



Lars Stollenwerk

Selbstorganisierte Strukturen
in planaren Gasentladungssystemen
mit dielektrischer Barriere

2006

Titelbild:

Koexistenz dunkler Filamente und Streifen in einer ansonsten homogenen Entladung (aus Abb. 6.1, Seite 89).

Experimentelle Physik

Selbstorganisierte Strukturen
in planaren Gasentladungssystemen
mit dielektrischer Barriere

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich der Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
Lars Stollenwerk
aus Schwerte
– 2006 –

Dekan:	Prof. Dr. J. P. Wessels
Erster Gutachter:	Prof. Dr. H.-G. Purwins
Zweiter Gutachter:	Prof. Dr. W. Lange
Tag der mündlichen Prüfung:	7.2.2007
Tag der Promotion:	7.2.2007

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein planares, dielektrisches Barrierenentladungssystem untersucht, dessen laterale Ausdehnung groß gegenüber dem Entladungsabstand ist. In derartigen Systemen wird eine selbstorganisierte Strukturierung der Stromdichte in lateraler Richtung beobachtet. Im ersten Teil der Arbeit wird ein Überblick über die bisher gefundenen Strukturen gegeben. Viele der Muster setzen sich aus einzelnen Stromfilamenten zusammen, es werden aber auch nichtfilamentäre Muster beobachtet.

Die experimentellen Untersuchungen, die im zweiten Teil der Arbeit vorgestellt werden, befassen sich zunächst mit der Strukturierung der zu Beginn homogenen Entladung, sowohl auf kurzer Zeitskala innerhalb der ersten Durchbrüche als auch auf langer Zeitskala unter Variation der Parameter. Weiterhin wird die Dynamik einzelner Filamente untersucht und ein Bewegungsmechanismus vorgestellt. Die Filamenttrajektorien können unter geeigneten Bedingungen als Zufallspfade identifiziert werden. Außerdem wird eine Drift-Bifurkation von brownischen zu intrinsisch bewegten Filamenten gefunden. Erstmals werden in dieser Arbeit einzelne dunkle Filamente in einer ansonsten homogenen Entladung gefunden. Dieses Phänomen ist Teil einer Bifurkationsfolge vom homogenen Zustand über Filamente und Streifenmustern zu inversen Filamenten. Die dabei gefundenen Muster und Bifurkationen können im Rahmen eines allgemeinen Reaktions-Diffusions-Systems klassifiziert werden. Außerdem wird ein Aufbau zur orts aufgelösten Messung von Oberflächenladungen in der laufenden Entladung beschrieben. Die Ergebnisse der Oberflächenladungsmessungen liefern einen wichtigen Beitrag zum Verständnis des Mechanismus zur Filamentstabilisierung.

Der dritte Teil der Arbeit befaßt sich mit numerischen Untersuchungen, die auf zwei- oder dreidimensionalem Grundgebiet durchgeführt werden. In einer dreidimensionalen Simulation kann erstmals quantitativ die Strukturierung der Entladung innerhalb der ersten Durchbrüche vorhergesagt werden. Auch Untersuchungen zur Parameterabhängigkeit der Muster stimmen gut mit experimentellen Daten überein. In weiteren dreidimensionalen Simulationen wird die selbstorganisierte Stabilität eines Einzelfilamentes im verwendeten Drift-Diffusions-Modell gezeigt. Die Simulationsergebnisse geben einen umfassenden Einblick in den Mechanismus zur Filamentstabilisierung. Die Modellvorhersagen stimmen quantitativ mit den experimentellen Ergebnissen überein.

Abstract

In this thesis a planar dielectric barrier discharge system with a large lateral extension compared to the discharge length is investigated. These systems are known to exhibit self-organised lateral structures in the current density distribution. In the first part of this work an overview over known patterns is given. Many of them consist of single filaments, however, there are also a lot of non-filamentary patterns.

The experimental investigations being described in the second part start with the investigation of the pattern formation process in the initially homogeneous discharge, both on a short timescale within the first breakdowns as well as on a longer timescale under parameter variation. Furthermore, the dynamic of single filaments is investigated and a mechanism of motion is introduced. At appropriate parameters the filament trajectories can be identified as random walks. Moreover, a drift-bifurcation from brownian to intrinsically moving filaments is found. For the first time dark filaments in an otherwise bright discharge are observed. This phenomenon is part of a bifurcation series from a homogeneous state over filamentary and striped states to inverse filaments. The observed patterns and bifurcations can be classified in the framework of a general reaction-diffusion-system. Finally a set-up for the spatially resolved measurement of surface charges in the running discharge is described. The results of the surface charge measurements are an important contribution to the understanding of the filament stabilisation mechanism.

In the third part of the thesis numerical simulations in two and three dimensions are performed. For the first time process of pattern formation within the first breakdowns can be described quantitatively in a full three-dimensional simulation. The dependence of the patterns on parameter variations agree well with the experimental findings. Further three-dimensional simulations confirm the self-organised stability of a single filament within the used drift-diffusion-model. The results give a comprehensive insight into the mechanism of filament stabilisation. The model predictions agree quantitatively with the experimental findings.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
I Übersicht über bisherige Arbeiten	9
1 Allgemeine Grundlagen der Gasentladung	11
1.1 Mikroskopische Prozesse	12
1.2 Der Townsend-Mechanismus	13
1.3 Streamer	14
1.4 Wechselladungsentladungen	16
1.5 Strukturierte Entladungen	23
2 Übersicht über selbstorganisierte Strukturen	25
2.1 Allgemeine Charakterisierung der vorgestellten Systeme	25
2.2 Systeme mit eindimensionaler Geometrie	26
2.3 Systeme mit zweidimensionaler Geometrie	28
2.3.1 Unregelmäßige Filamentanordnungen	29
2.3.2 Regelmäßige Filamentanordnungen	30
2.3.3 Einzelfilamente	32
2.3.4 Quasi-Moleküle	33
2.3.5 Deformierte Filamente	35
2.3.6 Nichtfilamentäre Muster	36
2.3.7 Zeitskalen und Dynamik	40
2.3.8 Übersicht im Parameterraum	42
II Experimentelle Untersuchungen	47
3 Das experimentelle System	49
3.1 Aufbau	49
3.2 Charakterisierung des Entladungssystems	55

4	Strukturierung der Entladung	63
4.1	Typisches Bifurkationsszenario	63
4.2	Die ersten Durchbrüche	65
5	Das Einzelfilament	71
5.1	Bewegung des Einzelfilamentes	72
5.2	Qualitatives Modell der Filamentbewegung	76
5.3	Die Filamentbewegung als Zufallspfad	78
5.4	Brownsche und intrinsische Bewegung	80
6	Turing-Strukturen	87
6.1	Experimentelle Ergebnisse	88
6.2	Ein einfaches RD-Modell	92
6.3	Diskussion der Ergebnisse im Rahmen des RD-Modells	96
7	Oberflächenladungsmessungen	99
7.1	Der Pockels-Effekt	100
7.2	Aufbau zur Oberflächenladungsmessung	104
7.3	Meßergebnisse	112
III	Numerische Untersuchungen	119
8	Modellierung der Entladung	121
8.1	Modellansätze der Gasentladung	121
8.2	Das Drift-Diffusions-Modell	124
8.3	Numerische Behandlung	127
9	Simulation der ersten Durchbrüche	129
9.1	Strukturierung der Entladung	129
9.2	Parameterabhängigkeit der Muster	136
10	Stabilisierung des Einzelfilaments	141
10.1	Selbstorganisation des Filaments	142
10.2	Mechanismus der Stabilisierung	145
	Zusammenfassung und Diskussion	151
	Literaturverzeichnis	157
	Danksagung	167

Einleitung

Als Naturphänomen sind Gasentladungen schon immer bekannt. Sie kommen als Blitze vor oder als Elmsfeuer, die sich an Türmen, Berggipfeln und Schiffsmasten bei gewittrigen Wetterlagen bilden. Im antiken Griechenland war bereits bekannt, daß an Bernstein, nachdem es an einem Tuch gerieben wurde, im Dunklen kleine Funken beobachtet werden können. Ein Zusammenhang zwischen diesen Erscheinungen und Blitzen wurde jedoch nicht hergestellt.

Die systematische wissenschaftliche Erforschung von Gasentladungen konnte erst beginnen, als Spannungsquellen zur Verfügung standen, um eine Entladung künstlich im Labor zu erzeugen. Influenzmaschinen wurden ab dem 18. Jahrhundert entwickelt, und um 1850 erfand Heinrich Daniel Ruhmkorff den Funkeninduktor. Mit letzterem war es Michael Faraday möglich, seine Experimente zur Gasentladung durchzuführen. Johann Wilhelm Hittorf, Professor für Physik und Chemie an der Universität Münster von 1852 bis 1889, untersuchte mit Potentialsonden den Spannungsverlauf entlang von Gasentladungsröhren. Eine erste Anwendung der Gasentladung war die im 19. Jahrhundert erfundene Geißlersche Röhre, ein Glasrohr, das bei sehr geringem Druck mit einem Gas gefüllt ist und eingeschmolzene Metallelektroden besitzt, und als Vorläufer der Leuchtstoffröhren gilt. 1857 entwickelte Werner von Siemens einen Apparat zur Erzeugung von Ozon. Er bestand aus zwei ineinander gesetzten Glasröhrchen, in deren Zwischenraum sich Luft befand. Über metallische Schichten auf den entsprechenden Glasoberflächen wurde eine Wechselspannung zugeführt, so daß im Luftspalt eine Gasentladung zünden konnte, in der Ozon entsteht. Bei dieser Anwendung handelt es sich um die erste dielektrische Barrierentladung.

Heute sind technischen Anwendungen von Gasentladungen wichtiger denn je. Sie werden in der Beleuchtung eingesetzt, in der Medizin zur Sterilisation, in der Umwelttechnik zur Reinigung von Abgasen, zur Oberflächenbehandlung von Kunststoffen, in der Halbleiterindustrie zum Bearbeiten von Wavern, und auch in Plasma-Display-Panels kommen Gasentladungen zum Einsatz [Kogelschatz u. a., 1999]. Dementsprechend sind Gasentladungen immer noch Gegenstand der Grundlagen- und angewandten Forschung.

Eine besondere Eigenschaft von Gasentladungen ist, daß sie eine Vielzahl selbstorganisierter Strukturen zeigen. Ein Blitz sorgt selbst und ohne äußeren Einfluß dafür, daß er auf einen dünnen Stromkanal konzentriert bleibt. Auch Richtungswechsel und Verzweigungen eines Blitzes sind selbstorganisiert. Die ersten selbstorganisierten Strukturen unter Laborbedingungen beobachtete Georg Christoph Lichtenberg [Lichtenberg, 1777, Lichtenberg, 1778]. Auf die Oberfläche einer Harzscheibe, die eine geerdete Metallplatte bedeckte, entlud er eine elektrisch geladene Metallelektrode. Die in der Entladung entstehenden Muster können sichtbar gemacht werden, indem die Harzoberfläche mit Staubpartikeln bestreut wird. Neben diesen Lichtenberg-Figuren, die aus verästelten oder ringförmigen Strukturen bestehen können, sind heute viele weitere Formen strukturierter Gasentladungen bekannt. Zu unterscheiden sind vor allem Strukturen in Stromflußrichtung, wie z. B. der schichtweise Aufbau von Gasentladungen in langen Röhren, und Strukturen in lateraler Richtung, wie z. B. Anodenflecken, die in [Lehmann, 1902] erstmals beschrieben werden. Bei dem in dieser Arbeit untersuchten System handelt es sich um ein dielektrisches Barrierensystem mit kurzem Entladungsabstand und großer lateraler Ausdehnung, in dem eine Glimmentladung gezündet wird. Die ersten Arbeiten, die sich mit den selbstorganisierten Strukturen in derartigen Systemen beschäftigen, sind [Ammelt u. a., 1993, Breazeal u. a., 1995]. Etwa im gleichen Parameterbereich wird die Entladung in Plasma-Display-Panels betrieben, wobei jedoch selbstorganisierte Strukturbildung vermieden wird. Ähnliche Geometrien wie im hier untersuchten System werden z. B. in Ozongeneratoren verwendet. Dort wird jedoch eine Funkenentladung gezündet, deren Repertoire an selbstorganisierten Strukturen sich auf unregelmäßige Filamentanordnungen beschränkt und deren Strukturbildungsmechanismen von denen der Glimmentladung abweichen.

Zur theoretischen Beschreibung einer Gasentladung sind mikroskopische Prozesse auf atomarer Skala von grundlegender Bedeutung. Viele dieser Prozesse wie Stoßionisationen und Anregung von Gasteilchen sind gut bekannt. Dementsprechend erfolgreich sind Modelle, die auf dieser Grundlage den Stromfluß und die Strukturierung der Entladung entlang der Stromflußrichtung beschreiben. Zur numerischen Lösung der Modellgleichungen werden üblicherweise Particle-in-cell-Methoden mit Monte-Carlo-Collisionen (PIC-MCC) verwendet. Das Problem derartiger Modellrechnungen ist der immens hohe Rechenaufwand, der den betrachteten Simulationszeitraum auf wenige Mikrosekunden beschränkt. Für hinreichend dichte Gase können weitere Näherungen gemacht werden, so daß sie im Rahmen eines kinetischen Ansatzes mit der Boltzmann-Gleichung oder mit Drift-Diffusions-Gleichungen beschrieben werden können. In derartigen Modellen können Zeiträume von bis zu einigen zehn Mikrosekunden betrachtet werden. Für Phänomene, die auf größeren Zeitskalen stattfinden, ist das Verständnis der Gasentladungen noch nicht sehr weit entwickelt. Gerade die Dynamik selbstorganisierter

Strukturen, die in lateral ausgedehnten Entladungssystemen wie dem in dieser Arbeit untersuchten beobachtet werden, findet aber auf deutlich größeren Zeitskalen ab 1 ms statt.

Die laterale Ausdehnung eines Gasentladungssystems wird, vor allem in älteren Arbeiten, aber auch heute noch, in theoretischen Arbeiten häufig vernachlässigt, da man nur an der longitudinalen Strukturierung interessiert ist und lateral von einer homogenen Entladung ausgeht [Ward, 1958, Meyyappan und Govindan, 1991, Nitschke und Graves, 1994, Wang u. a., 2006]. Soll die laterale Struktur einer filamentierten Entladung betrachtet werden, so werden üblicherweise zweidimensionale Simulationen in Zylindergeometrie durchgeführt [Kolobov und Fiala, 1994]. In anderen Arbeiten erfordert die besondere Geometrie des Entladungssystems eine zweidimensionale Behandlung des Problems, wobei je nach Geometrie Radiale [Sakiyama und Graves, 2006] oder rechtwinklige [Radu u. a., 2004b, Hagelaar u. a., 2004] Koordinaten benutzt werden. All diesen Arbeiten ist gemeinsam, daß der Entladung nie mehr Freiraum gegeben wird, als es aufgrund der Symmetrie des Aufbaus notwendig ist. In filamentären Entladungen wird die Größe des Simulationsgebiets nicht größer gewählt, als es zur Beschreibung eines einzelnen Filamentes notwendig ist. Es können daher kaum selbstorganisierte Strukturen auftreten. So kommt es, daß, obwohl Gasentladungen seit gut 150 Jahren systematisch untersucht werden, vor allem im Bereich der selbstorganisierten Strukturen bei weitem nicht alle beobachteten Phänomene verstanden sind.

Einige Aspekte der selbstorganisierten Strukturbildung in lateral ausgedehnten Gasentladungssystemen können durchaus in numerischen Simulationen behandelt werden, und zwar dann, wenn die Dimensionalität, die Geometrie und die laterale Ausdehnung des Simulationsgebiets die selbstorganisierte Strukturbildung nicht verhindern. Es können allerdings nur solche Prozesse untersucht werden, die in der zeitlichen Reichweite von numerischen Simulationen stattfinden, also innerhalb von einigen zehn Mikrosekunden. Entsprechende Rechnungen werden im numerischen Teil dieser Arbeit (Teil III) vorgestellt.

Zum Verständnis der strukturierten Gasentladung über diesen Zeitraum hinaus, also insbesondere zum Verständnis der Dynamik auf einer Zeitskala ab 1 ms, lohnt es sich, das System im Rahmen von Reaktions-Diffusions-Systemen (RD-Systemen) zu betrachten. Neben der linearen Diffusion beinhalten RD-Systeme einen im allgemeinen nichtlinearen Reaktionsterm, der einen dissipativen Prozeß beschreibt. Dissipative, nichtlineare Systeme können, wenn sie von einem externen Treiber unterhalten werden, selbstorganisierte Strukturen in Raum und Zeit ausbilden. Die entstehenden Strukturen stellen dabei ein Fließgleichgewicht zwischen Treiber und Dissipation fernab vom thermodynamischen Gleichgewicht dar. Durch die Dissipativität ist es diesen Systemen im Gegensatz zu konservativen Systemen möglich,

einen stabilen Systemzustand (Attraktor) anzunehmen und dort zu verharren. Die in Raum und Zeit ausgebildeten Strukturen haben typische Raum- und Zeitskalen, die vom Systemverhalten selbst und nicht von den Rändern des Systems vorgegeben werden. Wichtiges Hilfsmittel zum Verständnis des Systemverhaltens sind Bifurkationen, die einen qualitativen Wechsel des Systemverhaltens bei Parameteränderungen bezeichnen.

RD-Systeme werden erfolgreich in den verschiedensten Bereichen der Naturwissenschaften angewandt, z. B. zur Beschreibung von chemischen [Borckmans u. a., 1992, Peña und Pérez-García, 2001], physikalischen [Just u. a., 2001] oder biologischen [von Hardenberg u. a., 2001, Meron u. a., 2004] Systemen. Auch Gasentladungssysteme können mit RD-Systemen beschrieben werden. In den Arbeiten [Purwins u. a., 1989, Radehaus u. a., 1992, Bode und Purwins, 1995] wird ein RD-System für eine lateral ausgedehnte Gleichspannungsentladung mit hochohmiger Barriere entwickelt. Für Wechselladungssysteme gibt es noch keine ausführliche Herleitung eines RD-Systems, dennoch lassen die beobachteten Muster und Bifurkationen viele Analogien zu RD-Systemen erkennen (Kapitel 6).

Die Modellierung eines gegebenen Problems mit einem RD-System zeichnet sich oft durch einen hohen Grad an Abstraktion aus. So werden physikalische Größen unnormiert, schnelle Zeitskalen werden eliminiert oder es werden Näherungen gemacht, um die Dimensionalität des Systems zu verringern. Oft wird ein Modellansatz in Form eines RD-Systems auch aus rein heuristischen Überlegungen entwickelt. Das Ziel eines solchen Modellansatzes ist es häufig nicht, eine Möglichst präzise quantitative Beschreibung des untersuchten Systems zu erhalten, sondern einen Überblick über das qualitative Systemverhalten und die Mechanismen der Systemdynamik zu bekommen. Das wird um so interessanter, als das es möglich ist, ähnliche Funktionsmechanismen in sehr verschiedenen Systemen zu finden, die auf den ersten Blick nichts miteinander zu tun haben. So ist beispielsweise die Turing-Bifurkation [Turing, 1952] ursprünglich zur Beschreibung eines biologischen Systems entwickelt worden, ist aber mittlerweile auch in vielen anderen Systemen von Bedeutung, etwa in der Optik [Arecchi u. a., 1999], in chemischen Systemen [Kapral und Showalter, 1995] und auch in Gasentladungssystemen [Astrov u. a., 1996]. Auch in dieser Arbeit spielt die Turing-Bifurkation eine Rolle (Kapitel 6).

Die vorliegende Arbeit ist in drei Teile gegliedert. Im ersten Teil werden Grundlagen und Vorarbeiten auf dem Gebiet der strukturbildenden Wechselladungsentladungen vorgestellt. Kapitel 1 beschreibt die physikalischen Grundlagen der Barrierenentladung, Kapitel 2 gibt einen Überblick über bisherige Arbeiten zur Strukturbildung in diesen Systemen.

Der zweite Teil enthält die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit. In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau vorgestellt und charakterisiert. In Kapitel 4 wird untersucht, wie im homogen präparierten System eine durch

Selbstorganisation strukturierte Entladung entsteht. Es wird ein typisches Bifurkationsszenario auf langer Zeitskala vorgestellt, und es werden einzelne Durchbrüche direkt nach dem Zünden der Entladung untersucht. Kapitel 5 wendet sich einem Einzelfilament zu und beschreibt dessen Dynamik auf langer Zeitskala (größer 1 ms). Es wird ein Modell entwickelt, das die Bewegung einzelner Filamente erklärt. Außerdem wird die Art der Bewegung näher untersucht und sowohl in den Kontext der Zufallspfade als auch in den Kontext brownischer und intrinsischer Dynamik eingeordnet. In Kapitel 6 wird ein Übergang von hellen Filamenten auf dunklem Entladungsgebiet über Streifenmuster zu dunklen Filamenten auf hellem Entladungsgebiet untersucht. Die Filamente werden je nach Art der Bifurkation als turingartige Muster oder als dissipative Solitonen identifiziert. Kapitel 7 widmet sich der optischen Messung von Oberflächenladungen auf den dielektrischen Barrieren des Entladungssystems während des Betriebs. Es werden zuerst die Grundlagen des verwendeten Pockels-Effekts erläutert und dann der eigentliche Meßaufbau beschrieben. Die Meßergebnisse zeigen orts aufgelöst die Ladungsverteilungen in losen und dichten Filamentanordnungen für positive und negative Oberflächenladungen.

Der dritte Teil dieser Arbeit enthält numerische Untersuchungen des Gasentladungssystems. In Kapitel 8 wird ein Überblick über die Modellierungsansätze der Gasentladungsphysik gegeben und das in dieser Arbeit verwendete Modell beschrieben. In Kapitel 9 werden die ersten Durchbrüche nach dem Zünden der Gasentladung simuliert. Es wird eine Strukturierung der Entladung beobachtet, die aus den experimentellen Ergebnissen bekannt ist. Weiterhin wird die Abhängigkeit der entstehenden Muster von Parametervariationen untersucht. In Kapitel 10 werden die Prozesse innerhalb eines Einzelfilamentes untersucht. Dabei wird der Mechanismus zur Stabilisierung eines Einzelfilamentes erläutert.

Einige Teilergebnisse dieser Arbeit sind bereits veröffentlicht worden [Stollenwerk und Purwins, 2005, Stollenwerk u. a., 2006b, Stollenwerk u. a., 2006c] oder zur Veröffentlichung eingereicht [Stollenwerk u. a., 2006d, Stollenwerk u. a., 2006a, Stollenwerk u. a., 2006e].

Teil I

Übersicht über bisherige Arbeiten

Kapitel 1

Allgemeine Grundlagen der Gasentladung

Gase stellen unter normalen Bedingungen gute Isolatoren dar, da die Dichte der freien Ladungsträger mit weniger als 10^3 cm^{-3} [Raizer, 1991] sehr gering ist. Diese wenigen, immer vorhandenen freien Ladungsträger entstehen hauptsächlich durch natürliche ionisierende Strahlung. Gleichzeitig rekombinieren auch fortwährend Ladungsträger, so daß sich die erwähnte geringe Dichte von freien Ladungsträgern einstellt. Wird jedoch ein hinreichend großes elektrisches Feld angelegt, so können genug Ladungsträger entstehen, um den elektrischen Widerstand des Gases um viele Größenordnungen zu senken und so das Gas in einen elektrisch leitenden Zustand zu versetzen. Die dabei beteiligten mikroskopischen Prozesse werden im ersten Abschnitt dieses Kapitels erläutert.

In den in dieser Arbeit besprochenen Gasentladungen ist für die Zündung eines Durchbruchs, also die Überführung des Gases vom elektrisch nichtleitenden in den leitenden Zustand, der Townsend-Mechanismus verantwortlich, der im Abschnitt 1.2 näher erläutert werden soll. Neben dem Townsend-Mechanismus gibt es auch noch die Möglichkeit, daß ein Durchbruch als Streamer zündet. Streamer werden zwar in dem in dieser Arbeit untersuchten System nicht beobachtet, ihr Verständnis ist jedoch zur Abgrenzung anderer Entladungstypen in benachbarten Parameterbereichen wichtig. Daher werden Streamer in Abschnitt 1.3 kurz beschrieben.

Nachdem die Grundlagen der Gasentladung dargestellt worden sind, sollen in Abschnitt 1.4 die für diese Arbeit relevanten Typen von Wechselspannungsentladungen vorgestellt werden. Abschließend wird in Abschnitt 1.5 kurz der grundlegende Mechanismus zur Strukturierung der Entladung vorgestellt.

1.1 Mikroskopische Prozesse

In einem Gas, das sich in einem elektrischen Feld befindet, werden freie Elektronen und Ionen in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt. Dabei kommt es immer wieder zu Stößen mit Neutralteilchen. Wenn ein Elektron auf ein Neutralteilchen stößt, gibt es einen Teil seiner Energie an das Neutralteilchen ab. Es entsteht ein Gleichgewicht, in dem im zeitlichen Mittel jedem Elektron genau so viel Energie durch das elektrische Feld zugeführt wird wie es an Neutralteilchen verliert. Daraus ergibt sich eine mittlere Driftgeschwindigkeit v_d der Elektronen, die sowohl vom angelegten elektrischen Feld E , von der Dichte n der Neutralteilchen, als auch vom verwendeten Gas abhängt. Stöße mit Ionen und Elektronen können vernachlässigt werden, da deren Dichten n_i und n_e im Vergleich zur Dichte n der Neutralteilchen in den in dieser Arbeit untersuchten schwach ionisierten Gasen sehr klein ist. In den in dieser Arbeit untersuchten Gasentladungen heizt sich das Gas praktisch nicht auf, so daß seine Temperatur T_g fest ist. In dieser Situation ist es üblich, anstatt der Teilchendichte n den Druck p anzugeben, da diese Größen, abgeleitet aus der Zustandsgleichung für ideale Gase, gemäß $p = n k_B T_g$ proportional zueinander sind ($k_B =$ Boltzmannkonstante). Das Verhältnis von v_d/E wird Mobilität μ_e der Elektronen genannt. Typische Werte für $\mu_e p$ liegen in der Größenordnung von $10^6 \text{ cm}^2 \text{ hPa/Vs}$ [Raizer, 1991].

Die bei einem inelastischen Stoß aufgewandte Energie kann auf innere Freiheitsgrade des Neutralteilchens übergehen, das dadurch in einen angeregten Zustand übergeht. Die so erzeugten angeregten Atome oder Moleküle erzeugen durch spontane Emission die Leuchterscheinungen, die oft mit Gasentladungen einhergehen. Wenn die Energie des Elektrons (e^-) die Ionisationsenergie des Neutralteilchens (A) übersteigt, kann es zu einer Stoßionisation kommen, bei der ein neues Elektron-Ion-Paar erzeugt wird ($A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$). Die Ionisationsenergie des Neutralteilchens kann durch eine vorherige Anregung herabgesetzt sein, man spricht in diesem Fall von einer stufenweisen Ionisation. Für molekulare Gase, die sehr viele Anregungszustände haben, ist die bei der Ionisation stattfindende Plasmachemie sehr kompliziert. Atomare Gase wie z. B. He, das in dieser Arbeit verwendet wird, haben nur sehr wenige anregbare Zustände. Daher reicht es zur Beschreibung dieser Gase oft aus, nur die direkte Ionisation zu betrachten. Die Anzahl der direkten Ionisation, die ein Elektron beim Zurücklegen einer Strecke von 1 cm ausführt, wird mit dem ersten Townsend-Koeffizienten α bezeichnet. α ist vom Druck p und von der Feldstärke E abhängig. Für verschiedene Gase kann α/p Werte von 10^{-4} bis $10 \text{ cm}^{-1} \text{ hPa}^{-1}$ annehmen. Für die in dieser Arbeit untersuchte Heliumentladung nimmt α/p Werte im Bereich von 0,1 bis $1 \text{ cm}^{-1} \text{ hPa}^{-1}$ an.

Die im elektrischen Feld bewegten Elektronen erzeugen durch Stoßionisation immer neue Elektronen. Die Elektronendichte n_e steigt also entlang

der Strecke dx gemäß $dn_e = \alpha n_e dx$ exponentiell an; man spricht daher von einer Elektronenlawine. Die dabei ebenfalls erzeugten Ionen bewegen sich aufgrund ihrer viel größeren Masse und damit viel kleineren Mobilität deutlich langsamer in die entgegengesetzte Richtung.

Mit den bisher genannten Primärionisationen allein wäre aber keine selbständige Entladung möglich, da alle freien Ladungsträger, sobald sie an den offenen oder dielektrisch behinderten Elektroden angelangt sind, durch Rekombination oder Anlagerung dem Gasvolumen entzogen werden. Um den Strom durch das Gas aufrecht zu erhalten, wäre weiterhin Ionisation von außen nötig. Eine selbständige Entladung wird daher erst durch Sekundärelektronenemission an den elektrodenseitigen Wänden möglich. Dabei löst ein auf die kathodenseitige Elektrode auftreffendes Ion durch seinen Energieeintrag ein neues Elektron aus der Oberfläche aus. Voraussetzung für einen solchen Prozeß ist, daß das auftreffende Ion genug Energie hat, um die Auslösearbeit des Elektrons zu überwinden. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Ion ein neues Elektron erzeugen kann, wird mit dem zweiten Townsend-Koeffizienten γ bezeichnet. γ hängt sehr stark vom Material und dem Zustand der Oberfläche, vom Gas und von der reduzierten Feldstärke senkrecht zu der betreffenden Oberfläche ab. Typische Werte für γ liegen im Bereich von 10^{-6} bis 10^{-1} , für organische Gase noch weit darunter.

1.2 Der Townsend-Mechanismus

Stoßionisation und Sekundärelektronenemission zusammen können eine selbständige Entladung unterhalten. Dazu muß ein kathodenseitig startendes Elektron durch die entstehende Elektronenlawine so viele Ionen erzeugen, daß im Mittel wieder ein Elektron durch Sekundärelektronenemission erzeugt werden kann. Die entsprechende Zündbedingung lautet

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (1.1)$$

d ist die Länge des Gasspaltes. Da α von der reduzierten Feldstärke $E/p = U_d/pd$ abhängt (U_d ist die Spannung am Gasspalt), bestimmt (1.1) implizit die Zündspannung U_z , die für eine Zündung durch den Townsend-Mechanismus nötig ist. α wird üblicherweise durch die von Townsend vorgeschlagene empirische Formel

$$\alpha = Ape^{-B(pd/U_d)^c} \quad (1.2)$$

beschrieben, wobei A und B für das entsprechende Gas experimentell bestimmte Konstanten sind. Die Konstante c wird im allgemeinen gleich eins gesetzt. Für Edelgase verwendet man häufig $c = \frac{1}{2}$. Einsetzen von (1.2) in

(1.1) ergibt die Paschenkurve

$$U_z(pd) = \left(\frac{pd \cdot B}{\log \left(\frac{pd \cdot A}{\log(1/\gamma+1)} \right)} \right)^{\frac{1}{c}}. \quad (1.3)$$

Die Paschenkurve hat ein Minimum, welches für die meisten Gase bei pd im Bereich von 0,1 bis 10 hPa cm zu finden ist.

Wird die Zündspannung überschritten, so steigt der Strom zunächst exponentiell an. Der Typ der sich dann ausbildenden Entladung hängt von der äußeren Beschaltung und, vor allem bei kurzen Entladungsabständen d , von der Geometrie des Systems ab. In traditionellen Gleichstromsystemen stellt sich eine schwach leuchtende, raumladungsfreie Townsend-Entladung oder eine helle, von Raumladungen bestimmte Glimmentladung ein. In Wechselspannungssystemen spielen außerdem die Frequenz und eventuelle dielektrische Barrieren eine Rolle. Wechselspannungsentladungen werden im Abschnitt 1.4 näher beleuchtet.

1.3 Streamer

Der im vorhergehenden Abschnitt vorgestellte Townsend-Zündmechanismus dominiert bei pd -Werten bis etwa 200 hPa cm und ist damit für die in dieser Arbeit untersuchten Systeme der relevante Zündmechanismus. Für größere Werte von pd wird er durch den Streamer-Zündmechanismus ersetzt. Voraussetzung für die Zündung eines Streamers ist, neben einem hohen Wert von pd , eine hohe Überspannung (Differenz der am Gasspalt anliegenden Spannung U_d und der für den Townsend-Mechanismus nötigen Zündspannung U_z). In diesem Fall kann durch das starke elektrische Feld und die hohe Teilchendichte (und damit hohe Stoßfrequenz der Elektronen) eine einzelne Elektronenlawine eine derart hohe Verstärkung erfahren, daß das von ihr erzeugte Raumladungsfeld in die gleiche Größenordnung wie das von den Elektroden erzeugte elektrische Feld kommt (Abb. 1.1 (a)). Die Lawine stellt dabei einen elektrischen Dipol dar, der aus einem anodenseitigen, durch die Elektronen negativen Bereich und einen kathodenseitigen, durch die Ionen positiven Bereich besteht. In den hier interessierenden Systemen mit ebenen Elektroden und nicht allzu großer Überspannung erreicht eine Lawine die erforderliche Größe, um einen Streamer zu zünden, wenn sie die Anode erreicht hat (Abb. 1.1 (b)). Die große positive Raumladung an der kathodenseitigen Seite bildet die Spitze und damit den Keim des entstehenden Streamers.

Bei der eigentlichen Streamerpropagation werden im großen elektrischen Feld, das in der Umgebung der Streamerspitze herrscht, sekundäre Elektronenlawinen gezündet, die sich auf die Streamer-Spitze zu bewegen

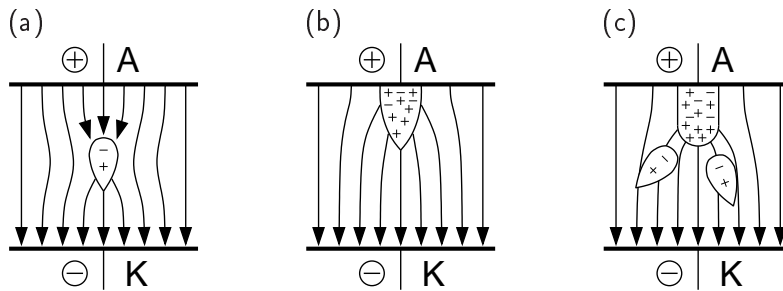


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Zündung und Propagation eines Streamers mit eingezeichneten Feldlinien. (a) Eine Elektronenlawine wächst so stark an, daß das von ihr erzeugte Raumladungsfeld das elektrische Feld der Elektroden verzerrt. (b) Die Primärlawine ist an der Anode angekommen und bildet den Keim für einen Streamer. (c) Propagierender Streamer, bestehend aus positiver Spitze und neutralem, ionisiertem Kanal. Im starken elektrischen Feld der Spitze entstehen Sekundärlawinen, die die Propagation des Streamers bewirken.

(Abb. 1.1 (c)). Die Elektronen der Sekundärlawinen bilden mit den Ionen in der Streamer-Spitze ein nahezu quasineutrales Plasma. Die Ionen der Sekundärlawinen bilden die neue Streamer-Spitze. Unterstützend kommt hinzu, daß in den Elektronenlawinen neben Ladungsträgern auch angeregte Gasteilchen erzeugt werden, die ihrerseits Photonen emittieren, wodurch in der Umgebung der Streamer-Spitze durch Photoionisation Ladungsträger erzeugt werden, die dann als Keime für weitere Sekundärlawinen fungieren. Auf diese Weise pflanzt sich der Streamer als dünner, elektrisch leitender Kanal mit positiver Spitze fort. Fluktuationen der Ladungsträgerdichten in der Umgebung der Streamer-Spitze können dabei zu Richtungswechseln des Streamers oder zu Verzweigungen führen.

Die Spitze des Streamers bewegt sich mit hoher Geschwindigkeit (etwa 10^6 m/s) auf die Kathode zu. Wenn die äußere Beschaltung es zuläßt, bildet sich beim Erreichen der Kathode eine Bogenentladung aus. Ansonsten, vor allem in Systemen mit dielektrisch behinderten Elektroden, kommt es zu einer Funkenentladung, die sofort wieder erlischt.

Neben den hier beschriebenen kathodengerichteten Streamern seien der Vollständigkeit halber auch die anodengerichteten Streamer erwähnt. Sie entstehen, wenn die primäre Elektronenlawine schon deutlich vor Erreichen der Anode eine Raumladung entwickelt, die das elektrische Feld der Elektroden deformiert. Erreicht eine Primärlawine in der Mitte des Entladungsspalt diese kritische Größe, so entstehen sowohl ein anodengerichteter als auch ein kathodengerichteter Streamer. Wenn die Primärlawine in der Nähe der Kathode die kritische Größe erreicht, entsteht nur ein anodengerichteter Streamer.

1.4 Wechselfeldentladungen

Bisher sind Gasentladungen betrachtet worden, die in Anwesenheit eines konstanten elektrischen Feldes stattfinden. Im Folgenden werden Entladungen diskutiert, die unter dem Einfluß eines periodischen Wechselfeldes stehen. Ist dessen Periodendauer deutlich länger als die typischen Zeiten der mikroskopischen Prozesse im Gas, so kann die entstehende Entladung als Gleichspannungsentladung betrachtet werden, die, je nach Form der äußeren Treiberspannung, periodisch neu gezündet wird (Sinusspannung) oder sich umorganisiert (Rechteckspannung). Ein Beispiel für eine solche Entladung sind Leuchtstoffröhren, die mit der Netzfrequenz von 50 Hz betrieben werden. Eine neue Situation entsteht, wenn der Weg zwischen den Elektroden durch eine dielektrische Barriere unterbrochen wird. Der Strom, der auf die dielektrischen Oberflächen trifft, erzeugt dort eine Oberflächenladung, die ein der Treiberspannung entgegengerichtetes elektrisches Feld aufbaut. Dielektrische Barrieren können direkt auf einer (Abb. 1.2 (a)) oder beiden (Abb. 1.2 (b)) Elektroden angebracht sein oder aber zwischen den Elektroden (Abb. 1.2 (c)), so daß zwei Gasspalte entstehen. Für spezielle Anwendungen gibt es weitere Varianten, wie etwa für Plasma-Display-Panels, wo zwei Elektroden nebeneinander im selben Dielektrikum angebracht werden (Abb. 1.2 (d)). Die wesentlichen Eigenschaften, die eine dielektrische Barrierentladung ausmachen, sind bei allen Aufbauten gleich. Im Folgenden wird daher der Einfachheit halber immer vom symmetrischen Aufbau mit zwei dielektrisch behinderten Elektroden wie in Abb. 1.2 (b) ausgegangen. In Abhängigkeit von den Systemparametern entstehen unterschiedliche Typen von dielektrisch behinderten Wechselfeldentladungen, von denen im Folgenden die wichtigsten beschrieben werden.

Glimmentladung

Unter einer Glimmentladung in einem dielektrisch behinderten Wechselfeldentladungssystem versteht man eine Entladung, bei der in jeder Halbwelle des

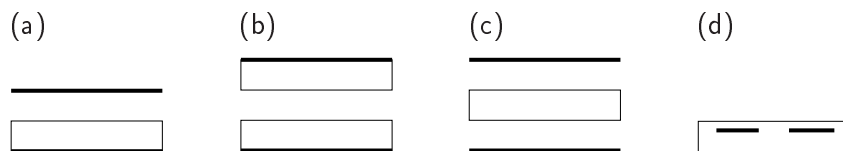


Abbildung 1.2: Schematische Darstellungen typischer dielektrisch behinderter Gasentladungssysteme. **■** Elektroden, **□** Dielektrika. Aufbauten mit (a) einer dielektrisch behinderten Elektrode, (b) zwei dielektrisch behinderten Elektroden und (c) einer dielektrischen Barriere im Gasspalt. (d) Zwei Elektroden in gemeinsamem Dielektrikum.

Treibers genau ein Durchbruch stattfindet [Radu u. a., 2004b]. Derartige Entladungen werden üblicherweise für Drücke unterhalb den Luftdrucks und Entladungsabstände bis zu einigen Millimetern beobachtet. Die Frequenz f der Treiberspannung einer Glimmentladung ist für übliche Geometrien unter 1 MHz, es handelt sich also um eine Niederfrequenzentladung. Für größere Frequenzen geht die Entladung in eine Hochfrequenzentladung über.

Zum Verständnis der Glimmentladung wird zunächst ein Gasentladungssystem mit sinusförmiger Treiberspannung betrachtet. Die an der Entladungszelle anliegende Spannung U kann direkt gemessen werden. Der durch die Zelle fließende Wirkstrom I_{wirk} wird von einem kapazitiven Blindstrom überlagert, da jede Entladungszelle auch einen Kondensator darstellt. Der Wirkstrom muß daher mit einer geeigneten Meßbrücke (siehe Abschnitt 3.1) aus dem Gesamtstrom separiert werden. Zum Verständnis der dielektrischen Barrierentladung sind außerdem die auf den Dielektrika deponierte Ladung Q und das im Entladungsspalt herrschende elektrische Feld E interessant. Diese Größen können aus der Spannung U und dem Wirkstrom I_{wirk} berechnet werden. Abbildung 1.3 zeigt den typischen zeitlichen Verlauf dieser vier Größen. Der Abbildung liegen Meßdaten zugrunde, die mit dem in dieser Arbeit untersuchten Aufbau (siehe Kapitel 3) gewonnen wurden.

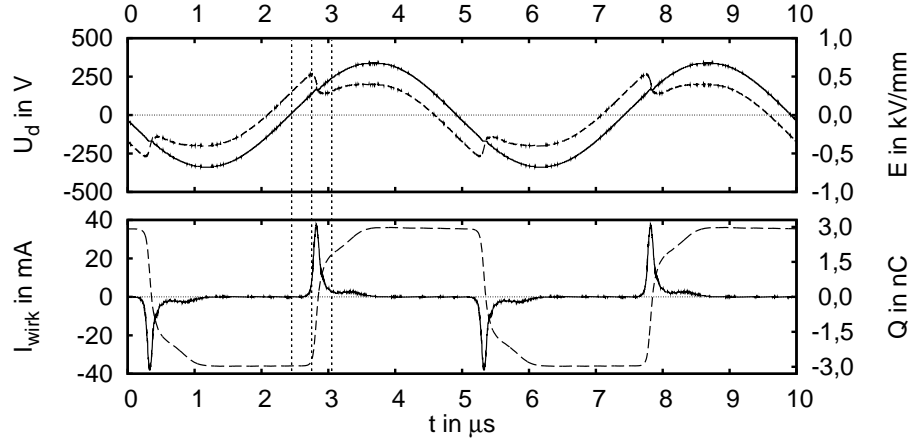


Abbildung 1.3: Elektrische Verhältnisse in einer dielektrisch behinderten Glimmentladung. Es wurden die Spannung U an der Zelle und der Wirkstrom I_{wirk} (unten, —) gemessen. Daraus können die Spannung am Entladungsspalt U_d (oben, —), das elektrische Feld E (oben, ---) und die Oberflächenladung Q (unten, ----) berechnet werden. Für $a_1 = a_2 = d$ gelten die Gleichungen $U_d = U/(2/\epsilon_r + 1)$, $Q = \int I_{\text{wirk}} dt$, $E = \frac{U_d}{d} - \frac{Q}{Cd}$, $C = \epsilon_0 \frac{F}{d}$. Die von der Gasentladung bedeckte Fläche beträgt etwa $F = 12 \text{ cm}^2$. Der Aufbau ist in Kapitel 3 beschrieben. Parameter: $p = 200 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 420 \text{ V}$, $f = 200 \text{ kHz}$, $d = 0,5 \text{ mm}$, $a_1 = a_2 = 0,5 \text{ mm}$, $D = 40 \text{ mm}$, He.

Zuerst wird der erste positive Nulldurchgang der Treiberspannung bei $t = 2,5 \mu\text{s}$ betrachtet, der in Abb. 1.3 durch einen senkrechten Strich markiert ist. Zu diesem Zeitpunkt ist keine Entladung gezündet, es fließt also kein Wirkstrom. Aus dem vorhergehenden Durchbruch befindet sich eine elektrische Ladung Q von etwa 3 nC auf den dielektrischen Oberflächen, die ein elektrisches Feld E von etwa 300 V/mm im Entladungsspalt hervorruft. Die Treiberspannung U steigt jetzt an und mit ihr das elektrische Feld E im Entladungsspalt. Zur Zeit $t = 2,8 \mu\text{s}$ (zweiter senkrechter Strich in Abb. 1.3) ist das elektrische Feld im Entladungsspalt so groß, daß die Gasentladung gemäß des Townsend-Mechanismus zündet. Der Wirkstrom I_{wirk} steigt in weniger als 100 ns auf fast 40 mA an. Die auf den dielektrischen Oberflächen befindliche Oberflächenladung Q wird zuerst abgebaut und dann durch entgegengesetzte Oberflächenladung ersetzt. Dadurch sinkt das elektrische Feld E im Entladungsspalt. Bei gut $3 \mu\text{s}$ (dritter senkrechter Strich in Abb. 1.3) ist das elektrische Feld E mit 250 V/mm zu klein, um die Entladung aufrecht erhalten zu können, so daß die Entladung erlischt. Der Wirkstrom I_{wirk} geht allmählich auf null zurück; die zeitliche Verzögerung, die als kleiner Wirkstrom bis etwa $3,5 \text{ ns}$ beobachtet werden kann, beruht auf der vergleichsweise geringen Mobilität der Ionen. Schließlich bildet sich wieder eine Oberflächenladung von etwa 3 nC aus, jetzt aber mit umgekehrten Vorzeichen. Das elektrische Feld E im Entladungsspalt folgt nach dem Erlöschen der Entladung der Treiberspannung und ist gegenüber dieser um den Beitrag der Oberflächenladung verschoben. In der folgenden negativen Halbwelle der Treiberspannung wiederholt sich der Durchbruch wie gerade beschrieben mit umgekehrten Vorzeichen. Die noch auf den dielektrischen Oberflächen befindliche Ladung unterstützt mit ihrem elektrischen Feld dabei die erneute Zündung. Dadurch kann eine einmal gezündete dielektrische Barrierenentladung durch Absenken der Treiberspannung auch mit einer Treiberspannungsamplitude \hat{U} unterhalb der Zündspannung betrieben werden.

Wenn die Amplitude der Treiberspannung nicht viel größer als die Zündspannung des Systems ist, kann die Glimmentladung anstatt mit einer sinusförmigen auch mit einer rechteckförmigen Treiberspannung betrieben werden. Der Wirkstrompuls findet dann unmittelbar zu Beginn einer jeden Halbwelle statt.

Pseudoglimmentladung

Wird bei einer sinusförmig getriebenen Glimmentladung die Treiberspannung deutlich erhöht, so kann nach dem ersten Durchbruch die Zündbedingung im Entladungsspalt ein zweites Mal erreicht werden. Folglich entstehen pro Halbwelle zwei Wirkstrompulse, die einen festen zeitlichen Abstand zueinander haben. Durch weitere Erhöhung der Treiberspannung können weitere Durchbrüche in derselben Halbperiode erzeugt werden. Die Amplituden

der aufeinanderfolgenden Wirkstrompulse nimmt dabei ab. Je höher die Treiberspannungsamplitude ist, desto eher wird die Zündspannung am Gasspalt erreicht und desto eher erfolgen also die Durchbrüche. Eine solche Entladung wird Pseudoglimmentladung genannt [Radu u. a., 2004b]. Die Zeitintervalle, mit denen die Wirkstrompulse einer Halbwelle aufeinander folgen, hängt von der momentanen Steigung der Treiberspannung ab. Eine detaillierte Modellierung der Pseudoglimmentladung ist von Nikandrov und Tsendin in [Nikandrov und Tsendin, 2005] vorgestellt worden. Da für die Pseudoglimmentladung eine kontinuierlich ansteigende Spannung nötig ist, kann dieser Entladungstyp bei einer rechteckförmigen Treiberspannung nicht beobachtet werden.

Funkenentladung

Eine Funkenentladung zeichnet sich dadurch aus, daß pro Halbwelle des Treibers mehre Durchbrüche stattfinden, die aber, anders als bei einer Pseudoglimmentladung, zeitlich stochastisch verteilt sind. Im Gegensatz zu Glimm- oder Pseudoglimmentladungen, die bei nicht allzu großer lateraler Ausdehnung der Elektroden lateral homogen sind, bildet bei der Funkenentladung jeder Durchbruch ein dünnes Stromfilament mit einem Durchmesser von 0,1 – 1 mm. Die Durchbrüche finden, wenn es die Geometrie des Aufbaus erlaubt, auch lateral stochastisch verteilt statt. Ist die Leistung einer Funkenentladung groß genug, so entsteht ein knisterndes Geräusch, da sich das Gas durch die plötzliche Erwärmung im Durchbruchkanal ausdehnt. Daher werden die zuvor besprochenen Glimm- und Pseudoglimmentladungen auch stille Entladung genannt.

Eine Funkenentladung kann aus einer Pseudoglimmentladung entstehen, indem die Amplitude oder die Frequenz der Treiberspannung erhöht wird. Der Übergang von einer Pseudoglimmentladung zu einer Funkentladung kann wie folgt verstanden werden. Sobald die Spannung U_d über dem Entladungsspalt die Zündspannung gemäß Gleichung 1.3 überschritten hat, zündet ein Durchbruch. Bei typischen Werten, z. B.

$$\begin{aligned} \text{Entladungsabstand } d &= 1 \text{ mm,} \\ \text{Druck } p &= 1000 \text{ hPa,} \\ \text{Spannung am Gasspalt } U_d &= 1000 \text{ V,} \\ \text{Mobilität der Elektronen } \mu_e &= 1000 \text{ cm}^2/\text{Vs} \\ &(\text{Abschnitt 1.1, Seite 12}) \end{aligned}$$

ergibt sich eine Flugzeit der Elektronen von

$$t_e^{\text{fl}} = \frac{d^2}{\mu_e(p) U_d} = 10 \text{ ns.} \quad (1.4)$$

Diese Zeit ist nötig, um eine Elektronenlawine auszulösen und gibt damit die Zeitskala vor, innerhalb derer ein Durchbruch entstehen kann. Wesentliches Merkmal der Funkenentladung ist, daß die Spannung am Gasspalt U_d innerhalb dieser Zeit steil ansteigt und der Durchbruch daher bei einer elektrischen Feldstärke weit oberhalb der Zündbedingung stattfindet. Die hohe elektrische Feldstärke E während des Zündvorgangs läßt die einzelne Elektronenlawine so stark anwachsen, daß das durch ihre eigene Raumladung erzeugte elektrische Feld E_{Raum} auf die gleiche Größenordnung wie das durch äußere Bedingungen (Treiberspannung und Oberflächenladung) erzeugte elektrische Feld E . Der Zündmechanismus geht dadurch vom Townsend-Mechanismus in den Streamer-Mechanismus über. Jeder Streamer erzeugt einen lateral begrenzten Funken, der im Wirkstrom als Puls sichtbar wird.

Hochfrequenzentladung

Zu völlig anderen Entladungstypen gelangt man, wenn eine Halbperiode des Treibers kürzer wird als die Dauer der relevanten Prozesse in der Gasentladung. Schon im Kilohertzbereich können angeregte Zustände der Gasteilchen eine Halbperiode überdauern und das Zünden des folgenden Durchbruchs beeinflussen. Hierdurch ergibt sich aber im allgemeinen keine wesentliche Änderung des Entladungstyps. Eine wirkliche Änderung des Entladungstyps findet statt, wenn eine Halbperiode kürzer wird als die Driftzeit der Ionen. Dann können nicht mehr alle Ionen dem Entladungsraum entzogen werden. Der Wirkstrom reißt dann von einer zur nächsten Halbperiode der Treiberspannung nicht mehr ab; es entsteht ein kontinuierlicher Strom mit einer festen Phasenverschiebung gegenüber der Treiberspannung. Derartige Entladungen werden Hochfrequenzentladung (HF-Entladung) genannt. Um abzuschätzen, ab welcher Frequenz eine Entladung in eine HF-Entladung übergeht, werden folgende Werte eines typischen Entladungssystems betrachtet:

$$\begin{aligned} \text{Entladungsabstand } d &= 1 \text{ mm,} \\ \text{Druck } p &= 1000 \text{ hPa,} \\ \text{Spannung am Gasspalt } U_d &= 1000 \text{ V,} \\ \text{Mobilität der Ionen (He}^+ \text{ in He) [Raizer, 1991]} \mu_i &= 10 \text{ cm}^2/\text{Vs.} \end{aligned}$$

Es ergibt sich eine Flugzeit

$$t_i^{\text{fl}} = \frac{d^2}{\mu_i(p) U_d} = 1 \mu\text{s}, \quad (1.5)$$

das entspricht einer Frequenz von 0,5 MHz.

Wesentliches Merkmal der HF-Entladung ist, daß die meisten im Entladungsraum befindlichen Ionen die Wände der Entladungszelle nicht mehr

erreichen können und daher auch keine Sekundärelektronen erzeugen können. Durch die sich wesentlich schneller bewegenden Elektronen (μ_e/μ_i ist einige Hundert) werden jedoch durch Stoßionisationen auch in Wandnähe neue Ionen erzeugt, die weiterhin mit den Wänden wechselwirken können. So kommt es, daß in einer solchen HF-Entladung γ -Prozesse weiterhin an der Ladungsträgererzeugung beteiligt sind. Solche Entladungen werden daher γ -Entladungen genannt.

Bei geeigneten Systemparametern kann eine Situation entstehen, bei der Sekundärelektronenerzeugung durch Ionen fast gar keine Rolle mehr spielt. Das ist dann der Fall, wenn auch nur noch wenige Elektronen aus dem Inneren der Entladung in den Randbereich gelangen können, entweder weil die Dauer einer Halbperiode auch ihre Driftzeit unterschreitet, oder weil sie in einem hinreichend stark ionisierten Plasma über die ambipolare Diffusion an die Ionen gebunden sind. Die Ladungsträgererzeugung findet dann ausschließlich über Stoßionisationen im Inneren der Entladung statt. Daher wird dieser Entladungstyp α -Entladung genannt.

In HF-Entladungen, die mit Frequenzen von einigen Megahertz und mehr betrieben werden, kann statt einer kapazitiven Einkopplung des elektrischen Feldes auch eine induktive Einkopplung gewählt werden. Die elektrischen Feldlinien sind dann geschlossene Bahnen, und die Frage nach Sekundärprozessen, die durch Teilchen auf den elektrodenseitigen Wänden ausgelöst werden, stellt sich dann nicht mehr.

HF-Entladungen werden verwendet, um einen Entladungsraum mit einem stehenden Plasma zu füllen. In die Randbereiche des Plasmas gelangen Elektronen und Ionen vor allem durch Diffusion. Da sich die Elektronen aufgrund ihrer größeren Diffusionskonstante deutlich schneller bewegen und daher auch schneller auf den Rand treffen, entsteht um das Plasma herum ein Mantel mit Ionenüberschuß, also positiver Raumladung. Dadurch werden weitere Elektronen auf dem Weg zum Rand gebremst. Im Gleichgewicht entsteht eine Situation, in der durch Elektronen genau so viel negative Ladung auf den Rand trifft wie positive Ladung durch Ionen. Der Strom von Ladungsträgern auf die Wände ist also im Mittel null.

Bifurkationsdiagramm der Entladungstypen

Zuletzt soll ein zusammenfassender Überblick über die bisher besprochenen Entladungstypen gegeben werden. Abbildung 1.4 (a) zeigt ein entsprechendes schematisches Bifurkationsdiagramm für Entladungen mit sinusförmiger Treiberspannung. Die Kontrollparameter sind die Amplitude \hat{U} und die Frequenz f der Treiberspannung. Alle anderen Parameter werden festgehalten. Für Spannungen unterhalb der Zündspannung des gegebenen Systems findet keine Entladung statt. Wird die Treiberspannung bei niedrigen Frequenzen

über die Zündspannung erhöht, so entsteht eine Glimmentladung, die sich durch genau einen Durchbruch pro Halbperiode des Treibers auszeichnet. Durch weitere Erhöhung der Treiberspannung geht die Entladung in eine Pseudoglimmentladung über. Dieser Übergang findet statt, wenn die Treiberspannung fast die doppelte Zündspannung erreicht hat. Im Wirkstromverlauf zeigen sich zunächst zwei Pulse pro Halbperiode. Bei weiterer Erhöhung der Treiberspannung kommen in äquidistanten Spannungsintervallen, deren Größe der Differenz von Zünd- und Löschspannung des Systems entspricht, weitere Strompulse hinzu.

Die Glimm- und die Pseudoglimmentladung gehören zu den stillen Entladungen. Der Übergang zu Funkenentladungen findet statt, wenn die Zündung eines Durchbruchs erst dann einsetzt, wenn die Zündspannung schon weit überschritten ist. Das ist der Fall, wenn der Spannungsanstieg $\frac{dU}{dt}$ einen kritischen Wert k überschreitet. Der Spannungsanstieg $\frac{dU}{dt}$ kann mit $\frac{\hat{U}}{T/4}$ abgeschätzt werden, wobei $T = 1/f$ die Periodendauer der Treiberspannung ist. Es ergibt sich dann

$$\frac{\hat{U}}{T/4} > k \quad \Leftrightarrow \quad \hat{U} > \frac{k}{4} T = \frac{k/4}{f}. \quad (1.6)$$

Die Funkenentladungen werden von den stillen Entladungen also durch eine Hyperbel abgegrenzt. Funken- und stille Entladungen gehören zu den Niederfrequenzentladungen (NF-Entladungen).

NF-Entladungen gehen in HF-Entladungen über, wenn die Dauer $T/2$ einer Halbperiode kleiner als die Flugzeit t_i^{fl} der Ionen ist. Letztere ist in

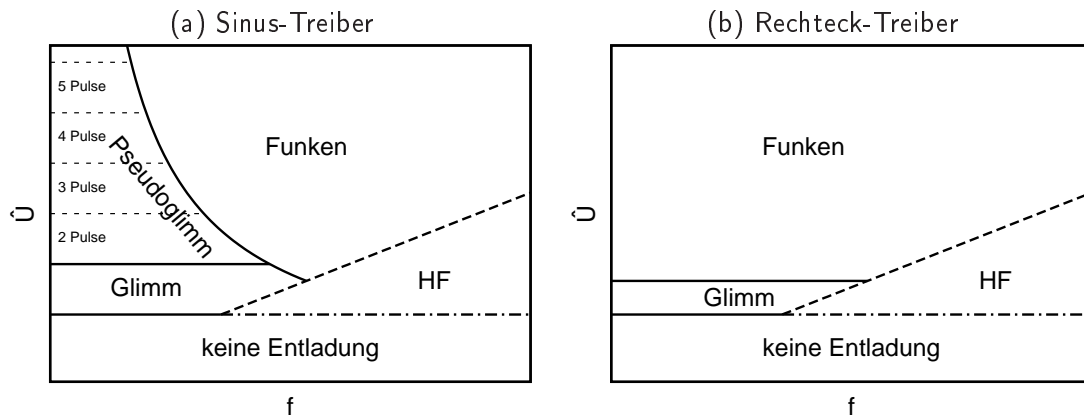


Abbildung 1.4: Schematische Bifurkationsdiagramme für dielektrische Barrierenentladungen mit Sinus- und Rechtecktreiber. Kontrollparameter sind die Amplitude \hat{U} und die Frequenz f der Treiberspannung. Alle anderen Parameter sind fest. Die Abschätzungen, die den qualitativen Verlauf der Bifurkationskurven begründen, werden im Text gegeben.

Gleichung 1.5 abgeschätzt. Es ergibt sich für den Übergang also folgende Abschätzung für die Frequenz $f = 1/T$ der Treiberspannung:

$$\frac{T}{2} < t_i^{\text{fl}} = \frac{d^2}{\mu_i(p) U_d} \Leftrightarrow f = \frac{1}{T} > \frac{\mu_i(p)}{2d^2} U_d. \quad (1.7)$$

NF- und HF-Entladungen werden also durch eine Ursprungsgerade voneinander getrennt. Der Übergang zu HF-Entladungen findet allmählich statt und ist daher mit einer gestrichelten Linie dargestellt. Die Zündspannung für Glimmentladungen kann mit dem Townsend-Mechanismus bestimmt werden und ist daher in Abb. 1.4 (a) als durchgezogene Linie dargestellt. Für die Zündung von HF-Entladungen gilt der Townsend-Mechanismus nicht, da die Sekundärelektronenemission an Bedeutung verliert. Die Zündspannung für HF-Entladungen ist daher als strichpunktierte Linie angedeutet.

Abbildung 1.4 (b) zeigt schematisch das modifizierte Bifurkationsdiagramm für Entladungen, die mit einer Rechteckspannung betrieben werden. Auch hier findet, wenn die Treiberspannungsamplitude \hat{U} unterhalb der Zündspannung des Systems ist, keine Entladung statt. Wird die Entladung mit einer hohen Treiberfrequenz f gezündet, so entsteht entsprechend der Abschätzung in Gleichung 1.7 eine HF-Entladung. Unterschreitet die Frequenz den durch Gleichung 1.7 gegebenen Wert, so geht die Entladung allmählich in eine NF-Entladung über, was wieder durch eine gestrichelte Linie angedeutet ist. Wie bereits erwähnt, hängt der Typ der NF-Entladung von der Steilheit des Spannungsanstiegs $\frac{dU}{dt}$ ab. Bei einer rechteckförmigen Treiberspannung ist dieser immer sehr groß, so daß fast immer eine Funkenentladung ausgebildet wird. Lediglich wenn die Spannungsamplitude recht klein, also nur wenig größer als die Zündspannung des Systems ist, reicht das elektrische Feld zur Zündung einer Funkenentladung nicht aus, und es wird eine Glimmentladung ausgebildet. Die Überlegungen zur Zündspannung für Entladungen mit Sinus-Treiber gelten für Rechteckspannungen genauso.

1.5 Strukturierte Entladungen

In diesem Abschnitt sollen kurz die Mechanismen vorgestellt werden, die für die Stabilisierung einer lateral strukturierten Entladung verantwortlich sind. Die Ausführungen werden bewußt knapp gehalten, da eine ausführliche Behandlung in Kapitel 10 erfolgt.

Abbildung 1.5 zeigt schematisch die Zustände eines dielektrisch behinderten Entladungssystems, in dem ein einzelnes Stromfilament brennt. In Abb. 1.5 (a) ist das System kurz vor dem Durchbruch dargestellt. Auf dem anodenseitigen Dielektrikum befindet sich positive und auf dem kathodenseitigen Dielektrikum negative Oberflächenladung. Die Oberflächenladungen

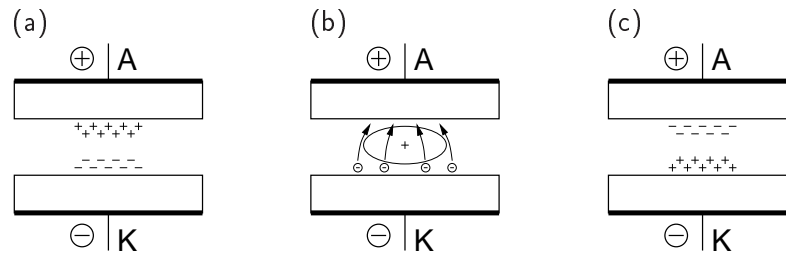


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der Mechanismen zur Stabilisierung eines Filamentes. \blacksquare Elektroden, \square Dielektrika, \ominus Elektron. (a) Kurz vor dem Durchbruch. Auf den dielektrischen Oberflächen befinden sich Oberflächenladungen, die aus dem vorherigen Durchbruch stammen und das elektrische Feld im filament erhöhen. (b) Während des Durchbruchs. Im Filament entsteht eine hohe Ionendichte. Elektronenlawinen werden durch die positive Raumladung in das Filament fokussiert. (c) Nach dem Durchbruch. Oberflächenladungen schirmen das elektrische Feld ab, so daß die Entladung erlischt.

stammen aus dem strukturierten Durchbruch in der letzten Halbwelle und sind daher im Filament konzentriert. Das elektrische Feld erfährt dadurch im Filament eine Verstärkung. Während die an den Elektroden angelegte Spannung steigt, wird daher im Filament die Zündbedingung zuerst erreicht. Auf diese Weise wirkt die Oberflächenladung zwischen zwei Durchbrüchen als Gedächtnis für die Struktur.

Sobald die Entladung gezündet ist, bildet sich im Filament eine positive Raumladungszone aus. Durch deren elektrisches Feld werden Elektronenlawinen im Randbereich des Filamentes in das Filament hineinfokussiert (Abb. 1.5 (b)). Dadurch wird eine Verbreiterung des Filamentes oder, wenn die externe Treiberspannung oberhalb der Zündspannung ist, die Neuzündung von Filamenten in der direkten Nachbarschaft unterbunden. Die Oberflächenladungen werden durch den Stromfluß zuerst abgebaut und dann mit umgekehrten Vorzeichen wieder aufgebaut. Die neu aufgebauten Oberflächenladungen schirmen das Feld der Elektroden mehr und mehr ab, so daß die Entladung erlischt (Abb. 1.5 (c)). In der nächsten Halbperiode des Treibers, in der die von außen angelegte Spannung das umgekehrte Vorzeichen hat, liefern die Oberflächenladungen wieder einen konstruktiven Beitrag zum elektrischen Feld.

Kapitel 2

Übersicht über selbstorganisierte Strukturen

In diesem Kapitel wird eine Übersicht über selbstorganisierte Strukturen gegeben, die in dielektrisch behinderten Gasentladungssystemen ähnlich dem in dieser Arbeit untersuchten System vorkommen. Im ersten Abschnitt (2.1) werden die hier dargestellten Systeme gegenüber anderen dielektrisch behinderten Gasentladungssystemen, die möglicherweise auch selbstorganisierte Strukturen zeigen, abgegrenzt. Im zweiten Abschnitt (2.2) werden Muster aus Systemen vorgestellt, die eine quasi eindimensionale Geometrie haben, und im letzten Abschnitt (2.3) werden Strukturen aus Systemen mit zweidimensionaler Geometrie, zu denen auch das in dieser Arbeit untersuchte gehört, gesammelt.

2.1 Allgemeine Charakterisierung der vorgestellten Systeme

Ein wesentliches Merkmal der hier vorgestellten Gasentladungssysteme ist das große Aspektverhältnis, d. h. der Entladungsabstand d ist mit 0.1 – 5 mm vergleichsweise klein, während die Ausdehnung in lateraler Richtung bis zu einigen Zentimetern reichen kann. Dementsprechend liegt das Interesse in einer lateralen Strukturierung der Gasentladung und nicht auf der ebenfalls vorhandenen longitudinalen Strukturierung in Stromflußrichtung.

Die hier gesammelten Experimente verwenden als Arbeitsgas Edelgase, Stickstoff, Luft oder Gemische dieser Gase bei einem Druck p von 1 – 1000 hPa. Durch Beimischung von Luft oder auch Wasserdampf erreicht man im allgemeinen eine größere Strukturenvielfalt und eine stärkere Dynamik der Muster. Die Zündspannung U_z der vorgestellten Systeme liegt bei etwa 100 –

1000 V, die Treiberspannung reicht hinauf bis zu einigen Kilovolt. Als Treiberspannung wird eine Sinus- oder Rechteckspannung mit einer Frequenz f von 1 kHz – 1 MHz verwendet. Es handelt sich daher durchgehend um NF-Entladungen und in den meisten Fällen auch um Glimm- oder Pseudoglimmentladungen. In lateral strukturierten Pseudoglimmentladungen können den verschiedenen Durchbrüchen häufig bestimmte Teile des Musters zugeordnet werden.

In einigen Experimenten reichen die Größen des pd -Produktes und der im Entladungsspalt entstehenden Feldstärke E jedoch aus, um in den Bereich der Funkenentladungen zu gelangen. Wegen der fehlenden zeitlichen Korrelation der Durchbrüche ist eine eindeutig gerichtete Wechselwirkung zwischen den Stromfilamenten nicht möglich. Dementsprechend dominieren in diesem Entladungstyp unregelmäßig angeordnete Filamente.

2.2 Systeme mit eindimensionaler Geometrie

Aus der Literatur sind, nach bestem Wissen des Autors, nur zwei Experimente bekannt, die sich mit quasi-eindimensionalen strukturierten Entladungen in dielektrischen Barrierenentladungen befassen. Ein Experiment stammt aus der Arbeitsgruppe Walhout und wird in [Guikema u. a., 2000, Klein u. a., 2001] beschrieben. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 2.1 (a) wiedergegeben. Das Gas strömt durch ein 30 cm langes Glasrohr mit einem Innendurchmesser von 2 mm und einem Außendurchmesser von 7,5 mm. Auf der Außenseite sind metallische Elektroden angebracht. Das Glas wirkt dabei als dielektrische Barriere. Die weiteren Parameter sind $p =$ Luftdruck, $\hat{U} = 400\text{--}1400$ V, $f = 1 - 20$ kHz \sim ; das Arbeitsgas besteht aus einer Mischung aus Helium und Argon. Die Gasentladung zündet in der Richtung senkrecht zu dem Glasrohr und kann von der Seite beobachtet werden.

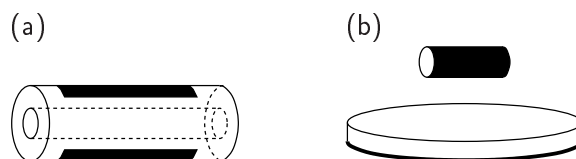


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau für Gasentladungssysteme mit quasi-eindimensionaler Geometrie. (a) Geometrie aus [Guikema u. a., 2000, Klein u. a., 2001]. Ein Glasrohr \square ist oben und unten je mit einer metallischen Elektrode \blacksquare versehen. Im Rohr befindet sich das Arbeitsgas, in dem die Entladung gezündet wird. (b) Aufbau aus [Radu u. a., 2004a, Radu u. a., 2005]. Die untere Elektrode besteht aus einer Glasplatte \square , die auf der Unterseite mit ITO \blacksquare beschichtet ist. Darüber befindet sich als Gegenelektrode ein metallischer Zylinder \blacksquare .

Es werden in einem weiten Parameterbereich filamentierte Entladungen beobachtet. Dabei handelt es sich zumeist um äquidistant angeordnete Filamente. Die Wellenlänge des Musters variiert mit der Treiberspannung. Es werden einfache Streifenmuster beobachtet, bei denen alle Filamente synchron in einem Wirkstropuls zünden. Bei höheren Spannungen können zwei Wirkstropulse beobachtet werden. Gleichzeitig halbiert sich die Wellenlänge des entstehenden Musters. Das neu entstandene Muster besteht aus zwei ineinander gelegten periodischen Mustern, die den beiden Wirkstropulsen zugeordnet werden können. Ein drittes Muster, bestehend aus abwechselnd breiteren und dünneren Filamenten, zeigt drei Wirkstropulse. Zeitaufgelöste Messungen zeigen, daß es ebenfalls aus zwei ineinandergelegten Teilmustern besteht, von denen in den drei Wirkstropulsen erst die breiten, dann die dünnen und zuletzt wieder die breiten Filamente zünden. Diese Muster scheinen das eindimensionale Äquivalent der zweidimensionalen Muster 26 und 27 in Abschnitt 2.3 zu sein.

Das zweite Experiment, das sich mit Strukturen in quasi-eindimensionalen dielektrischen Barrierenentladungen beschäftigt, wird in [Radu u. a., 2004a, Radu u. a., 2005] beschrieben. Der Aufbau ist in Abb. 2.1 (b) skizziert. Die obere, zylindrische Elektrode hat einen Durchmesser von 3,15 mm und eine Länge von 26,3 mm. Die untere Elektrode besteht aus einer Glasplatte, die auf der Unterseite mit ITO beschichtet ist. Der Entladungsabstand d zwischen Glasplatte und Zylinder kann variiert werden. Die Entladung wird von unten durch die Glasplatte beobachtet. Die weiteren Parameter sind p = Luftdruck, $\hat{U} = 500\text{--}1100\text{ V}$, $f = 10\text{ kHz}$ \sim ; als Arbeitsgas wird Helium verwendet.

Die beobachteten Entladungen sind allesamt Glimmentladungen. Für einen Entladungsabstand von $d = 0,6\text{ mm}$ wird entlang der zylinderförmigen Elektrode eine strukturierte Entladung aus acht äquidistanten Filamenten beobachtet. Mit steigender Treiberspannung werden die Filamente breiter und verschmelzen miteinander. Für größere Entladungsabstände ($d = 3\text{ mm}$) geht die Entladung in einen lateral homogenen Zustand über. Für kleinere Entladungsabstände ($d = 0,4\text{ mm}$) zündet die Entladung nicht mehr unter dem Zylinder, sondern entlang dessen Rand. Es entsteht damit eine quasi-eindimensionale Entladung auf einer geschlossenen, rechteckigen Linie. Auch diese Entladung ist fast äquidistant filamentiert. Auch hier werden die Filamente durch Erhöhen der Treiberspannung dicker, ohne daß sich die Wellenlänge stark ändert, bis die Filamente miteinander verschmelzen.

Zuletzt soll noch die Arbeit [Iza und Hopwood, 2005] vorgestellt werden, auch wenn sie durch die Verwendung einer HF-Entladung eigentlich aus dem gesteckten Rahmen fällt. Der in dieser Arbeit benutzte experimentelle Aufbau besteht aus einem Ring-Resonator, der als Kupferauflage auf einem dielektrischen Substrat aufgebracht ist. Der Entladungsspalt besteht aus einem Spalt

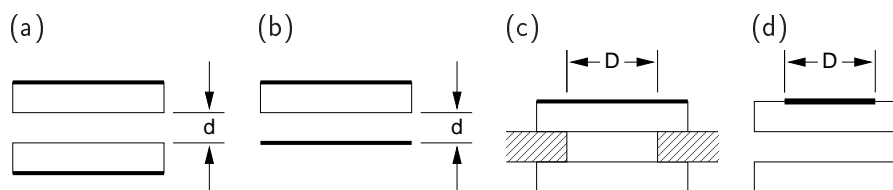


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der vorgestellten Gasentladungssysteme. **—** Elektroden, **□** Dielektrika, **▨** Dielektrischer Abstandhalter. (a) Aufbau mit zwei dielektrischen Barrieren. (b) Aufbau mit einer dielektrischen Barriere, Begrenzung des Entladungsgebietes durch (c) dielektrischen Abstandhalter und (d) Größe der Elektrode. Der Entladungsabstand ist d und die laterale Ausdehnung des Entladungsgebietes ist D .

der Breite $120 - 500 \mu\text{m}$ im Kupferferring. Weitere Parameter sind $p =$ Luftdruck, $\nu = 900 \text{ MHz}$, das Arbeitsgas ist Argon. Im Gasspalt entsteht eine Entladung, die bei geeigneten Parametern aus einem einzigen Filament besteht oder aber aus einer Reihe von periodisch angeordneten Filamenten. Es werden auch Muster beobachtet, bei denen zwischen den Filamenten leuchtende Punkte auftreten oder die Filamente selbst in Längsrichtung strukturiert sind. Diese Muster müssen jedoch bereits zu den quasi-zweidimensionalen Mustern gezählt werden.

2.3 Systeme mit zweidimensionaler Geometrie

Alle hier vorgestellten Entladungssysteme bestehen aus zwei planparallelen Elektroden, von denen mindestens eine dielektrisch behindert ist (Abb. 2.2 (a) und (b)). Die Länge des Entladungsspalt d ist immer deutlich kleiner als die laterale Ausdehnung D . Die Begrenzung des Entladungsgebietes in lateraler Richtung kann durch einen dielektrischen Abstandhalter geschehen (Abb. 2.2 (c)) oder durch eine entsprechend geformte Elektrode (Abb. 2.2 (d)). Zur Beobachtung der entstehenden Strukturen muß mindestens eine der Elektroden durchsichtig sein. Dazu kann die Elektrode als ITO-Beschichtung auf dem Dielektrikum ausgeführt sein, oder die dielektrisch behinderte Elektrode besteht aus einem mit Wasser gefüllten Glasgefäß, wobei das Wasser elektrisch kontaktiert wird.

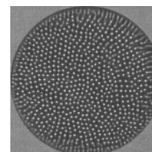
Die in diesem Abschnitt gezeigten Phänomene werden am Ende in einer Übersichtskarte dargestellt (Abb. 2.3), die eine grobe Einordnung im Parameterraum erlaubt. Die gezeigten Strukturen sind dort mit einer laufenden Nummer gekennzeichnet, die im Text mit **Nr.** wiederholt wird, so daß eine Zuordnung leicht möglich ist.

2.3.1 Unregelmäßige Filamentanordnungen

Die unregelmäßige Anordnung von Filamenten ist das Muster, welches am häufigsten beobachtet wird. Sie ist das einzige Muster, das auch in Funkenentladungen beobachtet wird. Beispiele dafür bei Atmosphärendruck in Luft **1** und Krypton **2** finden sich in [Radu u. a., 2003]. Es wird ein sinusförmiger Treiber ($\hat{U} = 2000 \text{ V}$) mit einer Frequenz von einigen kHz verwendet. Die Anzahl der entstehenden Filamente kann bei gegebenen Entladungsparametern stark von der Oberflächenbeschaffenheit der Dielektrika abhängen. In [Dong u. a., 2003b] **3** ($p = \text{Luftdruck}$, $f = \text{einige kHz}$, $f = 40 \text{ kHz}$) wird der Effekt der Oberflächenbehandlung durch eine Gasentladung in Luft untersucht. Nach einigen Minuten nimmt die Anzahl und die Dynamik der Filamente deutlich ab. In [Chirokov u. a., 2004] werden zwei Entladungen gezeigt, anhand derer man den Übergang von einer Funkenentladung zu einer Streamerentladung sehen kann.

Unregelmäßige Filamentanordnungen können aber auch in Glimm- oder Pseudoglimmentladungen auftreten. Einige Beispiele werden in dieser Arbeit gezeigt **4** (Abschnitte 4.1 und 4.2). Weitere Beispiele für unregelmäßig angeordnete Filamente in einer Argon-Glimmentladung finden sich in [Dong u. a., 2004d] **5** ($p = \text{Luftdruck}$, $\hat{U} = 2200 \text{ V} \sim$, $f = 26 \text{ kHz}$).

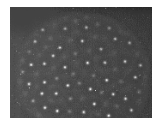
Die entstehenden Muster können, abhängig von den experimentellen Bedingungen, geringe bis hin zu sehr starker Dynamik aufweisen. Eine ausgezeichnete Bewegungsrichtung wird in [Brauer, 2000] **6** (Bild rechts, $p = 380 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 736 \text{ V} \sim$, $f = 170 \text{ kHz}$, $t_{\text{exp}} = 20 \text{ ms}$) beschrieben. Hier werden fortwährend Filamente am Rand des Entladungsgebietes erzeugt und bewegen sich zur Mitte, wo sie vernichtet werden.



Wenn das Entladungsgebiet sehr dicht mit Filamenten besetzt ist, wie z. B. in [Dong u. a., 2001] **7** ($p = \text{Luftdruck}$, $\hat{U} = 8000 \text{ V} \sim$, $f = 3 - 33,3 \text{ kHz}$, Luft), dann besteht zumindest eine Nahordnung der Filamente, die sich darin ausdrückt, daß es einen typischen Abstand zu den nächsten Nachbarn gibt. Im Unterschied zu den weiter unten beschriebenen regelmäßigen Anordnungen gibt es aber keine Fernordnung der Filamente.

Ein Muster mit eindimensionaler Nahordnung ist in [Breazeal u. a., 1995] **8** ($p = 930 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 365 \text{ V} \sqcap$, $f = 80 \text{ kHz}$) beobachtet worden. Hier ordnen sich die Filamente in kurzen, verzweigten Ketten an.

In [Zanin, 2001] **9** wird eine unregelmäßige Anordnung von Filamenten vorgestellt, die aus Filamenten unterschiedlicher Helligkeit besteht (Bild rechts, $p = 21 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 570 \text{ V} \sim$, $f = 50 \text{ kHz}$, N_2 , $D = 40 \text{ mm}$, $t_{\text{exp}} = 4 \mu\text{s}$). Es gibt zwei verschiedene Filamenttypen. Die helleren entstehen im ersten Durchbruch, während die dunkleren Filamente zusammen mit dem leuchtenden Hintergrund in einem zweiten Durchbruch in der selben Halberiode entstehen.

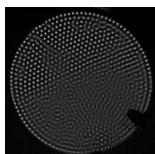
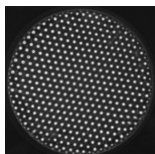


Die Entstehung einer unregelmäßigen Filamentanordnung aus einer homogenen Entladung während des Einschaltvorgangs wird in dieser Arbeit in Abschnitt 4.2 untersucht.

2.3.2 Regelmäßige Filamentanordnungen

Das am häufigsten beobachtete regelmäßige Muster ist die hexagonale Anordnung von Filamenten. Es handelt sich hierbei um eine generische Struktur, die in vielen Gasentladungssystemen und in einem weiten Parameterbereich vorkommt. Im Bild der Filamente als Einzelobjekte, also als solitäre Strukturen, läßt sich dieses Muster als optimale Anordnung von sich abstoßenden Teilchen erklären. Genauso kann ein hexagonales Muster aber auch als Turingmuster aufgefasst werden, das von einer charakteristischen Wellenlänge bestimmt wird. Eine detaillierte Darstellung dieser beiden Interpretationen findet sich in Kapitel 6. Da dieses Muster auf der Wechselwirkung der Filamente untereinander beruht, kann es nur in Glimm- oder Pseudoglimmentladungen auftreten, denn nur hier ist durch das synchrone Zünden der Filamente eine definierte Wechselwirkung möglich.

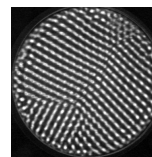
In der Literatur findet sich eine Vielzahl von hexagonalen Strukturen, z. B. [Boyers und Tiller, 1982] ($p =$ Luftdruck, $f = 40\text{--}125$ kHz \square , He + etwas Luft), [Breazeal u. a., 1995] **10** ($p = 930$ hPa, $\hat{U} = 365$ V, $f = 80$ kHz, He und Wasser), [Radu u. a., 2003] **11** ($p =$ Luftdruck, $\hat{U} = 1500$ V \sim , $f = 8$ kHz, Ar), [Dong u. a., 2004b] **12** ($p =$ Luftdruck, $\hat{U} = 6000$ V \sim , $f = 26$ kHz, Ar), [Brauer u. a., 1999a] **13** ($p = 327$ hPa, $\hat{U} = 561$ V \sim , $f = 220$ kHz, He), [Brauer, 2000] **14** ($p = 63$ hPa, $\hat{U} = 381$ V \sim , $f = 90$ kHz, He). Auch in dieser Arbeit werden hexagonale Anordnungen beobachtet **15** (Abschnitt 4.1). Hexagonale Anordnungen sind derart stabil, daß auch Defekte wie im Bild links **16** ($p = 201$ hPa, $\hat{U} = 461$ V \sim , $f = 200$ kHz, He, $t_{\text{exp}} = 20$ ms) ihre Stabilität nicht gefährden. In [Gurevich u. a., 2004] und [Breazeal u. a., 1995] **17** ($p = 930$ hPa, $\hat{U} = 360$ V, $f = 180$ kHz, He und Wasser) sind weitere Beispiele dafür gezeigt.



Hexagonale Anordnungen zeigen verschiedene Formen der Dynamik. Sehr oft ist eine Umorganisation der Filamente im Muster zu beobachten. Die dabei entstehende Dynamik ist typischerweise entlang der Achsen des hexagonalen Musters orientiert, wie es im Bild links **18** ($p = 201$ hPa, $\hat{U} = 500$ V \sim , $f = 200$ kHz, He, $t_{\text{exp}} = 33$ ms) zu sehen ist. Hexagonale Anordnungen mit einer Drift des ganzen Musters als zusammenhängende Struktur werden in [Dong u. a., 2003a] ($p =$ Luftdruck, $\hat{U} = 2200\text{--}3400$ V \sim , $f = 26$ kHz, Ar-Luft Mischung) beobachtet.

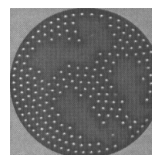
In [Müller u. a., 1997] **19** ($p = 419$ hPa, $\hat{U} = 474$ V \sim , $f = 200$ kHz, He) werden unabhängige Domänen von hexagonale Anordnungen beobachtet, die, ähnlich wie Kristallgitter, durch Korngrenzen voneinander getrennt

werden. Am Rande des Entladungsgebietes entstehen neue Filamente, laufen auf die Korngrenze zu und werden dort vernichtet. Die Korngrenzen unterliegen einer ständigen Veränderung von Position und Form. Ein weiteres Beispiel von hexagonalen Domänen **20** ($p = 201 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 430 \text{ V}$ \sim , $f = 200 \text{ kHz}$, He, $t_{\text{exp}} = 20 \text{ ms}$, $d = 0.5 \text{ mm}$) ist in der Abbildung rechts zu sehen.

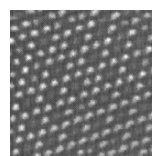


Eine besonders bemerkenswerte Dynamik ist in [Gurevich u. a., 2004] **21** ($p = 113\text{--}163 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 372\text{--}400 \text{ V}$ \sim , $f = 200 \text{ kHz}$, He) beobachtet worden. In einem auf 280 K gekühlten Aufbau entsteht auf dem gesamten Entladungsgebiet ein zusammenhängendes hexagonales Muster, welches als ganze Struktur rotiert. Dabei werden nur ausgewählte Rotationsgeschwindigkeiten beobachtet. Die Rotationssymmetrie des Musters wird mit Einsetzen der Bewegung gebrochen. Defekte im Muster stören die Stabilität des Musters nicht. Stattdessen werden Fehlstellen im Muster mitbewegt.

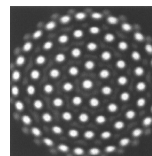
In [Brauer u. a., 1999a] wird die Rolle der Mehrfachdurchbrüche in strukturierten Pseudoglimmladungen untersucht. Die dort untersuchten Muster **22** ($p = 667 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 532\text{--}610 \text{ V}$ \sim , $f = 200 \text{ kHz}$, He) zeigen mit hexagonal angeordneten Filamenten bedeckte Domänen zusammen mit Flächen, die ein homogenes, schwaches Leuchten zeigen. Ein entsprechendes Bild ist rechts gezeigt. Im gleichzeitig gemessenen Stromverlauf sind in jeder Halbperiode der Treiberspannung zwei Wirkstrompulse zu sehen. Dabei kann der erste Durchbruch den Filamenten zugeordnet werden, während das homogene Leuchten im zweiten Durchbruch entsteht.



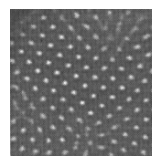
Bei der letzten hier vorgestellten Variante von hexagonalen Mustern handelt es sich um die doppelt-hexagonale Anordnung [Brauer, 2000] **23** ($p = 62 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 664 \text{ V}$ \sim , $f = 200 \text{ kHz}$, He). Diese Muster bestehen aus zwei verschiedenen Filamenttypen, die sich in ihrer Helligkeit voneinander unterscheiden. Die helleren Filamente bilden eine hexagonale Anordnung. Die dunkleren Filamente ersetzen in regelmäßigen Abständen ein helles Filament und bilden dabei eine hexagonale Anordnung auf größerer Längenskala. Das Bild rechts zeigt einen Ausschnitt von 25 mm Kantenlänge.



Neben hexagonalen Anordnungen gibt es noch weitere, wenn auch weitaus weniger häufige regelmäßige Filamentanordnungen. In [Ammelt u. a., 1993] ist eine Anordnung von Filamenten in konzentrischen Ringen beobachtet worden **24** ($p = 778 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 578 \text{ V}$ \sim , $f = 200 \text{ kHz}$, He, siehe Bild rechts). Die Ringe rotieren unabhängig voneinander und können die Rotationsrichtung spontan ändern.



Es sind auch einige quadratische Filamentanordnungen beobachtet worden. In [Brauer, 2000] **25** ($p = 119 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 640 \text{ V}$ \sim , $f = 200 \text{ kHz}$, He) wird ein solches Muster mit dynamischen Veränderungen beschrieben, das in einem engen Parameterbereich existiert. Ein Beispiel ist im Bild rechts zu



sehen. Es zeigt einen Ausschnitt mit 25 mm Kantenlänge.

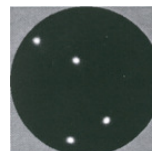
Eine weitere quadratische Anordnung wird in [Dong u. a., 2003c] **26** (p = Luftdruck, $\hat{U} = 2400 \text{ V}$ \sim , $f = 26 \text{ kHz}$, Ar) untersucht. Der mit einem Sekundärelektronenvervielfacher aufgenommene temporale Helligkeitsverlauf zeigt zwei Durchbrüche pro Halbwelle der Treiberspannung. Wenn man sich das Muster schachbrettartig zerlegt denkt, dann können die beiden sich ergebenden Teilmuster den beiden Wirkstrompulsen zugeordnet werden. In [Dong u. a., 2004a] **27** (p = Luftdruck, $\hat{U} = 4200 \text{ V}$ \sim , $f = 62 \text{ kHz}$, Ar) wird bei höherer Spannung ein dritter Durchbruch beobachtet. Das beobachtete Muster besteht aus schachbrettartig ineinandergelegten Teilmustern, von denen eines aus helleren Filamenten besteht, die im ersten und dritten Durchbruch der Halbperiode zünden, während das zweite Teilmuster die dunkleren Filamente, die nur im zweiten Durchbruch zünden, beinhaltet.

In [Shirafuji u. a., 2003] **28** ($p = 280 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 1000\text{--}1070 \text{ V}$ \sim , $f = 500 \text{ kHz}$, Ar) werden wenige Filamente auf einem verhältnismäßig kleinen Entladungsgebiet untersucht. Es entstehen ein bis sechs Filamente, die sich in größtmöglichem Abstand voneinander anordnen. Die Geometrie des Musters ist daher maßgeblich vom Rand des Entladungsgebietes mitbestimmt. Diese Muster werden als regelmäßige Anordnungen klassifiziert, da, anders als bei Einzelfilamenten, die Wechselwirkung der Filamente untereinander eine wichtige Rolle spielt. Im Gegensatz zu den weiter unten beschriebenen Quasi-Molekülen besteht zwischen den hier beschriebenen Filamenten eine abstoßende Wechselwirkung.

2.3.3 Einzelfilamente

Alle bisher betrachteten Muster bestehen aus einer Anordnung von vielen Filamenten. Im Falle der regelmäßigen Filamentanordnungen stehen die Einzelfilamente in bestimmten, für das jeweilige Muster typischen Abständen zueinander, weswegen das Muster als eine Einheit betrachtet werden kann. Im Falle der unregelmäßigen Filamentanordnungen gibt es zwar im Muster keine feste Beziehung zwischen den Einzelfilamenten, doch entstehen diese Muster als Ganzes, meist durch Überschreiten der Zündspannung aus dem ungezündeten Zustand heraus. Im Folgenden sollen Muster gezeigt werden, die aus einem oder nur wenigen Filamenten bestehen, die keine Wechselwirkung untereinander erfahren und auch nicht maßgeblich vom Rand des Entladungsgebietes beeinflusst werden. Weiterhin sind die betrachteten Filamente in ihrer Größe und Form stabil gegen Störungen, wie sie durch systemeigenes Rauschen vorkommen, und werden auch durch die Nähe des Randes oder anderer Filamente nicht merklich verändert. Sie werden daher als solitäre Strukturen, Quasi-Teilchen oder, aufgrund des fortwährenden Energiedurchsatzes im Gasentladungssystem, als dissipative Solitonen bezeichnet.

Beim erstmaligen Zünden einer dielektrischen Barrierentladung entstehen bei geeigneter Wahl der Parameter zunächst viele regelmäßig oder unregelmäßig angeordnete Filamente. Um wenige oder ein einzelnes Filament zu erhalten, muß die Treiberspannung im gezündeten System gesenkt werden. Bei einer Treiberspannung unterhalb der Zündspannung verlöschen viele Filamente entweder spontan oder bei einer Kollision mit anderen Filamenten [Müller u. a., 1997, Brauer u. a., 1999a]. Eine detaillierte Beschreibung dieses Bifurkationsszenarios findet sich in Abschnitt 4.1. Im Bild rechts **29** ($p = 327 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 561 \text{ V}$ \sim , $f = 220 \text{ kHz}$, He, $t_{\text{exp}} = 40 \text{ ms}$, $D = 20 \text{ mm}$) aus [Brauer u. a., 1999a] ist eine Gasentladung mit nur vier Filamenten zu sehen. In [Brauer, 2000] werden auch spontane Generationen von Filamenten beobachtet. Diese sind aber selten und finden nur in der Nähe bereits bestehender Filamente in einer dichten Filamentanordnung statt.



Die Dynamik der Einzelfilamente kann sehr unterschiedlich sein. In Heliumentladungen werden auf neuen [Brauer, 2000], verunreinigten oder feuchten dielektrischen Oberflächen schnell bewegte Filamente mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung von 100 mm/s beobachtet. Derartige Bewegungen werden in Kapitel 5 **30** näher untersucht. Für die Bewegung der Filamente spielt die Beschaffenheit der Oberflächen eine besondere Rolle. Außerdem kann zwischen rein rauschgetriebener, sogenannter „Brownscher“ Bewegung, und „intrinsischer“ Bewegung unterschieden werden. Der Übergang erfolgt in einer Driftbifurkation. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in Abschnitt 5.4.

Eine besondere Form von bewegten Einzelfilamenten wird in [Ammelt u. a., 1993] **31** ($p = 731 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 552 \text{ V}$ \sim , $f = 200 \text{ kHz}$, He) beschrieben. Die Filamente bewegen sich mit hoher Geschwindigkeit (etwa 100 m/s) auf geschlossenen, aber nicht notwendigerweise kreisförmigen Bahnen. Mit dem bloßen Auge erscheinen die bewegten Filamente daher als linienförmige Objekte, wie das Bild rechts ($D = 13 \text{ mm}$) zeigt. Die bewegten Filamente können mit stehenden Filamenten koexistieren.

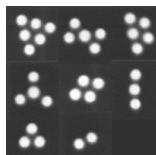


Auf dielektrischen Oberflächen, die schon einige Zeit (einige Minuten) in Gebrauch sind, nimmt die Dynamik aller Muster deutlich ab (siehe auch [Dong u. a., 2003b]). Dementsprechend werden hier auch langsam bewegte Filamente mit Geschwindigkeiten von $0,1 \text{ mm/s}$ bis zu einigen 10 mm/s beobachtet, z. B. **32** ($p = 202 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 358 \text{ V}$ \sim , $f = 100 \text{ kHz}$, He, $D = 20 \text{ mm}$) mit $21,5 \pm 6,6 \text{ mm/s}$ [Brauer, 2000]. Besonders häufig sind solche langsamen Filamente in Entladungen in Stickstoff oder Luft zu beobachten.

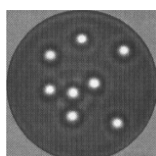
2.3.4 Quasi-Moleküle

Bei den in diesem Abschnitt gezeigten Mustern handelt es sich um Strukturen aus wenigen, fest miteinander verbundenen Einzelfilamenten. Als Ver-

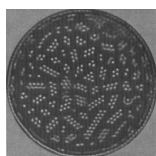
bund von mehreren, in sich stabilen Teilchen werden sie als Quasi-Moleküle bezeichnet. Der Zusammenhalt der Filamente wird durch eine anziehende Wechselwirkung gewährleistet, deren Ursache in den meisten Fällen bisher nicht geklärt ist.



In [Ammelt u. a., 1993] **33** ($p = 419$ hPa, $\hat{U} = 438\text{--}495$ V \sim , $f = 200$ kHz, He, $D = 13$ mm) werden Quasi-Moleküle aus zwei bis sechs Einzelfilamenten vorgestellt. Im Bild links werden entsprechende Ausschnitte gezeigt. Diese Muster werden, wie Einzelfilamente auch, durch Absenken der Spannung aus einem Zustand mit vielen Filamenten erzeugt. Dabei verlöschen die meisten Filamente und es bleiben nur noch wenige übrig, die dann ein Quasi-Molekül bilden. Die gezeigten Muster sind von links oben nach rechts unten zeilenweise nach fallender Spannung sortiert. Die Strukturen sind im wesentlichen stationär. Bei langer Beobachtung ist eine Driftbewegung mit gelegentlicher Rotation zu beobachten.



Bisher selten sind in dielektrischen Barrierentladungen Filamente mit oszillierenden Ausläufern beobachtet worden. Ein Beispiel aus [Brauer, 2000] **34** ($p = 66$ hPa, $\hat{U} = 536$ V \sim , $f = 80$ kHz, He, $t_{\text{exp}} = 40$ ms, $D = 20$ mm) ist links zu sehen. Die Quasi-Moleküle entstehen durch Kollisionsprozesse der Filamente oder durch Neuzündung von Filamenten an bestehenden Filamenten. Diese Untersuchungen wurden in Systemen mit einer metallisch beschichteten dielektrischen Barriere gemacht. Ähnliche Strukturen werden aber auch ohne Metallbeschichtung beobachtet. In einem ähnlichen Experiment in Stickstoff mit Halbleiterelektrode und einer dielektrisch behinderten Elektrode ist gezeigt worden, daß Filamente, Hintergrundleuchten und Ringe der oszillierenden Ausläufer in drei separaten Wirkstrompulsen entstehen [Zanin, 2003] **35**.



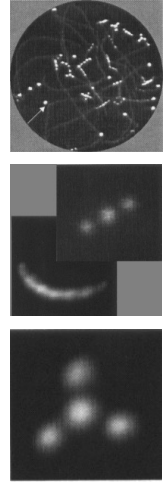
Wird in einer strukturierten Entladung mit dichter Filamentanordnung die Treiberspannung erhöht, so entstehen bei geeigneter Wahl der Parameter viele Filamenthaufen (Cluster) aus 2–20 Filamenten, die sich im Entladungsgebiet bewegen [Brauer, 2000] **36** ($p = 350$ hPa, $\hat{U} = 666$ V \sim , $f = 200$ kHz, He, $t_{\text{exp}} = 20$ ms, $D = 50$ mm, siehe Bild links). Die Bewegung findet bevorzugt entlang der Clusterachsen statt. Aufgrund der fehlenden Ordnung der Cluster untereinander wird dieses Muster als „Clustergas“ bezeichnet. Stöße der Cluster untereinander können zum Umgruppieren der Cluster oder zur Vernichtung einzelner Filamente führen. Neue Cluster werden am Systemrand erzeugt.



Auf feuchten, aufgerauhten dielektrischen Barrieren können bei geeigneter Wahl der Parameter Ringmoleküle beobachtet werden. Ein Beispiel ist im Bild links **37** ($p = 102$ hPa, $\hat{U} = 750$ V \sim , $f = 200$ kHz, He, $t_{\text{exp}} = 100$ μ s, $D = 40$ mm) zu sehen. Sie entstehen aus einer Anordnung dichter Filamente durch absenken der Treiberspannung. Die Ringe bestehen aus drei bis acht Einzelfilamenten und unterliegen ständiger Umorganisation. Bei Zusammen-

stößen von zwei Ringmolekülen können Filamente ausgetauscht werden oder beide Ringe können verschmelzen. Zu große Ringe schnüren sich ein, teilen sich und zerfallen in zwei kleinere Ringe. Die Ringmoleküle bewegen sich mit der gleichen Geschwindigkeit, die in diesem Parameterbereich für Einzelfilamente üblich ist (etwa 100 mm/s).

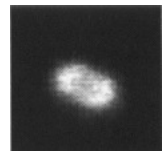
Im Folgenden wird eine Reihe von Quasi-Molekülen vorgestellt, die aus ungleichartigen Einzelfilamenten bestehen. In [Brauer, 2000] koexistieren diese Strukturen in einer Entladung in einem Helium-Luft-Gemisch mit Einzelfilamenten ($p = 70$ hPa, $\hat{U} = 695\text{--}725$ V \sim , $f = 200\text{--}226$ kHz). Ein Beispiel **38** ist im Bild rechts ($t_{\text{exp}} = 40$ ms, $D = 50$ mm) gezeigt. Quasi-Moleküle aus zwei unterschiedlich großen Filamenten bewegen sich in Richtung des kleineren Filamentes mit etwa 5 – 10 m/s über das Entladungsgebiet [Brauer u. a., 2000] und können an stehenden Filamenten stoßen (Pfeil). Strukturen aus drei Filamenten werden rechts mit einer Belichtungszeit von $t_{\text{exp}} = 22,1$ μ s (oben) und $t_{\text{exp}} = 40$ ms (unten) gezeigt. Das mittlere Filament ist größer als die beiden äußeren. Auf ms-Zeitskala können die 3er-Moleküle entlang der Hauptachse als Ganzes oszillieren. Außerdem werden auch Quasi-Moleküle aus vier Filamenten beobachtet (Bild rechts, $t_{\text{exp}} = 40$ ms), die rotieren und über das Entladungsgebiet driften können. Dabei ist das Zentralfilament größer als die Satellitenfilamente. Bei allen hier gezeigten Strukturen entstehen die Filamente in zwei aufeinanderfolgenden Wirkstrompulsen in einer Halbperiode des Treibers, wobei das größere Filament dem ersten Durchbruch zugeordnet werden kann.

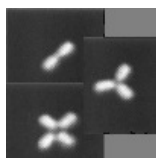


2.3.5 Deformierte Filamente

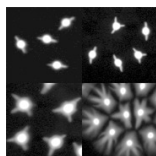
In diesem Abschnitt werden Strukturen behandelt, deren Filamente von der runden Geometrie, wie sie bei den bisherigen Mustern gegeben war, abweichen. Im Gegensatz zu den weiter unten in Abschnitt 2.3.6 vorgestellten Mustern bestehen die hier gezeigten Strukturen aber aus einzelnen, lokalisierten Strukturen. In Entladungen in Helium treten fast ausschließlich runde Filamente auf [Brauer, 2000]. Wird dem Arbeitsgas aber Luft beigemischt, so treten mit abnehmendem Heliumanteil vermehrt deformierte Filamente auf.

In [Brauer, 2000] werden einer Heliumentladung etwa 10 % Luft beigemischt. Durch Absenkung der Spannung entstehen aus radialsymmetrischen Filamenten hantelförmige Filamente, siehe Bild rechts **39** ($p = 383$ hPa, $\hat{U} = 605$ V \sim , $f = 180$ kHz, He + 10 % Luft, $t_{\text{exp}} = 50$ μ s), die mit einer Winkelgeschwindigkeit von einigen zehn Grad/s rotieren können. Beim Übergang von radialsymmetrischen zu hantelförmigen Filamenten tritt eine Oszillation mit einer Periodendauer von einigen ms zwischen beiden Zuständen auf [Müller u. a., 1999a], die als Atmungsmoden aufgefasst werden kann.

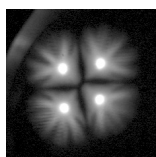




Wird der Anteil an Luft in der Entladung weiter erhöht, so werden komplexere Deformationen beobachtet. Das Bild links **40** ($p = 390$ hPa, $\hat{U} = 650$ V \sim , $f = 180$ kHz, He + 11 % Luft, $t_{\text{exp}} = 20$ ms) zeigt entsprechende Beispiele aus [Brauer, 2000]. Es werden zwei-, drei- und vierarmige Filamente beobachtet. Auf einer Zeitskala von Sekunden treten Rotation und Drift auf. Eine weitere Erhöhung des Luftanteils führt zu den verzweigten Mustern 60 und 61.

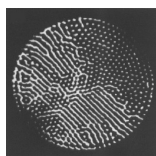


Eine ganz andere Deformation von Filamenten ist in [Zanin, 2003] in einer Stickstoffentladung beobachtet worden. Mit größer werdendem Entladungsspalt bekommen die Filamente eine verästelte Korona. Die Bilder links **41** ($p = 125$ hPa, $\hat{U} = 2000$ V \sim , $f = 50$ kHz, N₂) haben von oben links nach unten rechts eine Dicke des Entladungsspalt von 0,6 mm, 1,0 mm, 2,0 mm und 2,6 mm. Bei der Korona handelt es sich um eine Oberflächenentladung auf den Dielektrika, die gegen Ende des Wirkstrompulses stattfindet. Die verästelten Filamente tendieren dazu, sich in Clustern anzuordnen. Dabei bleiben sie durch eine dunkle Linie auf der Mitte ihres Abstands streng getrennt, wie im Bild links **42** zu sehen ist. Die Filamentzentren können als Zentren von Voronoizellen [Voronoi, 1908] interpretiert werden, wobei die dunklen Linien zwischen den Filamenten die entstehenden Voronoizellen begrenzen. In [Zanin, 2003] und [Zanin u. a., 2002] werden diese selbstorganisierten Voronoizellen näher untersucht. Außerdem werden auch Voronoizellen zu vorgegebenen Zentren erzeugt.



2.3.6 Nichtfilamentäre Muster

In diesem Abschnitt werden Muster in dielektrischen Barrierentladungen gesammelt, die sich nicht aus Stromfilamenten zusammensetzen. Die einfachste Form dieser Muster sind Streifenmuster.



In [Dong u. a., 2004b, Dong u. a., 2004d] **43** ($p =$ Luftdruck, $\hat{U} = 9000$ V \sim , $f = 26$ kHz, Ar) und [Boyers und Tiller, 1982] ($p =$ Luftdruck, \square , $f = 40$ –125 kHz, He + etwas Luft) werden mit steigender Treiberamplitude Übergänge von hexagonalen Mustern zu Streifen beobachtet, wobei benachbarte Filamente nach und nach zusammenwachsen. In [Müller u. a., 1999b] **44** wird eine Koexistenz von Streifen und Hexagonen beobachtet, bei der die Streifen aus schnell bewegten Filamenten entlang der Achsen des Hexagons bestehen. Ein Beispiel ist links ($p = 243$ hPa, $\hat{U} = 870$ V \sim , $f = 200$ kHz, He, $t_{\text{exp}} = 20$ ms, $D = 50$ mm) zu sehen.

Reine Streifenmuster werden in [Breazeal u. a., 1995] bei verschiedenen Parametern beobachtet. In reinem Helium sind die entstehenden Muster statisch **45** ($p = 930$ hPa, $\hat{U} = 350$ V \square , $f = 45$ kHz, He). Durch Beimischung von etwas Wasser entstehen Streifen, deren Orientierung schnell zwischen

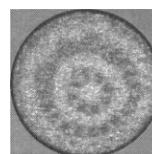
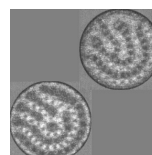
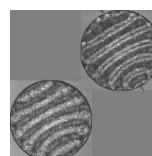
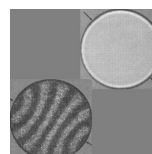
verschiedenen bevorzugten Richtungen wechselt **46** ($p = 400$ hPa, $\hat{U} = 340$ V \square , $f = 180$ kHz, He + 0,3 % Wasser).

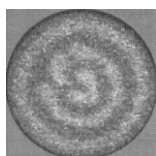
Eine weitere Beobachtung von Streifenmustern findet sich in [Ammelt u. a., 1993] in einem System mit rechteckigem Entladungsgebiet. **47** ($p = 470$ hPa, $\hat{U} = 570$ – 580 V \sim , $f = 373$ kHz, He). Die Streifen entstehen aus einer homogenen Entladung durch Absenken der Treiberspannung. Die bevorzugte Wellenlänge des Streifenmusters hängt von der Treiberspannung ab, zugleich muß die realisierte Wellenlänge zur Abmessung des Systems passen. Daher ändert sich die Wellenlänge bei Variation der Treiberspannung abrupt.

In Kapitel 6 dieser Arbeit wird ein Bifurkationszenario von hellen Filamenten über Streifen- und Labyrinthmuster zu dunklen Filamenten untersucht. Ein Beispiel der dabei auftretenden Streifen ist im Bild rechts gezeigt **48** ($p = 200$ hPa, $\hat{U} = 550$ V \sim , $f = 13$ kHz, He). Die Streifen können verzweigt sein und unterliegen einer ständigen Umorganisation. Auf dem Rand enden diese Streifen immer im rechten Winkel. Bei den ebenfalls sichtbaren dunklen Punkten handelt es sich um dunkle Filamente, die im Muster 66 beschrieben werden.



Eine besondere Form von Streifen findet sich in [Brauer, 2000] **49** ($p = 600$ hPa, $\hat{U} = 484$ V \sim , $f = 247$ kHz, He). Während einer Halbperiode der Treiberspannung bildet sich ein Streifenmuster mit einer typischen Wellenlänge von 3,2 mm aus (siehe Bild rechts unten, $t_{\text{exp}} = 2 \mu\text{s}$, $D = 20$ mm). Die Streifen versuchen sich senkrecht zum Rand auszurichten. In der folgenden Halbperiode bildet sich ein komplementäres Muster. Es entsteht ein Periode-2-Muster. Auf einer längeren Zeitskala ist ein homogenes Leuchten zu sehen (oberes Teilbild, $t_{\text{exp}} = 4 \mu\text{s}$). Bei einem Druck von $p = 400$ hPa treten oberhalb der Zündspannung weitere Bifurkationen auf **50**. Bei $\hat{U} = 477$ V tragen die Streifen in einer Halbperiode zusätzlich Rillen. In der folgenden Halbperiode bilden sich an den gleichen Stellen schmale Streifen, inverse Rillen, aus. Es hat also ein Symmetriebruch zwischen den Treiberperioden stattgefunden. Die Leuchtdichteintensitäten der Durchbrüche beider Halbperioden sind im Bild rechts ($t_{\text{exp}} = 2 \mu\text{s}$, $D = 20$ mm) zu sehen. Bei höherem Druck und höherer Treiberspannung werden weitere Bifurkationen beobachtet. Zunächst werden die Streifen in Längsrichtung strukturiert. Zwei aufeinanderfolgende Treiberperioden zeigen nach wie vor eine komplementäre Leuchtintensität, aber der Modulationsgrad der Leuchtintensität ist verschieden. Ein Beispiel ist im Bild rechts zu sehen **51** ($p = 600$ hPa, $\hat{U} = 634$ V \sim , $f = 247$ kHz, He). Durch weitere Erhöhung der Treiberspannung auf $\hat{U} = 680$ V bilden sich konzentrische Ringe **52** (siehe Bild rechts, $t_{\text{exp}} = 2 \mu\text{s}$, $D = 20$ mm). Die Ringe bilden dabei gelegentlich durch Umorganisation Spiralmuster **53** aus. Diese Spiralen sind allerdings recht instabil und daher meist unvollständig und bestehen nur für kurze Zeit (etwa 100 ms).





Ein Beispiel aus [Brauer, 2000] ist im Bild links zu sehen ($p = 700$ hPa, $\hat{U} = 706$ V \sim , $f = 247$ kHz, He, $t_{\text{exp}} = 2 \mu\text{s}$, $D = 20$ mm).

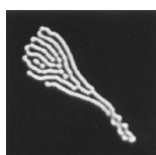
In [Gurevich u. a., 2003] werden konzentrische Ringe in einer Stickstoffentladung beobachtet **54** ($p = 2.5$ hPa, $\hat{U} = 525$ V \sim , $f = 50$ kHz, N_2). Die Entladung findet in zwei Durchbrüchen pro Halbperiode des Treibers statt. Aufnahmen der Leuchtdichtevertellung der einzelnen Durchbrüche zeigen, daß die Ringe alternierend zu zwei ineinandergelegten Teilmustern gehören, die in den verschiedenen Durchbrüchen entstehen.

Die konzentrischen Ringe aus [Breazeal u. a., 1995] **55** ($p = 400$ hPa, $\hat{U} = 340$ V \sqcap , $f = 190$ kHz, He + 0,3 % Wasser) weisen eine besondere Dynamik auf. Ein in der Mitte des Entladungsgebietes befindlicher heller Punkt sendet mit einer Wiederholrate von etwa einer Sekunde wellenartig konzentrische Ringe aus. Der Modulationsgrad der Leuchtdichtevertellung nimmt nach außen schnell ab, so daß die Ringe verwischen.

Aus vielen musterbildenden Systemen ist bekannt, daß in Parameterbereichen, in denen konzentrische Ringe beobachtet werden, häufig auch Spiralmuster entstehen können. Ein entsprechendes Beispiel ist mit den Mustern **52** und **53** bereits gezeigt worden. In der Arbeit [Dong u. a., 2004c] werden Spiralmuster in einer Argonentladung mit Beimischungen von Luft untersucht ($p =$ Luftdruck, $\hat{U} = 3100\text{--}8500$ V \sim , $f = 60$ kHz, Ar mit etwa 1 % – 5 % Luft). Es werden einarmige **56** und mehrarmige **57** Spiralen beobachtet, die vorübergehend in konzentrische Ringe **58** übergehen und dabei ihre Drehrichtung ändern können. Auch Übergänge von einarmigen zu mehrarmigen Spiralen sind möglich. Außerdem zeigen die Spiralen je nach den Randbedingungen des Entladungssystems Rotation und Drift. Für höhere Spannungen gehen die Muster in ein Spiral-Defekt-Chaos **59** über.



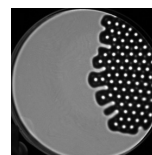
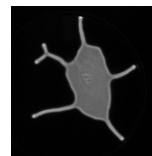
In [Brauer, 2000] werden bei einem hohen Luftanteil im Arbeitsgas (He + ~ 15 % Luft) verzweigte, linienförmige Objekte beobachtet **60**, die einer ständigen Bewegung und Umformung unterworfen sind. Ein Beispiel ist im Bild links ($p = 400$ hPa, $\hat{U} = 950$ V \sim , $f = 170$ kHz, $t_{\text{exp}} = 40$ ms, Bildausschnitt mit 45 mm Kantenlänge) zu sehen. In engen Parameterbereichen ordnen sich die Linien parallel an und bilden Labyrinth **61** (Bild links, $p = 426$ hPa, $\hat{U} = 962$ V \sim , $f = 170$ kHz, $t_{\text{exp}} = 40$ ms, Bildausschnitt mit 28 mm Kantenlänge).



Ein weiteres labyrinthartiges Muster ist in [Zanin, 2003] beobachtet worden. Bei dem hier verwendeten Gasentladungssystem besteht eine Elektrode aus einem GaAs-Wafer ohne weitere dielektrische Barriere. Die hochohmige Eigenschaft des GaAs-Wafers spielt für dieses Muster eine wichtige Rolle, denn die beobachteten Entladungen entstehen entlang der Waferoberfläche, so daß der stromführende Kanal von der Seite beobachtet wird (Bild links, $p = 61$ hPa, $\hat{U} = 1620$ V \sim , $f = 50$ kHz, N_2 , $t_{\text{exp}} = 40$ ms, $D = 40$ mm). Eine

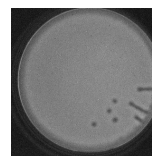
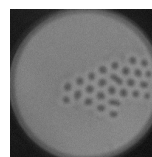
Einordnung in das Übersichtsdiagramm auf Seite 42 ist daher nicht sinnvoll.

Besonders auf unbenutzten dielektrischen Oberflächen werden häufig homogene Entladungen beobachtet, die das Entladungsgebiet nur teilweise bedecken. Durch Senkung der Treiberspannung verkleinert sich die durch die Entladung bedeckte Fläche, wobei häufig fingerartige Strukturen **62** auf der zuvor noch bedeckten Fläche zurückbleiben. Ein Beispiel aus [Zanin, 2003] ist im Bild rechts gezeigt ($p = 305 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 230 \text{ V}$ \sim , $f = 220 \text{ kHz}$, He, $D = 40 \text{ mm}$), ein ähnliches Muster wird in [Ammelt u. a., 1993] beschrieben. Wird die Spannung wieder erhöht, wächst die Fläche der homogenen Entladung wieder, bis sie das Entladungsgebiet vollständig bedeckt. Nach einigen Minuten Gebrauch entsteht durch weitere Erhöhung der Treiberspannung ein hexagonales Muster, indem sich die Domäne der homogenen Entladung zurückzieht. An der Grenze zwischen homogener und filamentierter Entladung bilden sich abermals fingerartige Strukturen, die von der homogenen Entladung abreißen und dann zu Filamenten werden. Einen solchen Übergang zeigt das Bild rechts (aus [Zanin, 2003], $p = 250 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 330 \text{ V}$ \sim , $f = 220 \text{ kHz}$, He, $t_{\text{exp}} = 40 \text{ ms}$, $D = 40 \text{ mm}$).

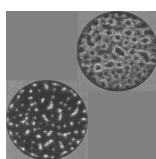


Zuletzt sollen in diesem Abschnitt Muster gezeigt werden, die filamentären Mustern ähnlich sehen, aber eine invertierte Leuchtdichteverteilung aufweisen, also aus dunklen, nicht-stromführenden Filamenten aufgebaut sind. Das am häufigsten beobachtete Muster dieser Art ist die invertierte hexagonale Struktur, die auch als „Honigwabe“ bezeichnet wird. Derartige Strukturen entstehen aus Streifenmustern, üblicherweise durch Erhöhung der Treiberspannung. Beispiele dafür finden sich in [Boyers und Tiller, 1982] ($p = \text{Luftdruck}$, \square , $f = 40\text{--}125 \text{ kHz}$, He + etwas Luft) und [Breazeal u. a., 1995] **63** ($p = 930 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 320 \text{ V}$ \square , $f = 6 \text{ kHz}$, He). In letzterer Arbeit wird auch ein inverses Punktmuster mit gestörter hexagonaler Anordnung beschrieben **64** ($p = 400 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 255 \text{ V}$ \square , $f = 100 \text{ kHz}$, He + 0,7% – 2,7% Luft).

In Kapitel 6 dieser Arbeit wird eine Bifurkationszenario beschrieben, das ebenfalls inverse Hexagone enthält. Aus einer homogenen Entladung entsteht dieses Muster durch Absenken der Treiberfrequenz oder der Treiberspannung. Ein Beispiel für das entstehende Muster ist im Bild rechts **65** ($p = 200 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 550 \text{ V}$ \square , $f = 12 \text{ kHz}$, He, $t_{\text{exp}} = 4 \text{ ms}$, $D = 40 \text{ mm}$) gezeigt. Durch weiteres Absenken der Treiberfrequenz oder der Treiberspannung entsteht das unter Nummer 48 beschriebene Streifenmuster. Werden Treiberspannung oder -frequenz von dort aus wieder erhöht, so entstehen einzelne dunkle Filamente, die sich unabhängig voneinander bewegen können **66** (Bild rechts, $p = 200 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 550 \text{ V}$ \square , $f = 14,3 \text{ kHz}$, He, $t_{\text{exp}} = 4 \text{ ms}$, $D = 40 \text{ mm}$).



Eine andere Art von dunklen Filamenten ist in [Brauer, 2000] beobachtet worden. **67**. In einer Halbperiode zündet eine unregelmäßige Anordnung



von teilweise deformierten Filamenten. In der darauffolgenden Halbperiode zündet das komplementäre Muster. Dabei sind um die jetzt dunklen Filamente herum allerdings hellere Ringe zu sehen, so daß die Überlagerung beider Bilder, und damit auch der Eindruck bei Betrachtung mit dem bloßen Auge, kein homogenes Erscheinungsbild ergibt. Ein Beispiel ist im Bild links ($p = 400$ hPa, $\hat{U} = 404$ V \sim , $f = 600$ kHz, He, $t_{\text{exp}} = 0,83$ μ s, $D = 20$ mm) zu sehen.

2.3.7 Zeitskalen und Dynamik

Die in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Phänomene zeigen vielfältige Formen der Dynamik, die zum Teil auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen ablaufen. Dementsprechend kommen sehr unterschiedliche physikalische Prozesse als Ursache für die Bewegung der Muster in Frage. Bei einigen Mustern ist der Mechanismus der Dynamik bereits bekannt, bei anderen ist er bisher ungeklärt. In diesem Abschnitt werden verschiedene typische Zeitskalen der Dynamik und bekanntermaßen oder möglicherweise beteiligte physikalische Prozesse zusammengestellt.

Die kürzeste zeitliche Einheit, die hier betrachtet werden soll, ist der einzelne Durchbruch. Seine Dauer wird zum einen vom Zündmechanismus, üblicherweise dem Townsend-Mechanismus, bestimmt und zum anderen von der Zeit, in der das von außen angelegte elektrische Feld durch die entstehenden Oberflächenladungen so weit abgeschirmt wird, daß es zur Aufrechterhaltung der selbständigen Entladung nicht mehr ausreicht. Experimentell beobachtete Durchbrüche haben bei den betrachteten Systemen eine Dauer von 100 ns bis 10 μ s. Die Dynamik innerhalb eines Durchbruchs ist für die Stabilität eines Musters verantwortlich, wie sie in Abschnitt 1.5 und Kapitel 10 diskutiert wird. Die Zeitskalen dieser Prozesse sind üblicherweise nicht bestimmend für die Dynamik der beobachteten Strukturen. Es gibt allerdings einige Muster

Phänomen	Nr.	v	$t_F = \frac{d_F}{v}$	$\frac{v}{d_F}$
Filamente auf geschlossenen Bahnen	31	100 m/s	10 μ s	100 kHz
Moleküle aus verschiedenen großen Filamenten	38	5 – 10 m/s	0,1 – 0,2 ms	5 – 10 kHz
Bewegung durch feuchte Oberflächen	30	100 mm/s	10 ms	100 Hz
langsame Filamente	32	0,1 – 10 mm/s	0,1 – 10 s	0,1 – 10 Hz

Tabelle 2.1: Übersicht über bewegte Filamente, deren Geschwindigkeiten und die entsprechenden Zeitskalen. Der Durchmesser d_F aller Filamente ist etwa 1 mm. Die Frequenz f der Treiberspannung liegt bei den entsprechenden Experimenten in der Größenordnung von 100 kHz.

(Streifen- und Ringmuster 49, 53; Einzelfilamente 67), die bei recht hoher Treiberfrequenz ($f = 500$ kHz) entstehen, die in den Durchbrüchen der positiven und negativen Halbwelle komplementäre Entladungen zeigen. Hier greift der Gedächtniseffekt der Oberflächenladungen nicht mehr in der bisher bekannten Form. Es wird vermutet [Brauer, 2000], daß die Prozesse innerhalb eines Durchbruchs für eine Umorganisation der Oberflächenladungen sorgen.

Die nächst größere Zeitskala im System ist die Periodendauer T der treibenden Wechselspannung. Für den betrachteten Frequenzbereich von 1 kHz bis 1 MHz liegt T im Bereich von 1 ms bis $1 \mu\text{s}$. Diese Zeitskala ist vor allem für Strukturen wichtig, die in Form verschiedener Teilmuster in mehreren Durchbrüchen entstehen. Beispiele dafür sind Filamente mit oszillierenden Ausläufern (Muster 34) und Muster mit Filamenten verschiedener Helligkeit (Nummern 26, 27 und 9). Aber auch die schnelle Bewegung einiger Filamente fällt mit dieser Zeitskala zusammen. Die bisher schnellsten beobachteten Filamente in Muster 31 haben eine Geschwindigkeit von $v = 100$ m/s. Um eine entsprechende typische Zeitskala abzuschätzen, wird die Zeit t_F betrachtet, in der sich das Filament um den eigenen Durchmesser d_F (typischerweise 1 mm) bewegt. Es ergibt sich $t_F = 10 \mu\text{s}$, was einer Frequenz von $1/t_F = 100$ kHz entspricht, und damit in der Größenordnung der Treiberfrequenz f liegt (Tabelle 2.1).

Für die ebenfalls recht schnell bewegten Filamentpaare (Muster 38) aus zwei ungleichgroßen Filamenten ist der Bewegungsmechanismus bekannt [Brauer u. a., 2000]. Er beruht auf der Wechselwirkung der Filamente, die in zwei separaten Durchbrüchen in derselben Halbperiode des Treibers zünden. Die sich für diese Filamente ergebende typische Zeitskala von 5 – 10 kHz (Tabelle 2.1) liegt um ein bis zwei Größenordnungen unter der Treiberfrequenz $f = 200$ kHz. Das stimmt mit der Erkenntnis überein, daß die Verschiebung in einer Halbperiode des Treibers nur einen Bruchteil des Filamentdurchmessers ausmacht.

Die Dynamik in einem Muster kann aber auch auf einer Zeitskala stattfinden, die deutlich langsamer ist als die Periodizität der Treiberspannung. Die Verschiebung eines Filamentes um den eigenen Durchmesser d_F kann einige hundert oder gar mehrere tausend Durchbrüche benötigen (Tabelle 2.1). Auf der Zeitskala des einzelnen Durchbruchs handelt es sich bei solchen Mustern praktisch um einen eingeschwungenen Zustand. Alle Bewegungen in einem Muster, die mit dem bloßen Auge (oder mit einer Standardvideokamera) beobachtet werden können, fallen in diese Kategorie.

Experimentell ist bekannt, daß Beimischungen von Luft oder Wasserdampf zu Edelgasentladungen die Dynamik auf dieser Zeitskala fördern [Brauer, 2000, Breazeal u. a., 1995]. Die Mechanismen, die zu dieser Bewegung führen, sind aber in den meisten Fällen unbekannt. Physikalische Prozesse mit

entsprechenden Zeitkonstanten sind beispielsweise der Zerfall von langlebigen angeregten Zuständen der Teilchen des Arbeitsgases oder die Diffusion von Neutralteilchen im Gas. Für Muster mit sehr langsamer Dynamik kommt auch die Wärmediffusion in den dielektrischen Beschichtungen der Elektroden in Betracht. In Kapitel 5 werden Filamente untersucht, deren Bewegung durch ein Zusammenspiel von Wasser auf den dielektrischen Oberflächen und im Gas hervorgerufen wird. Eine bestimmende Zeitskala ist dabei die Diffusion von Wasser im Arbeitsgas Helium.

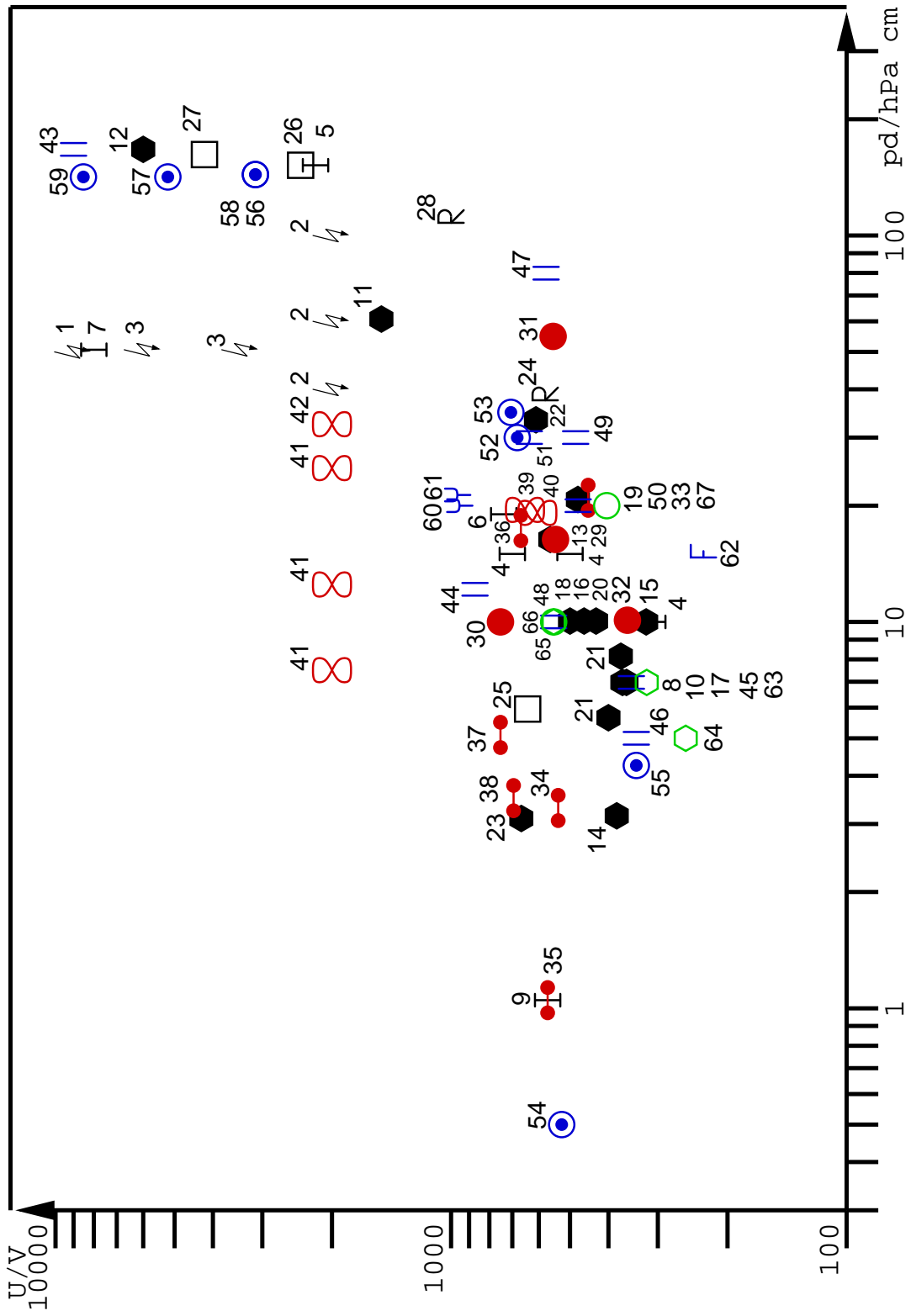
2.3.8 Übersicht im Parameterraum

Die in diesem Abschnitt vorgestellten selbstorganisierten Strukturen, die in den verschiedensten dielektrischen Entladungen beobachtet worden sind, sollen jetzt zusammengetragen und in einer gemeinsamen Übersichtskarte dargestellt werden (Abb. 2.3). Die beobachteten Muster sind im Text mit einer fortlaufenden Nummer **Nr.** gekennzeichnet und können so den Symbolen in der Karte zugeordnet werden.

Die zusammengetragenen Muster stammen aus sehr verschiedenen Experimenten, die sich in vielen Parametern unterscheiden. Allen Systemen gemein-

Dichte Anordnungen			
⚡	Funkenentladung	I	Unregelmäßige Filamentanordnung
R	Regelmäßige Filamentanordnung	⬠	Hexagonale Anordnung
□	Rechteckige Anordnung		
Einzelfilamente			
●	Einzelfilamente	●●	Quasi-Moleküle
∞	Deformierte Filamente		
Nichtfilamentäre Muster			
	Streifenmuster	⊙	Konzentrische Ringe und Spiralen
Y	Verzweigungen und Labyrinth	F	Fingerartige Struktur
Muster mit dunklen Filamenten			
⬡	Inverse Hexagone, „Honigwaben“	○	Dunkle Filamente auf hellem Grund

Abbildung 2.3: Oben: Symbole zur Darstellung der verschiedenen Mustertypen in der Übersichtskarte. Rechts: Übersichtskarte der beobachteten Strukturen. Anhand der Nummern können die Symbole den mit **Nr.** gekennzeichneten Beschreibungen in den vorhergehenden Abschnitten zugeordnet werden.



sam ist, daß es sich um dielektrisch behinderte Niederfrequenzentladungen handelt, die ein großes Aspektverhältnis, also eine laterale Ausdehnung deutlich größer als der Entladungsabstand, haben. Es variieren die Geometrie des Aufbaus, das verwendete Arbeitsgas, die Materialien der dielektrischen Oberflächen, Druck p und Entladungsabstand d , Amplitude \hat{U} , Frequenz f und Wellenform der Treiberspannung. Es kann an diese Übersicht also nicht der Anspruch eines Bifurkationsdiagramms gestellt werden, in dem die Parameterbereiche verschiedener Muster klar voneinander abgegrenzt sind. Die Übersicht kann aber einen Überblick darüber geben, in welchen Parameterbereichen strukturierte Entladungen üblicherweise beobachtet werden, und für manche Muster können auch Hinweise für besonders geeignete oder ungeeignete Parameterbereiche gefunden werden.

In einem zweidimensionalen Graphen, auf den die Darstellung der Übersichtlichkeit halber beschränkt werden soll, können von der Vielzahl der variierten Parameter nur zwei auf den Achsen wiedergegeben werden. Hier gilt es, eine physikalisch sinnvolle Wahl zu treffen. In der Gasentladungsphysik ist der Parameter der Pachenkurve (Gl. 1.3), das Produkt aus Druck p und Entladungsabstand d , eine wichtige Größe. Kapitel 1 zeigt, daß auch für das Verständnis der hier vorgestellten Wechselladungen die Zündspannung des Townsendmechanismus (gegeben durch die Paschenkurve) und die am Gasspalt anliegende Spannung von entscheidender Bedeutung sind. Es werden daher pd auf der Abszisse und die Treiberspannung \hat{U} auf der Ordinate aufgetragen. Die beobachteten Muster werden entsprechend der Tabelle in Abb. 2.3 klassifiziert und in der Übersichtskarte durch verschiedene Symbole dargestellt.

Die Übersicht zeigt, daß die musterbildenden Gasentladungen über einen pd -Bereich von drei Dekaden verteilt sind. Auffallend ist, daß das Gros der Experimente bei pd -Werten jenseits von etwa 3 hPa cm durchgeführt worden ist, also in einem Bereich, in dem das System sich rechts vom Paschen-Minimum befindet. Tatsächlich ist Muster 54 das einzige, das links vom Paschenminimum des Arbeitsgases entstanden ist. Die Bevorzugung des kürzesten Entladungsweges und der Glimmodus, beides Eigenschaften, die nur rechts vom Paschenminimum auftreten, sind offensichtlich für die Strukturbildung von Bedeutung.

Die Treiberspannungsamplitude \hat{U} beträgt meist einige hundert Volt, erst für sehr große Werte von pd werden Spannungen von einigen tausend Volt nötig. Bei den allermeisten Experimenten handelt es sich um Glimm- oder Pseudoglimmentladungen, stille Entladungen also, die durch den Townsend-Mechanismus gezündet werden. Funkenentladungen ($\frac{1}{2}$), die immer eine unregelmäßige Filamentanordnung zeigen, finden sich erwartungsgemäß nur bei hohen pd -Werten und entsprechend großen Spannungen.

Im Bereich hoher Spannungen kommen hauptsächlich Muster mit dichten

Filamentanordnungen oder nichtfilamentäre Muster vor, deren Durchbrüche einen Großteil des Entladungsgebietes bedecken. Auch das entspricht den Erwartungen, denn eine Entladung, die oberhalb der Zündspannung betrieben wird, muß überall zünden. Lediglich in der Nähe bestehender Strukturen kann eine Inhibition des Durchbruchs erfolgen, wie es in Abschnitt 1.5 beschrieben wird. Umgekehrt sind Muster mit Einzelfilamenten bei eher niedrigen Treiberspannungen (fast ausschließlich unter 1000 V) zu finden.

Teil II

Experimentelle Untersuchungen

Kapitel 3

Das experimentelle System

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau beschrieben, der in dieser Arbeit benutzt wird. Im ersten Abschnitt werden die zur Verfügung stehenden Geräte vorgestellt. In Abschnitt 3.2 wird der Aufbau charakterisiert, indem seine grundlegenden Eigenschaften und technischen Grenzen untersucht werden. Abschnitt 4.1 geht auf die Gasentladung selbst ein und zeigt ein typisches Bifurkationsszenario, wie es in diesem Aufbau beobachtet wird.

3.1 Aufbau

Der Aufbau der Vakuumkammer ist in Abb. 3.1 schematisch wiedergegeben. Das Vakuumgefäß selbst besteht aus einem kurzen Edelstahlrohr, das auf der Vorder- und Rückseite mit einer Glasscheibe verschlossen ist. An den Seiten befinden sich zwei Hochspannungsdurchführungen K_1 und K_2 , über

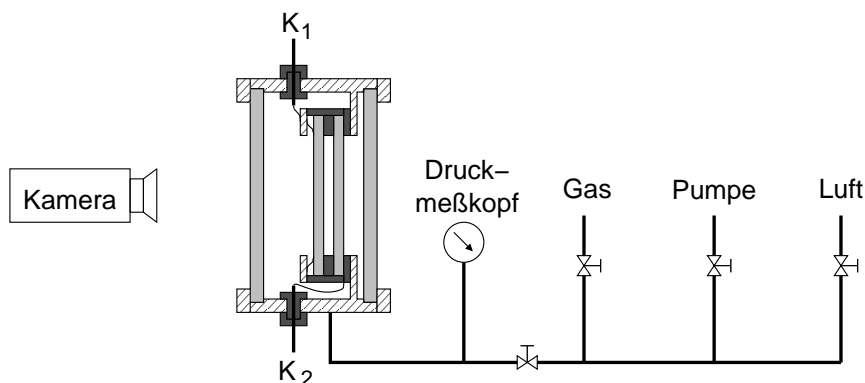


Abbildung 3.1: Aufbau der Vakuumkammer. ■ Glas, ■ Kunststoff, ▨ Metall. Die Anschlüsse K_1 und K_2 werden an den elektrischen Aufbau angeschlossen.

die die Spannungsquelle und die elektrische Meßtechnik mit der eigentlichen Entladungszelle verbunden werden. Die Entladungszelle ist im Inneren der Vakuumkammer in einer Kunststoffhalterung befestigt. Durch die beiden Glasscheiben der Vakuumkammer kann die Entladungszelle von einer oder beiden Seiten mit einer Kamera beobachtet werden.

Die Vakuumzelle ist über einen Metallschlauch mit dem Pumpstand verbunden. Hier kann die Vakuumzelle über ein Absperrventil vom Rest des Leitungssystems abgetrennt werden, so daß sie nur noch mit dem Druckmeßkopf verbunden ist. Über je ein Absperrventil führt das Leitungssystem des Pumpstandes zur Gaszufuhr, die mit der Heliumflasche verbunden ist, sowie zur Drehschieberpumpe, über die das System evakuiert werden kann. Über ein weiteres Ventil kann der Aufbau belüftet werden.

Entladungszelle

Die Entladungszelle selbst, die sich in der Vakuumkammer befindet, kann in verschiedenen Varianten zusammengesetzt werden. Die beiden verwendeten Aufbauten sind in Abb. 3.2 als Sprengzeichnung wiedergegeben. Abbildung 3.2 (a) zeigt das geschlossene System. Es besteht aus zwei sich gegenüberstehenden Glasplatten der Dicke a_1 und a_2 , die auf der jeweils äußeren Seite mit Indium-Zinn-Oxid (ITO) beschichtet sind. Die Glasplatten bilden die dielektrischen Schichten der Entladungszelle, die ITO-Schichten sind die Elektroden des Systems. Als Elektrodenmaterial wird ITO gewählt, da es elektrisch leitfähig und im visuellen Bereich optisch transparent ist. So kann die laterale Leuchtdichte-Verteilung der Entladung zwischen den Glasplatten beobachtet werden. Der Entladungsabstand d zwischen den Glasplatten wird durch eine Distanzscheibe aus Kunststoff oder Pertinax festgelegt, die zwi-

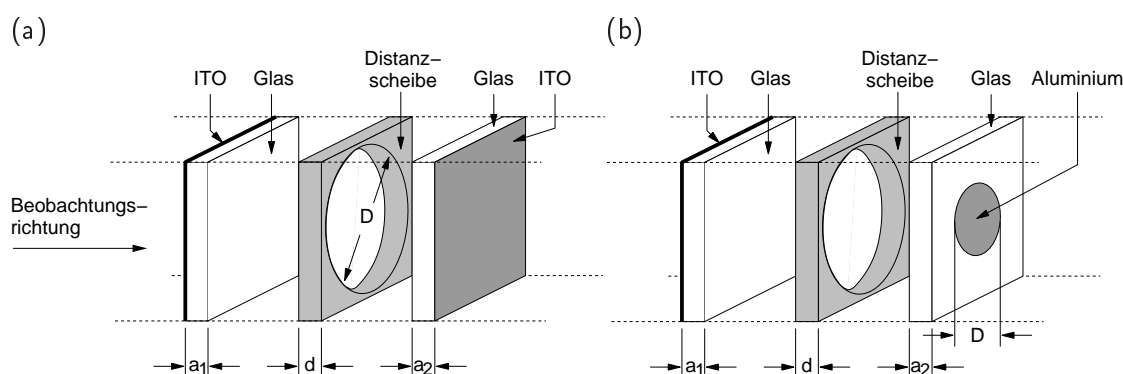


Abbildung 3.2: Sprengzeichnung der Entladungszelle. (a) Geschlossenes System, das Entladungsgebiet wird durch die kreisförmige Aussparung in der Distanzscheibe definiert. (b) Offenes System, das Entladungsgebiet wird durch die Form der metallischen Elektrode bestimmt.

schen den Glasplatten eingeklemmt ist. Die Distanzscheibe hat eine kreisförmige Aussparung mit dem Durchmesser D und legt damit auch die laterale Ausdehnung des Entladungsgebietes fest. Dieser Aufbau wird, wenn nichts anderes angegeben wird, bei allen Messungen in dieser Arbeit benutzt.

Es gibt eine Variante des geschlossenen Aufbaus, bei dem eine der Glasplatten durch eine von allen Seiten mit ITO beschichtete Platte ersetzt wird. Diese Platte verhält sich wie eine metallische Elektrode, ist dabei aber optisch transparent. Die modifizierte geschlossene Entladungszelle wird bei den Messungen in Kapitel 6 verwendet.

Abbildung 3.2 (b) zeigt das offene System. Eine der dielektrisch beschichteten Elektroden besteht wie beim geschlossenen System auch aus einer mit ITO-beschichteten Glasplatte. Die gegenüberliegende Glasplatte ist auf der Außenseite mit einer kreisförmigen Aluminiumbeschichtung versehen, die als Elektrode dient. Der Durchmesser D der Aluminiumelektrode ist deutlich kleiner als die Aussparung in der Distanzscheibe. Daher wird die laterale Ausdehnung des offenen Systems durch die Aluminiumelektrode festgelegt. Dieser Aufbau wird für die Messungen aus Abschnitt 4.2 verwendet.

Der Unterschied zwischen geschlossenem und offenem System besteht in der Beschaffenheit des Randes des Entladungssystems. Im geschlossenen System ist der Rand eine dielektrische Fläche, die Oberflächenladungen aufnehmen kann. Eine Diffusion oder Drift von Teilchen in das System hinein oder aus dem System heraus ist nicht möglich. Im offenen System erfährt die Entladung keinen festen Rand. Die Entladung wird dadurch begrenzt, daß außerhalb der metallisch bedeckten Fläche das elektrische Feld schnell abnimmt und daher die Zündbedingung nicht mehr erreicht werden kann. Teilchen können das System über den Rand verlassen oder in das System eindringen. Die Untersuchungen dieser und vorhergehender Arbeiten zeigen, daß die Beschaffenheit des Randes zumindest für filamentäre Muster keinen merklichen Unterschied darstellt, weder für die Stabilität der Filamente, noch für die Wechselwirkung mit dem Rand. Die Messungen in Abschnitt 4.2, die die Strukturierung des homogenen Zustandes kurz nach der Zündung zeigen, sind die einzigen, die einen deutlichen Unterschied im Verhalten des Systems in Abhängigkeit vom gewählten Rand zeigen.

Die ITO-beschichteten Glasplatten stammen von der Firma Merck Display Technologies Ltd. und bestehen aus Soda-Lime-Glas. Die Dielektrizitätskonstante ϵ_r wird mit 7,6 angegeben. Die ITO-Beschichtung ist 20 – 100 nm dick und hat einen spezifischen elektrischen Widerstand von 20 – 120 Ω/\square . Es hat sich gezeigt, daß der Restwiderstand der ITO-Beschichtung keinen Einfluß auf die Gasentladung hat, und die ITO-Beschichtung somit als idealer Leiter angesehen werden kann. Die beschichteten Glasplatten haben im sichtbaren Bereich eine Transmission von über 90 %.

Elektrische Beschaltung

In der vorliegenden Arbeit wird das Gasentladungssystem sowohl mit Sinus als auch mit Rechteckspannung betrieben. Für diese beiden Betriebsarten werden verschiedene elektrische Beschaltungen der Entladungszelle benutzt.

Abbildung 3.3 (a) zeigt den Aufbau für den Betrieb mit Sinusspannung. Die hochfrequente Sinusspannung wird mit einem Funktionsgenerator (HP 33120A) erzeugt und mit einem HF-Leistungsverstärker (High Speed Power Amplifier 4005 von NF-Electronic Instruments) um den Faktor 100 verstärkt. Um die Spannung weiter anzuheben, ist ein Serienresonanzkreis aus der Spule L (1,3 mH) und dem abstimmbaren Kondensator C_r (etwa 400 – 600 pF) nachgeschaltet. Der Resonanzkreis hat eine recht geringe Güte, so daß seine Ausgangsspannung bei wechselnder Last nicht zu stark schwankt. Parallel zum Kondensator C_r des Serienresonanzkreises ist die Entladungszelle in Reihe mit einem $10\ \Omega$ Strommeßwiderstand geschaltet. Die daran abfallende Spannung wird über einen Impedanzwandler abgegriffen und liegt an der Buchse I_g an. Um die an der Entladungszelle abfallende Spannung zu messen, ist ihr parallel der Spannungsteiler aus R_1 und R_2 geschaltet. Er teilt die Zellspannung U um 200 herunter. Die so verminderte Zellspannung wird von einem Impedanzwandler abgegriffen und liegt an der Buchse $U/200$ an.

Außerdem soll es möglich sein, den Wirkstrom durch die Entladungszelle ohne den überlagerten kapazitiven Verschiebestrom zu messen. Das ist vor

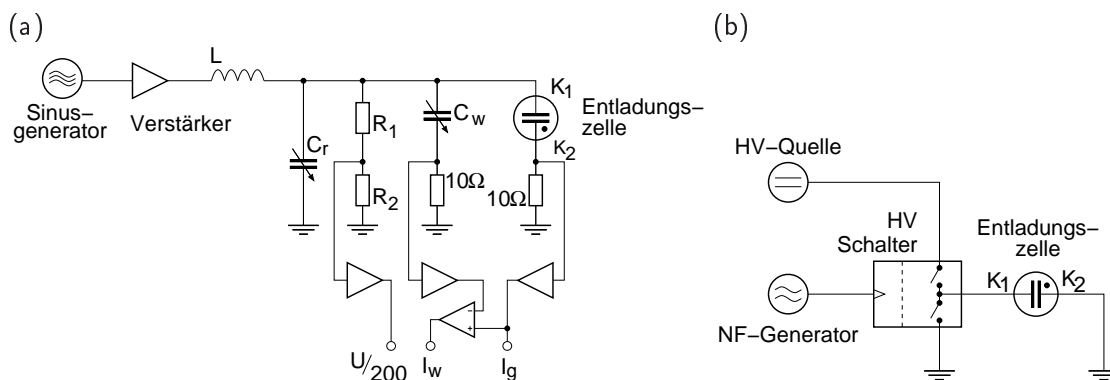


Abbildung 3.3: Prinzipschaltbild des elektrischen Aufbaus. (a) Aufbau für Sinustreiber. Der Sinusgenerator und der nachgeschaltete Verstärker bilden die Spannungsquelle, deren Ausgangsspannung mit dem Serienschwingkreis aus L und C_r weiter angehoben wird. Der Spannungsteiler aus R_1 und R_2 teilt die Zellspannung auf $1/200$ herunter. C_w , die Entladungszelle und die $10\ \Omega$ -Widerstände bilden eine Wirkstrommeßbrücke. (b) Aufbau für Rechtecktreiber. Die Hochspannungs- (HV) Quelle erzeugt eine Gleichspannung, die von einem elektronischen Wechselschalter in eine Rechteckspannung umgesetzt wird. Letzterer wird von einem NF-Signalgenerator angesteuert.

allem dann sinnvoll, wenn der Wirkstrom viel kleiner als die Amplitude des Verschiebestroms ist. Dazu wird parallel zur Entladungszelle mit dem Strommeßwiderstand ein Zweig aus einem abstimmbaren Kondensator C_w und einem gleich großen Strommeßwiderstand geschaltet. Es entsteht so eine Meßbrücke, deren Brückenspannung, bei korrektem Abgleich der Brücke, dem Wirkstrom durch die Entladungszelle entspricht. Die Spannung am Strommeßwiderstand im Referenzzweig wird durch einen Impedanzwandler abgegriffen. Ein Differenzverstärker berechnet die Brückenspannung und gibt sie an der Buchse I_w aus. Die ausgegebenen Meßsignale $U/200$, I_g und I_w werden mit einem digitalen Speicheroszilloskop (HP 54602B) aufgenommen und können von dort über den IEC-625-Bus (auch GPIB oder IEEE 488) in den Rechner übernommen werden.

Der Spannungsteiler aus R_1 und R_2 ist mit einem Gesamtwiderstand von $2\text{ M}\Omega$ so hochohmig ausgelegt, daß er keine große Belastung für die Spannungsquelle darstellt. Der Strommeßwiderstand ist mit $10\ \Omega$ so klein gewählt, daß er auf die Gasentladung keinen Einfluß hat. Bei den Operationsverstärkern, die in den Impedanzwandlern und der Wirkstrommeßbrücke Verwendung finden, handelt es sich um besonders schnelle Typen (AD 817 und EL 2045) aus der Videotechnik. Es wurde sichergestellt, daß sie auch bei kurzen Impulsen im 100 ns -Bereich dem Spannungsverlauf folgen können.

Abbildung 3.3 (b) zeigt die elektrische Beschaltung für den Betrieb mit Rechteckspannung. Eine Hochspannungsquelle (Stanford Research Systems, Model PS 325) erzeugt eine Gleichspannung der gewünschten Spitze-Spitze-Amplitude ($2\hat{U}$). Deren Ausgangsspannung wird einem schnellen elektronischen Wechselschalter in MOS-FET-Technik (GHTS 60A von Behlke) zugeführt, dessen Ausgang abwechselnd mit der angelegten Hochspannung oder Erde verbunden wird. So entsteht eine positive Rechteckspannung. Der Wechselschalter wird von einem TTL-kompatiblen NF-Signal (HP 33120A) angesteuert. Die Entladungszelle ist zwischen den Ausgang des Wechselschalters und Erde geschaltet.

Zusammenfassung der Parameter

Dicke der Dielektrika	$a_1, a_2 =$	0,5, 0,7 oder 1,0 mm
Entladungsabstand	$d =$	0,5 mm
Durchmesser des Entladungsgebietes	$D =$	8 mm oder 40 mm
Treiberspannungsamplitude	$\hat{U} =$	200 – 1000 V
Treiberfrequenz für Sinusspannung	$f_{\sim} =$	200 kHz
Treiberfrequenz für Rechteckspannung	$f_{\square} =$	1 – 20 kHz
Druck	$p =$	100 – 300 hPa
Arbeitsgas		Helium

Kameras

Zur Beobachtung der lateralen Leuchtdichteverteilung in der Gasentladung stehen verschiedene Kameras zur Verfügung. Dabei ist die räumliche Auflösung der Kameras für die durchgeführten Untersuchungen nie ein begrenzender Faktor, wohl aber die zeitliche Auflösung, die sich in der Bildwiederholrate und der Belichtungszeit niederschlägt. In Tabelle 3.1 sind die verschiedenen Kameratypen mit ihren charakteristischen Daten aufgeführt.

Am einfachsten zu handhaben sind Videokameras. Die Bildwiederholrate ist systembedingt 50 Halbbilder pro Sekunde, bei statischen Mustern können auch aus zwei Halbbildern zusammengesetzte Vollbilder verwendet werden. Die Belichtungszeit für ein einzelnes Halbbild kann im Bereich von 0,1 ms bis $1/50$ s gewählt werden. Das von der Videokamera kommende Signal wird einem Rechner mit Framegrabberkarte (Matrox Meteor-II Standard) zugeführt und kann dort aufgenommen werden. Die Video-Vollbilder werden mit einer Auflösung von 768×572 quadratischen Bildpunkten und einer Meßgenauigkeit von acht Bit digitalisiert. Die maximale Aufnahmezeit ist durch den Hauptspeicher des angeschlossenen Rechners begrenzt und beträgt drei Minuten.

Muster mit schneller Dynamik können mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (Proxitronic 1000 FPS Camera) aufgenommen werden. Die Bildwiederholrate der Kamera ist von 125 s^{-1} bis 3000 s^{-1} wählbar. Die maximale Auflösung beträgt bis zu 512×480 Bildpunkte, muß aber für Bildwiederholraten über 250 s^{-1} gesenkt werden. Die Belichtungszeit eines einzelnen Bildes kann im Bereich von 5 ns bis $100 \mu\text{s}$ eingestellt werden. Um bei derart kurzen Belichtungszeiten auch mäßig helle Objekte aufnehmen zu können, ist diese Kamera mit einem zweistufigen Bildverstärker ausgestattet. Dieser fügt dem Bild mit steigender Verstärkung vermehrtes Rauschen hinzu. Die Kamera wird von einem Steuergerät ausgelesen, welches die Bilder in digitaler Form mit einer Digitalisierungstiefe von acht Bit pro Pixel speichert. Im Anschluß an eine Aufnahme können die Bilder zur weiteren Bearbeitung auf einen Rechner übertragen werden.

Bei dem dritten Kamerasystem handelt es sich um eine DiCAM-2 der Fir-

Kamera	Bilder pro Sekunde (fps)	Belichtungszeit t_{exp}	Typische Aufnahmedauer
Video	25	$100 \mu\text{s} - 20 \text{ ms}$	3 min
Proxitronic	125 - 3000	$5 \text{ ns} - 200 \mu\text{s}$	35 s (250 fps, 256×240 Pixel)
PCO DiCAM	8	$5 \text{ ns} - 1 \text{ ms}$	1 Bild

Tabelle 3.1: Übersicht über die verwendeten Kamerasysteme.

ma PCO. Diese Kamera kann Einzelbilder mit einer Belichtungszeit von 5 ns bis 1 ms aufnehmen. Die maximale Bildwiederholrate dieser Kamera beträgt 8 Bilder pro Sekunde. Auch diese Kamera hat, um bei den kurzen Belichtungszeiten mit moderater Leuchtintensität des beobachteten Objektes auszukommen, einen eingebauten Bildverstärker, der dem Bild mit steigender Verstärkung mehr Rauschen zufügt. Die Auflösung der Kamera beträgt 756×580 Bildpunkte. Da das zur Kamera gehörige Steuergerät aber ein Videosignal ausgibt, werden die Bilder mit der oben beschriebenen Framegrabberkarte aufgenommen und liegen dann in der entsprechenden Auflösung und Digitalisierungstiefe vor. Die Kamera kann für ein Einzelbild mit einem elektronischen Triggersignal ausgelöst werden und eignet sich daher zum Ablichten von Einzeldurchbrüchen. Ein passendes Triggersignal kann mit einem Impulsgenerator (Stanford Research Systems, Model DG 535) aus der Treiberspannung der Gasentladung oder aus den Wirkstrompulsen abgeleitet werden.

3.2 Charakterisierung des Entladungssystems

Das in dieser Arbeit untersuchte Gasentladungssystem wird ausschließlich im Bereich stiller Entladungen, also im Glimm- und Pseudoglimm-Modus betrieben. Es wird bei solchen Entladungen üblicherweise davon ausgegangen, daß die im System dissipierte Leistung gering ist, und man daher annehmen kann, daß weder die Erwärmung der dielektrischen Oberflächen noch die Erwärmung des Arbeitsgases von besonderem Einfluß sind. Ferner geht man davon aus, daß die angelegte Treiberspannung in Amplitude und Kurvenform fest vorgegeben sind, ohne daß es eine Rückwirkung der Entladung auf die Quelle gibt. Derartige Annahmen sind in einem experimentellen System natürlich immer Näherungen. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, inwiefern diese Annahmen gerechtfertigt sind. Zuletzt wird auch die Veränderung der Oberflächen unter dem Einfluß der Gasentladung untersucht. Das ist vor allem deswegen interessant, weil die Oberflächenbeschaffenheit ihrerseits wieder einen großen Einfluß auf die Gasentladung und die darin entstehenden Strukturen haben kann.

Temperaturmessung

Um die Temperatur des Gasentladungssystems im Betrieb messen zu können, werden auf eine der Glasplatten von außen auf die ITO-Beschichtung Thermostreifen aufgeklebt, die bei einer definierten Temperatur einen Farbumschlag haben. Von der anderen Seite der Entladungszelle kann mit einer Videokamera die Leuchtdichteverteilung der Entladung aufgenommen werden. Es werden sternförmig Thermostreifen mit Umschlagpunkten in 5 K-

Intervallen aufgeklebt. Deren Anordnung ist in Abb. 3.4 (b) zu sehen. Dieser Aufbau ist zur Messung von Temperaturprofilen dichter Filamentanordnungen geeignet, da hier von einer etwa radialsymmetrischen Temperaturverteilung ausgegangen werden kann. Dabei wird das gesamte Entladungsgebiet gleichmäßig geheizt, während am Rand, wo auf den Außenseiten der Glasplatten die metallenen Kontaktbleche angebracht sind, eine Wärmesenke entsteht. Eine Temperaturmessung mit einer räumlichen Auflösung, die in die Größenordnung einzelner Filamente kommt, ist wegen der Wärmediffusion in den Glasplatten bei dichten Filamentanordnungen nicht möglich. Die dissipierte Leistung P der Entladung wird bestimmt, indem das Produkt aus Gesamtstrom I_{ges} und Spannung U , gemessen mit dem Oszilloskop, über zwei Treiberperioden gemittelt wird.

In einer ersten Messung wird eine typische, hexagonal strukturierte Entladung untersucht. Die entsprechende Leuchtdichteverteilung ist in Abb. 3.4 (a) zu sehen. In der Entladung wird eine Leistung P von 0,6 W dissipiert. Nach etwa 90 s ändert sich die Temperatur nur noch wenig. Zu diesem Zeitpunkt sind die Aufnahmen Abb. 3.4 (a) und (b) entstanden. Aus Abb. 3.4 (b) werden die Positionen der Farbumschläge der Thermostreifen abgelesen. Der Meßstreifen für 20 °C zeigt keinen Farbumschlag mehr, die Thermostreifen für 25 °C und 30 °C zeigen nahe dem Rand einen Farbumschlag und alle weiteren Streifen zeigen noch keinen Farbumschlag. Das sich daraus ergebende Temperaturprofil ist in Abb. 3.4 (c) gezeigt.

In der zweiten Messung wird das Temperaturprofil bei maximaler Leistung aufgenommen. Dazu wird bei sonst gleichem Parametersatz die größtmögliche Spannung eingestellt, bei der Überschläge auf das Gehäuse sicher ausgeschlossen werden können. Die gewählte Spannungsamplitude \hat{U} beträgt 500 V und es wird eine mittlere Leistung von 1,3 W dissipiert. Nach etwa 160 s hat

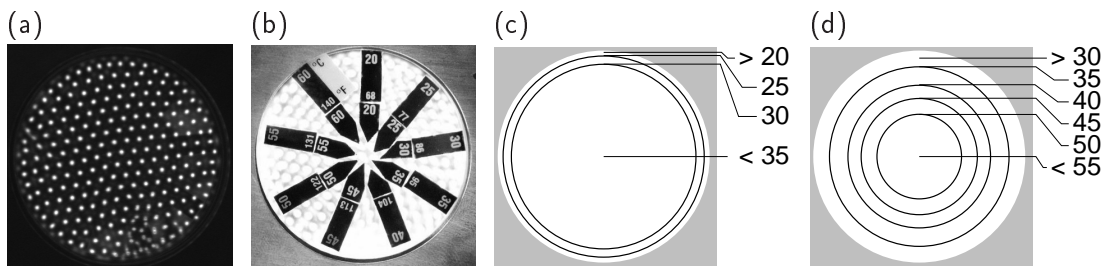


Abbildung 3.4: Messung des Temperaturprofils. (a) Leuchtdichteverteilung der Gasentladung, aufgenommen mit einer Videokamera. $t_{\text{exp}} = 4$ ms. (b) Aufgeklebte Thermostreifen auf der gegenüberliegenden Glasplatte. (c) Abgelesenes Temperaturprofil, Temperaturen in °C. Der graue Rand zeigt den Rand des Entladungsgebietes. Parameter (a) – (c): $\hat{U} = 360$ V, $P = 0,6$ W (d) Temperaturprofil bei maximaler Leistung $P = 1,3$ W und $\hat{U} = 500$ V. Gemeinsame Parameter: $p = 200$ hPa, $f = 200$ kHz \sim , $d = 0,5$ mm, $a_1 = a_2 = 0,5$ mm, $D = 40$ mm, He.

sich die maximale Temperatur eingestellt. Das gemessene Temperaturprofil ist in Abb. 3.4 (d) zu sehen. Es entsteht ein Temperaturunterschied von etwa 20 K, der sich über die gesamte radiale Ausdehnung erstreckt.

Es ist außerdem versucht worden, die durch ein Einzelfilament hervorgerufene Erwärmung zu bestimmen. Dazu ist ein Paar von Glasplatten ausgewählt worden, das bei geeigneter Parameterwahl Einzelfilamente mit relativ wenig Dynamik zeigt. An geeigneter Stelle wurde ein Thermostreifen mit einem Umschlagpunkt von 20 °C, also knapp über Zimmertemperatur, aufgeklebt. Doch auch wenn das Filament sich einige zehn Sekunden unter dem Thermostreifen aufhält, ist kein Farbumschlag zu beobachten.

Bei der Bewertung der Ergebnisse muß man sich an den üblichen dissipierten Leistungen in den untersuchten Strukturen orientieren. Für moderate Leistungen, wie sie in dichten Filamentanordnungen vorkommen, ergibt sich ein flaches Temperaturprofil. Nur am Rand ist das System durch die Wärmeabfuhr der elektrischen Kontaktierung etwas kühler. Nur für außergewöhnliche Belastungen, die bei längerem Betrieb unter Vollast auftreten, ist ein deutlicher radialer Temperaturgradient zu beobachten. Für Einzelfilamente ist mit dieser Methode gar keine Erwärmung meßbar. Es kann daher davon ausgegangen werden, daß ein Einzelfilament die Glasplatten maximal um 1 – 2 K erwärmt.

Bei der Beobachtung selbstorganisierter Strukturen in dem untersuchten Gasentladungssystem ist bisher kein Phänomen gefunden worden, das eindeutig mit einem Temperaturgradienten im Entladungssystem in Verbindung gebracht werden kann. Mögliche Kandidaten sind dichte Filamentmuster, deren Filamente systematisch vom Rand zur Mitte des Entladungsgebietes laufen (siehe z. B. Muster 6 und Muster 19 in Abschnitt 2.3). Zum einen gibt es für einen derartigen Zusammenhang aber keine plausible Theorie, und zum anderen sind besagte Muster auch in [Brauer, 2000] beobachtet worden. Der dort verwendete Aufbau ist jedoch nicht großflächig am Rand mit Metallblechen kontaktiert worden, sondern an jeder Elektrode nur mit je einem dünnen Draht, so daß das Vorhandensein eines vergleichbaren Temperaturprofils fraglich ist.

Innenwiderstand der Spannungsquelle

Eine reale Spannungsquelle wird üblicherweise beschrieben, indem man eine ideale Spannungsquelle mit der Urspannung mit in Reihe geschaltetem Innenwiderstand annimmt. Je nach Belastung der Spannungsquelle fällt ein Teil der Urspannung über den Innenwiderstand ab, so daß die Klemmspannung, also die Spannung an der Last, einbricht. Auf Laständerungen reagiert eine so modellierte Spannungsquelle instantan.

Für die in dieser Arbeit verwendete Sinusspannungsquelle kann dieses Modell aufgrund des eingebauten Serienschwingkreises allerdings nur bedingt angewandt werden. Die kurzzeitige Belastung der Spannungsquelle während eines Wirkstrompulses führt zu einer Dämpfung des Schwingkreises und damit auch zu einer Verminderung der Spannungsamplitude \hat{U} . Dieses Verhalten macht sich besonders beim erstmaligen Zünden des Systems bemerkbar. Sobald die Zündspannung überschritten wird, bricht die Spannungsamplitude innerhalb von wenigen Schwingungen zusammen, so daß ein Muster entsteht, das in den bistabilen Bereich zwischen Zünd- und Löschspannung gehört. Auf dieses Verhalten wird in Abschnitt 4.1 noch einmal eingegangen.

Das Verhalten der hier benutzten Spannungsquelle wird daher auf zwei Zeitskalen untersucht. Auf langer Zeitskala wird über viele Schwingungsperioden gemittelt, so daß ein eingeschwungener Zustand zwischen der Last, also dem Gasentladungssystem, und der Dämpfung des Schwingkreises entsteht. Auf kurzer Zeitskala wird ein einzelner Durchbruch und die dabei entstehende Verzerrung der Kurvenform betrachtet.

Für die Betrachtungen auf langer Zeitskala wird im Prinzip das traditionelle Modell einer realen Spannungsquelle mit Innenwiderstand herangezogen. Die reale Spannungsquelle besteht aus dem Signalgenerator mit Verstärker und dem nachgeschalteten Resonanzkreis, dessen Kapazität sich aus C_r , C_w und der Kapazität der Entladungszelle zusammensetzt (siehe Abb. 3.3 (a) auf Seite 52). Diese reale Spannungsquelle wird in Abb. 3.5 (a) mit einer Ursprungspannung der Amplitude \hat{U}_0 und einem Serienwiderstand R_i modelliert. Die Last R_L wird ausschließlich durch die Gasentladung, also durch den Wirkstrom bestimmt. U bezeichnet die Spannung an der Entladungszelle und \hat{U} deren Amplitude. Die mittlere an der Last dissipierte Leistung $\langle P \rangle$ ergibt sich aus

$$\begin{aligned}
 \langle P \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T UI \, dt & \Bigg| & \text{mit } U = \hat{U} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \phi\right) \\
 &= \hat{U} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T I \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \phi\right) dt \\
 &= \hat{U} \cdot \underbrace{\qquad\qquad\qquad}_{(I)} & (3.1)
 \end{aligned}$$

T ist die Periodendauer der Treiberspannung und ϕ ist deren Phasenlage relativ zum gewählten zeitlichen Nullpunkt. Die Größe (I) entspricht dem Skalarprodukt aus dem Strom und dem Einheitsvektor des Realteils der Spannung. Anschaulich handelt es sich um den gemittelten Wirkstrom, wobei bei der Mittelung die Stromflußrichtung für eine positive Leistung berücksichtigt wurde. Der Wert des Innenwiderstandes R_i wird so definiert, daß er den

Einbruch der Klemmspannungsamplitude bei einem gegebenen „mittleren Wirkstrom“ (I) beschreibt.

$$R_i := \frac{\hat{U}_0 - \hat{U}}{I} \quad (3.2)$$

Damit ergibt sich aus Gl. 3.1 und Gl. 3.2 für die Spannungsquelle die Lastparabel

$$\langle P \rangle = \frac{\hat{U}}{R_i} (\hat{U}_0 - \hat{U}) . \quad (3.3)$$

In der folgenden Messung wird das beschriebene Modell der realen Spannungsquelle angewandt und der Innenwiderstand R_i bestimmt. Um eine variable Last zu erhalten ohne die Einstellungen der Spannungsquelle verändern zu müssen, wird eine filamentierte Entladung unterhalb der Zündspannung betrieben. In diesem Parameterbereich vernichten sich die Filamente durch Stöße, so daß die Last mit der Zeit abnimmt. In regelmäßigen Abständen werden die mittlere Leistung $\langle P \rangle$ und die Spannungsamplitude \hat{U} an der Entladungszelle gemessen. $\langle P \rangle$ wird gemäß Gl. 3.1 aus der Integration des Produktes UI bestimmt, wobei U und I über eine Periode der Treiber Spannung mit dem Digitaloszilloskop aufgenommen werden. Die Meßwerte aus zwei Serien sind in Abb. 3.5 (b) dargestellt. Im gleichen Diagramm sind Lastparabeln gemäß Gl. 3.3 eingezeichnet, die als Bestapproximierende unter Variation der Parameter R_i und \hat{U}_0 an die Meßdaten angepaßt wurden. Es

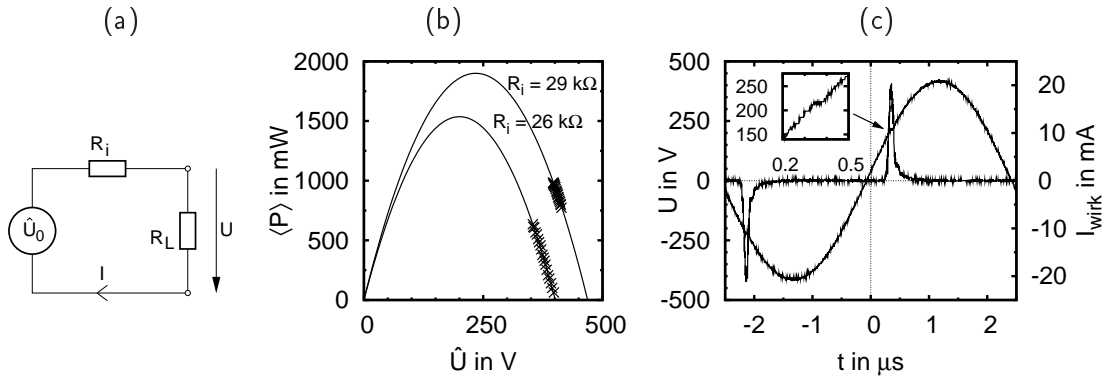


Abbildung 3.5: Untersuchung der Spannungsquelle. (a) Modell einer realen Spannungsquelle. \hat{U}_0 Ursprung, R_i Innenwiderstand, R_L Lastwiderstand, U Spannungsamplitude an der Last, I Strom durch die Last. (b) Messung der abgegebenen Leistung $\langle P \rangle$ in Abhängigkeit von der Klemmspannung \hat{U} . Es sind Lastparabeln (Gl. 3.3) zu den angegebenen Innenwiderständen eingezeichnet. (c) Strom- und Spannungsverlauf einer Entladung mit unregelmäßiger Filamentanordnung. Während des Durchbruchs bricht die Spannung etwas ein (Darstellung in der Vergrößerung). Gemeinsame Parameter für (b) und (c): $p = 200$ hPa, $f = 200$ kHz \sim , $d = 0,5$ mm, $a_1 = a_2 = 0,5$ mm, $D = 40$ mm, He.

ergeben sich Innenwiderstände R_i von $26\text{ k}\Omega$ und $29\text{ k}\Omega$. Die leicht verschiedenen Werte für R_i kommen dadurch zustande, daß die Resonanzfrequenz des Schwingkreises leicht verschieden abgeglichen wurde.

Abschließend wird das Verhalten der Spannungsquelle auf kurzer Zeitskala, also im Verlauf eines einzelnen Durchbruchs, betrachtet. Die an der Entladungszelle abfallende Spannung U und der fließende Wirkstrom I_{wirk} sind in Abb. 3.5 (c) dargestellt. Auf den ersten Blick ist keine Abweichung des Spannungsverlaufs von einer Sinuskurve zu sehen. Auf diese Annahme stützen sich ja auch die vorhergehenden Betrachtungen über das Verhalten auf langer Zeitskala. In Abb. 3.5 (c) ist außerdem in einer Ausschnittsvergrößerung der Spannungsverlauf während des Durchbruchs dargestellt. Hier erkennt man, daß es während des Wirkstrompulses einen kurzen Spannungseinbruch in Form einer Stufe gibt. Gegenüber einer fortgesetzten Sinuskurve bricht die Spannung um wenige zehn Volt ein. In Bezug auf die Gasentladung kann ein so kleiner Spannungseinbruch toleriert werden. Kritisch würde ein Spannungseinbruch erst dann, wenn die Spannung während des Durchbruchs sinkt, und zwar so stark, daß die Löschspannung unterschritten würde. Dazu wäre allerdings ein Spannungseinbruch von etwa 100 V nötig.

Oberflächen der Dielektrika

Die Oberflächen der Dielektrika, die die Elektroden vom Entladungsraum trennen, haben einen großen Einfluß auf die Gasentladung und damit auch

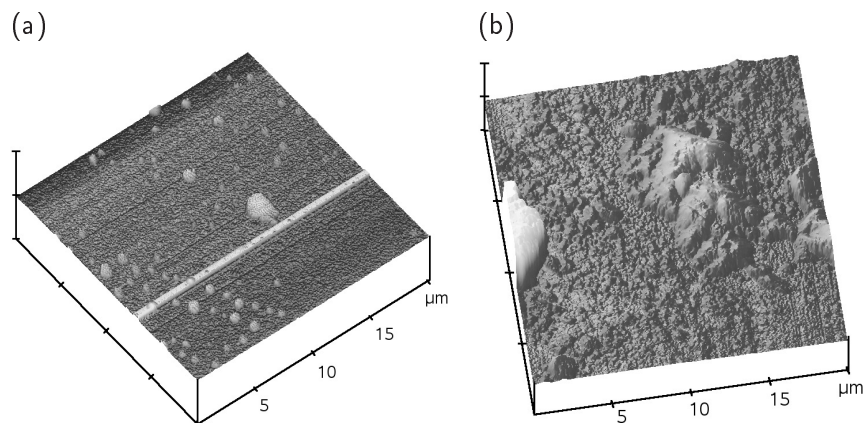


Abbildung 3.6: Rasterkraftaufnahmen der dielektrischen Oberflächen. (a) Unbenutzte Glasplatte. (b) Benutzte Glasplatte. In beiden Fällen ist eine Fläche von $20\text{ }\mu\text{m} \times 20\text{ }\mu\text{m}$ mit einer Ortsauflösung von 256×256 Punkten aufgenommen worden. Die Skalierung der Höhenachse beträgt $\pm 1000\text{ nm}$. Die hellere gerade Linie in (a) ist auf eine Störung der Messung zurückzuführen.

auf die in lateraler Richtung auftretenden Strukturen. Um in den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten reproduzierbare Ergebnisse zu bekommen, ist es daher wichtig, eine möglichst gleichbleibende Qualität der Oberflächen sicherzustellen. Die Erfahrung zeigt jedoch, daß schon der Einfluß der Gasentladung selbst Veränderungen mit zum Teil erheblicher Auswirkung zur Folge haben kann. Wenn fabrikneue, unbenutzte Glasplatten eingesetzt werden, bilden sich häufig gar keine Strukturen in der Entladung aus. Nach einiger Zeit können durch Absenken der Treiberspannung fingerartige Strukturen erzeugt werden, die in manchen Fällen zusammen mit hexagonalen Filamentanordnungen entstehen (siehe Muster 62 auf Seite 39). Erst Glasplatten, die mindestens einige zehn Minuten in Gebrauch waren, zeigen eine Vielfalt selbstorganisierter Strukturen.

Die Veränderung der dielektrischen Oberflächen kann zwar nicht visuell erfaßt werden, wohl aber haptisch. Wenn man mit dem Fingernagel mit nur leichtem Druck über die Oberfläche einer benutzten Glasplatte fährt, so fühlt sich der von der Distanzscheibe verdeckte Bereich, der nicht mit der Gasentladung in Berührung gekommen ist, glatt an, während der von der Entladung traktierte Bereich merklich rauher ist. Eine genauere Vorstellung der Oberflächenbeschaffenheit vermitteln die Aufnahmen eines Rasterkraftmikroskops. Es wurden je ein Stück einer benutzten und einer unbenutzten Glasplatte zur Untersuchung gegeben. Die entstandenen Aufnahmen sind in Abb. 3.6 zu sehen. Die Rauigkeit der Oberflächen nimmt deutlich zu. Die Oberfläche einer neuen Platte (Abb. 3.6 (a)) variiert in der Höhe um weniger als 40 nm, die etwa kreisförmigen Erhebungen sind bis zu 100 nm hoch. Auf der benutzten Platte (Abb. 3.6 (b)) variiert die Höhe der Oberfläche um etwa 100 nm. Die große Erhebung in der Mitte von Abb. 3.6 (b) ist fast 1000 nm hoch.

Aus der Erfahrung heraus, daß der Alterungsprozeß der dielektrischen Oberflächen mit einer Aufrauung einhergeht und gleichzeitig eine bessere Reproduzierbarkeit erreicht wird, entstand die Idee, neue Oberflächen mit grober Polierpaste manuell aufzurauchen. Verschiedene Experimente mit Polierpasten mit $1\ \mu\text{m}$ bis $60\ \mu\text{m}$ Korngröße ergeben, daß künstlich aufgerauhte Oberflächen tatsächlich ein reproduzierbareres Verhalten zeigen. Die Muster, die in derart präparierten Entladungssystemen entstehen, weisen oft eine große Dynamik auf, die aber nach einigen zehn Sekunden verschwindet. In den Messungen aus Kapitel 5 werden manuell aufgerauhte Glasplatten verwendet.

Daß die Veränderung der Oberfläche tatsächlich einen Einfluß auf die Strukturen in der Gasentladung hat, kann anhand von Platten mit ungleichmäßiger Oberflächenbehandlung direkt gezeigt werden. Abbildung 3.7 (a) zeigt ein Glasplattenpaar, daß durch ungleichmäßigen Andruck beim aufrauchen eine inhomogene Oberfläche erhalten hat. In einer mit diesen Platten bestückten Entladungszelle werden mehrere schnell bewegte Einzelfilamente

über einen Zeitraum von 8 s beobachtet, so daß das ganze Entladungsgebiet durch Trajektorien der Filamente bedeckt ist. Alle 8000 Bilder, die mit der Proxitronic-Kamera aufgenommen werden, werden aufaddiert und normiert. Das so entstandene Bild (Abb. 3.7 (b)) gibt die Häufigkeit, mit der sich ein Filament an einem Ort aufgehalten hat, durch größere Helligkeit wieder. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für die Filamente ist nicht gleichmäßig über das Entladungsgebiet verteilt, stattdessen ist die inhomogene Präparation der Platten wiederzuerkennen.

Die Ursache für den Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit auf die Strukturen in der Gasentladung ist nicht geklärt. Neben dem veränderten Profil aufgerauhter Oberflächen mag auch eine chemische Veränderung eine Rolle spielen, z. B. durch das Abtragen der ursprünglichen Oberflächenschicht. Aus Sicht der Gasentladung können ein veränderter γ -Koeffizient oder ein veränderter Photoionisationskoeffizient von Bedeutung sein. Vor allem von der Photoionisation ist bekannt, daß sie, da sie eine langreichweitige Begünstigung eines Durchbruchs darstellt, einer Strukturierung der Entladung entgegenwirkt.

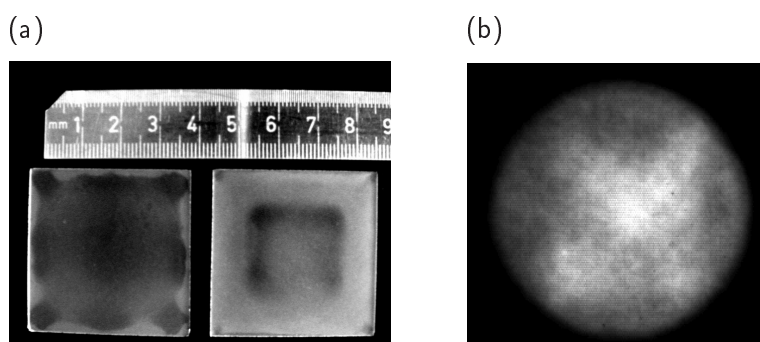


Abbildung 3.7: Inhomogene Präparation der Glasplatten. (a) Die Glasplatten sind mit $3\ \mu\text{m}$ -Polierpaste aufgerauht worden. Durch ungleichmäßigen Andruck auf die Unterlage ist eine inhomogene Oberfläche entstanden. Rauhere Flächen erscheinen in dieser Aufnahme heller. (b) In einer Entladungszelle, die mit den inhomogenen Platten aus (a) bestückt ist, wird eine Entladung mit mehreren bewegten Filamenten mit einer Bildwiederholrate von $1000\ \text{s}^{-1}$ über 8 s beobachtet. Der Mittelwert über alle Bilder ist hier gezeigt. Parameter: $p = 100\ \text{hPa}$, $\hat{U} = 500\ \text{V}$, $f = 200\ \text{kHz}$ \sim , $d = 0,5\ \text{mm}$, $a_1 = a_2 = 1\ \text{mm}$, $D = 40\ \text{mm}$, He, $t_{\text{exp}} = 100\ \text{ns}$.

Kapitel 4

Strukturierung der Entladung

Die selbstorganisierte Strukturierung der Entladung wird in diesem Kapitel auf zwei Zeitskalen untersucht. Im ersten Abschnitt werden typische Muster vorgestellt, die in Bezug auf die Entladungsphysik einen eingeschwungenen Zustand darstellen, also über mehrere hundert Durchbrüche stabil sind. Im zweiten Abschnitt werden die ersten Durchbrüche nach dem Überschreiten der Zündspannung im einzelnen betrachtet.

4.1 Typisches Bifurkationsszenario

In diesem Abschnitt wird ein typisches Bifurkationsszenario vorgestellt, wie es in der sinusgetriebenen Entladung in einem weiten Parameterbereich zu beobachten ist. Kontrollparameter ist die Treiberspannungsamplitude \hat{U} . Alle anderen Parameter werden konstant gehalten. Die konkreten Spannungswerte, die hier angegeben werden, sind starken Schwankungen unterworfen. Einen großen Einfluß auf die Position der Bifurkationspunkte hat die Oberflächenbeschaffenheit der Dielektrika; aber auch andere Parameter, vor allem der Druck p und der Entladungsabstand d , spielen eine Rolle. Die hier vorgestellte Messung ist in der geschlossenen Entladungszelle (siehe Abb. 3.2 auf Seite 50) durchgeführt worden. Im offenen Aufbau ist aber qualitativ das gleiche Szenario zu beobachten.

Das aufgenommene Bifurkationsdiagramm mit Beispielbildern der typischen Strukturen in der Gasentladung ist in Abb. 4.1 dargestellt. Zu Beginn des Experiments wird die Treiberspannungsamplitude von 0 V an erhöht. Sobald die Zündspannung \hat{U}_i , in diesem Experiment bei 315 V, überschritten wird, zündet die Entladung. In den ersten Durchbrüchen ist die Entladung fast homogen, aber innerhalb von etwa zehn Durchbrüchen findet eine selbstorganisierte Strukturierung statt, die in eine filamentierte Entladung mündet. Dieser Vorgang wird in Abschnitt 4.2 und Kapitel 9 näher untersucht.

Die brennende Gasentladung belastet die Spannungsquelle, so daß die Spannungsamplitude auf etwa 310 V einbricht. Als erste Struktur entsteht daher eine unregelmäßige Anordnung von Filamenten (Muster U in Abb. 4.1). Alle Filamente haben einen etwa gleichen Durchmesser von ungefähr 1 mm und sind etwa gleich hell. Bei Variation der Parameter ändert sich die Größe der

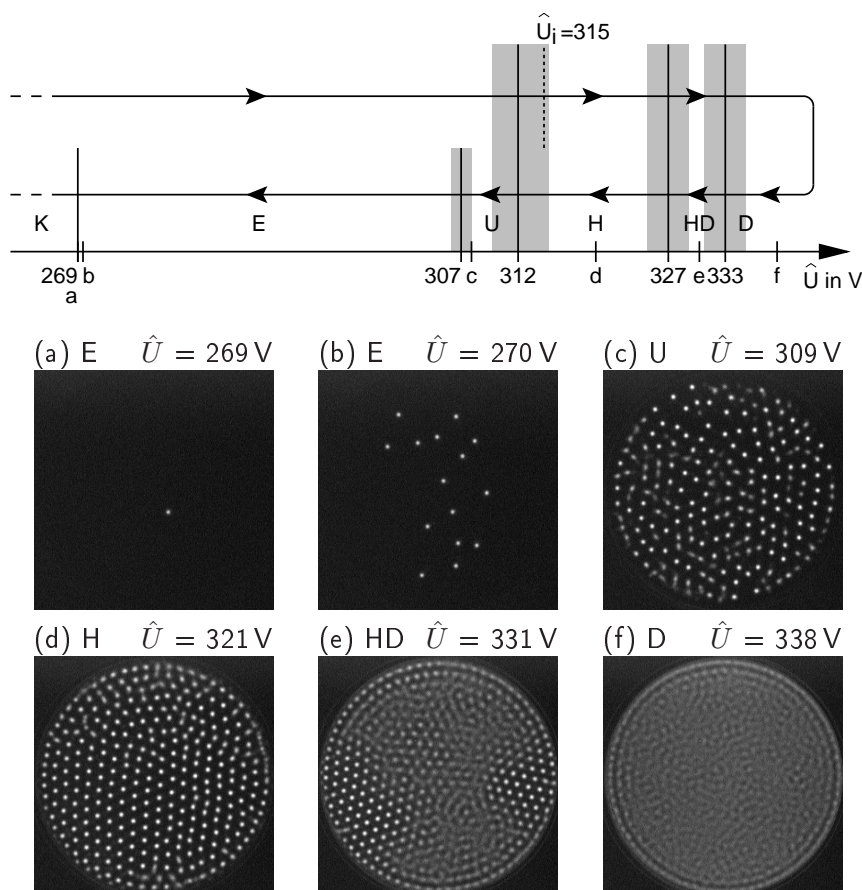


Abbildung 4.1: Experimentell beobachtetes Bifurkationsszenario. Oben: Aus dem Zustand K (keine Entladung) wird die Spannung erhöht und wieder gesenkt. Die senkrechten Linien bezeichnen Bifurkationspunkte des Moders, die umgebenden grauen Flächen geben die Meßunsicherheit an. Die gestrichelte Linie bei $\hat{U}_i = 315$ V markiert die Zündspannung. Es treten folgende Muster auf: E: Einzelfilament, U: Unregelmäßige Anordnung, H: hexagonale Anordnung, HD: Koexistenz von hexagonalen und diffusen Gebieten, D: Diffuses Muster. Unten: Typische Beispiele für die beobachteten Muster. Die Spannungen, bei denen die Bilder (a) bis (f) aufgenommen wurden, sind auf der Spannungsachse im oberen Teil mit den entsprechenden Buchstaben markiert. Parameter: $p = 200$ hPa, $f = 200$ kHz \sim , $d = 0,5$ mm, $a_1 = a_2 = 0,5$ mm, $D = 40$ mm, He, $t_{\text{exp}} = 1/250$ s

Filamente nur leicht. Eine höhere Treiberspannung oder ein höherer Druck führen zu kleineren Filamenten.

Wird die Treiberspannung weiter erhöht, so geht das Muster bei etwa $\hat{U} = 312 \text{ V}$ in eine hexagonale Anordnung (H) über. Für Spannungen oberhalb von etwa $\hat{U} = 327 \text{ V}$ entstehen Gebiete mit sehr schneller Dynamik. Mit einer Belichtungszeit von $t_{\text{exp}} = 1/250 \text{ s}$, und auch bei Betrachtung mit dem bloßen Auge, erscheinen diese Gebiete diffus. Die Koexistenz von Hexagonen mit diffus erscheinenden Flächen wird in Abb. 4.1 mit HD bezeichnet. Mit steigender Treiberspannung wachsen die diffus erscheinenden Gebiete an und bedecken bei etwa $\hat{U} = 333 \text{ V}$ das ganze Entladungsgebiet (D).

In diesem Experiment wird die Treiberspannungsamplitude bis auf $\hat{U} = 338 \text{ V}$ erhöht und von dort aus wieder gesenkt. Während die Treiberspannung sinkt, werden in umgekehrter Reihenfolge die gleichen Mustertypen wie bei steigender Treiberspannung beobachtet. Die Bifurkationen finden bei steigender und fallender Treiberspannung im Rahmen der Meßunsicherheit bei den selben Spannungswerten statt. Wird die Treiberspannung unter etwa $\hat{U} = 307 \text{ V}$ gesenkt, geht die Nahordnung der Filamente, die sich in einem typischen Filamentabstand äußert, verloren. Daher werden diese Filamente als Einzelfilamente (E) bezeichnet. Einzelfilamente sind über einen sehr großen Spannungsbereich stabil. Je geringer jedoch die Treiberspannung ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß einzelne Filamente spontan erlöschen. Wenn sich die Filamente aufgrund geeigneter Oberflächenbeschaffenheit über das Entladungsgebiet bewegen, dann kommt es von Zeit zu Zeit zu Zusammenstößen, wobei einer der Kollisionspartner erlischt.

Wird die Treiberspannungsamplitude \hat{U} unter die Löschspannung von 269 V gesenkt, erlischt die Entladung vollständig. Das Entladungssystem zeigt einen Hysteresebereich, der von der Löschspannungsamplitude bis zur Zündspannungsamplitude reicht. Bewegt man sich von kleineren Spannungen her in diesen Parameterbereich, so zündet keine Entladung. Auch wenn sich einige Filamente auf dem Entladungsgebiet befinden, führt eine Erhöhung der Treiberspannung in diesem Gebiet nicht zur Neuzündung weiterer Filamente. Zur Zündung neuer Filamente ist es immer notwendig, die Zündspannung \hat{U}_i zu überschreiten. Spontane Neuzündungen einzelner Filamente werden nur sehr selten beobachtet [Brauer, 2000].

4.2 Die ersten Durchbrüche

Die Beobachtung der Filamentierung einer homogenen Entladung direkt nach dem Überschreiten der Zündspannungsamplitude hat bereits aufschlußreiche Erkenntnisse über die Mechanismen der Strukturierung geliefert. In [Brauer, 2000] wurden Aufnahmen der Leuchtdichteverteilung einzelner

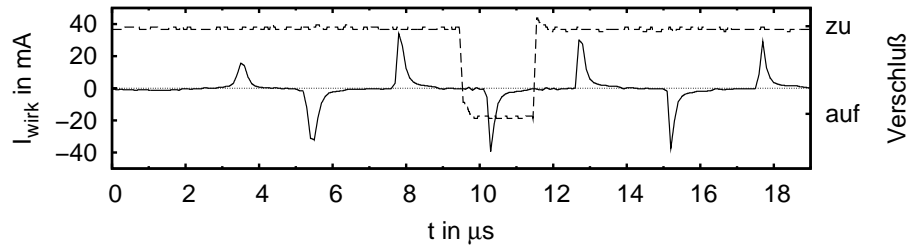


Abbildung 4.2: Triggerung der Kamera auf einen einzelnen Durchbruch. — Wirkstrom I_{wirk} , --- Kontrollsignal für den elektronischen Verschluss der Kamera. Es wird auf den ersten positiven Wirkstrompuls getriggert. Die Verzögerung ist so eingestellt, daß der vierte Durchbruch aufgenommen wird. Die zugehörige Aufnahme ist in Abb. 4.4 zu sehen.

Durchbrüche während der ersten zehn Treiberperioden gemacht. Diese Messungen werden in der vorliegenden Arbeit aus zweierlei Gründen aufgegriffen. Zum einen ist der Zeitraum von einigen zehn Durchbrüchen in die Reichweite von numerischen Simulationen in drei Dimensionen gekommen. Die Filamentierung der Entladung ist also ein physikalisches Phänomen, bei dem man experimentelle und numerische Ergebnisse direkt miteinander vergleichen kann. Zu der ersten hier vorgestellten Messung werden in Kapitel 9 numerische Rechnungen mit gleichen Parametern gezeigt. Zum anderen besteht im gegenwärtigen Aufbau die Möglichkeit, mit verschiedenen Randbedingungen zu arbeiten, nämlich mit offenen oder geschlossenen Rändern. Die Untersuchungen in [Brauer, 2000], die in einem System mit offenem Rand durchgeführt worden sind, haben gezeigt, daß der Rand den Filamentierungsprozeß beeinflusst. Die zweite hier vorgestellte Messung wird in einem System mit geschlossenem Rand durchgeführt. Der Vergleich beider Messungen gibt weiteren Aufschluß darüber, welcher Art der Einfluß des Randes ist.

Um einzelne Durchbrüche der Entladung aufnehmen zu können, wird aus dem Wirkstromsignal I_w der Wirkstrommeßbrücke ein TTL-kompatibles Triggersignal abgeleitet, das dem Steuergerät der DiCAM2 zugeführt wird. So wird die Kamera direkt nach dem Einschalten der Entladung durch den ersten Wirkstrompuls ausgelöst. Das Triggersignal kann gegenüber dem auslösenden Wirkstrompuls praktisch beliebig verzögert werden, so daß der Durchbruch, bei dem der elektronische Verschluss der Kamera geöffnet ist, frei gewählt werden kann. Das Steuergerät der Kamera gibt außerdem ein Kontrollsignal aus, das den Zustand des elektronischen Verschlusses wiedergibt. Dieses Kontrollsignal und der Wirkstromverlauf werden zur Überwachung der Messung mit dem Digitaloszilloskop mit aufgenommen. Abbildung 4.2 zeigt ein Beispiel für den zeitlichen Verlauf beider Signale. Der erste Durchbruch kann mit diesem Aufbau nicht aufgenommen werden, da das von ihm ausgelöste Triggersignal zur Erfassung seiner Selbst bereits zu spät kommt.

Abbildung 4.3 zeigt die Leuchtdichteverteilungen einer Gasentladung in einem System mit offenen Rändern. Der Durchmesser D der Aluminiumelektrode ist mit Rücksicht auf die technischen Möglichkeiten numerischer Simulationen (Kapitel 9) auf vergleichsweise kleine 8 mm festgelegt worden. Jedes Bild stellt einen einzelnen Durchbruch der Entladung dar. Zu Beginn, im zweiten Durchbruch, ist die Entladung nahezu homogen, nur am Rand ist ein hellerer Ring zu sehen. Im dritten Durchbruch hat sich die Störung vom Rand her in das Innere des Entladungsgebietes fortgepflanzt und einen zweiten helleren Ring gebildet. Außerdem beginnen die Ringe aufzubrechen. Im vierten Durchbruch sind immer noch Ringe erkennbar, doch ist der Zerfall in Filamente schon weit fortgeschritten. Einen Durchbruch später ist die Entladung im wesentlichen filamentiert und die Position der ehemaligen Ringe kann nur noch erahnt werden. Ab dem sechsten Durchbruch sind jegliche Hinweise auf eine vormals ringförmige Anordnung der Filamente verloren gegangen. Alle weiteren Durchbrüche sehen qualitativ gleich aus. Genau das selbe Muster kann nicht beobachtet werden, da die Entladung für jede Aufnahme neu gezündet werden muß. Das hier gezeigte Verhalten während der ersten Durchbrüche ist offenbar über einen weiten Parameterbereich zu beobachten. Die bereits erwähnten Messungen aus [Brauer, 2000], die bei etwas anderem Parametersatz, vor allem aber mit einem veränderten Arbeitsgas

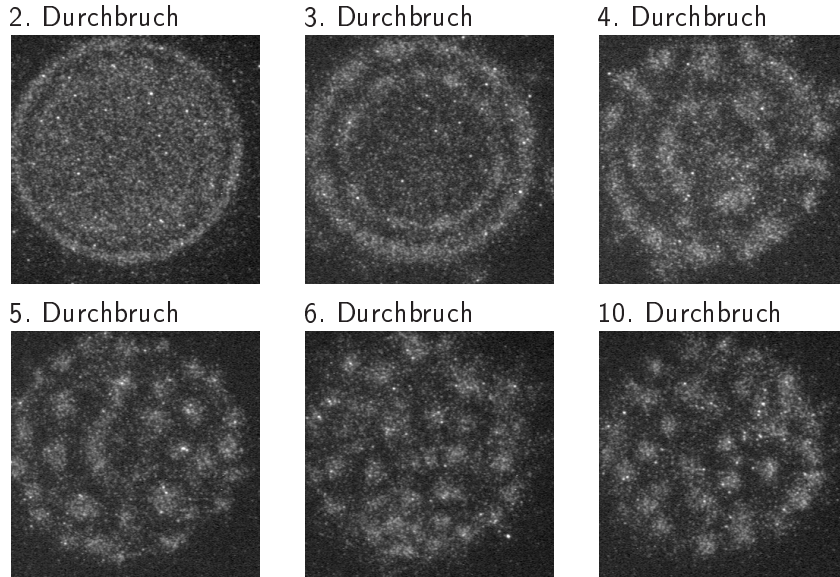


Abbildung 4.3: Strukturierung der Entladung im offenen System. Die Bilder zeigen die Leuchtdichteverteilung im Entladungsgebiet während einzelner Durchbrüche. Die Parameter dieser Messung entsprechen denen der Simulation in Kapitel 9. Parameter: $p = 301 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 693 \text{ V}$, $f = 200 \text{ kHz}$, \sim , $d = 0,5 \text{ mm}$, $a_1 = a_2 = 0,5 \text{ mm}$, $D = 8 \text{ mm}$, He, $t_{\text{exp}} = 2 \mu\text{s}$

und deutlich größerem Entladungsgebiet ($D = 20$ mm) durchgeführt wurden, zeigen qualitativ das gleiche Ergebnis.

Ein zweites Experiment zur Beobachtung der Filamentierung der Entladung wird in der Entladungszelle mit geschlossenem Rand durchgeführt. Abbildung 4.4 zeigt die Aufnahmen einzelner Durchbrüche. Auch hier ist der zweite Durchbruch fast völlig homogen. Eine Ringstruktur am Rand des Entladungsgebietes ist nur schwach ausgeprägt. Im dritten Durchbruch ist eine besondere Situation am Rand nicht zu beobachten. Stattdessen wird der Durchbruch im ganzen Entladungsgebiet deutlich inhomogener. Es deuten sich hellere und dunklere Bereiche an, deren charakteristische Längenskala aber noch deutlich über dem typischen Durchmesser eines Filamentes liegt. Diese Entwicklung setzt sich im folgenden Durchbruch fort. Hier sind bereits deutlich von der Entladung bedeckte, inselartige Flächen zu erkennen, die durch völlig dunkle, nicht gezündeten Gebiete getrennt werden. Die Längenskala des Musters liegt immer noch über dem typischen Durchmesser eines Filamentes. Ab dem fünften Durchbruch ist bereits eine unregelmäßige Anordnung von Filamenten erkennbar. Die Filamente haben einen Durchmesser von etwa einem Millimeter und haben damit ihre stabile Größe erreicht. Der fünfte und alle folgenden Durchbrüche zeigen qualitativ das gleiche Muster.

Aus dem Vergleich dieser beiden Experimente können einige interessante

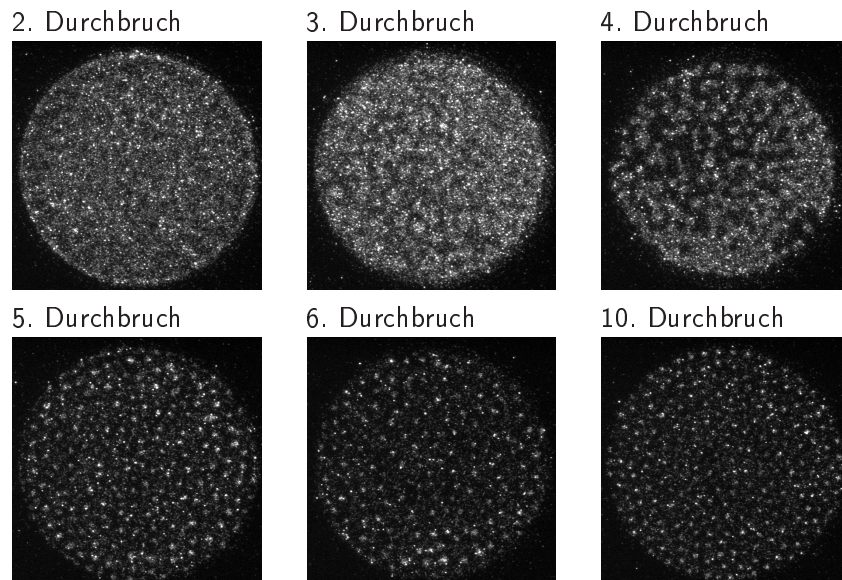


Abbildung 4.4: Strukturierung der Entladung im geschlossenen System. Die Bilder zeigen die Leuchtdichteverteilung im Entladungsgebiet während einzelner Durchbrüche. Parameter: $p = 300$ hPa, $\hat{U} = 500$ V, $f = 200$ kHz \sim , $d = 0,5$ mm, $a_1 = a_2 = 1$ mm, $D = 40$ mm, He, $t_{\text{exp}} = 2 \mu\text{s}$

Schlußfolgerungen gezogen werden. In den untersuchten Gasentladungssystemen ist offensichtlich der lateral homogene Zustand instabil zugunsten einer filamentierten Entladung. Das entstehende Muster (die unregelmäßige Anordnung von Filamenten) und dessen Längenskala werden durch die Mechanismen der Selbstorganisation unabhängig von der Randbedingung des Systems festgelegt. Der Weg, auf dem sich das System von der aus Symmetriegründen anfangs homogenen Entladung in den stabilen Zustand bewegt, wird dagegen maßgeblich vom Rand beeinflusst. Die Tatsache, daß die Stabilität des einzelnen Filamentes nicht von den konkreten Randbedingungen des Systems abhängt, stützt das Konzept, die Filamente als dissipative Solitonen mit teilchenartigem Charakter aufzufassen.

Als weitere Frage stellt sich, auf welche Art der Rand überhaupt die Struktur-
bildung beeinflusst. In [Brauer, 2000] werden zur Beantwortung dieser Frage zwei Annahmen herangezogen. Die erste geht davon aus, daß es einen Inhibitionsmechanismus gibt, über den ein gezündetes Gebiet, z. B. ein Filament, seine Umgebung daran hindert, ebenfalls zu zünden. Dieser Mechanismus wird im Zusammenhang mit den in dieser Arbeit gewonnenen Simulationsergebnissen in Kapitel 10 diskutiert. Die zweite Annahme geht davon aus, daß ein Punkt am Rand des Entladungsgebietes weniger Inhibition erhält als ein Punkt in der Mitte, da es ja außerhalb des Entladungsgebietes keine gezündete Fläche gibt. So könnte also der Strom in der Randregion schneller anwachsen und sich eine ringartige Struktur ausbilden. Diese in [Brauer, 2000] kann jedoch nicht erklären, warum in einem System mit geschlossenem Rand in den ersten Durchbrüchen keine Ringe gebildet werden. Die Modellvorstellung muß also revidiert werden.

Die Messungen aus Abb. 4.3 und Abb. 4.4 legen nahe, daß der erste Durchbruch nahezu homogen verläuft. Es entstehen also auf beiden dielektrischen Oberflächen nahezu homogene Oberflächenladungsverteilungen, die in der folgenden Halbperiode das äußere elektrische Feld verstärken. Die Oberflächenladungen bilden ein flächiges, scheibenartiges Objekt, an dessen Rand die elektrischen Feldlinien zusammenlaufen, so daß dort ein sehr großes elektrisches Feld entsteht. Im Falle einer geschlossenen Entladungszelle hat die erhöhte elektrische Feldstärke keinen großen Einfluß auf die Entladung, da dieser Bereich ja gerade dort beginnt, wo das Entladungsgebiet durch die Distanzscheibe begrenzt wird. In einer offenen Entladungszelle ist der Bereich erhöhter Feldstärke aber mit Helium gefüllt, so daß dort eine stärkere Entladung zünden kann. Es bildet sich also ab dem zweiten Durchbruch ein stärker leuchtender Ring aus, der in Abb. 4.3 zu sehen ist. Dieser Randeffect wird im numerischen Teil dieser Arbeit in Abschnitt 9.1 näher untersucht. Dort wird auch die Entstehung der inneren Ringe erläutert.

Kapitel 5

Das Einzelfilament

Nachdem im letzten Kapitel die Filamentierung der Entladung beschrieben worden ist, geht dieses Kapitel auf das einzelne Filament ein. Zuerst wird aus den vorherigen Kapiteln kurz zusammengefaßt, wie ein einzelnes Filament präpariert wird und welche Formen der Bewegung beobachtet werden. In Abschnitt 5.1 werden Experimente vorgestellt, die Aufschluß über den der Bewegung zugrunde liegenden Mechanismus geben. In Abschnitt 5.2 wird, aufbauend auf den experimentell gewonnenen Erkenntnissen, ein qualitatives Modell der Bewegung entwickelt. Die erratische Bewegung des Filaments wird in Abschnitt 5.3 in das Konzept der Zufallspfade eingebettet. Zuletzt wird in Abschnitt 5.4 eine statistische Analyse der Filamenttrajektorien durchgeführt, mit deren Hilfe zwei Bewegungstypen unterschieden werden können.

In Abschnitt 4.1 ist das in dieser Entladungszelle beobachtete Bifurkationszenario vorgestellt worden. Aus Abb. 4.1 ist zu entnehmen, daß nach der Zündung des Systems zunächst eine dichte Filamentanordnung entsteht. Um ein einzelnes Filament zu erhalten, muß die Treiberspannungsamplitude \hat{U} unter die Zündspannung des Systems zurückgenommen werden. Die Anzahl der Filamente verringert sich nun durch spontanes Erlöschen einzelner Filamente oder durch Vernichtungen, wenn bewegte Filamente miteinander kollidieren. Sobald nur noch ein einzelnes Filament übrig ist, ist es häufig sinnvoll, die Treiberspannungsamplitude wieder bis kurz unter die Zündspannung zu erhöhen, damit das Filament nicht spontan erlischt.

In Tabelle 2.1 auf Seite 40 sind verschiedene Bewegungsmodi der Filamente aufgeführt. Für die hier untersuchten Einzelfilamente kommen die letzten beiden, „Bewegung durch feuchte Oberflächen“ und „langsame Filamente“, in Frage. Langsam bewegte Filamente sind auf glatten dielektrischen Oberflächen zu beobachten. Die Reproduzierbarkeit dieser Bewegungsart ist allerdings sehr schlecht und hängt vermutlich stark von der Oberflächenbeschaffenheit der Glasplatten ab, die ihrerseits vom Alter und von der sonstigen

Historie der Glasplatte beeinflusst wird. Die wesentlich schnelleren Filamente auf feuchten Oberflächen sind dagegen gut reproduzierbar. Als Dielektrika werden Glasplatten mit aufgerauhten Oberflächen verwendet. Die Untersuchungen in diesem Kapitel beziehen sich daher immer auf bewegte Filamente auf feuchten, aufgerauhten dielektrischen Oberflächen.

5.1 Bewegung des Einzelfilamentes

Die folgenden Experimente werden in der Entladungszelle mit geschlossenem Rand durchgeführt. Die Oberflächen der Glasplatten sind entladungsseitig mit Polierpulver (600 GRIT $\hat{=}$ Korngröße $\sim 30 \mu\text{m}$) aufgerauht worden. Diese Oberflächen werden entweder trocken oder feucht präpariert. Zur feuchten Präparation werden die Glasplatten für einige Sekunden in einen Luftstrom gehalten, der nahezu mit Wasser gesättigt ist (relative Luftfeuchtigkeit von über 90 %) und eine Temperatur von 35°C bis 80°C hat. Das kann entweder über einem mit Wasser gefüllten Becherglas geschehen, dessen Temperatur auf 50°C bis 80°C geregelt ist, oder durch anhauchen der Glasplatten. Trockene Oberflächen werden präpariert, indem die Glasplatte für etwa eine Minute der Gasentladung ausgesetzt wird. Nach der Präparation der Glasplatten wird der Aufbau evakuiert und anschließend mit Helium bei gewünschtem Druck befüllt.

Wird die Entladung mit trockenen dielektrischen Oberflächen gezündet, so bildet sich ein statisches Muster mit unregelmäßiger Filamentanordnung wie es in Abb. 4.1 gezeigt wird. Wenn die Glasoberflächen aber feucht präpariert wurden, entsteht nach der Zündung eine hexagonale Anordnung von Fila-

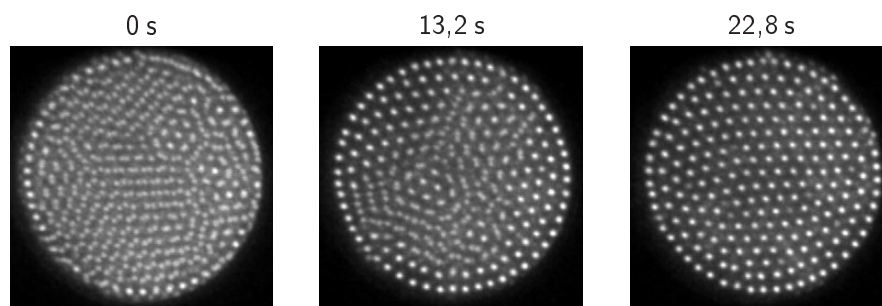


Abbildung 5.1: „Einfrierende Hexagone“. Leuchtdichteverteilung der Entladung bei 0 s, 13,2 s und 22,8 s nach der Zündung. Die Treiberspannungsamplitude ist knapp über der Zündspannung. Um die Dynamik der Muster sichtbar zu machen, werden in jedem Bild zwei aufeinanderfolgende Kamerabilder addiert. Parameter: $p = 196 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 465 \text{ V}$, $f = 200 \text{ kHz}$, $d = 0,5 \text{ mm}$, $a_1 = a_2 = 0,7 \text{ mm}$, $D = 40 \text{ mm}$, He, $t_{\text{exp}} = 100 \mu\text{s}$, Bildwiederholrate der Kamera: 250 s^{-1} .

menten, die eine starke Dynamik zeigen. Das linke Bild in Abb. 5.1 zeigt eine solche Entladung. Während die Entladung brennt, bilden sich vom Rand her Gebiete mit hexagonal angeordneten, stehenden Filamenten. In Abb. 5.1, 13,2 s nach der Zündung, können oben links und unten rechts zwei solcher Gebiete ausgemacht werden. Direkt am Rand ist die hexagonale Symmetrie gebrochen, und die Filamente ordnen sich äquidistant entlang der kreisförmigen Begrenzung des Entladungsgebietes an. In der Mitte bewegen sich die Filamente weiterhin. Die statischen Gebiete wachsen mit der Zeit, bis das gesamte Muster zur Ruhe kommt. Im rechten Bild in Abb. 5.1, 22,8 s nach der Zündung, sind alle Filamente stationär und es findet kaum noch eine Veränderung im Muster statt. Weder durch eine Veränderung der Parameter wie Druck oder Treiberspannung, noch durch eine erneute Zündung der Entladung kann die Dynamik wiederbelebt werden. Auch ein Austausch des Arbeitsgases durch frisches Helium hat nicht den gewünschten Erfolg. Die einzige Möglichkeit, wieder zu einem bewegten Muster zu kommen, ist die erneute feuchte Präparation der Oberflächen.

Aus diesen Experimenten kann Zweierlei geschlossen werden. Erstens ist die Feuchtigkeit auf den Oberflächen notwendig für die Bewegung der Filamente. Und zweitens wird die Feuchtigkeit verbraucht, während die Entladung brennt.

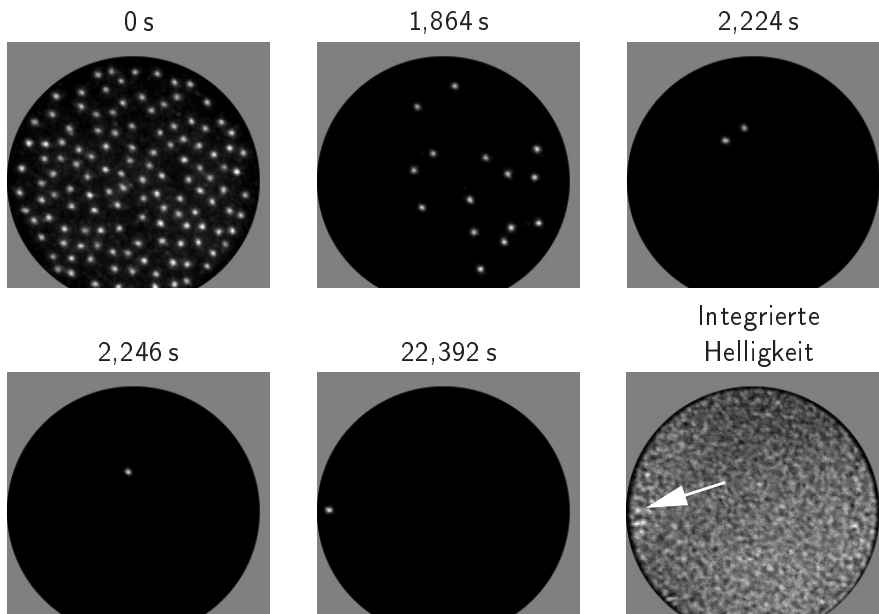


Abbildung 5.2: Präparation eines Einzelfilaments. Der graue Rand bezeichnet die Begrenzung des Entladungsgebietes. Parameter: $p = 200 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 640 \text{ V}$, $f = 200 \text{ kHz}$, $d = 0,5 \text{ mm}$, $a_1 = a_2 = 1 \text{ mm}$, $D = 40 \text{ mm}$, He, $t_{\text{exp}} = 100 \mu\text{s}$, Bildwiederholrate der Kamera: 125 s^{-1} .

In einer zweiten Serie von Experimenten, wieder mit feuchten Oberflächen, wird ein Einzelfilament präpariert. Das System wird zu Beginn knapp oberhalb der Zündspannung von etwa 700 V betrieben. Die gezündete Entladung besteht aus unregelmäßig angeordneten Filamenten (Abb. 5.2, 0 s). Die Treiberspannung wird dann auf $\hat{U} = 640$ V und damit unter die Zündspannung gesenkt. Innerhalb von wenigen Sekunden reduziert sich die Zahl der Filamente durch gegenseitige Vernichtung in Kollisionsprozessen (Abb. 5.2, 1,864 s, 2,224 s, 2,246 s). Zuletzt bleibt ein einzelnes Filament übrig, das in Ermangelung eines Kollisionspartners nicht vernichtet wird. Es bewegt sich auf einer Trajektorie über das Entladungsgebiet, deren typischer Verlauf in Abb. 5.5 (b) gezeigt ist. Die Bewegung des Filamentes dauert von einigen Sekunden bis zu mehr als einer Minute an. Schließlich bleibt das Filament stehen und verbleibt an seiner Position, bis das Experiment abgeschaltet wird (Abb. 5.2, 22,392 s).

Aus dem vorhergehenden Experiment ist bekannt, daß die Oberflächenfeuchtigkeit für die Filamentbewegung notwendig ist. Unter der Annahme (die weiter unten überprüft wird), daß natürliche Verdampfung eine geringe Rolle spielt, ist die Entladung selbst für den Abbau der Feuchtigkeit verantwortlich. Folglich sollte es zwischen den Stellen, die von Filamenten überstrichen worden sind, und dem Ort, an dem das Filament zur Ruhe kommt, einen Zusammenhang geben. Um diese Annahme zu überprüfen, werden alle Kamerabilder, vom Zünden der Entladung bis zum stationären Filament, aufaddiert. Die so erhaltene integrierte Helligkeit ist in Abb. 5.2 dargestellt. Je heller eine Stelle in diesem Bild ist, desto öfter hat sich dort ein Filament befunden. Der Pfeil weist auf die Stelle, an der das Filament stehengeblieben ist. Diese Stelle ist sehr hell und ist also häufig von einem Filament besetzt worden. Daher ist anzunehmen, daß diese Stelle recht trocken ist, während ihre Umgebung immer noch mit etwas Feuchtigkeit bedeckt ist. Die Vermutung, daß die Entladung selbst für die Veränderung der Oberflächenbeschaffenheit verantwortlich ist, die ein Filament zum Anhalten zwingt, wird dadurch bestätigt.

Um sicherzustellen, daß natürliche Verdampfung der Oberflächenfeuchtigkeit tatsächlich keinen bedeutenden Einfluß auf die gezeigten Experimente hat, wird ein Kontrollexperiment durchgeführt. Abermals werden Glasplatten mit feuchter Oberfläche präpariert und in die Entladungszelle eingesetzt. Nachdem die Vakuumzelle evakuiert und dann mit dem gewünschten Arbeitsdruck befüllt worden ist, wird zuerst eine Wartezeit von fünf Minuten eingehalten, bevor die Entladung gezündet wird. In den vorhergehenden Experimenten, die ohne Verzögerung nach dem Einstellen des Arbeitsdrucks durchgeführt worden sind, hat die Bewegung des Filamentes nie mehr als drei Minuten gedauert. Wenn die Feuchtigkeit auf den Oberflächen also unabhängig von der Entladung einfach verdampft, dann sollte nach einer Wartezeit von fünf Minuten keine Bewegung mehr im Muster der gezündeten Entladung zu be-

obachten sein. Es stellt sich jedoch heraus, daß ein Szenario ähnlich dem in Abb. 5.2 gezeigten beobachtet werden kann. Es ist also sicher, daß die Entladung selbst für den Abbau der Oberflächenfeuchtigkeit verantwortlich ist.

In einem weiteren Experiment wird gezeigt, daß es tatsächlich die Feuchtigkeit ist, die für die Bewegung der Filamente verantwortlich ist. Dafür werden die Glasplatten nur zur Hälfte feucht präpariert, die andere Hälfte wird während der Präparation abgedeckt und bleibt trocken. In Abb. 5.3 sind einige Bilder der entstandenen Videoaufnahme gezeigt. Das erste Bild ist unmittelbar nach der Zündung der Entladung entstanden und zeigt überall im Entladungsgebiet bewegte Filamente. Nach 1,88 s sind nur noch die Filamente in der rechten, feucht präparierten Hälfte in Bewegung, in der linken, trockenen Hälfte ist das Muster statisch. Im weiteren Verlauf des Experimentes wird auch in der rechten Hälfte ein „Einfrieren“ der Bewegung beobachtet, ähnlich wie im ersten Experiment in diesem Abschnitt. Am Rand des Entladungsgebietes bleiben einige Filamente stehen und verharren dort. Die meisten Filamente werden jedoch in Kollisionen mit stehenden Filamenten am Rand vernichtet. Nach 4,16 s ist das Muster im gesamten Entladungsgebiet statisch. Dieses Experiment zeigt, daß tatsächlich die Feuchtigkeit der Oberflächen der hauptsächliche Grund für die Bewegung der Filamente ist. Außerdem kann aus dem Experiment eine obere Grenze für die Diffusionskonstante der Oberflächenfeuchtigkeit abgeschätzt werden. Der Zusammenbau der Vakuunkammer, also von der Präparation der Glasplatten bis zur Zündung der Entladung, dauert ein bis zwei Minuten. Während dieser Zeit verwischt die aufgebrauchte Feuchtigkeit weniger als einen Filamentdurchmesser. Folglich ist die Diffusion der Feuchtigkeit auf der Oberfläche in diesen Experimenten nicht von großer Bedeutung.

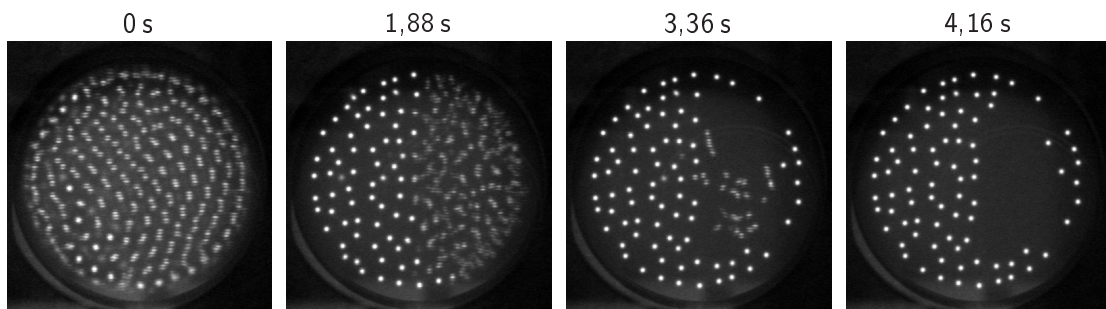


Abbildung 5.3: Leuchtdichteverteilung im Entladungsgebiet, aufgenommen mit einer Videokamera im Interlaced-Modus. Die rechte Hälfte der dielektrischen Oberflächen ist feucht präpariert worden, die linke trocken. Bewegte Strukturen erscheinen durch das Interlacing verschmiert. Parameter: $p = 199 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 531 \text{ V}$, $f = 200 \text{ kHz}$, $d = 0,5 \text{ mm}$, $a_1 = a_2 = 1 \text{ mm}$, $D = 40 \text{ mm}$, He , $t_{\text{exp}} = 4 \text{ ms}$, Bildwiederholrate der Kamera: 50 Halbbilder pro Sekunde.

5.2 Qualitatives Modell der Filamentbewegung

Das hier vorgestellte Modell zur Bewegung eines Filamentes setzt voraus, daß ein Filament eine stabile Struktur in der Gasentladung ist. Experimentell ist das schon seit langem bekannt; um die theoretische Beschreibung eines Einzelfilamentes und dessen Stabilität kümmert sich Kapitel 10. Die in diesen Experimenten untersuchte Bewegung der Filamente passiert auf einer Zeitskala, die außerhalb der Reichweite numerischer Untersuchungen ist, denn es dauert einige tausend Durchbrüche, bis sich ein Filament um den eigenen Durchmesser fortbewegt hat. Daher wird an dieser Stelle ein heuristisches Modell zur Filamentbewegung vorgestellt.

Das Modell basiert auf folgenden bekannten Eigenschaften dielektrischer Barrierentladungen. Erstens werden Filamente durch Oberflächen- und Raumladungen in Form und Größe stabilisiert, wie es in Abschnitt 1.5 beschrieben wurde. Zweitens bilden Beimischungen von elektronegativen Gasen (wie z. B. Wasser) zum Arbeitsgas zusammen mit Elektronen negative Ionen und behindern daher die Ausbreitung von Elektronenlawinen, die zur Zündung eines jeden Durchbruchs nötig sind. Die Zündspannung des Gases wird so erhöht. Drittens ist die Diffusion von Wasser in Helium auf einer Zeitskala von einigen Durchbrüchen praktisch null. Und zuletzt ist bekannt, daß ein Feuchtigkeitsfilm auf Oberflächen durch Einwirkung einer Gasentladung sehr gut entfernt werden kann, sogar deutlich besser als durch Abpumpen und Ausheizen der Probe.

Natürlich gibt es weitere physikalische Prozesse, die auf die beobachteten Phänomene einen Einfluß haben können. Für einige von ihnen ist bekannt, daß sie zu schwach sind, um einen signifikanten Einfluß auszuüben. Man mag an eine Veränderung des zweiten Townsend-Koeffizienten für feuchte Oberflächen denken, die eine Veränderung der Zündspannung zur Folge hätte, die aber nicht beobachtet wird, oder an die Diffusion von Feuchtigkeit auf den Oberflächen, die jedoch weiter oben als vernachlässigbar klein abgeschätzt wurde. Andere, wie der Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit auf der dielektrischen Oberfläche, würden das ruhende Filament stabilisieren und können daher nicht bedeutsam sein. Das hier vorgestellte Modell soll also auf den oben genannten physikalischen Prozessen aufbauen, die sich aufgrund der experimentellen Ergebnisse als dominierend darstellen.

Man betrachte eine Situation, in der die dielektrischen Oberflächen mit Feuchtigkeit bedeckt sind, wie es in Abb. 5.4 (a) dargestellt ist. An dem Ort, an dem sich ein Filament befindet, also periodisch in jeder Halbwelle des Treibers neu gezündet wird, wird ein Teil der Feuchtigkeit gelöst und gelangt in das Arbeitsgas. Da Wasser elektronegativer ist, ist die Zündspannung in dieser Wolke höher als in reinem Helium. Diese Situation ist instabil gegenüber einer seitlichen Fluktuation der Filamentposition. Sobald das Filament

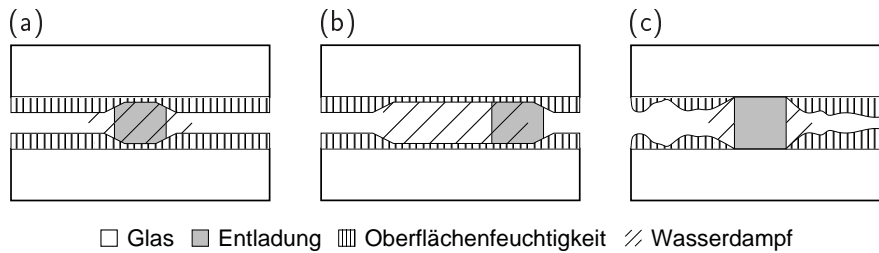


Abbildung 5.4: Qualitatives Modell zur Wechselwirkung der filamentären Entladung mit feuchten Oberflächen. (a) Das Filament löst einen Teil der Feuchtigkeit von den Oberflächen und es entsteht lokal eine Wolke aus Wasserdampf. (b) Da Wasserdampf die Zündspannung erhöht, wird die Zündbedingung außerhalb des Filamentzentrums zuerst erreicht und das Filament wird seitlich verschoben. (c) Stehendes Filament auf einer trockenen Fläche, umgeben von Feuchtigkeit. Seitliche Fluktuationen der Filamentposition erzeugen Wasserdampf und drängen das Filament zurück.

seitlich, z. B. nach rechts, verschoben wird, ist die rechte Seite des Filamentes nicht mehr der zuvor erzeugten Dampfwolke ausgesetzt (Abb. 5.4 (b)). Also ist an der rechten Seite die Zündspannung geringer als im Filamentzentrum. Während der nächsten steigenden Flanke der Treiberspannung wird die Zündspannung am rechten Rand des Filamentes zuerst erreicht, und das Filament wird dort gezündet. Die Filamentgröße wird auf kleiner Zeitskala während eines jeden Durchbruchs stabilisiert und kann sich daher nicht ändern. Es entsteht also ein bewegtes Filament, das eine Wolke aus Wasserdampf und einen Pfad mit verminderter Feuchtigkeit auf den Oberflächen zurückläßt. Auf kurzer Zeitskala wirkt der Wasserdampf als Pfadgedächtnis, das die Rückkehr des Filamentes an einen kürzlich besuchten Ort verhindert. Auf langer Zeitskala verschwindet dieses Gedächtnis, da die lokal hohe Konzentration von Wasserdampf durch Diffusion abgebaut wird. Wenn man bedenkt, daß sich das Filament auf einer zweidimensionalen Ebene bewegt, ist klar, daß die Bewegung des Filamentes durch diesen Mechanismus nicht eindeutig festgelegt ist. Die Wahrscheinlichkeit, sich in eine bestimmte Richtung zu bewegen, ist groß für Vorwärtsbewegungen und klein für Rückwärtsbewegungen. Die genaue Bewegungsrichtung wird durch Inhomogenitäten aller Art auf den Oberflächen und durch Fluktuationen in der Gasentladung bestimmt.

Wenn sich viele Filamente über das Entladungsgebiet bewegen, hinterlassen sie eine sehr inhomogene Oberflächenfeuchtigkeitsverteilung. Die integrierte Helligkeit in Abb. 5.2 mag eine Vorstellung davon geben, wie die Verteilung der Oberflächenfeuchtigkeit aussehen kann. Helle Stellen, die oft von einem Filament bedeckt waren, sind nahezu trocken. Abbildung 5.4 (c) zeigt schematisch ein Filament auf solch einer trockenen Stelle. Solange das Fi-

lament ruht, erzeugt es keinen weiteren Wasserdampf mehr. Sobald es sich aber aufgrund von Fluktuationen in der Gasentladung bewegt, entsteht in der entsprechenden Richtung Wasserdampf und treibt das Filament zurück.

Die Gültigkeit des beschriebenen Bewegungsmechanismus wird durch die Abschätzung der Diffusionsgeschwindigkeit von Wasserdampf in Helium gestützt. Die Diffusionskonstante von Wasser in Helium ist $D_W = 0,90 \text{ cm}^2/\text{s}$ bei 1013 hPa (760 mmHg) [Gray, 1972] oder $0,18 \text{ cm}^2/\text{s}$ bei 200 hPa. Ein Filament bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von etwa $v = 100 \text{ mm/s}$ und hat einen Durchmesser d_F von etwa einem Millimeter. Es benötigt daher $t = 10 \text{ ms}$, um sich um den eigenen Durchmesser fortzubewegen. Die Diffusionslänge von Wasser in Helium ist in dieser Zeit $l = \sqrt{tD_W} = 0,42 \text{ mm}$. Da $l < d_F$ ist, ändert sich die Wasserkonzentration auf der Zeitskala $t = d_F/v$ der Filamentbewegung kaum. Da l aber nicht viel kleiner als d_F ist, verwischt die Diffusion die Spur des Filamentes, während es sich um einige Vielfache des eigenen Durchmessers bewegt. Daher kann das Filament nach einiger Zeit seinen eigenen Pfad schneiden.

Ein direkter Nachweis des Wasserdampfs durch Emissionsspektroskopie hat sich als unmöglich herausgestellt, da die betreffenden Spektrallinien in der Gasentladung nicht angeregt werden. Zur Überprüfung der zu erwartenden Veränderungen der Filamentgeschwindigkeit bei Temperaturänderungen des Arbeitsgases haben sich die zur Verfügung stehenden Meßaufbauten als nicht geeignet erwiesen.

5.3 Die Filamentbewegung als Zufallspfad

Die Zufallsbewegung, zu der auch die Brownsche Bewegung zählt, ist ein universelles Konzept, das in den Naturwissenschaften zur Beschreibung vieler Phänomene benutzt wird. Dabei bewegt sich ein Läufer über ein gegebenes Grundgebiet, z.B. eine Ebene, wobei er ständig zufällige Richtungswechsel vollzieht und dabei einen Zufallspfad beschreibt. Der Läufer kann dabei mit dem Grundgebiet, auf dem er sich bewegt, wechselwirken, so daß ein Pfadgedächtnis entsteht. Wenn der Läufer von seinem Pfad angezogen wird, entsteht ein selbstanziehender Zufallspfad; wenn vom Pfad eine abstoßende Wirkung ausgeht, dann entsteht ein selbstvermeidender Zufallspfad [Schulz u. a., 2005]. Besonders letzterer ist in der aktuellen Forschung von Bedeutung, z.B. auf dem Gebiet der Bildung von Polymerketten [Douglas und Ishinabe, 1995]. Zufallspfade mit Gedächtnis werden außerdem zur Beschreibung von selbständig bewegten Tröpfchen auf Oberflächen herangezogen. Durch chemische Wechselwirkung zwischen der Flüssigkeit und dem Untergrund wird ein Gradient in der Oberflächenspannung aufgebaut, der das Tröpfchen vorantreibt [Bain u. a., 1994, Santos und Ondarçuhu, 1995, Lee u. a., 2002]. Das

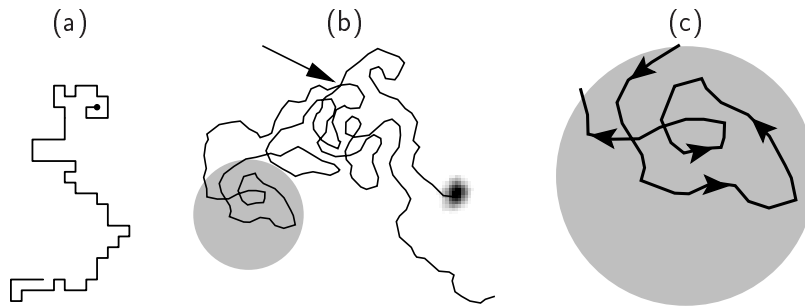


Abbildung 5.5: (a) Beispiel einer Trajektorie eines Zufallspfades ohne Selbstüberschneidung auf einem quadratischen Gitter. Der Zufallspfad endet, wenn der Läufer vom zurückgelegten Pfad gefangen wird (● rechts oben). (b) Typische experimentelle Trajektorie der Leuchtdichteverteilung eines Filamentes über einen Zeitraum von 1 s. Der Endpunkt ist mit dem Bild eines Filamentes im entsprechenden Größenverhältnis gekennzeichnet. Weitere Erläuterungen im Text. Parameter: $p = 200 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 750 \text{ V}$, $f = 200 \text{ kHz}$, $d = 0,5 \text{ mm}$, $a_1 = a_2 = 1 \text{ mm}$, $D = 40 \text{ mm}$, He. (c) Detailansicht des grau unterlegten Bereiches in (b). Die Pfeile geben die Bewegungsrichtung an.

Tröpfchen kehrt niemals an Orte zurück, an denen es schon einmal war. Ein ähnlicher Effekt wird für mikroskopische Zinnpartikel auf einer Kupferoberfläche beobachtet. Die Partikel bewegen sich über die Oberfläche und hinterlassen eine Bronzespur, die im weiteren Verlauf der Bewegung gemieden wird [Schmid u. a., 2000].

Ein typischer Zufallspfad ohne Selbstüberschneidung (ein selbstvermeidender Zufallspfad) auf einem quadratischen Gitter ist in Abb. 5.5 (a) dargestellt. Der Pfad beginnt unten links und endet oben rechts. In jedem Zeitschritt begibt sich der Läufer auf einen zufällig gewählten benachbarten Gitterpunkt, der noch nie zuvor betreten wurde. Früher oder später endet jeder Zufallspfad ohne Selbstüberschneidung, da der Läufer von seinem eigenen Pfad gefangen wird. In Abb. 5.5 (a) ist diese Situation oben rechts zu sehen und mit einem Punkt gekennzeichnet. In einigen experimentellen Systemen bleibt der Läufer stehen, wenn er in eine solche Falle gerät, in anderen Systemen kann der Läufer der Falle entkommen, entweder indem er verschwindet und an anderer Stelle wieder entsteht oder indem er ausnahmsweise doch den eigenen Pfad kreuzt. Letzteres gilt z. B. für die oben erwähnten bewegten Zinnpartikel.

Aus der Modellvorstellung des vorherigen Abschnitts heraus ist ersichtlich, daß auch die Bewegung des Einzelfilamentes, zumindest auf kurzer Zeitskala, als Zufallspfad beschrieben werden kann. Die vom Filament bei seiner Bewegung erzeugte Wolke aus Wasserdampf wirkt dabei als abstoßendes Pfadgedächtnis. Um diese Vorhersage zu überprüfen, wird die Trajektorie des Filamentes (Abb. 5.4 (b)) näher untersucht. Auf den ersten Blick scheint

es viele Überschneidungen zu geben. Bei näherem Hinsehen können jedoch zwei Typen von Überschneidungen unterschieden werden. Zum einen gibt es Schnittpunkte mit Teilen des Pfades, die schon recht alt sind. Derartige Überschneidungen können in beliebigem Winkel stattfinden. Ein Beispiel ist in Abb. 5.4(b) mit einem Pfeil gekennzeichnet. Zum anderen treten Überschneidungen auf, wenn das Filament vom eigenen Pfad gefangen wurde (Abb. 5.4(c)). In solchen Fällen kann das Filament der entstandenen Falle entkommen, indem es den kürzlich zurückgelegten Pfad ausnahmsweise in nahezu rechtem Winkel kreuzt.

5.4 Brownsche und intrinsische Bewegung

Wenn in den hier untersuchten Einzelfilamentexperimenten die Treiberspannungsamplitude \hat{U} relativ niedrig gewählt wird, geht im Erscheinungsbild der Trajektorien eine Veränderung vor. Abbildung 5.6 zeigt Beispiele solcher Trajektorien. Die Trajektorie in Abb. 5.6(b) ist bei den gleichen Parametern entstanden wie die bisher gezeigten Ergebnisse. Die Trajektorie in Abb. 5.6(a) ist im gleichen System mit geringerer Treiberspannungsamplitude beobachtet worden. Beide Trajektorien zeigen eine irreguläre Bewegung mit zufälligen Richtungswechseln. Die Trajektorie in Abb. 5.6(b) ist jedoch merklich glatter als die in Abb. 5.6(a). In diesem Abschnitt werden durch eine statistische Auswertung der Trajektorien die Eigenschaften der beiden

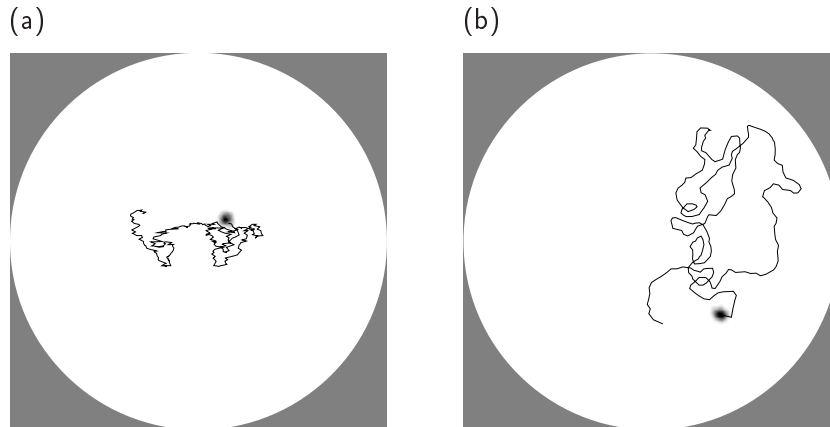


Abbildung 5.6: Trajektorien zweier Filamente über einen Zeitraum von einer Sekunde. Am Anfang jeder Trajektorie ist im entsprechenden Größenverhältnis ein Filament abgebildet. Die Begrenzung des Entladungsgebietes ist grau dargestellt. Parameter: $p = 200 \text{ hPa}$, $f = 200 \text{ kHz}$, $d = 0,5 \text{ mm}$, $a_1 = a_2 = 1 \text{ mm}$, $D = 40 \text{ mm}$, He, Bildwiederholrate der Kamera: 250 s^{-1} , (a) $\hat{U} = 660 \text{ V}$, (b) $\hat{U} = 750 \text{ V}$.

Bewegungstypen näher untersucht, um am Ende als Grundlage für ein Verständnis des geänderten Bewegungsverhaltens zu dienen.

Grundlage einer jeden statistischen Auswertung ist eine solide Datenbasis. Um also die Bewegung der Filamente zu studieren, werden ihre Trajektorien mit einer Kamera (Proxitronic) bei einer Bildwiederholrate von 250 s^{-1} und einer Auflösung von 256×240 Bildpunkten aufgenommen. Jede Aufnahme ist 8700 Bilder, also 35,8 s, lang. Aus diesen Aufnahmen werden die Trajektorien der Filamente extrahiert, und letztendlich können die Geschwindigkeit und die Beschleunigung entlang der Trajektorie bestimmt werden. Die Zeitreihen von Geschwindigkeit und Beschleunigung ist die Grundlage für die statistischen Auswertung.

Verfahren zur statistischen Auswertung der Trajektorien

Das Verfahren zur Auswertung der Trajektorien stammt aus [Bödeker u. a., 2003]. Demzufolge wird die Bewegung des Filamentes als stochastischer Prozeß aufgefaßt und mit folgender Langevin-Gleichung beschrieben:

$$\dot{\vec{v}} = h(v) \frac{\vec{v}}{v} + R(v) \vec{\Gamma}(t). \quad (5.1)$$

Der erste Summand auf der rechten Seite ist der deterministische Teil der Filamentbewegung, der zweite Summand ist ein Rauschterm. \vec{v} ist die gerichtete Geschwindigkeit des Filamentes und v deren Betrag. $h(v)$ ist die deterministische Beschleunigung des Filamentes, die, da das System isotrop ist, immer in Richtung der momentanen Geschwindigkeit wirken muß. Die deterministische Beschleunigung kann also als $h(v) \frac{\vec{v}}{v}$ geschrieben werden. Es wird angenommen, daß $h(v)$ ausschließlich vom Betrag der Geschwindigkeit abhängt. $\vec{\Gamma}(t)$ ist ein Rauschterm, der in jeder Komponente normalverteilt und zeitlich (nahezu) δ -korreliert ist. $R(v)$ ist die geschwindigkeitsabhängige Rauschamplitude. Die Funktionen $h(v)$ und $R(v)$ können aus den experimentellen Daten bestimmt werden. Zur Analyse der Filamentbewegung wird jedoch nur $h(v)$ benötigt, das mit folgender Näherung bestimmt werden kann:

$$h(v) \approx \frac{1}{\Delta t} \left\langle (\vec{v}(t + \Delta t) - \vec{v}(t)) \frac{\vec{v}(t)}{v(t)} \right\rangle \Big|_{v(t) \approx v}. \quad (5.2)$$

Δt ist das Zeitintervall zwischen zwei Kamerabildern. Δt muß klein genug sein, um die Filamentbewegung auflösen zu können, muß aber größer als die Korrelationszeit von $\vec{\Gamma}(t)$ sein. Für das Zeitintervall Δt hat sich ein Wert von 4 ms (entspricht 250 Bildern pro Sekunde) als geeignet erwiesen. Die Geschwindigkeit \vec{v} des Filamentes wird in jedem Bild aus der aktuellen Position und der Position im nächsten Kamerabild bestimmt. Der Bereich der Geschwindigkeitswerte für v wird in äquidistante Intervalle geteilt und jedes

Kamerabild wird einem der Intervalle entsprechend seiner Geschwindigkeit zugeordnet. Zuletzt wird die Beschleunigung des Filamentes zu jedem Bild aus der Geschwindigkeit in diesem und dem nächsten Bild berechnet. Aus dem Mittelwert aller Beschleunigungswerte in jedem Geschwindigkeitsintervall wird $h(v)$ bestimmt.

In Abb. 5.7 sind die diskreten Werte für die Beschleunigungsfunktion $h(v)$ gezeigt, die mit Gleichung 5.2 aus den experimentellen Trajektorien aus Abb. 5.6 gewonnen werden. Außerdem ist in die Graphen die Bestapproximierende der Funktion

$$H(v) = mv + b + \frac{a^3 b}{(v - a)^3} \quad (5.3)$$

eingezeichnet. $H(v)$ ist ein einfacher analytischer Ansatz zur Approximation von $h(v)$, der folgende Annahmen berücksichtigt. Da das experimentelle System isotrop ist, muß $h(v)$ für $v = 0$ ebenfalls null sein. Aus den gewonnenen Meßwerten für $h(v)$ ist klar, daß $h(v)$ für große Geschwindigkeiten linear fallen muß. $H(v)$ wird eingeführt, um die Nullstellen der mit Gleichung 5.2 experimentell gefundenen Beschleunigungsfunktion in einem einheitlichen Verfahren bestimmen zu können. Die Häufigkeit in Abb. 5.7 gibt an, wie viele Kamerabilder mit der entsprechenden Geschwindigkeit in einer Aufnahme aufgetreten sind. Sehr große und sehr kleine Geschwindigkeiten sind selten, so daß der statistische Fehler in diesen Bereichen größer wird.

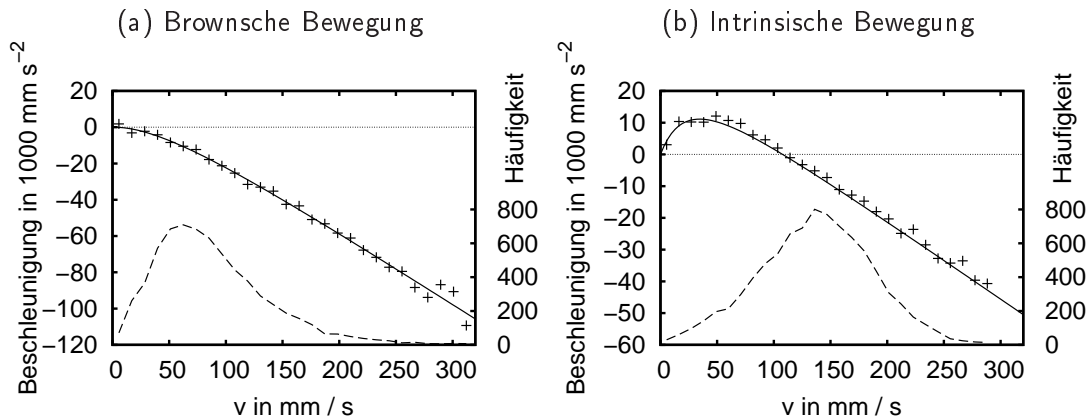


Abbildung 5.7: Beschleunigungsfunktion $h(v)$ (+) für Einzelfilamente. $h(v)$ wird gemäß Gleichung 5.2 bestimmt, $H(v)$ (—) ist die Approximation aus Gleichung 5.3. Die Häufigkeit (---) gibt an, wie viele Kamerabilder mit der Geschwindigkeit v in der ausgewerteten Aufnahme aufgetreten sind. (a) Keine intrinsische Bewegung; die Beschleunigung des Filamentes ist für alle Geschwindigkeiten negativ. (b) Die Beschleunigung wechselt das Vorzeichen in Abhängigkeit von v . Für $h(v) = 0$ ergibt sich eine stabile intrinsische Bewegung. Parameter für (a) und (b) wie in Abb. 5.6 (a) und (b).

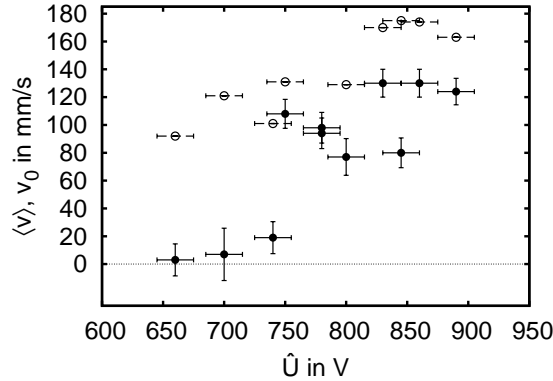


Abbildung 5.8: Intrinsische Geschwindigkeit v_0 (● —) und mittlere Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ (○ ---) der Filamente in Abhängigkeit von der Treiberspannungsamplitude \hat{U} . Für jede Aufnahme über 8700 Bilder bei festem \hat{U} sind die mittlere Geschwindigkeit und die intrinsische Geschwindigkeit v_0 aufgetragen. Letztere wird aus den Nullstellen von $H(v)$ bestimmt. Die Fehlerbalken für \hat{U} bezeichnen die Auflösung des Oszilloskops. Die Fehlerbalken für v_0 bezeichnen die Breite der v -Intervalle, die zur Berechnung von Gleichung 5.2 verwendet wurden. Parameter: $p = 200$ hPa, $f = 200$ kHz \sim , $d = 0,5$ mm, $a_1 = a_2 = 1$ mm, $D = 40$ mm, He.

Für die Trajektorie in Abb. 5.6 (a) nimmt die Beschleunigungsfunktion $h(v)$ (Abb. 5.7 (a)) ausschließlich negative Werte an. Wann immer das Filament also eine endliche Geschwindigkeit hat, wird es abgebremst. Der einzige Term in Gleichung 5.1, der zu einer positiven Beschleunigung führt, ist also der Rauschterm. Der Bewegungstyp dieses Filamentes wird daher „Brownsche Bewegung“ genannt. Anders verhält es sich für die Trajektorie aus Abb. 5.6 (b). Die entsprechende Beschleunigungsfunktion in Abb. 5.7 (b) zeigt neben der trivialen Nullstelle bei $v = 0$ eine weitere bei $v_0 = 108$ mm/s. Die Beschleunigungsfunktion ist positiv für kleine Geschwindigkeiten und negativ für große Geschwindigkeiten. Wann immer die Geschwindigkeit des Filamentes also von v_0 abweicht, bewirkt die intrinsische Dynamik aus Gleichung 5.1 eine Korrektur in Richtung v_0 . Dieses Filament bewegt sich also mit einer stabilen intrinsischen Geschwindigkeit v_0 .

Driftbifurkation

Der konkrete Wert für die intrinsische Geschwindigkeit v_0 des Filamentes hängt empfindlich von den Systemparametern ab, insbesondere von der aufgeführten Oberflächenfeuchtigkeit, die nur schwer kontrollierbar ist. Die Untersuchung der Bifurkation von rein Brownscher Bewegung zu einer Bewegung mit intrinsischer Geschwindigkeit ist daher schwierig. Dennoch kann

ein Zusammenhang zwischen der Treiberspannungsamplitude \hat{U} und dem Bewegungstyp des Einzelfilamentes nachgewiesen werden. In Abb. 5.8 ist die aus den Nullstellen von $H(v)$ bestimmte intrinsische Geschwindigkeit v_0 gegen die Treiberspannungsamplitude \hat{U} aufgetragen. Außerdem ist für jedes untersuchte Einzelfilament auch die mittlere Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ eingezeichnet.

Mit steigender Treiberspannungsamplitude \hat{U} ist ein signifikanter Anstieg der mittleren Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ des Filamentes zu beobachten, der jedoch ohne Sprünge verläuft. Im Gegensatz dazu zeigt die intrinsische Geschwindigkeit v_0 einen abrupten Anstieg bei etwa $\hat{U} = 750$ V. Dieser Sprung geht mit einer Formänderung von $H(v)$ einher, wie sie in Abb. 5.7 zu sehen ist. Für \hat{U} kleiner 750 V ist $H(v)$ in der Nähe des Ursprungs flach und innerhalb der Meßunsicherheit für alle Geschwindigkeiten negativ, so wie es in Abb. 5.7 (a) zu sehen ist. Für $\hat{U} \gtrsim 750$ V hat $H(v)$ ein ausgeprägtes Maximum, wobei die gemessene Beschleunigung in dieser Gegend im wesentlichen positiv ist. Diese Situation ist in Abb. 5.6 (b) zu sehen.

Die gezeigten Resultate sind ein klares Indiz dafür, daß es in der Filamentbewegung einen Übergang von rein Brownscher Bewegung zu einer Bewegung mit stochastischem und intrinsischem Anteil gibt. Dabei ist \hat{U} der Bifurkationsparameter. Aufgrund der großen Streuung der experimentellen Daten ist es nicht möglich, zu entscheiden, ob es sich um eine sub- oder superkritische Bifurkation handelt. Einerseits kann kein bistabiler Parameterbereich ausgemacht werden, in dem beide Bewegungsformen vorkommen. Andererseits kann auch kein Skalierungsgesetz gefunden werden, wie man es bei einer superkritischen Bifurkation erwartet.

Zuletzt soll ein Zusammenhang zwischen dem im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten Bewegungsmechanismus auf der einen Seite und der Beschleunigungsfunktion $h(v)$ und der Driftbifurkation auf der anderen Seite hergestellt werden. Der Bewegungsmechanismus aus Abschnitt 5.2 bewirkt eine Bewegung des Filamentes mit konstanter Geschwindigkeit, die mit der intrinsischen Geschwindigkeit v_0 identifiziert werden kann. Wenn sich das Filament langsamer bewegt, wird die Wasserdampfkonzentration höher, somit der Zündspannungsgradient größer, und letztlich wird der laterale Versatz pro Durchbruch größer. Das entspricht einer Beschleunigung des Filamentes. Wenn sich das Filament schneller als v_0 bewegt, ist jeder Ort einer kürzeren Zeit der Gasentladung ausgesetzt. Es wird dementsprechend weniger Feuchtigkeit von der Oberfläche gelöst und die Wasserdampfkonzentration im Filament sinkt. Mit ihr sinkt der Zündspannungsgradient und der laterale Versatz pro Durchbruch. Folglich wird das Filament langsamer. Auf diese Weise läßt sich der experimentell ermittelte Verlauf von $h(v)$ für intrinsisch bewegte Filamente verstehen.

Für sehr kleine Treiberspannungsamplituden \hat{U} wird die mittlere Leistung,

die in einem Filament dissipiert wird, sehr klein. Experimentell ist das an den sehr klein werdenden Wirkstrompulsen zu erkennen. In diesem Falle wird die Feuchtigkeit so langsam von den Oberflächen gelöst, daß die Bildung einer ausreichenden Wasserkonzentration zum Aufbau eines Zündspannungsgradienten durch die Diffusion des Dampfes verhindert wird. Folglich wird das Filament nur noch durch Fluktuationen in der Entladung getrieben und bewegt sich also brownisch.

Kapitel 6

Turing-Strukturen

In diesem Kapitel werden Experimente vorgestellt, bei denen verschiedene Bifurkationen beobachtet werden. Einige Bifurkationen können als Turing-Bifurkationen identifiziert werden. An anderer Stelle zeigen die beobachteten Strukturen solitäres Verhalten und werden daher als dissipative Solitonen erkannt. Das gesamte Bifurkationsszenario erinnert an ein Verhalten, das Reaktions-Diffusions-Systeme (RD-Systeme) bei Variation geeigneter Parameter zeigen. Um die experimentellen Ergebnisse in den Kontext der RD-Systeme einordnen zu können, werden zunächst Turing-Strukturen und dissipative Solitonen einander gegenübergestellt. Abschnitt 6.1 zeigt die experimentellen Ergebnisse. In Abschnitt 6.2 wird ein einfaches RD-System vorgestellt, an dem das experimentell beobachtete Bifurkationsszenario nachgestellt wird. In Abschnitt 6.3 werden die experimentellen Ergebnisse mit dem Verhalten des vorgestellten RD-Systems verglichen.

Dissipative Solitonen und Turing-Strukturen

Zum Verständnis der in diesem Kapitel beobachteten Strukturen ist es notwendig, Verbindungen zu dissipativen Solitonen einerseits und Turing-Strukturen andererseits herzustellen. Die Bestandteile eines Musters, das aus einzelnen, lokalisierten Objekten besteht, werden in diesem Zusammenhang als dissipative Solitonen bezeichnet. Dissipative Solitonen haben einen teilchenhaften Charakter und können auf verschiedene Weisen miteinander wechselwirken. Die in Kapitel 5 untersuchten Einzelfilamente sind dissipative Solitonen in diesem Sinne. Die im gleichen Kapitel beobachteten Vernichtungsprozesse oder auch die Quasi-Molekülbildungen, die in Abschnitt 2.3 beschrieben werden, sind Beispiele für Wechselwirkungen.

Viele Muster bestehen jedoch aus einer periodischen und statischen Anordnung vieler gleichartiger Objekte. Wenn ein solches Muster aus einem homogenen Zustand heraus durch eine Bifurkation entsteht, bei der eine einzelne

Wellenlänge instabil wird, dann kann es aus phänomenologischer Sicht als Turing-Struktur bezeichnet werden. Dabei ist zu beachten, daß in einem System, das klein gegenüber der instabilen Wellenlänge ist, vor und nach dem Bifurkationspunkt keine Strukturierung auftritt, sondern der homogene Zustand stabil ist. Für die Destabilisierung des homogenen Zustandes im ausgedehnten System ist Diffusion verantwortlich.

6.1 Experimentelle Ergebnisse

Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen sind im Aufbau mit geschlossenem Rand (Abb. 3.2 (a), Seite 50) entstanden. Dabei ist eine der Elektroden eine vollständig mit ITO beschichtete Glasplatte, die wie eine metallische Elektrode ohne dielektrische Barriere wirkt. Die Entladung wird mit der Rechteckspannungsquelle betrieben, die in Abb. 3.3 (b) auf Seite 52 beschrieben wird. Die Frequenz f der Rechteckspannung wird während des Experiments im Bereich von 1 kHz bis 20 kHz variiert. Es wird mit steigender oder fallender Frequenz gearbeitet. Das Tastverhältnis der Rechteckspannung ist immer 50 %.

Das erste Experiment wird mit steigender Frequenz durchgeführt. Die dabei beobachtete Leuchtdichteverteilung in der Entladung ist in Abb. 6.1 dargestellt. Wenn das System im Bereich kleiner Frequenzen betrieben wird, entsteht eine schwache Glimmentladung mit lateral und temporal fluktuierender Leuchtintensität. Abbildung 6.1 zeigt diese Situation bei $f = 6,2$ kHz. Bei steigender Treiberfrequenz wachsen die Fluktuationen an, und bei etwa 7,4 kHz entstehen helle Punkte im Entladungsgebiet, wie es in Abb. 6.1 bei $f = 8$ kHz zu sehen ist. In der Nähe des Bifurkationspunktes können Punkte kurz nach dem Entstehen noch einmal verschwinden. Ein entsprechendes Szenario zeigen die drei Bilder bei $f = 8$ kHz, die aus drei aufeinanderfolgenden Videobildern stammen. Der obere der drei hellen Punkte zündet im ersten der drei Bilder. Im zweiten ist er voll entwickelt und im letzten ist er wieder verschwunden. Mit steigender Frequenz entstehen mehr Punkte, und bei $f = 9$ kHz ist etwa die Hälfte des Entladungsgebietes mit Punkten gefüllt. Bei $f = 9,3$ kHz ist das ganze Entladungsgebiet mit Punkten gefüllt. Im weiteren Verlauf unterliegt das Muster einer ständigen Umorganisation. Außerdem rücken die Punkte immer näher zusammen und deren vormals kreisrunde Gestalt wird entsprechend deformiert. Abbildung 6.1 zeigt solche deformierten Punkte bei $f = 10,9$ kHz.

Wird die Treiberfrequenz weiter erhöht, beginnen die Punkte miteinander zu verschmelzen, wie es in Abb. 6.1 bei $f = 11,9$ kHz zu sehen ist. Es ist daher nicht mehr angebracht, diese Objekte als helle Punkte auf dunklem Grund zu bezeichnen. Stattdessen ist es passender, von einer hellen Glimmentladung

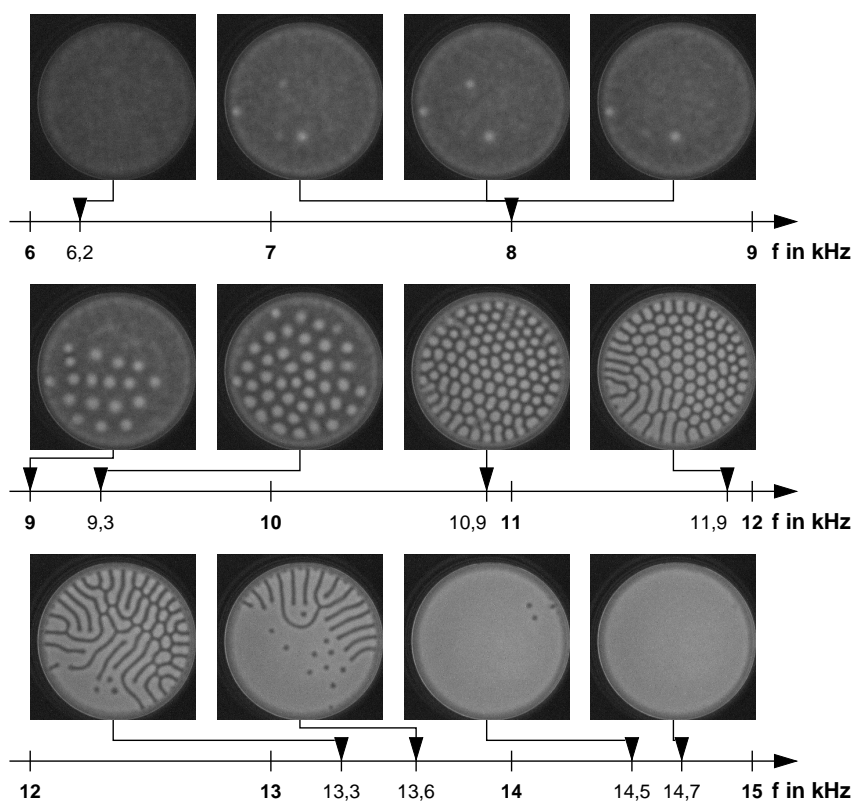


Abbildung 6.1: Leuchtdichteverteilung bei steigender Treiberfrequenz f . Die drei Bilder bei $f = 8$ kHz sind aufeinanderfolgende Videobilder. Parameter: $p = 200$ hPa, $\hat{U} = 275$ V \square , $d = 0,5$ mm, $a_1 = 0,7$ mm, $D = 40$ mm, He, $t_{\text{exp}} = 1/250$ s, Bildwiederholrate 50 s $^{-1}$.

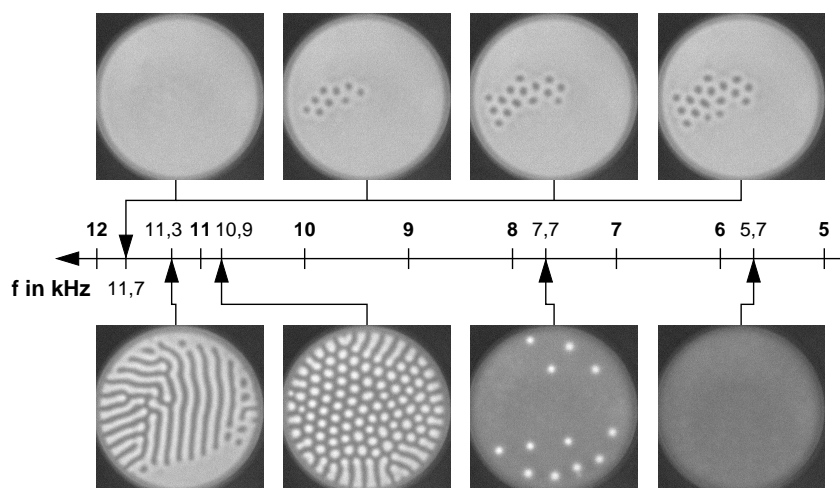


Abbildung 6.2: Leuchtdichteverteilung bei fallender Treiberfrequenz f . Die vier Bilder bei $f = 11,7$ kHz sind aufeinanderfolgende Videobilder. Parameter wie in Abb. 6.1.

mit dunklen Bereichen zu sprechen. Für noch höhere Treiberfrequenzen besteht das Muster aus einer hellen Entladung mit dunklen, verzweigten Linien. Ein Beispiel ist in Abb. 6.1 bei $f = 13,3$ kHz gezeigt. Es fällt auf, daß die dunklen Streifen immer im rechten Winkel auf dem Rand des Entladungsgebietes stehen. Bei weiter steigender Frequenz werden die dunklen Streifen immer kürzer. Wenn eine dunkle Fläche genau so lang wie breit ist, wird sie sinnvollerweise als dunkler Punkt bezeichnet. Die dunklen Punkte, wie sie z. B. in Abb. 6.1 bei $f = 13,6$ kHz zu sehen sind, vollführen eine langsame, zitternde Bewegung. Bei $f = 14,5$ kHz leuchtet die Entladung fast homogen, und nur wenige dunkle Punkte bleiben übrig. Bei $f = 14,7$ kHz verschwinden schließlich die letzten dunklen Punkte und die Entladung ist für alle höheren Frequenzen homogen.

Ein zweites Experiment wird mit sinkender Frequenz durchgeführt. Die in der Entladung beobachteten Strukturen sind in Abb. 6.2 dargestellt. Zu Beginn entsteht eine fast homogen leuchtende Entladung. Wenn die Frequenz unter $f = 11,7$ kHz gesenkt wird, entstehen dunkle Punkte, deren Entstehung in der oberen Bildreihe in Abb. 6.2 gezeigt ist. Die Bilder sind aufeinanderfolgende Videobilder, die von links nach rechts bei fallender Frequenz entstanden sind. Im Gegensatz zu den hellen Punkten im ersten Experiment entstehen die dunklen Punkte direkt nebeneinander und bilden ein zusammenhängendes Gebiet, das mit sinkender Treiberfrequenz wächst. Im weiteren Verlauf des Experiments, bei dem die Treiberfrequenz weiter gesenkt wird, entstehen in umgekehrter Reihenfolge qualitativ die gleichen Muster wie im ersten Experiment (Abb. 6.2, untere Reihe). Bei $f = 5,7$ kHz verschwinden die letzten hellen Punkte und für alle kleineren Treiberfrequenzen ist ein schwaches, fast homogenes Glimmen zu sehen.

Die Dynamik, die den beobachteten Mustern innewohnt, spielt sich auf einer Zeitskala von einigen zehn Millisekunden ab, oder, relativ zur Treiberfrequenz ausgedrückt, auf einer Zeitskala von einigen hundert Durchbrüchen. Damit ist die Dynamik der Muster außerhalb der Reichweite gasentladungsspezifischer numerischer Simulationen. Es ist jedoch schon angekündigt worden, daß die experimentellen Ergebnisse in diesem Kapitel mit dem Verhalten eines RD-Systems verglichen werden. In Vorbereitung darauf wird die Größe der Amplitudendifferenz A_{exp} des experimentell beobachteten Musters eingeführt. A_{exp} ist als Differenz der Helligkeiten des hellsten und des dunkelsten Bereiches eines Musters definiert. Da die Videobilder der Muster jedoch einen gewissen Rauschanteil haben, müssen sie geglättet werden, bevor der hellste und dunkelste Bildpunkt bestimmt werden kann. Die Glättung geschieht, indem jeder Bildpunkt durch den Mittelwert der Bildpunkte in seiner Umgebung ersetzt wird. Die Umgebung wird dabei kleiner gewählt als die laterale Ausdehnung der Strukturen in den dargestellten Mustern und groß genug, um das Kamerarauschen zu unterdrücken. Um auch Verfälschungen der Amplitudendifferenz A_{exp} durch Randeffekte des Musters zu unterdrücken, wird

aus dem 40 mm durchmessenden Entladungsgebiet nur ein innerer Kreis mit 32 mm Durchmesser ausgewertet.

Die Amplitudendifferenzen A_{exp} , die aus den Messungen aus Abb. 6.1 und 6.2 berechnet wurden, sind in Abb. 6.3 (a) und (b) gegen die Frequenz aufgetragen. In Abb. 6.3 (a), das zu der Messung mit steigender Treiberfrequenz gehört, wird A_{exp} unterhalb von $f = 8 \text{ kHz}$ nur durch die Fluktuationen in der schwachen Glimmentladung bestimmt. Bei etwa $f = 8 \text{ kHz}$ entstehen die ersten hellen Filamente, und A_{exp} steigt sprunghaft an. Während des Sprungs gibt es einige Kamerabilder mit mittlerer Amplitudendifferenz A_{exp} . Das kommt daher, daß ein Filament während der Belichtungszeit zündet oder erlischt und daher dunkler erscheint. Mit steigender Treiberfrequenz f entwickelt sich das Muster von hellen Punkten (Filamenten) über Streifen zu dunklen Punkten. A_{exp} verändert sich dabei leicht und vor allem stetig. Bei etwa $f = 14,5 \text{ kHz}$, wenn der letzte dunkle Punkt verschwindet, springt die Amplitudendifferenz A_{exp} wieder auf den kleinen Wert einer homogenen Entladung.

In Abb. 6.3 (b) ist die Amplitudendifferenz A_{exp} zur Messung mit sinkender Treiberfrequenz f aufgetragen. Die Entstehung einer strukturierten Entladung bei $f = 11,7 \text{ kHz}$ läßt A_{exp} sprunghaft ansteigen. Im weiteren Verlauf der Messung, während derer die Treiberfrequenz f weiter gesenkt wird, verändert sich A_{exp} stetig. Bei $f = 5,7 \text{ kHz}$ verschwindet das letzte helle Filament und A_{exp} springt wieder auf einen kleinen Wert, der unstrukturierte Entladungen kennzeichnet. Es gibt lediglich ein einziges Kamerabild mit mittlerer Amplitudendifferenz.

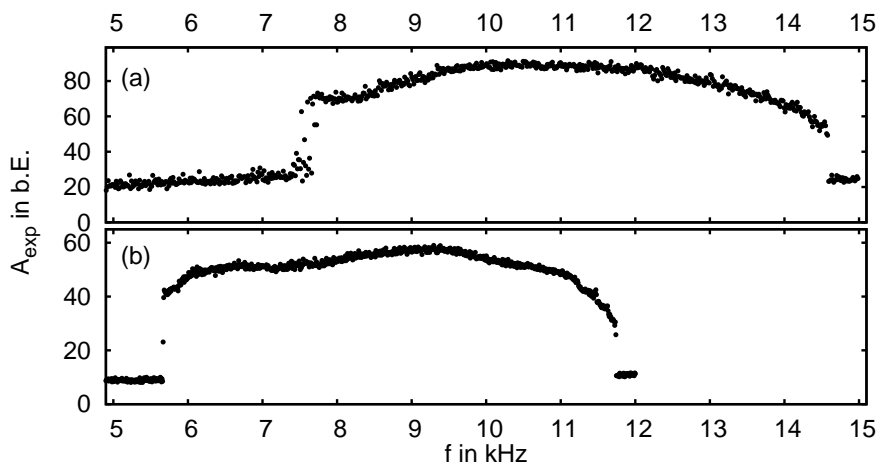


Abbildung 6.3: Amplitudendifferenz A_{exp} der Muster in Abhängigkeit von der Treiberfrequenz. (a) Steigende Frequenz f , Messung aus Abb. 6.1. (b) Fallende Frequenz f , Messung aus Abb. 6.2.

6.2 Ein einfaches RD-Modell

Die Muster, die in den im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten Experimenten beobachtet wurden, haben große Ähnlichkeit mit turingartigen Strukturen, die aus RD-Systemen in verschiedenen chemischen [Borckmans u. a., 1992, Peña und Pérez-García, 2001], physikalischen [Just u. a., 2001] und biologischen [von Hardenberg u. a., 2001, Meron u. a., 2004] Systemen bekannt sind. Dem Konzept der RD-Systeme wird seit der Arbeit [Turing, 1952] große Aufmerksamkeit geschenkt, und es ist erfolgreich in vielen anderen Bereichen der Naturwissenschaften angewandt worden [Murray, 1993, Meinhardt, 1982, Maini u. a., 1997, Cross und Hohenberg, 1993, Engel u. a., 1996, Schöll, 2001]. Auch Gasentladungssysteme, allerdings im Gleichspannungsbetrieb, sind qualitativ mit RD-Systemen beschrieben worden [Purwins u. a., 1989, Radehaus u. a., 1992, Bode und Purwins, 1995, Amiranashvili u. a., 2005]. Daher ist es vielversprechend, das im vorhergehenden Abschnitt gezeigte Bifurkationsszenario im Kontext der RD-Systeme zu verstehen. Es soll dazu kein für die untersuchte Gasentladung spezifisches Modell entwickelt werden, sondern ein möglichst allgemeiner Ansatz gewählt werden. Es wird daher das folgende, sehr einfache RD-System gewählt.

$$\begin{aligned}\partial_t u &= D_u \Delta u + \lambda u - u^3 - v + \kappa_1 - \kappa_2 \langle u \rangle \\ \tau \partial_t v &= D_v \Delta v + u - v\end{aligned}\quad (6.1)$$

u und v sind die Variablen des RD-Systems und abhängig von Ort und Zeit. Die Parameter D_u , D_v , τ , λ und κ_2 sind positiv, κ_1 ist eine beliebige reelle Zahl. $\langle u \rangle$ ist der räumliche Mittelwert von u auf dem betrachteten Grundgebiet und bewirkt eine globale Rückkopplung des Systems.

Bei geeigneter Wahl der Parameter kann u als Aktivator betrachtet werden, der die Dynamik der Variablen u und v anregt, während v als Inhibitor fungiert und die Entwicklung beider Variablen bremst. Die einzige Nichtlinearität des Systems ist der kubische Term in der ersten Gleichung. Die Systemparameter werden so gewählt, daß es nur eine homogene Lösung des Gleichungssystems 6.1 gibt. Je nach konkreter Wahl der Parameterwerte kann die homogene Lösung stabil oder instabil sein. Besteht eine Instabilität gegen Störungen einer endlichen räumlichen Wellenlänge, so spricht man von einer Turing-Instabilität.

Eine Besonderheit des Systems in Gleichung 6.1 ist der Term $\langle u \rangle$. Die aus ähnlichen Systemen bekannte Turing-Instabilität wird durch diesen Term nicht beeinträchtigt [Radehaus u. a., 1992, Niedernostheide u. a., 1992, Kapral, 1995], der Wert der homogenen Lösung wird jedoch verschoben. Wenn κ_1 als Kontrollparameter gewählt wird, ist

$$\kappa_{1c} = \pm \sqrt{\frac{\lambda - \sigma}{3}} \left(1 + \kappa_2 - \frac{2\lambda + \sigma}{3} \right) \quad \text{mit} \quad \sigma = 2 \sqrt{\frac{D_u}{D_v}} - \frac{D_u}{D_v} \quad (6.2)$$

der kritische Wert, bei dem die Turing-Bifurkation einsetzt.

Das RD-System aus Gl. 6.1 wird auf einem rechteckigen Grundgebiet der Größe $0,5 \times 0,5$ mit Neumann-Randbedingungen gelöst. Die hier gezeigten Lösungen wurden mit einem Finite-Elemente-Verfahren berechnet. Alle Lösungen sind jedoch auch mit einem Finite-Differenzen-Verfahren überprüft worden. Zu Beginn wird der Wert von κ_1 auf $-1,72$ gesetzt, und als Anfangsbedingung wird die homogene Lösung gewählt, die mit einer ortsabhängigen zufälligen Störung überlagert ist. Die Rechnung ist beendet, wenn das System einen stationären Zustand erreicht hat. Die folgende Rechnung wird mit einem größerem Wert für κ_1 und dem in der letzten Rechnung gefundenen stationären Zustand als Anfangsbedingung durchgeführt. So werden Schritt für Schritt die stationären Lösungen des RD-Systems für steigendes κ_1 bestimmt. Abbildung 6.5 zeigt die gefundenen Muster.

Für Werte von κ_1 unterhalb des kritischen Wertes $-\kappa_{1c} = -1,709$ ist die homogene Lösung stabil. Wenn κ_1 den kritischen Wert $-\kappa_{1c}$ überschreitet, findet eine Turing-Bifurkation statt und es werden Störungen einer endlichen räumlichen Wellenlänge instabil. Das entstehende Muster ist in Abb. 6.4 bei $\kappa_1 = -1,65$ gezeigt. Auf einem Hintergrund mit kleinen Werten für u (dunkel) befinden sich punktförmige Gebiete mit großem u (hell). Das Muster weicht damit von dem üblichen Bild einer Turing-Bifurkation, einer flächenfüllenden periodischen Struktur, ab. Der Grund dafür ist, daß sich das System zum einen in einem subkritischen Regime befindet und folglich großamplitudige Strukturen bilden muß, aber gleichzeitig der integrale Gesamtwert des Aktivators u durch den Term $\langle u \rangle$ in Gl. 6.1 begrenzt wird. Das entstehende Muster, das aus räumlich begrenzten Wellenzügen besteht, genügt diesen Bedingungen. Während κ_1 weiter erhöht wird, erfährt das Muster eine Reihe von Änderungen: dichte punktförmige und längliche Objekte (Abb. 6.4, $\kappa_1 = -0,5$), labyrinthartige Muster ($\kappa_1 = 0,5$) und Labyrinth mit dunklen Punkten ($\kappa_1 = 1,5$). Schließlich werden punktförmige Gebiete mit kleinen Werten für u (dunkel) in einer Umgebung mit großem u (hell) beobachtet ($\kappa_1 = 2,0$ und $\kappa_1 = 2,5$). Im Gegensatz zu den Punktmustern für kleine κ_1 , die das Ergebnis einer Turing-Bifurkation sind, bilden die dunklen Punkte für große κ_1 keine zusammenhängenden Wellenzüge. Je größer der Wert für κ_1 gewählt wird, desto weniger Punkte bleiben bestehen. Sobald κ_1 den Wert $\kappa_{1h} = 2,72$ überschreitet, verschwindet das Muster und die homogene Lösung ist stabil (Abb. 6.4, $\kappa_1 = 3,0$).

Bei gleichen Parametern wird eine ähnliche Simulation mit sinkendem Wert für κ_1 durchgeführt. Da das Gleichungssystem 6.1 symmetrisch bezüglich eines Vorzeichenwechsels ist, verwundert es nicht, das qualitativ die gleichen Muster beobachtet werden. Abbildung 6.5, die die Ergebnisse der Simulationsreihe für sinkendes κ_1 zeigt, sieht daher der Abb. 6.4 sehr ähnlich, wenn man helle Flächen (großer Wert von u) und dunkle Flächen (kleiner Wert

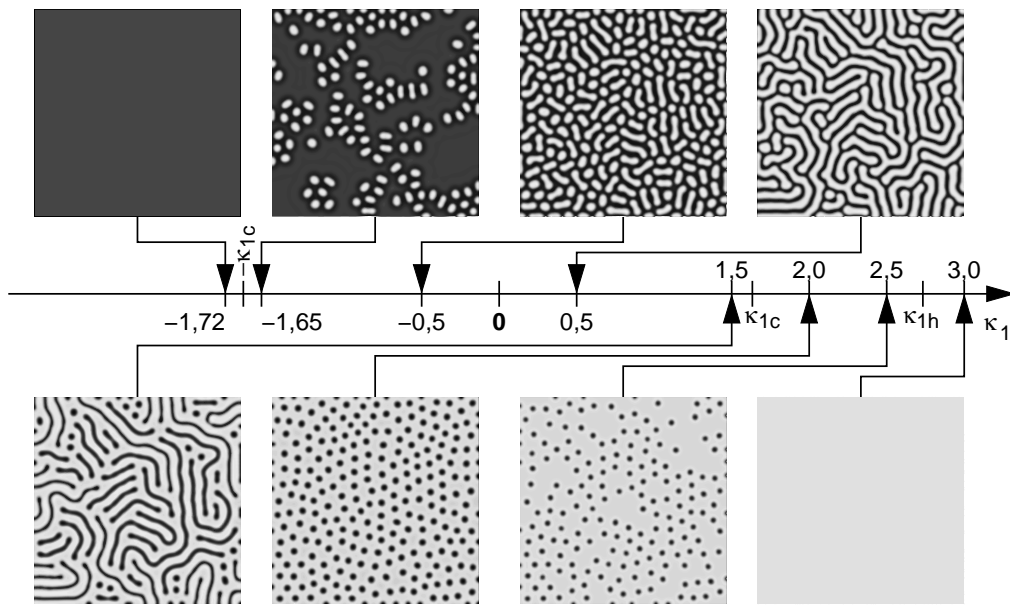


Abbildung 6.4: Typische stationäre Lösungen des RD-Systems aus Gl. 6.1 mit steigendem Wert für den Kontrollparameter κ_1 . Große Werte für u werden hell dargestellt, Gebiete mit kleinem u sind dunkel. Der kritische Wert für die Turing-Bifurkation ist $\kappa_{1c} = \pm 1,709$. Bei $\kappa_1 = \kappa_{1h} = \pm 2,72$ endet der Hysteresebereich und homogene Lösung ist die einzig stabile. Das Grundgebiet ist mit Neumann-Randbedingungen abgeschlossen. Parameter: $D_u = 2,8 \cdot 10^{-4}$, $D_v = 5,0 \cdot 10^{-3}$, $\lambda = 0,9$, $\kappa_2 = 4,0$, $\tau = 1,0$.

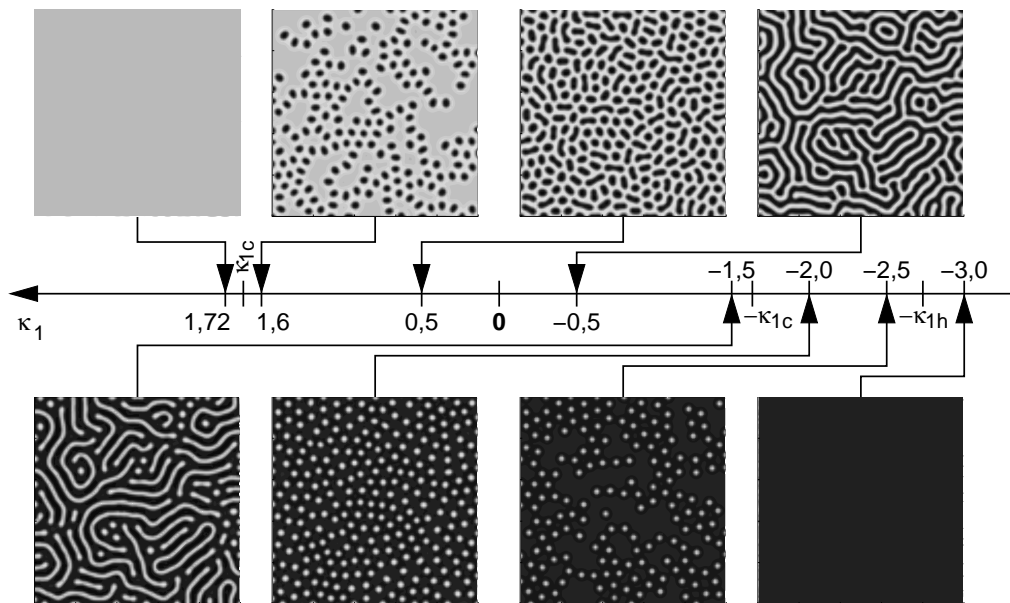


Abbildung 6.5: Typische stationäre Lösungen des RD-Systems aus Gl. 6.1 mit sinkendem Wert für den Kontrollparameter κ_1 . Darstellung und Parameter wie in Abb. 6.4.

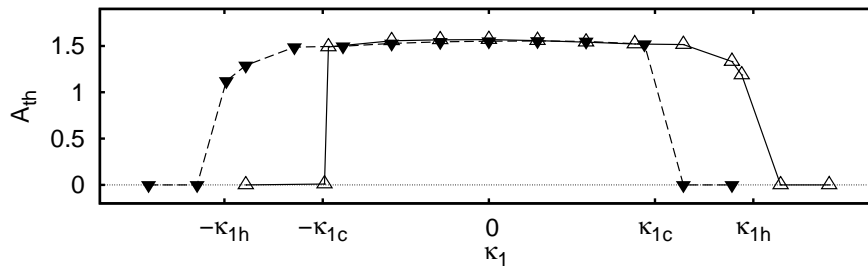


Abbildung 6.6: Abhängigkeit der Aktivatoramplitude A_{th} vom Kontrollparameter κ_1 für steigende (Δ) und fallende (∇) Werte für κ_1 . Beispiele für die Aktivatorverteilung aus den entsprechenden Simulationen sind in den Abb. 6.4 und 6.5 zu sehen; Parameter siehe dort.

von u) vertauscht. Die Turinginstabilität setzt bei $\kappa_{1c} = 1,709$ ein, und wenn $-\kappa_{1h} = -2,72$ unterschritten wird, verschwindet die Struktur und die homogene Lösung wird wieder stabil.

Um den Typ der Bifurkationen beim Einsetzen und beim Verschwinden der Strukturen bestimmen zu können, wird die Amplitudendifferenz A_{th} des Musters eingeführt. A_{th} ist als Differenz des größten und des kleinsten Wertes für u im betrachteten Grundgebiet definiert. A_{th} entspricht damit der Spitz-Spitze-Amplitude des Musters, wie sie bei analytischen Untersuchungen von Bifurkationen mit Amplitudengleichungen benutzt wird. Die Werte für A_{th} in Abhängigkeit von κ_1 sind in Abb. 6.6 für steigendes und fallendes κ_1 aufgetragen. Aus dem Diagramm kann folgendes Systemverhalten abgelesen werden: Für $|\kappa_1| > \kappa_{1h}$ ist die homogene Lösung mit einer Amplitudendifferenz A_{th} von null die einzig stabile Lösung des betrachteten RD-Systems. Für $|\kappa_1| < \kappa_{1c}$ sind nur strukturierte Lösungen stabil. Die Amplitudendifferenz A_{th} , also die Höhe der beobachteten Muster, ist fast konstant in diesem Bereich. Die Bifurkationen, die stattfinden, wenn $|\kappa_1|$ den Wert von κ_{1c} unter- oder den Wert von κ_{1h} überschreitet, sind subkritisch. Für Werte von $|\kappa_1|$ im Intervall $[\kappa_{1c}, \kappa_{1h}]$ hat das System einen Hysteresebereich, und ob eine strukturierte Lösung ausgebildet wird, hängt von der Vorgeschichte des Systems ab. Wird der Hysteresebereich aus dem Bereich der homogenen Lösung betreten, so bleibt diese bestehen. Ist das System beim Eintritt in den Hysteresebereich jedoch strukturiert, so bildet sich ein Punktmuster aus. Anders als bei den durch die Turing-Instabilität entstehenden Punktmustern stellen die Objekte, die im Hysteresebereich beobachtet werden, solitäre Objekte dar, die nicht miteinander verbunden sind.

6.3 Diskussion der Ergebnisse im Rahmen des RD-Modells

Die im vorherigen Abschnitt dargestellten Ergebnisse eines einfachen RD-Systems sollen jetzt Grundlage für eine Interpretation der in Abschnitt 6.1 vorgestellten experimentellen Ergebnisse sein. Die im Experiment gefundenen Strukturen werden dabei im Rahmen von Turing-Mustern und dissipativen Solitonen eingeordnet.

Dissipative Solitonen können in beiden gezeigten Experimenten identifiziert werden. Sie treten jeweils gegen Ende des Experiments auf, kurz bevor das Muster von der homogenen Entladung abgelöst wird. Gekennzeichnet werden sie durch zwei Eigenschaften, nämlich durch beliebige Abstände voneinander, also durch fehlende Nahordnung, und durch ihre unabhängige Bewegung. Für sinkende Treiberfrequenz werden dissipative Solitonen in Form von gut bekannten hellen Stromfilamenten beobachtet. In Abb. 6.2 ist ein entsprechendes Bild für $f = 7,7$ kHz gezeigt. Für steigende Treiberfrequenz sind Beispiele bei $f = 13,6$ kHz und $f = 14,5$ kHz in Abb. 6.1 zu sehen. Es handelt sich um ungezündete Flächen in einer ansonsten homogenen, gezündeten Umgebung. Diese Objekte werden in Analogie zu den sonst in diesem System beobachteten hellen Stromfilamenten „dunkle Filamente“ genannt.

Filamentäre Strukturen treten auch am Anfang beider Messungen auf, wenn die homogene Entladung zugunsten einer strukturierten Entladung instabil wird. Für sinkende Treiberfrequenz (Abb. 6.2, $f = 11,7$ kHz) entsteht in einer homogen leuchtenden Entladung ein Gebiet zusammenhängender, dunkler Filamente mit regelmäßiger Anordnung, das im weiteren Verlauf der Messung wächst. Einzelne dunkle Filamente treten nicht auf. Zusammen mit dem Amplitudenverhalten aus (Abb. 6.3 (b)), das an dieser Stelle einen Sprung der Amplitudendifferenz A_{exp} zeigt, kann das Muster als Ergebnis einer subkritischen Turing-Bifurkation identifiziert werden, die durch eine global wirkende Inhibition räumlich begrenzt wird. Im Experiment mit steigender Treiberfrequenz f ist die Situation etwas komplizierter. Bei kleiner Treiberfrequenz (Abb. 6.1, $f = 8$ kHz) entstehen an verschiedenen Orten einzelne helle Filamente. Im Gegensatz zu den dunklen Filamenten am Ende des selben Experiments und auch im Gegensatz zu den hellen Filamenten im Experiment mit sinkender Treiberfrequenz (Abb. 6.2, $f = 7,7$ kHz) bewegen sich diese Filamente überhaupt nicht. Des weiteren entstehen diese ersten Filamente bei recht niedriger Frequenz ($f = 8$ kHz), lange bevor das Entladungsgebiet mit weiteren Filamenten gefüllt wird ($f = 9$ kHz). Es liegt daher nahe, daß diese ersten hellen Filamente nicht selbstorganisiert entstehen, sondern durch Verunreinigungen oder Defekte auf den dielektrischen Oberflächen hervorgerufen werden. Die ab etwa $f = 9$ kHz einsetzende Entstehung weiterer heller Filamente ist der Entstehung dunkler Filamente bei

sinkender Treiberfrequenz (Abb. 6.2, $f = 11,7\text{kHz}$) sehr ähnlich. Die Filamente entstehen in unmittelbarer Nachbarschaft zueinander mit definierter Nahordnung. Ebenfalls gleich verhält sich die Amplitudendifferenz A_{exp} bei der Entstehung heller und dunkler Filamente aus dem homogenen Zustand heraus; sie steigt in beiden Fällen sprunghaft an. Dementsprechend kann auch die Entstehung der hellen Filamente aus dem homogenen Zustand als subkritische Turingbifurkation verstanden werden, die durch eine globale Inhibition begrenzt wird. Als Ursache für die globale Inhibition kommt vor allem ein Serienwiderstand in der Stromversorgung in Frage, z. B. der Innenwiderstand der Spannungsquelle.

Bei der direkten Gegenüberstellung der experimentellen Ergebnisse mit dem Ergebnissen des RD-Modells können keine quantitativen Vergleiche gemacht werden, da das RD-System aus Gl. 6.1 kein spezifisches System für das Gasentladungssystem ist. Qualitativ kann das RD-System das experimentell gefundene Verhalten jedoch gut beschreiben. Die Amplitudendifferenz A_{exp} , die sich für das experimentelle System ergibt (Abb. 6.3), und die entsprechende Größe A_{th} für das RD-System (Abb. 6.6), zeigen ein sehr ähnliches Bifurkationsverhalten. In beiden Fällen sind die Entstehung strukturierter Zustände aus dem homogenen System und auch die umgekehrten Übergänge, das Verschwinden der Strukturen, subkritische Bifurkationen. Die verschiedenen Muster im strukturierten System haben etwa die gleiche Amplitude.

Für das RD-System kann der Hysteresebereich des strukturierten und unstrukturierten Zustands in den Intervallen $[\kappa_{1c}, \kappa_0]$ und $[-\kappa_0, -\kappa_{1c}]$ eindeutig bestimmt werden. Aufgrund der subkritischen Bifurkationen würde man auch im experimentellen System einen solchen Hysteresebereich erwarten. Doch obwohl das Phänomen als solches experimentell gut reproduzierbar ist, schwankt die genaue Position der Bifurkationen auf der Frequenzachse stark, nämlich von $f = 4\text{kHz}$ bis $f = 8\text{kHz}$ für den unteren und von $f = 9\text{kHz}$ bis über $f = 20\text{kHz}$ für den oberen Übergang. Daher kann das Vorhandensein und die Größe des Hysteresebereiches im Experiment nicht untersucht werden.

Die entstehenden Muster im Experiment (Abb. 6.1, Abb. 6.2) und im RD-System (Abb. 6.4, Abb. 6.5) zeigen qualitativ eine bemerkenswert gute Übereinstimmung. Sowohl helle als auch dunkle Punkte (bzw. Filamente) entstehen in einer subkritischen Turing-Bifurkation, die durch eine globale Inhibition begrenzt wird. Die Muster, die beim Übergang zu den inversen Punkten beobachtet werden, bestehen im Modell und im Experiment aus verzweigten, streifenartigen Strukturen, die die gleiche typische Längenskala wie die Punktmuster haben.

Die gefundenen Übereinstimmungen der experimentellen Ergebnisse mit dem Verhalten des RD-Systems legen nahe, daß das Experiment auf einer geeigneten Abstraktionsebene durch ein RD-System beschrieben werden kann. Um

eine Zuordnung der Modellparameter und -variablen zu den entsprechenden experimentellen Größen machen zu können, bedarf es zukünftig noch weiterer, vor allem gasentladungstheoretischer Forschung. Aufgrund der hier vorgestellten Resultate kann jedoch die Leuchtdichteverteilung im Experiment, bzw. die dazu proportionale Stromdichte j [Brauer, 2000], mit der Modellvariablen u in Verbindung gebracht werden.

Kapitel 7

Oberflächenladungsmessungen

Die Oberflächenladungen, die sich nach jedem Durchbruch einer dielektrischen Barrierenentladung auf den dielektrischen Oberflächen ansammeln, sind von zentraler Bedeutung für die Musterbildung, die in dieser Arbeit untersucht wird. Schon allein deswegen ist es wünschenswert, diese Größe orts aufgelöst messen zu können. Bisher war die Ladungsverteilung auf den dielektrischen Oberflächen in diesem Aufbau nur in numerischen Simulationen zugänglich. Durch entsprechende Messungen entstehen neue experimentell gesicherte Zahlen, an denen numerische Ergebnisse überprüft werden können.

Um Oberflächenladungen in laufenden dielektrischen Barrierenentladungen zu messen, bedient man sich des Pockels-Effekts in geeigneten elektrooptischen Materialien. In [Sugimoto u. a., 2003] wird die übertragene Gesamtladung in einer Plasma-Display-Zelle gemessen. Eine orts aufgelöste Messung der Oberflächenladung in einer Plasma-Display-Zelle wird in [Jeong u. a., 2005] durchgeführt. Die Ortsauflösung wird erreicht, indem das Entladungsgebiet mit einem Laserstrahl punktwise abgetastet wird, und liegt in jeder Raumrichtung bei einigen zehn Punkten. In [Kawasaki u. a., 1994a] wird mit einer abbildenden Optik die Oberflächenladungsverteilung einer einzelnen Nadelentladung untersucht. Die Empfindlichkeit des Meßaufbaus wird in [Kawasaki u. a., 1994b] durch Lock-in-Techniken weiter verfeinert.

Der in der vorliegenden Arbeit entwickelte Meßaufbau beruht ebenfalls auf einer abbildenden Optik, da so die größte Ortsauflösung erreicht werden kann. Als besondere Herausforderung stellen sich die zu erwartenden recht kleinen Ladungsdichten (Abschätzung aus bisherigen experimentellen Daten: Ladungsdichte σ von einigen nC/cm^2) und das vergleichsweise große Entladungsgebiet heraus. Da die Oberflächenladungen in der laufenden Entladung gemessen werden sollen, können zeitintensive Lock-in-Techniken wie in [Kawasaki u. a., 1994b] nicht angewandt werden.

In diesem Kapitel werden zuerst die Grundlagen der Doppelbrechung und des Pockels-Effekts erläutert (Abschnitt 7.1). In Abschnitt 7.2 wird der experimentelle Aufbau zur Messung der Oberflächenladungen dargestellt. Anschließend, in Abschnitt 7.3, werden die Meßergebnisse vorgestellt.

7.1 Der Pockels-Effekt

Der Pockels-Effekt ist ein elektrooptischer Effekt, bei dem ein Material, üblicherweise ein Kristall, unter dem Einfluß eines externen elektrischen Feldes doppelbrechend wird. Die Änderung des Brechungsindex ist dabei proportional zum angelegten elektrischen Feld. Dieser Abschnitt vermittelt die Grundlagen, die zum Verständnis des Pockels-Effektes notwendig sind. Für den speziellen Anwendungsfall, der im Aufbau aus Abschnitt 7.2 vorliegt, wird die vom äußeren elektrischen Feld abhängige Phasenverschiebung hergeleitet. Eine allgemeinere Beschreibung findet sich in [Yariv, 1989].

In einem doppelbrechenden Kristall ist der Brechungsindex sowohl von der Richtung des einfallenden Lichts als auch von dessen Polarisationsrichtung abhängig. Zur Beschreibung eines doppelbrechenden Kristalls eignet sich der Indexellipsoid gemäß der Gleichung

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1. \quad (7.1)$$

In dieser Darstellung ist das Koordinatensystem entlang der Halbachsen des Ellipsoides gewählt. Eine graphische Darstellung findet sich in Abb. 7.1. n_x ,

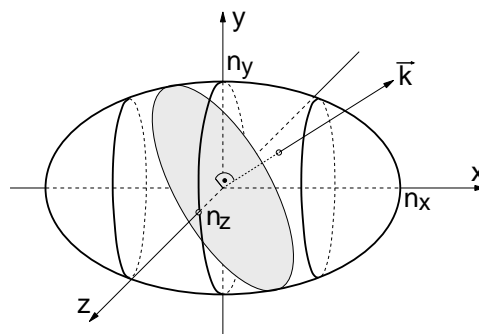


Abbildung 7.1: Indexellipsoid eines beliebigen doppelbrechenden Materials (Gl. 7.1). Das Koordinatensystem ist entlang der Halbachsen des Ellipsoides gewählt, die Koordinatenachsen durchstoßen die Oberfläche bei den Werten der Brechungsindizes. \vec{k} bezeichnet den Wellenvektor eines beliebigen Lichtstrahls. Wird der Indexellipsoid senkrecht zu \vec{k} geschnitten, so entsteht eine Ellipse. Die Längen der Halbachsen geben die Brechungsindizes an, die für die entsprechende Polarisationsrichtung gilt.

n_y und n_z sind die Brechungsindizes für Lichtstrahlen, die entlang der entsprechenden Koordinatenachse polarisiert sind. Um den oder die Brechungsindizes für einen Lichtstrahl mit beliebigem \vec{k} -Vektor zu ermitteln, wird der Indexellipsoid in der Ebene senkrecht zum \vec{k} -Vektor durch den Ursprung geschnitten. Als Schnittfläche ergibt sich eine Ellipse. Die Halbachsen dieser Ellipse geben die beiden Polarisationsrichtungen senkrecht zum \vec{k} -Vektor an, die unterschiedliche Brechungsindizes haben können. Der Wert der Brechungsindizes ist durch die Länge der Halbachsen gegeben.

In einem elektrooptischen Kristall wird der Indexellipsoid durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes verändert. Es können sich sowohl die Längen der Halbachsen (also die entsprechenden Brechungsindizes) ändern, als auch die Lage des Indexellipsoiden im Raum. Der neue Indexellipsoid wird daher durch die allgemeinere Gleichung

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} + 2\frac{yz}{n_4^2} + 2\frac{xz}{n_5^2} + 2\frac{xy}{n_6^2} = 1 \quad (7.2)$$

beschrieben. Ohne angelegtes elektrisches Feld wird Gl. 7.2 zu Gl. 7.1 mit

$$n_1 = n_x, \quad n_2 = n_y, \quad n_3 = n_z \quad \text{und} \\ \frac{1}{n_4^2} = \frac{1}{n_5^2} = \frac{1}{n_6^2} = 0.$$

Die Lage der Halbachsen des neu entstandenen Indexellipsoiden sind durch die Eigenvektoren der Matrix

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{n_1^2} & \frac{1}{n_6^2} & \frac{1}{n_5^2} \\ \frac{1}{n_6^2} & \frac{1}{n_2^2} & \frac{1}{n_4^2} \\ \frac{1}{n_5^2} & \frac{1}{n_4^2} & \frac{1}{n_3^2} \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

definiert. Die zugehörigen Brechungsindizes $n_{i'}$ ergeben sich aus den Eigenwerten, die die Werte $\frac{1}{n_{i'}}$ haben. Die Koeffizienten $\frac{1}{n_{i'}}$ ändern sich linear mit dem äußeren elektrischen Feld $\vec{E} = (E_1, E_2, E_3)$, und deren Änderung $\Delta\left(\frac{1}{n_{i'}}\right)$ wird durch

$$\begin{pmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n_1^2}\right) \\ \Delta\left(\frac{1}{n_2^2}\right) \\ \Delta\left(\frac{1}{n_3^2}\right) \\ \Delta\left(\frac{1}{n_4^2}\right) \\ \Delta\left(\frac{1}{n_5^2}\right) \\ \Delta\left(\frac{1}{n_6^2}\right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

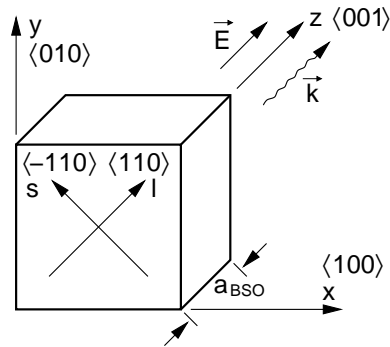


Abbildung 7.2: Pockels-Effekt am BSO-Kristall (Zinkblende-Typ, Punktgruppe 23). Das Koordinatensystem x, y, z ist entlang der Kristallachsen gewählt, die optische Achse (der \vec{k} -Vektor) liegt parallel zur z -Achse. Wird ein elektrisches Feld \vec{E} in z -Richtung angelegt, wird der Kristall doppelbrechend mit der schnellen Achse entlang $\langle -110 \rangle$ und der langsamen Achse entlang $\langle 110 \rangle$. Die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ ist von der Wellenlänge λ des Lichts, vom elektrischen Feld \vec{E} und von der Dicke des Kristalls a_{BSO} abhängig.

beschrieben. Die 6×3 Matrix mit den Elementen r_{ij} ist der elektrooptische Tensor. Aus der Symmetrie eines Kristalls kann auf die Form des elektrooptischen Tensors geschlossen werden; es ist also bei gegebenem Kristallgitter bekannt, welche Werte r_{ij} gleich null sind, welche Werte r_{ij} gleich sind, und welche r_{ij} bis auf das Vorzeichen gleich sind.

In dieser Arbeit wird ein Einkristall aus Wismut-Silizium-Oxid $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) als elektrooptisches Material verwendet. Der BSO-Kristall bildet ein kubisches Kristallsystem der Punktgruppe 23. Der elektrooptische Tensor für diese Punktgruppe hat die Form

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}, \quad (7.5)$$

wobei das Koordinatensystem entlang der Kristallachsen liegt. Der Wert r_{41} für BSO wird in der Literatur und vom Hersteller des Kristalls mit $5 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$ angegeben (Tab. 7.1).

In dem Aufbau zur Oberflächenladungsmessung, der im folgenden Abschnitt

beschrieben wird, liegt das zu messende elektrische Feld entlang der $\langle 001 \rangle$ -Richtung des Kristalls an ($\vec{E} = (0, 0, E)$, Abb. 7.2). Der \vec{k} -Vektor des einfallenden Lichts verläuft ebenfalls parallel zu dieser Kristallachse. Mit

$$n_1 = n_2 = n_3 = n_0 \quad (\text{Eigenschaft des kubischen Gitters})$$

ist der neue Indexellipsoid gemäß Gl. 7.2

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_0^2} + 2xy r_{41} E = 1. \quad (7.6)$$

Aufgrund der Symmetrie der Gleichung 7.6 in x und y ist klar, daß die Halbachsen des neuen Ellipsoides auf den Winkelhalbierenden in der xy -Ebene des alten Koordinatensystems liegen. In Abb. 7.2 sind sie mit s und l bezeichnet. Die Ausrichtung des Ellipsoides in z -Richtung bleibt unverändert. Die Eigenwerte der Matrix 7.3, aus denen die Werte der neuen Brechungsindizes gewonnen werden, ergeben sich zu

$$\frac{1}{n_s^2} = \frac{1}{n_0^2} + r_{41} E, \quad \frac{1}{n_l^2} = \frac{1}{n_0^2} - r_{41} E \quad \text{und} \quad \frac{1}{n_z^2} = \frac{1}{n_0^2}. \quad (7.7)$$

Für die Anwendung in dieser Arbeit sind die beiden Brechungsindizes n_s und n_l interessant. Sie sind die Halbachsen der Ellipse senkrecht zum \vec{k} -Vektor des einfallenden Lichts und beschreiben, mit welcher Geschwindigkeit sich in s und l -Richtung (Abb. 7.2) polarisiertes Licht entlang der z -Achse durch den Kristall bewegt. Unter der Annahme, daß $r_{41} E \ll 1/n_0^2$ ist, kann n_s näherungsweise wie folgt berechnet werden:

$$\frac{1}{n_s^2} = \frac{1}{n_0^2} + d\left(\frac{1}{n_0^2}\right) \quad \left| \quad \text{mit} \quad d\left(\frac{1}{n_0^2}\right) = r_{41} E \quad (7.8)$$

Durch Anwendung der Kettenregel erhält man die Relation

$$d\left(\frac{1}{n_0^2}\right) = -2\frac{1}{n_0^3} dn_0 \quad \Leftrightarrow \quad dn_0 = -\frac{n_0^3}{2} d\left(\frac{1}{n_0^2}\right). \quad (7.9)$$

		BSO Bi ₁₂ SiO ₂₀	BGO Bi ₁₂ GeO ₂₀	GaP	ZnSe
Brechungsindex	n_0	2,54	2,54	3,32	2,60
Dielektrizitätskonstante	ε_{BSO}	56	40	10	9,1
Elektrooptischer Koeffizient	r_{41} in pm/V	5	3,4	-0,97	2,0
Transparenzbereich	in nm	450–7500			
Schmelzpunkt	T in °C	895			

Tabelle 7.1: Physikalische Eigenschaften einiger elektrooptischer Kristalle. Herstellerangaben von Photox Optical Systems für BSO, andere aus [Yariv und Yeh, 1984].

Aus dem Ansatz

$$n_s = n_0 + dn_0 \quad (7.10)$$

wird mit Gl. 7.8 und Gl. 7.9

$$n_s = n_0 - \frac{n_0^3}{2} r_{41} E \quad (7.11)$$

und analog

$$n_l = n_0 + \frac{n_0^3}{2} r_{41} E. \quad (7.11')$$

Daraus läßt sich die Phasendifferenz $\Delta\Phi$ berechnen, die sich zwischen den in s und l -Richtung polarisierten Teilstrahlen ergibt, nachdem sie den Kristall der Länge a_{BSO} durchlaufen haben. Das elektrische Feld der beiden Teilstrahlen ist

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_s &= A_s \sin(\omega t - k_s z) = A_s \sin(\Phi_s) \\ \mathcal{E}_l &= A_l \sin(\omega t - k_l z) = A_l \sin(\Phi_l) \end{aligned} \quad (7.12)$$

mit

$$k_s = \frac{\omega}{c} n_s \quad \text{und} \quad k_l = \frac{\omega}{c} n_l.$$

Die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ ist dann

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \Phi_l - \Phi_s = (k_l - k_s) a_{\text{BSO}} = \frac{\omega}{c} (n_l - n_s) a_{\text{BSO}} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} E a_{\text{BSO}} \end{aligned} \quad (7.13)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} U_{\text{BSO}} \quad (7.14)$$

mit der Wellenlänge λ des Lichts im Vakuum und der Spannung U_{BSO} , die über den BSO-Kristall abfällt. Um bei gegebener Spannung U_{BSO} eine möglichst große Phasendifferenz $\Delta\Phi$ zu erhalten, ist neben einem großen elektrooptischen Koeffizienten r_{41} auch ein möglichst großer Brechungsindex n_0 wünschenswert.

7.2 Aufbau zur Oberflächenladungsmessung

Zur Messung der Oberflächenladung, die sich auf den dielektrischen Oberflächen sammelt, wird ein Dielektrikum, das im Standardaufbau aus einer Glasplatte besteht, durch einen BSO-Kristall ersetzt. Die zugehörige Elektrode wird von einem Metallspiegel gebildet. Durch den elektrooptischen Effekt verändert das elektrische Feld der auf dem BSO-Kristall deponierten Ladung dessen Brechungseigenschaften. Letztere werden orts aufgelöst gemessen und ermöglichen so eine Bestimmung der Oberflächenladungsverteilung. Die modifizierte Entladungszelle wird so in die Vakuumkammer eingebaut, daß sie

um zwei Achsen justierbar ist. Im Folgenden wird zunächst der Aufbau der Entladungszelle beschrieben und dann der optische Aufbau zur Messung der Oberflächenladungen.

Entladungszelle

Bevor der Aufbau der Entladungszelle beschrieben wird, werden einige Überlegungen darüber angestellt, welchen Anforderungen ein günstiger Aufbau genügen sollte. Abbildung 7.3 (a) zeigt schematisch einen Aufbau mit zwei dielektrischen Barrieren. Bei der Messung der Oberflächenladung würde das von außen angelegte elektrische Feld stören, daher erfolgt die Messung zu einem Zeitpunkt, an dem die externe Spannung gerade null Volt beträgt. Für diesen Fall ist in Abb. 7.3 (b) ein Ersatzschaltbild gezeigt. Durch die Differenz von Zünd- und Löschspannung ist der Spannungsabfall am Entladungsspalt, also am Kondensator C_{He} , festgelegt. Diese Spannung teilt sich an den Kondensatoren C_{Glas} und C_{BSO} , also der Glas- und der BSO-Schicht, auf, und zwar umgekehrt proportional zu deren Kapazitäten. Es ist daher wünschenswert, daß $C_{\text{BSO}} \ll C_{\text{Glas}}$ ist. Diese Bedingung ist in der Praxis so gut wie nicht erfüllbar, denn die Dielektrizitätskonstante von BSO ist mit $\epsilon_{\text{BSO}} = 56$ viel größer als die vom verwendeten Glas ($\epsilon_r = 7,6$), und die Dicke des BSO-Kristalls sollte nicht viel größer als etwa 0,5 mm werden, da von ihr auch die räumliche Auflösung des Meßaufbaus abhängt. Das Problem wird gelöst, indem der BSO-Kristall die einzige dielektrische Barriere des Systems darstellt Abb. 7.3 (c). Im Ersatzschaltbild in Abb. 7.3 (d) erkennt man, daß jetzt die gesamte am Gasspalt anliegende Spannung auch am BSO-Kristall abfällt.

Der Aufbau der modifizierten Entladungszelle zur Messung der Oberflächenladung ist schematisch in Abb. 7.4 dargestellt. Basis der Entladungszelle ist ein Aluminiumblock mit einer kreisförmigen, in optischer Qualität polierten Erhebung, die als Spiegel dient (Abb. 7.4 (b)). Auf den Spiegel ist der BSO-Kristall so aufgeklebt, daß die durch einen fehlenden Kreisabschnitt

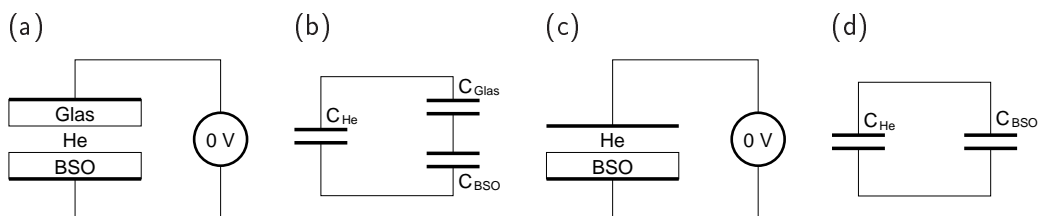


Abbildung 7.3: Aufbau der Entladungszelle und Ersatzschaltbild. (a) und (c): Schemazeichnung der Entladungszelle mit einer (c) oder zwei (a) dielektrischen Barrieren. (b) und (d): Ersatzschaltbild der Entladungszelle im Moment einer Treiberspannung von null Volt.

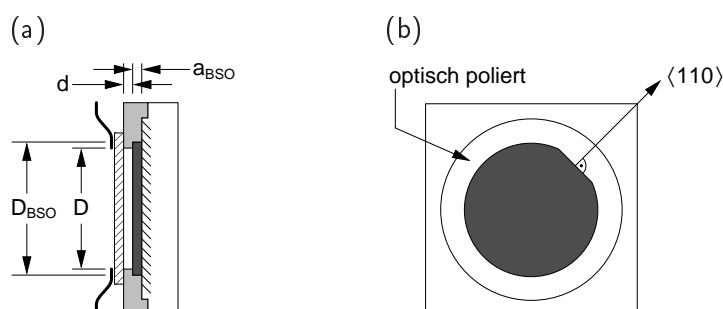


Abbildung 7.4: Modifizierte Entladungszelle zur Messung der Oberflächenladung, schematisch. (a) Schnittzeichnung, Lichteinfall von links. Der BSO-Kristall (■) ist auf den Aluminiumspiegel (□) geklebt. Die Distanzscheibe (▣) liegt auf dem Aluminiumblock auf, ohne den BSO-Kristall zu berühren. Die von den Kontaktfedern (—) ausgeübte Kraft auf die allseitig mit ITO beschichtete Glasplatte (▨) wirkt also nicht auf den BSO-Kristall. (b) Aufsicht auf den Aluminiumblock mit aufgeklebtem BSO-Kristall. Der BSO-Kristall ist auf einer kreisförmigen, optisch polierten Erhebung angebracht. Die $\langle 110 \rangle$ -Ebene des Kristalls ist markiert und diagonal ausgerichtet. Abmessungen: $d = 0,8 \text{ mm}$, $a_{\text{BSO}} = 0,7 \text{ mm}$, $D = 40 \text{ mm}$, $D_{\text{BSO}} = 44 \text{ mm}$.

gekennzeichnete $\langle 110 \rangle$ -Ebene in einem Winkel von 45° zur Horizontalen ausgerichtet ist. Da BSO neben dem Pockels-Effekt auch den Piezo-Effekt zeigt, muß der BSO-Kristall möglichst frei von mechanischen Spannungen eingebaut werden. Die Distanzscheibe (Abb. 7.4(a)) ist daher so gefertigt, daß sie den BSO-Kristall mit einigem Spiel umfaßt, aber nicht berührt, und auf dem Aluminiumspiegel bzw. dem Aluminiumblock aufliegt. Die Distanzscheibe legt die Entladungslänge d und den Durchmesser des Entladungsgebietes D fest. Als Gegenelektrode für die Gasentladung wird eine vollständig mit ITO beschichtete Glasplatte verwendet, die mit einer Metallfeder angedrückt wird, die gleichzeitig für die elektrische Kontaktierung sorgt.

Optischer Aufbau

Der optische Aufbau zur Messung der Oberflächenladungsverteilung ist schematisch in Abb. 7.5 gezeigt. Als Lichtquelle wird eine Leuchtdiode (LED) vom Typ R 10490 von Seoul Semiconductor (5 W) verwendet. Das von ihr emittierte Spektrum hat die maximale Intensität bei 640 nm und eine spektrale Breite (FWHM) von 20 nm. Das Spektrum der LED liegt in einem Bereich, in dem die Gasentladung fast keine Strahlung emittiert [Haase, 2000]. Die Verwendung einer LED als Lichtquelle hat sich gegenüber einem Laser aus zweierlei Gründen als vorteilhaft erwiesen. Erstens kann die LED mit geringem technischen Aufwand sehr schnell geschaltet werden; diese Notwendigkeit wird weiter unten erläutert. Zweitens hat sich die spektrale Breite

der LED als optimal erwiesen. Die Lichtquelle darf nämlich einerseits nicht zu breitbandig sein, da die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ im BSO-Kristall von der Wellenlänge λ abhängt (Gl. 7.14). Andererseits sollte die spektrale Breite $\Delta\lambda$ auch nicht zu klein sein (also die Interferenzlänge $l_i = \lambda^2/\Delta\lambda$ nicht zu groß sein), da die Entladungszelle selbst durch den geschichteten Aufbau aus Glasplatte, BSO-Kristall und Spiegel ein vielfaches Interferometer bildet, dessen Eigenschaften sich beim Betrieb der Gasentladung ändern. Die Folge einer zu schmalbandigen Lichtquelle wären bewegte Interferenzmuster im aufgenommenen Bild, die eine Messung der Oberflächenladung unmöglich machten. Da die Leuchtintensität der LED von ihrer Temperatur abhängt, wird sie mit einem Peltier-Element aktiv geregelt.

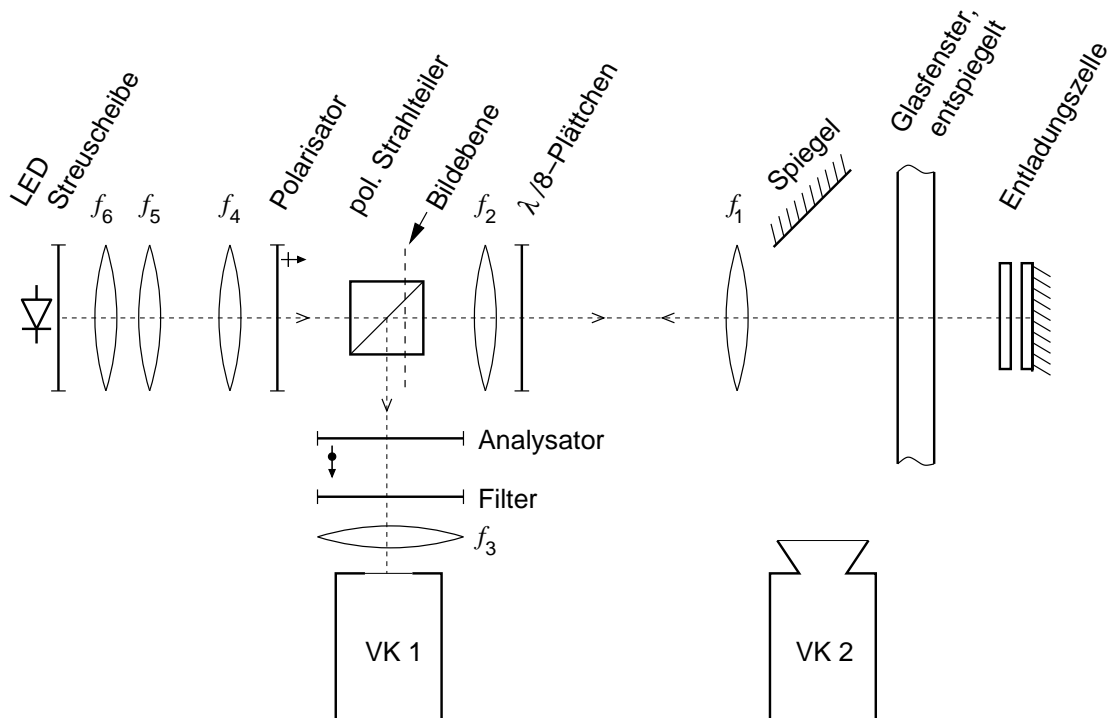


Abbildung 7.5: Optischer Aufbau zur Messung der Oberflächenladungen, schematisch. Das Licht einer LED wird durch eine Streuscheibe und die Köhlersche Beleuchtung aus $f_6 + f_7$ und f_4 aufbereitet und leuchtet die Bildebene homogen aus. Die Bildebene und der BSO-Kristall in der Entladungszelle werden von f_2 und f_1 im Größenverhältnis 1:10 aufeinander abgebildet. f_3 bildet die Bildebene auf den CCD-Chip von Kamera VK 1 ab. Der Farbfilter vor VK 1 hält das von der He-Entladung emittierte Licht ab. Das Glasfenster zur Vakuumkammer ist entspiegelt. Die Funktion der polarisierenden Teile (Polarisator, $\lambda/8$ -Plättchen, BSO-Kristall und Analysator) wird in Abb. 7.6 näher erläutert. Videokamera VK2 nimmt über einen Spiegel die von der Gasentladung emittierte Leuchtdichte auf.

Um das Licht der LED zu homogenisieren, ist unmittelbar davor eine Streuscheibe angebracht. Die folgenden Linsen f_6 , f_5 und f_4 bilden eine Köhlersche Beleuchtung, wie sie in der Mikroskopie verwendet wird. Die Linsen f_6 und f_5 bilden den Kollektor, der die Streuscheibe auf Linse f_4 abbildet. f_4 ist der Kondensator und bildet die Linse f_5 auf die Bildebene ab, die sich im Strahlteiler befindet.

Die Linsen f_2 und f_1 ergänzen sich zu einer Teleskopanordnung. Die Bildebene, die von der LED homogen ausgeleuchtet wird, wird in zehnfacher Vergrößerung auf den BSO-Kristall in der Entladungszelle abgebildet. Der Spiegel, der in der Entladungszelle als Elektrode dient und in direktem Kontakt zum BSO-Kristall steht, wirft das einfallende Lichtbündel in sich zurück. So wird das Bild auf dem BSO-Kristall durch die Teleskopanordnung f_1 , f_2 in zehnfacher Verkleinerung wieder in die Bildebene abgebildet. Die Linse f_3 bildet die Bildebene über die Reflexion im Strahlteiler direkt auf den CCD-Chip der Videokamera VK 1 ab.

Der bisher beschriebene Teil des optischen Aufbaus ist also geeignet, den BSO-Kristall in der Entladungszelle mit der LED gleichmäßig auszuleuchten und das durch den Spiegel in der Entladungszelle zurückgeworfene Licht mit der Kamera VK 1 aufzunehmen. Damit das Kamerabild von VK 1 die Ladungsdichteverteilung auf dem BSO-Kristall wiedergibt, die ja in der Polarisation des zurückgeworfenen Lichts kodiert ist, muß dem Aufbau Polarisationsoptik hinzugefügt werden, die im Folgenden dargestellt wird.

Das von der LED ausgesandte Licht wird durch den Polarisator vor dem Strahlteiler horizontal polarisiert. Es wird ein polarisierender Strahlteiler benutzt, um die Intensitätsverluste des polarisierten Lichts beim Durchgang durch den Strahlteiler zu minimieren. Auf dem weiteren Weg zur Entladungszelle und zurück durchläuft das Licht zweimal das $\lambda/8$ -Verzögerungsplättchen, das daher wie ein $\lambda/4$ -Plättchen wirkt. Dementsprechend ist das von der Entladungszelle auf die Bildebene zurückgeworfene Licht zirkular polarisiert. Oberflächenladungen, die sich auf dem BSO-Kristall befinden, erzeugen räumlich aufgelöst eine zusätzliche Phasenverschiebung und damit elliptisch polarisiertes Licht mit lateral unterschiedlicher Exzentrizität. Das $\lambda/8$ -Plättchen ist von nullter Ordnung, damit innerhalb des recht breiten Spektrums der LED die Phasenverschiebung etwa konstant ist. Die Kamera VK 1 betrachtet die Bildebene durch einen Analysator, der nur vertikal polarisiertes Licht passieren läßt. Änderungen der Exzentrizität des zuvor elliptisch polarisierten Lichts werden dadurch zu Helligkeitsänderungen und können von der Kamera detektiert werden. Das von der Gasentladung selbst emittierte Licht wird durch einen Bandpaßfilter, bestehend aus einem Hochpaßfilter bei 650 nm und einem Tiefpaßfilter bei 600 nm, von der Kamera VK 1 abgehalten.

Um während der Messung der Oberflächenladungen gleichzeitig die Leucht-

dichteverteilung der Gasentladung aufnehmen zu können, wird die Entladungszelle über einen Spiegel von der Videokamera VK 2 beobachtet. Die beiden Videokameras VK 1 und VK 2 sind synchronisiert und ihre Videosignale werden zu einem Videobild gemischt, indem ein Videomultiplexer von einer Kamera immer die geraden und von der anderen Kamera immer die ungeraden Halbbilder weitergibt. Das neu entstandene Videosignal wird mit einer Framegrabberkarte im Rechner aufgezeichnet. Dort werden die Kamerabilder wieder getrennt. Das Bild der Kamera VK 2, die leicht schräg auf die Entladungszelle blickt, wird so skaliert, daß sich die Bilder des Entladungsgebietes in beiden Kameras überdecken.

Zusammenhang zwischen Oberflächenladungsdichte und detektierter Helligkeit

Abbildung 7.6 zeigt die Polarisationsoptik aus Abb. 7.5. Das von der LED kommende Licht fällt durch den Polarisator, das $\lambda/8$ -Plättchen und den BSO-Kristall auf einen Spiegel. BSO-Kristall und Spiegel bilden eine dielektrisch behinderte Elektrode in der Entladungszelle. Vom Spiegel wird das Licht in sich zurückgeworfen und durchläuft den BSO-Kristall und das $\lambda/8$ -Plättchen ein zweites Mal. Schließlich wird das Licht vom Strahlteiler

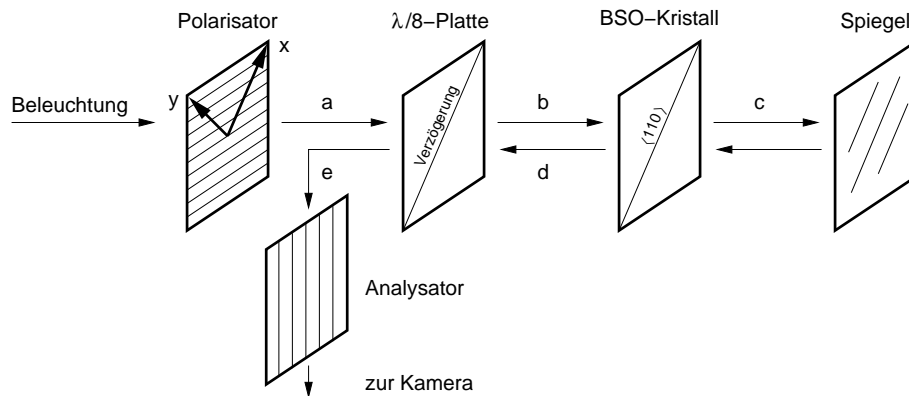


Abbildung 7.6: Funktionsprinzip der Polarisationsoptik aus Abb. 7.5. Das von der LED kommende Licht wird horizontal polarisiert, durchläuft das $\lambda/8$ -Plättchen und den BSO-Kristall und wird am Spiegel in der Entladungszelle in sich zurückgeworfen. BSO-Kristall und $\lambda/8$ -Plättchen werden ein zweites Mal durchlaufen, bevor das Licht durch den vertikalen Analysator auf die Kamera VK 1 fällt. Eine mathematische Beschreibung der Polarisation des Lichts auf den Teilstrecken a–e findet sich im Text. Das dazu verwendete Koordinatensystem ist im Polarisator eingezeichnet. Der BSO-Kristall (Dielektrikum) und der Spiegel (Elektrode) stehen in der Entladungszelle in direktem Kontakt miteinander; die Teilstrecke c ist der Übersichtlichkeit halber mit endlicher Länge gezeichnet.

abgelenkt und fällt durch den Analysator in die Kamera VK 1. Zur Erläuterung der Polarisationsoptik wird das einfallende Licht durch

$$\vec{\mathcal{E}} = \mathcal{E}_0 \vec{\mathcal{P}} e^{i[kz - \omega t]} \quad (7.15)$$

beschrieben. Das Licht breitet sich in z -Richtung aus, \vec{E} liegt in der xy -Ebene. x - und y -Achse sind in Abb. 7.6 eingezeichnet und so gewählt, daß die Phasenverzögerung der doppelbrechenden Komponenten immer in x -Richtung auftritt. Dem Polarisationsvektor $\vec{\mathcal{P}} = \vec{\mathcal{P}}(x,y)$ wird die ortsaufgelöste Information über die Oberflächenladungsverteilung aufgeprägt. Der Polarisationsvektor hat an den Stellen a–e in Abb. 7.6 folgende Gestalt:

$\vec{\mathcal{P}}_a = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$	linear polarisiertes Licht
$\vec{\mathcal{P}}_b = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\frac{\pi}{4}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$	$\lambda/8$ Verzögerung
$\vec{\mathcal{P}}_c = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(\frac{\pi}{4} + \Delta\Phi)} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$	Ortsabhängige Verzögerung
$\vec{\mathcal{P}}_d = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(\frac{\pi}{4} + 2\Delta\Phi)} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$	Ortsabhängige Verzögerung
$\vec{\mathcal{P}}_e = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(\frac{\pi}{2} + 2\Delta\Phi)} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$	$\lambda/8$ Verzögerung

Die Größe $\Delta\Phi = \Delta\Phi(x,y)$ enthält die Information über die Oberflächenladungen in der Entladungszelle und hängt gemäß Gl. 7.13 von der elektrischen Feldstärke im BSO-Kristall ab.

Das auf die Kamera treffende Licht wird durch den Analysator vertikal polarisiert. Das entspricht einer Projektion des elektrischen Feldes \vec{E} auf die Polarisationsrichtung. Die von der Kamera aufgenommene Intensität I ist damit

$$\begin{aligned} I &= \left| \vec{\mathcal{E}}_e \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right|^2 = \mathcal{E}_0^2 \left| \vec{\mathcal{P}}_e \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right|^2 \cdot 1 = I_0 \left| \frac{1}{2} \left(e^{i(\frac{\pi}{2} + 2\Delta\Phi)} - 1 \right) \right|^2 \\ &= \frac{I_0}{2} [1 + \sin(2\Delta\Phi)] . \end{aligned} \quad (7.16)$$

Durch Einsetzen von Gl. 7.14 in Gl. 7.16 erhält man

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + \sin \left(2 \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} U_{\text{BSO}} \right) \right] . \quad (7.17)$$

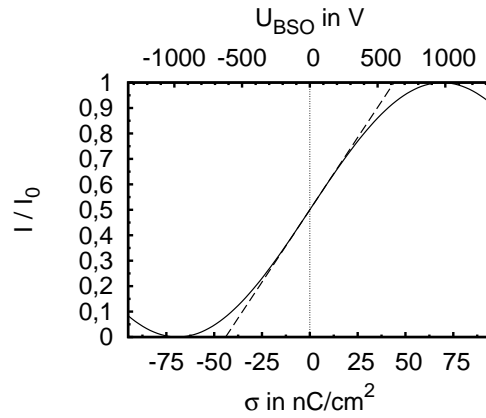


Abbildung 7.7: — Lichtintensität I/I_0 in Abhängigkeit von der Oberflächenladungsdichte σ (Gl. 7.18) bzw. der über dem BSO-Kristall abfallenden Spannung U (Gl. 7.17). --- Lineare Näherung gemäß Gl. 7.19 bzw. Gl. 7.20. Parameter: $\lambda = 640 \text{ nm}$, $n_0 = 2,54$, $r_{41} = 5 \text{ pm/V}$, $\varepsilon_0 = 8,854188 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$, $\varepsilon_{\text{BSO}} = 56$, $a_{\text{BSO}} = 0,7 \text{ mm}$.

Zur Umrechnung der Spannung U_{BSO} über dem BSO-Kristall in die auf dessen Oberfläche befindliche Ladung σ wird der BSO-Kristall als Plattenkondensator modelliert, es gilt also $U_{\text{BSO}} = \frac{a_{\text{BSO}}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{BSO}}} \sigma$. Für eine Entladungszelle mit dem BSO-Kristall als einzige dielektrische Barriere ist keine weitere Kapazität zu beachten, und Gl. 7.17 wird zu

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + \sin \left(2 \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} \frac{a_{\text{BSO}}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{BSO}}} \sigma \right) \right]. \quad (7.18)$$

Der funktionale Zusammenhang zwischen der beobachteten Intensität I/I_0 (bzw. der am BSO-Kristall abfallenden Spannung U_{BSO}) und der Oberflächenladungsdichte σ ist in Abb. 7.7 dargestellt. Im Bereich kleiner Oberflächenladungsdichten bis etwa $|\sigma| = 20 \text{ nC/cm}^2$ ist dieser Zusammenhang fast linear und kann als

$$I = I_0 \left(\frac{1}{2} + \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} \frac{a_{\text{BSO}}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{BSO}}} \sigma \right) \quad (7.19)$$

beziehungsweise

$$I = I_0 \left(\frac{1}{2} + \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} U_{\text{BSO}} \right) \quad (7.20)$$

dargestellt werden.

An dieser Stelle ist die Funktion des $\lambda/8$ -Plättchens besonders einsichtig. Ohne die Verzögerungsplatte enthielte Gl. 7.18 anstelle einer Sinus- eine

Kosinus-Funktion mit dem Minimum bei $\sigma = 0$. Durch das $\lambda/8$ -Plättchen wird es also möglich, das Vorzeichen der Oberflächenladung zu messen. Außerdem wird die Empfindlichkeit für kleine Oberflächenladungen maximal, da die Funktion $I(\sigma)$ bei $\sigma = 0$ die größte Steigung hat.

Die Oberflächenladungsverteilung $\sigma(x,y)$ kann mit Gl.7.19 nicht direkt aus der gemessenen Intensitätsverteilung $I(x,y)$ berechnet werden, da die Größe I_0 einerseits unbekannt ist, und andererseits, bei nicht perfekt homogener Ausleuchtung des BSO-Kristalls, ebenfalls ortsabhängig ist. Es wird daher vor jeder Messung von $I(x,y)$ ein Referenzbild $I_r(x,y)$ aufgenommen. Bei der Aufnahme von $I_r(x,y)$ befinden sich keine Oberflächenladungen auf der Oberfläche des BSO-Kristalls, es kann allenfalls eine überall gleichgroße Spannung U_{BSO}^r an ihm abfallen. Die Beleuchtungsverhältnisse sind während der Aufnahme des Referenzbildes $I_r(x,y)$ die gleichen wie während der eigentlichen Messung von $I(x,y)$. Aus

$$\frac{I(x,y)}{I_r(x,y)} = \frac{\frac{1}{2} + k \frac{a_{\text{BSO}}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{BSO}}} \sigma}{\frac{1}{2} + k U_{\text{BSO}}^r}$$

mit $k = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41}$ ergibt sich die Oberflächenladungsverteilung

$$\sigma(x,y) = \left[\frac{I(x,y)}{I_r(x,y)} (2k U_{\text{BSO}}^r + 1) - 1 \right] \frac{1}{2k} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{BSO}}}{a_{\text{BSO}}}. \quad (7.21)$$

In der Praxis ergeben sich während der Referenzaufnahme Spannungen U_{BSO}^r über dem BSO-Kristall von bis zu zehn Volt.

7.3 Meßergebnisse

Die hier vorgestellten Messungen der Oberflächenladungsverteilung werden mit der Rechteckspannungsquelle (Abb. 3.3 (b) auf Seite 3.3) durchgeführt. Dabei liegt der Metallspiegel, der die BSO-seitige Elektrode darstellt (Abb. 7.4, auf Erdpotential (Anschluß K_2 in Abb. 3.3 (b))). Es werden also in der positiven Halbwelle positive Ladungsträger auf den BSO-Kristall aufgebracht, in der negativen Halbwelle dagegen negative Ladungsträger. Der Durchbruch erfolgt jeweils unmittelbar nach dem Umschalten, also unmittelbar nach den Flanken der Rechteckspannung. Die Beleuchtung des BSO-Kristalls durch die LED hat immer dann zu erfolgen, wenn der Durchbruch bereits beendet ist. Abbildung 7.8 zeigt die entsprechenden Steuersignale für den Hochspannungsschalter aus Abb. 3.3 (b) und die LED für Messungen in der positiven (Abb. 7.8 (a)) und der negativen (Abb. 7.8 (b)) Halbwelle. Der Lichtpuls der LED beginnt etwa $10 \mu\text{s}$ nach der Flanke des Rechtecksignals und damit deutlich außerhalb des Durchbruchs. Mit der Länge des Lichtpulses kann die Grundintensität I_0 eingestellt werden. Durch die Belichtungszeit

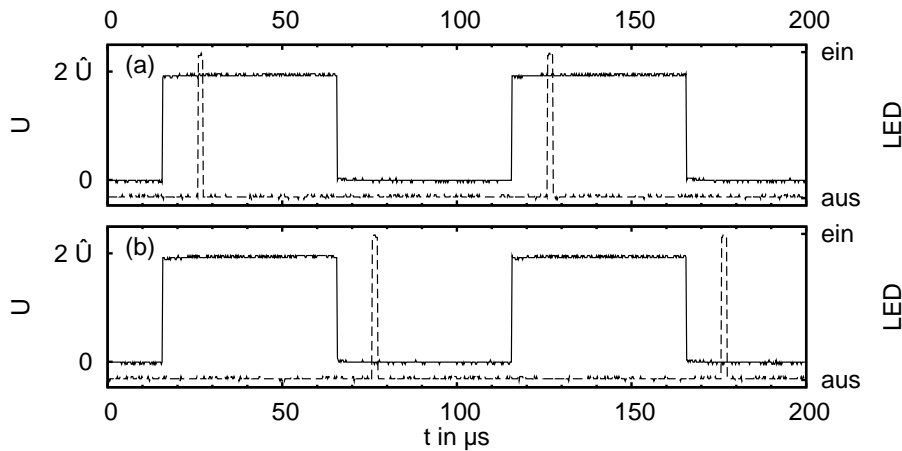


Abbildung 7.8: Steuerung der Beleuchtung in einer Rechteckentladung. Es werden jeweils die Steuerspannung für den Hochspannungsschalter (—) und die Steuerspannung für die LED (---) gezeigt. Die Durchbrüche der Gasentladung finden unmittelbar nach den Flanken der Rechteckspannung statt. (a) Messung in der positiven Halbwelle, im letzten Durchbruch wurden positive Ladungsträger auf den BSO-Kristall aufgebracht. (b) Messung in der negativen Halbwelle, zuletzt wurden negative Ladungsträger aufgebracht. Mit der Breite des LED-Einschaltimpulses kann die Gesamthelligkeit I_0 der Messung eingestellt werden.

der Videokamera VK 1, die auf $1/125$ s eingestellt ist, wird bei der verwendeten Treiberfrequenz von $f = 14$ kHz in jedem Videobild über 112 Lichtpulse integriert.

Zur Aufnahme der Referenzbilder $I_r(x,y)$ wird die Rechteckspannung angelegt und die Lichtpulse werden auf die gewünschte zeitliche Position und Länge eingestellt. Um eine Entladung zu verhindern, wird die Vakuumzelle mit etwa 800 bis 900 hPa Helium befüllt. Um sicherzustellen, daß sich nicht aus einer vorhergehenden Entladung noch Oberflächenladungen auf dem BSO-Kristall befinden, wird die Referenzmessung nach einer Wartezeit von einigen Stunden nach einer vorhergehenden Messung aufgenommen. Die Spannung U_{BSO}^r , die während der Referenzmessung über dem BSO-Kristall abfällt, ergibt sich aus der Spannungsteilung an zwei Kondensatoren zu $U_{\text{BSO}}^r = 2\hat{U} / (\epsilon_{\text{BSO}} \frac{d}{a_{\text{BSO}}} + 1)$.

Abbildung 7.9 zeigt die Rohdaten, die mit der Videokamera VK 1 aufgenommen werden. Abbildung 7.9 (a) zeigt das Referenzbild, das vor der Zündung der Entladung aufgenommen wurde. Im Idealfall zeigt das Referenzbild das homogen ausgeleuchtete, kreisrunde Entladungsgebiet. Allerdings hinterläßt jede Entladung auf dem BSO-Kristall dunkle Verfärbungen, die im Referenzbild sichtbar werden. Die dunkleren Stellen auf dem Kristall stören das Meßprinzip nicht, sie wirken lediglich wie eine lokale Verringerung der Be-

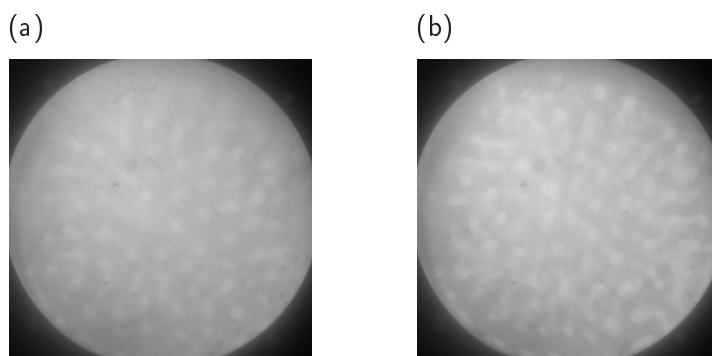


Abbildung 7.9: Rohdaten der Oberflächenladungsmessung von Kamera VK 1 (siehe Abb. 7.5). (a) Referenzbild, es befinden sich keine Oberflächenladungen auf dem BSO-Kristall. (b) Messung der Oberflächenladung in der positiven Halbwelle, Mittelung über 22 Videobilder. Die sichtbaren Strukturen sind Verfärbungen des BSO-Kristalls. Die Helligkeitsänderungen aufgrund der Oberflächenladungen sind mit dem bloßen Auge nicht zu erkennen. Erst eine Auswertung der Bilder gemäß Gl. 7.21 macht die Oberflächenladungsverteilung sichtbar. Auswertung, zugehörige Leuchtdichteverteilung in der Gasentladung und Parameter finden sich in Abb. 7.10 (a).

leuchtungsintensität I_0 und bewirken lokal ein schlechteres Signal-Rausch-Verhältnis. Nach der Zündung der Entladung werden Druck p und Treiber-Spannungsamplitude \hat{U} so ein gestellt, daß sich das zu untersuchende Muster einstellt, in diesem Falle wenige Einzelfilamente, wobei Muster mit möglichst wenig Dynamik bevorzugt werden. Dadurch ist es in der Auswertung möglich, über mehrere Videobilder zu mitteln und so das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Abbildung 7.9 (b) zeigt die Rohdaten von Kamera VK 1 für wenige Einzelfilamente, aufgenommen in der positiven Halbwelle. Die Helligkeitsänderungen, die sich aufgrund der auf dem BSO-Kristall befindlichen Oberflächenladungen ergeben, sind mit dem bloßen Auge in den Videobildern nicht zu erkennen, die beiden Bilder in Abb. 7.9 sehen daher fast gleich aus.

Die Oberflächenladungsverteilung, die sich aus der Auswertung der Kamerabilder gemäß Gl. 7.21 mit Abb. 7.9 (a) als $I_r(x,y)$ und Abb. 7.9 (b) als $I(x,y)$ ergibt, ist in Abb. 7.10 (a) gezeigt. Außerdem ist die zugehörige Leuchtdichteverteilung der Gasentladung dargestellt. Die Entladung zeigt einige Einzelfilamente. Da die Aufnahmen über 22 Videobilder gemittelt sind, erscheinen einige Filamente verschmiert. Die in der Leuchtdichteverteilung beobachtete Struktur der Entladung wird in der Oberflächenladungsverteilung zwischen den Durchbrüchen abgebildet. Orte, die in der Leuchtdichteverteilung dunkel erscheinen, die also nicht von einer Entladung bedeckt sind, zeigen nur wenige Oberflächenladungen. Durch die Mittelung über mehrere Videobil-

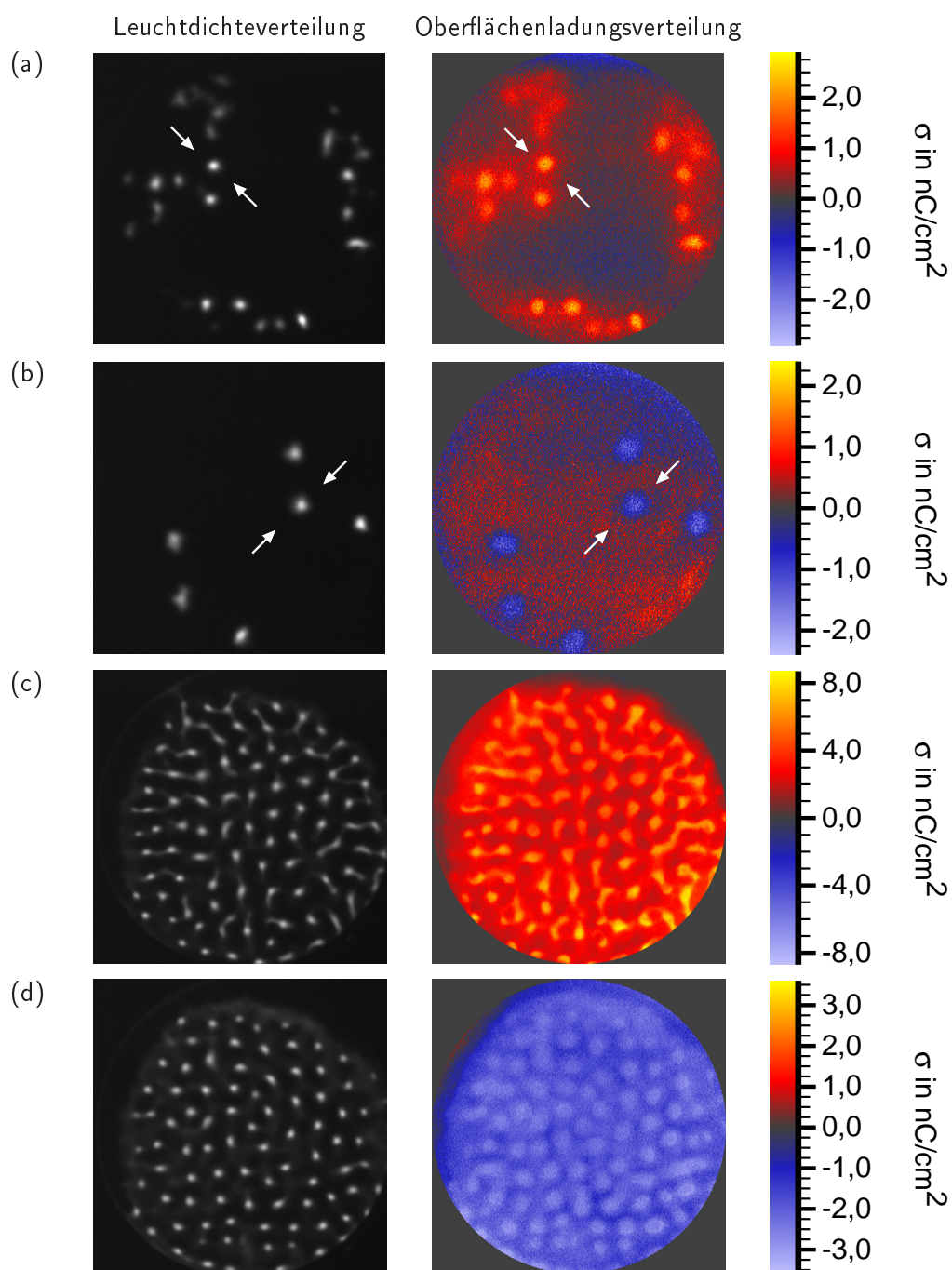


Abbildung 7.10: Oberflächenladungen und Leuchtdichteverteilung in der strukturierten Entladung. Die Pfeile in (a) und (b) geben die Lage der Schnitte in Abb. 7.11 an. Parameter: $f = 14 \text{ kHz}$, $d = 0,8 \text{ mm}$, $a_{\text{BSO}} = 0,7 \text{ mm}$, $D = 40 \text{ mm}$, He. (a) $\hat{U} = 165 \text{ V}$, $p = 260 \text{ hPa}$, $t_{\text{exp}} = 880 \text{ ms}$, positive Halbwelle, (b) $\hat{U} = 165 \text{ V}$, $p = 260 \text{ hPa}$, $t_{\text{exp}} = 440 \text{ ms}$, negative Halbwelle, (c) $\hat{U} = 200 \text{ V}$, $p = 345 \text{ hPa}$, $t_{\text{exp}} = 3 \text{ s}$, positive Halbwelle, (d) $\hat{U} = 200 \text{ V}$, $p = 330 \text{ hPa}$, $t_{\text{exp}} = 2,7 \text{ s}$, negative Halbwelle.

der erscheinen bewegte Filamente auch in der Oberflächenladungsverteilung verschmiert.

In Abb. 7.10 (b) wird ebenfalls eine Entladung mit wenigen Einzelfilamenten untersucht. Die Oberflächenladungsmessung geschieht jedoch in der negativen Halbwelle des Treibers. Die Messung ist über 11 Videobilder gemittelt, während derer die Struktur in der Gasentladung statisch war. Dementsprechend treten keine verschmierten Filamente auf. Die Oberflächenladungsverteilung zeigt negative Ladung genau dort, wo sich die Filamente befinden. An den Stellen, die in der Entladung dunkel bleiben, zeigt sich eine positive Ladung auf dem BSO-Kristall, die von dem Gleichspannungsanteil auf der Treiberspannung herrührt.

In den Abbildungen 7.10 (c) und (d) werden dichte Filamentanordnungen untersucht. Teilbild (c) zeigt die Oberflächenladungsverteilung in der positiven Halbwelle, Teilbild (d) in der negativen. Beide Muster sind nahezu statisch, so daß über 76 (c) bzw. 67 (d) Videobilder gemittelt werden kann. Auch bei diesen Mustern ist die Oberflächenladungsverteilung ein Abbild der strukturierten Entladung.

In allen Messungen ist die laterale Ausdehnung der zu einem Filament gehörenden Oberflächenladungsverteilung für negative Ladung größer als für positive. Eine derartige qualitative Vorhersage ist bereits in [Breazeal u. a., 1995] gemacht worden. Der Grund für das unterschiedliche Verhalten liegt in der größeren Beweglichkeit der Elektronen gegenüber den Ionen. Eine Besonderheit dieser Entladung ist es, daß sie mit einer positiven Rechteckspannung betrieben wird. Der eigentlichen Wechsellspannung ist also eine Gleichspannung überlagert, die gleich der Wechsellspannungsamplitude \hat{U} ist. Für die Entladung selbst, und daher auch für die beobachtete Leuchtdichteverteilung in der Entladung, spielt der Gleichspannungsanteil keine Rolle; das elektrische Potential des Systems wird lediglich gegenüber dem Erdpotential verschoben. Da die vom BSO-Kristall bedeckte Elektrode jedoch fest mit dem Erdpotential verbunden ist, macht sich der Gleichspannungsanteil in der Oberflächenladungsmessung sehr wohl bemerkbar, und zwar dadurch, daß die positive Ladungsdichte größer ist als die negative. Für dichte Filamentanordnungen (Abb. 7.10 (c) und (d)) ergeben sich positive Oberflächenladungsdichten von bis zu $8,7 \text{ nC/cm}^2$, für negative sind es nur $-3,6 \text{ nC/cm}^2$. Für Einzelfilamente (Abb. 7.10 (a) und (b)) sind es bis zu $2,9 \text{ nC/cm}^2$ für positive und etwa $-2,4 \text{ nC/cm}^2$ negative Oberflächenladungen. Außerdem können in nicht gezündeten Gebieten positive Oberflächenladungen übrig bleiben.

In Abb. 7.11 sind Querschnitte durch Einzelfilamente gezeigt. Die Positionen der Schnitte sind in Abb. 7.10 durch Pfeile markiert. Um die Breite und Höhe der entsprechenden Verteilungsfunktionen definiert bestimmen zu können, wird jeweils eine Gaußfunktion der Form

$$g(x) = M e^{-\frac{(x-x_m)^2}{2\delta^2}} + \text{Untergrund} \quad (7.22)$$

an die Meßdaten angepaßt. x_m ermöglicht eine kleine Verschiebung der Funktion, M ist der Maximalwert der Verteilung und δ ist ein Maß für ihre Breite. Der Filamentdurchmesser wird mit 2δ angegeben. Aus den Parametern der Gauß-Funktion werden die Größen

$$\text{Übertragene Ladung } Q = 2\pi M_\sigma \delta_\sigma^2 \quad \text{und} \quad (7.23)$$

$$\text{Integrale Leuchtdichte } \Phi = 2\pi M_\phi \delta_\phi^2 \quad (7.24)$$

als Volumen unter der zweidimensionalen Gauß-Funktion berechnet. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 7.2 zusammengestellt. Beim Vergleich der Werte ist zu beachten, daß das in der negativen Halbwelle beobachtete Filament etwas breiter ist (d_F ist größer) als das in der positiven Halbwelle beobachtete.

Zunächst einmal fällt auf, daß das in der positiven Halbwelle beobachtete Filament im Vergleich zu dem in der negativen Halbwelle beobachteten zwar ein betragsmäßig größeres Maximum M_σ der Oberflächenladungsdichte aufweist, seine Breite $d_{F\sigma}$ aber kleiner ist. Auch das Verhältnis $d_{F\sigma}/d_F$ der Breite in der Oberflächenladungsverteilung zur Breite in der Leuchtdichteverteilung ist für das in der positiven Halbwelle gemessene Filament kleiner. Offensichtlich ist also die Oberflächenladungsverteilung für positive Ladungen grundsätzlich kleiner als für negative Ladungen. Diese Vermutung wurde qualitativ bereits in [Breazeal u. a., 1995] geäußert und deckt sich mit der Vorhersage der numerischen Simulationen in dieser Arbeit in

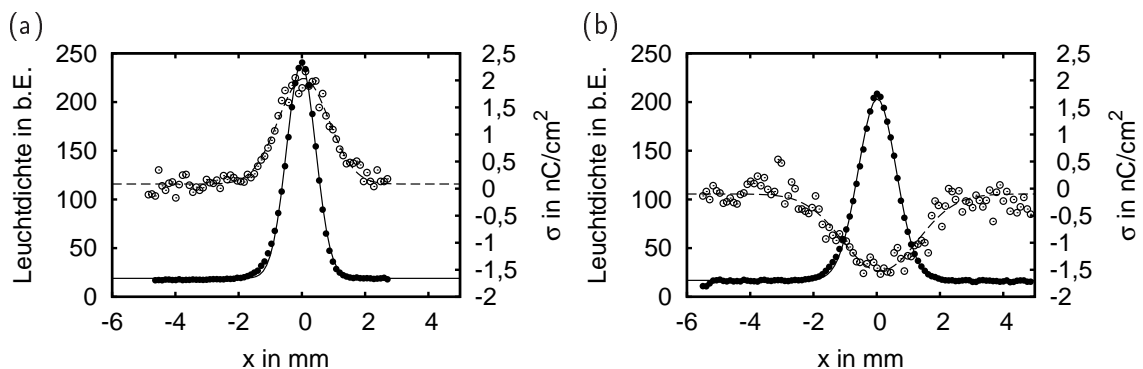


Abbildung 7.11: Schnitt durch ein Einzelfilament in der Leuchtdichteverteilung \bullet und der Oberflächenladungsdichte \circ . (a) und (b) zeigen Schnitte entlang der Markierungen in Abb. 7.10 (a) und (b). Es wurde jeweils über sechs direkt nebeneinanderliegende Schnitte gemittelt. Um eine definierte Filamentbreite bestimmen zu können, ist für alle Verteilungen die bestapproximierende Gauß-Funktion (Gl.7.22) eingezeichnet.

Kapitel 10. Weiterhin ist für beide untersuchten Filamente die Breite der Oberflächenladungsverteilung deutlich größer als die Breite der Leuchtdichteverteilung. Damit lassen sich die Filamentbreiten in verschiedenen Physikalischen Größen wie folgt ordnen. Am größten ist das Filament in der negativen Oberflächenladungsverteilung, gefolgt von der positiven Oberflächenladungsverteilung, und am kleinsten ist es in der üblicherweise beobachteten Leuchtdichteverteilung, die nur etwa halb so breit ist wie die negative Oberflächenladungsverteilung.

Die Übertragene Ladung Q ist im Filament aus der negativen Halbwelle signifikant größer als im Filament aus der positiven Halbwelle. Wird die Übertragene Ladung Q jedoch zur integralen Leuchtdichte Φ ins Verhältnis gesetzt, so ergibt sich innerhalb der Meßunsicherheit der selbe Wert. Damit kann der lineare Zusammenhang zwischen Leuchtdichte und Stromdichte bzw. zur übertragenen Ladung, der in [Brauer, 2000] global für die Entladung gefunden wurde, auch auf der Basis des einzelnen Filamentes bestätigt werden.

	positive Halbwelle	negative Halbwelle
Übertragene Ladung Q	$79 \pm 7 \text{ pC}$	$125 \pm 20 \text{ pC}$
maximale Ladungsdichte M_σ	$1,95 \pm 0,05 \text{ nC/cm}^2$	$-1,42 \pm 0,06 \text{ nC/cm}^2$
Breite (2δ) der Ladungsverteilung $d_{F\sigma}$	$1,60 \pm 0,05 \text{ mm}$	$2,37 \pm 0,14 \text{ mm}$
Filamentbreite (2δ) in der Leuchtdichte d_F	$0,92 \pm 0,01 \text{ mm}$	$1,21 \pm 0,01 \text{ mm}$
Integrale Leuchtdichte Φ	294 ± 7	424 ± 8
$d_{F\sigma}/d_F$	$1,74 \pm 0,08$	$1,96 \pm 0,13$
Φ/Q	$3,7 \pm 0,4$	$3,4 \pm 0,6$

Tabelle 7.2: Eigenschaften der Ladungsverteilung zweier Filamente, ermittelt aus den Gauß-Kurven aus Abb. 7.11 gemäß Gl. 7.22, Gl. 7.23 und Gl. 7.24.

Teil III

Numerische Untersuchungen

Kapitel 8

Modellierung der Entladung

In diesem und den folgenden Kapiteln werden numerische Untersuchungen der selbststrukturierten Gasentladung vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt worden sind. Zuerst wird ein Überblick über die gebräuchlichen Modellansätze in der Gasentladungsphysik gegeben (Abschnitt 8.1), dann wird das in dieser Arbeit verwendete Drift-Diffusions-Modell vorgestellt (Abschnitt 8.2). Der letzte Abschnitt dieses Kapitels (Abschnitt 8.3) beschreibt die numerischen Methoden, mit denen die Modellgleichungen gelöst werden.

8.1 Modellansätze der Gasentladung

Die wesentlichen Bestandteile eines Gasentladungsmodells sind die Beschreibung der Ladungsträger und des elektrischen Feldes im Gas. Die Ladungsträger, bestehend aus Elektronen und Ionen, können sich aufgrund ihrer sehr verschiedenen Massen oft sehr unterschiedlich verhalten. Daher ist zur Beschreibung der viel schnelleren Elektronen häufig eine viel genauere Modellierung angebracht als für die Ionen. Einige der im Folgenden gezeigten Modellansätze beziehen sich daher hauptsächlich auf Elektronen.

Neben den Ladungsträgern kommen im Gas meist auch eine Vielzahl von angeregten Neutralteilchen vor. Da diese jedoch zum eigentlichen Ladungstransport nicht beitragen, sondern im Wesentlichen auf die Erzeugung und Vernichtung von Ladungsträgern einwirken, werden angeregte Neutralteilchen meist nur in Form von Teilchendichten beschrieben. Ob und wie viele dieser Spezies in einem Modell beschrieben werden, hängt von der erforderlichen Genauigkeit und der Fragestellung ab. Schließlich gehört zu einem vollständigen Modell auch die Beschreibung der Ränder des Entladungsgebietes. Ein Überblick über Modellansätze für Gasentladungen findet sich in [Lister, 1992, Kogelschatz, 2003].

Einzelteilchen

Die Idee der Einzelteilchenbeschreibung ist es, anhand der Newtonschen Bewegungsgleichungen die Bewegung einzelner Ladungsträger und deren Stöße untereinander und mit den Wänden zu verfolgen. Die Genauigkeit dieser Modelle ist von allen hier vorgestellten Modellansätzen prinzipiell am größten. Der Rechenaufwand eines solchen Modells ist allerdings enorm; bei N modellierten Teilchen stellt die Lösung der Bewegungsgleichungen ein Problem der Ordnung N^2 . Aus diesem Grund werden üblicherweise einige Vereinfachungen eingeführt. So werden oft nur die Elektronen als Einzelteilchen modelliert, die Ionen und Neutralteilchen werden hingegen als Teilchendichten beschrieben. Kollisionen von Elektronen mit Ionen oder Neutralteilchen werden anhand von Stoßwahrscheinlichkeiten und Teilchendichten stochastisch eingeführt (Monte-Carlo-Collisions, MCC). Außerdem werden anstatt einzelner Elektronen üblicherweise Über-Elektronen (hyper particles) verwendet, die einigen Tausend realen Elektronen entsprechen [Bridsall und Langdon, 1991].

In die Berechnung des elektrischen Feldes im Entladungsgebiet gehen sowohl die Teilchendichte der Ionen als auch die Positionen und Ladungen aller N Einzelteilchen ein. Gegenüber der Summation über alle N Teilchen kann der Rechenaufwand durch die Particle-in-cell-Methode (PIC) erheblich verringert werden. Es wird dazu das Entladungsgebiet in Zellen zerlegt, und für jede Zelle wird die mittlere Ladungsdichte bestimmt. Auf dem durch die Zellen definierten Gitter wird dann die Poissongleichung gelöst.

Modelle, die auf einer Kombination aus MCC- und PIC-Methoden beruhen, finden sich z. B. in [Harlow, 1964, Li und Wu, 1992, Nitschke und Graves, 1994, Proshina u. a., 2006]. Da der Rechenaufwand dieser Modelle recht hoch ist, können in dielektrisch behinderten Entladungen üblicherweise ein bis zwei Durchbrüche simuliert werden.

Kinetische Beschreibung

Im Ansatz der kinetischen Beschreibung wird jede betrachtete Teilchenart als Dichte f_B im sechsdimensionalen Phasenraum aufgefaßt, der von drei Ortskoordinaten \vec{r} und drei Geschwindigkeitskoordinaten \vec{v} aufgespannt wird. Die Bewegungsgleichung der Verteilungsfunktion $f_B(\vec{r}, \vec{v}, t)$ ist die Boltzmann-Gleichung

$$\frac{\partial f_B}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f_B + \frac{\vec{\Psi}}{m} \cdot \nabla_{\vec{v}} f_B = \left(\frac{\partial f_B}{\partial t} \right)_c. \quad (8.1)$$

$\vec{\Psi}$ beschreibt eine Kraftereinwirkung auf die Teilchen, z. B. durch das elektrische Feld. Die rechte Seite der Gleichung verkörpert Stoßprozesse, welche

Teilchen an andere Stellen im Phasenraum befördern. Zur Lösung der Boltzmann-Gleichung wird selbige nach Momenten der Geschwindigkeit entwickelt, indem die Gleichung mit der i -ten Potenz der Geschwindigkeit multipliziert und dann über den Unterraum der Geschwindigkeiten integriert wird. Die entstehenden Momente der Verteilungsfunktion $f_B(\vec{r}, \vec{v}, t)$ sind die Teilchendichte $n(\vec{r}, t)$ (0. Moment), die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}(\vec{r}, t)$ (1. Moment), die kinetische Energiedichte $w(\vec{r}, t)$ (2. Moment) und weitere Terme höherer Ordnung. Die entstehenden Momentengleichungen verknüpfen jeweils das i -te Moment mit dem $(i + 1)$ -ten Moment. Um das entstehende Differentialgleichungssystem lösen zu können, muß die Reihe der Momentengleichungen durch eine zusätzliche Bedingung geschlossen werden. Die Wahl dieser Abschlußbedingung ist vom jeweiligen Anwendungsfall abhängig. Schließlich muß auch bei der Modellierung einer Gasentladung mit einem kinetischen Ansatz die Poisson-Gleichung gelöst werden, um dem Einfluß der Ladungsträger auf das elektrische Feld Rechnung zu tragen.

Da auch die Lösung der Momentengleichungen einen erheblichen Rechenaufwand verursacht, werden häufig nur die Elektronen, die ja die Dynamik der Gasentladung hauptsächlich bestimmen, über den kinetischen Ansatz modelliert. Die Ionen und Neutralteilchen werden dann in einer Fluidnäherung beschrieben, wie sie weiter unten vorgestellt wird. Entladungssimulationen mit Lösungen der Boltzmann-Gleichung bis zu Momenten dritter Ordnung finden sich in [Meyyappan und Govindan, 1991, Diemy u. a., 2005, Porokhova u. a., 2005]. Es werden üblicherweise stationäre Lösungen gesucht oder wenige Treiberperioden einer Wechselspannungsentladung betrachtet.

Drift-Diffusions-Modelle

Die Modellierung einer Gasentladung im Rahmen eines Drift-Diffusions-Modells beruht darauf, die Teilchendichte n der verschiedenen Spezies und den zugehörigen Fluß $\vec{\Gamma}$ zu beschreiben. Im Vergleich zu kinetischen Modellen wird also auf die Beschreibung einer lokalen Geschwindigkeitsverteilung verzichtet. Grundlage dieser Vereinfachung ist die Annahme, daß die Stoßfrequenz der Teilchen so hoch ist, daß die Energie, die von den Ladungsträgern im elektrischen Feld aufgenommen wird, mit den Energieverlusten bei Stößen im Gleichgewicht steht. Es sind also alle Teilchen thermalisiert, die mittlere Energie hängt von der lokalen elektrischen Feldstärke ab, und auf die Lösung der Energiegleichung kann daher verzichtet werden. Dieser Ansatz wird Lokalfeldnäherung genannt. Im Drift-Diffusions-Modell gilt für jede modellierte Teilchensorte die Kontinuitätsgleichung und eine Flußgleichung, deren konkretes Aussehen vom modellierten Problem abhängt. Das elektrische Feld \vec{E} wird aus der Poisson-Gleichung bestimmt. Aus Sicht des kinetischen Ansatzes werden in einem Drift-Diffusions-Modell die Momente der Boltzmann-Gleichung bis zur ersten Ordnung in vereinfachter Form betrachtet.

Die Stärke von Drift-Diffusions-Modellen gegenüber den anderen Modellansätzen ist der vergleichsweise geringe Rechenaufwand. Es ist jedoch zu beachten, daß der Gültigkeitsbereich von Drift-Diffusions-Modellen gegenüber anderen Ansätzen deutlich eingeschränkt ist. Vor allem die Dichte des Gases muß hoch genug sein, damit eine Kontinuumsbeschreibung überhaupt sinnvoll ist. Zur Erhöhung der Genauigkeit von Drift-Diffusions-Modellen ist es oft sinnvoll, Koeffizienten in den Modellgleichungen, die klassischerweise als konstant angenommen werden (z. B. die Diffusionskonstante), in Abhängigkeit von den Modellvariablen (z. B. von \vec{E}) zu variieren. Entsprechende Werte können aus experimentellen Daten oder aus separaten kinetischen Simulationen mit typischen Parametern gewonnen werden.

Rechnungen zu verschiedenen experimentellen Systemen, die auf Drift-Diffusions-Modellen basieren, finden sich in [Ouyang u. a., 2003, Boeuf und Pitchford, 2005, Wang u. a., 2006, Sakiyama und Graves, 2006]. Es können Zeitspannen von bis zu einigen zehn Mikrosekunden simuliert werden. In einigen Anwendungsfällen ist es sinnvoll, ein Drift-Diffusions-Modell mit anderen Modellansätzen zu kombinieren, so daß ein Hybridmodell entsteht. Es können z. B. verschiedene Teile der Gasentladung (z. B. kathodenfall und positive Säule einer Glimmentladung) mit verschiedenen Modellen betrachtet werden, oder verschiedene Spezies werden durch verschiedene Modellansätze beschrieben [Hagelaar u. a., 2004].

8.2 Das Drift-Diffusions-Modell

Ziel der numerischen Simulationen, die in dieser Arbeit durchgeführt werden, ist es, die Entstehung und die Stabilität von Strukturen in der experimentell untersuchten Gasentladung in Helium zu beschreiben. Aus dem Experiment ist bekannt, daß dazu einige oder gar einige zehn Durchbrüche notwendig sind. Das ist im Vergleich zu den allermeisten bisherigen Arbeiten eine sehr lange Zeitspanne, und es ist daher klar, daß ein Modell mit möglichst geringem Rechenaufwand zu wählen ist. Es ist weiterhin experimentell bekannt, daß die Strukturierung an sich und die Stabilität von Filamenten über einen weiten Parameterbereich beobachtet werden kann. Demzufolge sollte es bei der Wahl des Modells verzeihlich sein, wenn nur die wichtigsten physikalischen Prozesse berücksichtigt werden und auf einen Detailreichtum, der es in anderen Arbeiten ermöglicht, eine quantitative Übereinstimmung mit dem Experiment auf wenige Prozent genau zu erreichen, verzichtet wird. Zur Beschreibung des untersuchten Experiments wird das Drift-Diffusions-Modell aus [Meunier u. a., 1995, Punset, 1998] gewählt. Es basiert auf der Lokalfeldnäherung, und um es anzuwenden, muß in der Gasentladung die Energierelaxationslänge der Ladungsträger kleiner als die lokale Variation der elektrischen Feldstärke sein. Außerdem dürfen Änderungen des System-

zustands, z. B. der Beginn eines Durchbruchs, nicht schneller erfolgen als die Stoßfrequenz. Daß diese Bedingungen von der Gasentladung im untersuchten Parameterbereich erfüllt werden, wird in [Punset, 1998] durch einen Vergleich mit einem Hybridmodell verifiziert.

In der hier verwendeten Version beschreibt das Modell zwei Ladungsträgersorten in der Heliumentladung, nämlich Elektronen und einfach geladene Helium-Ionen He^+ . Angeregte Zustände oder zweifach geladene Ionen werden vernachlässigt.

Kontinuitätsgleichung

Die Kontinuitätsgleichungen für die Ladungsträger lauten

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } \vec{\Gamma}_e = Q_e \quad (\text{Elektronen}) \quad (8.2)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div } \vec{\Gamma}_i = Q_i \quad (\text{Ionen}) \quad (8.3)$$

Es sind $n_e(\vec{r}, t)$ und $n_i(\vec{r}, t)$ die Teilchendichten der Elektronen und Ionen, $\vec{\Gamma}_e(\vec{r}, t)$ und $\vec{\Gamma}_i(\vec{r}, t)$ jeweils der Teilchenstrom, und $Q_e(\vec{r}, t)$ und $Q_i(\vec{r}, t)$ sind die Quellterme, die die Entstehung und Vernichtung von Ladungsträgern beschreiben.

Quellterme

Bei der Behandlung der Quellterme wird zwischen Volumen- und Oberflächenprozessen unterschieden. Im Volumen wird nur die direkte Stoßionisation betrachtet. Rekombinationen können wegen der geringen Ladungsträgerdichten in der untersuchten schwach ionisierten Gasentladung vernachlässigt werden, Anlagerung und stufenweise Ionisation haben im untersuchten Parameterbereich einen so geringen Wirkungsquerschnitt, daß sie ebenfalls keine Rolle spielen. Der Quellterm Q^{Vol} im Volumen wird also wie folgt geschrieben:

$$Q^{\text{Vol}} = \alpha \left(\frac{E_{\parallel}}{p} \right) |\vec{\Gamma}_e|. \quad (8.4)$$

Es ist α der erste Townsend-Koeffizient, der von der lokalen reduzierten Feldstärke abhängt. Der funktionale Zusammenhang ist tabelliert und in Abb. 8.1 wiedergegeben. In die reduzierte Feldstärke geht jedoch nicht das elektrische Feld selbst, sondern dessen Projektion E_{\parallel} auf den Elektronenfluß ein, da nur dieser Anteil zum Energiegewinn der Elektronen beiträgt. In Bereichen großer Konzentrationsgradienten ist es möglich, daß sich Elektronen entgegen der elektrischen Kraft bewegen. In diesem Fall, in dem die Elektronen also Energie verlieren, wird Q^{Vol} gleich null gesetzt. Der Quellterm Q^{Vol} gilt für

Elektronen und Ionen gleichermaßen, da er ausschließlich Stoßionisationen beschreibt, bei denen immer ein Elektron und ein Ion gemeinsam entstehen.

An den dielektrischen Oberflächen des Entladungsraums tragen zwei Prozesse zu den Quelltermen Q_e und Q_i bei. Zum einen gibt es die Anlagerung von Ladung auf den dielektrischen Oberflächen. Ladungsträger, die auf die Dielektrika treffen, bleiben dort haften und tragen zur Oberflächenladung bei. Die gegenseitige Aufhebung ungleichnamiger Ladung ist dabei der einzige Vernichtungsprozeß von Ladungsträgern in diesem Modell. Der zweite im Modell einbezogene Oberflächenprozess ist die Sekundärelektronenemission an dem kathodenseitigen Dielektrikum. Dort auftreffende Ionen erzeugen neue Elektronen. Der zugehörige zweite Townsend-Koeffizient γ ist experimentell unbekannt. Er wird mit $\gamma = 0,05$ so gewählt, daß die Zündspannung des Systems in Experiment und Simulation übereinstimmen.

Flußgleichung

Der Fluß der Ladungsträger wird mit

$$\vec{\Gamma}_e = -n_e\mu_e\vec{E} - D_e \text{grad } n_e \quad (\text{Elektronen}) \quad (8.5)$$

$$\vec{\Gamma}_i = +n_i\mu_i\vec{E} - D_i \text{grad } n_i \quad (\text{Ionen}) \quad (8.6)$$

beschrieben. Entsprechend der Lokalfeldnäherung ist die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger proportional zum elektrischen Feld. Die Proportionalitätskonstante ist die Beweglichkeit μ_e bzw. μ_i , die ihrerseits abhängig von der lokalen reduzierten Feldstärke E/p ist. Der Zusammenhang ist tabelliert und in Abb. 8.1 wiedergegeben. Die Diffusionskonstanten D_e und D_i werden gemäß der Einsteinrelation $D/\mu = k_B T/e$ aus der Beweglichkeit bestimmt. Da es sich bei der untersuchten Entladung um eine kalte Entladung handelt, wird als Iontemperatur etwa Zimmertemperatur angenommen ($k_B T = 0,025$ eV). Für die Elektronen wird eine Temperatur von $k_B T = 2$ eV angenommen, die die Entladung im untersuchten Parameterbereich gut beschreibt [Meunier u. a., 1995].

Unmittelbar vor den elektrischen Schichten ist zu beachten, daß allein durch die thermische Bewegung der Ladungsträger ein Fluß auf die Oberfläche entsteht. Dieser zusätzliche Fluß

$$\Gamma_{\perp} = \frac{n_e v_{th}}{4} \quad \text{mit} \quad v_{th} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (8.7)$$

wird nur für Elektronen berücksichtigt. Für Ionen kann der Term wegen der sehr kleinen Temperatur T und der sehr großen Ionenmasse m_i vernachlässigt werden.

Poisson-Gleichung

Über die Poisson-Gleichung wirkt Ladungsträgerdichte auf das elektrische Feld zurück:

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi = -\frac{e(n_i - n_e)}{\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})} \quad \text{mit} \quad \vec{E} = -\operatorname{grad} \Phi. \quad (8.8)$$

Φ ist das elektrische Potential und e die Elementarladung. ε ist die Dielektrizitätskonstante, die im Gasvolumen eins ist und in den Dielektrika gleich der Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_r = 7,6$ der experimentell verwendeten Gläser. Die Poisson-Gleichung wird sowohl im Gasvolumen als auch in den dielektrischen Schichten gelöst. Die Elektroden der Entladungszelle gehen als Dirichlet-Ränder in die Lösung der Poisson-Gleichung ein.

8.3 Numerische Behandlung

Die Modellgleichungen werden in zwei und drei Dimensionen mit Software [Boeuf u. a., 1997] gelöst. Zur Lösung zweidimensionaler Probleme wird das Programm SIPDP-AC benutzt. Für Rechnungen auf dreidimensionalem Grundgebiet findet eine auf das experimentelle System angepasste Version von SIPDP-3D Verwendung. Beide Programme verwenden die gleichen numerischen Lösungsmethoden, die in diesem Abschnitt kurz dargestellt werden. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Punset, 1998].

Die Entladungszelle wird in kartesischen Koordinaten diskretisiert. Die Stromflußrichtung, die in allen Simulationen der x -Koordinate entspricht, wird auf-

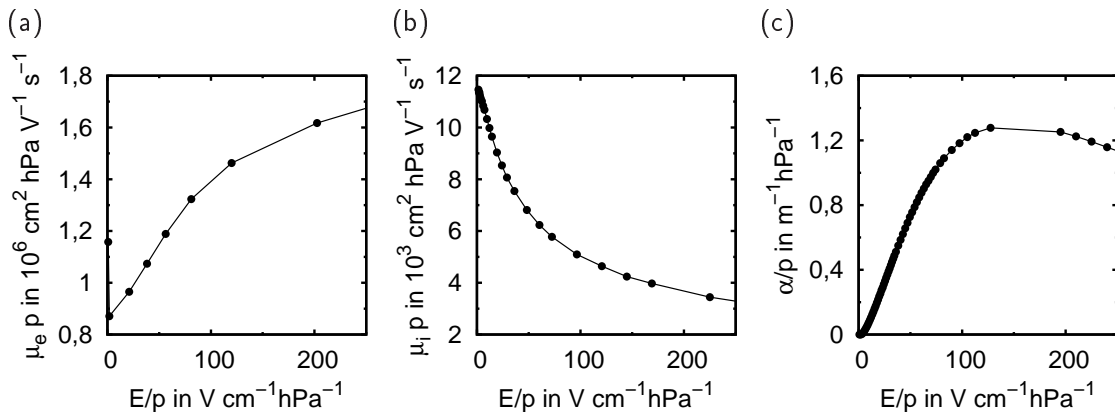


Abbildung 8.1: Tabellierte Werte im Modell, E/p im relevanten Parameterbereich. (a) Mobilität der Elektronen μ_e . (b) Mobilität der Ionen μ_i . (c) Ionisationskoeffizient α . Werte für (b) aus [Ellis u. a., 1976], (a) und (c) aus [Pitchford u. a., 1996]

grund des großen Aspektverhältnisses der Entladungszelle feiner diskretisiert als die laterale y - und z -Richtung. Die Entladungszelle mitsamt den dielektrischen Barrieren wird also in $N_x \times N_y \times N_z$ Koordinatenzellen eingeteilt. Im Zentrum der Zellen sind die Teilchendichten definiert, auf den Kontenpunkten sind der Teilchenfluß und das elektrische Potential definiert. Als Anfangsbedingung für die Teilchendichten werden n_e und n_i jeweils homogen auf 10^7 cm^{-3} gesetzt.

Die Kontinuitätsgleichung wird mit einem 5-Punkt-Schema (2D) bzw. 7-Punkt-Schema (3D) gelöst. Der Zeitschritt wird in Teilschritte zerlegt, wobei in jedem Teilschritt eine Raumrichtung implizit und die anderen explizit gelöst werden (ADI-Methode, z. B. in [Press u. a., 1986]). Die Flußgleichung wird nach dem Scharfetter-Gummel-Algorithmus gelöst [Scharfetter und Gummel, 1969], der, ursprünglich zur Simulation von Halbleitergleichungen entwickelt, zu einem Standardverfahren zur Lösung von Transportgleichungen geworden ist. Die Kontinuitäts- und die Flußgleichung werden nur im Gasvolumen gelöst und mit Neumann-Randbedingungen abgeschlossen. Die Lösung der Poissongleichung erfolgt nach der Methode der sukzessiven Überrelaxation (SOR z. B. in [Press u. a., 1986]). Die Oberflächenladungen auf den dielektrischen Oberflächen werden dabei auf der rechten Seite der Poisson-Gleichung (Gl. 8.8) mitberücksichtigt. Die Poisson-Gleichung wird im Gasvolumen und in den dielektrischen Schichten gelöst. Die Elektroden gehen als Dirichlet-Ränder in die Gleichung ein, alle anderen Ränder werden mit Neumann-Randbedingungen abgeschlossen.

Da die eigentliche Entladung nur in kurzen Wirkstrompulsen stattfindet, ist es sinnvoll, eine adaptive Zeitschrittweite zu verwenden. So können während des Durchbruchs kleinere Zeitschritte gewählt werden, um die Entladung gut zu beschreiben, während in der übrigen Zeit der Zeitschritt vergrößert wird. Die benutzten Programme verwenden drei Kriterien, um die Zeitschrittweite zu wählen, nämlich erstens die Maxwell-Zeit $\tau_M = \varepsilon_0 e (n_e \mu_e + n_i \mu_i)^{-1}$, die angibt wie schnell sich Ladungsträger im eigenen elektrischen Feld bewegen, zweitens die Courant-Friedrich-Levy-Zeit $\tau_{\text{CFL}} = (\text{kleinste Ortsauflösung}) / (\text{größte Elektronengeschwindigkeit})$, die besagt, wie lange Elektronen benötigen, um von einem Gitterpunkt zum nächsten zu gelangen und drittens sollen sich die Teilchendichten in einem Zeitschritt nicht mehr als um 10 % ändern. Die Zeiten τ_M und τ_{CFL} können aufgrund der semiimpliziten Lösungsmethoden mit einem Faktor multipliziert werden, dessen Größe aus Erfahrungswerten für eine stabile Simulation bekannt ist. Die kleinste der drei abgeschätzten Zeiten wird als Zeitschrittweite gewählt. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen liegt die Zeitschrittweite im Bereich von 0,5 ns bis 25 ns.

Kapitel 9

Simulation der ersten Durchbrüche

In diesem Kapitel werden die ersten Durchbrüche des Entladungssystems in numerischen Simulationen untersucht. Die simulierten Szenarien entsprechen den Experimenten aus Abschnitt 4.2, so daß quantitative Vergleiche möglich sind. Das benutzte Modell und die verwendeten numerischen Algorithmen sind im vorhergehenden Kapitel dargestellt worden. In Abschnitt 9.1 wird die Entstehung einer strukturierten Entladung aus dem anfangs homogenen Systemzustand in zweidimensionalen (2D) und dreidimensionalen (3D) Simulationen beobachtet. Die gewonnenen Ergebnisse tragen zur Vervollständigung der Modellvorstellungen aus Abschnitt 4.2 bei. In Abschnitt 9.2 wird die parametrische Abhängigkeit der entstehenden Strukturen am Beispiel des Drucks untersucht und mit bekannten experimentellen Ergebnissen verglichen.

9.1 Strukturierung der Entladung

Die in diesem Kapitel durchgeführten Simulationen haben das Ziel, mit experimentellen Ergebnissen quantitativ vergleichbar zu sein. Dazu ist es natürlich notwendig, daß die physikalischen Parameter in der Simulation im gleichen Parameterbereich wie bei den entsprechenden experimentellen Untersuchungen liegen. 2D-Simulationen, die dieser Forderung weitgehend genügen, werden in [Müller u. a., 1999b, Brauer u. a., 1999b] vorgestellt. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen jedoch, daß auch die Wahl der Randbedingungen in der Entladungszelle einen wichtigen Einfluß auf das Zündverhalten der Gasentladung haben.

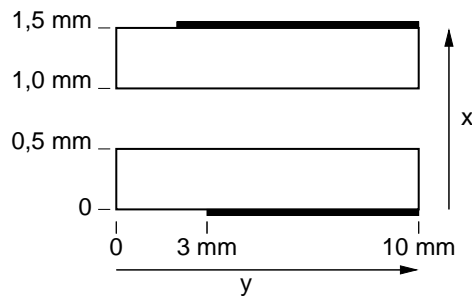


Abbildung 9.1: Grundgebiet für 2D-Simulationen. Auflösung $N_x \times N_y = 48 \times 100$ Gitterpunkte. Die Elektroden (—) sind 7 mm lang und bedecken die Dielektrika (□) nicht vollständig. Dadurch wird auf der linken Seite der Rand einer offenen Entladungszelle nachgebildet. Das System ist mit Neumann-Rändern abgeschlossen.

2D-Simulationen

Es werden zunächst 2D-Simulationen durchgeführt. Sie dienen zum einen dazu, die Gültigkeit des in Kapitel 8 vorgestellten Modells zu überprüfen, bevor die wesentlich zeitaufwendigeren 3D-Simulationen durchgeführt werden. Zum anderen gewähren die 2D-Ergebnisse einen anschaulichen Einblick in den Mechanismus, der im offenen System zur Strukturierung der Entladung führt.

Das 2D-Simulationsgebiet ist in Abb. 9.1 dargestellt. Es handelt sich um ein rechteckiges Gebiet mit den Maßen $x \times y = 1,5 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, das mit einem Gitter von $N_x \times N_y = 48 \times 100$ Punkten aufgelöst wird. Stromflußrichtung ist, wie in allen Simulationen in dieser Arbeit, die x -Richtung. Die beiden dielektrischen Schichten a_1 und a_2 und der Entladungsspalt d sind jeweils 0,5 mm dick. Die Elektroden erstrecken sich vom rechten Rand 7 mm in das Entladungsgebiet hinein. Sie bedecken also nicht die ganze Entladungszelle, so daß die Geometrie der offenen Entladungszelle (Abb. 3.2 (b)) nachgebildet wird. Die Ränder des Simulationsgebiets werden mit der Neumannbedingung abgeschlossen. Die Entladungszelle kann also als am rechten Rand gespiegelt gedacht werden, so daß die effektive Ausdehnung der Elektrode $D = 14 \text{ mm}$ beträgt mit der Bedingung, daß nur spiegelsymmetrische Strukturen auftreten können.

Abbildung 9.2 zeigt die Oberflächenladungsverteilung nach ausgewählten Durchbrüchen. Es werden ausschließlich Oberflächenladungsverteilungen nach einer geraden Anzahl von Durchbrüchen dargestellt, so daß das obere Dielektrikum immer mit negativen Ladungen und das untere Dielektrikum immer mit positiven Ladungen bedeckt ist. Die senkrechte gestrichelte Linie markiert den von den Elektroden bedeckten Teil des Entladungsgebiets. Die Oberflächenladungen stellen ein Abbild des letzten Durchbruchs dar, wie es

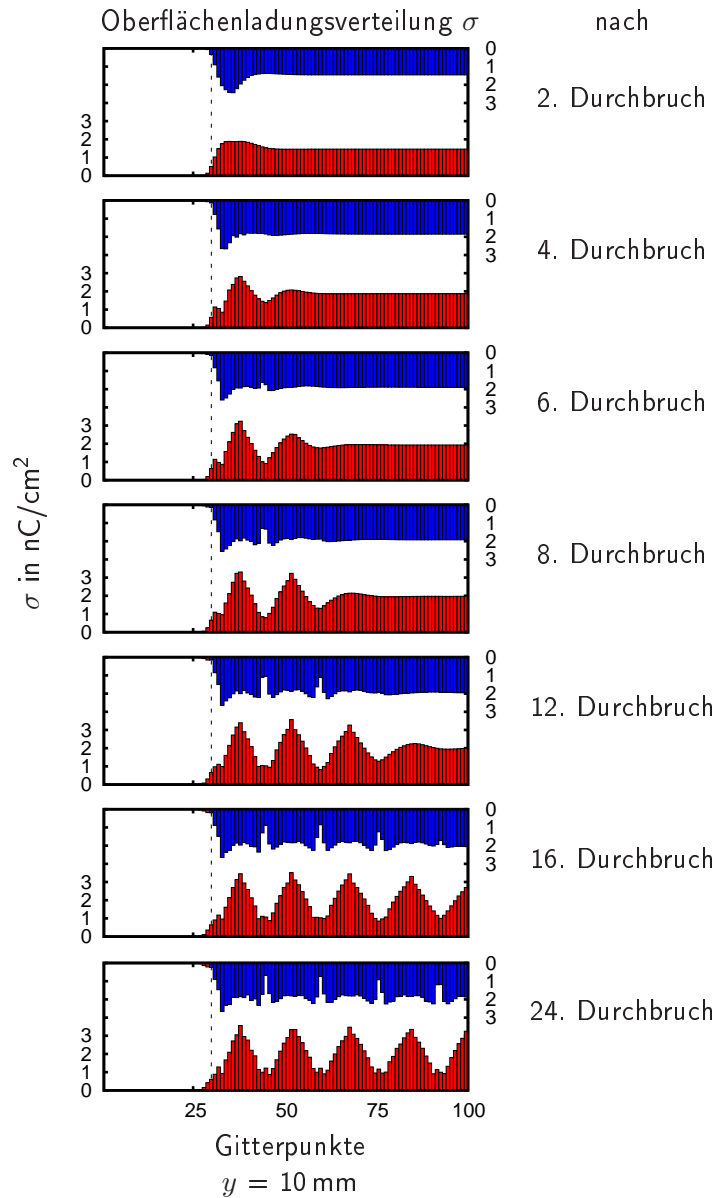


Abbildung 9.2: Oberflächenladungsverteilung in der 2D-Simulation nach einer geraden Anzahl von Durchbrüchen. Auf der oberen Elektrode befindet sich negative, auf der unteren positive Oberflächenladung. Die Position der Elektrode im rechten Teil des Simulationsgebiets ist markiert (---). Parameter: $p = 133$ hPa, $\hat{U} = 500$ V, $f = 200$ kHz \sim , $d = 0,5$ mm, $a_1 = a_2 = 0,5$ mm, $D = 14$ mm, He. Simulationsgebiet aus Abb. 9.1.

seit [Breazeal u. a., 1995] vorhergesagt und in Kapitel 7 experimentell nachgewiesen wurde.

Der oberste Graph in Abb. 9.2 zeigt eine nahezu homogene Oberflächenladungsverteilung nach dem zweiten Durchbruch. Lediglich am Rand der Elektrode zeugt eine größere Oberflächenladungsdichte von einem stärkeren Durchbruch. Die Störung der homogenen Verteilung am Rand ist instabil und wächst innerhalb der folgenden zwei Durchbrüche an. Nach dem sechsten Durchbruch hat sich ein zweites Maximum der Oberflächenladungsverteilung im inneren des Entladungsgebiets ausgebildet. Während der folgenden Durchbrüche setzt sich die Störung weiter fort, so daß nach 16 Durchbrüchen das gesamte Entladungsgebiet strukturiert ist. Dieser Zustand ist stabil und bleibt bis zum Ende der Simulation nach dem 24. Durchbruch bestehen.

Im Rahmen einer 2D-Simulation ist die Übereinstimmung der Ergebnisse aus Abb. 9.2 sehr gut. Die Strukturierung der Entladung vom Rand her, wie sie experimentell in Abb. 4.3 gezeigt ist, wird qualitativ gut wiedergegeben. Das Aufbrechen der Ringe, das im Experiment beobachtet wird, kann von einer 2D-Simulation natürlich nicht beschrieben werden, schon deshalb sind die später folgenden 3D-Simulationen notwendig. Aber auch quantitativ passen experimentelle und numerische Ergebnisse gut zueinander. Die Filamentdurchmesser sind in beiden Fällen in der Größenordnung von 1 mm. Auch die Größenordnung der Oberflächenladungen, die in Abschnitt 7.3 (Abb. 7.10) gemessen wurden, werden vom Modell richtig vorhergesagt. Die breitere Verteilung der negativen Oberflächenladungsverteilung gegenüber der positiven ist in den Simulationsergebnissen im Verhältnis zu den experimentellen Daten überproportional stark ausgeprägt.

3D-Simulationen

Abbildung 9.3 zeigt das 3D-Simulationsgebiet. Die x -Richtung, also die Stromflußrichtung, ist genauso wie in den 2D-Simulationen aufgebaut. Auch in den 3D-Simulationen sollen die experimentellen Randbedingungen einer offenen Entladungszelle nachgebildet werden. Die Elektroden bedecken die Dielektrika daher nicht vollständig. Die 2D-Simulationen haben gezeigt, daß ein Abstand von einem Millimeter von der Elektrode zum Rand des Simulationsgebietes ausreicht, um sicherzustellen, daß letzterer die Entladung nicht beeinflusst. Es wird daher ein Elektrodendurchmesser von 8 mm bei einer lateralen Ausdehnung von 10 mm des Simulationsgebietes gewählt. Da der numerische Aufwand der Rechnung an der Grenze dessen liegt, was mit den verfügbaren Rechnern zu leisten ist, wird nur eine halbe Entladungszelle simuliert. Durch den Abschluß des Systems mit Neumann-Rändern erscheint das System an der Ebene $z = 5$ mm gespiegelt. Die Simulation entspricht also einem kreisrunden Entladungsgebiet mit einer Spiegelebene. Eine wei-

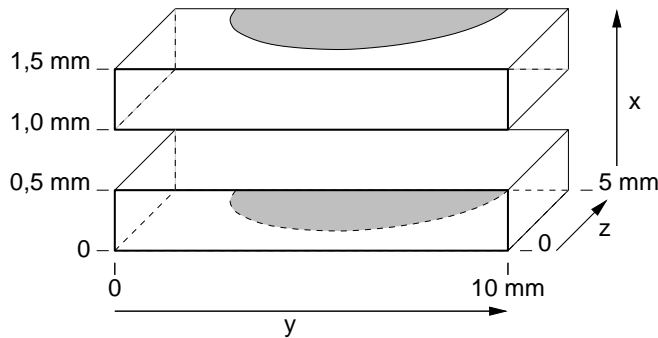


Abbildung 9.3: Grundgebiet für 3D-Simulationen. Auflösung $N_x \times N_y \times N_z = 48 \times 100 \times 50$ Gitterpunkte. Die halbkreisförmigen Elektroden (■) haben einen Durchmesser von 8 mm und bedecken die Dielektrika (□) nicht vollständig. Dadurch wird der Rand einer offenen Entladungszelle nachgebildet. Das System ist mit Neumann-Rändern abgeschlossen. Es wird daher an den Rändern gespiegelt und beschreibt ein System mit kreisrunden Elektroden.

tere Verringerung des Rechenaufwandes durch nochmaliges teilen des Entladungsgebiets scheint nicht angeraten, da dem System dadurch eine zweite Spiegelsymmetrie aufgezwungen würde und die selbstorganisierte Entstehung von Mustern stark eingeschränkt wäre. Aus diesen Überlegungen ergibt sich ein Simulationsgebiet von $x \times y \times z = 1,5 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$, das mit einem Gitter von $N_x \times N_y \times N_z = 48 \times 100 \times 50$ aufgelöst wird. Es sei angemerkt, daß eine solche Entladungszelle numerisch an die Grenzen der verfügbaren Rechenleistung stößt, aus experimenteller Sicht aber recht klein ist. Die hier vorgestellte 3D-Simulation soll im direkten Vergleich zu den Messungen aus Abschnitt 4.2, Abb. 4.3, Seite 67 gesehen werden. Daher sind alle Systemparameter im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich groß gewählt.

Die Ergebnisse der 3D-Simulation sind in Abb. 9.4 gezeigt. Die obere und untere Hälfte jedes Graphen zeigt die Oberflächenladungsverteilung auf dem oberen und unteren Dielektrikum. Alle Graphen sind nach einer geraden Anzahl von Durchbrüchen entstanden, daher befinden sich auf dem oberen Dielektrikum immer negative und auf dem unteren Dielektrikum immer positive Oberflächenladungen. Die Oberflächenladungsverteilung stellt ein Abbild des vorhergehenden Durchbruchs dar. Zu Beginn, nach dem zweiten Durchbruch, ist die Entladung im Inneren nahezu homogen, nur am Rand ist ein hellerer Ring ausgebildet. Während der folgenden Durchbrüche entstehen weitere konzentrische Ringe. Ab dem sechsten Durchbruch beginnen die Ringe in einzelne Filamente aufzubrechen. Ab dem zehnten Durchbruch ist die Filamentierung der Entladung abgeschlossen, es ist ein hexagonales Muster entstanden, das bis zum Ende der Simulation nach dem 24. Durchbruch stabil bleibt. Die Filamente sind nicht völlig rund, sondern leicht kreuzförmig, was auf einen Einfluß des numerischen Gitters zurückzuführen ist. Weitere

Rechnungen zeigen, daß die kreuzförmige Deformation der Filamente mit höherer Auflösung zurückgeht.

Ein Vergleich der Simulationsergebnisse aus Abb. 9.4 mit den experimentellen Ergebnissen aus Abb. 4.3 (Seite 67) zeigt eine gute Übereinstimmung. Der zweite Ring ist im Experiment nach dem 3. Durchbruch und in der Simulation nach dem 4. Durchbruch ausgebildet. Eine vollständig filamentierte Entladung ist im Experiment nach dem 6. Durchbruch und in der Simulation nach dem 10. Durchbruch zu sehen. Der Durchmesser der Filamente beträgt in beiden Fällen etwa 1 mm. In der Simulation entsteht ein hexagonales Muster, während im Experiment eine unregelmäßige Filamentanordnung zu sehen ist, da die Symmetrie des Systems durch raum-zeitliches Rauschen im System gestört ist.

Ein Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Oberflächenladungsmessungen aus Kapitel 7 (Abb. 7.10, Seite 115) zeigt, daß die berechneten Oberflächenladungen in der gleichen Größenordnung wie die gemessenen liegen. In den Messungen ergibt sich für eine dichte Filamentanordnung ein La-

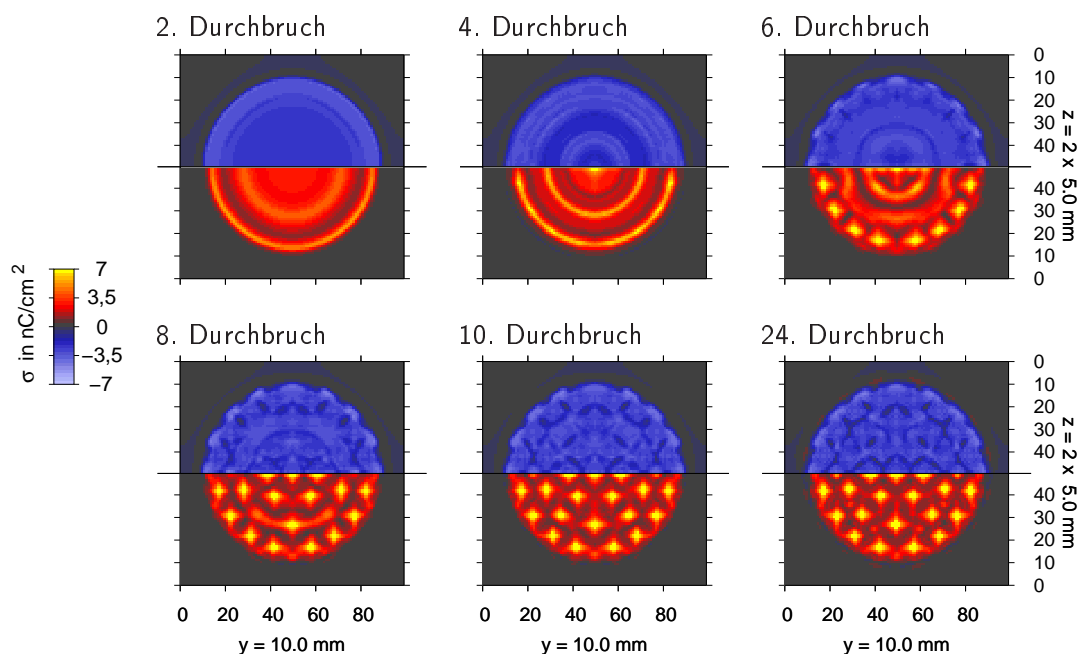


Abbildung 9.4: Oberflächenladungsverteilung in einer 3D-Simulation. In jedem Graphen wird in der oberen und unteren Hälfte die Oberflächenladungsverteilung auf der oberen und unteren dielektrischen Oberfläche dargestellt. Da alle Graphen nach einer geraden Anzahl von Durchbrüchen entstanden sind, ist die obere Elektrode immer mit negativen und die untere Elektrode immer mit positiven Ladungsträgern bedeckt. Parameter: $p = 300 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 700 \text{ V}$, $f = 200 \text{ kHz}$, $d = 0,5 \text{ mm}$, $a_1 = a_2 = 0,5 \text{ mm}$, $D = 8 \text{ mm}$, He. Simulationsgebiet aus Abb. 9.3.

dungsdichtenübertrag von bis zu 12 nC/cm^2 . In den Simulationen ist es etwas mehr, nämlich bis zu 14 nC/cm^2 . Das erscheint zwar plausibel, da in den Experimenten mit deutlich geringerer Treiberspannung gearbeitet wurde, ein belastbarer quantitativer Vergleich kann jedoch nicht angestellt werden, da die Parameter in der Simulation und im Experiment zu verschieden sind. Wie schon die 2D-Simulationen zeigen auch die 3D-Simulationen gegenüber den positiven Ladungsträgern eine breitere laterale Verteilung der negativen Ladungsträger, die mit der größeren Beweglichkeit der Elektronen erklärt werden kann, im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen aber überproportional groß erscheint.

Entstehung der Ringe

Die numerischen Simulationen zeigen, daß der erste Durchbruch der Entladung nahezu homogen verläuft. Folglich ergibt sich als Anfangsbedingung für den zweiten Durchbruch eine bis an den Rand der Elektroden reichende, die Treiberspannung unterstützende Oberflächenladungverteilung auf den dielektrischen Oberflächen. Am Rand des Entladungsgebietes, wo auch das mit Oberflächenladungen bedeckte Gebiet aufhört, entsteht daher aufgrund des aus der Elektrodynamik bekannten Spitzeneffekts ein sehr großes elektrisches Feld. Im folgenden zweiten Durchbruch ist die Entladung also entlang des Randes besonders stark, so daß die Ladungsdichte dort nach dem Durchbruch deutlich größer ist als im Inneren. Die intensivere Entladung am Rand des Entladungsgebiets wird also weiter verstärkt und ein einmal ausgeprägter Ring am Rand wird stabilisiert. Gleichzeitig verursacht die erhöhte positive Raumladungsdichte, hervorgerufen durch die im Entladungsspalt erzeugten Ionen, während des Durchbruchs in der Randzone einen fokussierenden Effekt für Elektronenlawinen. Ein Durchbruch in unmittelbarer Nachbarschaft des Ringes wird dadurch erschwert oder völlig unterbunden. Die Folge ist ein nicht gezündeter Bereich unmittelbar innerhalb des äußeren Rings, der sich in einem Minimum der Oberflächenladungsverteilung nach dem Durchbruch bemerkbar macht. Ein solches Oberflächenladungsminimum kann in Abb. 9.2 im 4. und 6. Durchbruch und in Abb. 9.4 bereits im 2. und 4. Durchbruch beobachtet werden. Für den kreisförmigen inneren Teil des Entladungsgebiets gelten jetzt ähnliche Bedingungen wie für das gesamte Entladungsgebiet während des ersten Durchbruchs. Durch das Oberflächenladungsminimum wirkt am Rand des inneren, noch fast homogenen Gebietes der elektrostatische Spitzeneffekt, und es kann sich ein zweiter, innerer Ring ausbilden. Auf diese Weise wird nach und nach das gesamte Entladungsgebiet ringförmig strukturiert.

Die entstehenden Ringe haben eine charakteristische, von den Parametern des Entladungssystems abhängige Wellenlänge. Die selbe Wellenlänge wird

aber prinzipiell in jeder Richtung instabil, so daß die Ringe in einzelne Filamente aufbrechen. Im experimentellen System wirken in Azimutalrichtung keinerlei Randeffekte, so daß das Aufbrechen der Ringe spontan und damit an zufälligen Positionen erfolgt. In den 3D-Simulationen werden die Stellen, an denen die Ringe aufbrechen, durch die Spiegelung des Systems in z -Richtung vorgegeben.

9.2 Parameterabhängigkeit der Muster

Aus experimentellen Untersuchungen ist bekannt, daß sich der Filamentdurchmesser d_F in filamentären Mustern bei Variation der Parameter um bis zu 50% ändert. In regelmäßigen Filamentanordnungen kann auch eine Wellenlänge λ_F des Musters bestimmt werden, die ebenfalls von den Systemparametern abhängt. Die in diesem Abschnitt gezeigten Simulationen sollen am Beispiel des Drucks p zeigen, ob das Drift-Diffusions-Modell den Einfluß von Parametervariationen richtig wiedergeben kann. Um den Rechenaufwand in einem vertretbaren Rahmen zu halten, werden die Rechnungen im 2D-Simulationen durchgeführt. Im numerischen Grundgebiet aus Abb. 9.1 werden Simulationen für verschiedene Druckwerte bei sonst gleichen Parametern durchgeführt. Um sicherzustellen, daß das entstandene Muster der eingeschwungene Zustand des Systems ist, werden jeweils 26 Durchbrüche simuliert, also zehn Durchbrüche mehr, als in den 2D-Rechnungen im vorigen Abschnitt (Abb. 9.2) nötig waren. Der kleinste Druck liegt in dem Bereich, in dem keine Strukturierung des Systems mehr zu beobachten ist. Die Reihe der Druckwerte endet, wenn das System bei der gewählten Treiberspannungsamplitude von $\hat{U} = 500$ V nicht mehr zündet.

Die Ergebnisse der Simulationsreihe sind in Abb. 9.5 zu sehen. Für jeden Druck p wird das Ergebnis der zugehörigen Simulation dargestellt, indem die in Stromflußrichtung x gemittelte Ionendichte $\langle n_i \rangle$ während des Wirkstrommaximums gezeichnet wird. Die gemittelte Ionendichte $\langle n_i \rangle$ bietet sich als darzustellende Größe an, weil sie in guter Näherung proportional zur Konzentration der (vom Modell nicht berechneten) angeregten Zustände im Gas ist, die ihrerseits verantwortlich für die im Experiment beobachtete Leuchtdichte sind.

Bei geringem Arbeitsdruck von $p = 100$ hPa ist keine Strukturierung des Systems zu beobachten. Lediglich am Rand ist eine Inhomogenität in der Ionenverteilung zu beobachten. Für steigenden Druck wächst vom Rand her eine wellenförmige Störung in das Entladungsgebiet hinein. Ab $p = 120$ hPa kann von einer filamentierten Entladung die Rede sein. Bei weiter steigendem Druck ändert sich die Form der Filamente in vielerlei Hinsicht. Während die Amplitude steigt, wird die Breite der Filamente kleiner. Die Ionendichte

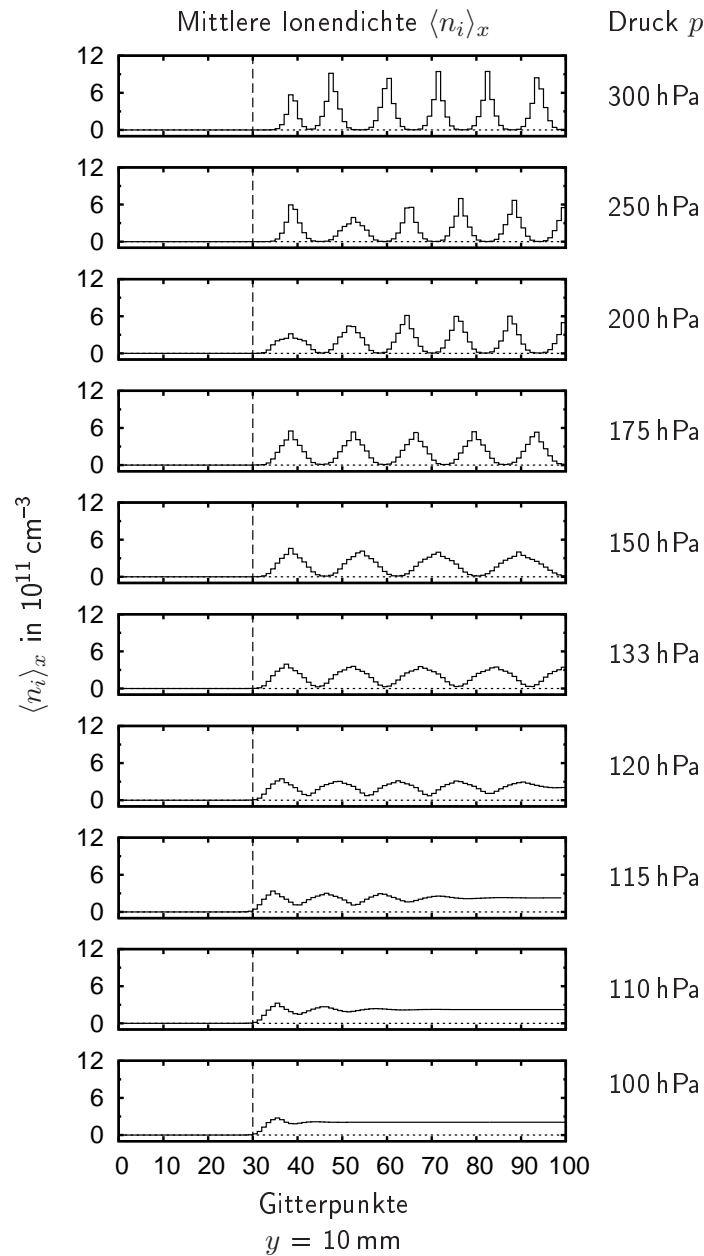


Abbildung 9.5: Mittlere Ionendichte $\langle n_i \rangle_x$ im Wirkstrommaximum einer 2D-Simulation, gemittelt über die x -Richtung (Stromflußrichtung). Es wird jeweils ein eingeschwungener Zustand (26. Durchbruch) betrachtet. Die Position der Elektrode im rechten Teil des Simulationsgebiets ist markiert (---). Parameter: $\hat{U} = 500 \text{ V}$, $f = 200 \text{ kHz}$, $d = 0,5 \text{ mm}$, $a_1 = a_2 = 0,5 \text{ mm}$, $D = 14 \text{ mm}$, He.

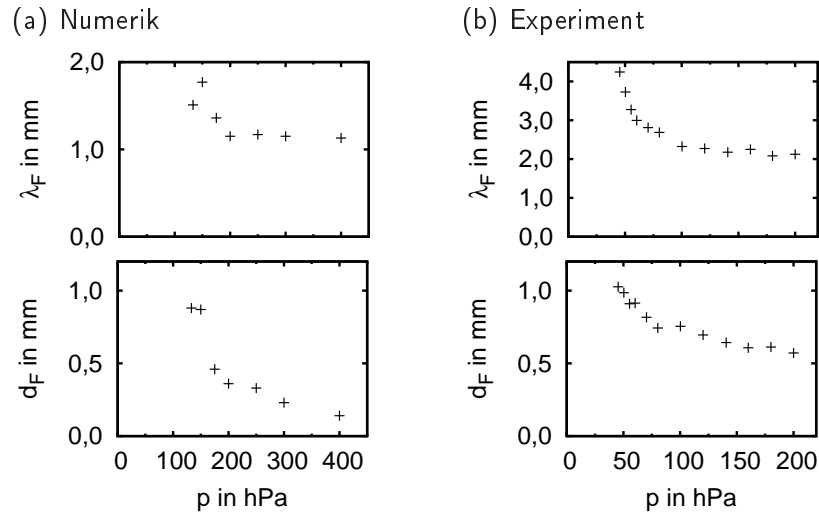


Abbildung 9.6: Abhängigkeit des Filamentdurchmessers d_F und der Wellenlänge λ_F des Musters vom Druck p . (a) Werte aus den 2D-Simulationen aus Abb. 9.5, Parameter siehe dort. (b) Experimentelle Werte aus [Brauer, 2000], Abb. 2.15, Seite 56. Parameter: \hat{U} etwa Zündspannung, $f = 170$ kHz \sim , $d = 0,5$ mm, $a_1 = a_2 = 0,5$ mm, $D = 20$ mm, He.

konzentriert sich dabei immer stärker im Filamentzentrum. Mit den schmäler werdenden Filamenten passen auch immer mehr Filamente in das Grundgebiet. Dabei müssen aber immer die Randbedingungen eingehalten werden, nämlich eine Filamentamplitude von null links, am Rande der Elektrode, und Spiegelsymmetrie des Musters am rechten Rand des Simulationsgebiets. Wenn eine ganzzahlige Anzahl von Filamenten der natürlichen Breite nicht in das System passt, entstehen einige deformierte Filamente. Für einen Druck oberhalb von etwa $p = 300$ hPa zündet das System bei der gewählten Treiberspannungsamplitude nicht mehr.

Für einen Vergleich mit experimentellen Daten werden ab einem Druck von $p = 120$ hPa für die Strukturen aus Abb. 9.5 der Filamentdurchmesser d_F als Halbwertsbreite und die Wellenlänge λ_F des Musters bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 9.6 gezeigt und werden experimentellen Daten aus [Brauer, 2000] gegenübergestellt. Die Werte für den Filamentdurchmesser d_F und auch für die Wellenlänge λ_F sinken sowohl in den Simulationen als auch in den experimentellen Ergebnissen mit steigendem Druck. In beiden Fällen erreicht die Wellenlänge λ_F einen Sättigungswert, der nicht unterschritten wird. Für den Filamentdurchmesser d_F ist dagegen keine Sättigung zu beobachten. Quantitativ liegen die Werte aus den Simulationen und den experimentellen Beobachtungen in der gleichen Größenordnung, weichen aber durchaus voneinander ab. Es darf jedoch auch nicht außer Acht gelassen werden, daß die Parameter in der experimentellen Untersuchung nicht genau mit

den numerisch gewählten Parametern übereinstimmen. Vor allem die Anpassung der Treiberspannungsamplitude auf die Zündspannung des Systems, die während des Experiments durchgeführt worden ist, ist eine wichtige Abweichung von den Simulationsbedingungen. Insgesamt ist die Übereinstimmung des in den Simulationen gefundenen Verhaltens mit dem experimentellen System vor allem vor dem Hintergrund des sehr einfachen Fluidmodells aber sehr zufriedenstellend.

Kapitel 10

Stabilisierung des Einzelfilaments

In diesem Kapitel wird die selbstorganisierte Stabilität eines Einzelfilaments in der numerischen, dreidimensionalen Simulation untersucht. Zuerst wird das verwendete Simulationsgebiet vorgestellt. In Abschnitt 10.1 wird die Stabilität des Einzelfilaments in Abhängigkeit von verschiedenen Anfangsbedingungen in der Simulation überprüft. Zuletzt wird in Abschnitt 10.2 anhand der gewonnenen Simulationsergebnisse der physikalische Mechanismus erläutert, der für die Stabilisierung eines Einzelfilaments verantwortlich ist.

Aus dem vorhergehenden Abschnitt ist bekannt, daß die dort verwendete laterale Auflösung von 10 Punkten pro Millimeter noch relativ grob ist, was sich darin bemerkbar macht, daß die Filamente eine erkennbare kreuzförmige Deformation entlang des numerischen Gitters zeigen. Für die Behandlung von Einzelfilamenten hat sich gezeigt, daß hier die selben Deformationen auftreten und mit der Zeit sogar anwachsen. Es ist daher notwendig, die numerische Auflösung zur Behandlung von Einzelfilamenten zu erhöhen. Bei der in diesem Kapitel gewählten lateralen Auflösung von 30 Punkten pro Millimeter treten zwar immer noch kreuzförmige Deformation auf, allerdings sind sie stabil und wachsen nicht beliebig an. Um den numerischen Aufwand trotz der gewachsenen Auflösung in vertretbarem Rahmen zu halten, wird in den Rechnungen in diesem Kapitel an zwei Schnittkanten von den spiegelnden Eigenschaften der Randbedingungen Gebrauch gemacht.

Das Simulationsgebiet ist in Abb. 10.1 gezeigt. In Stromflußrichtung (x -Richtung) besteht es aus einer Abfolge einer dielektrischen Schicht, dem Entladungsspalt und der zweiten dielektrischen Schicht. Die Elektroden bedecken die Außenseiten der dielektrischen Schichten vollständig. An den Rändern parallel zur x -Richtung gelten Neumann-Randbedingungen, so daß das Si-

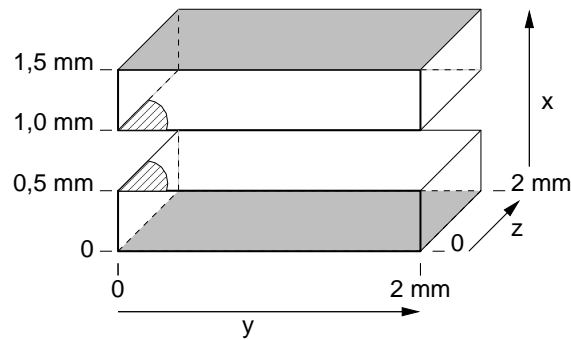


Abbildung 10.1: Grundgebiet für 3D-Simulationen. Auflösung $N_x \times N_y \times N_z = 60 \times 60 \times 60$ Gitterpunkte. Die Elektroden (■) bedecken die Dielektrika (□) vollständig. Auf den beiden Dielektrika ist eine Oberflächenladungsverteilung $\sigma(y, z)$ (▨) gemäß Gleichung 10.1 aufgebracht. Das Vorzeichen der Ladungsträger ist auf beiden Dielektrika entgegengesetzt, das Zentrum der Ladungsverteilung befindet sich in der Ecke $(y, z) = (0, 0)$. Das System ist mit Neumann-Rändern abgeschlossen. Es wird daher an den Rändern gespiegelt und beschreibt eine anfänglich kreisrunde Ladungsverteilung.

mulationsgebiet dort gespiegelt wird. So ist es möglich, das Filamentzentrum in die Ecke $(y, z) = (0, 0)$ zu legen und also nur ein viertel Filament zu simulieren. Die laterale Ausdehnung des Simulationsgebietes beträgt in y - und z -Richtung jeweils 2 mm. Bei einem erwarteten Filamentradius von etwa 0,5 mm spielt die begrenzte laterale Ausdehnung also keine Rolle. Das Simulationsgebiet wird mit $N_x \times N_y \times N_z = 60 \times 60 \times 60$ Gitterpunkten aufgelöst.

10.1 Selbstorganisation des Filaments

In Abschnitt 4.1 wird ein typisches Bifurkationsszenario beschrieben, das auch die Entstehung von Einzelfilamenten beinhaltet. Sie entstehen, wenn in einer strukturierten Entladung die Treiberspannung amplitude \hat{U} unter die Zündspannung abgesenkt wird. Die dann einsetzenden Vernichtungsprozesse, Vernichtung durch Kollision und spontanes Erlöschen, verringern die Anzahl der Filamente, bis nur noch ein einzelnes Filament übrig bleibt. Dieser Vorgang dauert einige Sekunden, also einige tausend Durchbrüche.

Numerisch ist die Zeitspanne, die zur Entstehung eines einzelnen Filamentes nötig ist, nicht zu bewältigen. Daher wird in den hier vorgestellten Simulationen der Keim für ein Einzelfilament in Form von Oberflächenladungen als Anfangsbedingung vorgegeben. Die vorgegebene Oberflächenladungsverteilung wird dabei so gewählt, daß sie in Form und Größe etwa dem erwarteten

Filament entspricht. Wenn die Abweichung von der tatsächlichen Ladungsverteilung in einem Filament nicht zu groß ist, wird die Entladung in der Simulation innerhalb von einigen Durchbrüchen auf ein selbstorganisiertes Filament relaxieren. Die initiale Oberflächenladungsverteilung entspricht der Funktion

$$\sigma = \sigma_{\max} e^{-\frac{r^2}{2r_0^2}}, \quad (10.1)$$

wobei das Vorzeichen der Ladung auf den beiden dielektrischen Oberflächen entgegengesetzt ist. Die Werte für σ_{\max} und r_0 sind aus experimentellen Daten abgeschätzt. Das Zentrum der Ladungsverteilung befindet sich in der Ecke $(y, z) = (0, 0)$ (siehe Abb. 10.1). Aufgrund der Spiegelnden Randbedingungen entspricht das einer vollständig runden Ladungsverteilung. Die Treiberspannung \hat{U} wird, wie im Experiment auch, unterhalb der Zündspannung gewählt, so daß nicht das gesamte Entladungsgebiet zünden kann.

Die Ergebnisse zweier Simulationen für verschiedene Anfangsladungsverteilungen sind in Abb. 10.2 dargestellt. Beide Anfangsladungsverteilungen haben gemäß Gl. 10.1 eine maximale Amplitude von $\sigma_{\max} = 7 \text{ nC/cm}^2$ und die Breiten $r_0 = 0,3 \text{ mm}$ und $r_0 = 0,5 \text{ mm}$. Die Treiberspannungsamplitude beträgt in beiden Fällen $\hat{U} = 400 \text{ V}$. Zu Beginn der Simulationen verändern sich die Oberflächenladungsverteilungen in beiden Rechnungen deutlich von einem Durchbruch zum nächsten. Nach etwa 12 Durchbrüchen wird jedoch in beiden Fällen ein quasi-stationärer Zustand erreicht, und die Verteilungen der positiven und negativen Oberflächenladungen verändern sich von einem auf den nächsten Durchbruch kaum noch. Die erreichten Oberflächenladungsverteilungen sind in beiden Simulationen gleich. Um sicherzustellen, daß es sich bei den erreichten Zuständen um stabile Zustände handelt, werden die Simulationen über 12 weitere Durchbrüche fortgeführt. In Abb. 10.2 sind die Oberflächenladungsverteilungen nach 24 Durchbrüchen dargestellt.

Wenn die anfängliche Oberflächenladungsverteilung zu stark von der eines selbstorganisierten Filamentes abweicht, entsteht kein Einzelfilament. Wenn die Anfangsverteilung viel breiter ist als die eines selbstorganisierten Filaments, dann teilt sich die Entladung in mehrere Filamente auf. Wenn die Oberflächenladungsverteilung zu klein ist, zündet das Filament überhaupt nicht.

Ein quantitativer Vergleich experimenteller und numerischer Ergebnisse wird in Tabelle 10.1 gemacht. Die physikalischen Parameter der Gasentladung sind in beiden Fällen gleich, und beide Entladungen werden mit einer Treiberspannungsamplitude \hat{U} unterhalb der Zündspannung betrieben.

Um einen Vergleichswert für den experimentell beobachteten Durchmesser der Leuchtdichteverteilung eines Filamentes zu haben, ist folgende Überlegung notwendig. Das ausgesandte Licht wird von angeregten Gasteilchen emittiert, die Leuchtdichte ist daher zu deren Dichte proportional. Da Ionen

und angeregte Zustände über die gleichen mikroskopischen Prozesse erzeugt werden, ist in einem schwach ionisierten Gas die Dichte der angeregten Gasteilchen etwa proportional zur Ionendichte. Daher wurde die Ionendichte n_i entlang der Stromflußrichtung und über eine Treiberperiode gemittelt und von der sich ergebenden Verteilung die Varianz bestimmt. Die in Tabelle 10.1 gezeigten Vorhersagen der Numerik stimmen mit den experimentell gefundenen Werten gut überein.

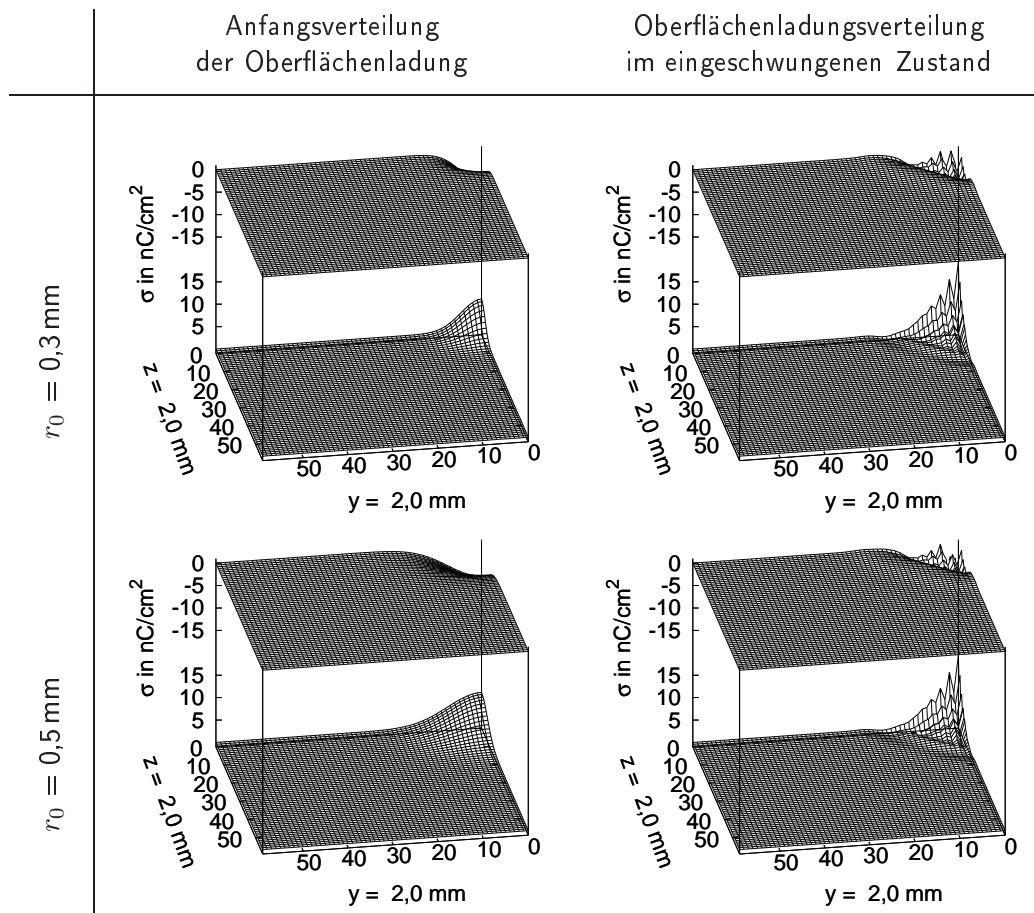


Abbildung 10.2: Oberflächenladungsverteilung σ auf den dielektrischen Oberflächen. Die Anfangsverteilung der Oberflächenladung ist gemäß Gl. 10.1 mit den Parametern $\sigma_{\max} = 7 \text{ nC/cm}^2$ und $r_0 = 0,3 \text{ mm}$ bzw. $r_0 = 0,5 \text{ mm}$ aufgebracht. Der eingeschwungene Zustand der Oberflächenladungsverteilung ist nach dem 24. Durchbruch aufgenommen. Die beiden Filamente unterscheiden sich in Form und Größe nicht mehr. Parameter: $p = 200 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 400 \text{ V}$, $f = 200 \text{ kHz}$, $d = 0,5 \text{ mm}$, $a_1 = a_2 = 0,5 \text{ mm}$, He.

	Experiment	Numerik
Filamentdurchmesser (Doppelte Varianz)	0,61 mm	0,52 mm
Wirkstrompuls (Halbwertsbreite)	100 ns	110 ns
Ladungsübertrag pro Filament	20 pC	12 pC
Durchbruchspannung	200 V	320 V

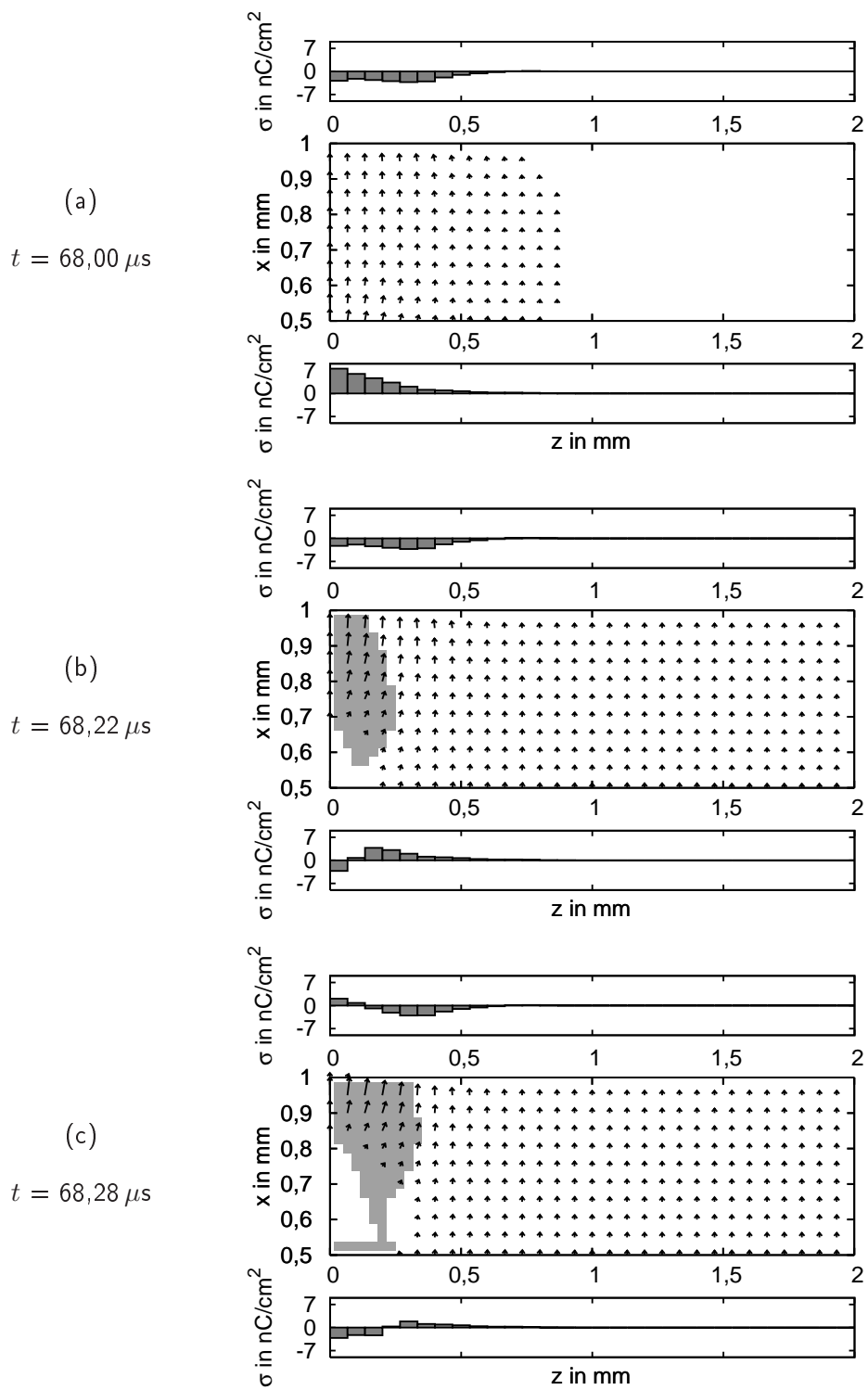
Tabelle 10.1: Vergleich experimenteller und numerischer Ergebnisse. Die numerischen Ergebnisse stammen aus Abb. 10.3. Der experimentell bestimmte Filamentdurchmesser ist die doppelte Varianz der Leuchtdichteverteilung, der entsprechende Wert in der Numerik ist die doppelte Varianz der Ionendichteverteilung, gemittelt über die Stromflußrichtung und eine Treiberperiode. Die Durchbruchspannung bezeichnet den Spannungswert an der Zelle, bei dem der Wirkstrompuls beginnt, also z. B. Punkt a in Abb. Reffig:stab:mechf. Parameter im Experiment und in der Simulation: $p = 200$ hPa, $\hat{U} = 400$ V, $f = 200$ kHz \sim , $d = 0,5$ mm, $a_1 = a_2 = 0,5$ mm, He. In beiden Fällen liegt die Treiberspannungsamplitude \hat{U} unterhalb der Zündspannung.

10.2 Mechanismus der Stabilisierung

Eine erste qualitative Vorstellung vom Mechanismus zur Stabilisierung eines Einzelfilamentes ist in [Breazeal u. a., 1995] dargestellt. Dort werden hauptsächlich Oberflächenladungen auf den Dielektrika für die Filamentierung verantwortlich gemacht. In Abschnitt 1.5 werden diese Vorstellungen aufgegriffen und um den Einfluß von Raumladungen im Entladungsspalt erweitert. In diesem Abschnitt sollen die Vorstellungen über den Stabilisierungsmechanismus anhand quantitativer numerischer Untersuchungen untermauert werden.

Um Einsicht in die Prozesse in einem Stromfilament zu erhalten, sind in Abb. 10.3 verschiedene Zustände innerhalb eines Durchbruchs dargestellt. Die zugehörigen Spannungs- und Stromverläufe sind in Abb. 10.4 dargestellt und enthalten Markierungen, die die Entstehungszeitpunkte der Teilbilder aus Abb. 10.3 bezeichnen. Die Ergebnisse stammen zwar aus 3D Simulationen, der Übersichtlichkeit halber werden aber Schnitte in der x - z -Ebene bei $y = 0$ gezeigt. Um numerische Artefakte zu glätten, die in Abb. 10.2 als gezackte Formen der Gitterflächen auftreten, werden die Oberflächenladungen in Abb. 10.3 über 2×2 Gitterpunkte gemittelt. Die anfängliche Oberflächenladungsverteilung hatte in den Rechnungen gemäß Gl. 10.1 eine Breite von $r_0 = 0,5$ mm und eine Höhe von $\sigma_{\max} = 7$ nC/cm². Die Graphen in Abb. 10.3 stammen aus dem 28. Durchbruch. In Abb. 10.3 (f) sind die Treiberspannung und der Wirkstrom aufgetragen. Die Pfeile geben die Zeitpunkte der Graphen (a) – (e) an.

Abbildung 10.3 (a) zeigt den Zustand des Entladungssystems kurz vor dem



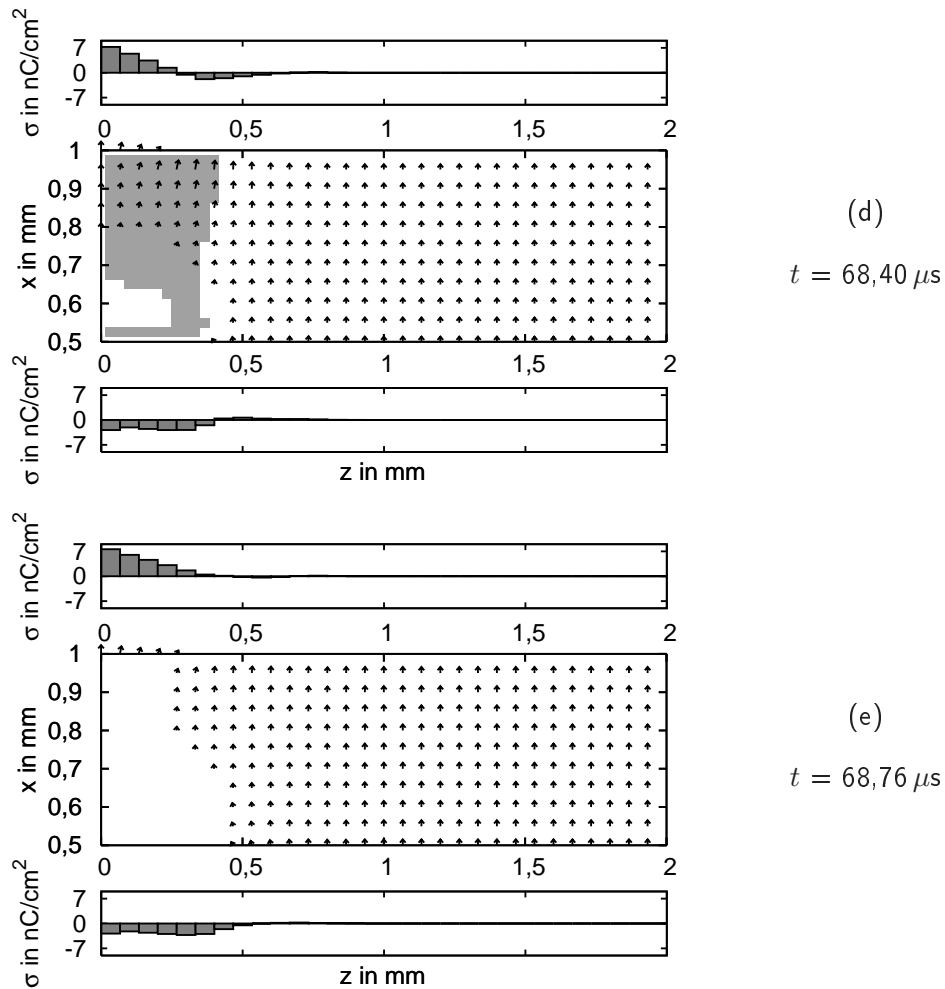


Abbildung 10.3: Oberflächenladungsverteilung und elektrisches Feld während eines Durchbruchs. Die Graphen (a) bis (e) bestehen jeweils aus drei Teilen; im oberen und unteren Teil sind jeweils die Ladungsverteilungen (über 2×2 Gitterpunkte gemittelt) auf dem oberen und unteren Dielektrikum aufgetragen. Dazwischen ist der Entladungsspalt dargestellt. Die Pfeile stellen das elektrische Feld dar und sind ab einer Feldstärke von 400 V/m eingezeichnet. Graue Flächen stehen für Gebiete mit einer Raumladungsdichte von mehr als 10^{11} e/cm^3 . Die Ergebnisse stammen aus einer 3D-Simulation mit einer initialen Oberflächenladungsverteilung gemäß Gl. 10.1 mit $r_0 = 0,5 \text{ mm}$ und $\sigma_{\text{max}} = 7 \text{ nC/cm}^3$. Die Graphen (a) bis (e) zeigen einen Schnitt entlang der x - z -Ebene des Simulationsgebietes aus Abb. 10.1. Die Zeitpunkte innerhalb des Durchbruchs, zu denen die Graphen entstanden sind, sind in Abb. 10.4 eingezeichnet. Parameter: $p = 200 \text{ hPa}$, $\hat{U} = 400 \text{ V}$, $f = 200 \text{ kHz}$, $d = 0,5 \text{ mm}$, $a_1 = a_2 = 0,5 \text{ mm}$, He.

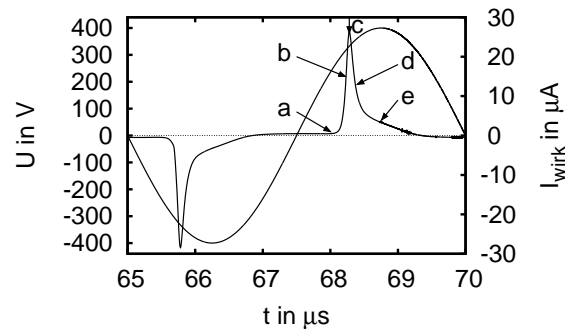


Abbildung 10.4: Treiberspannung und berechneter Wirkstrom während der Simulation eines Einzelfilaments in Abb. 10.3. Die Zeitpunkte a bis d bezeichnen die Zeitpunkte zu den Graphen in Abb. 10.3.

Durchbruch. Die Oberflächenladungen stammen aus dem letzten Durchbruch und beschreiben die Position, an der sich das Filament befunden hat. Das untere Dielektrikum trägt eine positive Oberflächenladung, das obere Dielektrikum trägt negative Ladung. Die Elektrode oberhalb des Entladungsspalts ist die momentane Kathode, die momentane Anode befindet sich unterhalb des Entladungsspalts. Das elektrische Feld ist im Filamentzentrum am größten, da das von den Elektroden ausgehende elektrische Feld vom Feld der Oberflächenladungen verstärkt wird. Folglich zündet die Entladung im Filamentzentrum des letzten Durchbruchs.

Im weiteren Verlauf der Zeit steigt die Treiberspannung und damit auch die Spannung über dem Gasspalt weiter an. Die Zündspannung wird daher auch in der Umgebung des Filamentzentrums überschritten. Dennoch wächst das Filament nicht beliebig in die Breite, und das aus zweierlei Gründen. Zum einen fehlt in einiger Entfernung vom Filamentzentrum der Beitrag der Oberflächenladung zum elektrischen Feld, so daß dort die Zündspannung nicht überschritten werden kann. Zum anderen werden die Elektronen durch die im Filament entstehenden Raumladungen in das Filamentzentrum fokussiert. In Abb. 10.3 sind Gebiete mit einer positiven Raumladung (also $e(n_i - n_e)$) von mehr als 10^{11} e/cm^3 grau unterlegt. In Abb. 10.3 (b) und (c), also zu Beginn und in der Mitte des Durchbruchs, werden die Elektronen durch das elektrische Feld in das Filamentzentrum beschleunigt. Gegen Ende des Durchbruchs, in Abb. 10.3 (d), wird die fokussierende Kraft auf die Elektronen zwar kleiner, verschwindet aber nicht.

Die Fokussierung der Elektronen in das Filamentinnere entzieht diese Elektronen der Umgebung des Filamentes. Daher wird ein Durchbruch in der Umgebung des Filamentes unterdrückt. In einer Entladung, die oberhalb der Zündspannung betrieben wird und daher eine dichte Filamentanordnung zeigt, ist der Fokussierungseffekt für die Elektronen der einzige Mechanismus,

Filamentdurchmesser	Experiment	Numerik
Elektronendichte n_e	–	0,22 mm
Ionendichte n_i	–	0,52 mm
Leuchtdichte	1,07 mm	–
Positive Oberflächenladung σ	1,60 mm	0,52 mm
Negative Oberflächenladung σ	2,37 mm	0,65 mm

Tabelle 10.2: Typischer Filamentdurchmesser (doppelte Varianz der Verteilung) in verschiedenen physikalischen Größen. Die Teilchendichten n_i und n_e sind in Stromflußrichtung und über eine Treiberperiode gemittelt. Die experimentellen Werte entstammen der Messung aus Abb. 7.11, die numerisch ermittelten Werte sind der Rechnung aus Abb. 10.3 entnommen.

der die Umgebung der Filamente an der Zündung hindert.

Nach dem Durchbruch, in Abb. 10.3 (e), ist die Oberflächenladungsverteilung auf den Dielektrika die gleiche wie vor dem Durchbruch in Abb. 10.3 (a), wobei die Verteilungen der oberen und unteren dielektrischen Oberfläche vertauscht sind. Das von den Elektroden ausgehende elektrische Feld wird durch die Oberflächenladungen abgeschwächt, so daß es nicht mehr ausreicht, um die Entladung aufrecht zu erhalten.

In Tabelle 10.2 ist die Filamentbreite in verschiedenen physikalischen Größen zusammengefaßt. Zum Vergleich sind entsprechende experimentelle Größen aus Tabelle 7.2 angeführt. Die Filamentbreite ist jeweils als die doppelte Varianz der entsprechenden Verteilungsfunktion angegeben. Der Fokussierungseffekt für Elektronen findet sich in den numerisch ermittelten Werten wieder; die Verteilung der Elektronen ist deutlich schmaler als die der Ionen. Die Breite der Ionenverteilung kann etwa mit der zu erwarteten Breite der experimentell beobachteten Leuchtdichteverteilung identifiziert werden (siehe auch Tabelle 10.1). Im Vergleich dazu ist die Verteilung der negativen Oberflächenladungen breiter als das beobachtete Filament. Das liegt daran, daß sich in der zweiten Hälfte des Durchbruchs die zuvor abgebauten Oberflächenladungen mit umgekehrtem Vorzeichen wieder aufbauen. So werden Elektronen, die sich auf eine dielektrische Oberfläche zubewegen, kurz vor dem Auftreffen von der schon vorhandenen gleichnamigen Ladung abgestoßen und daher lateral abgelenkt. Für Ionen wird dieser Effekt experimentell ebenfalls beobachtet, fällt aber wegen deren geringerer Beweglichkeit kleiner aus. In den Simulationsergebnissen kann keine Verbreiterung der positiven Oberflächenladungsverteilung gegenüber der Verteilung der Ionendichte beobachtet werden. Dieser defokussierende Effekt für Elektronen kurz vor der dielektrischen Oberfläche ist deutlich kleiner als der fokussierende Effekt im Volumen. Die lateral defokussierende Feldkomponente kann in Abb. 10.3 (c) bis (e) in den Feldstärkepfeilen unmittelbar vor der unteren dielektrischen

Oberfläche beobachtet werden.

Die experimentellen Vergleichswerte befinden sich in der gleichen Größenordnung wie die numerisch ermittelten Werte. Da die experimentellen Daten bei Parametern aufgenommen wurden, die sehr verschieden von den Simulationsparametern sind, ist eine genauere Übereinstimmung auch nicht zu erwarten. Es besteht aber darin Übereinstimmung, daß die beobachtete Leuchtdichteverteilung (die mit der Ionendichteverteilung n_i verglichen werden kann) schmäler ist, als die von den Oberflächenladungen beanspruchte Fläche des Filaments.

Zusammenfassung und Diskussion

In der vorliegenden Arbeit wird ein dielektrisch behindertes Gasentladungssystem mit großem Aspektverhältnis untersucht. Die laterale Ausdehnung des Systems, die um ein vielfaches größer ist als der mit 0,5 mm recht kurze Entladungsabstand, ermöglicht es der im System gezündeten Entladung, eine lateral strukturierte Stromdichteverteilung auszubilden. Das ist in sofern bemerkenswert, als daß es sich um eine Wechselspannungsentladung im Glimm- oder Pseudoglimmodus handelt. Im Gegensatz zu Funkenentladung, die aufgrund der Zündung durch Streamer immer filamentiert ist, zündet die Glimmentladung durch den Townsend-Mechanismus, der von sich aus zunächst einmal lateral homogen ist. Glimm- und Pseudoglimmentladung unterscheiden sich dadurch, daß in letzterer anstatt eines Wirkstrompulses mehrere Wirkstrompulse pro Halbperiode des Treibers entstehen. Anders als in der Funkenentladung folgen die Wirkstrompulse einander jedoch periodisch und nicht stochastisch.

Zu Beginn dieser Arbeit wird nach einer kurzen Einführung in die Grundlagen der Gasentladungsphysik ein Überblick über bisher beobachtete Strukturen in lateral ausgedehnten Wechselspannungs-Gasentladungssystemen gegeben. Der Schwerpunkt liegt dabei auf Glimm- und Pseudoglimmentladungen. Viele der beobachteten Muster bauen auf Einzelfilamenten auf, aber auch nichtfilamentäre Muster sind nicht selten. Sowohl Wechselwirkungen zwischen den Filamenten als auch nichtfilamentäre Muster kommen dabei nur in Glimm- und Pseudoglimmentladungen vor, nicht aber in Funkenentladungen. Zum Abschluß der Musterzusammenfassung werden die beobachteten Phänomene gemeinsam im Parameterraum eingeordnet.

Die Darstellung der experimentellen Ergebnisse beginnt mit der Vorstellung eines typischen Bifurkationszenarios. Die wichtigsten beobachteten selbstorganisierten Strukturen sind darin enthalten, nämlich Einzelfilamente, die die Bausteine vieler anderer Strukturen sind, dichte Anordnungen von Filamenten, die Wechselwirkungen zwischen Einzelfilamenten ermöglichen, und regelmäßige, meist hexagonale Anordnungen von Filamenten. Das Verständ-

nis des untersuchten Bifurkationsszenarios ermöglicht es außerdem, die Entstehung eines Einzelfilamentes nachzuvollziehen, das im Folgenden immer wieder Gegenstand der Betrachtungen ist.

Einen wichtigen Einblick in das Entstehen selbstorganisierter Strukturen ermöglichen Aufnahmen einzelner Durchbrüche direkt nach dem erstmaligen Überschreiten der Zündspannung. Innerhalb höchstens weniger zehn Durchbrüche wird beobachtet, wie die anfangs homogene Entladung in einzelne Filamente zerfällt. Die Form und Größe der entstehenden Filamente ist dabei unabhängig von den Randbedingungen und der Größe des Entladungsgebietes, was eine wichtige Eigenschaft selbstorganisierter Strukturbildung ist. Der Weg, über den die Filamente entstehen, wird dabei sehr wohl vom Rand mitbestimmt.

Es folgt eine eingehendere Untersuchung des Einzelfilaments und vor allem seiner Dynamik. Bewegungen des Filamentes finden auf einer Zeitskala statt, die deutlich langsamer ist als die mikroskopischen Prozesse in einem Durchbruch und auch als die Treiberperiodenlänge. Selbst die schnellsten Filamente benötigen $10 \mu\text{s}$, um sich um den eigenen Durchmesser zu bewegen. Weit häufiger sind jedoch Filamentgeschwindigkeiten, bei denen das Filament für diese Strecke mindestens 10 ms benötigt. Unterschiedliche Typen der Dynamik sind aus früheren Arbeiten bekannt, doch war die Ursache der Bewegung bisher in den meisten Fällen unklar. Oft waren die sehr unterschiedlichen Arten der Filamentbewegung mit ein Grund für die Schwierigkeiten bei der Reproduzierbarkeit von Ergebnissen. In dieser Arbeit konnte als wichtigste Ursache für die Bewegung von Einzelfilamenten die Oberflächenbeschaffenheit der dielektrischen Schichten ausgemacht werden, nämlich die Beschichtung der Oberflächen mit Wasser, welches entweder während einer längeren Lagerung der Glasplatten aus der Luft aufgenommen oder durch gezielte Präparation aufgebracht wird. Die brennende Gasentladung führt zu einer Reinigung der Oberflächen; das Filament löst nämlich das Wasser und erzeugt dadurch lokal eine Verunreinigung des Arbeitsgases. Das daraus resultierende Ausweichen des Filamentes vor den verschlechterten Zündbedingungen führt zu einer Bewegung des Filamentes. Auf den ersten Blick erscheint die Bewegung des Filamentes völlig erratisch, es können jedoch weitere Eigenschaften der Bewegung nachgewiesen werden. Auf kurzer Zeitskala bewegt sich das Filament auf einem selbstvermeidenden Zufallspfad. Als Pfadgedächtnis fungiert das in das Gasvolumen abgegebene Wasser. Dessen Dichteverteilung wird durch die Diffusion im Gasvolumen jedoch bald verwischt, so daß auf langer Zeitskala kein Gedächtnis mehr vorhanden ist. Außerdem wird in Abhängigkeit von der Treiberspannung eine Driftbifurkation beobachtet. Während die Bewegung bei kleinen Spannungen ausschließlich rauschgetrieben, also eine Brownsche Bewegung ist, kommt für höhere Treiberspannungen eine intrinsische Dynamik hinzu.

Aus Sicht der Strukturbildungsphysik ist das in einer mit Rechteckspannung getriebenen Entladung beobachtete Bifurkationsszenario einer homogenen Stromdichteverteilung über Punkt- und Streifenmuster zu inversen Punkten besonders interessant. Ein derartiges Verhalten ist aus verschiedenen mathematischen Modellgleichungen bekannt, wird experimentell aber selten beobachtet. Die beobachteten hellen und dunklen Filamente können an verschiedenen Stellen des Bifurkationsszenarios einmal als Turing-Strukturen mit globaler Inhibition und einmal als solitäre Strukturen identifiziert werden. Auch aus Sicht der Gasentladungsphysik enthalten diese Messungen ein Novum, denn einzelne, stromlose Kanäle in einer ansonsten homogenen Glimmentladung sind bisher noch nicht beobachtet worden.

Bei der Betrachtung der selbstorganisierten Strukturen auf der Zeitskala einer Treiberperiode spielen Oberflächenladungen auf den dielektrischen Schichten eine wichtige Rolle. Sie sind das Gedächtnis, das das Muster von einem Durchbruch in den nächsten überträgt. Bisher sind orts aufgelöste Messungen von Oberflächenladungen nur an statischen Verteilungen oder in repetierenden Entladungen an eingeschwungenen Zuständen (z. B. in einzelnen Zellen eines Plasma-Display-Panels) durchgeführt worden. In dieser Arbeit wird ein Meßaufbau vorgestellt, der die Oberflächenladungsverteilung orts aufgelöst in einer laufenden Entladung mißt. Die entstandenen Messungen der Oberflächenladungen zeigen, daß die Formen der Oberflächenladungsverteilungen den bisher ausschließlich beobachteten Leuchtdichteverteilungen sehr ähnlich sind. Unterschiede ergeben sich in der Breite eines Filamentes. Die Leuchtdichteverteilung ist am schmalsten, gefolgt von der Verteilung der positiven Oberflächenladung. Am breitesten ist die Verteilung negativer Oberflächenladungen. Das Filament und damit dessen Wechselwirkungsradius ist also größer als das beobachtete Filament in der Leuchtdichteverteilung. Die übertragene Ladung in einem Filament ist zu dessen integraler Leuchtdichte proportional.

Neben den experimentellen Untersuchungen sind in dieser Arbeit auch numerische Simulationen durchgeführt worden. Das dafür verwendete Modell muß dabei besonderen Auswahlkriterien genügen. Da sehr lange Zeitspannen simuliert werden müssen (einige zehn Durchbrüche), muß der Rechenaufwand gering gehalten werden. Gleichzeitig muß ein großes Entladungsgebiet mit ausreichender Auflösung simuliert werden, um eine laterale Strukturierung der Entladung zu ermöglichen. Viele der Simulationen müssen auf einem dreidimensionalen Grundgebiet durchgeführt werden, um neben der Stromflußrichtung die volle laterale Ausdehnung des Systems abzubilden. Der Parameterbereich, in dem die zu simulierenden Experimente ablaufen, erlaubt die Verwendung eines Drift-Diffusions-Modells, welches gegenüber anderen in der Gasentladungsphysik üblichen Modellansätzen, den PIC-MCC-Modellen und der Lösung der Boltzmann-Gleichung, den geringsten Rechenaufwand erfordert. Die Verwendung von Helium im Experiment erweist sich auch in

den Simulationen als günstig, da in diesem Gas die betrachteten Ladungsträgersorten auf Elektronen und einfach geladene Ionen beschränkt werden können, ohne daß die quantitative Genauigkeit der Rechnungen übermäßig leidet. Auch der Einfluß von angeregten Zuständen des Arbeitsgases kann vernachlässigt werden.

Die Simulation der ersten Durchbrüche nach dem erstmaligen Überschreiten der Zündspannung zeigt die selbstorganisierte Strukturierung der Entladung innerhalb von wenigen Durchbrüchen. Die zu Beginn homogene Entladung zerfällt zunächst in konzentrische Ringe, die dann in Einzelfilamente aufbrechen. Die Vorhersagen des Modells stimmen damit sehr gut mit den experimentellen Beobachtungen überein. Auch quantitativ ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Diese Rechnungen sind die ersten, die in einem gasentladungsspezifischen Modell die selbstorganisierte Strukturierung einer Glimmentladung beschreiben und dabei qualitativ und quantitativ eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment erreichen. Interessant ist auch die Erkenntnis, daß diese Übereinstimmung mit einem relativ einfachen Modell erreicht wird und nur ein Minimum an Teilchensorten im Gas berücksichtigt. In weiteren zweidimensionalen Rechnungen wurde der Einfluß von Parametervariationen auf das entstehende Muster untersucht. Auch hier zieht sich eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

Mit dem selben Modell ist die Stabilität eines Einzelfilaments untersucht worden. Da der experimentelle Entstehungsprozeß eines solchen zu lange dauert und daher in der Simulation nicht nachvollzogen werden kann, sind die Filamente durch geeignete Anfangsbedingungen erzeugt worden. Wichtiges Kriterium für selbstorganisierte stabile Filamente ist es, daß sie auch aus einer Anfangsbedingung entstehen, die nur ungefähr einem Filament entspricht. Außerdem muß die Größe und die Gestalt des Filamentes unabhängig von der gewählten Anfangsbedingung sein. Beides kann durch die Simulationen gezeigt werden. Auch quantitativ stimmen die übertragene Ladung und der Filamentdurchmesser recht gut mit den experimentell bestimmten Werten überein.

Durch Darstellungen des Filamentzustandes innerhalb eines Durchbruchs kann der Mechanismus der Filamentstabilisierung anhand quantitativer Daten verstanden werden. Neben den Oberflächenladungen, deren Bedeutung für die Strukturbildung schon lange bekannt ist, kommt auch den Raumladungen während des Durchbruchs eine wichtige Bedeutung zu. Oberflächenladungen begünstigen die Neuzündung am Ort des Filamentes in der vorhergehenden Halbwelle des Treibers. Danach tragen sie zur Verringerung des elektrischen Feldes und schließlich zum Erlöschen des Filamentes bei. Während des Durchbruchs sorgen die positiven Raumladungen im Filament für einen Fokussierungseffekt der Elektronen, so daß die Umgebung an der

Zündung gehindert wird.

Zu guter Letzt kann nach diesem Überblick über die Mechanismen im Innern des Filamentes eine genauere Einordnung der dielektrischen Barrirentladung im Glimmodus im Rahmen der Reaktions-Diffusions-Systeme (RD-Systeme) gegeben werden. Aus der Theorie der RD-Systeme ist bekannt, daß zur Entstehung stabiler, solitärer Lösungen zwei Komponenten notwendig sind, wovon bei geeigneter Normierung der Variablen die eine aktivierend und die andere inhibierend ist. Ein derartiges RD-System wird in Kapitel 6 benutzt. Um den solitären Lösungen zusätzlich eine Bewegung zu ermöglichen, ist eine dritte Komponente nötig, die deutlich langsamer als die ersten beiden und inhibierend ist [Schenk u. a., 1997]. Im Gasentladungssystem finden sich die Funktionen des Aktivators und des schnellen Inhibitors im Mechanismus zur Filamentstabilisierung (Kapitel 10) wieder, der auf der Zeitskala eines Durchbruchs greift. Die Rollen von Aktivator und Inhibitor sind bei der Zündung und während des Durchbruchs unterschiedlich verteilt. Im Moment der Zündung der Entladung in einer Halbwelle wirken die Oberflächenladungen auf den dielektrischen Schichten als Aktivator, da sie durch das von ihnen erzeugte elektrische Feld zur Zündung beitragen. Während der Entladung wirken die Oberflächenladungen als Inhibitor, da sie das elektrische Feld schwächen. Außerdem trägt der Fokussierungseffekt der positiven Raumladungen zum Inhibitor bei, da durch ihn die Umgebung des Filamentes an der Zündung gehindert wird. Die Rolle des Aktivators wird von der Stromdichte wahrgenommen, die für die Entstehung neuer Ladungsträger verantwortlich ist. Die dritte Komponente, die die Bewegung der Filamente bewirkt, ist der Wasserdampf, dessen Rolle in Kapitel 5 beschrieben wird. Sowohl seine Entstehung als auch seine Diffusion geschieht auf einer Zeitskala, die deutlich länger als eine Halbwelle des Treibers ist.

Literaturverzeichnis

- [Amiranashvili u. a., 2005] Amiranashvili, S., Gurevich, S. V. und Purwins, H.-G. (2005). Ionization fronts in planar dc discharge systems with high-ohmic electrode. *Physical Review E*, 71:066404.
- [Ammelt u. a., 1993] Ammelt, E., Schweng, D. und Purwins, H.-G. (1993). Spatio-temporal pattern formation in a lateral high-frequency glow discharge system. *Physics Letters A*, 179:348–354.
- [Arecchi u. a., 1999] Arecchi, F. T., Boccaletti, S. und Ramazza, P. (1999). Pattern formation and competition in nonlinear optics. *Physics Reports*, 328(1–2):1–83.
- [Astrov u. a., 1996] Astrov, Y. A., Ammelt, E., Teperick, S. und Purwins, H.-G. (1996). Hexagon and stripe turing structures in a gas discharge system. *Physics Letters A*, 211:184–190.
- [Bain u. a., 1994] Bain, C. D., Burnett-Hall, G. D. und Montgomerie, R. R. (1994). Rapid motion of liquid drops. *Nature*, 372:414–415.
- [Bode und Purwins, 1995] Bode, M. und Purwins, H.-G. (1995). Pattern formation in reaction-diffusion systems - dissipative solitons in physical systems. *Physica D*, 86:53–63.
- [Bödeker u. a., 2003] Bödeker, H. U., Röttger, M. C., Liehr, A. W., Frank, T. D., Friedrich, R. und Purwins, H.-G. (2003). Noise-covered drift bifurcation of dissipative solitons in a planar gas-discharge system. *Physical Review E*, 67:056220–1–12.
- [Boeuf und Pitchford, 2005] Boeuf, J. P. und Pitchford, L. C. (2005). Predicted properties of microhollow cathode discharges in xenon. *Applied Physics Letters*, 86:071501.
- [Boeuf u. a., 1997] Boeuf, J.-P., Pitchford, L. C. und Morgan, W. L. (1997). SIPDP. Kinema Research, Monument, CO. <http://www.siglo-kinema.com/>.

- [Borckmans u. a., 1992] Borckmans, P., Wit, A. D. und Dewel, G. (1992). Competition in ramped turing structures. *Physica A*, 188:137–157.
- [Boyers und Tiller, 1982] Boyers, D. G. und Tiller, W. A. (1982). Plasma bubble domains: A magnetic bubble analog. *Applied Physics Letters*, 41(1):28–31.
- [Brauer, 2000] Brauer, I. (2000). *Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Strukturbildung in dielektrischen Barrierenentladungen*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [Brauer u. a., 1999a] Brauer, I., Ammelt, E. und Purwins, H.-G. (1999a). Double breakdowns in a pattern forming dielectric barrier discharge system. Aus *Proc. XXIV Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG)*, pages 141–142, July 11-16, 1999, Warschau.
- [Brauer u. a., 2000] Brauer, I., Bode, M., Ammelt, E. und Purwins, H.-G. (2000). Traveling pairs of spots in a periodically driven gas discharge system: Collective motion caused by interaction. *Physical Review Letters*, 84:4104–4107.
- [Brauer u. a., 1999b] Brauer, I., Punset, C., Purwins, H.-G. und Boeuf, J. P. (1999b). Simulation of self-organized filaments in a dielectric barrier glow discharge plasma. *Journal of Applied Physics*, 85:7569–7572.
- [Breazeal u. a., 1995] Breazeal, W., Flynn, K. M. und Gwinn, E. G. (1995). Static and dynamic two-dimensional patterns in self-extinguishing discharge avalanches. *Physical Review E*, 52:1503–1515.
- [Bridsall und Langdon, 1991] Birdsall, C. K. und Langdon, A. B. (1991). *Plasma Physics via computer Simulation*. IOP Publishing.
- [Chirokov u. a., 2004] Chirokov, A., Gustol, A., Fridman, A., Sieber, K. D., Grace, J. M. und Robinson, K. S. (2004). Analysis of two-dimensional microdischarge distribution in dielectric-barrier discharges. *Plasma Sources Science and Technology*, 13:632–635.
- [Cross und Hohenberg, 1993] Cross, M. C. und Hohenberg, P. C. (1993). Pattern formation outside of equilibrium. *Reviews of Modern Physics*, 65(3):851–1112.
- [Diamy u. a., 2005] Diamy, A. M., Legrand, J. C., Rybkin, V. V. und Smirnov, S. (2005). Experimental study and modelling of formation and decay of active species in an oxygen discharge. *Contributions to Plasma Physics*, 45(1):5–21.
- [Dong u. a., 2004a] Dong, L., Fan, W., He, Y., Liu, F., Li, S., Gao, R. und Wang, L. (2004a). Square superlattice pattern in dielectric barrier discharge. *Physical Review E*, 73:066206–1–066206–4.

- [Dong u. a., 2004b] Dong, L., He, Y., Yin, Z. und Chai, Z. (2004b). Hexagon and stripe patterns in dielectric barrier streamer discharge. *Plasma Sources Science and Technology*, 13:164–165.
- [Dong u. a., 2004c] Dong, L., Liu, F., Liu, S., He, Y. und Fan, W. (2004c). Observation of spiral pattern and spiral defect chaos in dielectric barrier discharge in argon-air at atmospheric pressure. *Physical Review E*, 72:046215–1–046215–8.
- [Dong u. a., 2004d] Dong, L., Mao, Z., Yin, Z. und Ran, J. (2004d). Generation of high-power-density atmospheric pressure plasma with liquid electrodes. *Applied Physics Letters*, 84(25):5142–5144.
- [Dong u. a., 2003a] Dong, L., Yin, Z., Li, X., Chai, Z. und Wang, L. (2003a). Spatiotemporal dynamics of discharge filaments in dielectric barrier discharges. *Journal of Electrostatics*, 57(3-4):243–250.
- [Dong u. a., 2003b] Dong, L., Yin, Z., Li, X. und Wang, L. (2003b). Spatiotemporal dynamics of discharge domains in a dielectric barrier discharge device. *Plasma Sources Science and Technology*, 12:380–388.
- [Dong u. a., 2003c] Dong, L., Yin, Z., Wang, L., Fu, G., He, Y., Chai, Z. und Li, X. (2003c). Square pattern formation in a gas discharge system. *Thin Solid Films*, 435:120–123.
- [Dong u. a., 2001] Dong, L. F., Li, X. C., Yin, Z. Q., Qian, S. F., Ouyang, J. T. und Wang, L. (2001). Self-organized filaments in dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure. *Chinese Physics Letters*, 18:1380–1382.
- [Douglas und Ishinabe, 1995] Douglas, J. F. und Ishinabe, T. (1995). Self-avoiding-walk contacts and random-walk self-intersections in variable dimensionality. *Physical Review E*, 51(3):1791–1817.
- [Ellis u. a., 1976] Ellis, H., Pai, R., McDaniel, E., Mason, E. A. und Viehland, L. A. (1976). Transport properties of gaseous ions over a wide energy range. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 17(3):177–210.
- [Engel u. a., 1996] Engel, H., Niedernostheide, F.-J., Purwins, H.-G. und Schöll, E. (1996). *Self-Organization in Activator-Inhibitor-Systems: Semiconductors, Gas-Discharge and Chemical Active Media*. Wissenschaft und Technik Verlag, Berlin.
- [Gray, 1972] Gray, D. E., Hrsg. (1972). *American Institute of Physics Handbook*. McGraw-Hill Book Company.

- [Guikema u. a., 2000] Guikema, J., Miller, N., Niehof, J., Klein, M. und Walhout, M. (2000). Spontaneous pattern formation in an effectively one-dimensional dielectric-barrier discharge system. *Physical Review Letters*, 85(18):3817–3820.
- [Gurevich u. a., 2004] Gurevich, E. L., Zanin, A. L., Moskalenko, A. S., Bödeker, H. U. und Purwins, H.-G. (2004). Rotating hexagonal pattern in a dielectric barrier discharge system. *Physical Review E*, 70:036202.
- [Gurevich u. a., 2003] Gurevich, E. L., Zanin, A. L., Moskalenko, A. S. und Purwins, H.-G. (2003). Concentric-ring patterns in a dielectric barrier discharge system. *Physical Review Letters*, 91(15):154501–1.
- [Haase, 2000] Haase, S. (2000). Eigenschaften lateraler strukturen in einer dielektrischen barrierenentladung. Master’s thesis, WWU Münster.
- [Hagelaar u. a., 2004] Hagelaar, G. J. M., Bareilles, J., Garrigues, L. und Boeuf, J.-P. (2004). Modelling of stationary plasma thrusters. *Contributions to Plasma Physics*, 44(5–6):529–535.
- [Harlow, 1964] Harlow, F. (1964). The particle-in-cell computing method for fluid dynamics. Aus Alder, B., Fernbach, S. und Rotenberg, M., Hrsg., *Meth. Comput. Phys.*, Band 3. Academic, New York.
- [Iza und Hopwood, 2005] Iza, F. und Hopwood, J. A. (2005). Self-organized filaments, striations and other nonuniformities in nonthermal atmospheric microwave excited microdischarges. *IEEE Transactions On Plasma Science*, 33(2):306–307.
- [Jeong u. a., 2005] Jeong, D. C., Bae, H. S. und Whang, K. W. (2005). Measurement of the spatiotemporal surface charge distribution in an ac plasma display cell using pockels effect. *Journal of Applied Physics*, 97:013304.
- [Just u. a., 2001] Just, W., Bose, M., Bose, S., Engel, H. und Schöll, E. (2001). Spatiotemporal dynamics near a supercritical turing-hopf bifurcation in a two-dimensional reaction-diffusion system. *Physical Review E*, 64:026219.
- [Kapral, 1995] Kapral, R. (1995). Pattern formation in chemical systems. *Physica D*, 86(1-2):149–157.
- [Kapral und Showalter, 1995] Kapral, R. und Showalter, K., Hrsg. (1995). *Chemical Waves and Patterns*, Band 10 of *Understanding Chemical Reactivity*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [Kawasaki u. a., 1994a] Kawasaki, T., Terashima, T., Suzuki, S. und Takada, T. (1994a). ac surface discharge on dielectric materials observed by pockels effect technique. *Journal of Applied Physics*, 76(6):3724–3729.

- [Kawasaki u. a., 1994b] Kawasaki, T., Terashima, T., Zhu, Y., Takada, T. und Maeno, T. (1994b). Highly sensitive measurement of surface charge distribution using the pockels effect and an image lock-in amplifier. *Journal of Physics D*, 27:1646–1652.
- [Klein u. a., 2001] Klein, M., Miller, N. und Walhout, M. (2001). Time-resolved imaging of spatiotemporal patterns in a one-dimensional dielectric-barrier discharge system. *Physical Review E*, 64:026402.
- [Kogelschatz, 2003] Kogelschatz, U. (2003). Dielectric-barrier discharges: Their history, discharge physics, and industrial application. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 23(1):1–45.
- [Kogelschatz u. a., 1999] Kogelschatz, U., Eliasson, B. und Egli, W. (1999). From ozone generators to flat television screens: history and future potential of dielectric-barrier discharges. *Pure Applied Chemistry*, 71(10):1819–1828.
- [Kolobov und Fiala, 1994] Kolobov, V. I. und Fiala, A. (1994). Transition from a townsend discharge to a normal discharge via two-dimensional modeling. *Physical Review E*, 50(4):3018–3032.
- [Lee u. a., 2002] Lee, S.-W., Kwok, D. Y. und Laibinis, P. E. (2002). Chemical influences on adsorption-mediated self-propelled dropmovement. *Physical Review E*, 65:051602.
- [Lehmann, 1902] Lehmann, O. (1902). Gasentladungen in weiten gefässen. *Annalen der Physik*, 312:1–28.
- [Li und Wu, 1992] Li, C. und Wu, C. (1992). Three fluid transport models by particle-in-cell method for RF glow discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 20:1000–1014.
- [Lichtenberg, 1777] Lichtenberg, G. C. (1777). Nova methodo naturam ac motum fluidi electrici investigandi. commentatio prior. *Novi Commentarii Societatis Regiae Scientiarum Gottingensis*, 8:168–180.
- [Lichtenberg, 1778] Lichtenberg, G. C. (1778). Nova methodo naturam ac motum fluidi electrici investigandi. commentatio posterior. *Commentationes Societatis Regiae Scientiarum Gottingensis*, 1:65–79.
- [Lister, 1992] Lister, G. G. (1992). Low-pressure gas discharge modelling. *Journal of Physics D*, 25(12):1649–1680.
- [Maini u. a., 1997] Maini, P. K., Painter, K. J. und Chau, N. P. (1997). Spatial pattern formation in chemical and biological systems. *Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions*, 93:3601–3610.

- [Meinhardt, 1982] Meinhardt, H. (1982). *Models of Biological Pattern Formation*. Academic Press, London.
- [Meron u. a., 2004] Meron, E., Gilad, E., von Hardenberg, J., Shachak, M. und Zarmi, Y. (2004). Vegetation patterns along a rainfall gradient. *Chaos Solitons and Fractals*, 19:367–376.
- [Meunier u. a., 1995] Meunier, J., Belenger, P. und Boeuf, J. P. (1995). Numerical-model of an AC plasma display panel cell in neon-xeon mixtures. *Journal of Applied Physics*, 78(2):731–745.
- [Meyyappan und Govindan, 1991] Meyyappan, R. und Govindan, T. (1991). Modeling of electronegative radio-frequency discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 19(2):122–129.
- [Müller u. a., 1997] Müller, I., Ammelt, E. und Purwins, H.-G. (1997). Interaction of filaments in a A.C.-driven planar gas discharge system. Aus *Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases ICPIG XXIII*, Band II-182 - II-183, Toulouse, France, 17.7.-22.7.1997.
- [Müller u. a., 1999a] Müller, I., Ammelt, E. und Purwins, H.-G. (1999a). Self-organized quasiparticles: Breathing filaments in a gas discharge system. *Physical Review Letters*, 82:3428–3431.
- [Müller u. a., 1999b] Müller, I., Punset, C., Ammelt, E., Purwins, H.-G. und Boeuf, J. P. (1999b). Self-organized filaments in dielectric barrier glow discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 27:20–21.
- [Murray, 1993] Murray, J. D. (1993). Springer, Berlin.
- [Niedernostheide u. a., 1992] Niedernostheide, F.-J., Arps, M., Dohmen, R., Willebrand, H. und Purwins, H.-G. (1992). Spatial and spatio-temporal patterns in pnpn semiconductor devices. *Physica status solidi (b)*, 172:249–266.
- [Nikandrov und Tsandin, 2005] Nikandrov, D. S. und Tsandin, L. D. (2005). Low-frequency dielectric-barrier discharge in the townsend mode. *Technical Physics*, 50(10):1282–1294.
- [Nitschke und Graves, 1994] Nitschke, T. und Graves, D. (1994). A comparison of particle in cell and fluid model simulations of low-pressure radio frequency discharges. *Journal of Applied Physics*, 76:5646–5660.
- [Ouyang u. a., 2003] Ouyang, Q., Callegari, T., Cailler, B. und Boeuf, J. (2003). Large gap plasma display cell with auxiliary electrodes: macro-cell experiments and two-dimensional modelling. *Journal of Physics D*, 36:1959–1966.

- [Peña und Pérez-García, 2001] Peña, B. und Pérez-García, C. (2001). Stability of turing patterns in the brusselator model. *Physical Review E*, 64:056213.
- [Pitchford u. a., 1996] Pitchford, L. C., Boeuf, J.-P. und Morgan, W. L. (1996). BOLSIG, a user-friendly boltzmann solver. Kinema Research, Monument, CO. <http://www.siglo-kinema.com/>.
- [Porokhova u. a., 2005] Porokhova, I. A., Holík, M., Bilyk, O., Kudrna, P., Golubovskii, Y. B., Tichý, M. und Behnke, J. F. (2005). Modeling and diagnostic of the plasma of magnetic field supported discharges. *Contributions to Plasma Physics*, 45(5–6):319–327.
- [Press u. a., 1986] Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A. und Vetterling, W. T. (1986). *Numerical Recipes. The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [Proshina u. a., 2006] Proshina, O. V., Rakhimova, T. V. und T-Rakhimov, A. (2006). A particle-in-cell monte carlo simulation of an rf discharge in methane: frequency and pressure features of the ion energy distribution function. *Plasma Sources Science and Technology*, 15:402–409.
- [Punset, 1998] Punset, C. (1998). *Modelisation bidimensionnelle fluide d'un ecran a plasma*. Dissertation, Université Paul Sabatier, Toulouse.
- [Purwins u. a., 1989] Purwins, H.-G., Radehaus, C., Dirksmeyer, T., Dohmen, R., Schmeling, R. und Willebrand, H. (1989). Application of the activator inhibitor principle to physical systems. *Physics Letters A*, 136:480–484.
- [Radehaus u. a., 1992] Radehaus, C., Willebrand, H., Dohmen, R., Niedernostheide, F.-J., Bengel, G. und Purwins, H.-G. (1992). Spatially periodic patterns in a DC gas-discharge system. *Physical Review A*, 45:2546–2557.
- [Radu u. a., 2003] Radu, I., Bartnikas, R., Czeremuszkina, G. und Wertheimer, M. R. (2003). Diagnostics of dielectric barrier discharges in noble gases: Atmospheric pressure glow and pseudoglow discharges and spatio-temporal patterns. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 31(3):411–421.
- [Radu u. a., 2004a] Radu, I., Bartnikas, R. und Wertheimer, M. R. (2004a). Dielectric barrier discharges in atmospheric pressure helium in cylinder-plane geometry: experiments and model. *Journal of Physics D*, 37:449–462.
- [Radu u. a., 2004b] Radu, I., Bartnikas, R. und Wertheimer, M. R. (2004b). Positive and negative polarity current pulse characteristics of a helium glow discharge in a cylinder-plane electrode gap at atmospheric pressure. *Journal of Applied Physics*, 95(11):5994–6006.

- [Radu u. a., 2005] Radu, I., Bartnikas, R. und Wertheimer, M. R. (2005). Diagnostics and modelling of noble gas atmospheric pressure dielectric barrier discharges in homogeneous or diverging electric fields. *Journal of Physics D*, 38:539–546.
- [Raizer, 1991] Raizer, Y. P. (1991). *Gas Discharge Physics*. Springer, Berlin.
- [Sakiyama und Graves, 2006] Sakiyama, Y. und Graves, D. B. (2006). Finite element analysis of an atmospheric pressure RF-excited plasma needle. *Journal of Physics D*, 39:3451–3456.
- [Santos und Ondarçuhu, 1995] Santos, F. D. D. und Ondarçuhu, T. (1995). Free-running droplets. *Physical Review Letters*, 75(16):2972–2975.
- [Scharfetter und Gummel, 1969] Scharfetter, D. L. und Gummel, H. K. (1969). Large signal analysis of a silicon read diode oscillator. *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-16:64.
- [Schenk u. a., 1997] Schenk, C. P., Or-Guil, M., Bode, M. und Purwins, H.-G. (1997). Interacting pulses in three-component reaction diffusion systems on two-dimensional domains. *Physical Review Letters*, 78:3781–3784.
- [Schmid u. a., 2000] Schmid, A. K., Bartelt, N. C. und Hwang, R. Q. (2000). Alloying at surfaces by the migration of reactive two dimensional islands. *Science*, 290:1561–1564.
- [Schöll, 2001] Schöll, E. (2001). *Nonlinear Spatio-Temporal Dynamics and Chaos in Semiconductors*, Band 10 of *Cambridge Nonlinear Science Series*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [Schulz u. a., 2005] Schulz, B. M., Trimper, S. und Schulz, M. (2005). Feedback-controlled diffusion: From self-trapping to true self-avoiding walks. *Physics Letters A*, 339:224–231.
- [Shirafuji u. a., 2003] Shirafuji, T., Kitagawa, T., Wakai, T. und Tachibana, K. (2003). Observation of self-organized filaments in a dielectric barrier discharge of ar gas. *Applied Physics Letters*, 83(12):2309–2311.
- [Stollenwerk u. a., 2006a] Stollenwerk, L., Amiranashvili, S., Boeuf, J.-P. und Purwins, H.-G. (2006a). Formation and stabilisation of single current filaments in planar dbd. Eingereicht bei European Physical Journal D.
- [Stollenwerk u. a., 2006b] Stollenwerk, L., Amiranashvili, S., Boeuf, J.-P. und Purwins, H.-G. (2006b). Measurement and 3d simulation of self-organized filaments in a barrier discharge. *Physical Review Letters*, 96:255001.

- [Stollenwerk u. a., 2006c] Stollenwerk, L., Amiranashvili, S. und Purwins, H.-G. (2006c). Forced random walks with memory in a glow mode dielectric barrier discharge. *New Journal of Physics*, 8:217.
- [Stollenwerk u. a., 2006d] Stollenwerk, L., Gurevich, S. V., Laven, J. G. und Purwins, H.-G. (2006d). Transition from bright to dark dissipative solitons in dielectric barrier gas-discharge. Eingereicht bei European Physical Journal D.
- [Stollenwerk u. a., 2006e] Stollenwerk, L., Laven, J. G. und Purwins, H.-G. (2006e). Spatially resolved surface charge measurement in a laterally structured dielectric barrier discharge. Eingereicht bei Physical Review Letters.
- [Stollenwerk und Purwins, 2005] Stollenwerk, L. und Purwins, H.-G. (2005). Drift bifurcation of dissipative solitons in barrier gas discharge. *Europhysics Letters*, 70(1):22–28.
- [Sugimoto u. a., 2003] Sugimoto, K., Takahashi, H., Shimomura, O. und Sakurai, T. (2003). Measurement of wall voltage in barrier discharges using an electro-optic nonlinear crystal. *Journal of Physics D*, 36:2887–2890.
- [Turing, 1952] Turing, A. M. (1952). The chemical basis of morphogenesis. *Philosophical Transactions of the Royal Society B*, 237:37–72.
- [von Hardenberg u. a., 2001] von Hardenberg, J., Meron, E., Shachak, M. und Zarmi, Y. (2001). Diversity of vegetation patterns and desertification. *Physical Review Letters*, 87(19):198101.
- [Voronoi, 1908] Voronoi, G. (1908). Nouvelles applications des paramètres continus à la théorie des formes quadratiques, deuxième memoire, recherches sur les paralleloèdres primitifs. *Journal für die Reine und Angewandte Mathematik*, 134:198.
- [Wang u. a., 2006] Wang, Q., Economou, D. J. und Donnelly, V. M. (2006). Simulation of a direct current microplasma discharge in helium at atmospheric pressure. *Journal of Applied Physics*, 100:023301.
- [Ward, 1958] Ward, A. L. (1958). Effect of space charge in cold-cathode gas discharge. *Physical Review*, 112:1852–1857.
- [Yariv, 1989] Yariv, A. (1989). *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons.
- [Yariv und Yeh, 1984] Yariv, A. und Yeh, P. (1984). *Optical waves in Crystals*. John Wiley & Sons.
- [Zanin, 2001] Zanin, A. (2001). Vortrag im Graduiertenkolleg, Gemen.

- [Zanin, 2003] Zanin, A. L. (2003). *Experimental investigation on pattern formation in planar barrier gas discharge*. Dissertation, Institut fuer Angewandte Physik, Universitaet Muenster.
- [Zanin u. a., 2002] Zanin, A. L., Liehr, A. W., Moskalenko, A. S. und Purwins, H.-G. (2002). Voronoi diagrams in barrier gas discharge. *Applied Physics Letters*, 81:3338–3340.

Danksagung

Mein erster Dank gilt Prof. Dr. Hans-Georg Purwins für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Unterstützung meiner Arbeit. Bei Herrn Dr. Jean-Pierre Boeuf bedanke ich mich für die Einladung in seine Arbeitsgruppe nach Toulouse und die erfolgreiche Kooperation.

Ganz besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. Shalva Amiranashvili bedanken, der mir immer wieder mit viel Geduld zur Seite gestanden und in zahlreichen Diskussionen neue Begeisterung geweckt hat. Für anregende Diskussionen bedanke ich mich weiterhin bei Frau Dipl.-Math. Svetlana Gurevich, Herrn Dr. Jürgen Berkemeier und Dr. Alexey Zanin, der eine ganz besondere Motivation zur experimentellen Arbeit vermittelt hat. Herrn Johannes Georg Laven danke ich für seine Beiträge zur Messung der Turingbifurkationen und für die Messungen am Oberflächenladungsaufbau sowie für interessante Diskussionen und Ideen.

Herrn Dr. Evgeny Gurevich danke ich für die Untersuchung der dielektrischen Oberflächen am Rasterkraftmikroskop. Ich danke Herrn Dipl.-Phys. Hendrik Bödeker für die Bereitstellung der Programme zur statistischen Auswertung der Filamenttrajektorien und Herrn Stephan Kottmer für die Präparationen in der Aufdampfanlage.

Ein besonderer Dank geht auch an die Mitarbeiter der feinmechanischen und elektrischen Werkstätten für ihre hervorragende und schnelle Unterstützung bei der Fertigung des experimentellen Aufbaus sowie an Herrn Uwe Strathoff für die individuelle Betreuung beim Umgang mit den Institutsrechnern. Meiner Mutter danke ich für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Zu guter Letzt danke ich meinen Eltern Rita und Manfred Stollenwerk, die mich zu jeder Zeit unterstützt haben.