

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Lehrstuhl für Hochspannungs- und Anlagentechnik

Isoliervermögen hybrider Isoliersysteme in gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen (GIS)

Judith Eva-Maria Kessler

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.- Prof. Dr. sc.techn. Andreas Herkersdorf

Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Josef S. Kindersberger

2. Prof. Dr. rer. nat. Christian M. Franck

Eidgenössische Technische Hochschule Zürich / Schweiz

Die Dissertation wurde am 20.01.2011 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 21.07.2011 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand in den Jahren 2005 bis 2009 während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Hochspannungs- und Anlagentechnik der Technischen Universität München.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. Josef Kindersberger für die Anregung des Themas und die wertvolle Unterstützung im Verlauf der Arbeit. Des weiteren danke ich ihm sehr herzlich für die zahlreichen Ratschläge und Hinweise, die die endgültige Form der Arbeit wesentlich beeinflusst haben.

Meinen Dank möchte ich Prof. Dr. rer. nat. Christian Franck für die Übernahme des Korreferats und Prof. Dr. sc.techn. Andreas Herkersdorf für die Leitung der Prüfungskommission aussprechen.

Weiterhin danke ich Herrn Professor Dr.-Ing. Rolf Witzmann für seine fachliche Unterstützung und sein Interesse, das er dieser Arbeit entgegengebracht hat.

Herzlich danken möchte ich meiner Familie und allen ehemaligen und derzeitigen Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen am Lehrstuhl, insbesondere auch den Kollegen in der Werkstatt, die mich bei der Durchführung der Arbeit stets hilfreich unterstützt haben.

Schließlich möchte ich auch allen Studenten danken, die im Rahmen ihrer Studien-, Bachelor-, Diplom- und Hausarbeiten wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gebührt ferner der ABB Schweiz AG, die diese Arbeit erst möglich gemacht hat.

Oberrohrdorf, 22.01.2012

Judith Kessler

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Erkenntnisstand	3
2.1.	Entladungsmechanismen in SF ₆	3
2.2.	Durchschlagprozesse in festen Isolierstoffen.....	16
2.3.	Durchschlag an Grenzflächen in Gasen	22
2.4.	Einfluss von Beschichtungen auf die Durchschlagspannung.....	33
2.5.	Durchschlagentwicklung bei dick beschichteten Elektroden.....	37
2.6.	Ziel der Arbeit	38
3.	Theoretisches Verbesserungspotential bei Verwendung hybrider Isoliersysteme.....	39
3.1.	Berechnung anhand des Streamer-Kriteriums.....	40
3.2.	Berechnung anhand des Energie-Mechanismus.....	43
4.	Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung	46
4.1.	Verwendete Beschichtungswerkstoffe	46
4.2.	Prüflinge	46
4.3.	Versuchsanlagen.....	49
4.4.	Messeinrichtungen zur Erfassung der Durchschlagentwicklung	52
4.5.	Durchschlagspannung	54
4.6.	Geführte Gleitentladung	56
4.7.	Messung von Oberflächenladungen	59
4.8.	Statistische Auswertung	61
5.	Durchschlagspannung von Stab-Platte-Anordnungen	63
5.1.	Durchschlagspannung von blanken Elektrodenanordnungen	64
5.2.	EP-beschichtete Elektrode.....	65
5.3.	PE-beschichtete Elektroden.....	71
5.4.	Vergleich berechnete und gemessene Durchschlagspannungen	73
5.5.	Wirksames Verbesserungspotential	78
5.6.	Einfluss der Spannungsform auf das Durchschlagverhalten.....	80
5.7.	Nachweis einer optimalen Beschichtungsdicke	82

5.8.	Untersuchung von Einflussfaktoren auf den Überschlag beschichteter Elektroden	84
5.9.	Optische Auswertung von Durchschlägen	97
5.10.	Simulationsergebnisse der Durchschlagentwicklung.....	99
6.	Durchschlagspannung von realitätsnahen Anordnungen	111
7.	Geführte Gleitentladungen	117
7.1.	Einflussfaktoren auf die Messergebnisse	117
7.2.	Gleitentladungen in Luft	120
7.3.	Gleitentladungen in SF ₆	125
7.4.	Simulation geführter Gleitentladungen	128
8.	Zusammenfassung	134
	Literaturverzeichnis.....	136

1. Einleitung

Gasisolierte metallgekapselte Schaltanlagen (GIS) bieten gegenüber luftisolierten Freiluftschaltanlagen (AIS) Vorteile, die zu einem verstärkten Einsatz vor allem im städtischen Bereich führen. So ist aufgrund ihrer kompakten Bauweise der Raumbedarf vergleichsweise gering [Eri-91]. Als weitere Vorteile von GIS sind der sichere Berührungsschutz sowie eine weitgehende Unabhängigkeit von Umwelteinflüssen wie Feuchtigkeit, Salznebel oder Verschmutzung zu nennen. Dies resultiert in einem geringeren Wartungsaufwand und somit geringeren Wartungskosten, erhöhter Betriebssicherheit, geringeren Betriebskosten und hoher Verfügbarkeit.

Als gasförmiges Isoliermedium im Inneren der Schaltanlage wird vor allem Schwefelhexafluorid (SF_6) unter hohem Druck von üblicherweise 0,35 bis 0,7 MPa verwendet [ABB-99]. SF_6 ist inert, farblos, geruchlos, nicht toxisch sowie nicht brennbar. Aufgrund seiner hohen Ionisationsenergie von 15,7 eV, seiner geringen Ionenbeweglichkeit und seiner starken Elektronegativität hat SF_6 bessere Isoliereigenschaften als Luft. In Leistungsschaltern wird SF_6 wegen seiner guten Lichtbogenlöseigenschaften eingesetzt. Als Nachteil von SF_6 ist allerdings sein hohes Treibhauspotential (GWP, global warming potential) zu nennen.

Hersteller und Betreiber dieser gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen stehen zunehmend unter Kostendruck, weshalb auch im Bereich der Energieversorgung Einsparpotentiale ausgelotet werden. Die bestehenden gasisolierten Anlagen sind bereits weitgehend kostenoptimiert, so dass für weitere Kosteneinsparungen neue Wege beschritten werden müssen. Eine Möglichkeit stellt dabei der Einsatz hybrider Isoliersysteme dar. Charakteristisch für hybride Isoliersysteme ist die Anwendung von Elektrodenbeschichtungen aus Isolierstoffen, deren Dicke geeignet ist, den makroskopischen Verlauf des elektrischen Feldes im Gasraum signifikant zu beeinflussen. Durch solche Isoliersysteme können im Bereich von Elektroden mit kleinen Krümmungsradien die maximalen Feldstärken im Gasraum im Vergleich zu blanken Elektrodenanordnungen deutlich reduziert werden [Ina-03]. Während dünne Beschichtungen in Elektrodenanordnungen mit homogener oder schwach inhomogener Feldverteilung ihr größtes Verbesserungspotential aufweisen, werden dicke Beschichtungen somit am effektivsten in Anordnungen mit inhomogener Feldverteilung eingesetzt [Sat-99]. Durch die Verwendung hybrider Isoliersysteme kann zum einen eine Platzersparnis und zum anderen eine Kosteneinsparung in der Fertigung durch Vereinheitlichung von Radien und einer einfacheren Oberflächenbehandlung von dielektrisch hoch beanspruchten Teilen erreicht werden. Als weiterer Vorteil ergibt sich die Möglichkeit der Reduzierung des Gasvolumens und damit der in einer Anlage enthaltenen Menge an SF_6 , was aus Gründen des Umweltschutzes sowie der Anlagenkosten angestrebt wird.

Ein wichtiger Aspekt für den Einsatz hybrider Isoliersysteme stellt die Auswahl eines geeigneten Beschichtungswerkstoffes dar. Beschichtungen für die Verwendung in hybriden

Isoliersystemen sind beispielsweise mit Epoxidharz (EP) relativ einfach zu fertigen und in GIS gut verträglich. Aufgrund der Verwendung von EP als Werkstoff für Schott- bzw. Stützisolatoren in GIS ist zudem das Langzeitverhalten bei Kontakt mit SF₆ bereits bekannt. Nachteilig dagegen ist die relativ hohe Dielektrizitätszahl, wodurch das elektrische Feld innerhalb der Beschichtung stark abgesenkt und im verbleibenden Gasraum erhöht wird. Bei Verwendung von Beschichtungswerkstoffen mit kleinerer Dielektrizitätszahl ist eine im Vergleich mit EP-Beschichtungen dünnere Beschichtung zur Erreichung der gleichen Verbesserung ausreichend. Zudem ist das Verbesserungspotential bei Beschichtungswerkstoffen mit kleinerer Dielektrizitätszahl insgesamt größer. Die Dicke der Beschichtung wirkt sich mit der Dielektrizitätszahl des Beschichtungswerkstoffs direkt auf die elektrische Feldverteilung im Gasraum aus. In Bezug auf die Durchschlagspannung für eine gegebene Elektrodenanordnung ergibt sich eine optimale Beschichtungsstärke, wobei die Lage des Optimums von der Geometrie der Elektrodenanordnung abhängt [Sat-99] [Sal-00].

Die elektrische Festigkeit von Elektrodenanordnungen in GIS hängt maßgebend von der Polarität der angelegten Spannung ab [Cig-08], wobei für störstellenfreie Anordnungen die negative Polarität für Durchschlagzeiten ab etwa 1 µs die kritische Polarität ist [Cig-08] [Lux-88]. Für Elektrodenanordnungen mit stark inhomogener Feldverteilung stellt die positive Polarität die kritische Polarität dar [Cig-08]. Bei gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen darf allerdings auch bei Belastung mit der kritischen Polarität kein Durchschlag im Gasraum auftreten. Das Verbesserungspotential hybrider Isoliersysteme ist somit besonders in Bezug auf die kritische Polarität zu beurteilen.

Für den Einsatz hybrider Isoliersysteme ist die Kenntnis des erreichbaren Verbesserungspotentials sowie des Verhaltens der Beschichtung im Fall eines Gasdurchschlags von großer Bedeutung. In der vorliegenden Arbeit wird deshalb das Verhalten von hybriden Isoliersystemen rechnerisch und experimentell untersucht.

2. Erkenntnisstand

Für das Verständnis und die Interpretation der in dieser Arbeit gewonnenen Messergebnisse sowie für die Abschätzung des theoretischen Verbesserungspotentials, das durch die Verwendung hybrider Isoliersysteme erreicht werden kann, ist die Kenntnis der theoretischen Grundlagen erforderlich. In den folgenden Kapiteln wird ein Überblick über grundlegende physikalische Mechanismen von Entladungen in SF₆, Durchschlagsprozessen in festen Isolierstoffen sowie Gleitentladungen gegeben.

2.1. Entladungsmechanismen in SF₆

Im Folgenden werden Entladungsmechanismen in Gasen, speziell in SF₆, kurz dargestellt. Für umfassendere Ausführungen sei auf die einschlägige Fachliteratur (z.B. [Bey-86], [Wie-88a] [Wie-88b], [Wie-88c]) verwiesen.

2.1.1. Streamerentwicklung

Unter Einwirkung eines elektrischen Feldes kommt es zu Ionisations- sowie dazu gegenläufigen Anlagerungsvorgängen. Grundlegende Bedingung einer Ladungsträgervermehrung und damit einer selbstständigen Entladung in SF₆ ist ein Überwiegen der Ionisation gegenüber der Anlagerung. Es gilt, dass die anliegende elektrische Feldstärke in einem kritischen Volumen V die kritische Feldstärke E_0 überschreiten muss, d.h. $E > E_0$ mit [Bey-86]

$$E > E_0 = \left(\frac{E}{p} \right)_0 \cdot p = 89,2 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}} \cdot p \quad (2.1)$$

E ... elektrische Feldstärke [kV/mm]

E_0 ... kritische Feldstärke [kV/mm]

p ... Gasdruck [MPa]

$\left(\frac{E}{p} \right)_0$... druckbezogene kritische Feldstärke

Zusätzlich ist das Auftreten eines Anfangselektrons erforderlich [Bey-86]. Bei negativer Polarität ist eine Elektronenemission aus der Elektrode möglich, was zu einem lawinenwirksamen Anfangselektron führt [Wie-88a], während bei positiver Polarität die Ladungsträgerbereitstellung im Gasraum erfolgen muss.

Die Wahrscheinlichkeit, dass sich zum Zeitpunkt t_0 nach dem Überschreiten von E_0 ein zur Ladungsträgervermehrung wirksames Elektron im kritischen Volumen befindet, kann durch das Volumen-Zeit-Gesetz beschrieben werden [Bey-86] [Wie-88b].

Die Bedingung für den Streamereinsatz (Streamer-Kriterium) kann durch folgenden Zusammenhang dargestellt werden [Ped-84] [Bey-86]:

$$\int_0^{x_c} (\alpha - \eta) dx = K \quad (2.2)$$

x_c	...	kritische Lawinenlänge
α	...	Ionisationskoeffizient
η	...	Anlagerungskoeffizient
K	...	Grenzwert: 10,5 (für SF ₆) [Ped-84] [Pet-95]

Bei Berechnung der Einsetzspannung anhand Gleichung (2.2) wird angenommen, dass ein lawinenwirksames Anfangselektron an geeigneter Stelle zur Verfügung steht sowie dass die anliegende Spannung während der Ausbildung der Ladungsträgerlawinen hinreichend konstant ist [Ped-84].

Die Erfüllung des Streamer-Kriteriums ist eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für einen Durchschlag [Wie-88a]. In homogenen und schwach inhomogenen Feldern wird im Fall eines Durchschlags der Feldraum in einem Schritt überbrückt (Streamer-Durchschlag) [Wie-88a]. In stark inhomogenen Anordnungen wird die kritische Feldstärke nur in einem begrenzten Volumen überschritten, nur dort können sich Lawinen ausbilden. Der Streamermechanismus reicht nicht aus um den Elektrodenabstand zu überbrücken.

Die Streamerkorona beschränkt sich bei inhomogenen Feldverteilungen allerdings nicht nur auf das Gebiet, in dem die druckbezogene kritische Feldstärke überschritten wird [Gal-86a], was nur direkt vor der Elektrode der Fall ist (Abbildung 2.1, Gebiet I). Im Inneren eines Streamergebietes in SF₆ herrscht ein Gleichgewicht zwischen Ionisations- und Anlagerungsvorgängen, wodurch sich im Streamerinneren eine konstante Feldstärke in Höhe der druckbezogenen kritischen Feldstärke einstellt [Gal-86a]. Die Feldstärke E_i im Inneren des Streamergebietes ergibt sich zu:

$$E_i = \left(\frac{E}{p} \right)_0 \cdot p \quad (2.3)$$

Mit Gleichung (2.3) kann der linear abfallende Potentialverlauf $\varphi_i(x)$ im Inneren der Streamerkorona über der Schlagweite ausgehend vom Potential an der Elektrodenspitze φ_{\max} beschrieben werden:

$$\varphi_i(x) = \varphi_{\max} - E_i \cdot x = \varphi_{\max} - \left(\frac{E}{p} \right)_0 \cdot p \cdot x \quad (2.4)$$

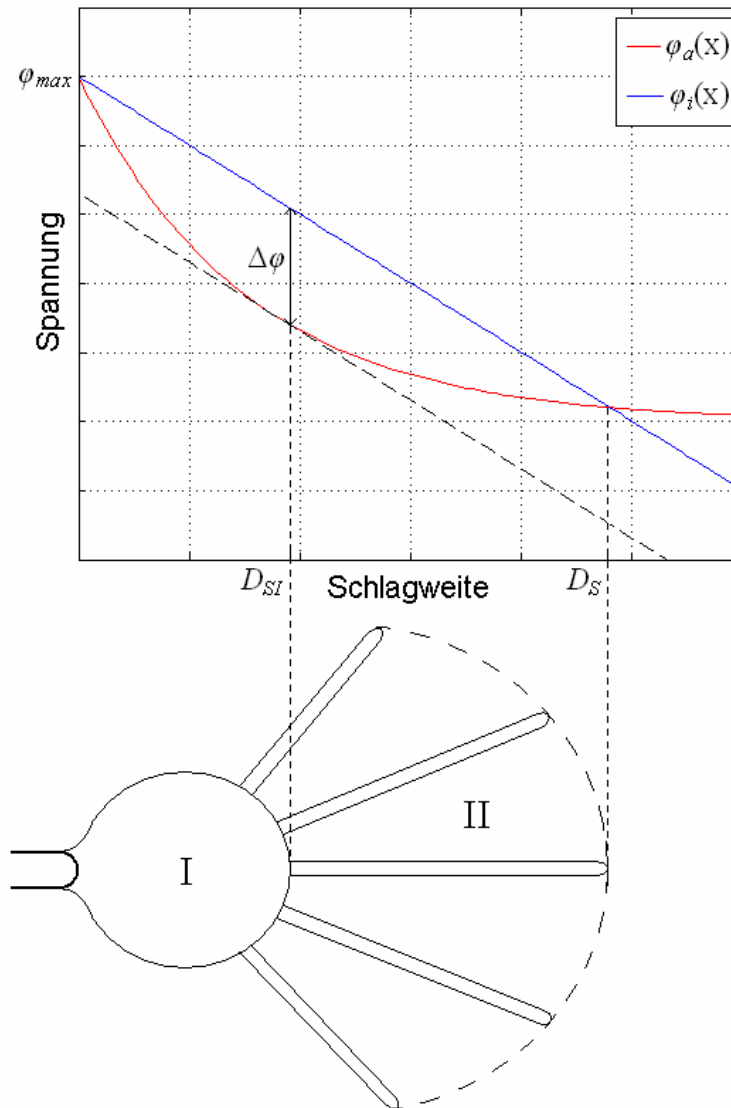


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Streamerkorona vor einer nadelförmigen Elektrode nach [Gal-86a]

Der Potentialverlauf $\varphi_a(x)$ außerhalb des Streamergebiets (Abbildung 2.1) resultiert aus der Elektrodengeometrie und der anliegenden Spannung, wobei die Beeinflussung des Feldes durch den Streamer selbst in $\varphi_a(x)$ nicht berücksichtigt wird. Durch die Potentialdifferenz $\Delta\varphi(x) = \varphi_a(x) - \varphi_i(x)$, die sich zwischen Streamerkopf und umgebendem Gas einstellt, ist die Ausbildung von Lawinen möglich. Das vollständig ionisierte Gebiet I des Streamers beinhaltet den Bereich zunehmender Potentialdifferenz bis zum Punkt $x = D_{SI}$, an dem die Potentialdifferenz mit $\Delta\varphi$ ihr Maximum erreicht. Diese Potentialdifferenz $\Delta\varphi$ ermöglicht es dem Streamer, sich bis zum Punkt $x = D_S$ (Abbildung 2.1, Gebiet II), an dem die Potentialdifferenz zu Null wird, fingerförmig weiter auszubreiten [Gal-86a].

2.1.2. Leader

Der Durchschlag im stark inhomogenen Feld wird nach Ausbildung eines ersten Streamers durch einen Streamer-Leader-Übergang eingeleitet, wobei der Leader schrittweise den Feldraum bis zur Gegenelektrode überbrückt. Dabei entsteht ein hochleitfähiger Kanal, der die Wirkung einer „Störstelle“ hat und an dessen Spitze sich wiederum Streamer ausbilden. Die schrittweise Wiederholung dieses Vorgangs führt schließlich zum Durchschlag.

Der Entladungsmechanismus in SF_6 bei stark inhomogenen Anordnungen besteht aus folgenden einzelnen Teilprozessen [Buc-95]:

- Entladungseinsatz
- Streamerentwicklung
- Streamer-Leader-Übergang
- Leaderwachstum

Die während der Streamerentwicklung ablaufenden Prozesse können zu einer lokalen Aufheizung des SF_6 und somit zur Dissoziation des Gases führen. Die dabei auftretenden Zersetzungsprodukte weisen eine deutlich kleinere Elektronenaffinität als SF_6 auf. Dies ermöglicht einen frühen Einsatz der Thermoionisation und damit den schnellen Aufbau eines hochleitfähigen Leaderkanals mit geringer axialer Feldstärke.

Die Bereitstellung der für die Dissoziation und Aufheizung des Gases benötigten Energie kann durch verschiedene Modelle beschrieben werden:

- Stem-Mechanismus
- Precursor-Mechanismus
- Hochfrequenz-Mechanismus
- Energie-Mechanismus

2.1.2.1. Stem-Mechanismus

Der Stem-Mechanismus wird vor allem bei großen Schlagweiten in Luft beobachtet [Nie-89]. Dabei bilden sich mehrere verzweigte Streamerkanäle an einem gemeinsamen Stamm (engl. stem, Abbildung 2.2). Die Summe der Ströme aus den einzelnen Ästen (in der Abbildung als Pfeile dargestellt) verursacht einen Energieeintrag und somit eine Erwärmung des Stammes. Dies führt zum Anstieg des dort herrschenden Druckes und einer Ausdehnung des Kanals. Daraus resultiert eine Reduktion der Gasdichte und damit einer Absenkung der kritischen Feldstärke im Stamm. Sobald so die äußere Feldstärke unterschritten wird, werden neue Ionisationsprozesse angeregt und ein leitfähiges Leadersegment entsteht.

In SF_6 und anderen elektronegativen Gasen konnte dieser Mechanismus nur vereinzelt bei negativer Polarität und in Kombination mit dem Precursor-Mechanismus nachgewiesen werden [Gal-87].

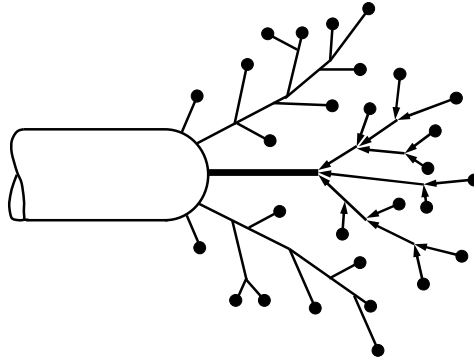


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Stem-Mechanismus nach [Nie-89]

2.1.2.2. Precursor-Mechanismus

Die Entwicklung von Entladungen in SF_6 bei Belastung mit Blitzstoßspannung kann mittels des Precursor-Mechanismus beschrieben werden [Gal-86b] [Nie-89]. Dabei wird der Streamer-Leader-Übergang durch eine Ladungstrennung im Feldraum eingeleitet.

Nach dem Streameraufbau sind positive und negative Ionen im Streamer gleich verteilt, die Nettoladung ist sehr gering und der Streamerkanal mit dem Radius r_s weitgehend ladungsneutral (Abbildung 2.3a). Unter Wirkung des äußeren elektrischen Felds setzt eine gegenläufige Driftbewegung der positiven und negativen Ionen mit der Driftgeschwindigkeit v_{di} ein. Dabei bewegen sich die positiven Ionen zur Kathode, die negativen Ionen zur Anode (Abbildung 2.3b). Diese Driftbewegung führt zu einer Ladungstrennung und damit zur Ausbildung dipolähnlicher Raumladungsbereiche im Kopf des Streamerkanal, die eine Feldstärkeerhöhung ΔE verursachen (Abbildung 2.3c). In diesen Zonen starker Felderhöhung überlagert sich ΔE mit dem Grundfeld E , verstärkt dieses und führt damit zum Einsatz neuer Ionisationsvorgänge. Die dadurch entstehenden Ionen verursachen eine weitere Feldanhebung und neue Ionisationen, die den Dipolcharakter des entstandenen Raumladungsbereichs erneut verstärken. Daraufhin findet im Inneren des Dipols ein intensiver Ladungsausgleich statt. Der damit verbundene Stromfluss heizt den Kanal auf und bewirkt dessen Expansion (Abbildung 2.3d). Durch die verringerte Gasdichte resultiert eine erneute Erhöhung der Feldstärke welche weitere Ionisationen ermöglicht. Im Folgenden wechseln sich lokale Ionisationsvorgänge, Ladungsausgleich und Kanalexansion ab. Der dadurch entstandene Precursor wächst stufenweise in beide Richtungen, die anodengerichteten Ionisationen mit hoher Geschwindigkeit in ein Gebiet steigender Feldstärke, die kathodengerichteten Ionisationen

mit verminderter Geschwindigkeit in ein Gebiet sinkender Feldstärke (Abbildung 2.3e). Nach Erreichen der Anode werden die negativen Ionen neutralisiert. Dadurch wird das Feld vor der Spitze des Precursors nochmals angehoben und die Ausbildung einer neuen Streamerkorona eingeleitet. Der damit verbundene Stromimpuls heizt den Precursor thermisch auf und ermöglicht die Dissoziation im Bereich des Entladungskanals. Es entsteht ein hochleitfähiges Leadersegment, das wie eine Verlängerung der Metallelektrode wirkt und damit zu einer erneuten Feldanhebung führt. Vor der Spitze dieses Leaderkanals bildet sich eine neue Streamerkorona und die beschriebenen Vorgänge beginnen von neuem. Auf diese Weise wird die gesamte Schlagweite der inhomogenen Feldanordnung durch ein stufenförmiges Vorwachsen des Leaders überbrückt.

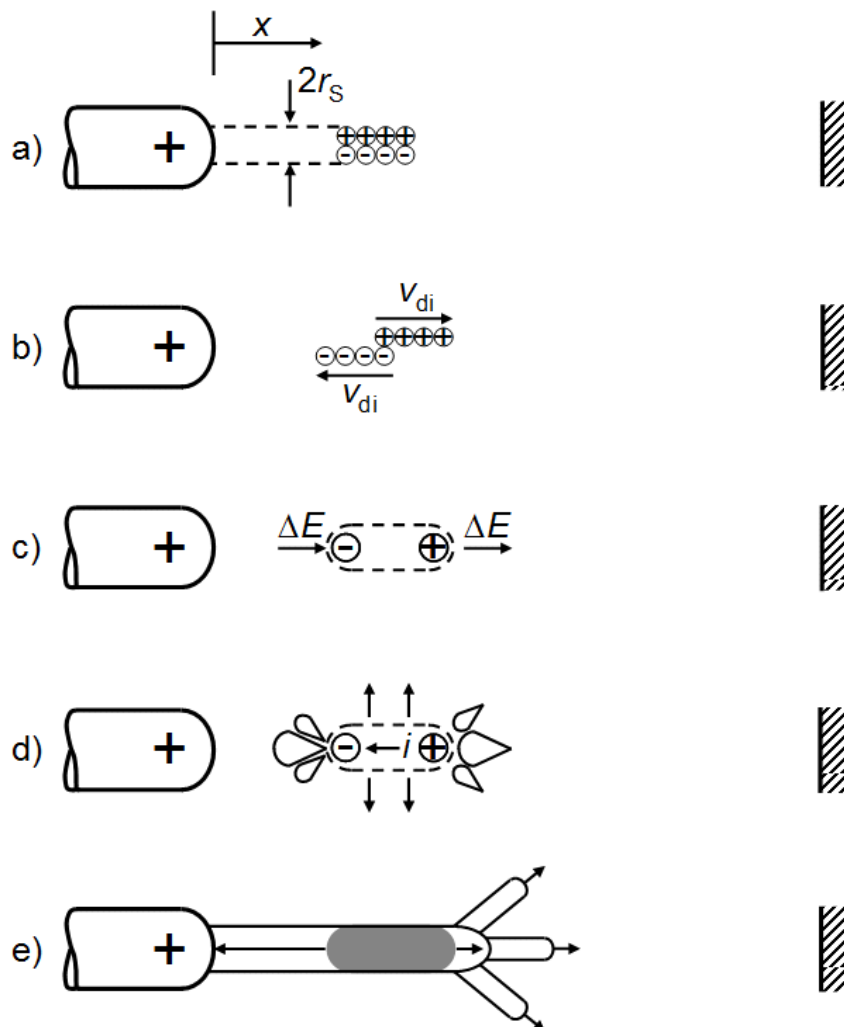


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Precursor-Mechanismus nach [Nie-89]

a) Ionenverteilung im Streamer

b) Ladungstrennung durch Ionendrift

c) Lokale Feldanhebung

d) Aufheizung und Expansion als Folge erneuter Ionisation

e) Ausbildung eines Precursors, Streamer-Leader-Übergang und erneutes Streamerwachstum

2.1.2.3. Hochfrequenz-Mechanismus

Der Hochfrequenz-Mechanismus kann bei einer Beanspruchung mit monofrequenten Steilstoßspannungen geringer Amplitudendämpfung (VFT) nachgewiesen werden [Buc-95]. Der Energieeintrag für den Streamer-Leader-Übergang erfolgt dabei durch die ohmsche Aufheizung des Streamervolumens, was durch einen hohen Verschiebungsstrom verursacht wird. Das Modell des Hochfrequenz-Mechanismus basiert auf einer vereinfachten Energiebilanz im Streamer unter Berücksichtigung der Feldstärkeabhängigkeit gasphysikalischer Parameter.

Während bei Blitzstoßbeanspruchung der Kanalaufbau sehr unregelmäßig mit zum Teil sehr großen Pausenzeiten abläuft, zeigt sich bei VFT-Beanspruchung eine periodische Leaderentwicklung [Buc-95]. Das Wachstum des Leaderkanals ist dabei direkt mit der Schwingungsfrequenz der anliegenden Transienten gekoppelt. Der Streamer-Leader-Übergang findet stets in der steigenden Spannungsflanke im Bereich größter Spannungssteilheit statt.

Am Beispiel einer Spitze-Platte-Anordnung wird der Grundgedanke dieses Modells vorgestellt (Abbildung 2.4).

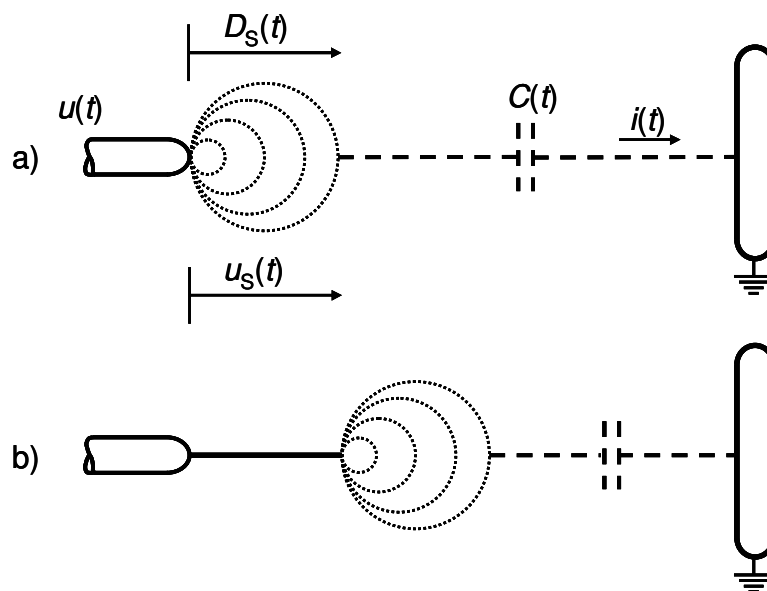


Abbildung 2.4: Prinzip des Hochfrequenz-Mechanismus nach [Hie-91]

Nach dem Entladungseinsatz bilden sich unmittelbar vor der Spitze viele parallele Streamer aus, deren optische Erscheinung durch eine Kugel nachgebildet werden kann [Hie-91]. Der Durchmesser $D_S(t)$ dieses Streamerbereiches ist mit der anliegenden transienten Überspannung $u(t)$ gekoppelt: $D_S(t)$ wächst in der steigenden Spannungsflanke infolge

verstärkter Ionisationsvorgänge und verkleinert sich in der fallenden Flanke. Ebenso ist auch die Kapazität $C(t)$ des Streamerbereichs zur geerdeten Platte zeitabhängig. Aufgrund der großen zeitlichen Änderung von $u(t)$ und $C(t)$ fließt ein hochfrequenter Verschiebungsstrom $i(t)$ von der Spitzenelektrode über das Streamergebiet an die kugelförmige Streameroberfläche.

$$i(t) = C(t) \cdot \frac{du(t)}{dt} + u(t) \cdot \frac{dC(t)}{dt} \quad (2.5)$$

Dieser Verschiebungsstrom bewirkt zusammen mit dem Spannungsabfall $u_s(t)$ über das Streamergebiet eine ohmsche Energiezufuhr $W(t)$ [Hie-91]. Es gilt:

$$u_s(t) = D_s(t) \cdot \left(\frac{E}{p} \right)_0 \cdot p \quad (2.6)$$

$$\left(\frac{E}{p} \right)_0 \cdot p \quad \dots \quad \text{kritische Feldstärke [kV/mm]}$$

$$p \quad \dots \quad \text{Gasdruck [MPa]}$$

und

$$W(t) = \int |(u_s(t) \cdot i(t))| dt \quad (2.7)$$

Das Isoliergas SF_6 im Inneren des Streamers wird stark aufgeheizt und dadurch eine Dissoziation des Gases eingeleitet [Hie-91]. Nach dem Überschreiten der kritischen Enthalpie $h_{\text{krit}} = 10^7 \text{ J/kg}$ erfolgt der Streamer-Leader-Übergang und das bisherige Streamergebiet wird zu einem Segment des Leaderkanals. Infolge des geringen Spannungsabfalls im hochleitfähigen Leader liegt nahezu die volle Spannung $u(t)$ an der Leaderspitze. An dieser bildet sich ein neuer Streamer und die beschriebenen Vorgänge wiederholen sich schrittweise, bis der Leaderkanal die gesamte Schlagweite überbrückt hat.

2.1.2.4. Energie-Mechanismus

Der Energie-Mechanismus, der auf dem Modell des Hochfrequenz-Mechanismus aufbaut, ermöglicht die Berechnung der Entladungsentwicklung in SF_6 bei Beanspruchung mit allen steilen transienten Überspannungen [Buc-95]. Somit ist eine Modellierung von Durchschlägen bei allen technisch interessanten Überspannungsformen mit Anstiegszeiten bis zu einigen μs möglich.

Hauptbestandteil des Modells ist dabei eine Energiebilanz im Streamerbereich unter Berücksichtigung frequenzabhängiger Verlustprozesse. Der Grenzwert des Streamer-Leader-Übergangs kann sowohl als kritische Ladung, als auch als kritische Energie angegeben werden.

Anhand einer Spitze-Platte-Anordnung (Abbildung 2.5) wird das Prinzip des Modells erläutert.

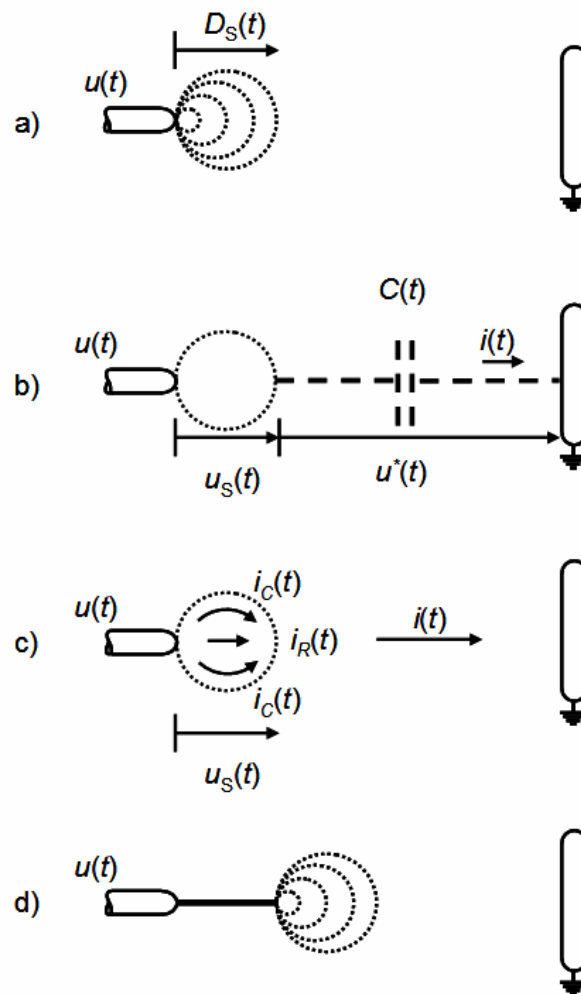


Abbildung 2.5: Prinzip des Energie-Mechanismus nach [Buc-95]:

- a) Streamerbildung
- b) Berechnung des Verschiebungsstroms
- c) Energieumsatz im Streamergebiet
- d) Leaderwachstum

Die Entladung setzt vor der Spitzenelektrode ein, wenn dort die kritische Feldstärke überschritten wird und gleichzeitig ein Anfangselektron zur Verfügung steht. Zunächst entsteht unmittelbar vor der Spitze eine Vielzahl von parallelen Streamern. Für die Berechnung der Leaderschrittentwicklung kann dieser komplexe Vorgang vereinfacht

beschrieben werden. In Näherung wird dabei von der Ausbildung eines kugelförmigen Streamergebiets unmittelbar vor der Spitze ausgegangen, dessen Durchmesser $D_S(t)$ durch das äußere Feld $E_a(x)$ und durch die Feldstärke E_i im Streamerinneren bestimmt wird.

Während sich E_i auf einen konstanten Wert von

$$E_i = \left(\frac{E}{p} \right)_0 \cdot p \quad (2.3)$$

einstellt [Gal-86a] [Wie-88c], ist der Wert von $E_a(x)$ unmittelbar von der anliegenden transienten Überspannung $u(t)$ abhängig.

Somit ist auch der Durchmesser des Streamergebiets $D_S(t)$ zeitabhängig, d.h. die Ausdehnung der Streamerkorona folgt dem Verlauf der Überspannung $u(t)$ [Buc-95]. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.5a durch punktierte Kreise unterschiedlicher Größe dargestellt. Die resultierende zeitliche Änderung des Streamerdurchmessers $D_S(t)$ beeinflusst wiederum die Kapazitätsverhältnisse der Elektrodenanordnung. Dadurch ist die Kapazität $C(t)$ des Streamergebiets zur Gegenelektrode (Abbildung 2.5b) ebenfalls zeitabhängig und muss für jeden Zeitschritt aus der Ladung Q des Streamergebiets, bzw. der dielektrischen Verschiebungsdichte, und der anliegenden Spannung neu berechnet werden. Entsprechend der konstanten Feldstärke E_i im Inneren des Streamers stellt sich entlang dieses Gebiets ein Spannungsabfall $u_S(t)$ ein:

$$u_S(t) = D_S(t) \cdot \left(\frac{E}{p} \right)_0 \cdot p = D_S(t) \cdot E_0 \quad (2.6)$$

Damit bildet sich zwischen dem Streamerkopf und der Gegenelektrode ein Spannungsabfall $u^*(t)$ mit:

$$u^*(t) = u(t) - u_S(t) \quad (2.8)$$

Diese transiente Überspannung $u^*(t)$ verursacht einen Verschiebungsstrom $i(t)$, der über die Spitze und das Streamergebiet zur Gegenelektrode fließt.

Mit der Kapazität $C(t)$ des Streamers zur geerdeten Platte berechnet sich $i(t)$ zu:

$$i(t) = C(t) \cdot \frac{du^*(t)}{dt} + u^*(t) \cdot \frac{dC(t)}{dt} \quad (2.9)$$

Dabei berücksichtigen die beiden Terme der rechten Seite jeweils die Höhe und die zeitliche Änderung von $u^*(t)$ bzw. von $C(t)$. Der mit diesem Strom verbundene Elektronenfluss führt durch Stoßvorgänge zu einer Erwärmung der Streamerkorona. Allerdings trägt nur der reelle Anteil $i_R(t)$ des Verschiebungsstroms $i(t)$ zu diesen Verlusten bei. Aufgrund der Eigenkapazität des Streamers werden vor allem die hochfrequenten Anteile von $i(t)$ kapazitiv durchgekoppelt, ohne Verluste im Streamerinneren zu verursachen (Abbildung 2.5c).

Mit der Einführung des spezifischen elektrischen Widerstands des Streamergebiets ρ_0 kann eine Bestimmungsgleichung für den Ionisationsstrom $i_R(t)$ aufgestellt werden:

$$i(t) = i_R(t) + \varepsilon_0 \cdot \rho_0 \cdot \frac{d}{dt}(i_R(t)) \quad (2.10)$$

Der Stromfluss $i_R(t)$ bewirkt zusammen mit dem Spannungsabfall $u_S(t)$ eine Energiezufuhr im Inneren des Streamergebiets $W(t)$, wobei nur die positiven Leistungsanteile zu berücksichtigen sind. Da negative Leistungsanteile nur bei fallenden Spannungsflanken auftreten, kommt es aufgrund der sinkenden Feldstärke zu Rekombinationsprozessen im Streamer. Die Energie, die dabei entsteht, wird in Form von Photonenstrahlung abgegeben und beeinflusst die thermischen Verhältnisse im Streamergebiet nicht.

Die Energiezufuhr im Inneren des Streamergebiets lässt sich somit berechnen nach:

$$W(t) = \int p_S(t) = \int (u_S(t) \cdot i_R(t)) dt \quad (2.7)$$

mit

$$p_S(t) > 0$$

Durch diesen Energieeintrag wird das Isoliergas SF₆ im Bereich des Streamers stark aufgeheizt. Ab Temperaturen von etwa 1000 K beginnt das Gas zu dissoziieren, bis bei etwa 2500 K die Dissoziation nahezu vollständig abgeschlossen ist. Dazu ist ein spezifischer Enthalpieeintrag von $6 - 14 \cdot 10^6$ J/kg notwendig. Da die Stromdichte im Streamer aber schon bei beginnender Dissoziation erhöht und die Feldstärke dadurch gesenkt wird, ist nach [Buc-95] nur eine kritische Enthalpie $h_{\text{krit}} = 6 \cdot 10^6$ J/kg erforderlich, um einen Streamer-Leader-Übergang einzuleiten. Mit der Gasdichte ρ und dem Volumen eines Streamerkanaals $V_{\text{SL}}(t)$ ergibt sich für die hierzu erforderliche Energie $W_{\text{SL}}(t)$:

$$W_{\text{SL}}(t) = h_{\text{krit}} \cdot \rho \cdot V_{\text{SL}}(t) \quad (2.11)$$

Um einen Leaderkanal bilden zu können, ist die Dissoziation des Gases in einem einzigen Kanal des Streamergebietes ausreichend. Da die Stromdichte in der Streamerkorona nicht konstant ist, wird angenommen, dass der Ionisationsstrom $i_R(t)$ ausschließlich durch das Volumen eines Streamerkanaals $V_{\text{SL}}(t)$ entlang der Rotationsachse des Streamergebietes fließt. Wenn die eingebrachte Energie $W_S(t)$ den Wert $W_{\text{SL}}(t)$ im Volumen $V_{\text{SL}}(t)$ mit dem mittleren Radius des zu dissoziierenden Streamerkanaals r_{SL} und der Länge $D_S(t)$ erreicht, erfolgt der Streamer-Leader-Übergang. Mit

$$V_{\text{SL}}(t) = r_{\text{SL}}^2 \cdot \pi \cdot D_S(t) \quad (2.12)$$

und Gleichung (2.11) ergibt sich die Bedingung für den Streamer-Leader-Übergang:

$$W_S(t) \geq W_{\text{SL}}(t) = h_{\text{krit}} \cdot \rho \cdot r_{\text{SL}}^2 \cdot \pi \cdot D_S(t) \quad (2.13)$$

Die bisherige Streamerkorona wird zu einem hochleitfähigen Leadersegment mit einem mittleren Radius des Leaderkanals r_L , dessen Länge dem Augenblickswert des Streamerdurchmessers $D_S(t)$ entspricht (Abbildung 2.5d).

Aufgrund der geringen Feldstärke entlang des Leadersegments liegt nahezu die volle Spannung $u(t)$ an der Spitze dieses Segments an. Es entsteht wiederum eine Vielzahl paralleler Streamer, und die beschriebenen Vorgänge wiederholen sich von neuem (vgl. Abbildung 2.5d). Als Folge wächst der Leader in Stufen auf die Gegenelektrode zu. Nach Überbrückung der gesamten Schlagweite erfolgt der Spannungszusammenbruch und die Durchschlagentwicklung ist damit abgeschlossen.

2.1.3. Koronastabilisierung

Vor allem bei Inhomogenitäten, z.B. an spitzen Störstellen, kann in SF₆ Koronastabilisierung nachgewiesen werden. Die Ausprägung der Koronastabilisierung wird dabei beeinflusst von der Spannungsteilheit, dem Gasdruck sowie der Geometrie der Störstelle [Hin-02]. Koronastabilisierung tritt demnach mit zunehmender Inhomogenität der Elektrodenanordnung bei größeren Steilheiten einer linear ansteigenden Prüfspannung auf. Das Auftreten wird bei konstanter Steilheit der Prüfspannung durch hohe Gasdrücke begünstigt, wobei dieses Verhalten stark von der Geometrie der Störstelle und der dadurch bedingten Ausdehnung der Streamerkorona beeinflusst wird. Ab einem kritischen Druck, der mit zunehmender Inhomogenität der Anordnung zunimmt, kann keine Raumladungsstabilisierung mehr nachgewiesen werden. Als Kriterium für das Auftreten von Koronastabilisierung kann angesetzt werden:

$$E'_m \cdot r_{sp} \cdot \frac{1}{p} \leq 2 \cdot b_1 \cdot \left(\frac{E}{p} \right)_0^2 = K_{stab} \quad (2.14)$$

E'_m ... Geschwindigkeit des Feldstärkeanstiegs

r_{sp} ... Radius der Prüfspitze

p ... Gasdruck

b_1 ... Beweglichkeit der Ionen

$\left(\frac{E}{p} \right)_0$... druckbezogene kritische Feldstärke

K_{stab} ... Grenzwert für das Auftreten von Koronastabilisierung

Bei Blitzstoßspannung tritt Koronastabilisierung nur bei sehr kleinen Krümmungsradien der Störstelle und gleichzeitig hohen Gasdrücken auf [Hin-02].

2.1.4. Zeitlicher Aufbau der Entladung

Bis es nach Überschreiten der kritischen Feldstärke zum Durchschlag kommen kann, ist der Zündverzug der Entladung zu berücksichtigen [Bey-86]. Der Zündverzug setzt sich aus der statistischen Streuzzeit t_S und der Aufbauzeit der Entladung zusammen, wobei sich die Aufbauzeit in t_A (Streameraufbauzeit) und t_F (Funkenaufbauzeit) untergliedern lässt.

Für die Zündverzugszeit t_V gilt allgemein [Bey-86]:

$$t_V = t_S + t_A + t_F \quad \text{i.a. mit } t_F \ll t_A, t_S \quad (2.15)$$

t_S ... statistische Streuzzeit

t_A ... Aufbauzeit

t_F ... Funkenaufbauzeit

Die statistische Streuzzeit ist dabei die Zeit vom Überschreiten der kritischen Feldstärke bis zur Bereitstellung eines lawinenwirksamen Anfangselektrons [Bey-86]. Dieses Anfangselektron kann wahlweise erzeugt werden durch

- natürliche oder künstliche Strahlung
- Elektronenablösung von negativen Ionen
- Elektronenemission aus der Kathode

Die statistische Streuzzeit t_S und die daraus resultierende Streuung der Durchschlagspannung ist bei elektronegativen Gasen wie SF_6 hoch, da aufgrund der hohen Elektronenaffinität nur wenige freie Elektronen vorhanden sind [Bey-86]. In SF_6 ist t_V daher im Wesentlichen durch die statistische Streuzzeit bestimmt [Boe-75a]. Eine Bestimmung der statistischen Streuzzeit in SF_6 ist anhand des Volumen-Zeit-Gesetzes möglich [Boe-75b] [Bey-86]. Bei einem kleinen kritischen Volumen, z.B. geringer Schlagweite einer Stab-Platte-Anordnung oder hohem Gasdruck, nimmt die statistische Streuzzeit zu, es ergibt sich ein breites Streuband der Durchschlagspannungen [Boe-75c].

Bei positiver Polarität an der stärker gekrümmten Elektrode und hohem Druck muss das Anfangselektron im Gasraum gebildet werden, die im kritischen Volumen entstehenden Lawinen wachsen auf die Elektrodenoberfläche zu. Oberflächennahe Elektronen können somit keine volle Lawine ausbilden, die statistische Streuzzeit ist damit groß [Boe-75c]. Bei negativer Polarität wächst die Lawine von der Elektrode aus in den Gasraum hinein. Daher werden hier vor allem Elektronen voll wirksam, die in der Nähe der Elektrodenoberfläche gebildet werden. Da aus der Kathode Elektronen emittiert werden können, ist die Anzahl der pro Zeiteinheit zur Verfügung stehenden Anfangselektronen groß. Es ergibt sich aufgrund der kleinen statistischen Streuzzeit ein schmales Streuband der Durchschlagspannungen [Boe-75c]. Die Voraussetzungen für eine Lawinenbildung sind damit bei negativer Polarität in den bei hohem Druck wirksam werdenden, aus der Oberflächenrauheit resultierenden Bereichen

hoher Feldstärke weitaus besser. Die Durchschlagspannungen sind bei negativer Polarität somit niedriger und der Einfluss der Oberflächenstruktur stärker ausgeprägt [Boe-75c].

Die Zeit vom Start der ersten Elektronenlawine bis zum Überbrücken des Elektrodenabstands durch die Entladung wird als Aufbauzeit t_A bezeichnet [Bey-86] und endet mit dem Beginn der Hauptentladung. Die Zeit, die dann für den Übergang des Entladungskanals vom schwach leitfähigen in den hoch leitfähigen Zustand benötigt wird, wird als Funkenaufbauzeit t_F bezeichnet. In gasisolierten, metallgekapselten Schaltanlagen ergeben sich unter praktischen Bedingungen Funkenaufbauzeiten von wenigen ns [Bey-86] [Wit-89], wobei in SF_6 mit Funkenaufbauzeiten von etwa 2 bis 4 ns zu rechnen ist [Küc-05] [Wit-89]. Diese sind gegenüber der Aufbauzeit in der Regel vernachlässigbar.

2.2. Durchschlagprozesse in festen Isolierstoffen

Die Berechnung der Durchschlagspannung fester Isolierstoffe unterscheidet sich von der Berechnung bei gasförmigen Isolierstoffen, da es sich bei Feststoffen im Allgemeinen um keine Werkstoffe mit homogener Struktur handelt. Fertigungsbedingte oder im Laufe der Betriebszeit entstandene Fehlstellen (z.B. Hohlräume) bestimmen das Durchschlagverhalten. Als weitere Einflussfaktoren sind durch das elektrische Feld verursachte Erwärmungsvorgänge zu berücksichtigen.

Es sind vier Durchschlagmechanismen zu unterscheiden, die sich in ihrer Wirkung teilweise überlagern können [Bey-86] [Kah-88] [Min-92]:

- Wärmedurchschlag:
Beim Wärmedurchschlag tritt eine thermische Zerstörung des Werkstoffs auf. Aufgrund des Zeitbedarfs von Erwärmungsvorgängen kann ein solcher Durchschlag nur bei dauerhaft anliegender Spannung erfolgen.
- Rein elektrischer Durchschlag:
Beim rein elektrischen Durchschlag tritt eine kurzzeitige Überbeanspruchung der elektrischen Festigkeit des Werkstoffs, z.B. durch Stoßspannung, auf.
- Teilentladungen:
TE in Hohlräumen (Gaseinschlüssen) können bei Wechselspannung zur funkenerosiven Zerstörung des Werkstoffs und somit zum Aufbau eines Durchschlagkanals führen.
- (Elektro-) Mechanischer Durchschlag:
Bei sehr dünnen, hochdurchschlagfesten Isolierfolien kann das Material durch elektrostatische Kräfte seine Isolierfähigkeit verlieren. Durch die elektrostatischen Kräfte wird der Isolierstoff mechanisch deformiert und der Durchschlag verursacht.

Als wesentliche Einflussparameter auf das Durchschlagverhalten fester Isolierstoffe sind somit zu nennen [Bey-86] [Min-92]:

- der strukturelle Feinbau des Prüfkörpers
- der elektrische Feldverlauf
- die Art der Spannung (Geschwindigkeit der Spannungssteigerung, Frequenz...)
- die Dauer der Spannungsbelastung
- Volumen und Wandstärke des Prüfkörpers
- Temperatur des Prüfkörpers

Für den Durchschlag der Feststoffbeschichtung in dieser Arbeit kommt von den vier genannten Mechanismen aufgrund der Verwendung dicker Beschichtungen (Schichtdicke mehrere Millimeter) und der Belastung mit Blitzstoßspannung unter den oben genannten Bedingungen nur der rein elektrische Durchschlag zum Tragen. Als rein elektrischer Durchschlag wird ein Mechanismus bezeichnet, der ohne wesentliche vorherige Erwärmung und ohne Teilentladungen auch nach kurzer Beanspruchungsdauer zu einem plötzlichen Verlust der Isolierfähigkeit eines Werkstoffs führt [Kin-82]. Der Mechanismus des rein elektrischen Durchschlags von festen Isolierstoffen ist noch nicht endgültig geklärt. Es wird angenommen, dass der rein elektrische Durchschlag in Festkörpern auf die Wirkung freibeweglicher Elektronen im Isolierstoff zurückzuführen ist [Bey-86].

Die Bereitstellung von Elektronen im Leitungsband kann durch verschiedene Mechanismen verursacht werden [Kin-82]. Werden Elektronen wie bei Gasen durch das elektrische Feld beschleunigt, kann Stoßionisation auftreten. Dabei können die Elektronen bei Stößen mit Gitteratomen durch die Abgabe ihrer kinetischen Energie weitere freie Elektronen erzeugen, was die Ausbildung einer Elektronenlawine ermöglicht. Durch die Stoßionisationsvorgänge werden positive Ionen erzeugt, die hinter den Elektronen zurückbleiben und eine positive Raumladung vor der Kathode bilden können [Bey-86]. Die Feldstärke vor der Kathode wird dadurch erhöht, was den Durchschlagsprozess begünstigt. Diese Lawinenbildung kann bei Erwärmung behindert werden, da die Elektronen durch Gitterschwingungen gebremst werden [Kin-82]. Des Weiteren können Elektronen aus dem Valenzband oder aus Hafttermen in das Leitungsband des Isolierstoffs übergehen, sobald die Bedingungen des Tunneleffekts erfüllt sind (innere Feldemission) [Kin-82]. Mit innerer Feldemission ist vor allem bei amorphen und verunreinigten Isolierstoffen zu rechnen. Wird eine bestimmte Grenztemperatur überschritten, was bereits bei Raumtemperatur der Fall sein kann, können hinreichend viele Haftstellen entleert werden. Bei äußerer Feldemission werden dem Dielektrikum von der Kathode aus Elektronen zugeführt, vor allem im Bereich lokaler Felderhöhung. Dieser Effekt sollte hauptsächlich für Anordnungen mit stark inhomogenem Feld von Bedeutung sein, während im Homogenfeld vor allem eine Elektronenvermehrung durch innere Feldemission zu erwarten ist.

Die Durchschlagfestigkeit von Isolierstoffen ist stark von der Elektrodenanordnung abhängig, wobei die geometrische Form der Elektroden [Cig-04], die Elektrodengröße und der Elektrodenabstand ([Dok-66], [Cig-04]), die Verbindung zwischen Elektroden und Isolierstoff, Fehlstellen und Inhomogenitäten im Isolierstoff sowie die Art und Dauer der elektrischen Belastung [Sch-69a] und die Polarität der Spannung [Sch-69a] eine Rolle spielen. Zudem kann die Durchschlagfestigkeit durch mechanische Spannungen im Isolierstoff beeinflusst werden [Dok-66] [Sch-74] [Kot-00].

Der Grad der Inhomogenität eines Isolierstoffs wirkt sich wesentlich auf den rein elektrischen Durchschlag aus. Allgemein sollte der Isolierstoff möglichst homogen sein, da alle Störungen des regelmäßigen Aufbaus Haftstellen zur Folge haben, aus denen Elektronen verhältnismäßig leicht befreit werden können. Struktur Grenzflächen, wie sie z.B. bei der Füllung von EP-Formstoffen entstehen, wirken in einer ähnlichen Weise als Schwachstellen [Sch-74] [Kin-82] [Sei-98]. Diese Grenzflächen müssen somit auch als Häufungsbereich für Fehlstellen betrachtet werden, wobei die Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens abhängig ist vom jeweiligen Verbundwerkstofftyp und vom verwendeten Füllstoff [Sei-98].

Die Durchschlagfestigkeit ist somit keine universell gültige Materialkonstante, sondern ist unter anderem vom Volumen des Prüflings abhängig, da die Wahrscheinlichkeit von Fehlstellen im Isolierstoff mit dem Volumen des Materials zunimmt [Sch-74]. Durch diese Fehlstellen wird die Durchschlagspannung vor allem bei Wechselspannung herabgesetzt. Dieser Zusammenhang kann mit einer Volumenkonstante τ durch das Vergrößerungsgesetz theoretisch abgeschätzt werden:

$$E_{d2} = E_{d1} \cdot \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{1/\tau} \quad (2.16)$$

In der Literatur sind für EP Volumenkonstanten zwischen 1,2 und 2,6 angegeben [Hil-81]. Dies kann allerdings nur zur Abschätzung der tatsächlichen Durchschlagspannung dienen. Neben dem Volumeneffekt tritt zusätzlich ein Dickeneffekt auf, der durch Raumladungen verursacht wird und somit durch das statistische Vergrößerungsgesetz nicht beschrieben wird [Küc-05].

Neben dem durch Fehlstellen im Isolierstoff verursachten Volumeneffekt kann zudem ein Flächeneffekt auftreten, der auf Fehlstellen in einer dünnen Isolierstoffschicht zurückzuführen ist, die direkt an die Elektroden grenzt [Oes-96]. Somit ist eine Verteilung der Durchschlagspannung einer Isolierung als Mischverteilung aus verschiedenen Teilverteilungen anzusehen, die den volumen- und flächengebundenen Fehlstellen zugeordnet werden können. Bei Isolierstoffen mit homogener, hohlraumarmer Struktur kann im Allgemeinen davon ausgegangen werden, dass die Entladungen vorwiegend an der Elektrodenoberfläche starten, da Grenzflächen zwischen verschiedenen Materialien häufig als

Schwachstelle wirken. Bei einem Isolierstoff mit inhomogener Struktur oder mit vielen Hohlräumen hingegen ist eine Initialentladung an einer solchen Fehlstelle im Isolierstoffvolumen wahrscheinlicher.

In [Sch-74] wird der Einfluss der Haftung zwischen Metallelektrode und Isolierstoff auf die Durchschlagfestigkeit von Epoxidharzformstoff diskutiert. Entscheidend für die Haftung von Kunststoffen auf Metallen sind sich ausbildende Bindungen zwischen den Werkstoffen. Diese Verbindung kann beispielsweise durch auftretende mechanische Kräfte an der Grenzfläche Metall-Kunststoff zerstört werden. Beim Verguss können aufgrund der unterschiedlichen Schwindung von Metall und beispielsweise Epoxidharzformstoff normal und tangential zur Metalloberfläche wirkende Spannungen auftreten. Bei großflächigen Elektroden kann daraus bereits eine teilweise Zerstörung der Adhäsionsbindungen resultieren. Zusätzlich ergibt sich bei elektrischer Belastung eine Kraft, die auf die jeweilige Volumeneinheit in Richtung des elektrischen Feldes wirkt. Im Homogenfeld kann daraus eine auf den Isolierstoff wirkende Spannung σ berechnet werden. Unter der Annahme, dass die an der Grenzfläche zwischen Beschichtung und Elektrodenmaterial wirksamen Bindungen sehr viel schwächer sind als das Beschichtungswerkstoff, wirkt die gesamte mögliche Verformung auf diese Bindungen. Wird ein kritischer Dehnwert überschritten, werden diese Bindungen zerstört.

Neben den vorhandenen Störstellen ist die Durchschlagfestigkeit in Feststoffen auch von der Spannungsform abhängig.

So beeinflusst die Frequenz der angelegten Wechselspannung die Durchschlagfestigkeit verschiedener Isolierstoffe. Die gemessenen Durchschlagspannungen für Isolierstoffe bei einer Prüflingsdicke von 12,5 μm [Ela-00] bzw. 0,4 mm zwischen den Elektroden [Grö-86] sind bei hohen Frequenzen (83 kHz [Ela-00] und 400 Hz [Grö-86]) deutlich geringer als bei 50 Hz. Begründet wird die geringere Durchschlagfestigkeit bei hohen Frequenzen vor allem durch die höheren Polarisationsverluste und die daraus resultierende Erwärmung des Isolierstoffs, was zum Wärmedurchschlag führt [Ela-00] [Pfe-91].

In [Sch-69a] kann bei homogenen Anordnungen kein Einfluss von Dauer bzw. Steilheit von Stoßspannungen auf die Durchschlagfestigkeit von ungefülltem und gefülltem (Füllstoff: Quarzmehl) Epoxidharz nachgewiesen werden. Die Durchschlagspannung liegt bei 470 kV (EP ungefüllt) bzw. 320 kV (EP gefüllt) bei einem Plattenabstand von je 3 mm, was einer Durchschlagfestigkeit von 157 kV/mm bzw. 107 kV/mm entspricht. Im Gegensatz dazu ist in inhomogenen Anordnungen ein Einfluss der Spannungsform feststellbar. Die Stoßdurchschlagfestigkeiten bei Belastung mit positiver Keilstoßspannung ist dabei bei Nadel-Platte-Anordnungen als auch bei Stab-Platte-Anordnungen (flache Stabelektrode mit abgerundeter Kante) von der Anstiegsteilheit der Keilstoßspannung abhängig. Bei kleinen Steilheiten ist die Durchschlagspannung konstant und nimmt ab etwa 500 kV/ μs zu. Bei der Nadel-Platte-Anordnung (EP ungefüllt, Abstand Nadel-Platte 30 mm) wird ein Anstieg von

ca. 260 kV bei Anstiegssteilheiten von bis zu 500 kV/ μ s auf ca. 800 kV bei 6000 kV/ μ s, was dem dreifachen Wert entspricht, beobachtet.

In [Wer-00] wird der Einfluss verschiedener Blitzstoßspannungsformen auf das Durchschlagverhalten von Polyethylen (HDPE, high density PE) mit einer Dicke von 0,8 mm experimentell untersucht. Eine Variation der Stirnzeit der Blitzstoßspannung zwischen 0,5 μ s und 6 μ s bei konstanter Rückenhalbwertzeit und negativer Polarität hat dabei keinen Einfluss auf die 50%-Durchschlagspannung. Ein Einfluss der Rückenhalbwertzeit auf das Durchschlagverhalten wird, auch mit Verweis auf weitere Literatur, als vernachlässigbar eingestuft, da die meisten Durchschläge bereits im Anstieg bzw. Scheitel der Stoßspannung auftreten.

In [Rit-94] wird für Nadelelektroden in PE-Prüflingen der Einfluss verschiedener Blitzstoßspannungsformen auf die Kanaleinsatzspannung diskutiert. Eine Variation der Stirnzeit der Blitzstoßspannung zwischen 0,6 μ s und 2,3 μ s bei konstanter Rückenhalbwertzeit hat dabei keinen Einfluss auf die Kanaleinsatzspannung. Auch ein Einfluss der Rückenhalbwertzeit zwischen 6 μ s und 95 μ s bei konstanter Stirnzeit von 1 μ s kann ausgeschlossen werden. Werden die Parameter der Stoßspannung in einem weiten Bereich verändert, kann allerdings als Tendenz festgestellt werden, dass die Kanaleinsatzspannung bei Blitzstoßspannung geringer ist als bei Belastung mit längeren Stoßspannungen, was auf Raumladungen zurückgeführt wird, die die Entladung hemmen.

Die in eingebetteten Stab-Stab-Anordnungen mit Wechselfspannung ermittelten Durchschlagfestigkeiten sind geringer als die Durchschlagfestigkeiten, die bei Belastung mit Blitzstoßspannung (negative Polarität; 1,2/50) im Spannungssteigerungsversuch gemessen werden. Die Durchschlagfestigkeiten bei Belastung mit Blitzstoßspannung im Konstantspannungsversuch liegen zwischen den beiden genannten Werten. Der Stoßfaktor für das 50%-Quantil wird definiert zu [Sch-74]:

$$\text{Stoßfaktor} = \frac{U_{D,\text{Stoß}}}{\hat{U}_{D,\text{Wechsel}}} \quad (2.17)$$

$U_{D,\text{Stoß}}$... Durchschlagspannung bei Belastung mit negativer Blitzstoßspannung

$\hat{U}_{D,\text{Wechsel}}$... Scheitelwert der Durchschlagspannung bei Belastung mit Wechselfspannung

und liegt im Bereich 1,1 bis 1,6 [Sch-74].

Der Einfluss der Spannungsform kann unter der Annahme erklärt werden, dass der Durchschlag der Isolierung durch die mechanische Zerstörung der Adhäsionsbindungen beeinflusst wird. So unterscheidet sich die Dauer der mechanischen Belastung der Bindungen durch die elektromechanischen Kräfte bei Wechselfspannung deutlich von der Dauer der Einwirkung bei Belastung mit Blitzstoßspannung. [Sch-74]

Als weiterer Einflussfaktor auf das Durchschlagverhalten fester Isolierstoffe ist die Temperatur des Isolierstoffs zu nennen. Die Durchschlagspannungen, bzw. deren zugrunde liegende Verteilung, wird von der Temperatur beeinflusst [Kot-00] [Raj-03], wobei die

Temperaturabhängigkeit vom Isolierstoff abhängt. Für Polyamid (PA), Polyimid (PI) und Polytetrafluorethylen (PTFE) nimmt die Durchschlagfestigkeit bei Belastung mit Gleichspannung mit zunehmender Temperatur ab [Raj-03]. Für gefüllte Epoxidharzformstoffe wird in inhomogenen Elektrodenanordnungen bei Wechsellastspannung die gleiche Tendenz festgestellt [Kot-00]. Bei homogenen Elektrodenanordnungen wird für einige Mischungen bei niedrigen Temperaturen eine Zunahme der Durchschlagfestigkeit mit der Temperatur beobachtet [Kot-00]. Dieses Verhalten wird auf innere mechanische Spannungen, die bei Raumtemperatur im Material vorhanden sind und durch unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten von Elektroden und Epoxidharz beim Verguss verursacht werden, zurückgeführt. Diese Spannungen führen zu einer verringerten Durchschlagfestigkeit des Materials. Mit zunehmender Temperatur werden diese Spannungen verringert und die Durchschlagfestigkeit steigt. Wird die Temperatur weiter erhöht, wird auch für diese gefüllten Epoxidharzformstoffe im homogenen Feld eine Abnahme der Durchschlagfestigkeit mit der Temperatur beobachtet. Zur detaillierten Darstellung von Ergebnissen und Mechanismen sei hier auf einschlägige Literatur (z.B. [Kot-00], [Raj-03], [Rit-94]) verwiesen.

Das Auftreten von Teilentladungskanälen an Nadelelektroden in EP-Formstoff bei Belastung mit Stoßspannungen wird in der Literatur ausführlich diskutiert (z.B. [Kin-82] [Sch-74] [Sch-69a]), ebenso Anordnungen mit Nadelelektrode in vernetztem Polyethylen (VPE) [Rit-94]. Bei isotropen Werkstoffen breiten sich Teilentladungskanäle in Richtung der elektrischen Beanspruchung aus. Sie stellen eine irreversible Schädigung des Dielektrikums dar und führen in der Regel bei Langzeitbeanspruchung zum vollständigen Durchschlag [Sch-74]. Die räumliche und zeitliche Ausbreitung dieser Kanäle ist abhängig von den Prüfkörperabmessungen und von der Art und Dauer der elektrischen Belastung. Zudem kann die Ausbildung dieser Kanäle sowie ihre Wachstumsgeschwindigkeit durch eine gleichzeitige mechanische Belastung des Isolierstoffs beeinflusst werden. Allgemein hat der mechanische Spannungszustand in einem Prüfling zwei Ursachen: Zum einen entstehen mechanische Spannungen bereits bei der Herstellung des Prüflings aufgrund von Reaktions- und Abkühlspannungen. Zum anderen treten mechanische Spannungen als Folge von äußeren Kräften oder durch Wärmespannungen auf. Wird ein Prüfling mit eingegossener Nadelelektrode mechanisch belastet, nehmen die Wechsellastspannung, bei der es zur Ausbildung von Vorentladungskanälen kommt, sowie die Durchschlagfestigkeit der Anordnung ab, was durch eine teilweise mechanische Zerstörung des Werkstoffs begründet wird [Sch-74].

In VPE wird eine Abhängigkeit der Kanaleinsatzspannung von der Polarität der angelegten Blitzstoßspannung nachgewiesen [Rit-94]. Bei positiver Polarität liegt diese Spannung signifikant über der Kanaleinsatzspannung bei negativer Polarität, wobei der Polaritätseinfluss bei höheren Temperaturen abnimmt. Zudem wird bei Belastung mit positiver Stoßspannung ein schnelleres Kanalwachstum beobachtet als bei Belastung mit negativer Stoßspannung.

Ein Entladungskanal als Folge einer lawinenartigen Zunahme von Ladungsträgern entsteht, wenn die zeitliche Zunahme der Feldstärke aufgrund der Spannungsbelastung gegenüber der raumladungsbedingten Feldschwächung überwiegt. So ist die Entstehung von Entladungskanälen nur in der Stirn der Stoßspannungen beobachtet worden. [Kin-82] [Sch-69a]

2.3. Durchschlag an Grenzflächen in Gasen

Grenzschichten zwischen Gasen und Feststoffen können je nach Ausrichtung der Grenzschicht im elektrischen Feld unterschieden werden in

- Längsgrenzschichten
- Quergrenzschichten
- Schräggrenzschichten

Bei Längsgrenzschichten verlaufen die Feldlinien parallel zur Grenzschicht. Bei idealen Oberflächen wird so die makroskopische Feldverteilung im Gas durch den Feststoff nicht beeinflusst, so dass die Durchschlagspannung an Längsgrenzflächen unter Laborbedingungen der Durchschlagspannung der reinen Gasstrecke entspricht [Bey-86] [Küc-05]. In technischen Anordnungen liegt die Durchschlagspannung jedoch auch bei Verwendung einer Rogowski-Plattenelektrode für alle Spannungsformen unterhalb der Durchschlagspannung für ein homogenes Feld im gleichen Gasraum [Kah-88] [Küc-05]. Ursache dafür sind Inhomogenitäten der Isolatoroberfläche und Gasspaltbildung am Elektroden-Isolierstoff-Übergang, die zu Teilentladungen und damit zu Raumladungen führen, die die Potentialverteilung beeinflussen. Als weitere Ursachen für die geringere Durchschlagspannung sind das Freisetzen nur schwach gebundener Ladungsträger aus der Feststoffoberfläche sowie ein eventuell vorhandener Feuchtigkeitsbelag der Oberfläche oder Fremdschichtbildung in Betracht zu ziehen.

Quergrenzschichten werden senkrecht von den Feldlinien durchsetzt. Die Feldstärken verhalten sich umgekehrt proportional zu den Dielektrizitätszahlen der Materialien, wenn das elektrostatische Feld die Potentialverteilung bestimmt. Im Vergleich zum gasförmigen Einstoffsystem mit gleicher homogener Elektrodenanordnung ist die Durchschlagspannung im Fall eines homogenen Felds aufgrund der Erhöhung der elektrischen Feldstärke im Gasraum kleiner. Im Fall eines inhomogenen Feldes kann durch Einbringen eines Feststoffes die Durchschlagspannung im Vergleich zum Einstoffsystem jedoch erhöht werden. [Kah-88]

Die meisten technischen Isolierungen mit mehreren Isolierstoffen weisen Grenzschichten auf, die keine eindeutigen Quer- oder Längsgrenzschichten sind, da der Winkel zwischen Grenzfläche und Feldlinien im Bereich zwischen 0° bis 90° liegt. Charakteristische

Kennzeichen für Schräggrenzschichten sind die vorhandenen Tangentialkomponenten E_t und Normalkomponenten E_n der Feldstärke an der Grenzschicht (Abbildung 2.6). Es kann bei oberflächenladungsfreien Grenzflächen für das elektrische Feld folgender Zusammenhang aufgestellt werden:

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\frac{E_{1t}}{E_{1n}}}{\frac{E_{2t}}{E_{2n}}} = \frac{E_{2n}}{E_{1n}} \quad (2.18)$$

Somit gilt für $E_{1t} = E_{2t}$:

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (2.19)$$

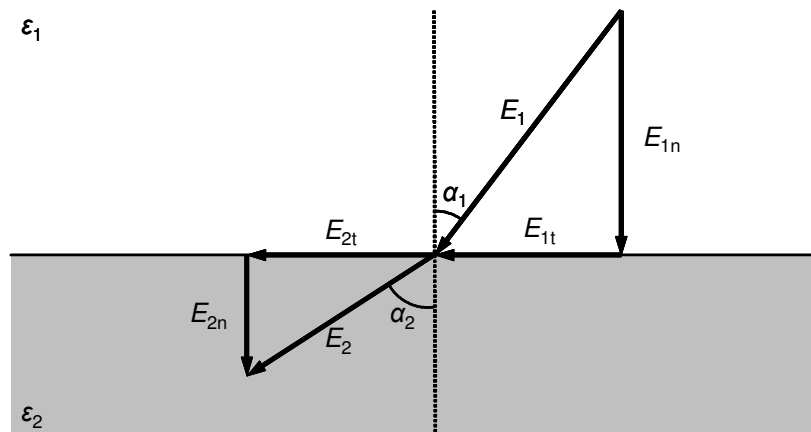


Abbildung 2.6: Elektrische Feldstärke an der Grenzfläche zweier Medien ($\varepsilon_1 < \varepsilon_2$) nach [Bey-86]

2.3.1. Grundlagen zu Gleitentladungen an Grenzschichten

An Grenzschichten zwischen Isolierwerkstoffen mit unterschiedlichem Aggregatzustand können sich entlang der Oberfläche eines (festen) Isolierstoffs Entladungen ausbilden [Win-73]. Die folgenden Betrachtungen beschränken sich auf Gleitentladungen mit starker kapazitiver Kopplung zur Gegenelektrode an Grenzflächen zwischen Gasen und Feststoffen.

Bei Gleitanordnungen mit abgerundeten Elektroden (Abbildung 2.7) kommt es bereits bei niedrigen Spannungen aufgrund des Tripel-Punkts an der Elektrode zu Entladungen [Küc-05]. Für diesen Entladungseinsatz ist die Normalkomponente des elektrischen Feldes an der Grenzfläche im gasgefüllten Zwickel maßgeblich, da sie durch Feldverdrängung stark erhöht wird. Wenn im Zwickel an einer Stelle die Zündbedingung erfüllt ist, kommt es zu Entladungen. Dabei können Ladungsträger auch aus der Isolierstoffoberfläche zur Verfügung

gestellt werden. Im Anschluss bildet sich unter der Wirkung der tangentialen Feldkomponente eine Gleitladung entlang der Oberfläche aus.

An scharfrandigen Elektrodenanordnungen hingegen kann sich unter der Wirkung der tangentialen Feldkomponente eine stabile Glimmentladung ausbilden (Abbildung 2.8).

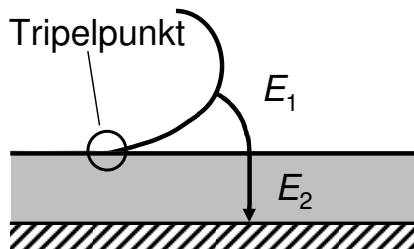


Abbildung 2.7: Zündung von Oberflächenladungen durch das normal zur Oberfläche gerichtete elektrische Feld; abgerundete Elektrodenanordnung nach [Küc-05]

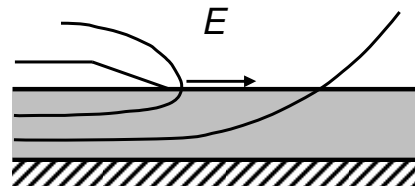


Abbildung 2.8: Zündung von Oberflächenladungen durch das tangential zur Oberfläche gerichtete elektrische Feld; scharfrandige Elektrodenanordnung nach [Küc-05]

Die Gleitladungen an der Oberfläche der in dieser Arbeit untersuchten beschichteten Stabelektroden stellen einen Überschlag an einer Schräggrenzfläche dar. Mit steigender Spannung kann bei solchen Schräggrenzflächen bei Belastung mit Wechselspannung bzw. Impulsspannung die Ausbildung von Koronaentladungen beobachtet werden. Daran schließen sich Gleitbüschel, Gleitstielbüschel und Gleitfunken an [Kah-88]. Die Reihenfolge stellt Lawinentladung, Streamerentladung, kombinierte Streamer-Leader-Entladung und schließlich Leaderentladungen dar.

Bei Stoßspannungen ist das Phänomen der Gleitladung im Vergleich mit anderen Spannungsformen stark ausgeprägt, da der Strom im Entladungskanal aufgrund der großen Spannungssteilheit vergleichsweise hoch ist [Win-73]. Auch bei Belastung mit Wechselspannung sind Gleitfunken nachweisbar. Aufgrund der aus der jeweils vorhergehenden Halbwelle auf der Oberfläche verbliebenen Ladungen entsteht ein starkes Spannungsgefälle um den Gleitpol. Der Entladungseinsatz wird somit begünstigt. Zudem ergibt sich aufgrund der Kompensation der Restladungen, zusätzlich zum Aufladen der Koppelkapazitäten zwischen Entladung und Gegenelektrode, ein verhältnismäßig hoher Strom, der die Entladungsentwicklung unterstützt. Bei Belastung mit Gleichspannung wird die Oberfläche nach Überschreiten der Einsetzspannung mit gleichnamigen Ladungen aufgeladen, was das Auftreten eines stromstarken Funkens behindert. Das Auftreten einer Entladung ist dabei stark von der Oberflächenleitfähigkeit und der Oberflächenkapazität, d. h. der Kapazität zwischen der Feststoffoberfläche und der Gegenelektrode, abhängig. Tritt eine Entladung auf, so entspricht die Entwicklung bei Gleichspannungsbelastung der Entwicklung bei Wechselspannung.

Die Gleitstielbüscheleinsetzspannung $U_{gl,e}$ ist von der spezifischen Kapazität c_s (auf die Flächeneinheit bezogene Kapazität) der Gleitentladungsisolierung abhängig und kann aufgrund empirischer Beziehungen bestimmt werden [Bey-86] [Kah-88] [Kin-82]. Es gilt bei 50 Hz für $U_{gl,e}$ (in kV) in Luft [Kah-88]:

$$U_{gl,e} = K_1 \cdot c_s^{-K_2} \quad (2.20)$$

K_1 ... Konstante: $1,4 \cdot 10^{-4}$

K_2 ... Konstante: 0,44

c_s ... spezifische Kapazität $c_s = \frac{C}{A}$ [F/cm²]

Nach [Kin-82] gilt ein ähnlicher Zusammenhang:

$$U_{gl,e} = K \cdot \left(\frac{p \cdot a}{\epsilon_r} \right)^\alpha \quad (2.21)$$

p ... Druck [MPa]

a ... Dicke des Isolierstoffs [mm]

ϵ_r ... Dielektrizitätszahl des Isolierstoffs

α ... 0,45 ... 0,5 (geringe Isolierstoffdicken 0,5; mit wachsender Dicke gegen 0 abnehmend)

K ... stoffabhängige Konstante (abhängig von Elektrodenmaterial und umgebenden Isoliermedium)

Oder nach [Bey-86] für sinusförmige Wechselspannungen:

$$U_{gl,e} = 75 \text{ kV} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_r} \cdot \frac{a}{\text{cm}} \right)^{0,44} \quad (2.22)$$

a ... Dicke des Isolierstoffs [cm]

ϵ_r ... Dielektrizitätszahl des Isolierstoffs

Die Gleitfunkenlänge l_{glf} bei Impulsspannungen (Spannungssprung mit $dU/dt = 2 \cdot 10^6$ bis $300 \cdot 10^6$ kV/s im Anstieg) ergibt sich empirisch zu: [Toe-21] [Kah-88]

$$l_{glf} = K \cdot c_s^2 \cdot \hat{u}^5 \cdot \sqrt[4]{\frac{dU}{dt}} \quad (2.23)$$

c_s ... spezifische Kapazität [F/cm²]; umzurechnen in das Gaußsche Einheitensystem [cm]

dU/dt ... Spannungssteilheit [kV/μs]

K ... Konstante:
 $0,41 \cdot 10^{-7}$ für negative Stoßspannung
 $0,48 \cdot 10^{-7}$ für positive Stoßspannung

\hat{u} ... Scheitelspannung [kV]

Überbrückt der Gleitfunke die Schlagweite d , so kann die Überschlagspannung bei Belastung mit Impulsspannung berechnet werden zu: [Kah-88]

$$\hat{u}_{\text{ügl}} = \sqrt[5]{\frac{d}{Kc_s^2} \cdot \left(\frac{1}{dU/dt}\right)^{1/20}} \quad (2.24)$$

Eine weitere Möglichkeit, die Gleitstielbüscheleinsetzspannung zu ermitteln, stellt eine Energiebetrachtung dar. Dazu wird der physikalische Zusammenhang für den Übergang einer Gleitbüschelentladung in ein Gleitstielbüschel betrachtet. Für diesen Übergang muss eine Thermoionisation des Entladungskanals erfolgen. Für den Verschiebungsstrom kann auch bei Gleitentladungen Gleichung (2.9) angesetzt werden [Cru-74]. Aufgrund der hohen Kapazität zwischen Gegenelektrode und Gleitbüschel ist der Verschiebungsstrom bereits bei geringer Reichweite sehr hoch. Dies führt dazu, dass schon bei geringen Reichweiten der Gleitbüschel die für die Gleitstielbildung notwendigen Stromdichten erreicht werden. Für die Entwicklung des Überschlags ist somit die spezifische Oberflächenkapazität ΔC_0 des Feststoffs entscheidend. ΔC_0 ist dabei als Kapazität einer Flächeneinheit gegen die Metallelektrode zu verstehen. Wird die Dicke a des Feststoffs in diesem kleinen Bereich als konstant betrachtet, ergibt sich die spezifische Oberflächenkapazität zu [Bey-86]

$$\Delta C_0 = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \frac{1}{a} \quad (2.25)$$

Über den Gleitstiel mit dem Widerstand R_F wird die vom vorgelagerten Gleitbüschel erfasste Oberfläche bzw. die zugehörige spezifische Oberflächenkapazität ΔC umgeladen (Abbildung 2.9). Es gilt [Bey-86]:

$$\Delta C = k \cdot \Delta C_0 \quad (2.26)$$

Die im Gleitstiel bzw. dem Widerstand R_F umgesetzte Energie kann abgeschätzt werden. Wenn im Ersatzschaltbild (Abbildung 2.10) eine Rechteckspannung U zugeführt wird, ergibt sich der höchste Energieumsatz in R_F . Erreicht diese Grenzenergie den für die Thermoionisation notwendigen Wert W_{TH} so ist die Gleitstielbüscheleinsetzspannung $U_{\text{gl,e}}$ erreicht. Es gilt [Bey-86]:

$$W_{\text{TH}} = \frac{1}{2} \cdot \Delta C \cdot U_{\text{gl,e}}^2 \Rightarrow U_{\text{gl,e}} = \sqrt{\frac{2 \cdot W_{\text{TH}} \cdot a}{k \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r}} \quad (2.27)$$

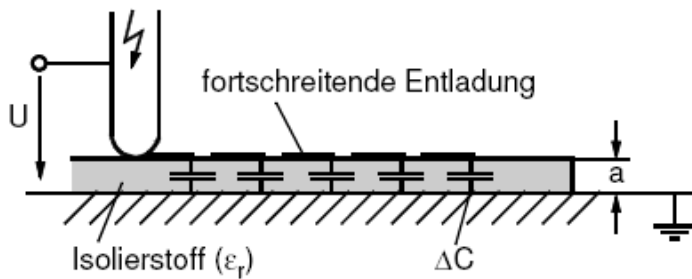


Abbildung 2.9: Gleitanordnung mit Ersatzschaltbild nach [Bey-86]

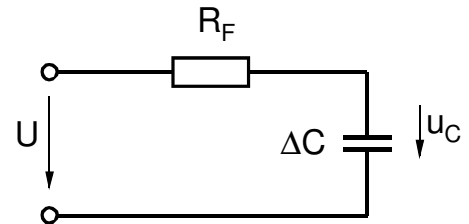


Abbildung 2.10: Ersatzschaltbild zur Ermittlung der im Gleitstiel umgesetzten Energie nach [Bey-86]

Zur Simulation der Gleitentladungsentwicklung ist die Beeinflussung von Ionisations- und Anlagerungsprozessen durch die Isolationsoberfläche in Betracht zu ziehen [Gal-91] [Ten-97]. Durch die Isolationsoberfläche werden sowohl die Ionisations- als auch die Anlagerungsprozesse verstärkt. Zum einen können durch Photonen Elektronen aus der Oberfläche gelöst werden, was sich in der Bereitstellung von Anfangselektronen als auch auf Ionisationsvorgänge in den Lawinen auswirkt. Zum anderen können Elektronen in Gitterfehlstellen bzw. Ionen durch elektrostatische Anziehung auf der Oberfläche angelagert werden. Aufgrund dieser Vorgänge wird von höheren Anlagerungs- bzw. Ionisationskoeffizienten als bei Luftdurchschlägen ausgegangen.

2.3.2. Einflussfaktoren in technischen Gleitanordnungen in gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen

Gleitentladungen in technischen Anordnungen in GIS können durch verschiedene Faktoren beeinflusst werden, z.B.

- Feuchte
- Vorhergehende Überschläge
- Partikel auf Oberflächen
- Oberflächenrauheit

Im Folgenden soll eine kurze Zusammenfassung der genannten Einflussfaktoren gegeben werden.

Das Überschlagverhalten von Gleitanordnungen kann durch Feuchte beeinflusst werden, wobei der Einfluss in Luft nur bei hohen Änderungen der Luftfeuchte nachweisbar ist [Cru-74]. Der Feuchteinfluss auf die Überschlagspannung von Gleitanordnungen bei Belastung

mit Schaltstoßspannung (SI) ist dabei abhängig von der Schlagweite der Anordnung. Während bei kurzen Schlagweiten eine Zunahme der Überschlagspannung mit dem Feuchtegehalt der Luft nachgewiesen wird, ist ab einer Schlagweite von 15 bis 20 cm der Einfluss bei positiver SI kleiner 2%. Dieses Verhalten wird durch den Einfluss von Feuchte auf die Streamerentwicklung begründet. Aufgrund des Wassergehaltes in der Luft wird die freie Weglänge kleiner, das Entladungswachstum wird behindert. Zudem werden Elektronen an den Wassermolekülen angelagert. Aufgrund des geringen Einflusses der Feuchte bei großen Schlagweiten wird angenommen, dass der Spannungsbedarf des Leaders weitgehend feuchteunabhängig ist.

Neben äußeren Einflüssen wie Fremdschichten oder Feuchte kann das Überschlagverhalten von Isolatoren auch von vorhergehenden Überschlägen beeinflusst werden. Bei Versuchen mit Epoxidharz-Prüflingen mit verschiedenen Füllstoffen in SF₆ wird in [Ver-87] die Ausbildung von sichtbaren Überschlagwegen nachgewiesen. Die sichtbaren Überschlagspuren weisen dabei eine höhere Oberflächenleitfähigkeit auf als die unbelastete Oberfläche. In [Woo-80] wird eine Verringerung der Überschlagspannung bei Wechsellastbelastung nach Belastung mit hochenergetischen Lichtbögen in SF₆ nachgewiesen. Dieser Einfluss ist werkstoffabhängig und erlaubt eine Klassifizierung von Werkstoffen für bestimmte Einflussbereiche.

In GIS können Partikel in der Anlage das Überschlagverhalten von Isolatoren stark beeinflussen [Mou-04] [Sch-97]. Die Überschlagspannung wird durch Partikel deutlich reduziert [Mou-04] [Sch-97] [Sud-86], wobei aufgrund von Koronastabilisierung ein deutlicher Einfluss der Spannungsform und des Gasdrucks auf die Reduktion diskutiert wird [Sch-97].

Für zylinderförmige Isolatoren aus Polymethylmethacrylat (PMMA) nimmt die Überschlagspannung in Stickstoff mit zunehmender Oberflächenrauheit ab [Sud-86]. Dieser Effekt ist somit bei der quantitativen Modellierung von Gleitentladungen zu berücksichtigen. Die Beeinflussung kann dabei auf folgenden Mechanismen basieren [Sud-86]:

- Erhöhung der elektrischen Feldstärke im mikroskopischen Bereich entlang der Isolatoroberfläche
- Beeinflussung der Oberflächenleitfähigkeit
- Einfangen von Elektronen in Haftstellen oder erhöhte Elektronenemission

2.3.3. Gleitentladungen in Luft

In [Cru-74] wird die Abhängigkeit der Überschlagspannung einer Gleitanordnung in Abhängigkeit der Schlagweite (Überschlaglänge) sowie der spezifischen Kapazität für verschiedene Spannungsformen dargestellt. Für die Untersuchungen wird eine plattenförmige

Gleitanordnung bestehend aus einer rückseitig leitfähig beschichteten Glasplatte mit aufgesetzter Nadelelektrode verwendet. Die Versuche werden in Luft mit verschiedenen Plattendicken durchgeführt.

Bei Schaltstoßspannung (SI) stellt für alle in [Cru-74] untersuchten Schlagweiten die positive Polarität die kritische Polarität dar. Bei Blitzstoßspannungen (LI) kann ein Einfluss der Rückenhalbwertzeit auf die kritische Polarität beobachtet werden. Während bei LI der Form 1,2/50 im gesamten Schlagweitenbereich die positive Polarität kritisch ist, kann bei kürzeren Rückenhalbwertzeiten (1,2/10) ein Wechsel der kritischen Polarität von positiv auf negativ bei einer Schlagweite von 35 cm nachgewiesen werden. Dieser Kreuzungspunkt wird bei noch kürzerem Rücken (1,2/5) weiter in Richtung kürzeren Schlagweiten verschoben.

Bei Blitzstoßspannung mit einer Rückenhalbwertzeit kleiner $50 \mu\text{s}$ nimmt die Überschlagspannung mit abnehmender Rückenhalbwertzeit zu [Cru-74], ab einer Rückenhalbwertzeit größer $50 \mu\text{s}$ wird kaum mehr ein Einfluss festgestellt. Dies wird auf einen Überschlag im Rücken der Spannung zurückgeführt. Der tatsächliche Spannungswert, bei dem im Rücken der Überschlag erfolgt, nimmt mit zunehmender Rückenhalbwertzeit zu [Cru-74]. Dies wird durch höhere Stromstärken und damit einem geringen Spannungsbedarf der Gleitentladung bei kurzen Stoßspannungen begründet. Die Stromstärke ist zudem abhängig von der spezifischen Oberflächenkapazität, so dass die Spannung, bei der ein Überschlag erfolgt, bei kleinen Kapazitäten höher ist. Der Einfluss der Rückenhalbwertzeit nimmt dabei mit zunehmender Schlagweite ebenfalls zu.

Die Überschlagspannung bei positiver Polarität der SI ist bei kleinen Schlagweiten höher als die Überschlagspannungen bei LI und passt sich bei langen Schlagweiten und zunehmender spezifischer Oberflächenkapazität des Prüflings der Kurve für LI (1,2/50) an [Cru-74]. Bei negativer Polarität sind die Überschlagspannungen für SI deutlich höher als bei positiver Polarität. Der Polaritätseinfluss verringert sich allerdings mit abnehmender spezifischer Oberflächenkapazität.

Bis zu einer Schlagweite von 10 bis 15 cm (abhängig von der spezifischen Oberflächenkapazität) entspricht das Überschlagverhalten der Anordnung bei Wechsellspannung etwa dem bei positiver SI [Cru-74]. Bei größeren Schlagweiten sind höhere Überschlagspannungen bei AC als bei SI nachweisbar.

Bei allen Spannungsformen und Plattendicken sind die Überschlagzeiten bei negativer Polarität geringer als bei positiver Polarität [Cru-74]. Die Vorwachs geschwindigkeit der Entladung ist somit bei negativer Polarität höher. Es werden nur Überschläge im Rücken der LI nachgewiesen, wobei die Überschlagzeiten mit längerer Schlagweite und größerer Rückenhalbwertzeit zunehmen. Bei kleinerer spezifischer Oberflächenkapazität werden bei beiden Polaritäten kürzere Überschlagzeiten beobachtet. Bei SI tritt der Überschlag während der Stirnzeit auf, bei kleinerer spezifischer Oberflächenkapazität werden bei beiden Polaritäten im Gegensatz zu LI längere Überschlagzeiten beobachtet.

In [Hei-00] wird die Gleitentladungsentwicklung bei Belastung mit negativer Impulsspannung (Spannungssprung mit einer Anstiegszeit von etwa 500 ns) in Luft bei Umgebungsdruck dargestellt. Als Versuchsaufbau wird eine zylinderförmige Hochspannungselektrode mit einem Durchmesser von 60 mm verwendet, auf die ein PE-Rohr mit einer Dicke von 4,5 mm aufgebracht ist (Abbildung 2.11). Auf die Oberfläche wird als Erdkontaktierung eine Nadelelektrode aufgesetzt. In der Erdverbindung ist dabei eine Strommessung integriert. Die effektive Überschlagweite l zwischen der aufgesetzten Nadelelektrode und dem Ende des Rohrs ist über Verschieben des Rohrs auf der Elektrode zwischen 2,5 und 60 cm veränderbar. Um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, wurden zwischen Einzelversuchen verbliebene Oberflächenladungen mittels eines Metallgitters entfernt. Die Belastung mit negativer Impulsspannung führt zu einer positiven Gleitentladung an der Nadelelektrode. Der Spannungsbedarf der Entladung wird zu 10...15 kV/cm für kurze Überschlagweiten ($l < \text{ca. } 8 \text{ cm}$) bzw. 0,5 kV/cm für lange Überschlagweiten ($l > \text{ca. } 20 \text{ cm}$) bestimmt.

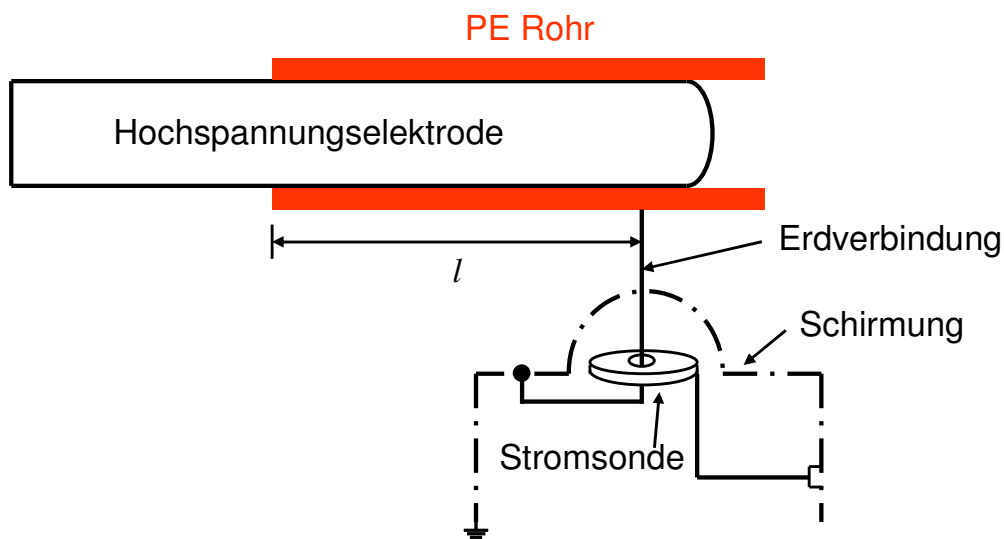


Abbildung 2.11: Versuchsaufbau für die Untersuchung von Gleitentladungen in Luft nach [Hei-00]

Zur Erstellung eines einfachen Modells wird die Ausbildung eines Streamer-Leader Übergangs angenommen. Die elektrische Feldstärke im Entladungskanal ist aufgrund der Aufheizung des Kanals durch den im Entladungskanal fließenden Strom eine Funktion der Zeit. Für eine theoretische Beschreibung des Gleitüberschlags ist ein Modell für die Überschlagsgeschwindigkeit für einen kombinierten Leader-Streamer-Überschlag erforderlich. In [Hei-00] wird ein proportionaler Zusammenhang zwischen Überschlaggeschwindigkeit v und Spannung an der Leader-Spitze U_{tip} nach [Nie-83] (vgl. auch Kapitel 2.3.4, Seite 32) für das Modell angesetzt. Es ergibt sich somit:

$$v = \alpha \cdot U_{\text{tip}} \quad (2.28)$$

v	...	Überschlaggeschwindigkeit
α	...	Anpassungsfaktor
U_{tip}	...	Spannung an der Leader-Spitze

Zur Berechnung der eingebrachten Ladung wird eine gleichmäßige Bedeckung der PE-Oberfläche mit Entladungskanälen angenommen. Da in Realität nur ein Teil der Oberfläche bedeckt ist, wird ein Korrekturfaktor eingeführt. Mittels der weiteren verwendeten Anpassungsparameter konnte eine gute Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen Überschlaggeschwindigkeiten erzielt werden. Die mittlere Überschlaggeschwindigkeit nimmt dabei annähernd proportional mit der Spannung zu. Die Größenordnung der Überschlaggeschwindigkeit beträgt für den gegebenen Aufbau 10^5 m/s.

In [Win-73] werden Gleitentladungen auf Isolierstoffplatten bei Belastung mit Wechselspannung untersucht. Als Isoliergas wird Luft und SF₆ mit einem Druck von 0,05 MPa bis 0,4 MPa verwendet. Als Isolierwerkstoff wird Glas und Epoxidharz mit mineralischem Füllstoff eingesetzt.

Die Einsetzspannung ist hauptsächlich von den geometrischen Verhältnissen des Versuchsaufbaus abhängig. Die spezifische Oberflächenkapazität hat keinen Einfluss. Es ergeben sich allerdings Unterschiede zwischen Luft und SF₆, die auf die größere elektrische Festigkeit von SF₆ zurückgeführt werden.

Die Gleitstielbüscheleinsetzspannung hingegen ist, wie auch aus den theoretischen Betrachtungen ersichtlich, von der spezifischen Oberflächenkapazität abhängig. Mit zunehmender spezifischer Oberflächenkapazität nimmt die Gleitstielbüscheleinsetzspannung ab, wobei der Zusammenhang näherungsweise einem Potenzgesetz (vgl. Gleichung (2.22)) entspricht. Die Gleitstielbüscheleinsetzspannung ist in SF₆ höher als in Luft, was in [Win-73] allerdings nicht begründet wird.

Neben der Gleitstielbüscheleinsetzspannung nimmt auch die Überschlagspannung mit zunehmender spezifischer Oberflächenkapazität ab. Dies wird durch höhere Stromdichten in den Kanälen bei gleicher Ausbreitung der Gleitentladung begründet. Das Entladungswachstum wird somit begünstigt. Die Überschlagspannung in SF₆ ist bei einer Überschlagstrecke von 14,5 cm für beide Isolierstoffe höher als in Luft, wobei aufgrund eines Einflusses der spezifischen Oberflächenkapazität kein konstantes Verhältnis der Überschlagspannungen zueinander angegeben werden kann. Zudem nimmt mit zunehmendem Gasdruck die prozentuale Erhöhung bei Verwendung von SF₆ ab, was in [Win-73] nicht näher diskutiert wird.

Aufbauend auf die Betrachtung der zur Thermoionisation des Entladungskanals notwendigen Energie bei einer Gleitanordnung in Luft werden in [Sal-05] Gleitentladungen unter Berücksichtigung einer Barrierengeometrie quantitativ modelliert. Die Berechnung der Überschlagspannung nach diesem Modell ist nur zulässig, solange an keinem anderen Ort im

Gasraum die kritische Feldstärke überschritten wird, denn der sich dort sonst ausbildende Streamer würde die Feldverhältnisse beeinflussen. Aufgrund des sehr geringen Spannungsabfalls je Länge bei der Oberflächenentladung wird der Kanal als quasi vorwachsene Elektrode angenommen.

Die Überschlagspannung U kann berechnet werden nach [Sal-05]

$$U \geq \frac{k}{\sqrt{\frac{dC}{dA}}} \quad (2.29)$$

- k ... Proportionalitätskonstante (abhängig von der Gasart, dem Gasdruck, und der Oberflächenbeschaffenheit); experimentell zu ermitteln; [$\sqrt{\text{kg/s}^2}$]
- dC ... Kapazitätzuwachs (aus Feldberechnung zu bestimmen) [F]
- dA ... neue Entladungsfläche [m^2]

Zur Bestimmung der Proportionalitätskonstante werden Versuche an einer Elektrodenanordnung mit Barriere durchgeführt [Sal-05]. Für Luft (0,5 MPa) und Belastung mit einem Spannungssprung (Anstiegszeit etwa 100 ns) wird k bestimmt zu: $1,5 \sqrt{\frac{\text{kg}}{\text{s}^2}}$

2.3.4. Gleitentladungen in SF_6

Zur Erstellung eines theoretischen Modells für Gleitentladungen in SF_6 werden in [Nie-82] Versuche mit geführten Entladungen an Isolierstoffoberflächen in SF_6 dargestellt. Für die Versuche wird eine Elektrodenanordnung bestehend aus Hochspannungselektrode, Isolierstoffplatte (Glas) und geerdetem Leiterstreifen verwendet. Der Leiterstreifen dient dabei zur Führung der Entladung. Der SF_6 -Druck umfasst bei den durchgeführten Versuchen den Bereich von 0,1 MPa bis 1,1 MPa. Die Anordnung wird in [Nie-82] mit einem Spannungssprung beansprucht. Der Einfluss der Parameter angelegte Spannung U_0 , Spannungspolarität, Dicke der Isolierplatte d , Dielektrizitätszahl ϵ_r sowie Gasdruck werden diskutiert. In [Nie-83] wird zudem mit weiteren Ergebnissen aus der Literatur verglichen.

Bei einem Gasdruck, bei dem Koronastabilisierung an der Hochspannungselektrode vermieden wird, erfolgt der Leadereinsatz bei einer kritischen Spannung U_{cr} , die unter anderem von der Polarität der Prüfspannung sowie den elektrischen Feldverhältnissen (Einfluss der Plattendicke d und ϵ_r) abhängt [Nie-82] [Nie-83]. Ein Einfluss des Gasdrucks ist nicht nachweisbar. Bei Belastung mit positiver Spannung erfolgt der Leadereinsatz bei kleinerer Spannung [Nie-82].

Der Entladungskanal wächst kontinuierlich vor [Nie-82], der Kanaldurchmesser des Leaders beträgt dabei weniger als 1 mm. Bei der untersuchten Anordnung erreicht der Leader bei einer Vorwachs geschwindigkeit von 100 mm/ μ s nach etwa 1 μ s seine maximale Länge. Die Vorwachs geschwindigkeit V_L ist dabei annähernd proportional zur Spannung an der Leaderspitze U_{tip} [Nie-82] [Nie-83], ein Einfluss des Gasdrucks ist nicht nachweisbar. V_L hat für Belastung mit positiver Spannung etwa den dreifachen Wert der Geschwindigkeit für Belastung mit negativer Spannung [Nie-82]. Polaritäts- und Geometrieinflüsse werden in [Nie-82] [Nie-83] anhand von Skalierungsfaktoren berücksichtigt.

Die maximale Länge des Leaders X_{Lmax} ist abhängig von der Differenz zwischen angelegter Prüfspannung U_0 und U_{cr} , wobei neben physikalischen Zusammenhängen auch die Geometrie der Anordnung mittels Korrekturfaktoren zu berücksichtigen ist [Nie-82]. Zur Beschreibung der Vorwachs bedingung des Leaders wird ein Energiekriterium angesetzt [Nie-82] [Nie-83]. Der minimale Spannungsbedarf des Leaders wird zu 1 kV/cm abgeschätzt, wobei keine Abhängigkeit vom Gasdruck, sowie der Höhe und Polarität der Prüfspannung festgestellt wird [Nie-82]. In der in [Nie-82] gezeigten Streak-Aufnahme ist keine Pausenzeit zwischen den einzelnen Leader-Schritten erkennbar.

Dieses einfache Modell ist im Prinzip auf andere Elektrodenanordnungen übertragbar. Zu diesem Zweck wären die nicht näher definierten Geometriefaktoren des Modells anzupassen.

2.4. Einfluss von Beschichtungen auf die Durchschlagspannung

In Bezug auf das Aufbringen von Kunststoffen auf metallische Elektroden zur Verbesserung des Isoliervermögens ist prinzipiell zwischen dünnen (Schichtdicke < ca. 0,5 mm) und dicken Kunststoffschichten zu unterscheiden.

2.4.1. Dünne Beschichtung

Dünne Beschichtungen können effektiv für die Erhöhung der Durchschlagspannung von Elektrodenanordnungen in homogenen oder schwach inhomogenen Feldern eingesetzt werden [Sat-99]. Eine Verbesserung kann sowohl für Blitzstoßspannung [Bor-80] [Led-07] [Mac-70] [Mor-88] [Rei-82] [Vla-79] als auch für Wechselfeldspannung [Vla-79] und Gleichspannung [Goc-78] nachgewiesen werden. Der Einfluss von Beschichtungen nimmt mit steigendem Druck zu [Vla-79] [Vla-80] und hängt bei Belastung mit Blitzstoßspannung von der Polarität der Spannungsbelastung ab [Bor-80] [Rei-82] [Vla-79] [Vla-80].

Als Versuchsanordnungen in der Literatur wurden koaxiale Zylinderanordnungen [Mac-70] [Led-07] [Mor-88] [Vla-79] [Vla-80] [Vla-82], (Halb-)Kugel-Platte-Anordnungen [Goc-78] [Led-08] oder Teile von Schaltanlagen [Bor-80] [Rei-82] verwendet.

Die Durchschlagfestigkeit realer Anordnungen kann von der Durchschlagfestigkeit idealer Anordnungen abweichen, was beispielsweise auf die Emission von Elektronen [Mac-70] [Mor-88] und auf Unebenheiten der Elektrodenoberflächen [Led-07] [Mor-88] [Vla-80] [Vla-82] zurückzuführen ist. Diese Prozesse können dabei, abhängig von der Versuchsanordnung, kombiniert oder einzeln auftreten [Mor-88].

Die Rauheit der Elektrodenoberflächen führt zu einer oberflächennahen Feldanhebung, was die Möglichkeit der Ausbildung einer Lawine mit daraus resultierendem Durchschlag zur Folge hat [Bey-86] [Goc-78]. Der Einfluss der Rauheit ist dabei unter anderem vom Betriebsdruck und dem verwendeten Gas abhängig [Bey-86] [Goc-78] [Mor-88] [Vla-80]. Bei hohen Drücken und vor allem bei der Verwendung von SF_6 ist die Auswirkung von Unebenheiten stärker ausgeprägt [Bey-86] [Goc-78]. Dünne Beschichtungen überdecken die Mikrospitzen des Rauheitsprofils so, dass die mikroskopische Konzentration des elektrischen Feldes innerhalb des Feststoffs liegt und somit die Feldüberhöhung im Gasraum reduziert wird [Sat-99].

Zudem vermindert eine Beschichtung die Emission von Elektronen aus der Kathode, was sich ebenfalls günstig auf die Durchschlagspannung der Elektrodenanordnung auswirkt [Ina-03] [Mor-88] [Rei-82]. Bei Belastung mit positiver Blitzstoßspannung wird eine stärkere Erhöhung der Durchschlagspannung durch Eloxieren der Elektroden nachgewiesen als bei Belastung mit negativer Blitzstoßspannung [Vla-80]. Zum Teil kann eine Verbesserung für negative Blitzstoßspannung nachgewiesen werden, wenn lediglich eine Elektrode beschichtet ist [Bor-80] [Rei-82]. Bei Beschichtung beider Elektroden kann auch bei positiver Blitzstoßspannung eine Verbesserung nachgewiesen werden [Rei-82]. In [Led-07] kann für beide Polaritäten der Blitzstoßspannung eine Erhöhung der Durchschlagspannung nachgewiesen werden.

In Bezug auf den Einfluss von Beschichtungsmaterial und Beschichtungsdicke dünner Beschichtungen auf die Verbesserung der Durchschlagspannung sind der Literatur keine einheitlichen Aussagen zu entnehmen. In der Arbeit [Mor-88] wird ein Einfluss des Beschichtungsmaterials diskutiert, was die Ergebnisse aus [Goc-78] unterstützt. In [Mac-70] wird ein Einfluss des spezifischen Durchgangswiderstands auf die Durchschlagspannung diskutiert. Im Vergleich verschiedener Epoxidharzformstoffe mit gleichen dielektrischen Eigenschaften kann kein Einfluss des Beschichtungsmaterials nachgewiesen werden [Led-07] [Led-08]. Die Beschichtungsdicke hat laut [Mor-88] im Bereich zwischen 0,1 und 0,45 mm keinen Einfluss auf die Durchschlagfestigkeit. In [Led-08] wird für eine koaxiale Zylinderanordnung eine Zunahme der Durchschlagspannung bis zu einer Beschichtungsdicke von 80 μm beschrieben. Bei Beschichtungsdicken von mehr als 100 μm wurde keine weitere signifikante Erhöhung der Durchschlagspannung beobachtet [Led-08].

Die Durchschlagspannung liegt für Halbkugel-Platte-Anordnungen beim ersten Durchschlag deutlich höher als bei den folgenden Durchschlägen, was auf die Beschädigung der dünnen Beschichtung zurückzuführen ist. Zum Teil werden für Folgedurchschläge nur Werte erreicht, die unter der Durchschlagfestigkeit der blanken Elektrodenanordnung liegen [Led-08]. Um eine Beschädigung der Beschichtung zu vermeiden wird in [Bor-80] ein Design der Beschichtung mit örtlich unterschiedlicher Beschichtungsstärke diskutiert. Zur Ermittlung der Beschichtungsabmessung wird die Überschlagspannung der Beschichtung mit der Durchschlagfestigkeit in Beziehung gesetzt.

Befinden sich metallische Partikel in GIS kann durch eine Beschichtung der Einhausung bei Belastung mit Wechselspannung eine Verringerung der Durchschlagwahrscheinlichkeit erreicht werden [Zha-01].

2.4.2. Dicke Beschichtung

Über die Effekte dünner Beschichtungen hinaus beeinflussen dicke Beschichtungen auch den makroskopischen Verlauf des elektrischen Feldes. Während dünne Beschichtungen in Elektrodenanordnungen mit homogener oder schwach inhomogener Feldverteilung Verbesserungspotential aufweisen, werden dicke Beschichtungen am effektivsten in Anordnungen mit inhomogener Feldverteilung eingesetzt [Sat-99]. Das maximale elektrische Feld tritt auf der Oberfläche der Beschichtung auf, ist jedoch im Vergleich zum maximalen Feld im Gasraum bei blanken Elektroden deutlich reduziert [Ina-03]. Bei unveränderter Form der metallischen Elektroden kann somit die Durchschlagspannung einer Elektrodenanordnung durch die Beschichtung der stärker gekrümmten Elektrode mit einem Isolierstoff erhöht werden.

Als Versuchsanordnungen in der Literatur werden Stab-Platte-Anordnungen [Ham-04] [Sal-00] [Sat-99] [Sta-04] [Yos-05], koaxiale Zylinderanordnungen [Rok-07] oder (modifizierte) Teile von Schaltanlagen [Ham-04] [Ina-03] [Sat-99] verwendet. Die Versuche werden mit Sprungspannungen [Sal-00] [Sta-04] oder Blitzstoßspannung [Ham-04] [Ina-03] [Min-97] [Rok-07] [Yos-05] durchgeführt.

Bei Untersuchungen mit örtlich begrenzter Beschichtung bei niedrigem SF₆-Gasdruck zündet die Entladung im Isoliergas am Ort der höchsten Feldstärke [Sta-04]. Der Entladungskanal überbrückt die Gasstrecke zur Gegenelektrode und verläuft entlang der Isolierstoffoberfläche bis zum Ende der Beschichtung. Die Beschichtung wird bei einer Entladung in SF₆ bei niedrigem Gasdruck nicht durchschlagen [Sat-99]. Auch in Luft [Min-97] [Sta-04] und in SF₆/N₂-Gemischen [Sal-00] werden ausschließlich Überschläge der Beschichtung beobachtet. Bei einem SF₆-Gasdruck, der dem tatsächlichen Druck in GIS entspricht (SF₆ bei 0,4 MPa

oder höher), wird nach mehrmaligen Überschlägen die Beschichtung schließlich durchschlagen [Yos-05]. Im Fall eines Gasdurchschlags liegt, unter Vernachlässigung des Spannungsabfalls über den Entladungskanal im Gasraum, die gesamte Spannung über der Beschichtung an, was als Ursache des Durchschlagens der Beschichtung angeführt wird.

Zur Ermittlung des Einflusses dicker Beschichtungen bei einer Stab-Platte-Anordnung wird die Durchschlagspannung bei Elektroden mit Beschichtung mit der Durchschlagspannung der blanken Elektrodenanordnung verglichen. Dabei sind in Abhängigkeit des Elektrodenabstands drei Teilbereiche zu unterscheiden [Sat-99]. Ab einem bestimmten Mindestelektrodenabstand ist die Durchschlagspannung mit beschichteten Elektroden größer als bei blanken Elektroden (Bereich 2), während bei kleineren Elektrodenabständen (Bereich 1) die Durchschlagspannung der blanken Elektrodenanordnung höher ist. Der Punkt maximaler elektrischer Feldstärke im Gasraum liegt in beiden Bereichen vor der Rundung der Beschichtung. Bei großen Elektrodenabständen bleibt die Durchschlagspannung nahezu konstant (Bereich 3), wobei die Entladung nicht mehr vor der Rundung sondern am Übergang der Beschichtung auf die ummantelte Metallelektrode beobachtet wird. Die Ergebnisse der Durchschlagspannung decken sich mit der Betrachtung der maximalen elektrischen Feldstärke im Gasraum. Ausgehend von einem Wert, der bei kleinen Elektrodenabständen auf Grund der Feldverdrängung in den Gasraum größer ist als bei blanken Elektroden, fällt sie mit zunehmendem Elektrodenabstand stark ab und strebt anschließend auf einen nahezu konstanten Wert zu. Die maximale elektrische Feldstärke und damit die Durchschlagspannung sind Funktionen der Dicke der Beschichtung [Rok-07] [Sat-99] [Sal-00] und des Elektrodenabstands [Sat-99] [Sal-00]. Sie durchlaufen ein Optimum, wobei die Lage des Optimums von der Geometrie der Elektrodenanordnung abhängt [Sat-99] [Sal-00]. Je größer der Abstand ist, desto größer wird die optimale Dicke der Beschichtung [Sat-99].

Die Wirksamkeit der Beschichtung ist vom Gasdruck abhängig [Ham-04] [Ina-03]. Mit zunehmendem Druck nimmt dabei die Wirksamkeit der Beschichtung zu. Einen weiteren Einflussfaktor stellt die Dielektrizitätszahl des Beschichtungsmaterials dar, wobei ein möglichst kleiner Wert der Dielektrizitätszahl auf Grund der Feldverdrängung in den Gasraum zu bevorzugen ist. Bei hohen Dielektrizitätszahlen ergibt sich aufgrund dieser Feldverdrängung eine vergleichsweise geringe Durchschlagspannung [Sat-99]. In [Sta-04] kann entgegen dieser Theorie für Beschichtungsdicken von 3 mm und 5 mm kein Einfluss der Dielektrizitätszahl nachgewiesen werden.

Das verwendete Beschichtungsmaterial hat zudem Einfluss auf das Langzeitverhalten des Isoliersystems. Die Feldstärke, bei der ein Durchschlag im Gasraum gefolgt von einem Überschlag der Beschichtung auftritt, nimmt bei Verwendung von ungefülltem Epoxidharzformstoff als Beschichtungsmaterial, mit der Anzahl der Überschläge ab [Ham-04] [Yos-05]. Bei Verwendung von gefülltem Epoxidharz wird keine solche Abnahme beobachtet. Die Durchschlagfeldstärke der Beschichtung hängt von der Anzahl der bereits erfolgten Überschläge ab, ein Einfluss des Füllstoffs kann nicht nachgewiesen werden. Für die in [Ham-04] diskutierten Elektrodenanordnungen (Stab-Platte-Anordnung, modifizierter

Innenleiter einer Schaltanlage mit aufgebrachtten Elektroden, Trennschalter mit beschichteten Schirmelektroden) wird kein Einfluss der Elektrodengeometrie auf die Abnahme der elektrischen Feldstärke, bei der es zu einem Durchschlag der Beschichtung kommt, mit der Anzahl der Durchschläge im Gasraum beobachtet.

Die Ansammlung von Ladungsträgern auf der Oberfläche der Ummantelung, die unter Umständen längere Zeit auf dieser Oberfläche erhalten bleiben kann, muss nach Auftreten einer Entladung berücksichtigt werden. Zur Gewährleistung gleicher Bedingungen für aufeinander folgende Messungen sollten diese Ladungsträger von der Beschichtungsfläche entfernt werden [Sal-00] [Ina-03].

Bei den in [Sal-00] und [Sat-99] untersuchten Elektrodenanordnungen in SF_6/N_2 -Gemischen bzw. in SF_6 ist die Durchschlagspannung bei negativer Polarität geringer als bei Belastung mit positiver Polarität. Die negative Polarität stellt somit die kritische Polarität dar, was für SF_6 auch in [Cig-08] angegeben ist. In [Sta-04] für Untersuchungen in Luft wird die positive Polarität als kritisch angenommen.

In [Han-07] ist für zylinderförmige, scharfrandige Elektroden bei den untersuchten Beschichtungswerkstoffen (PTFE und Pressspan) in SF_6 die Durchschlagspannung bei Belastung mit negativer Polarität kritisch. Der Unterschied in den Durchschlagspannungen in Abhängigkeit der Polarität ist allerdings für die beiden Werkstoffe unterschiedlich stark ausgeprägt. Während der Unterschied bei Pressspan gut nachweisbar ist, ist der Polaritätseinfluss bei PTFE nur gering.

Während sich viele Untersuchungen mit dem Verhalten von dicken Beschichtungen in inhomogenen Feldern befassen, untersucht [Ble-00] die Verbesserung des Durchschlagverhaltens in homogenen Feldern, vor allem bei Gleichspannung, aufgrund von Oberflächenladungen. Für eine Platte-Platte-Anordnung bei Gleichspannung kommt es zu elektrischen Entladungen im Gasspalt. Ladungsträger sammeln sich an der Grenzfläche Gas/Isolierstoff an, so dass die Feldstärke im Gasraum abnimmt und im Feststoff zunimmt. Die Beschichtung sollte daher möglichst dick ausgeführt werden. Die Dielektrizitätszahl der Beschichtung sollte möglichst gering sein, d.h. im Idealfall nahezu 1.

2.5. Durchschlagentwicklung bei dick beschichteten Elektroden

Die Durchschlagentwicklung in Luft bei Stabelektroden mit dicken Beschichtungen und Belastung mit Blitzstoßspannung wird in [Fro-99] diskutiert. Als Elektrodenanordnung wird ein Aluminium-Stab, der mit halbleitendem Lack beschichtet ist, verwendet. Auf diesen Lack wird anschließend Silikon mit einer Beschichtungsdicke von 3 mm aufgebracht. Die Durchschlagentwicklung hängt bei der untersuchten Anordnung von der Polarität der Prüfspannung ab. Bei positiver Blitzstoßspannung erfolgt zuerst ein Überschlag der

Beschichtung, der sich mit sehr hoher Geschwindigkeit (Zeit bis zur Ausbildung des Überschlags weniger als 30 ns) entwickelt. Anschließend wird die Gasstrecke durchschlagen. Mögliche Ursachen für dieses Verhalten werden nicht diskutiert. Bei negativer Blitzstoßspannung beginnt der Durchschlag, im Gegensatz zu positiver Blitzstoßspannung, in der Gasstrecke. Anschließend entwickeln sich bei nur einer Spannungsbelastung mehrere Überschlagskanäle entlang der Beschichtungsoberfläche. Später tritt ein Hauptüberschlagskanal hervor. Die Durchschlagzeit scheint für negative Polarität höher zu sein als für positive Polarität, wobei keine gesicherten Aussagen getroffen werden.

2.6. Ziel der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit wird das Verhalten von hybriden Isoliersystemen experimentell und rechnerisch untersucht. Ziel ist dabei die Ermittlung des Durch- und Überschlagverhaltens hybrider Isoliersysteme bei einem SF₆-Betriebsdruck von 0,4 MPa bei Belastung mit Blitzstoßspannung. Das mögliche theoretische Verbesserungspotential, das durch die Beschichtung erreicht werden kann, wird sowohl anhand von Berechnungen nach dem Streamer-Kriterium sowie dem Energie-Mechanismus nach [Buc-95] bestimmt. Das anhand dieser Berechnungen ermittelte Verbesserungspotential wird anschließend experimentell überprüft.

Als Einflussgrößen werden dabei näher betrachtet:

- Dicke der Beschichtung
- Beschichtungswerkstoff (Dielektrizitätszahl)
- Polarität der Blitzstoßspannung
- Homogenitätsgrad der Anordnung
- Spannungsform (Vergleich mit AC)

3. Theoretisches Verbesserungspotential bei Verwendung hybrider Isoliersysteme

Das theoretische Verbesserungspotential bei Verwendung hybrider Isoliersysteme wurde für Stab-Platte-Elektrodenanordnungen (Abbildung 3.1) in Abhängigkeit des Homogenitätsgrads, der Beschichtungsdicke und der Dielektrizitätszahl des Beschichtungswerkstoffes berechnet. Der Homogenitätsgrad wurde dabei durch Verändern des Stabdurchmessers bei konstantem Elektrodenabstand variiert. Die Feldrechnungen sowie deren Auswertungen wurden in ANSYS, einer Finiten-Elemente-Software, durchgeführt. Der Stabdurchmesser wurde so gewählt, dass der gesamte Bereich von stark bis schwach inhomogenen Feldverteilungen abgedeckt wird. Der obere Wert für den Grenzhomogenitätsgrad η_t liegt für SF₆ bei 0,15 (bei 0,4 MPa) bzw. 0,11 (bei 0,5 MPa), wobei dieser Wert aufgrund weiterer Abhängigkeiten von der Spannungsform und der Polarität nur als Richtwert zu betrachten ist [Mos-79]. Die Dielektrizitätszahl der Beschichtung wurde zwischen 2 und 5 variiert, da ϵ_r für einen Grossteil der für die Anwendung in GIS relevanten Kunststoffe in diesem Bereich liegt ($\epsilon_{r,PTFE} \approx 2,1$; $\epsilon_{r,EP,Al_2O_3} \approx 4$).

Die Parameter umfassen somit folgenden Bereich:

- Stab halbkugelförmig abgeschlossen
- Elektrodenabstand (Abstand der blanken Elektroden): 25 mm
- Dielektrizitätszahl (ϵ_r) der Beschichtung: 2 ... 5
- Beschichtungsdicke: 1 ... 20 mm
- Stabdurchmesser: 4 ... 40 mm
- Gasdruck SF₆ $p = 0,4$ MPa

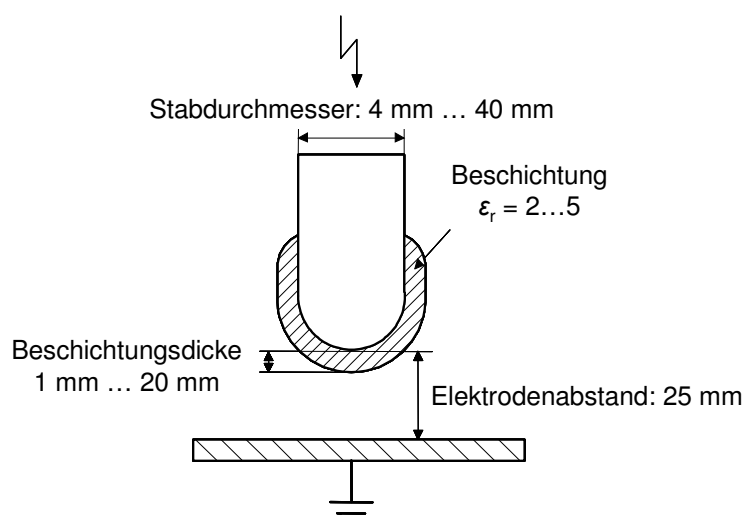


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der berechneten Elektrodenanordnung

Das Verbesserungspotential dicker Beschichtungen resultiert aus einer Änderung der makroskopischen Feldverteilung im Gasraum (Abbildung 3.2). Durch Aufbringen einer Beschichtung wird die maximale elektrische Feldstärke im Gasraum reduziert und somit die Durchschlagspannung der Elektrodenanordnung erhöht. Die Verringerung des elektrischen Felds im Gasraum ist dabei vom Sprung der elektrischen Feldstärke an der Grenzfläche und somit der Dielektrizitätszahl des Beschichtungswerkstoffs abhängig.

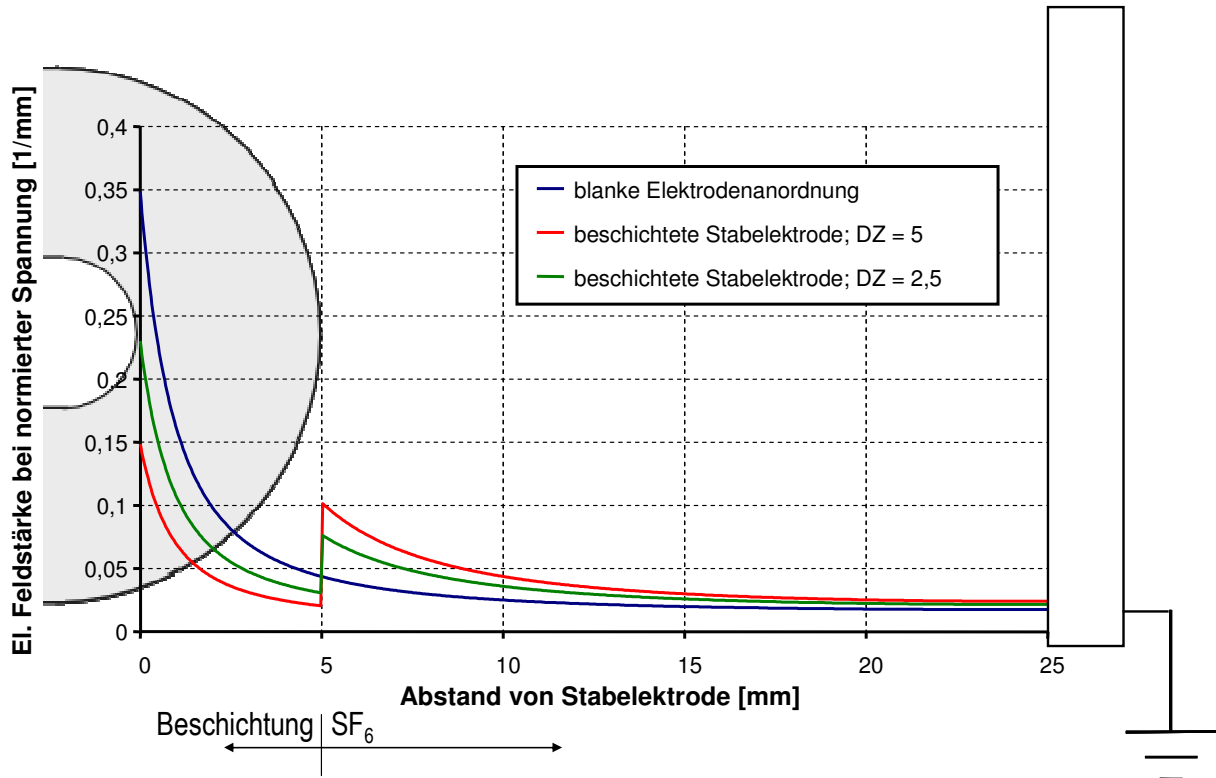


Abbildung 3.2: Einfluss von Beschichtungen auf die Feldverteilung entlang der Rotationsachse einer Stab-Platte-Anordnung, Stab mit Halbkugel abgeschlossen (Durchmesser 4 mm; Abstand der blanken Elektroden 25 mm)

3.1. Berechnung anhand des Streamer-Kriteriums

Die Durchschlagspannungen bei schwach inhomogenen Elektrodenanordnungen wurden nach dem Streamer-Kriterium ermittelt.

Es gilt (vgl. Kapitel 2.1.1):

$$\int_0^{x_c} (\alpha - \eta) dx = K \quad (2.2)$$

x_c	...	Kritische Lawinenlänge
α	...	Ionisationskoeffizient
η	...	Anlagerungskoeffizient
K	...	Grenzwert: 10,5 (für SF ₆) [Ped-84] [Pet-95]

Das Streamerkriterium wurde in der gegebenen Form auch für die Berechnung der Durchschlagspannung von Elektrodenanordnung mit dicker Beschichtung angewendet. Für die Ermittlung des Verbesserungspotentials wurde dabei nur der Durchschlag im Gasraum betrachtet. Ein Überschlag oder Durchschlag der Isolierung wurde somit nicht berücksichtigt. Um den Einfluss einer Beschichtung auf die Durchschlagspannung beurteilen zu können, wird das theoretische Verbesserungspotential betrachtet:

$$\text{Verbesserungspotential} = \frac{U_{\text{berechnet,beschichtet}} - U_{\text{berechnet,blank}}}{U_{\text{berechnet,blank}}} \cdot 100\% \quad (3.1)$$

Für die Berechnung des Verbesserungspotentials für inhomogene Anordnungen ist die Berechnung anhand des Streamer-Kriteriums nicht anwendbar. Bei Erfüllung des Streamer-Kriteriums kann es bei stark inhomogenen Anordnungen zur Ausbildung von stabilen Entladungen kommen, die zu keinem Durchschlag im Gasraum führen. Die nach dem Streamer-Kriterium ermittelte Durchschlagspannung für die blanke Elektrodenanordnung entspricht somit nur der Einsetzspannung, die in stark inhomogenen Anordnungen kleiner ist als die tatsächliche Durchschlagspannung. Dies wirkt sich auf das berechnete Verbesserungspotential aus, so dass das nach dem Streamer-Kriterium ermittelte Verbesserungspotential für stark inhomogene Anordnungen nicht aussagekräftig ist. Es würden sich unrealistisch hohe Verbesserungspotentiale ergeben (z.B. 660% bei einem Homogenitätsgrad von 0,11).

Aus diesem Grund wird der betrachtete Bereich des Homogenitätsgrads in den Diagrammen eingeschränkt. Der obere Wert für den Grenzhomogenitätsgrad η_i , der die Grenze zwischen stark und schwach inhomogenen Feldern bezeichnet, liegt für SF₆ bei ca. 0,15 (bei 0,4 MPa), wobei dieser Wert aufgrund weiterer Abhängigkeiten von der Spannungsform und der Polarität nur als Richtwert zu betrachten ist. Der kleinste in den Diagrammen dargestellte Homogenitätsgrad wurde für die Darstellung auf 0,25 festgelegt. Zur grafischen Darstellung des Verbesserungspotentials wurde für jede Dielektrizitätszahl ein Diagramm erstellt. Das rechnerisch ermittelte Verbesserungspotential wird in Abhängigkeit des Homogenitätsgrads der blanken Elektrodenanordnung und der auf den Abstand der blanken Elektroden bezogenen Beschichtungsdicke dargestellt. Weiße Bereiche in den folgenden Diagrammen

kennzeichnen Bereiche, in denen die Durchschlagsspannung kleiner ist als bei blanken Elektroden.

Bei kleinerer Dielektrizitätszahl des Beschichtungswerkstoffs ist der Sprung der elektrischen Feldstärke an der Grenzfläche und somit die maximale Feldstärke im Gasraum geringer (Abbildung 3.2) als bei hohen Dielektrizitätszahlen. Mit gleicher Beschichtungsdicke ist somit mit Beschichtungswerkstoffen mit kleiner Dielektrizitätszahl ein deutlich größeres Verbesserungspotential gegeben (Abbildung 3.3, Abbildung 3.4).

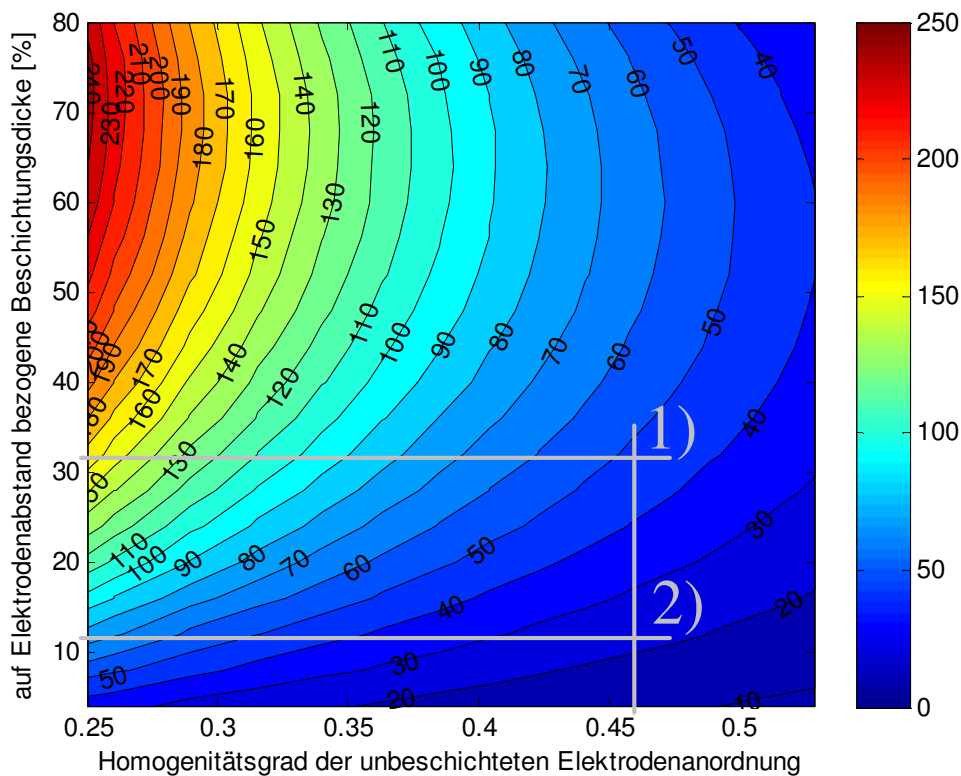


Abbildung 3.3: Theoretisches Verbesserungspotential in % bezogen auf die berechneten Durchschlagsspannungen der blanken Elektrode in Abhängigkeit von Homogenitätsgrad und Beschichtungsdicke bei konstanter Dielektrizitätszahl ($\epsilon_r = 2$) bei einem konstanten Abstand der blanken Elektroden von 25 mm; Homogenitätsgrad auf $\eta \geq 0,25$ beschränkt
 Punkt 1) 30 mm Elektrodendurchmesser; $\eta = 0,46$; Beschichtungsdicke 8 mm
 Punkt 2) 30 mm Elektrodendurchmesser; $\eta = 0,46$; Beschichtungsdicke 3 mm

Das Verbesserungspotential nimmt mit zunehmendem Homogenitätsgrad ab. Bei schwach inhomogenen Anordnungen kann der Sprung der elektrischen Feldstärke an der Grenzfläche sogar in einer Verringerung der Durchschlagsspannung im Vergleich zur blanken Anordnung resultieren (weißer Bereich in Abbildung 3.4).

In den Diagrammen (Abbildung 3.3, Abbildung 3.4) sind Optima der Beschichtungsdicke erkennbar, wobei das Optimum vom Homogenitätsgrad der Anordnung (bzw. dem Durchmesser der Stabelektrode), sowie der Dielektrizitätszahl der Beschichtung abhängt. Das gleiche Verbesserungspotential kann in der Regel durch zwei verschiedene Schichtdicken erzielt werden, so dass in der praktischen Anwendung solcher Beschichtungen ein entsprechender Auslegungsspielraum berücksichtigt werden kann.

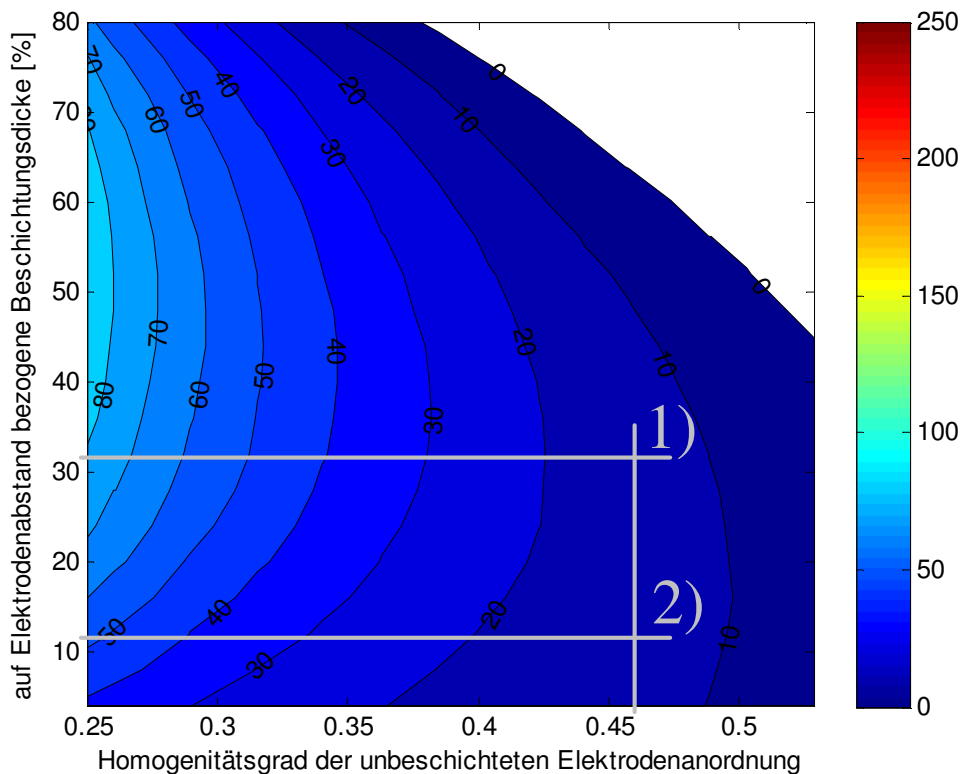


Abbildung 3.4: Theoretisches Verbesserungspotential in % bezogen auf die berechneten Durchschlagspannungen der blanken Elektrode in Abhängigkeit von Homogenitätsgrad und Beschichtungsdicke bei konstanter Dielektrizitätszahl ($\epsilon_r = 5$) bei einem konstanten Abstand der blanken Elektroden von 25 mm; Homogenitätsgrad auf $\eta \geq 0,25$ beschränkt
 Punkt 1) 30 mm Elektrodendurchmesser; $\eta = 0,46$; Beschichtungsdicke 8 mm
 Punkt 2) 30 mm Elektrodendurchmesser; $\eta = 0,46$; Beschichtungsdicke 3 mm

3.2. Berechnung anhand des Energie-Mechanismus

Für die Berechnung des Verbesserungspotentials für stark inhomogene Anordnungen ist die Berechnung anhand des Streamer-Kriteriums nicht anwendbar, da die so berechnete Spannung nur der Einsetzspannung entspricht, die in stark inhomogenen Anordnungen kleiner ist als die tatsächliche Durchschlagspannung. Für stark inhomogene Feldverteilungen wurde

daher der zusätzliche Spannungsbedarf des Streamer-Leader-Übergangs und des Leaderwachstums anhand des Energie-Mechanismus nach [Buc-95] mit Hilfe eines Finite Elemente Berechnungsverfahrens (ANSYS) berücksichtigt (vgl. Kapitel 2.1.2.4 und Kapitel 5.10). Dies stellt einen allgemein gültigen Ansatz für die Berechnung der Durchschlagspannung, unabhängig vom Homogenitätsgrad der Anordnung, dar und ist somit im Zweifelsfall der Berechnung des Verbesserungspotentials anhand des Streamer-Kriteriums vorzuziehen.

Für die Berechnung des ersten Streamer-Gebiets wird der Punkt maximaler Feldstärke im Entladungspfad ermittelt. Die an der Elektrode anliegende Spannung $u(t)$ ergibt sich aus dem zuvor eingelesenen Spannungsverlauf. Für die Simulationen im Rahmen dieser Arbeit wurden Blitzstoßspannungen mit normgerechtem Verlauf 1,2/50 festgelegt. Für die Ermittlung des Verbesserungspotentials wurde nur der Durchschlag im Gasraum betrachtet. Der Spannungsbedarf des Überschlages über die Beschichtung wurde somit nicht berücksichtigt.

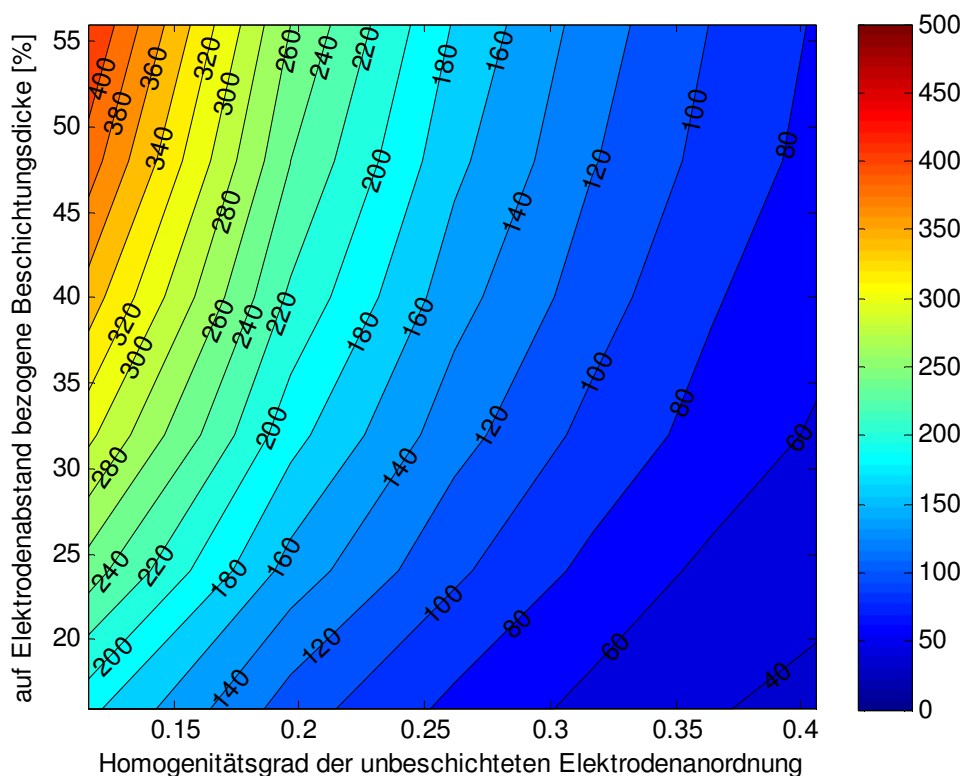


Abbildung 3.5: Theoretisches Verbesserungspotential in % bezogen auf die berechneten Durchschlagspannungen der blanken Elektrode in Abhängigkeit von Homogenitätsgrad und Beschichtungsdicke bei konstanter Dielektrizitätszahl ($\epsilon_r = 2$) bei einem konstanten Abstand der blanken Elektroden von 25 mm

Bei gleichen Dielektrizitätszahlen ergibt sich bei stärker inhomogenen Elektrodenanordnungen ein höheres Verbesserungspotentials als bei schwach inhomogenen

Anordnungen (Abbildung 3.5, Abbildung 3.6), was mit den anhand des Streamer-Kriteriums ermittelten Ergebnissen übereinstimmt. Das Verbesserungspotential ist auch bei Elektrodenanordnungen mit stark inhomogenem Feld deutlich von der Dielektrizitätszahl des Beschichtungswerkstoffes abhängig (Abbildung 3.5, Abbildung 3.6). Je kleiner die Dielektrizitätszahl, desto größer ist das erreichbare Verbesserungspotential bei einer gegebenen Anordnung.

Es sind auch bei Elektrodenanordnungen mit stark inhomogenem Feld Optima der Beschichtungsdicke erkennbar (Abbildung 3.6), wobei das Optimum vom Homogenitätsgrad der Anordnung, sowie der Dielektrizitätszahl der Beschichtung abhängt.

Die Abweichung zwischen den berechneten Verbesserungspotentialen nach Streamer-Kriterium und Energie-Mechanismus sind bei kleinem Homogenitätsgrad der Anordnung höher als bei größerem Homogenitätsgrad (vgl. auch Kapitel 5.5). Dies ist plausibel, da bei homogenen Anordnungen der Streamermechanismus für den Durchschlag dominierend ist.

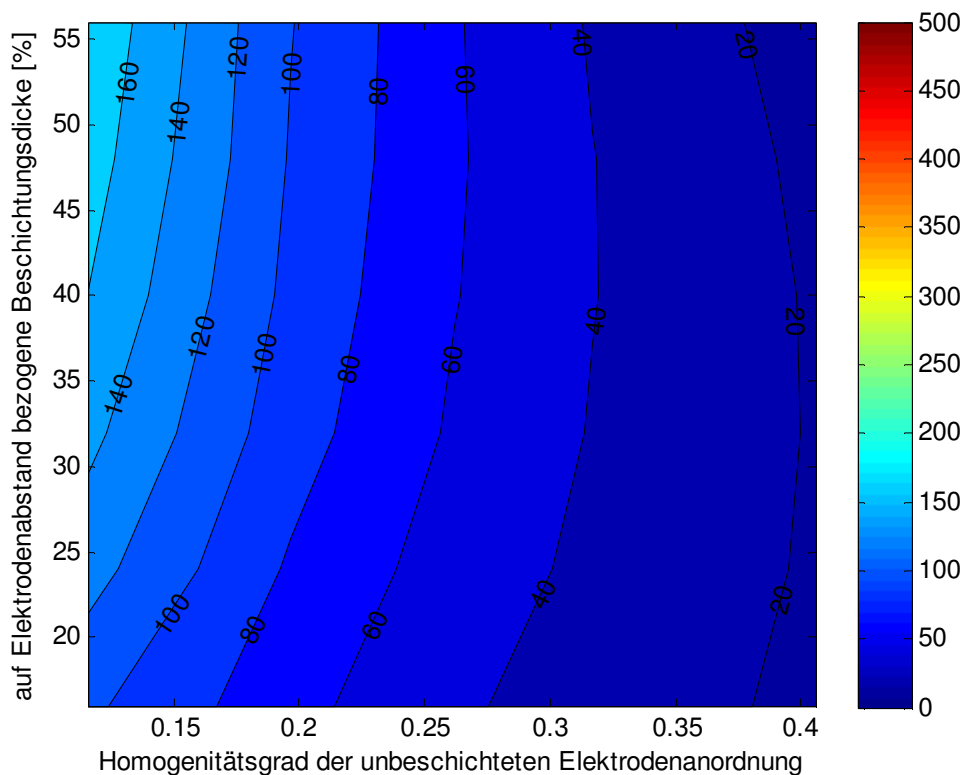


Abbildung 3.6: Theoretisches Verbesserungspotential in % bezogen auf die berechneten Durchschlagspannungen der blanken Elektrode in Abhängigkeit von Homogenitätsgrad und Beschichtungsdicke bei konstanter Dielektrizitätszahl ($\epsilon_r = 5$) bei einem konstanten Abstand der blanken Elektroden von 25 mm

4. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

Im Folgenden werden die realisierten Versuchsaufbauten für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Einzelversuche dargestellt und die Versuchsdurchführung beschrieben.

4.1. Verwendete Beschichtungswerkstoffe

Um den Einfluss der Dielektrizitätszahl auf das Verhalten hybrider Isoliersysteme zu untersuchen, wurden verschiedene Beschichtungswerkstoffe verwendet. Aufgrund der vorhandenen Langzeiterfahrungen in GIS wurde ein Epoxidharzformstoff mit Aluminiumoxid-Füllstoff als Beschichtungswerkstoff ausgewählt. Bei diesem Gießharz-Formstoff wurde eine Rezeptur auf aromatischer Basis verwendet. Als weitere Beschichtungswerkstoffe mit vergleichsweise niedriger Dielektrizitätszahl wurden PE und PTFE ausgewählt. Bei den Versuchen mit PTFE-beschichteten Elektroden ergaben sich Probleme mit der Haftung der Beschichtung auf den Aluminium-Elektroden. Die Versuche wurden deshalb nicht weiter verfolgt.

Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht über die gemessenen Eigenschaften der verwendeten Beschichtungswerkstoffe. Neben den dielektrischen Eigenschaften wurden zur Bewertung des Ladungsabbaus auf der Isolierstoffoberfläche der spezifische Oberflächenwiderstand, sowie der spezifische Durchgangswiderstand des verwendeten Beschichtungswerkstoffs (EP mit Al_2O_3 -Füllstoff) nach DIN IEC 60093 ermittelt. Die Probekörper wurden, wie in der Norm vorgeschrieben, nicht vorbehandelt.

Tabelle 4.1: Übersicht über gemessene Eigenschaften der Beschichtungswerkstoffe

	EP mit Al_2O_3-Füllstoff	PE	PTFE
Dielektrizitätszahl ϵ_r	3,6	2,5	2,1
Verlustfaktor $\tan(\delta)$	0,007	0,029	0,018
spez. Oberflächenwiderstand σ	$2e16 \Omega$	nicht gemessen	nicht gemessen
spez. Durchgangswiderstand ρ	$1e17 \Omega\text{cm}$	nicht gemessen	nicht gemessen

4.2. Prüflinge

Im Folgenden wird ein Überblick über die verwendeten Prüflinge gegeben.

4.2.1. Stab-Platte-Anordnungen

Im Allgemeinen sind Komponenten in GIS so dimensioniert, dass im Inneren der Anlage eine schwach inhomogene Feldverteilung vorliegt. Eine geeignete Modellanordnung sollte somit ebenfalls eine schwach inhomogene Feldverteilung aufweisen. Um den Einfluss des Homogenitätsgrads auf die Wirksamkeit hybrider Isoliersysteme zu untersuchen, sollte der Homogenitätsgrad der ausgewählten Elektrodenanordnung zudem in einem weiten Bereich variiert werden können. Als repräsentative Versuchsanordnung wurde für die grundsätzlichen Untersuchungen in dieser Arbeit eine Stab-Platte-Anordnung ausgewählt. Der Homogenitätsgrad der Anordnung wurde über den Durchmesser der Stabelektrode verändert.

Der obere Wert für den Grenzhomogenitätsgrad η_t liegt für SF₆ bei 0,15 (bei 0,4 MPa) bzw. 0,11 (bei 0,5 MPa), wobei dieser Wert aufgrund weiterer Abhängigkeiten von der Spannungsform und der Polarität nur als Richtwert zu betrachten ist [Mos-79].

Es wurde aufgrund der zu erwartenden Durchschlagspannungen jeweils ein Abstand von 25 mm zwischen den Aluminiumelektroden ausgewählt. Tabelle 4.2 zeigt eine Übersicht über die verwendeten Elektrodenanordnungen und ihren Homogenitätsgrad. Der Homogenitätsgrad η wurde nach Gleichung (4.1) berechnet, wobei E_{\max} anhand einer Simulation mit ANSYS bestimmt wurde:

$$\eta = \frac{E_{\text{mittel}}}{E_{\text{max}}} \quad (4.1)$$

E_{mittel} wurde dabei nach folgender Beziehung berechnet, wobei die Spannung, bei der die Berechnung durchgeführt wurde, 1 kV beträgt:

$$E_{\text{mittel}} = \frac{U}{s} \quad (4.2)$$

U ... Spannung [kV]

s ... Abstand der blanken Elektroden [mm]

Tabelle 4.2: Homogenitätsgrad der verwendeten blanken Elektrodenanordnungen

Stabdurchmesser	Elektrodenabstand	E_{mittel}	E_{max}	Homogenitätsgrad
4 mm	25 mm	0,04 kV/mm	0,342 kV/mm	0,117
30 mm	25 mm	0,04 kV/mm	0,087 kV/mm	0,460

Der Überschlagweg $l_{\ddot{U}}$, (Abbildung 4.1) wurde unabhängig von der Beschichtungsdicke konstant gehalten.

Die zu beschichtenden Elektroden waren aus Aluminium gefertigt. Die Beschichtung der Elektroden mit EP wurde von einer externen Firma mittels eines Vakuummießverfahrens aufgebracht. Die Beschichtungen aus PE und PTFE wurden als Drehteil hergestellt und anschließend auf den Aluminium-Stab aufgeklebt.

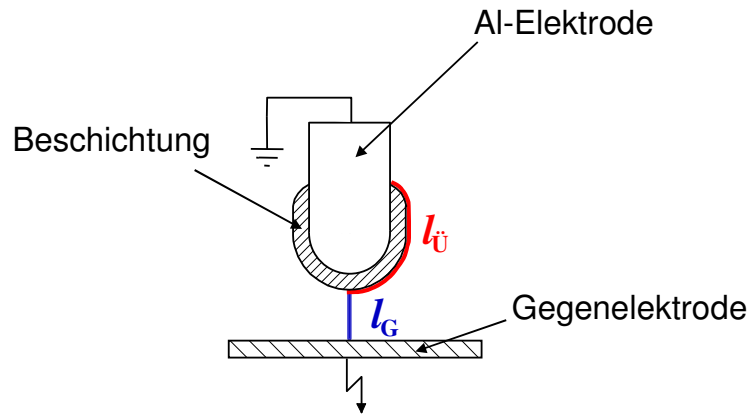


Abbildung 4.1: Skizze zum Gasdurchschlagweg l_G sowie zum Überschlagweg l_U

4.2.2. Isolierstoffplatten

Neben den beschriebenen Stabelektroden wurden für Versuche zur Gleitentladungsentwicklung sowie zum Ladungsabbau verschiedene Isolierstoffplatten verwendet (Tabelle 4.3).

Tabelle 4.3: Übersicht über verwendete Isolierstoffplatten

Versuch	Werkstoff	Abmessungen
Gleitentladungen	EP mit Al_2O_3 -Füllstoff	quadratisch 100 mm x 100 mm x 2 mm
	PE	rund Durchmesser 100 mm Dicke: 2 mm, 4 mm, 6 mm
Ladungsabbau	PTFE	rund Durchmesser 200 mm Dicke 10 mm

4.3. Versuchsanlagen

4.3.1. Versuchsanlage 1

Die Versuchsanlage 1 bestand aus handelsüblichen, einphasig gekapselten 420-kV-Komponenten sowie einem Prüfkessel, in dem die verschiedenen Prüfanordnungen angebracht werden können (Abbildung 4.2). Das gesamte Gasvolumen wurde durch Schottisolatoren in mehrere kleinere Teilvolumina getrennt. Diese Teilvolumina konnten getrennt voneinander befüllt bzw. entleert werden. Der Prüfkessel stellte ein solches abgeschlossenes Teilvolumen dar, so dass nach der Prüflingsmontage der Zeitaufwand für das Evakuieren relativ gering gehalten wurde.

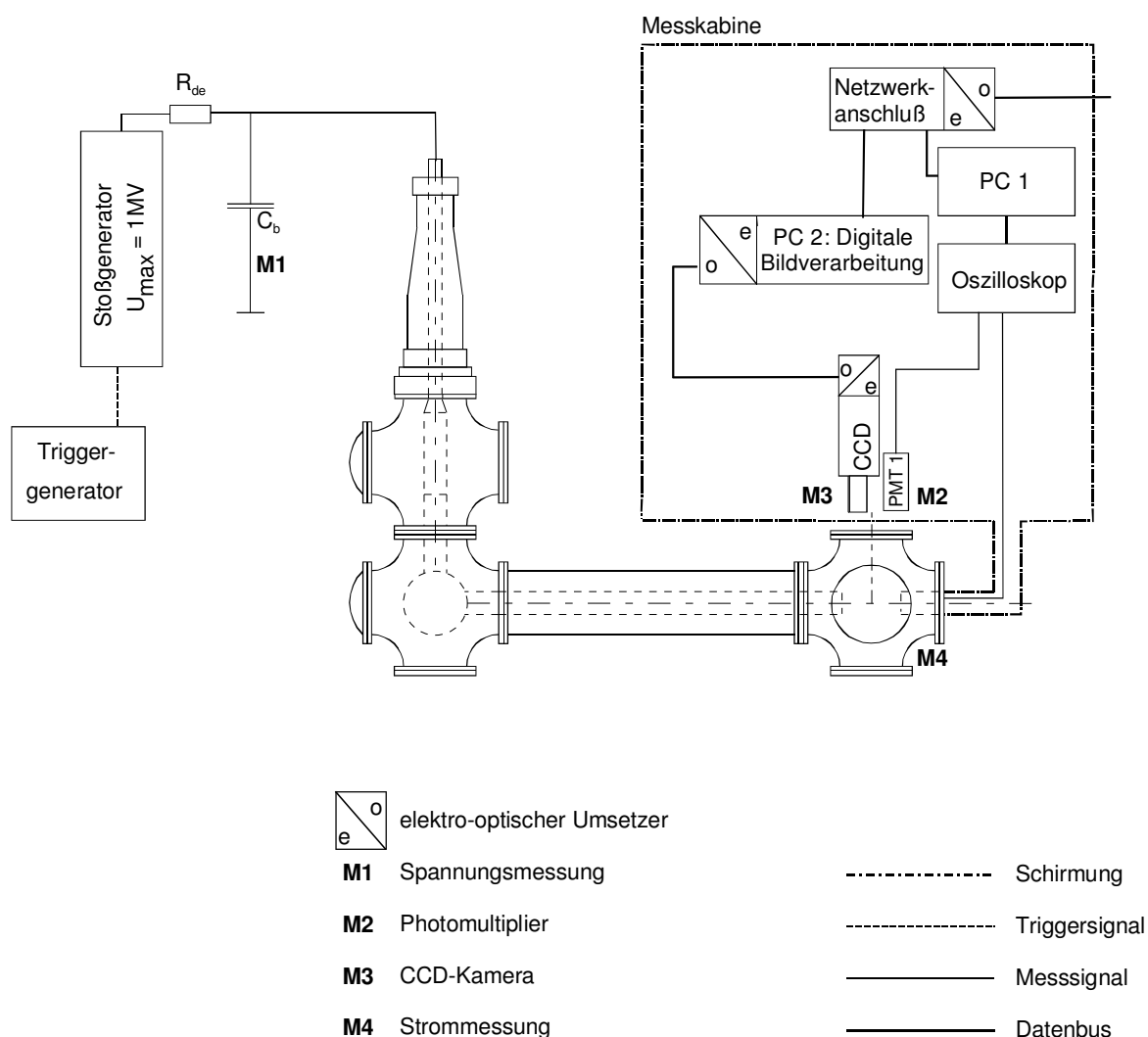


Abbildung 4.2: Versuchsanlage 1 mit Messeinrichtungen

Zur Spannungsversorgung diente ein Stoßspannungsgenerator nach Marx mit 1 MV Summenladespannung und 5 Stufen. Die Prüfspannung wurde über eine Durchführung in die GIS geführt.

Der steilflankige Spannungszusammenbruch bei einem Durchschlag in SF₆ verursacht beträchtliche elektromagnetische Störungen. Daher wurden alle Messgeräte sowie die zur Auswertung verwendeten Rechner in einer geschirmten Messkabine integriert.

Um die erzeugte Spannung zu messen (Abbildung 4.2, Messpunkt M1) wurde ein kapazitiver Teiler (CS 1000 von Haefely) mit vorgeschaltetem Dämpfungswiderstand von 200 Ω verwendet. Dieser diente zusammen mit einem weiteren kapazitiven Teiler zusätzlich als Belastungskapazität und damit zur Impulsformung. Laut Herstellerangaben ist dieser Teiler für die Messung von Blitz- und Schaltstoßspannungen, sowie Wechselspannung geeignet. Das Teilverhältnis für das gesamte Messsystem, bestehend aus Teiler, Messleitung und Oszilloskop, beträgt 700. Das Teilverhältnis wurde durch eine Messung mit der Kugelfunkenstrecke im Rahmen der Messunsicherheit bestätigt.

Die Nenndaten des verwendeten Teilers sind:

Blitzstoßspannung:	1000 kV peak
Schaltstoßspannung:	900 kV peak
Antwortzeit:	100 ns

Neben der Spannungsmessung standen für die Erfassung der Durchschlagentwicklung weitere Messsysteme zur Verfügung:

- Photomultiplier (Abbildung 4.2, Messpunkt M2)
- CCD-Kamera (Abbildung 4.2, Messpunkt M3)
- Strommessung (Abbildung 4.2, Messpunkt M4)

Da diese Systeme im Prinzip auch in Versuchsanlage 2 verwendet werden können, werden sie im Detail im Anschluss an die Anlagenbeschreibung erläutert.

4.3.2. Versuchsanlage 2

Die Versuchsanlage 2 bestand ebenfalls aus einphasig gekapselten 420-kV-Komponenten sowie einem Prüfkessel, in dem die verschiedenen Prüfanordnungen angebracht werden können (Abbildung 4.3). Das gesamte Gasvolumen wurde auch in dieser Anlage durch Schottisolatoren in mehrere kleinere Teilvolumina getrennt.

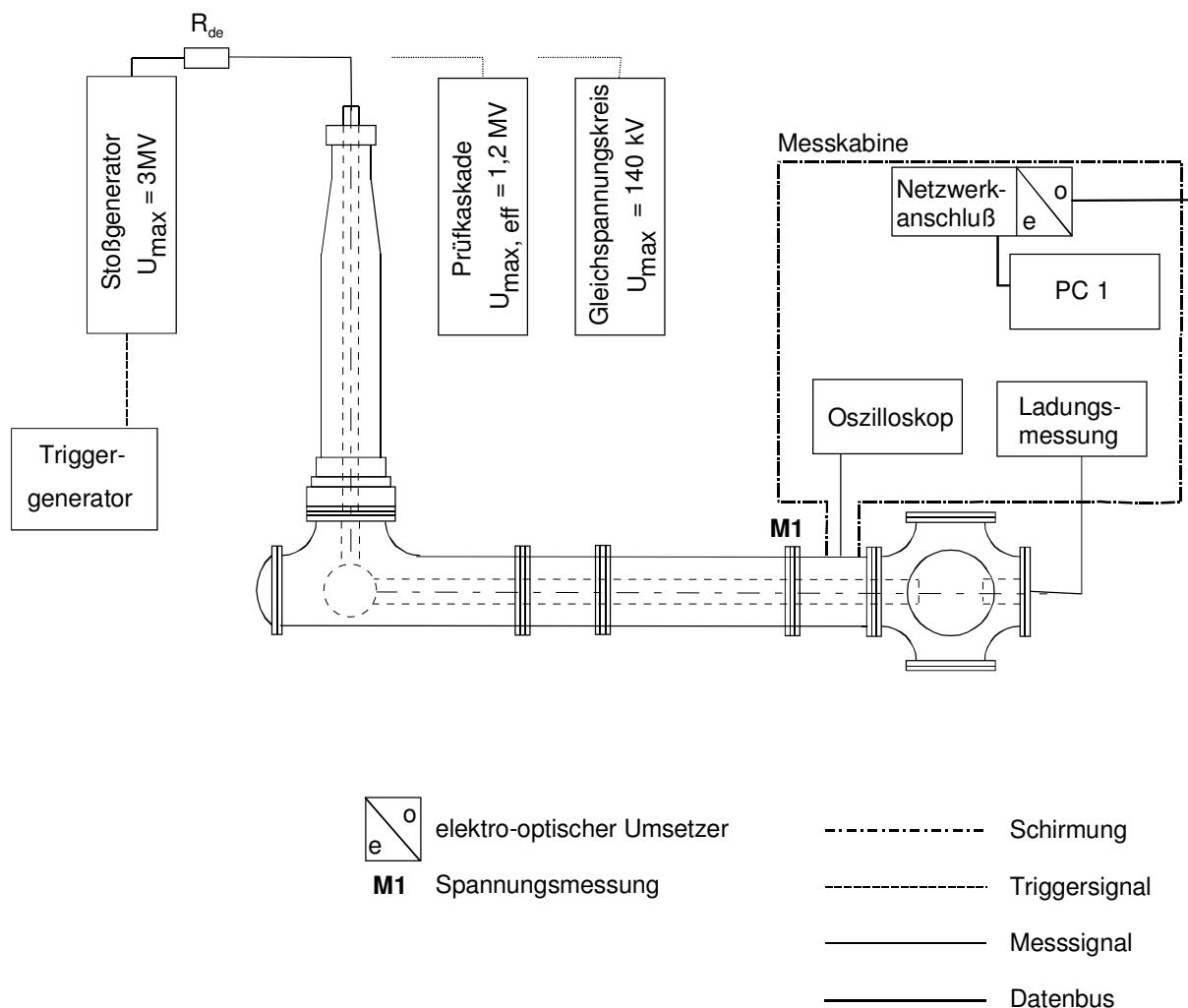


Abbildung 4.3: Versuchsanlage 2 mit Messeinrichtungen

Zur Spannungsversorgung für Durchschlagversuche diente ein Stoßspannungsgenerator nach Marx mit 3 MV Summenladespannung und 12 Stufen. Um die erzeugte Spannung zu messen wurde eine in die GIS integrierte Feldsonde verwendet.

Die benötigten Spannungen für die Versuche zum Ladungsabbau sowie zur Verteilung der Oberflächenladungen nach einem Überschlag waren so gering, dass sowohl die Blitzstoßspannung als auch die Gleichspannung für diese Versuche mit einem Praktikums-Baukastensystem erzeugt wurde. Das Baukastensystem umfasst verschiedene, für Hochspannungsversuche benötigte Bauteile. Mit den einzelnen Komponenten ist die Erzeugung aller gängiger Spannungsformen (Gleich-, Wechsel- und Stoßspannungen) möglich. Die erzeugbare Spannungshöhe wird dabei durch den Versorgungstransformator mit einer maximalen Spannung von 100 kV Effektivwert begrenzt.

Zudem war die Belastung des Versuchsaufbaus mit Wechselspannung möglich. Die Wechselspannung wurde dabei mit einer dreistufigen Prüfkaskade mit einer maximalen Ausgangsspannung (Effektivwert) von 1,2 MV erzeugt.

Alle Messgeräte sowie die zur Auswertung verwendeten Rechner wurden auch hier in einer geschirmten Messkabine integriert.

4.4. Messeinrichtungen zur Erfassung der Durchschlagentwicklung

Folgende Messeinrichtungen standen in Versuchsanlage 1 neben der bereits bei der Beschreibung der einzelnen Anlagen diskutierten Spannungsmessung für die Erfassung der Durchschlagentwicklung zur Verfügung:

- Photomultiplier (Messpunkt M2)
- CCD-Kamera (Messpunkt M3)
- Strommessung (Messpunkt M4)

4.4.1. Systeme zur optischen Erfassung von Durchschlägen

Die Messsysteme (Abbildung 4.2, Messpunkte M2 und M3) befanden sich geschirmt und gegen das Umgebungslicht abgeschottet innerhalb der Messkabine.

Bei Systemen zur optischen Erfassung von Durchschlägen kann prinzipiell zwischen ortsauflösenden Verfahren und nicht ortsauflösenden Verfahren unterschieden werden.

Bei nicht ortsauflösenden Systemen (z.B. Photomultiplier) kann zwar indirekt eine Aussage über die Entladungsintensität getroffen werden, die genaue örtliche Darstellung ist allerdings nicht möglich. Bei ortsauflösenden Systemen hingegen ist zusätzlich eine Aussage über die örtliche Entladungsentwicklung möglich.

Des Weiteren ist zu unterscheiden, ob ortsauflösende Systeme auch zur Erfassung der zeitlichen Entwicklung der Entladung geeignet sind. Da ein Durchschlag in einem Gas oder Feststoff bei Belastung mit Blitzstoßspannung bereits im Bereich weniger Nanosekunden stattfindet, ist für die optische, orts aufgelöste Aufnahme der Durchschlagsentwicklung ein entsprechendes Hochgeschwindigkeitskamarasystem erforderlich, das auch Aufnahmezeiten in dieser Größenordnung ermöglicht. Üblicherweise werden hier elektro-optische Bildwandler eingesetzt. Diese erreichen sehr kurze Belichtungszeiten durch die Umwandlung des Lichtstrahls in einen Elektronenstrahl und den dadurch möglichen Verzicht auf mechanische Komponenten zur Ablenkung des Lichtstrahls. Tabelle 4.4 gibt eine Übersicht über die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten optischen Systeme, die im Folgenden im Detail beschrieben werden.

Bei der Auswahl ist zu beachten, dass mit der Streamerentwicklung einhergehende Leuchterscheinungen in SF₆ ein nahezu kontinuierliches Spektrum vom ultravioletten bis blauen Licht (183,2 nm bis 496 nm) aufweisen [Ten-97]. Die zur Analyse verwendeten optischen Systeme müssen somit auch UV-Strahlung erfassen können.

Tabelle 4.4: Übersicht über die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten optischen Systeme

	ortsauflösendes System	nicht ortsauflösendes System
zeitaufgelöste Darstellung	-	Photomultiplier (PMT)
Summenaufnahme	CCD Kamera	-

Als ortsauflösendes System wurden im Rahmen dieser Arbeit digitale (CCD-) Kameras des Typs "sencicam" der Firma PCO eingesetzt. Aufnahmen im UV-Bereich wurden mit der Kamera "sencicam uv" durchgeführt (Abbildung 4.2, Messpunkt M2). Diese Kamera besitzt einen UV-empfindlichen CCD-Chip mit einer Auflösung von 1004 x 1002 Pixel [PCO-06]. Die spektrale Empfindlichkeit umfasst den Wellenlängenbereich von 190 nm bis 1100 nm. Der Chip ist mit Peltierelementen gekühlt, um den Dunkelstrom der Kamera gering zu halten und damit ein Rauschen zu verringern.

Die Auslösung der Kamera erfolgt über eine externe, manuelle Triggerung. Eine manuelle Triggerung war aufgrund der Abdunklung des Prüfgefäßes sowie des geringen Dunkelstroms möglich, da Belichtungszeiten im Bereich mehrerer Sekunden realisiert werden konnten. Die Auslösung musste somit nicht zu einem festgelegten Zeitpunkt im Blitzstoßspannungsverlauf erfolgen. Die Spannungsversorgung der Kamera konnte wahlweise durch ein Netzteil oder zur besseren Potentialtrennung durch einen 12 V Bleiakкумуляtor realisiert werden. Die Daten der Kamera wurden digital über einen Lichtwellenleiter an einen PC mit einer Steckkarte der Firma PCO übertragen und konnten dort weiter bearbeitet und ausgewertet werden.

Als Objektiv für Aufnahmen im UV-Bereich wurde ein speziell optimiertes Objektiv der Firma Nikon des Typs UV-NIKKOR 105 mm f/4.5 verwendet.

Zur Erfassung der UV-Emission wurde ein Photomultiplier des Typs R166 der Firma Hamamatsu eingesetzt (Abbildung 4.2, Messpunkt M3). Dieser wandelt eingestrahktes UV-Licht der Wellenlänge von 160 nm bis 320 nm mit einer maximalen Empfindlichkeit bei 220 nm in ein elektrisches Signal um [Ham].

4.4.2. Strommessung

Neben der optischen Erfassung der Entladungen konnte in Versuchsanlage 1 der Entladungsverlauf anhand einer Strommessung (Abbildung 4.2, Messpunkt M4) mit einer Stromsonde untersucht werden. Das Prinzip der Stromsonde beruht auf einem magnetischen Ringkern mit hoher Permeabilität, auf den eine Drahtwicklung mit n Windungen gleichmäßig verteilt angebracht ist. Der Strom durch die Erdelektrode erzeugt dabei ein radialsymmetrisches Magnetfeld [Wat-98]. Die Strommessung liefert innerhalb des Frequenzbereiches 140 Hz bis 35 MHz ein Spannungssignal, welches dem

Eingangssignalsignal entspricht. Außerhalb dieses Frequenzbandes kann eine Dämpfung des Eingangssignals auftreten.

Die Strommessung befand sich erdseitig im Inneren des Kessels und wurde zur besseren Schirmung in einem Aluminiumrohr integriert (Abbildung 4.4). Diese erdseitige Schirmung sollte Einkopplungen auf die Stromsonde minimieren. Zur Dämpfung von Wanderwellen wurde ein Abschlusswiderstand zwischen Erdelektrode und Kesselwand in Höhe des Wellenwiderstandes von $150\ \Omega$, der sich aus Ableitung und Schirmung ergibt, verwendet. Ein parallel zum Abschlusswiderstand eingebauter Gasableiter diente als Schutzbeschaltung für den Abschlusswiderstand im Fall eines Überschlages am Prüfling. Das Signal der zur Messung verwendeten Stromsonde wurde über ein geschirmtes Kabel auf das Oszilloskop übertragen. Das Messkabel wurde mit dem Wellenwiderstand von $50\ \Omega$ am Oszilloskop abgeschlossen.

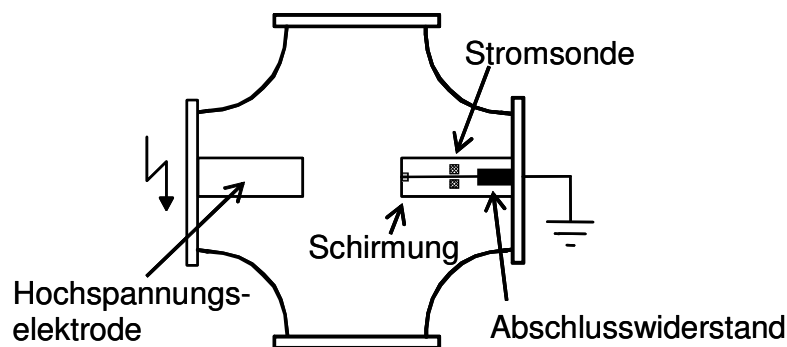


Abbildung 4.4: Versuchsaufbau im Prüfkessel

4.5. Durchschlagspannung

Im Folgenden werden der Versuchsaufbau und die Versuchsdurchführung zur Ermittlung der Durchschlagspannung von Stab-Platte-Anordnungen dargestellt. Die Stabelektrode war jeweils geerdet während die Platte auf Hochspannungspotential lag. Die angegebenen Spannungspolaritäten entsprechen der Polarität an der Stabelektrode. Eine Belastung mit positiver Blitzstoßspannung an der Plattenelektrode wird somit als Belastung mit negativer Blitzstoßspannung an der Stabelektrode bezeichnet. Es wurde somit angenommen, dass eine negative Spannung an der Plattenelektrode bei geerdeter Stabelektrode die gleiche Verteilung des elektrischen Felds am Prüfling erzeugt wie eine positive Spannung an der Stabelektrode bei geerdeter Plattenelektrode. Die Zulässigkeit der Annahme wurde anhand von Feldrechnungen überprüft.

4.5.1. Versuchsaufbau

Die Durchschlagversuche wurden in einem an die Versuchsanlage 1 (Abbildung 4.2), sowie an die Versuchsanlage 2 (Abbildung 4.3) angeflanschten Prüfkessel durchgeführt.

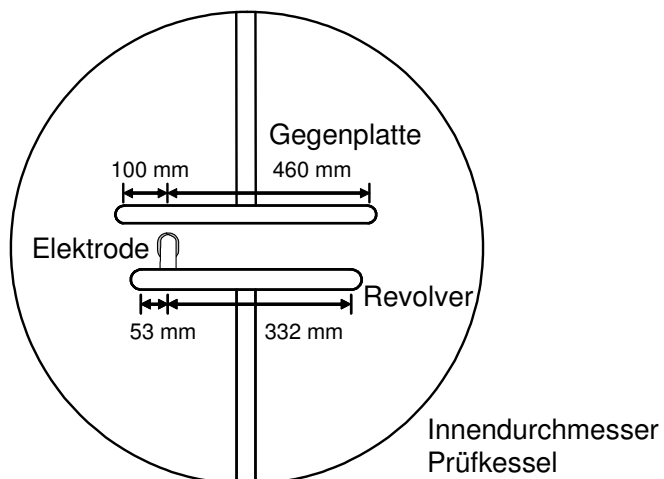


Abbildung 4.5: Schnitt durch die reale Geometrie aus Elektrode, "Revolver" und Prüfkessel

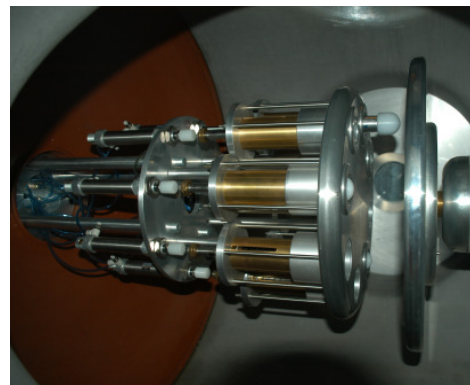


Abbildung 4.6: "Revolver" im Prüfkessel mit Elektrode

Das Öffnen und Schließen des Prüfkessels mit den Arbeitsschritten zur SF₆-Handhabung (Evakuieren, Füllen, Abpumpen) stellte einen hohen Zeitaufwand dar. Um diesen Zeitaufwand zu minimieren kam eine Mehrfachelektrodenanordnung „Revolver“ zum Einsatz (Abbildung 4.5, Abbildung 4.6). Mit dieser Anordnung ist es möglich, 8 Elektroden in Folge ohne zwischenzeitliche Montagearbeiten zu prüfen.

Zum Vergleich des Verbesserungspotentials zwischen Blitzstoßspannung und Wechselspannung wurden zudem Versuche mit Wechselspannung in Versuchsanlage 2 durchgeführt.

4.5.2. Versuchsdurchführung

Die Durchschlagspannung der Elektrodenanordnung wurde durch einen Spannungssteigerungsversuch (SSV) ermittelt. Beim Spannungssteigerungsversuch wurde während eines Versuchs die Spannung in definierter Weise gesteigert, bis ein Durchschlag stattfand. Für das vorgesehene Versuchsprogramm wurde eine nach jeder Beanspruchung um Δu gesteigerte Blitzstoßspannung bzw. Wechselspannung verwendet.

Dabei sind folgende Versuchsparameter festzulegen [Hau-84]:

- Stufenhöhe Δu
- Anzahl der Einzelversuche (Stichprobenumfang) n
- Pausenzeit zwischen den Einzelversuchen Δt_p
- Spannungsstufendauer Δt_s
- Stufensteigerungsdauer Δt_z ($\Delta t_z \ll \Delta t_s$)
- Ausgangsspannung u_0

Bei Belastung mit Blitzstoßspannung entfällt die Angabe der Spannungsstufendauer Δt_s .

Die Anzahl der Einzelversuche n wird durch die geforderte Genauigkeit des Versuchsergebnisses bestimmt. Auf alle Fälle soll $n \geq 20$ gewährleistet werden, da Messungen mit kleinerem Stichprobenumfang keine ausreichenden Informationen über die Verteilungsfunktion liefern. [Hau-84]

Nach ersten Versuchen mit einem Stichprobenumfang von $n = 50$ wurde der Stichprobenumfang auf 30 Einzelversuche reduziert. Es wurde im weiteren davon ausgegangen, dass für die weiteren Untersuchungen ein Stichprobenumfang von $n = 30$ ausreichend ist. Allerdings konnte aufgrund der eventuellen Beschädigung der Beschichtung im Laufe einer Messreihe ein Stichprobenumfang von $n \geq 20$ Einzelversuchen nicht für alle Elektrodenanordnungen gewährleistet werden.

Beginnend von der Ausgangsspannung u_0 wurde die Spannung um die Stufenhöhe Δu gesteigert. Als Faustregel gilt, dass die niedrigste aller gemessenen Durchschlagspannungen mindestens 10% höher liegen sollte als u_0 [Hau-84]. Die Stufenhöhe Δu wurde für die Versuche mit Blitzstoßspannung zu 20 kV angesetzt, bei AC wurde eine Stufenhöhe von 10 kV verwendet. Als Pausenzeit zwischen einem Durchschlag und dem Beginn der nächsten Steigerung Δt_p wurden 4 min gewählt.

Die Stufendauer bei Belastung mit AC wurde zu 30 Sekunden festgesetzt.

Die ermittelten Messdaten wurden statistisch ausgewertet (Kapitel 4.8). Die ermittelten Summenhäufigkeitsfunktionen wurden bei genügend großem Stichprobenumfang durch theoretische Verteilungsfunktionen approximiert. Die beste Approximation ergab in der Regel die Normalverteilung, bei zu kleinem Stichprobenumfang wird der Median der Messwerte zur Diskussion herangezogen.

4.6. Geführte Gleitentladung

Im Folgenden werden der Versuchsaufbau und die Versuchsdurchführung für geführte Gleitentladungen dargestellt. Ziel der Versuche mit geführten Gleitentladungen war die Ermittlung der Geschwindigkeit des Entladungsaufbaus einer Gleitentladung bei Belastung

mit Blitzstoßspannung, wie sie auch auf der Beschichtungsoberfläche der untersuchten Stabelektroden auftritt.

4.6.1. Versuchsaufbau

Die Versuche mit geführten Gleitentladungen wurden in Versuchsanlage 1 (Abbildung 4.2) durchgeführt. Aufgrund der relativ niedrigen Überschlagspannungen wurden die 5 Stufen des Stoßspannungsgenerators für diese Versuche parallel geschaltet.

Geführte Gleitentladungen wurden in einer Spitze-Platte-Anordnung untersucht (Abbildung 4.8). Eine Spitzenelektrode wurde dabei auf die Oberfläche einer Isolierstoffplatte der Dicke a aufgesetzt. Auf der rückwärtigen Seite der Isolierstoffplatte wurde ein leitfähiger Streifen der Breite b (2 mm) und der Länge l (55 mm) aufgebracht. Dadurch sollte sich die Gleitentladung in Richtung des Streifens entwickeln („geführte Gleitentladung“).

Im Inneren des Prüfgefäßes (Abbildung 4.4) wurde die Blitzstoßspannung an eine Nadelelektrode, die auf der Prüflingsoberfläche aufsitzt, angelegt.

Die Entladungsentwicklung wurde sowohl anhand einer Strommessung als auch anhand optischer Auswertungen untersucht.

Der Bildbereich beider verwendeter optischer Messeinrichtungen (Abbildung 4.7) zeigt den Prüfaufbau im Kessel. Neben der Hochspannungsspitzenelektrode und dem eingespannten Prüfling sind auch der Aluminiumstreifen zur Entladungsführung und die Erdkontaktierung auf der Rückseite des Prüflings erkennbar.

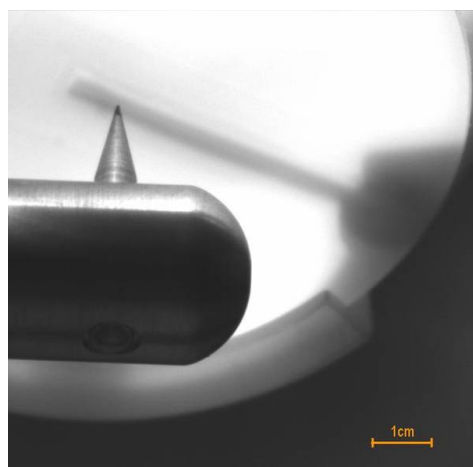


Abbildung 4.7: Prüfaufbau für geführte Gleitentladungen und Bildbereich der optischen Messgeräte

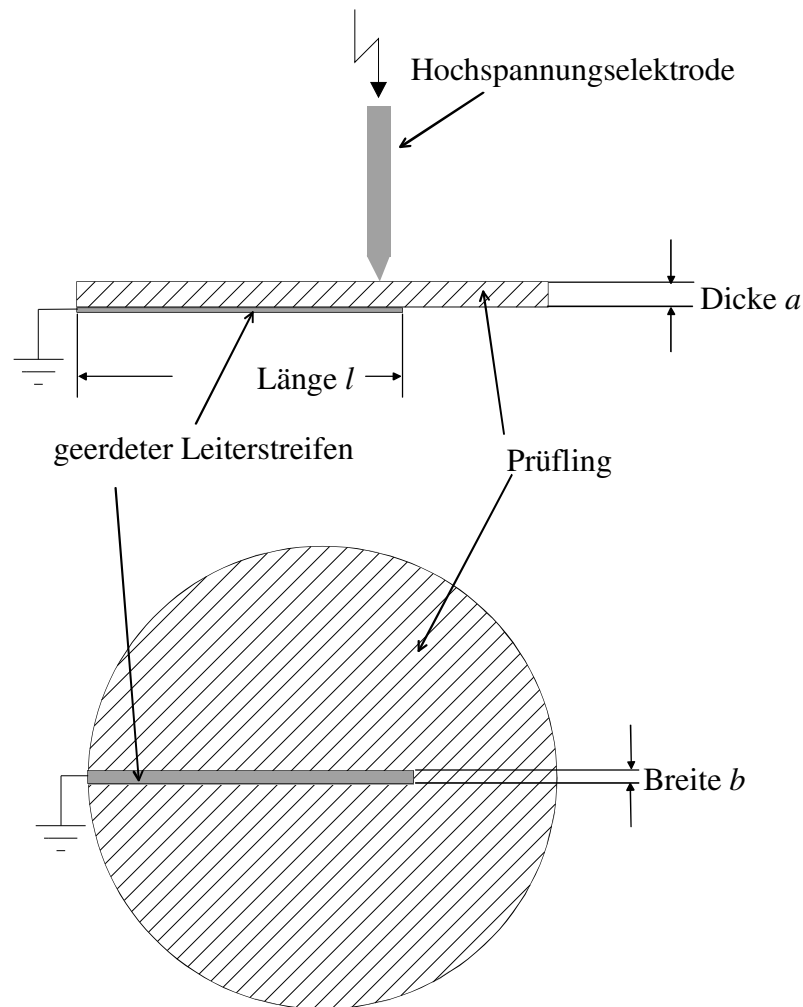


Abbildung 4.8: Elektrodenkonfiguration zur Untersuchung von geführten Gleitentladungen

4.6.2. Versuchsdurchführung

Die Polyethylen(PE)-Platten der Dicken 2 mm, 4 mm und 6 mm wurden aus PE-Vollmaterial gedreht, während die EP-Platten vom Hersteller zur Verfügung gestellt wurden. Auf der rückwärtigen Seite der Isolierstoffplatten wurde ein leitfähiger Streifen der Breite b (2 mm) und der Länge l (55 mm) aufgebracht. Anschließend wurden alle Prüflinge mit Isopropanol gereinigt und bei konstanten klimatischen Bedingungen in einem Exsikkator gelagert. Vor dem Einbau in den Versuchsaufbau wurden die PE-Prüflinge erneut mit Isopropanol gereinigt. Für die Auswertung wurden in SF_6 jeweils nur die Messwerte aus der Erstbeanspruchung der Prüflinge verwendet, für Luft wurden maximal 5 Überschlüge pro Prüfling ausgewertet. Die Gründe hierfür sind auf der Prüflingsoberfläche nach Gleitentladungen verbleibende Ladungen und eine mögliche Beschädigung der Prüflingsoberfläche durch Gleitüberschlüge (vgl. Kapitel 7.1).

Als zu untersuchender Parameter war vor allem die Überschlagzeit $T_{\ddot{u}}$ bzw. Überschlagsgeschwindigkeit $v_{\ddot{u}}$ von Interesse.

Der Einfluss folgender Größen wurde dabei näher betrachtet:

- Gasart (Luft und SF₆)
- Polarität der Blitzstoßspannung,
- Prüflingsdicke (2 mm, 4 mm, 6 mm)

4.7. Messung von Oberflächenladungen

Im Folgenden werden der Versuchsaufbau und die Versuchsdurchführung zur Messung von Oberflächenladungen dargestellt. Ziel der Messung von Oberflächenladungen war die Ermittlung der für den Ladungsabbau charakteristischen Zeit sowie die Bewertung eines möglichen Einflusses von Oberflächenladungen auf die im Spannungssteigerungsversuche ermittelten Messwerte.

4.7.1. Versuchsaufbau

Potentiale von Ladungen, die sich auf Isolierstoffoberflächen befinden, können nach dem Prinzip der Feldkompensation (elektrostatisches Voltmeter) gemessen werden. Beim elektrostatischen Voltmeter wird das elektrische Feld über der zu untersuchenden Oberfläche nicht direkt gemessen, sondern das Oberflächenpotential gegen Erde. Das Messprinzip beruht darauf, dass das elektrische Feld vor der Sondenöffnung zu Null kompensiert wird. Diese Methode stellt eine rückwirkungsfreie Messung der Oberflächenpotentiale sicher. Der Messbereich des verwendeten Voltmeters betrug ± 20 kV. Zur Durchführung der Messungen nach Belastung mit Gleichspannung und Blitzstoßspannung wurde der Kreutztisch und die Potentialmesssonde in einen Prüfkessel in Versuchsanlage 2 (Abbildung 4.3) integriert (Abbildung 4.9).

Um die orts aufgelöste Messung von Oberflächenladungen auf Isolierstoffplatten zu ermöglichen, wurde der Feldsensor des verwendeten elektrostatischen Voltmeters (Trek 341BH_20 kV) an einem Kreutztisch befestigt (Abbildung 4.9). Die Steuerung des Kreutztisches und die Aufzeichnung des Ausgangssignals des elektrostatischen Voltmeters mit den zugehörigen Messkoordinaten wurde rechnergestützt realisiert. Mit dem realisierten Messsystem konnte der zeitliche Verlauf des Ladungsdichteabbaus über eine maximale Fläche von 120 mm x 120 mm ermittelt werden. Die Abtastpunkte sowie die Koordinaten des Messbereichs waren dabei frei wählbar. Standardmäßig wurde eine mäanderförmige Rasterung der Oberfläche durchgeführt. Es konnten Einzelmessungen sowie automatisierte Folgemessungen an einzelnen oder beliebig vielen Messpunkten durchgeführt werden. Die

Messzeit für einen Rasterpunkt beträgt inklusive Anfahrt des Kreuztisches zu den Rasterpunktkoordinaten ca. 0,6 bis 0,7 Sekunden. Für einen Messzyklus mit 100 Rasterpunkten wurde somit ca. 1 Minute benötigt. [Led-08]

Als Prüflinge wurden EP-beschichtete Stabelektroden sowie PTFE-Isolierstoffplatten verwendet.

Für die Messung von Oberflächenladungen nach Belastung mit Gleichspannungskorona wurden Stabelektroden mit EP-Beschichtung und einer Beschichtungsdicke von 3 mm verwendet. Eine Nadelelektrode wurde an Gleichspannung gelegt, so dass durch die dort auftretende Entladung Ladungen auf die Beschichtung der Stabelektrode aufgebracht wurden (Abbildung 4.9). Der Abstand zwischen Nadelelektrode und Stabelektrode wurde auf 10 mm festgelegt. Die Stabelektrode war geerdet.

Als Prüflinge für die Messung von Oberflächenladungen nach Belastung mit Blitzstoßspannung wurden Isolierstoffplatten (Plattendicke 10 mm), an denen Flächenmessungen durchgeführt werden können, verwendet. Die Blitzstoßspannung wurde an der Nadelelektrode angelegt, die Rückseite des Prüflings war geerdet. Der Abstand zwischen Nadelelektrode und Prüfling betrug 36 mm.

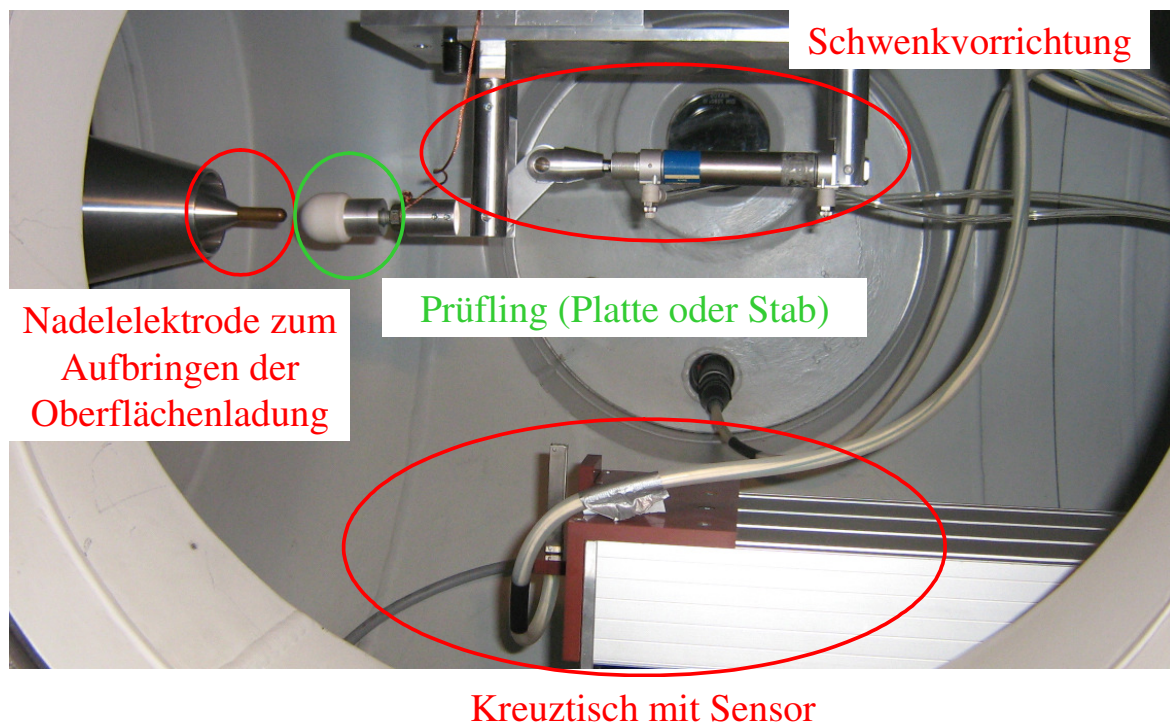


Abbildung 4.9: Messaufbau zum Aufbringen von Oberflächenladungen auf einen EP-beschichteten Prüfling mit Schwenkvorrichtung zum nachfolgenden Messen des Ladungsabbaus

4.7.2. Versuchsdurchführung

In der Versuchsdurchführung ist zwischen Punktmessungen an beschichteten Stabelektroden nach Gleichspannungsbelastung sowie der flächigen Abtastung von Isolierstoffplatten nach Belastung mit Blitzstoßspannung zu unterscheiden.

Für Versuche mit Gleichspannung und beschichteter Stabelektrode wurde die Isolierstoffoberfläche über einen Zeitraum von 1 Minute mit einer Spannung von -11 kV bzw. +13,2 kV aufgeladen. Nach der Aufladung der Oberfläche wurde die Spannung auf ± 5 kV abgesenkt. Anschließend wurde der Prüfling nach unten geschwenkt, um dessen Oberflächenpotential an der Spitze mit dem elektrostatischen Voltmeter zu messen. Währenddessen wurde die Spannung auf Null gesenkt und die Spitze geerdet. Diese Vorgehensweise und der Abstand wurden so gewählt, dass möglichst viele Ladungsträger auf der Oberfläche verbleiben. Durch eine längere Aufladezeit konnte die Gesamtladung auf der Isolierstoffoberfläche nicht weiter erhöht werden. Eine Messung dauert 20 s, wobei in 2 s-Abständen jeweils das Potential an der Halbkugelspitze durch das elektrostatische Voltmeter gemessen wurde. Die gesamte Beschichtungsfläche konnte messtechnisch nicht erfasst werden, da der Sensorkopf starr mit dem an der GIS montierten Kreuztisch verbunden ist und somit nur eine Abtastung in der x-y-Ebene möglich ist (Abbildung 4.9). Der Sensorkopf hatte während der Messung zur Halbkugelspitze einen Abstand von 2,3 mm. Zwischen den Einzelmessungen wurde der Prüfling in seine Ausgangsposition geschwenkt.

Um flächige Messungen zu ermöglichen und damit den Einfluss von Oberflächenladungen auf Folgedurchschläge bewerten zu können, wurden für Versuche mit Blitzstoßspannung plattenförmige Prüflinge verwendet. Die Versuche bei Belastung mit Blitzstoßspannung wurden auf Belastungen mit negativer Polarität an der Nadelelektrode beschränkt. Es wurden zwei Untersuchungen mit Blitzstoßspannung durchgeführt: Zum einen wurden Prüflinge mittels Spannungssteigerungsversuch belastet. Die Blitzstoßspannung an der Nadelelektrode wurde dabei so lange erhöht, bis ein Überschlag des Prüflings auftrat. Die Ladungsmessung erfolgte jeweils nach einem Überschlag der Platte. Bei Belastungen ohne Überschlag lagen die Oberflächenpotentiale der aufgebrachten Ladungen nicht mehr im Messbereich des elektrostatischen Voltmeters (>20 kV). Um mögliche Unterschiede im Verhalten im SSV und bei Belastung mit überschießender Spannung zu untersuchen, wurde eine Platte mit 140 kV (LI neg.) belastet. Zwischen den einzelnen Belastungen wurden die Oberflächenladungen nicht von der Oberfläche entfernt.

4.8. Statistische Auswertung

Das Isoliervermögen der Elektrodenanordnungen kann durch die Verteilungsfunktion der Durchschlagspannung beschrieben werden. In dieser Arbeit wurden die im

Spannungssteigerungsversuch empirisch bestimmten Summenhäufigkeitsfunktionen mittels theoretischer Verteilungsfunktionen approximiert. Überprüft wurden Approximationen mit Normalverteilungs-, Weibull- und Lognormalfunktion [Sac-72]. Die statistische Auswertung der Messreihen mittels der Anderson-Darlington-Methode ergab in der Regel die beste Approximation durch die Normalverteilungsfunktion. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wurden die Versuchsergebnisse deshalb mit der Normalverteilungsfunktion angenähert (Beispiel Abbildung 4.10).

Die statistische Auswertung von Stichproben ist nur zulässig, wenn die Realisierungen unabhängig voneinander sind. Die Messreihen wurden anhand von Unabhängigkeitstestverfahren (Iterationstest, Phasenhäufigkeitstest von Wallis und Moore [Hau-84] [Sac-72]) auf ihre statistische Unabhängigkeit überprüft.

Zum Vergleich einzelner Elektrodenanordnungen wurden neben der Punktschätzung der Parameter der Verteilungsfunktion auch die Konfidenzbereiche ermittelt. Der Konfidenzbereich ist dabei ein berechnetes Intervall, das den unbekanntem Parameter mit einer vorgegebenen statistischen Sicherheit überdeckt. Die Breite des Konfidenzbereichs ist abhängig von der gewählten statistischen Sicherheit, vom Stichprobenumfang und von der Verteilung, besonders der Streuung, der Zufallsgröße. In dieser Arbeit wurde jeweils der 95%-Konfidenzbereich ermittelt. Versuchsergebnisse gelten als signifikant unterschiedlich, wenn sich die 95%-Konfidenzbereiche nicht überschneiden.

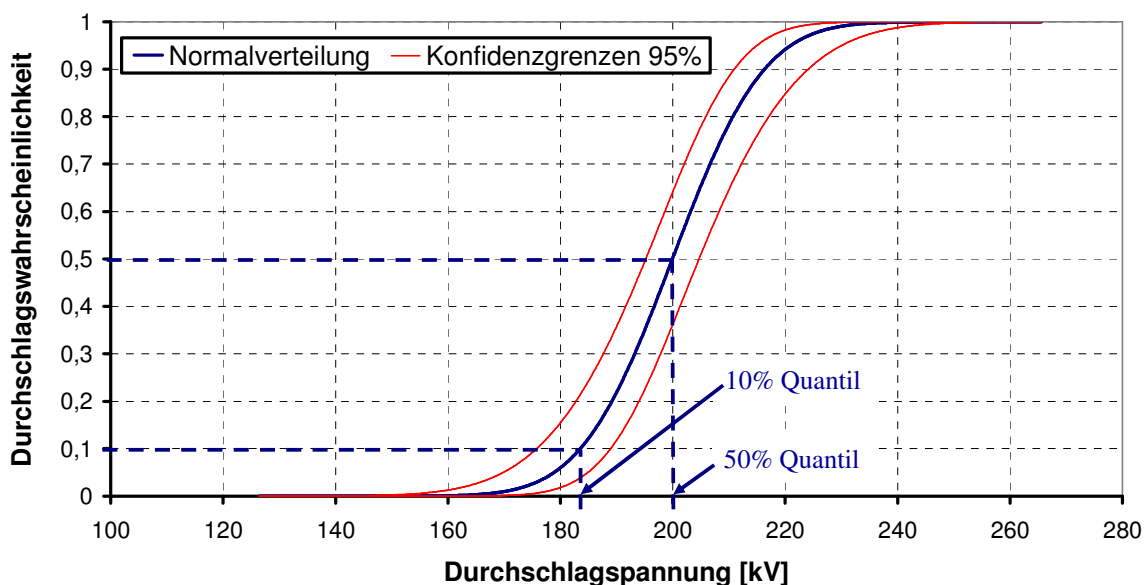


Abbildung 4.10: Resultierende Normalverteilung und Konfidenzbereich (Elektroden Durchmesser 4 mm; blanke Elektrode; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI negativ; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

5. Durchschlagspannung von Stab-Platte-Anordnungen

Im Folgenden werden die Versuchsergebnisse, die im Spannungssteigerungsversuch (SSV) gewonnen wurden, dargestellt und diskutiert. Soweit nicht anders angegeben wurden die Versuche bei folgenden Bedingungen durchgeführt:

- Abstand der blanken Elektroden: 25 mm
- Durchmesser der blanken Elektroden: 4 mm bzw. 30 mm
- Beschichtungsdicke: 3 mm bzw. 8 mm
- Isoliergas: SF₆
- Gasdruck: 0,4 MPa
- Stichprobenumfang: 30
- Spannungsform: Blitzstoßspannung 1,2 / 50 beider Polaritäten

Aufgrund der signifikanten Beeinflussung der Durchschlagspannung durch die Beschädigung der Beschichtung während der Messung wurden für Vergleiche zwischen den Elektroden und zur Bestimmung des Verbesserungspotentials nur Messwerte bei unbeschädigter Beschichtung ausgewertet. Zur Ermittlung des Verbesserungspotentials wurden somit die 50%-Quantile der Durchschlagspannungen vor dem Durchschlag der Beschichtung mit den 50%-Quantilen der Durchschlagspannungen der blanken Elektroden verglichen. Bei ausreichendem Stichprobenumfang wurde eine Approximation durch eine Normalverteilung durchgeführt. War zur Ermittlung der Verteilungsfunktion vor dem Durchschlag der Beschichtung kein ausreichender Stichprobenumfang gegeben, wurden Messwerte mehrerer Elektroden mit gleicher Beschichtungsdicke zu einer gemeinsamen Stichprobe zusammengefasst. Eventuelle, beispielsweise fertigungsbedingte Unterschiede in den Elektroden gehen somit in dieser zusammengefassten Darstellung voll in die Auswertung mit ein. War auch dann der Stichprobenumfang für eine Approximation der Messwerte durch eine Verteilungsfunktion unzureichend, wurde aus den vorhandenen Messwerten der Median gebildet.

Die angegebenen Polaritäten sind auf die stärker gekrümmte Elektrode, also die Stabelektrode bezogen. Da die Hochspannung an der Plattenelektrode angelegt wurde, wird die Belastung mit positiver Blitzstoßspannung als negative Spannung an der Stabelektrode bezeichnet und umgekehrt. Es wurde somit angenommen, dass eine negative Spannung an der Plattenelektrode bei geerdeter Stabelektrode die gleiche Verteilung des elektrischen Felds am Prüfling erzeugt wie eine positive Spannung an der Stabelektrode bei geerdeter Plattenelektrode. Die Zulässigkeit der Annahme wurde anhand von Feldrechnungen überprüft.

5.1. Durchschlagspannung von blanken Elektrodenanordnungen

Als Referenz wurden Versuche mit blanken Elektroden für beide Polaritäten der Blitzstoßspannung durchgeführt.

Die 50%-Quantile der Durchschlagspannungen verschiedener Elektroden mit gleicher Geometrie weisen Unterschiede auf, was mit der Fertigung der Elektroden und daraus resultierenden Unterschieden in der Oberflächenbeschaffenheit begründet werden kann. Zwar wurde beim Fertigen der Elektroden auf eine möglichst geringe Rauheit der Elektrodenoberfläche geachtet, aufgrund der geringen Krümmungsradien der Stabelektroden (vor allem bei einem Stabdurchmesser von 4 mm), konnte die Rauheit direkt an der Krümmung messtechnisch allerdings nicht bestimmt werden. Ein Einfluss von Oberflächenrauheiten im Bereich des höchsten elektrischen Feldes im Gasraum kann somit nicht ausgeschlossen werden.

Bei blanken Elektroden mit einem Durchmesser von 30 mm ist bei allen Elektroden bei Belastung mit positiver Blitzstoßspannung die Durchschlagspannung deutlich höher als bei Belastung mit negativer Blitzstoßspannung (Abbildung 5.1). Die negative Polarität stellt somit für diese Anordnung die kritische Polarität dar. Dies kann theoretisch begründet werden (vgl. Kapitel 2.1.4): Die Voraussetzungen für eine Lawinenbildung sind bei negativer Polarität in den bei hohem Druck wirksam werdenden, aus der Oberflächenrauheit resultierenden Bereichen hoher Feldstärke an der Elektrodenoberfläche besser als bei positiver Polarität. Die Durchschlagspannungen sind bei negativer Polarität somit niedriger, das Streuband schmaler [Boe-75c].

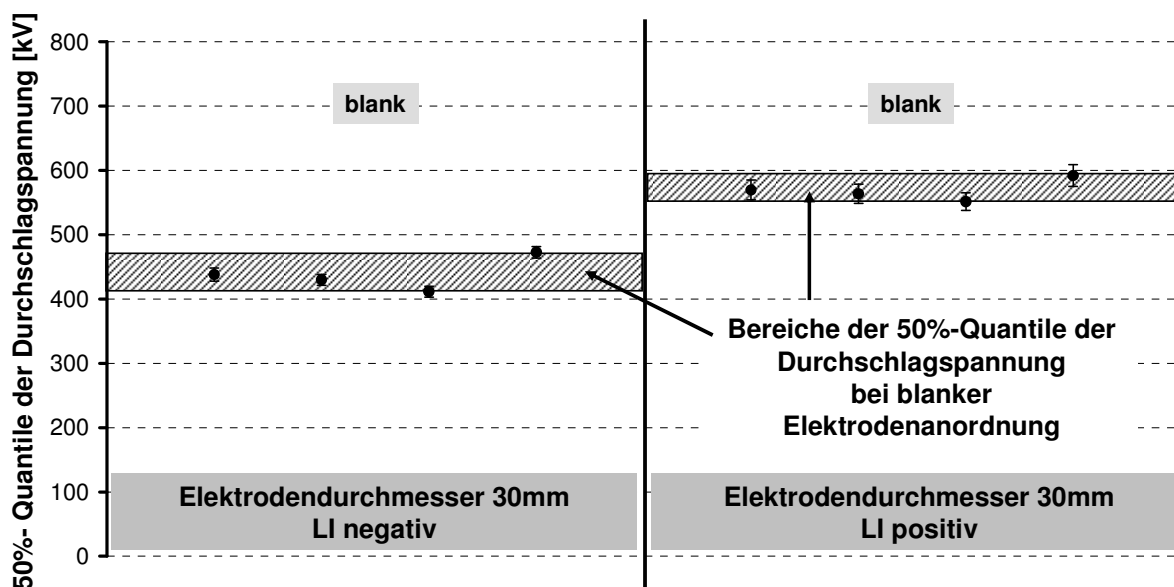


Abbildung 5.1: 50%-Quantile der Durchschlagspannungen verschiedener Elektroden mit 95%-Konfidenzbereich (Durchmesser 30 mm; blanke Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

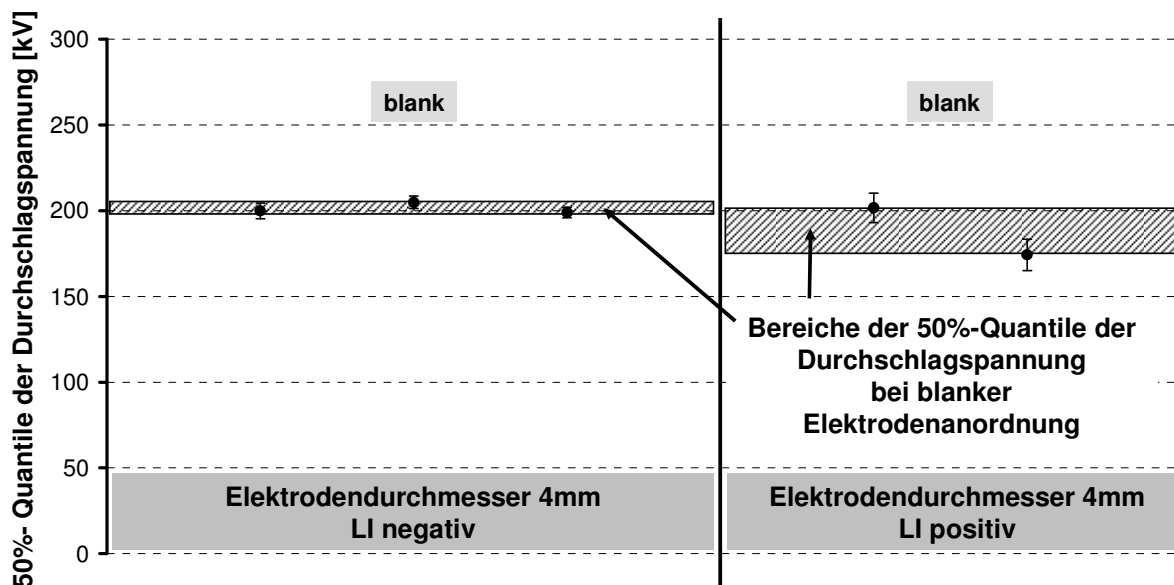


Abbildung 5.2: 50%-Quantile der Durchschlagspannungen verschiedener Elektroden mit 95%-Konfidenzbereich (Durchmesser 4 mm; blanke Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

Bei blanken Elektroden mit einem Durchmesser von 4 mm sind die 50%-Quantile der Durchschlagspannungen bei Belastung mit positiver Blitzstoßspannung und bei Belastung mit negativer Blitzstoßspannung nahezu gleich (Abbildung 5.2), wobei die Durchschlagspannungen für Belastung mit positiver Blitzstoßspannung tendenziell niedriger sind als bei negativer Blitzstoßspannung. Die Tatsache, dass für diese Elektrodenanordnung die positive Polarität die kritische Polarität darstellt, kann durch die stark inhomogene Feldverteilung dieser Anordnung begründet werden [Cig-08].

5.2. EP-beschichtete Elektrode

Im Folgenden werden die Ergebnisse für EP-beschichtete Elektroden diskutiert.

5.2.1. Elektrodendurchmesser 30 mm

Die Beschichtung wird sowohl bei Elektroden mit 3 mm als auch bei Elektroden mit 8 mm Beschichtungsdicke meist nach wenigen Stoßspannungsbelastungen durchschlagen. Die in [Sat-99] für niedrigen SF₆-Gasdruck diskutierte Beobachtung, dass nach einem Durchschlag im Gasraum immer ein Überschlag der Beschichtung erfolgt, ist für die gegebene Anordnung somit nicht gültig. Die Beobachtung von [Yos-05], dass die Beschichtung bei einem SF₆-

Gasdruck von 0,4 MPa oder höher nach mehrmaligen Überschlügen schließlich durchschlagen wird, wird bestätigt.

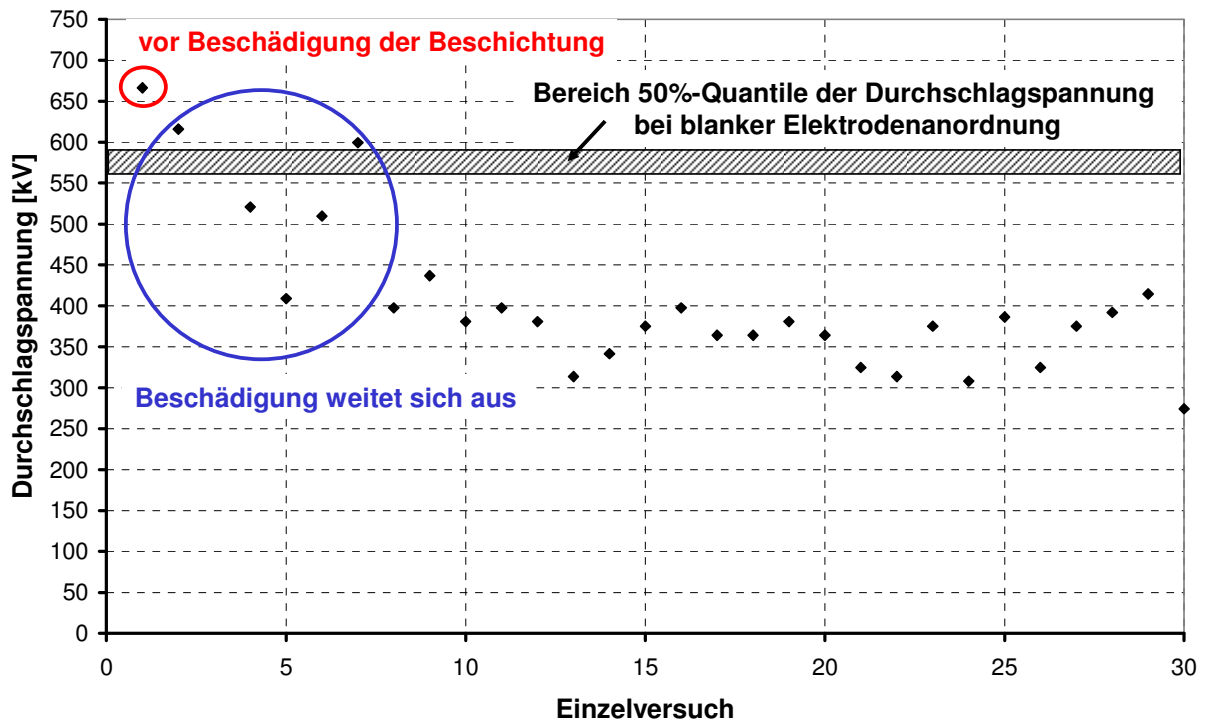


Abbildung 5.3: Durchschlagspannungen (Elektroden­durchmesser 30 mm; Beschichtungsdicke 8 mm; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; positive Polarität; SSV; $\Delta u = 20$ kV)



Abbildung 5.4: Beschädigte Elektrode (Elektroden­durchmesser 30 mm; Beschichtungsdicke 3 mm; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)



Abbildung 5.5: Beschädigte Elektrode (Elektroden­durchmesser 30 mm; Beschichtungsdicke 8 mm; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

Wird die Beschichtung durchschlagen, nimmt bei Elektrodenanordnungen mit 30 mm Elektrodendurchmesser die Durchschlagspannung signifikant ab (Abbildung 5.3). Die Durchschlagspannung erreicht dann in der Regel nur noch Werte, die sogar deutlich unter der Durchschlagspannung der blanken Elektrodenanordnung liegen. Dies kann durch die (großflächige) Beschädigung der Beschichtung begründet werden (Abbildung 5.4, Abbildung 5.5). Das dort freiliegende Aluminium weist aufgrund des Beschichtungsverfahrens eine andere Oberflächenstruktur auf als die unbeschichteten Aluminiumelektroden, da die Elektroden vor dem Beschichten mit EP vorbehandelt wurden. Dies führt zu einer höheren Grundrauheit als bei unbehandelten, blanken Elektroden. Während die Fußpunkte bei blanken Elektroden über die halbkugelförmige Abrundung des Stabs verteilt sind, kann bei beschichteten Elektroden je nach Struktur der beschädigten Beschichtung auch eine Anhäufung von Fußpunkten entlang von Kanten (Abbildung 5.4), die bei der schrittweisen Vergrößerung der Beschädigung entstehen können, beobachtet werden.

Sowohl durch Beschichtung mit einer Schichtdicke von 3 mm als auch durch eine Beschichtung mit einer Schichtdicke von 8 mm kann eine Verbesserung der Durchschlagspannung der Anordnung bei unbeschädigter Beschichtung im Vergleich zu blanken Elektroden erreicht werden (Abbildung 5.6). War zur Ermittlung der Verteilungsfunktion vor dem Durchschlag der Beschichtung kein ausreichender Stichprobenumfang gegeben, wurden Messwerte mehrerer Elektroden mit gleicher Beschichtungsdicke zu einer gemeinsamen Stichprobe zusammengefasst. Der aus einer solchen Zusammenfassung resultierende Stichprobenumfang ist in den Abbildungen mit n_{res} bezeichnet.

Im Gegensatz zu den 50%-Quantilen der Durchschlagspannungen der blanken Elektrodenanordnungen kann für beschichtete Elektrodenanordnungen keine klare Abhängigkeit von der Polarität der Blitzstoßspannung nachgewiesen werden (Abbildung 5.6). Die Spannweite der Messwerte ist allerdings bei positiver Polarität deutlich größer (Abbildung 5.7), was möglicherweise auch durch die Zusammenfassung verschiedener Elektroden zu einer Stichprobe begründet werden kann. Unterschiede in der Durchschlagfestigkeit verschiedener Elektroden, wie sie beispielsweise auch bei 8 mm Beschichtungsdicke bei negativer Blitzstoßspannung beobachtet werden konnten, gehen somit direkt in die statistische Auswertung ein, da eine Unterscheidung zwischen fertigungsbedingten Einflüssen und tatsächlicher Streuung der Durchschlagspannung nicht möglich ist.

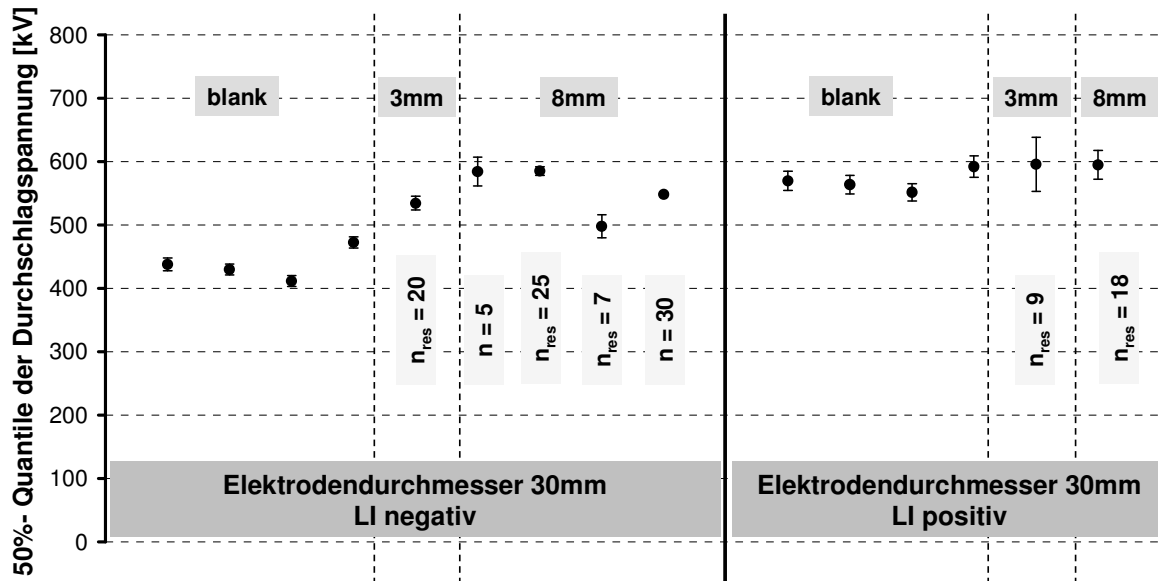


Abbildung 5.6: 50%-Quantile der Durchschlagspannungen verschiedener Elektroden bei unbeschädigter Beschichtung mit 95%-Konfidenzbereich (Durchmesser 30 mm; blanke und EP-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$ falls keine Beschädigung der Beschichtung; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV; n_{res} : Stichprobenumfang nach Zusammenfassung der Messwerte mehrerer Elektroden)

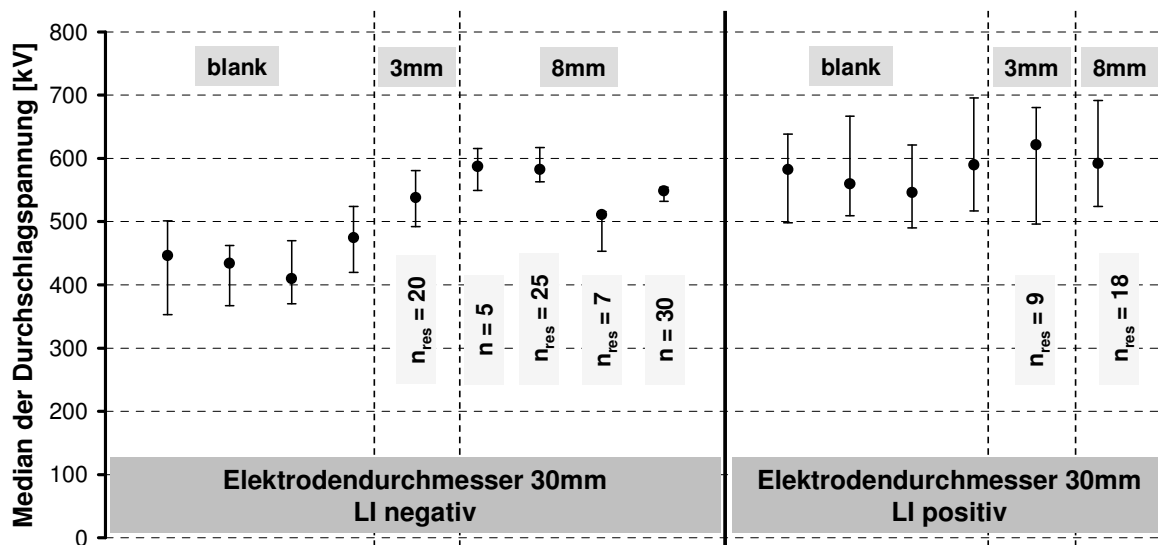


Abbildung 5.7: Median und Spannweite der Durchschlagspannungen verschiedener Elektroden bei unbeschädigter Beschichtung (Durchmesser 30 mm; blanke und EP-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$ falls keine Beschädigung der Beschichtung; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV; n_{res} : Stichprobenumfang nach Zusammenfassung der Messwerte mehrerer Elektroden)

Der Durchschlag erfolgte bei Belastung mit negativer Blitzstoßspannung in der Regel 1 bis 3 μ s nach Stoßbeginn. Bei Belastung mit positiver Blitzstoßspannung lag die Durchschlagzeit

meist im Bereich zwischen 1 und 6 μs . Durchschlagzeiten kleiner 1 μs wurden bei beiden Polaritäten nur durch Spannungen erreicht, deren Scheitelwert deutlich über der im SSV ermittelten Durchschlagspannung lag (überschießende Spannung).

Mit zunehmender Schichtdicke nimmt in dieser Anordnung die Durchschlagspannung bei negativer Polarität tendenziell zu, die Konfidenzbereiche bei unterschiedlichen Schichtdicken überlappen sich allerdings zum Teil. Eine der Elektroden mit 8 mm Beschichtungsdicke weist eine geringere Durchschlagspannung auf als Elektroden mit 3 mm Beschichtungsdicke. Somit kann sowohl bei positiver als auch bei negativer Polarität kein klarer Einfluss der Beschichtungsdicke nachgewiesen werden. Auch in der Berechnung der Durchschlagspannung nach dem Streamerkriterium ergibt sich für eine Beschichtungsdicke von 8 mm eine nur um 34 kV höhere Durchschlagspannung als bei einer Beschichtungsdicke von 3 mm, was 8 % im Verbesserungspotential entspricht. Der geringe gemessene Unterschied zeigt somit eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen Betrachtung.

5.2.2. Elektrodendurchmesser 4 mm

Auch die Beschichtungen der Elektroden mit 4 mm Durchmesser werden jeweils nach wenigen Stoßbeanspruchungen durchschlagen. In der Höhe der gemessenen Durchschlagspannung ist eine Beschädigung der Beschichtung (Abbildung 5.8) deutlich erkennbar. Die Durchschlagspannung nimmt nach Durchschlag der Beschichtung signifikant ab (Abbildung 5.9). Dies stimmt mit den Ergebnissen für einen Elektrodendurchmesser von 30 mm überein.



Abbildung 5.8: Beschädigte Elektrode (Elektrodendurchmesser 4 mm; Beschichtungsdicke 3 mm; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF_6 ; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

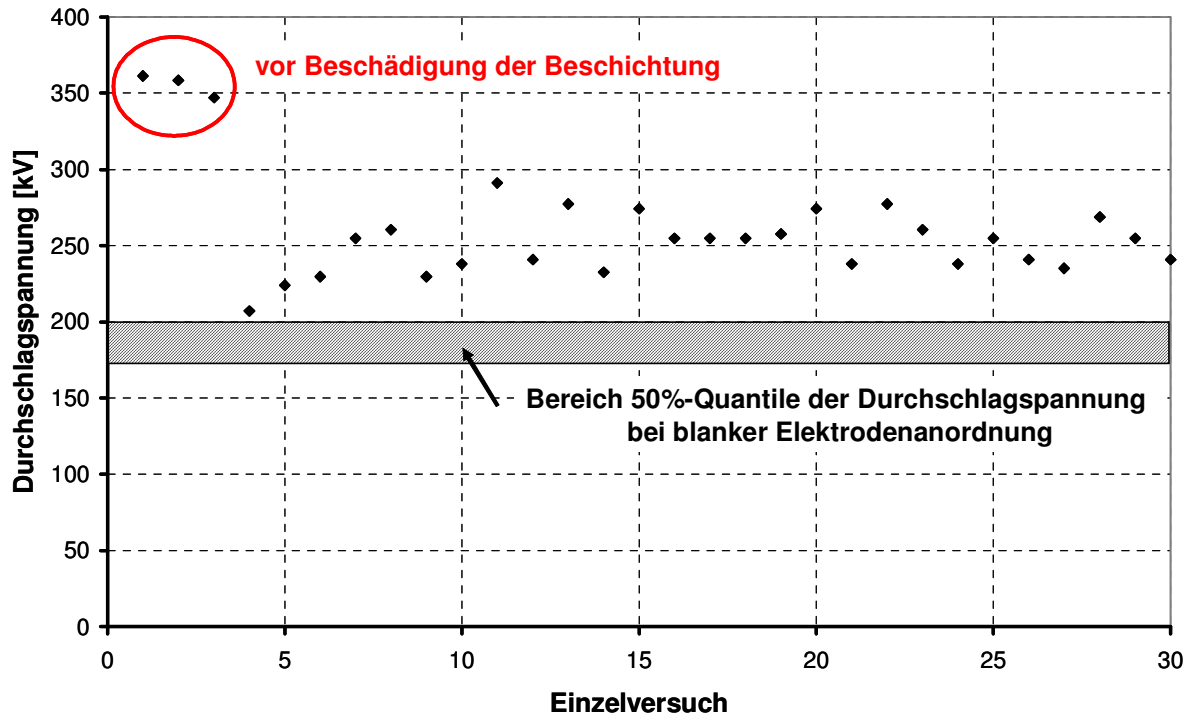


Abbildung 5.9: Durchschlagspannungen (Durchmesser 4 mm, Beschichtungsdicke 3 mm, Abstand der blanken Elektroden 25 mm, Oberflächenrauheit wie geliefert, $n = 30$ falls keine Beschädigung der Beschichtung, Druck 0,4 MPa, Blitzstoßspannung, negative Polarität; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

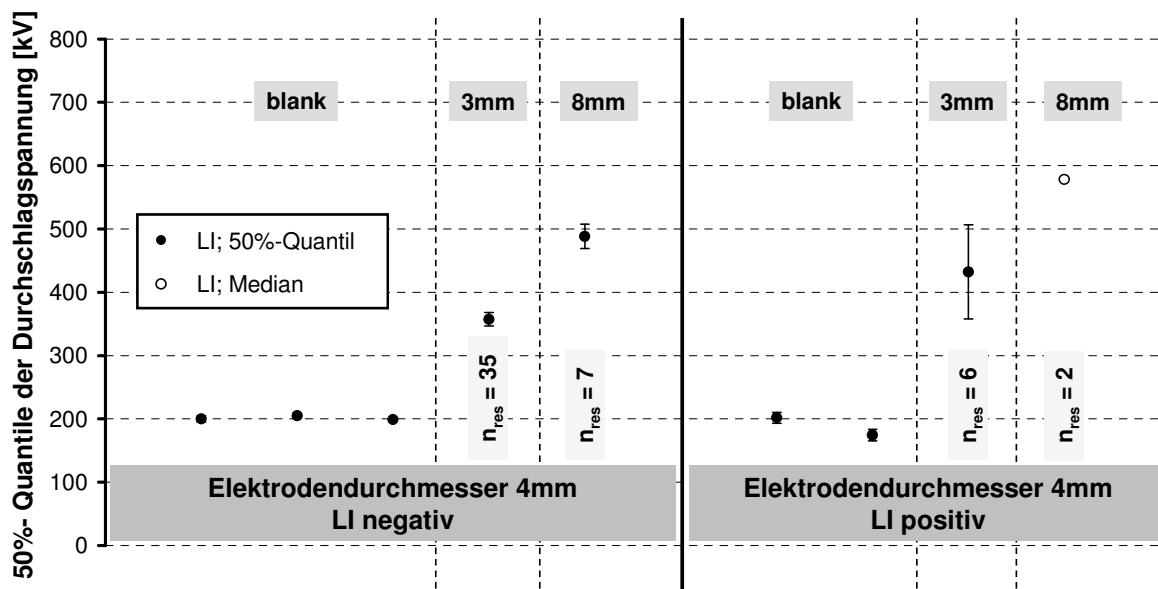


Abbildung 5.10: 50%-Quantile der Durchschlagspannungen verschiedener Elektroden bei unbeschädigter Beschichtung mit 95%-Konfidenzbereich (Durchmesser 4 mm; blanke und EP-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$ falls keine Beschädigung der Beschichtung; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV; n_{res} : Stichprobenumfang nach Zusammenfassung der Messwerte mehrerer Elektroden)

Sowohl durch Beschichtung mit einer Schichtdicke von 3 mm als auch durch eine Beschichtung mit einer Schichtdicke von 8 mm wird eine deutliche Verbesserung der Durchschlagspannung der Anordnung im Vergleich zu blanken Elektrodenanordnung erreicht (Abbildung 5.10).

Die Durchschlagspannungen bei Belastung mit positiver Polarität der Blitzstoßspannung sind in der Regel höher als bei Belastung mit negativer Polarität. Mit steigender Schichtdicke nimmt in dieser Anordnung die Durchschlagspannung bei beiden Polaritäten zu.

5.3. PE-beschichtete Elektroden

Um den Einfluss der Dielektrizitätszahl des Beschichtungswerkstoffs auf die Durchschlagspannung der Elektrodenanordnung zu ermitteln wurden Elektroden mit 30 mm Durchmesser mit PE-Beschichtung verwendet.

Wird die PE-Beschichtung ohne Behandlung der Grenzfläche auf die Aluminiumelektrode aufgeklebt, wird bei einem großen Teil der Elektroden, vor allem bei einer Beschichtungsdicke von 3 mm, die Beschichtung nach wenigen Belastungen durchschlagen. Der Einfluss einer Grenzflächenbehandlung wird in Kapitel 5.8.4 näher diskutiert. Im Vergleich zu den mit EP beschichteten Elektroden beschränkt sich die Beschädigung auf ein kleines Loch in der Beschichtung, ohne dass größere Teile abplatzen. Dies kann auf die unterschiedlichen strukturellen Eigenschaften von PE und EP zurückgeführt werden. Beim Durchschlag der Beschichtung wird lokal Energie in den Beschichtungswerkstoff eingebracht, was zum Verdampfen des Materials führen kann. Bei PE als Thermoplast resultiert diese lokale Druckerhöhung in einer Verschiebung der Polymerketten gegeneinander (plastische Verformung). Bei EP ist dies aufgrund seiner Eigenschaften als Duroplast nicht möglich. Die Druckerhöhung führt dort zu einem ungehinderten Risswachstum, was einer höheren Sprödigkeit entspricht und das großflächige Abplatzen der Beschichtung verursacht.

Mit zunehmender Schichtdicke nimmt in dieser Anordnung die Durchschlagspannung bei beiden Polaritäten tendenziell zu (Abbildung 5.11). Ein Polaritätseinfluss auf die Höhe der Durchschlagspannung der beschichteten Elektrodenanordnung ist, wie bei Beschichtung mit EP, nicht nachweisbar. Die Spannweite der Messwerte ist bei positiver Polarität auch bei PE-beschichteten Elektroden größer als bei negativer Polarität (Abbildung 5.12).

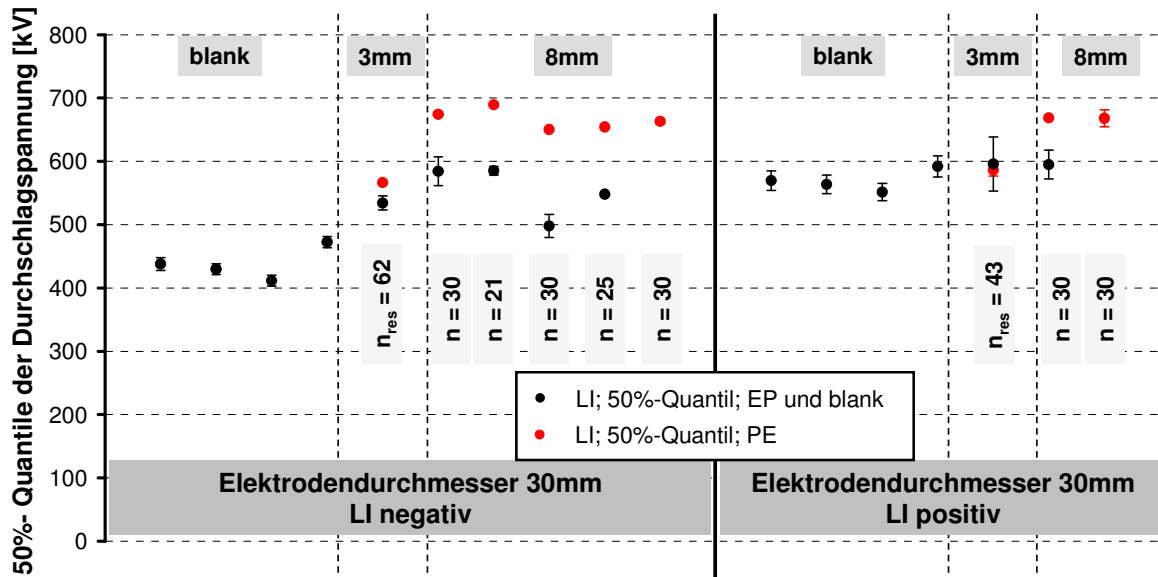


Abbildung 5.11: 50%-Quantile der Durchschlagspannungen verschiedener Elektroden bei unbeschädigter Beschichtung mit 95%-Konfidenzbereich (Durchmesser 30 mm; blanke und PE-beschichtete und EP-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$ falls keine Beschädigung der Beschichtung; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV; n_{res} : Stichprobenumfang nach Zusammenfassung der Messwerte mehrerer Elektroden)

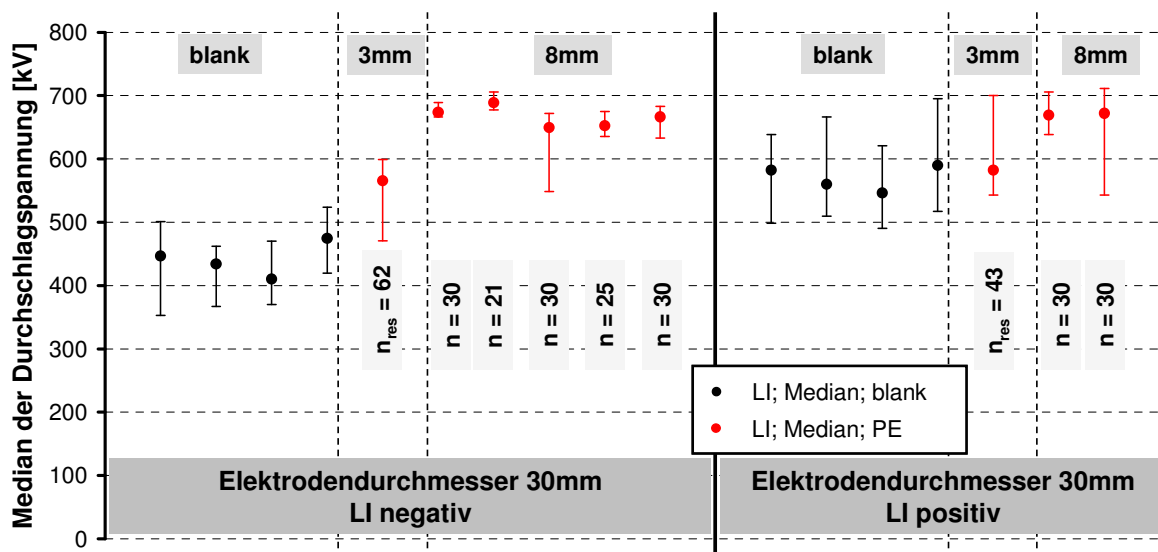


Abbildung 5.12: Median und Spannweite der Durchschlagspannungen verschiedener Elektroden bei unbeschädigter Beschichtung (Durchmesser 30 mm; blanke und PE-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$ falls keine Beschädigung der Beschichtung; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV; n_{res} : Stichprobenumfang nach Zusammenfassung der Messwerte mehrerer Elektroden)

Die gemessene Durchschlagspannung der PE-beschichteten Elektroden ist bei gleicher Beschichtungsdicke in der Regel höher als bei der EP-beschichteten Elektroden (Abbildung 5.11). Der Einfluss der Dielektrizitätszahl ist bei der untersuchten Anordnung bei 8 mm Beschichtungsdicke stärker ausgeprägt. Dies stimmt gut mit der theoretischen Betrachtung anhand des Streamer-Kriteriums überein. Für 3 mm Beschichtungsdicke ergibt sich dabei ein Unterschied von 17 kV (entspricht 4 % im Verbesserungspotential) und für 8 mm Beschichtungsdicke ein Unterschied von 61 kV (entspricht 14 % im Verbesserungspotential) im Vergleich der beiden Beschichtungswerkstoffe.

PTFE-beschichtete Elektroden zeigen bei der untersuchten Geometrie für beide Beschichtungsdicken tendenziell nochmals eine höhere Durchschlagspannung als Elektroden mit PE-Beschichtung. Allerdings konnte mittels Klebeverbindung keine dauerhafte Haftung der PTFE-Beschichtung auf dem Aluminiumstab erzielt werden. Aufgrund der geringen Zahl der Messwerte, die sich aufgrund dieser Haftungsproblematik des PTFE ergaben, werden die Messwerte nicht im Detail dargestellt.

5.4. Vergleich berechnete und gemessene Durchschlagspannungen

Im Folgenden werden die theoretisch anhand des Streamer-Kriteriums (vgl. Kapitel 2.1.1) bzw. Energie-Mechanismus (vgl. Kapitel 2.1.2.4 und Kapitel 5.10) berechneten Durchschlagspannungen mit den gemessenen Durchschlagspannungen verglichen. Als Bezugsgröße für die Berechnung der Abweichung zwischen berechneten und gemessenen Werten wurden jeweils die 50%-Quantile der gemessenen Durchschlagspannungen verwendet.

$$\text{Abweichung} = \frac{U_{d,\text{gemessen}} - U_{d,\text{berechnet}}}{U_{d,\text{gemessen}}} \quad (5.1)$$

Für Elektroden mit 4 mm Durchmesser ist, vor allem bei den blanken Elektrodenanordnungen, ein deutlicher Unterschied zwischen den berechneten Durchschlagspannungen nach Streamer-Kriterium und den Messwerten erkennbar (Abbildung 5.13, Abbildung 5.14, Tabelle 5.1, Tabelle 5.2). Dies kann durch die starke Inhomogenität der blanken Elektrodenanordnung begründet werden. Bei Erfüllung des Streamer-Kriteriums scheint es in der gegebenen Anordnung zur Ausbildung von Entladungen, aber zu keinem Durchschlag im Gasraum zu kommen. Die nach dem Streamer-Kriterium ermittelte Durchschlagspannung für die blanke Elektrodenanordnung entspricht somit nur der Einsetzspannung, die kleiner ist als die tatsächliche Durchschlagspannung. Da bei der Berechnung anhand des Energie-Mechanismus neben dem Entladungseinsatz auch der Streamer-Leader-Übergang mittels der eingebrachten Energie berücksichtigt wird, stimmen die berechneten Durchschlagspannungen hier insgesamt besser mit den Messwerten überein.

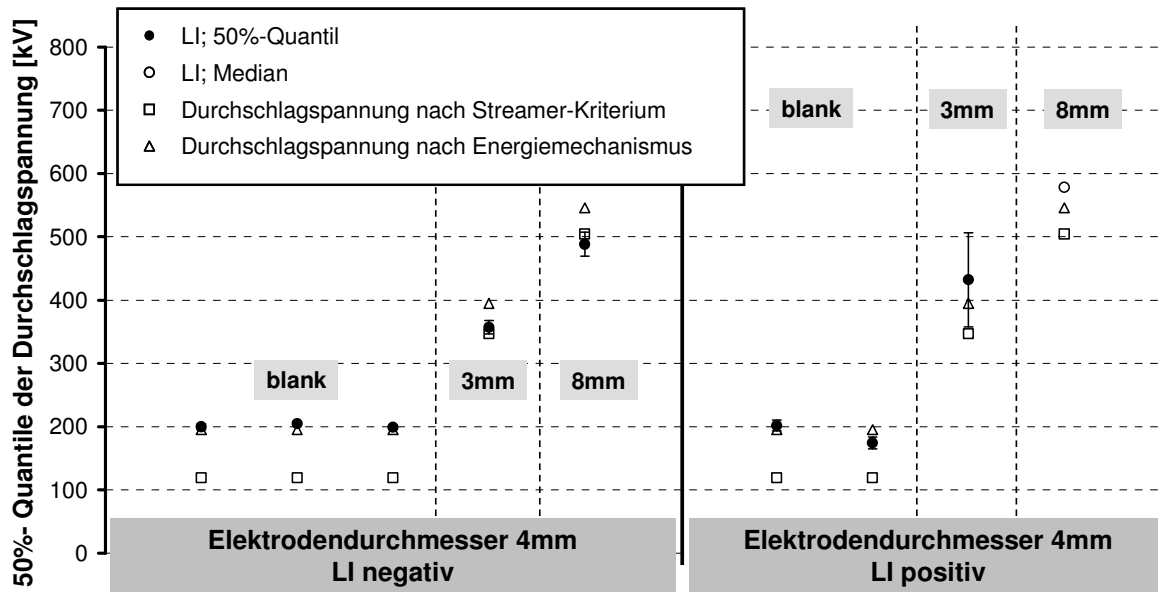


Abbildung 5.13: Vergleich der berechneten Durchschlagspannungen nach dem Streamer-Kriterium und dem Energie-Mechanismus mit den 50%-Quantilen der gemessenen Durchschlagspannungen (Durchmesser 4 mm; blanke und EP-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

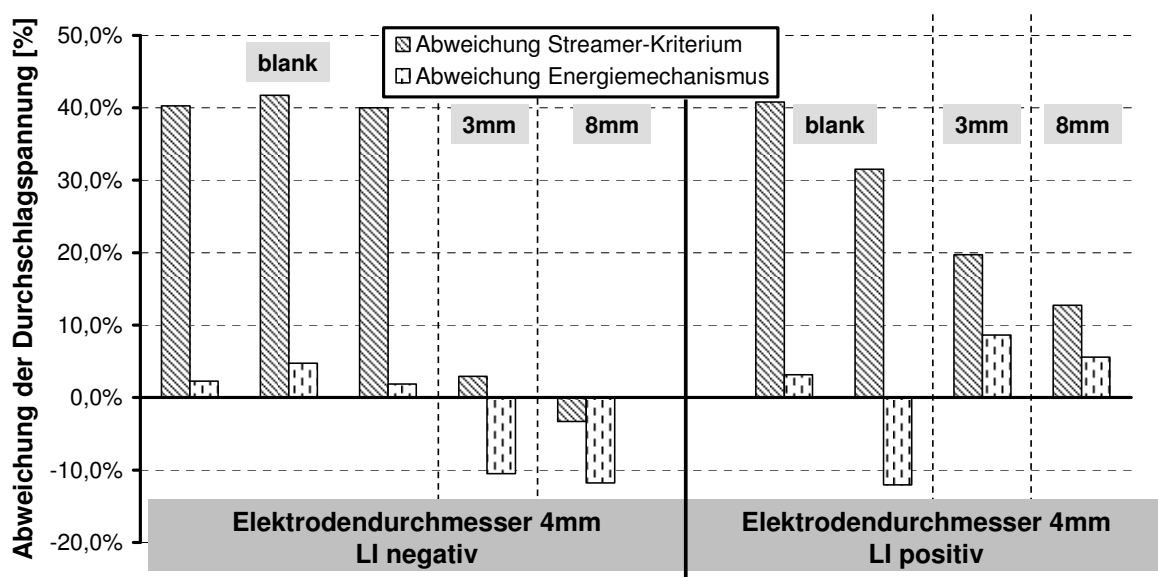


Abbildung 5.14: Abweichung der berechneten Durchschlagspannungen nach dem Streamer-Kriterium und dem Energie-Mechanismus im Vergleich mit den gemessenen Durchschlagspannungen, bezogen auf die gemessenen Werte (Durchmesser 4 mm; blanke und EP-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

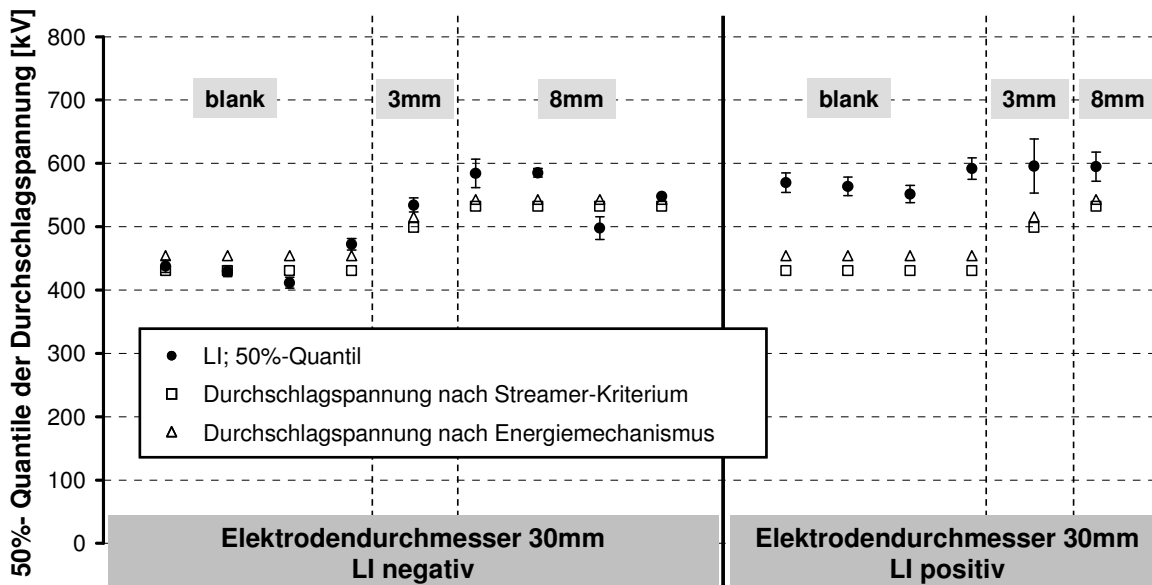


Abbildung 5.15: Vergleich der berechneten Durchschlagspannungen nach dem Streamer-Kriterium und dem Energie-Mechanismus mit den 50%-Quantilen der gemessenen Durchschlagspannungen (Durchmesser 30 mm; blanke und EP-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

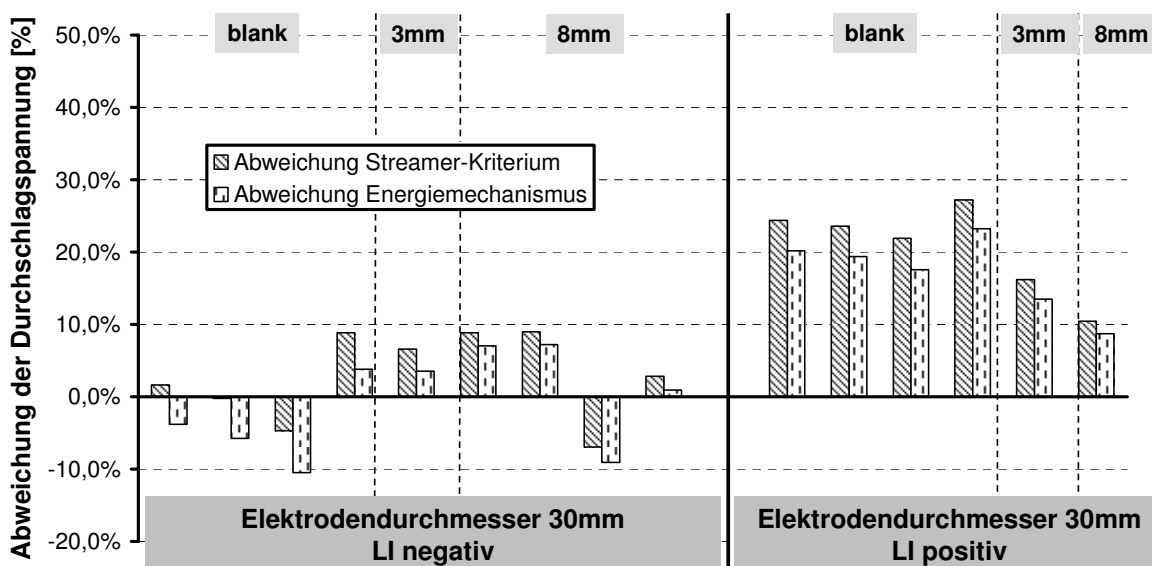


Abbildung 5.16: Abweichung der berechneten Durchschlagspannungen nach dem Streamer-Kriterium und dem Energie-Mechanismus im Vergleich mit den gemessenen Durchschlagspannungen, bezogen auf die gemessenen Werte (Durchmesser 30 mm; blanke und EP-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

Für Elektroden mit einem Durchmesser von 30 mm stimmen bei negativer Polarität Berechnung und Messung sowohl bei blanken als auch bei EP-beschichteten Elektroden gut überein (Abbildung 5.15, Abbildung 5.16, Tabelle 5.1, Tabelle 5.2). Die maximale

Abweichung unter Berücksichtigung des Streamer-Kriteriums beträgt 9%. Wird die Berechnung anhand des Energie-Mechanismus mit den in Kapitel 5.10 erläuterten Annahmen durchgeführt, beträgt die maximale Abweichung 10.5%. Zur Abschätzung der Durchschlagspannung bei negativer Polarität, die für die hier betrachtete Anordnung kritisch ist, stellt die Berechnung anhand des Streamer-Kriteriums bzw. des Energie-Mechanismus somit eine geeignete Möglichkeit dar. Bei positiver Polarität sind die gemessenen Werte bei blanken Elektroden signifikant höher als bei negativer Polarität, so dass die berechneten Durchschlagspannungen deutlich von den Messwerten abweichen.

Bei PE-beschichteten Elektroden kann sowohl für positive als auch für negative Polarität eine gute Übereinstimmung zwischen der Berechnung nach beiden Mechanismen und Messung erzielt werden (Abbildung 5.17, Abbildung 5.18, Tabelle 5.1, Tabelle 5.3). Die maximale Abweichung beträgt hier 14%.

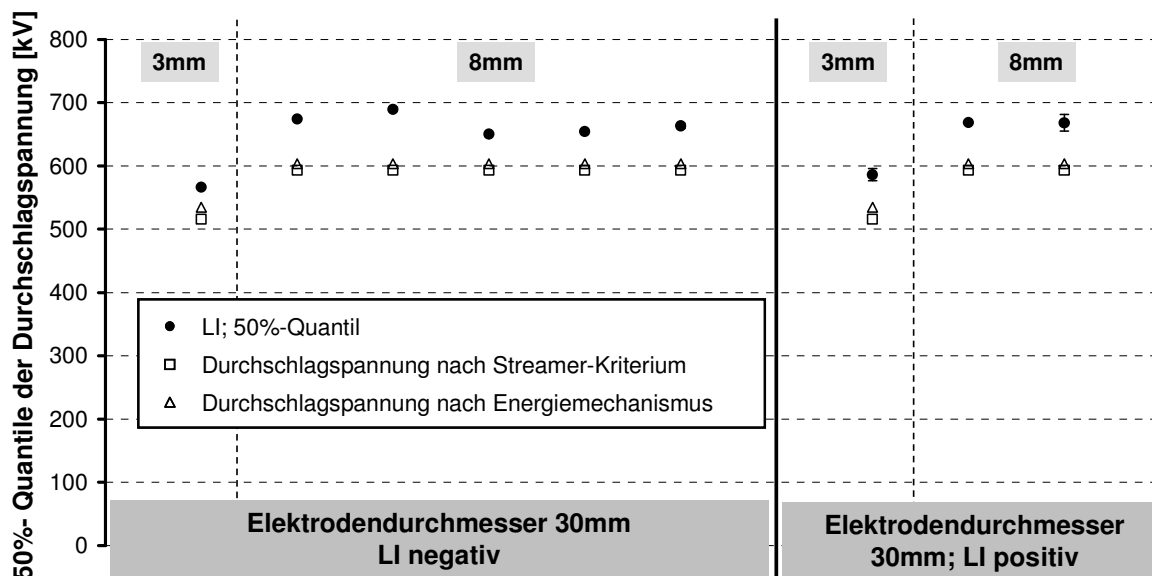


Abbildung 5.17: Vergleich der berechneten Durchschlagspannungen nach dem Streamer-Kriterium und dem Energie-Mechanismus mit den 50%-Quantilen der gemessenen Durchschlagspannungen (Durchmesser 30 mm; PE-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

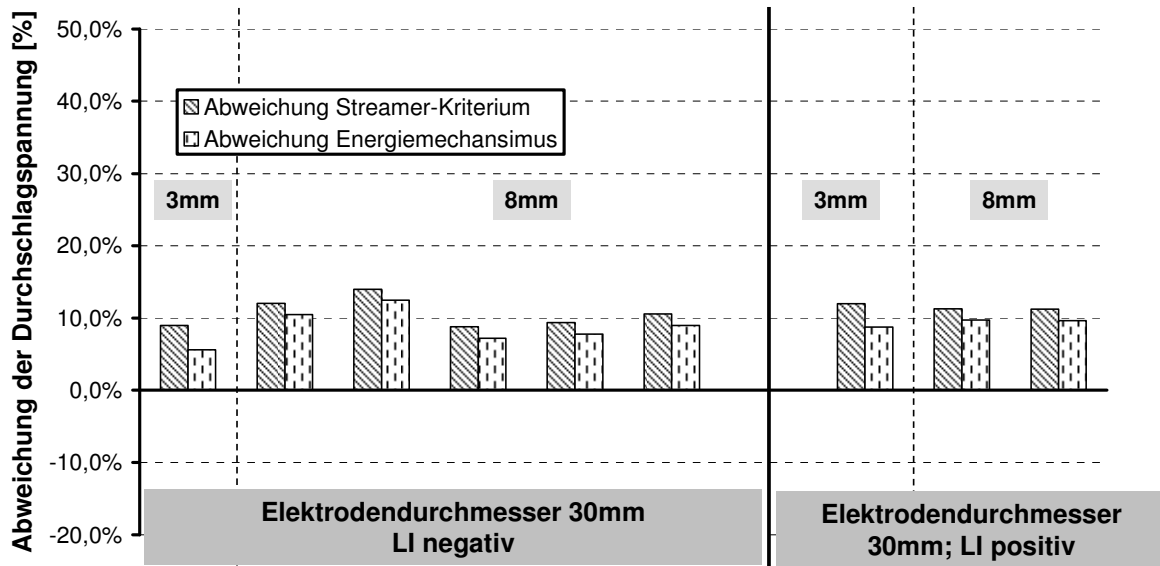


Abbildung 5.18: Abweichung der berechneten Durchschlagspannungen nach dem Streamer-Kriterium und dem Energie-Mechanismus im Vergleich mit den gemessenen Durchschlagspannungen, bezogen auf die gemessenen Werte (Durchmesser 30 mm; PE-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

Tabelle 5.1: Maximale Abweichung zwischen berechneten und gemessenen Werten (50%-Quantile der Durchschlagspannungen), negative Blitzstoßspannung

Elektroden-durchmesser	Berechnungsverfahren	blank	beschichtet			
			EP		PE	
			3 mm	8 mm	3 mm	8 mm
4 mm	Streamer-Kriterium	41,8 %	2,9 %	-3,3 %	-	-
	Energiemechanismus	4,7 %	-10,5 %	-11,8 %	-	-
30 mm	Streamer-Kriterium	8,8 %	6,6 %	9,0 %	8,9 %	14,0 %
	Energiemechanismus	-10,5 %	3,5 %	-9,0 %	5,6 %	12,5 %

Tabelle 5.2: Maximale Abweichung zwischen berechneten und gemessenen Werten (50%-Quantile der Durchschlagspannungen), positive Blitzstoßspannung

Elektroden-durchmesser	Berechnungsverfahren	blank	beschichtet			
			EP		PE	
			3 mm	8 mm	3 mm	8 mm
4 mm	Streamer-Kriterium	40,8 %	19,7 %	12,7 %	-	-
	Energiemechanismus	-12,1 %	8,6 %	5,6 %	-	-
30 mm	Streamer-Kriterium	27,2 %	16,2 %	10,5 %	12,0 %	11,3 %
	Energiemechanismus	23,2 %	13,5 %	8,7 %	8,8 %	9,7 %

5.5. Wirksames Verbesserungspotential

Die elektrische Festigkeit der untersuchten Elektrodenanordnungen hängt unter anderem von der Polarität der angelegten Spannung ab. Bei gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen darf allerdings auch bei Belastung mit der kritischen Polarität kein Durchschlag im Gasraum auftreten.

Zur Berechnung des wirksamen Verbesserungspotentials muss somit die niedrigste Durchschlagsspannung der blanken Elektrodenanordnung mit der niedrigsten Durchschlagsspannung der beschichteten Elektrodenanordnung verglichen werden:

$$\text{Verbesserungspotential}_{\text{wirksam}} = \frac{U_{\text{d,beschichtet,min}} - U_{\text{d,blank,min}}}{U_{\text{d,blank,min}}} \quad (5.2)$$

mit

$$U_{\text{d,beschichtet,min}} = \text{Minimum}(U_{\text{d,beschichtet,positiv}}, U_{\text{d,beschichtet,negativ}}) \quad (5.3)$$

und

$$U_{\text{d,blank,min}} = \text{Minimum}(U_{\text{d,blank,positiv}}, U_{\text{d,blank,negativ}}) \quad (5.4)$$

Das gemessene wirksame Verbesserungspotential wird im Folgenden mit den anhand des Streamer-Kriteriums und des Energie-Mechanismus ermittelten Verbesserungspotentialen verglichen (Abbildung 5.19, Abbildung 5.20).

Für Elektroden mit 30 mm Durchmesser stimmen die berechneten Durchschlagsspannungen nach Streamer-Kriterium und Energie-Mechanismus mit den in Kapitel 5.10 erläuterten Annahmen gut überein (Abbildung 5.19). Dies ist plausibel, da es sich um eine schwach inhomogene Anordnung handelt und somit bei Ausbildung eines Streamers die Überbrückung des gesamten Elektrodenabstands schnell erfolgt. Für schwach inhomogene Anordnungen ist somit eine Abschätzung des theoretischen Verbesserungspotentials anhand des Streamer-Kriteriums möglich. Für die Elektroden mit 4 mm Durchmesser (Abbildung 5.20) ist ein deutlicher Unterschied zwischen den berechneten Durchschlagsspannungen nach Streamer-Kriterium und Energie-Mechanismus erkennbar. Dies ist durch die inhomogenere Feldverteilung der blanken Elektrodenanordnung bedingt. Sobald das Streamer-Kriterium erfüllt ist kann es hier zur Ausbildung von stabilen Entladungen kommen, die noch zu keinem Durchschlag im Gasraum führen. Die nach dem Streamer-Kriterium ermittelte Durchschlagsspannung für die blanke Elektrodenanordnung entspricht somit nur der Einsetzspannung, die kleiner ist als die tatsächliche Durchschlagsspannung. Dies wirkt sich auf das berechnete Verbesserungspotential aus, so dass das nach dem Streamer-Kriterium ermittelte Verbesserungspotential für inhomogene Anordnungen nicht aussagekräftig ist. Wird die Durchschlagsspannung anhand des Energie-Mechanismus ermittelt, wird neben dem Entladungseinsatz auch der Streamer-Leader-Übergang mittels der eingebrachten Energie

berücksichtigt. Das so ermittelte Verbesserungspotential ist somit für technische Anordnungen als aussagekräftigerer Wert heranzuziehen.

Sowohl das berechnete als auch das gemessene Verbesserungspotential nimmt bei beschichteten Elektroden mit 30 mm Durchmesser mit abnehmender Dielektrizitätszahl zu (Abbildung 5.19). Der Einfluss der Dielektrizitätszahl ist bei der untersuchten Anordnung bei 8 mm Beschichtungsdicke sowohl in den Messungen als auch in den Berechnungen stärker ausgeprägt als bei der Anordnung mit 3 mm Beschichtungsdicke.

Bei beschichteten Elektroden mit 4 mm Durchmesser (Abbildung 5.20) ist sowohl das berechnete als auch das gemessene Verbesserungspotential höher als bei 30 mm Elektrodendurchmesser (Abbildung 5.19), was auf die starke Inhomogenität der (blanken) Elektrodenanordnung zurückzuführen ist. Das Verbesserungspotential nimmt somit mit abnehmendem Homogenitätsgrad zu.

Die Differenz zwischen den gemessenen und den berechneten Verbesserungspotentialen ist auf die in Kapitel 5.4 dargestellten Abweichungen zwischen Berechnung und Messung zurückzuführen. Bei beiden Beschichtungsmaterialien und Homogenitätsgraden stellt die Berechnung anhand des Energie-Mechanismus mit den in Kapitel 5.10 erläuterten Annahmen eine Möglichkeit zur konservativen Abschätzung des Verbesserungspotentials dar. Das Streamer-Kriterium kann für eine Abschätzung bei schwach inhomogenen Elektrodenanordnungen ebenfalls verwendet werden.

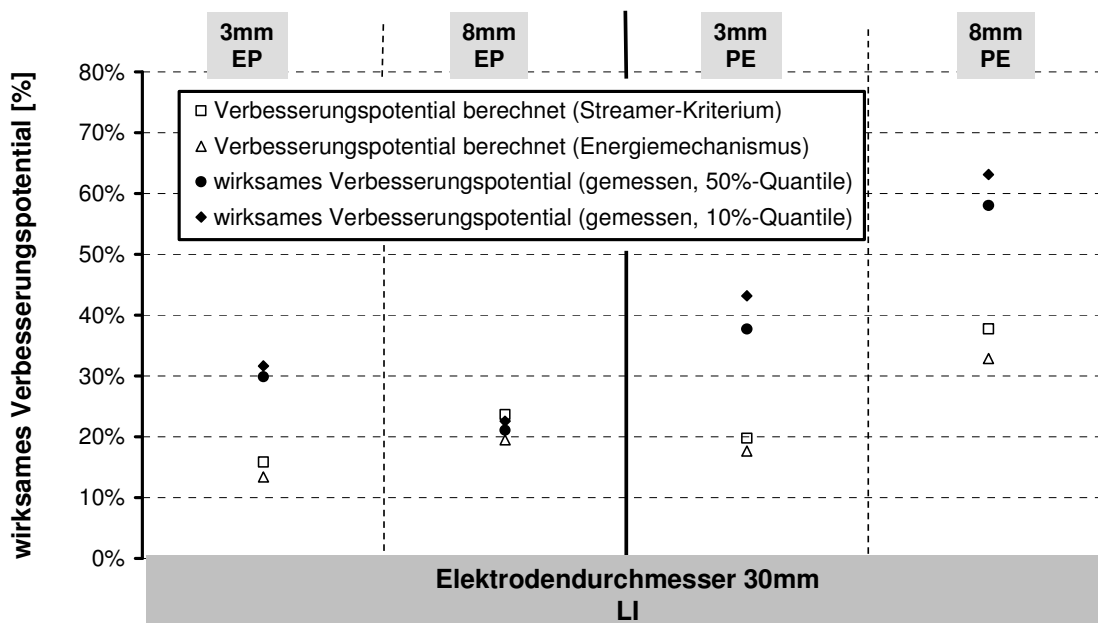


Abbildung 5.19: Wirksames Verbesserungspotential der untersuchten Elektrodenanordnungen (Stab-Platte-Anordnungen) bei Blitzstoßspannung in SF₆ bei 0,4 MPa; LI; Elektrodendurchmesser 30 mm

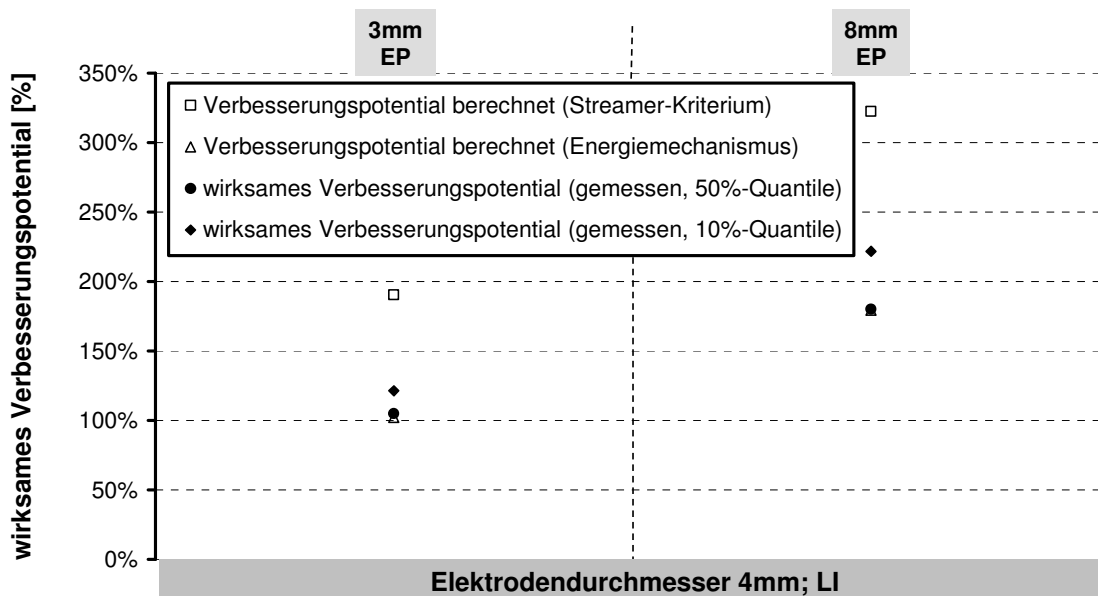


Abbildung 5.20: Wirksames Verbesserungspotential der untersuchten Elektrodenanordnungen (Stab-Platte-Anordnungen) bei Blitzstoßspannung in SF₆ bei 0,4 MPa; LI; Elektroden-durchmesser 4 mm

5.6. Einfluss der Spannungsform auf das Durchschlagverhalten

Um zu prüfen, inwieweit auch die Spannungsform Einfluss auf das Verhalten hybrider Isoliersysteme hat, wurden Versuche mit Stab-Platte-Anordnungen bei Belastung mit Wechselspannung unter Verwendung des "Revolvers" in der Hochspannungshalle (Anlage 2) durchgeführt. Bei allen nachfolgend angegebenen Messwerten handelt es sich um die negativen Scheitelspannungen der Wechselspannung.

Die Versuche wurden im Spannungssteigerungsversuch durchgeführt. Für den SSV wurden folgende Parameter gewählt (in Vorversuchen bestimmt):

- Stufenhöhe: 10 kV
- Stufendauer: 30 Sekunden
- Pausenzeit zwischen zwei Einzelversuchen: 4 Minuten
- Anzahl der Einzelversuche: 30 (falls die Beschichtung nicht durchschlagen wird)
- Gas: SF₆
- Gasdruck: 0,4 MPa

Die Beschichtung wird sowohl bei einer Beschichtungsdicke von 3 mm (EP) als auch bei einer Beschichtungsdicke von 8 mm (EP) beim ersten Durchschlag im Gasraum ebenfalls durchschlagen. Als Folge der sehr großflächigen Beschädigung nimmt die Durchschlagspannung nach dem Durchschlag der Beschichtung deutlich ab. Auf weitere

Versuche mit beschädigten Elektroden wurde deshalb verzichtet. Die sehr großflächige Beschädigung der Beschichtung wird durch mehrmalige Gasdurchschläge zwischen den Elektroden verursacht, da die Dauer der Entladung nicht auf eine Halbwelle begrenzt wurde. Das Auftreten mehrerer Entladungen an verschiedenen Positionen wird durch die Fußpunktverteilung auf der Gegenplatte bestätigt.

Im Vergleich zwischen Wechselspannung und negativer Blitzstoßspannung, die für die gegebene Anordnung die kritische Polarität darstellt, ist ein deutlicher Unterschied in den gemessenen Durchschlagspannungen ersichtlich (Abbildung 5.21). Als Vergleichswerte sind im Diagramm als rote Balken jeweils die Bereiche der messtechnisch ermittelten Mittelwerte (ohne Konfidenzbereiche) der Normalverteilungen bei Belastung mit negativer Blitzstoßspannung dargestellt.

Die gemessenen Durchschlagspannungen bei Belastung mit Wechselspannung sind deutlich geringer als die bei Blitzstoßspannungsbelastung ermittelten Durchschlagspannungen. Dies stimmt mit Ergebnissen aus der Literatur überein [Cig-08], wo folgendes Verhältnis für einen Druckbereich zwischen 0,51 MPa und 0,71 MPa und einer coaxialen Elektrodenanordnung (Durchmesser Innenleiter 50 mm, Durchmesser Gehäuse 96 mm) dokumentiert ist:

$$\frac{U_{d,LI,neg}}{U_{d,AC,rms}} = 2,01 \Rightarrow \frac{U_{d,LI,neg}}{\hat{U}_{d,AC}} = \frac{2,01}{\sqrt{2}} = 1,42 \quad (5.5)$$

Dieses Verhältnis errechnet sich aus empirischen Formeln für die Berechnung der Durchschlagspannung bei verschiedenen Spannungsformen [Cig-08]. Nach Extrapolation auf 0,41 MPa ergibt sich:

$$\frac{U_{d,LI,neg}}{U_{d,AC,rms}} = 2,00 \Rightarrow \frac{U_{d,LI,neg}}{\hat{U}_{d,AC}} = \frac{2,00}{\sqrt{2}} = 1,41 \quad (5.6)$$

Sowohl mit einer Beschichtungsdicke von 3 mm als auch mit einer Beschichtungsdicke von 8 mm kann eine deutliche Verbesserung der Durchschlagspannung nachgewiesen werden (Abbildung 5.21, Abbildung 5.22), wobei auch hier wie bei Belastung mit Blitzstoßspannung kein signifikanter Einfluss der Beschichtungsdicke im Vergleich zwischen 3 mm und 8 mm nachweisbar ist. Das gemessene Verbesserungspotential bei Wechselspannung ist höher als bei Belastung mit Blitzstoßspannung (Abbildung 5.22) und somit nochmals deutlich höher als nach einer Berechnung nach dem Streamer-Kriterium zu erwarten war. Eine Abschätzung des Verbesserungspotentials der schwach inhomogenen Anordnung anhand des Streamer-Kriteriums stellt somit für Wechselspannungsbelastungen eine Abschätzung auf die technisch sichere Seite dar.

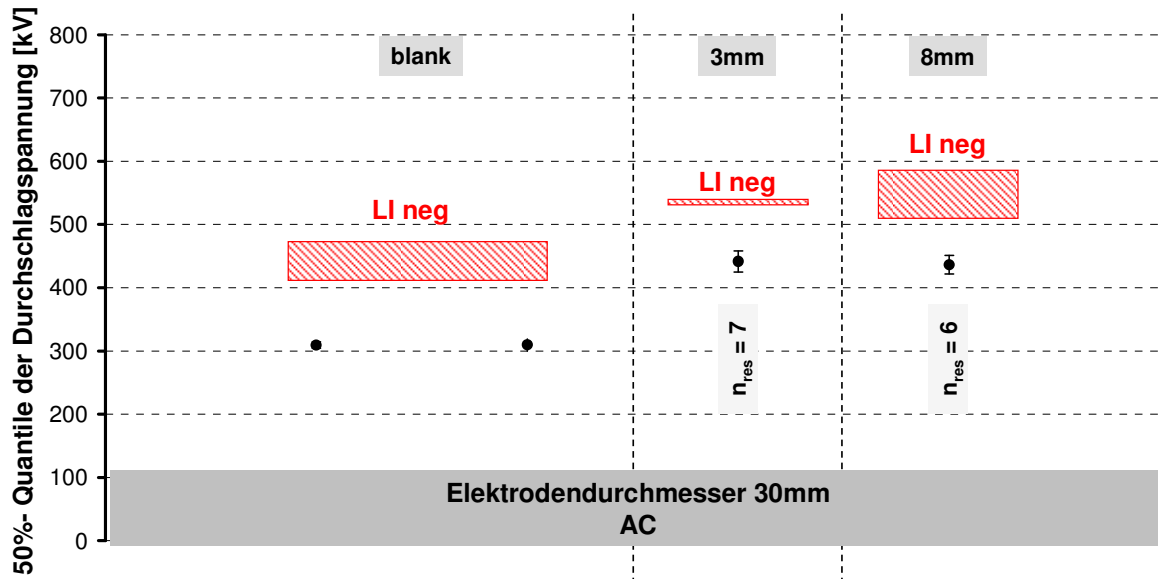


Abbildung 5.21: 50%-Quantile der Durchschlagspannungen verschiedener Elektroden mit 95%-Konfidenzbereich für Belastung mit AC (Durchmesser 30 mm; blanke und EP-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$ falls keine Beschädigung der Beschichtung; SF_6 ; Druck 0,4 MPa; AC negative Scheitelspannung; SSV; $\Delta u = 10$ kV; n_{res} : Stichprobenumfang nach Zusammenfassung der Messwerte mehrerer Elektroden)

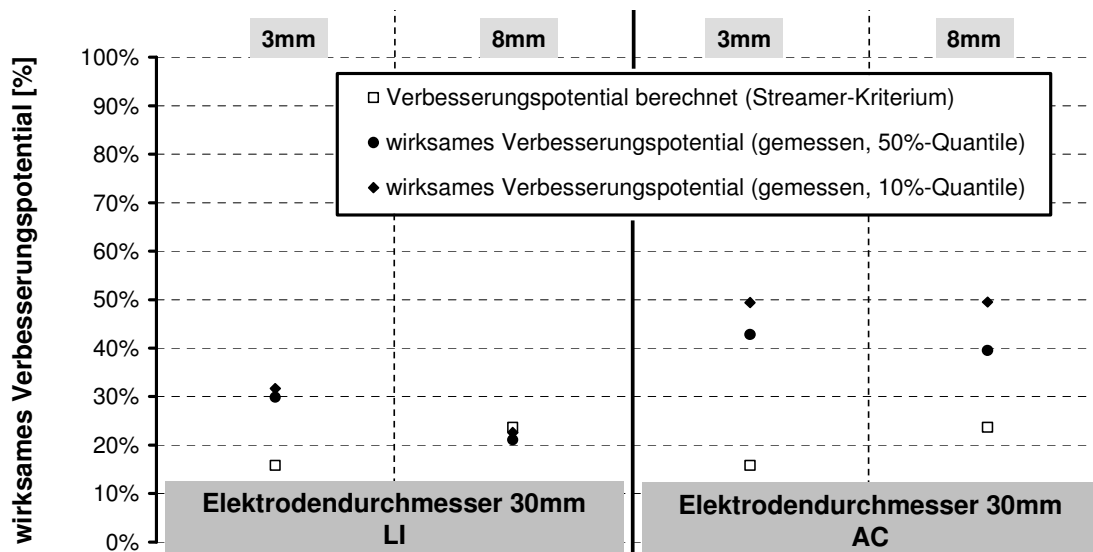


Abbildung 5.22: Wirksames Verbesserungspotential der untersuchten Elektrodenanordnungen (Stab-Platte-Anordnungen) bei Wechselspannung in SF_6 bei 0,4 MPa; Vergleich AC und LI

5.7. Nachweis einer optimalen Beschichtungsdicke

Die nach dem Streamer-Kriterium ermittelten theoretischen Verbesserungspotentiale (vgl. Kapitel 3.1) weisen ein Optimum der Beschichtungsdicke bei gegebenen Homogenitätsgrad

der blanken Elektrodenanordnung auf. Um dies anhand von Messungen zu überprüfen, wurde die Beschichtungsdicke in einem weiten Bereich variiert. Als Beschichtungswerkstoff wurde PE verwendet. Aufgrund der hohen Durchschlagspannung dieser Anordnung wurden die Versuche in SF₆ bei einem Gasdruck von 0,35 MPa durchgeführt.

Auch bei diesen Anordnungen sind die Durchschlagspannungen bei Belastung mit positiver Blitzstoßspannung (LI) höher als bei negativer LI (Abbildung 5.23). Die gemessenen Durchschlagspannungen sind bei beiden Polaritäten höher als die anhand des Streamer-Kriteriums berechneten Werte. Die Durchschlagspannungen weisen ein Maximum bei etwa 12 mm Beschichtungsdicke auf, was mit dem nach dem Streamer-Kriterium ermittelten Verlauf übereinstimmt. Vor allem bei dünnen Schichtdicken (5 mm und 8 mm bei positiver Polarität, 5 mm bei negativer Polarität) wurde die Beschichtung durchgeschlagen. Somit wurde die Beschichtung vor allem bei den Elektroden durchgeschlagen, bei denen unter Vernachlässigung des Leader-Spannungsbedarfs die höchste mittlere Feldstärke im Werkstoff auftrat. Dass die Beschichtung von 8 mm Dicke nur bei positiver Polarität durchgeschlagen wurde, könnte seine Ursache in der höheren Durchschlagspannung, und der daraus resultierenden höheren Feldstärke im Feststoff, bei Belastung mit positiver Blitzstoßspannung haben. Neben Grenzflächeneffekten (vgl. Kapitel 5.8.4) scheint somit die Feldstärke im Isolierstoff Einfluss auf das Überschlagverhalten der Elektroden zu haben.

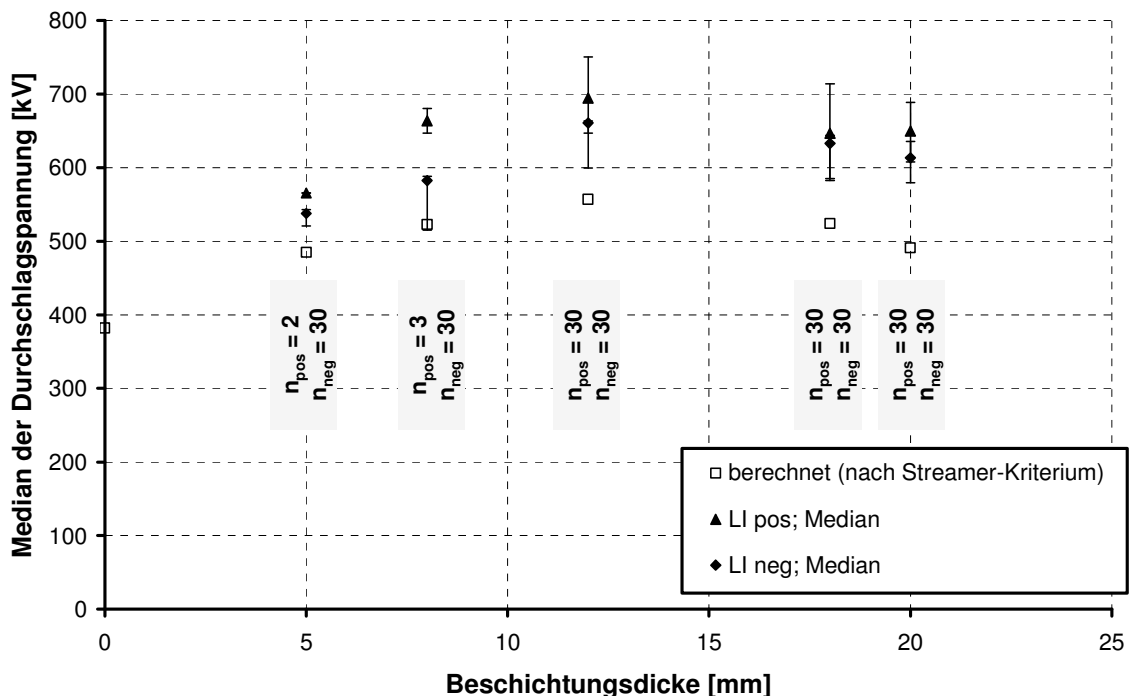


Abbildung 5.23: Median und Spannweite der Durchschlagspannungen verschiedener Elektroden (Durchmesser 30 mm; blanken und PE-beschichtete Elektroden; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$; SF₆; Druck 0,35 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV)

Unter Vernachlässigung des Leader-Spannungsbedarfs betrug die höchste mittlere Feldstärke im Werkstoff, bei der bei negativer Spannungsbelastung für 8 mm Beschichtungsdicke noch kein Durchschlag auftrat, $\bar{E}_{\max, LI \text{ neg}} = 74 \text{ kV/mm}$. Bei Belastung mit positiver Blitzstoßspannung kann die minimale mittlere Feldstärke, bei der ein Durchschlag der Beschichtung auftrat, zu $\bar{E}_{\min, LI \text{ pos}} = 81 \text{ kV/mm}$ bestimmt werden.

Bei konstanter Länge und Breite einer Prüfplatte kann die Abhängigkeit der Durchschlagfestigkeit von der Isolierstoffdicke d nach Gleichung (2.16) abgeschätzt werden:

$$E_{d2} = E_{d1} \cdot \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{1/\tau} = E_{d1} \cdot \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^{1/\tau}$$

Mit $\tau = 7,5 \dots 25$ [Hil-81] und einer Durchschlagfestigkeit von ca. 50 kV/mm bei einer Prüflingsdicke von 1 mm [Sta-10] ergibt sich für 8 mm Beschichtungsdicke:

$$E_{d2} = 50 \frac{\text{kV}}{\text{mm}} \cdot \left(\frac{1 \text{ mm}}{8 \text{ mm}} \right)^{1/\tau} = 38 \dots 46 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$$

Die mittlere Feldstärke im Isolierstoff, bei der bei den beschichteten Elektroden ein Durchschlag der Beschichtung auftrat, ist somit deutlich höher als diese abgeschätzte Durchschlagfestigkeit. Eine Beurteilung nur anhand der spezifischen Durchschlagfestigkeit, wie sie in Werkstoffdatenblättern zu finden ist, ist somit nicht möglich (vgl. auch Kapitel 2.2).

5.8. Untersuchung von Einflussfaktoren auf den Überschlag beschichteter Elektroden

Im Folgenden werden die Resultate zu den untersuchten Einflussfaktoren auf den Überschlag bei beschichteten Elektroden zusammengefasst.

5.8.1. Einfluss der Beschichtungsdicke

Der Einfluss der Beschichtungsdicke auf das Überschlagverhalten beschichteter Elektroden wurde anhand von Elektroden mit verringerter Beschichtungsdicke untersucht. Ziel dieser Untersuchung war die Klärung, ob die aufgrund des Durchschlags der Gasstrecke auftretende Spannungssteilheit an der dünneren Beschichtung ausreicht, einen Überschlag einzuleiten. Aufgrund der verringerten Beschichtungsdicke sollte die Ausbreitung des Gleitmechanismus auf der Beschichtungsfläche begünstigt werden. Es wurden PE-beschichtete Elektroden mit einer Beschichtungsdicke von 1 und 2 mm im Spannungssteigerungsversuch untersucht.

Die Beschichtung aller Elektroden wird unabhängig von der Polarität der Blitzstoßspannung bereits beim ersten Durchschlag im Gasraum ebenfalls durchschlagen. Die Verringerung der Beschichtungsdicke hat in der gegebenen Anordnung somit keinen Einfluss auf das Überschlagerverhalten. Der Durchschlag des Feststoffs ist hier der dominierende Mechanismus.

5.8.2. Einfluss der Spannungssteilheit

EP-beschichtete Elektroden wurden mit überschießender Blitzstoßspannung, d.h. einer Spannung deren Scheitelwert deutlich über der im SSV ermittelten Durchschlagspannung lag, belastet. Ziel war es zu klären, ob aufgrund der größeren Spannungsänderung in der Stirnzeit ein Überschlager der Beschichtung erreicht werden kann.

Für Versuche bei 0,4 MPa wurde eine Spannungshöhe gewählt, deren Amplitude maximal 30% über der im SSV ermittelten Durchschlagspannung lag. Die Anzahl möglicher Belastungen vor Beschädigung der Beschichtung lag bei allen Versuchen innerhalb der Spannweite für die im SSV untersuchten Elektroden.

Um Elektroden mit einem Durchmesser von 30 mm mit 40%-überschießender Spannung belasten zu können, wurde der Gasdruck auf 0,25 MPa reduziert. Es wurde jeweils eine Elektrode pro Polarität und Beschichtungsdicke im SSV und mit überschießender Spannung belastet. Bei 8 mm Beschichtungsdicke und positiver Blitzstoßspannung waren mit 30 Überschlagen mehr Überschlager vor Beschädigung der Beschichtung zu erreichen als im SSV bei 0,25 MPa (3 Überschlager). Bei negativer Blitzstoßspannung konnte kein Einfluss nachgewiesen werden, da sowohl im SSV als auch mit 40%-überschießender Spannung kein Durchschlag der Beschichtung auftrat. Bei 3 mm Beschichtungsdicke wurde bei positiver Blitzstoßspannung kein Einfluss (Durchschlag jeweils bei der ersten Spannungsbelastung) bzw. bei negativer Blitzstoßspannung eine Verringerung der möglichen Belastungen von 30 auf 3 Überschlager vor Beschädigung der Beschichtung festgestellt.

Ein Einfluss der Spannungssteilheit der Blitzstoßspannung auf das Überschlagerverhalten der untersuchten Elektrodenanordnung kann somit anhand der durchgeführten Versuche nicht nachgewiesen werden.

5.8.3. Einfluss des Überschlagerwegs

Zur Untersuchung des Einflusses des Überschlagerwegs auf das Überschlagerverhalten der Elektroden bzw. den Durchschlag der Beschichtung in SF₆ bei einem Gasdruck von 0,4 MPa wurde der Überschlagerweg verringert. Diese Verringerung des Überschlagerwegs wurde durch

Eindreihen eines ringförmigen Spalts durch die Beschichtung bis zur Aluminiumelektrode erreicht (Abbildung 5.24). Die Versuche wurden mit EP-beschichteten Elektroden mit einer Beschichtungsdicke von 3 mm vor der Rundung durchgeführt.

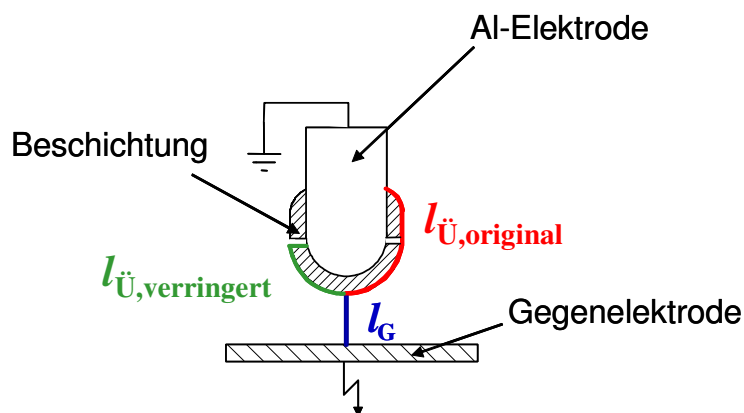


Abbildung 5.24: Skizze zum Gasdurchschlagweg l_G , zum unveränderten Überschlagweg $l_{\ddot{U},\text{original}}$ sowie zum verringerten Überschlagweg $l_{\ddot{U},\text{verringert}}$

Die Beschichtung bei der Elektrode mit 30 mm Elektrodendurchmesser mit verringertem Überschlagweg wurde bei negativer Polarität erst bei der 9. Durchschlagsbeanspruchung durchschlagen, während die Beschädigung bei Elektroden mit unverändertem Überschlagweg bereits beim ersten oder zweiten Gasdurchschlag auftritt. Die Haltbarkeit der Beschichtung scheint somit durch einen verkürzten Überschlagweg verbessert werden zu können. Bei positiver Polarität wurde die Beschichtung bereits im ersten Versuch durchschlagen. Nach Durchschlag der Beschichtung weist auch die Anordnung mit verringertem Überschlagweg geringere Durchschlagsspannungen auf als eine Anordnung mit blanken Elektroden.

Die Beschichtung bei der Elektrode mit 4 mm Elektrodendurchmesser mit verringertem Überschlagweg wurde bei Belastung mit negativer Blitzstoßspannung nicht durchschlagen, während die Beschädigung bei Elektroden mit unverändertem Überschlagweg spätestens beim vierten Durchschlag auftrat. Hier bestätigt sich, dass die Haltbarkeit der Beschichtung durch eine Verkürzung des Überschlagwegs erhöht werden kann. Da kein Durchschlag der Beschichtung beobachtet wurde, bleibt die Durchschlagsspannung auf hohem Niveau. Während bei negativer Polarität die Beschichtung während der 30 Spannungsbeanspruchungen nicht beschädigt wurde, trat bei Belastung mit positiver Blitzstoßspannung eine großflächige Beschädigung der Beschichtung im 6. Versuch auf. Bei unverändertem Überschlagweg wurde die Beschichtung bereits beim ersten Durchschlag durchschlagen, so dass die Haltbarkeit der Beschichtung auch bei positiver Blitzstoßspannung durch die Verkürzung des Überschlagwegs erhöht werden kann.

Ein Einfluss des Überschlagwegs auf die Höhe der Durchschlagsspannung ist nicht festzustellen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Gasdurchschlag durch das elektrische

Feld vor der Rundung dominiert wird, das durch das Verkürzen des Überschlagwegs nicht signifikant beeinflusst wird.

Die Verkürzung des Überschlagwegs kann somit die Anzahl der Spannungsbelastungen vor einem Durchschlag der Beschichtung erhöhen. Dies weist darauf hin, dass Fehlstellen in der EP-Beschichtung einen solchen Durchschlag begünstigen. Durch Verkürzen des Überschlagwegs wird die Wahrscheinlichkeit, dass sich solche Fehlstellen im Bereich der Gleitendladungen befinden, verringert.

5.8.4. Einfluss der Grenzfläche zwischen Aluminium und Beschichtung

Fehlstellen im Werkstoff sowie an Grenzflächen zwischen Elektroden und Isolierstoff können den Durchschlag von festen Isolierstoffen beeinflussen (vgl. Kapitel 2.2). Um zu klären, ob Fehlstellen im Werkstoff oder zwischen Kunststoff und Aluminium auftreten, wurden Teilentladungsmessungen durchgeführt. Die Betrachtung beschränkte sich auf Elektroden mit einer Beschichtungsdicke von 3 mm. Die Versuche wurden in SF₆ bei Wechsellastspannungsbelastung mit auf Erdpotential liegender Stabelektrode durchgeführt. Bei allen untersuchten Elektroden lag die Teilentladungsaussetzspannung niedriger als die Teilentladungseinsetzspannung. Bei den untersuchten Elektroden traten Teilentladungen mit gleicher Amplitude in beiden Halbwellen jeweils im Spannungsanstieg auf, was auf Hohlräume im Isolierstoff hinweist [Küc-05].

Die Auswertung der scheinbaren Ladung ist problematisch, da sich die Teilentladungsintensität zum Teil auch bei konstanter Prüfspannung über der Zeit änderte. In der Regel nimmt die Teilentladungsintensität bei konstanter Spannung mit der Zeit ab. Sie unterschreitet typischerweise nach einer Messzeit von einigen Sekunden bis zu ca. 4 Minuten den Grundstörpegel.

Der Einfluss der Grenzfläche zwischen Elektrode und Beschichtung auf das Durchschlagverhalten der PE-beschichteten Elektroden wurde im Spannungssteigerungsversuch mit Blitzstoßspannung untersucht. Zu diesem Zweck wurde vor dem Aufkleben auf die Aluminiumelektrode auf die Innenseite der Beschichtung ein isolierender Lack (Lackbeschichtung) oder ein mit Graphitpartikeln gefüllter, leitfähiger Lack (Graphitbeschichtung) aufgebracht. Die Elektroden wurden in SF₆ bei einem Gasdruck von 0,4 MPa im Spannungssteigerungsversuch in Versuchsanlage 1 untersucht.

Lackbeschichtung

Um eine gute Haftung der Beschichtung auf den Elektroden zu erreichen, wurde statt eines Klebstoffs „SEVENAX-Schutzlack 112“ zur Befestigung der Beschichtung auf der Aluminiumelektrode verwendet. Dieser Lack ist ein Zweikomponentenmaterial auf

Epoxidharzbasis. Der Lack wurde gemischt und in die PE-Beschichtung gefüllt. Anschließend wurde die Aluminiumelektrode eingesetzt und das Material ausgehärtet.

Graphitbeschichtung

Als Alternative zur Verwendung eines Lacks als Haftmedium wurde der Einfluss möglicher Lunker in der Grenzfläche zwischen Aluminiumelektrode und Beschichtung mittels Aufbringen einer leitfähigen Schicht zwischen Beschichtung und Elektrode untersucht. Die Beschichtung wurde innen mit leitfähigem Lack beschichtet und anschließend auf die Elektrode aufgeklebt. Dabei wurde darauf geachtet, dass Kontakt zwischen der Leitschicht und der Aluminiumelektrode gewährleistet war. Somit stellen die Elektrode sowie die Leitschicht bei genügend hoher Leitfähigkeit des Lacks Äquipotentialflächen dar, zwischen denen sich kein elektrisches Feld ausbilden kann. Der Einfluss von eventuell vorhandenen Hohlräumen zwischen Beschichtung und Elektrode sollte somit ausgeschlossen sein. Für eine Elektrode mit Graphitbeschichtung wurde nochmals eine Teilentladungsmessung durchgeführt. Es konnten keine Teilentladungen nachgewiesen werden.

Die Höhe der Durchschlagspannung der Elektrodenanordnung ist unabhängig vom Auftragen einer isolierenden oder leitfähigen Lackschicht zwischen Beschichtungsmaterial und Aluminiumelektrode. Da die Durchschlagspannung vom elektrischen Feld im Gasraum abhängt, hat die Grenzfläche zwischen Elektrode und Beschichtung keinen Einfluss, was durch die Messungen bestätigt werden konnte.

Es kann sowohl durch die Verwendung einer Lackbeschichtung als auch durch eine Graphitbeschichtung in der Regel eine Verbesserung in Bezug auf die Anzahl der Spannungsbelastungen vor Beschädigung der PE-Beschichtung erzielt werden (Abbildung 5.25). Dies weist auf Effekte an der Grenzfläche zwischen Beschichtung und Aluminiumelektrode hin, die die Anzahl der möglichen Belastungen vor Beschädigung der Beschichtung signifikant verringern. Da es sich bei dem verwendeten PE um einen homogenen Isolierstoff handelt, kann im Allgemeinen davon ausgegangen werden, dass die Entladungen vorwiegend an der Elektrodenoberfläche starten, da Grenzflächen zwischen verschiedenen Materialien häufig als Schwachstelle wirken [Oes-96].

Bei einem Isolierstoff mit inhomogener Struktur oder mit vielen Hohlräumen hingegen ist eine Initialentladung an einer solchen Fehlstelle im Isolierstoffvolumen wahrscheinlicher [Oes-96]. Da auch bei EP-beschichteten Elektroden Teilentladungen nachgewiesen werden konnten, ist ein Einfluss des Füllstoffs nicht auszuschließen. Da die Elektroden extern beschichtet werden mussten, war es allerdings nicht möglich, diesen Einfluss bei EP-beschichteten Elektroden experimentell zu verifizieren.

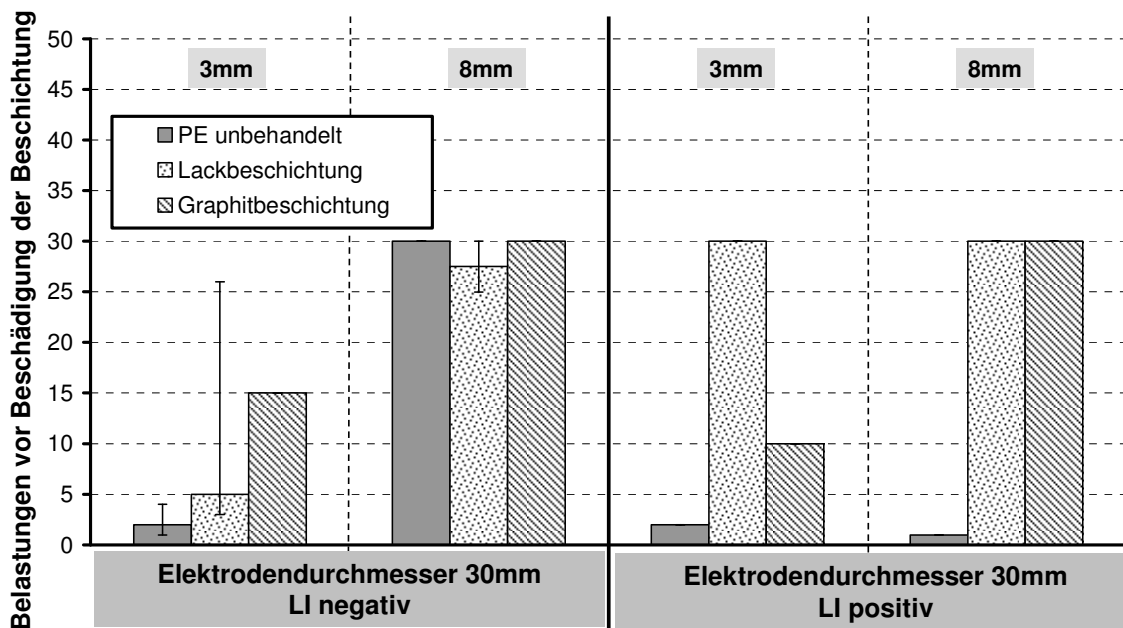


Abbildung 5.25: Anzahl Spannungsbelastungen vor Durchschlag der Beschichtung bei verschiedenen Elektroden; SF₆; 0,4 MPa; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; Elektrodendurchmesser 30 mm; Beschichtungsdicke 3 und 8 mm; PE

5.8.5. Einfluss der Oberflächenrauheit

Es wurden Versuche zum Einfluss der Grenzfläche zwischen der Beschichtung und SF₆ durchgeführt. Dazu wurde der Einfluss verschiedener Oberflächenrauheiten auf das Überschlagverhalten beschichteter Elektroden untersucht. Zur Modifikation der Oberflächenrauheit wurden vorhandene Elektroden mit EP-Beschichtung sandgestrahlt. Die Korngrößen betragen dabei 24 µm und 120 µm.

Zur Beschreibung der Elektrodenoberflächen werden folgende charakteristische Kenngrößen nach EN ISO 4287 verwendet:

- *R_z*: Größte Höhe des Profils
Summe aus der Höhe der größten Profilspitze *R_p* und der Tiefe des größten Profiltales *R_v* des Rauheitsprofils innerhalb einer Einzelmessstrecke *l* (Abbildung 5.26).
- *R_a*: Arithmetischer Mittelwert der Profilordinaten
Arithmetischer Mittelwert der Beträge der Ordinatenwerte *Z(x)* innerhalb einer Einzelmessstrecke.

Bei beiden Parametern *R_a* und *R_z* weisen die sandgestrahlten Elektroden eine höhere Rauheit auf als die unbehandelten Elektroden (Abbildung 5.27). Die für die Oberflächenrauheit

genannten Werte wurden aus der Rauheitsmessung für 4 Elektroden (unbehandelt) sowie für je 2 Elektroden (sandgestrahlt) ermittelt.

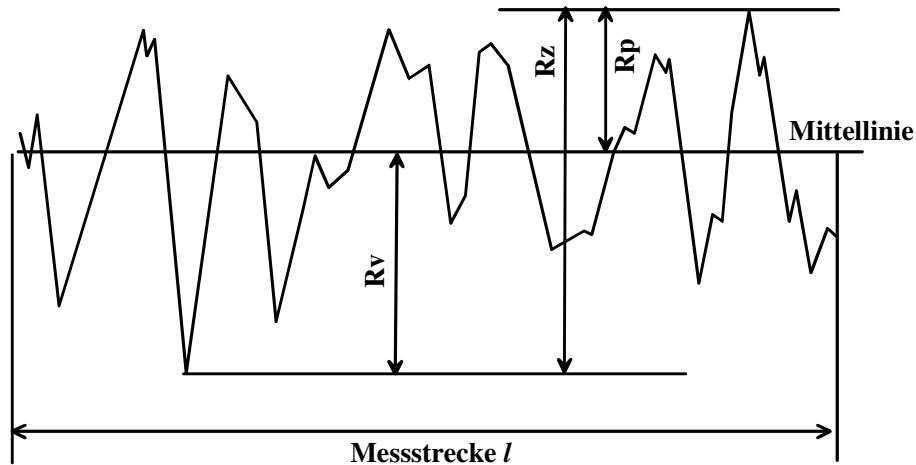


Abbildung 5.26: Kenngrößen eines Rauheitsprofils nach EN ISO 4287

Die Elektroden mit modifizierter Oberflächenrauheit wurden ebenfalls im Spannungssteigerungsversuch in Versuchsanlage 1 untersucht. Dabei wurden die Elektroden in SF_6 bei einem Gasdruck von 0,4 MPa mit positiver und negativer Blitzstoßspannung (LI) belastet.

In Bezug auf die Durchschlagspannungen ist keine Tendenz zu höheren oder niedrigeren Durchschlagspannungen im Vergleich zu den ursprünglichen Oberflächenrauheiten erkennbar. Bei beiden Spannungspolaritäten liegen die gemessenen Durchschlagspannungen im Bereich der Spannweite der Messwerte der in Abschnitt 5.2.1 untersuchten Elektroden.

Die Anzahl der Belastungen bis zum Durchschlag der Beschichtung entspricht bei Elektroden mit modifizierter Oberflächenrauheit der Anzahl bei der in Abschnitt 5.2.1 untersuchten Elektroden. Es wurde somit kein Einfluss der Oberflächenrauheit beschichteter Elektroden auf die Durchschlagspannung oder das Überslagverhalten beobachtet. Aufgrund der geringen Anzahl von Messwerten bei sandgestrahlten Elektroden wären für eine gesicherte Aussage weiterführende Untersuchungen durchzuführen.

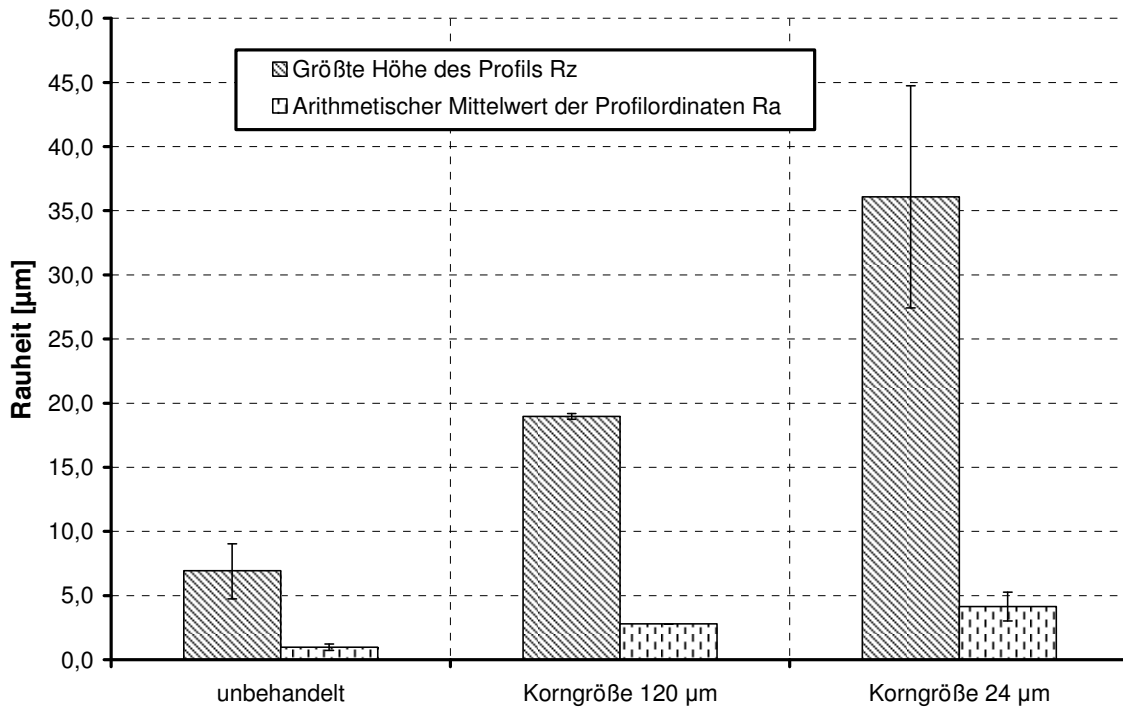


Abbildung 5.27: Median der Oberflächenrauheit verschiedener Elektroden mit Spannweite (Durchmesser 30 mm; EP-beschichtet)

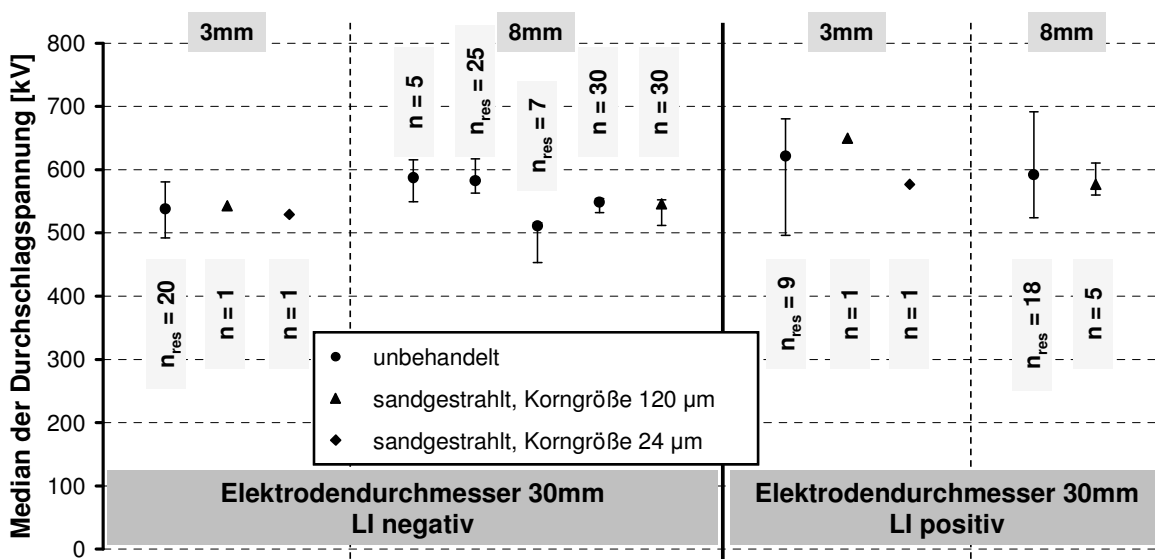


Abbildung 5.28: Median und Spannweite der Durchschlagspannungen verschiedener Elektroden (Durchmesser 30 mm; EP-beschichtete Elektroden mit verschiedener Oberflächenrauheit; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; $n = 30$ falls keine Beschädigung der Beschichtung; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI; SSV; $\Delta u = 20$ kV; n_{res} : Stichprobenumfang nach Zusammenfassung der Messwerte mehrerer Elektroden)

5.8.6. Einfluss von Oberflächenladungen

Nach einem Überschlag der Beschichtung oder aufgrund der Belastung der Elektroden im Spannungssteigerungsversuch besteht die Möglichkeit, dass auf der Beschichtungsfläche Ladungen verbleiben, die den folgenden Überschlag beeinflussen können. Da das Entfernen von Oberflächenladungen mittels mechanischer Verfahren (Reinigung der Oberflächen, Erden der Oberflächen) im verwendeten Versuchsaufbau nicht möglich ist, wird im Folgenden der zeitliche Abbau von Oberflächenladungen sowie ihr möglicher Einfluss auf das Überschlagverhalten diskutiert.

Um die Dichteverteilung von Oberflächenladungen nach Belastung mit Blitzstoßspannung zu untersuchen, wurden zwei PTFE-Platten mit einer Dicke von 10 mm in Versuchsanlage 2 in einer Spitze-Platte-Anordnung mit einer Blitzstoßspannung belastet, die hoch genug war, um einen Überschlag der Platte zu gewährleisten. Im Anschluss an die Spannungsbelastung (140 kV, negative Polarität) wurde nach erfolgtem Überschlag das Oberflächenpotential gemessen. Nach den Spannungsbelastungen, bei denen kein Überschlag an der Plattenoberfläche auftrat, war eine Ladungsmessung nicht möglich, da der Messbereich des Messsystems dabei überschritten wurde (Oberflächenpotential > 20 kV).

Nach einem Überschlag ergibt sich eine typische Ladungsverteilung auf der Isolierstoffoberfläche (Abbildung 5.29). Dabei fließen im Bereich des Entladungskanals Ladungen ab, während neben dem Kanal Ladungen verbleiben. Der zeitliche Abbau dieser Ladungen auf Isolierstoffoberflächen ist somit für die Beurteilung eines möglichen Einflusses von entscheidender Bedeutung.

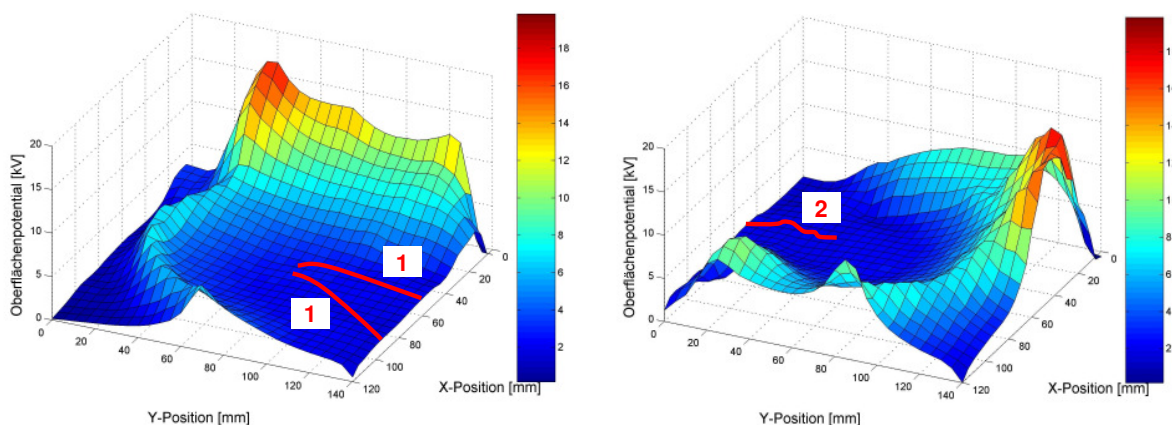


Abbildung 5.29: Oberflächenpotential (Absolutwert) auf PTFE-Platte nach dem ersten und dem zweiten Überschlag; Plattendicke 10 mm, -140 kV, LI, Luft

- 1 ... Überschlagspuren nach erstem Überschlag
- 2 ... Überschlagspur nach zweitem Überschlag

Für eine grundlegende Untersuchung des Ladungsabbaus auf beschichteten Elektroden wurden Ladungen in einer Spitze-Halbkugel-Anordnung auf die beschichteten Stabelektroden aufgebracht. Das Aufbringen der Ladungen erfolgte dabei in Versuchsanlage 2 anhand einer mit Gleichspannung belasteten Nadelelektrode, welche an eine Gleichspannung gelegt wurde (vgl. Kapitel 4.7.1). Die Ladungsmessung erfolgte im Anschluss an der Rundung der Beschichtung (Abbildung 5.30).

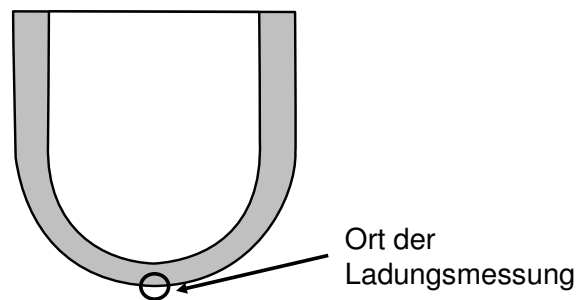


Abbildung 5.30: Schematische Darstellung des Messorts zur Ermittlung des Ladungsabbaus auf der Beschichtung; Elektrodendurchmesser 30 mm

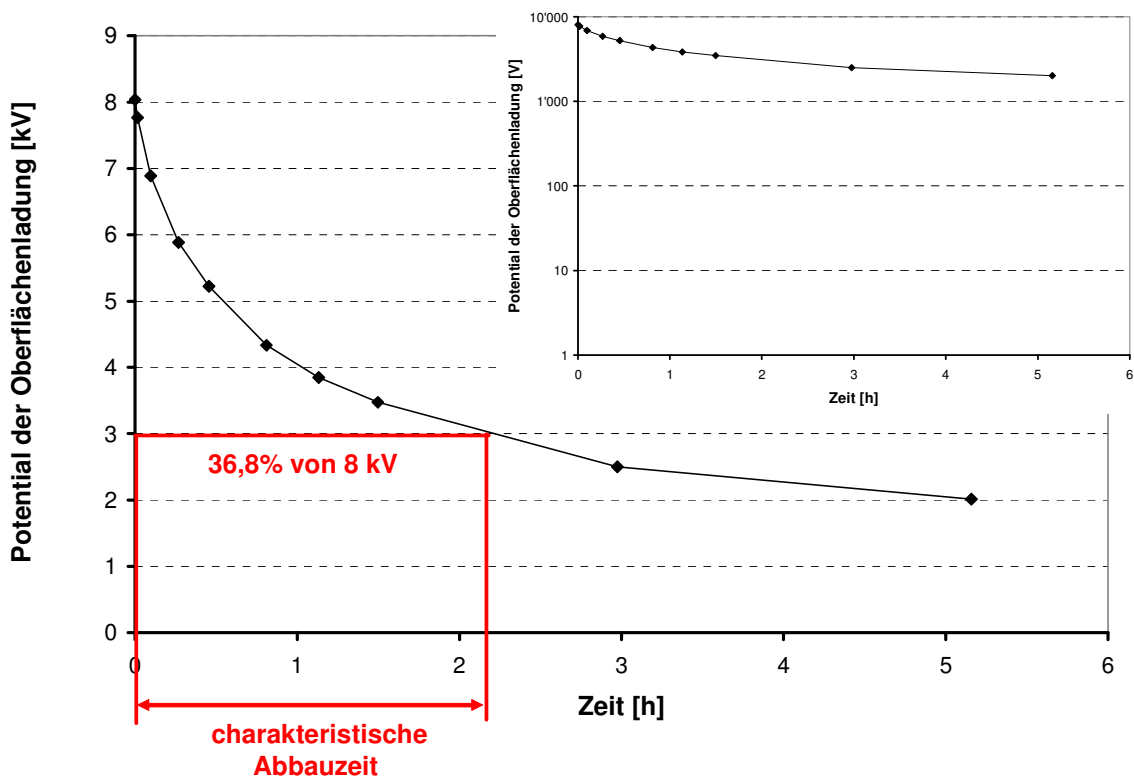


Abbildung 5.31: Beispiel zur Ermittlung der charakteristischen Abbauzeit; Elektrodendurchmesser 30 mm; Beschichtungsdicke 3 mm, EP-Beschichtung; Aufladedauer 1 min; Ladespannung 13,2 kV; Abstand Spitze zur Elektrodenoberfläche 10 mm; Luft; 0,1 MPa

Ziel dieser Messung war die Ermittlung der für den Ladungsabbau charakteristischen Zeit sowie die Bewertung eines möglichen Einflusses von Oberflächenladungen auf die im Spannungssteigerungsversuche ermittelten Messwerte. Für eine erste Beurteilung des zeitlichen Verlaufs des Ladungsabbaus wird eine charakteristische Abbaupzeit nach dem in Abbildung 5.31 dargestellten Prinzip verwendet.

Die so ermittelten Abbaupzeiten hängen deutlich von der Höhe des ursprünglichen Oberflächenpotentials im Startzeitpunkt ab, liegen aber im Bereich mehrerer Stunden. Dies sollte anhand einer Simulation verifiziert werden. Die Simulation des Ladungsabbaus wurde in ANSYS durchgeführt.

Zur Berechnung des Ladungsabbaus müssen folgende physikalischen Mechanismen berücksichtigt werden [Kin-08]:

- Ladungsabbau über das Volumen des Isolierstoffs, verursacht durch Volumenleitfähigkeit
- Ladungsabbau über die Oberfläche des Isolierstoffs, verursacht durch Oberflächenleitfähigkeit
- Neutralisation von Ladungen durch Ionen des umgebenden Gases

Erfolgt der Ladungsabbau über das Volumen eines Isolierstoffs wird die Beschichtung zur Berechnung der Zeitkonstante der zu Grunde liegenden Exponentialfunktion in infinitesimale Volumenelemente dV unterteilt. Als Berechnungsgrundlage wurden Dielektrizitätszahlen im Bereich von 3,6 bis 4,0 sowie spezifische Durchgangswiderstände im Bereich von $1e15 \Omega\text{cm}$ bis $1e17 \Omega\text{cm}$ angenommen. Die Zeitkonstante τ für den Ladungsabbau kann, unter Annahme einer konstanten Volumenleitfähigkeit und konstanter Dielektrizitätszahl, nach folgender Gleichung berechnet werden (berechnete Zeitkonstanten vgl. Tabelle 5.3) [Kin-08]:

$$\tau = dR \cdot dC = \rho \frac{dh}{dl \cdot db} \cdot \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot dl \cdot db}{dh} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \rho \quad (5.7)$$

dR	...	Widerstand des infinitesimalen Volumenelements dV
dC	...	Kapazität des infinitesimalen Volumenelements dV
dl, db, dh	...	Länge, Breite und Höhe des infinitesimalen Volumenelements dV
ϵ_0	...	elektrische Feldkonstante ($8,854e-12 \text{ As/Vm}$)
ϵ_r	...	Dielektrizitätszahl
ρ	...	spezifischer Durchgangswiderstand [Ωcm]

Tabelle 5.3: Berechnete Zeitkonstanten für verschiedene Werkstoffeigenschaften

	Datenblatt	Gemessen
ρ	1e15 Ωcm	1e17 Ωcm
ϵ_r	4,0	3,6
τ	Ca. 6 Minuten	Ca. 9 Stunden

Neben dem Ladungsabbau über das Volumen des Isolierstoffs können Ladungen über die Oberfläche eines Isolierstoffs abgebaut werden. Der dabei auftretende Strom ist abhängig vom spezifischen Oberflächenwiderstand des Isolierstoffs sowie von der Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke. [Kin-08]

Oberflächenladungen können durch Ionen des umgebenden Gases, die durch natürliche Strahlung generiert werden, neutralisiert werden. Die Ionisationsrate ist abhängig von der Gasart (Luft, SF₆) und dem Gasdruck. Zudem muss berücksichtigt werden, ob es sich um Freiluftbedingungen handelt oder der Aufbau in einem Prüfgefäß integriert ist. [Kin-08]

Werden durch Hintergrundstrahlung erzeugte Gasionenpaare einem elektrischen Feld ausgesetzt, so können sich Gasionen entlang von Feldstärkelinien bewegen bis sie rekombinieren oder einen Isolierstoff bzw. eine Elektrode erreichen. Die resultierende Stromdichte an einer Oberfläche wird somit von der Ionenpaargenerationsrate, der Ionenrekombinationsrate, der Größe des Gasvolumens und dem Verlauf der elektrischen Feldlinien bestimmt. [Kin-08]

Um die experimentell ermittelten Abbauzeiten von mehreren Stunden für Halbkugel-Elektroden zu verifizieren, wurde der Ladungsabbau anhand einer vereinfachten Geometrie (plattenförmiger Isolierstoff) im Freiraum, d.h. ohne umgebende metallische Begrenzungen, simuliert. Als Grundlage der Simulation des Ladungsabbaus wurde eine glockenförmige, in Versuchen mit Plattenprüflingen gemessene, Oberflächenpotentialverteilung (Abbildung 5.32) angenommen. Als Materialparameter wurden Messwerte für EP mit Al₂O₃-Füllstoff verwendet:

- spezifischer Durchgangswiderstand: 1e17 Ωcm
- spezifischer Oberflächenwiderstand: 2e16 Ω
- Dielektrizitätszahl: 3,6

In der Simulation wurden folgende Szenarien verglichen (Abbildung 5.33):

- Simulation des Ladungsabbaus unter Berücksichtigung aller drei genannten physikalischen Mechanismen
- Abschätzung des Ladungsabbaus nur unter Berücksichtigung des Abbaus über das Volumen des Isolierstoffs

Zur Simulation des Ladungsabbaus muss in einem ersten Schritt aus dem gemessenen Oberflächenpotential eine Oberflächenladungsdichte errechnet werden. Der Zusammenhang zwischen einer Oberflächenladungsdichte $\sigma(\vec{r})$ an dem durch den Ortsvektor \vec{r} bestimmten Ort und einem konstanten Oberflächenpotential φ auf einer geerdeten Isolierstoffplatte mit geringer Dicke d kann unter der Annahme von Plattenkondensatoren anhand folgender Formel näherungsweise dargestellt werden:

$$\sigma(\vec{r}) = \frac{\varepsilon \cdot \varphi}{d} \quad (5.8)$$

Diese Gleichung ist allerdings nicht für die Bestimmung der Oberflächenladungsdichte aus einer beliebigen Potentialverteilung anwendbar. Aufgrund der ungleichmäßigen, glockenförmigen Oberflächenpotentialverteilung (Abbildung 5.32) besitzt die elektrische Feldstärke auf der Oberfläche des Isolierstoffs eine tangentielle Komponente, die für die Berechnung der Oberflächenladungsdichte zu berücksichtigen ist [Led-08], so dass für die gegebene Potentialverteilung ein allgemeiner Ansatz zur Berechnung der Oberflächenladungsdichte verwendet wurde. Für Grenzflächen mit Oberflächenladungen gilt folgender Zusammenhang zwischen den Normalkomponenten der dielektrischen Verschiebungsdichte im Isolierstoff D_{1N} bzw. im Gasraum D_{2N} und der Oberflächenladungsdichte:

$$\sigma(\vec{r}) = D_{1N} + D_{2N} \quad (5.9)$$

Die Gesamtladung zu einem bestimmten Zeitpunkt t (Abbildung 5.33) wird durch das Aufsummieren der Oberflächenladungsdichten aller Oberflächenelemente gebildet.

Auch die Simulation des Ladungsabbaus mit den gemessenen Werkstoffeigenschaften ergibt Abbauzeiten von mehreren Stunden. Es ist somit nicht mit vertretbarem Aufwand möglich zwischen den einzelnen Spannungsbelastungen im Spannungssteigerungsversuch zu warten bis die Ladungen auf der Oberfläche vollständig abgebaut sind. Ein Einfluss von Oberflächenladungen auf die Durchschlagspannung bzw. das Überschlagverhalten der Elektrodenanordnung kann somit nicht vollständig ausgeschlossen werden.

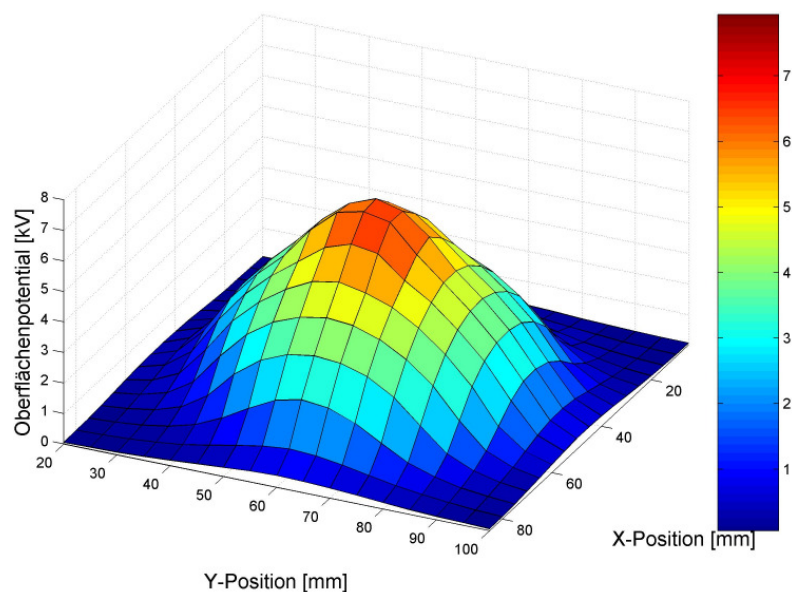


Abbildung 5.32: für die Simulation angenommenes Oberflächenpotential

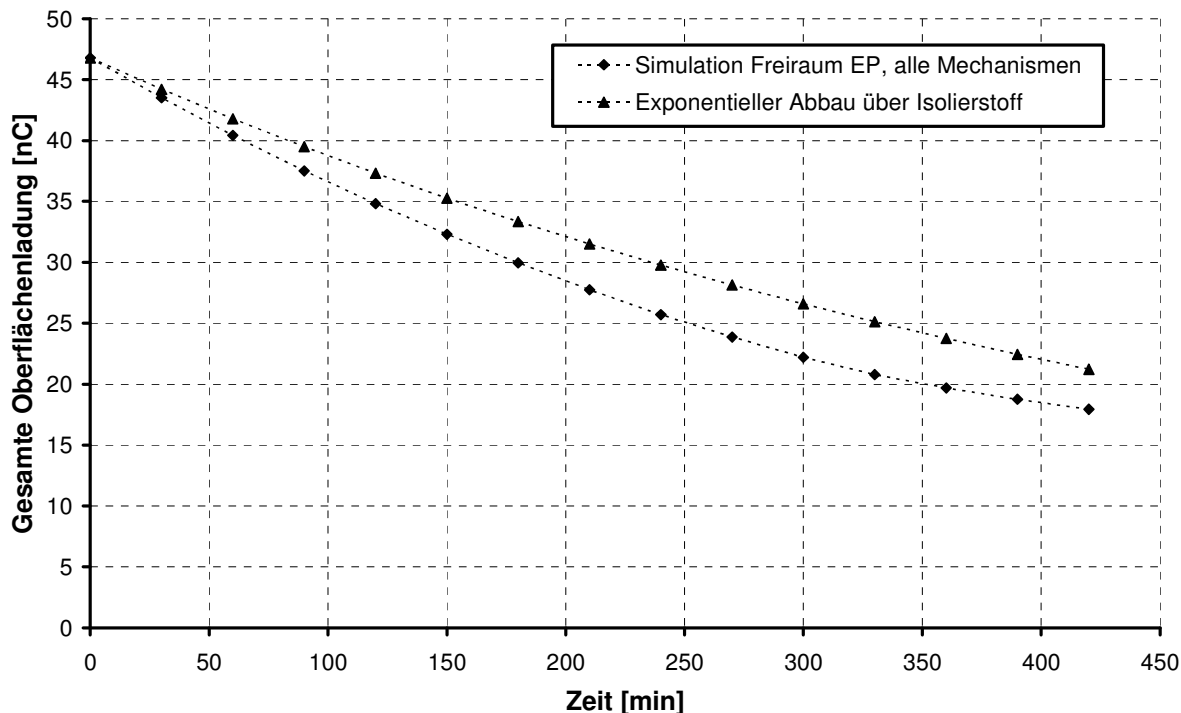


Abbildung 5.33: Simulierter Ladungsabbau auf EP ohne umgebende metallische Begrenzungen in Luft

5.9. Optische Auswertung von Durchschlägen

Auf der Oberfläche von beschichteten Elektroden sind nach Belastung mit Blitzstoßspannung auf der Beschichtung mehrere Überschlagwege zu erkennen. Das Auftreten mehrere Überschlagwege wurde in einer ersten Annahme auf die mehrmalige Spannungsbelastung im Spannungssteigerungsversuch und daraus resultierenden mehrmaligen Überschlägen der Beschichtung zurückgeführt.

Durch Aufnahmen von Überschlägen bei einmaliger Spannungsbelastung je Elektrode konnte nachgewiesen werden, dass die Entladung an der Elektrodenbeschichtung verzweigt ist und sogar die gesamte Oberfläche der Beschichtung umspannen kann (Abbildung 5.34). Es treten somit mehrere parallel laufende Entladungen bei nur einer Beanspruchung auf, wobei auch mehrere Entladungen die Gegenelektrode erreichen können. Dies weist darauf hin, dass trotz erfolgtem Überschlag der Beschichtung für weitere Entladungen die Möglichkeit bestehen kann weiter vorzuwachsen und ebenfalls einen vollständigen Überschlag auszubilden.

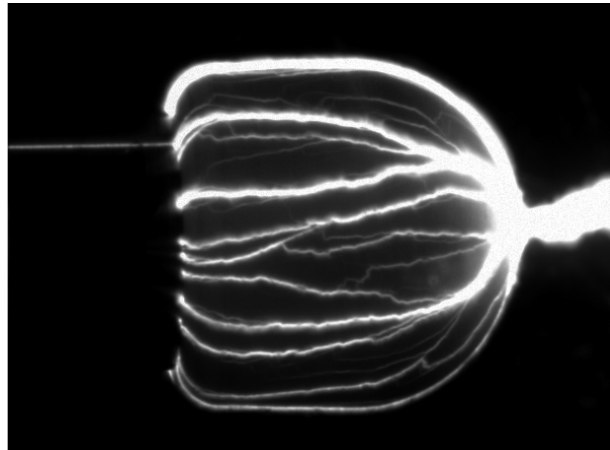


Abbildung 5.34: Mehrere Gleitentladungen an der Elektrodenoberfläche bei einer Belastung mit LI (Abstand der blanken Elektroden 25 mm, Beschichtungsdicke 3 mm, PE, SF₆, 0,4 MPa $U_d = - 577$ kV)

Ein Auffächern der Entladung konnte allerdings nicht bei allen Aufnahmen beobachtet werden (Abbildung 5.35).

Eine Polaritätsabhängigkeit der Entladungsstruktur konnte nicht nachgewiesen werden (Abbildung 5.35). Tendenziell wurde beobachtet, dass es besonders bei dünnen Schichtdicken zu einer gleichmäßigen Auffächerung des Lichtbogens um den gesamten Umfang der Elektrode (Abbildung 5.34) kam.

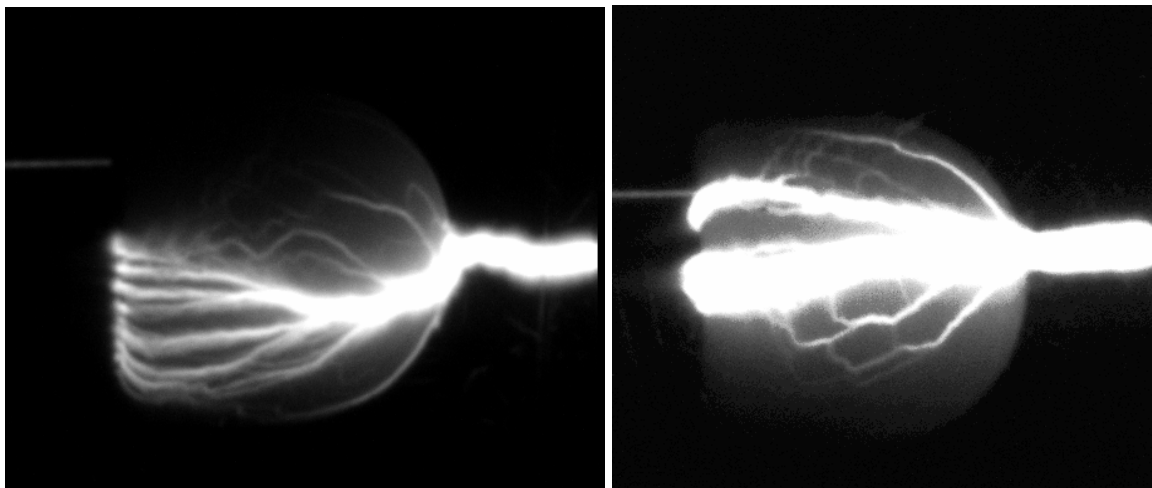


Abbildung 5.35: Aufgefächerte Gleitentladung an der Elektrodenoberfläche bei jeweils einer Belastung mit LI

(links: Abstand der blanken Elektroden 25 mm, Beschichtungsdicke 8 mm, PE, SF₆, 0,4 MPa, $U_d = - 683$ kV,

rechts: Abstand der blanken Elektroden 25 mm, Beschichtungsdicke 12 mm, PE, SF₆, 0,35 MPa, $U_d = + 711$ kV)

Durch die Auffächerung des Entladungspfades kann begründet werden, dass nach einmaliger Belastung mit Blitzstoßspannung zum Teil mehrere Durchschlagpunkte in der Beschichtung beobachtet werden konnten.

Im Prinzip bildet sich eine Gleitentladung an der Oberfläche der Beschichtung aus, die allerdings das Aluminium der beschichteten Elektrode nicht unbedingt erreicht. Es wird angenommen, dass die Entladung an der Oberfläche verläuft, bis es dort aufgrund einer Fehlstelle in der Beschichtung zum Durchschlag der Beschichtung kommt. Diese Annahme wird durch die Verbesserung im Überschlagverhalten bei modifizierter Grenzfläche zwischen Beschichtung und Aluminium (vgl. Kapitel 5.8.4) gestützt.

5.10. Simulationsergebnisse der Durchschlagentwicklung

Für die Simulation des Durchschlagverhaltens der Elektrodenanordnung wurde in erster Näherung der Durchschlag im Gasraum simuliert. Der nachfolgende Überschlag der Beschichtung blieb unberücksichtigt.

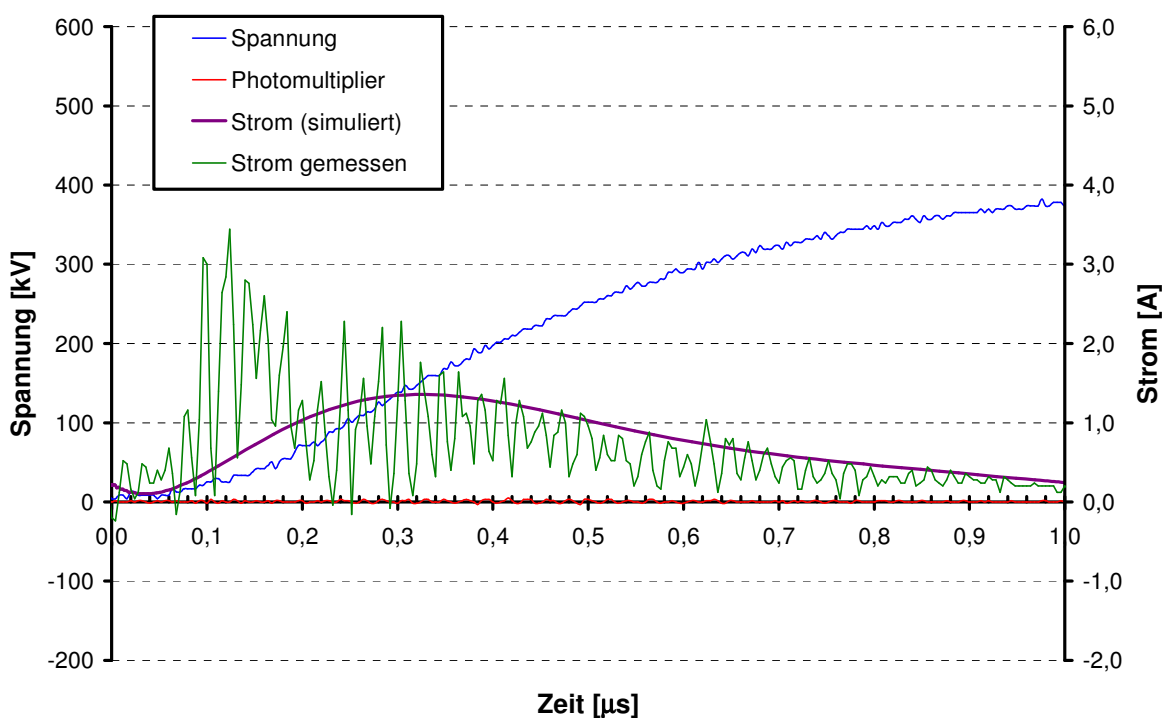


Abbildung 5.36: Gemessener und simulierter Stromverlauf beim Durchschlag im Gasraum; SF₆; 0,4 MPa; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; Elektrodendurchmesser 30 mm; blanken Elektrode; $p = 0,4 \text{ MPa}$; $U = 412 \text{ kV}$ (entspricht negativer Spannung an Elektrode)

Beim gemessenen Stromverlauf für $p = 0,4 \text{ MPa}$ bei einer blanken Stabelektrode mit einem Durchmesser von 30 mm (typischer Verlauf vgl. Abbildung 5.36) ist sofort nach dem

Anlegen der Spannung ein Stromanstieg im Messsignal zu erkennen, der durch die Kapazität der Elektrodenanordnung bedingt ist und keine Entladung am Prüfling darstellt. Dies konnte anhand einer Simulation mit Simulink mit der gemessenen Spannung als Eingangsparameter nachvollzogen werden. Zur Simulation wurde die gemessene Spannung durch ein Polynom zehnter Ordnung angenähert. Die Kapazität der Elektrodenanordnung wurde zu 4 pF festgelegt, was eine realistische Größenordnung der Elektrodenkapazität darstellt und zu einer guten Übereinstimmung der Höhe des Stroms mit der Messung führte. Da dieser kapazitive Strom keine Entladung an der Elektrode darstellt, wird er für die weitere Auswertung der Entladungsentwicklung nicht berücksichtigt.

Zur Berechnung des Streamer-Leader-Übergangs wird nach Kapitel 2.1.2.4 der Verschiebungsstrom $i_V(t)$ berechnet, aus dem sich im Anschluss der Ionisationsstrom $i_R(t)$ und somit der Energieeintrag in das Streamergebiet ergibt. In der Simulation wird die Berechnung des Verschiebungsstroms als Ableitung der Streamer-Ladung nach der Zeit dQ/dt realisiert. Die Ladung wird aus der Feldrechnung unter der Annahme, dass das Streamergebiet eine Äquipotentialfläche darstellt, bestimmt. Da der Feldraum für die Berechnung vermascht werden muss, liegt die Feldstärke nicht kontinuierlich vor, sondern an diskreten Punkten. Für die Simulation wurde eine Schrittweite von 0,01 mm entlang des Entladungspfads verwendet. Der Streamerdurchmesser wird durch den Vergleich der inneren und der äusseren Feldstärken bestimmt (vgl. Kapitel 2.1.2.4) und kann sich aufgrund der Diskretisierung nur in Schritten ändern. Diese Diskretisierung der Streamerausdehnung resultiert in einer ebenfalls schrittweisen Änderung der berechneten Streamer-Ladung. Vor allem bei langsamen Spannungsänderungen führt dies dazu, dass sich kein kontinuierlicher Stromfluss einstellt, sondern beim Sprung des Streamerdurchmessers zum nächsten Knotenpunkt eine Stromspitze auftritt. Um den Rechenaufwand zu begrenzen wurde auf eine feinere Auflösung des Feldraums entlang des Entladungspfads verzichtet. Als alternative Möglichkeit für die realitätsnahe Nachbildung des Stromverlaufs wurde die Filterung der berechneten Streamer-Ladung mit einem gleitenden Mittelwert gewählt.

Für die Simulationen bei 0,4 MPa wurden nach [Buc-95] folgende Parameter verwendet:

- Spezifischer elektrischer Widerstand des Streamergebiets: $\rho_0 = 5 \Omega\text{m}$
- Radius des zu dissoziierenden Streamerkanals $r_{\text{SL}} = 16 \mu\text{m}$
Dies entspricht dem mittleren Wert des Streubandes für r_{SL} bei 0,4 MPa.
- Mittlerer Radius des Leaderkanals $r_{\text{L}} = 63 \mu\text{m}$
Dieser Wert ergibt sich aus einem mittleren Radius von 125 μm bei 0,1 MPa und der angegebenen Abhängigkeit des Radius von der Wurzel des Isoliergasdrucks:

$$r_{\text{L}} = 125 \mu\text{m} \cdot \sqrt{\frac{0,1 \text{ MPa}}{0,4 \text{ MPa}}}$$

- Dichte SF₆: $\rho = 23,97 \text{ kg m}^{-3}$

- Parameter zur Berechnung der mittleren Feldstärke im Leader in Abhängigkeit der Zeit seit Entstehung des Leadersegments nach $\bar{E}_L(t) = a \cdot \frac{\ln(1+b \cdot p \cdot t)}{t}$;
 $a = 0,300 \text{ Vs m}^{-1}$; $b = 70 \text{ Pa}^{-1} \text{ s}^{-1}$

Im Folgenden wird der gemessene Stromverlauf mit dem berechneten Stromverlauf für eine blanke Elektrodenanordnung verglichen. Der Unterschied in den Spannungswerten zwischen Simulation und Messung ist auf die im Vergleich zur Berechnung kleinere gemessene Durchschlagspannung der verwendeten Elektrode zurückzuführen (siehe auch Kapitel 5.4).

Der Vergleich des gemessenen Stromverlaufs (typischer Verlauf für einen Durchschlag im Bereich des Scheitels der Blitzstoßspannung; vgl. Abbildung 5.37; $U = 412 \text{ kV}$) und des berechneten Verlaufes des Verschiebungsstroms (typischer Verlauf vgl. Abbildung 5.38; $U = 460 \text{ kV}$) für $p = 0,4 \text{ MPa}$ bei einer blanken Stabelektrode mit einem Durchmesser von 30 mm zeigt eine gute Übereinstimmung in der Entladungsentwicklung bis zum ersten Streamer-Leader-Übergang. Nach ca. $1,4 \mu\text{s}$ beginnt der Strom sowohl bei der Simulation, als auch bei der Messung aufgrund des zuvor entstandenen, ersten Leaderkanalsegmentes anzusteigen. Das Signal eines bei der Messung verwendeten Photomultipliers (PMT) lässt zusammen mit dem gemessenen Stromverlauf darauf schließen, dass die restliche Schlagweite durch ca. 3-4 kurz aufeinander folgende Schritte überbrückt wird (Abbildung 5.39). In der Simulation erfolgt der Durchschlag ebenfalls in 4 Leaderschritten (Abbildung 5.40).

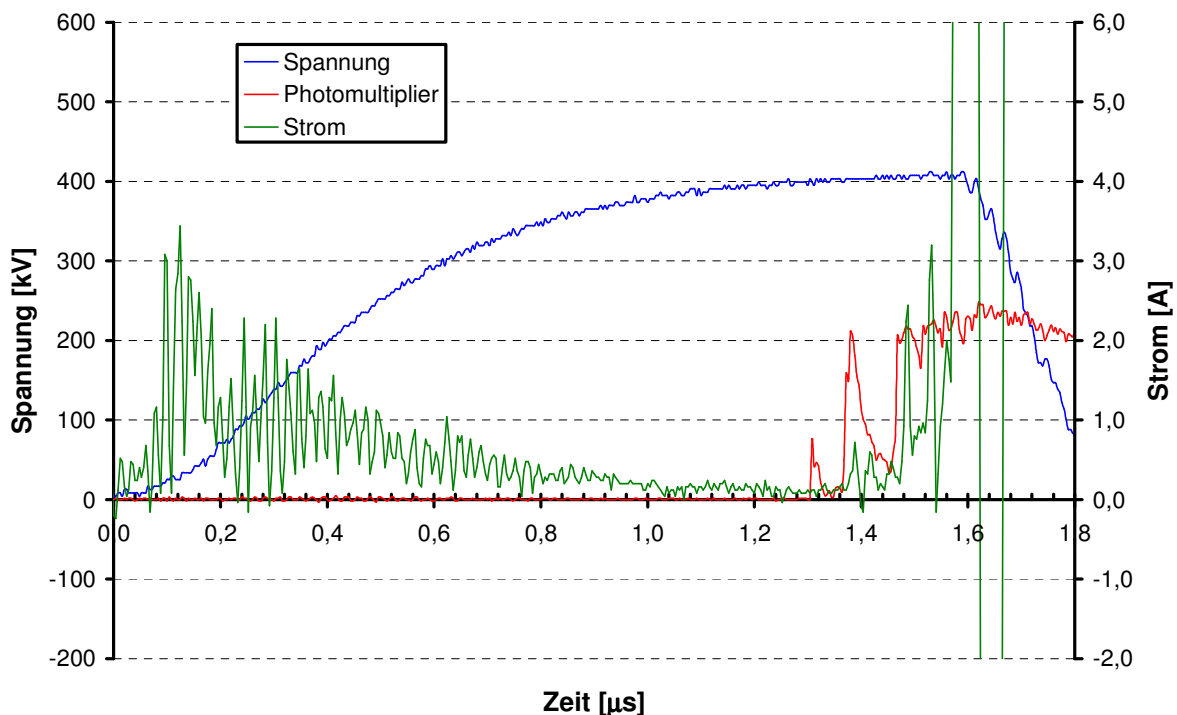


Abbildung 5.37: Gemessener Stromverlauf beim Durchschlag im Gasraum; SF_6 ; $0,4 \text{ MPa}$; Abstand der blanken Elektroden 25 mm ; Elektrodendurchmesser 30 mm ; blanke Elektrode; $p = 0,4 \text{ MPa}$; $U = 412 \text{ kV}$ (entspricht negativer Spannung an Elektrode)

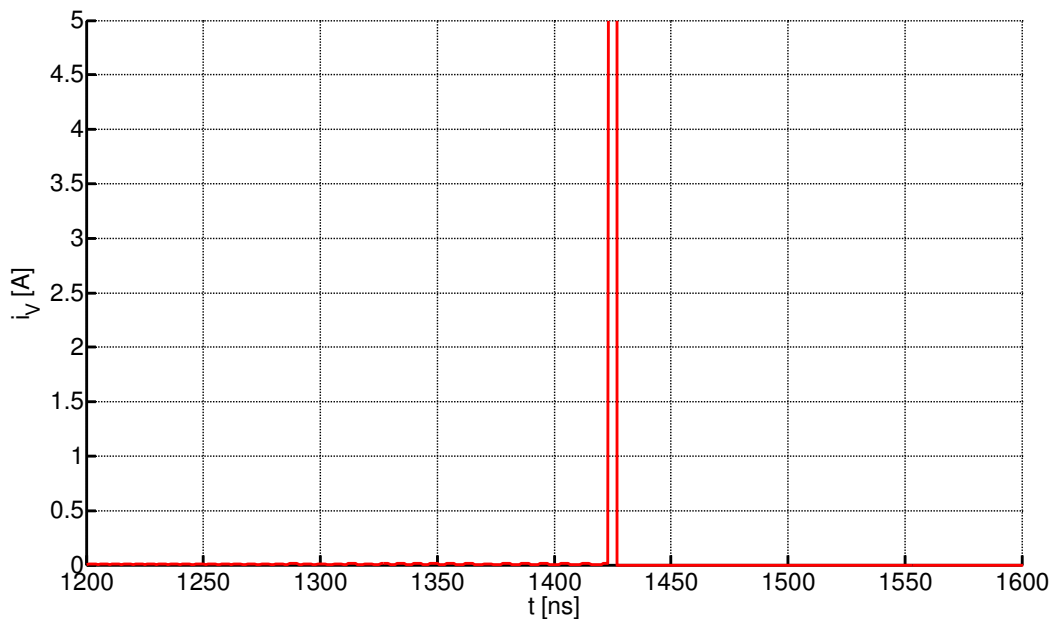


Abbildung 5.38: Berechneter Verlauf des Verschiebungsstroms beim Durchschlag im Gasraum; SF₆; 0,4 MPa; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; Elektrodendurchmesser 30 mm; blanke Elektrode; $p = 0,4$ MPa; $U = 460$ kV; $\Delta t = 1$ ns

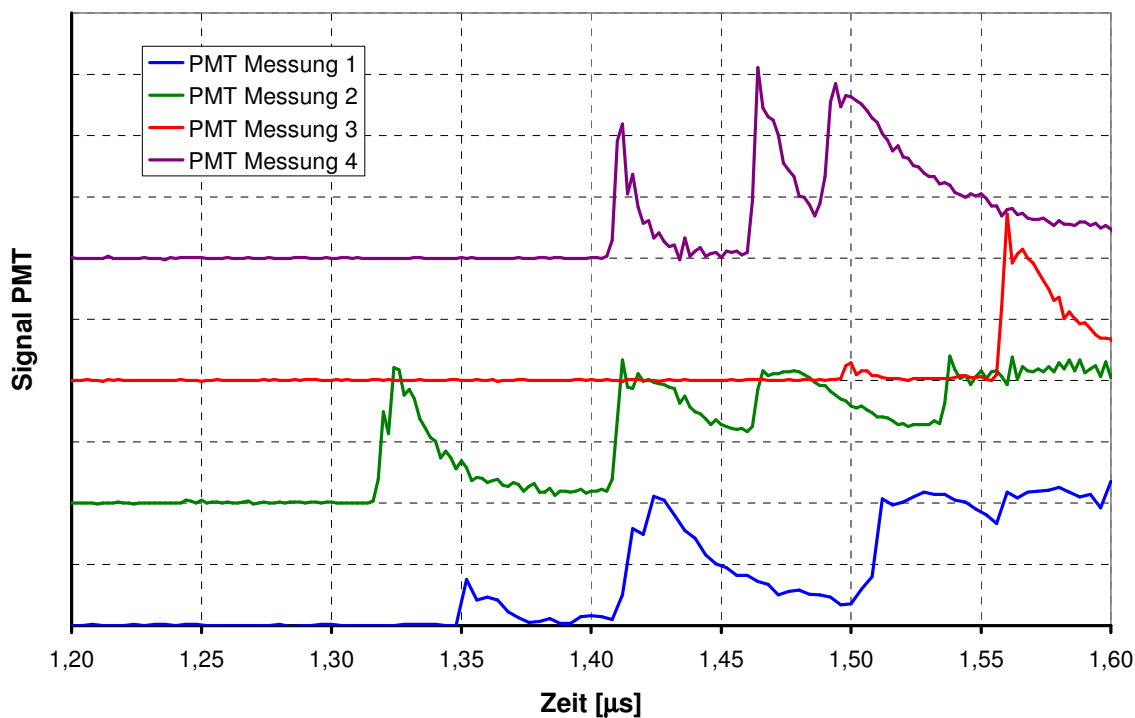


Abbildung 5.39: Messsignale Photomultiplier (PMT); SF₆; 0,4 MPa; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; Elektrodendurchmesser 30 mm; blanke Elektrode; $p = 0,4$ MPa; $U = 412$ kV (entspricht negativer Spannung an Elektrode)

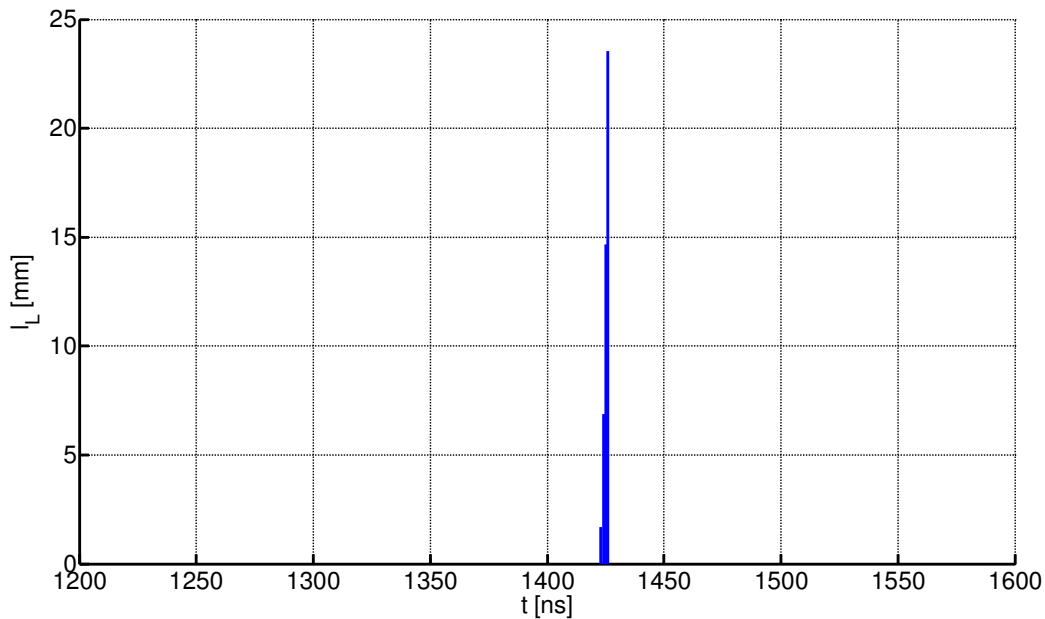


Abbildung 5.40: Berechneter zeitlicher Verlauf der Leaderkanallänge bei einer Durchschlagberechnung; SF₆; 0,4 MPa; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; Elektrodendurchmesser 30 mm; blanke Elektrode; $p = 0,4$ MPa; $U = 460$ kV; $\Delta t = 1$ ns

Der zeitliche Verlauf der Entladungsentwicklung nach dem ersten Streamer-Leader-Übergang weist allerdings Unterschiede zwischen Simulation und Messung auf (Abbildung 5.37 und Abbildung 5.38). Während in der Messung der Durchschlag erst bei $1,57 \mu\text{s}$ stattfindet, ist der Durchschlag in der Simulation bereits bei $1,425 \mu\text{s}$ abgeschlossen. Dies kann durch die Berechnung des Energieeintrags begründet werden. Erfolgt ein Streamer-Leader-Übergang wird ein neuer Streamer an der Spitze des Leaders aufgesetzt, was eine sprunghafte Änderung der Streamerladung zur Folge hat. Dies verursacht Stromspitzen, die in die Berechnung des Energieeintrags in den Streamer eingehen und sofort den nächsten Streamer-Leader-Übergang einleiten können. Wird beispielsweise angenommen, dass der Verschiebungsstrom in den ersten 3 ns nach einem Streamer-Leader-Übergang nicht zur Energiebilanz im Streamer beiträgt, kann die Entladungsentwicklung nach Entstehung des ersten Leadersegments deutlich verzögert werden (Abbildung 5.41).

Das transiente Verhalten des Streamers beim Streamer-Leader-Übergang wird im verwendeten Modell nicht berücksichtigt. Für eine detailliertere Simulation des zeitlichen Verlaufs der Entladung nach Entstehung des ersten Leadersegments sind tiefere Untersuchungen zum zeitlichen Verlauf des Energieeintrags in den Streamer nach einem Streamer-Leader-Übergang notwendig.

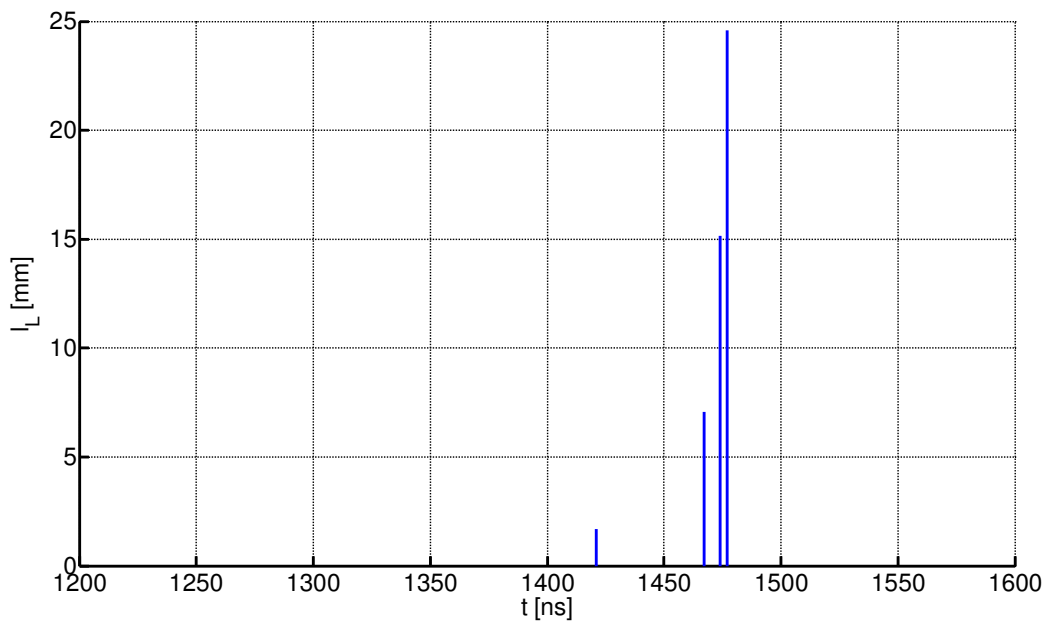


Abbildung 5.41: Berechneter zeitlicher Verlauf der Leaderkanallänge bei einer Durchschlagberechnung; Strom während den ersten 3 ns nach einem Streamer-Leader-Übergang ist nicht als Energieeintrag berücksichtigt; SF₆; 0,4 MPa; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; Elektrodendurchmesser 30 mm; blanke Elektrode; $p = 0,4$ MPa; $U = 460$ kV; $\Delta t = 1$ ns

Für die Simulation des Durchschlagverhaltens der beschichteten Elektrodenanordnung unter Berücksichtigung eines nachfolgenden Gleitüberschlages wurde zuerst der Durchschlag im Gasraum simuliert. Im Anschluss erfolgt die Simulation des Gleitüberschlages (vgl. auch Kapitel 7.4) auf der Beschichtungsfläche.

Für die Simulation des Gasdurchschlags muss der Spannungsabfall über der Beschichtung berücksichtigt werden. Im Prinzip kann die Beschichtung als zweite Kapazität aufgefasst werden, so dass sich ein kapazitiver Spannungsteiler aus der Beschichtungskapazität C_2 und der Kapazität des Streamergebiets C_1 gegen die Plattenelektrode ergibt (Abbildung 5.42). Wächst die Entladung in Richtung Plattenelektrode vor, wird C_1 grösser, was zu einer Erhöhung der Spannung an C_2 bzw. einer Verringerung der Spannung an C_1 führt. Eine geringere Spannung an C_1 führt in der Folge zu einer Behinderung der Entladungsentwicklung.

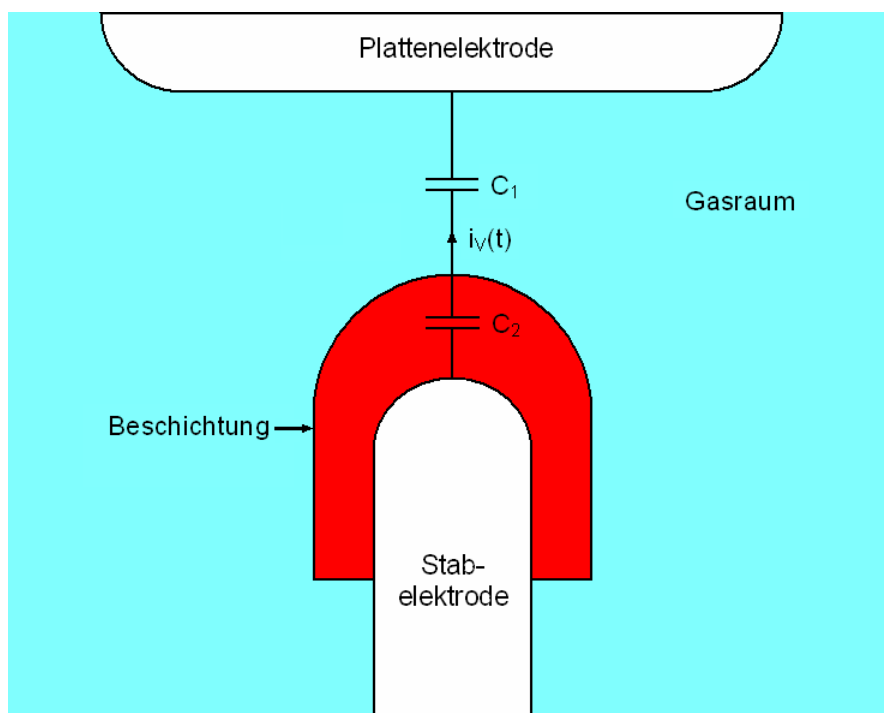


Abbildung 5.42: Prinzipskizze zur Spannungsaufteilung zwischen Gasraum und Beschichtung bei beschichteter Stabelektrode

Im Folgenden soll der Einfluss der Spannung an der Beschichtung für zwei Extremfälle dargestellt werden:

- Die Spannung über der Beschichtung u_{bn} ist unabhängig vom Vorwachsen des Streamergebiets ($u_{bn} = \text{konstant}$). Dieser Fall stellt die günstigste Bedingung für die Entladungsentwicklung dar.
- Die Spannung über der Beschichtung u_{bn} hängt vom Vorwachsen des Streamergebiets ab ($u_{bn} = f(C_1)$). Dies wird durch die Modellierung von Leader und Streamer auf freiem Potential berücksichtigt. Dieser Fall entspricht somit der ungünstigsten Bedingung für die Entladungsentwicklung.

Bei einer Spannungsbelastung knapp unterhalb der Durchschlagspannung findet bei ca. $1 \mu\text{s}$ bei einer PE-beschichteten Elektrode (Elektrodendurchmesser 30 mm, Beschichtungsdicke 3 mm) ein Streamer-Leader-Übergang statt (Abbildung 5.43). Aufgrund des Vorwachsens der Entladung nimmt die Spannung an der Beschichtung zu, so dass die Spannung im Gasraum nicht ausreicht, die Schlagweite zu überbrücken. Als Folge ist der Energieeintrag in den Leader geringer als die Abstrahlverluste, so dass der Leaderkanal erlischt. In der Simulation wird die Geometrie auf den Anfangszustand zurückgesetzt und die Berechnung beginnt bei der nun höheren Spannung von neuem. Bei 580 kV ist es allerdings für die noch folgenden Leader ebenfalls nicht möglich die Gegenelektrode zu erreichen. Der Durchschlag erfolgt schliesslich bei einer Spannung von 600 kV (Abbildung 5.44). Wird die Spannung über der Beschichtung konstant gehalten, erfolgt der Durchschlag bereits bei 535 kV.

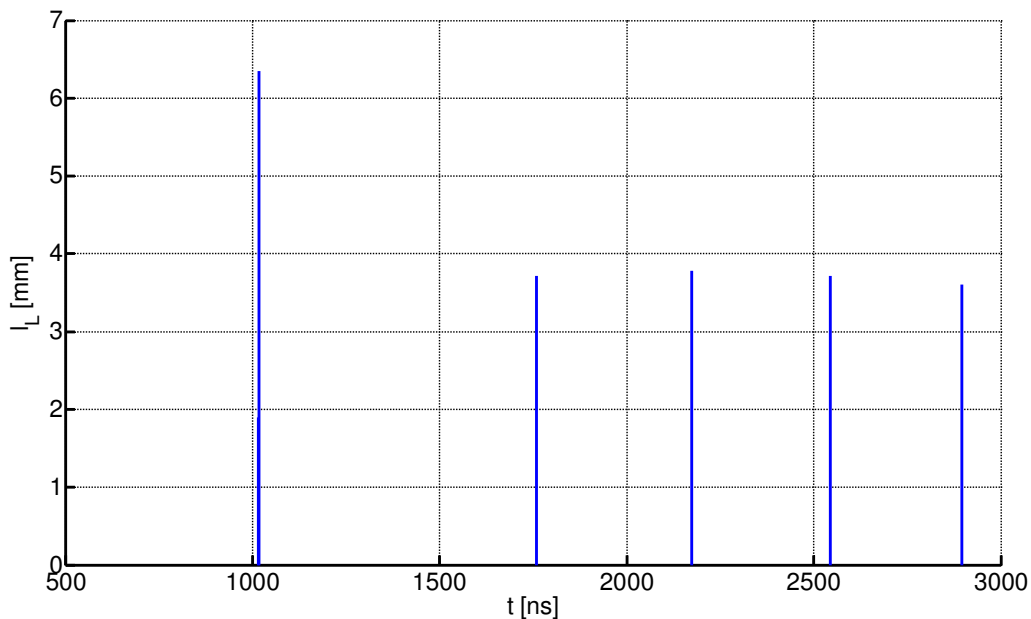


Abbildung 5.43: Berechneter zeitlicher Verlauf der Leaderkanallänge bei einer Durchschlagberechnung für $u_{bn} = f(C_1)$; SF₆; 0,4 MPa; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; Elektrodendurchmesser 30 mm; Beschichtungsdicke 3 mm; PE; $p = 0,4$ MPa; $U = 580$ kV; $\Delta t = 1$ ns

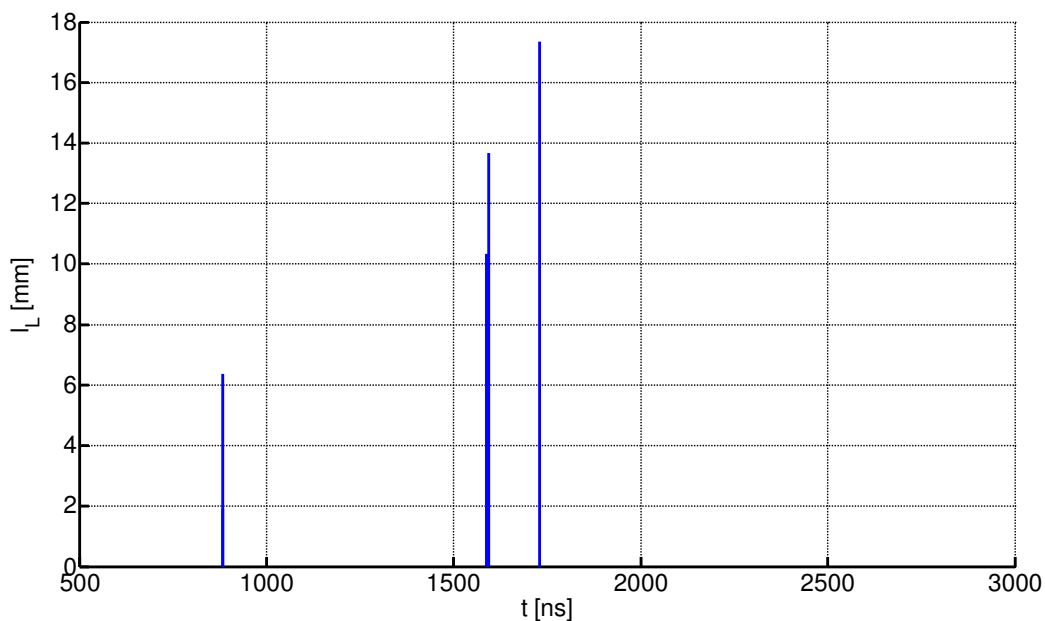


Abbildung 5.44: Berechneter zeitlicher Verlauf der Leaderkanallänge bei einer Durchschlagberechnung für $u_{bn} = f(C_1)$; SF₆; 0,4 MPa; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; Elektrodendurchmesser 30 mm; Beschichtungsdicke 3 mm; PE; $p = 0,4$ MPa; $U = 600$ kV; $\Delta t = 1$ ns

Ein Vergleich der simulierten mit den gemessenen Durchschlagspannungen (50%-Quantile) verschiedener Elektroden ergibt, dass die gemessenen Spannungen zwischen den beiden simulierten Werten für $u_{bn} = \text{konstant}$ und $u_{bn} = f(C_1)$ liegt. Vor allem für stark inhomogene Elektrodenanordnungen ergibt sich für die Berechnung mit freiem Potential eine im Vergleich zu den Messwerten deutlich zu hohe Durchschlagspannung. Dies kann durch folgende Einflussfaktoren begründet werden:

- C_1 größer als in Realität: Da in der Simulation die Kombination aus (kugelförmigem) Streamer und Leader für die Feldrechnung als Äquipotentialfläche angenommen wird, können sich Ungenauigkeiten in der Berechnung der Kapazität C_1 ergeben.
- C_2 kleiner als in Realität: Eine zu kleine Kapazität C_2 führt ebenfalls zu einer Verschiebung der Spannungsaufteilung zu Ungunsten der Entladungsentwicklung. Die Kapazität C_2 ergibt sich in der Simulation aus der Annahme, dass sich vor der Beschichtung nur ein Leaderkanal sowie der Streamer befinden, d.h. dass es sich bei der Entladung um eine reine Entladung zwischen den Elektroden im Gasraum handelt. Im Prinzip ist es allerdings vorstellbar, dass sich die Entladung gleichzeitig zum Vorwachsen im Gasraum ebenfalls auf der Beschichtungsoberfläche ausbreitet, was eine signifikante Vergrößerung der Kapazität C_2 bewirken würde.

Die zu hohen Durchschlagspannungen bei der Berechnung mit freiem Potential können somit mit Vereinfachungen im Modell begründet werden. Eine genauere Modellierung setzt Kenntnisse über die Ausbreitung der Entladung auf der Oberfläche der Beschichtung sowie möglicher Wechselwirkungen zwischen Beschichtung und Entladung voraus und war nicht Ziel dieser Arbeit. Für die Bestimmung des Verbesserungspotentials wird im Rahmen dieser Arbeit als konservative Abschätzung die berechnete Durchschlagspannung mit konstanter Spannung über der Beschichtung verwendet.

Im Anschluss an die Simulation des Gasdurchschlags erfolgt die Simulation des Gleitüberschlags (vgl. auch Kapitel 7.4) auf der Beschichtungsoberfläche unter der Annahme, dass der Spannungsabfall über den Leaderkanal im Gasraum vernachlässigt werden kann. Somit wird dem Leaderkanal (Abbildung 5.45) das Potential der Plattenelektrode zugewiesen. Ausgehend vom Leaderkanal wird der Überschlag entlang des gezeigten Entladungspfades berechnet. Der Streamer wird durch eine Linienladung angenähert. Da spitze Winkel in ANSYS zu Problemen bei der Vermaschung führen können, wurde die Spitzenelektrode in der Simulation in die Isolierstoffscheibe eingesenkt (Abbildung 5.46; vgl. auch Kapitel 7.4). Durch dieses geringfügige Einsinken der Elektrode wird der Winkel zwischen abgerundeter Spitze und Platte größer, was das Vermaschen in ANSYS ermöglicht. Aufgrund der Rotationssymmetrie des Modells in ANSYS wird der Leaderkanal auf der Beschichtungsoberfläche als Fläche simuliert. Der daraus resultierende Einfluss auf die Feldverteilung und somit auf die Ausdehnung des Streamergebiets wird vernachlässigt.

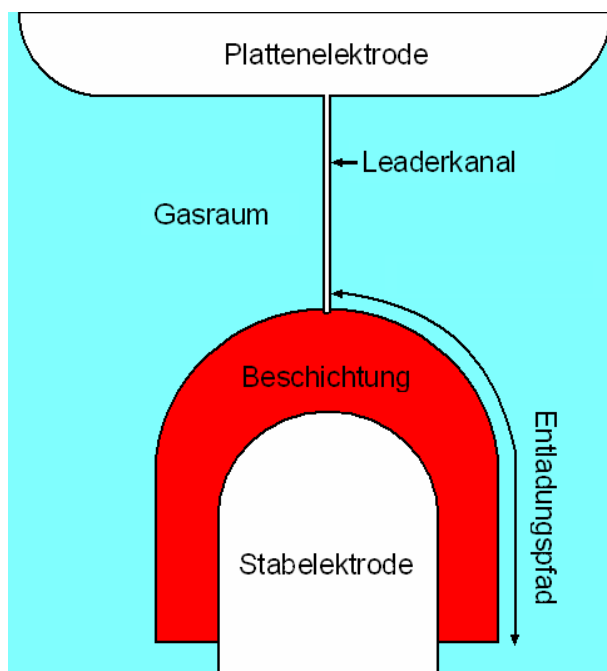


Abbildung 5.45: Elektrodenanordnung für Überschlagberechnung nach erfolgtem Gasdurchschlag

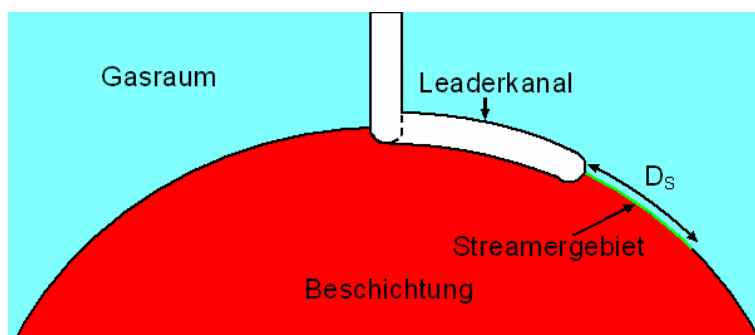


Abbildung 5.46: Leaderkanal und Streamergebiet bei kombinierter Durch- und Überschlagberechnung

Da nach erfolgter Durchschlagberechnung zusätzlich eine Überschlagberechnung durchgeführt wird, ist die berechnete Durchschlagsspannung bei dieser kombinierten Durch- und Überschlagberechnung höher als bei einer Durchschlagsimulation ohne Berücksichtigung des Gleitüberschlags. Die Spannungsdifferenz zwischen den Ergebnissen ist in der Größenordnung von 1 kV, was der Spannungsdifferenz zwischen dem Zeitpunkt des Durchschlags im Gasraum und dem Zeitpunkt des abgeschlossenen Gleitüberschlags über die Beschichtung entspricht.

Der Überschlag der Beschichtung erfolgt in der Simulation 15 ns nach dem Durchschlag im Gasraum (Abbildung 5.47). Nach dem Streamereinsatz bei 915 μ s überbrückt die Entladung den Gasraum in 3 Schritten (Zeitpunkt des Gasdurchschlags 1,553 μ s). Nach 1,568 μ s erfolgt

nach dem Überschlag der Beschichtung bereits der endgültige Durchschlag. Durch die sofort nach der Simulation des Durchschlags im Gasraum an der Elektrodenbeschichtung anliegende hohe Spannung sind bei der anschließenden Gleitentladung nicht die beim reinen Gleitüberschlag (vgl. Kapitel 7.4) beschriebenen kurzen Schritte zu erkennen. Der Überschlag über die Beschichtung erfolgt durch die Ausbildung von 7 ca. 5 bis 10 mm langen Leadersegmenten innerhalb weniger Nanosekunden.

In der Messung (typischer Verlauf für einen Durchschlag im Bereich des Scheitels der Blitzstoßspannung; vgl. Abbildung 5.48) sind 3 Leaderschritte zu erkennen. Eine größere Anzahl ausgeprägter Stromspitzen während des Gleitüberschlags kann nicht nachgewiesen werden. Dieser Unterschied zwischen Simulation und Messung könnte auf die vereinfachte Modellierung des Leaderkanals als leitfähige Elektrode mit erst darauf folgender Simulation der Gleitentladung zurückgeführt werden. Um dies zu klären und quantitative richtige Ergebnisse zu erhalten sind tiefere Untersuchungen zum zeitlichen Verlauf von Gleitentladungen auf Isolierstoffoberflächen hybrider Isoliersysteme mit verschiedenen Elektrodenanordnungen notwendig.

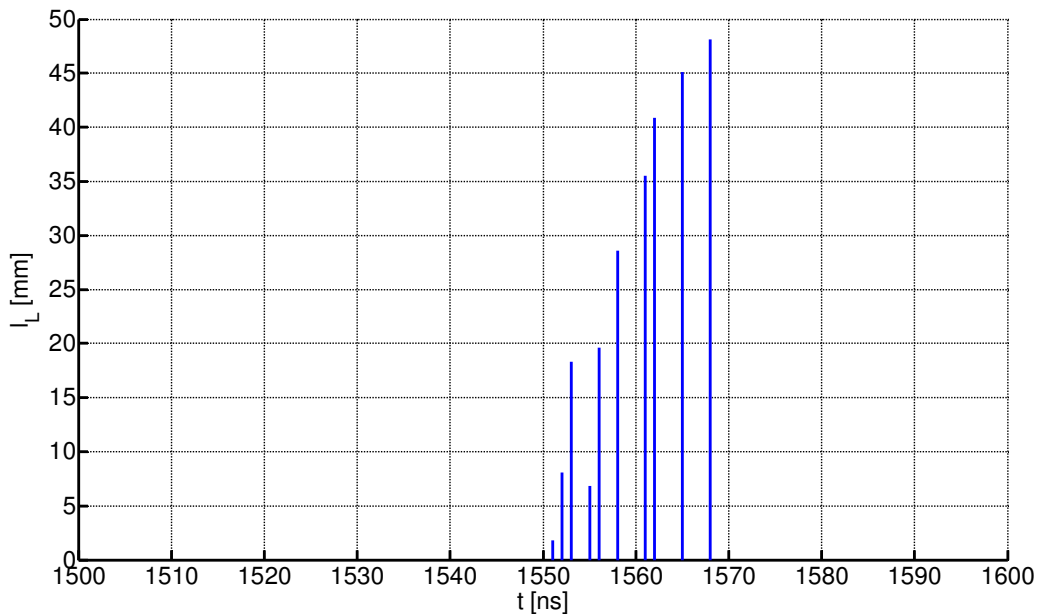


Abbildung 5.47: Berechneter zeitlicher Verlauf der Leaderkanallänge bei kombinierter Durch- und Überschlagberechnung für $u_{bn} = \text{konstant}$; SF_6 ; $p = 0,4 \text{ MPa}$; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; Elektrodendurchmesser 30 mm; Beschichtungsdicke 3 mm; EP; $U = 515 \text{ kV}$; $\Delta t = 1 \text{ ns}$

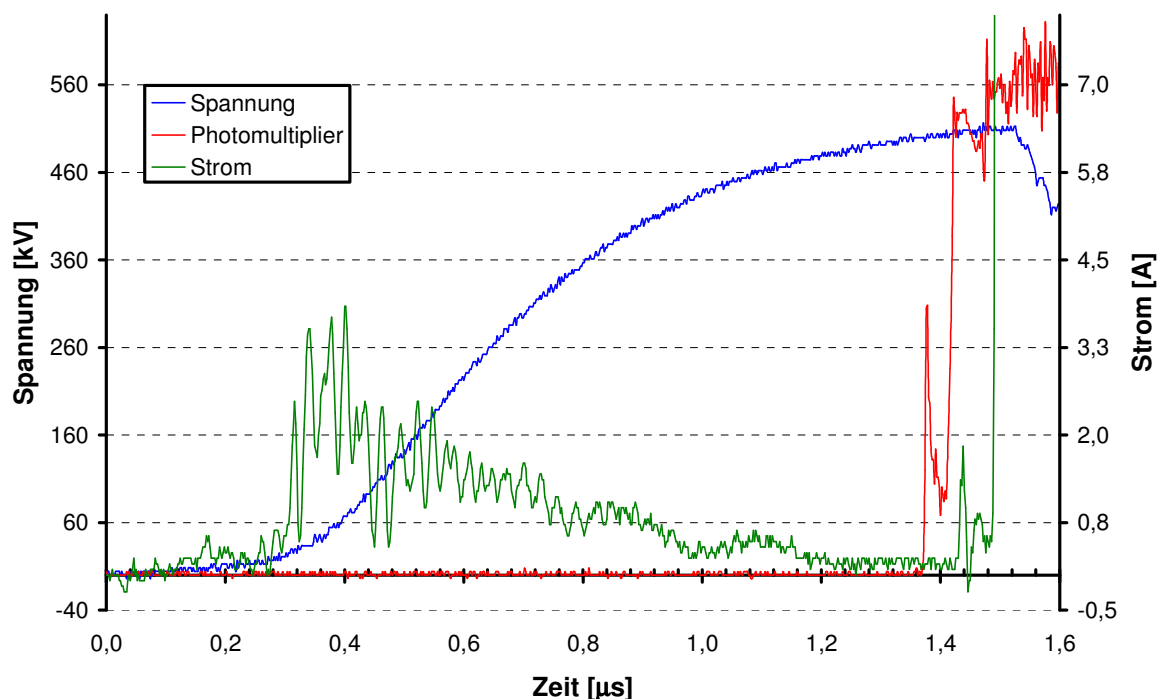


Abbildung 5.48: Gemessener Stromverlauf beim Durchschlag; SF_6 ; $p = 0,4 \text{ MPa}$; Abstand der blanken Elektroden 25 mm; Elektrodendurchmesser 30 mm; Beschichtungsdicke 3 mm; EP; $U = 520 \text{ kV}$ (entspricht negativer Spannung an Elektrode)

Zum Teil kommt es trotz des schnellen Ablaufs des Gleitüberschlags zu einem Durchschlag der Beschichtung. Eine Möglichkeit zur Vermeidung des Durchschlags stellt das Verwenden von möglichst dicken Beschichtungen dar, wobei auch reine Überschlüge zu einer Änderung der Oberflächenstruktur des Beschichtungswerkstoffes führen können (vgl. Kapitel 7.1.2). Das Langzeitverhalten von Beschichtungen, die wiederholt mit Überschlügen belastet werden, ist nicht bekannt. Aus diesem Grund scheint die Verwendung dicker Beschichtungen in Bereichen, in denen trotz Beschichtung Gasentladungen oder Überschlüge zu erwarten sind, dennoch nicht sinnvoll.

6. Durchschlagspannung von realitätsnahen Anordnungen

Neben grundlegenden Untersuchungen mit Stab-Platte-Anordnungen wurden zusätzlich Simulationen mit coaxialen Rohr-Rohr-Anordnungen durchgeführt, die als Modell für Trennerkontakte in GIS dienen. Zur Bestimmung der Durchschlagspannung wird in ANSYS nur die Feldlinie betrachtet, die im Punkt maximaler Feldstärke an der Hochspannungselektrode beginnt (Beispiel Abbildung 6.1). Dort wird das Streamer-Kriterium zur Ermittlung der Durchschlagspannung angesetzt.

Für Feldrechnungen wurden folgende Geometrien gewählt (Abbildung 6.1, Abbildung 6.2):

- Rohrende abgerundet (Durchmesser Rundung entspricht Wandstärke Leiterrohr, Abbildung 6.2)
- Beschichtung der Rohrenden hochspannungsseitig sowie erdseitig (Abbildung 6.2)
- Abstand der blanken Elektroden: 50 ... 85 mm
- Abstand Kapselung – Leiterrohr: 83,5mm
- Innendurchmesser Kapselung: 282 mm
- Außendurchmesser Leiterrohr: 115 mm
- Innendurchmesser Leiterrohr: 88 mm
- Wandstärke Leiterrohr 13,5 mm
- Innendurchmesser Prüfkessel: 940 mm

Bei einem Abstand der blanken Rohrelektroden von 55 mm endet die Feldlinie, die im Punkt maximaler Feldstärke an der Hochspannungselektrode beginnt, auf der Kapselung. Unter der Annahme einer Entladungsentwicklung entlang dieser Feldlinie ist ein Durchschlag zwischen Hochspannungselektrode und Kapselung wahrscheinlich. Während bei einem Abstand der blanken Rohrelektroden von 55 mm somit noch mit einem Durchschlag auf die Kapselung zu rechnen ist, endet die berechnete Feldlinie bei einem Abstand 50 mm auf der Gegenelektrode, was auf einen Durchschlag zwischen den Rohrelektroden schließen lässt. Für die durchgeführten praktischen Versuche wurde somit ein Elektrodenabstand von 50 mm gewählt.

Entlang der ermittelten Feldlinien, die im Punkt maximaler Feldstärke beginnen, wurden die Durchschlagspannungen der Anordnung nach dem Streamer-Kriterium berechnet (Abbildung 6.3). Hieraus wurde das Verbesserungspotential berechnet (Abbildung 6.4):

$$\text{Verbesserungspotential} = \frac{U_{\text{berechnet,beschichtet}} - U_{\text{berechnet,blank}}}{U_{\text{berechnet,blank}}} \quad (6.1)$$

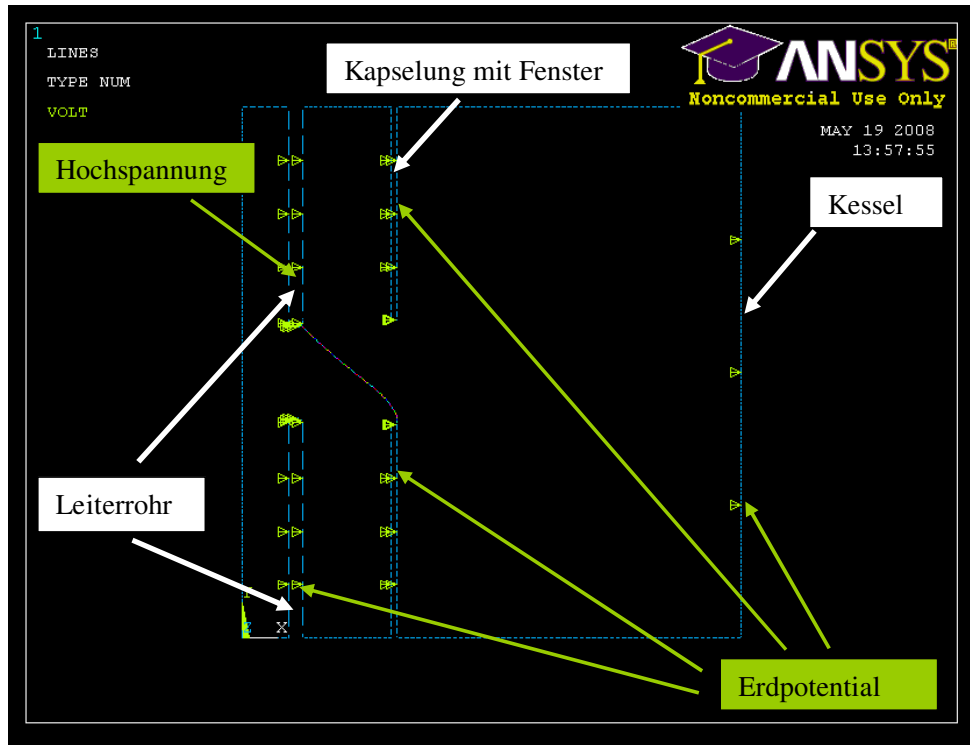


Abbildung 6.1: In ANSYS implementierte Geometrie und Randbedingungen; koaxiale Rohr-Rohr-Anordnung mit rundem Rohrabschluss, Fenster in Kapselung als umlaufend angenommen; blanke Elektrodenanordnung

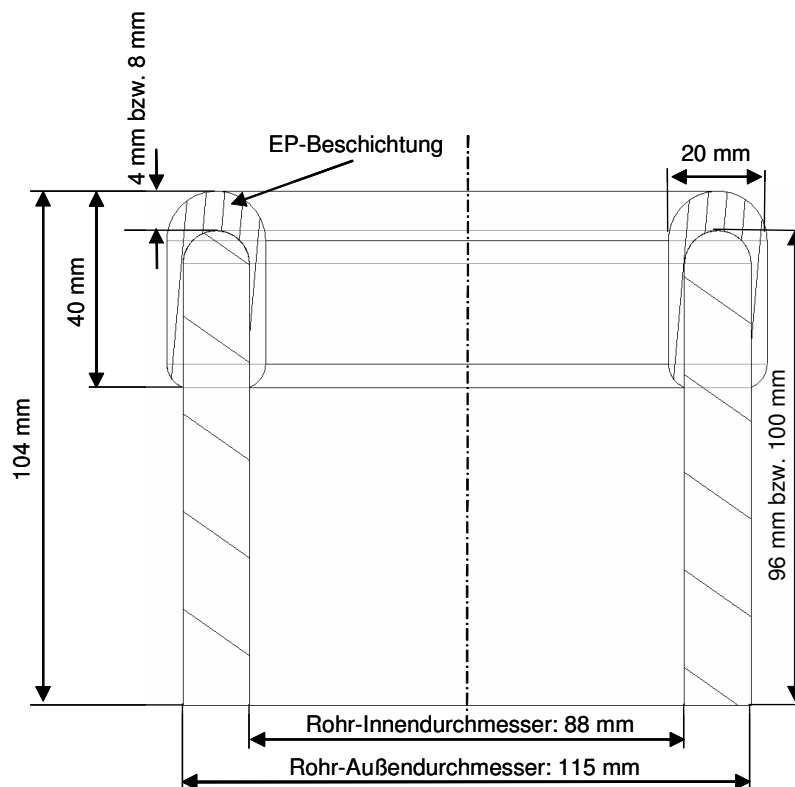


Abbildung 6.2: Skizze des beschichteten Rohrendes (Referenzanordnung) mit 4 mm bzw. 8 mm Beschichtungsdicke

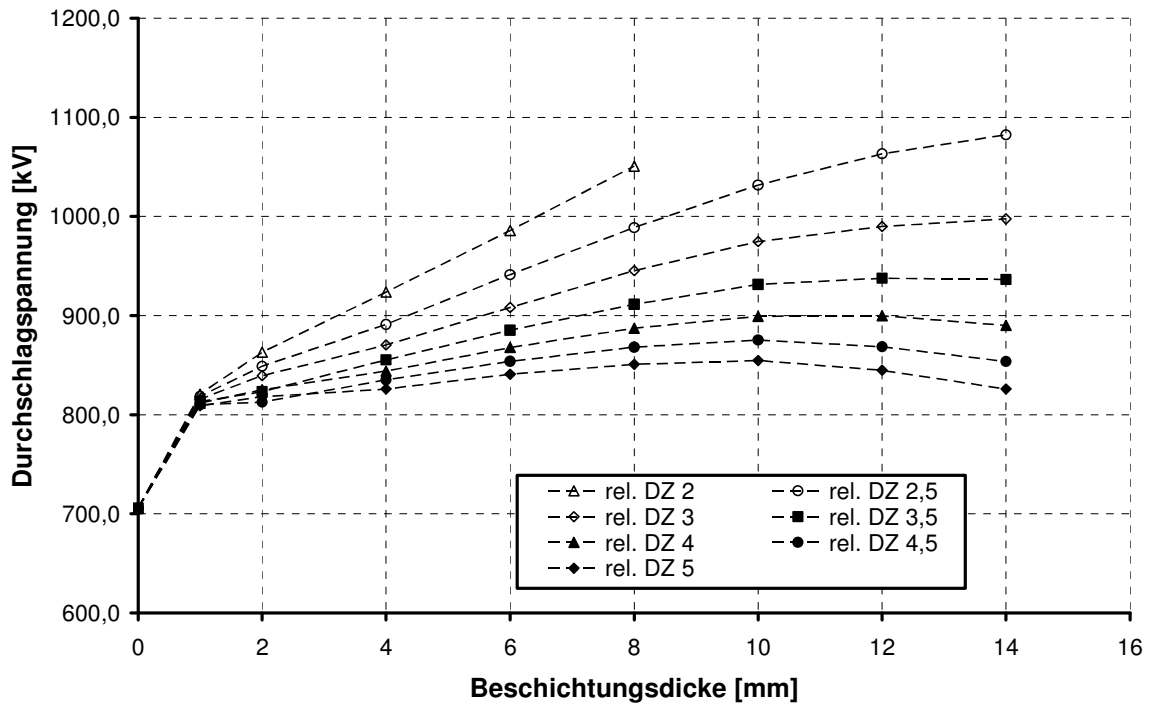


Abbildung 6.3: Durchschlagspannungen in Abhängigkeit der Beschichtungsdicke; berechnet nach Streamer-Kriterium für koaxiale Rohr-Rohr-Anordnung, abgerundet (Abstand der blanken Elektroden 50 mm) für verschiedene Dielektrizitätszahlen; SF₆; 0,4 MPa; Innendurchmesser Kapselung 282 mm; dargestellt sind nur Durchschlagwerte zwischen den Rohr-Elektroden

Bei allen Dielektrizitätszahlen ist bis zu einer Beschichtungsdicke von 14 mm eine Verbesserung der Durchschlagspannung im Vergleich zu blanken Elektroden zu erreichen. Hier ist auch bei einer Ausweitung des Simulationsbereichs auf dickere Beschichtungen nicht mit einem deutlich höheren Verbesserungspotential (Abbildung 6.4) zu rechnen, da der Punkt der optimalen Beschichtungsdicke für $\epsilon_r \geq 3$ bereits im simulierten Bereich (10 bis 12 mm Beschichtungsdicke) liegt.

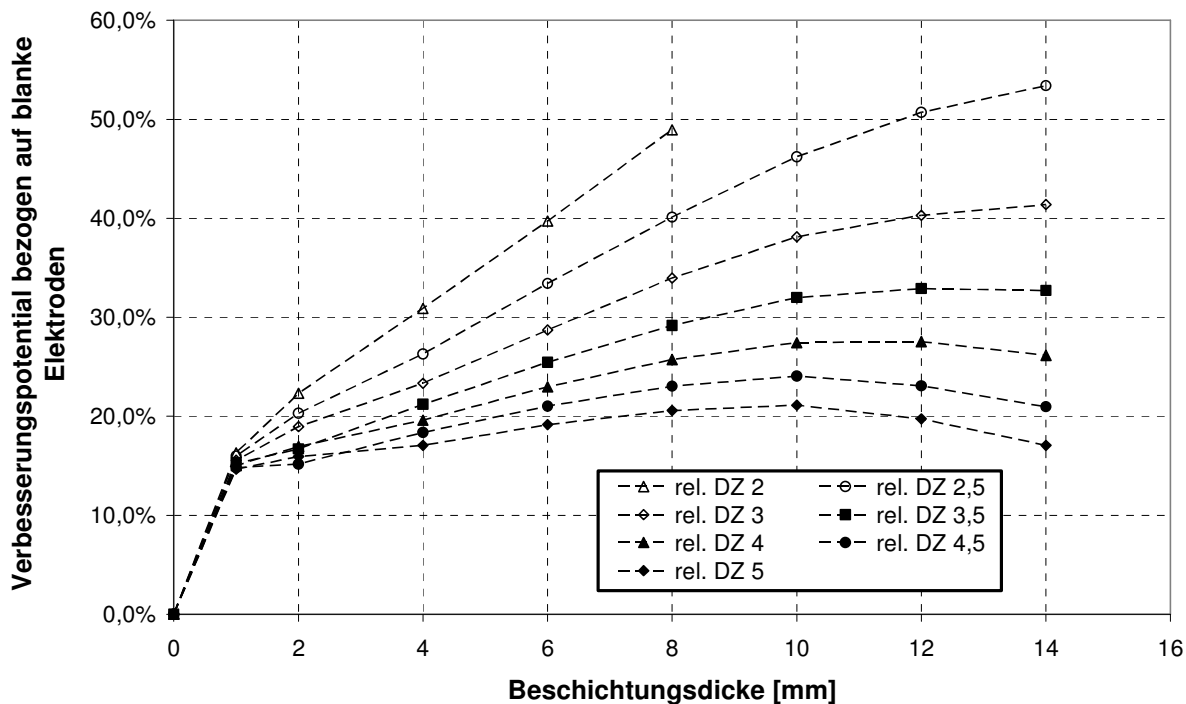


Abbildung 6.4: Verbesserungspotential in Abhängigkeit der Beschichtungsdicke; berechnet nach Streamer-Kriterium für koaxiale Rohr-Rohr-Anordnung, abgerundet (Abstand der blanken Elektroden 50 mm) für verschiedene Dielektrizitätszahlen; SF₆; 0,4 MPa; Innendurchmesser Kapselung 282 mm; dargestellt sind nur Durchschlagwerte zwischen den Rohr-Elektroden

Zur Klärung von Vereinfachungsmöglichkeiten in der Fertigung, wurden zudem Berechnungen mit flachen Rohrenden bei konstantem Elektrodenabstand von 50 mm durchgeführt (Abbildung 6.5). Das berechnete Verbesserungspotential wird dabei auf abgerundete Rohrenden (unbeschichtet), die die Referenzanordnung darstellen, bezogen. Bei einer Dielektrizitätszahl zwischen 3,5 und 4,5 kann für Beschichtungsdicken zwischen 8 mm und 16 mm eine Verbesserung ohne Durchschlag auf die Kapselung erreicht werden (Abbildung 6.6, Abbildung 6.7). Die Durchschlagspannung bei beschichteten Rohrenden ist für beide Rohrabschlüsse (abgerundet und flach) im selben Bereich.

Auch für koaxiale Rohr-Rohr-Anordnungen, die den Gegebenheiten in GIS besser entsprechen als Stab-Platte-Elektrodenanordnungen, ist somit ein Verbesserungspotential gegeben. Es ergibt sich zudem die Möglichkeit, die Fertigung von Bauteilen zu vereinfachen, ohne einen Nachteil im Durchschlagverhalten erwarten zu müssen.

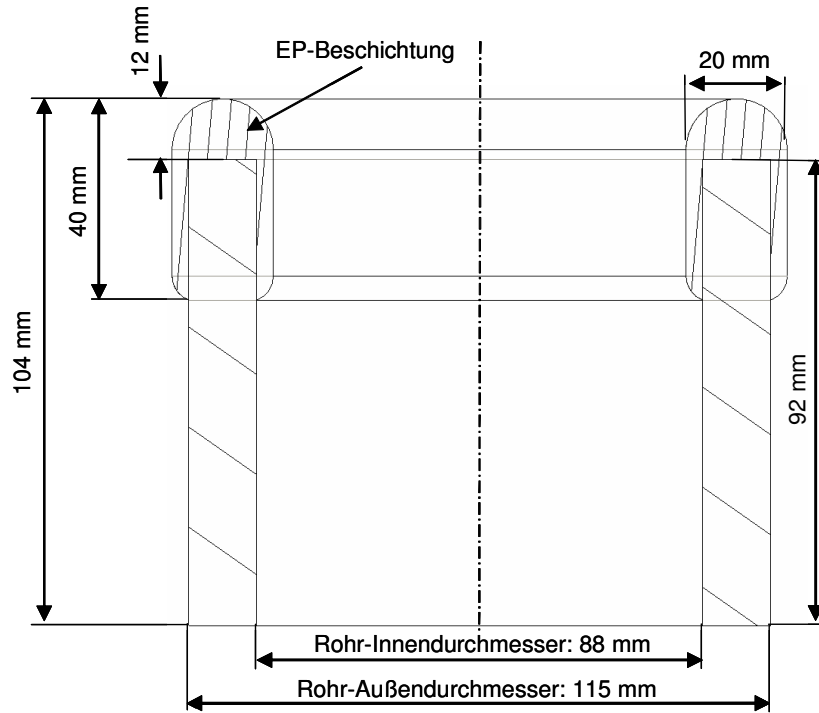


Abbildung 6.5: Skizze des beschichteten Rohrendes (flach) mit 12 mm Beschichtungsdicke; Länge nicht maßstabsgetreu

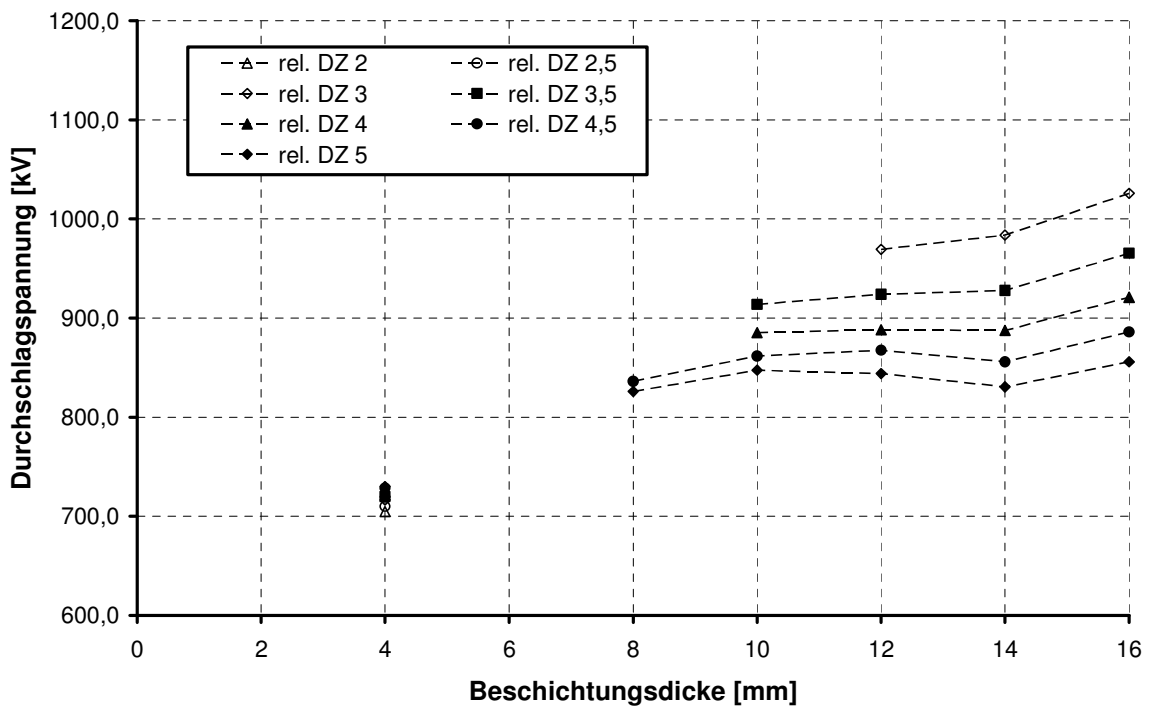


Abbildung 6.6: Durchschlagspannungen in Abhängigkeit der Beschichtungsdicke; berechnet nach Streamer-Kriterium für koaxiale Rohr-Rohr-Anordnung, flach (Abstand der blanken Elektroden 50 mm) für verschiedene Dielektrizitätszahlen; SF₆; 0,4 MPa; Innendurchmesser Kapselung 282 mm; dargestellt sind nur Durchschlagwerte zwischen den Rohr-Elektroden

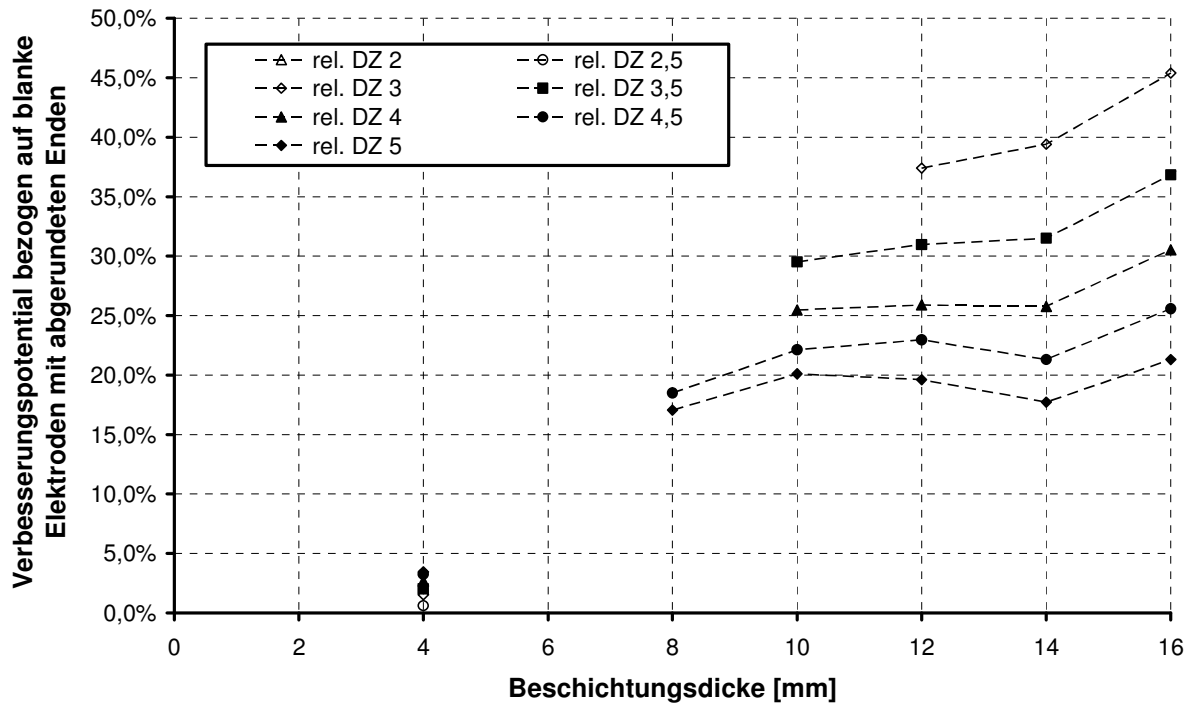


Abbildung 6.7: Verbesserungspotential in Abhängigkeit der Beschichtungsdicke; berechnet nach Streamer-Kriterium für koaxiale Rohr-Rohr-Anordnung, flach (Abstand der blanken Elektroden 50 mm) für verschiedene Dielektrizitätszahlen; SF₆; 0,4 MPa; Innendurchmesser Kapselung 282 mm; dargestellt sind nur Durchschlagwerte zwischen den Rohr-Elektroden

7. Geführte Gleitentladungen

Die Geschwindigkeit des Entladungsaufbaus einer Gleitentladung bei Belastung mit Blitzstoßspannung, wie sie auch auf der Beschichtungsfläche der untersuchten Elektroden auftritt, wurde anhand geführter Gleitentladungen ermittelt. Der Versuchsaufbau sowie die Versuchsdurchführung wurden bereits in Kapitel 4.6 beschrieben.

Als Überschlagspannung wird die höchste gemessene Spannung vor dem Überschlagzeitpunkt bezeichnet.

7.1. Einflussfaktoren auf die Messergebnisse

Um die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zu gewährleisten, sind im Wesentlichen zwei signifikante Einflussfaktoren zu berücksichtigen. Sowohl der Einfluss von Oberflächenladungen nach Gleitentladungen auf dem Prüfling, als auch eine Schädigung der Prüflingsoberfläche durch einen Gleitüberschlag, können einen Einfluss auf die nachfolgenden Messergebnisse haben [Ten-97].

7.1.1. Einfluss von Oberflächenladungen

Der Einfluss von Oberflächenladungen auf die Entladungsentwicklung bei mehreren Belastungen eines Prüflings mit Blitzstoßspannung soll anhand eines mehrfach belasteten PE-Prüflings der Dicke 2 mm aufgezeigt werden. Entwickelt sich die Gleitentladung bei der ersten Beanspruchung (Abbildung 7.1) noch geführt in Richtung der Erdelektrode, so ist bei einer zweiten Beanspruchung (Abbildung 7.2) bei gleichem Scheitelwert der Blitzstoßspannung nur noch ein Leuchten um die Hochspannungselektrode zu erkennen. Erst bei signifikantem Erhöhen der Spannung (Abbildung 7.3) bildet sich erneut eine ausgeprägte Gleitentladung aus, die sich aufgrund der auf der Platte verbliebenen Oberflächenladungen entgegengesetzt zur Gleitentladung bei der ersten Beanspruchung ausbreitet. Nach einer weiteren Spannungserhöhung (Abbildung 7.4) entwickelt sich die Gleitentladung unter Umgehung der nach den ersten Belastungen verbliebenen Oberflächenladungen zunächst senkrecht zu den bisherigen Entladungen und anschließend in Richtung der Erdelektrode.

Aufgrund der langen Verweildauer von Oberflächenladungen auf der Prüflingsoberfläche wird nach einem Auftreten von Gleitentladungen ohne Überschlag das nächste Messergebnis nicht zur Auswertung herangezogen.

Tritt ein Überschlag auf, wird davon ausgegangen, dass die Oberflächenladungen im Kanal abfließen (vgl. auch Kapitel 5.8.6) und der bei der nächsten Beanspruchung ermittelte Messwert gültig ist.

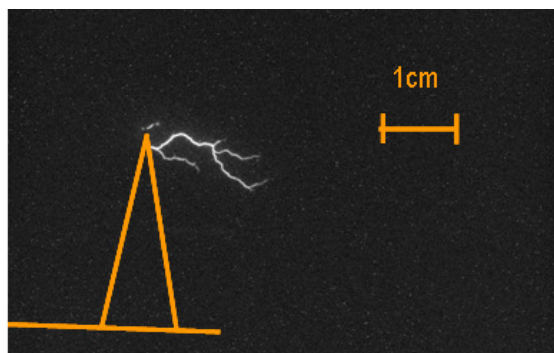


Abbildung 7.1: Gleitentladung in SF₆; 0,4 MPa; $d = 2$ mm; $U_{\max} = 31,3$ kV;
1. Beanspruchung

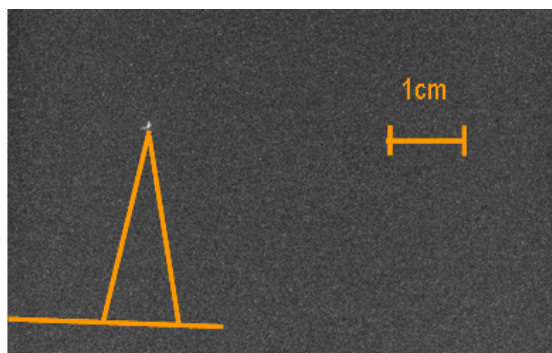


Abbildung 7.2: Gleitentladung in SF₆; 0,4 MPa; $d = 2$ mm; $U_{\max} = 31,5$ kV;
2. Beanspruchung

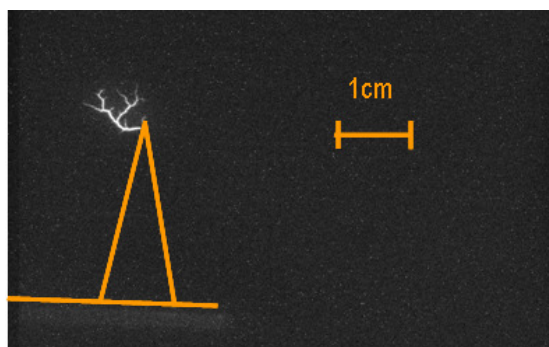


Abbildung 7.3: Gleitentladung in SF₆; 0,4 MPa; $d = 2$ mm; $U_{\max} = 47,6$ kV;
3. Beanspruchung

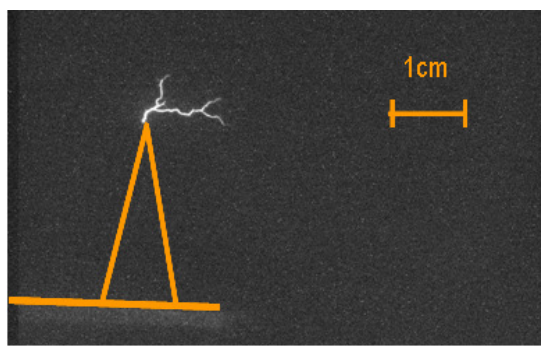


Abbildung 7.4: Gleitentladung in SF₆; 0,4 MPa; $d = 2$ mm; $U_{\max} = 55,4$ kV;
4. Beanspruchung

7.1.2. Beschädigung der Prüflingsoberfläche

Eine Beschädigung der PE-Prüflingsoberfläche durch einen Gleitüberschlag zeigt sich besonders ausgeprägt bei Gleitentladungen in SF₆. Eine Gleitentladung breitet sich bei einer Erstbelastung mit positiver Blitzstoßspannung mit einzelnen Verästelungen in Richtung Erdelektrode aus (Abbildung 7.5). Nach einem ersten Gleitüberschlag (Abbildung 7.6) sind die folgenden Gleitentladungen bzw. Überschläge zum Teil optisch stark verändert (Abbildung 7.7, Abbildung 7.8). Der Grund für die optische Veränderung bei Gleitentladungen und Gleitüberschlägen liegt in der Bildung einer leitfähigen Spur auf der Prüflingsoberfläche aufgrund des ersten Gleitüberschlages (Abbildung 7.9). Dadurch können sich lediglich zwischen den leitfähigen Stellen auf der Oberfläche Teillichtbögen ausbilden

und ergeben ein signifikant verändertes Gleitentladungsbild (Abbildung 7.7) sowie eine Verringerung der Überschlagspannung. Die Möglichkeit der Schädigung der Prüflingsoberfläche durch Überschläge deckt sich mit Ergebnissen aus [Ver-87] oder [Woo-80].

Eine Steigerung der Versuchsanzahl pro Prüfling in SF_6 beeinflusst neben der Einsatzspannung auch den weiteren Entladungsverlauf. Demgegenüber kann in Luft kein Einfluss durch vorangegangene Überschläge nachgewiesen werden. Wegen des Einflusses der Oberflächenbeschädigung kann bei Gleitüberschlägen in SF_6 nur die Erstbelastung für die Versuchsauswertung verwendet werden. Bei Überschlagsversuchen in Luft ist es möglich, mehrere Messergebnisse mit einem Prüfling zu erzielen.

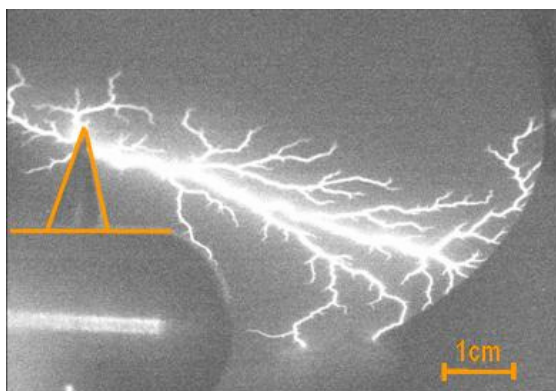


Abbildung 7.5: Gleitentladung vor
1. Gleitüberschlag in SF_6 ; 0,4 MPa;
 $d = 2 \text{ mm}$; $U_{\text{max}} = 65 \text{ kV}$

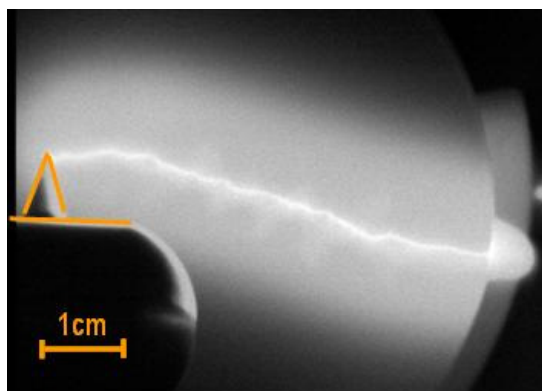


Abbildung 7.6: 1. Gleitüberschlag in SF_6 ;
0,4 MPa; $d = 2 \text{ mm}$; $U_{\text{ü}} = 66,8 \text{ kV}$

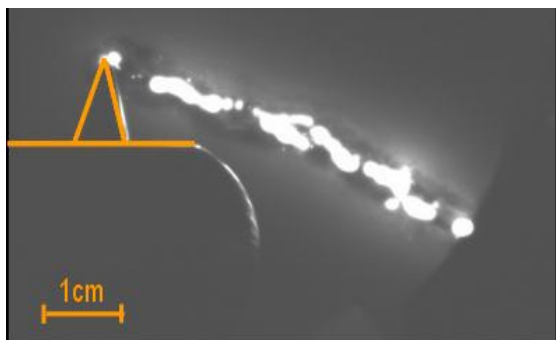


Abbildung 7.7: Gleitentladung nach
1. Gleitüberschlag in SF_6 ; 0,4 MPa;
 $d = 2 \text{ mm}$; $U_{\text{max}} = 63 \text{ kV}$

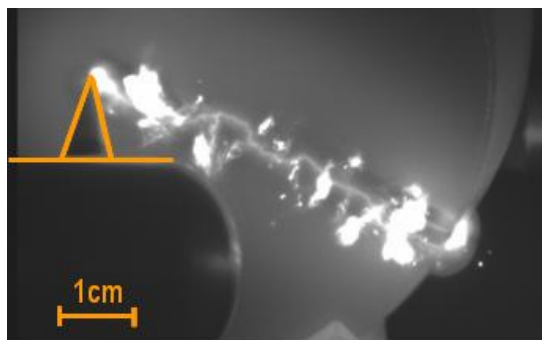


Abbildung 7.8: 2. Gleitüberschlag in SF_6 ;
0,4 MPa; $d = 2 \text{ mm}$; $U_{\text{ü}} = 62,7 \text{ kV}$

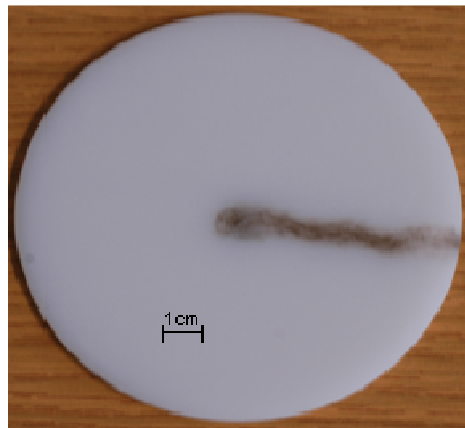


Abbildung 7.9: Beschädigung der Prüflingsoberfläche (PE) durch einen Gleitüberschlag in SF₆

7.2. Gleitentladungen in Luft

Die Untersuchung von Gleitentladungen und Gleitüberschlägen in Luft wurde mit 2, 4 und 6 mm Plattendicke bei Umgebungsdruck (0,1 MPa) durchgeführt. Als Werkstoff für die Isolierstoffplatten wurde PE verwendet. Der Überschlagweg wurde auf 55 mm festgelegt. Für Impulsspannungen (Spannungssprung) kann der Scheitelwert der Überschlagsspannung für eine Schlagweite von $d = 55$ mm nach Gleichung (2.24) abgeschätzt werden (Tabelle 7.1) [Toe-21] [Kah-88].

Die Blitzstoßspannung wurde so gewählt, dass ein Überschlag im Scheitel der Spannung und nicht bereits in der Stirn stattfindet. Um einen Überschlag bereits bei der ersten Spannungsbelastung zu gewährleisten und so eventuelle Einflüsse von vorhergehenden Entladungen auf den Entladungsverlauf auszuschließen, wurden die Prüflinge mit Spannungen belastet, die ca. 20% über den in Tabelle 7.1 angegebenen Spannungen lagen. Rückendurchschläge konnten auch bei kleineren Spannungen nicht beobachtet werden, was mit Ergebnissen aus [Mou-04] übereinstimmt.

Tabelle 7.1: Nach Gleichung (2.24) abgeschätzte Überschlagsspannung für $d = 55$ mm und PE-Prüflinge ($\epsilon_r = 2,5$)

	Plattendicke		
	2 mm	4 mm	6 mm
\hat{u} für positive Impulsspannung [kV]	34	44	52
\hat{u} für negative Impulsspannung [kV]	35	46	54

Beim Beginn der Blitzstoßspannung wird nahezu ohne Verzögerung ein Strom erfasst (Abbildung 7.10). Noch in der ersten Spitze des Stromsignals tritt ebenfalls ein Signal der Photomultiplier Tube (PMT) auf. Im Durchschlagsmoment ist der gemessene Strom größer als der gewählte Darstellungsbereich des Oszilloskops.

Bei allen Gleitentladungs- und Gleitüberschlagsmessungen in Luft folgt das Signal der PMT dem Stromsignal. Lediglich bei der ersten Stromspitze tritt das PMT-Signal nicht so ausgeprägt auf und entspricht einem Leuchten um die Hochspannungsnadelelektrode. Sowohl im Strom- als auch im PMT-Signal sind bei den Messungen in Luft bei Umgebungsdruck diskrete Spitzen erkennbar, die als Indiz auf ein schrittweises Vorwachsen des Gleitüberschlags gewertet werden können.

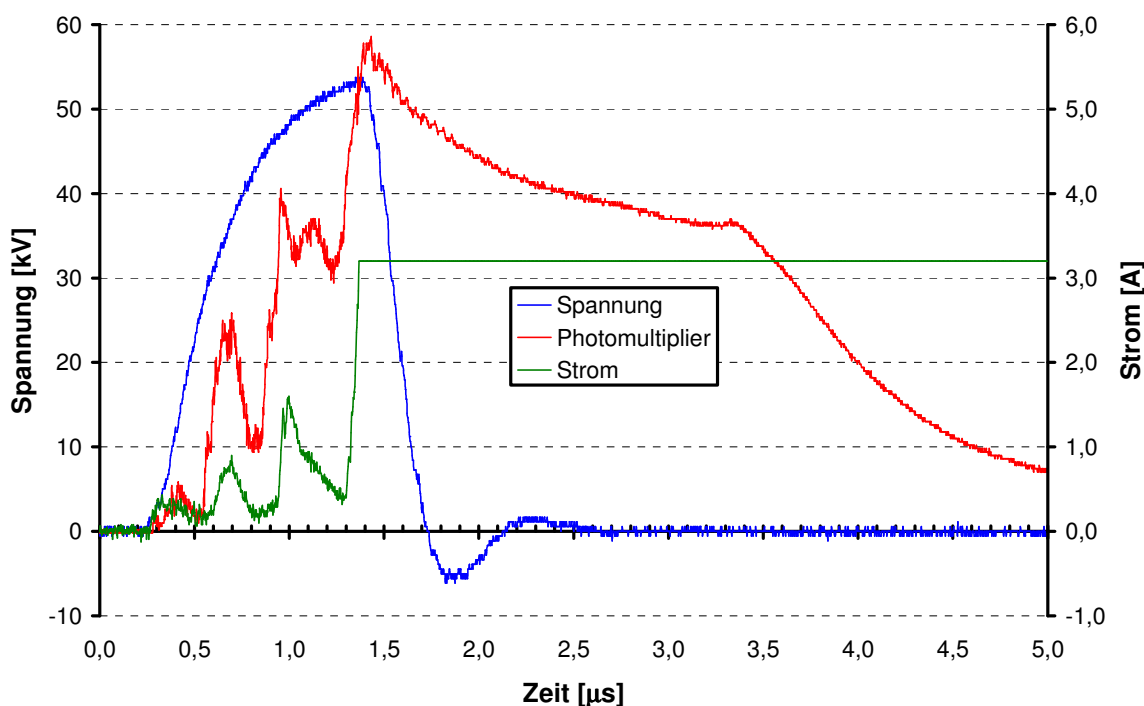


Abbildung 7.10: Gleitüberschlag; $d = 4$ mm; pos. Blitzstoßspannung (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; Luft; Druck 0,1 MPa)

Dieses schrittweise Wachsen der Gleitentladung ist auch in den optischen Aufnahmen erkennbar (Abbildung 7.11). Unter Berücksichtigung der Messsignale der Stromsonde und der PMT könnte angenommen werden, dass die optisch erkennbaren Schritte den diskreten Spitzen in den Messsignalen zugeordnet werden können (Abbildung 7.12). Der erste Messimpuls der PMT entspricht dabei einem Leuchten in einem Bereich von einem Millimeter um die Spitzenelektrode. Die weiteren ausgeprägten Stromspitzen könnten somit den drei optisch erkennbaren Schritten zugeordnet werden (Abbildung 7.11). Die Führung der Entladung bei Belastung mit positiver Spannung ist nicht ausgeprägt, was auch in der Literatur [Kum-01] für Luft und Stickstoff erwähnt wird.

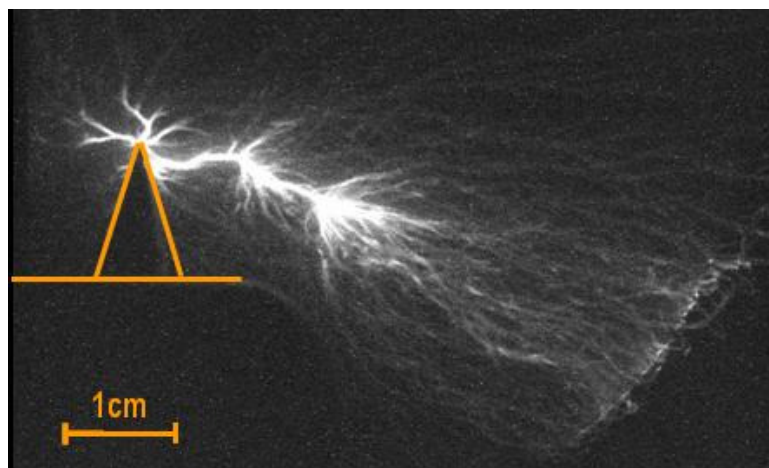


Abbildung 7.11: Optische Aufnahme einer Gleitentladung $d = 6$ mm; pos. Blitzstoßspannung (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; Luft; Druck 0,1 MPa; LI)

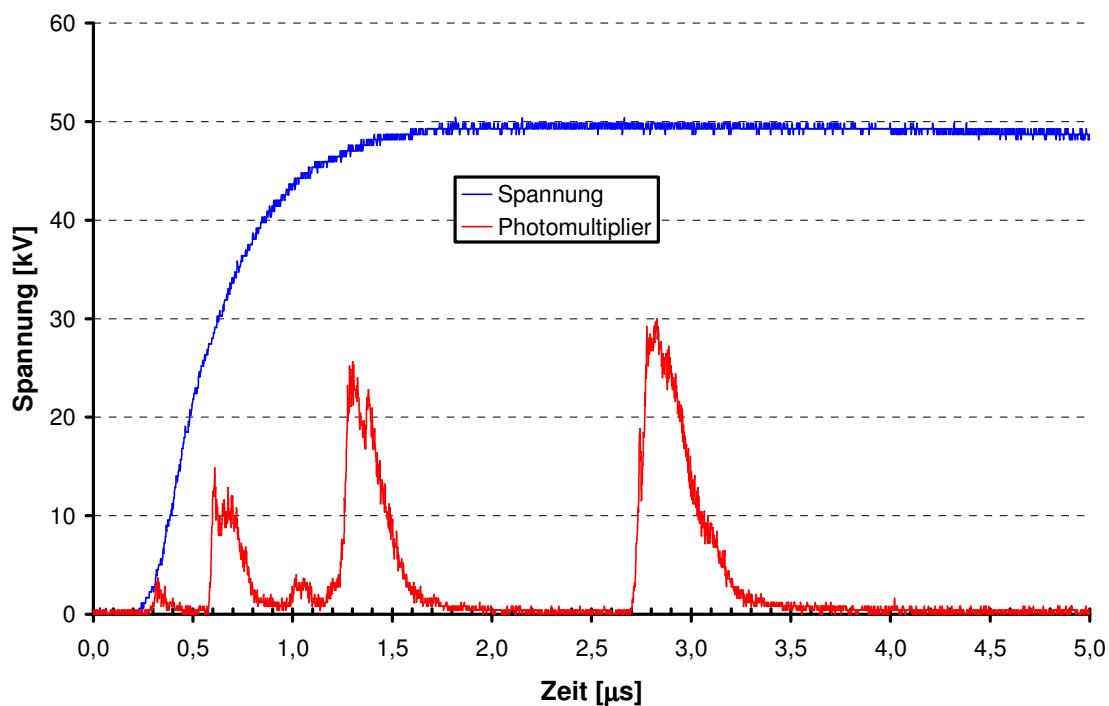


Abbildung 7.12: Messsignale einer Gleitentladung $d = 6$ mm; pos. Blitzstoßspannung (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; Luft; Druck 0,1 MPa; LI)

Im Vergleich zu den optischen Aufnahmen für positive Blitzstoßspannungsbeanspruchung zeigen die Gleitentladungen bei negativer Belastung eine deutlich geringere Auffächerung (Abbildung 7.13). Die Führung der Entladung ist stärker ausgeprägt. Ein einheitlicher Einfluss der Polarität der Blitzstoßspannung auf den Entladungsverlauf ist aus der Strom- und PMT-Messung nicht ersichtlich (Abbildung 7.10, Abbildung 7.14).

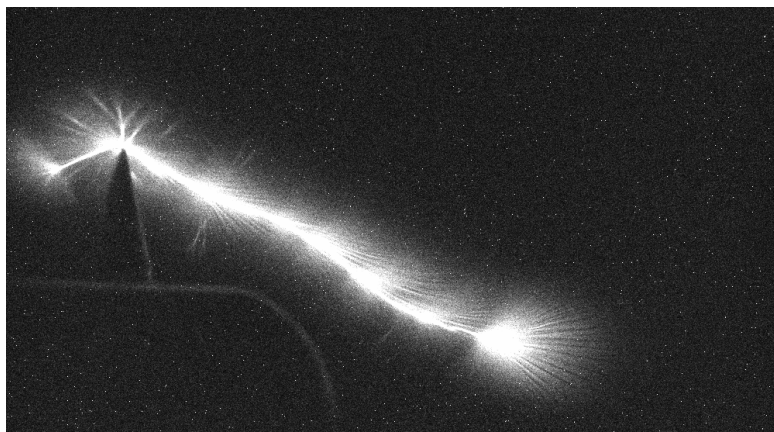


Abbildung 7.13: Optische Aufnahme eines Gleitüberschlags $d = 2$ mm; neg. Blitzstoßspannung (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; Luft; Druck 0,1 MPa; LI)

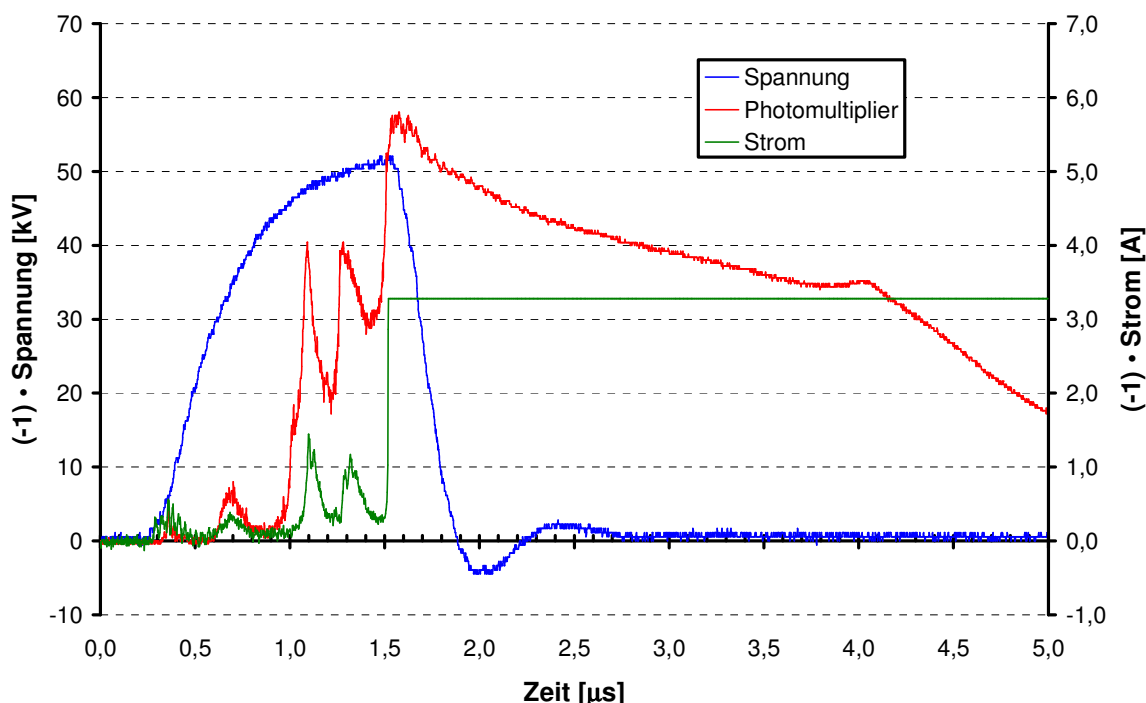


Abbildung 7.14: Messsignale eines Gleitüberschlags $d = 4$ mm; neg. Blitzstoßspannung (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; Luft; Druck 0,1 MPa; LI)

Für die Bestimmung der Überschlaggeschwindigkeit $v_{\ddot{u}}$ ist zunächst der Einfluss der Steilheit der Blitzstoßspannung von Bedeutung. Hierfür wird die mittlere Spannungsteilheit aus den Messergebnissen wie folgt berechnet (Abbildung 7.15):

$$\frac{dU}{dt} = \frac{U_{\ddot{u}}}{T_F} \tag{7.1}$$

$U_{\ddot{u}}$... Maximalwert der Spannung bei der der Gleitüberschlag erfolgt

T_F ... Zeit vom Beginn der Blitzstoßspannung bis zum Überschlag

Die Überschlaggeschwindigkeit berechnet sich dabei zu:

$$v_{\ddot{u}} = \frac{l}{T_{\ddot{u}}} \quad (7.2)$$

l ... Länge des Überschlagwegs (55 mm)
 $T_{\ddot{u}}$... Zeit vom ersten Auftreten eines Photomultiplier-Impulses bis zum Überschlag

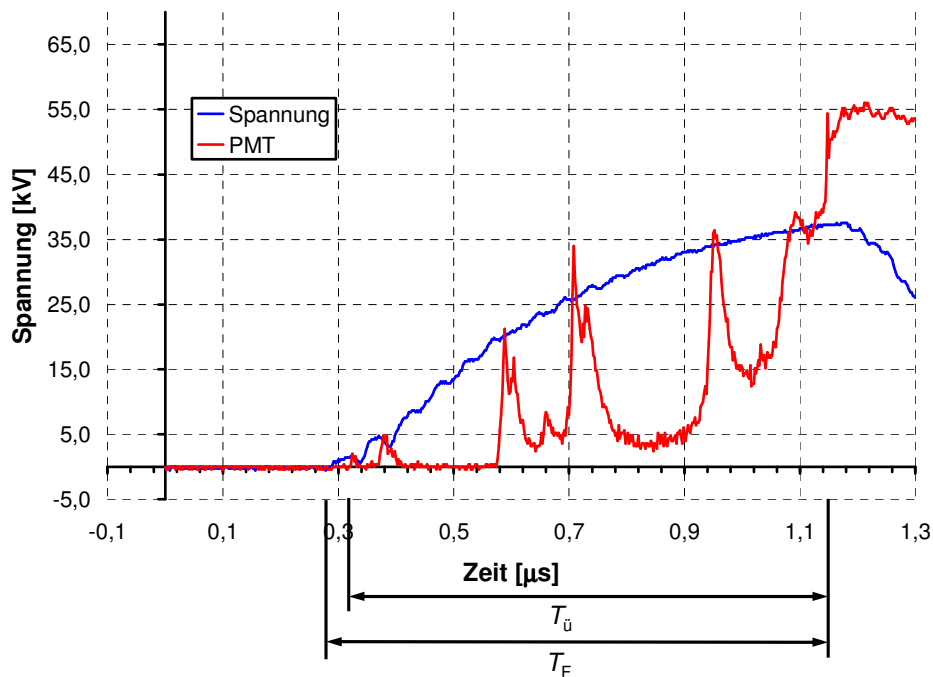


Abbildung 7.15: Definition von Zeiten am Beispiel eines Prüflings mit 2 mm Plattendicke (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; Luft; Druck 0,1 MPa; LI); PMT: Photomultiplier

Erfolgt der Gleitüberschlag in der Stirnzeit der Blitzstoßspannung wird ein Korrekturfaktor δ in die Spannungsteilheit eingerechnet, da unter Annahme einer Keilspannung die reale Überschlagspannung aufgrund der Antwortzeit des kapazitiven Messteilers vom gemessenen Wert abweicht [Sch-69b]. Es ergibt sich die tatsächliche Überschlagsspannung zu $U_{\ddot{u},\text{real}} = U_{\ddot{u}} + \delta$.

Der Korrekturfaktor errechnet sich dabei nach folgendem Zusammenhang [Sch-69b]:

$$\delta = \frac{T_R}{T_F} \cdot U_{\ddot{u}} \quad (7.3)$$

T_R ... Antwortzeit des kapazitiven Teilers
 T_F ... Zeit vom Beginn der Blitzstoßspannung bis zum Überschlag

Die Auswertung der Messergebnisse zeigt einen signifikanten Einfluss der mittleren Spannungsteilheit dU/dt auf die Überschlaggeschwindigkeit (Abbildung 7.16). Mit

zunehmender Spannungssteilheit nimmt die Überschlaggeschwindigkeit zu. Des weiteren nimmt die Überschlaggeschwindigkeit bei beiden Polaritäten mit zunehmender Dicke des Prüflings ab. Beide Einflüsse sind mit den Vorwachsbedingungen für die Gleitentladung zu begründen. Sowohl eine höhere Spannungssteilheit als eine geringere Plattendicke führen nach Gleichung (2.9) zu erhöhten Strömen und damit zu besseren Vorwachsbedingungen.

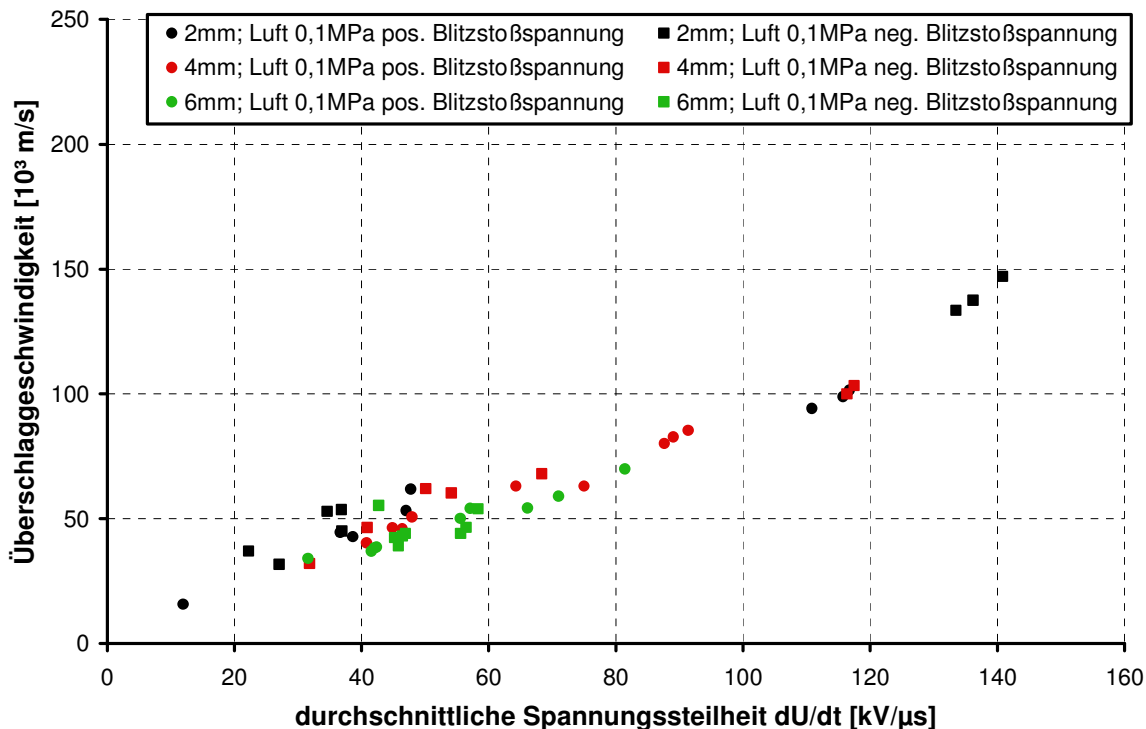


Abbildung 7.16: Einfluss der mittleren Spannungssteilheit dU/dt auf die Überschlaggeschwindigkeit $v_{\ddot{u}}$ (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; Luft; Druck 0,1 MPa; LI)

Im Rücken der Blitzstoßspannung konnte bei allen Messungen in Luft kein weiteres Vorwachsen der Gleitentladung festgestellt werden. Ein Gleitüberschlag muss demnach spätestens im Scheitel der Blitzstoßspannung stattfinden.

7.3. Gleitentladungen in SF₆

Die Messungen der Gleitentladungen und Gleitüberschläge in SF₆ wurden mit 2, 4 und 6 mm Plattendicke bei einem Druck von 0,4 MPa durchgeführt. Als Werkstoff für die Isolierstoffplatten wurde PE verwendet. Um den Einfluss des Gasdruckes zu untersuchen, wurden neben den Messungen bei 0,4 MPa zusätzlich Messungen mit 2 mm dicken Prüflingsplatten bei einem SF₆-Druck von 0,1 MPa und positiver Blitzstoßspannungsbelastung durchgeführt.

Die Überschlagstrecke beträgt 55 mm. Die Blitzstoßspannung wird so gewählt, dass ein Überschlag im Scheitel der Spannung und nicht bereits in der Stirn stattfindet. Zu Beginn der Blitzstoßspannung wird vom Strommessgerät analog zu den Versuchen in Luft auch in SF₆ ohne Verzögerung ein Messsignal detektiert (Abbildung 7.17). Erst bei der zweiten Spitze des Stromsignals tritt ein Signal der PMT auf.

Bei allen Gleitentladungs- und Gleitüberschlagsmessungen in SF₆ stimmen das Signal der PMT und das Stromsignal mit Ausnahme der ersten Stromspitze im Verlauf gut überein. Sowohl im Strom- als auch im PMT-Signal sind bei den Messungen in SF₆ in der Regel weniger ausgeprägte Signalspitzen in kürzeren Zeitabständen zu erkennen als bei den Versuchen in Luft. Unter der Annahme, dass diese Spitzen einzelne Leaderschritte repräsentieren, würde dies ein Vorwachsen der Entladung in kürzeren, schnell aufeinander folgenden Stufen bedeuten.

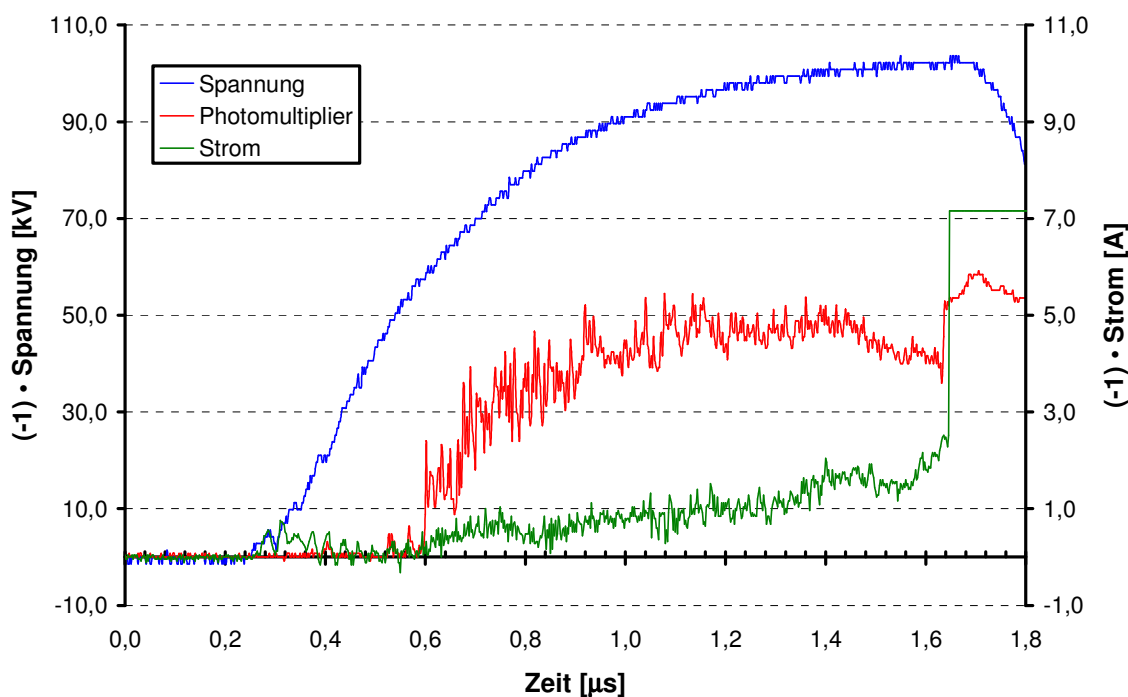


Abbildung 7.17: Gleitüberschlag; $d = 4$ mm; neg. Blitzstoßspannung (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; SF₆; Druck 0,4 MPa)

Eine Änderung des Gasdruckes von 0,4 auf 0,1 MPa hat auf den Verlauf der Gleitentladung keinen signifikanten Einfluss. Eine Änderung der Anzahl und der Steilheit der gemessenen Stromspitzen war bei den Auswertungen nicht nachweisbar.

Die Auswertung der Messergebnisse zeigt auch in SF₆ einen signifikanten Einfluss der mittleren Spannungsteilheit dU/dt auf die Überschlaggeschwindigkeit (Abbildung 7.18). Mit zunehmender Spannungsteilheit nimmt die Überschlaggeschwindigkeit zu. Des weiteren

nimmt die Überschlaggeschwindigkeit bei positiver Polarität mit zunehmender Dicke des Prüflings ab. Bei negativer Polarität kann kein Einfluss der Plattendicke auf die Überschlaggeschwindigkeit nachgewiesen werden.

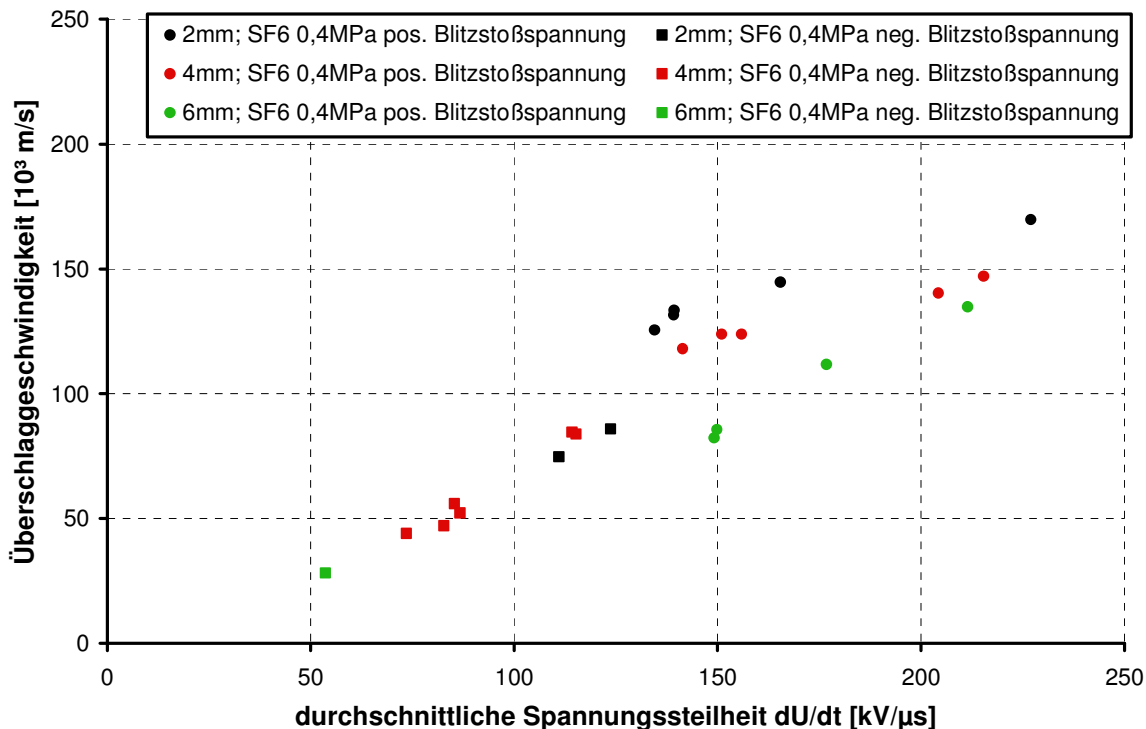


Abbildung 7.18: Einfluss der durchschnittlichen Spannungssteilheit dU/dt auf die Überschlaggeschwindigkeit v_u (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; SF₆; Druck 0,4 MPa; LI)

Im Rücken der Stoßspannung konnte bei allen Messungen in SF₆ kein weiteres Vorwachsen der Gleitentladung festgestellt werden. Ein Gleitüberschlag muss demnach spätestens im Scheitel der Blitzstoßspannung stattfinden.

Sowohl in SF₆ als auch in Luft ist somit eine klare Abhängigkeit der Überschlaggeschwindigkeit von der Spannungssteilheit nachweisbar. Unter der Annahme, dass ein Durchschlag im Gasraum bei der Verwendung hybrider Isoliersysteme innerhalb weniger Nanosekunden stattfindet, ergibt sich eine sehr hohe Vorwachsengeschwindigkeit der Gleitentladung. Trotz dieser hohen Vorwachsengeschwindigkeit kann es allerdings, wie in Kapitel 5 beschrieben, bei der Verwendung hybrider Isoliersysteme zum Durchschlag der Beschichtung kommen. Die Annahme, dass die Durchschlagfestigkeit des Isolierstoffs aufgrund einer höheren Vorwachsengeschwindigkeit der Gleitentladung im Vergleich zum Feststoffdurchschlag kurzzeitig und örtlich begrenzt überschritten werden darf, ist somit trotz der sehr hohen Vorwachsengeschwindigkeiten der Gleitentladung für die gegebene Anordnung nicht zulässig.

7.4. Simulation geführter Gleitentladungen

Die Anordnung für die Überschlagberechnung besteht aus einer Spitzenelektrode, die auf einer runden Isolierstoffscheibe aufgesetzt wird. In ANSYS wurde eine 2D-Berechnung als vereinfachter Ansatz gewählt (Abbildung 7.19). Da spitze Winkel in ANSYS zu Problemen bei der Vermaschung führen können, wurde die Spitzenelektrode in der Simulation in die Isolierstoffscheibe eingedrückt (Abbildung 7.20). Durch dieses geringfügige Einsinken der Elektrode wird der Winkel zwischen abgerundeter Spitze und Platte größer, was das Vermaschen in ANSYS ermöglicht.

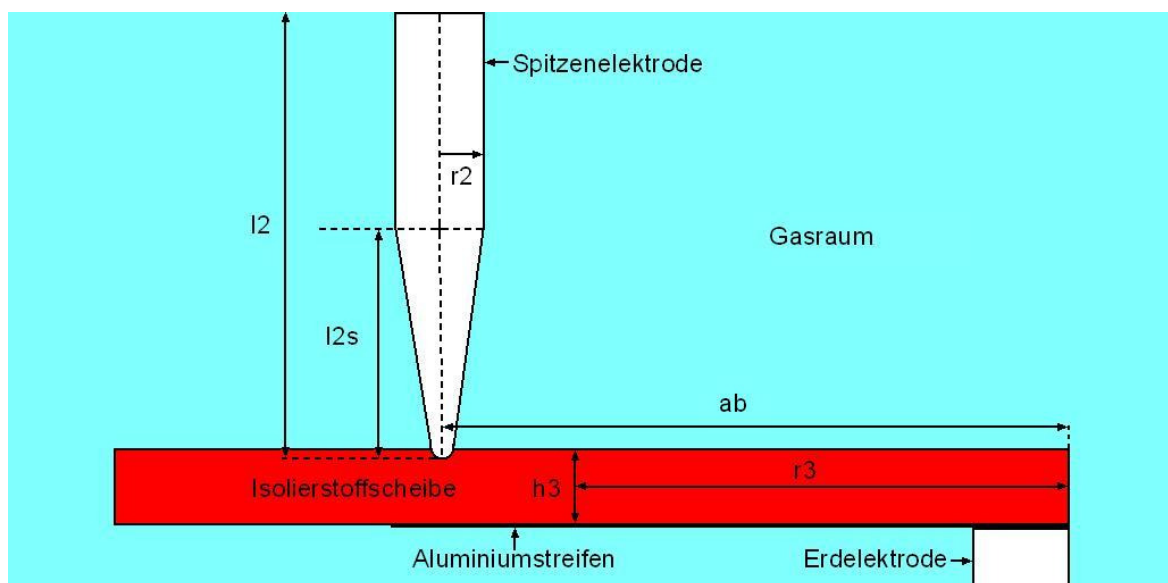


Abbildung 7.19: Elektrodenanordnung bei Überschlagberechnung

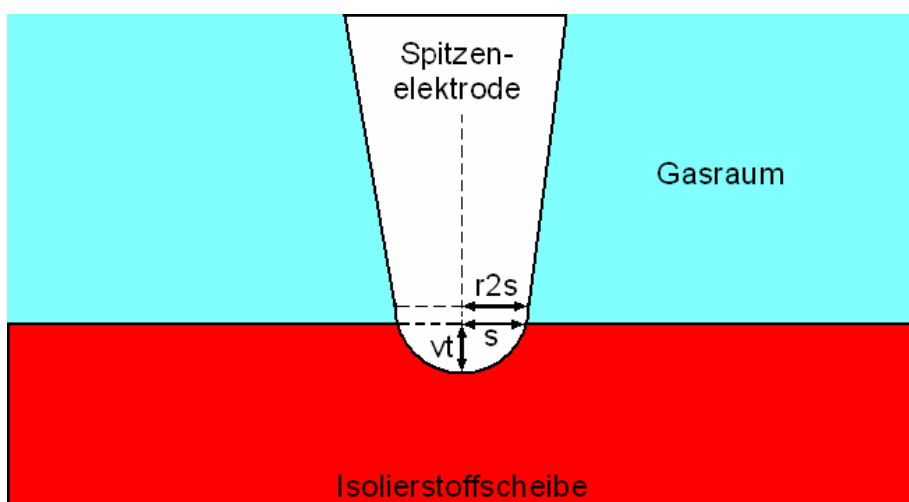


Abbildung 7.20: Versenkungstiefe der Spitzenelektrode

Die Überschlagsimulation wurde für Isolierstoffplatten aus Polyethylen durchgeführt. Dem Streamergebiet wird ein Radius D_S (Abbildung 7.21), der sich aus der in der vorausgehenden Feldrechnung ermittelten Feldstärke entlang des Entladungspfads ergibt, zugewiesen. Der Streamer wird mit diesem Radius und einer Höhe, die dem Radius des Leaderkanals entspricht, in die Geometrie eingefügt. Die Annahme einer Höhe wurde getroffen, da die tatsächliche Form des Streamergebiets nicht bekannt ist. Es ist anzunehmen, dass sie von der idealisierten Kugelform abweicht, da die Unterseite der Isolierstoffscheibe auf Erdpotential liegt und sich der Streamer somit tendenziell flach auf der Isolierstoffoberfläche ausbilden sollte. Des weiteren wird zur Berechnung der Streamer-Ladung angenommen, dass sich das Streamergebiet gegenüber der Erdkontaktierung wie ein Plattenkondensator verhält. Die Feldstärke direkt vor dem Streamergebiet im Entladungspfad (Punkt 1) wird über dem Plattenkondensator als konstant angenommen (Abbildung 7.21). Zur Berechnung des Streamer-Leader-Übergangs wird analog zum Gasdurchschlag (vgl. Kapitel 5.10) nach Kapitel 2.1.2.4 der Verschiebungsstrom $i_V(t)$ berechnet, aus dem sich im Anschluss der Ionisationsstrom $i_R(t)$ und somit der Energieeintrag in das Streamergebiet ergibt.

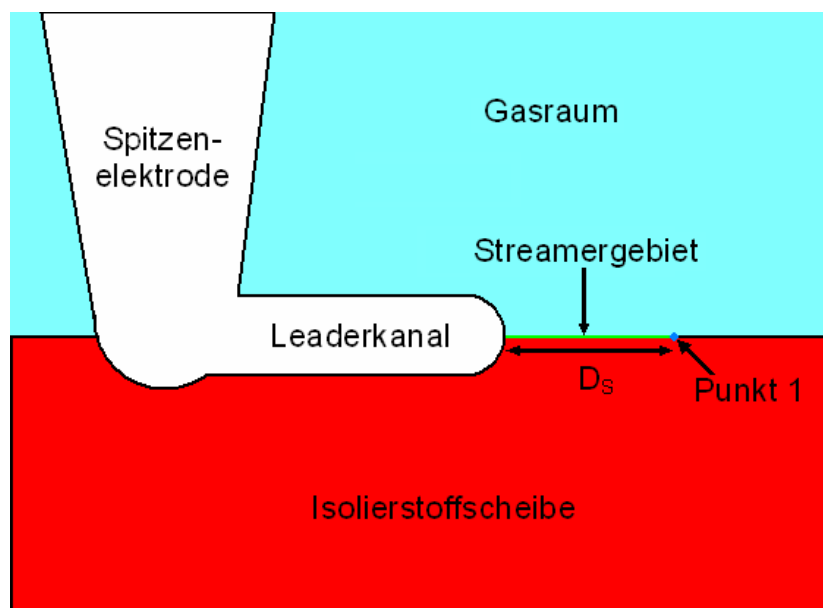


Abbildung 7.21: Schema zur Berechnung der Streamerausdehnung und der Streamer-Ladung

Für die Simulationen bei 0,4 MPa wurden nach [Buc-95] folgende Parameter verwendet:

- Spezifischer elektrischer Widerstand des Streamergebiets: $\rho_0 = 5 \text{ } \Omega\text{m}$
- Radius des zu dissoziierenden Streamerkanals $r_{SL} = 12 \text{ } \mu\text{m}$
- Mittlerer Radius des Leaderkanals $r_L = 63 \text{ } \mu\text{m}$

Dieser Wert ergibt sich aus einem mittleren Radius von $125 \text{ } \mu\text{m}$ bei $0,1 \text{ MPa}$ und der angegebenen Abhängigkeit des Radius von der Wurzel des Isoliergasdrucks:

$$r_L = 125 \text{ } \mu\text{m} \cdot \sqrt{\frac{0,1 \text{ MPa}}{0,4 \text{ MPa}}}$$

- Dichte SF₆: $\rho = 23,97 \text{ kg m}^{-3}$
- Parameter zur Berechnung der mittleren Feldstärke im Leader in Abhängigkeit der Zeit seit Entstehung des Leadersegments nach $\bar{E}_L(t) = a \cdot \frac{\ln(1+b \cdot p \cdot t)}{t}$:
 $a = 0,300 \text{ Vs m}^{-1}$; $b = 70 \text{ Pa}^{-1} \text{ s}^{-1}$

Da Einflüsse von Oberflächen auf die Berechnung von Streamer-Leader-Übergängen bisher nur unzureichend in der Literatur beschrieben wurden, wurden sie in dem Simulationsprogramm in einem ersten Ansatz nur mit der Einführung eines Oberflächenfaktors γ berücksichtigt. Mit diesem Faktor werden die elektrische Feldstärke zur Berechnung des Streamereinsatzes sowie die Potentiale zur Bestimmung der Streamer-Ausdehnung multipliziert. Somit gilt:

Streamereinsatz:

$$\gamma \cdot E \geq \left(\frac{E}{p} \right)_0 \cdot p \quad (7.4)$$

Potentialverlauf im Inneren der Streamerkorona:

$$\varphi_i(x) = \gamma \cdot \varphi_{\max} - E_i \cdot x = \gamma \cdot \varphi_{\max} - \left(\frac{E}{p} \right)_0 \cdot p \cdot x \quad (7.5)$$

Potentialverlauf außerhalb des Streamergebiets:

$$\varphi_{a,\text{neu}}(x) = \gamma \cdot \varphi_a(x) \quad (7.6)$$

Dies führt zu einem früheren Streamereinsatz und zu einem größeren Streamer-Durchmesser. Dieser einfache Eingriff könnte der Komplexität der in der Realität ablaufenden Prozesse nicht gerecht werden. Als möglicher Verbesserungsansatz könnte ein Anpassungsfaktor zur Nachbildung von Elektronenbereitstellung aus dem Isolierstoff in Betracht gezogen werden.

Ein gemessener und ein bei einer Überschlagsimulation berechneter Stromverlauf sind in Abbildung 7.22 und Abbildung 7.23 zum Vergleich dargestellt. Es wurde eine Plattendicke von 4 mm und bei der Simulation ein Oberflächenfaktor von 1,5 verwendet.

Beide Verläufe zeigen eine Vielzahl an Stromspitzen. Bei der Simulation entstehen hohe negative Stromspitzen, wenn sich ein neues Leadersegment bildet. Die Spannung an der Spitze des Leadersegments ist aufgrund des Spannungsabfalls über dem neuen Leadersegment in der Regel kleiner als im vorhergehenden Rechenschritt. Dies führt zu einer Verringerung des Streamerdurchmessers und damit zu einer geringeren Streamer-Ladung, was zu einem negativen dQ/dt führt. Das "Rauschen" im simulierten Stromsignal ist durch die Diskretisierung entlang des Entladungspfades begründet, so dass sich der Streamerdurchmesser

nur in diskreten Schritten ändern kann. Dies führt zu einer Änderung der Ladung ebenfalls in diskreten Schritten.

Es ist zu vermuten, dass die gemessenen Stromspitzen zusammen mit den gemessenen Spitzen im PMT-Signal auf die Entstehung von Leadersegmenten zurückzuführen sind. Eine Abschätzung der Leadersegmente ergibt bei der Messung eine hohe Zahl von mehr als 60 Leaderschritten. Bei der Überschlagsimulationen bilden sich 53 Leadersegmente (Abbildung 7.24). Mit zunehmender Steilheit der anliegenden Spannung bilden sich die Leadersegmente in kürzeren zeitlichen Abständen, was durch den höheren Stromeintrag verursacht wird. Das ähnliche Verhalten der Entladungsentwicklung bei Simulation und Messung, ohne ausgeprägte große Leaderschritte, deutet darauf hin, dass das Energiekriterium den Streamer-Leader-Übergang auch für Überschlagberechnungen beschreiben kann.

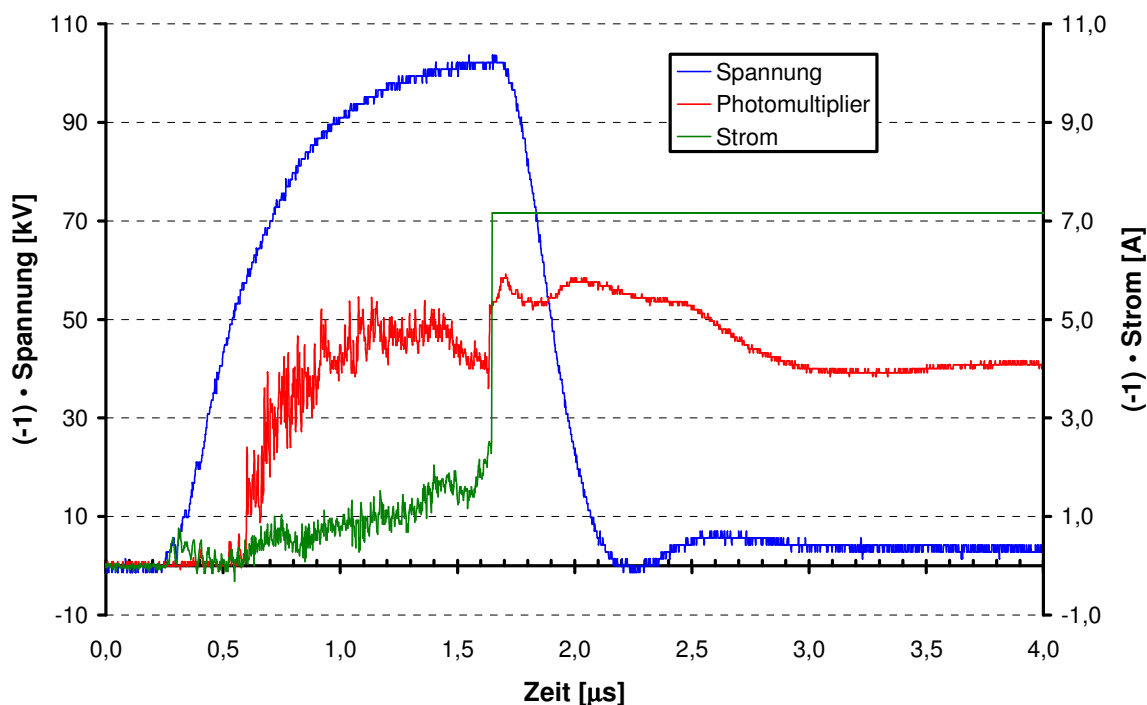


Abbildung 7.22: Gemessene Werte bei einem Gleitüberschlag; $d = 4$ mm; neg. Blitzstoßspannung (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; SF_6 ; Druck 0,4 MPa)

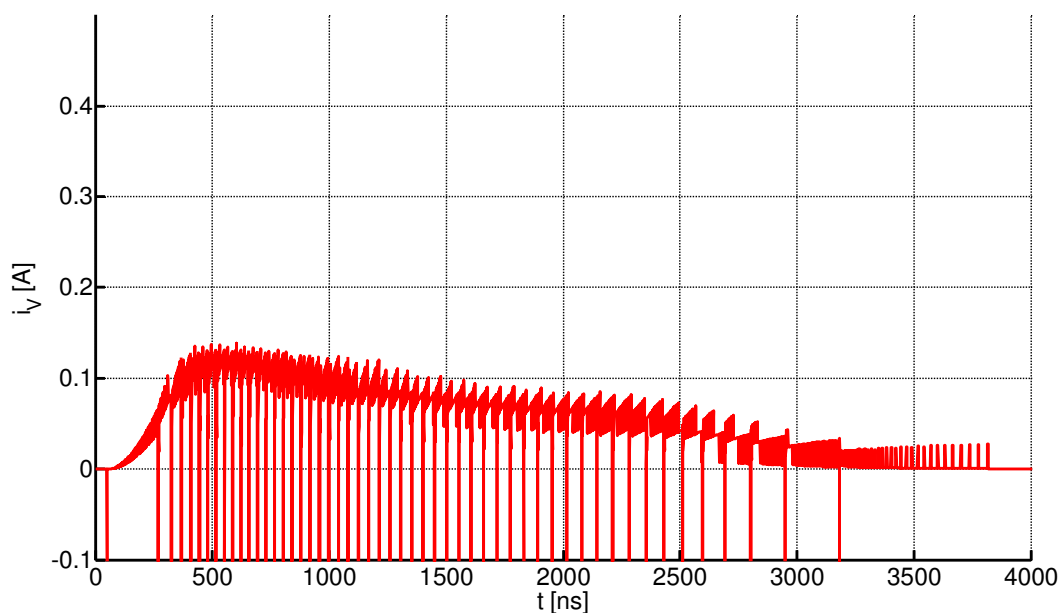


Abbildung 7.23 Berechneter Verlauf des Verschiebungsstroms bei einem Gleitüberschlag; $d = 4$ mm (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; SF₆; Druck 0,4 MPa); $U = 110$ kV; $\gamma = 1,5$; $\Delta t = 1$ ns

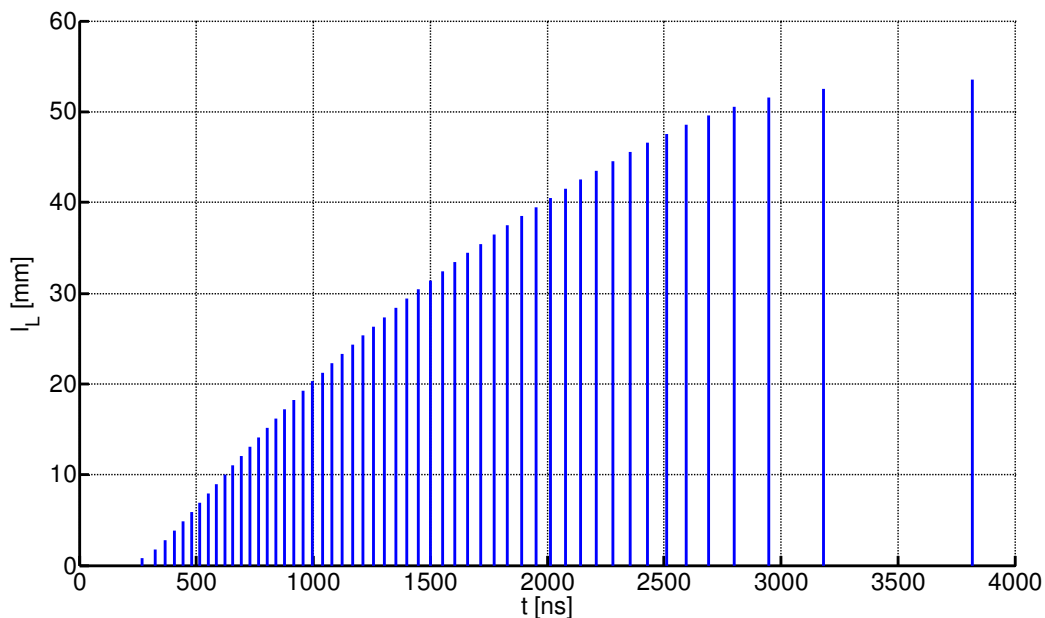


Abbildung 7.24: Berechneter zeitlicher Verlauf der Leaderkanallänge beim einem Gleitüberschlag (PE-Prüfling; Überschlagweg 55 mm; SF₆; Druck 0,4 MPa); $U = 110$ kV; $\Delta t = 1$ ns

Unter den gegebenen Annahmen ist der simulierte Energieeintrag in den Leaderkanal kleiner als die Abstrahlverluste, was zum Abbruch der Simulation führen würde.

Der zu gering berechnete Energieeintrag im Leaderkanal wird durch einen zu kleinen simulierten Strom verursacht. Eine mögliche Ursache für diese Abweichung könnte die Veränderung von Ionisation und Anlagerung durch die Isolierstoffoberfläche darstellen, die aufgrund fehlender quantitativer Daten in der Literatur nicht berücksichtigt wurde. Des Weiteren stellt die Modellierung der Streamerform und die daraus resultierende Berechnung der Streamer-Ladung eine starke Vereinfachung der realen Gegebenheiten dar.

Um qualitative Aussagen über die Entladungsentwicklung treffen zu können wurde ein Abbruch der Simulation aufgrund eines zu geringen Energieeintrags nicht berücksichtigt.

Eine deutliche Abweichung zwischen Simulation und Messung ergibt sich bei der Überschlagzeit. Der Überschlag erfolgte bei der Messung nach $1,4 \mu\text{s}$ (Abbildung 7.22), bei der Simulation erst nach $3,8 \mu\text{s}$ (Abbildung 7.23). Die dargestellten Werte eines bei der Messung verwendeten Photomultipliers lassen außerdem darauf schließen, dass es bei dem durchgeführten Versuch nach ca. $0,15 \mu\text{s}$ zur Bildung des ersten Leadersegments kommt. Bei der Simulation entsteht der erste Leaderkanal nach ca. $0,26 \mu\text{s}$.

Die Überschlagsgeschwindigkeit berechnet sich nach Gleichung (7.2) zu:

$$v_{\text{ü, Messung}} = \frac{l}{T_{\text{ü}}} = \frac{55 \text{ mm}}{1,4 \mu\text{s} - 0,15 \mu\text{s}} = \frac{55 \text{ mm}}{1,25 \mu\text{s}} = 44 \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$$

$$v_{\text{ü, Simulation}} = \frac{l}{T_{\text{ü}}} = \frac{55 \text{ mm}}{3,8 \mu\text{s} - 0,26 \mu\text{s}} = \frac{55 \text{ mm}}{3,54 \mu\text{s}} = 15,5 \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$$

Dies ist deutlich langsamer als die Geschwindigkeit des Gleitüberschlags nach erfolgtem Gasdurchschlag bei einer Stab-Platte-Anordnung (vgl. Kapitel 5.10). Dieser Unterschied ist durch die hohe dort an der Elektrodenbeschichtung anliegenden Spannung begründet, die der Durchschlagspannung der Gasstrecke entspricht. Diese hohe Spannung führt zu einer sehr weiten Ausdehnung des Streamergebiets. Daher sind bei der Gleitentladung auf der beschichteten Stabelektrode nicht die beim reinen Gleitüberschlag beschriebenen kurzen Schritte zu erkennen.

Im Prinzip stellt die Nachbildung von Gleitentladungen anhand des Energie-Mechanismus eine brauchbare Möglichkeit dar, die Entladungsentwicklung abzuschätzen. Für quantitativ richtige Ergebnisse sind allerdings weitere Untersuchungen notwendig.

8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde das Isoliervermögen hybrider Isoliersysteme bei einem Betriebsdruck von 0,4 MPa bei Belastung mit Blitzstoßspannung experimentell und rechnerisch untersucht. Das theoretische Verbesserungspotential, das durch eine Beschichtung erreicht werden kann, wurde sowohl anhand von Berechnungen nach dem Streamer-Kriterium sowie dem Energie-Mechanismus nach [Buc-95] bestimmt.

Während bei schwach inhomogenen Elektrodenanordnungen die Bestimmung der Durchschlagspannung anhand des Streamer-Kriteriums möglich ist, muss bei stark inhomogenen Anordnungen der Streamer-Leader-Übergang berücksichtigt werden. Die Berechnung anhand des Energie-Mechanismus stellt eine gute Möglichkeit zur Abschätzung der möglichen Verbesserungspotentiale dar.

Die elektrische Festigkeit der Elektrodenanordnungen hängt von der Polarität der angelegten Spannung ab, wobei die negative Polarität für die untersuchten Elektrodenanordnungen kritisch ist. Bei gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen darf auch bei Belastung mit der kritischen Polarität kein Durchschlag im Gasraum auftreten. Das wirksame Verbesserungspotential hybrider Isoliersysteme ist somit anhand der kritischen Polarität zu beurteilen. Das theoretisch ermittelte Verbesserungspotential konnte so in der gegebenen Elektrodenanordnung auch experimentell nachgewiesen werden.

Der Homogenitätsgrad der unbeschichteten Elektrodenanordnung hat einen deutlichen Einfluss auf das durch Beschichtung erreichbare Verbesserungspotential. Je inhomogener die elektrische Feldverteilung ist, desto größer ist die zu erwartende Verbesserung. Dies wurde durch experimentelle Untersuchungen bestätigt.

Zudem konnte der Einfluss der Dielektrizitätszahl des Beschichtungswerkstoffs auf das Verbesserungspotential für beide Polaritäten der Blitzstoßspannung experimentell nachgewiesen werden. Beschichtungswerkstoffe mit kleineren Dielektrizitätszahlen bewirken ein erhöhtes Verbesserungspotential im Vergleich zu Werkstoffen mit vergleichsweise hohen Dielektrizitätszahlen.

Für eine Elektrodenanordnung ergeben sich Optima der Beschichtungsdicke, wobei das Optimum vom Homogenitätsgrad der Anordnung (bzw. dem Durchmesser der Stabelektrode), sowie der Dielektrizitätszahl der Beschichtung abhängt. Das gleiche Verbesserungspotential kann somit durch zwei verschiedene Schichtdicken erzielt werden, so dass in der praktischen Anwendung solcher Beschichtungen ein Auslegungsspielraum verbleibt.

Nach einem Durchschlag der Beschichtung kann die Durchschlagspannung der Elektrodenanordnung auf Werte unter der Durchschlagspannung der blanken

Elektrodenanordnung absinken. Ein Durchschlag der Beschichtung kann somit nicht toleriert werden. Im Prinzip bildet sich an der Isolierstoffoberfläche eine Gleitentladung aus, die aufgrund des steilflankigen Spannungszusammenbruchs im Gasraum und der im Vergleich zur Überschlagspannung hohen Spannungsbelastung in weniger als 10 ns zum Überschlag der Beschichtung führt. Zum Teil kommt es trotz dieses schnellen Vorgangs zu einem Durchschlag der Beschichtung. Als kritisch für den Durchschlag der Beschichtung zeigt sich die Grenzfläche zwischen der Aluminiumelektrode und der Beschichtung. Durch Maßnahmen zur Vermeidung von Grenzflächendefekten kann das Überschlagverhalten der Beschichtung deutlich verbessert werden. Eine weitere Möglichkeit stellt das Verwenden von möglichst dicken Beschichtungen dar, wobei auch bei reinen Überschlägen die Beschichtung oberflächlich verändert werden kann. Die Verwendung dicker Beschichtungen in Bereichen, in denen trotz Beschichtung Gasentladungen oder Überschläge zu erwarten sind, erscheint somit nicht sinnvoll.

Literaturverzeichnis

- [ABB-99] ABB Calor Emag Taschenbuch:
Schaltanlagen
10. Auflage, Cornelsen Verlag, Berlin, 1999
- [Bey-86] Beyer, M.; Boeck, W.; Möller, K.; Zaengl, W.:
Hochspannungstechnik – Theoretische und praktische Grundlagen für die Anwendung
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1986
- [Ble-00] Blennow, J. H. M.:
Active High Voltage Insulation - A new hybrid insulation concept with dynamic and active features
Göteborg, Sweden, Chalmers University of Technology, School of Electrical and Computer Engineering, November 2000
- [Bor-80] Borin, V.N.; Bortnik, I.M.:
Dielectric coatings for gas-insulated high-voltage equipment
6th International Conference on Gas Discharges and their Applications, Edinburgh, 1980, S. 208-209
- [Boe-75a] Boeck, W.:
Die statistische Streuzeit bei Stoßspannungsbeanspruchung von SF₆-isolierten Gasstrecken
International Symposium on High Voltage Engineering, Zürich, 1975, S. 332 - 336
- [Boe-75b] Boeck, W.:
Volumen-Zeit-Gesetz beim Stoßspannungsdurchschlag von SF₆
ETZ-A, Band 96, 1975, Heft 7, S. 300 – 305
- [Boe-75c] Boeck, W.:
Isolationsprobleme in SF₆-isolierten metallgekapselten Anlagen
Bull. SEV/VSE, November 1975, S. 1234 – 1241
- [Buc-95] Buchner, D.:
Der Energie-Durchschlagmechanismus in SF₆ bei steilen transienten Überspannungen
Dissertation Technische Universität München, Fortschritt-Berichte VDI Reihe 21: Elektrotechnik, Nr. 198, VDI Verlag, 1995
- [Cig-04] CIGRE Working Group D1.14:
Material properties for non-ceramic outdoor insulation
CIGRE Technical Brochure Nr. 255, August 2004

- [Cig-08] CIGRE Working Group C4.302:
Insulation co-ordination related to internal insulation of gas insulated systems with SF₆ and N₂/SF₆ gas mixtures under AC condition
CIGRE Technical Brochure Nr. 360, October 2008
- [Cru-74] Crucius, M.:
Der Gleitfunkenüberschlag bei Stoßspannung und die Analogie mit dem Luftdurchschlag bei großen Schlagweiten
Dissertation Technische Universität Berlin, 1974
- [Dok-66] Dokopoulos, P.:
Wachstumsgesetze der Durchschlagswahrscheinlichkeit von Hochspannungsisolierungen
Dissertation Technische Universität Carolo-Wilhelminia zu Braunschweig, 1966
- [Ela-00] Elanseralathan, K.; Joy Thomas, M.; Nagabhushana, G.R.:
Breakdown of Solid Insulating Material Under High Frequency High Voltage Stress
Proceedings of The 6th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, Xi'an, Juni 2000, S. 999-1001
- [Eri-91] Erikson, A.; Fröhlich, K.:
Phänomene in gasisolierten Hochspannungsschaltanlagen
ABB Technik 6/91, 1991, S. 3-12
- [Fro-99] Fromm, U.; Ming, L.; Walfridsson, L.; Windmar, D.:
Temporal Breakdown Development Of A Covered Rod/Plane Air-Gap Arrangement
High Voltage Engineering Symposium, Conference Publication Nr. 467, London, 1999, paper Nr. 3.277.P3
- [Gal-86a] Gallimberti, I.; Wiegart, N.:
Streamer and leader formation in SF₆ and SF₆ mixtures under positive impulse conditions: I. Corona development
Journal of Physics D: Applied Physics 12, 1986, S. 2351-2361
- [Gal-86b] Gallimberti, I.; Wiegart, N.:
Streamer and leader formation in SF₆ and SF₆ mixtures under positive impulse conditions: II. Streamer to leader transition
Journal of Physics D: Applied Physics 19, 1986, S. 2363-2379
- [Gal-87] Gallimberti, I.; Ullrich, L., Wiegart, N.:
Experimental investigation of the streamer to leader transition in SF₆ under negative polarity
Proceedings on the Fifth International Symposium on Gaseous Dielectrics, Knoxville, 1987, S. 126-133

- [Gal-91] Gallimberti, I.; Marchesi, G.:
Streamer Corona at an Insulator Surface
7th International Symposium on High Voltage Engineering, Dresden, 1991,
Report 41.10
- [Goc-78] Gockenbach, E.:
Influence of electrode coating on the breakdown voltage of SF₆
5th International Conference on Gas Discharges and their Applications,
Liverpool, 1978, S. 181-184
- [Grö-86] Grönefeld, P.:
Elektrische Prüfung von Kunststoffen mit Spannungen unterschiedlicher Form
Dissertation, Universität Hannover, 1986
- [Ham] HAMAMATSU Photonics Deutschland GmbH:
PMT R166 – technical datasheet
- [Ham-04] Hama, H.; Inami, K.; Ootsuka, T.; Shimizu, Y.; Nagao, E.; Oosumi, K.;
Yoshimura, M.:
Improvement of SF₆ gas insulation system by applying thick dielectric-layered electrode and its application to high voltage equipment
Proceedings on the Tenth International Symposium on Gaseous Dielectrics,
Athens, 2004, S. 319-328
- [Han-07] Hanai, M.; Nakamoto, T.; Ikeda, H.:
Dielectric Breakdown Characteristics of an Insulator with a Sharp Edge in SF₆ Gas under Lightning Impulse Voltage
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 14, Nr. 2,
2007, S. 321-327
- [Hau-84] Hauschild, W.; Mosch, W.:
Statistik für Elektrotechniker, Eine Darstellung an Beispielen der Hochspannungstechnik
VEB Verlag Technik Berlin, 1984
- [Hei-00] Heitz, C.; Piemontesi, M.; Salge, G.:
Surface Discharge along solid dielectrics in atmospheric air
Conference Record of the 2000 International Symposium on Electrical
Insulation, 2000, S. 341-344
- [Hie-91] Hiesinger, H.:
Der Hochfrequenz-Durchschlagmechanismus in SF₆ bei schwingenden Überspannungen
Fortschritt-Berichte VDI Reihe 21 Nr. 99, VDI Verlag 1991

- [Hil-81] Hilgarth, G.:
Hochspannungstechnik
Verlag Teubner, Stuttgart, 1981
- [Hin-02] Hinterholzer, T.:
Der Durchschlag in SF₆ unter Einfluss der Raumladungsstabilisierung
Dissertation Technische Universität München, 2002
- [Ina-03] Inami, K.; Shimizu, Y.; Yoshimura, M.; Nagao, E.; Ootsuka, T.; Hama, H.:
Breakdown properties of thick dielectric-layered electrode at lightning voltages in SF₆ gas
13th International Symposium on High Voltage Engineering, Delft, 2003
- [Kah-88] Kahle, M.:
Elektrische Isoliertechnik
VEB Verlag Technik, Berlin, 1988
- [Kin-82] Kind, D.; Kärner, H.:
Hochspannungs-Isoliertechnik
Vieweg Verlag, Braunschweig, 1982
- [Kin-08] Kindersberger, J.; Lederle, C.:
Surface Charge Decay on Insulators in Air and Sulfurhexafluorid – Part I: Simulation
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 15, Nr. 4, 2008, S. 941-948
- [Kot-00] Kotte, R.; Gockenbach, E.; Borsi, H.:
Influence of the Filler on the Breakdown and Partial Discharge Behavior of Heat-resistant Cast Resins
Conference Record of the 2000 IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Anaheim, 2000, S. 176-179
- [Küc-05] Küchler, A.:
Hochspannungstechnik, Grundlagen - Technologie - Anwendungen
2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2005
- [Kum-01] Kumada, A.; Chiba, M.; Hidaka, K.:
Potential distribution measurement of surface discharge in SF₆
T.IEE Japan, Volume 121-B, Nr. 8, 2001, S. 948-954
- [Led-07] Lederle, C.; Kindersberger, J.; Kynast, E.:
Influence of surface state and thin dielectric coating on the insulation properties of a coaxial electrode arrangement in SF₆
15th International Symposium on High Voltage Engineering, Ljubljana, 2007, paper Nr. T9-342

- [Led-08] Lederle, C.:
Isoliervermögen SF₆-isolierter Elektrodenanordnungen mit dielektrischer Beschichtung
Fortschritt-Berichte VDI Reihe 21 Nr. 383, VDI Verlag 2008
- [Lux-88] Luxa, G.; Kynast, E.; Boeck, W.; Hiesinger, H.; Pignini, A.; Bargigia, A.; Schlicht, S.; Wiegart, N.; Ullrich, L.:
Recent research activity on the dielectric performance of SF₆ with special reference to very fast transients
International Conference on Large High Voltage Electric Systems, CIGRE, Paris, 1988, Paper Nr. 15-06
- [Mac-70] MacAlpine, J.M.K.; Cookson, A.H.:
Impulse breakdown of compressed gases between dielectric-covered electrodes
Proceedings of the institution of electrical engineers, Vol. 117, Nr. 3, März 1970, S. 646-652
- [Min-92] Minović, M.; Schulze, P.:
Hochspannungstechnik
VDE-Verlag GmbH, Berlin und Offenbach, 1992
- [Min-97] Ming, L.; Fromm, U.; Leijon, M.; Windmar, D.; Walfridsson, L.; Vlastos, A.; Darveniza, M.; Kucera, J.:
Insulation performance of covered rod/plane air-gap under lightning impulse voltage
10th International Symposium on High Voltage Engineering, 1997, Vol. 2 - Dielectrics and Insulation, S. 235-238
- [Mor-88] Morgan, J. D.; Abdellah, M.:
Impulse Breakdown of Covered Cylinders in SF₆ and SF₆-Gas Mixtures
IEEE Transactions on Electrical Insulation, 1988, Vol. 23 Nr. 3, S. 467-473
- [Mos-79] Mosch, W.; Hauschild, W.:
Hochspannungsisolierungen mit Schwefelhexafluorid,
Verlag Technik, 1979
- [Mou-04] Moukengué Imano, A.:
Accumulation of surface charges on the particle contaminated spacer surface in compressed gas under impulse voltage stress
Journal of Electrostatics 61, 2004, S. 1-19
- [Nie-82] Niemeyer, L.; Pinnekamp, F.:
Surface discharge in SF₆
Proceedings on the Third International Symposium on Gaseous Dielectrics, Knoxville, 1982, S. 379-385

- [Nie-83] Niemeyer, L.; Pinnekamp, F.:
Leader discharges in SF₆
Journal of Physics D: Applied Physics 16, 1983, S. 1031-1045
- [Nie-89] Niemeyer, L.; Ullrich, L.; Wiegart, N.:
The mechanism of leader breakdown in electronegative gases
IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 24, Nr. 2, 1989, S. 379-385
- [Oes-96] Oesterheld, J.:
Dielektrisches Verhalten von Silikonelastomer-Isolierungen bei hohen elektrischen Feldstärken
Fortschritt-Berichte VDI Reihe 21, Nr. 196, Düsseldorf, VDI Verlag 1996
- [PCO-06] PCO AG:
sensicam uv – technical datasheet
Kelheim, 2006
- [Ped-84] Pedersen, A.; McAllister, I.W.; Crichton, C.; Vibholm, S.:
Formulation of the streamer breakdown criterion and its application to strongly electronegative gases and gas mixtures
Archiv für Elektrotechnik, Nr. 67, 1984, S. 395-402
- [Pet-95] Petcharaks, K.:
Applicability of the streamer breakdown criterion to inhomogeneous gas gaps
Dissertation, ETH Zürich, 1995
- [Pfe-91] Pfeiffer, W.:
High-frequency Voltage Stress of Insulation – Methods of Testing
IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 26, Nr. 2, April 1991, S. 239-246
- [Raj-03] Raju, G.; Katebian, A.; Jafri, S.Z.:
Breakdown Voltages of Polymers in the Temperatur Range 23° - 250°C
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 10, Nr. 1, Februar 2003, S. 117-127
- [Rei-82] Rein, A.; Kulsetås, J.:
Impulse breakdown of SF₆/N₂ insulation. Influence of electrode covering. Polarity effects
Proceedings on the Third International Symposium on Gaseous Dielectrics, Knoxville, 1982, S. 315-321
- [Rit-94] Rittner, K.:
Kanaleinsatz an Polyethylen-Isolierungen bei Belastung mit Stoßspannung
Dissertation, TU Dresden, 1994

- [Rok-07] Rokunohe, T.; Yagihashi, Y.; Aoyagi, K.; Oomori, T.; Endo, F.:
Development of SF₆-Free 72.5 kV GIS
IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 22, Nr. 3, 2007, S. 1869-1876
- [Sac-72] Sachs, L.:
Statistische Auswertungsmethoden
3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1972
- [Sal-00] Salge, G.; Piemontesi, M.; Heitz, C.; König, F.:
Impulse breakdown of gas-insulated gaps (10%SF₆/90%N₂) with thick coated electrodes
2000 Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, S. 409-412, IEEE, 2000
- [Sal-05] Salge, G.; Stangherlin, S.; Riechert, U.; Sologuren-Sanchez, D.:
Quantitative Modellierung von Oberflächenentladungen an Polyethylen-Feststoffbarrieren in Luft
ETG-Fachbericht 99, Grenzflächen in elektrischen Isoliersystemen, ETG, Hanau, 2005, Beitrag Nr. 12, S. 103-107
- [Sat-99] Sato, J.; Shioiri, T.; Miyagawa, M.; Yoshida, T.; Yokokura, K.:
Composite Insulation Technology for New Compact 72/84kV C-GIS
Transmission and Distribution Conference 1999, Vol. 2, IEEE, 1999, S. 489-494
- [Sch-69a] Schiweck, L.:
Über den Einfluß von Elektrodenanordnung und Spannungsverlauf auf den Durchschlag von Epoxidharz-Formstoff
Dissertation Technische Universität Carolo-Wilhelminia zu Braunschweig, 1969
- [Sch-69b] Schwab, A. J.:
Hochspannungsmesstechnik
Springer-Verlag, 1969
- [Sch-74] Schirr, J.:
Beeinflussung der Durchschlagfestigkeit von Epoxidharzformstoff durch das Herstellungsverfahren und durch mechanische Spannungen
Dissertation Technische Universität Carolo-Wilhelminia zu Braunschweig, 1974
- [Sch-97] Schurer, R.; Feser, K.:
The effect of conducting particles adhering to spacers in gas insulated switchgear
10th International Symposium on High Voltage Engineering, 1997, Vol. 3 - Outdoor Insulation, S. 165-168

- [Sei-98] Seifert, J.:
Grenzflächen- und Verbundprobleme in mineralisch gefüllten Epoxidharzformstoffen
Dissertation Technische Universität Carolo-Wilhelminia zu Braunschweig, Shaker Verlag, 1998
- [Sta-04] Stangherlin, S.; Rein, C.; Salge, G.; König, F.:
Effect of different dielectric coatings in divergent fields
Proceedings on the Tenth International Symposium on Gaseous Dielectrics, Athens, 2004, S. 339-345
- [Sta-10] Staub Formtech AG:
Werkstoffdatenblätter teilkristalliner Thermoplaste, Polyethylene
Homepage: <http://www.staub-ag.ch>, Stand 25.06.2010
- [Sud-86] Sudarshan, T. S.; Dougal, R. A.:
Mechanisms of surface flashover along solid dielectrics in compressed gases: A review
IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI-21, Nr. 5, 1986, S. 727-746
- [Ten-97] Tenbohlen, S.:
Der Einfluss dielektrischer Oberflächen auf die Durchschlagsentwicklung in einer strörstellenbehafteten SF₆-Anordnung
Dissertation Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Shaker Verlag, 1997
- [Toe-21] Toepler, M.:
Über die physikalischen Grundgesetze der in der Isolatorentechnik auftretenden elektrischen Gleiterscheinungen
Archiv für Elektrotechnik, Nr. 10, 1921, S. 157-185
- [Ver-87] Verhage, A.J.L.; Tom, J.; Verhaart, H.F.A.; Vos, C.S.:
The electrical conductivity of insulators after flashover in SF₆
5th International Symposium on High Voltage Engineering (ISH), 1987, Paper 15.11
- [Vla-79] Vlastós, A.E.; Rusck, S.:
Influence of electrode coating on the impulse breakdown of SF₆
3rd International Symposium on High Voltage Engineering (ISH), 1979, Paper 32.08
- [Vla-80] Vlastós, A.E.; Rusck, S.:
Influence of the electrode surface state on the breakdown of pressurized SF₆
6th International Conference on Gas Discharges and their Applications, Edinburgh, 1980, S. 200-203

- [Vla-82] Vlastós, A.E.; Yu, C.-Y.; Salem, A.:
Influence of electrode surface roughness on the impulse breakdown probabilities of SF₆
Conference Record of the 1982 IEEE Symposium on Electrical Insulation, Philadelphia, 1982, S. 211-214
- [Wat-98] Waters, C.:
Current Transformers Provide Accurate, Isolated Measurements
Datenblatt Pearson Electronics, 1998
- [Wer-00] Werle, P.; Hackemack, K.; Gockenbach, E.; Borsi, H.:
The Breakdown Behavior of Impulse Stressed Polyethylene in Dependence on the Parameters Characterizing Lightning Impulses
Conference Record of the 2000 IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Anaheim, 2000, S. 119-122
- [Wie-88a] Wiegart, N.; Niemeyer, L.; Pinnekamp, F.; Boeck, W.; Kindersberger, J.; Morrow, R.; Zaengl, W.; Zwicky, M.; Gallimberti, I.; Boggs, S. A.:
Inhomogeneous field breakdown in GIS – the prediction of breakdown probabilities and voltages, Part I: Overview of a Theory for Inhomogeneous Field Breakdown in SF₆
IEEE Transactions on Power Delivery, Volume 3, Nr. 3, July 1988, S. 923-930
- [Wie-88b] Wiegart, N.; Niemeyer, L.; Pinnekamp, F.; Boeck, W.; Kindersberger, J.; Morrow, R.; Zaengl, W.; Zwicky, M.; Gallimberti, I.; Boggs, S. A.:
Inhomogeneous field breakdown in GIS – the prediction of breakdown probabilities and voltages, Part II: Ion Density and Statistical Time Lag
IEEE Transactions on Power Delivery, Volume 3, Nr. 3, July 1988, S. 931-938
- [Wie-88c] Wiegart, N.; Niemeyer, L.; Pinnekamp, F.; Boeck, W.; Kindersberger, J.; Morrow, R.; Zaengl, W.; Zwicky, M.; Gallimberti, I.; Boggs, S. A.:
Inhomogeneous field breakdown in GIS – the prediction of breakdown probabilities and voltages, Part III: Discharge Development in SF₆ and Computer Model of Breakdown
IEEE Transactions on Power Delivery, Volume 3, Nr. 3, July 1988, S. 939-946
- [Win-73] Winkelkemper, H.; Hasse, P.:
Gleitentladungen in SF₆ im Vergleich mit Luft
ETZ-A, Band 94, 1973, Heft 7, S. 427-432
- [Wit-89] Witzmann, R.:
Schnelle transiente Spannungen in metallgekapselten SF₆-isolierten Schaltanlagen
Fortschritt-Berichte VDI Reihe 21 Nr. 55, VDI Verlag 1998

- [Woo-80] Wootton, R.E.; Emery, F.T.; Cookson, A.H.:
A test for the effect of high energy arcs on the flash-over strength of insulators in compressed SF₆
IEEE Transactions on Electrical Insulation, Volume EI-15, Nr. 2, April 1980, S. 74-80
- [Yos-05] Yoshimura, M.; Kuto, H.; Inami, K.; Nagao, E.; Sadakuni, H.; Hama, H.:
Flashover and puncture characteristics of thick dielectric-layered electrodes under repetitive discharges in SF₆ gas
Proceedings of the XIVth International Symposium on High Voltage Engineering, Beijing, 2005, Paper Nr. H-33
- [Zha-01] Zhang, S.; Morcos, M.M.; Srivastava, K.D.:
Metallic particle movement and insulation breakdown in compressed GIS/GITL with dielectric coated enclosures
Proceedings of the XIIth International Symposium on High Voltage Engineering, Bangalore, 2001, Paper Nr. 4-50