

Miniaturisierte dielektrische Barrierenentladungen und ihre Anwendung für das Anti- bzw. De-Icing von aerodynamischen Oberflächen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Dr. rer. nat.

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät

der Universität Augsburg

von

Matthias Lindner

Augsburg, Juni 2023

UNIA
Universität
Augsburg
University



Erstgutachter:
Zweitgutachter:

Prof. Dr. Ursel Fantz
Prof. Dr. Rupert Schreiner

Tag der mündlichen Prüfung:

Donnerstag, der 23.11.2023

Adsuesce etiam iis, quae fieri posse desperas.

Marcus Aurelius
Selbstbetrachtungen XII,6

röm. Kaiser, Stoiker, Gründer von Regensburg

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Ostbayerischen Technischen Hochschule in Regensburg (OTH) an der Fakultät für Angewandte Natur- und Kulturwissenschaften (ANK).

Zuallererst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Rupert Schreiner für die Betreuung und Unterstützung der Arbeit bedanken und bei Frau Prof. Dr. Ursel Fantz für die Betreuung seitens der Universität Augsburg.

Zutiefst zu Dank verpflichtet bin ich außerdem meinen Mitarbeitern und ehemaligen Kollegen, welche mir immer mit Rat und Tat zur Seite standen.

Besonders möchte ich die Kollegen und Freunde M.Azinheiro, D. Berndt, A. Buchner, P. Buchner, M. Fuchs, L. Fuchshuber, M. Hausladen, F. Hecht, R. Heckel, D. Hornik, I. Igl, N. Karpen (Airbus), R. Kerscher, M. Komainda, R. Lawrowski, C. Langer, M. Lechner, A. Max (Airbus), C. Prommesberger, F. Rahiman, T. Silberbauer, K. Tschurtschenthaler und Y. Zhu hervorheben.

Ferner möchte ich mich auch bei meinen Projektarbeitern, Bacheloranden sowie Masteranden bedanken, die durch gezieltes Hinterfragen der Thematik maßgeblich zu einem tieferen Verständnis meinerseits beigetragen haben.

Speziellen Dank spreche ich an die Kollegen vom Leibniz-Institut für Plasmaforschung und Technologie, dem INP Greifswald aus, ohne deren Unterstützung die Arbeit in gegenwärtiger Form nicht möglich gewesen wäre. Insbesondere gebührt hierbei mein Dank Prof. Dr. Ronny Brandenburg und Dr. Andrei V. Pipa dafür, dass sie mich mit den theoretischen Aspekten von DBDs geduldig vertraut gemacht haben.

Zu guter Letzt möchte ich mich beim Bayerischen Wissenschaftsforum (BayWISS) und dem Projektpartnern von Airbus für die fachliche bzw. finanzielle Unterstützung bedanken.

Kurzfassung

Das grundlegende physikalische Verständnis und die kontinuierliche Weiterentwicklung von dielektrischen Oberflächenbarrierenentladungen (SDBDs) sowie der damit verbundenen elektrischen Diagnostik, sind für eine Vielzahl von Niedertemperaturplasmaanwendungen von entscheidender Bedeutung. In Bezug auf die Anwendung dieser Plasmatechnologie in der Luftfahrt liegt neben der bereits umfassend erforschten aktiven Strömungskontrolle zunehmend der Schwerpunkt auf der Vermeidung von Eisablagerungen auf aerodynamischen Komponenten. Die Bildung von Eis auf Oberflächen wie zum Beispiel den Tragflächen kann unter extremen Wetterbedingungen erhebliche Leistungsdefizite hervorrufen und zu ernsthaften Sicherheitsrisiken führen. In Anbetracht der signifikanten Vorteile gegenüber traditionellen Enteisungsmethoden steht die Erforschung von SDBDs im Mittelpunkt des anwendungsorientierten Abschnitts dieser Arbeit.

Vorliegende Arbeit untergliedert sich in einen grundlegenden und einen anwendungsbezogenen Teil. Darin werden sowohl die physikalischen Eigenschaften und Prozesse von SDBDs analysiert als auch ihre potenziellen Anwendungen in Bezug auf Flugsicherheit und Effizienz untersucht.

Die wissenschaftliche Forschung hat in der Vergangenheit erhebliche Anstrengungen unternommen, um ein umfassendes Verständnis der physikalischen Vorgänge, die im Zusammenhang mit SDBDs stehen, zu erarbeiten. Insbesondere die präzise Bestimmung der räumlichen Ausdehnung der Entladung entlang der dielektrischen Oberfläche - die üblicherweise in direkter Proportionalität zur Amplitude der angelegten Spannung steht - ist hierbei eine herausfordernde Aufgabe. Diese umfangreichen Studien sind essenziell, um die Entladungseigenschaften und die grundlegenden physikalischen Prozesse zu verstehen, was erhebliche Anwendungspotenziale eröffnet. Parallel zu diesen grundlegenden Studien hat sich auch der praktische Einsatz von SDBDs zur Verhinderung der Eisbildung auf aerodynamischen Bauteilen bedeutend weiterentwickelt. Untersuchungen legen nahe, dass Lösungen auf Basis von SDBDs im Vergleich zu konventionellen Enteisungsmethoden, wie beispielsweise chemischen Enteisungsmitteln oder thermischen Systemen, ein höheres Effizienz- und Wirkungspotential besitzen könnten. Allerdings wurden bisherige Entwicklungen von SDBDs hauptsächlich auf Basis der Leiterplattentechnologie realisiert, was bestimmte Begrenzungen in Bezug auf ihre Anwendbarkeit für Anti-Icing-Technologie mit sich bringt.

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde die sequentielle Ausbreitung der SDBD-Entladung entlang der dielektrischen Al_2O_3 -Oberfläche systematisch analysiert. Die durchgeführten experimentellen Untersuchungen zeigten, dass die Entladungen unmittelbar nach dem Erreichen der Zündspannung einen fest definierten Bereich belegen, der bis zum Erreichen einer kritischen Spannungsamplitude V_L stabil bleibt. Anzumerken ist auch, dass das Ausbleiben der Plasmaausbreitung innerhalb dieses Spannungsbereichs zu einer linearen Korrelation zwischen der Entladungsleistung und der angelegten Spannungsamplitude führt. Diese tiefere Einblicke in die Dynamik der Entladung können dazu beitragen, den Einsatz von SDBDs in diversen Anwendungsbereichen effizienter zu gestalten.

Im zweiten Teil der Arbeit steht die Entwicklung und Implementierung eines innovativen Ansatzes zur Realisierung von SDBDs im Vordergrund, der auf der Nutzung von Dünnschichtsubstra-

ten und mikroelektromechanischen Systemen (MEMS) basiert. Die Verwendung dieser Technologie erlaubt einen präziseren Design- und Fertigungsprozess von Elektrodenstrukturen, was sich positiv auf die Effizienz der Enteisung auswirken kann. Zur Beurteilung des Anti-Icing-Potenzials der entwickelten MEMS-SDBDs wurde ein direkter Vergleich mit konventionellen PCB-SDBDs durchgeführt. Die Ergebnisse legen nahe, dass die 35 µm dicken Elektroden der PCB-SDBDs eine Oberflächenvereisung fördern, die vorrangig durch die Elektrodenkanten induziert wird. Im Gegensatz dazu wurde dieser Effekt bei den deutlich dünneren, lediglich 0.3 µm dicken, mittels MEMS gefertigten Elektroden nicht festgestellt. Diese Beobachtungen deuten darauf hin, dass SDBDs, die mit MEMS-Technologien gefertigt wurden, einen signifikanten Vorteil in Anti-Icing-Anwendungen aufweisen könnten und stellen somit einen wesentlichen Fortschritt in der Forschung und Anwendung von SDBDs dar.

Die in dieser Arbeit vorgelegten Forschungsergebnisse und innovativen Methoden liefern zahlreiche neue Erkenntnisse, die das Potential besitzen, sowohl das Verständnis als auch die Anwendung von SDBDs wesentlich zu erweitern.

So bestätigen die Langzeitbelichtungsufnahmen das neu entdeckte Phänomen einer sequenziellen Ausbreitung des Entladungspasmas, das bei SDBDs mit dickeren Dielektrika stärker ausgeprägt ist. Eine neu entwickelte Methodik ermöglicht die Anwendung der Ladungs-Spannungs-Charakteristik von SDBDs, um essenzielle Parameter für ein vereinfachtes Ersatzschaltbild abzuleiten. Darüber hinaus wurde eine bemerkenswerte numerische Übereinstimmung zwischen der Ladungs-Spannungs-Charakteristik für den positiven Halbzyklus der Entladung und der aus den optischen Aufnahmen abgeleiteten spannungsabhängigen Reaktorkapazität festgestellt. Diese Erkenntnisse öffnen neue Wege für die Optimierung und Anwendung von SDBDs in verschiedenen technischen Bereichen.

Weiterhin identifizierte die durchgeführte Erosionsstudie Titan als optimal geeignetes Material für MEMS-Elektroden aufgrund seiner hohen Korrosionsbeständigkeit und ausgezeichneten elektrischen Leitfähigkeit. Es wurden auch Potentiale zur Optimierung von MEMS-SDBDs durch die Auswahl geeigneter dielektrischer Materialien und geeigneter SDBD-Geometrien aufgezeigt. Eine solche Optimierung könnte die Enteisungseffizienz weiter verbessern, indem beispielsweise die dielektrischen Eigenschaften an die spezifischen Anwendungsanforderungen angepasst werden. Innovative Designkonzepte, wie eine gezielte Anordnung der Elektroden oder die Integration von Sensoren zur Überwachung des Enteisungsprozesses, könnten ebenfalls zur Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit von MEMS-SDBDs beitragen.

Ein weiterer bedeutender Aspekt ist die Anwendung von Piezotransformatoren zur Generierung der benötigten Hochspannung für SDBD-Systeme. Dieser innovative Ansatz könnte die Effizienz des auf SDBD-Technologie basierenden Enteisungsverfahrens optimieren und somit zur Verbesserung der Leistungsfähigkeit und Sicherheit von Flugzeugen unter extremen Wetterbedingungen beitragen. Das Forschungsfeld bietet viel Raum für zukünftige Studien, was die Bedeutung und Zukunftsrelevanz der in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse hervorhebt.

Abstract

The fundamental physical understanding and continuous development of Surface Dielectric Barrier Discharges (SDBDs) and associated electrical diagnostics are of crucial importance for a wide range of low-temperature plasma applications. Regarding the application of this plasma technology in aviation, the focus is increasingly on the prevention of ice accumulation on aerodynamic components, in addition to the already extensively researched active flow control. The formation of ice on surfaces such as the wings can cause significant performance deficits under extreme weather conditions and lead to serious safety risks. Considering the significant advantages over traditional de-icing methods, the investigation of SDBDs is at the forefront of the application-oriented section of this work.

This work is divided into a fundamental and an application-oriented part. Both the physical properties and processes of SDBDs are analyzed and their potential applications in terms of flight safety and efficiency are examined.

Past scientific research has made considerable efforts to develop a comprehensive understanding of the physical processes associated with SDBDs. The precise determination of the spatial extension of the discharge along the dielectric surface - which is typically in direct proportion to the amplitude of the applied voltage - is a challenging task. These extensive studies are essential to understand the discharge characteristics and the fundamental physical processes, revealing significant application potential.

In parallel to these fundamental studies, the practical use of SDBDs for preventing ice formation on aerodynamic components has also made significant progress. Research suggests that solutions based on SDBDs could have higher efficiency and effect potential compared to conventional de-icing methods such as chemical de-icing agents or thermal systems. However, past developments of SDBDs have been mainly based on printed circuit board technology, which brings certain limitations in terms of their applicability for anti-icing technology.

In the first part of this work, the sequential propagation of the SDBD discharge along the dielectric Al_2O_3 surface was systematically analyzed. The experimental investigations carried out showed that the discharges occupy a fixed area immediately after reaching the ignition voltage, which remains stable until a critical voltage amplitude V_L is reached. It should also be noted that the absence of plasma expansion within this voltage range leads to a linear correlation between the discharge power and the applied voltage amplitude. These deeper insights into the dynamics of the discharge can contribute to making the use of SDBDs more efficient in various application areas.

In the second part of the work, the development and implementation of an innovative approach to realize SDBDs is in the foreground, based on the use of thin-film substrates and Microelectromechanical Systems (MEMS). Using this technology allows for a more precise design and manufacturing process of electrode structures, which can positively affect the efficiency of de-icing. To assess the anti-icing potential of the developed MEMS-SDBDs, a direct comparison with conventional PCB-SDBDs was conducted. The results suggest that the $35\ \mu\text{m}$ thick electrodes of the PCB-SDBDs promote surface icing, primarily induced by the electrode edges. In contrast, this effect was not observed with the much thinner, only $0.3\ \mu\text{m}$ thick, electrodes produced using MEMS. These observations suggest that SDBDs manufactured using MEMS

technologies could have a significant advantage in anti-icing applications and thus represent a significant advance in the research and application of SDBDs.

The research results and innovative methods presented in this work provide numerous new insights that have the potential to significantly expand both the understanding and application of SDBDs. Long-exposure photographs confirm the newly discovered phenomenon of a step-wise expansion of the discharge plasma, which is more pronounced for SDBDs with thicker dielectrics. A new methodological approach – the bow tie plot - allows the utilization of the charge-voltage relationship in SDBDs to derive crucial parameters from the simplest equivalent circuit model.

Furthermore, a remarkable numerical agreement was found between the charge-voltage characteristic for the positive half-cycle of the discharge and the voltage-dependent reactor capacity derived from the optical images. These findings present new opportunities for the enhancement and deployment of SDBDs across various technological sectors.

Moreover, the erosion study conducted identified titanium as the optimal material for MEMS electrodes due to its high corrosion resistance and excellent electrical conductivity. There were also potentials for optimizing MEMS-SDBDs by selecting suitable dielectric materials and suitable SDBD geometries. Such optimization could further improve de-icing efficiency, for example by adjusting the dielectric properties to the specific application requirements. Innovative design concepts, such as targeted arrangement of electrodes or integration of sensors for monitoring the de-icing process, could also contribute to the performance and reliability of MEMS-SDBDs.

Another significant aspect is the application of piezoelectric transformers to generate the required high voltage for SDBD systems. This innovative approach could optimize the efficiency of the de-icing process based on SDBD technology and thus contribute to improving the performance and safety of aircraft under extreme weather conditions. The field of research offers great potential for future studies, which underscores the significance and future relevance of the results obtained in this work.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Grundlagen der dielektrischen Barriereentladung	4
2.1	Plasmaphysikalische Grundlagen	4
2.1.1	Begriffsdefinition	4
2.1.2	Die Debyelänge bzw. Debye-Abschirmung	5
2.1.3	Die Temperatur von Plasmen	6
2.1.4	Plasmafrequenz	7
2.1.5	Klassifizierung von Plasmen	7
2.2	Dielektrische Barrierentladungen (DBD)	9
2.2.1	DBD-Konfigurationen	10
2.2.2	Der Townsend-Mechanismus	13
2.3	Der Ersatzschaltbildansatz zur elektrischen Analyse einer dielektrischen Barriereentladung	15
2.3.1	Grundlagen des DBD-Betriebs und Herausforderungen an die elektrische Diagnostik	15
2.3.2	Die klassische elektrische Theorie von Ozonisatoren	17
2.3.3	Der Ersatzschaltbildansatz nach Lomaev sowie nach Liu und Neiger	20
2.4	Kritische Beurteilung des bisherigen Ersatzschaltbildansatzes nach Lomaev, Liu und Neiger	22
2.4.1	Eigenschaften und Implikationen des ESB-Modells	22
2.4.2	Bestimmung der Kapazitäten C_{cell} , C_d und C_g	23
2.4.3	Entladungsstrom $j_R(t)$	25
2.4.4	Bedeutung des ESB-Ansatzes bezüglich der Verlustleistung	25
2.4.5	Grenzen des bisherigen Ersatzschaltbildansatzes	27
2.5	Die Weiterentwicklung des Ersatzschaltbildansatzes für SDBDs	28
2.5.1	Einfaches Ersatzschaltbild für SDBDs	29
2.5.2	Detaillierte Betrachtung des QV-Plots für SDBDs	31
2.5.3	Analytische Betrachtung der Entladungsenergie	34
2.5.4	Dissipierte Leistung	38
3	Herstellung der SDBDs	39
3.1	Elektrodenherstellung	39
3.1.1	Makrotechnologische Realisierungsmethode	39
3.1.2	PCB-Fertigung	40
3.1.3	Mikrotechnologische Realisierungsmethode	40
3.2	Isolierung der Gegenelektrode	42
3.3	Einbettung in Faserverbundstoffe	43
3.3.1	Problematik der MEMS-Technologie	43
3.3.2	Lösung der Skalierungsproblematik	43
3.3.3	Entwickelte Prozesstechnik	44
3.3.4	Evaluation der Faserverbundintegration	45
3.4	Materialuntersuchungen	47
3.4.1	Dielektrikumsstudie	47

3.4.2	Elektrodenerosion	49
3.4.3	Geometriebedingte Erosion	52
4	Experimentelle Charakterisierung der SDBDs	58
4.1	Experimenteller Messaufbau	58
4.1.1	Elektrische Charakterisierung	58
4.1.2	Optische Charakterisierung des Plasmas	66
4.2	Bestimmung der Zündspannung und der räumlichen Ausdehnung von SDBD Plasmen	72
4.2.1	Bestimmung der Zündspannung	73
4.2.2	Abhängigkeit der Entladungsleistung von der Substratdicke	75
4.2.3	Spannungsabhängige Entladungsausbreitung	77
4.3	Interpretation der Messergebnisse	81
4.3.1	Bow tie Plot [42]	84
4.3.2	Ableitung der Modellparameter aus den Leistungsdaten	87
5	Anwendung der SDBDs für das Anti- und De-Icing von aerodynamischen Oberflächen	89
5.1	Bisheriger Stand der Wissenschaft und Technik	89
5.2	Experimenteller Messaufbau und Durchführung	90
5.2.1	Der Vereisungs-Windkanal iCORE	90
5.2.2	Elektrische Charakterisierung der Anti- und De-Icing SDBDs	95
5.2.3	Anti-Icing Experimente	100
5.2.4	De-Icing Experimente	104
5.3	Diskussion der Anti- und De-Icing Messungen	107
5.3.1	Vergleich mit bisherigen Ergebnissen und Technologien	107
5.3.2	Wirkmechanismus/prinzip des SDBD Anti-Icings	108
6	Fazit und Ausblick	110
6.1	SDBD Zündung und ESB-Modell	110
6.1.1	Anpassung des ESBs an das lineare Regime	111
6.2	SDBDs im Kontext der Enteisung: Leistungsabschätzung und Optimierungspotenzial	116
6.2.1	Optimierung der Entladungsgeometrie	117
6.2.2	Technische Ausgestaltung eines möglichen Anti-Icing SDBD Systems	118
7	Appendix	120
7.1	Abschätzung der viskosen Unterschicht	120
7.2	Integralberechnung der analytischen Energiebetrachtung für SDBDs	123
7.3	Prozesspläne	124
7.3.1	Mikrotechnologische Fertigungspläne	124
7.3.2	Leichtbautechnologie	128
7.4	Berechnung des Flächeninhalts	129
7.5	Quellcode	129
7.5.1	Algorithmus zur Auswertung der Plasmaausbreitung	129
7.6	Material	131
7.6.1	Oberflächenrauigkeit	131
7.6.2	Kapton CR vs Kapton HN	132
	Tabellenverzeichnis	137

Abbildungsverzeichnis	138
Literaturverzeichnis	141

1 Einleitung und Motivation

Um den exponentiell wachsenden Luftverkehr zu begegnen und die Reduzierung von Emissionen in der Luftfahrt dennoch weiter voranzutreiben, müssen neue Lösungsansätze gefunden werden [1–4]. Durch immer weitere Optimierung konventioneller Systeme allein, kann diesen Herausforderungen nicht begegnet werden [5–8]. Die Hauptkriterien gegenwärtiger Forschungsbestrebungen sind eine Erhöhung der Energieeffizienz bei nur geringer Treibhausgasemission. Im Zuge der Energiethematik, welche nicht nur auf die Luftfahrt beschränkt ist, gewinnt das Forschungsgebiet der Plasmaphysik zusehends an technischer sowie politischer Relevanz [9–12].

Beispielsweise werden Niedertemperaturplasmen auch bezüglich einer Anwendung zur Steigerung der Energieeffizienz von CO₂-Abscheidungstechnologien¹ untersucht. Die Technologie erfordert das Aufspalten der stabilen CO₂-Bindungen, was bisher eine große Menge thermischer Energie erfordert [13]. Eine katalytische CO₂-Umwandlung durch Niedertemperaturplasmen stellt eine Methode zur deutlichen Senkung der Reaktionstemperatur dar, da das Plasma das CO₂-Molekül bereits bei Raumtemperatur und Atmosphärendruck aktiviert [14–16].

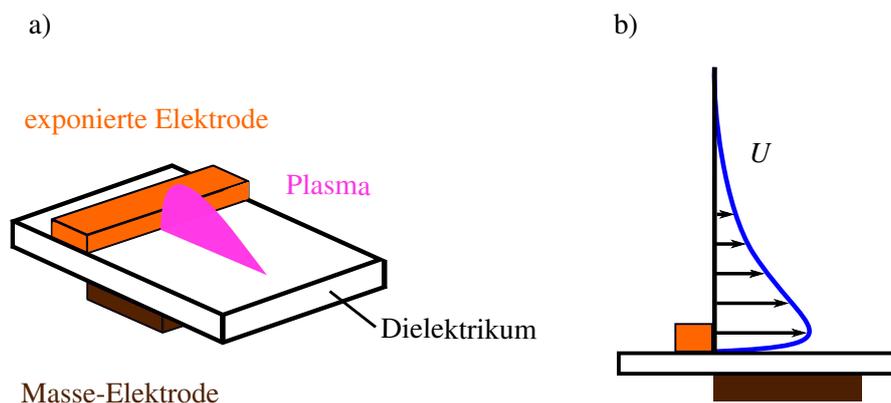


Abbildung 1.1: (a) Schematischer Aufbau eines Plasma Aktuators.
(b) Das durch den Betrieb eines Plasma Aktuators induzierte Strömungsprofil (blau). Die Länge der Pfeile in der Skizze verdeutlichen dabei den Betrag der Windgeschwindigkeit U .

Schwerpunkt dieser Arbeit stellt der Einsatz von Niedertemperaturplasmen für aerodynamische Anwendungen dar, einem Forschungsgebiet, dessen Ursprünge in den 1990er Jahren liegen. Im Zuge der Beobachtungen von Roth et al. [17, 18] erregte der Forschungsbereich sogenannter Barrierenentladungs-Plasmaaktuatoren² internationales Aufsehen [18–22].

Der Plasma Aktuator, welcher auf dem plasmaphysikalischen Prinzip einer dielektrischen Barrierenentladung beruht, besteht dabei nur aus zwei dielektrisch getrennten Elektroden und zeichnet sich durch das Fehlen mechanischer Komponenten, sowie einen einfachen Aufbau aus, siehe Abb. 1.1(a).

Ausgangspunkt für die vorliegende Arbeit war das im Jahr 2016 ins Leben gerufene zivil-

¹engl.: carbon capture technologies (CCT)

²weiterhin nur kurz: Plasma Aktuator vom engl.: plasma actuator (PA))

industrielle Forschungsprojekt³ „ELWIT“ (Enabling Lamiar WIng Technology) der Firma Airbus. In diesem Forschungsprojekt sollten, durch eine bislang nie dagewesene Kombination dreier Einzeltechnologien (miniaturisierte Plasmaaktuatoren, bionische Strukturen und miniaturisierte SAW-Aktuatoren), Voraussetzungen für eine leistungsfähige, effiziente und damit auch umweltfreundliche Luftfahrt geschaffen werden. Hierbei standen explizit die Reduktion des Kerosin-Verbrauchs, sowie die Verringerung des CO₂-Ausstoßes im Vordergrund [23–26].

In den letzten Jahrzehnten wurde der Plasma Aktuator vornehmlich zur Manipulation der Luftströmung an Tragflügeln [27–30] bzw. an Turbinenschaufeln [31–34] untersucht. Plasma Aktuatoren stellen somit ein zentrales Element der Elektro-Fluid-Dynamik (EFD) dar, einem Forschungsgebiet, welches sich mit der direkten Umwandlung von elektrischer zu kinetischer Energie eines Fluids auseinandersetzt.

Durch Anlegen einer ausreichend hohen Wechselspannung an der exponierten Elektrode, wird zunächst die Umgebungsluft ionisiert, was zur Bildung von Niedertemperaturplasma führt. Die entstandenen Ionen werden anschließend durch das alternierende elektrische Feld beschleunigt und übertragen ihren Impulsgewinn durch Stoßprozesse an die Neutralteilchen der Luft. Dieser Mechanismus resultiert schließlich in der Ausbildung einer Volumenkraft, welche mit zunehmenden Abstand zur Oberfläche abfällt. Das dabei erzeugte Strömungsprofil des sog. Ionenwindes ist in Abb. 1.1(b) dargestellt.

Zugrundeliegendes Prinzip der Strömungsbeeinflussung ist, den Einsatz dieser oberflächennahen Volumenkraft so zu gestalten, dass der Umschlagspunkt, der Separationspunkt, von laminarer zu turbulenter Strömung [35] zu einem späteren Zeitpunkt, also weiter Stromabwärts initiiert wird. Dieser Separationspunkt wird dabei durch das Abbremsen oberflächennaher Luftschichten entlang einer aerodynamischen Komponente hervorgerufen, siehe Abb. 1.2. Eine Superposition dieses Strömungsprofils mit dem induzierten Strömungsprofil des Ionenwindes (Abb. 1.1(a)), führt zu einer Stabilisierung der Strömung und somit zum Hinauszögern des Separationspunktes, was sich schlussendlich in einer gesteigerten Treibstoffeffizienz bemerkbar macht [30].

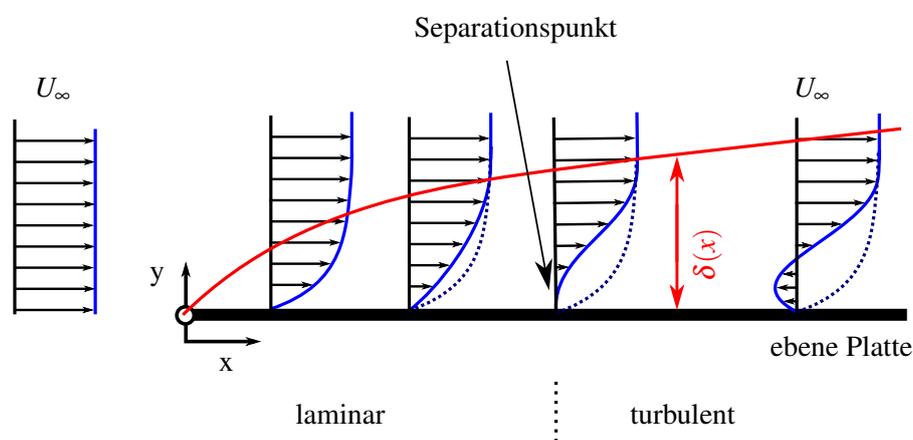


Abbildung 1.2: Ein ungestörtes Strömungsprofil (als U_∞ bezeichnet) und das, sich durch die Abbremsung entwickelnde Strömungsprofil an einer längs angeströmten, ebenen Platte. Rot eingezeichnet ist die, sich dabei ausbildende, idealisierte Grenzschicht $\delta(x)$. Oberhalb dieser Grenzschicht erfolgt keine Beeinflussung der Strömung und das Profil ist durch U_∞ charakterisiert.

³Industriepartner: Airbus DS, HS Bremen, INP Greifswald, Universität der Bundeswehr München

Motivation und Ziel vorliegender Arbeit war es, einerseits einen grundlegenden Beitrag zum Verständnis des Zündverhaltens und der Energieeinkopplung zu erbringen, sowie den bisherigen Anwendungsbereich dielektrischer Barriereentladungen im aerodynamischen Kontext zu erweitern.

Besonderes Augenmerk wird dabei auf die technische Realisierung mikrotechnologisch hergestellter Dünnschicht-Aktuatoren gelegt, da sie aufgrund ihres Aufbaus aerodynamische als auch technologische Vorteile bieten. So ermöglicht beispielsweise die Mikrotechnologie eine Realisierung der exponierten Elektrode mit einer Schichtdicke im Sub-Mikrometerbereich. Diese dünnen Elektroden haben, gegenüber den bisherig untersuchten Elektroden [18, 19, 36–39] den Vorteil, dass sie sich innerhalb der sog. viskosen Unterschicht befinden, in welcher sie die umgebende Strömung nicht beeinflussen [40].

Vorliegende Arbeit lässt sich dabei folgendermaßen untergliedern. Eine kurz gehaltene Darstellung der physikalischen Konzepte dient einer Einordnung des untersuchten Niedertemperaturplasmas.

Im Anschluss wird speziell auf eine Art der Erzeugung dieser Niedertemperaturplasmen mittels einer dielektrischen Barriereentladung Bezug genommen. Nach einer generellen Übersicht über verschiedene Geometrien wird speziell auf die Entwicklung diverser Ersatzschaltbilder eingegangen, welche das Fundament für das in der Arbeit diskutierte Modell von Pipa et al. [41] bilden.

Ferner werden die verschiedenen Herstellungsverfahren, sowie die Technologie zur Oberflächenintegration diskutiert. Eine anschließende Materialstudie rundet dieses Kapitel ab und bildet die Grundlage für die Materialwahl weiterer Studien.

Im darauffolgenden Kapitel werden die experimentellen Messaufbauten, sowie die dabei entwickelten Methoden erläutert, anhand derer die Proben charakterisiert wurden.

Im Ergebnisteil der Arbeit wird zunächst eine fundamentalere Betrachtung einer speziellen Entladungsgeometrie basierend auf einem Al_2O_3 Dielektrikum durchgeführt [42]. Dieser Teil beschäftigt sich mit der Beobachtung und Interpretation eines Phänomens, welches direkt nach der Zündung der DBDs zu beobachten ist. In diesem Zusammenhang wird eine neue Methodik der Datenvisualisierung vorgeschlagen. Trägt man die Ableitung der gemessenen Ladung gegen die anliegende Spannung auf, so lassen sich daraus die Parameter des analytischen Ersatzschaltbildmodells [41] ableiten.

Der darauffolgende Teil untersucht gezündetes Niedertemperaturplasma hinsichtlich einer Vermeidung von Eisablagerungen. Dabei werden in einem Wind-Eis-Kanal verschiedene Geometrien sowie Materialien untersucht und entscheidende Einflussfaktoren herausgearbeitet. Der aufstrebende experimentelle Forschungszweig [36, 37] soll Alternativen zu den aufwendigen, chemischen Reinigungsmethoden bieten, die bisher für aerodynamische Komponenten eingesetzt wurden [43]. Neben dem verbesserten ökologischen Fußabdruck der untersuchten Technologie, soll damit auch einen Beitrag zur zukünftigen Flugsicherheit geleistet werden.

Abschließend werden auf der Basis der präsentierten Ergebnisse Ausgangspunkte weiterer Forschungsbestrebungen diskutiert. Zusätzlich werden im Ausblick durch eine Demonstration der Erzeugung von Niedertemperaturplasmen mittels Piezotransformatoren neue technologische Impulse geschaffen.

Weiterhin werden Kriterien bzw. Parameter diskutiert, welche einen optimierten Betrieb eines neuartigen Anti-Icing Systems ermöglichen.

2 Grundlagen der dielektrischen Barriereentladung

2.1 Plasmaphysikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die plasmaphysikalischen Grundlagen erläutert, welche zum weiteren Verständnis der Arbeit benötigt werden. Für eine vollständige Übersicht der Thematik wird auf die Fachliteratur verwiesen [44–47].

2.1.1 Begriffsdefinition

Physikalische Plasmen sind die häufigste Form sichtbarer Materie und natürlicher Bestandteil des Universums. Man findet sie beispielsweise in leuchtenden Gestirnen, in welchen sich Strahlungsdruck und Gravitationskraft ausgleichen. Neben diesen sogenannten natürlichen Plasmen gibt es eine weitere Kategorie, die künstlich erzeugt bzw. Labor-Plasmen, in welche sich die Plasmen vorliegender Arbeit einordnen lassen.

Das Wort Plasma leitet sich dabei vom griechischen Ausdruck „πλάσμα“ ab und kann mit „Gebilde“ übersetzt werden. Neben der medizinischen Verwendung des Wortes findet sich die erste Erwähnung des Ausdrucks in der Physik durch Irving Langmuir.

Mott-Smith, ein Kollege von Langmuir beschreibt später in seinem 1971 veröffentlichten Werk über die Geschichte des Plasmas [48], dass ihm der Ausdruck in den Sinn kam, als er sich eine Entladung genauer ansah. Diese fungierte als eine „Art Substrat, das Partikel von besonderer Art in sich trägt“¹, was ihn stark an die Eigenschaft von Blutplasma erinnerte.

Der Ausdruck „physikalisches Plasma“ (weiterhin nur: Plasma) beschreibt ein quasi-neutrales Mehrteilchensystem. Dieses Mehrteilchensystem setzt sich aus freien, positiven q_+ , sowie negativen q_- Ladungsträgern (pos. Ionen, neg. Ionen und Elektronen) zusammen. Zusätzlich zu den geladenen Teilchen kann das System weiterhin aus neutralen Atomen, Molekülen, Radikalen oder einfach nur angeregten Teilchen bestehen.

Das Plasma an sich ist dabei quasi-neutral, was bedeutet, dass im Plasma die positive n_i , sowie die negative n_e Ladungsträgerdichte in etwa gleich groß sind. Einfach geladene Ionen vorausgesetzt, gilt (neg. geladene Ionen vernachlässigt):

$$\frac{n_e - n_i}{n_e} \ll 1 \quad (2.1)$$

¹frei übersetzt aus [48]

2.1.2 Die Debyelänge bzw. Debye-Abschirmung

Betrachtet man zunächst ein neutrales Gas, so führt selbst eine geringe anschließende Ladungstrennung bereits zu einem hohen elektrischen Feld. Die Konsequenz dieses hohen elektrischen Feldes ist eine Umgruppierung freier Ladungsträger, was die Quasineutralität des betrachteten Systems zur Folge hat. Als Plasmanäherung bezeichnet man die Gleichsetzung von $n_e = \sum_i z_i n_i$, jedoch können auch Abweichungen von der Quasineutralität auftreten (neg. Ionen vernachlässigt) [49].

Diese Definition der Quasineutralität erfordert eine weitere plasmaphysikalische Größe, welche eine Aussage über eine Längenskala bereitstellt, für welche die Betrachtungsweise der Neutralität angenommen werden kann. Diese Abschirmlänge, welche nach Peter Debye als Debye-Länge oder Debye-Radius bezeichnet wird, stellt eine charakteristische Länge dar, auf welcher das elektrische Potential einer lokalen Überschussladung auf das $1/e$ -fache abfällt.

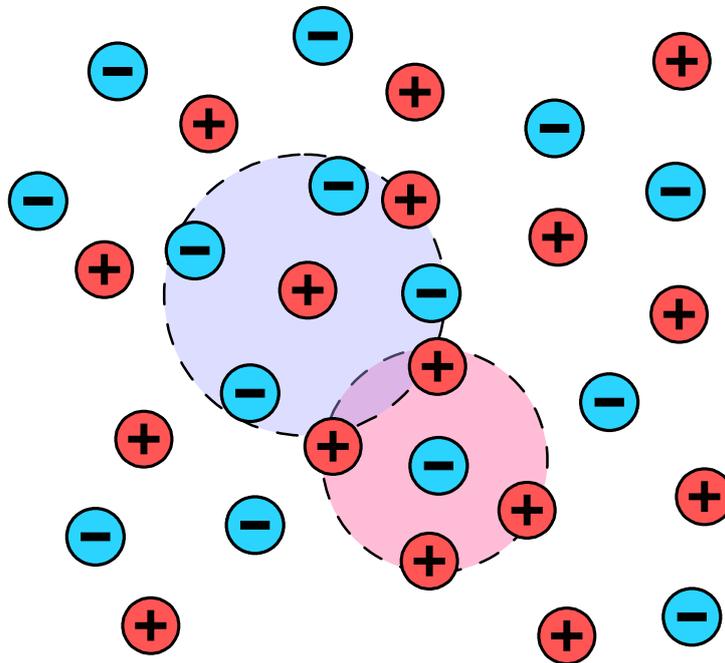


Abbildung 2.1: Veranschaulichung der Debye-Länge. Betrachtet man die nähere Umgebung einer Ladung, so befinden sich dort durch die elektrostatische Abstoßung bzw. Anziehung statistisch gemittelt weniger Ladungsträger gleicher Polarität als entgegengesetzter Polarität. Die Ladung wird also nach außen hin abgeschirmt, was durch die gestrichelten Kreise angedeutet ist.

Für die in der Arbeit untersuchten nicht-thermischen Plasmen ($T_e \gg T_i$) können die positiven Ionen zunächst als statisch betrachtet werden. In solchen Plasmen ist es üblich, dass die Elektronenenergieverteilung (EEDF) von der klassischen Maxwell-Boltzmann-Verteilung abweicht. In solchen Fällen spricht man von einer nicht-Maxwellianischen Verteilung, und verschiedene mathematische Funktionen können verwendet werden, um diese Verteilungen zu modellieren, wie zum Beispiel die Kappa-Verteilung oder die Druyvesteyn-Verteilung.

Vereinfacht sei die Verteilung der Elektronen (n_e) mit der Elektronentemperatur (T_e) bzw. der positiven Ionen (n_i) mit der Ladungszahl z und der Temperatur (T_i) durch die Boltzmann-Verteilung

gegeben:

$$n_e(r) = n_{e0} \cdot \exp\left(\frac{e\phi(r)}{k_B T_e}\right) \quad (2.2)$$

$$n_i(r) = n_{i0} \cdot \exp\left(\frac{-ze\phi(r)}{k_B T_i}\right) \quad (2.3)$$

Wobei n_{e0} und n_{i0} die Grundkonzentrationen der Elektronen und Ionen im Plasma ohne Einfluss des elektrischen Potentials darstellen und $\phi(r)$ das makroskopische elektrische Potential. Ein Einsetzen in die Poisson-Gleichung ergibt:

$$\epsilon_0 \nabla_r^2 \phi(r) = -\rho = e \cdot (n_e - z \cdot n_i) \quad (2.4)$$

Für den Fall, dass $\frac{e\phi(x)}{k_B T} \ll 1$ ergibt sich der Ausdruck mit der Taylor-Entwicklung zu:

$$\epsilon_0 \nabla_r^2 \phi(r) \approx \frac{e^2 \cdot n_{e0}}{k_B} \left(\frac{1 + z \cdot T_e/T_i}{T_e} \right) \cdot \phi(r) \quad (2.5)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist als Debye-Hückel Potential bekannt:

$$\phi(r) = \frac{z \cdot e}{4\pi \cdot \epsilon_0} \frac{1}{r} \cdot \exp\left(\frac{-r}{\lambda_D}\right) \quad (2.6)$$

Für nicht-thermische Plasmen ergibt sich die Debyelänge für Elektroden (λ_{De}) zu:

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_{e0} e^2}} \quad (2.7)$$

Quasineutralität ist erfüllt, wenn die Ausdehnung L des Plasmas größer als die Debyelänge ($L \gg \lambda_{De}$) und die Teilchendichte n_{e0} im Volumen (die sog. Debye-Kugel) mit dem Radius λ_{De} groß genug ist ($n_{e0} \frac{4}{3} \pi \lambda_{De}^3 \gg 1$) [44, 50].

2.1.3 Die Temperatur von Plasmen

Die Wahrscheinlichkeitsdichte, ein Teilchen mit einer Geschwindigkeit in einem Geschwindigkeitsintervall dv zu finden, wird für ein thermisches Gleichgewicht durch die Maxwell-Verteilung² beschrieben:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{1}{2} \frac{mv^2}{k_B T}} \quad (2.8)$$

Aus dieser Verteilungsfunktion kann die mittlere Energie eines Teilchens abgeleitet werden:

$$E_{th} = \langle E \rangle = \frac{\int \frac{1}{2} mv^2 f(v) d^3v}{\int f(v) d^3v} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.9)$$

Setzt man $T = 1 \text{ eV}/k_B$, so ergibt sich für eine Energie von einem Elektronenvolt eine Temperatur von $T = 11594 \text{ K}$.

Das Konzept der Temperatur ist abhängig von den elastischen Stößen der Teilchen untereinander. Bei genügend großer Anzahl von Stößen gleichen sich die Temperaturen der einzelnen

²Verteilungsfunktion für den Zustand maximaler Entropie, bei klassischem Verhalten entsprechend der Boltzmann-Statistik [51]. Dies gilt jedoch nur für Schwerteilchen; betrachtet man die Elektronen, so liegt, wie bereits beschrieben nicht zwangsläufig eine Maxwell-Verteilung vor.

Ladungsträger³ aneinander an und das Plasma befindet sich im sog. thermischen Gleichgewicht, es gilt: $T_e = T_i$.

2.1.4 Plasmafrequenz

Wie gezeigt, ist im elektrostatischen Fall eine Divergenz der Quasineutralität nur in einer Volumeneinheit möglich, welche kleiner ist als die Debye-Kugel. Der dynamische Fall erfordert aufgrund einer viel geringeren Masse der Elektronen, verglichen mit den Ionen, eine andere Betrachtungsweise. Bis zu einer gewissen Frequenz ω_p können Elektronen, aufgrund ihrer höheren Mobilität, die Quasineutralität verletzen. Um diese Frequenz zu ermitteln, kann erneut ein ruhender Ionenhintergrund betrachtet werden. Für die Herleitung der Plasmafrequenz werden folgende Gleichungen verwendet:

$$\text{Bewegungsgleichung im elektrischen Feld: } m_e \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \cdot \vec{E} \quad (2.10)$$

$$\text{Gaußsches Gesetz: } \nabla \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.11)$$

$$\text{Kontinuitätsgleichung: } \frac{\delta \rho}{\delta t} + \nabla \cdot \vec{j}_e = 0 \quad (2.12)$$

$$\text{Stromdichte für Elektronen: } \vec{j}_e = -e \cdot n_e \cdot \vec{v} \quad (2.13)$$

Berechnet man die Divergenz von Gl. 2.10 ergibt sich mit Gl. 2.11:

$$\text{div} \left(m_e \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} \right) = -e \cdot \text{div} \vec{E} = -e \cdot \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.14)$$

erweitert man um $\partial/\partial t$ und vereinfacht weiter, unter Verwendung von Gl. 2.12 und Gl. 2.13 erhält man:

$$m_e \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\text{div} \vec{v}) = -\frac{e}{\epsilon_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{e}{\epsilon_0} \text{div} \vec{j}_e = -\frac{e^2 \cdot n_e}{\epsilon_0} (\text{div} \vec{v}) \quad (2.15)$$

setzt man $\text{div} \vec{v} = \delta$ erhält man:

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + \frac{e^2 \cdot n_e}{m_e \cdot \epsilon_0} \delta = 0 \quad (2.16)$$

Diese Gleichung stellt die Differentialgleichung des freien, ungedämpften harmonischen Oszillators dar mit der Lösung:

$$\delta(t) = \delta_0 \cdot \exp \left(-i \cdot (\omega \cdot t + \phi_0) \right) \quad (2.17)$$

und der Plasmafrequenz für Elektronen (ω_{pe}):

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.18)$$

Die Plasmafrequenz ω_p stellt dabei eine Frequenzgröße dar, bis zu welcher die Elektronen gegen die Ionen schwingen ohne dabei die Quasineutralität zu verletzen [49].

2.1.5 Klassifizierung von Plasmen

Plasma, das oft auch als 4. Zustand der Materie bezeichnet wird, erstreckt sich über einen weiten Bereich der Ladungsträgerkonzentration und der mittleren kinetischen Energie bzw. der Tempe-

³ T_e, T_i : Elektronen bzw. Ionentemperatur

ratur geladener Teilchen [50].

Betrachtet man verschiedene Plasmen in einem Plot der Ladungsträgerdichte n gegen die Temperatur T bzw. der Energie E , so lassen sich Plasmen grob in einzelne Bereiche untergliedern, siehe hierzu Abbildung 2.2.

Plasmen werden dabei unterschieden in:

- ideale bzw. klassische Plasmen
- nicht-ideale und entartete Plasmen
- relativistische Plasmen

Übersteigt die mittlere thermische Energie E_{th} (Kap. 2.1.3) die potentielle Energie zwischen zwei geladenen Spezies (q_A und q_B), welche gegeben ist durch:

$$\Phi_{AB} = \frac{q_A q_B}{4\pi\epsilon_0 r_{AB}}, \quad (2.19)$$

so spricht man von einem idealen Plasma. Es gilt also:

$$\Phi_{AB} \ll E_{th} \quad (2.20)$$

Durch den Kopplungsparameter Γ kann dabei zwischen idealen und nicht-idealen Plasmen unterschieden werden:

$$\Gamma = \frac{\Phi_{AB}}{E_{th}} \quad (2.21)$$

Von einem idealen Plasma spricht man für $\Gamma \ll 1$. Nicht-ideale Plasmen treten erst bei sehr großen Elektronendichten auf, wie sie z.B. im Inneren von Himmelskörpern vorgefunden werden.

Ein entartetes Plasma liegt vor, wenn für dessen Beschreibung Quanteneffekte berücksichtigt werden müssen.

Relativistische Plasmen sind charakterisiert durch eine mittlere Elektronenenergie von $k_B T_e \geq 0.5 \text{ MeV}$, was der Ruheenergie der Elektronen entspricht, siehe Abb. 2.2.

Die Plasmen vorliegender Arbeit sind den Gasentladungplasmen zuzuordnen, welche in Abb. 2.2 grau hinterlegt sind.

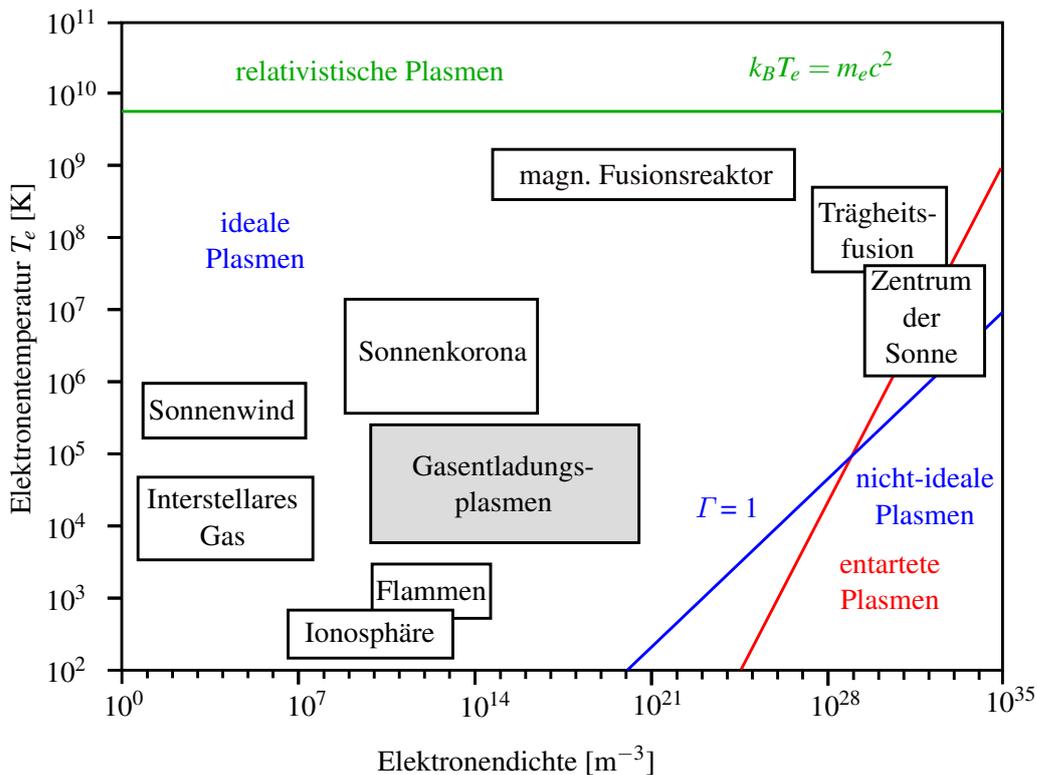


Abbildung 2.2: Auftragung der Elektronentemperatur T_e gegen die Dichte und eine Einordnung verschiedener natürlicher Plasmen bzw. Laborplasmen angelehnt an [44]. Unterschieden wird zwischen idealen, nicht-idealen, relativistischen und entarteten Plasmen.

2.2 Dielektrische Barrierentladungen (DBD)

Der Energieeintrag in ein Gas bzw. in ein Plasma kann auf verschiedene Arten erfolgen:

- Thermische Energieeinkopplung
- Elektrostatische Energieeinkopplung
- Elektromagnetische Energieeinkopplung

In natürlichen wie auch Laborplasmen erfolgt dieser Energieeintrag ungleichmäßig, was u.a. auf die unterschiedlichen Massen der Plasmateilchen zurückzuführen ist. Im zeitlichen Verlauf betrachtet, übertragen die zuerst schnelleren Elektronen ihre Energie durch elastische bzw. inelastische Stöße auf die anderen Plasmateilchen. Befinden sich alle Teilchen auf dem gleichen Energie bzw. Temperaturniveau, spricht man von einem thermischen Gleichgewicht und thermischen Plasmen.

Dielektrische Barrierentladungen (DBDs) hingegen gelten als nicht-thermische Plasmen (NTP) [44, 49, 50]. Bei NTPs befinden sich die Neutralteilchen und Ionen mit den Elektronen nicht im thermischen Gleichgewicht. Die Besetzung der angeregten Zustände entspricht nicht der Boltzmann-Statistik, wodurch sich auch keine Maxwell-Verteilung der Geschwindigkeit ergibt. NTPs zeichnen sich folglich durch eine große Divergenz zwischen der Elektronentemperatur (T_e) und der Neutralteilchen- bzw. der Ionentemperatur (T_n, T_i) aus, es gilt:

$$T_e \sim 10^4 - 10^5 \text{ K} \gg T_n \approx T_i \sim 300 - 10^3 \text{ K} \quad (2.22)$$

2.2.1 DBD-Konfigurationen

DBDs sind elektrische, sich selbst erhaltende Entladungen. Zwischen der Hochspannung und der Masselektrode befindet sich ein isolierendes Material im Entladungspfad. Diese sogenannte dielektrische Barriere (weiterhin nur: Dielektrikum) ist notwendig für einen selbst-regulierenden, gepulsten Plasmabetrieb, was zur Bildung eines des NTPs führt. Zündet die Entladung, baut sich durch die Ansammlung von Ladungsträgern am Dielektrikum ein Gegenfeld auf, wodurch die resultierende elektrische Gesamtfeldstärke reduziert wird und die Entladung schließlich erlischt. Dieses Gegenfeld stellt die Ursache der selbst-regulierenden Eigenschaft von DBDs dar. Anders als bei einem Lichtbogen werden durch das Dielektrikum die Dauer der Entladung eines Filaments sowie der Entladungsstrom begrenzt, wodurch der Übergang der Entladung in ein thermisches Plasma unterbunden wird. Für einen kontinuierlichen Betrieb einer DBD wird diese mit Wechselspannung beaufschlagt.

Ein Betrieb von DBDs ist in verschiedenen Druckbereichen möglich [52], die Experimente vorliegender Arbeit erfolgten jedoch ausschließlich bei Normaldruck und auch als Atmosphärendruck-Plasma [53] bezeichnet wird.

Erstmal beschrieben wurden DBDs in den fünfziger Jahren des 19. Jahrhunderts von Ernst Werner von Siemens [54] und Du Moncel [55] im Kontext der Ozonerzeugung [56, 57]. Durch eine Abänderung der ursprünglichen Geometrie haben sich seitdem viele weitere technische Anwendungsfelder eröffnet [53, 58–60].

Folgender Abschnitt soll einen kurzen Überblick über die grundlegenden Konfigurationen und Prinzipien von DBDs verschaffen. Die Barriere zwischen den beiden Elektroden besteht typischerweise aus dielektrischen Materialien wie etwa Glas, Quarz, Keramik, Glimmer, Kunststoff oder Teflon. Der kapazitive und selbst-regulierende Charakter der Entladungsanordnung erfordert eine alternierende oder auch gepulste Anregung mit Hochspannung. Die Amplituden dieser Hochspannung liegen in der Regel bei $1 - 100 \text{ kV}_{\text{rms}}$. Die anzulegenden Spannungsamplituden, um nicht-thermisches Plasma⁴ an Atmosphäre zu betreiben skalieren mit der Länge des Entladungsspalts (weiterhin auch: Gasspalt), dieser hat üblicherweise eine Länge von $0.1 - 10 \text{ mm}$. Da die allgemeine Grundvoraussetzung für eine DBD nur ein Elektrodenpaar ist, welches durch ein Dielektrikum getrennt wird, ist eine Vielzahl von geometrischen Anordnungen möglich. Die wichtigsten Grundkonfigurationen einer planaren Anordnung sind in Abbildung 2.3 dargestellt [53, 61].

Volumen-DBDs - VDBDs

Auf der linken Seite von Abb. 2.3 finden sich sogenannte Volumen-DBDs⁵. Bei VDBDs werden entweder beide (a) oder nur eine (b) Elektrode durch eine dielektrische Barriere abgedeckt. Auch eine Ausführung, bei welcher die Barriere den Gasspalt in zwei Abschnitte (c) trennt, ist möglich.

Der Vorteil der Konfiguration (a) ist, dass die dielektrische Abdeckung beider Elektroden einen Erosionsschutz vor den reaktiven Spezies [62] des kalten Plasmas darstellt. Da dieser Erosionsschutz in den Konfigurationen (b) und (c) nicht gegeben ist, kann es zu einer starken Erosion der Elektroden kommen, welche bei der Herstellung von VDBDs für den jeweiligen Anwendungsfall bedacht werden muss. Für einige Anwendungsfälle sind diese Konfigurationen jedoch vorteilhaft, da ein größerer Teil der angelegten Spannung über den Gasspalt abfällt und die Entladung somit eine geringere Hochspannungsamplitude, verglichen mit (a), benötigt. Auch die Ladungsmenge ($Q = C \cdot V$) die pro Elektrodenflächenelement abgeführt werden kann ist größer,

⁴auch: „kaltes“ Plasma bezeichnet

⁵engl.: VDBDs

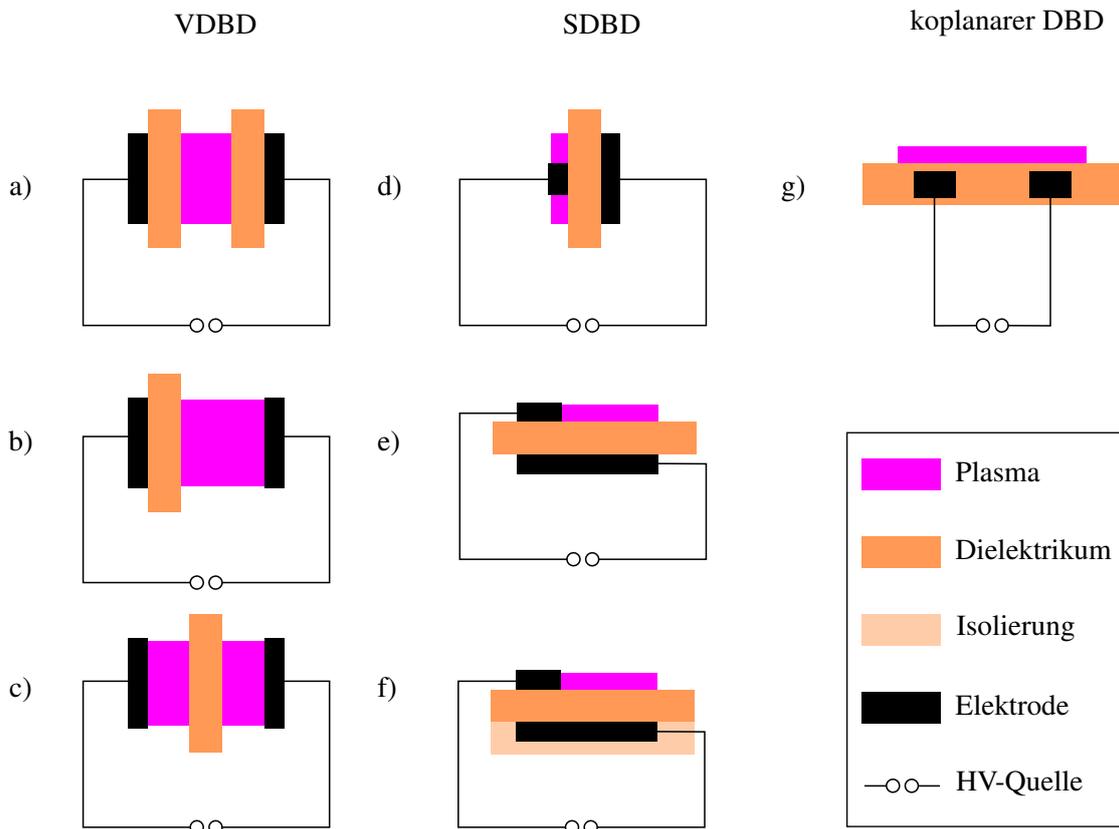


Abbildung 2.3: Übersicht über eine Auswahl verschiedener geometrischer Anordnungen einer DBD. Die Geometrien (a-c) lassen sich dabei den Volumen-DBDs (VDBDs) zuordnen und die Geometrien (d-f) den Oberflächen-DBDs (SDBDs). Die Skizze (g) zeigt eine sogenannte koplanare Entladung. Anzumerken ist, dass für die einzelnen Entladungsgeometrien in der Literatur keine allgemeine Terminologie existiert, orientiert wird sich deswegen an Brandenburg et al. [53].

da sich bei den Konfigurationen (b) und (c) die Gesamtkapazität im Vergleich zu (a) verdoppelt. Bei der Konfiguration (c) ist das Dielektrikum „schwimmend“ gelagert, weshalb diese Konfiguration auch als „floating barrier discharge“ bezeichnet wird. Die „floating barrier“ hat dabei keinen Einfluss auf das Funktionsprinzip und diese Konfiguration findet sich vornehmlich bei der Plasmabehandlung von Gasen und bei medizinischen Anwendungen [63].

Oberflächen-DBDs - SDBDs

In der Mitte der Abb. 2.3 sind die sog. Oberflächen-DBDs⁶ (d-f) zu sehen, bei welchen beide Elektroden in direktem Kontakt mit dem Dielektrikum sind [64]. Bei den SDBDs breitet sich das Plasma beginnend von der sog. „exponierten“ Elektrode entlang der Oberfläche aus. Um eine Erzeugung des Plasmas auf der Gegenelektrode zu vermeiden, wird diese oft in ein zusätzliches Isolationsmaterial, wie z.B. Silikon, eingebettet (Abb. 2.3(f)). Beide Konfigurationen wurden im experimentellen Teil vorliegender Arbeit untersucht.

Konfiguration (d)⁷ wurde speziell für die Anti-Icing Experimente verwendet, da sich bei dieser Konfiguration das Plasma symmetrisch in zwei Raumrichtungen ausbreitet.

Die asymmetrische Konfiguration (f) wird oft auch als „Aktuator“-Design oder kurz: „Plasmaaktuator bezeichnet. Diese Konfiguration ermöglicht eine Vielzahl von Anwendungen, welche u.a.

⁶auch: SDBDs (engl.)

⁷mit zusätzlicher Isolation, siehe Abb. 2.3(f)

für die Luftfahrtindustrie von Bedeutung sind [20, 23, 26, 65].

Koplanare-DBDs

Bei den koplanaren Entladungen sind entweder beide Elektroden in den Isolator eingebettet (g) oder eine zusätzliche Isolationsschicht unterdrückt die Plasmabildung zwischen den Elektroden. Die Plasmaentladung findet bei koplanaren Design im Gas oberhalb des Dielektrikums statt [66, 67].

Spezialkonfigurationen

Die Anpassung von DBDs an verschiedene Anwendungsfälle hat zur Erforschung weiterer Geometrien und Konfigurationen geführt. Für eine umfassendere Zusammenfassung wird an dieser Stelle auf Brandenburg [53] verwiesen, welcher eine Übersicht über die verschiedenen Konfigurationen und deren technische Anwendungsfelder erstellt hat. Aufgrund ihrer hohen techno-

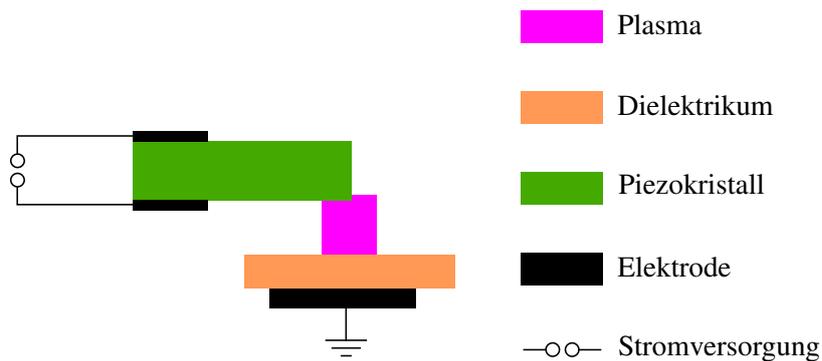


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau der Erzeugung von Nieder temperaturplasma mit einem Piezokristall. Durch die Verwendung dieses Piezokristalls wird eine niedrige Eingangsspannung transformiert. Es entsteht eine hohe, elektrische Feldstärke, wodurch das umgebende Prozessgas, welches typischerweise Luft ist, dissoziiert und ionisiert wird.

logischen Relevanz wird jedoch die Konfiguration, welche in Abb. 2.4 dargestellt ist, explizit hervorgehoben. Die Verwendung eines piezoelektrischen Kristalls ermöglicht dabei eine Verringerung der an die DBD anzulegenden Spannungsamplitude [68, 69]. Das Funktionsprinzip basiert dabei auf einer Veränderung der Kristallstruktur bzw. dessen Polarisierung durch eine mechanische, elektrische und/oder thermische Krafteinwirkung. Durch diese Krafteinwirkung wird das Oberflächenpotential des Kristalls durch das Transformatorprinzip erhöht und der Gasdurchbruch an der DBD erfolgt durch die abgegriffene Hochspannung am Kristall [68, 70].

2.2.2 Der Townsend-Mechanismus

Dielektrische Entladungen können in verschiedenen Entladungsformen auftreten, welche durch die Betriebsparameter, wie z.B. der Gaszusammensetzung bestimmt wird [71, 72]. Grundsätzlich wird zwischen einer diffusen und einer filamentierten Entladungscharakteristik entschieden [71, 73].

Der Gasentladungsdurchbruch für beide Entladungscharakteristiken eines DBDs wird mit dem Townsend-Mechanismus beschrieben [74], welcher im Folgenden kurz erklärt wird.

Zunächst werden zwei, planparallele Elektroden angenommen, welche mit durch einen Entladungsspalt der Länge d getrennt sind und an denen eine Spannung U_g anliegt. Das elektrische Feld zwischen beiden Platten, welche als idealer Kondensator angesehen werden können, ist zu Beginn homogen und lässt sich durch $E_g = U_g/d$ berechnen [75]. Durch die natürliche Hintergrundstrahlung werden freie Elektronen im Entladungsspalt erzeugt, welche dann durch E_g in Richtung der Anode beschleunigt werden. Durch inelastische Stöße erzeugen diese Elektronen entlang des elektrischen Feldes lawinenartig weitere Ionen und Elektronen. Ein einzelnes, ursprüngliches Elektron kann somit eine ganze Anzahl N_e weiterer Elektronen erzeugen. Diese Anzahl N_e der erzeugten Elektronen entlang einer Driftstrecke z innerhalb des idealen Kondensators ist gegeben durch:

$$N_e(z) = 1 \cdot e^{\alpha z} \quad (2.23)$$

Dabei ist α der erste Townsend-Koeffizient, welcher die Anzahl der Ionisationsprozesse (Erzeugung von Elektronen pro Weglänge) beschreibt.

Betrachtet man das gesamte Entladungsvolumen, so kann ein einzelnes an der Kathode erzeugtes Elektron auf seinem Weg zur Anode $e^{\alpha d} - 1$ positive Ionen erzeugen. In elektronegativen Gasen wie Sauerstoff [76] können Elektronen durch Anlagerungsprozesse wieder verloren gehen, was durch den Anlagerungskoeffizient η beschrieben wird. Der Exponent in Gl. 2.23 verändert sich bei diesen Gasen somit zu $(\alpha - \eta)z$.

Die Zahl der Ionisationsstöße, welche durch Ionen initiiert werden, sind durch den zweiten Townsend-Koeffizienten β gegeben, jedoch ist dieser Koeffizient von geringer Bedeutung und kann vernachlässigt werden [74].

Townsend führt noch einen weiteren Koeffizienten γ ein [74], welcher die Erzeugung der Sekundärelektronen berücksichtigt. Diese Sekundärelektronen werden z.B. durch positive Ionen oder Photonen aus der Kathode herausgelöst und anschließend beschleunigt. Der sog. dritte Townsend-Koeffizient γ gibt die Wahrscheinlichkeit wieder, mit welcher ein Elektron durch diese Sekundärprozesse aus der Kathode herausgeschlagen wird und ist unter anderem vom Kathodenmaterial abhängig.

Berücksichtigt man die relevanten Primär- und Sekundärprozesse, kann der Nettoentladungsstrom I_n über folgende Gleichung berechnet werden:

$$I_n = \underbrace{I_a e^{\alpha d}}_{\text{primär}} \underbrace{\frac{1}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}}_{\text{sekundär}} \quad (2.24)$$

Liegen zu Beginn mehrere Elektronen vor so stellt I_a den Elektronenanlaufstrom dar. Eine sich selbst erhaltende Entladung ist gegeben durch:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) \stackrel{!}{=} 1 \quad (2.25)$$

Ist diese Gleichung erfüllt, wird pro Elektron mindestens ein neues Sekundärelektron erzeugt, weshalb man Gl. 2.25 auch als Townsend-Kriterium bezeichnet.

Zur Berechnung von α hat Townsend folgende empirische Gleichung vorgeschlagen [46]:

$$\alpha = A_{Td} p e^{-B_{Td} p/E} \quad (2.26)$$

Dabei sind A_{Td} und B_{Td} Parameter, die von der Gasart der Entladung abhängig sind, p der Gasdruck im Entladungsspalt und p/E die reziproke reduzierte elektrische Feldstärke.

Daraus lässt sich nach dem Paschen-Gesetz [46] die im Entladungsspalt abfallende gasartspezifische Zündspannung V_0 berechnen:

$$V_0 = \frac{B_{Td} \cdot p d}{\ln(A_{Td} \cdot p d) - \ln(\ln(1 + \gamma^{-1}))} \quad (2.27)$$

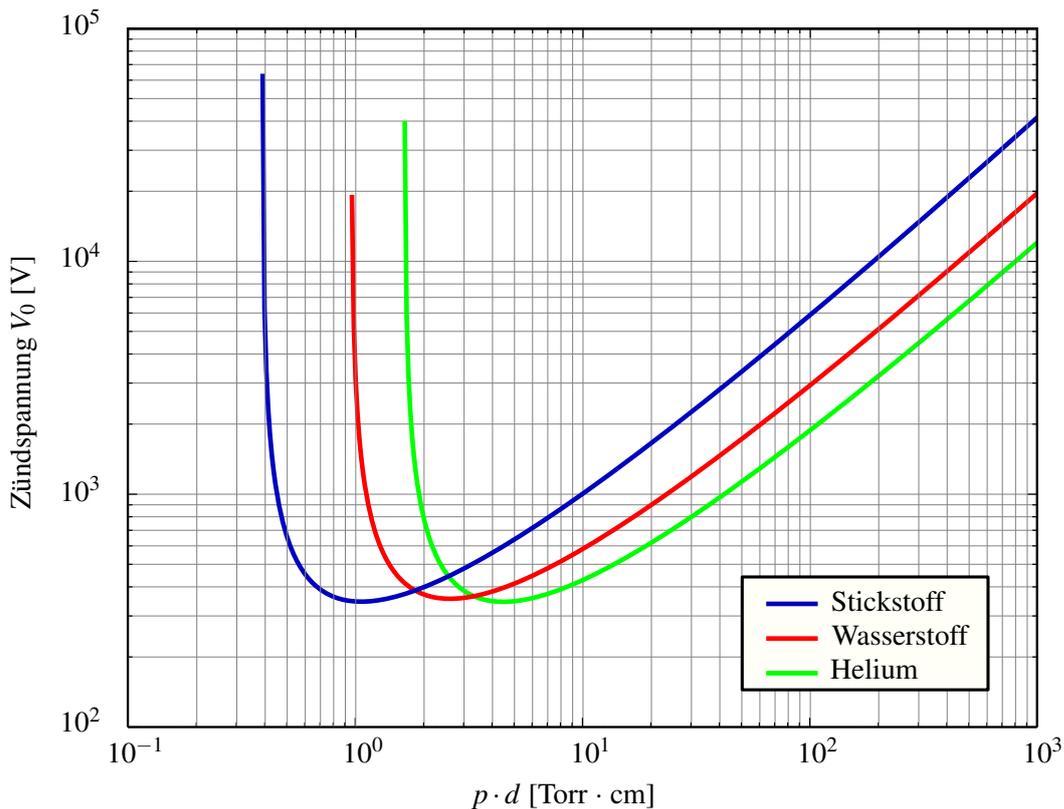


Abbildung 2.5: Plot der Paschen-Kurve nach Gl. 2.27 für Helium, Stickstoff und Wasserstoff mit den Werten aus [77]. Die Zündspannung V_0 ist von der Gasart abhängig, sowie vom Produkt des Gasdrucks p und d , der Breite des Entladungsspalts.

In Abb. 2.5 ist die Zündspannung V_0 für drei verschiedene Gase dargestellt. Beim Überschreiten von V_0 erhält sich die Entladung selbst und weist dabei einen filamentierten oder diffusen Charakter auf. Diese Ausprägung selbst hängt vom Verhältnis der Oberflächenprozesse an den Elektroden zu den Prozessen im Gasspalt ab.

Bei DBDs, welche an Atmosphäre betrieben werden ist die Raumladungsdichte erhöht, was zu einer Abweichung des Zündverhaltens führen kann.

2.3 Der Ersatzschaltbildansatz zur elektrischen Analyse einer dielektrischen Barriereentladung

Die wachsende Zahl der möglichen Anwendungen von DBDs hat zu einer großen Vielfalt an geometrischen Konfigurationen geführt, die sich teilweise sehr stark von der ursprünglichen Geometrie [54] unterscheiden, siehe Abb. 2.3.

Die elektrische Beschreibung dieser verschiedenen Entladungskonfigurationen erfolgt dabei oft durch ein Ersatzschaltbild (ESB). Ein ESB stellt zunächst eine graphische Darstellung einer Ersatzschaltung dar, welche sich aus elektrischer Sicht so verhält, wie die zu untersuchende Entladung. Basierend auf dem ESB lassen sich dabei physikalische Beobachtungen erklären bzw. Eigenschaften einer Entladung ableiten. Die zuvor unübersichtliche, oder oft auch unbekannte Originalschaltung wird ersetzt durch eine vereinfachte Darstellung, die einen Rückschluss auf die zu beobachtenden elektrischen und physikalischen Effekte erlaubt.

Um die elektrischen Messungen an DBDs zu interpretieren, wurden verschiedene ESBs entwickelt und weiterentwickelt. Im Folgenden sollen zunächst kurz die Grundlagen und die historische Entwicklung der DBD-ESBs beschrieben werden, welche als Ausgangsbasis für das ESB der SDBDs dienen. Das daraus resultierende SDBD-ESB wurde im experimentellen Teil der Arbeit verwendet. Orientiert wird sich hierbei an dem Übersichtswerk von Pipa und Brandenburg aus dem Jahr 2019 [78] sowie an Pipa et al. [41].

2.3.1 Grundlagen des DBD-Betriebs und Herausforderungen an die elektrische Diagnostik

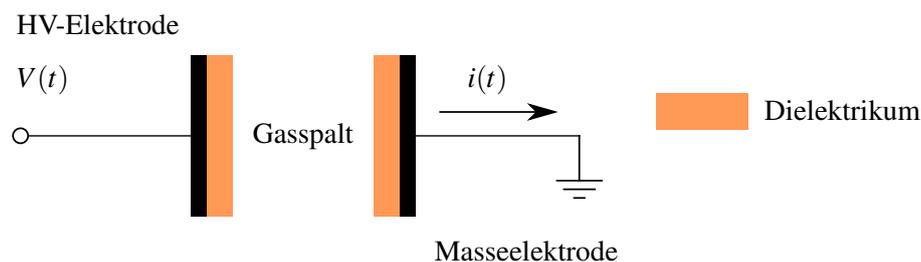


Abbildung 2.6: Skizzierte Darstellung einer dielektrischen Barriereentladung, welche aufgrund der technischen Anwendungsgebiete oft auch als Reaktorzelle bezeichnet wird.

Abbildung 2.6 skizziert den grundlegenden Aufbau eines VDBDs mit zwei Dielektrika, wie er auch in Abb. 2.3(a) zu sehen ist. Legt man an den Elektroden eine ausreichend hohe, alternierende (oder gepulste) Spannung $V(t)$ im Frequenzbereich von typischerweise 50 Hz - 1 MHz an, so folgt die Zündung einer elektrischen Entladung mit dem Stromfluss $i(t)$. Im Zuge dieser Entladung lagern sich über die Zeit hinweg immer mehr elektrische Ladungen auf den dielektrischen Oberflächen ab und schirmen das äußere elektrische Feld, durch das Aufbauen eines Gegenfeldes, ab. Dieser Vorgang führt zu einem selbstständigen Erlöschen der Entladung, weshalb man auch von einer selbst-limitierenden Entladung spricht. Das Dielektrikum zwischen den Elektroden beschränkt somit den Ladungstransfer und verhindert eine weitere Erwärmung des Gases, wie es z.B. bei einer Lichtbogen-Entladung der Fall ist. Um die Entladung aufrecht zu erhalten, muss die angelegte Spannung weiter erhöht werden oder einer Änderung der Spannungspolarität erfolgen. Durch die selbstregulierende Eigenschaft kann der Betrieb von DBDs innerhalb einer Spannungsperiode in aktive und passive Phasen unterteilt werden, welche sich durch einen (aktiv) bzw. keinen (passiv) Ladungstransfer durch den Gasspalt identifizieren lassen.

Die Spannung im Gasspalt, weiterhin als $U_g(t)$ bezeichnet, kann nicht gemessen werden, da die Ablagerung der Ladungen am Dielektrikum zu einer starken Beeinflussung des elektrischen Feldes im Gasspalt führt. Durch das sich aufbauende Gegenfeld weicht die Gasspaltspannung $U_g(t)$ deutlich von der angelegten Spannung $V(t)$ ab. Es gilt jedoch:

$$U_g(t) < V(t) \quad (2.28)$$

Auch ist der Spannungsbegriff $U_g(t)$ nicht eindeutig definierbar, da er eine innere, äquipoten-tielle dielektrische Oberfläche impliziert, was jedoch nur im Fall einer homogenen Entladung seiner Gültigkeit entspricht. Dies ist konträr zu den Beobachtungen aus Experimenten, welche oft einen filamentartigen Charakter belegen [65]. $U_g(t)$ kann folglich mehr als eine effektive, über die gesamte dielektrische Oberfläche hinweg gemittelte Kenngröße mit folgenden Eigen-schaften verstanden werden, welche sich auch in den Entladungsphasen widerspiegeln:

- **Aktive Phase:** $U_g(t)$ überwindet hierbei die Zündspannung U_b ⁸
- **Passive Phase:** $U_g(t)$ fällt ab auf die Entlade-Löschspannung U_{ext} ab

Der Abfall von $U_g(t)$ auf U_{ext} sei zum Zeitpunkt t' definiert, es gilt:

$$U_g(t') = U_{ext} \quad (2.29)$$

Der Zeitpunkt t' ist üblicherweise erreicht, wenn sich die angelegte Spannung in der Nähe ih-res Maximums befindet, d. h. eine weitere Erhöhung von $V(t)$ gerade nicht die Abschirmung des elektrischen Feldes durch die abgelagerten Ladungen kompensiert, weshalb U_b abgeschätzt werden kann durch:

$$0 < U_{ext} \leq U_b \quad (2.30)$$

Sei j_R der Strom⁹, welcher mit dem Ladungstransfer im Gasspalt assoziiert wird. Der gemessene Strom $i(t)$ in der aktiven Phase enthält den Entladungsstrom j_R und den Verschiebungsstrom. Ist jedoch die angelegte Spannung unter der Zündspannung ($V(t) < U_b$), findet keine Entladung statt und somit auch kein Ladungstransfer im Gasspalt. Das ESB kann in diesem Fall durch einen idealen Kondensator mit der Kapazität¹⁰ C_{cell} ersetzt werden. Für den gemessenen Strom $i_{off}(t)$ in dieser passiven Phase gilt:

$$i_{off}(t) = C_{cell} \frac{dV(t)}{dt} \quad (2.31)$$

Der Entladungsstrom j_R kann abgeschätzt werden aus der Differenz der Ströme, welche in der aktiven¹¹ und der passiven Phase der Entladung gemessen werden.

Es ist jedoch zu beachten, dass $j_R \neq i_{on}(t) - i_{off}(t)$, da der Verschiebungsstrom im Gasspalt proportional zur Ableitung von $U_g(t)$ ist und $U_g(t)$ laut Gl. 2.28 ungleich $V(t)$ ist.

Aus diesem Grund entspricht $i_{off}(t)$ nicht immer dem Verschiebungsstrom im Gasspalt und eine Ableitung von j_R aus dem gemessenen Strom $i(t)$ ist nicht trivial.

Misst man den Strom und die angelegte Spannung, so kann man daraus die über eine Span-nungsperiode T gemittelte Gesamtverlustleistung eines DBDs bestimmen. Die in der Entladung verbrauchte Leistung, die auf den dielektrischen Oberflächen gespeichert ist, ist das Produkt aus

⁸ U_b von breakdown (engl.), weiterhin oft auch als V_0 bezeichnet

⁹weiterhin auch als Entladungstrom j_R bezeichnet

¹⁰ C_{cell} wird oft auch als „Kaltkapazität“ bezeichnet

¹¹ $i_{on}(t)$: gemessener Strom in der aktiven Phase

gemessenen Strom und der angelegten Spannung:

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T i(t)V(t)dt \quad (2.32)$$

Sind die Größen $j_R(t)$ und $U_g(t)$ bekannt, kann daraus die Momentanleistung $P(t)$ abgeleitet werden:

$$P(t) = U_g(t)j_R(t) \quad (2.33)$$

Jedoch ist, wie bereits erwähnt, die Beziehung $V(t)$ zu $U_g(t)$ bzw. $i(t)$ zu $j_R(t)$ nicht einfach zu ermitteln und außerdem sehr stark von der jeweiligen DBD-Geometrie abhängig [78].

2.3.2 Die klassische elektrische Theorie von Ozonisatoren

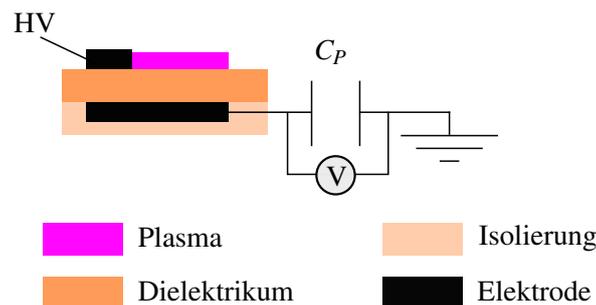


Abbildung 2.7: Bestimmung der Ladung über den Spannungsabfall am Messkondensator C_P .

Obwohl DBDs bereits 1857 von Siemens [54] zur Ozonerzeugung beschrieben wurden, wurden die grundlegenden Überlegungen zur elektrischen Charakterisierung erst viel später im Jahr 1943 durch Manley [56] formuliert. Diese Theorie ist heute bekannt als „die klassische elektrische Theorie von Ozonisatoren“ und bildet das theoretische Fundament für den ESB Ansatz. Diese klassische Theorie basiert auf der Bestimmung von Messgrößen, wie der angelegten Spannung $V(t)$, dem Strom $i(t)$ und der Ladung als Funktion der angelegten Spannung $Q(V)$. Die zeitabhängige Ladung $Q(t)$ kann dabei aus dem Integral des gemessenen Stroms $i(t)$ berechnet werden:

$$Q(t) = \int_0^t i(\tau)d\tau \quad (2.34)$$

Auch ist eine Bestimmung über die Messung des Spannungsabfalls $V_P(t)$ durch einen in Reihe geschalteten Messkondensator C_P möglich, siehe Abb. 2.7.

$$Q(t) = C_P V_P(t) \quad (2.35)$$

Der Vorteil der Messmethode über die Kapazität C_P ist, dass die Ladung als Funktion der angelegten Spannung direkt am Oszilloskop angezeigt werden kann. Abbildung 2.8 zeigt hierzu die von Manley 1943 durchgeführten Messungen [54, 78].

Dabei wurde die DBD mit einer sinusförmigen Spannung $V(t)$ betrieben und dabei die gezeigte Form für den Strom $i(t)$ gemessen.

Die aktive Phase geht mit einem Wellenberg von $i(t)$ einher, der endet kurz bevor die Spannung $V(t)$ ihr Maximum erreicht, siehe Abb. 2.8(a). Dieser Wellenberg lässt sich gut an einer Veränderung der Spannungsamplitude von $V(t)$ nach Erreichen der Zündspannung U_b erkennen. Dabei wächst der Wellenberg schnell an und ein Erreichen von V_{max} markiert dessen Ende, was eine passive Phase zur Folge hat. Diese alternierenden Phasen können auch durch eine Messung der Lichtemission bestimmt werden.

Eine Darstellung der Ladungs-Spannungs-Kennlinie erleichtert die Identifizierung der beiden

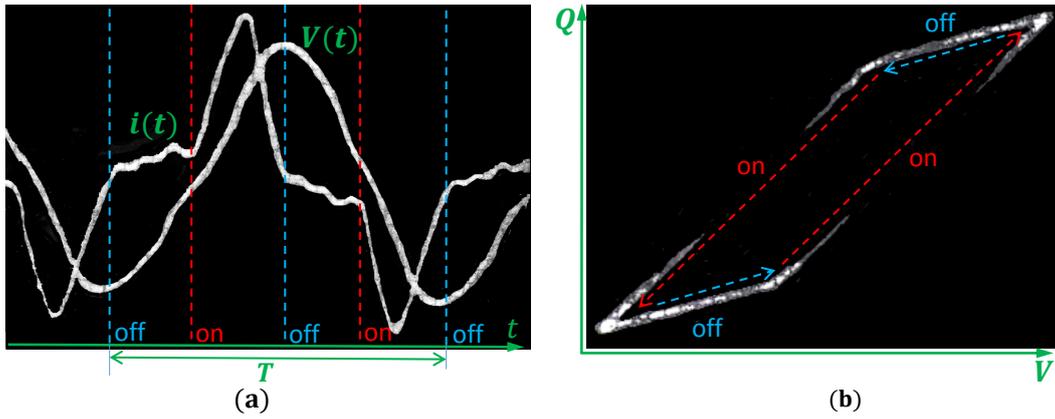


Abbildung 2.8: Die von Manley [54] aufgenommenen Oszilloskopbilder.
 (a) der zeitliche Verlauf der gemessenen Spannung $V(t)$ und des Stroms $i(t)$. Die nachträglich eingezeichneten vertikalen Linien [78] zeigen den Zeitpunkt des Wechsels zwischen der aktiven (on) und der passiven (off) Phase des DBD.
 (b) Darstellung der spannungsabhängigen Ladung $Q(V)$, auch als QV-Diagramm bezeichnet. Die nachträglich eingezeichneten Pfeile verdeutlichen die zeitliche Entwicklung der Entladung. Nachdruck aus [78] mit Genehmigung der Autoren.

Phasen, siehe Abb. 2.8(b). Diese Darstellungsweise wird weiterhin verkürzt als QV-Plot bzw. QV-Diagramm bezeichnet. Im QV-Plot ist ein Parallelogramm zu erkennen, bei welchem jede Seite einer der Entladungsphasen entspricht. Die gemittelte Entladungsleistung erhält man bei dieser Methode durch die Fläche des Kurvenintegrals über eine Periode multipliziert mit der Frequenz.

$$P = \frac{1}{T} \oint Q(V) dV \quad (2.36)$$

Eine schematische Ansicht des QV-Plots mit dem zugehörigen ESB der beiden Phasen ist in Abb. 2.9(a) dargestellt. Ist die Amplitude der angelegten Spannung kleiner als die Zündspannung $V(t) < U_b$, so verhält sich der DBD wie ein Kondensator mit der Kapazität C_{cell} . Das zugehörige Schaltbild dieser Phase ist in Abb. 2.9(b) zu sehen. C_{cell} kann als Reihenschaltung der Gasspaltkapazität C_g und der Dielektrikumskapazität C_d verstanden werden:

$$C_{cell} = \frac{C_d C_g}{C_d + C_g} \quad (2.37)$$

Im QV-Plot ergibt sich somit eine Gerade der Steigung C_{cell} und die passive Phase kann durch die Geradengleichung $Q(t) = C_{cell}V(t) \pm const.$ beschrieben werden. Diese Konstante kann folgendermaßen erklärt werden. Aufgrund der auf den Dielektrika abgelagerten Ladung ist die gemessene Ladung in der positiven bzw. negativen Halbwelle der Spannung um $\pm Q_0$ verschoben [79]. Die gemessene Ladung ist somit:

$$Q(t) \pm Q_0 = C_{cell}V(t) \quad (2.38)$$

Abb. 2.9(c) zeigt die aktive Phase der Entladung, in welcher das Plasma die beiden Elektroden miteinander verbindet. Die Kapazität des DBDs wird nur durch C_d bestimmt. Im QV-Plot ergibt sich somit eine Gerade¹² mit der Steigung C_d , welche um die Gasspaltspannung $\pm U_g$ verschoben

¹²im Spezialfall VDBD

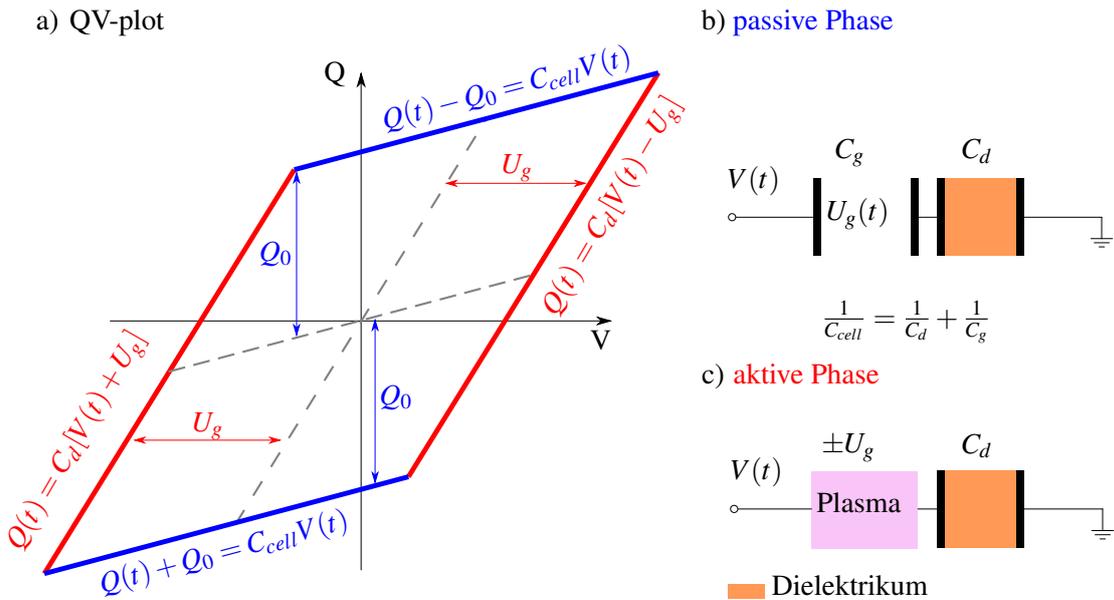


Abbildung 2.9: (a) Schematisch interpretierte Darstellung der klassischen Ladungs-Spannungs-Kennlinie eines mit einer Sinusspannung betriebenen VDBDs [54].
 (b) Ersatzschaltung der passiven (Plasma aus) Entladungsphase. Das Schaltbild besteht aus den beiden Kapazitäten C_g und C_d , welche als C_{cell} zusammengefasst werden.
 (c) Ersatzschaltung der aktiven (Plasma an) Entladungsphase. C_g wird hierbei durch das leitfähige Plasma überbrückt.

ist. U_g ist dabei nicht von der angelegten Spannung abhängig und während der gesamten aktiven Phase konstant:

$$Q(t) = C_d[V(t) \pm U_g] \quad (2.39)$$

Manley [54] beschreibt in seiner Arbeit noch eine weitere Beobachtung, welche sehr an die Experimente von Friedrich Paschen [80] erinnert. Die Gasspaltspannung U_g in der aktiven DBD-Phase wurde für verschiedene Gasspaltabstände d und für verschiedene Drucke p untersucht und mit der Zündspannung an den parallelen Elektroden verglichen. Die Gasspaltspannung U_g ist dabei eine Funktion vom Produkt $p \cdot d$, was Paschen's Durchbruchsspannung in einem homogenen elektrischen Feld ähnelt [80]. Die von Manley gemessenen Werte waren jedoch etwas niedriger.

Laut Townsend [74] ist die Durchbruchsspannung sehr stark von der Ionisierung des Gases abhängig und so führen Restladungen auf den Dielektrika, die von einem früheren DBD-Zyklus übrig geblieben sind, zu einer Verringerung von U_g . Der Einfluss dieser Restladungen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zündungen ist dabei zeitabhängig. Eine detaillierte Studie hierzu findet sich bei Brandenburg et al. [81].

Diese Abhängigkeit von U_g vom Produkt $p \cdot d$ unterstützt die Verwendung von U_g auch im Fall der von Manley [54] untersuchten filamentierten Entladungen, trotz der impliziten Annahme von Äquipotentialflächen. Abschließend kann die klassische elektrische Theorie von Ozonisatoren folgendermaßen zusammengefasst werden:

- (a) Ein DBD kann durch zwei Ersatzschaltbilder, entsprechend der aktiven und der passiven Phase dargestellt werden, siehe Abb. 2.9(b & c)
- (b) In der aktiven Phase ist U_g konstant und nicht abhängig von der Spannungsamplitude, sondern eine Funktion vom Produkt des Elektrodenabstandes d und dem Gasdruck p .
- (c) Die Kaltkapazität C_{cell} und die Kapazität des Dielektrikums C_d können aus dem QV-Plot bestimmt werden, welcher auch Rückschlüsse auf die geometrische Anordnung des DBDs zulässt.
- (d) Manleys klassische Theorie macht keine Aussage über den Entladungsstrom [54]. Es wird jedoch angenommen, dass der Gesamtstrom $i(t)$, welcher in der aktiven Phase gemessen werden kann, dem Ladungstransfer durch den Gasspalt entspricht, da das Plasma den DBD kurzschließt, siehe Abb. 2.9(c). Dies hat zur Folge, dass in der aktiven Phase die Gl. 2.31 nicht für die Bestimmung des Verschiebungsstroms verwendet werden kann.

2.3.3 Der Ersatzschaltbildansatz nach Lomaev sowie nach Liu und Neiger

Im Laufe der Zeit haben sich seit dem Ansatz von Manley die experimentellen Techniken zur Hochspannungserzeugung, sowie die Messtechnik zur Aufzeichnung der Strom- bzw. Spannungsverläufe stetig verbessert.

Durch eine Variation der DBD-Geometrie oder der Anregung konnten neue Arten von QV-Plots aufgezeichnet werden [82]. Da sich diese teilweise deutlich von einem Parallelogramm unterscheiden, konnten sie auch nicht durch die klassische Theorie erklärt werden.

Abbildung 2.10 zeigt Beispiele von QV-Plots, welche kein Parallelogramm darstellen. Stark abweichende QV-Plots ergeben sich z.B., wenn DBDs mit einer gepulsten Spannung betrieben werden.

Aus den gezeigten QV-Plots in Abb. 2.10 kann gefolgert werden, dass die Gasspaltspannung U_g - anders als bei Manley - in der aktiven Phase nicht konstant ist.

Eine Weiterentwicklung der Ersatzschaltbildansatzes für DBDs und eine darauf basierende detaillierte Interpretation der elektrischen Eigenschaften erfolgte 2001 durch Lomaev [83], sowie zeitgleich durch Liu und Neiger [85]. Auch Bibinov et al. [86] verwendeten für die Interpretation ihrer Ergebnisse den Ansatz mit dem in Abb. 2.11 gezeigten Ersatzschaltbild.

Dieses Ersatzschaltbild¹³ enthält einen Kondensator C_d , welcher die Dielektrikumskapazität widerspiegelt und in Reihe geschaltet ist mit dem Gasspalt. Der Gasspalt hingegen setzt sich aus einer parallelen Schaltung des Gasspaltkondensators C_g und einer zeitabhängigen Stromquelle oder einem Widerstand R zusammen. Dieses Widerstand- bzw. Stromquellenelement stellt eine „Blackbox-Näherung“ der Entladung dar, d.h. das Plasma wird lediglich durch den Strom $j_R(t)$ charakterisiert.

Aus diesem einfachen Schaltbild lassen sich folgende vier Gleichungen ableiten, welche auf der Definition der Kapazität bzw. den Kirchhoff'schen Regeln basieren:

$$U_d(t) = \frac{Q(t)}{C_d} \quad (2.40)$$

$$U_g(t) = V(t) - U_d(t) \quad (2.41)$$

$$j_g(t) = C_g \frac{dU_g(t)}{dt} \quad (2.42)$$

¹³weiterhin auch als einfaches Schaltbild bezeichnet

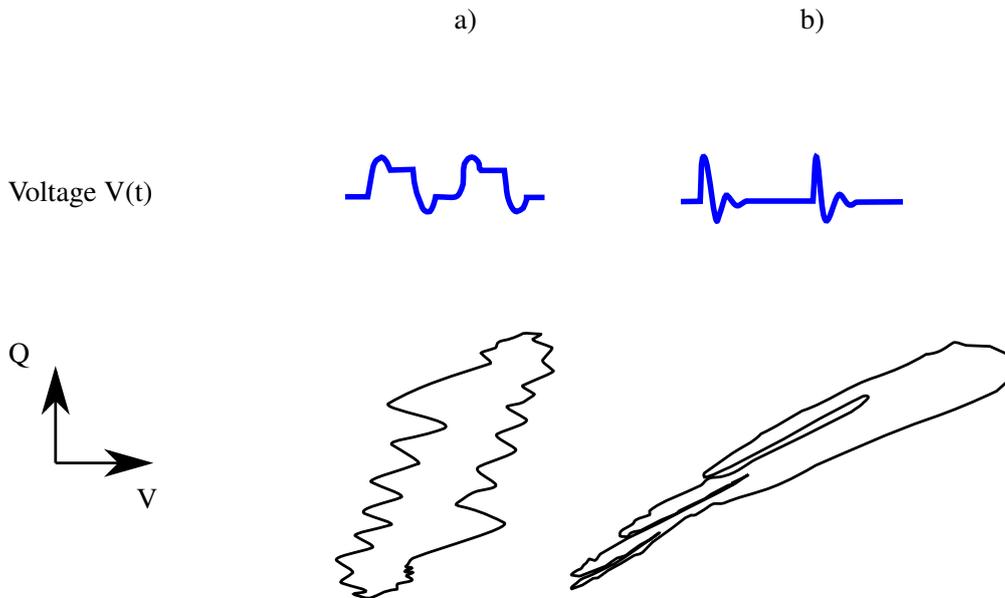


Abbildung 2.10: Skizzierte Darstellung gemessener QV-Plots mit den zugehörigen Anregungsspannungen (blau) darüber.
 (a) Ein von Lomaev [83] aufgezeichnetes QV-Diagramm angeregt durch einen bipolar gepulsten DBD.
 (b) QV-Plot von Mildren et al. [84] für einen gepulst betriebenen DBD. Schematische Darstellung nach [78].

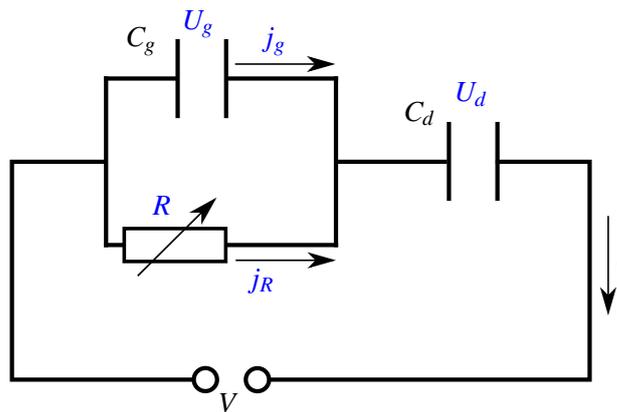


Abbildung 2.11: Einfaches Ersatzschaltbild eines DBDs zeitgleich vorgeschlagen von Lomaev [83] sowie Liu et al. [85]. Das Ersatzschaltbild stellt eine Kombination der Einzelschaltbilder für die zugehörige aktive bzw. passive Phase in Abb. 2.9 dar.

$$j_R = i(t) - j_g(t) \quad (2.43)$$

Hierbei stellt $U_d(t)$ den Spannungsabfall über das Dielektrikum und $j_g(t)$ den Strom durch die Gasspaltkapazität C_g dar.

Insbesondere gilt an dieser Stelle, dass die Gleichungen keine Definition für das Widerstand- bzw. Stromquellenelement R enthalten und somit unabhängig von diesem sind.

Das Alleinstellungsmerkmal dieses Ansatzes ist, dass er sich stark von einem Schaltbild-Ansatz mit linearen, determinierten Elementen unterscheidet, bei welchen alle Schaltungsparameter aus einer bestimmten angelegten Spannung $V(t)$ abgeleitet werden können. Folglich kann das Ele-

ment R nichtlinear sein und auch seine Eigenschaften müssen nicht bekannt sein bzw. spezifiziert werden.

Setzt man die Gl. 2.40 in Gl. 2.41 ein, so kann man daraus folgenden Ausdruck für die Gasspaltspannung ableiten:

$$U_g(t) = V(t) - \frac{Q(t)}{C_d} \quad (2.44)$$

Und durch Einsetzen der Gl. 2.42 in Gl. 2.43 erhält man einen Ausdruck für den Entladungsstrom:

$$j_R(t) = i(t) - C_g \frac{dU_g(t)}{dt} \quad (2.45)$$

Nach Gleichung 2.45 setzt sich also der gemessene Strom zusammen aus dem Entladungsstrom und dem Verschiebungsstrom. Da zwischen Gl. 2.42 und Gl. 2.31 keine einfache Beziehung existiert, ist die Differenz des gemessenen Stroms mit und ohne Entladung auch bei diesem Ansatz nicht gleich dem Entladungsstrom.

Wie von [83, 85, 86] vorgeschlagen, lässt sich durch Einsetzen¹⁴ der Gl. 2.44 in Gl. 2.45 ein Ausdruck für den Entladungsstrom $j_R(t)$ ableiten:

$$j_R(t) = \left[1 + \frac{C_g}{C_d} \right] i(t) - C_g \frac{dV(t)}{dt} \quad (2.46)$$

Sind die Kapazitäten C_g und C_d bekannt, kann man aus den Gleichungen 2.44 & 2.46 also die Momentanleistung nach Gl. 2.33 ableiten.

2.4 Kritische Beurteilung des bisherigen Ersatzschaltbildansatzes nach Lomaev, Liu und Neiger

Der vorangegangene Ersatzschaltbildansatz erleichtert durch neue Analysemöglichkeiten die Interpretation von elektrischen Messungen. In den Veröffentlichungen von Pipa und Brandenburg et al. [79, 87, 88] werden verbleibende Fragestellungen, welche sich aus dem Ersatzschaltbildmodell ergeben adressiert, auf welche im Folgenden kurz eingegangen wird.

2.4.1 Eigenschaften und Implikationen des ESB-Modells

Eine Verwendung des Ersatzschaltbildes in Abb. 2.11 für die in Abb. 2.6 gezeigte Reaktorzone ist in erster Linie nicht offensichtlich. Eine detaillierte Diskussion hierzu findet sich in [79]. Das Ersatzschaltbild beschreibt einerseits die Änderung der DBD-Kapazitäten durch eine Variation des „Blackbox“-Widerstands R und liefert, verglichen mit der klassischen Theorie von Manley [54], die gleichen Beziehungen (Gl. 2.38 & 2.39) für die, in der aktiven bzw. passiven Phase gemessene Ladung.

Q_0 in Gl. 2.38 kann dabei mit der durch den Gasspalt übertragenen Ladung in Beziehung gesetzt werden.

Bei genauerer Betrachtungsweise, kann festgestellt werden, dass es keinerlei Widersprüche zwischen der klassischen Theorie und dem Ansatz des Ersatzschaltbildes nach Lomaev, Liu und Neiger gibt.

Obwohl die klassische Theorie [54] zwei Ersatzschaltbilder impliziert, siehe Abb. 2.9, können diese aus dem Ersatzschaltbildansatz (Abb. 2.11) abgeleitet werden:

¹⁴unter Berücksichtigung von $dQ(t)/dt = i(t)$

- (a) Es fließt **kein Strom** durch die „Blackbox“ R :
Das Ersatzschaltbild stimmt mit dem der klassischen Theorie für die passive Phase überein.
- (b) Fließt **Strom** durch die „Blackbox“ R :
Das Ersatzschaltbild ist identisch mit der Schaltung der klassischen Theorie für die aktive Phase, unter der Voraussetzung, dass $U_g = \text{const.}$ gilt.

Laut Gl. 2.42 ist bei der Annahme einer konstanten Gasspaltspannung U_g der Verschiebungsstrom durch C_g gleich Null. Der gesamte gemessene Strom resultiert folglich, siehe Gl. 2.45, aus der durch den Gasspalt übertragenen Ladung.

Somit ist der **Ersatzschaltbildansatz eine Verallgemeinerung des Spezialfalls** von Manley [54], denn es wird nur eine Schaltung für beide Phasen verwendet und außerdem ist die Bedingung einer konstanten Gaslückenspannung U_g nicht erforderlich. Auch das Ersetzen des Begriffs „Plasma“ durch „Black Box“ führt dabei keine zusätzlichen Annahmen ein.

2.4.2 Bestimmung der Kapazitäten C_{cell} , C_d und C_g

Bei einer einfachen Geometrie können die Kapazitäten aus dem Parallelogramm des QV-Plots, wie von Manley [54] vorgeschlagen, ermittelt werden. Dies ist jedoch für DBDs bei gepulster Anregung oder einer Spezialgeometrie nicht möglich, da der QV-Plot sehr von einem Parallelogramm abweichen kann, wie in den Abb. 2.10 & 2.12 dargestellt.

Eine Methode¹⁵ um die Kapazitäten C_{cell} und C_d dennoch aus dem QV-Plot zu bestimmen wird von Pipa et al. in [87] beschrieben. Dabei wird vorgeschlagen, den Punkt im QV-Plot der maximalen Ladung, bezeichnet als Q_{max} , bei verschiedenen Spannungsamplituden V_{max} ¹⁶ zu beobachten.

Die Abbildungen 2.12 & 2.13 zeigen Messergebnisse eines VDBDs angeregt durch quadratische Spannungspulse. Die QV-Plots von verschiedenen Spannungsamplituden sind in Abb. 2.12 dargestellt. Anders als beim Parallelogramm von Manley [54], erreicht die gemessene Ladung am Wert der maximalen Spannungsamplitude $V(t)$ nicht ihren höchsten Wert. Der maximale Ladungswert Q_{max} wird im Punkt 5 erreicht und V_{max} sei definiert als Spannungsamplitude am Punkt Q_{max} . Punkt 5 wird weiterhin auch als $(QV)_{max}$ Punkt bezeichnet.

Eine Auftragung von $(QV)_{max}$ Punkten für verschiedene Spannungsamplituden ist in Abb. 2.13 dargestellt. Aus dem linearen Zusammenhang kann so die Kapazität C_d abgeleitet werden. Trägt man auch einen Punkt der zugehörigen QV-Plots in das Diagramm ein, an welchem keine Plasmazündung stattfindet (z.B. Punkt 1), so ergibt sich mit der gleichen Methode daraus die Kaltkapazität C_{Cell} . Für eine detailliertere Beschreibung dieser Methode wird auf [87] verwiesen.

Die Bestimmung von C_{Cell} erfolgt also analog zu Manley [54], wohingegen die Bestimmung von C_d eine weitere Erklärung benötigt. Durch eine Umformung von Gl. 2.41 ergibt sich einen Ausdruck für die gemessene Ladung:

$$Q(t) = C_d[V(t) - U_g(t)] \quad (2.47)$$

Die Beziehung ist dabei ähnlich, wie bei der klassischen Theorie, siehe Gl. 2.39, jedoch ist sie einerseits über die gesamte Entladungsdauer und andererseits auch für eine nicht konstante Gasspaltspannung U_g gültig.

¹⁵weiterhin als (QV_{max}) -Methode oder kurz (QV_{max}) bezeichnet

¹⁶Hierbei stellt V_{max} nicht die maximale Spannungsamplitude dar, sondern die Spannung am Punkt Q_{max} . Folgerichtig müsste die korrekte Bezeichnung für den zu beobachtenden Punkt $Q_{max}V$ lauten, jedoch wurde die Definition aus [87] mit $(QV)_{max}$ beibehalten.

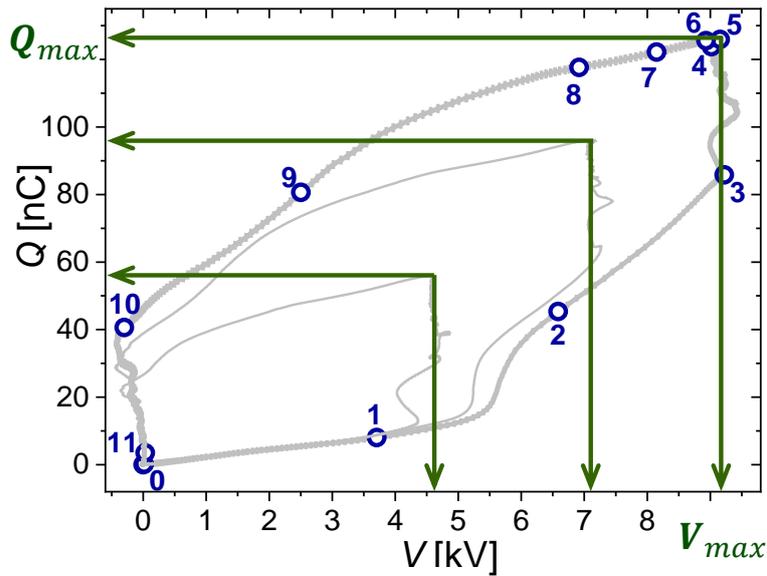


Abbildung 2.12: Bestimmung von C_{cell} und C_d mit der vorgeschlagenen $(QV)_{max}$ -Methode aus den Daten von [87]:
 Drei verschiedene QV-Plots eines DBDs, welcher mit Spannungspulse unterschiedlicher Amplitude betrieben wurde. Die eingezeichneten grünen Pfeile geben die Werte von Q_{max} und V_{max} für die jeweilige Spannung an.
 Nachdruck aus [78] mit Genehmigung der Autoren.

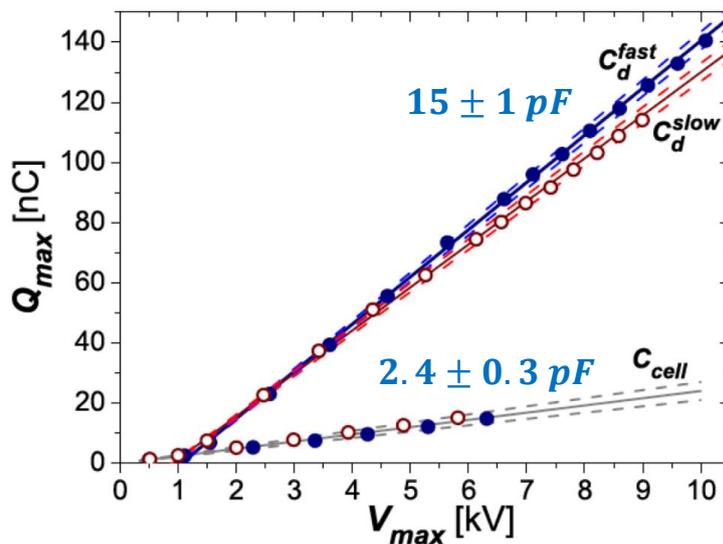


Abbildung 2.13: Bestimmung von C_{cell} und C_d mit der vorgeschlagenen $(QV)_{max}$ -Methode aus den Daten von [87]:
 Darstellung der in Abb. 2.12 extrahierten $(QV)_{max}$ -Daten über die angelegte Spannung und Bestimmung der Kapazitäten aus der Steigung der linearen Fits.
 Nachdruck aus [78] mit Genehmigung der Autoren.

Wie aus dem QV-Plot aus Abb. 2.12 ersichtlich, ist die aktive Phase der Entladung nicht linear, da die Gasspaltspannung zeitabhängig ist. Die Gasspaltspannung am $(QV)_{max}$ -Punkt 5 sei definiert

als Restwert der Gasspaltspannung U_{res} , womit sich für die Ladung ergibt:

$$Q_{max} = C_d[V_{max} - U_{res}] \quad (2.48)$$

Ist dieser Restwert der Gasspaltspannung U_{res} nicht von der Amplitude der angelegten Spannung V_{max} abhängig, so ergibt sich bei der Auftragung der $(QV)_{max}$ Punkte, wie in Abb. 2.13 gezeigt eine Gerade mit der Steigung C_d .

Die von Pipa et al. [87] vorgeschlagene Methode zur C_d -Bestimmung ist somit gültig für den Fall, dass die Beziehung U_{res} zu V_{max} konstant¹⁷ ist.

2.4.3 Entladungsstrom $j_R(t)$

Der Ausdruck für den Entladungsstrom $j_R(t)$ in Gl. 2.46 enthält die Gasspaltkapazität C_g , welche unter Zuhilfenahme von Gl. 2.37 ausgedrückt werden kann durch:

$$j_R(t) = \frac{1}{1 - \frac{C_{cell}}{C_d}} \left[i(t) - C_{cell} \frac{dV(t)}{dt} \right] \quad (2.49)$$

Durch Einsetzen von Gl. 2.31 ergibt sich:

$$j_R(t) = \frac{1}{1 - \frac{C_{cell}}{C_d}} [i(t) - i_{off}] \quad (2.50)$$

Der Vorteil der Umformung ist, dass Gl. 2.50 nur noch direkt messbare Größen beinhaltet und so eine Interpretation des gemessenen Stroms $i(t)$ ermöglicht.

Die eckigen Klammern enthalten die Differenz zwischen dem gemessenen Strom mit und ohne Entladung, welche proportional zum Entladungsstrom $j_R(t)$ ist. Die Proportionalitätskonstante ist dabei abhängig von den Kapazitäten C_d & C_{cell} , welche wiederum von der Geometrie des DBDs abhängig ist.

2.4.4 Bedeutung des ESB-Ansatzes bezüglich der Verlustleistung

Abbildung 2.14 zeigt eine Auftragung der Gesamtenergie $E_{total}(t)$ (gestrichelte Linie) und der zeitaufgelösten bzw. der Momentanenergie $E(t)$ (durchgezogene Linie) der Entladung für zwei verschiedene Pulslängen (a & b). Nach dem Ersatzschaltbildansatz ergibt die Integration des Produkts aus Strom und Spannung die Gesamtenergie $E_{total}(t)$:

$$E_{total}(t) = \int_0^t i(\tau)V(\tau)d\tau \quad (2.51)$$

Die Energie $E_{total}(t)$ stellt eine Größe für die Verlustenergie mit der Energie, welche auf den dielektrischen Barrieren gespeichert ist dar.

Die in Abb. 2.14 eingezeichneten Punkte entsprechen den Punkten im QV-Plot in Abb. 2.12. Betrachtet man die Punkte 5 bis 11 in beiden Abbildungen so ist ersichtlich, dass während dem Abnehmen der Amplitude die auf der dielektrischen Barriere gespeicherte Energie freigesetzt wird. Zwischen diesen Punkten ist eine Abnahme von $E_{total}(t)$ zu erkennen, da ein Teil dieser Energie bei der Entladung nicht dissipiert wird.

Mit den Gleichungen aus dem Ersatzschaltbild für den Entladungsstrom $j_R(t)$ und der Gasspalt-

¹⁷Was bei VDBDs für verschiedene Anregungsformen gilt

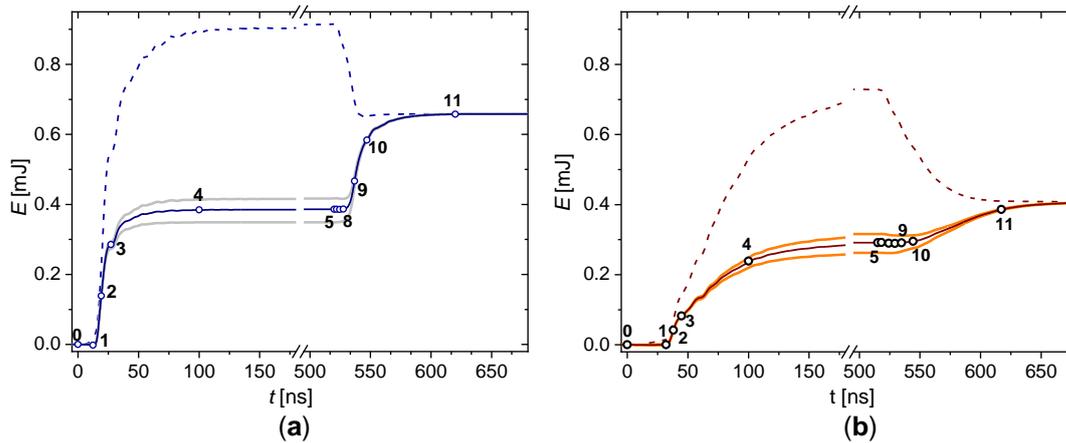


Abbildung 2.14: Die Messung und Berechnung der Gesamtenergie bzw. der Momentanenergie $E(t)$ eines DBDs, angeregt durch einen Rechteck-Spannungspuls einer Amplitude von 9 kV und einer Anstiegszeit τ von (a) 20 ns bzw. (b) 70 ns. Die gestrichelte Linie stellt die nach Gl. 2.51 ermittelte Gesamtenergie $E_{total}(t)$ dar und die durchgezogene Linie die nach Gl. 2.52 ermittelte Momentanenergie $E(t)$. Die eingezeichneten Punkte entsprechen den korrespondierenden Punkten im QV-Plot, siehe Abb. 2.12. Aufgrund der Übersichtlichkeit wurden nicht alle Punkte benannt.

Grafik aus [78, 87] mit Genehmigung der Autoren.

spannung $U_g(t)$ erfolgt die Berechnung der in der DBD abgeleiteten Momentanenergie über:

$$E(t) = \int_0^t j_R(\tau) U_g(\tau) d\tau \quad (2.52)$$

Abbildung 2.14 zeigt, dass am Ende der Entladungsperiode (Punkt 11) die Gesamtenergie $E_{total}(t)$ und die Momentanenergie $E(t)$ den gleichen Wert aufweisen. Eine Bestimmung der über die Entladungsperiode gemittelte Energie bzw. Leistung, nach Gl. 2.32 erfordert somit keine Kenntnis über das genaue Ersatzschaltbild. Mit der Kenntnis von $j_R(t)$ und $U_g(t)$ kann jedoch mit dem Ersatzschaltbild die zeitaufgelöste Energie innerhalb einer Periode berechnet werden. Daraus folgt, dass:

- (a) der größte Anteil der Energie während der ansteigenden Spannungsflanke verbraucht wird
- (b) die Verlustenergie fällt in der abfallenden Spannungsflanke stärker ab, je kürzer die Anstiegszeit τ der angelegten Spannung ist

Vergleicht man die Energie von schnell ($\tau = 20$ ns) und langsam ($\tau = 70$ ns) ansteigenden¹⁸ DBDs am Ende der Periode, so ist ein höherer Wert bei den 20 ns gepulsten DBD zu erkennen, siehe Abb. 2.14(a & b). Diese Differenz kann zwar mit einer Erhöhung der Spannungsamplitude beim 70 ns gepulsten DBD ausgeglichen werden, jedoch ist der Entladungsverlauf bei unterschiedlicher Pulslänge nicht gleich.

Schnelle Spannungspulse führen zu zwei in etwa gleich großen Entladungsimpulsen innerhalb einer Periode, während für langsame Pulse ein Großteil des Energiezuwachses während der steigenden Flanke erfolgt.

¹⁸bei gleicher Amplitude

2.4.5 Grenzen des bisherigen Ersatzschaltbildansatzes

Der gezeigte ESB-Ansatz stellt ein zuverlässiges Modell der elektrischen Charakterisierung von DBDs dar. Dieses ist jedoch nur für den Fall gültig, dass sich die beiden Kapazitäten C_g und C_d während des DBD-Betriebs nicht verändern.

Eine solche Variation der Kapazitäten während des DBD-Betriebs kann u.a. bei den in Abb. 2.15 gezeigten DBD-Geometrien beobachtet werden.

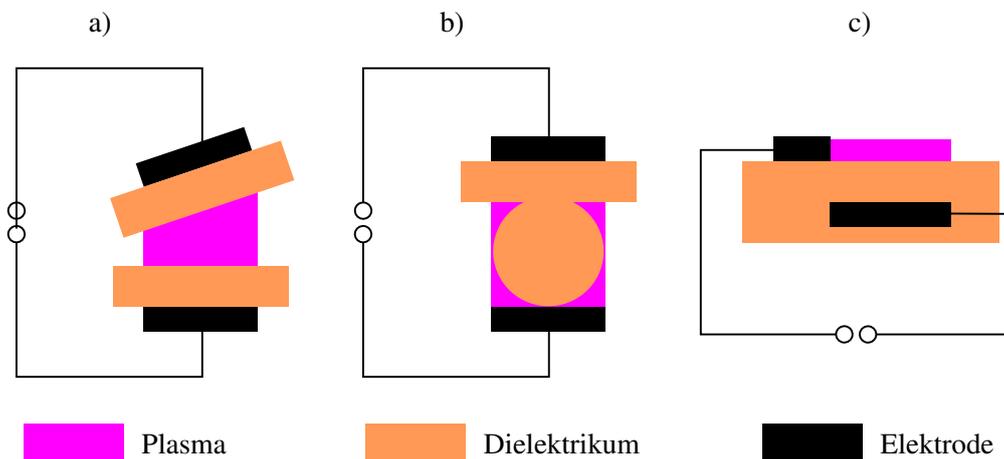


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung von DBD-Geometrien mit einer nicht konstanten Kapazität in der aktiven Entladungsphase. Eine Erhöhung der Spannungsamplitude hat, anders als beim VDBD, eine Erweiterung der Entladungsfläche zur Folge, was mit einer veränderten Kapazität in der aktiven Phase einhergeht.

Durch die, an die verschiedenen Anwendungsfälle angepassten DBD-Geometrien, musste auch das Ersatzschaltbild angepasst werden, um weiterhin eine Interpretation der elektrischen Messgrößen zu gewährleisten.

So wurde beispielsweise 2014 von Peeters und van de Sanden [89] ein Ersatzschaltbild für den in Abb. 2.15(a) gezeigten Reaktortyp mit gekippten Elektroden veröffentlicht. Das Ersatzschaltbild, der als „Packed Bed Reactor“ (Abb. 2.15(b)) bezeichnete DBD-Geometrie, findet sich bei Butterworth et al. [90].

Auch beim SDBD, Abb. 2.15(c), sind C_g und C_d während des Betriebs nicht konstant. Da speziell diese Entladungsgeometrie im experimentellen Teil der Arbeit genauer untersucht wurde, werden im folgenden Unterkapitel die theoretischen Grundlagen und die Entwicklung des Ersatzschaltbildes für SDBDs näher erläutert.

2.5 Die Weiterentwicklung des Ersatzschaltbildansatzes für SDBDs

Die Abbildungen 2.3(c)-(e) zeigen mögliche geometrische Anordnungen von Oberflächenentladungen bzw. SDBDs.

Abbildung 2.16 zeigt einen QV-Plot eines vermessenen auf einem Al_2O_3 Dielektrikum basierenden SDBD. Die vier verschiedenen Farben der Messpunkte, stellen dabei jeweils eine Messung über einer Periode dar. Die einhüllende grau schattierte Form weicht bei einem SDBD von einem Parallelogramm¹⁹ ab und wird in der Literatur oft als Mandelform²⁰ [20, 78] bezeichnet. Kriegseis et al. [91] haben bereits vermutet, dass die Ausdehnung des Plasmas entlang des Dielektrikums linear mit der angelegten Spannung skaliert. Durch eine Ausdehnung des Plasmas verändert sich folglich auch der Einfluss der Groundelektrode auf die Entladung und somit die Kapazität in der aktiven Phase.

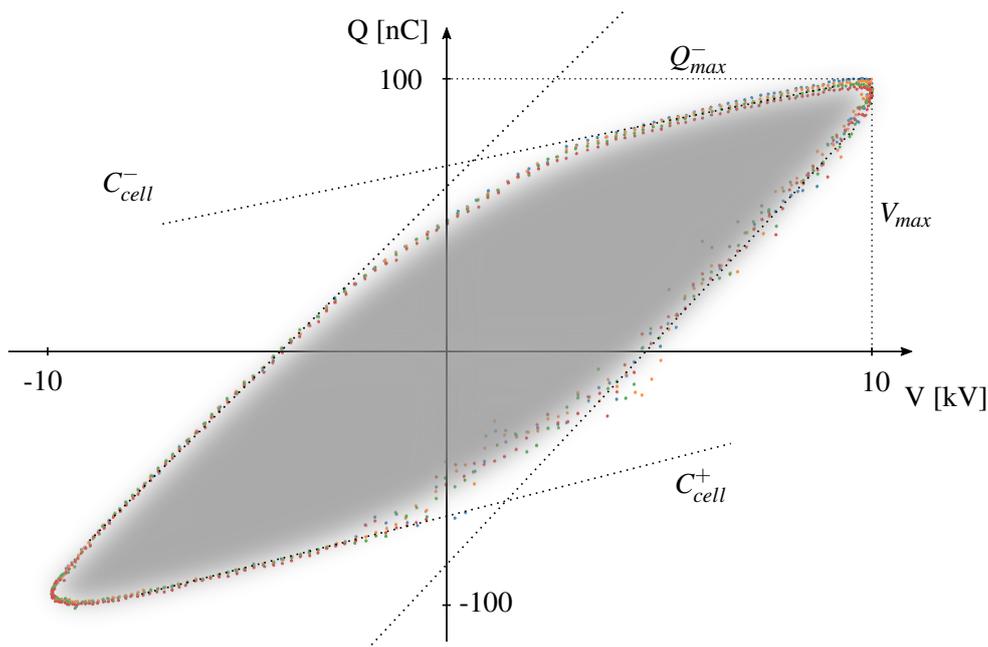


Abbildung 2.16: Darstellung der Messdaten der kapazitiven Messmethode in einem QV-Diagramm über 4 Entladezyklen. Die verbrauchte Leistung der Entladung, welche die eingeschlossene Fläche des Plots darstellt ist in grau dargestellt und wird über Gl. 4.5 ermittelt. Eingezeichnet ist auch der $(QV)_{max}$ Punkt.

¹⁹vgl. VDBDs, Abb. 2.9

²⁰engl.: almond shape

Subjektive Beurteilung bestehender SDBD-Ersatzschaltbildansätze

Für die elektrische Interpretation von SDBD-Messungen ist eine genaue Kenntnis der Verlustleistung, sowie der Spannung und des Stroms im Gasspalt unerlässlich. Betrachtet man den QV-Plot in Abb. 2.16, so wird deutlich, dass das Ersatzschaltbild für DBDs aufgrund einer anderen Entladungsdynamik in der aktiven Phase nicht einfach auf einen SDBD übertragen werden kann.

Die Ausbreitung der Entladung entlang der Gas-Dielektrika Grenzfläche führt zum Anwachsen der effektiven dielektrischen Kapazität [90, 91]. Diese Veränderung der Kapazität erfordert einen grundlegend neuen Ansatz für das ESB-Modell.

Eine pauschale Erweiterung des DBD-ESB Modells auf SDBDs bringt erhebliche Schwierigkeiten mit sich [92–95]. So erweitern beispielsweise Wilde et al. in [94] das Ersatzschaltbild von VDBDs, um eine angepasste dielektrische Kapazität in der Aktivphase. Diese im VDBD ESB Modell konstante Kapazität wird durch eine lineare, von der Spannung abhängige Kapazität ersetzt, um die Ausdehnung der Entladung zu berücksichtigen. Aus dem ESB Modell von Wilde et al. [94] ist eine quadratische Beziehung der Leistung zur angelegten Spannung ($P \sim V^2$) abzuleiten. Dieser ESB Ansatz ist jedoch kritisch zu betrachten, da in verschiedenen Experimenten [92, 93, 96–98] eine Leistungs-Spannungsbeziehung in der Form $P \sim V^n$ mit einem Exponentenfaktor n zwischen 2 und 3 beobachtet wurde.

Eine klare quadratische Abhängigkeit konnte auch in eigens durchgeführten Experimenten nicht beobachtet werden. Es sei kurz angemerkt, dass die Beziehung zwischen Leistung und Spannung auch durch thermische Effekte beeinflusst werden kann. So wurde z.B. im Labor der OTH für SDBDs mit einem Dielektrikum aus Zirkonia bei einer Schichtdicke von $d \sim 90 \mu\text{m}$ sogar Koeffizienten von $n > 5$ nachgewiesen. Dies kann auf eine Erwärmung des Dielektrikums zurückgeführt werden und wird in Kap. 5.2.2 genauer beschrieben.

Pipa et al. [41] entwickelten ein ESB Modell, aus welchem eine analytische Beziehung zwischen der Leistung und der Spannung von der Form²¹ $P \sim aV^3 - bV + c$ abgeleitet werden kann. Mit Hilfe dieser Leistungs-Spannungsbeziehung ist es möglich, die in verschiedenen Experimenten beobachtete Variation zwischen einer linearen, einer quadratischen und einer kubischen Abhängigkeit zu erklären.

Obwohl dieser analytische Ansatz auf einem pauschalen geometrischen Koeffizienten α beruht, hat er großes Potential weiterentwickelt zu werden. Aus diesem Grund werden die Ergebnisse dieser Arbeit anhand des ESB Modells nach Pipa et al. [41] interpretiert. Das Modell soll nun im Folgenden kurz erklärt werden.

2.5.1 Einfaches Ersatzschaltbild für SDBDs

Abbildung 2.17 zeigt eine schematische Darstellung des von Pipa et al. [41] vorgeschlagenen Ersatzschaltbildes. Die farbliche Hinterlegung soll den jeweils zugeordneten SDBD Bereich mit den korrespondierenden Schaltelementen verdeutlichen.

Die Entladung wird dabei in unendlich kleine Einheiten²² unterteilt. Jedes Element besteht aus einem Ersatzschaltbild wie es bereits von Liu et al. [85] und Lomaev et al. [83] vorgeschlagen wurde, siehe Abb. 2.11.

Das vorgeschlagene Ersatzschaltbild stellt ein eindimensionales Modell dar. Durch diese Reduzierung auf eine Dimension wurden spezielle Annahmen und Vereinfachungen vorausgesetzt:

²¹ a,b,c: Konstanten

²² bestehend aus: C_g , R und C_d

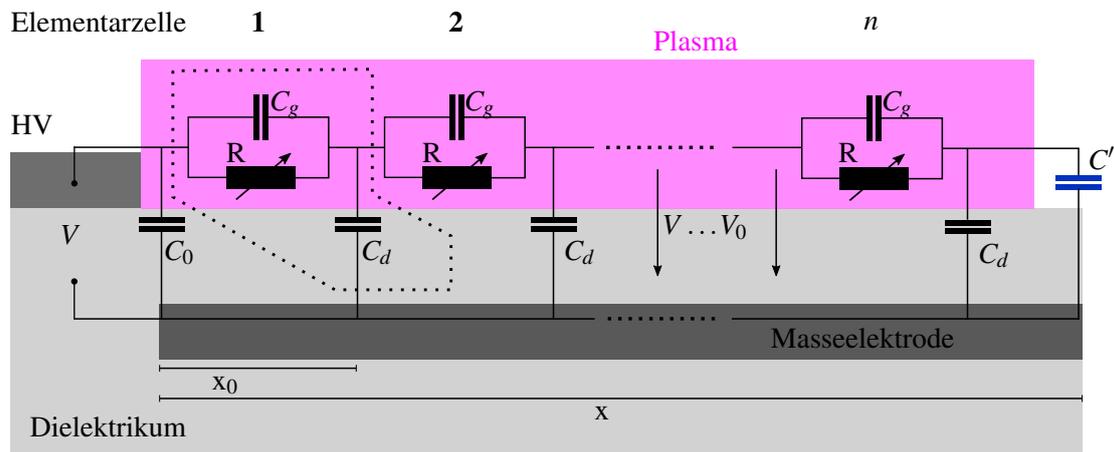


Abbildung 2.17: Dargestellt ist ein einfaches Ersatzschaltbild einer dielektrischen Oberflächenentladung. Im Hintergrund der elektrischen Schaltung ist die schematische Darstellung der Entladungsgeometrie skizziert. Grafik angelehnt an [41].

- {a} Es wird angenommen, dass die gemittelten elektrischen Eigenschaften in der Richtung senkrecht zur Ebene von Abb. 2.17 entlang der gesamten Elektrodenlänge L konstant sind. Genauer gesagt, man vernachlässigt mögliche parasitäre Randeffekte, welche sich z.B. durch geometrisch bedingte Feldüberhöhungen ergeben. Wie in Abb. 2.17 gezeigt, entwickelt sich die Entladung mit steigender Amplitude von der Kante der exponierten Elektrode entlang der dielektrische Oberfläche, parallel zur eingebetteten Groundelektrode.
- {b} Weiterhin wird angenommen, dass die Ausdehnung der Entladung über das Dielektrikum nicht durch die Breite oder Länge der Groundelektrode begrenzt ist. Experimentell konnte gezeigt werden, dass eine solche Begrenzung der Groundelektrode die Leistungs-Spannungsbeziehung verändert [65].

Die Ausbreitung der Entladungswelle kann dabei wie folgt verstanden werden:

Die elektrischen Verhältnisse über die Entladungsfläche hinweg, werden im Ersatzschaltbild als eine periodische Wiederholung einer einzelnen Parallelschaltung dargestellt. Diese Parallelschaltung besteht jeweils aus einer Kapazität C_g und einem variablen Widerstand R . Die vollständige Schaltung beschreibt dann die gesamte Entladungsausdehnung. Ein Teilabschnitt, eine Elementarzelle der periodischen Schaltung, wird charakterisiert durch die Werte R , C_g und C_d . Jeder dieser Teilabschnitte kann mit einer Länge x_0 assoziiert werden. X ist dabei die gesamte Ausdehnung der Entladung bei einer bestimmten angelegten Spannung. Da die Kette dabei aus Schaltkreisen mit n Elementarzellen besteht, gilt:

$$X = n \cdot x_0 \quad (2.53)$$

Es wird angenommen, dass sich zum beobachteten Zeitpunkt die Entladung bis zur ersten Elementarzelle ($n = 1$) ausgebreitet hat (siehe gestrichelte Umrandung in Abb. 2.17). Der Kondensator C_g der nächsten Elementarzelle, $n = 2$, beginnt mit der Aufladung, wenn der Spannungsabfall zwischen den Kondensatoren für $n = 1$ und $n = 2$ die Durchbruchspannung V_0 erreicht. Wird V_0 erreicht, so kommt es zu einem lokalen elektrischen Durchschlag zwischen den Elementarzellen $n = 1$ und $n = 2$. Der elektrische Durchschlag führt zu einer Abnahme des Widerstands R in der Elementarzelle $n = 2$ auf den Wert des Widerstandes in der Elementarzelle $n = 1$.

Sobald die Aufladung der Kondensatoren der Elementarzelle $n = 2$ abgeschlossen ist, setzt sich der Mechanismus iterativ bei der Ladung der nächsten Elementarzelle (beginnend bei $n = 3$) fort. Der Parameter C' stellt folglich einen endlichen Kapazitätswert dar, bei welchem V_0 gerade nicht erreicht wird.

Der ESB Ansatz ist dabei ähnlich zum Ansatz von Akishev et al. [98], jedoch sind zusätzlich die Elemente C_g enthalten²³, die zusammen mit den Elementen C_d eine unendliche Kette bilden, welche zur Kapazität C' führt, siehe Abb. 2.17.

Somit ist die Kapazität der (inaktiven) Reaktorzone C_{cell} die Summe der Kapazitäten C_0 und C' :

$$C_{cell} = C_0 + C' \quad (2.54)$$

Diese Reaktorkapazität C_{cell} kann, bei niedriger angelegter Spannung ohne Zündung einer Entladung aus dem QV-Plot abgelesen oder mit einem LCR-Meter gemessen werden.

2.5.2 Detaillierte Betrachtung des QV-Plots für SDBDs

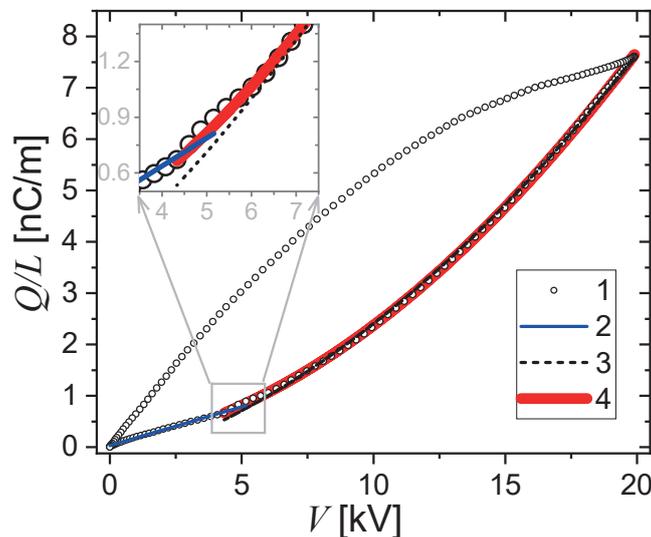


Abbildung 2.18: QV-Diagramm eines SDBDs. 1 - experimentelle Daten (Kreise), 2 - Fit der passiven Entladungsphase mit Gl. 2.55 (dünne blaue Linie), 3 - Fit der aktiven Entladungsphase nach Gl. 2.70 mit $C' = 0$ (schwarze gestrichelte Linie) und 4 - vollständiger Fit der aktiven Entladungsphase nach Gl. 2.70 (dicke rote Linie). Aus [41] mit Genehmigung der Autoren.

Um die Anwendbarkeit des vorgeschlagenen Ansatzes zu überprüfen, werden zunächst Überlegungen zum QV-Plot angestellt. Anders als bei einem VDBD ergibt sich bei der Auftragung der Ladung²⁴ Q gegen die angelegte Spannung V eine Mandelform, siehe Abb. 2.18.

Zur Vereinfachung der mathematischen Betrachtung werden die Achsen des QV-Plots verschoben. Dabei wird $-V_{pp}$ und $Q(-V_{pp})$ auf 0 gesetzt, d.h. $Q(V = 0) = 0$. Der QV-Plot wird also in den ersten Quadranten verschoben.

Da allgemein gilt $Q(V) = C \cdot V$, ergibt sich in der passiven Phase der Entladung für den Spannungsbereich $0 \leq V \leq V_0$, dass die Ladung proportional zur Kapazität C_{cell} und der angelegten

²³vgl. [83, 85]

²⁴In einem externen Stromkreis gemessen

Spannung V ist. Unter Berücksichtigung von Gl. 2.54 ergibt das für die, auf die Elektrodenlänge skalierte Ladung Q/L :

$$\frac{Q(V)}{L} = \frac{C_0 + C'}{L} V \quad (2.55)$$

Die aktive Phase der Entladung ist gegeben durch den Spannungsbereich $V_0 \leq V \leq V_{pp,max}$. Bei der Berechnung der akkumulierten Ladungen q_i , welche sich auf den Kapazitäten C_d ansammeln, ist es notwendig jedes Segment i zu betrachten.

Dabei wird eine weitere Annahme getroffen:

- {c} Es wird angenommen, dass das elektrische Feld entlang der Entladung konstant ist. Daraus folgt, dass der Spannungsabfall U_g über jede Elementarzelle der Ersatzschaltung konstant ist.

Die Ladung pro Segment q_i kann folglich ausgedrückt werden durch:

$$q_i = [V - iU_g] C_d \quad (2.56)$$

Dadurch, dass die Spannung an C' nicht die Zündspannung V_0 übersteigen kann, folgt weiterhin:

$$V_0 = V - nU_g \quad (2.57)$$

Die Annahme {c} ist ähnlich zur Annahme einer konstanten Gasspalt-Spannung in der klassischen DBD-Theorie nach Manley [56]. Die Annahme lässt dabei einen filamentierten Charakter der Entladung außen vor [99]. Darüber hinaus ist die Anwendung dieser Formel auf gepulste DBDs begrenzt, da sie ungünstig ist für instantane elektrische Felder wie von Huang et al. [100] gezeigt wurde.

In der folgenden theoretischen Herangehensweise schränkt man die Betrachtung auf zeitlich gemittelte, sinusförmig betriebene SDBDs mit mandelförmigen QV-Plots ein. Dabei sind Beobachtungen [91, 95] einer linearen Plasmaexpansion mit der angelegten Spannung die Grundlage für Annahme {c}.

Die tatsächliche gemessene Ladung an einem SDBD ist also die Summe der Ladung an den i -Einzelsegmenten ($\sum_{i=1}^n q_i$) und den Ladungen, welche sich an den Kapazitäten C_0 und C' ansammeln. Wenn man berücksichtigt, dass die Spannung an C' gegeben ist durch V_0 , ergibt sich für die Gesamtladung:

$$Q(V) = C_0 V + C' V_0 + \sum_{i=1}^n q_i(V) \quad (2.58)$$

Durch Einsetzen von Gl. 2.56 in diese Gleichung erhält man:

$$Q(V) = C_0 V + C' V_0 + \sum_{i=1}^n C_d V - C_d U_g \sum_{i=1}^n i \quad (2.59)$$

Unter Berücksichtigung der Gaußschen Summenformel ²⁵ ergibt sich:

$$Q(V) = C_0V + C'V_0 + nC_dV - \frac{(n+1)n}{2}C_dU_g. \quad (2.60)$$

Am Ende der Entladung wird die angelegte Spannung auf den Wert nU_g reduziert und sollte unter der Zündspannung V_0 liegen. Ist die Anzahl der Elemente n groß genug, kann man schreiben (Gl. 2.57):

$$n = \frac{V - V_0}{U_g} \quad (2.61)$$

Ersetzt man n in Gl. 2.60 ergibt sich für $Q(V)$:

$$Q(V) = C_0V + C'V_0 + \frac{V - V_0}{U_g}C_dV - \frac{1}{2} \left(\frac{V - V_0}{U_g} + 1 \right) \frac{V - V_0}{U_g}C_dU_g \quad (2.62)$$

Durch Umstellung folgt:

$$Q(V) = C_0V + C'V_0 + \frac{C_d}{U_g}(V - V_0)V - \frac{C_dU_g}{2} \left(\frac{V - V_0 + U_g}{U_g} \right) \frac{V - V_0}{U_g} \quad (2.63)$$

Wird weiter umgeformt:

$$Q(V) = C_0V + C'V_0 + \frac{2C_d}{2U_g}(V - V_0)V - \frac{C_d}{2U_g}(V - V_0)(V - V_0 + U_g) \quad (2.64)$$

$$Q(V) = C_0V + C'V_0 + \frac{1C_d}{2U_g}(V - V_0)2V - \frac{C_d}{2U_g}(V - V_0)(V - V_0 + U_g) \quad (2.65)$$

wobei der Ausdruck $\frac{1C_d}{2U_g}(V - V_0)$ ausgeklammert werden kann:

$$Q(V) = C_0V + C'V_0 + \frac{1C_d}{2U_g}(V - V_0)[2V - V + V_0 - U_g] \quad (2.66)$$

Schließlich ergibt sich aus Gl. 2.60:

$$Q(V) = \frac{C_d[V - V_0]}{2U_g}[V + V_0 - U_g] + C_0V + C'V_0 \quad (2.67)$$

Die Werte von C_d und U_g sind abhängig von der Anzahl der Elementarzellen n . Sie sind also proportional zur Länge der Elementarzelle $C_d = \tilde{c}_d x_0$ und $U_g = E_0 x_0$ ²⁶ (Annahme {c}):

$$Q(V) = \frac{\tilde{c}_d x_0}{2E_0 x_0}[V - V_0][V + V_0 - E_0 x_0] + C_0V + C'V_0 \quad (2.68)$$

²⁵ $\sum_{i=1}^n i = \frac{(n+1)n}{2}$

²⁶ E_0 : ist das der Durchbruchspannung zugeordnete elektrische Feld

Erhöht man die Anzahl der Elementarzellen $n \rightarrow \infty$ bzw. verkleinert $x_0 \rightarrow 0$ folgt:

$$Q(V) = \frac{\tilde{c}_d}{2E_0} [V - V_0][V + V_0] + C_0V + C'V_0 \quad (2.69)$$

Definiert man $\alpha = \tilde{c}_d/(2LE_0)$ und betrachtet Gl. 2.69 skaliert auf die Elektrodenlänge L ergibt sich:

$$\frac{Q(V)}{L} = \alpha [V^2 - V_0^2] + \frac{C_0}{L}V \left(1 + \frac{C'V_0}{C_0V}\right) \quad (2.70)$$

Der Ausdruck $\alpha = \tilde{c}_d/(2LE_0)$ gibt dabei die Eigenschaften der dielektrischen Barriere durch den Ausdruck der dielektrischen Kapazität pro Flächeneinheit der Elektrode \tilde{c}_d/L und die Eigenschaften des Entladungsgases durch den Wert des elektrischen Feldes E_0 wieder.

In Abbildung 2.18 finden sich Fits experimenteller Daten von Pipa [26] mit der Gleichung für die passive (Gl. 2.55) und die aktive Phase (Gl. 2.70).

Die Messungen wurden mit SDBD-Proben durchgeführt, die aus 0.5 mm dickem Dielektrikum (FR-4 TG135) und unstrukturierten Elektroden hergestellt wurden. In der passiven Entladungsphase ist aus dem Fit der Gerade eine Kapazität von $C_{cell}/L = 151 \text{ pF m}^{-1}$ abzuleiten. Ein Fit der aktiven Entladungsphase durch Gl. 2.70 erfordert eine grobe Schätzung der Anfangsparameter. Aus diesem Grund wurde beim ersten Fit $C' = 0$ angenommen und $C_0 = C_{cell}$ gesetzt. Die aus diesem Fit extrahierten Werte für die Koeffizienten α und V_0 wurden als Ausgangswerte für den zweiten Fit verwendet. Die erhaltenen Werte sind in Tabelle 2.1 gezeigt.

Tabelle 2.1: Bestimmung der Fitkoeffizienten, siehe auch [41].

Fit Nr.	$\alpha [10^{-16} \frac{\text{F m}}{\text{m}^2 \text{V}}]$	$V_0 [\text{V}]$	$C_0/L [\frac{\text{pF}}{\text{m}}]$	$C'/L [\frac{\text{pF}}{\text{m}}]$
1	125.1	5331	(151)	(0)
2	148.5	4417	89	65.2
3	171.1	2885	-	-
4	154.0	(4600)	-	94.8
5	153.5	(4800)	-	94.5
6	153.1	(5000)	-	94.2

Es ist anzumerken, dass die Kapazität C' maßgeblich den Spannungsbereich um V_0 beeinflusst. Durch Einbeziehung von C' ergibt sich eine viel genauere Steigung der berechneten Ladungswerte für $V = 5 - 6 \text{ kV}$ und man erhält einen fließenden Übergang zwischen der passiven und aktiven Entladungsphase, wie im Inset in Abb. 2.18 gezeigt.

Es kann auch festgestellt werden, dass die Summe der Parameter C_0/L und C'/L aus Fit Nr.2 (Tabelle 2.1) gut mit der, in der passiven Entladungsphase gemessenen Kapazität C_{cell} übereinstimmen.

2.5.3 Analytische Betrachtung der Entladungsenergie

Die Energie der Entladung kann aus der analytischen Beziehung für die Ladung in der aktiven (Gl. 2.70) und der passiven (Gl. 2.55) Entladungsphase abgeleitet werden. Die Energie, welche in einem Spannungszyklus dissipiert, stellt dabei die Fläche des QV-Plots dar, siehe Gl. 2.36. Für die Berechnung der Energie wird angenommen, dass die Entladung bzw. die Mandelform symmetrisch ist. Um die vom QV-Plot eingeschlossene Fläche zu berechnen, werden zunächst

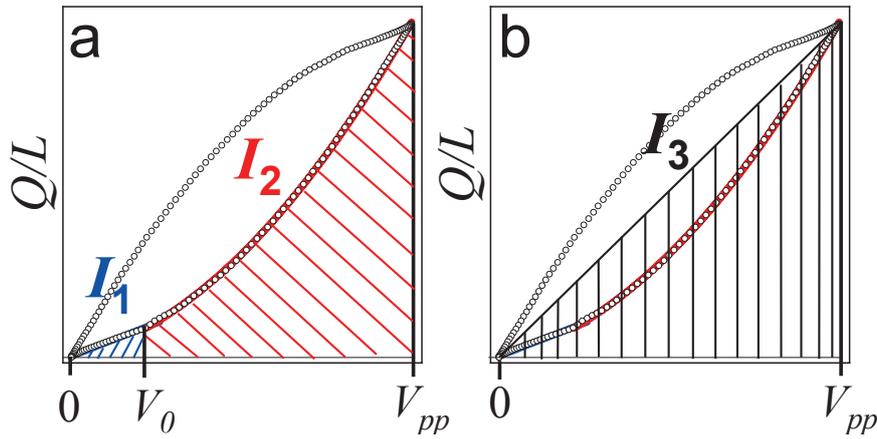


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung der Energieberechnung aus dem QV-Plot über die drei Integrale I_1, I_2, I_3 . Aufgrund der Annahme einer symmetrischen Entladung ergibt sich für die Energie $E = 2(I_3 - I_1 - I_2)$.
Grafik aus [41] mit Genehmigung der Autoren.

die drei Hilfsflächen I_1, I_2, I_3 definiert, siehe Abb. 2.19.

Fläche I_1

Die Fläche I_1 aus Abb. 2.19 wird mittels Integration der Gl. 2.55 berechnet:

$$I_1 = \int_0^{V_0} \frac{Q(V)}{L} dV = \frac{C_0 + C'}{2L} V_0^2 \quad (2.71)$$

Fläche I_2

Die Fläche I_2 wird über das Integral der Gl. 2.70 bestimmt und ergibt sich zu:

$$I_2 = \frac{\alpha}{3} V_{pp}^3 + \frac{C_0}{2L} V_{pp}^2 + \left[\frac{C'}{L} V_0 - \alpha V_0^2 \right] V_{pp} + V_0^2 \left[\frac{2\alpha}{3} V_0 - \frac{C_0}{2L} - \frac{C'}{L} \right] \quad (2.72)$$

Fläche I_3

Die Fläche I_3 entspricht aufgrund der Entladungssymmetrie exakt der Hälfte des Rechtecks beschrieben durch $Q/L \cdot V_{pp}$, siehe Abb. 2.19(b). Durch eine Umformung ergibt sich für I_3 :

$$I_3 = \frac{\alpha}{2} V_{pp}^3 + \frac{C_0}{2L} V_{pp}^2 + \frac{1}{2} \left[\frac{C'}{L} V_0 - \alpha V_0^2 \right] V_{pp} \quad (2.73)$$

Eine detailliertere Ausführung der Berechnungen findet sich in Anhang, siehe 7.2.

Berechnung der Energie E

Summiert man die Flächenstücke auf, lässt sich die, in einem Entladungszyklus verbrauchte Energie $E(V_{pp})$ nach Gl. 2.36 (multipliziert mit der Periodendauer) ermitteln:

$$\frac{E(V_{pp})}{L} = \frac{1}{L} \oint Q(V) dV = 2[I_3 - I_2 - I_1] \quad (2.74)$$

Einsetzen der bereits berechneten Integrale 2.71, 7.11 und 7.13 ergibt:

$$\frac{E(V_{pp})}{L} = 2[I_3 - I_1 - I_2] \quad (2.75)$$

$$\frac{E(V_{pp})}{L} = \frac{\alpha}{3} V_{pp}^3 - \left[\frac{C'}{L} V_0 - \alpha V_0^2 \right] V_{pp} - V_0^2 \left[\frac{4\alpha}{3} V_0 - \frac{C'}{L} \right] \quad (2.76)$$

Die Beziehung der Energie zur angelegten Spannung skaliert mit einem Polynom der dritten Potenz. Das Ziel der folgenden Umformungen ist, eine Darstellung der Funktion zu erreichen, die für das Fitten der experimentellen Daten am geeignetsten ist.

Aus diesem Grund werden die Terme mit α und C' zusammengefasst.

$$\frac{E(V_{pp})}{L} = \frac{\alpha}{3} [V_{pp}^3 - 3V_0^2 V_{pp} - 4V_0^3] - \frac{C'}{L} V_0 [V_{pp} - V_0] \quad (2.77)$$

Der Ausdruck $4V_0^3$ wird in $V_0^3 + 3V_0^3$ zerlegt:

$$\frac{E(V_{pp})}{L} = \frac{\alpha}{3} [V_{pp}^3 - V_0^3 - 3V_0^3 + 3V_0^2 V_{pp}] - \frac{C'}{L} V_0 [V_{pp} - V_0]. \quad (2.78)$$

woraus sich ergibt:

$$\frac{E(V_{pp})}{L} = \frac{\alpha}{3} [V_{pp}^3 - V_0^3 + 3V_0^2(V_{pp} - V_0)] - \frac{C'}{L} V_0 [V_{pp} - V_0]. \quad (2.79)$$

Nun wird $V_{pp}^3 - V_0^3$ zerlegt zu $(V_{pp} - V_0)(V_{pp}^2 + V_{pp}V_0 + V_0^2)$, damit in jedem Summanden der Term $[V_{pp} - V_0]$ entsteht:

$$\frac{E(V_{pp})}{L} = \frac{\alpha}{3} [(V_{pp} - V_0)(V_{pp}^2 + V_{pp}V_0 + V_0^2) + 3V_0^2(V_{pp} - V_0)] - \frac{C'}{L} V_0 [V_{pp} - V_0] \quad (2.80)$$

Nun klammert man die Terme $(V_{pp} - V_0)$ und $\frac{\alpha}{3}$ aus:

$$\frac{E(V_{pp})}{L} = \frac{\alpha}{3} (V_{pp} - V_0) \left[V_{pp}^2 + V_{pp}V_0 + 4V_0^2 - \frac{3C'}{\alpha L} V_0 \right] \quad (2.81)$$

Durch Ausklammern von V_{pp}^2 ergibt sich dann:

$$\frac{E(V_{pp})}{L} = \frac{\alpha}{3} V_{pp}^2 (V_{pp} - V_0) \left[1 + \frac{V_0}{V_{pp}} + \frac{4V_0^2 - \frac{3C'}{\alpha L} V_0}{V_{pp}^2} \right] \quad (2.82)$$

Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird die „peak-to-peak“-Amplitude der angelegten Spannung als V (statt V_{pp}) bezeichnet.

$$\frac{E(V)}{L} = \frac{\alpha}{3} V^2 (V - V_0) \left[1 + \frac{V_0}{V} + \frac{4V_0^2 - \frac{3C'}{\alpha L} V_0}{V^2} \right] \quad (2.83)$$

Die Parameter werden aus den Experimenten bestimmt. α , C' und V_0 lassen sich mittels der Gl. 2.55 und Gl. 2.70 aus dem QV-Plot bestimmen.

Wie u.a. in Abb. 2.20 zu sehen ist, beeinflusst der Faktor, welcher in eckigen Klammern in Gl. 2.83 dargestellt ist, besonders den Bereich in der Nähe der Zündspannung.

Aus diesem Grund kann die Beziehung zwischen der Energie zur angelegten Spannung für hohe Spannungen in einer vereinfachten Form dargestellt werden.

$$\frac{E(V)}{L} = \frac{\alpha}{3} V^2 (V - V_0) \quad (2.84)$$

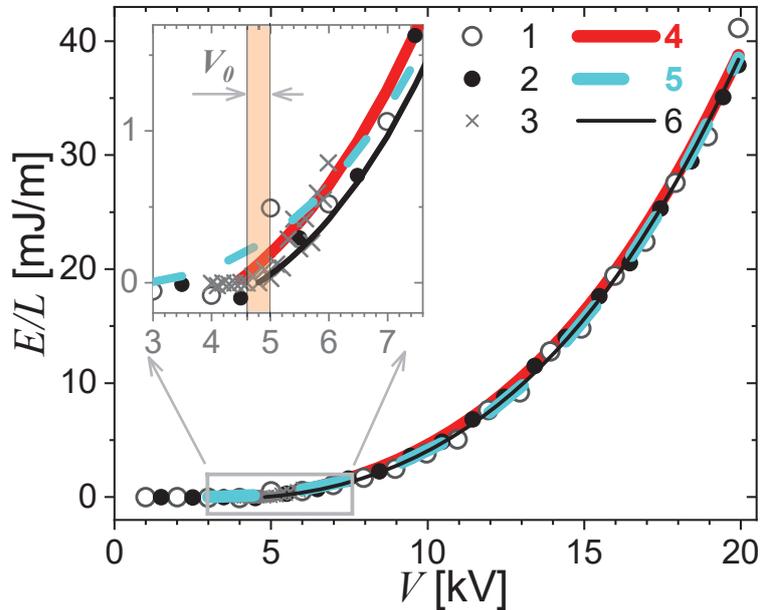


Abbildung 2.20: Die im SDBD umgewandelte Energie als Funktion der angelegten Spannung (peak-to-peak). Mit den Symbolen Kreis (1), Punkt (2) und Kreuz (3) sind Messdaten aus [26]. Linie 4 ist eine Berechnung mit Gl. 2.83 mit Konstanten, die aus dem QV-Plot extrahiert wurden. Die Kurven 5 und 6 sind Fits der Messdaten mit Gl. 2.84 bzw. Gl. 2.83. Grafik aus [41].

Die Anwendung von Gl. 2.83 ist in Abb. 2.20 gezeigt. Dabei wurde die Gleichung auf Messdaten von Hink et al. [26] angewendet. Daher wird an dieser Stelle auf [26, 41] für eine detaillierte Beschreibung der Datenerhebung sowie der Messprozedur verwiesen. Die Abbildung zeigt Fits (5,6) von drei verschiedenen Messungen (1,2,3) mit einem Ausschnitt, um den Bereich der Zündspannung.

Die rote Linie 4 stellt eine Berechnung mit Werten für α , V_0 und C' dar, die aus dem QV-Fit der aktiven Phase (rote Linie 4 in Abbildung 2.20) abgeleitet wurden, siehe auch Fit Nr. 2 in Tabelle 2.1. Die Berechnung stimmt sehr gut mit den experimentellen Daten für die Energie überein. Bei dieser Vorgehensweise wurden die Koeffizienten α , V_0 und C' anhand eines QV-Plots einer definierten Spannungsamplitude ermittelt.

Ein direkter Fit der experimentellen Daten mit Gl. 2.83 setzt, wie schon beim Fit der Ladung initiale²⁷ Parameterwerte voraus. Um einen initialen Wert für α zu erhalten, wurde der Datensatz zunächst mit Gl. 2.84 (Fit 5) gefittet.

Für den Fit mit Gl. 2.83 wurde das erhaltene α als Initialwert zusammen mit $C' = C_{cell}$ eingesetzt. Fit Nr. 6 zeigt den Fit mit einer festgesetzten Zündspannung $V_0 = 4800$ V, welche sich aus dem Schnittpunkt von $E(V)/L$ ergibt. Danach wurde der Koeffizient V_0 innerhalb seines Unsi-

²⁷d.h. der Fit hat mehrere lokale Minima. Das globale Minima kann durch Optimierung des Fitting-Algorithmus erreicht werden, siehe u.a. Simulated Annealing [101]

cherheitsbereichs variiert, um die Abhängigkeit des Fits von V_0 zu untersuchen, siehe Tabelle 2.1.

Bestimmung der Zündspannung von SDBDs

An dieser Stelle ist anzumerken, dass die Bestimmung der Zündspannungsamplitude V_0 nicht trivial ist, da die Kriterien für die SDBD-Zündung nicht klar definiert sind. Das Auftreten von Entladungsimpulsen kann nicht einfach als Kriterium definiert werden, da diese Impulse in der Praxis in nicht jeder Spannungsperiode auftreten. Auch können parasitäre Entladungen, wie sie an Elektrodendefekten oder an Kanten auftreten Ursache solcher Impulse sein.

Pipa et al. [41] schlagen deshalb vor, dass oft wiederholte Messungen der Leistung in der Nähe der Zündspannung, wie z.B. in Abb. 2.20 (mit den Datensets 1,2,3) die wahrscheinlich genaueste Methode zur Bestimmung von V_0 darstellt. Durch diese Methode kann die Genauigkeit auf $V_0 = (4800 \pm 200)$ V bestimmt werden.

Durch eine Variation der Zündspannung wird außerdem ersichtlich, dass die anderen Parameter (α, C') nur eine geringe Abhängigkeit von V_0 zeigen, weshalb sie auch mit einer größeren Genauigkeit bestimmt werden können, siehe Tabelle 2.1 und [41].

2.5.4 Dissipierte Leistung

In der folgenden Arbeit wird die dissipierte Leistung von SDBDs, anstatt der zuvor abgeleiteten Energie betrachtet. Die dissipierte Leistung ist ein wichtiger Parameter, um die Effizienz und Leistungsfähigkeit der SDBD zu bewerten. Die SDBD-Leistung lässt sich durch Multiplikation der Energie (Gl. 2.83) mit der Operationsfrequenz f errechnen: $P = Ef$.

Anzumerken ist, dass Gleichung 2.83 jedoch nur für den Fall gültig ist, in dem die angelegte Spannungsamplitude größer ist, als die der Zündspannung: $V > V_0$.

3 Herstellung der SDBDs

3.1 Elektrodenherstellung

Die in dieser Arbeit verwendeten Plasma-Aktuatoren bzw. SDBDs wurden mittels verschiedener Herstellungsverfahren realisiert, auf welche in den folgenden Abschnitten kurz eingegangen wird. Die einzelnen Herstellungstechniken unterscheiden sich grundsätzlich in ihrer Methodik zur Strukturierung der Elektroden. Die drei Verfahren - makrotechnologische Fertigung, PCB-Fertigung und mikrotechnologische Fertigung - decken hierbei ein breites Spektrum an Fertigungsgenauigkeiten ab, wobei prinzipiell die Fertigungstoleranz maßgebend für den zu betreibenden technologischen Aufwand ist. Es sei angemerkt, dass neuartige Fertigungsverfahren, wie etwa das Drucken der Elektroden [22] nicht untersucht wurden, da sich diese Techniken hinsichtlich ihrer Genauigkeit zwischen den untersuchten Verfahren einordnen lassen.

3.1.1 Makrotechnologische Realisierungsmethode

Aufgrund des übersichtlichen Aufbaus der SDBDs stellt das einfache Aufkleben von Kupferelektroden auf das gewünschte zu untersuchende Substrat eine rudimentäre, jedoch zugleich eine zeitsparende Fertigungsmöglichkeit dar. Angewendet wurde diese Fertigungsmethode speziell bei Experimenten, bei denen die SDBDs über einen längeren Zeitraum betrieben wurden und somit Erosion [23, 102, 103] bzw. Oxidation [104] MEMS-gefertigter Elektroden das Zündverhalten hätte verändern können.

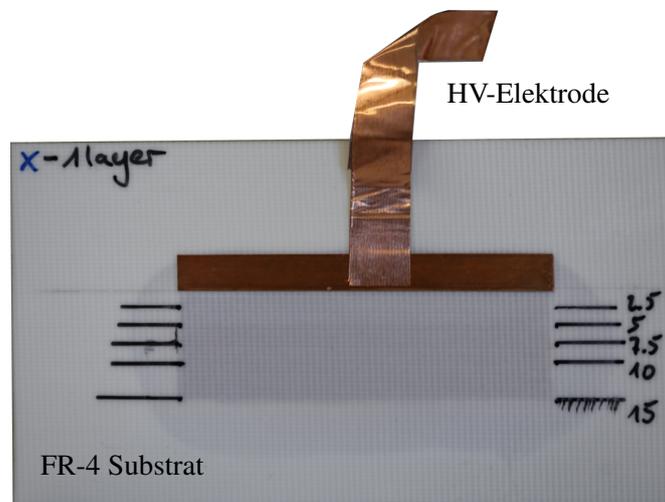


Abbildung 3.1: Makrotechnologisch hergestellter SDBD mit aufgeklebten Kupferelektroden. Zu sehen ist die Draufsicht mit oben weggeführter HV-Elektrode.

Als Elektroden wurde dabei leitendes Kupferband mit einer Dicke von $35\ \mu\text{m}$ verwendet, welches mit einem Präzisionsschneider auf die gewünschte Größe angepasst wurde. Die exakte Platzierung der Gegenelektrode erfolgte anhand vorher abgemessener Markierungspunkte und einer anschließenden optischen Kontrolle mit Hilfe einer Durchlichtplatte. Aufgrund einer Fertigungsgenauigkeit der Elektroden von $\pm 0.25\ \text{mm}$ wurden mit dieser Methode nur Proben realisiert, die

eine Mindestelektrodenlänge von $L = 5$ cm aufwiesen.

3.1.2 PCB-Fertigung

Die Realisierung mittels Leiterplattentechnologie¹ stellt eine gängige Methode der SDBD-Herstellung dar [25, 26, 105]. Im Vergleich zur mikrotechnologischen Fertigung wurde auf eine ausgelagerte Produktion, durch die Firma IBR Leiterplatten GmbH & Co KG, aus Gründen der Kosten- und Zeitersparnis zurückgegriffen. Außerdem dienten die weiterhin als PCB-Proben oder PCB-SDBDs bezeichneten Entladungen als Benchmark für die Kalibrierung des Messsetups. Vergleiche wurden hierzu mit der Literatur [18, 106] und Ergebnissen des Projektpartners² [26] angestellt.

Da unter die Gruppe der Leiterplatten mehrere Materialien fallen, wird darauf hingewiesen, dass in dieser Arbeit der Bezeichnung PCB explizit Leiterplatten vom Typ FR-4 zugeordnet sind. Das Material FR-4 besteht aus in Epoxidharz getränkte Glasfasermatten mit aufgebrachtten Elektroden, beginnend ab einer minimalen Schichtdicke von $17 \mu\text{m}$. Die standardmäßige Schichtdicke der Kupferelektroden mit optionaler korrosions- bzw. erosionschützender Goldschicht (wenige Nanometer) beträgt jedoch $35 \mu\text{m}$ [107].

3.1.3 Mikrotechnologische Realisierungsmethode

Die MEMS-Technologie ermöglicht von allen untersuchten Herstellungsverfahren die präziseste Implementierung der erwünschten Geometrie mit einer Auflösung im Sub-Mikrometerbereich. Zur Herstellung wurden 4- und 6-Zoll Wafer als Substrat verwendet und anschließend im Reinraum (EN ISO 14644) prozessiert. War das Substrat nicht in der runden Waferform verfügbar, wie z.B. bei Zirkonia, so wurde die gewünschte Geometrie mittels eines Schneidlasers (Nd:YAG, Wellenlänge: 355 nm) zugeschnitten.

Die Elektrodenstrukturierung im Reinraum erfolgte durch verschiedene, substratspezifische Methoden. Durch die Verwendung von anorganischen Substraten, auf welche ein Großteil der Ergebnisse dieser Arbeit entfallen, konnte auf einen sog. Lift-off Prozess zurückgegriffen werden. Abbildung 3.2 (A) zeigt eine schematische Übersicht der durchgeführten Prozessschritte. Die jeweiligen, substratspezifisch entwickelten Prozesspläne können im Anhang 7.3.1 eingesehen werden. Im Folgenden werden die, für das weitere Verständnis der Arbeit wichtigen Schritte kurz dargestellt.

Zunächst wurden die Substrate 10 min jeweils in einem Isopropanol- und einem Aceton-Ultraschallbad gereinigt. Anschließend wurden sie bei 4000 Umdrehungen pro Minute (rpm) mit einem Umkehrlack (AZ 5214NV) belackt (Süss LabSpin8/HP8) und für 60 s bei 100°C im sog. Softbakeprozess auf einer Heizplatte ausgebacken. Die Elektrodengeometrie wurde mittels optischer Lithografie (Süss MicroTec MA/BA - 365 nm) strukturiert. Nach dem Bildumkehrschritt (Flutbelichtung) wurden die Substrate im Entwickler (AZ 726 MIF) durchentwickelt und lösliche Fotolackbereiche entfernt. Besondere Aufmerksamkeit beim der Lithografie erforderte die Wahl geeigneter Prozessparameter, welche bei Umkehrlacken entscheidenden Einfluss auf eine optimale Lackflanke (Abb. 3.2A(a-c)) haben [108].

Mittels physikalischer Gasphasenabscheidung durch einen Elektronenstrahlverdampfer³ wurden auf die Proben das Elektrodenmetall aufgedampft (Leybold Univex 450B). Der in der Maschine

¹ engl.: printed circuit board (PCB)

² INP Greifswald

³ engl.: Electron-beam physical vapor deposition (EBPVD)

A. Lift-off Prozess

B. Ätzverfahren

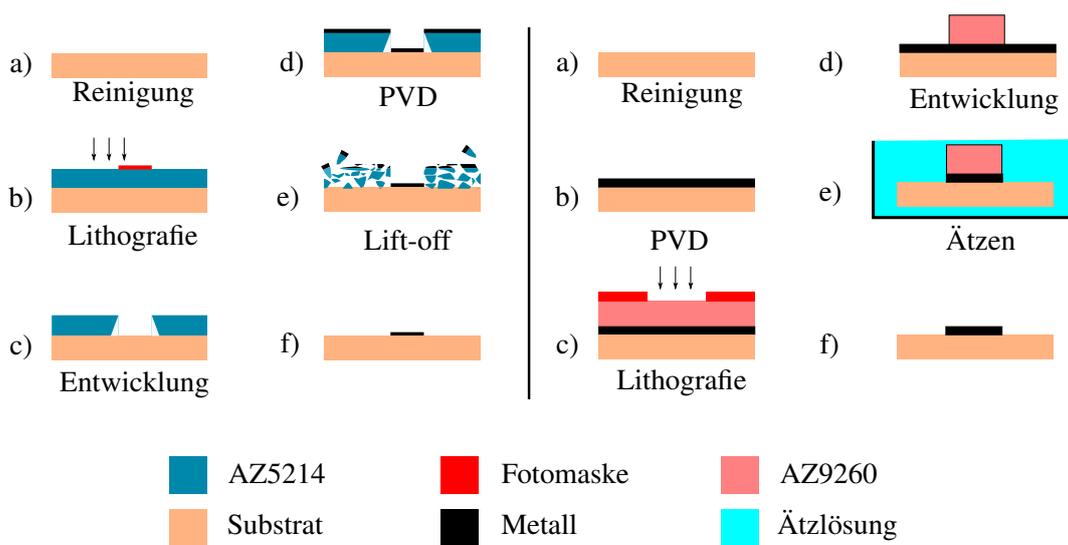


Abbildung 3.2: Schematische Übersicht über die mikrotechnologischen Herstellungsprozesse.
 (A) Der Lift-off Prozess ermöglicht eine detailliertere Übertragung der gewünschten Struktur der Maske.
 (B) Das Ätzverfahren wurde auch für Substrate verwendet, welche schon vor-metallisiert waren, wie z.B. Pyralux.

installierte Schwingquarz misst das verdampfte Metall, wodurch die gewünschte Dicke der aufzubringenden Metallschicht bis auf wenige Nanometer eingestellt werden kann.

Im Anschluss wurde der durchentwickelte Fotolack mit samt bedampftem Metall im Lift-off Verfahren in Aceton (oder AZ 100) entfernt. Um einen erfolgreichen Lift-off zu gewährleisten, wurde stets darauf geachtet, dass die Lackschicht des Fotolacks eine größere Dicke aufwies als das aufgebrauchte Metall. Bei einer gut ausgebildeten Lackflanke blieb nach dem Verfahren die CAD-gezeichnete Elektrodengeometrie auf einer Substratseite zurück. Die Herstellung der Gegenelektrode erfolgte nach dem Umdrehen der Probe analog, wobei Justiermarken eine präzise Positionierung der Gegenelektrode im Belichter sicherstellten.

Der Vollständigkeit halber sei noch angemerkt, dass bei der Herstellung organischer, flexible Substrate nicht auf das Lift-off Verfahren zurückgegriffen werden konnte. Mangels chemischer Beständigkeit der verwendeten Substrate wie Polyurethan gegenüber Aceton und AZ100 oder dem vollständigen Auflösen der organischen Bindematrix⁴ wurde hier auf einen Ätzprozess zurückgegriffen. Wie in Abb. 3.2(B) gezeigt, erfolgte die Metallisierung direkt auf dem gereinigten Substrat und die gewünschte Elektrodengeometrie wurde nach der Fotolithografie durch Abätzen der aufgedampften Schicht realisiert.

Da das ursprüngliche Ziel der Arbeit die Evaluation flexibler Folien, meist organischen Ursprungs, war, wurden die geätzten SDBDs einheitlich mit Kupfer metallisiert. Als Ätzlösung wurde zuerst in Wasser gelöstes Eisen(III)-chlorid (FeCl_3) und später Natriumpersulfat ($\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_8$) verwendet.



⁴bei den Keramikfolien Keratherm

Gegenüber dem gängigen Ätzen mit einer Eisen(III)-chlorid-Lösung hat Natriumpersulfat den Vorteil einer geringeren Unterätzung und damit einer genaueren Konturschärfe.



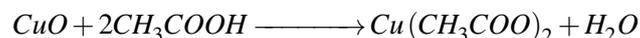
Erwähnenswert ist außerdem, dass durch die Realisierung flexibler Folien-SDBDs neue Prozesstechniken und Apparaturen entwickelt werden mussten, um z.B. dem Aufrollen der bis zu 25 µm dünnen Folien auf einer konventionellen Hotplate entgegenzuwirken. Eine detaillierte Übersicht über die entwickelten substratspezifischen Prozesspläne finden sich im Anhang der Arbeit, siehe Kap. 7.3.1.

3.2 Isolierung der Gegenelektrode

Das Anlegen einer ausreichend großen Wechselspannung, an zwei durch ein Dielektrikum getrennte Elektroden, resultiert in einer beidseitigen Plasmabildung. Anders als z.B. bei der Ozongewinnung [109], ist jedoch der Einsatz einer beidseitigen Entladungsgeometrie aus applikationstechnischen Gründen limitiert. Auch vor dem Hintergrund der Energieeffizienz ist es entscheidend die Plasmabildung durch eine Isolierung an der Gegen- bzw. Masseelektrode zu verhindern. In der Literatur erfolgt die Isolierung oftmals durch Aufkleben einer dünnen Polyimidschicht aus Kapton [110, 111] oder vernetztem Silikon. Dies stellt jedoch nur eine unzureichende Isolierung dar, da so vor allem an den Elektrodenkanten kleine Lufteinschlüsse nicht vermieden werden können. Die Plasmabildung in diesen Einschlüssen resultiert, neben dem ungewollt höheren Leistungsverbrauch, auch in der dauerhaften Beschädigung [102] der Isolierung (Kap. 3.4.1), was die Haltbarkeit der SDBDs in einem späteren Anwendungsfall stark einschränkt.

Am effizientesten kann die Plasmabildung an der Masseelektrode durch spezielle Flüssigkeiten bzw. Transformatorenöle (z.B. Shell Diala S4 ZX-I) unterdrückt werden, auf deren Verwendung jedoch, im Hinblick auf die Handhabbarkeit und die spätere Oberflächenintegration, verzichtet wurde. Getestet wurden stattdessen Epoxidharze und Silikone, welche in Flüssigphase aufgetragen, die Elektrodenkanten gut nachformten. Tabelle 3.1 stellt eine kurze Übersicht der getesteten Isolierungen dar.

Soweit nicht explizit erwähnt, erfolgte die Isolierung der SDBDs dieser Arbeit mit dem fließfähigem Silikon 3140 RTV der Marke Dow Corning, welches bei Raumtemperatur aushärtet. Hierbei ist besonders die feuchtigkeitsvernetzende Eigenschaft dieser 1-Komponenten Silikon-Beschichtungsmasse hervorzuheben, da gängige essigsäurevernetzende Silikone mit den Metallelektroden reagieren, was in einer Blasenbildung im Silikon resultiert:



Eine weitere Möglichkeit der Isolierung stellt die Einbettung in Epoxidharz-getränkte Faser-verbundstoffe dar. Da die entwickelte Technologie jedoch nicht ausschließlich der Isolierung der Masseelektrode dient, wird auf dieses Verfahren im nachfolgenden Kapitel genauer eingegangen.

Name	Gruppe	Methode	Beurteilung
SU-8	Fotolack, Epoxy	MEMS	+
CMC 63330	Polyurethane	MEMS	+
PDMS	Polymer	MEMS	+
WEICON Isolier-Spray	Acrylharzbasis	Aufsprühen	+
Loctite DB 2k	Epoxy	Flüssigphase	++
Loctite EA 9466	Epoxy	Flüssigphase	++
DEWEPRO Silikon 8000	Silikon	Aufbringung	++
Dow Corning 3140 RTV	Silikon	Aufbringung	+++
Sigaprepp	GFK	Leichtbau	+++

Tabelle 3.1: Übersicht der untersuchten Isolationsmaterialien. Beurteilungsgrundlage der Materialstudie war die Isolation der Groundelektrode:

+ : nicht verwendbar (Durchschlag, dicke nicht ausreichend, ...)

++ : bedingt verwendbar (wirft Blasen, schwer zu applizieren, ...)

+++ : verwendbar

Die Beurteilung stellt dabei eine rein subjektive Einschätzung dar, mit dem Ziel eine geeignete Isolierung zu finden.

3.3 Einbettung in Faserverbundstoffe

3.3.1 Problematik der MEMS-Technologie

Die Herstellung mikrotechnologisch gefertigter SDBDs ist auf die durch den Reinraum vorgegebene maximale Substratgröße⁵ beschränkt. Um die Technologie jedoch auf eine größere Fläche wie z.B. einen Flugzeugflügel zu skalieren, müssen mehrere Einzel-SDBDs aneinandergereiht werden. Beim einfachen Zusammenfügen (z.B. durch Kleben [25]) entstehen Stufen und Stoßkanten, welche eine Höhendifferenz von mehreren hundert Mikrometern aufweisen können. Diese Erhöhungen fungieren als Störstelle und resultieren in vorzeitig induzierten Turbulenzen [35] (Kap. 7.1), was sich negativ auf die aerodynamischen Eigenschaften des Flügels auswirkt, ganz zu schweigen davon, dass eine geklebte SDBD-Integration schon aufgrund von Stabilitäts- und Sicherheitsanforderungen keine Option darstellt.

3.3.2 Lösung der Skalierungsproblematik

Um SDBDs stabil und in Form und Größe skalierbar zu gestalten, wurde ein Leichtbautechnologieprozess entwickelt, welcher auf Materialien und Techniken basiert, die bereits im modernen Flugzeugflügelbau [112] verwendet werden. Durch die Anforderungen an die spätere Applikation, fiel die Wahl auf ein Epoxidharz-basiertes System, welches eine höhere Hydrolysebeständigkeit besitzt und somit weitaus resistenter gegenüber Osmose⁶ als ein Polyesterharz-basiertes System ist.

Durch einen Einbettungsprozess werden die MEMS-gefertigten SDBDs mittels eines Autoklaven (Scholz Autoclaves) in Glas-, Kohlefaser bzw. einem Verbund aus beiden Materialien eingebettet, siehe Abb. 3.3. Die Glasfaser (GFK) dient hierbei der Isolation der Masseelektrode, während Kohlefaser (CFK) dem Epoxidverbund die nötige Stabilität verleiht. Eine Vorarbeit bezüglich der Kombination von Glas- und Kohlefasern findet sich u.a. bei Romano et al. [113].

⁵Reinraum der OTH Regensburg: max. 6-Zoll

⁶bei z.B. Wasser

3.3.3 Entwickelte Prozesstechnik

Im Folgenden wird nun kurz der entwickelte Integrationsschritt der SDBDs in Glasfaserverstärkten Kunststoff skizziert. Zunächst werden die SDBDs händisch mit der Oberseite (HV-Layer

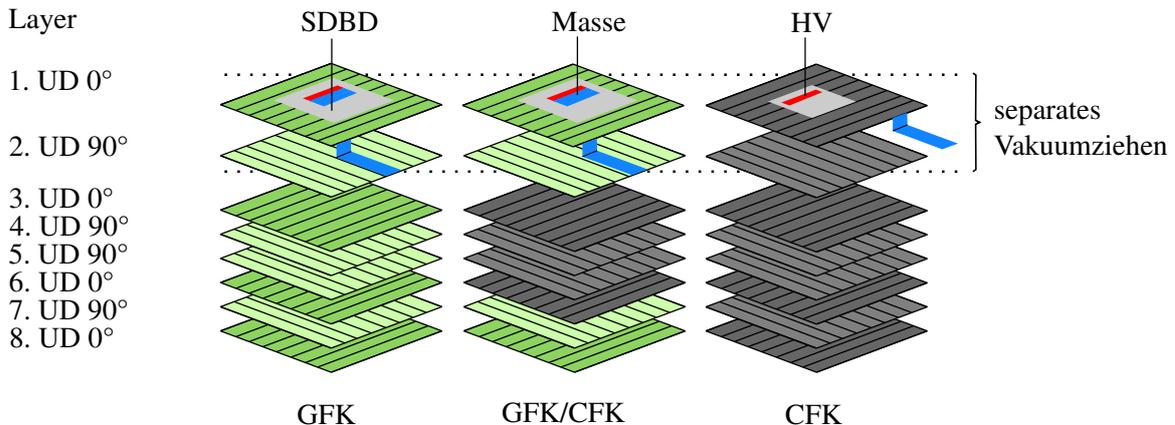


Abbildung 3.3: Skizzierte Darstellung der Einbettung in Glas- und Kohlefaser verstärkten Kunststoff. Verwendet wurden acht unidirektionale (UD) Fasern in der gezeigten Stapelreihenfolge. Die ersten beiden Schichten wurden dabei separat Vakuumgezogen, um eine bessere Abformung der Kanten zu gewährleisten.

Elektrode) voraus auf eine aus Aluminium CNC-gefräste Negativform des späteren Flügels gepresst und durch das Auflaminieren einer ersten Faserschicht fixiert, siehe dazu den Appendix 7.3.2.

Als Ausgangsmaterial dienen unidirektional vorimprägnierte Fasern von Sigapreg (G U300-0/NF-320/35) und der Aufbau erfolgte anhand einer $(0/90)_{25}$ -Stapelreihenfolge. Die ersten beiden orthogonal zueinander ausgerichteten Faserschichten werden jeweils eine Stunde lang vakuumgezogen, siehe Abb. 3.3. Dieser Schritt stellt einerseits ein genaueres Abformen der Substratkanten sicher und sorgt andererseits für das Entweichen kleinster Luftbläschen, welche durch das Auflaminieren der Faserplatten entstehen. Auf diese Weise wird neben der Isolation der Masseelektrode auch die Höhendifferenz zwischen den eingebetteten SDBDs und den Faserplatten minimiert.

Der elektrische Kontakt zur Masseelektrode der SDBD kann dabei durch eine Durchführung zwischen zwei GFK-Schichten, wie in Abb. 3.3 gezeigt, hergestellt werden.

Bei der CFK-Einbettung kann z.B. durch die Kohlefaser selbst der Kontakt zur Masseelektrode hergestellt werden. Der Faserverbund kann beliebig viele Schichten aufweisen, sollte jedoch, um

Prozessschritt	0	1	2	3	4	5	6
Abschnittszeit [min]	0	5	120	45	120	45	0
Temperatur [°C]	30	30	30	120	120	30	30
Autoklavendruck [bar]	0	6	6	6	6	6	0

Tabelle 3.2: Der entwickelte Prozessplan des Autoklaven.

Materialverzug bei Beanspruchung zu vermeiden, einen symmetrischen Aufbau besitzen. Die in den Experimenten verwendeten acht GFK-Schichten resultieren in einer finalen Einbettungsdicke von 1.1 mm. Nach dem Stapeln der Schichten und dem anschließenden Vakuumieren, sorgt der entwickelte Autoklavenprozess (Tabelle 3.2) bei einer maximalen Temperatur von 120 °C und einem Druck von 6 bar für die erforderlichen Umgebungsbedingungen, um das Epoxidharz optimal zu vernetzen.

3.3.4 Evaluation der Faserverbundintegration

Die Qualität der GFK-Einbettung von Zirkonia-SDBDs wurde mit dem Profilometer hinsichtlich der Höhendifferenz zwischen dem SDBD-Substrat und dem umgebenden Einbettungsmaterial untersucht. Eine Übersicht hierzu findet sich in Abb. 3.4.

Abbildung 3.4(a) zeigt dabei den konzeptuellen Aufbau der Einbettung von MEMS-Sensoren [25, 114] bzw. Aktuatoren [23]. Wie der Höhenprofilmessung in Abb. 3.4(b) zu entnehmen ist, weist der Übergang SDBD-GFK einen Transitionsbereich von $\Delta x \approx 8$ mm auf, in welchem das Epoxidharz der Fasern beim Autoklavenprozess das Dielektrikum unterwandert. Dieser Transi-

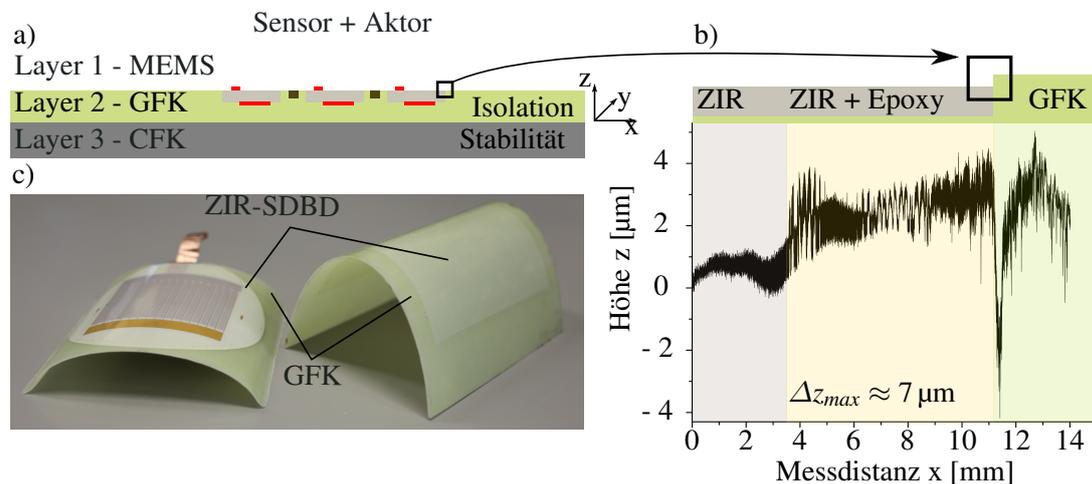


Abbildung 3.4: (a) Schematische Einbettung MEMS-gefertigter Komponenten in die Faserverbundstoffe GFK und CFK.

(b) Gemessenes Höhenprofil des Übergangs GFK-Zirkonia (ZIR).

(c) In die GFK-Oberfläche integrierte SDBDs auf einer gekrümmten Form.

tionsbereich sollte beim Design der SDBDs berücksichtigt werden, da das Harz selbst als Isolierung fungiert und somit die aktive (Plasma-)Fläche verkleinert. Eine Verkleinerung dieses Transitionsbereichs kann durch einen geringeren Epoxidanteil (verwendet wurden 35 %) erzielt werden, was jedoch den Nachteil einer größeren Stufenkante zur Folge hat. Die Wahl des Epoxidanteils ist somit abhängig von der Dicke der einzubettenden Strukturen.

Der Epoxidanteils sowie die entwickelten Prozessparameter wurden insofern abgestimmt, dass die Stufenkante eine geringere Höhe, als die der viskosen Unterschicht ($\Delta z_{max} < w_d$, siehe Kap. 7.1) aufweist. Mit den Prozessparametern, welche in Tabelle 3.2 dargestellt sind, konnte die Stufenkante auf den gekrümmten GFK Formen in Abb. 3.4(c) auf $\Delta z \approx 7 \mu m$ minimiert werden. Durch eine stetige Parameteroptimierung kann die Qualität der Einbettung weiter verbessert werden, für die Untersuchungen vorliegender Arbeit war das erzielte Ergebnis jedoch ausreichend.

Ein weiterer Vorteil der Fasereinbettung ist, dass die Oberflächenintegration durch die Verwendung flexibler Dünnschichtsubstrate nicht auf eine planare Geometrie beschränkt ist, wie Abb. 3.4(c) zeigt. Mit $90 \mu m$ dickem Zirkonia ließen sich beispielsweise Krümmungsradien von 27 mm realisieren.

Weiterhin wurde mittels der direkten Einbettung von Substraten in CFK-Faser, die Oberflächenintegration von Sensorik untersucht. Eine Einbettung von Sensorik zwischen einzelnen Faserschichten ist weithin bekannt [115], jedoch eignet sich die entwickelte Oberflächenintegration auch für Sensoren direkt an der Oberfläche, um beispielsweise die Strömungsmanipulation von PAs zu messen [114]. Als Substratmaterial wurde auf Borofloat-Glas zurückgegriffen, welches

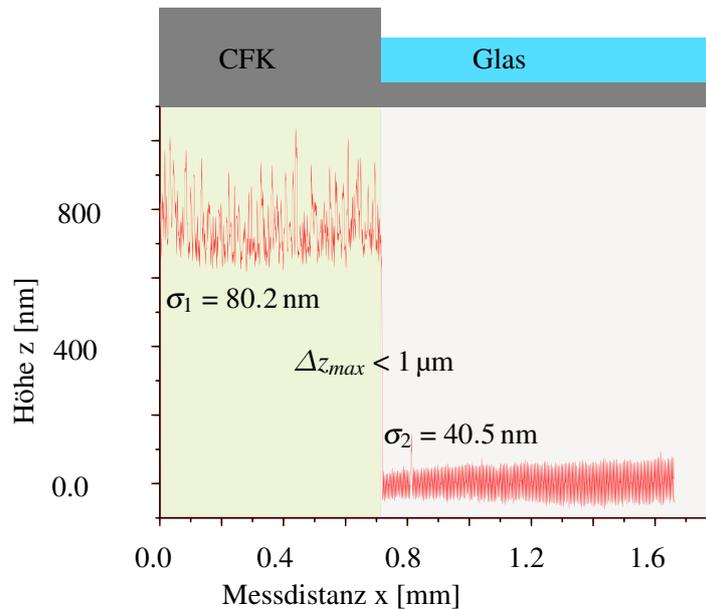


Abbildung 3.5: Gemessenes Höhenprofil des Übergangs CFK zu Borofloat-Glas (Glassubstrat). Die beide Oberflächenrauigkeiten (CFK & Glas) sind gering, weshalb das Harz der CFK-Fasermatten das Glassubstrat nicht unterwandert, wie es in Abb. 3.4 der Fall ist.

einerseits selbst als Sensorsubstrat fungieren kann [116] und sich hinsichtlich seiner Oberflächenrauigkeit nur unwesentlich von Silizium unterscheidet. Aus Profilometermessungen vom Übergang CFK-Borofloat lässt sich schließen, dass der Transitionsbereich stark abhängig ist von der Oberflächenrauigkeit des Dielektrikums, siehe Abb. 3.5.

Eine Übersicht der gemessenen Oberflächenrauigkeiten der verwendeten Substrate findet sich im Appendix (Kap 7.6.1).

Liegt z.B. das Glas beim Autoklavenprozess flach auf der planaren Aluminiumplatte, so kann das Epoxidharz das Substrat nicht unterwandern und ein Transitionsbereich war nicht festzustellen. Das Harz formt die Kanten klar nach und führt nur zu einer geringen Transitionsstufe von $\Delta z < 1 \mu\text{m}$.

3.4 Materialuntersuchungen

3.4.1 Dielektrikumsstudie

Zunächst wurden verschiedene Substrate hinsichtlich ihrer Eignung als Dielektrikum untersucht. Das Substrat sollte dabei einen stabilen SDBD-Betrieb gewährleisten und sich über die Operationszeit hinweg dabei nicht chemisch oder elektrisch verändern. Im Kontext des aerodynamischen Applikationsbereichs wurden zudem spezielle Anforderungen an das Dielektrikum gestellt. Da die aufzubringende Energie, um ein Flugzeug zum Abheben zu bewegen, mit dessen Gewicht skaliert [117], wurden Substrate untersucht, welche bei geringer Schichtdicke einen stabilen SDBD-Betrieb versprechen. Durch die gezielte Untersuchung von Dünnschichtsubstraten sollte folglich das Gewicht bisheriger SDBDs minimiert werden.

Weitere Prämisse war die einfache Applikation auf einer gekrümmten aerodynamischen Oberfläche, weshalb insbesondere Spezialfolien untersucht wurden:

Kapton, Pyralux - (Folie):

Die Polyimidfolie Kapton wird oftmals in flexiblen gedruckten Schaltungen verwendet und findet u.a. Anwendung bei der Konstruktion von Weltrauminstrumenten. Kapton wurde in den 1960er Jahren von der DuPont® Corporation entwickelt und bleibt über einen weiten Temperaturbereich (−269 °C bis 400 °C) stabil. Untersucht wurden Kapton HN und Kapton CR (CR - Corona Resistant). Pyralux ist eine mit Kupfer beschichtete Polyimidfolie.

SU-8 - (Fotolack):

SU-8 ist ein von der Firma Microchem Corp.® vertriebener negativ-Fotolack, welcher vor allem in der Mikrosystemtechnik breite Anwendung findet. Nach dem Prozessieren verbleibt vom Lack nur der Epoxidharzanteil. Vorteil von SU-8 ist, dass er eine präzise Strukturierung (Auflösungsbereich $\approx 5 \mu\text{m}$) mittels MEMS-Technologie ermöglicht.

Polyurethane - (Folie):

Analysiert wurden Kunststofffolien aus Polyurethane (PU) mit einer dünnen aufgetragenen Kupferschicht. PU als Folie ist nicht nur flexibel, sondern wird derzeit auch auf Grund seiner reversiblen Dehnbarkeit im Kontext formverändernder bzw. selbst-adaptiver Flügel untersucht [118]. Die Dehnbarkeit des Substrats war gerade im Hinblick einer möglichen Variation der Zündspannung interessant⁷.

Keramische Folien mit organischer Bindematrix

Hierbei handelt es sich um Folien, bei welchen im Herstellungsprozess Aluminiumoxid zum Grundsilikonelastomer hinzugegeben wurde. Eine zusätzliche Erhöhung der mechanischen Festigkeit kann durch Zugabe einer Glasfaserverstärkung erzielt werden. Bezogen wurden die als Keratherm® bezeichneten Folien von KERAFOLO®.

Borofloat-Glass - (Wafer):

BOROFLOAT® ist ein hochwertiges, temperaturbeständiges Borosilikatglas von der Firma SCHOTT. Das Glas weist einen geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten auf und ist auch bei hohen Temperaturen (bis zu 450 °C) dauerhaft einsetzbar. Verglichen mit anderen Gläsern weist es eine höhere Elastizität und mechanische Belastbarkeit auf und ist zudem in Waferform verfügbar.

⁷Durch eine Anpassung des Gasspalts

Zirkonia - (Folie):

Zirkonia oder auch 3YSZ ist ein spezielles mit 3mol% Yttrium-teilstabilisiertes Zirkoniumdioxid für Dünnschichtanwendungen. Unter anderem kann es als ionenleitende Keramikmembran für die Festoxidbrennstoffzellen (SOFC) eingesetzt werden [119]. Charakteristisch für das Material ist die Flexibilität, eine hohe Biegefestigkeit, sowie eine große Bruchfestigkeit. Ein Vorteil besteht darin, dass das 3YSZ in äußerst dünnen Materialstärken (min. 40 µm) hergestellt werden kann. Aufgrund dieser Schichtdicken weist das Substrat Folieneigenschaften auf, obwohl es an sich anorganischen Ursprungs ist.

Siebdruckkeramiken - (Platte):

Als Dielektrika wurden auch Keramiksubstrate untersucht, die aus der additiven Siebdruck-Fertigung bekannt sind. Aluminiumoxid (Al₂O₃) ist dabei der am weitesten verwendete Keramikwerkstoff und zeichnet sich durch seinen außergewöhnlichen Härtegrad und der Resistenz gegenüber hohen Temperaturen (>400 °C) aus. Die untersuchten Siebdruckkeramiken weisen eine Dicke von 600 µm auf.

Keral 99 - (Platte):

Das Substrat Keral99 von KERAFOL® unterscheidet sich von den Siebdruckplatten durch einen sehr hohen Aluminiumoxidgehalt (Reinheitsgrad von $\geq 99,6\%$). Das Material hat aufgrund seines hohen Reinheitsgrades und der feinen Kornstruktur mit 17 kV mm⁻¹ eine sehr hohe elektrische Durchschlagsfestigkeit. Einen Nachteil von Keral99 stellt jedoch (bislang) die minimale Fertigungsdicke von 250 µm dar, bei welcher das Substrat keine Folieneigenschaften aufweist.

Tabelle 3.3 zeigt eine Übersicht aller getesteten Materialien, inklusive der untersuchten Dicken, der jeweiligen Spezifikation und der Technologie⁸ mit denen die SDBDs realisiert wurden.

Hinsichtlich der Haltbarkeit, der Erosionsbeständigkeit gegenüber Niedertemperaturplasma, konnte keines der organischen Materialien überzeugen. Die Oberfläche der Dielektrika wird durch Ionenbeschuss und die hohe chemische Aktivität der reaktiven Sauerstoffspezies [102], die durch die Entladung erzeugt werden, geätzt [120, 121].

Die ständige Degradation organischer Dielektrika führt somit schlussendlich zu einem elektrischen Durchschlag, der in einem Kurzschluss beider Elektroden resultiert. Die Operationszeit bis zum Auftreten des Durchschlags ist dabei materialspezifisch.

Durch die Verwendung von Spezialfolien wie z.B. Kapton CR⁹, kann die Zeit bis zum Durchschlag zwar verlängert werden (siehe dazu Appendix 7.6), jedoch nicht ausreichend genug, für den gewünschten Anwendungsbereich.

Trotzdem werden diese organischen Materialien in der Literatur häufig als Dielektrikum für SDBDs und PAs vorgeschlagen [39, 111, 122, 123]. Nur wenige Veröffentlichungen [102, 124], welche mit den Ergebnissen vorliegender Arbeit übereinstimmen berichten über ihre starke Degradation. Es sein angemerkt, dass die bessere Erosionsbeständigkeit von FR-4 gegenüber z.B. Dünnglas dabei nur auf die höheren Dielektrikadicken zurückzuführen ist.

Eine Verwendung von anorganischen Materialien ermöglicht es hingegen, ein stabiles Niedertemperaturplasma auf der Oberfläche aufrechtzuerhalten, ohne dass die Probe innerhalb weniger

⁸siehe Kap. 3.1

⁹CR steht für Corona Resistant

Material	Haltbarkeit	Diel. dicke [μm]	Spezifikation	Technologie
Kapton	+	25,50,100,125	HN	MEMS
Kapton	++	125	CR	MEMS
FR-4	+++	350,500	-	PCB
SU8	+	80	SU8 50-100	MEMS
Pyralux	+	100	AP8545	PCB, MEMS
Polyurethan	+	200	-	PCB, MEMS
Keratherm	+	150	U80,86-37	PCB, MEMS
Dünnglas	+	30,50	SCHOTT ECO D263	MEMS
Borofloat	+++	200-2000	SCHOTT 33	MEMS, Makro
Zirkonia	++	90,150,380	3YSZ	MEMS, Makro
Al ₂ O ₃	+++	250,500	Keral99	MEMS, Makro
Al ₂ O ₃	+++	500	Siebdrucksubstrat	Makro

Tabelle 3.3: Übersicht der untersuchten Dielektrika. Die Tabelle gliedert sich in organische (oben) und anorganische (unten) Dielektrika. Beurteilungsgrundlage der Materialstudie war die Beständigkeit gegenüber Niedertemperaturplasma (Haltbarkeit):

- +: früher Substratdurchschlag
- ++: später Substratdurchschlag
- +++ : kein Substratdurchschlag

Die Haltbarkeit stellt dabei eine rein subjektive Einschätzung dar; Ziel der Dielektrikumsstudie war eine schnelle Evaluation aller getesteten Substrate. Um eine qualitative Aussage bzgl. der Haltbarkeit zu treffen, ist eine genauere Einbeziehung der Dielektrikumsdicke erforderlich.

Sekunden zerstört wird. So kann man z.B. durch die Verwendung von Borofloat-Glas Plasma stundenlang betreiben, ohne dass ein elektrischer Durchschlag auftritt.

Gleiches gilt für die Aluminiumoxid basierten Substrate. Auf die Zirkonia-Substrate wird speziell in Kapitel 5.2.2 näher eingegangen.

3.4.2 Elektrodenerosion

Um eine ausreichende Betriebsdauer (von mind. einer Stunde) der SDBDs zu gewährleisten, mussten auch verschiedene Elektrodenmaterialien hinsichtlich ihrer Erosionsbeständigkeit gegenüber Plasma evaluiert werden.

Zu diesem Zweck wurden für jedes zu untersuchende Elektrodenmaterial drei SDBDs auf einem 500 μm dicken Borofloat Glassubstrat realisiert. Zwei der drei SDBDs wurden dann für 30 bzw. 60 min oberhalb der Zündspannung ($V_{rms} = 2.2 \text{ kV}$) betrieben, siehe dazu das Setup in Abb. 3.6.

Abbildung 3.7 zeigt Fotos der Erosionsproben, welche mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) aufgenommen wurden. Zur besseren Darstellung wurden jeweils die HV-Elektroden der SDBDs in Falschfarben (orange) dargestellt. Die Bilder wurden mit dem REM (JEOL JSM-6510) bei einem Neigungswinkel von $\alpha = 60^\circ$ aufgenommen, wie dem Inset von Abb. 3.7 zu entnehmen ist. Es ist noch anzumerken, dass vor der Begutachtung im REM einige Nanometer Gold auf die Proben gesputtert wurden, um eine Aufladung des nichtleitenden Substrats zu minimieren, was die Bildqualität verbesserte.

Getestet wurde zunächst eine 300 nm dicke Schicht aus Chrom (Cr). Das Material Chrom, welches oftmals aufgrund der guten Adhäsionseigenschaften als Haftvermittler [125] eingesetzt wird, erodiert bzw. oxidiert sehr schnell unter dem Einfluss von Atmosphärendruck-Plasma.

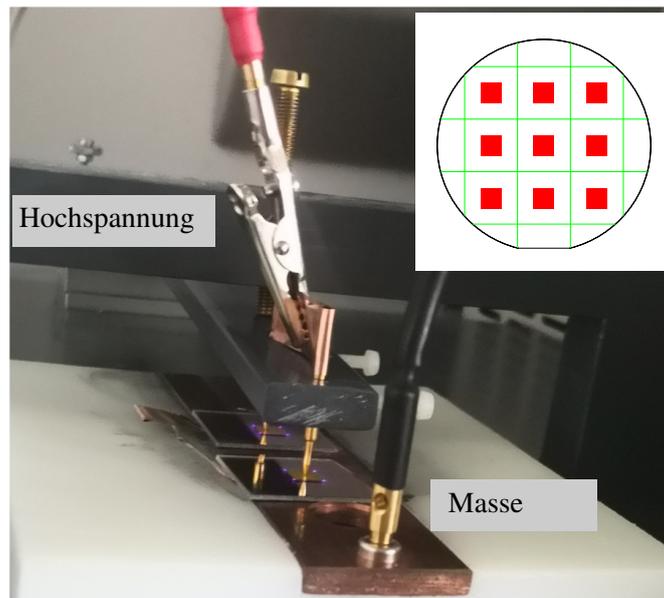


Abbildung 3.6: Versuchsaufbau der Erosionsstudie für verschiedene Materialien. Der Inset zeigt eine Maske der Proben (rot) mit den später gelaserten Vereinzelungslinien (grün). Der Hochspannungskontakt wurde mit zwei Federstiften hergestellt.

Wie Abb. 3.7 zu entnehmen ist, bilden sich bereits nach einer Betriebsdauer von 30 min stärkere Verwerfungen an der Oberfläche der Metallschicht, welche sich mit einer zunehmenden Operationszeit stärker ausprägen. Bei Verwendung von Cr als Haftvermittler kann eine zweite Metallschicht verwendet werden, um die Elektroden vor einer schnellen Erosion zu schützen.

Da die Erosion MEMS-gefertigter Elektroden [105, 126] von außerordentlicher Bedeutung für die Haltbarkeit der SDBDs ist, finden sich in der Literatur bereits Erosionsstudien, welche nicht auf Chrom basieren [23, 102, 103, 127].

So wurde beispielsweise gezeigt, dass Wolfram (W) [102, 103, 127] eine bessere Beständigkeit gegenüber der destruktiven Wirkung von Niedertemperaturplasmas aufweist als Chrom. Bereits 2019 [23] wurde über die Erosion der üblicherweise verwendeten Cr/Cu-Elektroden berichtet und gezeigt, dass eine Schutzschicht aus Gold (Au) die Erosion nur bis zu einem gewissen Grad einschränkt, siehe Abb. 3.7. In dieser Studie [23] wurden Chrom(Cr)/Nickel(Ni) Elektroden, als die geeignetsten Metalle hinsichtlich der Erosion beschrieben. Weiterhin wurde festgestellt, dass auch die Methode (Sputtern oder Bedampfen (PVD)) der Fertigung entscheidend ist für die Erosionsbeständigkeit.

In einer weiteren Studie [65] wurde die Erosion von Cr/Ni Elektroden mit der von W [127] verglichen. Abbildung 3.7 zeigt, dass Cr/Ni eine bessere Erosionsbeständigkeit als W aufweist. Die geringsten Erosionserscheinungen waren jedoch auf untersuchten Titan (Ti) Elektroden zu beobachten. Es ist anzumerken, dass Ti bereits von Pescici et al. [127] verwendet wurde, allerdings nur als 10 nm dicker Haftvermittler in einer mehrschichtigen Hochspannungselektrode, welche hauptsächlich aus Wolfram bestand. Pescici et al. schlugen auch eine TiN-Beschichtung vor, da diese als verschleißfest bekannt ist [127]. Es wurde jedoch nicht untersucht, ob diese Schutzschicht die Erosion wirklich verringert, was einen Ausgangspunkt für weitere Studien darstellt.

In der letzten Erosionsstudie in Abb. 3.7 wurde untersucht, ob eine EB-PVD abgeschiedene 100 nm dicke Al_2O_3 -Schicht eine erosionslimitierende Wirkung zur Folge hat. Wie der Abbil-

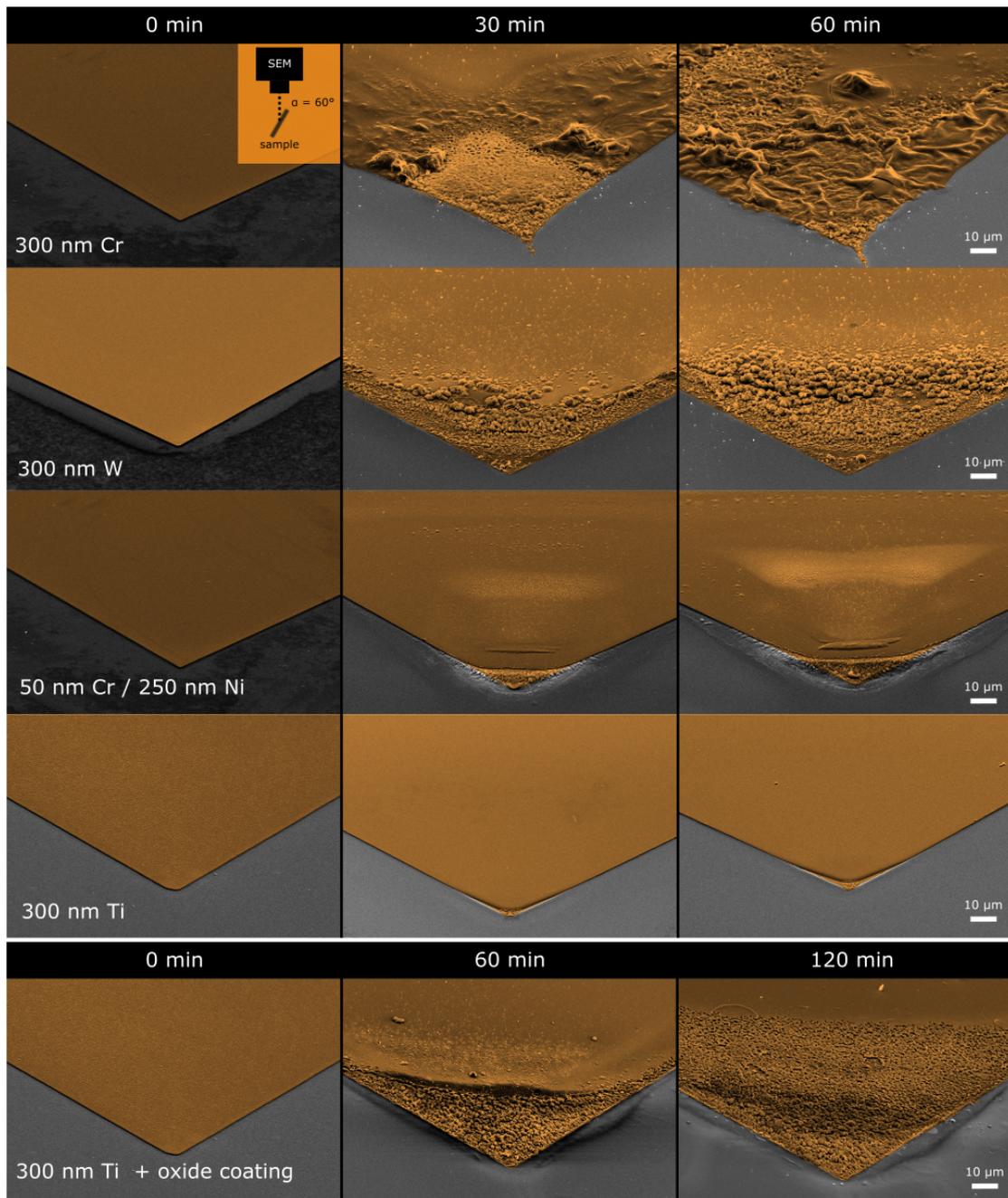


Abbildung 3.7: Erosionsstudie, um ein geeignetes Material für die SDBD-Elektroden zu finden. Zu sehen sind REM-Bilder der MEMS-gefertigten SDBD-Elektroden, die unter einem Neigungswinkel von $\alpha = 60^\circ$ aufgenommen und in Falschfarben (HV-Elektrode) dargestellt sind. Die linke Spalte zeigt jeweils die Elektroden direkt nach der Herstellung mit Angabe der verwendeten Elektrodenmaterialien bzw. der Materialkombinationen. Die anderen Spalten zeigen die Elektroden nach Betrieb mit einer Spannung von $V_{rms} = 2.2 \text{ kV}$ bei einer Frequenz von $f = 1 \text{ kHz}$. Die Betriebszeit ist dem Index der Spalte zu entnehmen.

dung zu entnehmen ist, war das jedoch nicht der Fall.

3.4.3 Geometriebedingte Erosion

Neben der Erosion, die speziell auf die Auswahl der Materialien zurückzuführen ist, wird nun im Folgenden die Erosion bedingt durch die Elektrodengeometrie betrachtet.

Die Idee einer strukturierten Hochspannungselektrode ist dabei nicht neu und so wurde beispielsweise bereits 2008 eine serpentin- [128] und hufeisenförmige Hochspannungselektrode von Roy et al. [129] hinsichtlich ihres Einflusses auf den Ionenwind untersucht.

Ebenfalls untersuchten Jousset et al. [130] das Plasma eines gezackten Aktuators, sowohl morphologisch als auch bezüglich des induzierten Ionenwindes. Die gemessenen Windgeschwindigkeiten der gezackten Elektrode waren höher als bei einer unstrukturierten, was jedoch auch auf den etwas höheren Leistungsverbrauch aufgrund einer längeren effektiven Elektrodenlänge zurückgeführt werden kann.

Thomas et al. [131] zeigten, dass eine spitz zulaufende, gezackte Struktur (Winkel 14°) zu einer Verringerung der Zündspannung um bis zu 40% führen kann.

Alle in diesem Abschnitt genannten Publikationen, haben jedoch bisher nur makroskopisch strukturierte Hochspannungselektroden untersucht. So weist beispielsweise der Abstand von Spitze zu Spitze bei Thomas et al. [131] $w = 3.2$ mm und die Länge der Zacken 12.7 mm auf.

Erst bei Hink et al. [26] finden sich mikrostrukturierte Elektroden (minimaler Spitzenabstand $w = 200 \mu\text{m}$) welche mit Hilfe von PCB-Technologie realisiert wurden. Durch eine optische Auswertung konnte gezeigt werden, dass der Spitzenabstand die Plasmaentladung beeinflusst und, aufgrund des ungenauen Fertigungsverfahrens (vgl. Kapitel 3.1), Herstellungsdefekte die Plasmaentladungen beeinflussen.

Das die Geometrie einen Einfluss auf die Aktuatoreffizienz hat, zeigt sich auch bei Messungen des erzeugten Ionenwindes. Durch Messungen mit dem Pitotrohr konnte der dynamische Druck p_d gemessen werden. Unter der Voraussetzung von Laborbedingungen ($T = 296$ K und $p = 1013$ mbar) ergibt sich so die Umgebungsluftdichte zu $\rho_{air} \approx 1.19 \text{ kg m}^{-3}$, wodurch mittels Bernoulli-Gleichung [35] die Ionenwindgeschwindigkeit v errechnet werden kann:

$$v \quad [m/s] = \sqrt{\frac{2 \cdot p_d}{\rho_{air}}} \approx 1.3 \sqrt{p_d [Pa]} \quad (3.1)$$

Bei ihren Untersuchungen stellte sich heraus, dass die strukturierten Elektroden für eine Steigerung des Wirkungsgrads bei der Erzeugung des Ionenwind sorgen. Dieser Effekt war jedoch nur bei dünnen Dielektrika (min. 0.2 mm) eindeutig nachzuweisen und nimmt mit zunehmender Dielektrikumstärke (max. 2 mm) ab. Es wurde geschlussfolgert, dass eine zuverlässige Wirkung der Elektrodenstruktur erst erreicht werden kann, wenn die charakteristische Länge w der Struktur (siehe Abb. 3.8) mit der Dielektrikumstärke vergleichbar ist, wie es zum Beispiel bei Thomas et al. [131] der Fall ist ($w = 3.2$ mm).

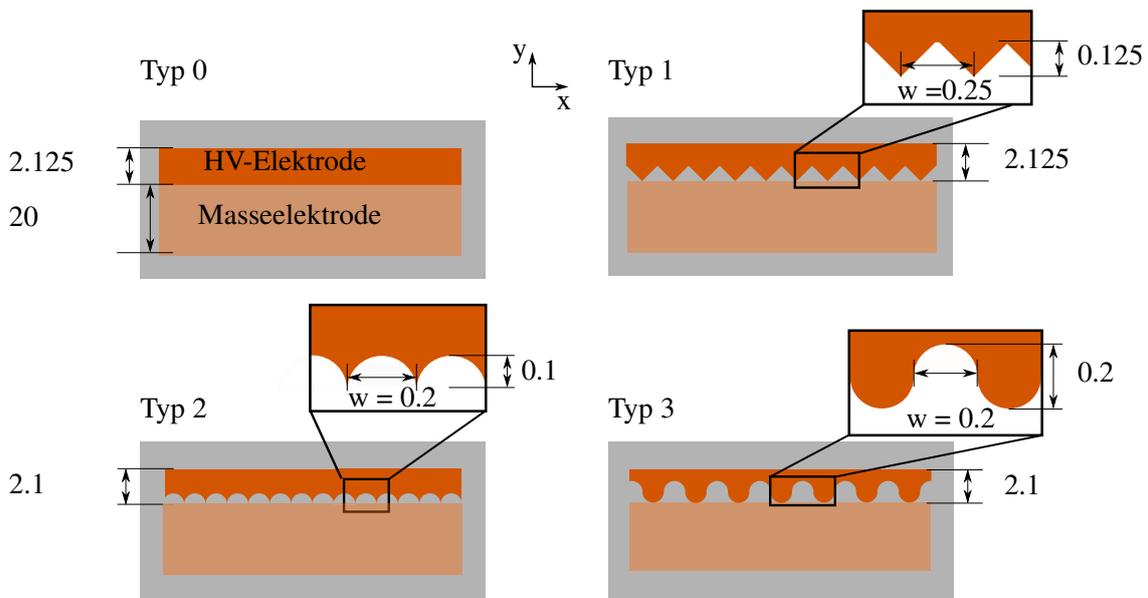


Abbildung 3.8: Unterschiedlich strukturierte Hochspannungselektroden, welche im Rahmen der geometrisch bedingten Erosionsstudie untersucht wurden. In den Ausschnitten sind jeweils die genauen Maße der Geometrien in Millimeter einzusehen.

Basierend auf diesen Vorarbeiten wurden MEMS-gefertigte SDBD-Geometrien hinsichtlich ihres Erosionsverhaltens untersucht. Eine Unterscheidung der einzelnen Typen erfolgt hinsichtlich der Strukturierung der HV-Elektrode:

- **Typ 0:** unstrukturiert
- **Typ 1:** rechteckig, gezackt
- **Typ 2:** spitz zulaufend
- **Typ 3:** wellenförmig (Konstruktion durch Halbkreise $r = 0.1$ mm)

Abbildung 3.8 stellt eine Gesamtübersicht der realisierten SDBDs dar. Um die Ergebnisse später mit einer anderen Fertigungsmethode vergleichen zu können, wurde sich bei der geometrischen Strukturierung der Elektroden an [26] orientiert. Da laut Thomas et al. [131] zudem der Spitzenradius entscheidend ist (Beeinflussung der Zündspannung), wurde mit Typ 2 zusätzlich eine spitz zulaufende Elektrodengeometrie untersucht.

Um Randeffekte zu vermeiden, wurden 5 cm lange Elektroden verwendet und die nachfolgenden Bilder in der Elektrodenmitte des jeweiligen Typs aufgezeichnet. Realisiert wurden die Elektroden aus 20 nm Chrom mit 280 nm Nickel¹⁰ auf einem 500 µm dickem Borofloat Glassubstrat. Als Operationsspannung wurde $V_{rms} = 4.2$ kV verwendet, bei einer Frequenz von $f = 1$ kHz. Der Verlauf der Studie ist in den Abbildungen 3.9 & 3.10 dargestellt. In den Spalten finden sich die jeweiligen Elektroden-Typen mit zunehmender Erosionszeit. Diese Erosionszeit wird jeweils kumulativ in der oberen linken Ecke angegeben. Aufgrund der leichteren Handhabung wurde auf ein Lichtmikroskop für die optische Begutachtung zurückgegriffen.

Die optische Begutachtung der Erosionsstudie zeigte, dass das Plasma stets an den Spitzen zündet, da hier der Abstand zur Groundelektrode am geringsten ist. Als Bewertungskriterium wurde der Vergleich der Proben vor und nach der Plasmazündung herangezogen. Die Erosion oder Oxidation des Elektrodenmaterials manifestiert sich durch eine dunklere Färbung der Elektroden.

¹⁰Das Ergebnis der Materialstudie lag zu diesem Zeitpunkt noch nicht vollumfänglich vor.

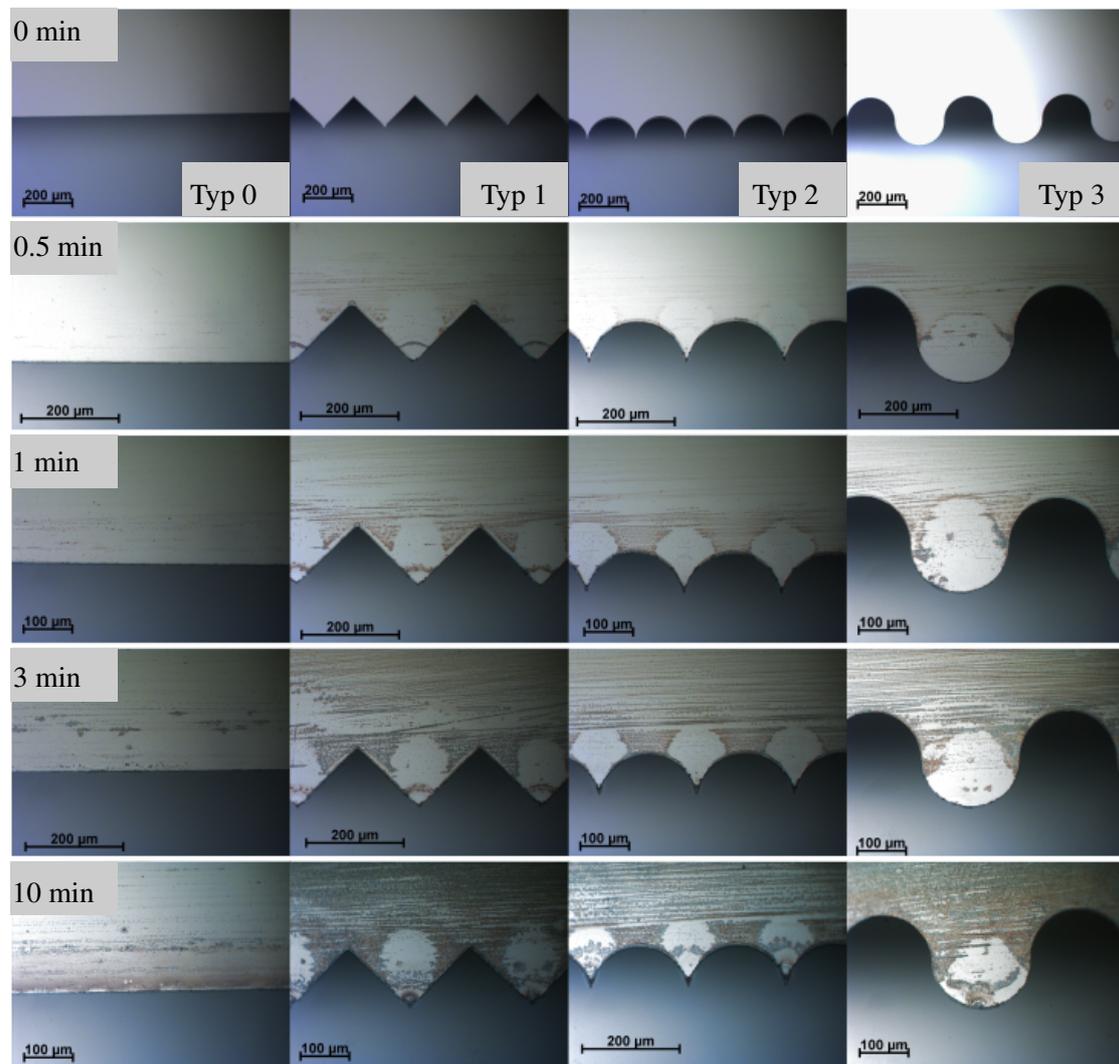


Abbildung 3.9: Lichtmikroskopbilder, die den zeitlichen Verlauf der geometriebedingten Erosionsstudie wiedergeben. Die Zeit in der oberen linken Ecke stellt jeweils die kumulierte Betriebszeit pro Reihe für die jeweiligen Typen (Spalten) dar.

kumulierte Erosionszeit:

- **t = 0 min:** Die Bilder zeigen die Hochspannungselektrode der SDBD direkt nach der Fertigung im Reinraum. Mögliche Fertigungsdefekte wurden durch optische Begutachtung der Elektroden ausgeschlossen.
- **t = 0.5 min:** Bereits nach wenigen Sekunden Plasmabetrieb bildet sich ein grauer Schleier auf den Elektroden, welcher die Spitzen ausspart.
- **t = 1-10 min:** Der graue Belag wird dichter und mit zunehmender Erosionszeit sind auch schwarze Stellen an den Elektrodenenden auszumachen. Besonders ausgeprägt sind diese schwarzen Stellen jeweils bei Typ 2. Bei genauerer Begutachtung zeigt sich, dass an diesen Stellen kein Metall mehr vorhanden ist.
- **t = 30 min:** Ab einer Erosionszeit von 30 min bildet der graue Schleier keine Aussparungen auf den Elektroden mehr. Die fortgeschrittene Erosion ist besonders bei Typ 2 ersichtlich, welche die Spitze hat verrunden lassen (Radius 17.64 µm).

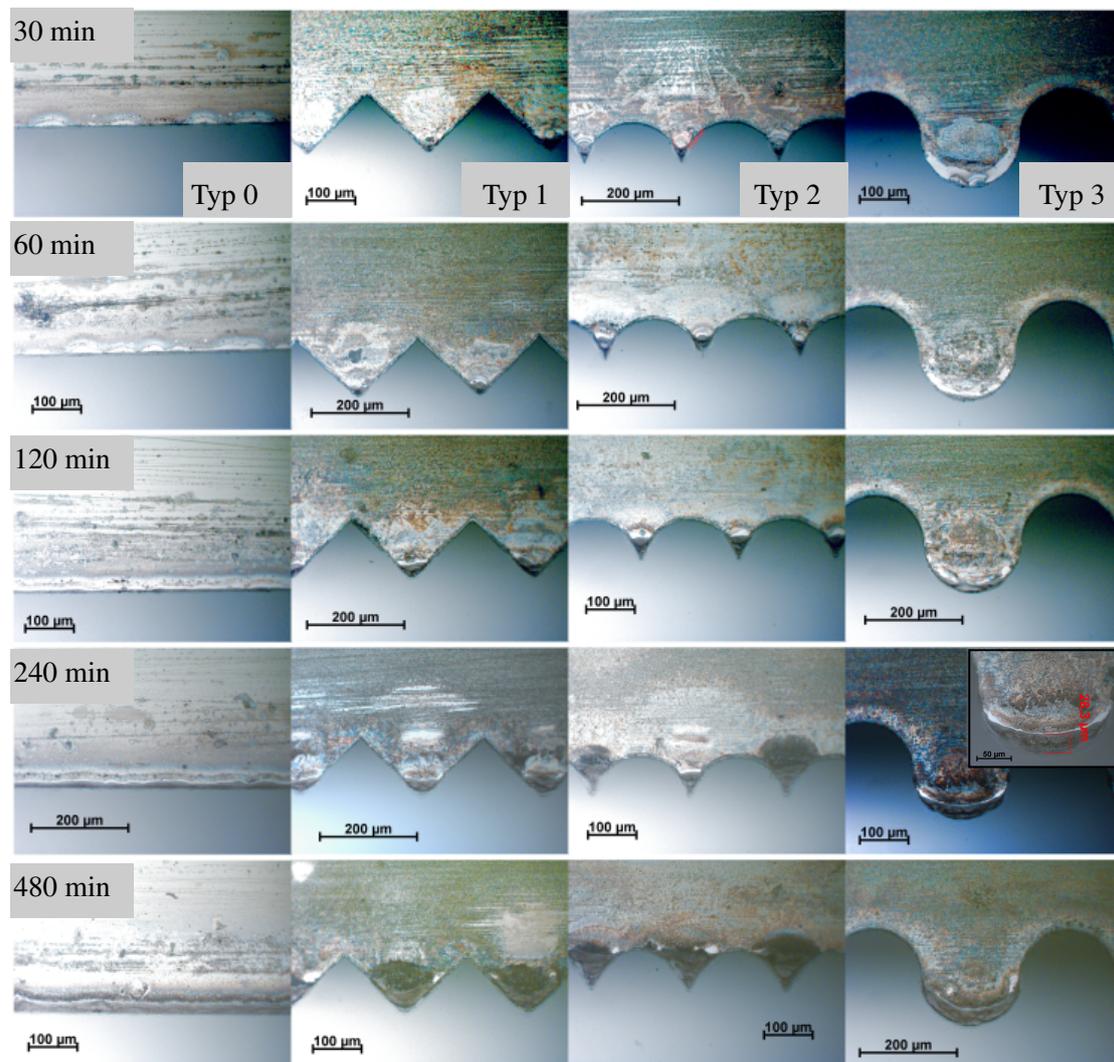


Abbildung 3.10: Mit dem Lichtmikroskop aufgezeichnete Bilder, die den zeitlichen Verlauf der geometriebedingten Erosionsstudie wiedergeben. Die Zeit in der oberen linken Ecke stellt jeweils die kumulierte Betriebszeit pro Reihe für die jeweiligen Geometrietypen (Spalten) dar.

- **t = 120 min:** Ab einer Betriebsdauer von zwei Stunden sind an allen Spitzen des Typs 2 deutliche Erosionsspuren zu sehen. Die Spitzen sind dabei um $\approx 50 \mu\text{m}$ kürzer geworden.
- **t = 240 min:** Ab vier Stunden ist an allen strukturierten Elektroden ein Verrunden der Geometrie erkennbar. Sogar Typ 3 weist eine Erosion der Wellenstruktur um $\approx 28 \mu\text{m}$ auf.
- **t = 480 min:** Nach der maximalen Erosionszeit von 8 Stunden sind alle Spitzen (Typ 1 & 2) sehr stark erodiert. Da das Plasma aufgrund der Feldüberhöhung an den Spitzen zündet, diese dann stärker erodieren und somit eine immer größer werdende Lücke zwischen Hochspannungs- und Masseelektrode entsteht, steigt auch die Zündspannung mit fortschreitender Erosion.

Die Ergebnisse der Erosionsstudie stimmen gut mit den Aussagen bisheriger Publikationen überein. So publizierten beispielsweise Hink et al. bereits, dass sich das Plasma an den Spitzen der Hochspannungselektroden formt [26]. Aus dieser Beobachtung lässt sich die stärkste Erosion

von Typ 2 erklären. Der kleinste Spitzenradius aller untersuchten Strukturen führt auch zur am stärksten beobachteten Erosion, gefolgt von Typ 1 und Typ 3. Die unstrukturierte Elektrode weist die geringste Erosion auf.

Erodiert die Elektrode von Typ 0 lokal an einer gewissen Stelle und vergrößert sich im Zuge der Erosion der Abstand zur Masselektrode, zündet das Plasma im darauffolgenden Spannungszyklus etwas daneben, wo die Erosion weniger weit fortgeschritten ist. Da die, an den Elektroden anliegende elektrische Feldstärke vom Elektrodenabstand und der Zündspannung abhängig ist, wird somit ein Mechanismus in Gang gesetzt, welcher für eine gleichmäßige Erosion entlang der gesamten Elektrode sorgt.

Vermutet wird, dass die Nettomaterialerosion über alle Typen hinweg betrachtet ähnlich ist, die Elektrodenstrukturierung führt nur zu einem inhomogenen Materialabtrag. Zu scharfe oder zu dünne Strukturen führen folglich zu einer Konzentration der Entladungsspuren und damit zu einer schnelleren Erosion des Elektrodenmaterials.

Eine Effizienzsteigerung z.B. hinsichtlich des erzeugten Ionenwindes konnte bei der untersuchten Geometrie [26] von Hink et al. nicht festgestellt werden. Sie schlossen daraus, dass eine Verringerung der Zündspannung und eine Erhöhung des Schubs um $\approx 30\%$ wie bei Thomas et al. [131] eine Elektrodenstrukturierung in der Größenordnung der Dielektrikumsdicke voraussetzt.

Betrachtet man aus diesem Gesichtspunkt heraus die Ergebnisse obiger Erosionsstudie, so ist offensichtlich, dass eine gröbere Elektrodenstrukturierung zu einer weitaus stärkeren lokalen Erosion führt. Der Effizienzvorteil der Geometrie wäre also abhängig von der Erosionsbeständigkeit der verwendeten Elektrodenmaterialien. Bisher weisen jedoch alle MEMS-gefertigten Elektroden eine zu starke Erosion auf, um in einer Applikation Anwendung zu finden.

Zusätzlich zur Erosion der Elektroden muss auch die Erosion des Dielektrikums betrachtet werden. Wie in Kapitel 3.4.1 dargestellt, konnte durch das Verwenden anorganischer Substrate bereits eine längere Betriebsdauer der SDBDs erzielt werden. Da die Elektrodenerosion nach wie vor der limitierende Faktor von MEMS-SDBDs ist, wurde eine qualitative Erosion der anorganischen Substrate in dieser Arbeit nicht weiter untersucht. Der Vollständigkeit halber sollen jedoch kurz die Auswirkungen einer strukturierten Elektrode auf die Substraterosion diskutiert werden. Leiterplattenbasierte SDBDs stellen aufgrund ihrer mindestens $17\ \mu\text{m}$ dicken Kupferelektroden eine ausreichende große Elektrodendicke bereit, um die Erosion des Dielektrikums zu untersuchen [26].

Abbildung 3.11 zeigt die Erosion eines FR-4 Dielektrikums mittels farblich eingefärbter Elektroden aus der Arbeit von Hink et al. [26]. Abbildung 3.11(a-c) stellt jeweils die grobe Auflösung dar und jeweils darunter befindet sich eine stark vergrößerte Aufnahme. Wie bereits in den Untersuchungen der MEMS-SDBDs ist die Erosion an den Elektrodenspitzen sehr ausgeprägt und zumindest für die Betriebsdauer von einer Stunde an den anderen Stellen nicht ersichtlich. Bei FR-4 wird das organische Epoxydharz erodiert und zurück bleibt die gefaserte Glaswolle. Ähnlich wie in der MEMS-Studie zeigt sich eine lokale Zunahme der Erosion bei ausgeprägterer Elektrodenstrukturierung (von Abb. 3.11(a) zu Abb. 3.11(c)).

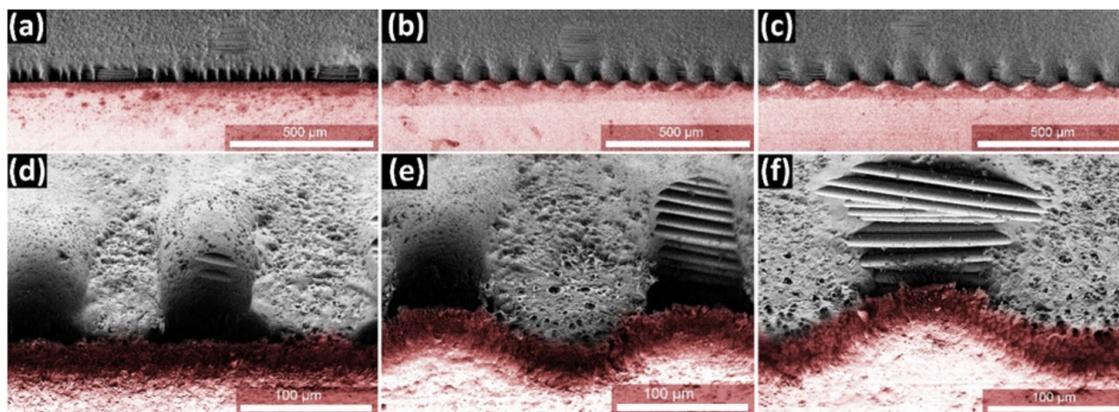


Abbildung 3.11: REM-Aufnahmen von drei Elektrodengeometrien nach einer Betriebszeit von einer Stunde. Jeweils rote markiert ist die Hochspannungselektrode. Die Bilder (a)-(c) zeigen die Struktur in niedriger und (d)-(f) in hoher Auflösung. Grafik entnommen aus [26].

4 Experimentelle Charakterisierung der SDBDs

4.1 Experimenteller Messaufbau

4.1.1 Elektrische Charakterisierung

Bei der experimentellen Untersuchung der SDBDs liegt der Schwerpunkt auf der Quantifizierung von Leistungsverbrauch und Materialbeständigkeit. Die Beurteilung des Potentials dieser Technologie in Anwendungen basiert auf den Kriterien der Leistungseffizienz und der Robustheit [102] der eingesetzten Materialien. Dementsprechend erfordert eine fundierte Analyse der SDBDs eine eingehende elektrische Charakterisierung zur Bewertung dieser Aspekte. Die elektrische Charakterisierung von Plasmen erfolgte mittels zwei verschiedener Methoden - einem induktiven Messverfahren und einem kapazitiven Messverfahren.

Zur Erzeugung der Hochspannung wurde ein Funktionsgenerator (Chroma Modell 61603) und ein darauf abgestimmter Hochspannungstransformator (Bremer Transformatoren GmbH) verwendet, siehe Abb. 4.1. Als Messfrequenz wurde 1 kHz verwendet, welches die höchste Frequenz des gegebenen Messsetups darstellt. Auf eine Durchführung der Messungen bei kleineren Frequenzen als 1 kHz wurde verzichtet, da nach Abe et al. [132] die Plasmaleistung, wie auch der erzeugte Schub (bei einer PA-Anordnung), linear mit der Frequenz skalieren.

Bei einer PA-Anordnung wird, anschaulich betrachtet, durch eine Erhöhung der Frequenz der Mechanismus des Impulsübertrags öfters pro Zeitintervall initiiert was zu einem stärkeren Ionenwind führt.

Induktives Messverfahren

Die naheliegendste Charakterisierungsmethode, um Plasma direkt zu charakterisieren stellt das induktive Messverfahren dar [21, 126, 133].

Die über die Spannungsperiode T gemittelte Gesamtverlustleistung eines DBD kann direkt aus den gemessenen Werten $i(t)$ und $V_{HV}(t)$ abgeleitet werden, siehe Gl. 2.32 [56]:

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T |V_{HV}(t)| \cdot |i(t)| dt \quad (4.1)$$

Der zugehörige Messaufbau, welcher in Abb. 4.1 dargestellt ist, besteht aus einem Hochspannungstastkopf (Tektronix P6015A 1:1000), einer Stromsonde (Pearson Current Monitor Modell 2877) und einem Oszilloskop (Rohde & Schwarz RTO2034). Die Stromsonde wird eingesetzt, um das Messequipment im Falle eines Durchschlags des Substrats elektrisch zu entkoppeln. Der Hochspannungstastkopf und die Stromsonde messen, jeweils zeitlich aufgelöst, die Hochspannung $V_{HV}(t)$ an der exponierten Elektrode bzw. den Stromfluss $i(t)$, durch die dielektrische Entladung.

Das Produkt aus gemessenem Strom und Spannung ergibt, multipliziert mit der Frequenz, die in der Entladung verbrauchte und auf der dielektrischen Oberfläche gespeicherte Leistung. Die Integration von Gl. 4.1 erfolgte direkt am Oszilloskop und der Leistungsverbrauch kann entweder manuell oder über eine Ethernet-Schnittstelle abgelesen werden.

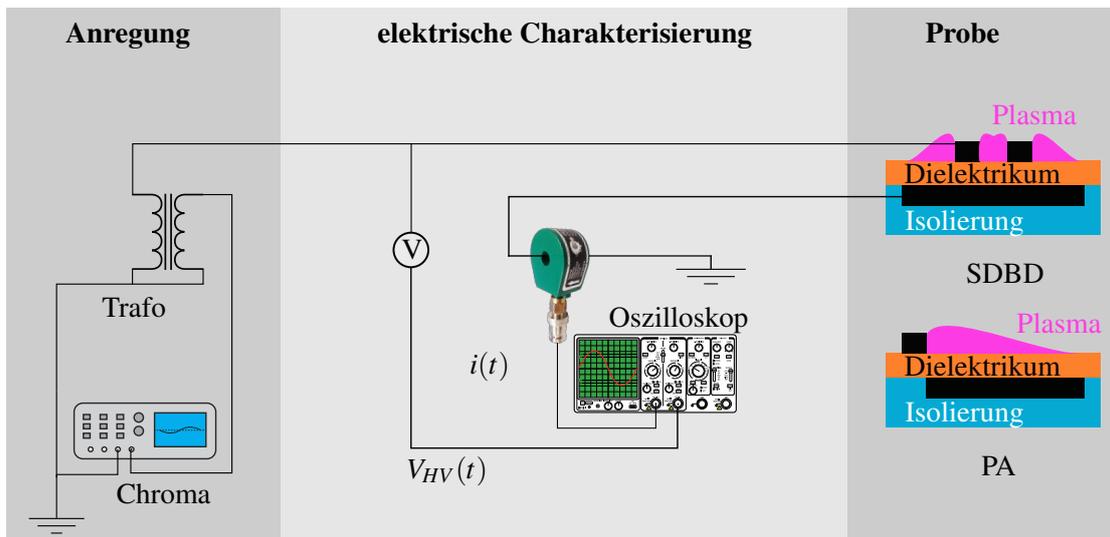


Abbildung 4.1: Induktive Messmethode zur Ermittlung des Leistungsverbrauchs des Plasmas. Die angelegte Spannung wird über einen Hochspannungstastkopf abgegriffen und der Abstrom durch eine Stromspule. Das Oszilloskop berechnet nach Gl. 4.1 den Leistungsverbrauch des Plasmas.

Die Abbildungen 4.2 & 4.3 zeigen Oszilloskop-Diagramme eines gemessenen SDBDs. Zu sehen ist der zeitliche Verlauf der sinusförmigen Anregungsspannung $V_{HV}(t)$ im kV Bereich (gelb), der ermittelte Strom $i(t)$ mit den sehr kurzen Mikroentladungen (grün) und die aus Gl. 4.1 errechnete Leistung (braun). Die positive Phasendifferenz von $\phi \approx 90^\circ$ von der Stromstärke gegenüber der Spannung ist der Kondensatoreigenschaft des SDBDs geschuldet. Die induktive Messmethode eignet sich aufgrund des simplen Aufbaus und des schnell aufzubauenden Setups gut für eine schnelle elektrische Charakterisierung der Entladungen. Aufgrund der unzulänglichen Messdatenerfassung wurde sie jedoch nur für eine Vorcharakterisierung verwendet.

Um die Problematik der induktiven Messmethode zu verstehen, muss auf die Mikroentladungen, welche im Stromsignal erkennbar sind, eingegangen werden. Diese Mikroentladungen sorgen durch ihren Ladungsaustausch dafür, dass das Ladungsniveau nahezu konstant bleibt und sie entstehen dann, wenn die Zündspannung des Plasmas überschritten wird ($V(t) > V_0$). Mikroentladungen treten sowohl während der positiven als auch der negativen Halbwellen auf, vermehrt jedoch in der positiven Halbwelle.

Das Hauptproblem der induktiven Messmethode ist, dass durch die Trägheit der Stromspule (Risettime ≈ 2 ns) nicht alle Mikroentladungen in ihrer Quantität und ihrer maximalen Amplitude detektiert werden können und somit die Berechnung des Integrals nach Gl. 4.1 betragsmäßig kleiner ausfällt (bis zu 30%), wie ein Vergleich mit der kapazitiven Messmethode ergeben hat. Die Auflösung des Setups stellt ein weiteres Problem dar, da bei einer Betriebsfrequenz von 1000 Hz und einer daraus resultierenden Periodendauer T von 1 ms bei der maximalen Abtaste des Oszilloskops (10 GS^{-1}) nur Mikroentladungen mit einer Dauer von 10 ns detektiert werden können, was in etwa der Größenordnung einer Mikroentladung (bis zu 10 ns [134]) entspricht.

Ein Upgrade auf hochwertigeres, sensibleres Equipment stellt insofern auch keine Lösung dar, da die hohen Spannungsimpulse der Stromsonde nicht gleichzeitig mit der Grundspannung über die vertikale Spannungsachse am Oszilloskop aufgelöst werden können. Skaliert man auf die Grundschwingung (Abb. 4.2), so werden die Mikroentladungen abgeschnitten und skaliert man

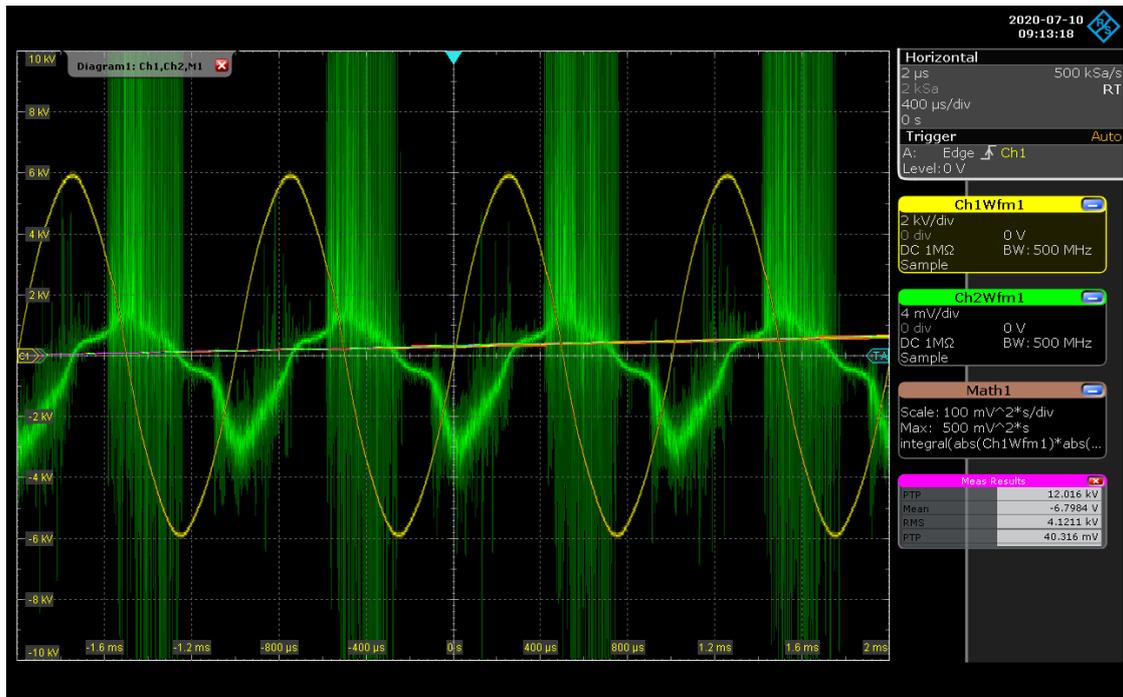


Abbildung 4.2: Ein Oszilloskopbild, bei dem der Messbereich der Spule auf die Grundwelle eingestellt ist. Dadurch werden die schnellen Stromspitzen der Mikroentladungen abgeschnitten.

auf die Amplitude der Mikroentladungen (Abb. 4.3), so ergibt sich aus der analog-digital Umwandlung des Grundsignals eine große Messunsicherheit.

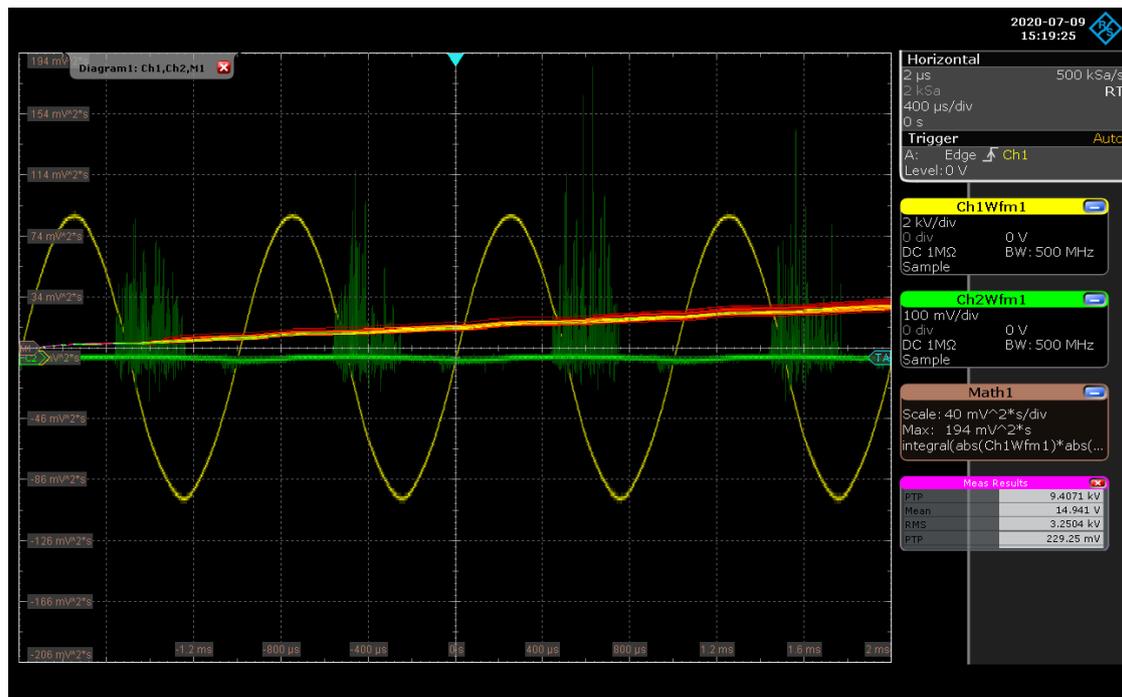


Abbildung 4.3: Oszilloskopbild, bei dem der Messbereich so gewählt wurde, dass auch die Mikroentladungen in ihrer Amplitude aufgelöst werden können. Durch diese Darstellung geht jedoch eine genaue Auflösung des Grundsignals verloren.

Kapazitives Messverfahren

Durch die Verwendung eines kapazitiven Messverfahrens kann die Problematik des induktiven Messsetups aufgrund einer zu geringen Abtastrate umgangen werden. Die Leistung wird mit Hilfe der auf einem Messkondensator gesammelten Ladung Q ermittelt.

Eine Skizze des kapazitiven Messaufbaus findet sich in Abb. 4.4 wieder. Die erzeugte Hochspannung wird wie bereits beim induktiven Messverfahren mit einem Tektronix P6015A 1:1000 Differentialhochspannungstastkopf abgegriffen und in das Oszilloskop eingespeist.

Zur Messung der in den SDBDs übertragenen Ladung wurden WIMA FKP1-Kondensatoren verwendet. Der genaue Wert der Messkapazität C_p wurde mit einem LCR-Meter von GW Instek (Modell LCR-817) bei einer Messfrequenz von 1 kHz ermittelt. Der Spannungsabfall über dem Kondensator wurde mit einem Tastkopf (Rohde & Schwarz RT-ZP10 1:10 Tastkopf) gemessen und über ein BNC-Kabel an das Rohde & Schwarz-Oszilloskop RTO2034 angeschlossen.

Aufgrund der statistischen Natur der Mikroentladungen, werden für jeden einzelnen Datenpunkt der Aufzeichnung 100 Einzelmessungen herangezogen, aus denen dann das arithmetische Mittel gebildet wird.

QV-Analyse

Die erfassten Messdaten der kapazitiven Messmethode werden in QV-Plots dargestellt und geben Aufschluss über die verbrauchte Leistung und die zeitliche Variation der Kapazität des DBDs, siehe Abb. 4.5. Die zeitabhängige Ladung $Q(t)$ des Messkondensators wird dabei folgenderma-

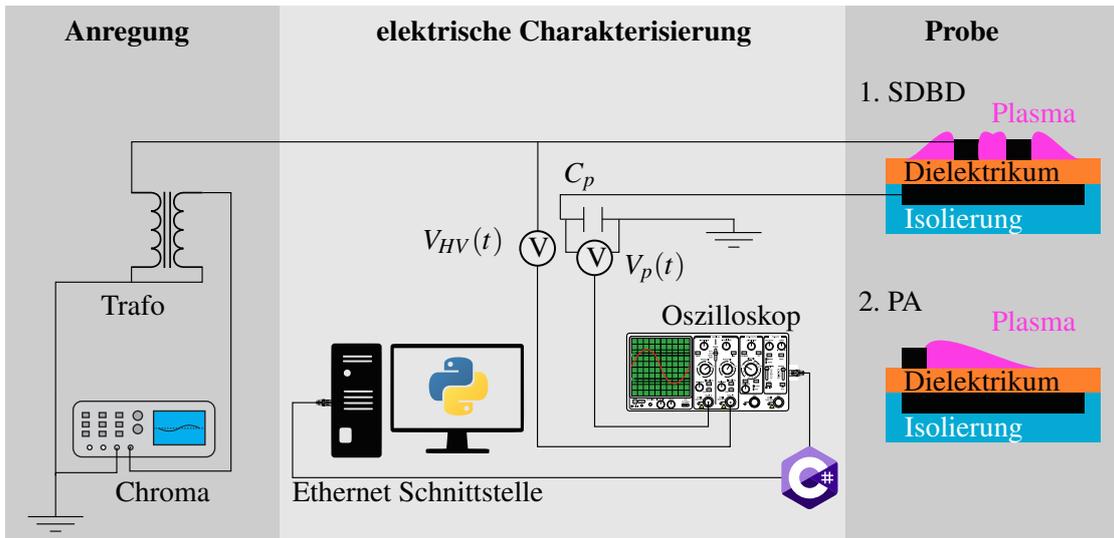


Abbildung 4.4: Kapazitive Messmethode zur Ermittlung des Leistungsverbrauchs von PAs und SDBDs. Die Spannung wird über einen Hochspannungstastkopf abgegriffen und die zeitabhängige Ladung wird über den Spannungsabfall am Messkondensator C_p nach Gl. 4.2 ermittelt.

Ben berechnet:

$$Q(t) = C_p \cdot V_p(t) \quad (4.2)$$

Die verbrauchte Energie pro Zyklus i ergibt sich aus der vom Zyklusdiagramm aufgespannten Fläche:

$$E_i = \oint_i Q(t) dV \quad (4.3)$$

Und kann aus den Messdaten mittels Gl. 4.2 direkt am Oszilloskop berechnet werden:

$$E_i = \oint_i C_p \cdot V_p(t) dV \quad (4.4)$$

Anders als bei der analytischen Herleitung (Siehe Kap. 2.5.3) wird die Energie direkt über die in Abb. 4.5 grau hinterlegte Fläche ermittelt.

Technische Umsetzung

Bei der computergestützten Umsetzung, muss zunächst zwischen der Datenaufzeichnung und der Datenverarbeitung unterschieden werden. Ein in C# geschriebene graphische Benutzeroberfläche ermöglicht über eine Ethernet-Schnittstelle den Steuerungszugriff, die Datenaufzeichnung und den Datentransfer zwischen Messrechner und dem Oszilloskop, siehe Abb. 4.4.

Der Prozess der Datenaufbereitung, der Datenverarbeitung und der Leistungsberechnung wurden anschließend am Messrechner selbst mittels Python3 durchgeführt. Es sei an dieser Stelle noch anzumerken, dass die Berechnung der Leistung (nach Gl. 4.5) mangels einer stetigen Funktion durch die n diskreten Werte (x,y) von $V_{HV}(t)$ bzw. $Q(t)$ über eine Implementierung der Gaußschen Trapezformel [135] erfolgte. Für weitere Details siehe Kap. 7.4.

Die resultierende mittlere Leistung P der Entladung wird, aus den gesamt gemessenen Mess-

zyklen k bestimmt durch:

$$\bar{P} = \bar{E} \cdot f = \frac{f}{k} \sum_{i=1}^k \oint C_p \cdot V_p(t) dV \quad (4.5)$$

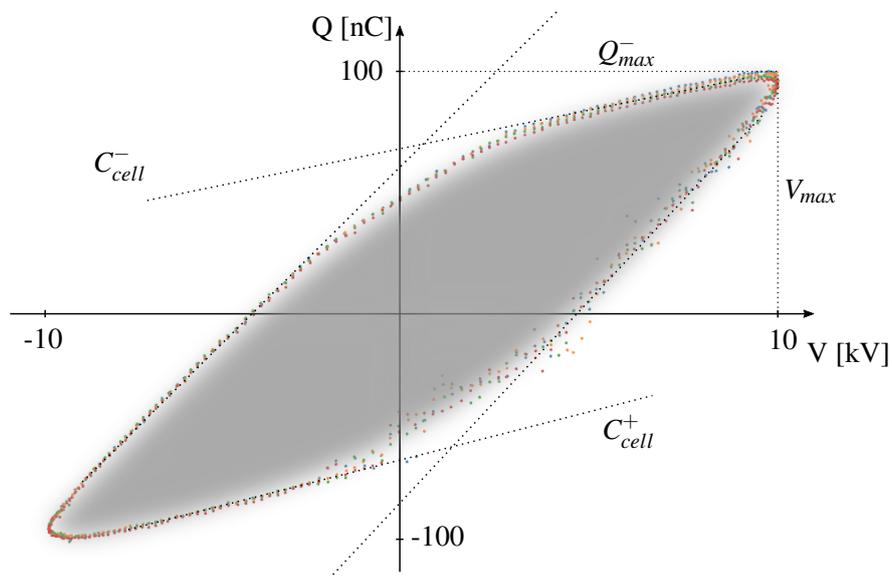


Abbildung 4.5: Darstellung der Messdaten der kapazitiven Messmethode in einem QV-Diagramm über 4 unterschiedlich farbkodierte Entladezyklen. Die verbrauchte Leistung der Entladung, welche die eingeschlossene Fläche des Plots darstellt ist in grau dargestellt und wird über Gl. 4.5 ermittelt.

Abschätzen der dielektrischen Verlustleistung

Für die Beurteilung des Leistungsverbrauchs von DBDs auf unterschiedlicher Substratbasis ist es von entscheidender Bedeutung, die anteilmäßige Zusammensetzung der gemessenen Leistung zu verstehen.

Im Wesentlichen besteht die im QV-Plot ermittelte Leistung aus der Leistung der Mikroentladungen und der dielektrischen Verlustleistung aufgrund der Kondensatoreigenschaften des DBDs. Die Verlustleistung äußert sich vor allem in einer Erwärmung des Substrats und skaliert linear mit der Frequenz [136].

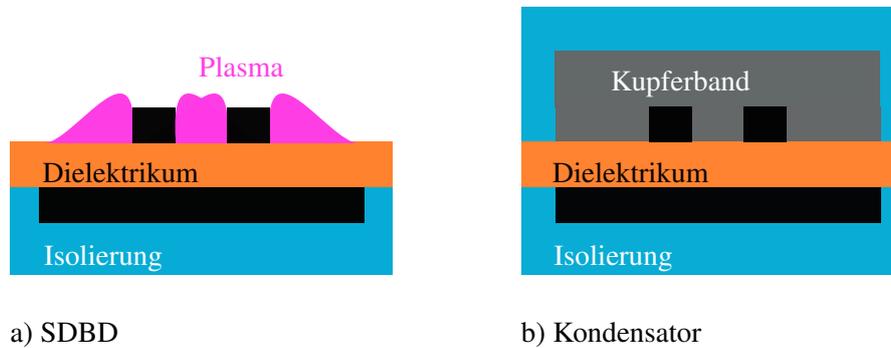


Abbildung 4.6: Worst-Case Abschätzung der dielektrischen Verlustleistung eines SDBDs (a). Die Elektroden werden mit einem Kupferband überklebt und isoliert. Die gemessene Leistung in dieser Konfiguration (b) entspricht den dielektrischen Verlusten des idealen Kondensators. Über einen Vergleich dieser Leistung mit der, in Konfiguration (a) ermittelten Leistung können Rückschlüsse auf die reine Plasmaleistung erfolgen.

Um den Anteil der dielektrikumsspezifischen Verlustleistung abzuschätzen, wurden bereits vermessene bzw. baugleiche DBD-Proben als Kondensator ausgeführt und erneut vermessen. Um dies zu bewerkstelligen, wurden die Hochspannungselektroden über dem Bereich der Masselektrode mit einem leitfähigen Kupferband erweitert und anschließend in fließfähiges Silikon (Dow Corning 3140 RTV) eingebettet, siehe Abb. 4.6(a & b).

Diese zusätzliche Isolierung der ehemals exponierten Elektrode unterdrückt die Plasmabildung und über den Vergleich der gemessenen Leistung - vor und nach der Isolation - lässt sich die dielektrische Verlustleistung abschätzen. Die gemessene dielektrische Verlustleistung in der Kondensatoranordnung stellt zeitgleich eine worst-case-Abschätzung dar, da die Elektroden des zuvor gemessenen DBDs nicht flächig ausgeführt sind.

Ermittlung von ϵ_r und $\tan \delta$



Abbildung 4.7: Messsetup zur Abschätzung der Permittivität ϵ_r und des Verlustwinkels δ der verwendeten Substrate mit Hilfe der Formel des idealen Kondensators.

Da die relative Permittivität ϵ_r der verwendeten Substrate entscheidend für die Bestimmung des dielektrischen Verlustleistung (Siehe Fig. 5.7 und Gl. 4.6) sowie des relativen Kapazitätszuwachses ΔC (Siehe Fig. 4.17) ist, erfolgte eine eigenständige Bestimmung dieser Materialparameter.

Abbildung 4.7 zeigt das Setup, mit welchem die Ermittlung vorgenommen wurde. Zwei zugeschnittene, in ihrer Größe A bekannte Elektroden, bestehend aus klebfähigem Kupferband wurden auf das zu vermessende Substrat bekannter Dicke d geklebt. Die auf diese Weise ermittelte Kapazität (GW Instek Modell LCR-817) wurde verwendet, um mit der Formel für den idealen Kondensator ($C = \epsilon_0 \epsilon_r A / d$) die Permittivität ϵ_r des Substrats zu bestimmen. Die ermittelten Werte sind in folgender Tabelle einzusehen:

	Permittivitätszahl ϵ_r	Verlustwinkel δ
Al_2O_3	7.4817	0.0071
Glass	4.3	0.0012
Zirkonia	28.3	0.014
FR-4	5.2	0.0082

Tabelle 4.1: Die ermittelten Werte für die Permittivität und des Verlustwinkels der verwendeten Substrate. Anzumerken ist die Divergenz des Al_2O_3 -Substrates zum den theoretischen Wert von $\epsilon_r = 9-10$ [137].

Durch die zusätzliche Bestimmung des Verlustfaktors $\tan \delta$ der Proben mit dem LCR-Meter

kann die spannungsabhängige Verlustleistung eines idealen Kondensators mit der Kapazität C_{cap} folgendermaßen berechnet werden [136]:

$$P_{loss} = 4\pi \cdot f \cdot C_{cap} \cdot V_{RMS}^2 \cdot \tan \delta \quad (4.6)$$

Die Verlustleistung ins Dielektrikum skaliert somit quadratisch, während die gemessene Leistung eines frei expandierenden SDBDs kubisch (Gl. 2.83) skaliert.

4.1.2 Optische Charakterisierung des Plasmas

Da die Effizienz vieler SDBD bzw. PA-Applikationen mit der Länge der Plasmaausbreitung skalieren, ist eine genaue Ermittlung dieser Ausbreitung unerlässlich. Die optische Charakterisierung des Plasmas beschränkt sich in erster Linie auf eine genaue Bestimmung der Plasmaausbreitung.

So stellt z.B. bei aerodynamischen Anwendungen das Plasma den Bereich dar, in welchem der Impulsübertrag erfolgt, welcher durch das elektrische Feld durch beschleunigte Ionen auf die Neutralteilchen der Luft initiiert wird [95, 132]. Ähnlich verhält es sich beim Anti-Icing [65], bei der Ozonerzeugung [57, 138] oder bei Plasmaanwendungen in der Textilindustrie wie z.B. der Verbesserung der Haftung von Farbpartikel auf dem Substrat [139].

Als Länge der Plasmaausbreitung wird im Folgenden die Länge bezeichnet, welche sich vom Einsetzen der Entladung an der Hochspannungselektrode bis zum Ende der Entladung (später gezeigt) erstreckt [140, 141].

Für die optische Vermessung des Plasmas wurde als Dielektrikum 0.6 mm dicke Al_2O_3 -Platten untersucht, die häufig als Substratmaterial für SDBDs dienen [142, 143]. Im Vergleich zu SDBDs, die auf einem FR-4-Substrat [24, 25, 65, 105] basieren, weisen anorganische keramische Dielektrika eine längere Betriebszeit auf, bis ein elektrischer Durchschlag auftritt [102, 124], siehe auch Kap. 3.4.1.

Takizawa et al. [140] stellten fest, dass die Plasmaausbreitung (neben der Art des Gases und dem Umgebungsdruck) nur von der Amplitude der angelegten Hochspannung abhängt und unabhängig ist von der Wellenform sowie der Frequenz. Aus diesem Grund wurden die Experimente mit einer Sinusspannung bei einer Frequenz von $f = 1$ kHz jeweils an Atmosphärendruck durchgeführt.

Die Bildverarbeitung erfolgte mit Fiji, einem Bildverarbeitungspaket - einer „batteries-included“-Distribution¹ von ImageJ [144] mit zahlreichen Plugins. Die Software von ImageJ wird seit 1997 stetig weiterentwickelt und stellt bisher ein Bildverarbeitungsprogramm dar, das vornehmlich die medizinische [145] und die biologische [144, 146] Bildanalyse erleichtert. Die folgenden Algorithmen wurden mit der in ImageJ integrierten Skriptsprache ImageJ Macro Language (IJM) [147] implementiert. Der entwickelte Quellcode ist im Github-Verzeichnis (siehe Kap. 7.5) zu finden. Um die Programmierung zu erleichtern, wurden die Kamerabilder, entsprechend der jeweils angelegten Spannung vor der Bildverarbeitung mit dem Bulk Rename Utility-Tool [148] umbenannt. Um nicht jeden Farbkanal separat zu analysieren wurden die Plasmabilder in ein Graustufenbild mit einer Farbtiefe von 8 Bit konvertiert.

Die Experimente zur optischen Plasmaanalyse wurden mit makroskopisch (Siehe Kap. 3.1.1) hergestellten SDBDs, mit einer unstrukturierten Hochspannungselektrode durchgeführt. Die Elektrodenstreifen wurden mit dem leitfähigen Klebstoff des Kupferbandes auf dem Al_2O_3 -Substrat befestigt. Die Platzierung der Elektroden zueinander wurde durch Justiermarken auf dem Sub-

¹Open Source Software bei der alle Pakete für eine vollständige Verwendbarkeit zur Verfügung gestellt werden

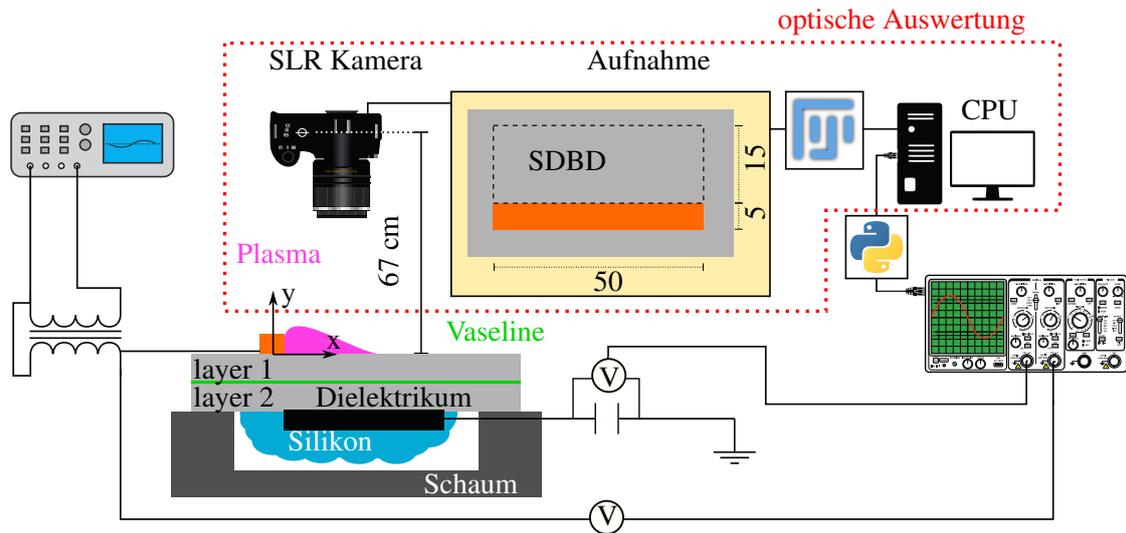


Abbildung 4.8: Der optische Messaufbau (rote gestrichelte Einheit) besteht aus einem Kamerasystem, welches durch ein Stativ senkrecht über der zu vermessenden Probe fixiert ist. Parallel zum optischen Messaufbau erfolgte die elektrische Charakterisierung über das kapazitive Messverfahren (siehe Kap. 4.1.1). ImageJ/Fiji [144] wurde zur Untersuchung der Plasmabilder verwendet. Die Abmessungen sind, sofern nicht weiter spezifiziert, in Millimetern angegeben.

strat und einer anschließenden visuelle Prüfung mit einer Gegenlichtplatte vorgenommen. Die Hochspannungselektrode weist eine Größe von 5 x 50 mm und die Masseelektrode eine Größe von 15 x 50 mm auf, siehe dazu Abb. 4.8. Die Elektrodenlänge L , die für die Skalierung der Leistung verwendet wurde, ist somit $L = 0.05$ m. Die Isolierung der Masselektrode erfolgte erneut mit dem feuchtigkeithärtenden Silikon Dow Corning 3140 RTV.

Um das Zündverhalten der SDBDs in Abhängigkeit von der Dicke des Dielektrikums zu untersuchen, wurden mehrere dielektrische Schichten (layer) übereinander gestapelt. Mechanische Klammern hielten den Stapel dabei in Position, um eine falsche Ausrichtung der Elektroden, sowie größere Lufteinschlüsse zwischen den Schichten zu vermeiden. Zwischen den Schichten wurde ein dünner Film aus reiner Vaseline aufgetragen, um die Plasmabildung selbst in kleineren Lufteinschlüssen, aufgrund der Oberflächenrauigkeit ($R_a = 0.43 \mu\text{m}$) des Substrats, zu verhindern. Zusätzlich zur optischen Kontrolle wurde der Einfluss der Vaseline durch die Messung der el. Leistung sowie QV-Plots [56, 65, 78] untersucht, dabei konnte kein Unterschied im Rahmen der Messgenauigkeit festgestellt werden.

Um die zu untersuchenden Proben parallel zur Messplattform auszurichten, wurde schwer entflammbarer Schaumstoff mit einer Aussparung für die Isolierung verwendet, siehe Abb. 4.8. Ein auf der Messplattform montiertes Stativ diente dazu, die Canon EOS 5D Spiegelreflexkamera mit dem montierten Canon EF 100 mm f/2.8 USM Makroobjektiv² in Position zu halten. Ein Abstand von 67 cm - gemessen von der SDBD-Oberfläche zum Sensor der Kamera - wurde gewählt, um ein gutes Bild der Probe zu erhalten. Die Ausrichtung der Kamera senkrecht zur Probe wurde mit Hilfe einer Dosenlibelle auf dem Stativ erreicht, um eine räumliche Verzerrung der Bilder zu vermeiden. Die Experimente wurden in einer Dunkelkammer durchgeführt, um die lichtempfindliche Messung vor jeglichen Einfluss des Umgebungslichts abzuschirmen, was zu einer Verfälschung der aufgezeichneten Bildintensität geführt hätte. Während der Experimente

²Möglicher Abbildungsmaßstab 1:1

hat es sich gezeigt, dass eine Belichtungszeit der Kamera von 5 s, bei der Blendenzahl 2,8 und einem ISO-wert von 100 die besten Aufzeichnungen der Plasmazündung bzw. Ausdehnung liefert.

Parallel zur optischen Messung wurde die Leistung mit der kapazitiven Messmethode nach Kap. 4.1.1 ermittelt, dabei wurde ein WIMA FKP1-Kondensator mit einer Kapazität von 9.7 nF verwendet³. Die Spannung an der Chroma wurde mit einer Schrittweite von 10 V bis zum Maximum erhöht (up-cycle). Danach wurde die gleiche Schrittweite von 10 V an der Chroma gewählt, um die angelegte Spannung am SDBD auf 0 V abzusenken (down-cycle). Analog zur elektrischen Charakterisierung soll eine Aufzeichnung beider Zyklen mögliche Messfehler minimieren.

Auswertung der Plasmaausbreitung

Die Auswertung der Plasmaausbreitung erfolgte in der Vergangenheit oft durch das einfache Ausmessen von Entladungsbildern [134] und war somit abhängig vom subjektiven Helligkeitsempfinden. Um diese Abhängigkeit zu vermeiden, wurde die Auswertung mit einem Python-Script durchgeführt.

Da vor allem bei Erreichen der Zündspannung vereinzelt Entladungsspotts entlang der HV-Elektrode auftreten, kann die Ausbreitung der Entladung nicht durch eine einzelne Messung abgeschätzt werden. Aus diesem Grund wurde die mittlere Ausdehnung des Plasmas berechnet.

Der im Anhang (Kap. 7.5.1) genauer beschriebene Algorithmus wurde implementiert, um die mittlere Ausdehnung des Plasmas entlang der HV-Elektrode für eine definierte dielektrische Dicke und einer Variation der angelegten Spannung zu ermitteln.

Abbildung 4.9 zeigt eine Veranschaulichung des Algorithmus mit den beiden eingeführten Parametern (slicenumber n_{max} , threshold th_{number}). Die bei Umgebungslicht fotografierte SDBD-Probe, siehe Abb. 4.9(a), findet sich schematisch dargestellt in Abb. 4.9(b) wieder. Die Strecke entlang der Elektrode wird hierbei in 3 Abschnitte unterteilt (slicenumber $n = 3$). Bei den zu untersuchenden Entladungsfotos erfolgt entlang der rot eingezeichneten Pfeile die Analyse der Helligkeit, siehe Abb. 4.9(c). Um diese Aufzeichnung zu erhalten werden die Entladungsbilder zunächst in ein 8-bit Graustufenbild umgewandelt. Durch die Festsetzung eines Schwellwertes, den threshold th_{number} wird dem Programm mitgeteilt, ab welchem Helligkeitswert das analysierte Pixel als Plasma erkannt werden soll.

Die Aufzeichnung der Helligkeit ist in Abb. 4.9(d) skizziert. So wird z.B. durch das Festsetzen von th_{number} auf 35 wird die orange markierte Strecke als Entladungsausbreitung erkannt. Die mittlere Plasmaausbreitung x stellt das arithmetische Mittel der Ausbreitung über alle slices dar.

Benchmarking

Der Algorithmus enthält zwei künstlich eingefügte Parameter, die slice number n_{max} und den threshold th_{number} . Durch eine Variation beider Parameter sollten geeignete Werte ermittelt werden.

Die Auswahl der slice number n_{max} bestimmt die Genauigkeit der Plasmaausbreitung, aber auch die Ausführdauer des Algorithmus, mit einer linearen Laufzeit ($\mathcal{O}(n)$). Der Parameter n_{max} ist dabei durch die maximale Anzahl der Pixel zwischen A und B begrenzt, siehe Abb. 7.4. Diese maximale Anzahl der Pixel zwischen A und B beläuft sich für oben genanntes Setup auf ≈ 1600 Pixel. Dieser Wert von 1600 Pixel wurde für das Benchmarking als Bezugsgröße eingesetzt. Ermittelt werden sollte eine möglichst kleine slice number n_{max} , um eine performante und

³gemessen mit GW Instek Modell LCR-817, bei einer Messfrequenz von 1 kHz, ca. 1:1000 der SDBD-Kapazität ~ 6 pF

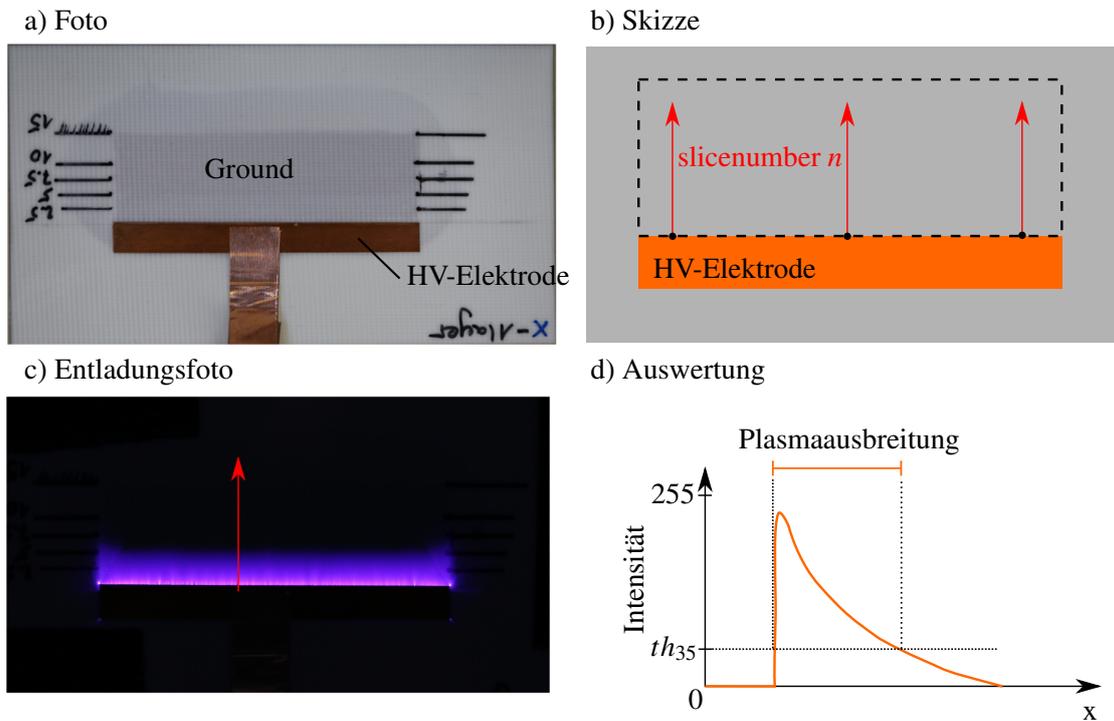


Abbildung 4.9: Skizze zur Erfassung der mittleren Plasmaausbreitung. Ein Foto an Umgebungslicht (a), eine Skizze (b) und ein Entladungsfoto (c) der untersuchten SDBD-Proben. In (d) ist die Erfassung der Plasmaausbreitung mittels des Schwellwerts 35 gezeigt.

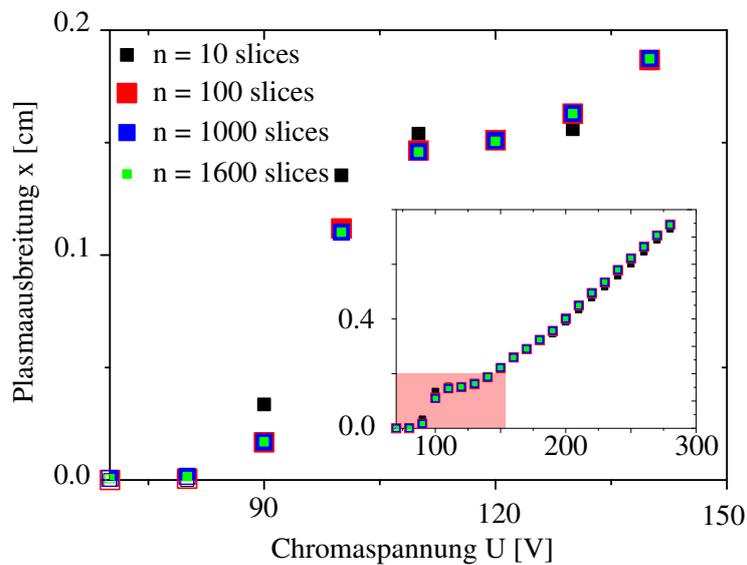


Abbildung 4.10: Benchmarking der slice number n . Für ein bestehendes Datenset der optischen Messung wurde die slice number n des Algorithmus variiert. $n = 1600$ stellt dabei die maximale slice number dar. Die Abbildung zeigt einen Ausschnitt aus der Gesamtmessung (Inset) um den Bereich der Zündspannung.

gleichzeitig präzise Ausführung des Algorithmus zu gewährleisten. Es sei angemerkt, dass der gesamte Benchmarking Prozess mit einem 4-layer Al_2O_3 -SDBD durchgeführt wurde.

Abbildung 4.10 zeigt eine Variation der slice number n_{max} bei einer Auftragung der mittleren Plasmaausdehnung x gegen die angelegte Chromaspannung U . Eine Betrachtung des Insetts, welches die Messung über den gesamten Spannungsbereich darstellt, lässt vermuten, dass bereits eine slice number von $n_{max} = 10$ zu einem zufriedenstellenden Ergebnis führt. Betrachtet man jedoch den Spannungsbereich um die Plasmazündung (rot markierter Bereich im Inset ist vergrößert dargestellt), so ist eine starke Abweichung der Werte für die Plasmaausbreitung x für $n_{max} = 10$ erkennbar. Aufgrund der beobachteten filamentierteren Entladungscharakteristik bei dickeren Dielektrika, führt eine zu kleine Wahl von n_{max} insbesondere bei mehrlagigen SDBDs zu einer ungenauen Bestimmung der mittleren Plasmaausbreitung. Da speziell dieser Bereich um die Plasmazündung im weiteren Verlauf der Arbeit untersucht wurde, wurde für die weiteren Untersuchungen eine slice number von $n_{max} = 100$ gewählt, was einer Mittlung über 6.25 % der maximalen möglichen Profilplots entspricht und einen guten Kompromiss zwischen Performanz⁴ und Präzision (Abb. 4.10) darstellt.

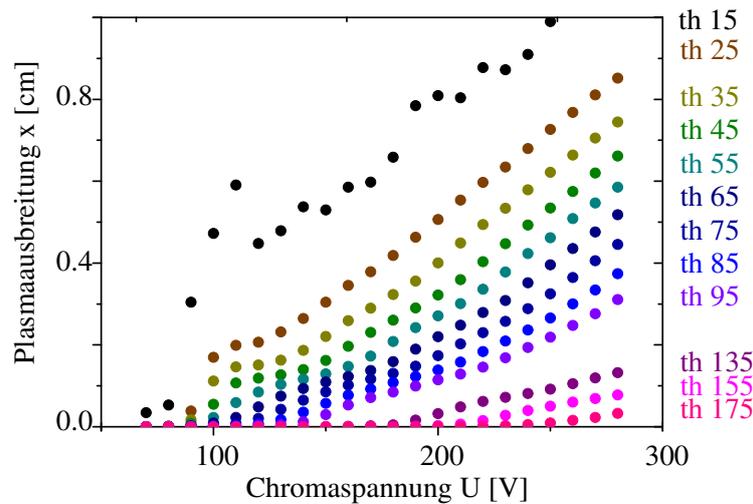


Abbildung 4.11: Benchmarking des Schwellwerts th_{number} . Bei einer zu geringen Wahl von th_{number} wird das natürliche Rauschen des Bildes als Plasma identifiziert und bei einer zu hohen Wahl werden nur noch lichtintensive Entladungen erkannt.

Durch die Konvertierung in ein 8 Bit Graustufenbild, stehen jedem Pixel $2^8 = 256$ Grautöne zur Verfügung. Da der Wert 0 enthalten ist ergibt sich ein Maximum des thresholds von $th_{number} = 255$. Die Wahl dieses thresholds bestimmt, ob ein Pixel i vom Programm als Plasma erkannt wird (oberhalb des thresholds) oder nicht (unterhalb).

Abbildung 4.11 zeigt eine Variation von th_{number} in einem Plot der mittleren Plasmaausdehnung x gegen die Chromaspannung U . Wird th_{number} zu niedrig gewählt (z.B. th 5)⁵, kann keine Korrelation der Plasmaausdehnung mit dem Spannungsanstieg festgestellt werden, da der Algorithmus bereits das natürliche Bildrauschen als Plasma identifiziert (nicht gezeigt).

Eine Überlagerung von x mit dem Bildrauschen ist auch noch bei einem threshold von th 15 (schwarze Punkte) zu erkennen. Ab einem threshold von th 25 erhält man eine zuverlässige Darstellung der Plasmaausbreitung. Die Werte für x , welche einem festen Spannungswert zugeordnet sind, werden dabei mit zunehmender Erhöhung des thresholds immer kleiner.

⁴Laufzeit ca. 1h

⁵th 5 ist eine verkürzte Darstellung für $th_{number} = 5$

Problematik des Algorithmus

Die in der Literatur [140, 141] gängige Definition der Ausbreitungslänge der Entladung, welche orthogonal zur HV-Elektrode gemessen wird, führt bei einer filamentierten Entladungscharakteristik zu Problemen bei der exakten Bestimmung.

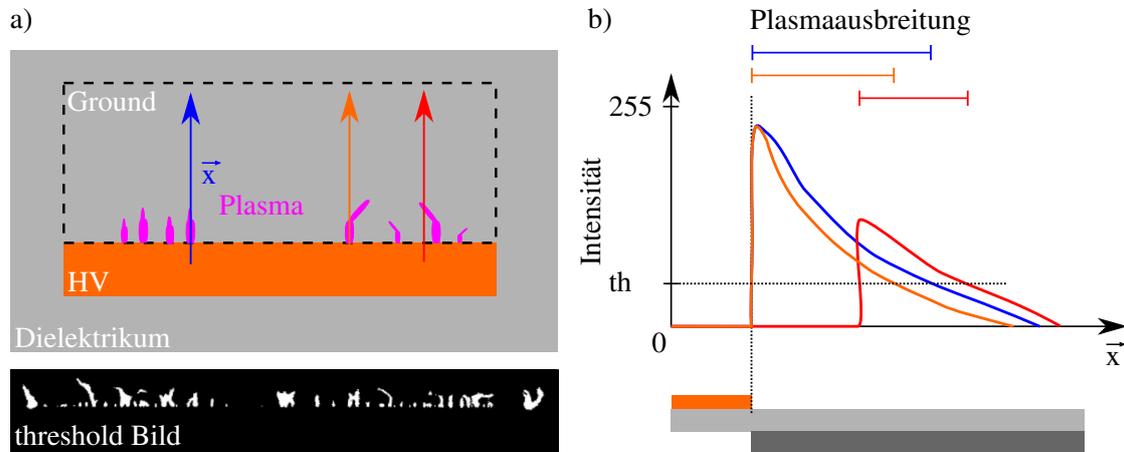


Abbildung 4.12: (a) Schematische Darstellung der Entladung (oben) und ein aufgenommenes Entladungsbild (unten). Die Problematik zur Detektion der Entladungslänge ist durch die drei farbcodierten Vektoren dargestellt. Die zugehörige Ermittlung der Entladungslänge der Plasmaausbreitung wird in (b) gezeigt.

Wie auf dem unterem threshold Bild der Abb. 4.12(a) zu sehen ist, erfolgt die Ausbreitung der Streamer nicht immer orthogonal zur HV-Elektrode. Die schematische Darstellung darüber zeigt die Ermittlung der Plasmaausbreitung entlang des Vektors \vec{x} . Erfolgt die Ausbreitung der Streamer orthogonal zur HV-Elektrode (blauer Vektor) so wird die Ausbreitung, wie Abb. 4.12(b) zu entnehmen ist, richtig bestimmt. Bei einer filamentierten Entladung kann es vorkommen, dass die Streamer abknicken was zu einer fehlerhaften Bestimmung ihrer Ausbreitung führt (oranger und roter Vektor). Dieser Effekt kommt besonders bei einer zu kleinen slice number n_{max} zum Vorschein.

Auf eine softwareseitige Anpassung dieser Beobachtung wurde verzichtet, da stattdessen auf eine Auswertung der Plasmafläche zurückgegriffen wurde.

Auswertung der Plasmafläche

Mithilfe eines weiteren Programms⁶ erfolgte eine Auswertung der Plasmafläche A . Da das Programm aus Teilen vom zuvor erklärten Algorithmus und aus bereits in ImageJ vorhandenen Funktionen besteht, wird an dieser Stelle auf eine genaue Erklärung verzichtet und stattdessen auf den Quellcode und die jeweiligen, zu den Funktionen zugeordneten Modulbibliotheken [147] verwiesen. Die Grundidee ist, die mittlere Plasmaausbreitung aus der Entladungsfläche A abzuleiten. Da diese ermittelte Plasmafläche A sich über eine Länge der HV-Elektrode von $L = 5$ cm erstreckt, erhält man die mittlere Plasmaausbreitung mit $x = A/L$.

Benchmarking

Die Entladungsausbreitung entlang der Gas-Dielektrikum-Grenzfläche führt zu einem Wachstum⁷ der dielektrischen Kapazität [41, 78]. Dieses Kapazitätswachstum kann für einen SDBD

⁶siehe Kap. 7.5 - area-calc.ijm

⁷Ausgehend von C_0 , siehe Abb. 4.5

der Dicke d aus der Plasmafläche A mit Hilfe der Formel des idealen Kondensators $C = (\epsilon_0 \epsilon_r A)/d$ abgeschätzt werden. Durch eine Abschätzung von ϵ_r (siehe Kap. 4.1.1) ergibt sich für die relative Kapazitätsänderung ΔC :

$$\Delta C = 6,62 \cdot 10^{-11} \frac{A}{d} \quad (4.7)$$

Vorteil dieses Programms gegenüber dem vorherigen ist, dass die Bestimmung von x bzw. ΔC nur noch einen künstlichen Parameter, den threshold th_{number} , erfordert. Eine passende Wahl von th_{number} ist wie zuvor jedoch entscheidend, da diese den Flächeninhalt des detektierten Plasmas und somit ΔC beeinflusst.

Durch eine gleichzeitige Aufzeichnung der relativen Kapazitätsänderung aus Gl. 4.7 und der angelegten Spannung U , kann durch vorherige Bestimmung von C_0 der Wert des thresholds th_{number} so abgestimmt werden, dass sich die relative Kapazitätsänderung aus dem QV-Plot und der optischen Berechnung abgleichen. Dem künstlich eingefügten Parameter th_{number} wird somit eine physikalische Bedeutung übertragen. Eine genauere Beschreibung dieses Prozesses ist in Kap. 4.3.1 dargestellt, es sei an dieser Stelle nur angemerkt, dass ein threshold von th_{35} zu einem guten Abgleich (siehe Kap. 4.3.1) der optischen zur elektrischen Messmethode darstellt.

Problematik des optischen Setups

Es ist zu beachten, dass die Empfindlichkeit der Kamera im UV-Bereich sehr begrenzt ist [149]. Da das vom CMOS-Chip der Kamera aufgezeichnete Intensitätsprofil sehr stark auf den sichtbaren Bereich beschränkt ist, ist die Kamera nicht in der Lage, den Übergang des 337 nm SPS-Bandes von Stickstoff zu erfassen, bei dem es sich um die stärkste Emission der Entladung handeln dürfte. Aus diesem Grund wird die extrahierte Plasmafläche höchstwahrscheinlich unterschätzt. Mit Erhöhung des Schwellenwerts wird diese Unterschätzung noch größer, da nur noch Entladungen mit starker Intensität detektiert werden.

4.2 Bestimmung der Zündspannung und der räumlichen Ausdehnung von SDBD Plasmen

Bisheriger Stand der Wissenschaft und Technik

Für die elektrische Interpretation von SDBD-Messungen ist es unerlässlich, die Entladungsleistung, sowie die Spannung und den Strom im Gasspalt genau zu kennen. Auf der Grundlage der klassischen elektrischen Theorie zur Ozonerzeugung von Manley [56], wurden einfachste Ersatzschaltbildmodelle entwickelt [78, 79, 85, 88–90], siehe auch Kap. 2.3. Bei SDBDs erfordert die Entwicklung der Entladung entlang der dielektrischen Oberfläche, jedoch einen grundlegend anderen ESB-Ansatz. Eine vereinfachte Erweiterung des DBD ESB-Modells auf SDBDs stößt auf erhebliche Schwierigkeiten [92–94].

So verwenden z.B. Wilde et al. [94] einen Ausdruck für die Leistung, der von VDBDs abgeleitet wurde [56], ersetzen jedoch die konstante dielektrische Kapazität durch eine lineare Funktion der Spannung. Diese lineare Funktion soll die Entladungsausdehnung berücksichtigen. Basierend auf diesen Annahmen resultiert eine quadratische, von der angelegten Spannungsamplitude abhängige Entladungsleistung ($P \sim V^2$).

In den Experimenten wurde jedoch eine Leistungsabhängigkeit in Form von $P \sim V^n$ mit einem Exponentialfaktor n zwischen 2 und 3 beobachtet.

Pipa et al. [41] entwickelten ein ESB für SDBDs, das die Leistungs-Spannungs-Abhängigkeit analytisch als $P \sim aV^3 - bV + c$ beschreibt, wodurch die in verschiedenen Experimenten beobachtete Variation zwischen einer quadratischen und einer kubischen Abhängigkeit erklärt werden kann. Obwohl dieser analytische Ansatz auf dem pauschalen geometrischen Koeffizienten α beruht, bietet er großes Potenzial weiterentwickelt zu werden.

Anlass vorliegender Arbeit war es, über ein bisher unbekanntes Phänomen nach der Entladungszündung zu untersuchen und die Ergebnisse im Rahmen des ESB-Ansatzes von Pipa et al. [41] zu überprüfen.

Der experimentelle Aufbau und die gemessene SDBD-Geometrie sind in Abb. 4.8 dargestellt. Die SDBDs wurden dabei sowohl optisch (Kap. 4.1.2) als auch elektrisch (Kap. 4.1.1) vermessen. Eine Variation der Dicke des Dielektrikums der SDBDs erfolgte durch das Aufschichten der Einzelsubstrate, siehe Abb. 4.8.

4.2.1 Bestimmung der Zündspannung

Eine einheitliche Bestimmung der Zündspannung, der kleinsten Spannung, bei welcher die Entladung stattfindet, ist nicht möglich, da bisher kein klares Kriterium für die SDBD-Zündung definiert wurde. Die aktuellen Kriterien sind dabei eher vage formuliert, z.B. kann das Auftreten von Entladestromimpulsen überwacht werden. Hierbei ist allerdings problematisch, dass bei niedrigen Spannungen diese Stromimpulse nicht bei jedem Spannungszyklus auftreten.

Darüber hinaus können die beobachteten Stromimpulse auch auf parasitäre Phänomene wie Elektrodendefekte (z.B. scharfe Kanten) oder eine Zündung an den Rändern einer Elektrode zurückgeführt werden. Diese Effekte machen eine eindeutige Bestimmung der Zündschwelle problematisch. Vermutet wurde deshalb [87, 88], dass die wahrscheinlich zuverlässigste Methode zur Bestimmung der Zündspannung wiederholte Messungen der Entladeleistung in der Nähe der Zündspannung sind.

Leitet man die Zündung jedoch nur aus der Leistung ab, können mögliche parasitäre Effekte wie z.B. die Zündung an den Elektrodenrändern die Bestimmung verfälschen. Um diese parasitären Effekte auszuschließen, wird eine neue Methodik basierend auf einer zusätzlichen optischen Analyse vorgeschlagen. Die Zündspannung wird dabei als die Spannung definiert, die anliegt, wenn einzelne Entladungen entlang der gesamten Elektrodenlänge auftreten. Randeffekte und Fertigungsfehler werden somit konsequent ausgeschlossen.

Abbildung 4.13 zeigt die gemessene, auf die Entladungslänge reduzierte Entladungsleistung⁸ zusammen mit Fotos ausgewählter Spannungswerte, welche in der Grafik markiert sind. Aus Gründen der Übersichtlichkeit zeigt die Abbildung nur Messungen von zwei Dielektrikadicken. Dargestellt ist die Spannungs-Leistung Beziehung für einen 600 μm (1 Layer) und einen 2400 μm (4 Layer) dicken SDBD.

Es wurden zwei Messzyklen durchgeführt, um Messartefakte zu reduzieren und, um eine höhere Zuverlässigkeit der Messdatenerfassung zu erreichen. Die Spannungsdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messungen wurde auf $\Delta V_{pp} = 450 \text{ V}$ festgelegt. Der Aufwärts-Zyklus (up, Dreieck nach oben) ist durch einen schrittweisen Spannungsanstieg gekennzeichnet, der für den Abwärts-Zyklus (down, Dreieck nach unten) genau umgekehrt.

Für beide Schichtdicken ist die Abhängigkeit der Leistung von der Spannung bis zu einem Schwellwert, der Zündspannung, $P \sim 0 \text{ W m}^{-1}$.

Betrachtet man den 1 Layer SDBD in Abb. 4.13, so steigt die gemessene Leistung ab einer an-

⁸kurz: red. Leistung (P/L)

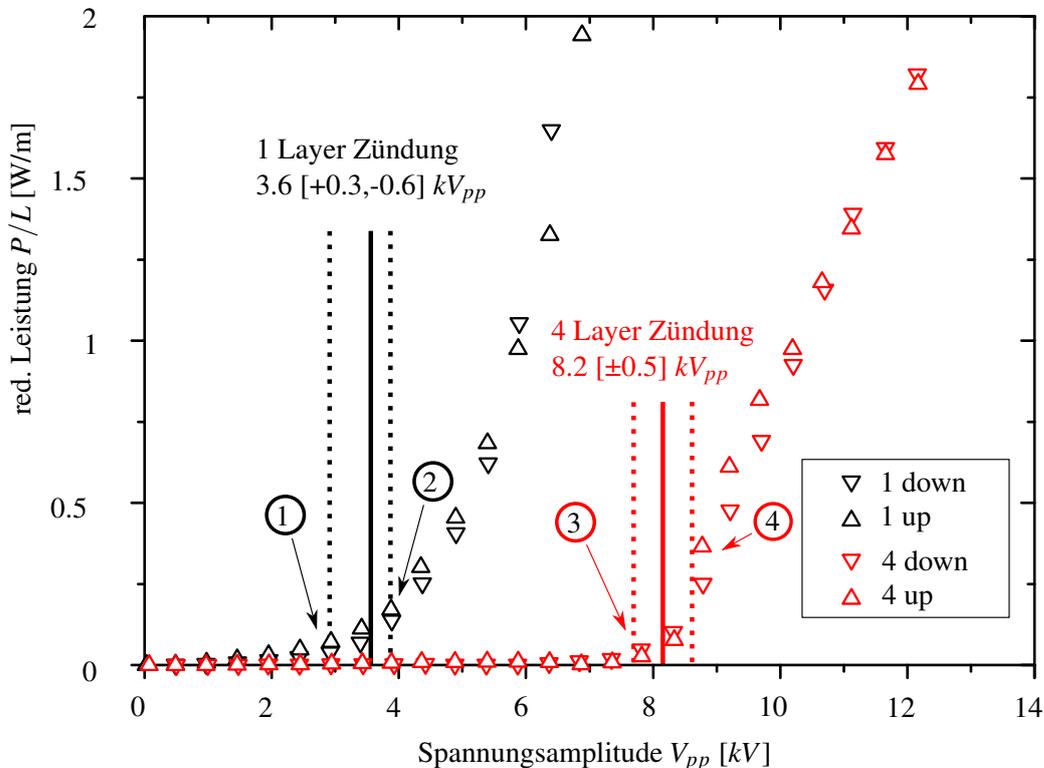
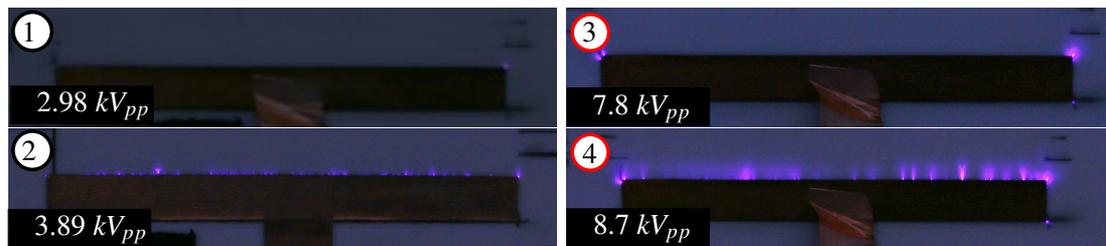


Abbildung 4.13: Aufgenommene Bilder bei verschiedenen Spannungsamplituden für den 1 Layer (schwarz, 600 μm Dicke) bzw. den 4 Layer (rot, 2400 μm Dicke) Al_2O_3 SDBD. Darunter aufgetragen ist die, mit der kapazitiven Messmethode (Kap. 4.4) gemessene, auf die Entladungslänge reduzierte Entladungsleistung gegen die Spannungsamplitude V . Die farblichen Nummerierungen ordnen den Bildern die jeweiligen Leistungswerte zu.

gelegten Spannungsamplitude von $V \sim 2 \text{ kV}_{pp}$ kontinuierlich an. Bei näherer Betrachtung des Fotos mit der Nummer 1 kann man jedoch für die Zündspannung nicht einfach das Kriterium $P > 0 \text{ W m}^{-1}$ definieren, da die Entladung bis zu einer Spannung von 2.98 kV_{pp} ⁹ nur an den Elektrodenenden beobachtet werden kann, was auf parasitäre Effekte zurückzuführen ist.

Betrachtet man zusätzlich die Bilder zur Entladung, so ist man in der Lage zu erkennen, ab welcher Spannungsamplitude die Entladungen entlang der Elektrode (und nicht an den Elektrodenrändern) auftreten. Als Zündspannungskriterium wird folglich das Auftreten der Entladungen entlang der HV-Elektrode definiert.

Für den 1 Layer SDBD kann mit dieser Methode eine Zündspannung im Bereich von 3.0 bis 3.9 kV_{pp} ermittelt werden.

⁹Weiterhin die Kurzform für: $V_{pp} = 2.98 \text{ kV}$

Layer	Schichtdicke [μm]	Zündspannung [kV_{pp}]
1	600	3.6 [+0.3,-0.6]
2	1200	5.1 [± 0.3]
3	1800	7.1 [± 0.5]
4	2400	8.2 [± 0.5]

Tabelle 4.2: Die mit der in Abb. 4.13 gezeigten Methode ermittelten Zündspannungen für die jeweiligen Schichtdicken.

Für den 4 Layer SDBD wurde eine Zündspannung von $(8.2 \pm 0.5) kV_{pp}$ ermittelt. Betrachtet man den Punkt mit der Nummer 3 in Abb. 4.13, so zeigt das entsprechende Zündbild sehr helle Entladungen an beiden Rändern, jedoch keine entlang der Elektroden, welche erst beim darauffolgenden Bild (Nummer 4) zu beobachten sind. Die Tabelle 4.2 zeigt die ermittelten Zündspannungen für alle Substratdicken.

4.2.2 Abhängigkeit der Entladungsleistung von der Substratdicke

Abbildung 4.14 zeigt die gemessene Spannungs-Leistung Beziehung für die verschiedenen dielektrischen Schichtdicken der Al_2O_3 SDBDs. Die Abbildung zeigt, dass die gemessene Leis-

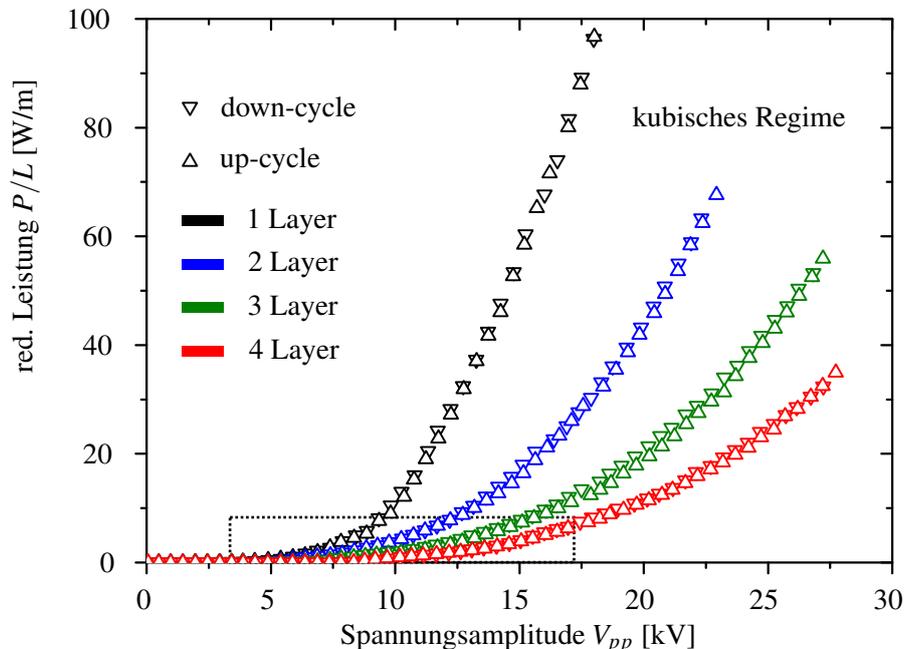


Abbildung 4.14: Die gemessene Spannungs-Leistungsbeziehung für die in Abb. 4.8 vermessene SDBD-Geometrie für vier verschiedenen Substratdicken. Vermessen wurde jeweils der Auf- und Abwärtszyklus. Der in der Abbildung eingezeichnete gestrichelte Bereich ist in Abb. 4.15 dargestellt.

tung mit der Dicke des Dielektrikums skaliert. Hink et al. [26] schlagen hierbei mit einem empirischen Ansatz eine logarithmische Abhängigkeit der Leistung von der Substratdicke vor. Die Abbildung zeigt auch eine nichtlineare Spannungs-Leistungsbeziehung ($P \sim aV^3 - bV + c$ nach [41], siehe Abb. 2.20). Da für hohe Spannungsamplituden der erste Term in dieser Beziehung dominiert, wird dieser Bereich weiterhin als kubischer Spannungsbereich bzw. kubisches Regime bezeichnet.

Der durch das Rechteck markierte Bereich ist in Abb. 4.15 dargestellt, welche die Spannungs-Leistungsbeziehung direkt nach Erreichen der Zündspannung zeigt. In dieser Detailansicht ist zu erkennen, dass die gemessene Leistung für den Abwärtszyklus immer etwas höher ist als für den Aufwärtszyklus. Es wird vermutet, dass diese beobachtete Hysterese auf eine Veränderung der Leitfähigkeit zurückzuführen ist, die durch eine Erwärmung des Dielektrikums initiiert wird. Dieses Phänomen konnte auch beim Zirkonia SDBD beobachtet werden, siehe dazu Kap. 5.2.2 sowie [24].

In Abb. 4.15 ist ab dem Erreichen der Zündspannung eine lineare Spannungs-Leistung Beziehung ($P \sim V$) für alle Dielektrikadicken zu erkennen. Der Spannungsbereich in dem diese Beziehung zu beobachten ist, wird weiterhin als lineares Regime bezeichnet. Anzumerken ist, dass ein solches Regime in der Literatur bisher nicht diskutiert wurde und nach der gegenwärtigen Theorie (für SDBDs) nicht zu erwarten ist, siehe Kap. 2.5.3. Das Phänomen ist bei dickeren Dielektrika ausgeprägter, z. B. kann für den 4 Layer SDBD (rote Symbole) der lineare Bereich direkt oberhalb der Zündspannung beobachtet werden, also von 8.2 kV_{pp} (V_0) bis 13 kV_{pp} . Die obere Spannungsgrenze dieses linearen Regimes wird im Folgenden als V_L bezeichnet. Es gilt

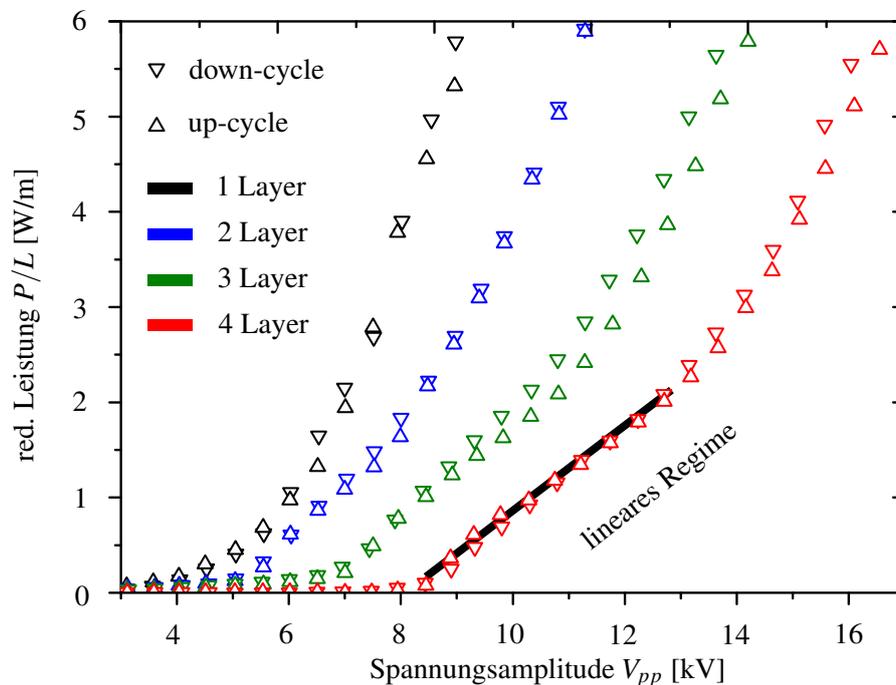


Abbildung 4.15: Eine detailliertere Betrachtung der gemessenen Spannungs-Leistungsbeziehung für die vier gemessenen SDBD Schichtdicken aus Abb. 4.14. Dargestellt ist der Spannungsbereich um die Zündung der SDBDs. Direkt nach der Zündung ist eine lineare Spannungs-Leistungsbeziehung zu erkennen, welche für dicke Dielektrika stärker ausgeprägt ist. Die schwarz eingezeichnete Linie kennzeichnet diese lineare Beziehung für den 4 Layer SDBD.

zu beachten, dass in den folgenden Abschnitten der 4 Layer SDBD detaillierter untersucht wird, da das lineare Phänomen dort am stärksten ausgeprägt ist.

Zur besseren Veranschaulichung wurde das lineare Regime mit einer schwarzen Gerade für die roten Datenpunkte in Abb. 4.15 hinterlegt. Dieser beobachtete lineare Anstieg der Leistung mit der angelegten Spannung ist, von den von Manley [56] beschriebenen VDBDs bekannt, was aus der konstanten Kapazität der Reaktorzelle und der Parallelogramm-Form des QV-Plots abzulei-

ten ist.

Abweichungen vom linearen Verhalten in VDBDs treten nur bei kleinen Spannungsamplituden auf, in Fällen, in denen nicht die gesamte Elektrodenfläche von Entladungen bedeckt sind [150].

Auch bei SDBDs, bei welchen die Entladungsausbreitung entlang der Masselektrode begrenzt ist, wurde eine lineare Spannungs-Leistung Beziehung beobachtet [65]. Anders als in [65] ist die in Abb 4.15 beobachtete Abhängigkeit jedoch nicht auf eine unzureichend dimensionierte Grundelektrode zurückzuführen.

4.2.3 Spannungsabhängige Entladungsausbreitung

Anschließend wurde die Ausdehnung der Entladung im linearen Bereich mit dem optischen Messverfahren untersucht. Abbildung 4.16 zeigt Bilder des 4 Layer SDBDs bei verschiedenen

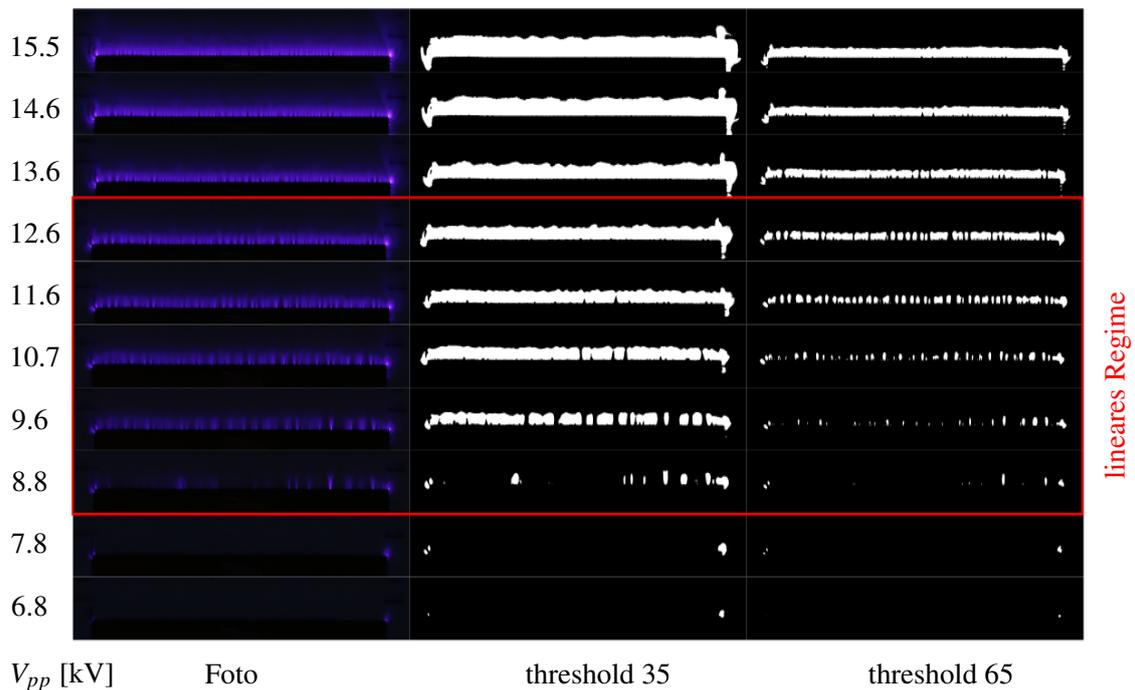


Abbildung 4.16: Mit der Spiegelreflexkamera aufgenommene Entladungsfotos (siehe Abb. 4.8) für den 4 Layer SDBD bei verschiedenen Spannungsamplituden die auf der linken Seite einzusehen sind. Die zweite und dritte Spalte zeigen mit ImageJ/Fiji nachbearbeitete threshold Bilder. Der Amplitudenbereich, in dem in den elektrischen Messungen das lineare Regime beobachtet wurde, ist in rot markiert.

Spannungsamplituden, welche in der ersten Spalte einzusehen sind. Die beiden weiteren Spalten sind threshold-Bilder, die durch eine 8-Bit-Konvertierung und die Anwendung des darunter angegebenen Schwellenwerts erhalten wurden, siehe Kap. 4.1.2. Hintergrund des jeweiligen thresholds ist, dass nur Pixel im Bild weiß dargestellt werden, die heller sind als der threshold. Eine rein subjektive Untersuchung ergab, dass ein threshold von 35 in etwa dem für das menschliche Auge sichtbaren Plasmabereich entspricht. Zusätzlich wurde mit einem Wert von 65 ein threshold gewählt, der Entladungsstellen einer hohen Intensität sichtbar macht.

Der rote rechteckige Rahmen in Abb. 4.16 markiert den Amplitudenbereich, in welchem in den elektrischen Messungen das lineare Regime beobachtet wurde. Ausgehend von einer Spannungsamplitude von 6.8 kV_{pp} zünden die Entladungen zuerst an den Elektrodenenden (siehe

Kap. 4.2.1), was besonders bei den threshold Bildern zu sehen ist. Die ersten Entladungen¹⁰ entlang der Elektrode können ab 8.8 kV_{pp} beobachtet werden. Zu beobachten ist, dass mit einer weiteren Spannungserhöhung das Plasma in seiner Intensität stärker filamentiert. Weiterhin ist eine Ausdehnung der Plasmafläche für einen threshold von 35 bei einer Erhöhung der Spannungsamplitude von 8.8 kV_{pp} auf 9.6 kV_{pp} zu beobachten. Ab 10.7 kV_{pp} scheint die Ausdehnung der Plasmafläche im linearen Bereich nicht weiter fortzuschreiten. Betrachtet man jedoch in diesem Bereich die Fotos für den threshold 65, so scheint die Plasmafläche mit jedem weiteren Spannungsamplitudenschritt weiter zuzunehmen. Am Ende des linearen Regimes erscheint die Plasmafläche mit threshold 65 als ein durchgängiges bzw. verbundenes Objekt. Nach dem linearen Regime ($V_L > 13 \text{ kV}_{pp}$) ist für beide thresholds eine weitere Ausdehnung der Plasmafläche entlang der Groundelektrode mit einer Erhöhung der Spannungsamplitude zu beobachten.

Um diese subjektive Wahrnehmung der Plasmafläche mit numerischen Daten zu stützen, wurde die weiße Plasmafläche (Als A bezeichnet) mittels ImageJ/Fiji extrahiert (Kap. 4.1.2). Die Ausbreitung der Entladung entlang der Gas-Dielektrikum-Grenzfläche führt zu einem Wachstum der dielektrischen Kapazität [41, 78]. Dieser Kapazitätszuwachs ΔC lässt sich mit Hilfe der Formel des idealen Kondensators $\Delta C = (\epsilon_0 \epsilon_r A)/d$ abschätzen. Für die Fläche der Elektroden wird dabei die Plasmafläche A eingesetzt.

ϵ_r wurde durch eine Messung mit dem LCR-Meter ermittelt (siehe Anhang 4.1.1).

Abbildung 4.17 zeigt die auf diese Weise abgeschätzte rel. Kapazitätsänderung ΔC , aufgetragen gegen die Spannungsamplitude. Betrachtet man den Bereich des linearen Regimes (farblich ge-

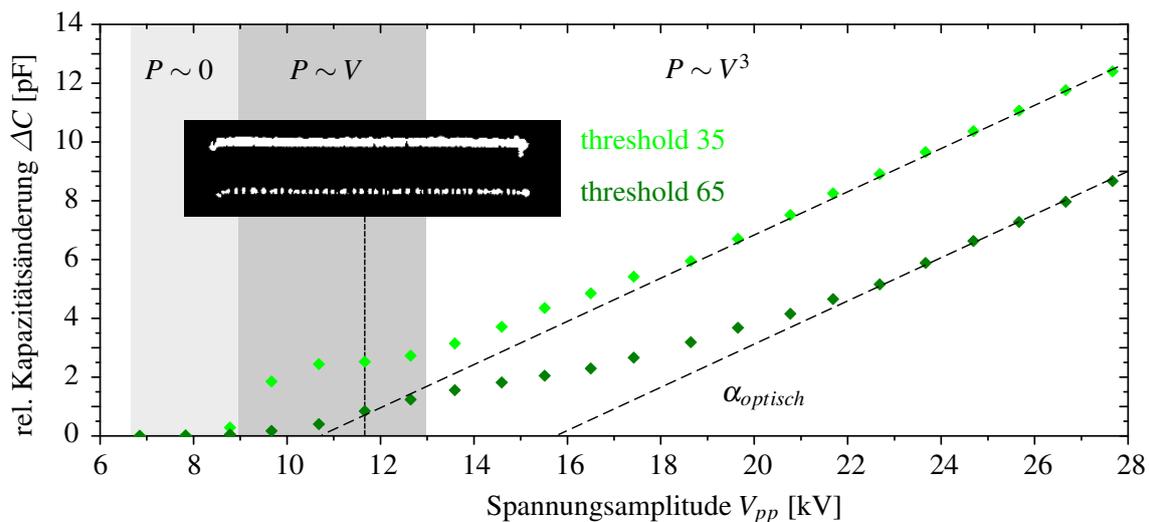


Abbildung 4.17: Die Grafik zeigt die mit der Formel für den idealen Kondensator berechnete relative Kapazitätsänderung ΔC , aufgetragen gegen die Spannungsamplitude für beide thresholds. Farblich hinterlegt ist dabei das in den elektrischen Messungen beobachtete lineare Regime ($P \sim V$).

kennzeichnet), so wird die vorherige subjektive Beobachtung gestützt. Im Inset von Abb. 4.17 finden sich 2 Entladungsfotos für unterschiedlich thresholds. Interessant dabei ist die gleiche Steigung ($\Delta C/V_{pp}$) für große Spannungsamplituden.

Basierend auf der Theorie von Manley [56] führt ein Anstieg der angelegten Spannung an einem

¹⁰Die Zündspannung wurde zuvor auf 8.2 kV_{pp} bestimmt, allerdings wurde für diese Spannung kein Bild aufgenommen.

DBD mit einer konstanten Entladungsfläche A zu einem Parallelogramm in QV-Plot. Nachfolgend werden QV-Plots untersucht, da sie ein etabliertes Instrument der SDBD-Analyse darstellen.

Abbildung 4.18 zeigt QV-Plots für ausgewählte Spannungsamplituden von 11.7 kV_{pp} (d.h. linearer Bereich) bis zu 27.7 kV_{pp} (kubisches Regime). Es ist anzumerken, dass zur besseren

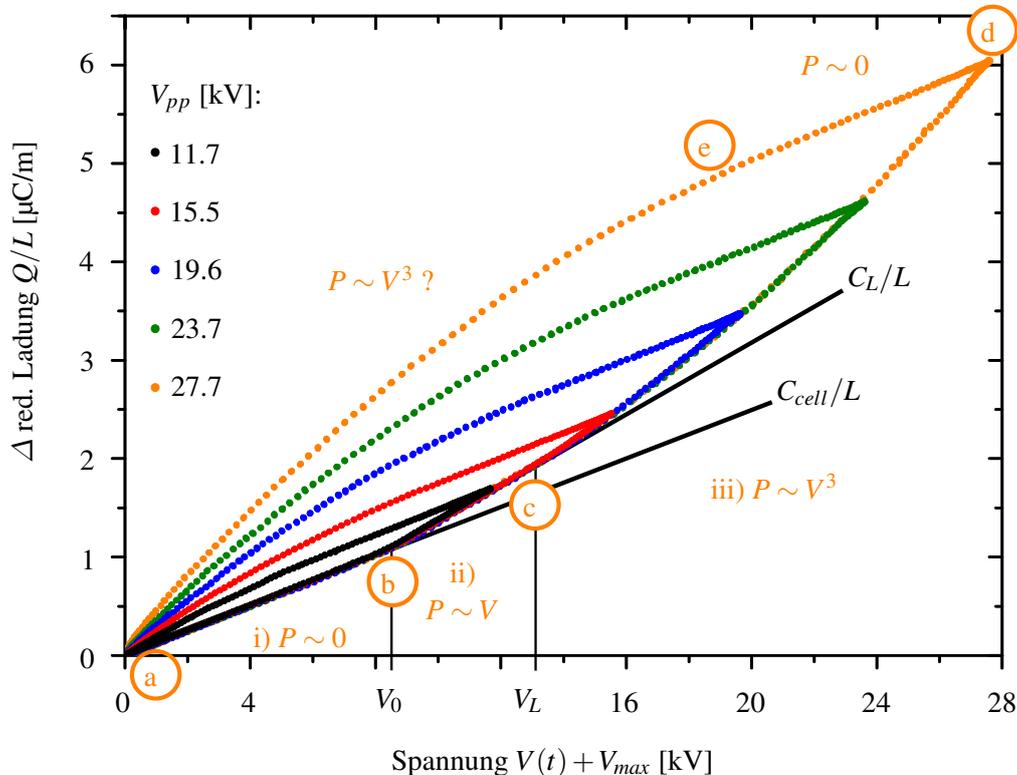


Abbildung 4.18: QV-Plots des 4 Layer SDBDs für verschiedene Operationsspannungen. Das lineare Regime wurde in den vorherigen Messungen zwischen V_0 und $V_L \sim 13 \text{ kV}$ beobachtet. Eine linearer Fit in der passiven Phase der Entladung liefert C_{cell}/L . Ein weiterer linearer Fit im linearen Regime liefert die red. konstante Kapazität C_L/L .

Übersicht ein Versatz der Achsen des QV-Plots um $(QV)_{min}$ angewendet wurde $(V(t) + V_{max}$ und $\Delta Q/L = Q(t)/L + Q_{max}/L$ ¹¹. Diese Art der Visualisierung wurde erstmals in Pipa et al. [41] vorgeschlagen. Die längenreduzierte Kapazität der Reaktorzelle C_{cell}/L wird durch die lineare Steigung (siehe Fit) in der passiven Phase der Entladung dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der QV-Plot für hohe Spannungen, wie z.B. 27.7 kV_{pp} die Form einer Mandel [78] einnimmt. Diese Mandelform lässt sich auf das kontinuierliche Wachstum der Entladungsfläche innerhalb jedes einzelnen Spannungszyklus [151] zurückführen. Das Wachstum der Plasmafläche A entlang der Groundelektrode in der aktiven Phase der Entladung führt zu einer steigenden Kapazität und somit zu einer nicht-konstanten Ableitung $dQ(t)/dV(t)$ der gemessenen Ladung. Im Folgenden wird zur Vereinfachung der Quotient $dQ(t)/dV(t)$ als dQ/dV bezeichnet, dabei wird mit dem Ausdruck dV die momentan angelegte Spannung ($dV(t)$) und nicht die Spannungsamplitude V bezeichnet.

¹¹es gilt auch: $-\Delta Q/L = Q(t)/L - Q_{max}/L$

Bei genauerer Betrachtung ist zu erkennen, dass die Mandelform nicht symmetrisch erscheint, da eine zusätzliche konstante Steigung C_L/L auszumachen ist. Diese konstante Steigung C_L/L kann in der aktiven Phase der Entladung für Spannungsamplituden identifiziert werden, welche dem linearen Regime zugeordnet werden kann. Dieses lineare Regime wird zwischen den Spannungen $V_0 \sim 8.2\text{ kV}$ und $V_L \sim 13\text{ kV}$ beobachtet, die in Abb. 4.18 durch horizontale Linien angedeutet sind. Man beachte, dass diese lineare Steigung nur im Aufwärtszyklus (a)-(d) der Entladung beobachtet wurde, genauer gesagt zwischen den Punkten (b) und (c).

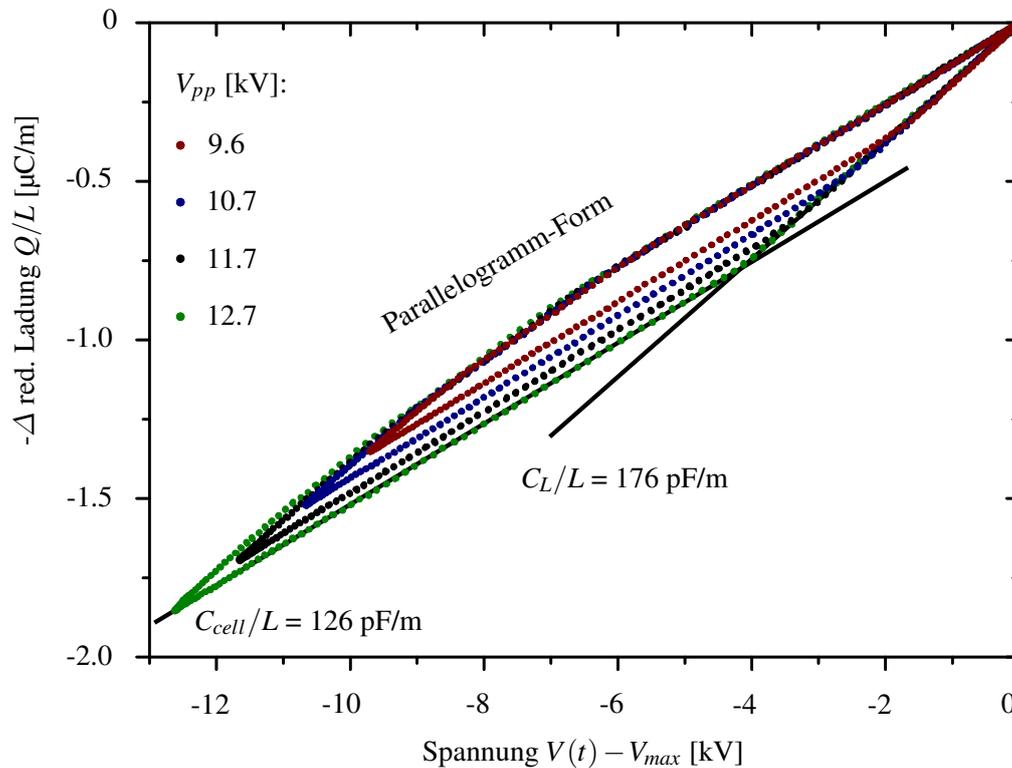


Abbildung 4.19: QV-Plots des 4 Layer SDBDs für Operationsspannungen im linearen Regime. Die Mandelform des QV-Plots, welche für hohe Spannungen deutlich ausgeprägt ist, ist hierbei nicht zu beobachten. Stattdessen zeigt der QV-Plot die Form eines Parallelogramms.

Abbildung 4.19 zeigt QV-Plots ausgewählter Spannungsamplitudenwerte im linearen Regime, wobei sich der Ursprung des Koordinatensystems bei $(QV)_{max}$ befindet ($V(t) - V_{max}$). Durch diese Darstellung lässt sich erkennen, dass der QV-Plot für Spannungen bis zu $12,7 \text{ kV}_{pp}$ eine Parallelogramm-Form aufweist. Diese Parallelogramm-Form ist von einem VDBD bekannt, bei dem die Entladung auf einer konstanten geometrischen Plasmafläche über dem Gasspalt stattfindet [56, 78]. Die red. Kapazität dieses linearen Regimes C_L/L kann durch einen linearen Fit extrahiert werden.

4.3 Interpretation der Messergebnisse

Generell kann der gemessene positive Halbzyklus einer SDBD-Entladung in drei Abschnitte unterteilt werden, wie es in Abb. 4.18 dargestellt ist:

- (i) Kondensator Regime, $P = 0$:

Die angelegte Spannungsamplitude V liegt unterhalb der Zündspannung der Entladung ($0 \leq V \leq V_0$) und der SDBD verhält sich deswegen wie ein Kondensator. Aus dem linearen Fit der Daten in diesem Bereich kann die rein passive bzw. Kaltkapazität des SDBDs ermittelt werden, siehe Abb. 2.9. Wie Abb. 4.19 zu entnehmen ist, wurde diese auf $C_{cell}/L = (126 \pm 3) \text{ pFm}^{-1}$ bestimmt.

- (ii) Lineares Regime, $P \sim V$:

Die angelegte Spannungsamplitude V liegt im Bereich von $V_0 \leq V \leq V_L$.

Da die Steigung in diesem linearen Bereich konstant ist, kann die red. Kapazität des linearen Bereichs C_L/L durch einen linearen Fit bestimmt werden: $C_L/L = (176 \pm 10) \text{ pFm}^{-1}$.

- (iii) Kubisches Regime, $P \sim V^3$:

Das erwartete Regime eines aktiven SDBDs mit einer kubischen [78] Abhängigkeit der red. Leistung von der angelegten Spannungsamplitude. Dieses Regime wurde für ($V \geq V_L$) beobachtet. Die Mandelform prägt sich durch die Expansion des Plasmas entlang des Dielektrikums [41, 91] aus, die Kapazität ist nicht konstant.

Um den Übergang vom linearen zum kubischen Regime zu untersuchen, wurde die zeitliche Entwicklung der Ableitung der gemessenen Ladung dQ/dV des SDBDs analysiert. Die Betrachtung dieser Ladungsableitung wurde erstmals von Kriegseis et al. [91] eingeführt. Sie bezeichneten die Ladungsableitung als die zeitliche Entwicklung der SDBD-Kapazität $C(t)$.

Diese Benennung stößt bei Pipa et al. [78] auf Kritik, da unter Berücksichtigung des einfachen Schaltbildes nach Manley et al. [56] folgender Ausdruck für die gemessene Ladung gilt:

$$Q(t) = C_d V(t) - C_d U_g(t) \quad (4.8)$$

Die Ableitung der Ladung ergibt sich folglich zu:

$$\Rightarrow \frac{dQ(t)}{dt} = C_d(t) \frac{dV(t)}{dt} + V(t) \frac{dC_d(t)}{dt} - C_d(t) \frac{dU_g(t)}{dt} - U_g(t) \frac{dC_d(t)}{dt} \quad (4.9)$$

Erweitert man beide Seiten mit $\frac{dt}{dV(t)}$ erhält man:

$$\frac{dQ(t)}{dV(t)} = C_d(t) + V(t) \frac{dC_d(t)}{dV(t)} - C_d(t) \frac{dU_g(t)}{dV(t)} - U_g(t) \frac{dC_d(t)}{dV(t)} \quad (4.10)$$

Vereinfacht man weiter ergibt sich:

$$\underbrace{\frac{dQ(t)}{dV(t)}}_{\text{Kriegseis et al. [91]}} = C_d(t) + [V(t) - U_g(t)] \frac{dC_d(t)}{dV(t)} - C_d(t) \frac{dU_g(t)}{dV(t)} \quad (4.11)$$

Die Beziehung $C(t) = dQ(t)/dV(t)$ nach Kriegseis et al. [91] kann nach Gl. 4.11 in der klassischen Theorie nur dann mit einer Kapazität assoziiert werden kann, wenn die Gasspalt-Spannung $U_g(t)$ und die dielektrische Kapazität C_d über den Entladezyklus konstant sind. Es gibt jedoch bisher keinen Beweis, dass diese Annahme für SDBDs gültig ist, insbesondere wenn das QV-Diagramm von einem Parallelogramm abweicht.

Aus diesem Grund wird der Ausdruck Ladungsableitung für den Quotienten $dQ/(dVL)$ beibehalten¹².

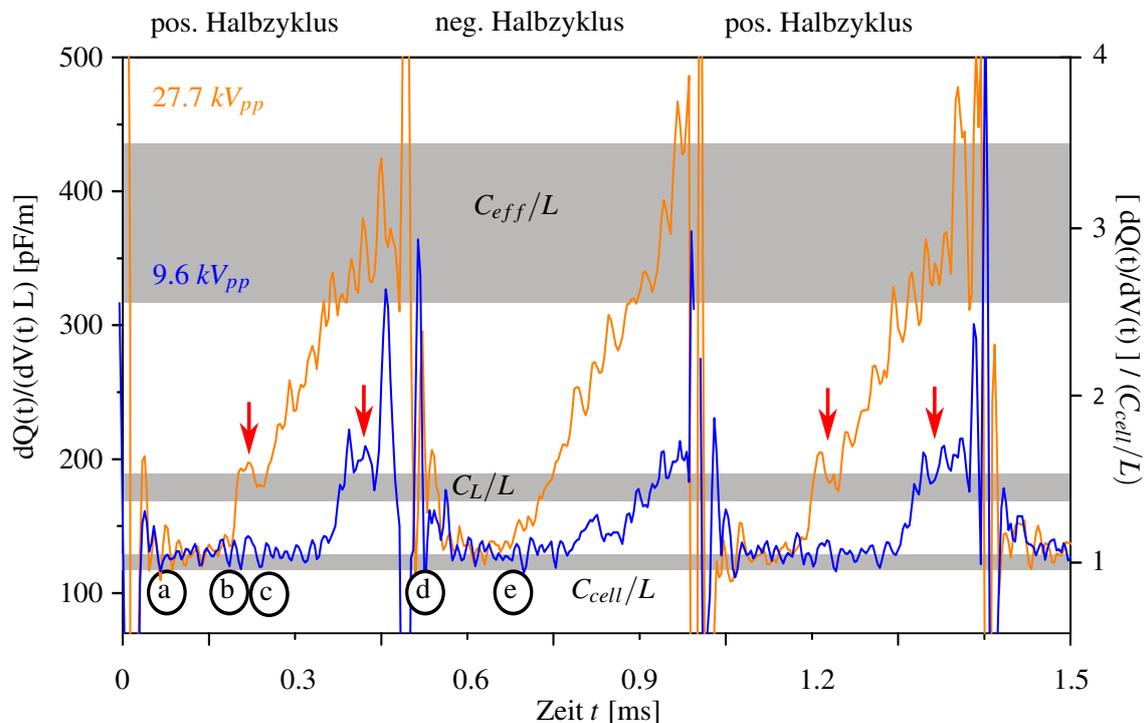


Abbildung 4.20: Darstellung der red. Ladungsableitung des 4 Layer SDBDs gegen die Entladungszeit nach der Methode von Kriegseis et al. [91]. Die rot eingezeichneten Pfeile lassen ein Plateau in den positiven Halbzyklen (C_L/L) vermuten. Die gekennzeichneten Punkte können den jeweiligen Spannungswerten im QV-Plot, siehe Abb. 4.18 zugeordnet werden. Bei der verwendeten Messfrequenz von $f = 1$ kHz erfolgt pro Millisekunde ein kompletter Zyklus, bestehen aus positiven und negativen Halbzyklus, siehe Abb. 2.9.

¹²weiterhin verkürzt auch als dQ/dV bezeichnet

Abbildung 4.20 zeigt die zeitliche Entwicklung dieser red. Ladungsableitung. Aus Gründen der Übersicht, ist jeweils nur der im Data-Postprocessing durchgeführte 3 Punkte adjacent averaging (AAV)-Smooth gezeigt. Die Grafik zeigt die geglätteten Daten für 9.6 kV_{pp} & 27.7 kV_{pp}. Die aus dem QV-Plots von Abb. 4.18 & 4.18 extrahierten Werte für C_{cell}/L , C_L/L und C_{eff}/L sind grau hinterlegt. Zu beachten ist, dass C_{eff}/L den Wert der red. Ladungsableitung in der Nähe der maximalen Amplitude [91] darstellt.

Betrachtet man die Daten für 27.7 kV_{pp}, so steigt die red. Ladungsableitung in jedem Halbzyklus ausgehend von C_{cell}/L auf C_{eff}/L mit einer räumlichen Ausdehnung der Plasmadomäne an. Ist der Scheitelpunkt der Operationsspannung erreicht, bricht die Entladung zusammen und der entgegengesetzte Entladezyklus beginnt bei $dQ/(dVL) \sim (C_{cell}/L)$.

Für beide dargestellten Spannungen ist in jedem positiven Halbzyklus ein Plateau zu erkennen, welches durch die roten Pfeile in Abb. 4.20 gekennzeichnet ist. Aufgrund der Messungenauigkeit in der Datenerfassung ist eine exakte Bestimmung von C_L/L und der charakteristischen Kapazitäten C_{cell}/L und C_{eff}/L mit diesem Ansatz jedoch schwierig. Kriegseis et al. schlugen deswegen die Zuhilfenahme von statistischen Methoden wie etwa der Histogramm-Analyse vor, siehe [91].

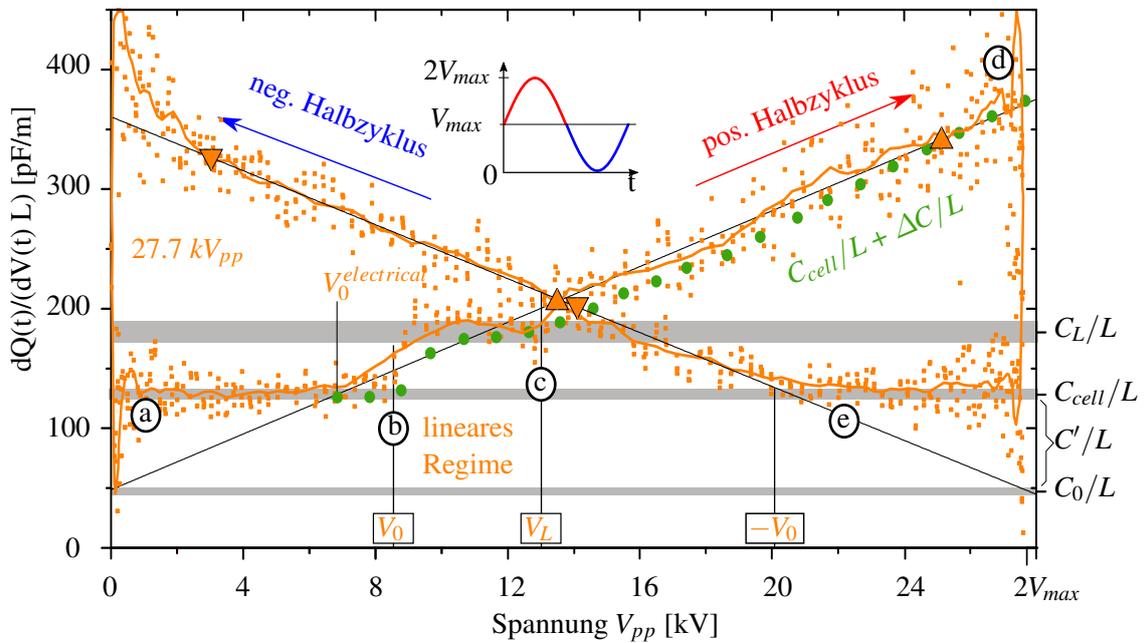


Abbildung 4.21: Der bow tie Plot stellt die Auftragung der Ladungsableitung gegen die angelegte Spannung im zeitlichen Verlauf dar. Dargestellt sind die Daten für die Operationsspannung von 27.7 kV_{pp}. Die grün eingezeichneten Punkte stellen die relative red. Kapazitätsänderung $\Delta C/L$, welche aus der optischen Messung extrahiert wurde für den positiven Halbzyklus dar. Anzumerken hierbei ist, dass für die Darstellung der Wert der Kaltkapazität addiert wurde $\Delta C/L + C_{cell}/L$. Die Markierungspunkte (a)-(e) beziehen sich den QV-Plot in Abb. 4.18.

Weiterhin stellen die Dreiecke (up & down) den Bereich der linearen Fits dar.

4.3.1 Bow tie Plot [42]

In dieser Arbeit wird eine andere Art der Datendarstellung vorgeschlagen, welche in Abb. 4.21 dargestellt ist. Aufgetragen wird die red. Ladungsableitung $dQ/(dVL)$ gegen die momentan anliegende (peak-to-peak) Amplitude $V_{pp}(t)$. Die orangefarbenen Quadrate in Abb. 4.21 stellen dabei die gemessenen Daten für die maximal gemessene Spannungsamplitude (27.7 kV_{pp}) dar. Zur besseren Visualisierung wurde in der Abbildung ein 10 Punkte AAV-Smooth, gekennzeichnet durch die orange Linie, eingezeichnet. Die Markierungspunkte (a-e) in beiden Diagrammen beziehen sich auf die entsprechenden Abschnitte im QV-Diagramm in Abb. 4.18. Die red. Kalkapazität der Reaktorzelle C_{cell}/L sowie die red. Kapazität im linearen Regime $C_L/L = (176 \pm 10) \text{ pFm}^{-1}$ sind wie zuvor durch einen grauen Schatten eingezeichnet.

Zu Beginn des positiven Halbzyklus (a) ist die Ableitung $dQ/(dVL)$ gleich C_{cell}/L , bis die Entladung in (b) zündet. Nach dem linearen Regime zwischen (b) und (c) mit einer konstanten red. Kapazität C_L/L steigt $dQ/(dVL)$ bis zum Maximum (C_{eff}/L). Nach dem Zusammenbruch der Entladung bei V_{max} in (d) beginnt der negative Halbzyklus und $dQ/(dVL)$ steigt wieder an, wenn die negative Zündspannung $-V_0$ am Punkt (e) erreicht ist. Anders als im positiven Halbzyklus ist im negativen Halbzyklus keine oder ein nur schwach ausgeprägtes lineares Regime zu beobachten.

Betrachtet man beide Halbzyklen für weitere gemessenen Spannungen, so ist zu erkennen, dass beide Zyklen nicht symmetrisch zueinander sind und das lineare Regime nur im positiven Halbzyklus deutlich zu beobachten ist, siehe Abb. 4.22.

Bereits vorherige Veröffentlichungen publizieren über eine bestehenden Asymmetrie in den Entladezyklen, welche sich u.a. auch in der Form der Filamentausprägung bzw. der Entladungsausbreitung äußert [152–154].

Für hohe Spannungsamplituden ähneln die geglättete Kurve dieser $dQ/dV - V_{pp}$ -Charakteristik einem Querbinder bzw. einer Fliege (engl.: bow tie), weshalb dieser Darstellungsform der Name bow tie Plot gegeben wurde.

Wie in Abb. 4.22 gezeigt, hat der bow tie Plot zusätzlich den Vorteil, dass Daten für verschiedene Spannungsamplituden in einem Diagramm zusammengefasst werden können, indem die Spannung normiert wird. Vergleicht man verschiedene Spannungsamplituden in einem normierten bow tie Plot, so besteht kein Zweifel an der Existenz des linearen Regimes im positiven Halbzyklus der Entladung, selbst bei Betrieb mit hohen Spannungsamplituden.

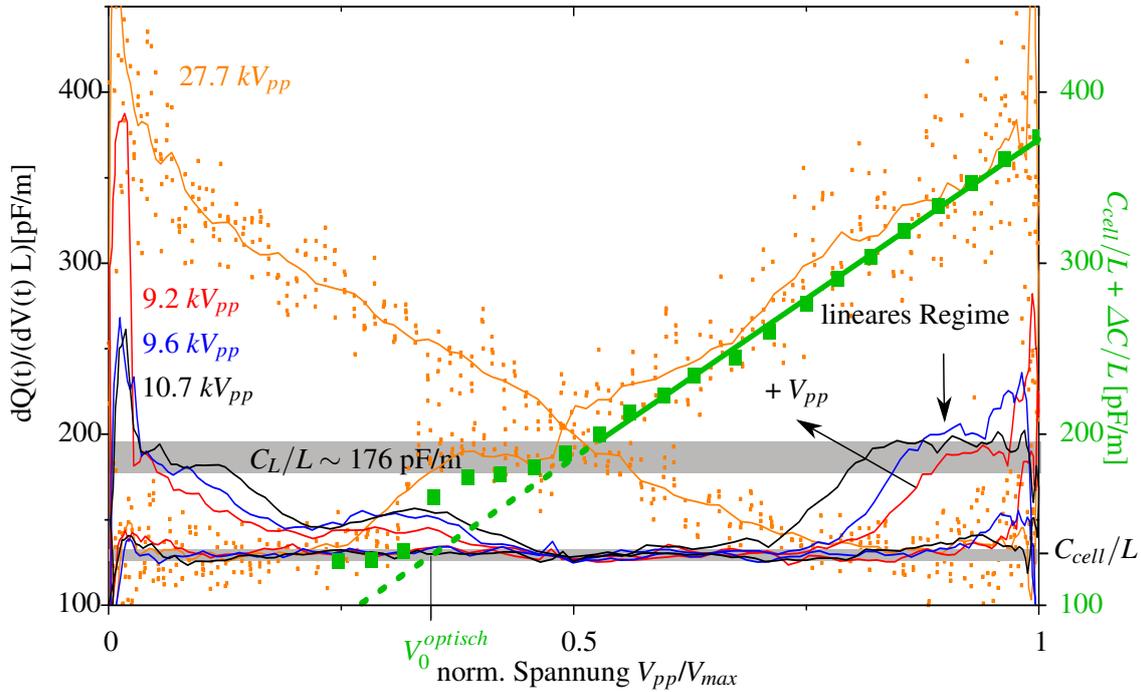


Abbildung 4.22: Der bow tie Plot für verschiedene Operationsspannungen. Eine Normierung dieser Operationsspannungen V_{pp}/V_{max} auf den Maximalwert V_{max} erlaubt die Darstellung aller Spannungen in einem Plot. Das lineare Regime mit konstanter red. Kapazität C_L/L kann durch diese Normierung für alle Spannungen sichtbar gemacht werden.

Ein Vergleich der beiden Legenden (rechts und links), zeigt die numerische Übereinstimmung der Ladungsableitung und der Kapazitätsänderung $\Delta C/L + C_{cell}/L$. Die rel. Kapazitätsänderung errechnet sich aus der Kapazitätsänderung ΔC normiert auf die Entladungslänge L , welche mit der optischen Messmethode ermittelt wurde, addiert mit der red. Kaltkapazität C_{cell}/L (aus dem QV-Plot).

Implikationen des bow tie Plots

Interessant ist die Darstellung im bow tie Plot deshalb, weil sich daraus die Parameter des ESB-Modells (siehe Kap. 2.5.1) extrahieren lassen. Nach dem Model von Pipa et al. [41] (Gl. 2.55 & 2.70) ist die Ladung eines SDBDs gegeben durch:

$$\frac{Q(V)}{L} = \begin{cases} \frac{C_0+C'}{L} V & \text{für } V < V_0 \\ \alpha [V^2 - V_0^2] + \frac{C_0}{L} V \left(1 + \frac{C'V_0}{C_0V}\right) & \text{für } V > V_0 \end{cases} \quad (4.12)$$

Demnach ergibt sich die red. Ladungsableitung zu:

$$\frac{dQ(V)}{dV} \frac{1}{L} = \begin{cases} (C_0+C')/L & \text{für } V < V_0 \\ 2\alpha V + C_0/L & \text{für } V > V_0 \end{cases} \quad (4.13)$$

Aus dem Ausdruck 4.13 ist zu entnehmen, dass die Ladungsableitung bis zur Zündspannung V_0 konstant ist. Wird die Zündspannung überschritten so ist die Steigung hingegen linear. Zu beachten gilt, dass dieses analytische Modell [41] nicht die Existenz eines linearen Regimes (ii) abdeckt. Daher kann die Ladungsableitung nur für die beiden verbleibenden Regime (i + iii)

betrachtet werden.

Auf der Grundlage von Gl. 4.13 kann der ESB-Modellparameter α aus dem bow tie Plot für die 27.7 kV Messung¹³ extrahiert werden. $\alpha_{27.7kV}$ wird dabei aus der Steigung des linearen Fits im kubischen Regime ermittelt.

Anzumerken ist jedoch, dass die Steigung des linearen Fits und damit der Wert des Parameters $\alpha_{27.7kV}$ stark durch eine Einbeziehung von Datenpunkten in der Nähe der beiden Umkehrpunkte eines Spannungszyklus (Punkte (a) & (d)) beeinflusst wird.

Aus diesem Grund wurden zur Ermittlung von $\alpha_{27.7kV}$ Datenpunkte in der Nähe dieser sog. Zyklenumkehr vom linearen Fit ausgeschlossen. Der Bereich, der in die Berechnung der Ausgleichsgerade mit aufgenommen wurde, ist in Abb. 4.21 durch orangefarbige Dreiecke¹⁴ dargestellt.

Auch die red. Kapazität C_0/L kann aus diesem linearen Fit extrahiert werden, da sie schlichtweg dem Zahlenwert entspricht, in welchem der Fit die Ordinate schneidet. Durch die Kenntnis von C_0/L kann durch die Beziehung aus Gl. 2.54 auch der Wert für C'/L abgeleitet werden.

Zündspannungskriterium

Wie schon im Kap. 4.2.1 angemerkt, ist die Bestimmung der Zündspannung für SDBDs nicht trivial, da es bislang an einer eindeutigen Definition bzw. einem klaren Kriterium mangelt. Durch die zusätzliche optische Analyse lässt sich die Zündspannung auf etwa $V_0 \sim (8.2 \pm 1.4)$ kV abschätzen, siehe Kap. 4.2.1.

Aus dem bow tie Plot kann ein alternativer Wert für die Zündspannung abgeleitet werden, der sich aus dem Schnittpunkt des linearen Fits mit der red. Reaktorkapazität C_{cell}/L ergibt. So wurde die Zündspannung zu $V_0^{electrical} = (6.6 \pm 2)$ kV bestimmt, siehe Abb. 4.21 und Tabelle 4.3.

Vorteil dieser Methode ist ein eindeutig definiertes Zündkriterium, welches es erlaubt die Messungen einzelner SDBDs miteinander zu vergleichen.

¹³bezeichnet als $\alpha_{27.7kV}$

¹⁴Dreiecksspitze nach oben: pos. Halbzyklus, Dreiecksspitze nach unten: neg. Halbzyklus

Die bow tie Darstellung der optisch erfassten Messdaten

Die grünen Punkte im bow tie Plot in Abb. 4.21 stellen die optisch erfassten Messdaten dar. Aufgetragen ist der abgeschätzte red. Kapazitätswachstum $\Delta C/L$ aus Abb. 4.17 addiert mit der red. Kaltkapazität C_{cell}/L .

Diese Werte für $C_{cell}/L + \Delta C/L$ wurden in Abhängigkeit von der angelegten Spannungsamplitude aufgetragen und mit den Daten für den positiven Halbzyklus aus dem bow tie Plot verglichen. Auffällig ist die klare numerische Übereinstimmung der Ladungsableitung $dQ/(dVL)$ und der relativen red. Kapazitätsänderung addiert mit der red. Reaktorkapazität $C_{cell}/L + \Delta C/L$, siehe hierzu auch die Legende in Abb. 4.22.

Diese numerische Übereinstimmung liefert einen ersten Hinweis darauf, dass die Ladungsableitung dQ/dV als Reaktorkapazität interpretiert werden kann, wie es von Kriegseis et al. [91] vorgeschlagen wurde.

Analog zur elektrischen Messung wurde basierend auf Gl. 4.13 der Wert $\alpha_{optical}$ aus der Steigung des linearen Fits im kubischen Regime der optischen Daten bestimmt, siehe Abb. 4.22 sowie Tabelle 4.3.

Anzumerken ist hier jedoch, dass sich eine Veränderung, des durch die subjektive Wahrnehmung bestimmten thresholds auf die Messdaten auswirkt. Wie aus Kap. 4.1.2 und aus Abb. 4.17 ersichtlich, kann eine Veränderung¹⁵ dieses thresholds mit der Addition bzw. Subtraktion eines Offsets assoziiert werden.

Aufgrund dieser Tatsache kann die Steigung der erhaltenen Ausgleichsgeraden für kleine threshold-Änderungen als konstant angesehen werden, wohingegen eine eindeutige Bestimmung von C_0/L abhängig ist, von der subjektiven Bestimmung des threshold-Wertes.

4.3.2 Ableitung der Modellparameter aus den Leistungsdaten

Die Parameter der dQ/dV Methode wurden aus einem einzigen QV-Plot (27.7 kV_{pp}) extrahiert. Diese Parameter, sowie die, welche mit der optischen Methode bestimmt wurden, wurden mit den Parametern, welche durch einen Fit der kompletten Leistungsdaten extrahiert wurden, verglichen.

Dabei wurden die gemessenen, spannungsabhängigen Leistungswerte mit der Energie bzw. der Leistungs-Spannungs-Beziehung des analytischen ESB-Modells (Gl. 2.83) gefittet, siehe die Abbildungen 4.23 & 6.2. Verwendet wurde für den Fit in Abb. 4.23 ein fester Zündspannungswert von $V_0 = 8.2$ kV, wie er in Kap. 4.2.1 ermittelt wurde. Der Initialwert für C'/L wurde auf C_{cell}/L gesetzt¹⁶, wie in [41] vorgeschlagen. Die vom ESB-Fit erhaltenen Parameterwerte sind in Tabelle 4.3 dargestellt.

Die orange eingezeichnete Linie in Abb. 4.23 zeigt einen Plot der Leistungs-Spannung Beziehung mit den aus dem bow tie Plot ermittelten Parametern, welche in Gl. 2.83 eingesetzt wurden. Die Werte der jeweiligen Parameter beider Bestimmungsmethoden stimmen numerisch gut überein, was auch aus Tabelle 4.3 zu entnehmen ist.

¹⁵zumindest für threshold-Werte im Bereich 25-95, vgl. Kap. 4.1.2

¹⁶Das Festlegen dieses abgeschätzten Initialwerts wurde aufgrund des nicht-linearen Zusammenhangs von C'/L und α gewählt. Setzt man keinen Initialwert, so erreicht der Fit ein lokales Minimum das keinerlei physikalische Bedeutung aufweist.

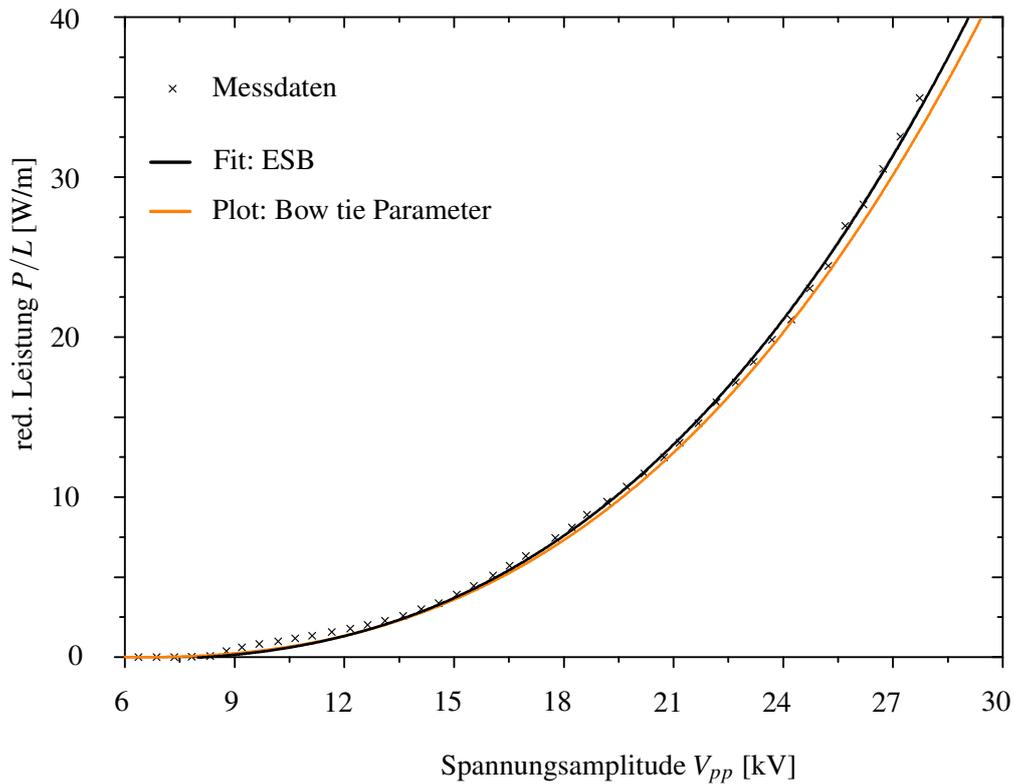


Abbildung 4.23: Die schwarze Kurve zeigt die gemessenen, längenreduzierten Leistungsdaten (Kreuze), welche mit der Gleichung 2.83 des ESB-Modells [41] gefittet wurden. Die orange Linie stellt einen Plot nach Gleichung 2.83, mit den aus den bow tie Plot ermittelten Parametern (27.7 kV_{pp}) dar, siehe Abb. 4.21.

Methode	α [$10^{-16} \text{ Fm}^{-2} \text{ mV}^{-1}$]	C'/L [pFm^{-1}]	C_0/L [pFm^{-1}]	V_0 [kV]
dQ/dV	54 ± 4	71 ± 8	55.5 ± 8	6.6 ± 2
Optisch	68 ± 2	-	-	8.2 ± 1.4
ESB [41]	56 ± 2	74.2 ± 3	-	(8.2 ± 1.4)

Tabelle 4.3: Übersicht über die ermittelten Parameter basierend auf dem ESB-Modell [41]. dQ/dV stellt dabei die ermittelten Parameter dar, welche aus dem bow tie Plot aus den elektrisch erfassten Messdaten abgeleitet wurden. Für die optische Methode konnte nur der Parameter α und die Zündspannung V_0 abgeleitet werden, siehe Abb. 4.22. Weiterhin zeigt die Tabelle Parameter, welche sich aus einem Fit mit der analytischen Beziehung aus Gl. 2.83 ergeben (ESB). Dabei wurde der in Klammern angegebene Zündspannungswert für den Fit als konstant festgelegt.

5 Anwendung der SDBDs für das Anti- und De-Icing von aerodynamischen Oberflächen

5.1 Bisheriger Stand der Wissenschaft und Technik

Während PAs zur Strömungsmanipulation in der Vergangenheit hinreichend untersucht wurden [20, 22, 127, 155–160], ist erst seit Kurzem ein Anstieg an Publikationen zu verzeichnen, welche SDBDs im Kontext von Anti- bzw. De-Icing untersuchen [10, 24, 37–39, 65, 106, 123, 161–163]. Die Ergebnisse zu diesem, noch relativ neuem Anwendungsgebiet werden im Folgenden genauer erklärt. Zunächst soll eine kurze historische Übersicht den aktuellen Stand der Forschung in diesem Gebiet erläutern, um die Ergebnisse vorliegender Arbeit danach fachgerecht einzuordnen.

Die wahrscheinlich ersten Publikationen, die darauf hinwiesen, dass SDBDs an aerodynamischen Oberflächen Eisansatz minimieren bzw. verhindern, finden sich bereits 2016 bei Meng et al. [37] und Cai Jinsheng et al. [123]. In beiden Veröffentlichungen dienten mehrere Lagen Kaptonfolie als Dielektrikum und die Elektroden wurden mittels aufgeklebten Kupferband realisiert. Um die SDBDs im Kontext des Anti-Icings zu untersuchen, wurden diese Kaptonfolien um einen Zylinder gewickelt und im Wind-Eiskanal mit gefrorenen Wassertröpfchen besprüht. Der nachgewiesene Anti-Icing Effekt wurde durch einen Temperaturanstieg auf der SDBD-Oberfläche erklärt, welcher mit einer Wärmebildkamera aufgezeichnet werden konnte [37].

Tian et al. [106] verwendeten den Thermoplasten Acrylnitril-Butadien-Styrol (ABS) als Dielektrikum und montierten ihre SDBDs auf ein Tragflächenprofil. Sie kamen zu dem Schluss, dass eine Enteisung mit SDBDs verglichen mit einem Ohm'schen Heizsystem effizienter sei, auch wenn der Stromverbrauch der SDBDs stark an die Effizienz der Stromversorgung gekoppelt ist.

Kolbakir et al. und Meng et al. [38, 39] untersuchten unterschiedliche Elektrodengeometrien und folgerten, dass eine stromlinienförmige Anordnung, bei der die Elektroden entlang der Strömung ausgerichtet sind, sich besser für Anti-Icing eignet als eine Anordnung bei der die Elektroden orthogonal zur Strömung aufgebracht sind.

Sie vermuten jedoch, dass ihre Beobachtungen stark durch die 70 μm dicken Kupferelektroden beeinflusst wurden. Das Aufkleben dieser dicken Elektroden führt zu einem stufenartigen Höhenprofil an der Oberfläche eines aerodynamischen Bauteils, was eine vorzeitige Turbulenzinduktion zur Folge hat, siehe Appendix 7.1. Sie vermuteten, dass durch eine Ablösung der laminaren Strömung auch die von der Entladung erzeugte Wärme von der Oberfläche abtransportiert wird [39].

Chen et al. [161] verglichen die SDBD Anti-Icing Technologie mit einem ohmschen Heizer. In der Studie wurde mit beiden Technologien das Verdampfen von Wassertropfen auf einer Oberfläche mit gleicher Temperatur untersucht. Sie konnten zeigen, dass das Verdampfen des Tropfens mit einem SDBD 6,5-mal schneller abläuft. Außerdem scheint das Plasma die Wassertropfen auf der Oberfläche zu verdampfen, indem es die Wassertropfen in immer kleinere Tröpfchen aufteilt

und so die Kontaktfläche zum heizenden Plasma erhöht.

Wei et al. [10] schlugen einen Nanosekunden-gepulsten SDBD (nSDBD), in einer sog. „Hitze-messer“¹-Konfiguration vor. Die Elektroden weisen dabei eine stromlinienförmige Anordnung [39] auf. Die Idee dabei ist, dass der nSDBD das Eis lokal ablöst (anschneidet) und die verbleibenden einzelnen Eisfragmente dann von dem vorbeiströmenden Luftstrom mitgenommen werden. Der Einsatz eines solchen Hitze-messers ist ihrer Meinung nach insbesondere an der Vorderkante eines aerodynamischen Bauteils, der sog. Leading Edge, denkbar.

Vorüberlegungen zu den Experimenten dieser Arbeit

Die bereits durchgeführten Experimente [10, 37–39, 106, 123, 161] belassen keine Zweifel am Anti-Icing Effekt von SDBDs.

In den Experimenten dieser Arbeit sollte geklärt werden, inwiefern durch den Einsatz von MEMS-Technologie dieser Effekt verstärkt werden kann. Durch die Untersuchung von SDBDs mit Elektroden, die eine Elektrodenhöhe von unter einem Mikrometer aufweisen, soll die Schlussfolgerung über die geometrische Anordnung der Elektroden von Kolbakir et al. [39] überprüft werden. Es wird vermutet, dass eine vorzeitige Turbulenzinduktion mit den verwendeten Dünnschichtelektroden ausgeschlossen werden kann, siehe Kap. 7.1.

Weiterhin wird eine Verstärkung des Effekts durch den Einsatz von Dünnschichtsubstraten als Dielektrikum vermutet. Hink et al. [26] haben beispielsweise gezeigt, dass die gemessene SDBD Leistung aufgetragen gegen die Spannung mit der Dicke des Dielektrikums skaliert. Die Verwendung eines dünneren Dielektrikums hat somit eine Reduzierung der Spannungsamplitude bei gleicher Leistung zur Folge.

5.2 Experimenteller Messaufbau und Durchführung

5.2.1 Der Vereisungs-Windkanal iCORE

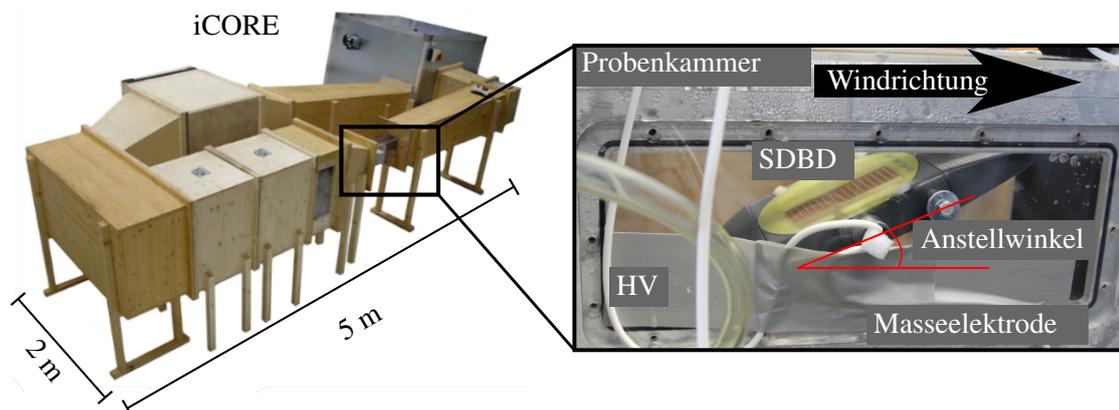


Abbildung 5.1: Der verwendete Vereisungs-Windkanal iCORE (links) und einer vergrößert dargestellten Probenkammer (rechts). Die SDBD Samples befinden sich auf einen mechanischen Halter, welcher mit dem eingezeichneten Anstellwinkel entgegen der Strömung verkippt ist. Die unterkühlten Eispartikel treffen so auf die aktive SDBD Fläche und auf eine Referenzfläche. Eine schematische Darstellung der Vereisung findet sich in Abb. 5.2.

¹engl.: heat knife

Die Messungen bezüglich Anti- und De-Icing wurden in der Forschungseinrichtung für Vereisung und Verschmutzung (engl.: Icing and Contamination Research Facility (iCORE)), einem Labor bei Airbus Central Research & Technology in Ottobrunn bei München, durchgeführt. Mit iCORE wird im Folgenden jedoch nur der Vereisungs-Windkanal und das zugehörigen Mess-Setup bezeichnet.

Abb. 5.1 zeigt den geschlossenen Vereisungs-Windkanal, welcher aus drei Schichten Fichtenholz und Isoliermaterial aufgebaut ist [164]. Ein Radialventilator beschleunigt die Umgebungsluft auf eine maximal erreichbare Machzahl von 0,45. Mittels eines Kühlsystems basierend auf einem Wärmetauscher kann die Luft im System auf eine Temperatur bis $T_{min} = -40^{\circ}\text{C}$ abgekühlt werden. Die Vereisungswolke kann mit drei einzelnen Zerstäubungsdüsen auf einen Flüssigwassergehalt² zwischen 0.1 gm^{-3} bis 1 gm^{-3} , bei einem mittleren Volumendurchmesser³ von etwa $20\text{ }\mu\text{m}$ pro Tropfen eingestellt werden. Für die Aufzeichnung der Experimente wurden eine Blackfly GigE Bildverarbeitungskamera und eine normale Spiegelreflexkamera (Canon EOS 5D) verwendet.

Die optischen Aufzeichnungen wurden durchgeführt, um die Effektivität der SDBDs bezüglich Anti- und De-Icing zu evaluieren, indem die Eisbildung, die Abtragung von Eis, die Eismorphologie und die Oberflächenbeschaffenheit der untersuchten Materialien im Vergleich zu einer Referenzfläche analysiert wurden. Parallel zur optischen Aufzeichnung wurde mit der kapazitiven Messmethode (Kap. 4.1.1) der Leistungsverbrauch der DBDs im Windkanal gemessen.

Für weitere Details zum iCORE wird auf Hauk et al. [164] verwiesen.

Vorbereitung der experimentellen Durchführung

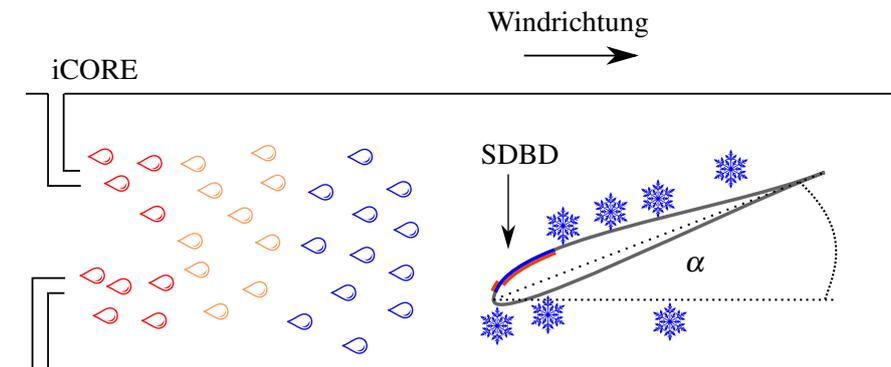


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau der Wind-Eiskanal Messung. In den Düsen wird entmineralisiertes Wasser zerstäubt, welches ohne Kondensationskeim unterkühlt und erst beim Auftreffen auf die Probenoberfläche gefriert.

Die Experimente wurden im Wind-Eiskanal iCORE durchgeführt, siehe Kap. 5.2.1. In den Experimenten wurden die Tragflächenprofile mit eingebetteten (Kap. 3.3) SDBD-Proben untersucht. Bei den Experimenten wurde ein Anstellwinkel von $\alpha = 30^{\circ}$ gegen die Strömungsrichtung⁴ eingehalten, siehe Abb. 5.2. Mit dem Anstellwinkel von $\alpha = 30^{\circ}$ wurde ein Kompromiss eingegangen, um einerseits die Probe, welche sich nicht an der Leading Edge befindet, der Eiswolke auszusetzen und andererseits, durch einen zu großen Anstellwinkel ($\alpha > 40^{\circ}$) den Durchfluss nicht zu blockieren.

²engl.: liquid water content (LWC)

³engl.: median volumetric diameter (MVD)

⁴In der Grafik wird Abtrieb erzeugt, streng genommen ist $\alpha = -30^{\circ}$

Es wurden Tests mit drei verschiedene Substratmaterialien durchgeführt. Um den Einfluss mikrotechnologisch hergestellter SDBDs zu ermitteln, wurden auch SDBDs auf Leiterplattenbasis (FR-4) mit 35 μm hohen Elektroden vermessen.

Der iCORE wurde für die FR-4 SDBD Proben mit einer Windgeschwindigkeit von $v = 50 \text{ m s}^{-1}$ betrieben. Die ursprüngliche Intention war, alle Experimente mit den gleichen iCORE Parametern durchzuführen. Aufgrund der hohen aerodynamischen Belastung traten während der Beschleunigungsphase der Strömung jedoch Risse im MEMS-gefertigten Glas-SDBD auf. Als präventive Maßnahme wurde die Windgeschwindigkeit für die MEMS-gefertigten SDBDs auf $v \approx 30 \text{ m s}^{-1}$ gesenkt. Dennoch bildete sich einer der Risse weiter aus und begrenzte die Dauer des Experiments auf den Zeitpunkt, an dem der Riss schließlich zu einem elektrischen Kurzschluss führte. Die SDBDs aus Zirkonia wurden zur Stabilisierung zusätzlich in glasfaserverstärkten Kunststoff eingebettet [23].

Nach der Initialisierung des Kühlsystems wurde für alle Experimente eine Temperatur von $T \approx -20^\circ\text{C}$ eingestellt. Anschließend wurde die Wasserzerstäubung eingeleitet und bis auf eine Rate von 1 ml min^{-1} pro Düse (mit insgesamt 3 Düsen) erhöht. Um einer Keimbildung der Tröpfchen während des freien Fluges durch die kalte Luft vorzubeugen, wurde entmineralisiertes Wasser verwendet. Die unterkühlten Tröpfchen keimen und gefrieren somit erst beim Aufprall auf eine Oberfläche, was dem realen Vereisungsprozess auf einer Tragfläche entspricht, siehe Abb. 5.2.

Die zwei mikrotechnologisch hergestellten Substrate (Borofloat-Glas, Zirkonia) wurden im Reinraum gefertigt (Kap. 3.1.3) und sind anorganischen Ursprungs, um der dielektrischen Degeneration durch das Plasma vorzubeugen [165].

Die Zirkoniasubstrate wurden dabei mit einer 200 nm dicken Titanschicht metallisiert, während die Glassubstrate mit einer 260 nm dicken Chrom/Nickel Schicht metallisiert wurden. Es ist anzumerken, dass zum Zeitpunkt der iCORE Experimente die Ergebnisse der Erosionsstudie noch nicht gänzlich abgeschlossen waren. Eine Übersicht über die Substrate und die jeweiligen Elektrodenzusammensetzungen findet sich in Tabelle 5.1.

Im Hinblick auf die spätere Anwendung wurde auch ein 150 μm dickes Zirkoniasubstrat untersucht, welches trotz seines anorganischen Ursprungs noch flexibel ist und daher mit Hilfe der Leichtbautechnik an jede Form angepasst werden kann [23].

Geometrie und Probenpräparation

Aufgrund des stochastischen Charakters des Vereisungsprozesses und einer schwierigen Reproduktion aller am Experiment einstellbaren Parameter bei zwei aufeinanderfolgenden Messungen, wurde auf den SDBD Proben eine Referenzfläche eingeplant, siehe dazu die Geometrie G1 in Abb. 5.3.

In G1 wurde nur die untere Hälfte der Probe (24,5 mm x 66,5 mm) mit einem SDBDs ausgestattet. Die obere Hälfte dient dabei als Referenzfläche, um das Anti-Icing Vermögen der SDBDs unter gleichen iCORE Parameterbedingungen zu ermitteln.

Abbildung 5.3 zeigt auch eine detaillierte Ausgestaltung der Elektrodengeometrie G1 (Inset). Der SDBD besteht aus 16 Hochspannungselektroden (rot skizziert) und einer einzigen durchgehenden Groundelektrode (blau) auf der anderen Seite des Dielektrikums. Die mikrostrukturierte Hochspannungselektrode wurde durch rechtwinklige Dreiecke mit einer Basis von 250 μm ausgestaltet, wie im Inset der Geometrie G1 in Abb. 5.3 zu sehen ist.

Diese Mikrostrukturierung führt zu einer lokalen Verstärkung des elektrischen Feldes, was vor allem bei der Kombination von SDBDs mit biomimetischen Strukturen von Vorteil sein kann [114]. Messungen an Atmosphäre und die Ergebnisse von Hink et al. [26] haben gezeigt, dass die Struktur nur einen geringen Einfluss auf die Zündspannung hat. Um jedoch eine messbare Verringerung der Zündspannung zu erreichen, kann die Geometrie größer ausgestaltet werden,

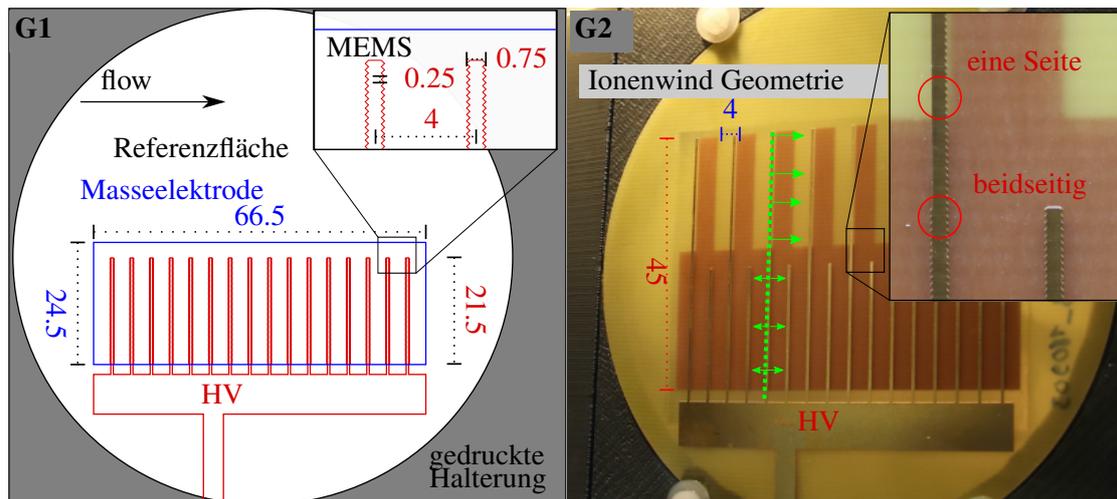


Abbildung 5.3: Eine Skizze der SDBD-Geometrie (links) und ein Foto eines SDBDs mit der Geometrie G2. Die roten Hochspannungselektroden befinden sich oberhalb und die blaue Groundelektrode unterhalb des Dielektrikums (weiß). Die angegebenen Dimensionen sind alle in Millimeter. Die grünen Pfeile auf dem Foto verdeutlichen die Richtung des Ionenwindes, welcher von der gestrichelt eingezeichneten Elektrode erzeugt wird. Der Inset zeigt, dass die Elektrodenstrukturierung aufgrund der asymmetrischen Geometrie bei der Aktuatorfläche in G2 nur auf einer Seite ausgeführt wurde.

wie es z.B. von Thomas et al. [131] gezeigt wurde.

Die Geometrie G1 wurde sowohl mit PCB-Technologie (FR-4) als auch mit der MEMS-Fertigung (Glas, Zirkonia) umgesetzt, um die SDBD Leistung unterschiedlicher Substrate zu vergleichen.

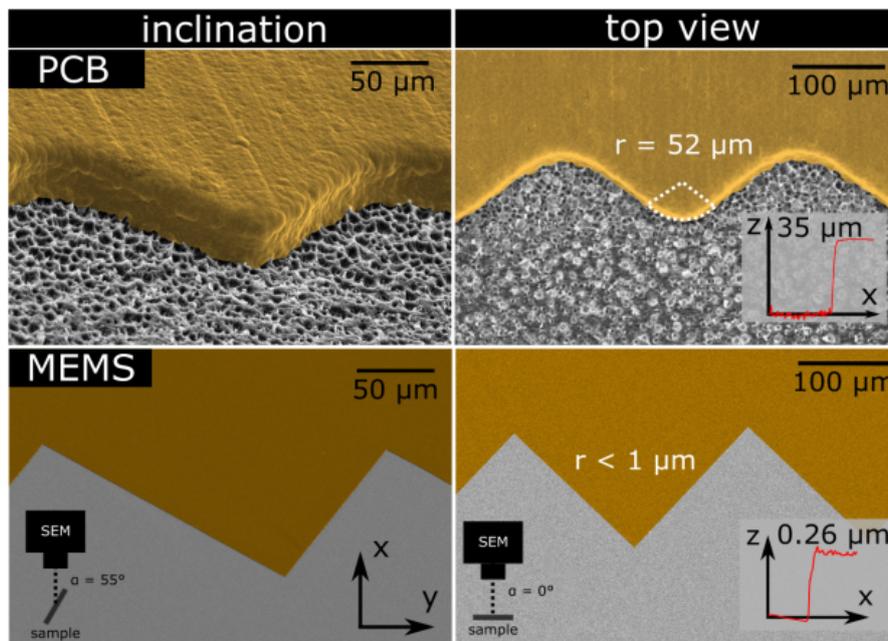


Abbildung 5.4: REM-Bilder, der mittels PCB-Technologie gefertigten Elektroden (oben) im Vergleich zu mikrotechnologisch hergestellten Elektroden (unten). Die Bilder wurden unter einem Neigungswinkel von $\alpha = 55^\circ$ (links) und aus der Draufsicht (rechts) aufgenommen. Die beiden Insets zeigen Profilometer-Messungen, welche direkt an den Elektrodenstufen durchgeführt wurden.

Da bei der PCB-Fertigung in Epoxidharz gewebte Glasfasern (FR-4) mit dünnen Kupferfolien verpresst werden, ist die kleinstmögliche Dicke dieser Kupferschicht stark einschränkt. Die Nachbearbeitung (Ätzen, Mikrofräsen) dieser relativ dicken ($35\ \mu\text{m}$) Folien führt dann zu einer Abrundung der gewünschten Elektrodengeometrie. Der Unterschied zwischen PCB- und MEMS-Elektroden ist auf den REM-Bildern in Abb. 5.4 deutlich zu erkennen.

Im Hinblick auf den Anti-Icing Effekt konnte in den vorherigen Publikationen [10, 37–39, 106, 123, 161] der Einfluss des Ionenwindes noch nicht abschließend geklärt werden. Aus diesem Grund wurde eine weitere Elektrodengeometrie G2 erstellt, siehe Abb. 5.3.

In Geometrie G2 wurde die Referenzfläche von G1 ersetzt durch einen SDBD mit einer Aktuatorgeometrie. Durch eine asymmetrische Elektrodengeometrie resultiert eine Vorzugsrichtung für die Beschleunigung der Ionen. Durch die Streuung der beschleunigten Ionen an den Neutralteilchen der Luft entsteht darauf der Ionenwind. Die Geschwindigkeitsvektoren des Ionenwindes sind in Abb. 5.3 mit grünen Pfeilen skizziert.

Der vom PA erzeugte Ionenwind ist in seiner Richtung stromabwärts, also entlang der Strömung orientiert. Im Bereich des klassischen SDBD wird der Ionenwind in beide Richtungen erzeugt und neutralisiert sich so, über mehrere Elektroden gemittelt, selbst. Eine detailliertere Beschreibung des Erzeugungsmechanismus und der Auswirkungen des Ionenwindes findet sich in u.a. bei Kriegseis et al. [20].

Es ist anzumerken, dass aus Gründen einer schnellen Probenherstellung die Geometrie G2 nur auf PCB-Proben realisiert wurde.

Materialeigenschaften						Elektroden		
Substrat	σ [μm]	ϵ_r	Θ	$\tan \delta$	d_{diel} [μm]	Methode	d_{el} [μm]	Metall
FR-4	0.70	5.5	106°	0.008	500	PCB	35	Cu/Au
Borofloat-Glas	0.02	4.3	99°	0.011	500	MEMS	0.26	Cr/Ni
Zirkonia Keramik	0.15	28.3	68°	0.015	150	MEMS	0.2	Ti

Tabelle 5.1: Überblick über die im iCORE vermessenen dielektrischen Substrate. Gemessen wurde außerdem die Oberflächenrauigkeit (σ), die dielektrische Konstante (ϵ_r), der Kontaktwinkel (Θ), der Verlustwinkel (δ) und die Dielektrikumsdicke (d_{diel}). Weiterhin ist für das jeweilige Substrat die Fertigungsmethode, die Höhe (d_{el}) und die Zusammensetzung der Elektroden aufgelistet.

Zur Charakterisierung der dielektrischen Materialien wurden zusätzliche Untersuchungen durchgeführt. Die Daten zur Substratrauhigkeit, zur Oberflächenbenetzbarkeit, zur Dielektrizitätskonstante und zum dielektrischen Verlustfaktor sind der Spalte „Materialeigenschaften“ in Tabelle 5.1 zu entnehmen und werden für die spätere Einordnung der Ergebnisse verwendet.

Die Messungen hierzu finden sich im Appendix, siehe Kap. 4.7 sowie Kap. 7.6.1.

5.2.2 Elektrische Charakterisierung der Anti- und De-Icing SDBDs

Um sich einen Überblick über die Entladungsausbreitung und die Leistungseinkopplung zu verschaffen, wurden die SDBD Proben zunächst unter Laborbedingungen getestet. Die Glas- und FR-4 SDBDs weisen beide eine Plasmazündung um $V_0 \approx 1.4 \text{ kV}_{\text{rms}}$ auf, was auf die gleiche Substratdicke (500 μm) und eine ähnliche Dielektrizitätskonstante (siehe Tabelle 5.1) zurückgeführt werden kann.

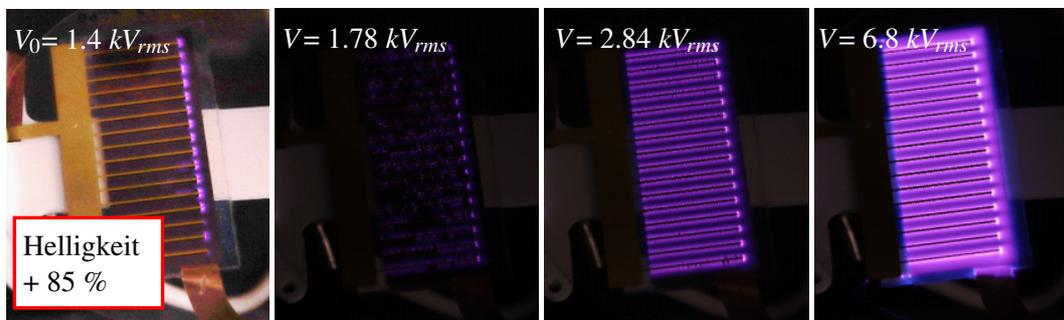


Abbildung 5.5: Fotos der Plasmazündung und Ausbreitung für den Glas SDBD bei verschiedenen Spannungsamplituden. Die Zündung erfolgt bei $V_0 \approx 1.4 \text{ kV}_{\text{rms}}$ und eine Ausbreitung der Plasmafläche erfolgt bis $V \approx 2.8 \text{ kV}_{\text{rms}}$.

Abbildung 5.5 zeigt Fotos der Entladungsausbreitung des Glas SDBDs für verschiedene Spannungsamplituden. Aufgrund der Feldüberhöhung zündet die Entladung zuerst an den Elektrodenspitzen und dehnt sich mit zunehmender Spannung entlang der Elektrodenränder aus. Bei $V_0 \approx 2.8 \text{ kV}_{\text{rms}}$ nehmen die Entladungen den gesamten Bereich über der Masselektrode ein. Eine weitere Erhöhung der Spannungsamplitude führt zwar zu einer Erhöhung der Helligkeit der Entladung, die Entladungsfläche hingegen bleibt gleich.

Abbildung 5.6 zeigt Fotos für den auf einen 150 μm dicken Zirkoniasubstrat basierenden SDBD. Die Zündungsspannung kann auf etwa $V_0 \approx 0.7 \text{ kV}_{\text{rms}}$ geschätzt werden. Anzumerken ist hierbei,

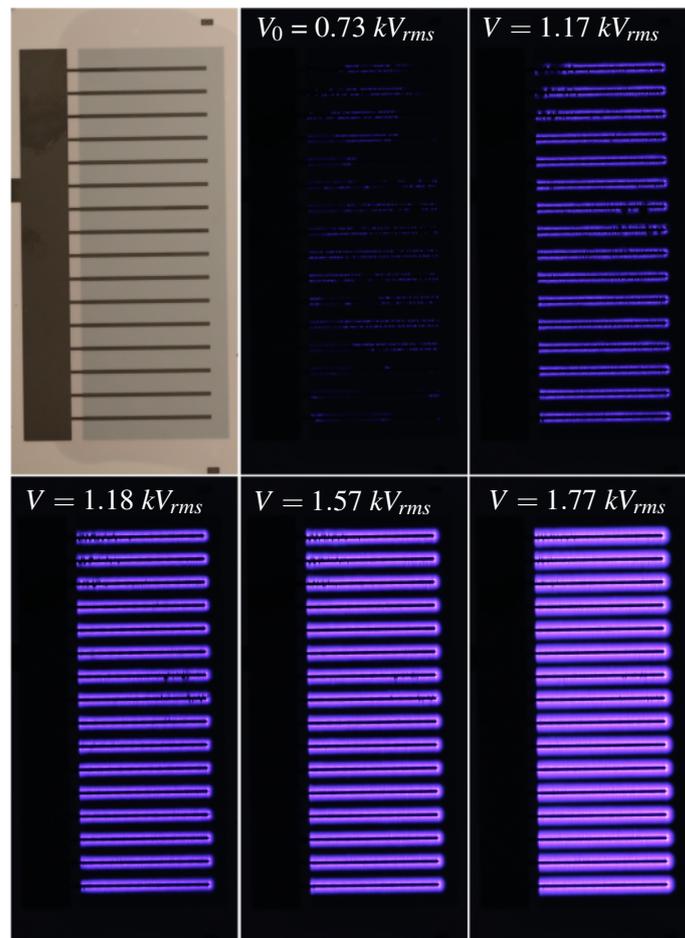


Abbildung 5.6: Fotos der Plasmazündung und Ausbreitung für den Zirkonia SDBD bei verschiedenen Spannungsamplituden. Die Zündung erfolgt bei $V_0 \approx 0.7 \text{ kV}_{\text{rms}}$ und eine Ausbreitung der Plasmafläche erfolgt bis etwa $V \approx 2 \text{ kV}_{\text{rms}}$.

dass anders als bei dem Glas SDBD (Abb. 5.5) die Zündung entlang aller Spitzen erfolgt und nicht an den Elektrodenenden. Direkt nach der Zündung sind die Entladungen somit gleichmäßig über die Länge der Elektroden verteilt.

Es wird die Hypothese aufgestellt, dass eine mögliche Ursache für dieses Phänomen die geringere Substratdicke des Zirkonia SDBD darstellt. Im Vergleich zu den beiden anderen SDBDs ist der Spitzenabstand größer als die Substratdicke.

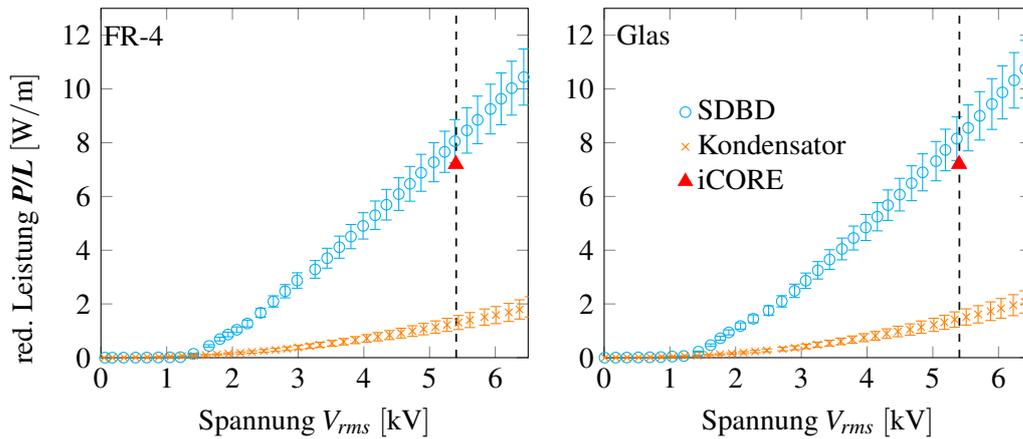


Abbildung 5.7: Die verbrauchte, auf die Länge skalierte (red.) Leistung für den FR-4 und den Glas SDBDs, gemessen für verschiedene Betriebsspannungen (blau). Die orangen Messdaten repräsentieren die Leistungsverluste ins Dielektrikum durch die in Kap. 4.1.1 beschriebene Kondensatorkonfiguration. Die gestrichelte Linie stellt die Betriebsspannung dar, mit welcher die iCORE Experimente durchgeführt wurden. Die roten Dreiecke sind die direkt während des iCORE Experiments gemessenen Leistungswerte.

Abbildung 5.7 zeigt die ermittelte Leistung gegen die angelegte Spannung für die, im iCORE gemessenen Glas und FR-4 SDBDs. Hierbei wurden jeweils der Auf- und Abwärtszyklus des Spannungssweeps gemessen, um eine mögliche Degeneration der Elektroden oder des Dielektrikums mit der Betriebsdauer auszuschließen.

Wie von Hink et al. [26] vorgeschlagen, wurde dabei die Leistung auf die Länge der Hochspannungselektrode ($L = 0.696$ m) skaliert, ohne dabei die Mikrostrukturierung zu berücksichtigen. Pipa et al. [41] haben gezeigt, dass die Leistung einer sich frei ausbreitenden SDBD bei großen Spannungen einer kubischen Gesetzmäßigkeit folgt ($P \sim V^3$).

Gemäß Abb. 5.5 ist die Ausbreitung der Entladung des Glas SDBDs durch die Abmessungen der Masseelektrode und der benachbarten Hochspannungselektroden begrenzt. Das Erreichen der maximalen Plasmaausbreitung bei $V_{rms} \approx 2.8$ kV, kann auch in der Leistungsmessung in Abb. 5.7 (Glas) identifiziert werden.

Ab $V_{rms} \approx 2.8$ kV steigt die Leistung linear mit der angelegten Spannung an. Diese lineare Spannung-Leistungs-Beziehung ist von VDBDs bekannt [54].

Eine ähnliche Spannung-Leistungs-Beziehung ist auch für den FR-4 SDBD zu beobachten, siehe Abb. 5.7 (FR-4).

Die Leistungsmessungen in der Kondensatorkonfiguration (Kap. 4.1.1) waren für den FR-4 und den Glas SDBD unproblematisch⁵. Die Werte für den Aufwärts- und den Abwärtszyklus können als äquivalent im Rahmen der Messgenauigkeit angesehen werden. Da beide Substrate ähnliche dielektrische Eigenschaften haben (Tabelle 3.3), ist auch eine ähnliche dielektrische Verlustleistung gemessen worden. Diese dielektrische Verlustleistung beträgt für beide Substrate nicht mehr als 20 %.

⁵es trat kein Dielektrikumdurchbruch auf

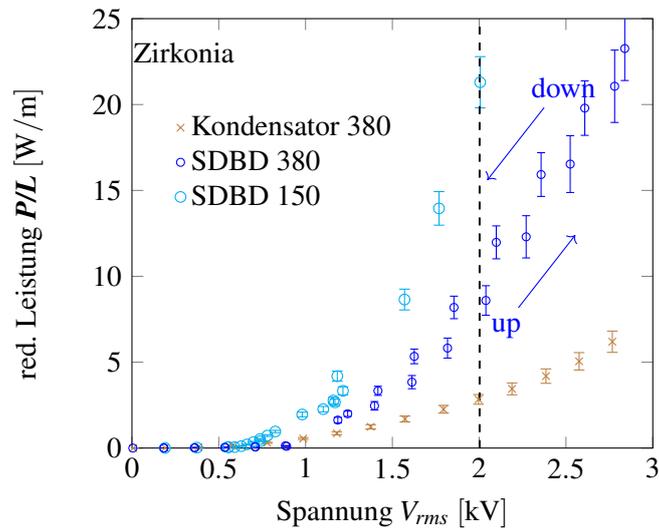


Abbildung 5.8: Die gemessene Spannung-Leistungs-Beziehung der Zirkonia SDBDs. Vermessen wurden 150 μm und 380 μm dicke Substrate. Weiterhin ist der Auf- (up) und Abwärtszyklus (down) dargestellt. Aufgrund temperaturabhängiger Materialeigenschaften zeigt der Abwärtszyklus, bei dem das Substrat bereits durch die Entladungen erwärmt wurde, höhere Leistungswerte.

Abbildung 5.8 zeigt die gemessene Spannung-Leistungs-Beziehung für den Zirkonia SDBD. Bei dem 150 μm dicken Zirkonia SDBD kommt es überraschenderweise zu einem elektrischen Durchschlag des Dielektrikums an der Kondensatorkonfiguration bei Spannungen unter 1 kV_{rms} .

Vermutlich steigt aufgrund der dielektrischen Verluste die Temperatur des Substrats und das fließfähige Silikon um die Elektroden behindert den Wärmeübertragung an die Umgebung, wodurch sich das Substrat weiter aufheizt. Es wird davon ausgegangen, dass bei längerem Betrieb eines Zirkonia SDBDs ohne externe Kühlung folgender Mechanismus einsetzt.

Die anfängliche Verlustleistung erwärmt das Dielektrikum. Scherrer et al. [166] haben gezeigt, dass die elektrische Leitfähigkeit σ von 3YSZ-Zirkonia exponentiell mit der Temperatur anwächst. Die gestiegene Leitfähigkeit führt nach

$$J = \sigma E \quad (5.1)$$

zu einem Anstieg in der Stromdichte J . Da, die für den Strom zur Verfügung stehende Querschnittsfläche A als konstant betrachtet werden kann, resultiert daraus nach

$$I = \int_A J \cdot dA \quad (5.2)$$

ein erhöhter Strom⁶, welcher sich nach $P = U \cdot I$ erneut in einer erhöhten Leistung⁷ bemerkbar macht.

Diese Leistungsdifferenz führt schlussendlich wiederum zu einem Anwachsen der dielektrischen Verluste, welche den Kreislauf schließen.

Die Leitfähigkeit von Zirkonia [166] ist etwa 3 Dekaden größer als die von Glas [167], siehe

⁶Ist die Stromdichte gleichmäßig über die Querschnittsfläche verteilt folgt: $I = J \cdot A$

⁷da die Spannung U konstant ist

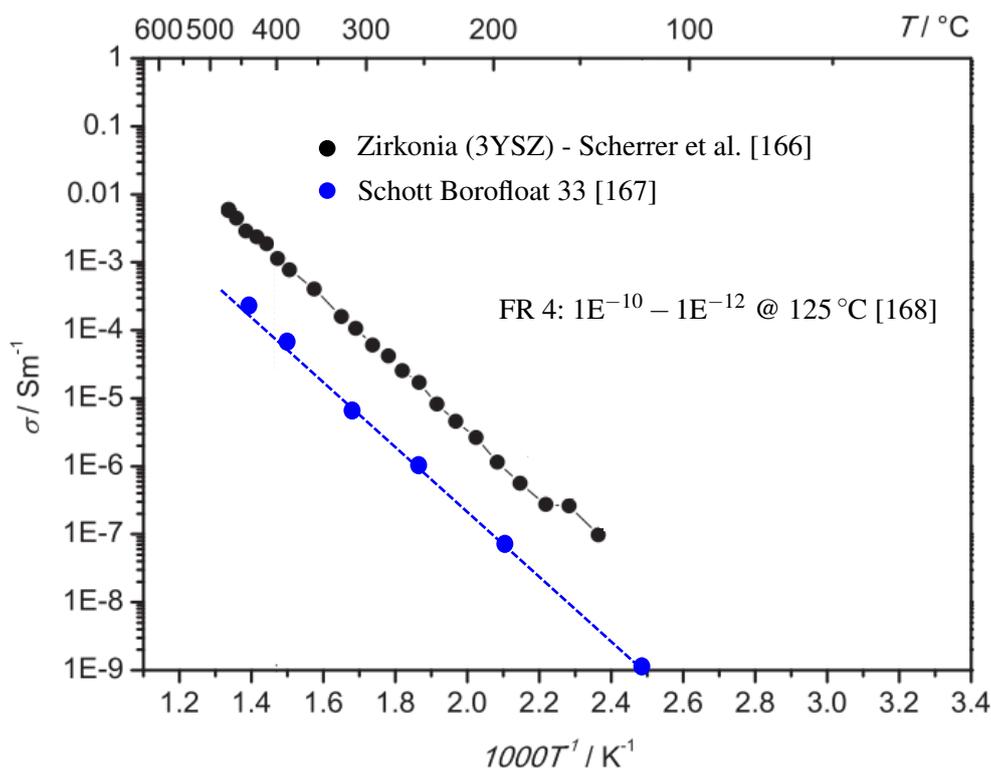


Abbildung 5.9: Die Abbildung zeigt den Arrheniusgraph der elektrischen Leitfähigkeit für die verwendeten Substrate Zirkonia und Glas. Der ursprüngliche Graph wurde dabei aus Scherrer et al. [166] übernommen und die Daten für das Substrat Borofloat Glas bzw. ein Wert für FR-4 nachgetragen.

Abb. 5.9. So ist beispielsweise die Leitfähigkeit von Zirkonia bei einer Temperatur von 350 °C mit der von Trinkwasser [169] vergleichbar.

Durch diesen selbst-verstärkenden Prozess der Leitfähigkeit, wird bei nicht aktiver Kühlung⁸, das Dielektrikum leitend, die Elektroden schließen sich kurz und der PA bzw. der SDBD wird zerstört.

Um dennoch die dielektrischen Verluste abzuschätzen, wurde ein 380 µm dicker SDBD aus Zirkoniumdioxid verwendet. Mit dem zuvor beschriebenen Mechanismus lassen sich hierbei die höheren Leistungswerte im Abwärtszyklus (down) erklären, da das Substrat bereits durch die entstandene Entladungswärme⁹ des Aufwärtszyklus erwärmt wurde, siehe Abb. 5.8.

Eine Messung mit beiden Konfigurationen aus Kap. 4.1.1, ergab für einen Spannungswert von 2 kV_{rms} eine Abschätzung der dielektrischen Verluste von ~30 %.

Verglichen mit den beiden anderen Substraten kann diese höhere Verlustrate nach Gl. 4.6 einerseits auf die höhere Kapazität¹⁰ als auch durch den größeren Wert des Verlustwinkels δ erklärt werden, siehe Tabelle 5.1.

⁸z.B. durch Konvektion der Wärme im iCORE

⁹und den damit verbundenen dielektrischen Verlusten

¹⁰nach der Gleichung des idealen Kondensators: Der Zirkonia SDBD weist ein höheres ε_r, sowie eine dünnere Schichtdicke d auf

Substrat	iCORE Parameter			
	V_{rms} [kV]	P/L [W/m]	v [m/s]	T [°C]
FR-4 SDBD	5.4	7.2 ± 0.5	50	-17
Borofloat SDBD	5.4	7.2 ± 0.5	27	-18
Zirconia SDBD	2.0	$\sim 20^*$	30	-20

Tabelle 5.2: Die Tabelle zeigt die Parameter des iCORE Experiments, die angelegte Spannung (V_{rms}), die gemessene Leistung skaliert auf die Elektrodenlänge (P/L), die eingestellte Windgeschwindigkeit (v) und die Lufttemperatur (T).

* Abgeleitet aus Messungen bei Laborbedingungen.

5.2.3 Anti-Icing Experimente

Die Betriebsparameter für die Anti-Icing und De-Icing Messungen sind in Tabelle 5.2 dargestellt.

Die ursprüngliche Intension war, alle SDBDs mit einer vergleichbaren Leistungsaufnahme zu betreiben. Da die Leistungsmessung im Vereisungswindkanal für den Zirconia SDBD nicht zur Verfügung stand¹¹, wurde diese Leistungsaufnahme anhand der subjektiven Wahrnehmung der Entladungsintensität abgeschätzt.

Aufgrund des Unterschieds in der Substratdicke ($\Delta d = 350 \mu\text{m}$), wurde der SDBD aus Zirconia im Vergleich zu den Glas- und FR-4 SDBDs ($V = 5.4 \text{ kV}_{rms}$) mit einer deutlich geringeren Spannung ($V = 2 \text{ kV}_{rms}$) betrieben. Dennoch entspricht diese niedrige Betriebsspannung einer Leistungsaufnahme von ($P \approx 20 \text{ W m}^{-1}$), was in etwa dem Dreifachen der Betriebsleistung der $500 \mu\text{m}$ dicken SDBDs ($P \approx 7.2 \text{ W m}^{-1}$ bei $V = 5.4 \text{ kV}_{rms}$) entspricht. Die im iCORE Expe-

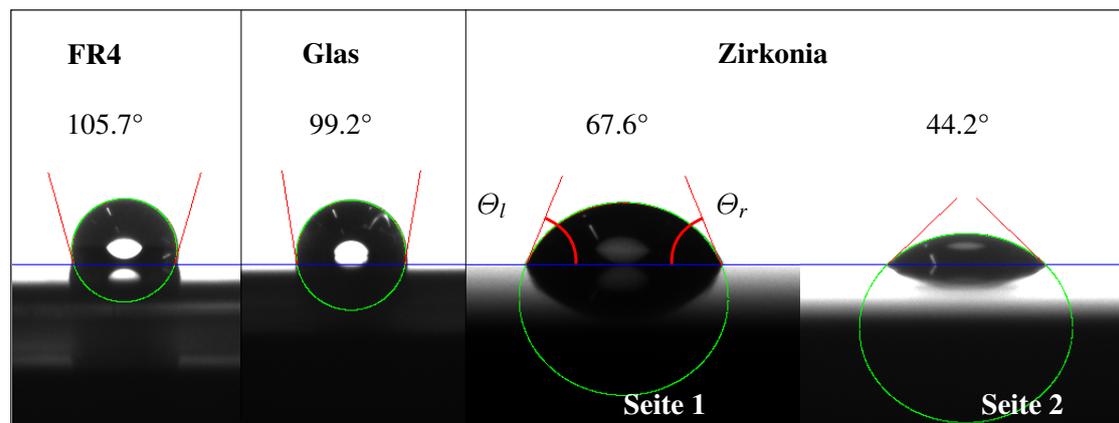


Abbildung 5.10: Kontaktwinkelmessungen der verschiedenen Substrate, welche aus Dielektrikum für die SDBDs verwendet wurden. Während die Materialien FR-4 und Glas hydrophob sind, weist Zirconia mit einem Kontaktwinkel von $\theta < 90^\circ$ hydrophile Eigenschaften auf. Aufgrund einer Asymmetrie im Fertigungsprozess weisen beide Zirconiaoberflächen unterschiedliche Kontaktwinkelseigenschaften auf (Seite 1 & 2).

riment angelegten Spannungen sind in den Abbildungen 5.7 & 5.8 durch gestrichelte vertikale Linien dargestellt. Da für die Glas und FR-4 Proben keine Gefahr eines Substratdurchbruchs bestand, konnte für beide SDBDs die Leistung parallel zum Experiment ermittelt werden. Die

¹¹Beim Auftreten eines el. Substratdurchschlags aufgrund der geringen Substratdicke hätte dieser die Messgeräte zerstört.

so bestimmte Leistung ist in den Abbildungen durch rote Dreiecke eingezeichnet. Auffallend ist, dass diese Leistungswerte im Vergleich zur Leistung, gemessen bei Laborbedingungen, etwas geringer sind.

Dieser kleine Unterschied kann jedoch auf die erhöhte Feuchtigkeit der gesättigten Luft [170] im iCORE zurückgeführt werden. Obwohl sich die im iCORE bestimmte Leistung zwar im Bereich der Messgenauigkeit der Labormessung befindet, konnte u.a. von Hink et al. [26] gezeigt werden, dass die Leistung invers mit einer Erhöhung der Luftfeuchtigkeit skaliert.

Bei den gegebenen Versuchsbedingungen, die auch als Raueis Bedingungen (engl.: rime ice condition) bezeichnet werden, treffen unterkühlte Tröpfchen im Luftstrom auf die Probenoberfläche. Die Probenoberfläche fungiert dabei als Kondensationskeim und die Tröpfchen gefrieren instantan. Dieser Mechanismus führt zu einem stetigen Wachstum einer Eissäule entgegen der Windrichtung [123, 171].

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein unterkühlter Wassertropfen an der Oberfläche anhaftet und zur Eisbildung beiträgt, hängt von den Umgebungsbedingungen, der Benetzbarkeit der Oberfläche und der Oberflächenrauigkeit ab [172, 173].

Im Experiment wurde deshalb versucht, für alle Messungen die gleichen Umgebungsbedingungen bereitzustellen. Da sich weiterhin die Oberflächenrauigkeiten aller verwendeten Substrate (Tabelle 5.1 bzw. Appendix 7.6.1) nur unwesentlich unterscheiden, wurden Kontaktwinkelmessungen durchgeführt, um die Benetzbarkeit der Substrate zu vermessen.

Abbildung 5.10 zeigt das Ergebnis dieser Kontaktwinkelmessungen mit entmineralisiertem Wasser für alle verwendeten Substrate ohne vorherigen Betrieb des Plasmas. Das FR-4 und Glas Substrat weist eine hydrophobe Oberfläche gegenüber Wasser auf, wohingegen Zirkonia hydrophil ist.

Anzumerken ist auch, dass sich aufgrund des asymmetrischen Fertigungsprozesses¹² des Zirkoniasubstrats zwei unterschiedliche Kontaktwinkel ergeben. Für die Anti- und De-Icing Experimente wurde folglich auf die Seite 1 (Abbildung 5.10) die exponierte Elektrode aufmetallisiert.

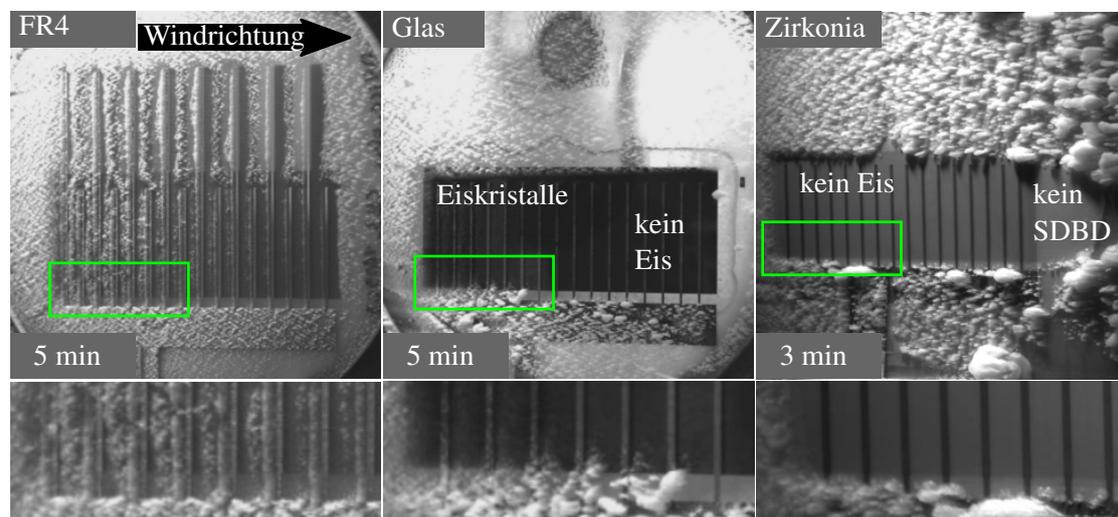


Abbildung 5.11: Fotos des Anti-Icing Experiments mit den drei untersuchten Materialien, aufgenommen aus der Draufsicht mit der Bildverarbeitungskamera (Kap. 5.2.1). Die kumulierte Vereisungszeit ist jeweils in der unteren linken Ecke einzusehen. Der grün markierte Bereich eines jeden SDBDs ist jeweils unter dem Foto in Vergrößerung dargestellt.

¹²Gesintert von Kerafol

Abbildung 5.11 zeigt Fotos aller vermessenen SDBDs während des iCORE Experiments mit den in Tabelle 5.2 angegebenen Operationsparametern. Die jeweils kumulierte Betriebszeit für jeden SDBD ist in der unteren linken Ecke dargestellt. Aufgrund der hydrophileren Eigenschaft des Zirkonia SDBD bildete sich das Eis auf der Referenzfläche schneller, sodass die Versuchsdauer bei diesem Versuch auf 3 min verkürzt werden musste. Trotzdem ist die Eisanlagerung auf dem Zirkonia SDBD viel ausgeprägter als auf dem Glas- bzw. dem FR-4 SDBD nach 5 min Betriebsdauer.

Es ist anzumerken, dass der dunkle Kreis auf der Referenzfläche des Glas SDBDs ein auf die Rückseite aufgeklebtes Piezoelement ist. Ein zusätzlicher, verstärkender Anti-Icing Effekt dieses Piezoelementes, wurde jedoch in separaten Experimenten untersucht und stellt keinen Untersuchungsgegenstand vorliegender Arbeit dar. Die Anti-Icing Experimente wurden folglich ohne piezoelektrischen Effekt durchgeführt.

Verglichen mit der Referenzfläche, ist die Fläche der Entladung bei allen SDBDs deutlich weniger vereist. Im Fall des Zirkonia SDBD ist die Entladungsfläche sogar komplett eisfrei. Ein Anti-Icing Effekt von SDBDs kann somit klar bestätigt werden.

Der FR-4 SDBD war einer höheren Luftgeschwindigkeit (Tabelle 5.2) ausgesetzt, was einen Grund für die Eisbildung auf dem SDBD Entladungsbereich darstellen könnte. Jedoch sammelt sich das Eis parallel zu den Elektroden mit einem gewissen Abstand zu ihnen. Unterkühlte Wassertropfchen bleiben an der 35 μm hohen Elektrode haften und beginnen, einen Eisansatz zu bilden, der entlang der Oberfläche in Richtung des Strömungsursprungs anwächst.

Die aufgezeichneten Videos zum Experiment belegen, dass nachdem sich ein signifikanter Eisansatz vor den Elektroden gebildet hat, das Eis in unmittelbarer Nähe der Elektrode durch die hohe Temperatur [38] der Elektrode wegschmilzt. Das Endresultat ist eine Eisanhäufung mit einem gewissen Abstand zu den Elektroden.

Um die Hypothese, dass die Eisbildung auf die Erhöhung der Elektroden zurückzuführen ist zu stützen, wurde der grün eingezeichnete Bereich in Abb. 5.11 auf der Seite der Hochspannungselektrode untersucht.

Eine Vergrößerung dieses Ausschnitts befindet sich jeweils unter den Bildern. Selbst in diesem Bereich, auf welchem sich die Entladungen, aufgrund des Fehlens der Groundelektrode nicht ausbreiten (hellerer Bereich), sammelt sich das Eis auch an den PCB-Elektroden an. Bei den MEMS gefertigten SDBDs ist an dieser Stelle jedoch keine erkennbare Strukturierung des Eises zu erkennen, stattdessen ist eine homogene Eisverteilung zu beobachten.

Diese Beobachtung liefert den Beweis, dass MEMS-Elektroden mit einer Dicke von weniger als 0.3 μm im Gegensatz zu den 35 μm dicken PCB-Elektroden die Eisanlagerung nicht begünstigen. Aus diesem Grund sind MEMS gefertigte SDBDs gegenüber PCB gefertigten SDBDs hinsichtlich Anti-Icing Anwendungen klar im Vorteil.

Abbildung 5.12(a) ist zu entnehmen, dass die Vereisung in der Nähe der leading edge stärker ausgeprägt ist. Während auf allen Elektroden des FR-4 SDBDs ein Eisansatz zu erkennen ist, befindet sich auf dem Glas SDBD nur ein geringer Eisansatz in der ersten Hälfte des SDBD Segments. Dieser geringe Eisansatz ist durch einen leichten Grauschleier in der Vergrößerung von Abb. 5.11 zu erkennen.

Der Bereich des SDBDs auf der Zirkonia Probe ist komplett eisfrei. Weiterhin findet sich hinter den Elektroden ein kleiner, eisfreier Bereich. Es wird vermutet, dass die durch die Entladung erzeugte Wärme stromabwärts transportiert wird und dieser Wärmetransport [174] den Anti-Icing

Effekt im nachgelagerten SDBD Bereich in Stromabwärtsrichtung verursacht. Auch geschmolzenes Eis (engl.: runback water) könnte zu dem beobachtbaren Anti-Icing Effekt beitragen. Ein solcher Rücklauf an vorgewärmten Wasser ist beispielsweise von konventionellen Anti-Icing Systemen basierend auf elektrischem Heizen bekannt [175].

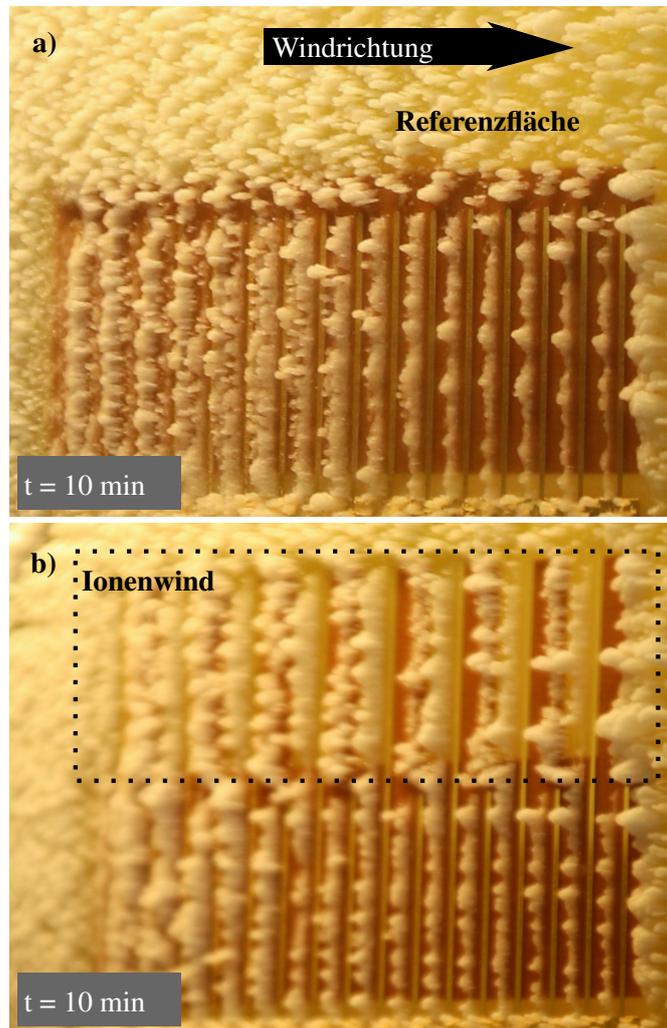


Abbildung 5.12: Ein Vergleich beider Geometrien G1(a) & G2(b) aus Abb. 5.3 nach 10 min Vereisung im iCORE.

(a) Die SDBD Fläche ist weniger vereist als die Referenzfläche.

(b) Die Plasma Aktuator Seite ist stärker vereist als die SDBD Fläche.

Einfluss des Ionenwindes

Eine Vermessung des FR-4 SDBDs der Geometrie G2 (Abb. 5.3 & Abb. 5.12(b)) lässt Rückschlüsse auf den Einfluss des Ionenwindes hinsichtlich einer Verhinderung des Eisansatzes zu. Während Geometrie G1 nur aus einer SDBD-Geometrie mit zugehöriger Referenzfläche besteht, siehe Abb. 5.12(a), führen die lang ausgestalteten Elektroden zu einem Plasmaaktuator-Setup (siehe Abb. 4.4).

Der obere Bereich des Aktuatordesigns in Abb. 5.12(b) erzeugt einen Ionenwind in Stromabwärtsrichtung, während der untere Bereich mit symmetrischem SDBD-Design die Ionenwindbildung unterdrückt. Betrachtet man die Ausdehnung der eisfreien Fläche von der rechten Elektrodenseite aus, kann man sehen, dass diese unabhängig von der Geometrie ist.

Die Ergebnisse stützen die These von Meng et al. [38], dass der Ionenwind nicht zum Anti-Icing

Effekt beiträgt. Im Gegensatz zu den in dieser Studie [38] verwendeten $70\ \mu\text{m}$ dicken Elektroden, liefern die getesteten MEMS-Elektroden jedoch einen direkten Beweis, da gezeigt wurde, dass sie die Strömung nicht beeinflussen.

5.2.4 De-Icing Experimente

Jeweils im Anschluss an das Anti-Icing Experiment wurde das De-Icing Experiment durchgeführt. Im De-Icing Experiment wurde der Plasmabetrieb schlagartig gestoppt und die MEMS-gefertigte Proben für jeweils 2 min vereist. Abbildung 5.13 zeigt die zeitliche Entwicklung der Vereisung des Glas SDBD.

Ohne Plasmabetrieb beginnt das Eis sofort den SDBD-Bereich zu bedecken. Betrachtet man das Bild für die Vereisung nach 80 s, so stellt man fest, dass an den ersten fünf Elektroden der Glasprobe die Eisansammlung dem Muster der Elektroden folgt. Dieses Muster bildet sich mit zunehmender Vereisungszeit stärker heraus.

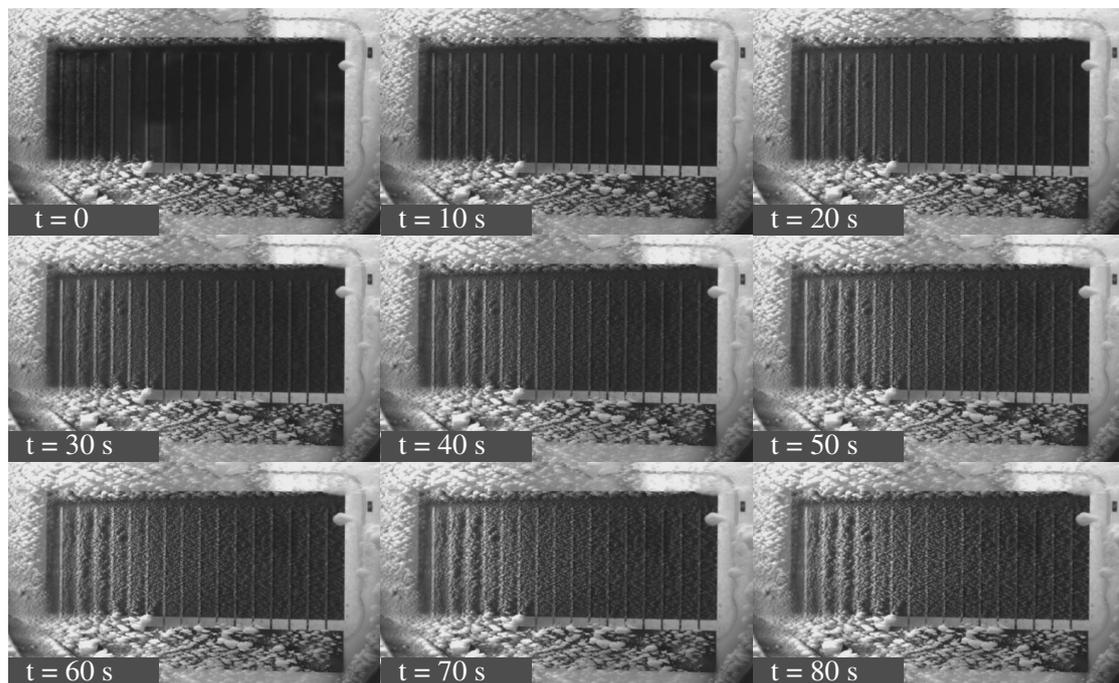


Abbildung 5.13: Die zeitliche Entwicklung der Vereisung des Glas SDBD über 80 s hinweg betrachtet. Das De-Icing Experiment wurde direkt im Anschluss an das Anti-Icing Experiment durchgeführt.

Abbildung 5.14 zeigt eine vergrößerte Aufnahme der vereisten SDBD Fläche nach 2 min. Das an den Elektroden beobachtete Muster ist mit einem grünen Quadrat markiert.

Das Eis befindet sich auf beiden Seiten der Elektroden und die Musterung der Eisstruktur erscheint mit zunehmendem Abstand von der Vorderkante weniger stark ausgeprägt zu sein. Diese Musterung der Vereisung unterscheidet sich stark von der Musterung der FR-4 SDBDs in Abb. 5.11 & Abb. 5.12. Beim FR-4 SDBD bildet sich das Eis überwiegend an der Aufprallkante der Elektroden über den gesamten SDBD-Bereich hinweg.

Das Vereisungsmuster der Glasprobe kann somit nicht auf die Dicke der MEMS-Elektroden zurückgeführt werden. Der Grund für das Vereisungsmuster ist jedoch noch unklar. Erklärt werden kann das beobachtete Phänomen mit einer inhomogenen Abkühlung der Probenoberfläche. Die nach dem aktiven Betrieb gespeicherte lokale Restwärme an den Elektroden, ist mit zunehmender Entfernung von der Vorderkante, aufgrund des Wärmetransports entlang der Windrichtung,

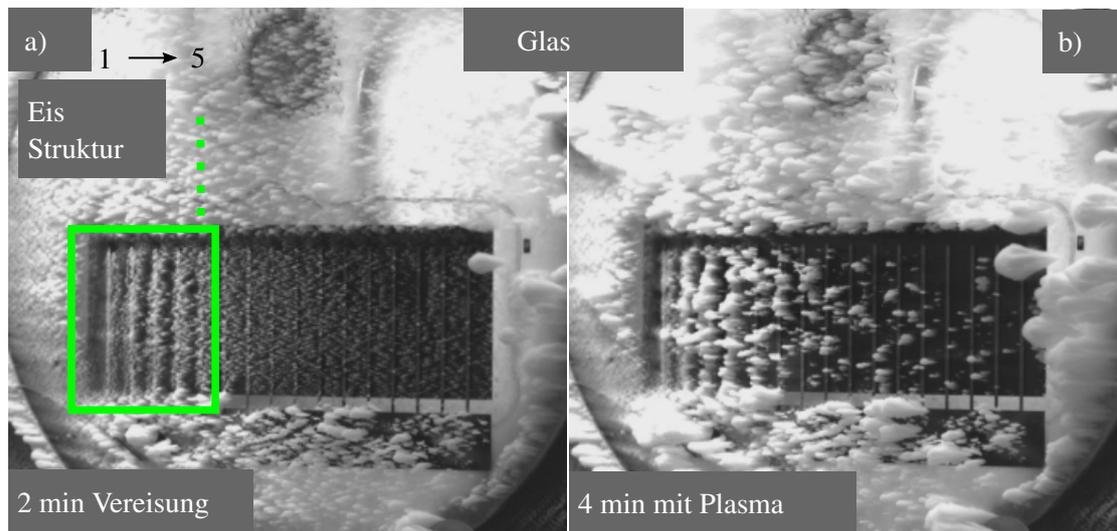


Abbildung 5.14: Bilder von De-Icing Experiment für den Glas SDBD.

- (a) Bei den ersten 5 Elektroden bildet sich nach 2 min eine Musterung aus (grün eingezeichnet).
- (b) Nach einem Plasmabetrieb von 4 min ist eine Enteisung zu erkennen, welche entlang der SDBD Oberfläche zum Vorschein kommt.

stärker ausgeprägt.

Außerdem wurde beobachtet, dass das Eis, das sich vor dem SDBD-Bereich ansammelt, sich wie ein aufbauender Schild verhält. Die Form des Schildes ist dabei parallel zur Strukturierung der Elektroden. Dieser Schild hemmt im Laufe des Experiments die weitere Anlagerung der Eispartikel an den ersten Elektroden.

Diese Abschirmung weiterer Eispartikel¹³ ist beim Zirkonia SDBD besonders gut zu erkennen, siehe Abb. 5.15.

Aufgrund der hydrophileren Eigenschaft von Zirkonia (Abb. 5.10) führt ein verstärkter Eisaufbau an der Oberfläche auch zu einer stärkeren Ausprägung dieses Schildes. Folglich sind die ersten Elektroden des Zirkonia SDBD auch weniger stark vereist, siehe auch das grüne Rechteck in Abb. 5.15.

Nach dem Einschalten des Plasmas nach 2 min Vereisung konnte bei beiden (Glas & Zirkonia) SDBDs eine Enteisung optisch nachgewiesen werden. Beim Glas SDBD ist die Vereisung in der vorderen Hälfte des SDBDs noch stark, da die Eisstrukturen miteinander verbunden sind und sich somit gegenseitig stützen, siehe Abb. 5.14(b). Entlang der Strömungsrichtung des SDBDs nimmt jedoch die eisfreie Fläche stetig zu.

Beim Experiment wuchs der anfängliche Riss im Glas SDBD nach 4 min Betrieb jedoch so stark, dass ein elektrischer Durchbruch zu einem Abbruch des Experiments führte.

Beim Zirkonia SDBD war bereits nach 20 s Plasmabetrieb eine sichtbare Enteisung zu erkennen, was durch eine grüne Ellipse in Abb. 5.15(b) gekennzeichnet ist. Ähnlich wie bei der SDBD aus Glas wurde das Enteisen zuerst in der rechten Hälfte der SDBDs festgestellt.

Bei näherer Betrachtung des Videos (nicht gezeigt) ist zu erkennen, dass das Eis in der Nähe des bereits enteisten Bereichs zu schmelzen beginnt. Die Enteisung breitet sich also vornehmlich von bereits enteisten Bereichen aus.

Nach einer Betriebszeit von 20 s kam es während des Enteisungstests des Zirkonia SDBDs zu

¹³engl.: shielding - grün markiert in Abb. 5.15

einem elektrischen Durchschlag, der auch hier zum Abbruch des Experiments führte.

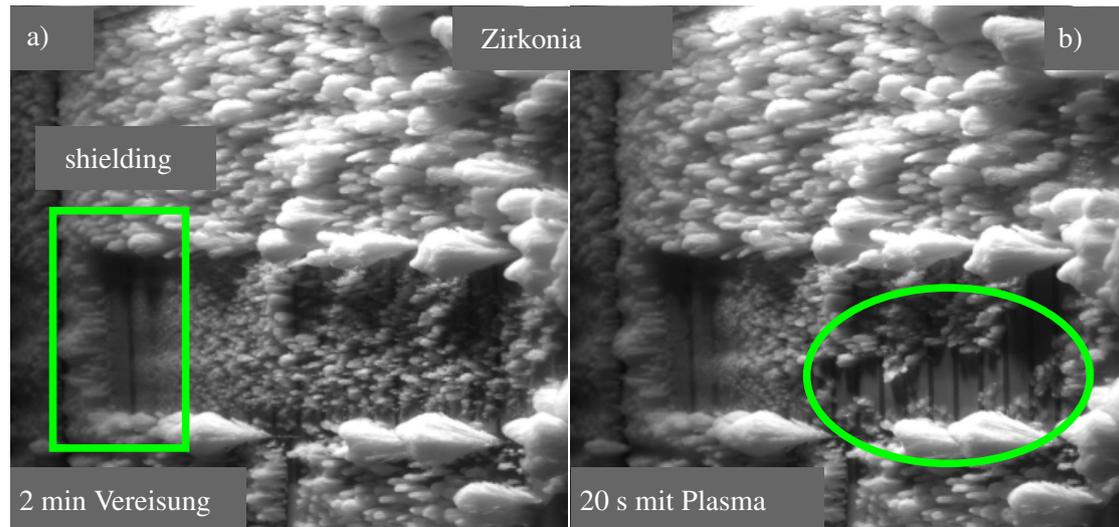


Abbildung 5.15: Bilder von De-Icing Experiment für den Zirkonia SDBD. Die Proben wurden nach dem Anti-Icing Experiment für 2 min nicht betrieben, um die vorher aktive SDBD Fläche zu vereisen.

(a) Der Zirkonia SDBD zeigt einen stärkeren Eisansatz. Im grün markierten Bereich wird die aktive SDBD Fläche durch den vorherigen Eisansatz abgeschirmt.

(b) Der grün markierte Bereich zeigt eine sichtbare Enteisung nach einer Betriebszeit von 20 s.

	Technologie	P_{plasma} [kW / m ²]	P_{sys} [kW / m ²]	T [°C]	v_{wind} [m s ⁻¹]	LWC [g m ⁻³]
Ma et al. [36]	Heizelement	-	92	-5	90	2
Frotin et al. [176]	Heizelement	-	62	-5/-20	21	0.4
Tian et al. [106]	pSDBD #	8.3	31	-7	90	0.5
Tian et al. [106]	pSDBD	7.3	28	-7	90	0.5
Glas / PCB	SDBD	3.1 ± 0.3	19 ± 1	-17.5 ± 1	27/50	3
Zirkonia	SDBD	8.9 ± 1	27 ± 2	-20	30	3

Tabelle 5.3: Vergleich der Leistungsdaten verschiedener Anti-Icing Technologien mit den gegenwärtigen Ergebnissen (grau hinterlegt). Die Plasmaleistung P_{plasma} ist die aus den QV-Plots ermittelte Leistung, welche nur für die SDBDs ermittelt werden konnte. Die Systemleistung P_{sys} umfasst die Leistung, die zur Erzeugung der Hochspannung erforderlich ist. Die letzten drei Spalten enthalten mit der Temperatur T , der angelegten Windgeschwindigkeit v_{wind} und dem liquid water content (LWC) die Messparameter im iCORE.

Die Symbole # und || kennzeichnen eine Netz- bzw. Streifenanordnung der Elektroden bei gepulsten SDBDs (pSDBDs).

5.3 Diskussion der Anti- und De-Icing Messungen

5.3.1 Vergleich mit bisherigen Ergebnissen und Technologien

Die Ergebnisse lassen keinerlei Zweifel an einem Anti- und De-Icing Effekt von SDBDs zu. Die technischen Einsatzmöglichkeiten dieses Effekts, sind jedoch stark von der Energieeffizienz, verglichen mit anderen Technologien, abhängig. Aus diesem Grund werden die Leistungsdaten des getesteten SDBD Systems mit anderen Technologien verglichen. Tabelle 5.3 zeigt eine Auflistung wichtiger experimenteller Parameter, sowohl aus der gegenwärtigen Arbeit als auch aus der Literatur, um diesen Vergleich anzustellen. Bedeutend dabei ist, die auf die Oberfläche normierte Leistung zu vergleichen, wofür bisher jedoch nur wenige Daten zur Verfügung stehen.

So führen beispielsweise Ma et al. [36] elektrothermische Anti-Icing Experimente an einem gefertigten Flugzeugtragflügel aus Verbundwerkstoffen durch.

Ein hybrides Anti-Icing System bestehend aus einer thermoelektrischen Komponente und einer hydrophoben Beschichtungen wurde von Fortin et al. [176] untersucht.

Tian et al. [106] berichteten über ein Anti-Icing System mit SDBDs aus 1 mm dicken ABS-Schalen, auf die 35 µm dicke Kupferelektroden aufgebracht wurden. Die Anordnung der Elektroden wies dabei eine streifen- und gitterförmige Struktur auf. Die Betriebsspannung betrug 17.8 kV_{pp} für den streifenförmigen SDBD und 19.1 kV_{pp} für den gitterförmigen SDBD bei einer Frequenz von etwa 11 kHz. Gezeigt wurde, dass das von den beiden untersuchten Geometrien erzeugte SDBD Plasma, eine Eisanlagerung an der Vorderkante verhindern kann.

Der in dieser Arbeit untersuchte SDBD aus Zirkonia ($\epsilon_r = 28,3$) hat einen ähnlichen Leistungsverbrauch wie die verwendeten SDBDs von Tian et al. [106], siehe Tabelle 5.3.

Die SDBDs aus Glas und FR-4 scheinen jedoch effizienter zu sein, da ein sichtbarer Anti-Icing Effekt bei wesentlich geringerer Leistungsaufnahme erzielt werden konnte. Dies kann teilweise auf die dielektrischen Verluste ($P_{loss} \sim C \rightarrow C \sim \epsilon$ und $\epsilon_{Zirkonia} / \epsilon_{FR-4} \sim 5.1$) zurückgeführt werden, aber höchstwahrscheinlich wurde der SDBD aus Zirkonia mit zu viel Leistung betrieben.

Beim Anti-Icing Vergleich von SDBDs mit konventionellen Systemen basierend auf thermi-

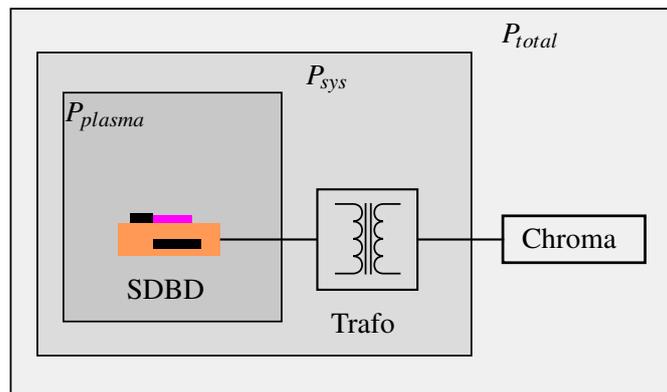


Abbildung 5.16: Übersicht über die eingeführten Leistungsbegriffe. P_{total} stellt dabei die Gesamtleistung dar, welche jedoch sehr von der Effizienz der verwendeten Chroma geprägt ist und somit keinen direkten Vergleich mit anderen Technologien erlaubt.

Als P_{sys} wird die Chroma Ausgangsleistung bezeichnet, welche multipliziert mit dem Wirkungsgrad des Transformators schließlich die Plasmaleistung P_{plasma} darstellt.

schem Heizen, muss auch die zusätzliche Verlustleistung, welche für die Erzeugung der Hochspannung benötigt wird, berücksichtigt werden. Eine Übersicht über die im Folgenden verwendeten Leistungsbezeichnungen gibt Abb. 5.16 wieder.

Zu diesem Zweck wurde die Systemleistung P_{sys} , die Chroma-Ausgangsleistung vor dem Hochspannungstransformator, gemessen und ist in Tabelle 5.3 dargestellt. Zu entnehmen ist auch, dass die Verluste des Transformators mit denen von Tian et al. [106] vergleichbar sind.

Diese Systemleistung P_{sys} der SDBDs ist dabei deutlich geringer als bei den von Ma et al. [106] bzw. Fortin et al. [176] vorgestellten Anti-Icing Heizsystemen.

Die vor der Chroma gemessene Gesamtleistung betrug $P_{total} = 160 \text{ W}$ (95 kW m^{-2}) für den FR-4 SDBD. Dabei ist anzumerken, dass das Labornetzteil für die Erzeugung einer stabilen sinusförmigen Wellenform bei verschiedenen Frequenzen bis zu 1 kHz ausgelegt ist, welche an SDBDs unterschiedlicher Geometrie und Kapazität angelegt werden kann.

Daher ist die Chroma nicht auf eine maximale Leistungseffizienz bei gegebenen SDBD Betriebsparametern - einer fixen Entladungsgeometrie und einer konstanten Betriebslast der Entladung optimiert. Die Gesamtleistungsdichte (P_{total}/m^2) des SDBD Systems ist jedoch mit der Gesamtleistungsdichte der Heiztechnologien vergleichbar, was auf das große Potential des SDBD Anti-Icing Systems hinweist.

5.3.2 Wirkmechanismus/prinzip des SDBD Anti-Icings

Es ist anzumerken, dass die vom Plasma verbrauchte, elektrische Leistung für einen frei expandierenden¹⁴ SDBD kubisch ($P \sim V^3$) [41] und die dielektrischen Verluste quadratisch (siehe Gl. 4.6) ($P_{loss} \sim V^2$) [136] mit der angelegten Spannung skalieren, siehe dazu Abb. 5.17.

Nimmt die Entladungsfläche des SDBDs jedoch bereits die gesamte Oberfläche ein, ergibt sich ein linearer Zusammenhang der Plasmaleistung mit der angelegten Spannung ($P \sim V$). Somit ist der Anteil der Entladungsleistung zur Leistung aus den dielektrischen Verlusten (P_{plasma}/P_{loss}) kleiner, wenn der SDBD mit einer höheren Spannung betrieben wird als für die maximal mögliche Entladungsausbreitung benötigt wird ($V > V_{exp}$).

¹⁴d.h. nicht durch die Grundelektrode beschränkt

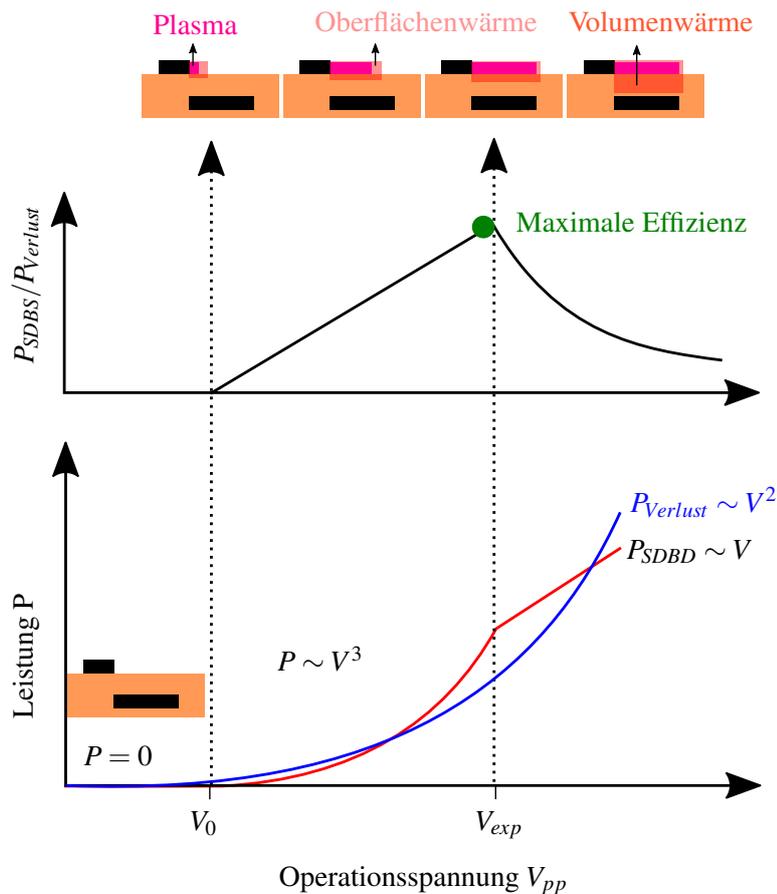


Abbildung 5.17: Wirkungsmechanismen bzw. Operationsmodi eines möglichen SDBD Anti-Icing Systems. Der Operationsmodus ist dabei von der Spannungsamplitude und der Größe der Groundelektrode abhängig. Wird die Entladungsausbreitung durch die Groundelektrode limitiert, nähert sich das Wirkprinzip mit zunehmender Spannungsamplitude dem eines klassischen Heizsystems an. Der Operationspunkt maximaler Effizienz ist somit durch einen Betrieb mit der Spannung V_{exp} gekennzeichnet.

Eine somit induzierte, übermäßige Erwärmung des Dielektrikumvolumens verändert das Funktionsprinzip des SDBDs zu dem eines elektrischen Heizers, was sich in einer Verminderung der leistungsbezogenen Systemeffizienz P_{plasma}/P_{loss} bemerkbar macht.

Die für die Ausbreitung der Entladung über die gesamte Fläche hinweg erforderlichen Spannung V_{exp} , hängt u.a. von der SDBD-Geometrie und dem Umgebungsdruck ab, was zusätzliche Optimierungsparameter eines möglichen Anti-Icing Systems mit sich bringt.

6 Fazit und Ausblick

6.1 SDBD Zündung und ESB-Modell

Experimente mit Al_2O_3 basierenden SDBDs, in welchen die Leistungs-Spannungsbeziehung untersucht wurde, zeigten für einen Spannungsbereich direkt über der Zündspannung eine Abweichung vom erwarteten kubischen Skalierungsverhalten. Stattdessen wurde ein lineares Abhängigkeit beobachtet, welche bei dickeren Dielektrika stärker ausgeprägt ist.

Auch QV-Plots weisen im entsprechenden Spannungsbereich dieses linearen Phänomens eine parallelogrammartige Form auf, welche sonst nur für VDBDs [56] beobachtet wurde. Erhöht man die Spannung weiterhin, so verändert sich die Form des Parallelogramms in die charakteristische mandelartige Form [78].

Anzumerken ist, dass dieses lineare Regime auch in anderen Veröffentlichungen ausgemacht werden kann. So weist beispielsweise der QV-Plot von Wilde et al. [94] bei vermessenen Kapton SDBDs auch einen linearen Bereich auf, siehe Abb. 6.1.

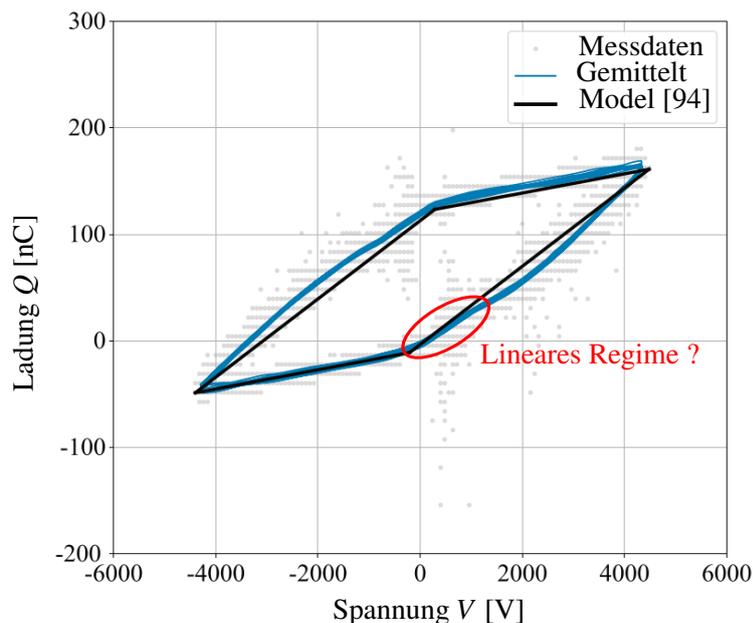


Abbildung 6.1: Der QV-Plot aus der Publikation von Wilde et al. [94]. Auch bei Messungen mit einem Kapton SDBD ist ein vermeintliches lineares Regime auszumachen, welches sich bei einer Erhöhung der Spannung nach der Plasmazündung anschließt. Wie in Kap. 2.5 beschrieben, ist das SDBD-Modell nach Wilde et al. [94] jedoch kritisch zu betrachten, da es nur eine quadratische Leistungs-Spannungsabhängigkeit vorhersagt, welche sich nicht mit den experimentellen Daten vereinbaren lässt.

Für SDBDs, die auf einem FR-4 Dielektrikum beruhen, wurde das Phänomen jedoch noch nicht beobachtet [26], daher wird angenommen, dass es viel schwächer ausgeprägt ist.

Aus diesem Grund wird die These aufgestellt, dass das lineare Phänomen mit den dielektrischen Eigenschaften des Materials und der Ausprägung der Entladungsfilamente entlang der Zündkante der exponierten Hochspannungselektrode zusammenhängt.

Abbildung 6.2 zeigt eine detaillierte Ansicht der vorherigen Grafik (Abb. 4.23) für einen Amplitudenbereich in der Nähe der Zündspannung. Die grauen Kurven stellen Plots mit den bow tie Parametern, sowohl für das Minimum (6.8 kV_{pp}) und das Maximum (9.6 kV_{pp}) des Unsicherheitsbereichs der Zündspannung dar. Die Grafik verdeutlicht, dass das analytische ESB-Modell [41] nicht in der Lage ist, den linearen Bereich zu beschreiben.

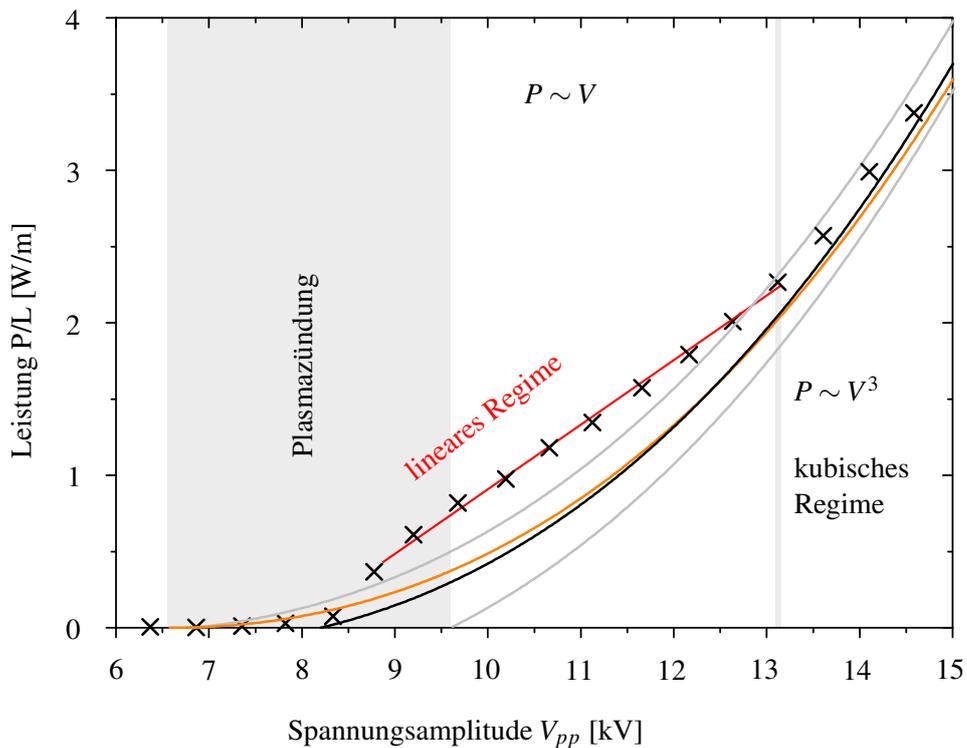


Abbildung 6.2: Ein detaillierterer Ausschnitt aus Abb. 4.23 um den Amplitudenbereich der Zündspannung. Die grauen Linien stellen Fits nach dem ESB-Modell mit der maximalen bzw. minimalen Zündspannung dar.

6.1.1 Anpassung des ESBs an das lineare Regime

Die Untersuchungen mit der optischen Messmethode basierend auf den threshold-Bildern zeigen, dass das gemessene Phänomen direkt mit der Zündung entlang der Elektrode in Verbindung gebracht werden kann. Die threshold-Bilder zeigen, dass das Plasma zwar bereits entlang der gesamten HV-Elektrode sichtbar ist (threshold 35), aber es nur wenige, intensive Entladungsstellen gibt (threshold 65). Bei weiterer Erhöhung der Spannungsamplitude wachsen diese intensiven Entladungsstellen zunächst entlang der Hochspannungselektrode und breiten sich nach dem „Verschmelzen“ orthogonal zu ihr aus.

Diese Beobachtung legt den Schluss nahe, dass die orthogonale Ausdehnung zunächst eine definierte Entladungsdichte entlang der Hochspannungselektrode benötigt.

Es wird die Hypothese aufgestellt, dass jedes Entladungsfilament eine minimale Ausdehnungslänge hat, die einer minimalen Kapazität des ersten Segments (für $n = 1$) des ESBs entspricht, siehe Abb. 2.17.

Diese minimale Kapazität entspricht dem gemessenen Wert C_L aus dem linearen Regime und es gilt:

$$C_{d,n=1} = C_L \quad (6.1)$$

Das angepasste ESB ist in Abb. 6.3 dargestellt. Da die Fläche, die einer bestimmten Kapazi-

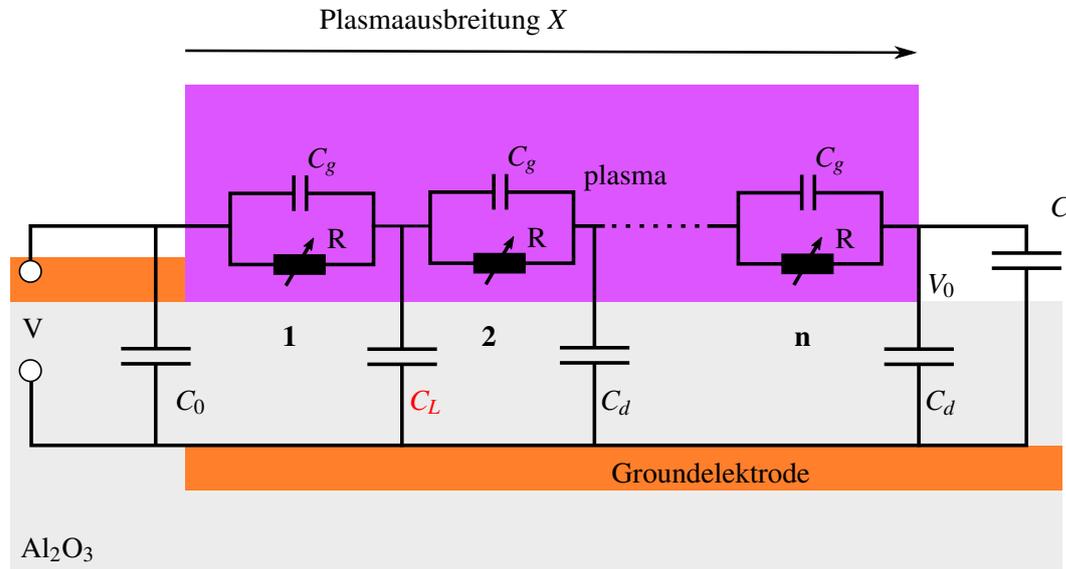


Abbildung 6.3: Das angepasste einfache Ersatzschaltbild für einen SDBD mit linearem Regime. Das erste C_d Element wurde durch eine minimale Kapazität C_L ersetzt.

tät entspricht, von der (Schicht-)Dicke d abhängt¹, ist die minimale Ausdehnungslänge² für ein dickeres Dielektrikum länger. Bevor sich also das Plasma orthogonal³ zur Masseelektrode ausbreiten kann, muss zunächst die Kapazität C_L aufgeladen werden.

Anhand der gemessenen Leistungswerte wird angenommen, dass die Ausdehnung der Entladung bereits bei einer Spannungsamplitude von 8.8 kV einer konstanten Kapazität C_L entspricht, siehe Abb. 6.2 & 4.21. Die Bilder mit einem threshold von 35 zeigen jedoch, dass sich die Entladung entlang der Hochspannungselektrode bei einer Erhöhung der Spannungsamplitude von 8.8 kV auf 9.6 kV entwickelt, siehe 4.17.

Es gilt zu beachten, dass der threshold der Bildanalyse sich nicht auf ein absolutes Emissionsminimum der Entladung bezieht. Es wird davon ausgegangen, dass bei dieser Spannungsamplitude von 8.8 kV der threshold zu hoch angesetzt ist, sodass die Entladung bereits die gesamte Fläche der Kapazität C_L belegt. Durch den zu hohen threshold wird also nur ein Teil dieses Kapazitätsbereichs erfasst, in dem die Emission der Entladung stärker ist bzw. die Filamente häufiger auftreten. Dieses Verhalten kann auch beim Vergleich der threshold-Werte 35 & 65 beobachtet werden. Auch könnte eine korrekte optische Aufzeichnung der Entladung, durch die in Kap. 4.1.2 beschriebene Auflösungsgrenze des CMOS-Chips beeinträchtigt sein.

Wird die Kapazität C_L mit einer Spannung über V_L aufgeladen, so wird die Ausdehnung der Entladung proportional zur angelegten Spannungsamplitude und entspricht der durch das ESB beschriebenen Ausdehnung [41].

¹da $C \sim 1/d$

²bei gleicher Kapazität C_L

³in X -Richtung, siehe Abb. 6.3

Das lineare Phänomen kann somit durch eine Erweiterung des ESBs beschrieben werden, die eine minimale Länge oder eine minimale Ladung des Entladungsfilaments einführt. Eine stärkere Ausprägung des linearen Regimes sollte demnach auch durch eine stärker filamentierte Entladung gekennzeichnet sein.

Abbildung 6.4 zeigt threshold Bilder für verschiedene Schichtdicken bei annähernd gleicher Leistung⁴. Für einen threshold von 35 scheinen sich die zeitlich integrierten Entladungsspuren sehr zu ähneln, betrachtet man jedoch den threshold 65 so ist folgendes zu erkennen:

- Die Entladungslänge der einzelnen Filamente nimmt mit steigender Substratdicke zu
- Die mittlere Distanz zwischen zwei benachbarten Filamenten steigt mit der Schichtdicke an, d.h. die relative Häufigkeit bezogen auf die Elektrodenlänge nimmt ab

Beiden Beobachtungen lassen somit auf ein filamentierteres Verhalten mit steigender Substratdicke schließen.

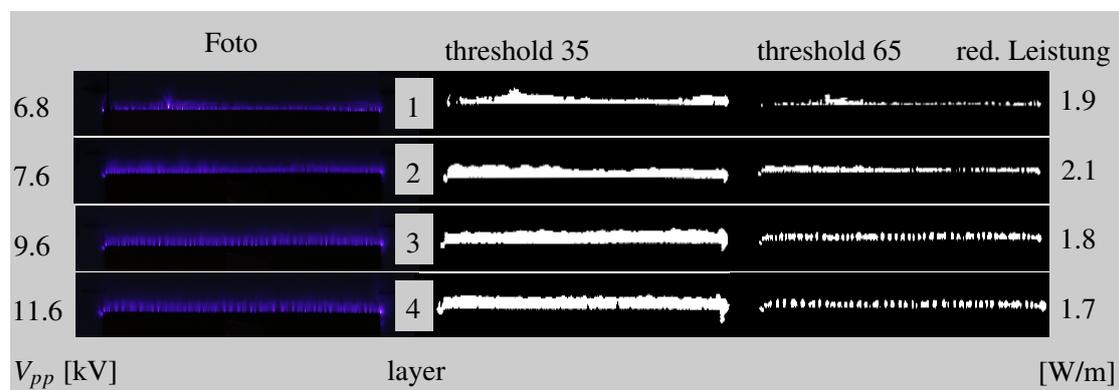


Abbildung 6.4: Fotos und threshold Bilder über die vier gemessenen Schichtdicken für verschiedene Spannungsamplituden (linke Spalte), bei annähernd gleicher Leistung (rechte Spalte). Die Bilder mit dem threshold 65 zeigen einen deutlich filamentierteren Charakter, wenn die Substratdicke erhöht wird.

Vorschlag eines 2-dimensionalen ESBs

Alternativ kann das beobachtete Verhalten auch durch eine Erweiterung des ESB-Modells für SDBDs um eine weitere Dimension erklärt werden. Demnach stellt die Einführung der minimalen Kapazität C_L nur eine Abstraktion eines höher-dimensionalen Phänomens dar.

Die Überlegung hierzu ist, dass die Beobachtung der Filamente nicht auf ein eindimensionales Modell verallgemeinert werden kann. Das Vorhandensein bzw. Fehlen einzelner Filamente entlang der HV-Elektrode erfordert somit die Einbeziehung der Dimension in die Ebene in Abb. 6.3. Die Hypothese ist, dass durch die Erweiterung des Ersatzschaltbildmodells aus Abb. 2.17 um eine in der Ebene liegende Dimension die Beobachtungen beschrieben werden können. Wenn es nur sporadische Entladungen entlang der HV-Elektrode gibt, kann der SDBD zunächst als eine Kette von unendlich kleinen VDBDs genähert werden. Diese VDBD-Elemente weisen eine lineare Leistungs-Spannungs-Beziehung auf, wie sie in den Experimenten beobachtet wurde [56]. Eine Spannungserhöhung führt mit der Zeit zu einer Verringerung dieses VDBD-Beitrags, da sich die VDBD-Elemente zunehmend gegenseitig beeinflussen. Wenn die gegenseitige Beeinflussung zu groß wird, breiten sich die Entladungen entlang der Masseelektrode aus, was zu

⁴jedoch unterschiedlicher Spannungsamplitude

der bekannten mandelförmigen QV-Kennlinie führt.

Ran et al. [177] zeigten, dass durch eine Vergrößerung des Luftspalts eines VDBD die Entladung von einem homogenen Modus in einen filamentären Modus übergeht. Ein dickeres Dielektrikum führt zu einem VDBD mit einem größeren Luftspalt und einem stärkeren filamentären Modus, was wiederum zu einer stärkeren Ausprägung des linearen Regimes führt.

Der Bow tie Plot [42]

Es wird in der Arbeit vorgeschlagen, die Ableitung der ermittelten Ladung dQ/dV gegen die angelegte Spannung V aufzutragen. Diese Darstellungsweise wird als bow tie Plot bezeichnet und ermöglicht die Interpretation der experimentellen Daten im Rahmen des Ersatzschaltbildmodells [41].

Die Parameter α und C_0 des Modells können direkt durch einen linearen Fit der experimentellen Daten extrahiert werden. Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist ein eindeutig definiertes Kriterium, welches zur Bestimmung der Zündspannung herangezogen werden kann.

Ein Vergleich der experimentell ermittelten Parameter mit denen, welche aus dem linearen Fit extrahiert wurden, ergab eine gute numerische Übereinstimmung⁵.

Darüber hinaus ermöglicht eine Normierung der angelegten Spannung im bow tie Plot eine leichtere Identifizierung des linearen Regimes, welches sich durch eine konstante Ladungsableitung dQ/dV auszeichnet.

Weiterhin wird die Hypothese aufgestellt, dass aus der bow tie Darstellung auch für andere Reaktorgeometrien, welche eine nicht konstante Kapazität in der Entladungsphase aufweisen Modellparameter der jeweils zugehörigen ESBs abgeleitet werden können.

So wird beispielsweise die Ladung $Q(t)$ für einen gekippten DBD durch das ESB nach Peeters und van de Sanden [89] beschrieben durch:

$$Q(t) = \chi_d \left[V(t) - \left\{ 1 - \frac{C_p}{\chi_d} \right\} U_g(t) \right] \quad (6.2)$$

Durch Auftragung der Ladungsableitung gegen die Spannung könnte auch hier der Modellparameter χ_d bestimmt⁶ werden.

Abschätzung der Entladungsleistung

Eine Abschätzung des Kapazitätswachstums auf Grundlage der optischen Messmethode ergab eine klare numerische Übereinstimmung mit den Daten der elektrischen Charakterisierung. Dieser Beobachtung lässt den Schluss zu, dass die Ableitung der Ladung, als Reaktorkapazität interpretiert werden kann.

Die Korrelation zwischen elektrischer und optischer Messmethode lässt sich für das Leistungsmonitoring von SDBDs nutzen, an denen ein elektrischer Substratdurchbruch droht. Da die elektrischen Messgeräte teuer sind (im Vergleich zum optischen Setup) und aus elektrischer Sicht systematisch schwer zu entkoppeln, kann bei kritischen Experimenten oder Anwendungen die Leistung optisch abgeschätzt werden. Die Voraussetzungen dieses optischen Leistungsmonitorings sind dabei immer gleichbleibende Umgebungsbedingungen⁷, wie sie z.B. in einem geschlossenen System vorherrschen.

Für das optische Monitoring muss dabei zunächst ein Benchmarking zwischen der optischen

⁵ Abweichung < 4 %

⁶ $\chi_d = C_d + C_p$: Summe aus parasitärer und dielektrischer Kapazität

⁷ Umgebungshelligkeit, Feuchtigkeit, ...

und der elektrischen Methode erfolgen, wie im Folgenden kurz beschrieben:

Zunächst ist es erforderlich, sowohl die elektrische als auch die optische Messmethode für die zu untersuchende Geometrie einzurichten. Anschließend sollte ein QV-Plot mithilfe der elektrischen Charakterisierungsmethode aufgezeichnet werden. Darauf folgend gilt es, die ESB-Modellparameter, insbesondere $\alpha_{electrical}$, gemäß dem vereinfachten ESB-Modell von Pipa et al. [41] zu ermitteln, wie in Gleichung 2.20 dargestellt. Schließlich ist es notwendig, den Schwellenwert (th_{number}) der optischen Messmethode so anzupassen, dass $\alpha_{electrical}$ in etwa $\alpha_{optical}$ entspricht.

Es wird die These aufgestellt, dass ein Rückschluss auf die Entladungsleistung durch eine Aufzeichnung der in Atmosphäre am stärksten detektierbaren Entladungslinie bei 337 nm (2. pos. Gruppe (SPS) bei N_2) ausreichend ist. Somit wäre, durch die Verwendung von optischen Filtern auf dem Kamerasystem auch ein optisches Leistungsmonitoring bei Umgebungslicht denkbar.

6.2 SDBDs im Kontext der Enteisierung: Leistungsabschätzung und Optimierungspotenzial

Mikrotechnologisch gefertigte SDBDs wurden hinsichtlich ihres Potenzials für Anti- und De-Icing-Anwendungen untersucht. Die getesteten SDBDs basierten auf anorganischen Dielektrika wie Borofloat-Glas und Zirkonia mit PVD-bedampften Chrom-Nickel und Titan-Elektroden. Die Experimente wurden erfolgreich im Wind-Eis-Kanal iCORE bei Windgeschwindigkeiten zwischen 27 und 50 ms^{-1} bei einer Temperatur von $-18 \text{ }^\circ\text{C}$ durchgeführt.

Die Windgeschwindigkeit beim Borofloat SDBD musste begrenzt werden, da die Probe keine ausreichende mechanische Resistenz gegen die Belastung der aerodynamischen Kräfte aufwies. Die Leistung der MEMS-gefertigten SDBDs wurde mit konventionellen SDBDs verglichen, die mittels Leiterplattentechnologie (PCB) auf einem FR-4 Substrat hergestellt wurden. Es wurde festgestellt, dass die Oberflächenrauheit aller getesteten Substrate unter $1 \mu\text{m}$ lag und somit keinen erkennbaren Einfluss auf die Eisbildung hatte.

Die 200 nm dicken MEMS-Elektroden wirkten im Gegensatz zu den $35 \mu\text{m}$ dicken PCB-Elektroden nicht als Störstellen, die eine Vereisung initiieren. Die technischen Einschränkungen der PCB-Fertigung weisen auf einen Vorteil MEMS-gefertigter Proben für Anti-Icing-Anwendungen hin, welche eine Elektrodendicke von weniger als einem Mikrometer aufweisen. Die entscheidende Rolle der Elektrodendicke für die Vereisung wurde unter anderem von Kolbakir et al. [39] publiziert.

Die Benetzbarkeit der Oberfläche ist ein kritischer Faktor für mögliche Anti-Icing-Anwendungen. Hydrophobe Substrate zeigen einen geringeren Eisansatz und sollten daher bevorzugt werden. Smielak et al. [178] zeigten, dass die Benetzbarkeit von Zirkonia durch den Herstellungsprozess beeinflusst werden kann. Eine Optimierung der Benetzbarkeit bei Zirkoniasubstraten könnte in zukünftigen Experimenten zu einer Verbesserung der Ergebnisse führen, insbesondere durch eine Verringerung der Eisbildung am Substrat.

Eine effiziente Erzeugung des Ionenwindes erfordert eine gewisse Mindestdicke des Substrats, um den Sättigungsmodus [26] des Aktuators zu vermeiden. Da der Anti-Icing-Effekt jedoch unabhängig vom Ionenwind ist, kann durch die Verwendung von Dünnschichtsubstraten die Zündspannung reduziert und die Effizienz des Anti-Icing-Systems optimiert werden.

Worst-Case-Abschätzungen ergaben, dass die im Dielektrikum verbrauchte, elektrische Leistung nicht mehr als 30% der gesamten SDBD-Leistung beträgt. Der größere Anteil der Leistung wird im Plasma umgewandelt, welches sich nur wenige Millimeter über die Oberfläche hinweg erstreckt. Im Gegensatz zu thermischen (Heiz-)Systemen wird somit die verbrauchte Leistung nicht zunächst in eine Erwärmung des Substrats bzw. der aerodynamischen Oberfläche umgewandelt, durch dessen Erwärmung dann in einem nachfolgenden Prozess das Eis geschmolzen wird.

Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse, dass MEMS-gefertigte SDBDs aufgrund ihrer geringeren Elektrodendicke und möglicher Optimierung der Benetzbarkeit bei Zirkoniasubstraten ein hohes Potenzial für Anti-Icing-Anwendungen aufweisen. Die verlustleistungsarme Umwandlung von elektrischer Leistung in Plasma und die oberflächennahe Wärmeeinkopplung sprechen für die Eignung von Niedertemperatur-Plasmaentladungen in solchen Systemen. Die ermittelten Verlustleistungen von nicht mehr als 30% sind vielversprechend und deuten auf eine effiziente Nutzung der eingesetzten Energie hin. Weiterführende Experimente und Optimierungen könnten dazu beitragen, das Potenzial von SDBDs für Anti-Icing-Anwendungen weiter auszuschöpfen.

6.2.1 Optimierung der Entladungsgeometrie

Die in den Experimenten beobachtete inhomogene Vereisung bzw. Enteisung gibt Anlass zu weiteren Optimierungen. Dabei profitieren Elektroden, die sich weiter stromabwärts befinden bereits von einer teilweisen Enteisung der vorhergehenden Elektroden, wodurch sich ein Gradient der Enteisung ausbildet. Dieser Effekt ist auf den Wärmeabtransport in Stromabwärtsrichtung zurückzuführen. Durch diesen Gradienten kann die SDBD Effizienz durch eine Variation der Leistungsdichte der Entladung entlang der aerodynamischen Oberfläche hinweg optimiert werden.

Die höchste Leistungsdichte sollte demnach an der leading edge anliegen und kann entlang des Tragflügels reduziert werden.

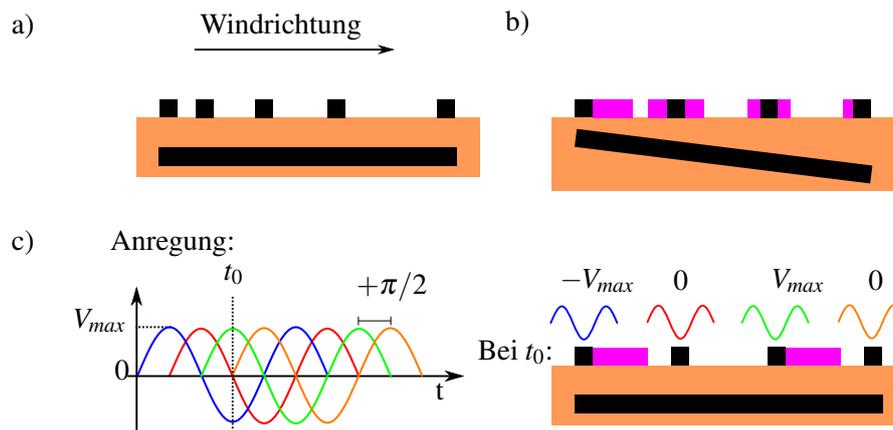


Abbildung 6.5: Möglichkeiten der Optimierung eines zukünftigen SDBD Anti-Icing Systems. (a) Da an der leading edge eine stärkere Leistungsdichte der Entladung benötigt wird, kann eine nicht-äquidistante Elektrodenanordnung den Leistungseintrag an benötigter Stelle erhöhen. (b) Eine Variation der Leistungsdichte kann auch durch eine Veränderung der Dielektrikumdicke erfolgen. (c) Die phasenverschobene Anregung benachbarter Elektroden hat eine Minimierung der gegenseitigen, elektrischen Beeinflussung zur Folge.

Für die Variation der Leistungsdichte können zwei Strategien verfolgt werden, welche in Abb. 6.5(a)&(b) dargestellt werden.

- Es kann die Dichte der SDBD Segmente variiert werden (Abb. 6.5(a))
- Es kann die dielektrische Dicke des SDBDs variiert werden (Abb. 6.5(b))

Technisch gesehen erscheint eine Variation der SDBD Segmente (Abb. 6.5(a)) die einfachere Lösung zu sein. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass ein zu geringer Elektrodenabstand die Entladungsleistung aufgrund einer Beschränkung der Entladungsausbreitung begrenzt. Diese Begrenzung kann z.B. durch eine Kompensation des elektrischen Feldes zwischen benachbarten Elektroden desselben Potentials hervorgerufen werden.

Es wird deswegen vorgeschlagen, dass man diese Problematik durch eine phasenverschobene Anregung der Elektroden⁸ umgeht, wie sie z.B. von Roth et al. [18] im Zusammenhang mit der Ionenwinderzeugung untersucht wurde. Dabei werden die Phasen der Frequenzen vier aufeinanderfolgender HV-Elektroden um jeweils 90° verschoben. Eine schematische Darstellung dieser Art der Anregung ist in Abb. 6.5(c) dargestellt.

Eine geringere dielektrische Dicke (oder auch größere Dielektrizitätskonstante ϵ), sorgt für einen stärkeren Anstieg der Entladungsleistung bei einer definierten angelegten Spannung, siehe Abb. 5.7 & Abb. 5.8, sowie die Ergebnisse von Hink et al. [26].

⁸sog. peristaltische Anregung

6.2.2 Technische Ausgestaltung eines möglichen Anti-Icing SDBD Systems

Für den Anwendungsfall eines solchen Systems in der Aerodynamik müssen jedoch noch weitere Fragen beantwortet werden.

In den in der Arbeit gezeigten Experimenten wurde eine Chroma (Modell 61603) als Hochspannungsquelle verwendet. Das Gewicht der Quelle mit dem Transformator kann auf über 30 kg geschätzt werden. Durch eine gewichtssparende Bauweise kann das Gewicht der konventionellen Stromversorgung drastisch reduziert werden, problematisch sind jedoch die elektrischen Zuführungen, an denen mehrere Kilovolt⁹ anliegen.

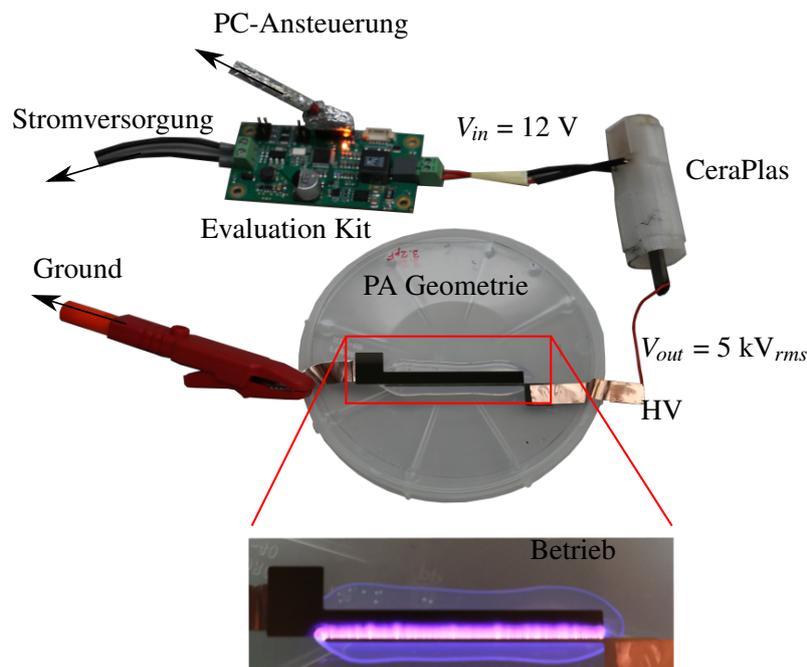


Abbildung 6.6: Demonstration des Konzepts einer lokalen Hochspannungserzeugung durch einem Piezotransformator. Die vom CeraPlas bereitgestellte Spannung reichte aus um eine homogene Entladung an einer 5 cm Aktuatorgeometrie zu zünden.

Da bei Flugzeugen der Treibstoff in den Tragflächen gelagert wird, wäre eine lokale Erzeugung der Hochspannung in einem kontrollierbaren Bereich ideal. Ein möglicher Lösungsansatz ist hierbei die Erzeugung der Hochspannung mittels piezoelektrischer Transformatoren, siehe Kap. 2.2.1.

Zu diesem Zweck wurde die Erzeugung der Hochspannung mit dem CeraPlas von TDK Electronics zusammen mit dem Evaluation Kit (Z63000Z2910Z1Z61) untersucht, siehe Abb. 6.6. Der CeraPlas stellt hierbei ein direktes Hochspannungsentladungs-Device dar, welches dafür ausgelegt ist verschiedene Gase unter Atmosphärendruck und Umgebungstemperatur zu ionisieren. Die Hochspannung kann dadurch an der Stelle erzeugt werden, an welcher sie tatsächlich benötigt wird. Somit sind entlang der Tragfläche keine weiteren Hochspannungsschutzmaßnahmen zu beachten, was eine hohe Flexibilität in der Anwendung mit sich bringt.

Abbildung 6.6 zeigt den Betrieb eines ca. 7 cm langen CeraPlas Modell F, welcher an eine 5 cm lange Entladungsgeometrie angeschlossen ist. Die Betriebsfrequenz beträgt $f = 48\text{ kHz}$ und die

⁹abhängig von der Substratdicke und der Dicke weiterer Beschichtungen z.B. dem Lack auf der Tragfläche

resultierende Ausgangsspannung etwa $5 \text{ kV}_{\text{rms}}$, was zu einer homogenen Plasmabildung an der Aktuatorgeometrie führt. Der gezeigte Aufbau weist dabei nur ein Gewicht¹⁰ von 42 g auf.

Durch die Verwendung der in Kap. 3.3 beschriebenen Leichtbautechnologie ist es weiterhin möglich, diese Piezotransformatoren direkt in die aerodynamische Oberfläche zu integrieren. Eine solche kompakte und leichte Bauweise hat, neben einem geringeren Stromverbrauch, zudem den Vorteil, dass an den Zuführungen entlang der Tragfläche keine sicherheitskritische Versorgungsspannung anliegt. Die Stromversorgung des CeraPlas kann dabei sogar über einen Akkupack erfolgen.

¹⁰CeraPlas F inkl. Gehäuse und Kabel: 20 g / Evaluation Board: 22 g

7 Appendix

7.1 Abschätzung der viskosen Unterschicht

Bei der Durchströmung eines Rohres durch ein Fluid wirkt sich die Reibung auf die ganze Breite des durchströmenden Querschnitts [35]. Bei der Umströmung einer aerodynamischen Komponente beschränkt sich dieser Reibungseinfluss jedoch nur auf eine sehr dünne Schicht, welche sich in der Nähe des Objekts befindet, siehe Abb. 7.1. Diese durch die Reibung beeinflusste

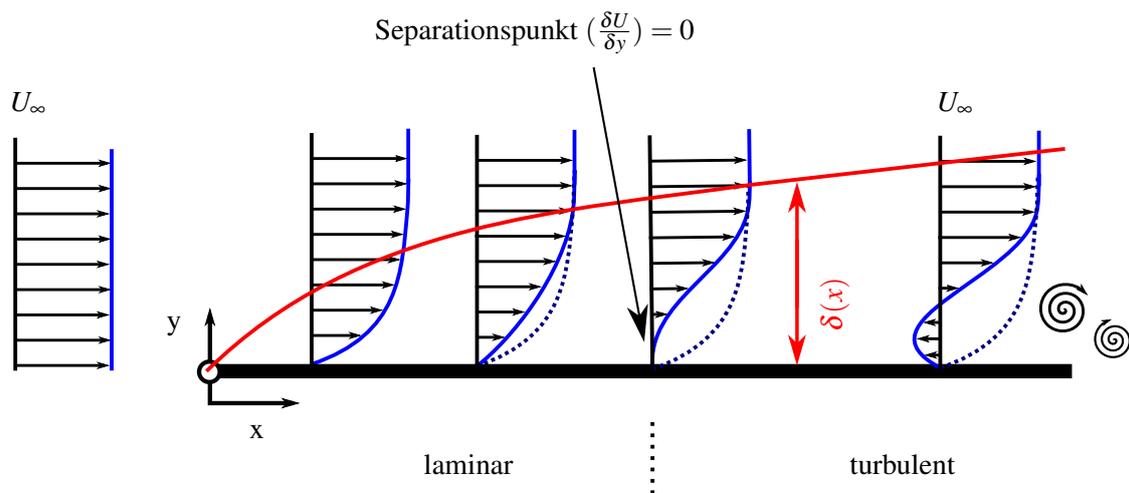


Abbildung 7.1: Geschwindigkeitsprofil und Übergang von laminarer zur turbulenter Strömung an einer ebenen Platte mit rot eingezeichneter Grenzschicht.

Schicht führt zu einem Abbremsen des Fluids und nimmt mit zunehmender Lauflänge entlang der Oberfläche zu. Diese sogenannte Grenzschicht [179] (siehe rote Linie in Abb. 7.1) führt zunächst zu einem veränderten Strömungsprofil und kann schließlich sogar in einer Ablösung der Grenzschicht erfolgen. Da bei Flugzeugtragflächen der Beginn der Ablösung in etwa mit dem Erreichen der maximalen Auftriebskraft zusammenfällt, ermöglicht ein Hinauszögern dieser Ablösung das Fliegen mit einem größeren Anstellwinkel α (siehe Abb. 5.2).

Bei Grenzschichtströmungen verhält es sich so, dass unter jeder laminaren bzw. turbulenten Grenzschicht eine laminare Unterschicht (engl.: viscous sublayer) existiert. Ist die Höhe eines Objektes bzw., im Fall dieser Arbeit die Elektroden des DBDs, kleiner als diese laminare Unterschicht, so tritt keine Strömungsbeeinflussung auf [35, 40].

Im Folgenden wird diese viskose Unterschicht für typische Flugbedingungen abgeschätzt. Angenommen wird eine Flugeschwindigkeit von $U_\infty = 200 \text{ m s}^{-1}$, eine Luftdichte¹ von $\rho = 0.41 \text{ kg m}^{-3}$, einer dynamischen Viskosität von Luft von $\mu = 1.8 \times 10^{-5} \text{ kg (ms)}^{-1}$ und eine Lauflänge von $l = 0.1 \text{ m}$ [180].

Diese laminare Unterschicht ist typischerweise bei dimensionslosen Wandabständen (y^+) kleiner als 1 [35]. Für die Berechnung der Höhe w_d dieser laminaren Unterschicht wird zunächst die

¹in 11 km Flughöhe

Reynolds-Zahl benötigt.

$$Re = \frac{U_\infty \cdot \rho \cdot l}{\mu} \quad (7.1)$$

Für die erhaltene Reynolds-Zahl kann der Reibungskoeffizient mittels der Reibungskoeffizienten-Korrelation nach Schlichting [35] abgeschätzt werden.

$$C_f = [2 \log_{10}(Re) - 0.65]^{-2.3} \quad \text{für } Re < 10^9 \quad (7.2)$$

Mit dem Reibungskoeffizienten kann die Wandschubspannung berechnet werden: Die Wandschubspannung τ_w ist die von der Luft auf die umströmte Wand ausgeübte, tangential wirkende Kraft pro Flächeninhalt, d.h. $\tau_w \sim \frac{dU}{dy}$:

$$\tau_w = \frac{C_f \cdot \rho \cdot U_\infty^2}{2} \quad (7.3)$$

Mit der Wandschubspannung kann die Reibungsgeschwindigkeit berechnet werden:

$$U_f = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (7.4)$$

und schließlich mit $y^+ = 1$ die Höhe der laminaren Unterschicht abgeschätzt werden mit

$$w_d = \frac{y^+ \mu}{U_f \cdot \rho} \quad (7.5)$$

Mit den angenommenen Werten ergibt sich somit eine Höhe der viskosen Unterschicht von:

$$w_d \sim 5 \mu\text{m} \quad (7.6)$$

Da durch den Einsatz von MEMS-Technologie Elektroden hergestellt wurden, welche eine Gesamthöhe von unter einem Mikrometer aufweisen, ist durch diese Elektroden eine Beeinflussung der Strömung auszuschließen.

Die PCB-Elektroden, welche jedoch eine Höhe von 35 μm aufweisen, ragen über diese viskose Unterschicht hinaus und führen somit zu einer Beeinflussung der Strömung durch das Herbeiführen von Turbulenzen.

Abbildung 7.2 zeigt die Abhängigkeit der viskosen Unterschicht von den Parametern der Lauflänge und Strömungsgeschwindigkeit.

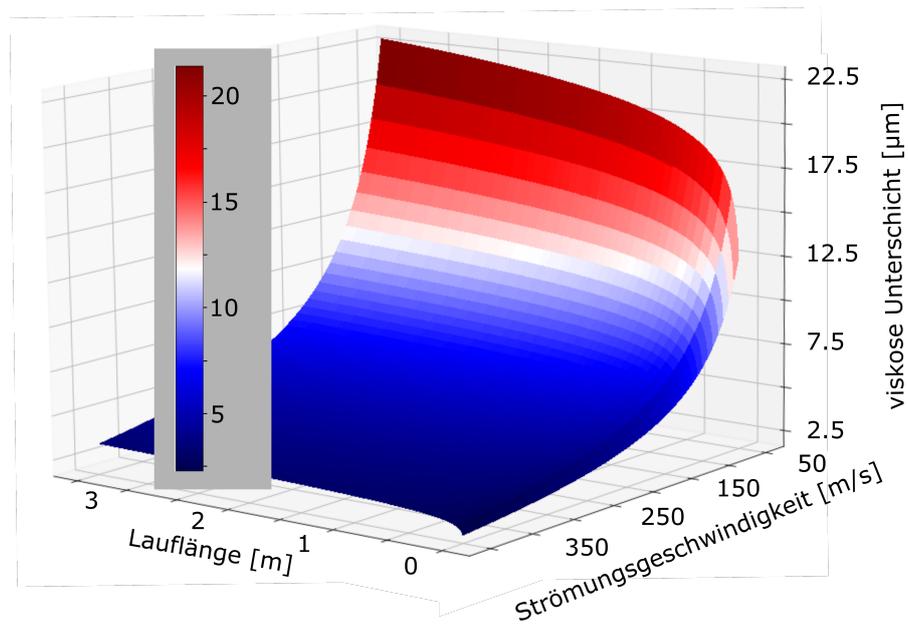


Abbildung 7.2: Darstellung der Höhe der viskosen Unterschicht für die Parameter Lauflänge und Strömungsgeschwindigkeit.

Anzumerken ist, dass es sich hierbei nur um eine Abschätzung der viskosen Unterschicht an einer ebenen Platte handelt. Ein exakter Zahlenwert der viskosen Unterschicht für die verwendete Geometrie erfordert eine aufwändige diskrete numerische Simulation, welche eine rechnerische Lösung der vollständigen instationären Navier-Stokes-Gleichungen darstellt.

7.2 Integralberechnung der analytischen Energiebetrachtung für SDBDs

Berechnung von I_2

Die Fläche I_2 wird über das Integral der Gl. 2.70 bestimmt:

$$I_2 = \int_{V_0}^{V_{pp}} \frac{Q(V)}{L} dV = \int_{V_0}^{V_{pp}} \left\{ \alpha [V^2 - V_0^2] + \frac{C_0}{L} V \left(1 + \frac{C'V_0}{C_0V} \right) \right\} dV \quad (7.7)$$

Nach dem Zerlegen des Integrals in einzelne Summanden ergibt sich:

$$I_2 = \alpha \int_{V_0}^{V_{pp}} V^2 dV - \alpha V_0^2 \int_{V_0}^{V_{pp}} dV + \frac{C_0}{L} \int_{V_0}^{V_{pp}} V dV + \frac{C'V_0}{L} \int_{V_0}^{V_{pp}} \frac{dV}{V} \quad (7.8)$$

Nach der Integration folgt:

$$I_2 = \frac{\alpha}{3} [V_{pp}^3 - V_0^3] - \alpha V_0^2 [V_{pp} - V_0] + \frac{C_0}{2L} [V_{pp}^2 - V_0^2] + \frac{C'V_0}{L} [V_{pp} - V_0] \quad (7.9)$$

Sortiert man diese Gleichung nach den Potenzen von V_{pp} ergibt sich:

$$I_2 = \frac{\alpha}{3} V_{pp}^3 + \frac{C_0}{2L} V_{pp}^2 + \left[\frac{C'}{L} V_0 - \alpha V_0^2 \right] V_{pp} - \alpha V_0^3 \left(1 - \frac{1}{3} \right) - \frac{C_0}{2L} V_0^2 - \frac{C'}{L} V_0^2 \quad (7.10)$$

Weiter zusammengefasst erhält man:

$$I_2 = \frac{\alpha}{3} V_{pp}^3 + \frac{C_0}{2L} V_{pp}^2 + \left[\frac{C'}{L} V_0 - \alpha V_0^2 \right] V_{pp} + V_0^2 \left[\frac{2\alpha}{3} V_0 - \frac{C_0}{2L} - \frac{C'}{L} \right] \quad (7.11)$$

Berechnung von I_3

Die Fläche I_3 entspricht aufgrund der Entladungssymmetrie exakt der Hälfte des Rechtecks beschrieben durch $Q/L \cdot V_{pp}$, siehe Abb. 2.19(b):

$$I_3 = \frac{1}{2} \frac{Q(V_{pp})}{L} V_{pp} \quad (7.12)$$

Substituiert man in Gl. 7.12 $Q(V_{pp})$ durch den Ausdruck aus Gl. 2.69 ergibt sich:

$$I_3 = \frac{\alpha}{2} V_{pp}^3 + \frac{C_0}{2L} V_{pp}^2 + \frac{1}{2} \left[\frac{C'}{L} V_0 - \alpha V_0^2 \right] V_{pp} \quad (7.13)$$

7.3 Prozesspläne

7.3.1 Mikrotechnologische Fertigungspläne

Tabelle 7.1: Prozessplan für den Glas-SDBD/PA

Nr.	Prozess	Anlage & Parameter
0	Ausgangsmaterial	SCHOTT Borofloat Schichtdickenmessung, Sollwert: 500 µm
1	Reinigung	Ultraschallbad: 10 min in Aceton 10 min in Isopropanol
2	Lithographie	Süss MA6 Belichter mit AZ 5214 - negativ (1.6 µm)
a	Prebake	5 min @ Hotplate 200 min
b	HMDS	10 min mit HMDS (200 mbar)
c	Belackung	Programm AZ5214 350 rpm, 15s, 150 rpm/s 2200 rpm, 30s, 500 rpm/s
d	Softbake	1 min @ Hotplate 100 min
e	Rehydration	Wafer abkühlen lassen Maske und Wafer abblasen
f	Belichtung	Maske: PA001-022 ($D = 36 \text{ mJ cm}^{-2}$) Programm 13 (HardCont: 1.2 sec)
g	Post-Exposure Bake	2 min @ Hotplate 124 min
h	Flutbelichten	Programm 21 Floodexposure - 38 sec
i	Entwicklung	AZ726 MIF für 60 sec
j	Spülung	Overflow für 10 min
k	Trocknung	Schleudern für 1 min
3	Mikroskop	Kontrolle auf Partikel und Struktur Lackflanken (min. 1 µm)
4	Metallisieren	Leybold Univex 450 - Vakuum $< 1 \times 10^6$ mbar 10 nm Chrom (Haftvermittler) 200 nm - 400 nm Nickel oder: 200 nm - 400 nm Titan
5	Liftoff	1.5 Tage in AZ100 Remover 1 Tag in Aceton optische Kontrolle der Struktur optional: Lift-off mit Sprühpistole
6	Mikroskop	optische Kontrolle auf Lackreste und Partikel
7	Lithographie	Süss MA6 Belichter mit AZ 5214 - negativ (1.6 µm)
a	Prebake	5 min @ Hotplate 200 min
b	HMDS	10 min mit HMDS (200 mbar)
c	Belackung	Programm AZ5214 350 rpm, 15s, 150 rpm/s 2200 rpm, 30s, 500 rpm/s
d	Softbake	1 min @ Hotplate 100 min
e	Rehydration	Wafer abkühlen lassen

f	Belichtung	Maske und Wafer abblasen Maske: PA001-022 ($D = 36 \text{ mJ cm}^{-2}$) Programm 13 (HardCont: 1.2 sec)
g	Post-Exposure Bake	2 min @ Hotplate 124 min
h	Flutbelichten	Programm 21 Floodexposure - 38 sec
i	Entwicklung	AZ726 MIF für 60 sec
j	Spülung	Overflow für 10 min
k	Trocknung	Schleudern für 1 min
8	Mikroskop	Kontrolle auf Partikel und Struktur Lackflanken (min. $1 \mu\text{m}$)
9	Metallisieren	Leybold Univex 450 - Vakuum $< 1 \times 10^6 \text{ mbar}$ 10 nm Chrom (Haftvermittler) 200 nm - 400 nm Nickel oder: 200 nm - 400 nm Titan
10	Liftoff	1.5 Tage in AZ100 Remover 1 Tag in Aceton optische Kontrolle der Ablösung optional: Lift-off mit Sprühpistole
11	Endkontrolle	optische Kontrolle auf Lackreste und Partikel Schichtdickenkontrolle der Metallisierung: Profilometer Tencor P16

Tabelle 7.2: Prozessplan für den Zirkonia-SDBD/PA

Nr.	Prozess	Anlage & Parameter
0	Ausgangsmaterial	Kerafol 3YSZ-Sensor (3mol%) Schichtdicken (90,380) μm
1	Größenanpassung	Schneidlaser Scanhead(Arges), Coherent 10W (cw) 355 nm
2	Reinigung	Ultraschallbad: 10 min in Aceton 10 min in Isopropanol
3	Lithographie	Süss MA6 Belichter mit AZ 5214 - negativ (1.6 μm)
a	Prebake	5 min @ Hotplate 200 min
b	Belackung	Programm AZ5214 350 rpm, 15s, 150 rpm/s 2200 rpm, 30s, 500 rpm/s
c	Softbake	1 min @ Hotplate 100 min
d	Rehydration	Wafer abkühlen lassen Maske und Wafer abblasen
e	Belichtung	Maske: PA001-022 ($D = 36 \text{ mJ cm}^{-2}$) Programm 13 (HardCont: 0.3 sec)
f	Post-Exposure Bake	2 min @ Hotplate 124 min
g	Flutbelichten	Programm 21 Floodexposure - 34 sec
h	Entwicklung	AZ726 MIF für 55 sec
i	Spülung	Overflow für 10 min
j	Trocknung	Schleudern für 1 min
4	Mikroskop	Kontrolle auf Partikel und Struktur Lackflanken (min. 1 μm)
5	Metallisieren	Leybold Univex 450 - Vakuum $< 1 \times 10^6$ mbar 200 nm - 400 nm Titan
6	Liftoff	1.5 Tage in AZ100 Remover 1 Tag in Aceton optische Kontrolle der Ablösung optional: Lift-off mit Sprühpistole
7	Mikroskop	optische Kontrolle auf Lackreste und Partikel
8	Lithographie	Süss MA6 Belichter mit AZ 5214 - negativ (1.6 μm)
a	Prebake	5 min @ Hotplate 200 min
b	Belackung	Programm AZ5214 350 rpm, 15s, 150 rpm/s 2200 rpm, 30s, 500 rpm/s
c	Softbake	1 min @ Hotplate 100 min
d	Rehydration	Wafer abkühlen lassen Maske und Wafer abblasen
e	Belichtung	Maske: PA001-022 ($D = 36 \text{ mJ cm}^{-2}$) Programm 13 (HardCont: 0.3 sec)
f	Post-Exposure Bake	2 min @ Hotplate 124 min
g	Flutbelichten	Programm 21 Floodexposure - 34 sec

h	Entwicklung	AZ726 MIF für 55 sec
i	Spülung	Overflow für 10 min
j	Trocknung	Schleudern für 1 min
9	Mikroskop	Kontrolle auf Partikel und Struktur Lackflanken (min. 1 µm)
10	Metallisieren	Leybold Univex 450 - Vakuum < 1 × 10 ⁶ mbar 200 nm - 400 nm Titan
11	Liftoff	1.5 Tage in AZ100 Remover 1 Tag in Aceton optische Kontrolle der Struktur optional: Lift-off mit Sprühpistole
12	Endkontrolle	optische Kontrolle auf Lackreste und Partikel Schichtdickenkontrolle der Metallisierung: Profilometer Tencor P16

7.3.2 Leichtbautechnologie

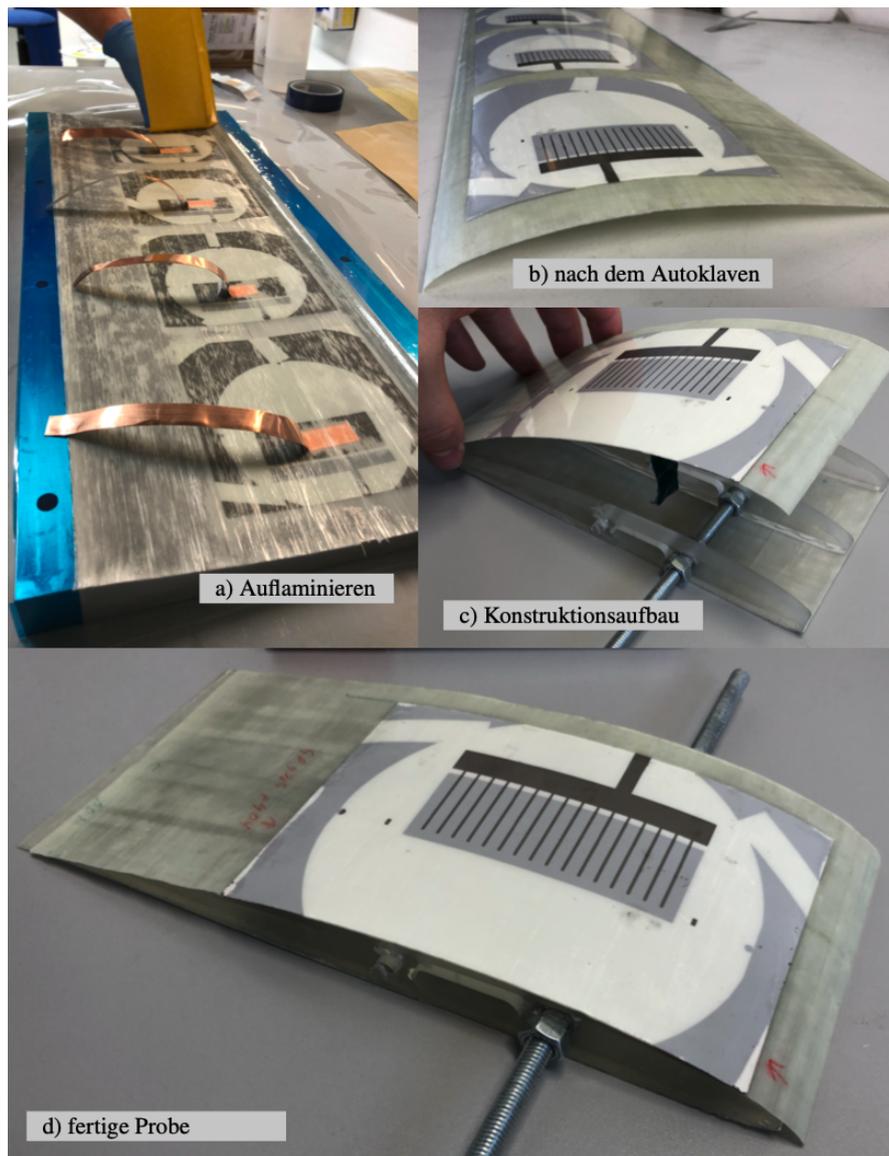


Abbildung 7.3: Aufbau der Proben für die Anti-Icing Messungen. (a) Auf die im Reinraum gefertigten SDBDs werden auf einer gefrästen Aluminiumplatte Glasfasermatten auf laminiert. (b) Die fertig ausgebackene Oberseite der Flügelgeometrie nach dem Autoklavenschritt. (c) Zusammensetzen der Ober- und Unterseite. (d) Die fertige, in einer GFK-Flügelgeometrie eingebettete SDBD-Probe.

7.4 Berechnung des Flächeninhalts

Der Flächeninhalt, welcher in Abb. 4.5 grau schraffiert dargestellt ist, ist proportional zur Leistung in einem Entladungszyklus. Es wurde ein Algorithmus implementiert, der aufeinanderfolgende Datenpunkte verbindet und daraus den aufgespannten Flächeninhalt berechnet. Verwendet wird die mathematische Flächensummenformel Gl. 7.14 für Polygone, welche auch Gauß'sche Trapezformel genannt wird:

$$A = \frac{1}{2} \left| \sum_{i=1}^{n-1} x_i y_{(i+1)} + \underbrace{x_n y_1}_{n \rightarrow 1} - \sum_{i=1}^{n-1} x_{(i+1)} y_i - \underbrace{x_1 y_n}_{n \leftarrow 1} \right| \quad (7.14)$$

In Gl. 7.14 wird die Transition zwischen Anfangs- und Enddatenpunkt durch $n \rightarrow 1$ bzw. $1 \leftarrow n$ dargestellt. Im Programm wurde die Formel folgendermaßen implementiert:

$$A = \frac{1}{2} \left| x_1 y_2 + x_2 y_3 + \dots + x_{(n-1)} y_n + \underline{x_n y_1} - x_2 y_1 - x_3 y_2 - \dots - x_n y_{(n-1)} - \underline{x_1 y_n} \right| \quad (7.15)$$

7.5 Quellcode

Der Quellcode, der in der Arbeit verwendeten Programme kann auf Github unter folgenden Links eingesehen werden:

<https://github.com/MaettLindner/phd-thesis-electrical-measurement>

<https://github.com/MaettLindner/phd-thesis-optical-measurement>

Kontakt: maett1990@googlemail.com

7.5.1 Algorithmus zur Auswertung der Plasmaausbreitung

Zu Beginn wurden alle aufgenommenen Bilder der Entladung² in einem Ordner gesammelt.

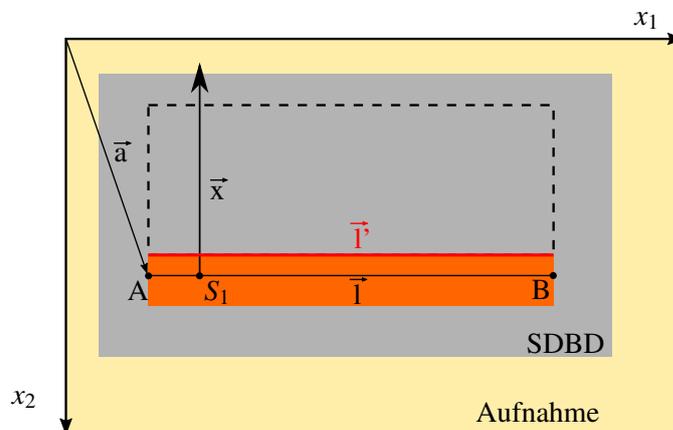


Abbildung 7.4: Skizze zur Erklärung des Programms. Zunächst muss per FIJI-Auswahlwerkzeug eine Linie l' gezogen werden, welche später für die Skalierung benötigt wird.

- { 1 } Nach der Ausführung des Programms (Umgebungslicht-Bild wird in der Fiji-GUI angezeigt) muss zunächst die lange Seite der 5 cm langen HV-Elektrode, an der das Plasma gezündet wird (l'), mit dem Linienauswahlwerkzeug von Fiji markiert werden. So erhält

²inkl. eines Bildes bei Umgebungslicht und 0 V- wichtig für die spätere Skalierung

das Programm die Anzahl der Pixel, welche 5 cm entsprechen, und kann den Skalierungsfaktor $\Omega = \frac{cm}{pixel}$ berechnen.

{2} Linie l in Abb. 7.4 erhält man durch Verschieben der in Schritt {1} gezeichneten Linie (mit der Maus unter Verwendung der Platzierungstaste von Fiji). Vershoben wird dabei parallel zur kurzen Elektrodenseite (hier: in x_2 -Richtung), sodass l ungefähr die lange Symmetrieachse der HV-Elektrode darstellt ($l' \parallel l$).

{3} Definiert man \vec{a} und \vec{b} als die Ursprungsvektoren zum Punkt A bzw. B und \vec{l} als eine Gerade von A nach B, so kann jeder Punkt S entlang \vec{l} ausgedrückt werden durch:

$$S := \vec{a} + \lambda(\vec{b} - \vec{a}) \quad \{\lambda \in \mathbb{R} | 0 < \lambda < 1\} \quad (7.16)$$

{4} Der Algorithmus führt insgesamt n_{max} (slice number) Profilplots durch, um daraus die durchschnittliche Plasmaausbreitung entlang der Elektrode abzuleiten. Die n_{max} -Ausgangspunkte $S_n \in \vec{l}$ für jeden Profilplot werden durch die Berechnung der einzelnen λ_n in Abhängigkeit vom slice-number-counter $n \in [0, 1, \dots, n_{max}]$ ermittelt:

$$\lambda_n = n \cdot \frac{1}{n_{max}} \quad (7.17)$$

{5} Der Richtungsvektor des Profilplots \vec{x} wird aus dem Richtungsvektor von \vec{l} berechnet. \vec{x} ist orthogonal zu \vec{l} , wenn für das Skalarprodukt $\vec{l} \bullet \vec{x} \stackrel{!}{=} 0$ gilt. Im Quellcode wurde dies durch Vertauschen der Vektorkomponenten und der Vorzeichenumkehr einer Komponente realisiert:

$$\vec{l} = (x_1, x_2) \perp \vec{x} = (x_2, -x_1) \quad (7.18)$$

Da es hierbei zwei Möglichkeiten gibt, ist zu beachten, dass ein Vektor \vec{x} mit falscher Orientierung durch visuelle Kontrolle ausgeschlossen werden muss. Die Ausführung des Algorithmus kann hierbei auf dem CPU-Bildschirm betrachtet werden.

{6} Für jeden Startpunkt S_n werden nun ein Profilplots in Richtung \vec{x} durchgeführt. Die Intensitätsprofile $[I^1, I^2, \dots, I^{max}]$ werden dann vom Programm ausgewertet, wobei jedes Intensitätsprofil aus einem Array besteht, bei dem jedem Pixelwert i ein Intensitätswert (0-255) zugeordnet ist.

$\chi^n(I^n)$ zählt die Pixel (entlang \vec{x}), die über einem bestimmten Schwellenwert (threshold th_{number}) für jede Profildarstellung I^n liegen und speichert das Ergebnis in einem Array $\chi = [\chi^1, \chi^2, \dots, \chi^{max}]$ für $\chi^n \in \mathbb{N}_0^+$:

$$\chi^n(I_{i+1}^n) = \begin{cases} \chi^n(I_i^n) + 1 & \text{falls } I_{i+1}^n \geq th_{number} \\ \chi^n(I_i^n) & \text{sonst} \end{cases}$$

{7} Die gemittelte Plasmaausbreitung \bar{x} erhält man durch Skalierung der gemittelten Anordnung $\bar{\chi} = (\chi^1 + \chi^2 + \dots) / n_{max}$ mit dem in Schritt {1} ermittelten Skalierungsfaktor:

$$\bar{x} \text{ [cm]} = \bar{\chi} \cdot \Omega \quad (7.19)$$

Schlussendlich exportiert das Programm den Dateinamen (angelegte Spannung), die mittlere Ausdehnung \bar{x} ³ und die Standardabweichung.

³vereinfacht als x bezeichnet

Die Schritte {1} - {5} wurden nur einmal mit dem Umgebungslichtbild durchgeführt, um eine korrekte Skalierung der Plasmaausbreitung zu erhalten. Durch Stapelverarbeitung (batch-processing) wurden die folgenden Schritte für jedes Bild durchgeführt, um zunächst die Ausbreitung des Plasmas senkrecht zur Elektrode in Pixel und danach - durch die Skalierung - in Millimeter zu erhalten.

Gemittelttes Intensitätsprofil

Das Programm zum Extrahieren eines gemittelten Intensitätsprofils über alle slices wurde verwendet, um daraus Informationen zu gewinnen, die zur späteren Wahl des Thresholds beigetragen haben. Aus Gründen der Vollständigkeit wird dieses Programm deswegen kurz erläutert.

Es wurde untersucht, wie sich die aufgezeichnete Intensität mit der angelegten Spannung und einer Änderung der Schichtdicke verändert. Die Schritte {1} - {6} sind ähnlich wie bei der Ermittlung der Plasmaausbreitung, jedoch wird in hier für jede Spannung ein mittleres Intensitätsprofil \bar{I} exportiert. Anzumerken ist, dass die Makrosprache IJM von Fiji keine mehrdimensionalen Arrays unterstützt, weshalb die Berechnung des mittleren Intensitätsprofils I durch eine elementweise Berechnung für jeder Eintrag des Arrays implementiert wurde.

$$\bar{I}_{n+1} = \frac{n \cdot \bar{I}_n + I_{n+1}}{n + 1} \quad (7.20)$$

7.6 Material

7.6.1 Oberflächenrauigkeit

Da für eine Interpretation der Ergebnisse eine Kenntnis über der Oberflächenrauigkeit der verwendeten Substrate unerlässlich ist, wurden mit dem Profilometer KLA Tencor P16 Messungen entlang der Oberfläche durchgeführt. Die Rauigkeit der Oberfläche ist in Abb. 7.5 für eine untersuchte Messdistanz von 0.5 μm dargestellt.

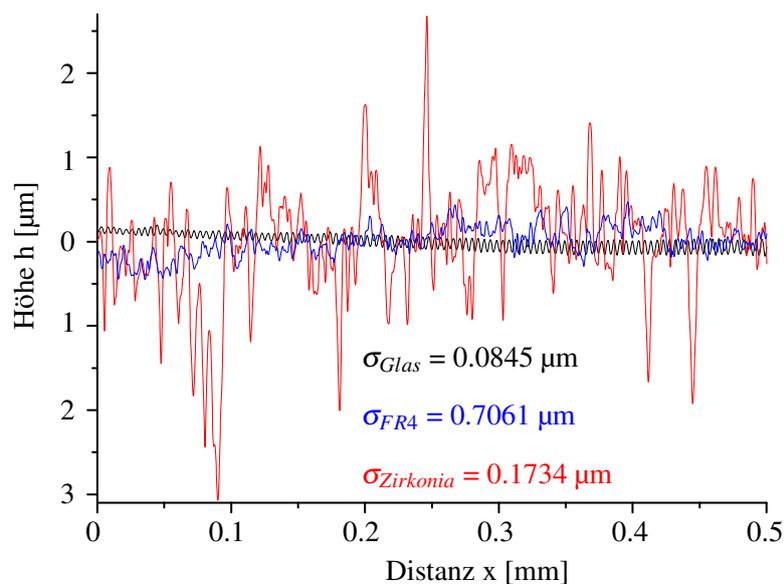


Abbildung 7.5: Profilometermessung der Oberflächenrauigkeit der drei für die Anti- und De-Icing Messung verwendeten Substrate.

7.6.2 Kapton CR vs Kapton HN

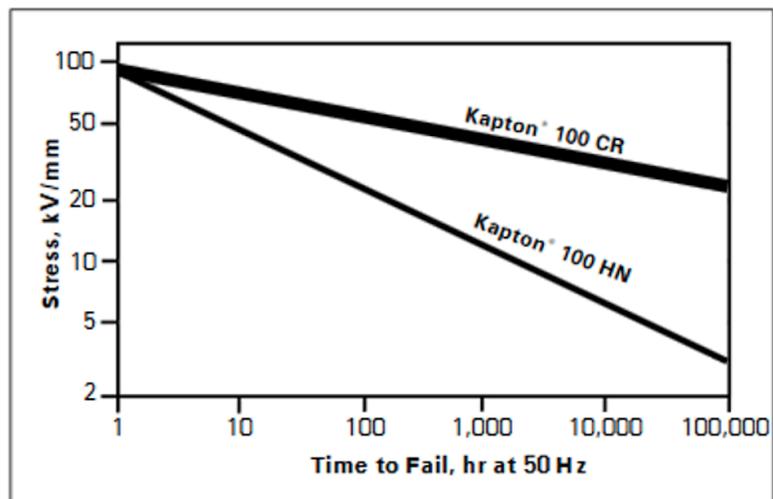


Abbildung 7.6: Vergleich der Corona-Resistenz von Kapton 100 CR mit Kapton 100 HN. Die Messungen wurden von DuPont, ABB Industries AG Switzerland und Siemens AG bezüglich IEC 343 durchgeführt [181].

Abkürzungsverzeichnis

AAV	engl.: Adjacent Averaging Smoothing
ABS	Acrylnitril-Butadien-Styrol
CFK	Kohlefaser-Kunststoff-Verbund
CMOS	engl.: Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
DBE, DBD	Dielektrische Barriereentladung
EBPVD	engl.: Electron-beam physical vapor deposition
EFD	Elektrofluiddynamik
ELWIT	engl.: Enabling Laminar Wing Technology
ESB	Ersatzschaltbild
FR-4	Leiterplattenbasismaterial
Ground	Masse(elektrode)
GFK	Glasfaser-Kunststoff-Verbund
HV	Hochspannung
iCORE	engl.: Icing and Contamination Research Facility
LCR-Meter	Messgerät
LTP	Niedertemperaturplasma
LWC	engl.: liquid water content
MEMS	engl.: Microelectromechanical systems
MVD	engl.: median volumetric diameter
PA	engl.: plasma actuator
PCB	engl.: printed circuit board
PU	Polyurethan
QV	Beziehung zwischen Ladung und Spannung
REM	Rasterelektronenmikroskop
RIE	Reaktives Ionenätzen
rms	quadratisches Mittel
SAW	Akustische Oberflächenwelle

SDBD	engl.: surface dielectric barrier discharge
SOFC	Festoxidbrennstoffzelle
ZIR	Zirkoniasubstrat
VDBD	engl.: volume dielectric barrier discharge

Al₂O₃	Aluminiumoxid
Cu	Kupfer
CuCl₂	Kupfer(II)-chlorid
CuO	Kupfer(II)-oxid
Co₂	Kohlenstoffdioxid
Cr	Chrom
FeCl₂	Eisen(II)-chlorid
FeCl₃	Eisen(III)-chlorid
H₂O	Wasser
Ni	Nickel
S₂O₈²⁻	Peroxodisulfation
Ti	Titan
W	Wolfram

Symbolverzeichnis

A	Plasma bzw. Entladungsfläche
α	Parameter aus dem ESB-Model [41]
$\alpha_{electrical}$	Elektrisch bestimmter Parameter des ESB-Modells [41]
$\alpha_{optical}$	Optisch bestimmter Parameter des ESB-Modells [41]
$\alpha_{27.7kV}$	Parameter α aus dem QV-Plot für 27.7 kV
C_0	Kapazität aus dem ESB-Model [41]
C'	Kapazität aus dem ESB-Model [41]
C_{cell}	Kaltkapazität
C_f	Reibungskoeffizient
C_P	Kapazität des Messkondensators
C_g	Gasspaltkapazität
C_d	Dielektrikumskapazität
C_L	Kapazität im linearen Regime
ΔC	relative Kapazitätsänderung
$\delta(x)$	Grenzschichtdicke
d_{diel}	Dielektrikumsdicke
d_{diel}	Elektroden dicke
Δ	Kontaktwinkel
div	Divergenz (auch: ∇)
λ_D	Debyelänge
ϵ_0	elektrische Feldkonstante
ϵ_r	relative Dielektrizitätskonstante
E_{th}	mittlere thermische Energie
e	Elementarladung
E_{total}	zeitabhängige Gesamtenergie
Γ	Kopplungsparameter
f	(Mess-)Frequenz
$i(t)$	zeitabhängiger Strom
I	Intensitätsprofil (Bildverarbeitung)
i	Pixelwert zwischen 0-255 (Bildverarbeitung)
j_R	Strom aus dem Ladungstransfer im Gasspalt
$j_g(t)$	zeitabhängiger Strom durch die Gasspaltkapazität
j_e	Elektronen-Stromdichte
k_B	Boltzmann-Konstante
L	Elektrodenlänge der SDBD
n_e, n_i	Ladungsträgerdichte von Elektronen bzw. Ionen
n	Aufzählungsplatzhalter, slice number
n_{max}	maximale slice number (Bildverarbeitung)
$\mathcal{O}(n)$	Laufzeit des Algorithmus skaliert linear
ω_P	Plasmafrequenz
Ω_P	Skalierungsfaktor (Bildverarbeitung)
ϕ	elektrisches Potential
Φ	potentielle Energie
P	Leistung
$P(t)$	Momentanleistung
P_{loss}	Verlustleistung
P_{plasma}	Plasmaleistung
P_{sys}	Systemleistung
P_{total}	Gesamtleistung

q_+, q_-	positive bzw. negative Ladungsträger
q_i	Ladung pro Segment
$Q(t)$	zeitabhängige Ladung
Q_{max}	maximaler Ladungswert
$(QV)_{max}$	Spannung am Messpunkt maximaler Ladung Q_{max}
dQ/dV	Ableitung der Ladung nach der Spannung
Re	Reynoldszahl
ρ	Dichte
R	Widerstand bzw. Blackboxelement
R_a	Oberflächenrauheit
S_n	Startpunkte für den Linescan (Bildverarbeitung)
σ	Standartabweichung d. Oberflächenrauheit bzw. el. Leitfähigkeit
T	Temperatur
T	Periodendauer
$\tan(\delta)$	Verlustfaktor
th_{number}	threshold-Zahl (Bildverarbeitung)
τ_w	Wandschubspannung
$U_d(t)$	zeitabhängiger Spannungsabfall über das Dielektrikum
U_f	Reibungsgeschwindigkeit
$U_g(t)$	zeitabhängige Gasspaltspannung
U_b, V_0	Zündspannung
U_{ext}	Löschspannung
U_{res}	Restwert der Gasspaltspannung
V_{exp}	Spannungsamplitude maximaler Effizienz (Anti-Icing)
V_{max}	maximale Spannungsamplitude
$V_P(t)$	Spannungsabfall am Messkondensator C_P
$V(t)$	zeitabhängige Spannung
V_L	kritische Spannungsamplitude
V_{pp}	peak-to-peak Spannungsamplitude
v	Windgeschwindigkeit
w_d	Höhe der viskosen Unterschicht
w	Breite der Elektrodenstruktur
X	Entladungslänge
x_0	Länge einer Elementarzelle
\bar{x}	gemittelte Plasmaausbreitung (Bildverarbeitung)
χ	Array mit den ausgewerteten Intensitätsprofilen I
χ_d	Parameter aus dem ESB-Model nach Peeters [89]
Δz	Stufenhöhe der Profilometermessung

Tabellenverzeichnis

2.1	Bestimmung der Fitkoeffizienten, siehe auch [41].	34
3.1	Übersicht der untersuchten Isolationsmaterialien	43
3.2	Der entwickelte Prozessplan des Autoklaven.	44
3.3	Übersicht der untersuchten Dielektrika	49
4.1	Die ermittelten Werte für die Permittivität und des Verlustwinkels der verwendeten Substrate. Anzumerken ist die Divergenz des Al_2O_3 -Substrates zum den theoretischen Wert von $\epsilon_r = 9-10$ [137].	65
4.2	Die mit der in Abb. 4.13 gezeigten Methode ermittelten Zündspannungen für die jeweiligen Schichtdicken.	75
4.3	Übersicht über die ermittelten Parameter basierend auf dem ESB-Modell [41]	88
5.1	Überblick über die im iCORE vermessenen dielektrischen Substrate	95
5.2	Die Tabelle zeigt die Parameter des iCORE Experiments, die angelegte Spannung (V_{rms}), die gemessene Leistung skaliert auf die Elektrodenlänge (P/L), die eingestellte Windgeschwindigkeit (v) und die Lufttemperatur (T). * Abgeleitet aus Messungen bei Laborbedingungen.	100
5.3	ergleich der Leistungsdaten verschiedener Anti-Icing Technologien mit den gegenwärtigen Ergebnissen	107
7.1	Prozessplan für den Glas-SDBD/PA	124
7.2	Prozessplan für den Zirkonia-SDBD/PA	126

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematischer Aufbau eines Plasma Aktuators und dessen Strömungsprofil . .	1
1.2	Strömungsprofil an einer ebenen Platte	2
2.1	Veranschaulichung der Debye-Länge	5
2.2	Einordnung verschiedener Plasmen	9
2.3	Übersicht über eine Auswahl verschiedener geometrischer Anordnungen einer DBD	11
2.4	Schematischer Aufbau der Erzeugung von Niedertemperaturplasma mit einem Piezokristall	12
2.5	Plot der Paschen-Kurve nach Gl. 2.27 für Helium, Stickstoff und Wasserstoff mit den Werten aus [77]. Die Zündspannung V_0 ist von der Gasart abhängig, sowie vom Produkt des Gasdrucks p und d , der Breite des Entladungsspalts.	14
2.6	Darstellung einer dielektrischen Barriereentladung	15
2.7	Bestimmung der Ladung über den Spannungsabfall am Messkondensator C_P . .	17
2.8	Oszilloskopbilder von Manley	18
2.9	Interpretierte Darstellung der klassischen Ladungs-Spannungs-Kennlinie	19
2.10	Skizzierte Darstellung gemessener QV-Plots mit den zugehörigen Anregungsspannungen	21
2.11	Einfaches Ersatzschaltbild eines DBDs von Lomaev [83] und Liu et al. [85] . .	21
2.12	Bestimmung von C_{cell} und C_d mit der vorgeschlagenen $(QV)_{max}$ -Methode aus den Daten von [87]	24
2.13	Bestimmung von C_{cell} und C_d mit der vorgeschlagenen $(QV)_{max}$ -Methode aus den Daten von [87]	24
2.14	Die Messung und Berechnung der Gesamtenergie bzw. der Momentanenergie $E(t)$ eines DBDs	26
2.15	Schematische Darstellung von DBD-Geometrien mit einer nicht konstanten Kapazität in der aktiven Entladungsphase	27
2.16	QV-Plot eines SDBDs	28
2.17	Elektroden Ersatzschaltbild für SDBDs	30
2.18	QV-Diagramm eines SDBDs von Pipa et al. [41]	31
2.19	Schematische Darstellung der Energieberechnung	35
2.20	Die im SDBD umgewandelte Energie als Funktion der angelegten Spannung . .	37
3.1	Makrotechnologisch hergestellter SDBD mit aufgeklebten Kupferelektroden . .	39
3.2	Schematische Übersicht über die mikrotechnologischen Herstellungsprozesse .	41
3.3	Skizzierte Darstellung der Einbettung in Glas- und Kohlefaser verstärkten Kunststoff	44
3.4	Einbettung MEMS-gefertigter Komponenten in die Faserverbundstoffe GFK und CFK	45
3.5	Gemessenes Höhenprofil des Übergangs CFK zu Borofloat-Glas	46
3.6	Versuchsaufbau der Erosionsstudie für verschiedene Materialien	50
3.7	Erosionsstudie, um ein geeignetes Material für die SDBD-Elektroden zu finden	51
3.8	Unterschiedlich strukturierte Hochspannungselektroden, welche im Rahmen der geometrisch bedingten Erosionsstudie untersucht wurden	53

3.9	Lichtmikroskopbilder, die den zeitlichen Verlauf der geometriebedingten Erosionsstudie wiedergeben	54
3.10	Mit dem Lichtmikroskop aufgezeichnete Bilder, die den zeitlichen Verlauf der geometriebedingten Erosionsstudie wiedergeben	55
3.11	REM-Aufnahmen von drei Elektrodengeometrien nach einer Betriebszeit von einer Stunde	57
4.1	Induktive Messmethode	59
4.2	Ein Oszilloskopbild, bei dem der Messbereich der Spule auf die Grundwelle eingestellt ist	60
4.3	Oszilloskopbild, bei dem der Messbereich so gewählt wurde, dass auch die Mikroentladungen in ihrer Amplitude aufgelöst werden können	61
4.4	Kapazitive Messmethode	62
4.5	QV-Plot eines SDBDs	63
4.6	Worst-Case Abschätzung der dielektrischen Verlustleistung eines SDBDs	64
4.7	Messsetup zur Abschätzung der Permittivität ϵ_r und des Verlustwinkels δ der verwendeten Substrate	65
4.8	Der optische Messaufbau	67
4.9	Skizze zur Erfassung der mittleren Plasmaausbreitung	69
4.10	Benchmarking der slice number n	69
4.11	Benchmarking des Schwellwerts th_{number}	70
4.12	Schematische Darstellung der Entladung und ein aufgenommenes Entladungsbild	71
4.13	Aufgenommene Bilder bei verschiedenen Spannungsamplituden	74
4.14	Die gemessene Spannungs-Leistungsbeziehung für die in Abb. 4.8 vermessene SDBD-Geometrie für vier verschiedenen Substratdicken	75
4.15	Eine detailliertere Betrachtung der gemessenen Spannungs-Leistungsbeziehung für die vier gemessenen SDBD Schichtdicken	76
4.16	Mit der Spiegelreflexkamera aufgenommene Entladungsfotos	77
4.17	Die Grafik zeigt, die mit der Formel für den idealen Kondensator berechnete relative Kapazitätsänderung ΔC , aufgetragen gegen die Spannungsamplitude für beide thresholds	78
4.18	QV-Plots des 4 Layer SDBDs für verschiedene Operationsspannungen	79
4.19	QV-Plots des 4 Layer SDBDs für Operationsspannungen im linearen Regime	80
4.20	Darstellung der Ladungsableitung des 4 Layer SDBDs gegen die Entladungszeit nach der Methode von Kriegseis et al. [91]	82
4.21	Der bow tie Plot stellt die Auftragung der Ladungsableitung gegen die angelegte Spannung im zeitlichen Verlauf dar	83
4.22	Der bow tie Plot für verschiedene Operationsspannungen	85
4.23	Die gemessenen Leistungsdaten, welche mit der Gleichung 2.83 des ESB-Modells [41] gefittet wurden	88
5.1	Der verwendete Vereisungs-Windkanal iCORE	90
5.2	Schematischer Aufbau der Wind-Eiskanal Messung	91
5.3	Eine Skizze der SDBD-Geometrie und ein Foto eines SDBDs mit der Geometrie G2	93
5.4	REM-Bilder, der mittels PCB-Technologie gefertigten Elektroden im Vergleich zu mikrotechnologisch hergestellten Elektroden	94
5.5	Fotos der Plasmazündung und Ausbreitung für den Glas SDBD bei verschiedenen Spannungsamplituden	95
5.6	Fotos der Plasmazündung und Ausbreitung für den Zirkonia SDBD bei verschiedenen Spannungsamplituden	96

5.7	Die verbrauchte red. Leistung für den FR-4 und den Glas SDBDs, gemessen für verschiedene Betriebsspannungen	97
5.8	Die gemessene Spannung-Leistungs-Beziehung der Zirkonia SDBDs	98
5.9	Die Abbildung zeigt den Arrheniusgraph der elektrischen Leitfähigkeit für die verwendeten Substrate	99
5.10	Kontaktwinkelmessungen der verschiedenen Substrate, welche aus Dielektrikum für die SDBDs verwendet wurden	100
5.11	Fotos des Anti-Icing Experiments mit den drei untersuchten Materialien, aufgenommen aus der Draufsicht mit der Bildverarbeitungskamera	101
5.12	Ein Vergleich beider Geometrien G1(a) & G2(b) aus Abb. 5.3 nach 10 min Vereisung im iCORE	103
5.13	Die zeitliche Entwicklung der Vereisung des Glas SDBD	104
5.14	Bilder von De-Icing Experiment für den Glas SDBD	105
5.15	Bilder von De-Icing Experiment für den Zirkonia SDBD	106
5.16	Übersicht über die eingeführten Leistungsbegriffe	108
5.17	Wirkungsmechanismen bzw. Operationsmodi eines möglichen SDBD Anti-Icing Systems	109
6.1	Der QV-Plot aus der Publikation von Wilde et al. [94]	110
6.2	Ein detaillierterer Ausschnitt aus Abb. 4.23 um den Amplitudenbereich der Zündspannung	111
6.3	Das angepasste einfache Ersatzschaltbild für einen SDBD mit linearem Regime	112
6.4	Fotos und threshold Bilder über die vier gemessenen Schichtdicken für verschiedene Spannungsamplituden	113
6.5	Möglichkeiten der Optimierung eines zukünftigen SDBD Anti-Icing Systems	117
6.6	Demonstration des Konzepts einer lokalen Hochspannungserzeugung durch einem Piezotransformator	118
7.1	Geschwindigkeitsprofil und Übergang von laminarer zur turbulenter Strömung an einer ebenen Platte mit rot eingezeichneter Grenzschicht	120
7.2	Darstellung der Höhe der viskosen Unterschicht für die Parameter Lauflänge und Strömungsgeschwindigkeit.	122
7.3	Aufbau der Proben für die Anti-Icing Messungen	128
7.4	Programmskizze	129
7.5	Profilometermessung der Oberflächenrauigkeit der drei für die Anti- und De-Icing Messung verwendeten Substrate.	131
7.6	Vergleich der Corona-Resistenz von Kapton 100 CR mit Kapton 100 HN	132

Literatur

- [1] Ulrich Hüp und Christina Pastor Brandt. „Entwicklung im Luftverkehr“. In: *Luftverkehrsanlagen*. Springer, 2022, S. 1–26.
- [2] Johann Schäffler. „Die künftige Entwicklung des Energieverbrauchs im Luftverkehr“. In: *Zukunft der Energieversorgung*. Springer, 2003, S. 169–175.
- [3] Reinhard Mahnke, Jevgenijs Kaupužs und Martins Brics. „Air traffic, boarding and scaling exponents“. In: *Traffic and Granular Flow'13*. Springer, 2015, S. 305–314.
- [4] Heinrich Mensen. „Entwicklung des Luftverkehrs“. In: *Handbuch der Luftfahrt*. Springer, 2013, S. 25–67.
- [5] D Cecere, E Giacomazzi und A Ingenito. „A review on hydrogen industrial aerospace applications“. In: *International journal of hydrogen energy* 39.20 (2014), S. 10731–10747.
- [6] Mengzhe Li u. a. „Advances in plasma-assisted ignition and combustion for combustors of aerospace engines“. In: *Aerospace Science and Technology* 117 (2021), S. 106952.
- [7] Yiguang Ju und Wenting Sun. „Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 48 (2015), S. 21–83.
- [8] Jude A Okolie u. a. „Futuristic applications of hydrogen in energy, biorefining, aerospace, pharmaceuticals and metallurgy“. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 46.13 (2021), S. 8885–8905.
- [9] Igor Adamovich u. a. „The 2022 Plasma Roadmap: low temperature plasma science and technology“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 55.37 (2022), S. 373001.
- [10] Biao Wei u. a. „SDBD based plasma anti-icing: A stream-wise plasma heat knife configuration and criteria energy analysis“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 138 (Aug. 2019), S. 163–172. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.04.051.
- [11] B Bigot. „Progress toward ITER’s first plasma“. In: *Nuclear Fusion* 59.11 (2019), S. 112001.
- [12] Colin Windsor. *Can the development of fusion energy be accelerated? An introduction to the proceedings*. 2019.
- [13] Danhua Mei und Xin Tu. „Atmospheric Pressure Non-Thermal Plasma Activation of CO₂ in a Packed-Bed Dielectric Barrier Discharge Reactor“. In: *ChemPhysChem* 18.22 (2017), S. 3253–3259.
- [14] Alp Ozkan u. a. „DBD in burst mode: solution for more efficient CO₂ conversion?“ In: *Plasma Sources Science and Technology* 25.5 (2016), S. 055005.
- [15] Alp Ozkan u. a. „How do the barrier thickness and dielectric material influence the filamentary mode and CO₂ conversion in a flowing DBD?“ In: *Plasma Sources Science and Technology* 25.4 (2016), S. 045016.
- [16] Adwek George u. a. „A Review of Non-Thermal Plasma Technology: A novel solution for CO₂ conversion and utilization“. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 135 (2021), S. 109702.

- [17] J Roth, Daniel Sherman und Stephen Wilkinson. „Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma“. In: *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 1998, S. 328.
- [18] J Roth u. a. „Flow re-attachment and acceleration by paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic (EHD) effects“. In: *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2003, S. 531.
- [19] Eric Moreau. „Airflow control by non-thermal plasma actuators“. In: *Journal of physics D: applied physics* 40.3 (2007), S. 605.
- [20] Jochen Kriegseis, Bernhard Simon und Sven Grundmann. „Towards in-flight applications? A review on dielectric barrier discharge-based boundary-layer control“. In: *Applied Mechanics Reviews* 68.2 (2016), S. 020802. DOI: 10.1115/1.4033570.
- [21] Anthony Tang u. a. „Empirical Relations for Discharge Current and Momentum Injection in DBD Plasma Actuator“. In: *Journal of physics D, Applied physics DOI* 10 (2021), S. 1361–6463.
- [22] Shintaro Sato u. a. „Development of a flexible dielectric-barrier-discharge plasma actuator fabricated by inkjet printing using silver nanoparticles-based ink“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* (2021), S. 112823. DOI: 10.1016/j.sna.2021.112823.
- [23] Matthias G Lindner u. a. „Fabrication, surface integration and testing of miniaturized dielectric barrier discharge plasma actuators for active flow control applications“. In: *AIAA Aviation 2019 Forum*. 2019, S. 2998. DOI: 10.2514/6.2019-2998.
- [24] Matthias G Lindner u. a. „Aircraft Icing Mitigation by DBD-based Micro Plasma Actuators“. In: *AIAA AVIATION 2020 FORUM*. 2020, S. 3243. DOI: 10.2514/6.2020-3243.
- [25] Dominik J Berndt u. a. „Realization of Multifunctional Surfaces Containing MEMS-based DBD Plasma Actuators and Biomimetic Structures for Flow Manipulation“. In: *AIAA Aviation 2019 Forum*. 2019, S. 2999. DOI: 10.2514/6.2019-2999.
- [26] Rüdiger Hink u. a. „Influence of dielectric thickness and electrode structure on the ion wind generation by micro fabricated plasma actuators“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 53.40 (2020), S. 405201. DOI: 10.1088/1361-6463/ab96ea.
- [27] Burak Karadag, Cem Kolbakir und Ahmet Selim Durna. „Plasma actuation effect on a NACA 4412 airfoil“. In: *Aircraft Engineering and Aerospace Technology* (2021).
- [28] Nicolas Benard u. a. „Airflow reattachment along a NACA 0015 airfoil by surfaces dielectric barrier discharge actuator: Time-resolved particle image velocimetry investigation“. In: *4th Flow Control Conference*. 2008, S. 4202.
- [29] Mohammad Reza Pendar und Jose Pascoa. „Study of the Plasma Actuator Effect on the Flow Characteristics of an Airfoil: An LES Investigation“. In: *SAE International Journal of Advances and Current Practices in Mobility* 3.2021-01-0016 (2021), S. 1206–1215.
- [30] Khalid Khalil, Salvatore Asaro und André Bauknecht. „Active flow control devices for wing load alleviation“. In: *Journal of Aircraft* 59.2 (2022), S. 458–473.
- [31] Wen Xu u. a. „Aerodynamic performance improvement analysis of Savonius Vertical Axis Wind Turbine utilizing plasma excitation flow control“. In: *Energy* 239 (2022), S. 122133.
- [32] Jianyang Yu u. a. „Experimental study on the plasma actuators for the tip leakage flow control in a turbine cascade“. In: *Aerospace Science and Technology* 121 (2022), S. 107195.
- [33] John A Cooney, Christopher Szlatenyi und Neal E Fine. „The development and demonstration of a plasma flow control system on a 20 kW wind turbine“. In: *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*. 2016, S. 1302.

- [34] Kendall Dennis, Yildirim Suzen und Nihan Uygun. „Simulations of plasma flow control in low-pressure turbines“. In: *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2008, S. 543.
- [35] Hermann Schlichting und Klaus Gersten. *Grenzschicht-theorie*. Springer-Verlag, 2006.
- [36] Ma Hui, Zhang Dalin, Meng Fanxin u. a. „Experiment of Electro-thermal Anti-icing on a Composite Assembly“. In: *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica* 34.7 (2013). DOI: 10.7527/S1000-6893.2013.0320.
- [37] Xuanshi Meng u. a. „Experimental Study of Anti-icing and Deicing on a Cylinder by DBD plasma actuation“. In: *47th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*. 2016, S. 4019. DOI: 10.2514/6.2016-4019.
- [38] Xuanshi Meng u. a. „Mechanism study of coupled aerodynamic and thermal effects using plasma actuation for anti-icing“. In: *Physics of Fluids* 31.3 (2019), S. 037103. DOI: 10.1063/1.5086884.
- [39] Cem Kolbakir u. a. „An experimental study on different plasma actuator layouts for aircraft icing mitigation“. en. In: *Aerospace Science and Technology* 107 (Dez. 2020), S. 106325. DOI: 10.1016/j.ast.2020.106325.
- [40] Félix Salazar und Alberto Barrientos. „Surface roughness measurement on a wing aircraft by speckle correlation“. In: *Sensors* 13.9 (2013), S. 11772–11781.
- [41] Andrei V. Pipa u. a. „Dependence of dissipated power on applied voltage for surface barrier discharge from simplest equivalent circuit“. en. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29.12 (2020). Publisher: IOP Publishing, 12LT01. DOI: 10.1088/1361-6595/abc415.
- [42] M Lindner u. a. „Expansion of surface barrier discharge scrutinized“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 31.10 (2022), S. 105018.
- [43] Wilfrid A Nixon und Anissa D Williams. „A guide for selecting anti-icing chemicals, version 1.0“. In: *IHR Technical Rep* 420 (2001).
- [44] Jürgen Meichsner u. a. *Nonthermal plasma chemistry and physics*. CRC press Boca Raton, 2013.
- [45] Alexander Piel. *Plasma physics: an introduction to laboratory, space, and fusion plasmas*. Springer, 2017.
- [46] Yuri P Raizer und John E Allen. *Gas discharge physics*. Bd. 1. Springer, 1991.
- [47] Dieter Meschede. *Gerthsen physik*. Springer, 2006.
- [48] Harold M Mott-Smith. „History of “plasmas”“. In: *Nature* 233.5316 (1971), S. 219–219.
- [49] Hartmut Zohm und J Stober. „Plasmaphysik I“. In: *Vorlesung (WS 2010/2011)*. 2010.
- [50] A von Keudell. „Einführung in die Plasmaphysik“. In: *Vorlesungsskript, Ruhr-Universität Bochum* (2012).
- [51] Ernst Doering, Herbert Schedwill und Martin Dehli. *Grundlagen der Technischen Thermodynamik: Lehrbuch für Studierende der Ingenieurwissenschaften*. Springer-Verlag, 2016.
- [52] Ioana Luciu u. a. „Low and atmospheric pressure plasma treatment of natural textile fibers“. In: *2008 23rd International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*. Bd. 2. IEEE. 2008, S. 499–502.
- [53] Ronny Brandenburg. „Dielectric barrier discharges: progress on plasma sources and on the understanding of regimes and single filaments“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 26.5 (2017), S. 053001.

- [54] Werner von Siemens. „Ueber die elektrostatische Induction und die Verzögerung des Stroms in Flaschendröhren“. In: *Poggendorfs Ann. Phys. Chem* 102 (1857), S. 66–122.
- [55] Théodore Du Moncel. *Notice sur l'appareil d'induction électrique de Ruhmkorff*. (Hachette et Cie Publishers, 1855).
- [56] Thomas C. Manley. „The electric characteristics of the ozonator discharge“. In: *Transactions of the electrochemical society* 84.1 (1943), S. 83.
- [57] Kamel Nassour u. a. „Comparative experimental study between surface and volume DBD ozone generator“. In: *Ozone: Science & Engineering* 38.1 (2016), S. 70–76.
- [58] Annemie Bogaerts u. a. „The 2020 plasma catalysis roadmap“. In: *Journal of physics D: applied physics* 53.44 (2020), S. 443001.
- [59] Igor Adamovich u. a. „The 2017 Plasma Roadmap: Low temperature plasma science and technology“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 50.32 (2017), S. 323001.
- [60] PJ Bruggeman u. a. „Plasma–liquid interactions: a review and roadmap“. In: *Plasma sources science and technology* 25.5 (2016), S. 053002.
- [61] ULRICH Kogelschatz. „Collective phenomena in volume and surface barrier discharges“. In: *Journal of Physics: Conference Series*. Bd. 257. 1. IOP Publishing, 2010, S. 012015.
- [62] Amanda M Lietz und Mark J Kushner. „Electrode configurations in atmospheric pressure plasma jets: production of reactive species“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 27.10 (2018), S. 105020.
- [63] Gregory Fridman u. a. „Blood coagulation and living tissue sterilization by floating-electrode dielectric barrier discharge in air“. In: *Plasma Chemistry and plasma processing* 26.4 (2006), S. 425–442.
- [64] Valentin I Gibalov und Gerhard J Pietsch. „Dynamics of dielectric barrier discharges in different arrangements“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 21.2 (2012), S. 024010.
- [65] Matthias Lindner u. a. „Icing Mitigation by MEMS-Fabricated Surface Dielectric Barrier Discharge“. In: *Applied Sciences* 11.23 (2021). ISSN: 2076-3417. DOI: 10.3390/app112311106. URL: <https://www.mdpi.com/2076-3417/11/23/11106>.
- [66] S Akutsu Masuda, K Kuroda und M Awatsu. „A. and Shibuya, Y. A ceramic-based ozonizer using high-frequency discharge“. In: *IEEE Trans. Ind. Appl* 24 (1988), S. 223–231.
- [67] M Černák und D Kováčik. „Ráhel’J., St’ahel P., Zahoranová A., Kubincová J., et al., Generation of a high-density highly non-equilibrium air plasma for high-speed large-area flat surface processing“. In: *Plasma Phys. Control. Fusion* 53.12 (2011), S. 124031.
- [68] Haruo Itoh, K Teranishi und S Suzuki. „Discharge plasmas generated by piezoelectric transformers and their applications“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 15.2 (2006), S51.
- [69] Michael J Johnson und David B Go. „Piezoelectric transformers for low-voltage generation of gas discharges and ionic winds in atmospheric air“. In: *Journal of Applied Physics* 118.24 (2015), S. 243304.
- [70] Helmut Krasa u. a. „Aerosol charging with a piezoelectric plasma generator“. In: *Plasma* 4.3 (2021), S. 377–388.
- [71] Ronny Brandenburg u. a. „Diffuse barrier discharges in nitrogen with small admixtures of oxygen: discharge mechanism and transition to the filamentary regime“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 38.13 (2005), S. 2187.

- [72] Satiko Okazaki u. a. „Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen and nitrogen at atmospheric pressure using a 50 Hz source“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 26.5 (1993), S. 889.
- [73] H-E Wagner u. a. „The barrier discharge: basic properties and applications to surface treatment“. In: *Vacuum* 71.3 (2003), S. 417–436.
- [74] JS Townsend. „Discharge Tubes“. In: *Electricity in Gases*. Clarendon Press, 1915.
- [75] Torsten Fließbach. *Elektrodynamik: Lehrbuch zur Theoretischen Physik II*. Bd. 2. Springer-Verlag, 2012.
- [76] HE Wagner, Yu V Yurgelenas und R Brandenburg. „The development of microdischarges of barrier discharges in N₂/O₂ mixtures—experimental investigations and modeling“. In: *Plasma physics and controlled fusion* 47.12B (2005), B641.
- [77] Michael A Lieberman und Alan J Lichtenberg. *Principles of plasma discharges and materials processing*. John Wiley & Sons, 2005.
- [78] Andrei V Pipa und Ronny Brandenburg. „The equivalent circuit approach for the electrical diagnostics of dielectric barrier discharges: The classical theory and recent developments“. In: *Atoms* 7.1 (2019), S. 14. DOI: 10.3390/atoms7010014.
- [79] AV Pipa u. a. „The simplest equivalent circuit of a pulsed dielectric barrier discharge and the determination of the gas gap charge transfer“. In: *Review of Scientific Instruments* 83.11 (2012), S. 115112.
- [80] Friedrich Paschen. *Ueber die zum funkenübergang in luft: wasserstoff und kohlendioxid bei verschiedenen drucken erforderliche potentialdifferenz...* JA Barth, 1889.
- [81] Ronny Brandenburg u. a. „The transition between different modes of barrier discharges at atmospheric pressure“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 42.8 (2009), S. 085208.
- [82] Zolkafle Buntat, JE Harry und IR Smith. „Generation of a homogeneous glow discharge in air at atmospheric pressure“. In: *Leakage current of surface discharge on electrical tracking phenomena* (2007), S. 53.
- [83] MI Lomaev. „Determination of energy input in barrier discharge excilamps“. In: *ATMOSPHERIC AND OCEANIC OPTICS C/C OF OPTIKA ATMOSFERY I OKEANA* 14.11 (2001), S. 1005–1008.
- [84] RP Mildren und RJ Carman. „Enhanced performance of a dielectric barrier discharge lamp using short-pulsed excitation“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 34.1 (2001), S. L1.
- [85] Shuhai Liu und Manfred Neiger. „Excitation of dielectric barrier discharges by unipolar submicrosecond square pulses“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 34.11 (2001), S. 1632.
- [86] NK Bibinov, AA Fateev und K Wiesemann. „Variations of the gas temperature in He/N₂ barrier discharges“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 10.4 (2001), S. 579.
- [87] AV Pipa u. a. „Experimental determination of dielectric barrier discharge capacitance“. In: *Review of Scientific Instruments* 83.7 (2012), S. 075111.
- [88] AV Pipa, T Hoder und R Brandenburg. „On the role of capacitance determination accuracy for the electrical characterization of pulsed driven dielectric barrier discharges“. In: *Contributions to Plasma Physics* 53.6 (2013), S. 469–480.

- [89] F J J Peeters und M C M van de Sanden. „The influence of partial surface discharging on the electrical characterization of DBDs“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 24.1 (9. Dez. 2014), S. 015016. ISSN: 0963-0252, 1361-6595. DOI: 10.1088/0963-0252/24/1/015016. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0963-0252/24/1/015016> (besucht am 26. 11. 2020).
- [90] T Butterworth und RWK Allen. „Plasma-catalyst interaction studied in a single pellet DBD reactor: dielectric constant effect on plasma dynamics“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 26.6 (2017), S. 065008.
- [91] J. Kriegseis, S. Grundmann und C. Tropea. „Power consumption, discharge capacitance and light emission as measures for thrust production of dielectric barrier discharge plasma actuators“. In: *Journal of Applied Physics* 110.1 (Juli 2011), S. 013305. ISSN: 0021-8979, 1089-7550. DOI: 10.1063/1.3603030. URL: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3603030> (besucht am 26. 11. 2020).
- [92] Jérôme Pons, Eric Moreau und Gérard Touchard. „Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties and induced airflow characteristics“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 38.19 (7. Okt. 2005), S. 3635–3642. ISSN: 0022-3727, 1361-6463. DOI: 10.1088/0022-3727/38/19/012. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/38/19/012> (besucht am 26. 11. 2020).
- [93] Bangfa Peng u. a. „Evolution of three-electrode pulsed surface dielectric barrier discharge: primary streamer, transitional streamer and secondary reverse streamer“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29.3 (11. März 2020), S. 035018. ISSN: 1361-6595. DOI: 10.1088/1361-6595/ab6f23. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6595/ab6f23> (besucht am 26. 11. 2020).
- [94] Nicholas D Wilde u. a. „A model of surface dielectric barrier discharge power“. In: *Applied Physics Letters* 118.15 (2021), S. 154102.
- [95] Dmitriy Orlov und Thomas Corke. „Numerical Simulation of Aerodynamic Plasma Actuator Effects“. In: *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 10. Jan. 2005. ISBN: 978-1-62410-064-2. DOI: 10.2514/6.2005-1083. URL: <http://arc.aiaa.org/doi/10.2514/6.2005-1083> (besucht am 26. 11. 2020).
- [96] Maxime Forte u. a. „Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control“. In: *Experiments in Fluids* 43.6 (2007), S. 917–928. DOI: 10.1007/s00348-007-0362-7.
- [97] Binjie Dong u. a. „Experimental study of a DBD surface discharge for the active control of subsonic airflow“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 41.15 (2008), S. 155201.
- [98] Yu Akishev u. a. „Spatial-temporal development of a plasma sheet in a surface dielectric barrier discharge powered by a step voltage of moderate duration“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 22.1 (11. Dez. 2012), S. 015004. ISSN: 0963-0252, 1361-6595. DOI: 10.1088/0963-0252/22/1/015004. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0963-0252/22/1/015004> (besucht am 26. 11. 2020).
- [99] Tomáš Hoder, Petr Synek und Jan Voráč. „Charge transfer equilibrium in surface barrier discharge: continuous current and negative ion-driven ionisation wave“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 28.10 (29. Okt. 2019), S. 105016. ISSN: 1361-6595. DOI: 10.1088/1361-6595/ab4b91. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6595/ab4b91> (besucht am 26. 11. 2020).

- [100] Bangdou Huang u. a. „Surface ionization wave propagation in the nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge: the influence of dielectric material and pulse repetition rate“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29.4 (26. März 2020), S. 044001. ISSN: 1361-6595. DOI: 10.1088/1361-6595/ab7854. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6595/ab7854> (besucht am 26. 11. 2020).
- [101] Ingo Morgenstern und D Würtz. „Simulated Annealing for “spin-glass-like” optimization problems“. In: *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* 67.3 (1987), S. 397–403.
- [102] Nicole M. Houser u. a. „Microfabrication of dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 201 (2013), S. 101–104. DOI: 10.1016/j.sna.2013.06.005.
- [103] Elisa Pescini u. a. „Electrode material degradation monitoring for durable dielectric barrier discharge plasma actuators manufacturing“. In: *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*. 2016, S. 0196. DOI: 10.2514/6.2016-0196.
- [104] I Selivonin und I Moralev. „Microdischarges properties in sDBD: the role of the exposed electrode oxidation“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 30.3 (2021), S. 035005.
- [105] Ryan Durscher und Subrata Roy. „Three-dimensional flow measurements induced from serpentine plasma actuators in quiescent air“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 45.3 (2012), S. 035202. DOI: 10.1088/0022-3727/45/3/035202.
- [106] Tian Yongqiang u. a. „Experimental study of an anti-icing method over an airfoil based on pulsed dielectric barrier discharge plasma“. In: *Chinese Journal of Aeronautics* 31.7 (2018), S. 1449–1460. DOI: 10.1016/j.cja.2018.05.008.
- [107] Jack Ou u. a. „A low-cost PCB fabrication process“. In: *2014 IEEE 64th Electronic Components and Technology Conference (ECTC)*. IEEE. 2014, S. 2159–2162.
- [108] Titus Rinke und Christian Koch. *Fotolithografie*. MicroChemicals GmbH, 2017. ISBN: 9783981878202.
- [109] Kamel Nassour u. a. „New hybrid surface–volume dielectric barrier discharge reactor for ozone generation“. In: *IEEE Transactions on Industry Applications* 53.3 (2017), S. 2477–2484.
- [110] Takahiro Ukai u. a. „Temporal variation of the spatial density distribution above a nanosecond pulsed dielectric barrier discharge plasma actuator in quiescent air“. In: *Physics of Fluids* 30.11 (2018), S. 116106.
- [111] Fredrico Rodrigues, Jose Pascoa und Michele Trancossi. „Heat generation mechanisms of DBD plasma actuators“. In: *Experimental thermal and fluid science* 90 (2018), S. 55–65. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2017.09.005.
- [112] Costas Soutis. „Carbon fiber reinforced plastics in aircraft construction“. In: *Materials Science and Engineering: A* 412.1-2 (2005), S. 171–176.
- [113] Marco Romano u. a. „Experimental investigation of energy dissipation properties of fibre reinforced plastics with hybrid layups under high-velocity impact loads“. In: *Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering* 64.1 (2014), S. 5–19.
- [114] Dominik Berndt u. a. „Miniaturized Plasma Actuator Flow Measurements by MEMS-Based Thermal Conductivity Sensors“. In: *Multidisciplinary Digital Publishing Institute Proceedings*. Bd. 2. 13. 2018, S. 939.

- [115] Christian Weimer u. a. „Increasing the productivity of CFRP production processes by robustness and reliability enhancement“. In: *CAMX 2016—The composites and advanced materials expo and conference. Airbus Group Innovations, 81663 Munich, Germany; AirbusInfactory Solutions GmbH, 81663 Munich, Germany.* 2016.
- [116] Vivekananthan Balakrishnan u. a. „Highly sensitive 3C-SiC on glass based thermal flow sensor realized using MEMS technology“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 279 (2018), S. 293–305.
- [117] Edward S Rutowski. „Energy approach to the general aircraft performance problem“. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 21.3 (1954), S. 187–195.
- [118] Michael Jakubinek u. a. „Multifunctional skin materials based on tailorable, carbon-nanotube-polyurethane composite sheets“. In: *2018 AIAA/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference.* 2018, S. 1154.
- [119] Joon Hyung Shim u. a. „Atomic layer deposition of yttria-stabilized zirconia for solid oxide fuel cells“. In: *Chemistry of materials* 19.15 (2007), S. 3850–3854.
- [120] Gottlieb S Oehrlein und Satoshi Hamaguchi. „Foundations of low-temperature plasma enhanced materials synthesis and etching“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 27.2 (2018), S. 023001.
- [121] Shinichi Tachi, Kazunori Tsujimoto und Sadayuki Okudaira. „Low-temperature reactive ion etching and microwave plasma etching of silicon“. In: *Applied physics letters* 52.8 (1988), S. 616–618.
- [122] João Nunes-Pereira u. a. „Improved performance of polyimide Cirlex-based dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control“. In: *Polymers for Advanced Technologies* (2021).
- [123] Jinsheng Cai u. a. „An experimental study of icing control using DBD plasma actuator“. In: *Experiments in Fluids* 58.8 (2017), S. 1–8. DOI: 10.1007/s00348-017-2378-y.
- [124] Ronald E Hanson, Nicole M Houser und Philippe Lavoie. „Dielectric material degradation monitoring of dielectric barrier discharge plasma actuators“. In: *Journal of Applied Physics* 115.4 (2014), S. 043301.
- [125] JC Hoogvliet und WP Van Bennekom. „Gold thin-film electrodes: an EQCM study of the influence of chromium and titanium adhesion layers on the response“. In: *Electrochimica acta* 47.4 (2001), S. 599–611.
- [126] Shohei Okochi u. a. „Development of micro plasma actuator for active flow control“. In: *Proceedings of the 7th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics, Krakow, Poland.* 2009.
- [127] Elisa Pescini u. a. „Separation control by a microfabricated SDBD plasma actuator for small engine turbine applications: influence of the excitation waveform“. In: *Aerospace Science and Technology* 76 (2018), S. 442–454. DOI: 10.1016/j.ast.2018.01.019.
- [128] Mark Riherd und Subrata Roy. „Serpentine geometry plasma actuators for flow control“. In: *Journal of applied physics* 114.8 (2013), S. 083303.
- [129] Subrata Roy und Chin-Cheng Wang. „Bulk flow modification with horseshoe and serpentine plasma actuators“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 42.3 (2008), S. 032004.
- [130] Romain Joussot u. a. „Plasma morphology and induced airflow characterization of a DBD actuator with serrated electrode“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 46.12 (2013), S. 125204.
- [131] Flint O Thomas u. a. „Optimization of dielectric barrier discharge plasma actuators for active aerodynamic flow control“. In: *AIAA journal* 47.9 (2009), S. 2169–2178.

- [132] Takashi Abe u. a. „A parametric experimental study for momentum transfer by plasma actuator“. In: *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2007, S. 187.
- [133] I Biganzoli u. a. „Optical and electrical characterization of a surface dielectric barrier discharge plasma actuator“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 22.2 (2013), S. 025009.
- [134] A Yu Starikovskii u. a. „SDBD plasma actuator with nanosecond pulse-periodic discharge“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 18.3 (2009), S. 034015.
- [135] Peter Bender. „Eine einfache Formel für den Flächeninhalt von Polygonen“. In: *Von Geometrie und Geschichte in der Mathematikdidaktik* (2010), S. 53–70.
- [136] Andreas Küchler. *Hochspannungstechnik*. Springer, 2009. ISBN: 978-3-662-21999-7.
- [137] Wikipedia. *Aluminiumoxid*. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Aluminiumoxid> (besucht am 05.01.2022).
- [138] Pawel Zylka. „Evaluation of Ozone Generation in Volume Spiral-Tubular Dielectric Barrier Discharge Source“. In: *Energies* 13.5 (2020), S. 1199.
- [139] Ha-Thanh Ngo, Khanh Vu Thi Hong und The-Bach Nguyen. „Surface Modification by the DBD Plasma to Improve the Flame-Retardant Treatment for Dyed Polyester Fabric“. In: *Polymers* 13.17 (2021), S. 3011.
- [140] Yuji Takizawa u. a. „Optical observation of discharge plasma structure in DBD plasma actuator“. In: *38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference In conjunction with the 16th International Conference on MHD Energy Conversion*. 2007, S. 4376.
- [141] Hiroyuki Nishida und Takashi Abe. „Numerical analysis for plasma dynamics in SDBD plasma actuator“. In: *41st Plasmadynamics and Lasers Conference*. 2010, S. 4634.
- [142] AV Lazukin, DA Shurygin und SA Krivov. „Control characteristic selection at SDBD plasma unit long-term operation“. In: *2017 International Conference on Industrial Engineering, Applications and Manufacturing (ICIEAM)*. IEEE. 2017, S. 1–4.
- [143] VR Soloviev, IV Selivonin und IA Moralev. „Breakdown voltage for surface dielectric barrier discharge ignition in atmospheric air“. In: *Physics of Plasmas* 24.10 (2017), S. 103528.
- [144] Johannes Schindelin u. a. „Fiji: an open-source platform for biological-image analysis“. In: *Nature methods* 9.7 (2012), S. 676–682.
- [145] Oliver Diaz u. a. „Data preparation for artificial intelligence in medical imaging: A comprehensive guide to open-access platforms and tools“. In: *Physica medica* 83 (2021), S. 25–37.
- [146] Vinayak Narasimhan u. a. „Multifunctional biophotonic nanostructures inspired by the longtail glasswing butterfly for medical devices“. In: *Nature nanotechnology* 13.6 (2018), S. 512–519.
- [147] open source software. *ImageJ Macro Language*. URL: <https://imagej.nih.gov/ij/developer/macro/macros.html> (besucht am 05.01.2022).
- [148] TGRMN Software. *Bulk Rename Utility*. URL: <https://www.bulkrenameutility.co.uk/> (besucht am 05.01.2022).
- [149] K Martišek und H Druckmüllerová. „A numerical method for the visualization of the Fe XIV emission in the solar corona using broadband filters“. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 197.2 (2011), S. 23.
- [150] U Kogelschatz. „Advanced ozone generation“. In: *Process technologies for water treatment*. Springer, 1988, S. 87–118.

- [151] Jochen Kriegseis u. a. „Common-base proper orthogonal decomposition as a means of quantitative data comparison“. In: *Measurement Science and Technology* 21.8 (2010), S. 085403.
- [152] Manfred Kettlitz u. a. „Discharge propagation on a dielectric surface in a single-filament arrangement“. In: *The European Physical Journal D* 74.6 (2020), S. 1–8.
- [153] H Grosch u. a. „Spatio-temporal development of microdischarges in a surface barrier discharge arrangement in air at atmospheric pressure“. In: *The European Physical Journal D* 60.3 (2010), S. 547–553.
- [154] K Allegraud, O Guaitella und A Rousseau. „Spatio-temporal breakdown in surface DBDs: evidence of collective effect“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 40.24 (2007), S. 7698.
- [155] Jianyang Yu u. a. „Numerical study of tip leakage flow control in turbine cascades using the DBD plasma model improved by the parameter identification method“. In: *Aerospace Science and Technology* 84 (2019), S. 856–864. DOI: 10.1016/j.ast.2018.11.020.
- [156] Mohammad Abdollahzadeh, JC Pascoa und PJ Oliveira. „Comparison of DBD plasma actuators flow control authority in different modes of actuation“. In: *Aerospace Science and Technology* 78 (2018), S. 183–196. DOI: 10.1016/j.ast.2018.04.013.
- [157] Abbas Ebrahimi und Majid Hajipour. „Flow separation control over an airfoil using dual excitation of DBD plasma actuators“. In: *Aerospace Science and Technology* 79 (2018), S. 658–668. DOI: 10.1016/j.ast.2018.06.019.
- [158] F Rodrigues u. a. „An Experimental Study on Segmented-Encapsulated Electrode Dielectric-Barrier-Discharge Plasma Actuator for Mapping Ice Formation on a Surface: A Conceptual Analysis“. In: *Journal of Heat Transfer* 143.1 (2021), S. 011701.
- [159] Amine Benmoussa und José Carlos Páscoa. „Cycloidal rotor coupled with DBD plasma actuators for performance improvement“. In: *Aerospace Science and Technology* 110 (2021), S. 106468.
- [160] Sergey A Baranov u. a. „Experimental cross-flow control in a 3D boundary layer by multi-discharge plasma actuators“. In: *Aerospace Science and Technology* 112 (2021), S. 106643.
- [161] Zhao Chen. „A Phenomenon Study on Spreading and Evaporating Process of Droplet on DBD Actuator for Wind Turbine Anti-icing“. In: *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. Bd. 453. 1. IOP Publishing. 2020, S. 012049. DOI: 10.1088/1755-1315/453/1/012049.
- [162] TianXiang Gao u. a. „A novel de-icing strategy combining electric-heating with plasma synthetic jet actuator“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering* 235.4 (2021), S. 513–522. DOI: 10.1177/0954410020944728.
- [163] Junjie Niu u. a. „Numerical investigation of an anti-icing method on airfoil based on the NSDBD plasma actuator“. In: *Aircraft Engineering and Aerospace Technology* (2021).
- [164] T Hauk, T Strobl und D Raps. „Implementation and calibration of the icing and contamination research facility (iCORE)“. In: *ILASS-Europe, 25th European Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems, Chania, Greece*. Bd. 1. 4. 2013.
- [165] Jerome Pons u. a. „Observation of dielectric degradation after surface dielectric barrier discharge operation in air at atmospheric pressure“. In: *IEEE Transactions on plasma science* 36.4 (2008), S. 1342–1343. DOI: 10.1109/TPS.2008.926856.

- [166] Barbara Scherrer u. a. „On proton conductivity in porous and dense yttria stabilized zirconia at low temperature“. In: *Advanced Functional Materials* 23.15 (2013), S. 1957–1964. DOI: 10.1002/adfm.201202020.
- [167] Schott. *Schott Borofloat33*. 2021. URL: https://psec.uchicago.edu/glass/borofloat_33_e.pdf (besucht am 26.06.2021).
- [168] WE. *Datenblatt Standard FR4 TG135*. 2021. URL: https://www.wedirekt.de/.../FR4TG135_DE.pdf (besucht am 26.06.2021).
- [169] LENNTEC. *Water treatment solutions*. 2022. URL: <https://www.lenntech.de/anwendungen/reinstwasser/leitfaehigkeitsmessung/leitfaehigkeit.htm> (besucht am 14.07.2022).
- [170] Vittorio Vercillo. „Durable Laser Patterned Metal Surfaces with Enhanced Icephobic Properties for Aerospace Applications“. In: (Mai 2020). DOI: 10.13140/RG.2.2.21398.47688.
- [171] Lasse Makkonen. „Models for the growth of rime, glaze, icicles and wet snow on structures“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 358.1776 (2000), S. 2913–2939. DOI: 10.1098/rsta.2000.0690.
- [172] Ilia V. Roisman, Romain Rioboo und Cameron Tropea. „Normal impact of a liquid drop on a dry surface: model for spreading and receding“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 458.2022 (2002), S. 1411–1430. DOI: 10.1098/rspa.2001.0923.
- [173] Gelareh Momen, Reza Jafari und Masoud Farzaneh. „Ice repellency behaviour of superhydrophobic surfaces: Effects of atmospheric icing conditions and surface roughness“. In: *Applied Surface Science* 349 (2015), S. 211–218. DOI: 10.1016/j.apsusc.2015.04.180.
- [174] Anthony M. Jacobi und R.K. Shah. „Heat transfer surface enhancement through the use of longitudinal vortices: A review of recent progress“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 11.3 (1995). Generation and Structure of Vortical Flows for Heat Transfer Enhancement, S. 295–309. DOI: 10.1016/0894-1777(95)00066-U.
- [175] Mei Zheng u. a. „Analysis of Runback Water Flow on Anti-Icing Surface Using Volume-of-Fluid Method“. In: *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*. Bd. 50879. American Society of Mechanical Engineers. 2017, V05AT20A003.
- [176] Guy Fortin, Maryelle Adomou und Jean Perron. *Experimental study of hybrid anti-icing systems combining thermoelectric and hydrophobic coatings*. Techn. Ber. SAE Technical Paper, 2011. DOI: 10.4271/2011-38-0003.
- [177] Junxia Ran u. a. „Homogeneous dielectric barrier discharges in atmospheric air and its influencing factor“. In: *Physics of Plasmas* 25.3 (2018), S. 033511.
- [178] Beata Smielak u. a. „Effect of zirconia surface treatment on its wettability by liquid ceramics“. In: *The Journal of Prosthetic Dentistry* 122 (2019). DOI: 10.1016/j.prosdent.2019.06.021.
- [179] Ludwig Prandtl. „Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung“. In: *Verhandl. III, Internat. Math.-Kong., Heidelberg, Teubner, Leipzig, 1904* (1904), S. 484–491.
- [180] *Die Website für Windenergie-Daten*. Accessed: 2022-07-01. URL: <https://wind-data.ch/tools/luftdichte.php>.

- [181] DuPont. *Kapton*. URL: <https://www.dupont.com/content/dam/dupont/amer/us/en/products/ei-transformation/documents/EI-10175-Kapton-100CRC-Data-Sheet.pdf> (besucht am 15.02.2021).

Publikationsliste

Journalbeiträge

Matthias Lindner, Andrei Pipa, Ronny Brandenburg, Rupert Schreiner. Expansion of surface barrier discharge scrutinized. *Plasma Sources Science and Technology*, 2022.

Matthias Lindner, Andrei Pipa, Norbert Karpen, Rüdiger Hink, Dominik Berndt, Rüdiger Foest, Elmar Bonaccorso, Robert Weichwald, Alois Friedberger, Ralf Caspari, Ronny Brandenburg, Rupert Schreiner. Icing Mitigation by MEMS-Fabricated Surface Dielectric Barrier Discharge. *Applied Sciences*, 11(23), 11106., 2021.

Dominik Berndt, Josef Muggli, Robert Heckel, Fuad Rahiman, **Matthias Lindner**, Stephan Heinrich, Rupert Schreiner. A Robust Miniaturized Gas Sensor for H₂ and CO₂ Detection Based on the 3- ω Method. *Sensors*, 22(2), 485., 2022.

Konferenzbeiträge

Matthias Lindner, Fabian Hecht, Rupert Schreiner. Interpretation of the charge-voltage plot derivative for surface dielectric barrier . 8th *ITG International Vacuum Electronics Workshop (IVEW) 2022*,, September 2022

Matthias Lindner, Dominik Berndt, Karl Tschurtschenthaler, Ingo Ehrlich, Bastian Jungbauer, Rupert Schreiner, Andrei Pipa, Rüdiger Hink, Rüdiger Foest, Ronny Brandenburg, Daniel Neuwirth, Norbert Karpen, Elmar Bonaccorso, Robert Weichwald, Alexander Max, Ralf Caspari. Aircraft icing mitigation by DBD-based micro plasma actuators. *AIAA Aviation 2020 Forum* (p. 3243)., Juni 2020

Matthias Lindner, Dominik Berndt, Ingo Ehrlich, Bastian Jungbauer, Rupert Schreiner, Andrei Pipa, Rüdiger Hink, Rüdiger Foest, Ronny Brandenburg, Alexander Max, Ralf Caspari. Fabrication, surface integration and testing of miniaturized dielectric barrier discharge plasma actuators for active flow control applications. *AIAA Aviation 2019 Forum* (p. 2998)., Juni 2019.

Dominik Berndt, **Matthias Lindner**, Rupert Schreiner, Rüdiger Hink, Andrei Pipa, Rüdiger Foest, Ronny Brandenburg, Judith Geils, Aljoscha Sander, Daniel Matz, Florian Hofmann, Antonia Kesel, Albert Baars, Alexander Max, Ralf Caspari. Realization of Multifunctional Surfaces Containing MEMS-based DBD Plasma Actuators and Biomimetic Structures for Flow Manipulation. *AIAA Aviation 2019 Forum* (p. 2999)., Juni 2019.

Dominik Berndt, **Matthias Lindner**, Karl Tschurtschenthaler, Christoph Langer, Rupert Schreiner. Miniaturized Plasma Actuator Flow Measurements by MEMS-Based Thermal Conductivity Sensors. *Multidisciplinary Digital Publishing Institute Proceedings, 2018, Euro-sensors 2018*, 2(13), 939., Graz, September 2018.

Matthias Lindner, Dominik Berndt, Christoph Langer, Christian Prommesberger, Rupert Schreiner. Field emission assisted micro plasma discharges at vacuum and atmospheric pressures. *31st International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC)* (pp. 1-2). *IEEE.*, Juni 2018.