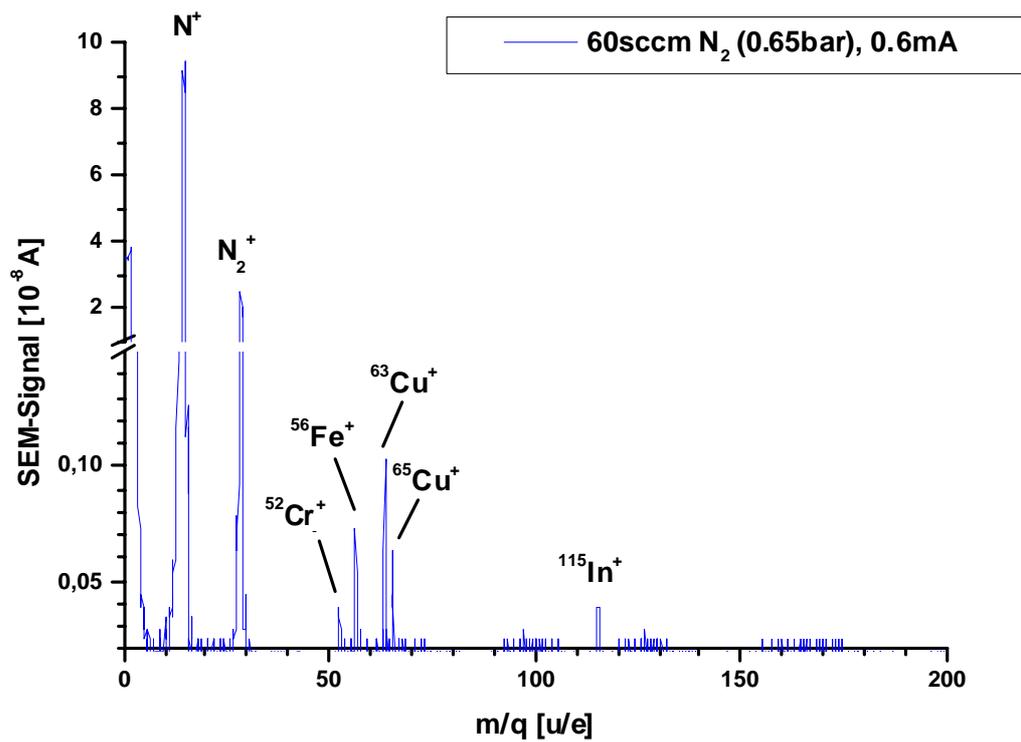


Abbildung 80: Massenspektrum für Stickstoff-Entladung bei 650 hPa Vordruck und 0,6 mA Plasmastrom.

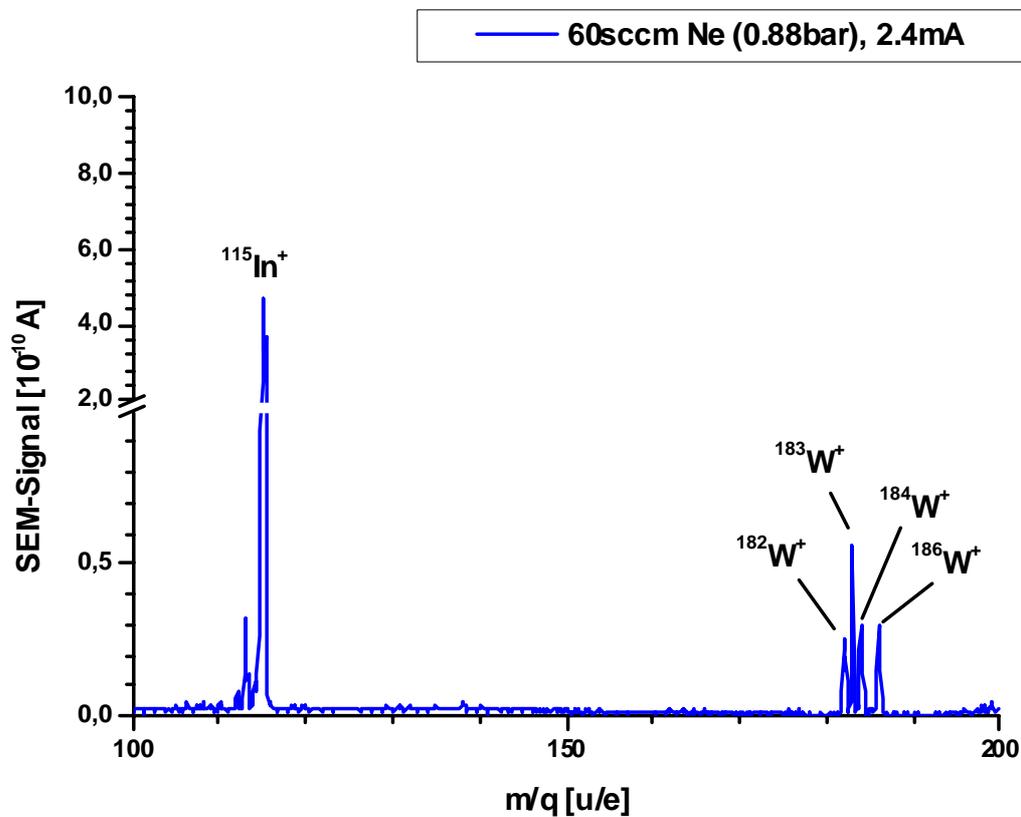


Abbildung 81: Massenspektrum für Neon-Entladung bei 880 hPa Vordruck und 2,4 mA Plasmastrom.

Die Metallionen zeigen einen direkten Einfluss auf das Brennverhalten der Entladung, der mit dem Anteil an Metallionen korreliert ist. Die zwei beobachteten Brennmodi unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Leuchterscheinung. Einerseits beobachtet man das typische Leuchten des jeweiligen Arbeitsgases mit seiner charakteristischen Farbe, andererseits gibt es einen zweiten Zustand, der von Metallionen dominiert wird. Die Massenspektren zeigen im zweiten Fall einen messbaren Anteil an metallischen Ionen (siehe oben). Die Hochdruckentladung springt zwischen beiden Zuständen, wobei die Frequenz mit steigender Betriebsdauer zunimmt. Bei neuen Mikrostrukturen zeigt sich ausschließlich die charakteristische Leuchterscheinung des jeweiligen Arbeitsgases. Springt die Entladung in den zweiten Modus, so beobachtet man das charakteristische Leuchten von angeregten Metallatomen, mit dominanten Linien im blauen und grünen Bereich des sichtbaren Spektrums. Dies ist mit einem Anstieg des Stromes bei sinkender Plasmaspannung verbunden.

Die Messungen mit dem magnetischen Spektrometer erlauben ebenfalls die Bestimmung der Zusammensetzung des Ionenstrahls, jedoch mit Extraktionsspannungen von einigen kV. Auf diese Weise kann der Einfluss des Überschallgasstrahls auf die Extraktion der Ionen untersucht werden. Diese Messungen für verschiedene Gaszusammensetzungen zeigen, dass überwiegend einfachgeladene Ionen in der Hochdruckentladung produziert werden. Ein Spektrum für Helium ist in Abbildung 82 dargestellt.

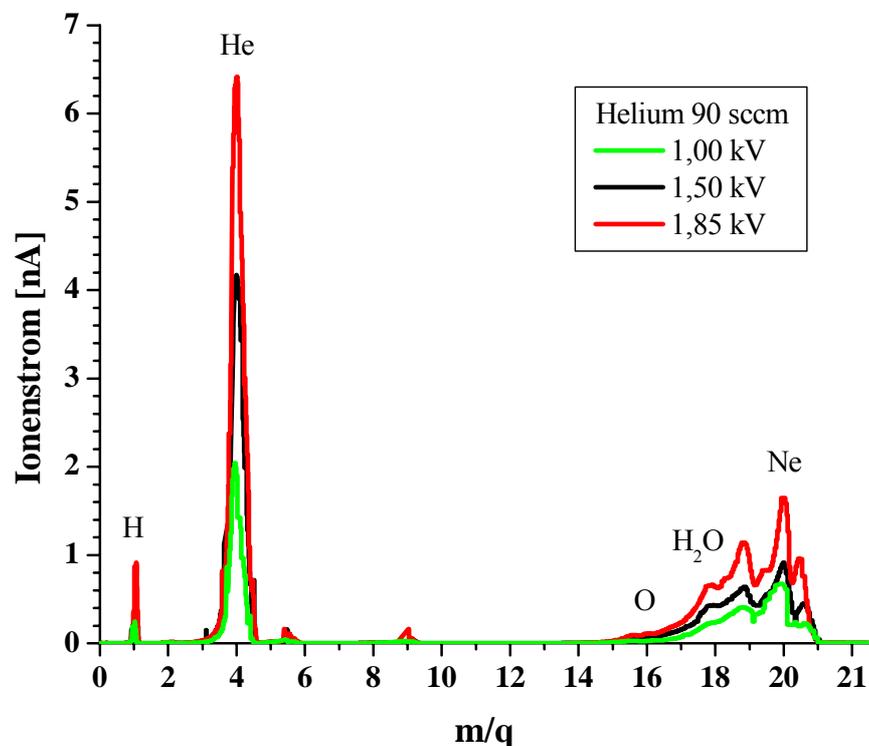


Abbildung 82: Ladungsspektrum für eine Heliumentladung für verschiedene Extraktionsspannungen bei konstantem Gasfluss und Entladestrom.

Im Spektrum ist deutlich der Anteil an Restgas und Neon aus vorangegangenen Messungen zu erkennen. Neben dem Heliumpeak ist der Wasserstoffpeak deutlich im Spektrum zu erkennen. Die Peaks im Bereich m/q 16-20 sind stark verbreitert und nicht eindeutig voneinander zu trennen. Deutlich ist im Spektrum der Einfluss der Extraktionsspannung zu erkennen. Mit steigender Spannung nimmt die Intensität der Elemente zu.

Die Energieverteilung ist zu niedrigen Energien hin ausgewaschen. Die Peaks für die einzelnen Elemente haben im Vergleich zu den Messungen mit dem Quadrupol-Massenspektrometer eine größere Breite. In diesem Aufbau werden die Ionen erst nach dem Skimmer, im Bereich mit einem Druck $<5 \cdot 10^{-6}$ hPa, beschleunigt. Im Unterschied dazu, erfolgt die Beschleunigung bei den Messungen mit dem magnetischen Massenspektrometer direkt nach der Düse, durch Anlegen einer Beschleunigungsspannung zwischen Grundplatte und Außenelektrode. In diesem Bereich herrscht ein Hintergrunddruck $<10^{-2}$ hPa. Im Gasstrahl ist der Druck lokal um Größenordnungen höher, wobei er sehr schnell mit dem Abstand zur Düse abnimmt (siehe Abbildung 83). Der Druckverlauf nach dem Austritt aus der Düse lässt sich analytisch mit den im Anhang B dargestellten Gleichungen beschreiben.

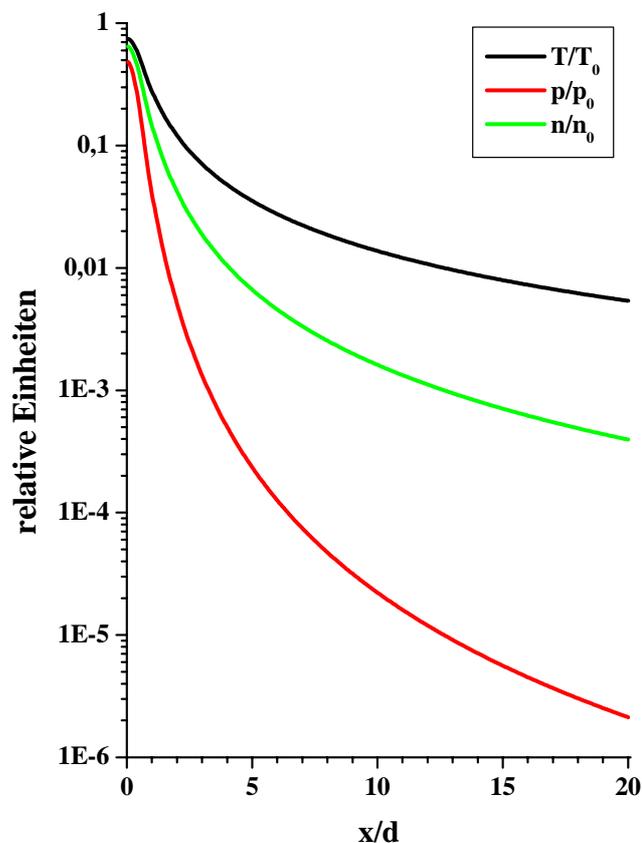


Abbildung 83: Temperatur- und Druckverlauf eines Überschall-Gasstrahls in Abhängigkeit vom Abstand zur Düse (x/d : Düsendurchmesser).

Die Ionen haben nach dem Durchlaufen der Extraktionsspannung eine höhere Geschwindigkeit als die neutralen Gasatome, die sich mit der Jetgeschwindigkeit bewegen. Betrachtet man den Bereich zwischen Düse und Skimmer so finden dort aufgrund der lokalen Druckverhältnisse elastische und inelastische Stöße zwischen Ionen und neutralen Atomen statt, die zum Ladungsaustausch oder zur Ionisation des Restgases führen können. Mit Hilfe des Programmpakets SRIM-2000.40 [ZIE99] lässt sich die Wechselwirkung der Ionen mit einem Gastarget, mit abnehmender Dichte entlang der Flugrichtung der Ionen simulieren. Resultate für die Wechselwirkung von Helium- und Argonionen mit Helium werden in Abbildung 84 gezeigt.

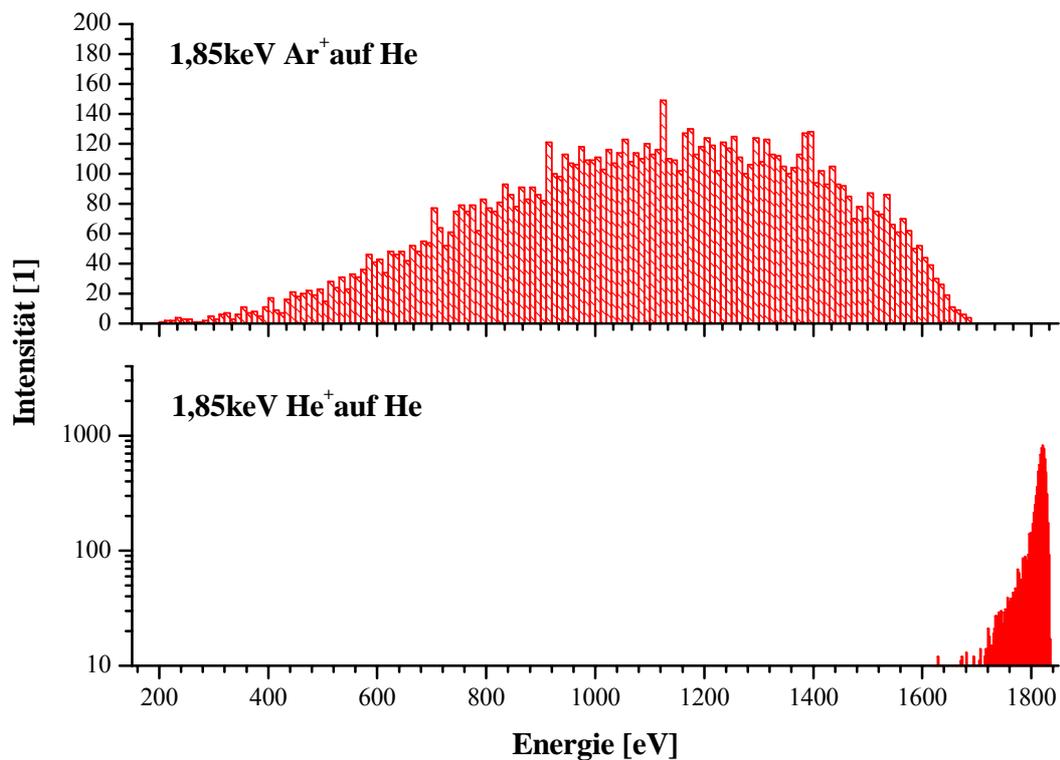


Abbildung 84: Energieverteilung eines monoenergetischen Ar- bzw. He-Ionenstrahls mit 1,85 keV Energie nach dem Durchgang durch ein Gastarget. Das Gastarget setzt sich aus zwei Schichten mit 100 hPa und 10 hPa mit einer Dicke von 100 μm zusammen.

Die Ionen haben in den beiden gezeigten Simulationen identische Anfangsenergien von 1,85 keV und durchlaufen ein zweiseichtiges Gastarget, wobei der Druck von 100 hPa auf 10hPa abnimmt und die beiden Schichten eine Dicke von je 100 μm haben. Mit diesem Modell wird zwar nur ein sehr geringer Bereich der gesamten Strecke zwischen Düse und Skimmer erfasst, jedoch ist bereits ein deutlicher Effekt auf die Energieverteilung der Ionen zu erkennen. Beide Ionensorten erleiden einen Energieverlust, der im Fall des Heliums nur einige 10eV und für das Argon über 500 eV beträgt.

Die Argonatome, die im Vergleich zu zum Helium eine viel geringere Geschwindigkeit haben, erleiden einen viel höheren Energieverlust und die Energieverteilung ist sehr breit. Diese Tatsache beobachtet man auch in den Spektren. Exemplarisch werden verschiedene Spektren für ein Gemisch aus Helium und Argon dargestellt.

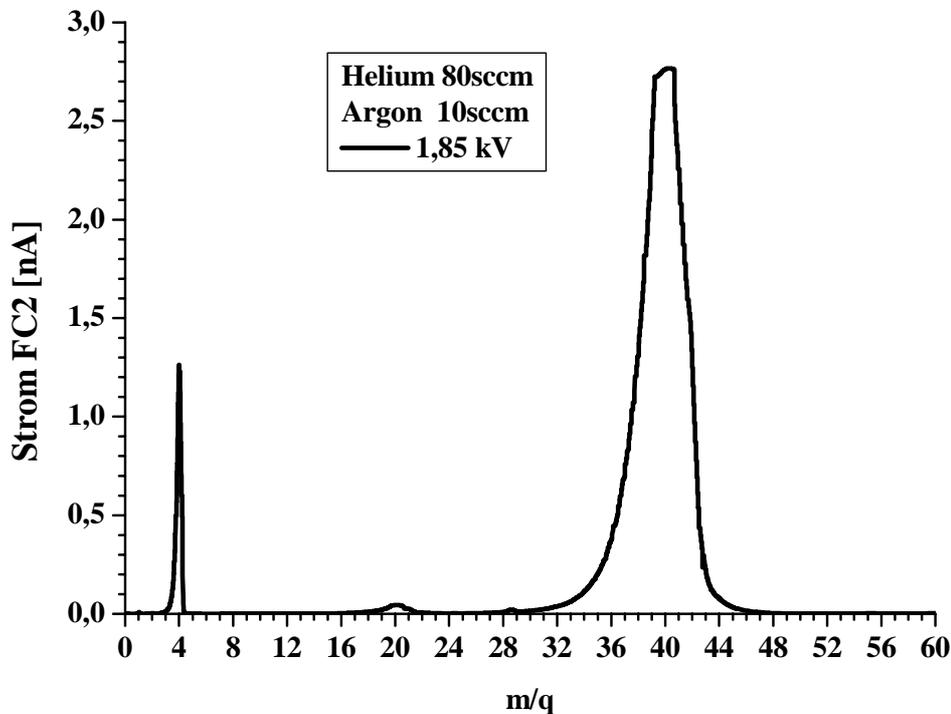


Abbildung 85: Massenspektrum für eine Helium+Argon Entladung, bei einer Extraktionsspannung von 1,85 keV.

Die Verwendung einer klassischen Extraktion ist im Zusammenhang mit dieser Hochruckionenquelle aufgrund der Ion-Atom-Wechselwirkung im Bereich der Expansion nicht geeignet, um einen monoenergetischen Ionenstrahl zu erzeugen. Die Beschleunigung sollte erst nach dem Skimmer erfolgen, da dort der Hintergrunddruck einige Größenordnungen geringer ist. Kritisch ist in diesem Fall die hohe Raumladung im Bereich zwischen Düse und Skimmer, die dazu führt, dass die Intensität des Ionenstrahls nach dem Skimmer abnimmt, wenn die Ionen sich mit der Jetgeschwindigkeit bewegen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Mikroentladungen bei hohem Druck und mit Gasfluss stellen eine vielseitig nutzbare Quelle für Ionen und kalte metastabile Atome dar. In dieser Arbeit werden grundlegende Untersuchungen an dieser neuen Hochdruckentladung zur Erzeugung von metastabilen Atomen und einfachgeladenen Ionen vorgestellt. Der innovative Ansatz ist die Nutzung mikrostrukturierter Elektroden (MSE) zur Erzeugung von nichtthermischen Entladungen mit Gleichspannung. Die spezielle porenförmige Geometrie erlaubt die Erzeugung von Entladungen bei einem Druck > 1000 hPa. Die Mikroentladung produziert metastabile Atome und Ionen in einem lokalisierten Volumen durch Stöße mit energiereichen Elektronen, wobei das Neutralgas in der Entladung im Vergleich zu den Elektronen kalt ist. Außerdem kann die Entladung mit erzwungenem Gasfluss durch die Pore betrieben werden, so dass die Plasmabestandteile (neutrale/angeregte Atome, Radikale, Ionen, etc.) extrahiert werden. Mit dieser neuen Methode kann bei der adiabatischen Expansion des Gases ins Vakuum ein gerichteter Gasstrahl, mit geringer interner Temperatur, im Bereich von einigen K erzeugt werden. Die Verweildauer des Gases in der Mikropore ist $< 0,1$ μs , so dass auch Zustände mit kurzer Lebensdauer extrahiert werden können.

Die MSE lässt sich aufgrund der kleinen Abstände im μm Bereich als Mehrschichtsystem, aus zwei metallischen Elektroden, die durch einen Isolator getrennt sind, realisieren. Dieses Grundmaterial wird mit einzelnen oder einer Vielzahl von Poren mit typischerweise 100 μm Durchmesser versehen. Mit Hilfe dieser Mikrostrukturen lassen sich stabile, nicht filamentäre, homogene Entladungen mit Gleichspannung in allen Gasen als auch Gasgemischen in einem weiten Druckbereich von 600 hPa bis 4000 hPa erzeugen. Die Druckverhältnisse in der Pore lassen sich durch den Gasfluss zwischen einigen ml/min bis l/min variieren. Die Verweildauer des Gases in der Pore kann durch den Gasfluss gesteuert werden.

Zur Diagnose werden die Bestandteile des Plasmas mit dem Gasstrom extrahiert und expandieren adiabatisch ins Vakuum. Der Einfluss von Vordruck, Gasfluss, Entladestrom und Gaszusammensetzung auf die Eigenschaften des Plasma-Jets konnte auf diese Weise bestimmt werden. Durch die Kühlung der Mikroentladung konnte die interne Temperatur des Targets nochmals gesenkt und die Geschwindigkeit gezielt reduziert werden. Die Messung des Geschwindigkeitsprofils, die Zusammensetzung, etc. geben einen indirekten Einblick in die komplexen Prozesse der Mikroentladung, die mit konventionellen Analysemethoden nur schwer zugänglich sind. Die gemessenen Eigenschaften der MSE-unterstützten Hochdruckentladung sind vergleichbar mit klassischen Glimmentla-

dungen, jedoch ist die Anregungs- und Ionisationswahrscheinlichkeit aufgrund der Geometrie größer.

Unter definierten Rahmenbedingungen erlaubt diese neue Technik die Erzeugung eines gerichteten Plasma-Jets bestehend aus kalten metastabilen Atomen, Ionen, etc. Basierend auf diesem Prinzip wurde eine Quelle für metastabile Heliumatome aufgebaut und mit verschiedenen Methoden analysiert. Der 2^3S_1 -Zustand wird aufgrund seiner atomaren Struktur effektiv durch die energiereichen Elektronen in der Entladung angeregt. Die Gasströmung bestimmt den Druck und die Verweildauer im aktiven Volumen. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass mit diesem Aufbau kalte, metastabile Atomstrahlen mit einer Intensität von $6 \cdot 10^{13} \text{ (s} \cdot \text{sr)}^{-1}$ und Geschwindigkeiten von 900–1800 m/s erzeugt werden können. Bei den gemessenen Dichten in der Pore von $6 \cdot 10^{12} \text{ (cm)}^{-3}$ ist die Ausbeute durch das Quenching der metastabilen Atome beschränkt. Die Eigenschaften dieses exotischen Atomstrahls sind hinsichtlich der absoluten Geschwindigkeit und der Geschwindigkeitsverteilung identisch mit einem konventionellen Überschall-Gasstrahl. Die Qualität des Strahls, aufgrund seiner geringen internen Temperatur von einigen K, erlaubt die Trennung und Fokussierung des gewünschten Zustandes. In Kombination mit der Separationseinheit wurde die Mikroplasmaquelle zur Erzeugung eines metastabilen 2^3S_1 -Heliumtargets mit polarisiertem Elektronenspin verwendet. Bei der Separation wird durch den außermittigen Einschuss in den permanentmagnetischen Hexapole eine hervorragende räumliche Trennung der verschiedenen Zustände erreicht und die Ausdehnung des Targets im Fokus auf 1 mm^2 reduziert. Die erreichte Targetdichte für den spinpolarisierten 2^3S_1 -Zustand liegt im Fokus bei 10^6 cm^{-2} . Die Charakterisierung des Strahlverlaufs als auch die Time-of-Flight-Messungen zeigen, dass es sich bei der MSE unterstützten Hochdruckentladung um eine nichtthermische Entladung mit vergleichbaren Eigenschaften wie Niederdruckglimmentladung handelt, d.h. neutrale/angeregte Atome und Elektronen sind nicht im Temperaturgleichgewicht. Die Gastemperatur wird somit in der Mikroentladung nicht erhöht. Die Messungen mit Düsentemperatur von 80 K haben dies ausnahmslos bestätigt.

Mit dieser Quelle lassen sich auch feine Ionenstrahlen bei hohem Druck erzeugen. Bei erzwungener Gasströmung durch die Entladung werden die Ionen aus dem Bereich der Entladung extrahiert und können zur Diagnose der Hochdruckentladung ins Vakuum überführt werden. Die Ionenausbeute wurde für verschiedene Gase und Gasgemische in Abhängigkeit von Gasfluss, Entladestrom, Extraktionsspannung untersucht. Die Elektronenenergie reicht ausschließlich zur Produktion von einfachgeladenen Ionen bzw. Molekülen aus.

Der Anteil an Metallionen zeigt deutlich, dass die Geometrie die Erzeugung von Sekundärelektronen an der Kathode unterstützt. Die Wechselwirkung der Ionen mit dem Überschall-Gasstrahl im Bereich zwischen Düse und Skimmer führt zu einer starken Energieverbreiterung. Dies kann jedoch durch eine modifizierte Extraktionsgeometrie reduziert werden, hierbei ist insbesondere auf die Raumladung im Bereich zwischen Düse und Skimmer zu achten.

Die vorgestellten Messungen haben exemplarisch für Helium gezeigt, dass gerichtete, kalte, metastabile Atomstrahlen mit ausreichender Intensität für atomphysikalische Experimente erzeugt werden können. Auf Basis der grundlegenden Erkenntnisse lässt sich das spinpolarisierte Target im nächsten Schritt hinsichtlich der erreichten Ausbeute optimieren. Dazu ist es notwendig, die Bedingungen in der Expansionskammer zu verbessern, so dass die Plasmaquelle mit höherem Vordruck betrieben werden kann. In diesem Zusammenhang sollte auch der Abstand Düse Skimmer verringert und die Separationseinheit auf diese modifizierten Rahmenbedingungen angepasst werden. Durch diese Modifikation kann die Targetdichte für spinpolarisiertes, metastabiles Helium nochmals gesteigert werden. Mit der erreichten Targetdichte sind die grundlegenden Voraussetzungen für atomphysikalische Messungen an einem spinpolarisierten Target geschaffen. Durch Anpassung der Separationseinheit ist es prinzipiell auch möglich, andere exotische metastabile Targets mit polarisiertem Elektronenspin zu erzeugen.

8 Literaturverzeichnis

- [BAD60] E. Badereau, I. Poescu, T. Iova, *Beitrag zur Klärung des Mechanismus des Doppeltkathodeneffektes*, Ann. Phys. 7-5, p. 308 (1960).
- [BAG96] G. Bagkiesi, et al., *Study of bunchcrossing identification using microstrip gas chambers*, Nucl. Inst. Meth. **A368**, p. 345 (1996).
- [BAN94] M.E. Bannister and J.L. Cecchi, *Metastable argon beam source using a surface wave sustained plasma*, Journal of Vacuum Science and Technology **A12**, p. 106 (1994).
- [BAR98] K. Bartschat, *Electron-impact excitation of helium from the 1^1S and 2^3S states*, J. Phys. B **31**, p. L469 (1998).
- [BAU88] G. Baum, W. Reith and H. Steidel, *Zeitschrift für Physik* **10**, p. 171 (1988).
- [BEC92] R. Becker und W. B. Hermannsfeldt, *Igun – A program for the simulation of positive ion extraction including magnetic fields*, Rev. Sci. Instrum. **63** (4), pp. 2756 (1992).
- [BEC96] R. Becker, *Numerical simulation of ion-beam formation*, Rev. Sci. Instrum. **67** (3), p. 1132 (1996).
- [BEC98] R. Becker, *New Features in the Simulation of Ion Extraction with IGUN*. In S. Myers, L. Liljeby, Ch. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, K.-G. Rensfelt, 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm, Institute of Physics Publishing, Bristol oder www.cern.ch/accelconf/ (1998).
- [BIL00] A.M. Bilgic, U. Engel, E. Voges, M. Kückelheim, J.A.C. Brockaert, *A new low power microwave plasma source using microstrip technology for atomic emission spectrometry*, Plasma Sources Sci. Tech. **9**, p. 1 (2000).
- [BIO52] M.A. Biondi, *Diffusion, De-Excitation and Ionization Cross Sections for Metastable Atoms*, Phys. Rev. **88**, p. 660 (1952).
- [BOL90] R. Boll, *Weichmagnetische Werkstoffe*, Vacuumschmelze GmbH, Hanau (1990).
- [BOR66] V.S. Borodin, Yu.M Kagan, *Investigations of Hollow-Cathode Discharges: Comparison of electrical characteristics of hollow cathode and positive column*, Sov. Phys.-Tech. Phys. **11**, p. 131 (1966).

- [BRA95] B. Braun, *Spinrelaxation von Wasserstoff und Deuterium in Speicherzellen*, Dissertation, Ludwig Maximilian Universität München (1995).
- [BRA98] A. Bräuning-Demian et al., *Gasentladungen bei Atmosphärendruck in GEM-Folien*, IKF-Jahresbericht **59**, p. 62 (1998).
- [BRA00] A. Bräuning-Demian, L. Spielberger, C. Penache, H. Schmidt-Böcking, Proceedings of the XIII Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Glasgow 2000, Editor: Dr. Scott J Mac Gregor, (2000).
- [BRO59] Sanborn C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, MIT Press Cambridge Massachusetts (1959).
- [BRO89] I. G. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources*, John Wiley & Sons, New York (1989).
- [BRU89] G. Brusdeylins, J.P. Toennies und R. Vollmer, *XII. Symposium on Molecular Beams*, Book of Abstracts, Perugia (1989).
- [BRU77] B. Brutschy and H. Haberland, *A high-intensity beam for metastable helium atoms with good velocity resolution*, J. Phys. E **10**, p. 90 (1977).
- [CHE74] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, New York (1974).
- [CHL11] C.D. Child, *Discharges from hot CaO*, Phys. Rev. **32**, p.492 (1911).
- [CHI96] B. N. Chichkov, et al., *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*, Appl. Phys. A **63**, p. 109-115 (1996).
- [CHR84] L.G. Christophorou (ed), *Electron Molecule Interaction Vol.1 and 2*, Academic, Orlando (1984).
- [CON80] H. Conrad, G. Ertl, J. Küppers, W. Sesselmann and H. Haberland, *Surface Science* **100**, pp.461 (1980).
- [CON00] H. Conrads and M. Schmidt, *Plasma generation and plasma sources*, Plasma Sources Sci. Technol. **9**, p. 441–454 (2000).
- [DAW76] P. Dawson, *Quadrupole Mass Spectroscopy*, Elsevier, Amsterdam (1976).
- [DEH90] C. Dehnbostel, R. Feltgen and G. Hoffman, *Measurement of collision-induced radiative deexcitation cross sections for metastable He*(2 ¹S) interacting with He, Ar, Kr, and Xe*, Phys. Rev. **A42**, p. 5389 (1990).

- [DOU88] D.J. Douglas, J.B. Frech, *Gas dynamics of the inductively coupled plasma mass spectrometry interface*, J. Anal. Atom. Spec **3**, p. 743 (1988).
- [DRA94] D. Drakova and G. Doyen, Phys. Rev. B **49**, p. 13784 (1994).
- [DUN71] F.B. Dunning, A.C.H. Smith, R.F. Stebbings, *Secondary electron ejection from metal surfaces by metastable atoms*, J. Phys. B**4**, p. 1683 (1971).
- [ENG65] A. von Engel, *Ionized Gases Second Edition*, Oxford University Press, London (1965).
- [ERN01] U. Ernst, *Spektroskopische Charakterisierung von Hochdruck-Mikrohohlkathodenentladungen*, Dissertation Physikalisches Institut I der Universität Erlangen-Nürnberg (2001).
- [FRA97] J.W. Frame, D.J. Wheeler, A. DeTemple, J.G. Eden, *Microdischarges devices fabricated in silicon*, Appl. Phys. Lett. **71**, p. 1165 (1997).
- [FRE92] W. Freysinger, K. Lackner, R. Schrittwieser and W. Lindinger (eds), *Int. Conf. On Plasma Physics*, Europhys. Conf. Abstracts Vol **16C**, European Physical Society, Geneva (1992).
- [FOT02] <http://www.mikroglas.de/>, Foturan® (SchottGlas) Strukturierung und Materialeigenschaften.
- [GER24] W. Gerlach und O. Stern, *Über die Richtungsquantelung im Magnetfeld*, Annalen der Physik **74**, p. 45 (1924).
- [GER96] K.-H. Gericke, H. Schmidt-Böcking, *Verfahren zur Herstellung eines Plasmas sowie Verwendung eines derart hergestellten Plasmas*, Deutsches Patent DE 196 05 226, (1996).
- [GES01] C. Gessner, *Mikrostrukturierte Elektrodensysteme - Einsatz einer neuen nichtthermischen Plasmaquelle zur Abgasnachbehandlung, Beschichtung und Synthese in einem weiten Druckbereich bis 1000 mbar*, Dissertation Technische Universität Braunschweig (2001).
- [GIB00] V.I. Gibalov and G.J. Pietsch, *The development of dielectric barrier discharges in gas gaps and on surfaces*, J. Phys. D **33**, p. 2618 (2000).
- [GIL78] P. Gill, C.E. Webb, *Electron energy distribution in the negative glow and their relevance to hollow cathode lasers*, J. Phys. D **10**, p. 245 (1977)

- [GOL78] M. Goldman, T. Goldman, *Corona discharges in gaseous electronics I, Electrical discharges*, Academic Press, New York (1978).
- [GRE98] N.G. Green, and H. Morgan, *Separation of submicrometer particles using a combination of dielectrophoretic and hydrodynamic forces*, J. Phys D **31**, L25 (1998).
- [GRE00] N.G. Green, A. Ramos and H. Morgan, *AC electronics: A survey of sub-micrometer particle dynamics*, J. Phys D **33**, p. 632 (2000).
- [HAL80] K. Halbach, *Design of Permanent Multipole Magnets with Oriented Raw Earth Cobalt Materials*, Nucl. Inst. Meth. **169**, p. 1 (1980).
- [HAL81] K. Halbach, *Physical and optical properties of rare earth cobalt magnets*, Nucl. Inst. Meth. **187**, p. 109 (1981).
- [HAL00] T. Halfmann, J. Kensing, K. Bergmann, *A Source for a high-intensity pulsed beam of metastable helium atoms*, Meas. Sci. technol. **11**, p. 1510 (2000).
- [HAG77] H.D. Hagsturm, in: *Inelastic Ion-Surface Collisions*, Editors: N.H. Tolk, J.C. Tally, W. Heiland, C.W. White, Academic Press, New York, San Francisco, London (1977).
- [HEL72] H. Helm, *Experimental evidence of the existence of the pendle effect in a low pressure hollow discharge in argon*, Z. Naturforschung Teil **A27**, p. 1812 (1972).
- [HOT68] H. Hotop and A. Niehaus, *Reactions of excited atoms and molecules with atoms and molecules*, Zeitschrift für Physik **215**, p. 395 (1968).
- [HOT69] H. Hotop, A. Niehaus and A.L. Schmeltekopf, *Reactions of Excited Atoms and Molecules with Atoms and Molecules*, Zeitschrift für Physik **228**, p. 68 (1969).
- [HOT79] H. Hotop, E. Kolb and J. Lorenzen, *XXX*, J. Electron Spectrosc. Related Phenom. **16**, p. 213 (1979).
- [JAG98] O. Jagutzki, et al., *Imaging Spectrometry IV*, SPIE Proceedings Vol. 3438, p. 322 (1998).
- [JAH02] T. Jahnke, *Entwicklung und Aufbau eines Gastargets aus metastabilem, polarisierten He**, Diplomarbeit, J.W. Goethe Universität Frankfurt (2002).
- [JAN92] G. Janzen, *Plasmatechnik: Grundlagen, Anwendungen und Diagnostik*, Hüthig Buch Verlag, Heidelberg (1992).

- [JAR93] P. Jardin, J. P. Grandin, A. Cassimi, J. P. Lemoigne, A. Gosselin, X. Husson, D. Hennecart, and A, *Recoil ion kinetics*, AIP Conference Proceedings **274**, p.291 (1993).
- [KAP02] <http://www.dupont.com/kapton/general/index.html>, Kapton® Produkt-information, DuPont.
- [KIM88] H.J. Kim and E:H. Piepmeier, *Fundamental Studies of a Gas-Jet-Enhanced Sputtering System for Atomic Spectroscopy*, Anal. Chem. **60**, p. 2040 (1988).
- [KLU74] A. Kluge, *Ein neues Quadrupolmassenspektrometer mit massenunabhängiger Empfindlichkeit*, Vakuu-Technik **23**, p.168 (1974).
- [KOG97] U. Kogelschatz, B. Eliasson and W. Egli, *Dielectric-Barrier-Discharges: Principles and Applications*, J. Phys. IV France **7**, 4-47 (1997).
- [KRA87] G. Kraft, *Radiobiological Effects of very heavy ions: Inactivation, Introduction of Chromosome Aberrations and Strand Breaks*, Nucl. Sci. Appl. **3**, (1987).
- [LAN30] I. Langmuir, *The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum*, Phys. Rev. **11**, p. 450 (1930).
- [LIT54] P.F. Little, A. von Engel, *The hollow cathode effect and the theory of glow discharges*, Proc. Roy. Soc. **A224**, p. 209 (1954).
- [MAF98] MAFIA 4.024, Firma CST, Darmstadt.
- [MAT84] N. Matsunami, et al., *Energy dependence of the ion-induced sputtering yield of monatomic solids*, Atomic Data and Nucl. Tables **31**, p. 1 (1984)
- [MIL88] D.R. Miller, *Free Jet Sources*, In: *Atomic and Molecular Beam Methods*, S. 14-53, Edited by G. Scoles, d. Bassi, U. Buck, D. Lainé, Oxford University Press, New York (1988).
- [MIL99] M. Mildner, D. Korzec, J. Engemann, *13,56 MHz hollow cathode jet matrix plasma source for large area surface coating*, Surface and Coating Techn. **112**, p. 366 (1999).
- [MÜL91] M.W. Müller, A. Merz, M.W. Ruf, H. Hotop, W. Meyer and M. Movre, *Experimental and theoretical studies of bi-excited collision systems $He^*(23S)+He^*(23S, 21S)$ at thermal and subthermal kinetic energies*, Z. Phys. D. **21**, p. 89 (1991).

- [MUR84] H. Murphy, *The Effects of Source Geometry on Free Jet Expansions*, PhD Thesis University of California, San Diego (1984).
- [MUS62] T. Musha, *Cathode sputtering in hollow cathode discharges*, J. Phys. Soc. Japan **17**, p. 1440 (1962).
- [NOL00] S. Nolte, et al., *Microstructuring with Femtosecond Lasers*, Advanced Engineering Materials, 2, No. 1-2,(2000).
- [OED88] A. Oed, *Position-Sensitive Detection with Microstrip Anodes for Electronmultiplication with gases*, Nucl. Instrum. and Meth. **A263**, p. 351(1988).
- [OKA93] S. Okazaki, M. Kogoma, M. Uehara, Y. Kimura, *Appearance of stable glow discharge in air, argon oxygen and nitrogen at atmospheric pressure*, J. Phys. D. **26**, p. 889 (1993).
- [PAS89] F. Paschen, Ann. Phys. (4.Folge) **50**, p. 901 (1889).
- [PEN02] M.C. Penache, *Study of high-pressure glow discharges generated by micro-structured electrode (MS) arrays*, Dissertation J.W. Goethe Universität Frankfurt Main (2002).
- [RAD85] A.A. Radzig, B.M. Smirnov: *Reference Data of Atoms and Molecules and Ions*, Springer Series in Chemical Physics, Editor J.P. Toennies., Springer Verlag, Berlin Heidelberg (1985).
- [RAI97] YU. Raizer, *Gasdischarge Physics*, Springer Verlag, Berlin, (1997).
- [ROT95] J. Reece Roth, *Industrial Plasma Engineering Volume 1 Principles*, Institute of Physical Publishing Ltd., UK (1995).
- [ROU80] J. Roussels and E. Labois, *Contamination of a beam of metastable Helium atoms by fast neutral atoms*, Surface Science **92**, p. 561 (1980).
- [RUB02] Rubalit® Werkstoff Spezifikationen, <http://www.ceramtec.de>, CeramTec.
- [SAU97] F. Sauli, *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A **386**, pp. 531, (1997).
- [SCH90] G. Schaefer und K.H. Schoenbach, *Basic mechanisms contributing to the hollow cathode effect*, in Physics and Applications of Pseudosparks, Editors M. Gundersen and G. Schaefer, Plenum Press New York, p.55, (1990).

- [SCH01] P. Scheffler, *Mikroelektroden-Arrays als nicht thermische Plasmaquelle für einen weiten Druckbereich bis 1000 mbar*, Dissertation Technische Universität Braunschweig, CUVILLIER Verlag Göttingen, (2001).
- [SCH91] P. Schiemenz, A. Ross and G. Graw, *High field permanent sextupol magnets for Stern Gerlach separation in atomic beam sources*, Nucl. Inst. Meth. **A305**, p. 15 (1991).
- [SCH96] K.H. Schoenbach, R. Verhapan, T. Tessnow, F.E. Peterkin and W.W. Bysyewski, *Microhollow cathode discharge*, Appl. Phys. Lett. **68**, p. 13 (1996).
- [SCH97] K.H. Schoenbach, m. Ciocca, A. El-Habachi, W. Shi, F.E. Peterkin and T. Tessnow, *Microhollow electrode discharges*, Conference Proceedings of the 12th International Conference on Gas Discharges and their Applications, Vol. I, p. 280, 8. - 12. Sep. 1997, Greifswald/Germany.
- [SCH02] S. Schößler, *Ionenerzeugung mit Mikrohochdruckentladungen*, Diplomarbeit, J.W. Goethe Universität Frankfurt (2002).
- [SIE57] W. von Siemens, Poggendorffs Ann. Phys. Chem. **102**, p. 66 (1857).
- [SIS93] P.E. Siska, *Molecular-beam Studies of Penning Ionization*, Rev. Mod. Phys. **65**, p. 337 (1993).
- [SPI97] L Spielberger et al., *Nutzung der Mikrostruktur-Elektrode(MSE) – Flächenplasmaquelle bei Atmosphärendruck*, IKF-Jahresbericht **58**, p. 65 (1997).
- [SPI98] L Spielberger et al., *Untersuchung des Einflusses der Elektrodengeometrie auf das Entladungsverhalten von Mikroentladungen*, IKF-Jahresbericht **59**, p. 64 (1998).
- [STU67] D.J. Sturges, H.J. Oskam, *A qualitative theory of the medium pressure hollow cathode effect*, Physica **37**, p. 457 (1967).
- [SUE98] J. Suehiro and R. Pethig, *The dielectrophoretic movement and positioning of a biological cell using a three-dimensional grid electrode system*, J. Phys. D **31**, p. 3298 (1998).
- [TOE77] J.P. Toennies und K. Winkelmann, *Theoretical studies of highly expanded free jets*, Journal of Chemical Physics **66** (9), p. 3965 (1977).

- [ÜBB95] J. Übbing, *Elementanalyse an festen Proben durch Laserabtrag*, Dissertation Universität Hohenheim (1995).
- [VAC02] VAC Vacuumschmelze Hanau, <http://www.vacuumschmelze.de>.
- [VOI77] M.G. Voitik, A.G. Molchanov and Yu.M. Popov, *Ionization instability of a high-pressure discharge in an inert gas*, Sov. Tech. Phys. Lett. **3**, p. 313(1977).
- [WAN99] J.G. Wang, T. Kato, and I. Murakami, *Dielectronic recombination rate coefficients for excited states of He from He⁺*, Phys. Rev. A **60**, p. 3750 (1999).
- [WEA85] R. C. Weast, *Handbook of Chemistry and Physics 66Th Edition*, CRC Press, Boca Raton, Florida (1985).
- [WEI97] R. Weis, C. Winkler and R. W. Schrittwieser, *A nozzle beam source for the production of metastable rare gas atoms*, Plasma Sources Science and Technology **6**, p. 247(1997).
- [WHI59] A.D. White, *New hollow cathode glow discharge*, J. Appl. Phys. **10**(5), p. 711 (1959).
- [WIE76] K. Wiesemann, *Einführung in die Gaselektronik*, Teubner-Verlag, Stuttgart (1976).
- [WOL95] B. Wolf, *Handbook of Ion Sources*, CRC Press, Boca Raton (1995).
- [ZHU95] Z. Zhu and E.H. Piepmeier, *Cathodic Sputtering under High-Gas-Flow Jets*, Appl. Spec. **49**, p. 880 (1995).
- [ZIE99] J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark, *The Stopping and Range of ions in Solids*, Pergamon Press, New York (1999).

9 Anhang

Anhang A – Grundlegende Größen der Atomphysik

Die Atomphysik verwendet ihre eigene Sprache und Notationen, die nicht immer geläufig sind. Dieses Kapitel fasst sehr komprimiert die für diese Arbeit relevanten atomphysikalischen Grundlagen zusammen und gibt einen Überblick über die in der Spektroskopie verwendete Nomenklatur zur Beschreibung von atomaren Zuständen am Beispiel des Heliums. Des Weiteren werden mögliche Wechselwirkungen von metastabilen Atomen mit Oberflächen betrachtet, die zu einer Abregung der Atome führen. Dies ist besonders für den Nachweis von metastabilen Atomen im Experiment von großer Bedeutung.

Beschreibung atomarer Zustände

Die Atomphysik berechnet stationäre Zustände eines quantenmechanischen Systems mit Hilfe der Schrödinger-Gleichung. Ein Atom wird hier gebildet aus einem zusammengesetzten System aus Elektronen und Atomkern, das als ganzes betrachtet werden kann. In dieser Beschreibung des Atoms bewegt sich jedes Elektron in einem effektiven kugelsymmetrischen Potenzial, das durch den Atomkern und die anderen Elektronen erzeugt wird. Wendet man diesen Formalismus auf das Wasserstoffatom an – Bewegung eines Elektrons in einem kugelsymmetrischen Potenzial – so lassen sich die charakteristischen Wellenfunktionen und Eigenwerte dieses Systems berechnen. Die zu lösende Gleichung ist für H^0 separabel in räumlichen Polarkoordinaten. Aus der Separation in Radial- und Winkelanteil und der Berechnung der Energieeigenwerte ergeben sich die charakteristischen Quantenzahlen des Systems, Hauptquantenzahl n , Bahndrehimpulsquantenzahl l und magnetische Quantenzahl m . Dabei gelten folgende Bedingungen für die Quantenzahlen:

$$\begin{aligned} n &\in \mathbb{N} \\ 0 \leq l &\leq (n-1). \\ -l \leq m &\leq l \end{aligned} \tag{9.1}$$

Zustände mit verschiedenen n - und l -Werten werden als Elektronenkonfiguration bezeichnet. Des Weiteren wird jeder Zustand des Elektrons durch eine definierte Parität charakterisiert, die nur vom Bahndrehimpuls l abhängig ist. Gerade Parität entspricht einem geraden Bahndrehimpulswert l und die entsprechende Elektronenwellenfunktion ändert sich nicht bei räumlicher Spiegelung. Bei ungerader Parität, ungeradem Spin, ändert sich die Elektronenwellenfunktion bei räumlicher Spiegelung. Die Paritätsklassifizierung der Elektronenzustände ist notwendig für die Festlegung der Auswahlregeln strahlender Übergänge im Atom.

Zur Beschreibung von Atomzuständen, bei denen die Spin-Bahn-Kopplung vernachlässigt werden kann – Bahndrehimpuls- und Spinquantenzahlen Erhaltungsgrößen sind – hat sich in der Spektroskopie eine besondere Notation herausgebildet. Die Bahndrehimpulse werden bei diesem Schema mit Buchstaben bezeichnet, also S, P, D, F,... für $L = 0, 1, 2, 3, \dots$. Diesem Symbol wird links oben als Index die sogenannte Multiplizität $2S+1$ vorangestellt, wobei $S := \Sigma s$ der Gesamtspin des Zustandes ist. Rechts unten wird als weiterer Index die Gesamtdrehimpulsquantenzahl $J = L + S = \Sigma \ell + \Sigma s$ angehängt. Außerdem kann dem Symbol die Hauptquantenzahl n des Zustandes vorangestellt werden. Die spektroskopische Notation eines Zustandes hat damit die Form:

$$n^{2S+1}(X)_J. \quad (9.2)$$

Für das X in der Klammer ist das Buchstabensymbol für die Bahndrehimpulsquantenzahl einzusetzen. Es ist zu beachten, dass für Mehrelektronensysteme sowohl für die Bahndrehimpuls-, Gesamtdrehimpuls- und Spinquantenzahl Großbuchstaben verwendet werden. Das liegt daran, dass hier die Drehimpulszustände des vollständigen Atoms bezeichnet werden und nicht die einzelnen Elektronen.

Unter Verwendung dieser Nomenklatur ergibt sich z.B. für ein Heliumatom, dessen erstes Elektron sich im 2p-Zustand ($s=+1/2, m=+1$) und dessen zweites Elektron sich im Grundzustand 1s ($s=-1/2, m=0$) befindet, folgende Schreibweise: 2^1P_1 .

Anhang B – Analytische Beschreibung von Überschall-Gasstrahlen

Die grundlegende Annahme für die analytische Beschreibung der Überschall-expansion ist, dass man ein ideales Gas betrachtet und Viskosität und Wärmeleitfähigkeit vernachlässigt. Die Energieerhaltung (1. Hauptsatz der Thermodynamik) ist die wichtigste Gleichung zur Beschreibung der Überschall-expansion. Die Energie ist konstant entlang einer Stromlinie und es gilt

$$h + \frac{V^2}{2} = h_0, \quad (9.3)$$

wobei v die Geschwindigkeit beschreibt und h die Stagnationsenthalpie pro Masseneinheit, die konstant entlang der Stromlinie ist. Der Fluss durch die Öffnung wird durch die Druckdifferenz entlang der Öffnung getrieben, so dass die Enthalpie die relevante Größe zur Beschreibung ist. Die Enthalpie des idealen Gases ist von der spezifischen Wärmekapazität c_p und der Temperatur abhängig.

Unter der Annahme, dass die Wärmekapazität c_p konstant ist, erhält man eine Gleichung, die nur von den Eigenschaften des strömenden Gases (Adiabatenkoeffizient γ und Schallgeschwindigkeit a) und der Machzahl M , eine Eigenschaft des Strömungsfeldes, abhängig ist. Die Schallgeschwindigkeit für ein ideales Gas ergibt sich zu

$$a = \sqrt{\gamma \cdot R \cdot T}, \quad (9.4)$$

und die Machzahl M aus dem Quotienten der lokalen Geschwindigkeit v und Schallgeschwindigkeit a

$$M = \frac{v}{a}. \quad (9.5)$$

Die wichtigsten Gleichungen, die sich unter diesen Annahmen aus der Energiegleichung herleiten lassen, lauten:

$$\frac{T}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M^2\right)^{-1} \quad (9.6)$$

$$v = M \cdot \sqrt{\gamma \cdot R \cdot T_0} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M^2\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (9.7)$$

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (9.8)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{n}{n_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M^2\right)^{-\gamma/(\gamma-1)} \quad (9.9)$$

Ist die Machzahl M bekannt, so können alle weiteren thermodynamischen Variablen des Überschallstrahls mit Hilfe der obigen Gleichungen berechnet werden. Die Machzahl erhält man aus der Lösung der entsprechenden Strömungsgleichungen. An dieser Stelle sei auf die Literatur [MIL88] verwiesen, ohne auf die numerischen Methoden näher einzugehen. Im weiteren werden zwei analytische Formeln [MUR84] zur Berechnung der Machzahl in Abhängigkeit vom Abstand (x/d_D) auf der Strahlachse, gemessen in Düsendurchmessern, verwendet.

$$M = \left(\frac{x}{d}\right)^{\gamma-1} \left[C_1 + \frac{C_2}{\left(\frac{x}{d}\right)} + \frac{C_3}{\left(\frac{x}{d}\right)^2} + \frac{C_4}{\left(\frac{x}{d}\right)^3} \right] \quad \frac{x}{d} > 0,5. \quad (9.10)$$

Eine verbesserte analytische Beschreibung der Strömung, für den Bereich direkt nach der Düse, gibt die folgende Gleichung:

$$M = 1 + A\left(\frac{x}{d}\right)^2 + B\left(\frac{x}{d}\right)^3 \quad 0 < \frac{x}{d} < 1. \quad (9.11)$$

Die Korrelationskoeffizienten für verschiedene Adiabatenkoeffizienten γ sind in der nachfolgenden Tabelle angegeben:

γ	C_1	C_2	C_3	C_4	A	B
5/3	3,232	-0,7563	0,3937	-0,0729	3,337	-1,541
7/5	3,606	-1,742	0,9226	-0,2069	3,190	-1,610
9/7	3,971	-2,327	1,326	-0,311	3,609	-1,950

Tabelle 3: Korrelationskoeffizienten zur Berechnung der Machzahl entlang der Mittelachse [MIL99].

Abseits der Mittelachse, wenn man sich senkrecht zu dieser in y -Richtung bewegt, fällt die Dichte ungefähr mit $\cos(\theta)$, wobei θ der Winkel zwischen x und y ist. Mit Hilfe dieser Näherung und in Verbindung mit den Gleichungen (9.6-9.9) können somit auch die Eigenschaften des Atomstrahls abseits der Mittelachse berechnet werden.

Die Geometrie der Düse hat in erster Ordnung keinen Einfluss auf den Überschallstrahl. Eine signifikante Änderung der Machzahl ist in den ersten Düsendurchmessern nach der Düse vorhanden. Für große Abstände ist das Verhalten für unterschiedliche Geometrien grundsätzlich identisch. Die in Abbildung 8 dargestellte Struktur wird durch die im Experiment vorliegenden Randbedingungen (Hintergrunddruck, Skimmer, etc.) stark beeinflusst.

Eine wichtige Größe für atomphysikalische Experimente ist die zur Verfügung stehende Intensität an kalten Atomen nach dem Skimmer, am Ort des Experiments bzw. des Detektors. Mit Hilfe von Gleichung (9.9) lässt sich die Intensität an der Skimmeröffnung bzw. der Teilchenfluss durch den Skimmer berechnen. Dies gilt jedoch unter der Bedingung, dass die Streuung am Restgas vernachlässigbar, das Vakuum in der Expansionskammer nicht zu schlecht ist. Der Einfluss des Skimmers und der Wand zwischen Expansions- und Experimentierkammer ist jedoch dramatisch. Die an der Wand reflektierten Atome können in den Strahl gestreut werden und führen bei der Wechselwirkung mit dem Überschallstrahl zu einer Erniedrigung der idealerweise erreichbaren Intensität. Die Intensität pro Raumwinkel ($1/(s \cdot sr)$) lässt sich in Abhängigkeit vom Fluss \dot{N} aus der Düse und dem Anhebungsfaktor κ berechnen:

$$I_0 = \frac{\kappa \dot{N}}{\pi} \left[\frac{\text{Atome}}{s \cdot sr} \right]. \quad (9.12)$$

Der Teilchenfluss aus der Düse berechnet sich nach folgender Gleichung:

$$\dot{N} = F(\gamma) n_0 \sqrt{\frac{2k \cdot T_0}{m}} \left(\frac{\pi \cdot d^2}{4} \right) \quad (9.13)$$

$$F(\gamma) = \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \right)^{1/2} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{1/(\gamma - 1)}. \quad (9.14)$$

Die Dichte fällt mit $1/r^2$ und die mittlere Geschwindigkeit wird bereits in relativ geringem Abstand zur Düse erreicht. Die erreichte Intensität ist proportional zum Fluss aus der Düse, das bedeutet wiederum, dass eine Vakuumpumpe mit entsprechend hoher Saugleistung zur Verfügung stehen muss.

Anhang C - Ionisationsenergien

In der folgenden Tabelle B.1 sind die Ionisationsenergien E für verschiedene Elemente aufgeführt [WEA85].

Element	E [eV]
$H \rightarrow H^+$	13,598
$He \rightarrow He^+$	24,587
$He \rightarrow He^{2+}$	54,418
$N \rightarrow N^+$	14,534
$N \rightarrow N^{2+}$	29,602
$O \rightarrow O^+$	13,618
$O \rightarrow O^{2+}$	35,118
$Ne \rightarrow Ne^+$	21,565
$Ne \rightarrow Ne^{2+}$	40,963
$Ar \rightarrow Ar^+$	15,760
$Ar \rightarrow Ar^{2+}$	27,630
$Al \rightarrow Al^+$	5,986
$Al \rightarrow Al^{2+}$	18,829
$Fe \rightarrow Fe^+$	7,902
$Fe \rightarrow Fe^{2+}$	16,188
$Cu \rightarrow Cu^+$	7,726
$Cu \rightarrow Cu^{2+}$	20,293

Tabelle B.1: Ionisationsenergien für verschiedene Elemente.

Anhang D - Grundbegriffe aus der Plasmaphysik

Definition eines Plasmas:

Ein Plasma ist ein quasineutrales gasförmiges Gemisch aus freien Elektronen, Ionen und neutralen Atomen, welches ein kollektives Verhalten aufweist. Die Quasineutralität ist eine Grundeigenschaft des Plasmas und besagt, dass in makroskopischen Bereichen das Plasma im räumlichen und zeitlichen Mittel elektrisch neutral ist:

$$n_e = \sum_{q=1}^Z q \cdot n_q = n_0 \quad (\text{A.1})$$

n_e ist die Elektronendichte, q der Ladungszustand der Ionen, Z die Kernladungszahl, n_q die Anzahl der Ionen im Ladungszustand q und n_0 bezeichnet die allgemeine Plasmadichte.

Debye-Hückel-Abschirmung [Deby23]:

Eine fundamentale Eigenschaft im Verhalten eines Plasmas, ist seine Fähigkeit elektrische Potentiale abzuschirmen. Bringt man zum Beispiel eine positiv geladene Kugel in das Plasma, so werden freie Elektronen angezogen und bilden eine abschirmende Ladungswolke um die Kugel. Eine charakteristische Länge, welche die Abschirmung von Potentialen in einem Plasma beschreibt, ist die Debye-Hückel-Länge (meistens kurz als Debye-Länge bezeichnet):

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k \cdot T_e}{2 \cdot e^2 \cdot n_e}} \quad (\text{A.2})$$

ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante, k die Boltzmannkonstante, T_e die Elektronentemperatur, e die Elementarladung und n_e die Elektronendichte. Innerhalb einer Debye-Länge fällt das Potenzial auf das $1/e$ -fache ab.

Coulomb-Logarithmus:

Der Coulomb-Logarithmus beschreibt das Verhältnis von Plasmatemperatur zu Elektronendichte.

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{12 \cdot \pi \cdot (\epsilon_0 \cdot k \cdot T_e)^{3/2}}{Z^2 \cdot e^3 \cdot \sqrt{n_e}} \right) \quad (\text{A.3})$$

ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante, k die Boltzmannkonstante, T_e die Elektronentemperatur, Z die Kernladungszahl, e die Elementarladung und n_e die Elektronendichte. Typische Werte für Labor- und kosmische Plasmen liegen im Bereich zwischen 5 und 20.

Plasmaschwingungsfrequenz:

Plasmaschwingungen entstehen durch kollektive Bewegung des Plasmas durch Raumladungsschwankungen. Die rücktreibende Kraft ist dabei das entstehende Raumladungsfeld bei Verschiebung der Ladungsträger.

$$\omega_{\text{pl.}} = \sqrt{\frac{e^2 \cdot n_e}{\epsilon_0 \cdot m_e}} \quad (\text{A.4})$$

Die Ionen führen ebenfalls Schwingungen aus. Hierzu muss lediglich die Elektronenmasse in Gleichung (A.4) durch die Ionenmasse ersetzt werden.

Danksagung

An diese Stelle möchte ich mich recht herzlich bei allen, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben, bedanken. Ohne ihre Unterstützung wäre es unmöglich, ein solch umfangreiches Projekt mit einer nicht endenden Flut von Aufgaben zu bewältigen.

Danken möchte ich,

Herrn Prof. Horst Schmid-Böcking für seine permanente Unterstützung meiner Arbeit, die zahlreichen Anregungen, Ratschläge, die angenehme Atmosphäre und seinem unerschöpflichen Ideenreichtum. Sein Gespür für die Physik ist für mich immer wieder faszinierend.

allen Mitgliedern und Ehemaligen der HSB-Gruppe für ihre Unterstützung und das angenehme Arbeitsklima.

den Mitgliedern des Instituts für Kernphysik, stellvertretend möchte ich an dieser Stelle nur einige Namen nennen:

im Bereich der Werkstätten gilt mein Dank der Mannschaft von Herrn Zanger, mit der ich so manche Konstruktion auf sichere Beine gestellt habe, obwohl meine Ideen zuweilen die Grenzen des Machbaren überschritten haben. Herr Zanger hat bei der Vielzahl der Aufträge den Überblick behalten und schnell und unbürokratische immer wieder geholfen. Herrn Theisinger und Herrn Engel muss ich einen besonderen Dank für die Fertigung der He*-Quelle aussprechen. Sie hatten mit einer Flut von kniffligen Aufgaben bei der Ausführung des Auftrages zu kämpfen und nicht immer war die erste auch die endgültige Version. Das Gleiche gilt für Herrn Düring, der in mühevoller Kleinarbeit die Mikro-Ionenquelle aufgebaut hat.

Herrn Schneider, Herrn Dilfer, Herrn Ziel und Herrn Baumgarten – kurz gesagt der Beschleunigermannschaft – möchte ich für die Hilfestellung bei so manchem Umbau, der Bewältigung von zahlreichen technischen Problemen und für die vielen Leihgaben danken.

Herrn Lathka, Eschenbrenner, Frau Lang und Frau Rotter danke ich für ihre Geduld bei den Verwaltungsaufgaben und die Betreuung der zahllosen Bestellungen.

Frau Seyler-Dielmann und Frau Scheikowski danke ich für die Besorgung der zahlreichen Publikationen für diese Arbeit.

Kurt Ernst Stiebing, der mich „damals“ als Diplomand betreut hat und mir auch später mit Leihgaben aus dem EZR-RFQ Bestand immer wieder geholfen hat. Ich wünsche ihm, dass die Frankfurter EZR-RFQ-Anlage mehr Nutzer aus den eigenen Reihen bekommt und seine unermüdliche Arbeit auf diese Weise honoriert wird.

Angela Bräuning-Demian und Lutz Spieberger, den Urgesteinen der Hochdruckentladungen, die auch nach dem Verlassen des IKFs ein Auge auf meine Arbeit geworfen und mich immer unterstützt haben.

meinen beiden Kollegen Sven Schößler und Till Jahnke – die Eckpfeiler des „Department of Plasma-Jet“ – für die hervorragende Zusammenarbeit, den gezeigten persönlichen Einsatz und die mir entgegengebrachte Geduld. Unser Team war auch in schwierigen Situationen nicht zu erschüttern und wir hatten immer etwas zum Lachen, auch wenn es einmal Meinungsverschiedenheiten gab. Ich hoffe, dass ihnen die gemeinsame Zeit ein wenig Spaß gemacht hat und wünsche beiden weiterhin viel Erfolg für ihr Studium. In diesem Zusammenhang ist auch noch ihr Engagement für das „HSB-Netzwerk“ und Softwareprobleme zu nennen. Ohne ihre Hilfe wäre ich an so manchem Computerproblem gescheitert.

mein direkter Schreibtischnachbar Dr. Lothar Schmidt, der mich immer wieder durch sein physikalisches und technisches Wissen beeindruckt hat. Durch seine präzisen Ausführungen hat er mir beim Verstehen des einen oder anderen physikalischen und technischen Problems geholfen. Vermissen werde ich die exotischen Teeegerüche und seine Kaffeemaschine, die immer wieder zur Erheiterung beigetragen haben.

Eine Person darf an dieser Stelle nicht fehlen. Ich möchte meinem langjährigen Freund, Schul- und Studienkollege Steffen Runkel für die Geduld bei unseren vielen Diskussionen und manchmal lautstarken Auseinandersetzungen danken, die mit seinem Ausscheiden aus dem IKF glücklicherweise nicht beendet waren. Ich konnte noch nicht herausfinden warum unsere Wege noch nicht auseinandergelau- fen sind.

Natürlich gilt mein Dank auch all meinen Bekannten und Freunden, die für ein Gleichgewicht zwischen der Physik und dem „Leben“ gesorgt haben und mir damit immer wieder verdeutlicht haben, welche Rolle die Physik für mich spielt.

Zum Schluss möchte ich mich bei den Menschen Bedanken, die eine ganz besondere und wichtige Rolle in meinem Leben spielen. Alles was ich im Laufe meines noch relativ jungen Lebens erreicht habe, habe ich zu einem großen Teil meinen Eltern und meinen Großeltern zu verdanken. Sie haben mich durch ihr Verständnis und ihre Unterstützung durch Höhen und Tiefen begleitet und hatten stets ein gutes Wort für mich.

Danke!

Oliver Hohn. Geb. 11.03.1974. Bad Soden

Lebenslauf

Schulbildung

- 1980 – 1984 Grundschule Rothenbergen
 1984 – 1993 Grimmelshausen Gymnasium Gelnhausen
Allgemeine Hochschulreife

Hochschulausbildung

- 1993 – 1999 Studium der Physik an der
 J.W. Goethe-Universität, Frankfurt
 Nebenfächer: Elektronik und Nuklearmedizin
 Juli 1999 Diplomhauptprüfung
 Auf Grund überragender Leistungen
 “mit Auszeichnung bestanden“
 seit Juli 1999 Promotion im Fachbereich Physik
 seit Aug. 1999 Wissenschaftlicher Angestellter im Fachbereich Physik
 an der J.W. Goethe Universität.

Forschungsaufenthalte und akademische Weiterbildung

- seit 1996 Ergänzendes Studium der Betriebswirtschaftslehre
 Grundzüge der Betriebs- und Volkswirtschaftslehre.
 1996 CERN Accelerator School, Cascais, Portugal.
 1998 IX. International Conference on the Physics of Highly
 Charged Ions, Bensheim, Deutschland.
 1999 14th Int. Workshop on ECR Sources, Genf, Schweiz
 Mai 1999 Forschungsaufenthalt Joint Institute for Nuclear Research
 (JINR) Dubna, Russland.
 Okt. 1999 Forschungsaufenthalt Institute of Nuclear Research (A-
 TOMKI) Debrecen, Ungarn.
 Sep. 2001 Forschungsaufenthalt am Synchrotron Bessy II, Berlin
 Feb. 2002 Forschungsaufenthalt am Lawrence Berkeley National
 Laboratory, Berkeley, CA USA.

Akademische Lehrer:

W. Aßmus, R. Becker, F. Constantinescu, K. Bethge, T. Elze, K.-O. Groeneveld, G. Hör, R. Jelitto, H. Klein, J. Kummer, B. Lüthi, J. Maruhn, W. Martienssen, F. Rauch, A. Schaarschmidt, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, R. Stock, H. Ströbele, D. Wolf.