

# **DIE ELEKTROSTATISCHE ENTLADUNG (ESD) BEI KLEINEN ABSTÄNDEN UND SPANNUNGEN**

von Diplom-Ingenieur  
Sven Peter Bönisch  
aus Berlin

von der Fakultät IV – Elektrotechnik und Informatik  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften  
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

## **Promotionsausschuß**

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Henke  
1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Kalkner  
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Mönich

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 9. Januar 2004

Berlin 2004  
D 83



Niemand ist weiter von der Wahrheit  
entfernt als derjenige,  
der alle Antworten weiß.

Chuang Tsu

# Danksagung

Diese Forschungsarbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) finanziert. Sie entstand während meiner Arbeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Energie- und Automatisierungstechnik, Fachgebiet Hochspannungstechnik, der Technischen Universität Berlin.

Zuallererst möchte ich meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Kalkner, für die langjährige Unterstützung und den wissenschaftlichen Rat bei der Ausarbeitung dieser Forschungsarbeit danken. Herrn Prof. Dr.-Ing. Henke danke ich für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission und Herrn Prof. Dr.-Ing. Mönich für die Übernahme des 2. Gutachtens dieser Arbeit. Ich danke allen Mitarbeitern und Kollegen des Instituts für Energie- und Automatisierungstechnik der TU-Berlin, die mit Anregungen und tatkräftiger Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Dr.-Ing. D. Pommerenke und Herrn Dr.-Ing. S. Frei danke ich für wertvolle Hinweise zur richtigen Zeit und anregende wissenschaftliche Diskussionen über das WEB.

Ich möchte Herrn Saniter, Herrn Raub und Herrn C. Schmidt vom „Heinrich-Herz-Institut für Nachrichtentechnik Berlin GmbH“ (HHI) für Ihre freundliche Unterstützung mit einem Sampling Oszilloskop und Auslesesoftware danken. Danke auch an Herrn Kai Schmidt von Beeren vom „Microwave Engineering Lab“ der TU-Berlin für die Frequenzbereichsmessungen an der koaxialen Funkenstrecke, an Herrn Nissen von ZELMI-TUB für die SEM Aufnahmen sowie an Herrn Durzynski von „Tektronix Deutschland“ für die kostenlose Bereitstellung eines schnellen Real-Time Oszilloskops.

Den studentischen Mitarbeitern Herrn Mathias Bohge und Herrn Hong Fang danke ich für ihre umfangreichen Messungen zum Parametereinfluß auf ESD sowie ihre Mitarbeit bei Literaturrecherche und Programmierung. Herrn Michael Senghaas danke ich besonders für sein Engagement bei Entwicklung und Aufbau des automatischen Parametermeßsystems. Herrn Isola danke ich für seine Hilfe bei Modellentwicklung und Programmierung.

Meinen Eltern danke ich für die geistige und finanzielle Unterstützung auf dem gesamten Wege meiner schulischen und universitären Ausbildung.

Meiner Frau und meinen Söhnen danke ich für die vielen Stunden der Inspiration, für ihren Beistand und für ihr Vertrauen.

# Übersicht

Die vorliegende Arbeit berichtet über elektrostatische Entladungen (ESD) mit Durchbruchspannungen  $<2000\text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $<300\text{ }\mu\text{m}$ . Zur Entladungsentwicklung und ihrer Parameterabhängigkeit wurden umfangreiche Messungen durchgeführt. Dabei konnte erstmalig das Vorhandensein eines Oberflächenprozesses während elektrostatischer Entladungen in Luft nachgewiesen werden. Modelle zur Quantifizierung der ablaufenden Prozesse wurden entwickelt. Die gefundenen Gesetzmäßigkeiten sollen helfen, die Entladungsentwicklung bei kleinen Abständen besser zu verstehen und die Reproduzierbarkeit dieser Entladungen insbesondere für die Verbesserung von ESD-Prüfverfahren zu erhöhen.

Es werden die theoretischen Grundlagen insbesondere zur Entladungsentwicklung und zum Kanalaufbau von ESD mit Durchbruchspannungen  $<2000\text{ V}$  und Elektrodenabständen  $<300\text{ }\mu\text{m}$  erläutert. Verschiedene Durchschlagmechanismen werden vorgestellt und ihre Relevanz systematisch aufgezeigt. Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf der Beschreibung von Oberflächenprozessen, die bei kleinen Elektrodenabständen einen signifikanten Einfluß erlangen. Es wurde herausgefunden, daß diese Oberflächenprozesse durch eine resistive Aufheizung der Elektrodenoberflächen infolge Feldelektronenemission und nachfolgende explosive Thermofeldelektronen- und Partikelemission gekennzeichnet sind.

Die verwendete Meß- und Versuchstechnik wird detailliert beschrieben, und die gewonnenen Meßdaten werden dargestellt. Aus dem Vergleich mit den theoretisch abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten wurden zwei Modelle entwickelt, die eine Beschreibung des Entladungsaufbaus bei kleinen Abständen ermöglichen. Es zeigte sich, daß auch mit einem einfachen phänomenologischen Ansatz die Entladungsentwicklung gut modelliert werden kann.

Die bestimmenden Parameter von ESD bei Elektrodenabständen  $<300\text{ }\mu\text{m}$  und Durchbruchspannungen  $<2000\text{ V}$  werden dargestellt. Dabei wird auf Störintensität und Reproduzierbarkeit Bezug genommen. Es konnte nachgewiesen werden, daß steigende relative Lichtbogenlängen infolge von Oberflächenprozessen eine Abnahme der Störintensität bewirken. Die Reproduzierbarkeit der Entladungen nimmt bei gleichzeitig ablaufendem Oberflächen- und Gasentladungsprozeß ab.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit lag auf der Untersuchung von praktischen Anwendungen. Dabei wurde unter anderem der Einsatz von Funkenstrecken mit kleinen Elektrodenabständen als ESD-Schutzelement zum Einsatz in elektronischen Systemen untersucht. Es konnte nachgewiesen werden, daß ein Einsatz dieser Bauteile möglich ist, jedoch signifikante Veränderung der Schutzparameter innerhalb der Lebensdauer zu erwarten sind.

# Abstract

The work presented here deals with electrostatic discharge (ESD) at short air gaps with breakdown voltages below 2000 V and gap distances below 300  $\mu\text{m}$ . A lot of measurements have been carried out to understand the discharge development and parameter dependency of short gap ESD. For the first time the existence of a significant surface process at air discharges has been proofed. Models for quantification of different physical processes have been developed. The results should help to better understand the discharge development at short gap ESD and to increase the reproducibility of ESD-tests.

Basic theoretical concepts, especially for the discharge development and the arc channel formation at breakdown voltages  $<2000$  V and gap distances  $<300$   $\mu\text{m}$  are presented. Different discharge mechanisms are introduced and their significance for ESD discussed. A major concern of this work is to understand the principles of the surface process. It could be proofed, that the resistive heating of the electrode surface caused by the field electron emission current leads to melting and explosive thermo-field electron and particle emission into the gap.

The measurement setup and techniques are described in detail and obtained results are presented. Two models have been developed to describe the arc channel and current development of short gap ESD. It could be shown, that even a simple phenomenological model is able to reproduce measured data on short gap ESD.

The parameter influence on short gap ESD, especially on intensity and reproducibility of these discharges, have been extensively investigated. It could be shown that increasing relative arc lengths due to significant surface processes lead to decreasing intensity of ESD. The reproducibility of ESD decreases if surface and gas discharge processes have both the same significance.

The last part of the work presents some practical applications of short spark gaps. It has been focused on ESD protection via short spark gaps. It could be shown that state-of-the-art protection devices (gap distance 6  $\mu\text{m}$ ) are able to protect against ESD with low breakdown voltages, while a significant change of the protection parameters of these devices should be taken into account.

# Inhaltsverzeichnis

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b> .....   | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Stand der Technik</b> .....                                    | <b>5</b>  |
| <b>3</b> | <b>Meß- und Versuchstechnik</b> .....                             | <b>14</b> |
| 3.1      | Anforderungen .....   | 14        |
| 3.2      | Meßaufbau zur Untersuchung einzelner Entladungen .....            | 14        |
| 3.3      | Meßaufbau zur Untersuchung von Durchschlagmechanismen.....        | 16        |
| 3.3.1    | Meßablauf .....   | 17        |
| 3.3.2    | Repetierende Strommessung an ESD .....                            | 19        |
| 3.3.3    | Die koaxiale Funkenstrecke .....                                  | 23        |
| 3.3.4    | Grenzen des Meßaufbaus .....                                      | 27        |
| 3.4      | Meßaufbau zur Untersuchung von Parametereinflüssen .....          | 29        |
| 3.4.1    | Meßablauf .....   | 30        |
| 3.4.2    | Statistische Auswertung der Parametereinflüsse .....              | 31        |
| <b>4</b> | <b>Durchschlagmechanismen elektrostatischer Entladungen</b> ..... | <b>34</b> |
| 4.1      | Gasdurchschlag.....   | 34        |
| 4.1.1    | Durchschlag nach dem Townsend-Modell.....                         | 34        |
| 4.1.2    | Durchschlag nach dem Streamer-Modell.....                         | 35        |
| 4.1.3    | Gültigkeitsbereiche für den Gasdurchschlag .....                  | 35        |
| 4.2      | Gepulster Vakuumdurchschlag.....                                  | 37        |
| 4.3      | Ladungsträgeremission an den Elektrodenoberflächen .....          | 37        |
| 4.4      | Explosionsmechanismen an den Elektrodenoberflächen .....          | 41        |
| 4.4.1    | Resistive Aufheizung (Joule's heating) .....                      | 41        |
| 4.4.2    | Nottingham-Aufheizung (Nottingham heating) .....                  | 43        |
| 4.5      | Quantitativer Vergleich der Heizungsmechanismen.....              | 45        |
| 4.5.1    | Resistive Aufheizung mit Berücksichtigung des Skin-Effekts.....   | 45        |
| 4.5.2    | Nottingham-Aufheizung.....  | 48        |
| 4.5.3    | Gültigkeitsgrenze der Heizungsmechanismen .....                   | 48        |
| 4.6      | Durchschlagmechanismus bei kleinen Abständen und Spannungen ..... | 49        |
| <b>5</b> | <b>Parametereinfluß auf ESD</b> .....                             | <b>52</b> |
| 5.1      | Einfluß der Annäherungsgeschwindigkeit.....                       | 52        |
| 5.2      | Einfluß des Elektrodenabstandes .....                             | 57        |
| 5.3      | Einfluß der Durchbruchspannung.....                               | 59        |
| 5.4      | Einfluß der Durchbruchfeldstärke .....                            | 62        |

|           |   |            |
|-----------|---|------------|
| 5.5       | Einfluß des Elektrodenmaterials.....  | 64         |
| 5.5.1     | Kathodenmaterial.....   | 68         |
| 5.5.2     | Anodenmaterial.....   | 71         |
| 5.5.3     | Materialtransport .....   | 73         |
| 5.5.4     | Oberflächenstruktur .....   | 75         |
| 5.5.5     | Optimales Elektrodenmaterial .....  | 77         |
| 5.6       | Einfluß des Gasdruckes.....   | 79         |
| 5.7       | Einfluß klimatischer Bedingungen.....   | 82         |
| 5.7.1     | Temperatur und relative Luftfeuchtigkeit.....   | 83         |
| 5.7.2     | Absoluter Wassergehalt der Luft.....  | 86         |
| 5.7.3     | Optimaler Klimabereich.....   | 87         |
| 5.8       | Gültigkeitsbereiche verschiedener Durchschlagmechanismen .....  | 88         |
| 5.8.1     | Durchschlagmechanismen.....   | 89         |
| 5.8.2     | Parameterbereiche.....  | 91         |
| 5.9       | Vergleich mit Arbeiten anderer Autoren.....   | 93         |
| <b>6</b>  | <b>Modellierung und Simulation der Entladungsentwicklung.....</b>   | <b>98</b>  |
| 6.1       | Phänomenologisches Modell.....  | 99         |
| 6.1.1     | Das Toepler-Gesetz .....  | 100        |
| 6.1.2     | Modellierung von Oberflächenprozessen .....   | 100        |
| 6.1.3     | Kombination von Oberflächen- und Gasentladungsprozeß.....   | 104        |
| 6.2       | Physikalisches Modell .....   | 108        |
| 6.2.1     | Das erweiterte Toepler-Gesetz .....   | 108        |
| 6.2.2     | Modellierung von Oberflächenprozessen mittels eines Modells<br>für gepulsten Vakuumdurchschlag nach <i>Mesyats</i> [30] ..... | 112        |
| 6.2.3     | Kombination von Oberflächen- und Gasentladungsprozeß.....   | 114        |
| 6.3       | Vergleich verschiedener Simulationsmodelle .....  | 117        |
| <b>7</b>  | <b>Anwendungen .....</b>  | <b>122</b> |
| 7.1       | ESD-Tests nach dem CDM-Modell.....  | 122        |
| 7.2       | ESD-Schutzfunkenstrecken .....  | 124        |
| <b>8</b>  | <b>Zusammenfassung .....</b>  | <b>128</b> |
| <b>9</b>  | <b>Formelzeichen und Abkürzungen.....</b>   | <b>130</b> |
| <b>10</b> | <b>Literaturverzeichnis.....</b>  | <b>132</b> |
|           | <b>Anhang.....</b>  | <b>144</b> |

# 1 Einleitung

Die elektrostatische Entladung (ESD) ist seit Menschengedenken ein Gegenstand der Forschung. Die Nutzbarmachung ihrer Energie ist z.B. bei Entladungen statischer Elektrizität während eines Gewitters mit Spannungen  $>1$  MV ein nach wie vor heiß diskutiertes Thema. Daß diese Entladungen einen zerstörerischen Einfluß ausüben können, ist offensichtlich. Kleinere Entladungen, wie sie z.B. durch die Aufladung eines Menschen auf einem schwach leitfähigen Teppichbelag auftreten können, bleiben bei Ladespannungen  $<2000$  V meistens unentdeckt. Extrem sensitive Elektronik, z.B. Halbleiter für Hochfrequenzanwendungen oder Schreib- Leseköpfe von Festplatten, können selbst bei diesen Spannungen bereits zerstört werden.

Die zugrundeliegende elektrostatische Aufladung erfolgt in den meisten Fällen durch die Berührung und Trennung zweier unterschiedlicher Materialien. Die Größe der Aufladung ist im wesentlichen abhängig von der Art und Form der verwendeten Materialien sowie von der Luftfeuchtigkeit. Die triboelektrische Spannungsreihe ist eine empirisch gefundene Abhängigkeit der Ladespannung von der Art der beteiligten Materialien (Tabelle 1). Die Aufladung durch Influenz ist nur bei elektrisch gut leitfähigen Materialien relevant. Eine detaillierte Abhandlung dazu findet sich z.B. bei *Frei* [24].

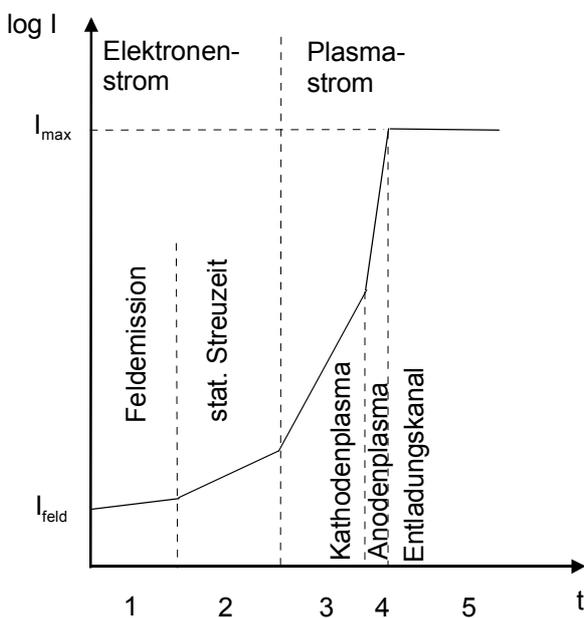
| Material   | Aufladung     |
|------------|---------------|
| Luft       | stark positiv |
| Haut       |               |
| Glas       |               |
| Haar       | positiv       |
| Wolle      |               |
| Pelz       |               |
| Papier     | neutral       |
| Baumwolle  |               |
| Hartgummi  |               |
| Polyester  | negativ       |
| Polyuretan |               |
| PVC        |               |
| Teflon     | stark negativ |

**Tabelle 1: Triboelektrische Spannungsreihe [22]**

Der Entladevorgang ist ebenfalls abhängig von der Art und Form der Materialien. Außerdem spielt die Annäherungsgeschwindigkeit der Elektroden eine signifikante Rolle. Höhere Annäherungsgeschwindigkeiten führen aufgrund der Lichtbogenverkürzung eher zu größeren Entladeströmen und zu einer schnelleren Entladungsentwicklung. Zur Beschreibung der Entladung werden jedoch je nach Anwendungsfall bestimmte Modelle herangezogen. Diese unterteilen sich grob in Modelle zur Beschreibung von Personenentladungen (HBM-Modell - human body

model) und Entladungen von Objekten (CDM-Modell - charged device model, SDM-Modell - socketed discharge model, MM-Modell - machine model). Weiterhin kann zwischen Luftentladung (air discharge mode) und Kontaktentladung (contact discharge mode) unterschieden werden. Die entsprechenden Testumgebungen und Entladungsverläufe sind in einschlägigen Normen festgelegt (z.B. HBM-Modell [8], CDM-Modell [11]).

Wird der auftretende Lichtbogen als ein wesentliches gemeinsames Merkmal aller hier aufgeführten Modelle betrachtet, dann kann die Entladungsentwicklung und der damit im Zusammenhang stehende Stromfluß durch den Lichtbogen in verschiedene Phasen unterteilt werden (Abb. 1). Die Initiierungsphase liefert durch Elektronenemission eine anfängliche Ladungsträgerkonzentration. Dabei ist aufgrund der statistischen Natur dieses Prozesses eine statistisch schwankende Zeitverzögerung, die statistische Streuzeit, zu berücksichtigen. Die Plasma- oder Durchschlagsphase ist durch eine hoch leitfähige Verbindung zwischen den Elektroden (Lichtbogen) gekennzeichnet, die in verschiedenen Etappen aufgebaut wird. Es ist eine exponentielle Ladungsträgervermehrung aufgrund von Stoßprozessen im Gasraum zu verzeichnen. Die Stromamplitude wird im Falle von ESD im wesentlichen durch äußere Widerstände (Wellenwiderstände) begrenzt.



**Abb. 1: Stromanstieg während einer elektrostatischen Entladung**

Bei elektrostatischen Entladungen mit Durchbruchspannungen  $<2000$  V und Elektrodenabständen  $<300$   $\mu\text{m}$  sind neben bekannten Gasdurchschlagmechanismen auch Oberflächenprozesse an den Elektrodenoberflächen wirksam. Bisher sind Oberflächenprozesse nur bei gepulsten Vakuumdurchschlägen untersucht worden.

Die grundlegenden Mechanismen sind jedoch auch bei Entladungen in Luft wirksam. Feldelektronenemissionsströme heizen Oberflächenprotrusionen auf, und leiten damit eine explosive Partikel- und Ladungsträgeremission in den Elektrodenzwischenraum ein. In diesem Falle ist der Begriff der statistischen Streuzeit weiter zu fassen. Auch die Oberflächenprozesse an den Elektrodenoberflächen selbst, mit ihren räumlich wie zeitlich, statistisch verteilten Abläufen tragen zur statistischen Streuzeit der ESD bei. In der Entladungsentwicklung greifen Oberflächenprozesse und Gasentladungsprozesse eng ineinander. Die durch Oberflächenprozesse bereitgestellten Ladungsträger unterstützen signifikant den Plasmakanalaufbau insbesondere bei kleinen Elektrodenabständen und bewirken damit derart geringe Anstiegszeiten (1-10 ps), die selbst mit heute verfügbaren Meßgeräten noch immer schwer auszumessen sind.

Elektrostatische Entladungen werden durch viele unterschiedliche Parameter, wie z.B. Annäherungsgeschwindigkeit, Ladespannung, Elektrodenmaterial, klimatische Bedingungen, etc. beeinflusst. In der Vergangenheit wurde deshalb davon ausgegangen, daß elektrostatische Entladungen (ESD) nur schwer reproduzierbar sind. Da für die Entladungsentwicklung selbst bei großen Elektrodenabständen immer mikroskopische Effekte (Elektronen-, bzw. Partikelemission) auf den Elektrodenoberflächen ausschlaggebend sind, ist offensichtlich, daß mikroskopische Effekte und deren assoziierte Parameter hauptsächlich für das statistische Verhalten verantwortlich sind. Da jedoch selten mikroskopische Effekte bei ESD untersucht wurden, ist nicht verwunderlich, daß die Entladungsentwicklung bei ESD und deren statistisches Verhalten bisher nur unvollständig verstanden wurden. Es muß leider festgestellt werden, daß die Einflüsse verschiedener Parameter auf die Entladungsentwicklung und auf die Reproduzierbarkeit von ESD insbesondere bei Ladespannungen  $<2000\text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $<300\text{ }\mu\text{m}$  bis heute weitestgehend unbekannt sind. ESD ist in diesem Parameterbereich nach wie vor schlecht reproduzierbar, und die Entladungsentwicklung ist nur unvollständig verstanden.

Aus diesen Tatsachen ergibt sich der dringende Bedarf, das unvollständige Bild der Entladungsentwicklung zu vervollständigen und eine Verbesserung der Reproduzierbarkeit von ESD zu erreichen. Folgende Teilziele werden dazu in dieser Arbeit vorgestellt:

- Untersuchung der mikroskopischen Effekte im Bereich kleiner Elektrodenabstände (6-300  $\mu\text{m}$ ) und kleiner Durchbruchspannungen (0-2000 V), da hier die größte Signifikanz zu erwarten ist
- Klärung der grundlegenden mikroskopischen Mechanismen (Oberflächenprozesse) an den Elektrodenoberflächen

- Untersuchungen zum Parametereinfluß auf ESD, um Bereiche mit hoher Reproduzierbarkeit zu finden
- Untersuchung der Relevanz von Oberflächen- und Gasentladungsprozessen in verschiedenen Parameterbereichen
- Untersuchung der Elektrodenstrukturen und Vergleich mit Strukturen bei Vakuumdurchschlägen
- Untersuchung der Relevanz des Materialtransportes zwischen den Elektroden
- Untersuchung des Klimaeinflusses sowie aufliegender Wasserschichten auf den Elektroden auf die Entladungsentwicklung bei ESD
- Vergleich der Meßdaten mit den theoretischen Ansätzen, um die Richtigkeit der theoretischen Aussagen und Modelle zu untermauern
- Modellbildung zur Simulation von ESD bei kleinen Elektrodenabständen und um durch Messungen nicht abgedeckte Parameterbereiche zu untersuchen
- Vergleich der vorgeschlagenen Modelle untereinander sowie mit Meßdaten von ESD
- Klärung praxisbezogener Probleme mit Hilfe der gefundenen Mechanismen und Modelle

## 2 Stand der Technik

Elektrostatische Entladungen sind seit langem Gegenstand der Forschung. Schon zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurden von *Paschen* [81] und *Townsend* [82] erstmalig mathematische Beschreibungen des Durchschlagsverhaltens verschiedener Gase für den Fall unbewegter Elektroden angegeben. Die dabei untersuchten Schlagweiten waren für den Fall von ESD jedoch noch nicht relevant. In Abb. 2 ist beispielhaft die Entladungsentwicklung in einem gasförmigen Medium anhand des Townsend-Modells (Generationenmechanismus) dargestellt. Dieses Modell wird auch zur Ableitung des Paschengesetzes (Berechnung der statischen Durchbruchspannung an unbewegten Elektroden) herangezogen. Es wird angenommen, daß ausgehend von einem Startelektron an der Kathodenoberfläche ein Lawinenprozeß in Gang gesetzt wird, der schließlich zum Durchschlag führt.

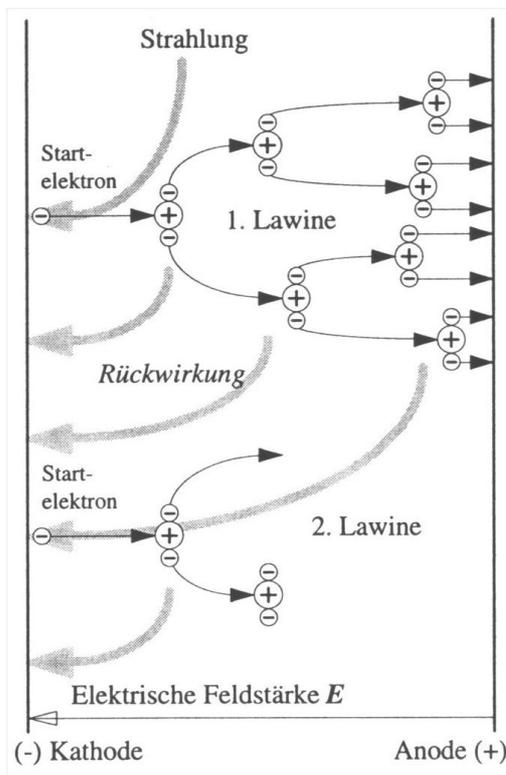


Abb. 2: Townsend-Modell zur Beschreibung des Gasdurchschlags [120]

Nachfolgende Arbeiten von *Toepler* [77] [78], *Rompe-Weizel* [80] sowie *Braginski* [83] zielten auf eine exakte Beschreibung des zeitlichen Verlaufs des Kanalwiderstandes. Obwohl fast alle Modelle von unterschiedlichen Ansätzen ausgehen, sind die Ergebnisse relativ ähnlich und können mit entsprechenden Meßdaten untermauert werden. Die dabei gemachten Annahmen lassen auch unter Berücksichtigung neuerer Arbeiten (*Pommerenke* [22], *Frei* [24]) eine Übertragung auf die Bedingungen

von ESD mit bewegten Elektroden zu. Alle diese Modelle haben den Nachteil, daß der Kanalwiderstand wegen der integralen Abhängigkeit vom Strom zwar gegen einem Grenzwert strebt, jedoch auf diesem Wert stehen bleibt, obwohl alle Ladungsträger abgeflossen sind. Damit ist weder die fallende Flanke des Entladestromes korrekt simulierbar, noch können Effekte wie Restladung auf der Entladekapazität, Rückzündungen oder Lichtbogenbrennspannung infolge von Raumladungen in Elektrodennähe befriedigend erklärt werden. Keines der neueren Modelle für ESD berücksichtigt bisher den Einfluß von Oberflächenprozessen mit ihren assoziierten Parametern Elektrodenmaterial und Elektrodenstruktur.

In den 50'er und 60'er Jahren wurde dann auf dem Gebiet der Experimentalphysik der Gasdurchschlag bei kleinen Abständen erneut intensiv untersucht [27], [28], [29]. Alle Messungen wurden mit hohem apparativen Aufwand betrieben und sind sehr gut theoretisch abgesichert. Es existieren jedoch nur einige wenige neuere Veröffentlichungen zu ESD in Luft unter Normaldruck bei kleinen Elektrodenabständen [37], [38], [39]. Die Ergebnisse sind widersprüchlich, die Meßaufbauten für Anstiegszeiten  $< 100$  ps teilweise ungeeignet. Die verwendeten Elektrodengeometrien erschweren zudem die genaue Kenntnis der Feldverteilung. Ein Verständnis der Durchschlagsmechanismen bei diesen Spannungen fehlt vollständig. So untersuchten z.B. *Ishigami et al.* [39] den Durchschlag bei bewegten und festen Elektroden mit Elektrodenabständen im Bereich von 3 – 10  $\mu\text{m}$ . Sie konnten Stromanstiegszeiten in der Größenordnung von 6 ns beobachten, die möglicherweise stark vom Frequenzgang des Aufbaus bestimmt waren. Eine Bandbreite des Stromsensors wird nicht angegeben. Es wurde offensichtlich kein koaxialer Aufbau benutzt. Sie geben ein selbst hergeleitetes Paschengesetz an und kommen zu dem Schluß, daß das Paschengesetz unterhalb von 4  $\mu\text{m}$  nicht mehr gültig sei. In einer anderen Veröffentlichung von *Ishigami, Yokoshima* [36] wurde mit einer Bandbreite von 4.5 GHz der Entladestrom bei 100  $\mu\text{m}$  Elektrodenabstand untersucht. Die Anstiegszeiten von Strom und E-Feld liegen hier bei ca. 500 ps.

Eine neuere Untersuchung von *Torres et al.* [38] zum Parametereinfluß bei kleinen Elektrodenabständen zum Zwecke der Optimierung von Mikromotoren beschäftigt sich mit der Durchschlagsfestigkeit von Luft, Vakuum und  $\text{SF}_6$  bei verschiedenen Elektrodenanordnungen und -materialien mit Abständen im Bereich 5 nm – 25  $\mu\text{m}$  und einer Oberflächenrauigkeit der Elektroden von 250 nm. Die maximalen Entladeströme lagen im mA-Bereich. Trotz der sehr geringen Stromstärken war eine Veränderung der Elektrodenoberfläche nach der Entladung zu verzeichnen. Zu sehen sind hier einzelne Entladungskrater mit 80-100  $\mu\text{m}$  Durchmesser, welche in Übereinstimmung mit den theoretischen Überlegungen in [55] stehen. Die Meßergebnisse der statischen Durchschlagsspannung sind für Abstände  $> 10$   $\mu\text{m}$  größenordnungsmäßig vergleichbar mit [28] und [37]. Sie kommen zu dem Schluß, daß der Einfluß von Druck, Elektrodenmaterial und Gasart bei kleinen Abständen

nachläßt. Dieses Ergebnis steht zumindest teilweise, wenn der Einfluß des Elektrodenmaterials betrachtet wird, im Widerspruch zu den Ergebnissen dieser Arbeit. Der gravierendste Nachteil dieser Untersuchung ist die verwendete zylindrische Elektrodengeometrie, welche lokale Feldstärkeüberhöhungen an den Rändern nicht sicher ausschließen und damit zu Fehlinterpretationen der Meßergebnisse führen kann. Für Stickstoffmoleküle ( $N_2$ ) geben die Autoren eine mittlere freie Weglänge von  $0.0628 \mu\text{m}$ , für Elektronen in Luft von  $0.355 \mu\text{m}$  und für Stickstoffionen  $0.0227 \mu\text{m}$  (bei  $p=760 \text{ Torr}$ ,  $15 \text{ }^\circ\text{C}$ ) an. Damit ist ihrer Meinung nach bei Elektrodenabständen von  $1 \mu\text{m}$  noch eine Ionisierung von Gasmolekülen durch freie Elektronen ( $\alpha$ -Stoß) möglich. Diese Überlegungen stützen die Ergebnisse dieser Arbeit (siehe Absatz 5.8.1).

Elektrostatische Entladungen (ESD) werden nach heutigem Wissensstand ausschließlich an der Elektrodenoberfläche initiiert. Die Ladungsträger für den Kanalaufbau können jedoch zwei verschiedene Mechanismen bereitstellen - Oberflächenprozesse und Gasentladungsprozesse. Die Untersuchungen zur Beschreibung des Plasmakanalaufbaus haben viele verschiedene Modelle hervorgebracht (Townsend-Modell, Streamer-Modell, Feldelektronenemission, Explosivemission). Während das Streamer-Modell [22] gut bekannt ist, sind die Theorien für Feldelektronenemission- [117] bzw. Explosivemission- [30] initiierte Durchschläge weniger bekannt. Ihre Gültigkeits- und Parameterbereiche sind bis heute nur unzureichend untersucht. Es wird meist angenommen, daß oberhalb einer Feldstärke von  $10^6 - 10^7 \text{ V/m}$  der Feldelektronenemissionsstrom an der Spitze von Protrusionen einen kritischen Wert erreicht, der in der Lage ist, die Protrusion zu schmelzen und einen explosiven Ladungsträgereintrag in den Elektrodenzwischenraum herbeizuführen. Für Durchschläge unterhalb der 5-fachen Überspannung<sup>1</sup> und bei Durchbruchspannungen  $>2000 \text{ V}$  sind die physikalischen Prozesse gesichert. Oberflächenprozesse initiieren den Durchbruch, der Kanalaufbau erfolgt durch Gasentladungsmechanismen. CDM-Tests erfolgen jedoch auch bei Ladespannungen  $<2000 \text{ V}$ . Infolge der geringeren Elektrodenabstände kann hier ein großer Teil des Kanalaufbaus durch Ladungsträger erfolgen, die aus den Oberflächen von Kathode und/oder Anode herausgelöst werden. Untersuchungen an CDM-Testern liefern möglicherweise aus diesen Gründen trotz konstanter Ladespannung und Elektrodengeometrie stark unterschiedliche Stromanstiegszeiten, Spitzenströme und Pulsbreiten für ESD [73]. Abgesehen von der Kenntnis daß Oberflächenprotrusionen für lokale Feldstärkeüberhöhungen verantwortlich sind (Abb. 3), ist z.Zt. keine Arbeit bekannt, die sich mit Elektronenemissionen an Elektrodenoberflächen und deren Auswirkungen auf ESD beschäftigen würde.

---

<sup>1</sup> Verhältnis von tatsächlicher Durchbruchspannung zur Durchbruchspannung eines statischen Durchbruchs bei gleichem Elektrodenabstand (Paschenspannung)

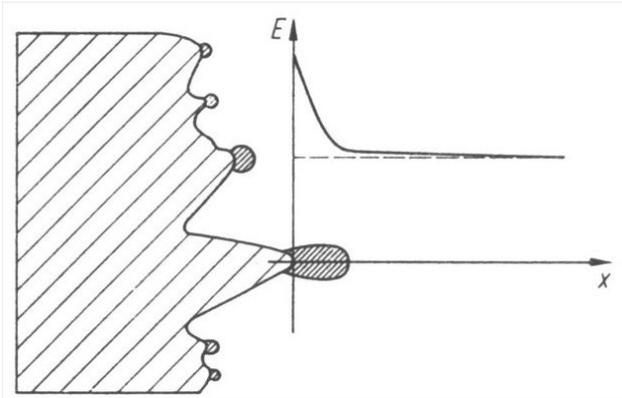


Abb. 3: Lokale Feldstärkeüberhöhung an Oberflächenprotrusion [116]

Da in der heutigen Zeit die Anwendung elektronischer Geräte einen immer größeren Umfang einnimmt, sind die Störsicherheit und der Schutz vor Zerstörung durch ESD ein wichtiges Thema. Um die Störsicherheit zu beurteilen, wird in der Regel durch ESD-Tests versucht, die Störsicherheit zu überprüfen bzw. zu spezifizieren. ESD-Simulatoren simulieren den Stromfluß einer Entladung z.B. nach dem HBM-Modell bzw. nach dem CDM-Modell (Abb. 4).

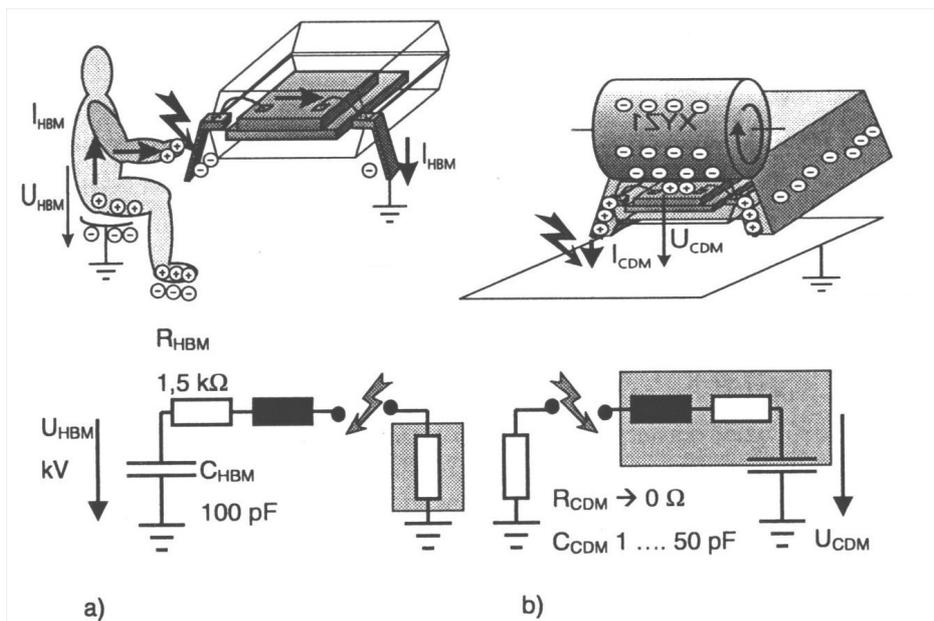
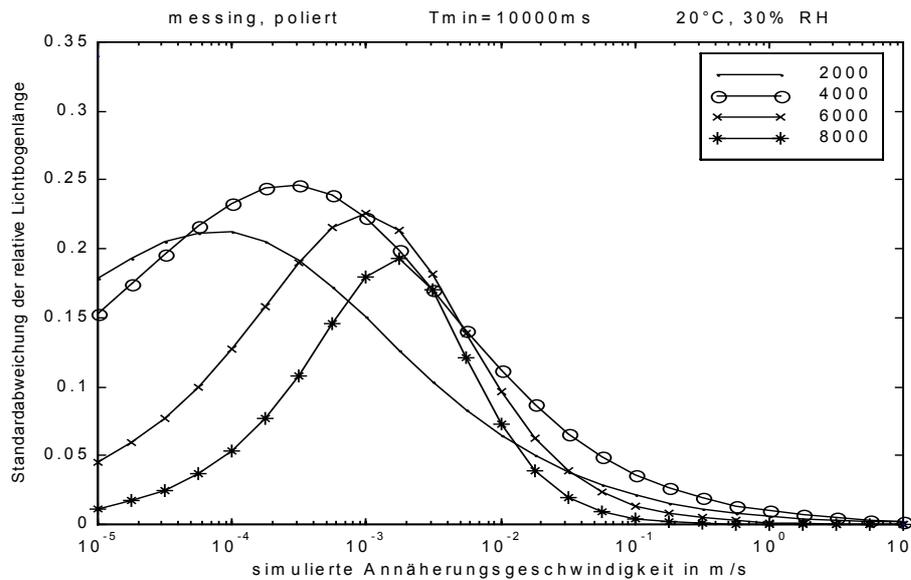


Abb. 4: Modelle für ESD-Tests a) HBM-Modell b) CDM-Modell [25]

Zur Vereinheitlichung der Prüfung und zur Sicherstellung der Vergleichbarkeit ihrer Aussagen wurden Standards auf internationaler Ebene geschaffen. Der aktuell gültige Standard zur Prüfung der transienten Störfestigkeit von elektronischen Systemen nach dem HBM-Modell ist die IEC-Norm *IEC 61000-4-2* [8]. Leider ist es bis heute nicht möglich, die nach dieser Norm spezifizierten Geräte untereinander zu

vergleichen. Bei Simulatoren verschiedener Hersteller sind Abweichungen von bis zu 10 % zur IEC-Norm beobachtet worden (*Ketelaere et al.* [99]). Außerdem existieren unterschiedliche Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit der Störfestigkeit von Systemen [53], [97]. Sie alle weisen auf mehr oder weniger starke Unterschiede in den Ergebnissen der Störfestigkeitsprüfung hin. Der die Störintensität deutlich mitbestimmende Lichtbogen unterliegt sehr starken Schwankungen. Dies reduziert die Reproduzierbarkeit sehr oft auf ein nicht mehr akzeptables Maß. Seit den Arbeiten von *Daout* [95] und *Pommerenke* [22] ist bekannt, daß für die Intensitätsschwankungen im wesentlichen schwankende Lichtbogenlängen verantwortlich sind. Aufgrund von vielen Faktoren kann die Lichtbogenlänge zwischen 100 %, der statischen, durch das Gesetz von Paschen vorgegebenen Lichtbogenlänge, und weniger als 10 % dieser Länge variieren. Ursache für diese Veränderungen ist die statistische Streuzzeit [21]. *Daout, Ryser* [95] stellten 1986 fest, daß sowohl bei realer ESD als auch bei der Verwendung von ESD-Simulatoren starke Streuungen in Kurvenform, Anstiegszeit und Stromamplitude zu beobachten sind. In [96] wird erstmalig dargelegt, daß die Änderung von Annäherungsgeschwindigkeit und anderen Parametern eine Änderung bei der Anstiegszeit einer ESD um bis zu 20 % bewirkt. *Richman* [94] nahm zunächst an, daß nur 3 Variablen - Elektrodengeometrie, Spannung und Annäherungsgeschwindigkeit - die Reproduzierbarkeit von ESD bestimmen sollte. Aus den Ergebnissen von *Frei* [24] (1999) läßt sich später erkennen, daß unterschiedliche Annäherungsgeschwindigkeiten schwankende Lichtbogenlängen zur Folge haben, die wiederum die Störintensität der ESD beeinflussen. Von ihm wurde dann erstmalig die Abhängigkeit der Streuung der Lichtbogenlänge von der Annäherungsgeschwindigkeit, Ladespannung, relativer Luftfeuchtigkeit und Temperatur quantifiziert (Abb. 5). Die hier eingesetzte Meßmethode ist als ein großer Fortschritt in der Untersuchung von ESD zu bewerten, da erstmalig anhand einer großen Anzahl einzelner Entladungen, statistisch sichere Aussagen über die Reproduzierbarkeit von ESD getroffen werden konnten. Leider konnten Ladespannungen  $< 2000$  V bzw. Elektrodenabstände  $< 100$   $\mu\text{m}$  aufgrund des unzureichenden mechanischen Aufbaus noch nicht untersucht werden. Die Herangehensweise und das Meßprinzip für die Parameterstudien in dieser Arbeit ist aber im wesentlichen das gleiche wie das dort verwendete (*Frei* [24]).



**Abb.5: Streuung der relativen Lichtbogenlänge in Abhängigkeit von der Annäherungsgeschwindigkeit für verschiedene Ladespannungen zwischen Messingkathode und Stahlanode [24]**

Um die Reproduzierbarkeit von ESD-Tests zu verbessern, ist es neben der Kontrolle der elektrischen und mechanischen Parameter des Aufbaus aber auch nötig, den bei ESD maßgebenden Plasmakanalaufbau in Luft besser zu verstehen und zu steuern. Bisher verfügbare Meßdaten zu ESD bei kleinen Abständen und Ladespannungen [35] - [39] können nur wenig zur Lösung dieses Problems beitragen. Die Meßbandbreite dieser Messungen war oft unzureichend und der untersuchte Parameterbereich zu klein. Während in den Spannungsbereichen zwischen etwa 2000 V und 10000 V vereinzelt Daten zu den Einflüssen wichtiger Parameter auf ESD existieren, gab es bisher zu den Spannungsbereichen  $<2000$  V und  $>10000$  V fast keine Informationen. Der Spannungsbereich  $<2000$  V mit Elektrodenabständen  $<300$   $\mu\text{m}$  ist aber insbesondere beim ESD-Test von elektronischen Systemen und Bauelementen nach dem CDM-Modell (charged device model) von großer Bedeutung [71] - [74]. Hier erschweren verschiedene parallel auftretende und konkurrierende Durchbruchmechanismen das Verständnis. Eine Extrapolation von vorhandenen, meist bei größeren Elektrodenabständen gewonnenen Daten ist jedoch aufgrund der extrem nichtlinearen Effekte ausgeschlossen.

Die bisher bekannten Modelle zur Modellierung der Entladungsentwicklung und des Kanalaufbaus bei ESD stützen sich auf Gasdurchschlagsmechanismen, die jedoch im hier untersuchten Parameterbereich (Ladespannung, Elektrodenabstand) wahrscheinlich keine Gültigkeit mehr besitzen, da Oberflächenprozesse möglicherweise dominieren. Exakte Meßdaten zum Stromanstieg von ESD mit Anstiegszeiten  $<100$  ps sind bisher nicht verfügbar. Es ist daher auch zweifelhaft, ob konventionelle Gasentladungsmechanismen (z.B. Streamer-Modell) zur

Modellierung der Gasentladung bei ESD bei hohen Überspannungen (> Faktor 5) und/oder Elektrodenabständen <100  $\mu\text{m}$  angewendet werden können.

Die Bedeutung von zuverlässigen und stabilen ESD-Schutzstrukturen ist bereits heute groß und wird mit der wachsenden ESD-Problematik noch weiter zunehmen. Die heute bekannten Schutzmaßnahmen lassen sich in 2 grundlegende Kategorien aufteilen:

- On-chip level protection
- Off-chip level protection.

Die Wissensbasis zu on-chip level Schutzmaßnahmen ist groß (siehe z.B. [134], [135]). Im Bereich der diskreten Schutzmaßnahmen (Off-chip level protection) gegen ESD ist kaum eine Veröffentlichung oder Untersuchung verfügbar. Dies liegt zum einen daran, daß bis jetzt die zum Schutz vor ESD-induzierten Überspannungen nötigen kleinen Elektrodenabstände bei Gasableitern nicht sicher einstellbar sind oder aber die parasitären Kapazitäten wie z.B. bei Varistoren zu groß sind, und zum anderen daran, daß keine ausreichend schnelle Meßtechnik zur Verfügung stand, um Effekte wie z.B. Ansprechverhalten etc. exakt beurteilen zu können. Die z. Zt. verfügbaren Schutzfunkenstrecken verschiedener Hersteller (z.B. Switching Spark Gaps, Surge Arrester, Fa. EPCOS) weisen Durchbruchspannung von ca. 200 V - 16 kV und auch relativ geringe parasitäre Kapazitäten auf (<1-2 pF). Diese Funkenstrecken haben aber meist relativ große Elektrodenabstände (>>10  $\mu\text{m}$ ), und sind zum Erreichen kleiner Durchbruchspannungen mit einer Gasfüllung kleiner als Normaldruck befüllt. Ihre Ansprechzeit ist infolgedessen für ESD zu groß. So ist z.B. bei den verfügbaren Schutzfunkenstrecken bereits bei einer Spannungssteilheit von nur 100V/ $\mu\text{s}$  - im Vergleich dazu hat eine typische ESD nach dem HBM-Modell eine Spannungssteilheit von bis zu 16 kV/ns - mit einer Erhöhung der Ansprechspannung (dynamische Durchbruchspannung) auf 500 % der statischen Durchbruchspannung zu rechnen. Diese Funkenstrecken sind also trotz ihrer sonst guten Parameter nicht als ESD-Überspannungsschutz verwendbar. Die oft und gern verwendeten Metalloxidvaristoren weisen aufgrund ihres Aufbaus aus Zinkoxidgranulat o.ä. selbst in den kleinsten verfügbaren Gehäusen (z.B. SMD 0402) parasitäre Kapazitäten von ca. 50-100 pF (je nach Spannungsklasse und Energieaufnahmevermögen) auf. Dieser Wert ist für schnelle Schaltungen ab einer Arbeitsfrequenz oberhalb etwa 100 MHz unakzeptabel.

Die einzige relevante Veröffentlichung zu ESD-Schutzfunkenstrecken (Off-chip level protection) ist aus dem Jahre 1982 [113] und untersuchte gepulste Entladungen längs einer isolierenden Oberfläche. Die Entladungsenergien liegen in der Größenordnung einer ESD nach dem HBM-Modell im Prüfschärfegrad 1 [8]. Aufgrund unterschiedlicher Konstruktion und verwendeter Materialien zeigt sich ein stark

unterschiedliches Degradationsverhalten (Abb. 6, Abb. 7). Es ist jedoch zu erkennen, daß ein geeignetes Design zu sehr geringen Degradationen führen kann.

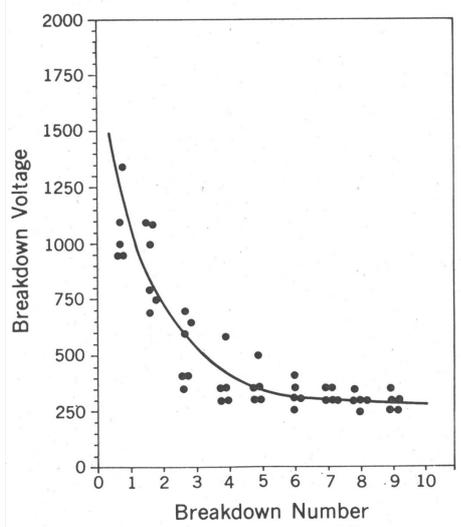


Abb. 6: Durchbruchspannung in Abhängigkeit von der Anzahl der Entladungen nach [113] (Oberflächenentladung auf Epoxy-Glasgewebe, Elektrodenabstand 127  $\mu\text{m}$ )

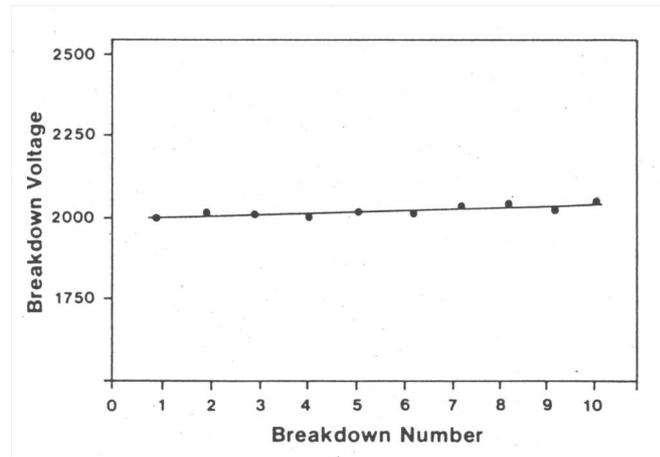


Abb. 7: Durchbruchspannung in Abhängigkeit von der Anzahl der Entladungen nach [113] (Oberflächenentladung auf Mica-Phenol, Elektrodenabstand 254  $\mu\text{m}$ )

Da die Arbeitsfrequenzen moderner Schaltungen stetig wachsen, sind Schutzmaßnahmen auch nicht einfach zu implementieren. Die spektrale Energieverteilung einer ESD liegt im Bereich der Arbeitsfrequenz moderner Schaltungen, und Schutzmaßnahmen sollen schützen, ohne die gewünschte Signalübertragung zu beeinflussen. Zum Schutz von Hochfrequenz- und Mikrowellenschaltungen vor ESD können also auch nicht, wie bisher auf on-chip level üblich, einfache Dioden-Netzwerke zum Einsatz gelangen, da die parasitären Kapazitäten von Dioden mit hoher Stromtragfähigkeit ( $>10\text{ A}$ ) und kleiner Schaltzeit die Bandbreite dieser Schaltungen massiv einschränken würde. Der einzige Ausweg aus dieser Sackgasse besteht im Einsatz von Funkenstrecken mit hoher Stromtragfähigkeit, aber wesentlich geringeren parasitären Kapazitäten, extrem kleiner Ansprechzeit und geringen Degradationen innerhalb ihrer Lebensdauer.

In der Vergangenheit wurde deshalb bereits schon einmal der Gedanke aufgegriffen, eine Funkenstrecke mit extrem kleinem Elektrodenabstand ( $<10\ \mu\text{m}$ ) als on-chip ESD-Schutz einzusetzen (Abb. 8). Diese Methode ist jedoch mit schwerwiegenden Problemen verbunden und konnte sich deshalb nicht in der Praxis durchsetzen. Zum einen sind die dort untersuchten Funkenstrecken nur in teurer Ga-As (Gallium-Arsenid) Technologie verfügbar. Zum anderen zeigen die subtil konstruierten Funkenstrecken selbst nach einer Entladung bereits starke Degradationen aufgrund der im Verhältnis zu den Abmessungen relativ großen Entladungsenergien einer

ESD. Außerdem zeigen diese (Gas-)Ableiter im Ansprechverhalten auch starke Abhängigkeiten vom Herstellungsprozeß.

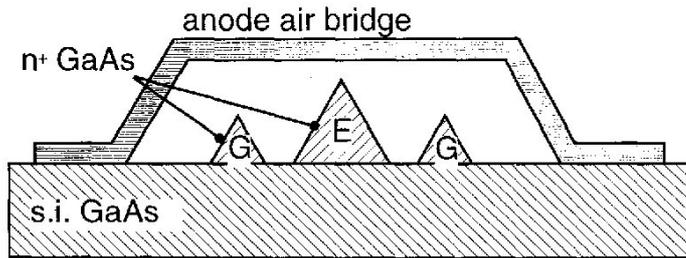


Abb. 8: GaAs-Funkenstrecke mit Elektrodenabstand im  $\mu\text{m}$ -Bereich nach [136]

## 3 Meß- und Versuchstechnik

### 3.1 Anforderungen

An die Meß- und Versuchstechnik zur Untersuchung von ESD werden extrem hohe Anforderungen gestellt. Das wichtigste Kriterium ist, daß die verwendeten Bauteile hochspannungsfest und hochfrequenztauglich zugleich sein müssen - eine im Grunde nicht realisierbare Forderung. Die minimal mögliche Anstiegszeit bei ESD wurde von *Pommerenke* [22] mit ca. 20 ps (Meßbandbreite 17.5 GHz) beziffert. Da die Messungen an extrem störintensiven Vorgängen durchgeführt werden, muß die verwendete Meßtechnik selbst bereits störsicher sein. Leider zeigt sich in der Praxis, daß diese Voraussetzung nur selten erfüllt ist. Abhilfe schafft die Verwendung von geschirmten Versuchsräumen oder zumindest die elektrische Trennung des Übertragungsweges für eingekoppelte Störungen.

Folgende Anforderungen sind minimal zu realisieren:

- Bandbreite:  $\geq 17.5$  GHz
- Spannungsfestigkeit:  $\geq 2$  kV
- Störfestigkeit der Auswertelektronik (räumliche Trennung, LWL-Übertragungsstrecken)

Ein Großteil der Versuche erfordert eine spezielle Meßtechnik, die im folgenden beschrieben wird.

### 3.2 Meßaufbau zur Untersuchung einzelner Entladungen

Die Untersuchung von Strom- und Spannungsverlauf einzelner elektrostatischer Entladungen erfolgt mit einem Aufbau (Abb. 9) in Anlehnung an die Norm zur Prüfung der Störfestigkeit gegen ESD (*IEC 61000-4-2* [8]). Dabei wird von einer realen oder auch simulierten menschlichen Entladung (HBM-Modell) ausgegangen. Die Entladung wird auf das Testobjekt, in diesem Falle eine Funkenstrecke geführt, wobei Strom- und Spannungsverläufe gemessen werden. Die Definition der Prüfschärfe erfolgt über die Ladespannung, wobei folgende Prüfschärfegrade unterscheiden werden:

| Prüfschärfegrad | Luftentladung<br>(air discharge mode) | Kontaktentladung<br>(contact discharge mode) |
|-----------------|---------------------------------------|--|
| 1               | 2 kV                                  | 2 kV   |
| 2               | 4 kV                                  | 4 kV   |
| 3               | 8 kV                                  | 6 kV   |
| 4               | 15 kV                                 | 8 kV   |

Tabelle 2: Prüfschärfegrade nach IEC 61000-4-2 [8]

Zum Einsatz gelangte ein geeichter ESD-Prüfgenerator (Schlöder SESD 200). Die Prüfung erfolgte im Prüfschärfegrad 1 (2 kV) (Tabelle 2) bei Kontaktentladung, da im Rahmen dieser Arbeit insbesondere kleine Elektrodenabstände zu untersuchen waren. Die verwendete Funkenstrecke ist ein Entwicklungsmuster einer ESD-Schutzfunkenstrecke mit Sinterelektroden in einem Glas-Keramik-Substrat. Der Elektrodenabstand beträgt  $6\ \mu\text{m}$ . Die Funkenstrecke ist kurz verbunden mit einem auf eine Aluminiumgrundplatte (5x5 m) montierten Stromsensor. Zur Unterdrückung von Signalreflexionen an den Plattenkanten ist die Grundplatte allseitig eingefasst von HF Pyramidenabsorbern. Die räumliche Trennung von ESD-Generator, Testobjekt und Sensoren ermöglicht es, die Einkopplung von Störungen in ein hinter der Aluminiumplatte aufgebautes Oszilloskop (Tektronix TDS6604, 6 GHz, 20 GS/s) zu minimieren.

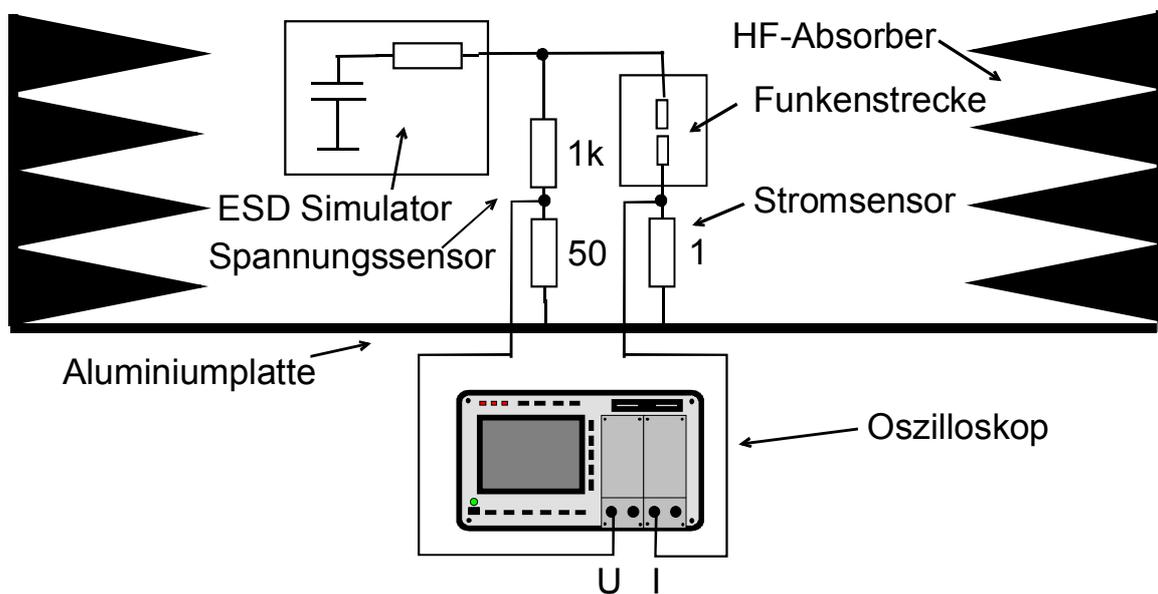


Abb. 9: Meßaufbau zur Untersuchung einzelner Entladungen

Strom- und Spannungssensoren sind selbst entwickelt und aufgebaut worden. Der Frequenzgang ist in Abb. 10 ersichtlich. Während der Stromsensor bis weit über 4 GHz hinaus einsetzbar ist, umfaßt der Spannungssensor, aufgrund seiner einfachen Bauweise, lediglich einen nutzbaren Frequenzbereich bis etwa 2 GHz. Bei der

Ableitung von Aussagen aus den Meßdaten wird darauf Rücksicht genommen. Der Anstieg der Kurven bei höheren Frequenzen resultiert aus kapazitiver Überkopplung infolge paralleler, parasitärer Kapazitäten.

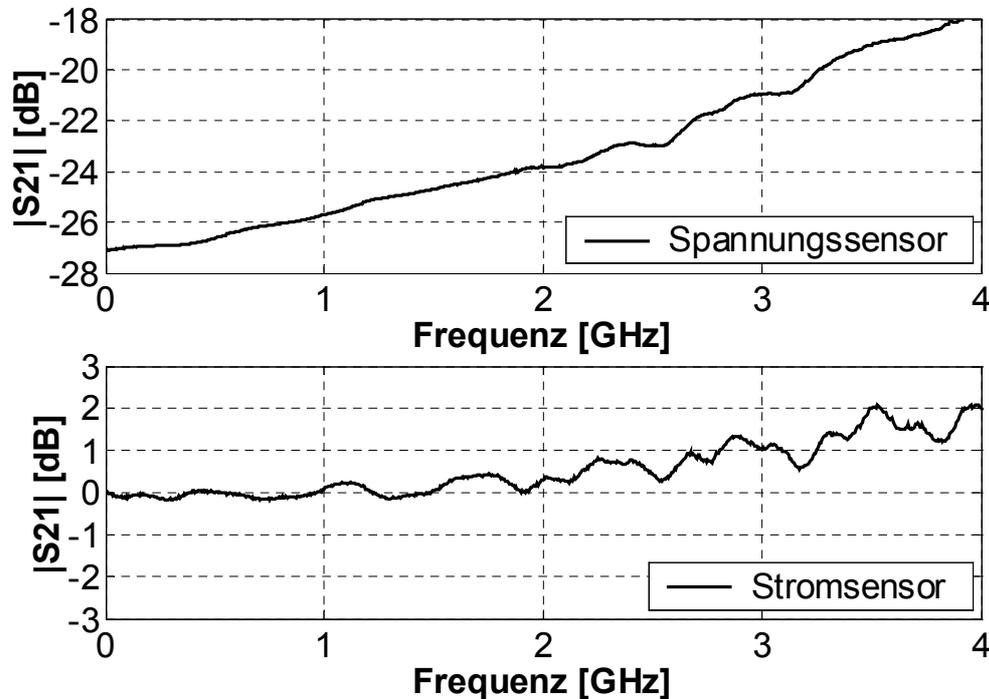


Abb. 10: Frequenzgang ( $|S_{21}|$ ) von Spannungs- und Stromsensor

### 3.3 Meßaufbau zur Untersuchung von Durchschlagmechanismen

Um Informationen über die Entladungsentwicklung zu erhalten, werden sowohl optische als auch elektrische Verfahren angewendet. Die optischen Verfahren stützen sich hauptsächlich auf die Untersuchung des Spektrums und seiner zeitlichen Veränderungen des Lichtbogens [26]. Die Untersuchung des Stromes verfolgt im Grunde das gleiche Ziel. Die nötige Meßtechnik ist hier jedoch etwas preiswerter. Die Messung des Stromverlaufes einer Entladung kann z.B., wie auch von anderen Autoren beschrieben, mittels Stromsensoren erfolgen [22]. Die erreichten Bandbreiten lagen bisher bei etwa 2.5 GHz. Die Messung stützte sich auf die Erfassung einmaliger Vorgänge. Die dafür verwendeten single-shot-Oszillokope besaßen eine Bandbreite von max. 4 GHz (SCD5000). *Pommerenke* [22] postuliert eine minimale Anstiegszeit von ESD von ca. 20 ps (Meßbandbreite  $\geq 17.5$  GHz). Selbst bei Verwendung guter Meßkabel (mit ca. 0.5 dB/m Kabeldämpfung bei 2 GHz) verringert sich die effektive Meßbandbreite auf etwa 2.5 GHz (140 ps), die zur korrekten Erfassung der realen Anstiegszeiten viel zu gering ist.

Der im Rahmen dieser Arbeit für die Untersuchungen des Stromanstieges speziell entwickelte Meßaufbau (Abb. 11) ermöglicht die Messung von Stromanstiegszeiten im ps-Bereich. Dazu wurde der Aufbau komplett koaxial ausgeführt. Ein Burstgenerator speist einen repetierenden Spannungspuls in eine koaxiale Funkenstrecke ein. Der entstehende Plasmakanal schafft eine leitfähige Verbindung im unterbrochenen Innenleiter, die periodisch entstehende Welle wird mit einem Sampling-Oszilloskop abgetastet und visualisiert. Das Pick-Off-Tee teilt die Welle symmetrisch auf. Ein Teil wird auf den Triggereingang geführt, der andere Teil zeitverzögert an den Signaleingang. Diese Vorgehensweise ist aufgrund der Arbeitsweise des Sampling-Oszilloskops nötig. Die Dämpfungsglieder (N-Typ, DC-18 GHz) sind handelsübliche Bauteile, deren Funktionsfähigkeit bis etwa 2 kV geprüft wurde. Die Delay-Line wurde speziell gefertigt. Zur Untersuchung der Druckabhängigkeit der Entladungsentwicklung wurde die Funkenstrecke in ein Druckgefäß eingebaut, welches es ermöglichte, den Luftdruck im Bereich 2.7-101 kPa einzustellen sowie andere Gasarten einzuleiten. Aufgrund der einfachen Konstruktion des Druckgefäßes war es nicht möglich, bei höheren Drücken als Normaldruck (101 kPa) zu arbeiten.

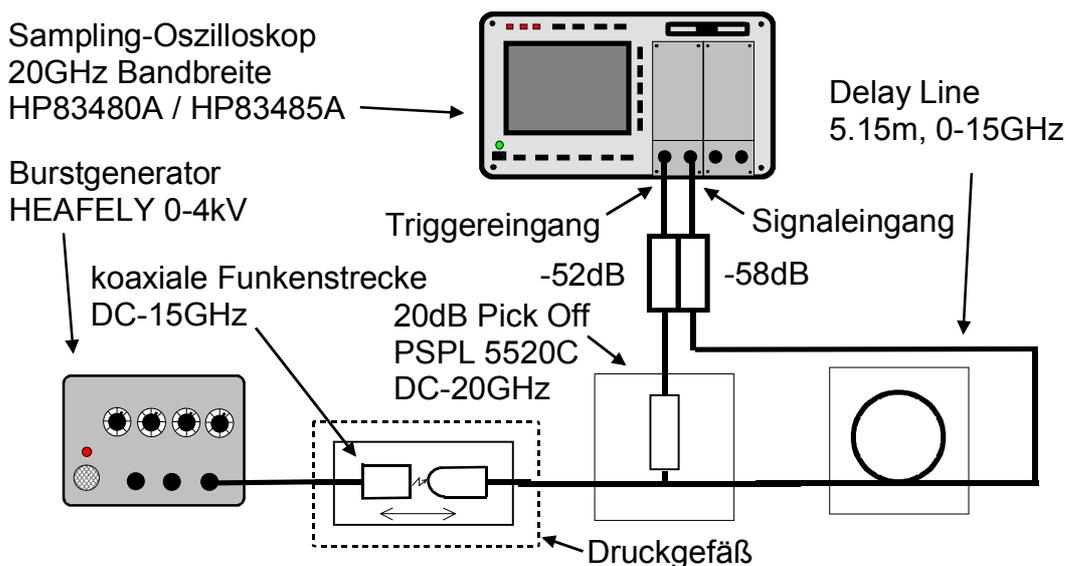


Abb. 11: Meßaufbau zur Untersuchung von Durchbruchmechanismen bei ESD

### 3.3.1 Meßablauf

Vor der Durchführung einer Messung werden die Elektroden mittels Sandpapier gereinigt, jedoch nicht poliert. Fett und lose Partikel werden mit Aceton entfernt. Infolgedessen kann bei kleinen Abständen die Oberflächenrauigkeit in der Größenordnung des Abstandes liegen. Nach der Elektrodenvorbereitung liegt die Oberflächenrauigkeit in der Größenordnung von 10-50  $\mu\text{m}$ , stark abfallend auf

2-10  $\mu\text{m}$  mit den ersten 10-100 Entladungen. Der Elektrodenabstand wird nach Anlegen des repetierenden Eingangsimpulses auf einen Wert eingestellt, der stabile Entladungen liefert. Eine Anstiegszeitmessung erfordert aufgrund der Verwendung eines Sampling-Oszilloskops die Applizierung von 5000-10000 einzelnen Entladungen. Wenn die Elektroden mit mehr als 20000 Entladungen belastet werden, sind die Meßwerte aufgrund der Elektrodenerosion verfälscht. Zum Verständnis der Kurvenformen an der Funkenstrecke kann ein Ersatzschaltbild (Abb.12) des Meßaufbaus abgeleitet werden. Der Innenleiter der Funkenstrecke ist geteilt ausgeführt. Die Eingangsspannung  $U_{\text{in}}$  steigt mit einer Anstiegszeit von ca. 5 ns an. Wenn kein Durchschlag erfolgt, ist lediglich der kapazitive Verschiebungsstrom als Ausgangssignal meßbar. Wenn ein Durchschlag erfolgt, bricht die Spannung über der Funkenstrecke auf ca. 10-20 V zusammen. Die Eingangsspannung der Funkenstrecke (jetzt gleich Ausgangsspannung am Lastwiderstand  $U_{\text{out}}$ ) bricht auf die Hälfte der Leerlaufspannung (eingestellter Wert am Burstgenerator) zusammen.

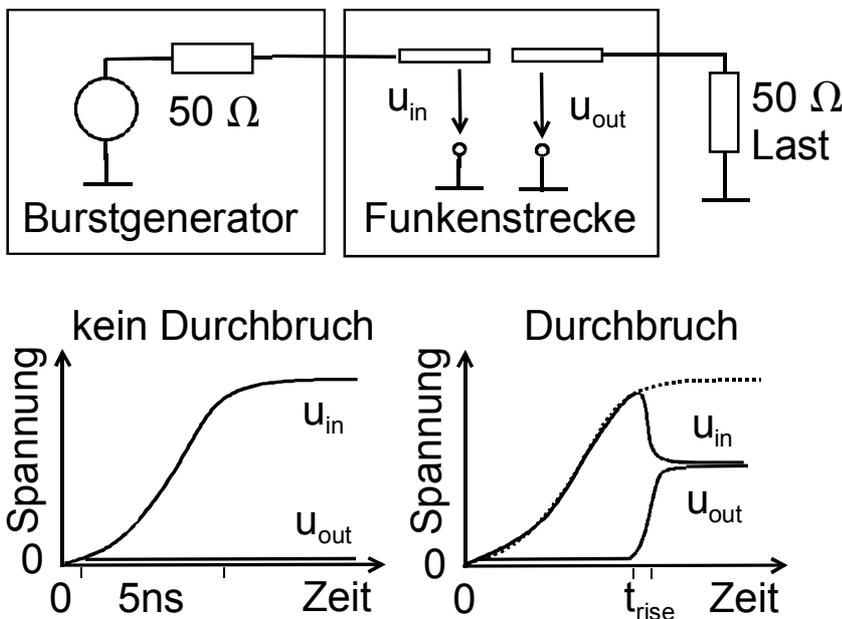


Abb. 12: Ersatzschaltbild und prinzipielle Kurvenverläufe an der Funkenstrecke

Am Ausgang der Funkenstrecke wird eine Ausgangsspannung  $U_{\text{out}}$  an  $50 \Omega$  gemessen. Die Meßdaten werden zur Verbesserung des Signal-Rausch-Abstandes digital gefiltert (FIR-Filter, 133 GHz Grenzfrequenz, 127. Ordnung). Danach werden Durchbruchspannung, Anstiegszeit, relative Lichtbogenlänge und Streuung berechnet. Durchbruchspannung und Lichtbogenstrom lassen sich wie folgt berechnen:

$$U_{\text{breakdown}} = 2 \cdot 0.9 \cdot u_{\text{out max}} \quad (3.1)$$

$$i_{arc}(t) = \frac{u_{out}(t)}{50 \Omega} \cdot \quad (3.2)$$

Die Anstiegszeit des Entladestromes ist zwischen 10 und 90 % des Stromspitzenwertes definiert. Wenn eine Stufe im Stromverlauf auftritt, erhöht sich dementsprechend auch die Anstiegszeit. Die Änderung der Eingangsspannung während der Entladungsentwicklung wird vernachlässigt, da die Anstiegszeit der Eingangsspannung mit ca. 5 ns um etwa eine Größenordnung größer ist, als die Anstiegszeit der Ausgangsspannung mit 40-500 ps. Diese Näherung führt insbesondere bei längeren Anstiegszeiten der Ausgangsspannung zu Meßfehlern in der Größenordnung von ca.  $\pm 20\%$ . Die Lichtbogenbrennspannung mit ca. 10-20 V kann gegenüber der Ausgangsspitzenspannung von 400-2000 V vernachlässigt werden.

### 3.3.2 Repetierende Strommessung an ESD

Die Voraussetzung für repetierende Messungen ist, daß sich das Meßsignal periodisch wiederholt. Derartige Messungen sind z.B. aus der Nachrichtentechnik (Übertragungsprotokolle) bekannt. ESD gilt im allgemeinen als ein nicht wiederholbarer Vorgang. Diese Annahme ist jedoch nur im Bereich langsamer und mittlerer Elektrodenannäherungsgeschwindigkeiten gültig. Für sehr schnelle Elektrodenannäherung ist aufgrund der Arbeiten von *Frei* [24] und eigener Untersuchungen eine sehr geringe Streuung (<5 %) einzelner Entladungen untereinander gegeben. Dies ermöglicht die Abtastung wiederholter Entladungen mit einer Meßbandbreite, die weit oberhalb derer von Einzelmessungen liegt. Das repetierende Eingangssignal wird von einem Burstgenerator geliefert. Die Anstiegszeit dieses Impulses simuliert eine sehr schnelle Elektrodenannäherung. Die Vergleichbarkeit von Spannungsanstieg und Elektrodenannäherung wurde von *Frei* [21] nachgewiesen. Danach kann die Annäherungsgeschwindigkeit mit (3.3) abgeschätzt werden:

$$v = \left| - \frac{U_0 \cdot d}{u(t) \cdot t} \right| \quad (3.3)$$

v Elektrodenannäherungsgeschwindigkeit

$U_0$  Durchbruchspannung

d Elektrodenabstand

u(t) Spannungsfunktion der Eingangsspannung

Bei einer Durchbruchspannung von 800 V, einem Elektrodenabstand von 30  $\mu\text{m}$  und einer Steilheit der Eingangsspannung von ca. 160 V/ns ergibt sich etwa eine Annäherungsgeschwindigkeit von  $6 \cdot 10^3$  m/s. Dieser Wert ist im Vergleich zu realen Vorgängen sehr hoch, er garantiert jedoch sicher vergleichbare ESD-Events. Da dieser Meßaufbau ausschließlich zur Untersuchung von Durchbruchmechanismen benutzt wurde, ist der exakte Wert der Annäherungsgeschwindigkeit unkritisch. Die Parameter des Eingangsimpulses (Abb. 13) sind gemäß IEC 61000-4-4:

- Anstiegszeit: 5 ns
- Abfallzeit: 150 ns
- Spitzenspannung: 0-2 kV (einstellbar)
- Spikefrequenz: 5 kHz
- Burstfrequenz: 20 Hz
- Burstdauer: 5 ms

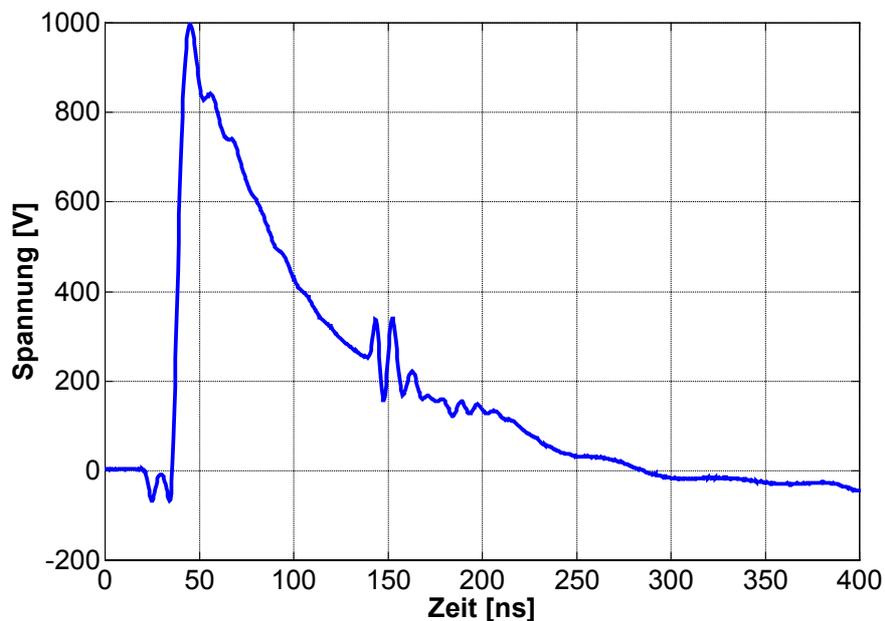


Abb. 13: Impuls am Ausgang des Burstgenerators (Spitzenspannung 2kV, Lastwiderstand 50  $\Omega$ )

Den typischen Verlauf der Ausgangsimpulse (ESD) mit signifikanten Oberflächenprozessen am Ausgang der coaxialen Funkenstrecke zeigt Abb. 14. Es ist deutlich die wesentlich kleinere Anstiegszeit erkennbar (hier ca. 40 ps). Für die gewählten Parameter ist die Reproduzierbarkeit der Entladungen so hoch, daß auch bei Abtastung ein geschlossener Kurvenverlauf entsteht.

Infolge von Stoßstellen des Übergangs des Luftwellenleiters mit der Elektrodenstruktur auf die Anschlüsse (N-Buchsen) wird ein Teil des Impulses innerhalb der Funkenstrecke u. U. mehrfach reflektiert. Erkennbar ist dies an einem

um ca. 33 ps verzögerten, 15 %igen Unterschwingen des Stromes am oberen Ende der steigenden Flanke. Die Fläche und die Verzögerung des Unterschwingens kann näherungsweise mit Hilfe des Differentialquotienten der steigenden Flanke abgeschätzt werden (siehe Anhang).

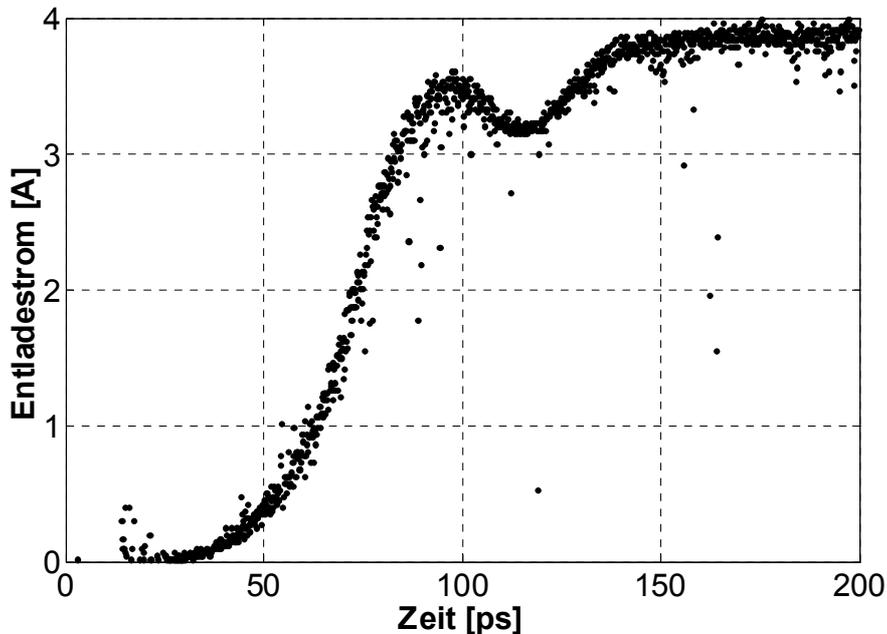


Abb.14: Abgetasteter Entladestrom von repetierenden Entladungen (ESD) am Ausgang der koaxialen Funkenstrecke (Durchbruchspannung 398 V, Kathode Messing, Anode Messing, Elektrodenabstand 8  $\mu\text{m}$ ,  $p=101$  kPa, 1 Entladung pro Abtastpunkt)

Die kleine Spitze (ca. 0.5 A) bei 20 ps ergibt sich infolge des Verschiebungsstromes durch die Elektrodenkapazität an der steigenden Flanke des Eingangsimpulses. Diese Darstellung zeigt jedoch nicht den realen Verlauf des Verschiebungsstromes, zudem ist es unmöglich, den Verschiebungsstrom im Falle eines Durchbruchs tatsächlich zu messen. Aus diesem Grunde wurde zunächst eine Abschätzung von Größe und zeitlichem Verlauf mit Hilfe einer FDTD-Simulation (finite difference time domain) beispielhaft bei eingestellten Spitzenspannungen des Burstgenerators von 200 V bzw. 750 V sowie Elektrodenabständen im Bereich 8-100  $\mu\text{m}$  durchgeführt (Abb. 15, Abb. 16). Da die Funkenstrecke im nicht gezündeten Zustand einen hochohmigen Abschluß darstellt, steigt die Spannung über der Funkenstrecke auf den doppelten Wert an. Es ist deutlich erkennbar, daß die Anstiegszeit des Verschiebungsstromes (Abb.16) in der Größenordnung der Anstiegszeit des Eingangsimpulses liegt. Die Amplitude des berechneten Verschiebungsstromes liegt mehrere Größenordnungen unterhalb der gemessenen Stromamplituden im Falle eines Durchschlages (Abb. 14). Die meßtechnische Bestimmung der Verschiebungsströme bei Spannungen unterhalb der Durchbruchspannung bestätigt die Simulationsergebnisse (Abb. 17). Der Verschiebungsstrom durch die

Elektrodenkapazität infolge der pulsformigen Eingangsspannung ist demzufolge vernachlässigbar.

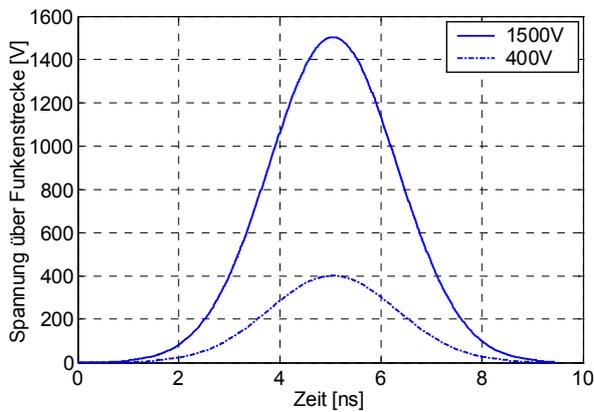


Abb. 15: Gaußförmiger Spannungsimpuls zur Simulation des Verschiebungsstromes durch die Elektrodenkapazität

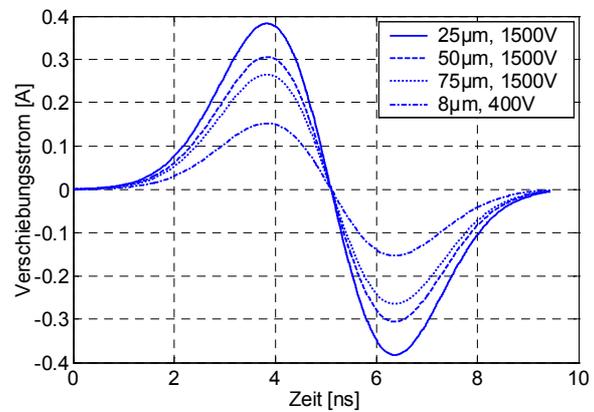


Abb. 16: Simulierte Verschiebungsströme bei verschiedenen Elektrodenabständen und Durchbruchspannungen

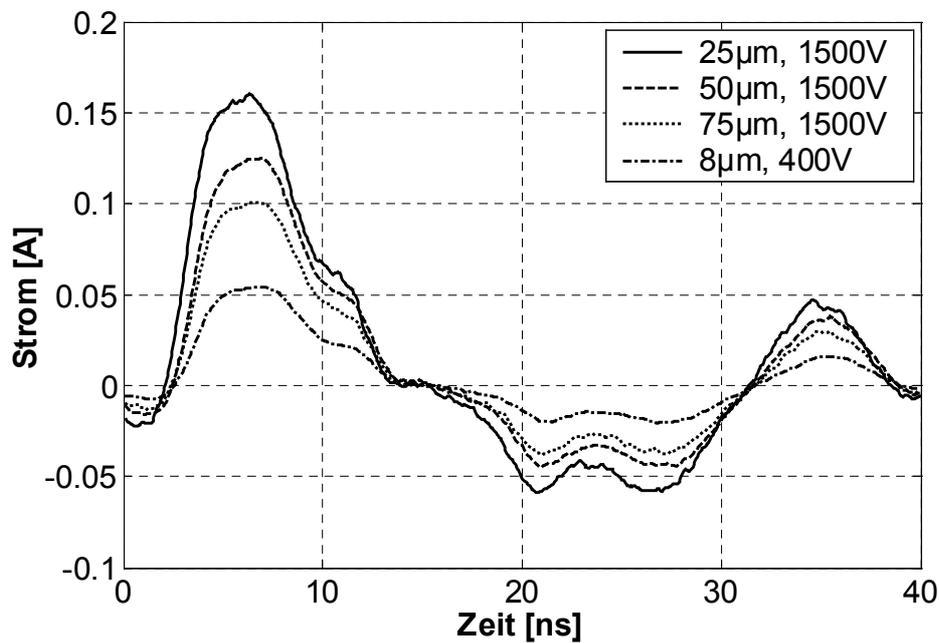


Abb. 17: Gemessene Verschiebungsströme bei verschiedenen Elektrodenabständen und Durchbruchspannungen

### 3.3.3 Die koaxiale Funkenstrecke

Da bisher verfügbare Stromsensoren zur Messung der Ströme von ESD nur bis ca. 3 GHz verwendbar waren, mußte ein neuer Weg beschritten werden, um die Meßbandbreite zu erhöhen. Die Funkenstrecke wurde komplett koaxial ausgeführt, um eine möglichst hohe obere Bandgrenze zu erreichen. Abb. 18 zeigt den Aufbau der koaxialen Funkenstrecke im Detail.

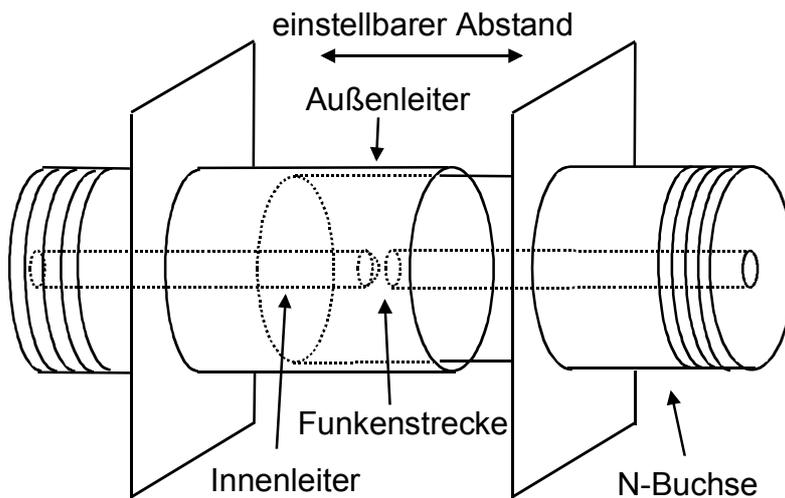


Abb. 18: Koaxiale Funkenstrecke

Die koaxiale Funkenstrecke ist aus zwei genau ineinander passenden, polierten Messingrohren (9.5 mm Innendurchmesser) gefertigt, die auf das Gehäuse von zwei N-Buchsen gelötet wurden. Der Innenleiter (4.1 mm Durchmesser, 10 mm Gesamtlänge im Luftwellenleiterbereich) ist unterbrochen. Die inneren Enden der beiden Innenleiter sind als Platten-Halbkugelelektrode ausgeführt, zum einen um eine möglichst hohe Bandbreite zu erreichen, zum anderen um sicherzustellen, daß der Durchschlag im Zentrum der Plattenelektrode mit annähernd homogener und definierter Feldstärke und nicht am Rand erfolgt. Die Innenleiter sind bei verschiedenen Funkenstrecken jeweils aus unterschiedlichen Materialien gefertigt, um verschiedene Elektrodenmaterialien testen zu können. In Abb. 19 ist eine maßstabgetreue Darstellung der Funkenstrecke und der Elektrodenkonfiguration mit 100 µm Elektrodenabstand zu sehen. An den Kanten der Plattenelektrode können aufgrund von Feldstärkeüberhöhungen infolge der scharfen Kante Teilentladungen auftreten. Da 100 µm Elektrodenabstand am oberen Ende der untersuchten Elektrodenabstände liegt, kann die hier gezeigte Elektrodenkonfiguration als worst-case für das Auftreten von Teilentladungen angesehen werden. Der, durch die Elektrodenkapazität (<1 pF) und den Wellenwiderstand des Luftwellenleiters und der Anschlußkabel gebildete Hochpaß mit einer Grenzfrequenz von ca. 20 GHz

dämpft Teilentladungen jedoch so stark, daß eine Beeinflussung der Meßwerte nahezu ausgeschlossen werden kann. Bei kleineren Elektrodenabständen steigt zwar die Elektrodenkapazität an, bleibt jedoch immer noch unterhalb von 1 pF und die Wahrscheinlichkeit von Durchschlägen steigt an. Die im Falle eines Durchschlages fließenden Ströme liegen weit oberhalb der Ströme infolge von Teilentladungen, so daß auch bei kleinen Elektrodenabständen keine Beeinflussung der Meßwerte durch Teilentladungen zu erwarten ist.

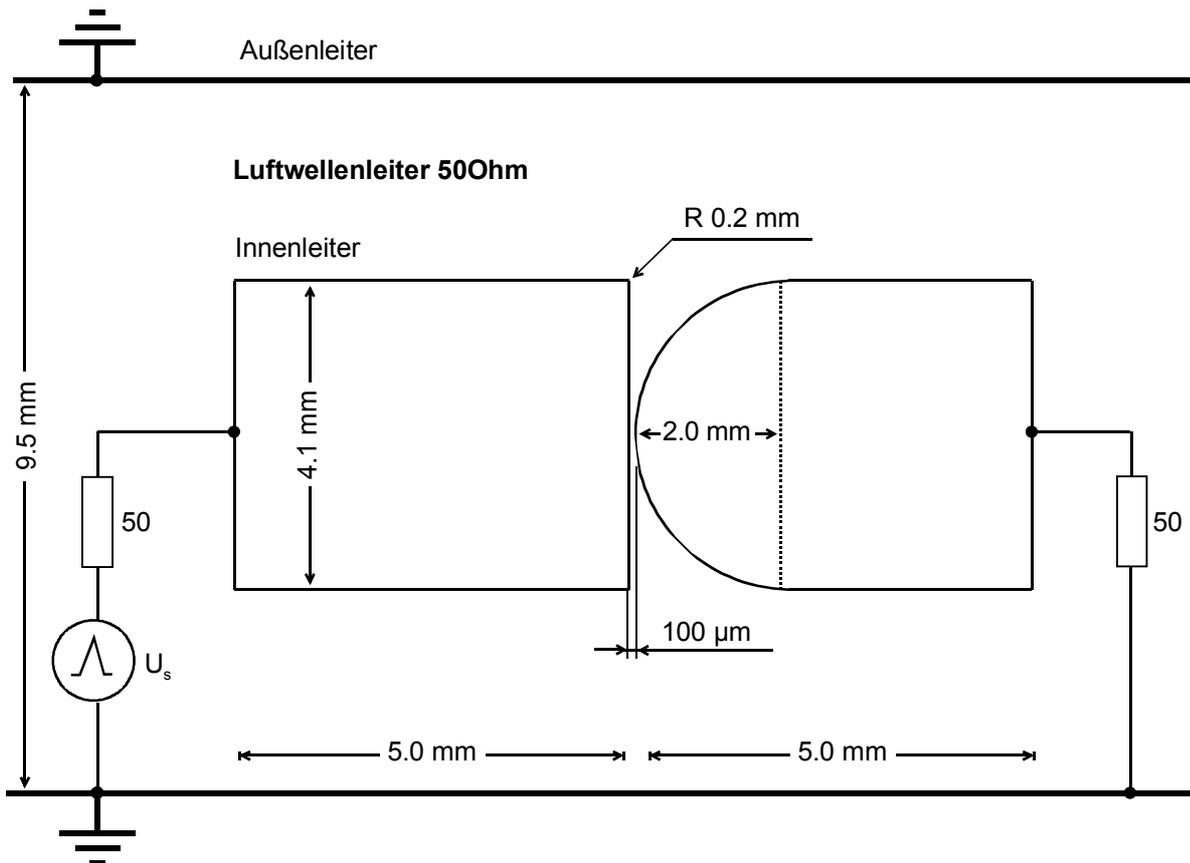


Abb. 19: Elektrodenkonfiguration der koaxialen Funkenstrecke mit 100 µm Elektrodenabstand im Maßstab 5:1

Zwei Halbkugelelektroden bewirken zwar weniger Teilentladungen, verringern jedoch die obere Frequenzgrenze auf ein nicht mehr akzeptables Maß. Die Konfiguration Platte - Platte würde den breitesten Frequenzbereich garantieren, jedoch bei sehr schlechter Feldhomogenität an den Rändern der Plattenelektroden. Die Elektrodenform Platte - Halbkugel stellt somit ein Optimum von größtmöglicher Feldhomogenität, geringen Teilentladungen, großem nutzbaren Frequenzbereich und einfacher mechanischer Herstellung dar.

Der komplett koaxiale Aufbau der Funkenstrecke garantiert extrem große Meßbandbreite (Abb. 20). Oberhalb 15 GHz werden außer der TEM-Welle auch

höhere Moden (Hohlleiterwellen  $H_{11}$ ,  $H_{12}$ , etc.) ausbreitungsfähig. Dies beschränkt die obere Bandbreite auf ca. 15 GHz. An den Übergängen von den N-Buchsen zum Luftwellenleiter treten Reflexionen auf (Abb. 21). Die Anpassung mit  $-10$  dB bei ca. 6 GHz bietet Raum für weitere Optimierungen. Die Reflexionen auf dem Meßsignal sind auch in den Zeitbereichsmessungen deutlich sichtbar (Abb. 14).

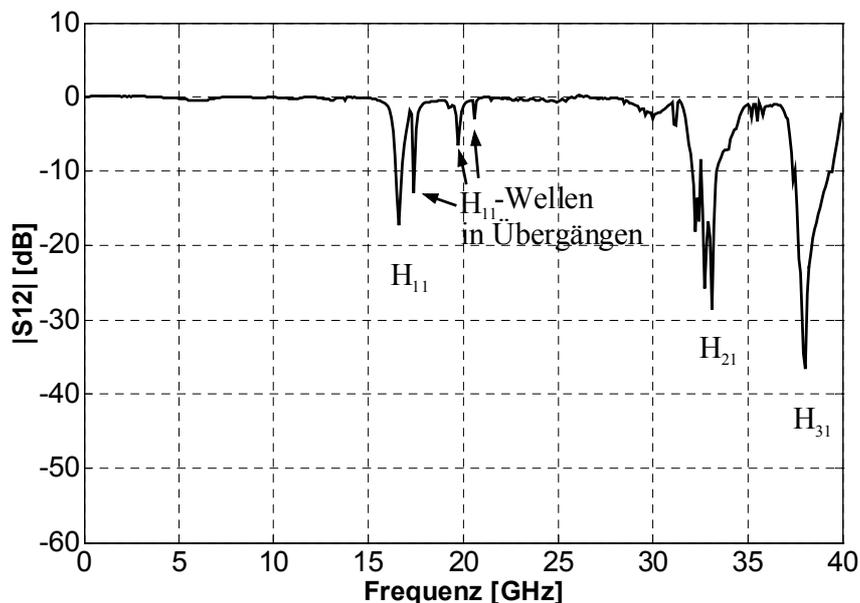


Abb. 20: Einfügedämpfung ( $|S_{12}|$ ) der coaxialen Funkenstrecke (Elektrodenabstand  $0 \mu\text{m}$ )

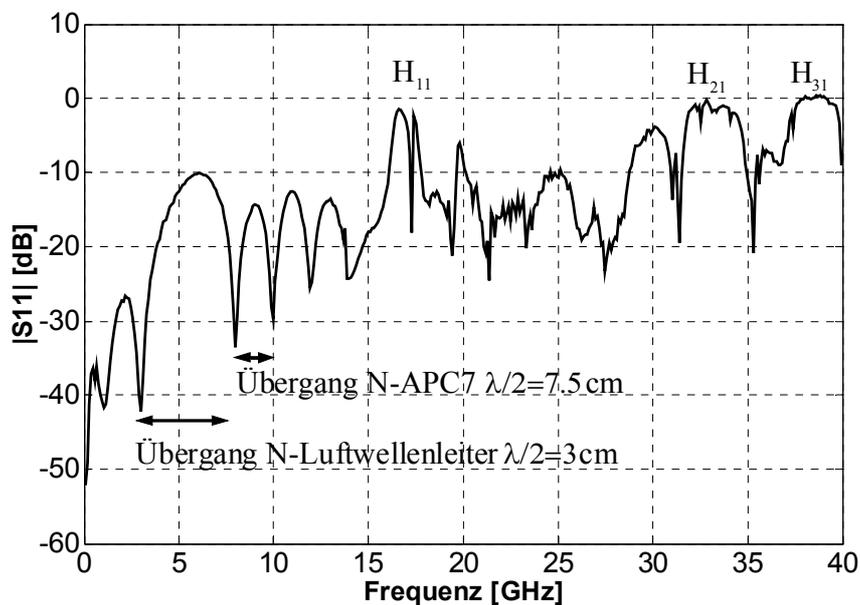


Abb. 21: Reflexionsdämpfung ( $|S_{11}|$ ) der coaxialen Funkenstrecke (Elektrodenabstand  $0 \mu\text{m}$ )

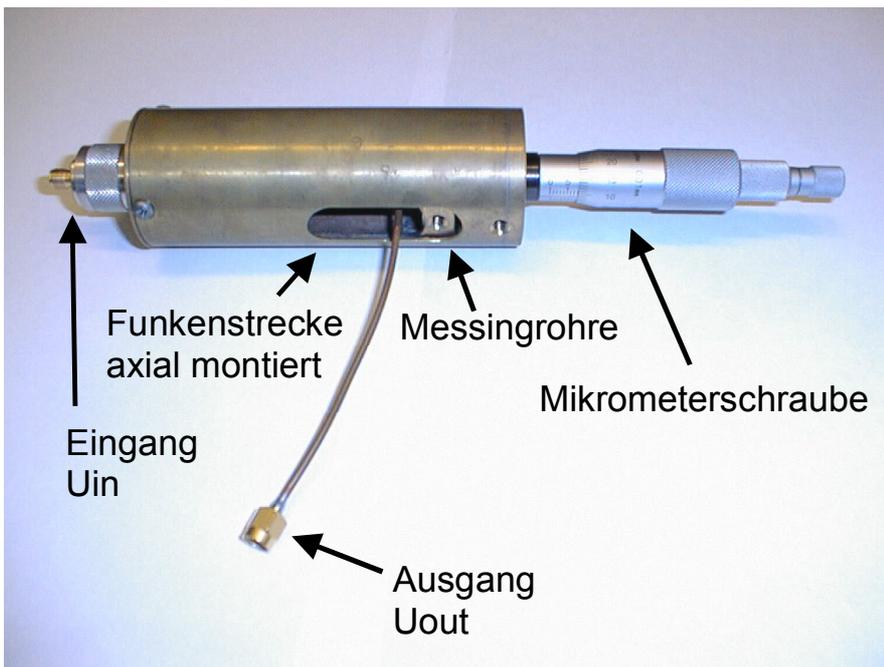
Ausgehend von der Frequenzbereichsmessung ist eine Abschätzung der minimal übertragbaren Anstiegszeit möglich (3.4):

$$t_{rise} \approx \frac{0.35}{f_{-3dB}} \quad (3.4)$$

$t_{rise}$  Ansteigszeit

$f_{-3dB}$  -3dB Grenzfrequenz

Die koaxiale Funkenstrecke erlaubt somit die Messung von Anstiegszeiten bis herab zu 23 ps.



**Abb. 22: Montierte Funkenstrecke mit Abstandseinstellung**

Die Einstellung des Abstandes der beiden Innenleiter erfolgt mittels einer Mikrometerschraube im Bereich von 0 bis 500  $\mu\text{m}$  mit einer Genauigkeit von  $\pm 2 \mu\text{m}$ . Abb. 22 zeigt die aufgebaute Abstandseinstellung mit montierter Funkenstrecke. Die koaxiale Funkenstrecke ist axial in zwei ineinanderpassende Messingrohre montiert. Der Ausgang wird durch einen Schlitz in der Rohrwand herausgeführt. Die Abstandseinstellung erfolgt mittels einer Mikrometerschraube mit feststehendem Stempel (Mitutoyo MHK-25R). Da die Oberflächenrauigkeit für kleine Elektrodenabstände in der Größenordnung von etwa 10  $\mu\text{m}$  liegen kann, ist die Genauigkeit der Abstandseinstellung auf ca. 10-15  $\mu\text{m}$  begrenzt.

Es gibt eine Anzahl von Veröffentlichungen insbesondere älteren Datums, in denen koaxiale Funkenstrecken zur Untersuchung von elektrischen Entladungen zum Einsatz gelangen. Im Bereich der Experimentalphysik beschrieben *Felsenthal, Proud* [29] schon 1965 koaxiale Funkenstrecken mit Rogowski-Profil für homogene

Feldverteilung, um Anstiegszeiten  $<1$  ns zu messen. *Kawamata et al.* [37] beschäftigte sich mit der Abhängigkeit der Anstiegszeiten von der Ladespannung. Er verwendete einen koaxialen Aufbau mit einer Grenzfrequenz von 4.5 GHz und Elektrodenabstände von 10 bis 100  $\mu\text{m}$ . Die Ergebnisse zeigen einen nahezu linearen Anstieg der Anstiegszeiten mit der Durchschlagsspannung sowie lineare Abhängigkeit der Durchschlagsspannung vom Abstand. Die Versuchsaufbauten und Ergebnisse sind jedoch verhältnismäßig schlecht dokumentiert, insbesondere ist nicht erkennbar, ob es sich dabei um statische Durchschläge oder um Durchschläge bei Überspannung handelt. *Honda* [33], [34] beschäftigte sich in den 90'er Jahren mit der breitbandigen Messung von ESD. Er benutzte als erster ein Sampling-Oszilloskop zur Messung der abgestrahlten Felder von repetierenden Entladungen. Seine Angaben beschränken sich jedoch auf die Präsentation von Meßdaten. Er wies Anstiegszeiten in den gemessenen Feldern bis herab zu 40 ps nach. Da er keine angepaßten Antennen verwendete, sind die Zeitfunktionen im wesentlichen durch die Impulsantworten der verwendeten Antennen bestimmt. Ein Rückschluß auf die Mechanismen der Entladungsentwicklung ist infolgedessen nicht möglich. Seine Annahme, daß die Entladungsentwicklung in der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit liegt, läßt sich aus seinen Meßergebnissen nicht erkennen. Seine Arbeiten beinhalten erstmalig eine Betrachtung der Gültigkeit der konventionellen Physik. Diese neuartige Herangehensweise konnte jedoch nicht mit Meßergebnissen untermauert werden. Sowohl experimentelle als auch theoretische Untersuchungen mit koaxialen Funkenstrecken auf dem Gebiet gepulster Vakuumdurchschläge führten *Mesyats, Proskurovsky* [117] durch. Da ihre Arbeiten extrem umfangreich sind, wird an den entsprechenden Stellen im Text erneut darauf verwiesen.

### 3.3.4 Grenzen des Meßaufbaus

#### 3.3.4.1 Minimale Anstiegszeit des Meßaufbaus

Die obere  $-3$  dB Grenzfrequenz des Meßsystems limitiert die kleinste meßbare Anstiegszeit. Obwohl die Funkenstrecke theoretisch in der Lage ist, Stromanstiegszeiten von 23 ps (15 GHz) zu übertragen, limitieren auch andere Teile des Meßaufbaus die Anstiegszeit. Jedes einzelne Teil des Meßaufbaus ist laut Datenblatt durch eine kleinste übertragbare Anstiegszeit (Sprungantwort) spezifiziert:

koaxiale Funkenstrecke: 23 ps worst-case (abgeleitet aus  $S_{12}$  Messung)

pick-off-tee: 17 ps

Delay Line: 23 ps

Dämpfungsglied: 10 ps

Sampling-Oszilloskop: 17.5 ps

Die untere Grenze der meßbaren Anstiegszeit kann für das gesamte Meßsystem abgeschätzt werden mit

$$t_{rise} = \sqrt{t_{\text{Funkenstrecke}}^2 + t_{\text{pick-off-tee}}^2 + t_{\text{Delay Line}}^2 + t_{\text{Dämpfungsglied}}^2 + t_{\text{Ozilloskop}}^2} \quad (3.5)$$

Daraus resultiert eine kleinste mit diesem Aufbau meßbare Anstiegszeit von ca. 40 ps.

Weitere Verbesserungen sind durch den Einsatz eines schnelleren Oszilloskops und einer breitbandigeren Delay-Line möglich. Allerdings steigen die Kosten für den Meßaufbau in diesem Fall extrem stark an. Aus diesem Grund wurde auf eine weitere Optimierung des Meßaufbaus verzichtet.

### 3.3.4.2 Grenzen der Anwendbarkeit koaxialer Funkenstrecken

Um eine zuverlässige Aussage über die Verwendbarkeit und die Grenzen der Anwendung von koaxialen Funkenstrecken machen zu können, müssen insbesondere die elektrischen Grenzwerte bezüglich Anstiegszeit und max. Spannungsanstieg bekannt sein. Dabei sind zum einen Limitationen durch die physikalischen Parameter des Lichtbogens selbst zu bestimmen, zum anderen muß der Aufbau der koaxialen Funkenstrecke nach Kriterien erfolgen, die eine möglichst rückwirkungsfreie Messung zulassen.

Ein wesentliches Kriterium ist die Geschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle im Wellenleiter. Der Lichtbogen kann sich nicht schneller entwickeln als sich die Wellenfront im Wellenleiter fortbewegt [41]. Die Abschätzung mit

$$t_{rise} = \left( \delta + \frac{D-d}{2} \right) \cdot \sqrt{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_r \cdot \mu_0} \quad (3.6)$$

$\delta$  Elektrodenabstand

$D$  Außendurchmesser des Wellenleiters

$d$  Innendurchmesser des Wellenleiters

liefert für die verwendete Funkenstrecke eine theoretisch minimal meßbare Anstiegszeit von 9 ps. Da die Eigenanstiegszeit des Meßsystems in der

Größenordnung von 40 ps liegt, kann dieses Kriterium die Meßwerte nicht wesentlich verfälschen.

Der maximal mögliche Spannungsanstieg  $dU/dt$  ist darüber hinaus auch durch die Eigeninduktivität  $L_S'$  des Lichtbogens beschränkt.

$$\left| \frac{dU}{dt} \right| = \frac{Z_L \cdot U_S}{\delta \cdot L_S'} \quad (3.7)$$

$$L_S' \approx \frac{2 \cdot \mu_0}{\pi} \quad (3.8)$$

Die worst-case Betrachtung erfolgt bei kleinen Eingangsspannungen und großen Elektrodenabständen. Bei einer Eingangsspannung  $U_s$  von ca. 1000 V, einem Elektrodenabstand von 100  $\mu\text{m}$  und einer Wellenleiterimpedanz von 50  $\Omega$ , liegt der maximal mögliche Spannungsanstieg  $dU/dt$  bei etwa 620 V/ps. Eine Beeinflussung der Meßwerte durch die Eigeninduktivität des Lichtbogens ist somit nicht zu erwarten.

Gegenüber der minimalen meßbaren Anstiegszeit von 40 ps sind die Limitationen infolge der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellenfront in der coaxialen Funkenstrecke sowie der Eigeninduktivität des Lichtbogens vernachlässigbar.

### 3.4 Meßaufbau zur Untersuchung von Parametereinflüssen

Um den Einfluß verschiedener Parameter, insbesondere der Annäherungsgeschwindigkeit, des Elektrodenmaterials und der klimatischen Bedingungen (Temperatur, Luftfeuchtigkeit) zu untersuchen, wurde in Anlehnung an *Frei* [24] ein Meßaufbau (Abb. 23) entwickelt, der automatisch gesteuerte Langzeitmessungen an vielen (>10000) Entladungen ermöglicht und u.a. dazu dient, eine statistisch auswertbare Datenbasis zu Parametereinflüssen auf ESD bei kleinen Elektrodenabständen und kleinen Entladespannungen zu schaffen.

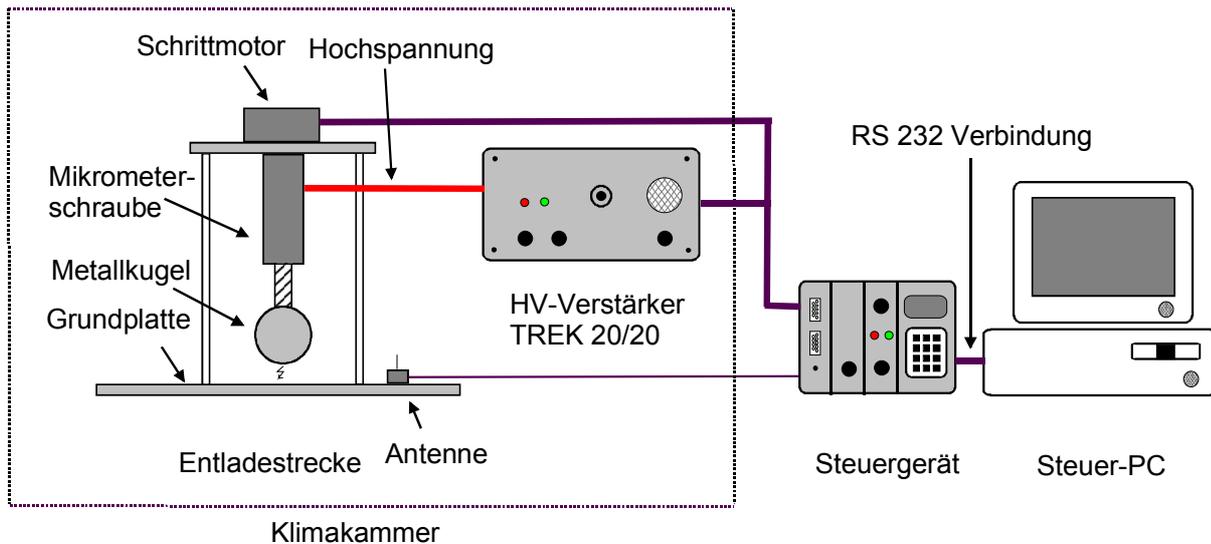


Abb. 23: Meßaufbau zur Untersuchung von Parametereinflüssen auf ESD

In einer Entladestrecke werden zwischen leitender Ebene (Kathode) und Kugel (Anode) elektrostatische Entladungen generiert. Die Ladesspannung wird über einen Hochspannungsverstärker an die Elektroden gelegt. Zur Untersuchung des Materialeinflusses sind die Elektroden auswechselbar gestaltet. Der Abstand zwischen den Elektroden kann durch einen auf eine Mikrometerschraube montierten Schrittmotor im Bereich 0 – 500  $\mu\text{m}$  mit einer Schrittweite von 2  $\mu\text{m}$  eingestellt werden. Die Genauigkeit der Abstandseinstellung ist, abgesehen von den oben diskutierten Problemen der Oberflächenrauigkeit, besser als 5  $\mu\text{m}$ . Die Entladestrecke befindet sich in einer Klimakammer, so daß Temperatur und Luftfeuchte in weiten Bereichen geregelt werden können. Mittels einer kleinen Antenne werden die Entladungen detektiert. Ein speziell konstruiertes Steuergerät und ein PC steuern den Meßablauf und die Datensicherung. Die Feldhomogenität zwischen den Elektroden wird durch den Radius der Kugel (Anode) im Verhältnis zum Elektrodenabstand bestimmt. Im Bereich kleiner Elektrodenabstände (0-300  $\mu\text{m}$ ) kann von einem annähernd homogenen Feld ausgegangen werden. Zusätzlicher Meßaufwand zur Beurteilung der Genauigkeit der Feldsteuerung kann auf diese Weise vermieden werden.

### 3.4.1 Meßablauf

Für ein Elektrodenmaterial, einen Temperaturwert und einen Luftfeuchtigkeitswert wird automatisiert jeweils eine Meßreihe durchlaufen (Abb. 24). Eine Meßreihe besteht aus ca. 10000 einzelnen Entladungen. Der Elektrodenabstand wird zunächst fest vorgegeben. Die Spannung über der Funkenstrecke steigt bei feststehenden Elektroden exponentiell an. Der exponentielle Spannungsverlauf simuliert dabei eine

konstante Annäherungsgeschwindigkeit [21]. Das Auftreten einer Entladung wird automatisch detektiert. Danach werden Annäherungsgeschwindigkeit und äquivalente Ladespannung für jede einzelne Entladung berechnet und die Parameter (Annäherungsgeschwindigkeit, Ladespannung, Elektrodenabstand) der Entladung in eine Datenbank eingetragen.

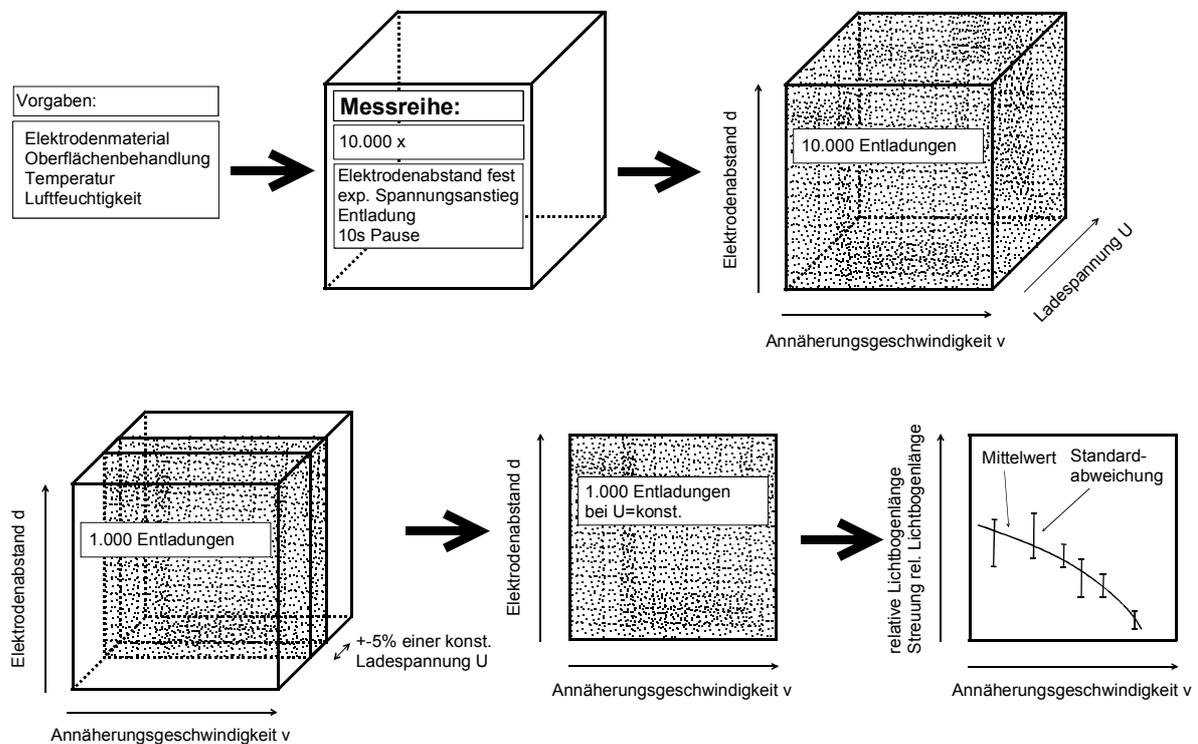


Abb. 24: Meßablauf zur Untersuchung von Parametereinflüssen auf ESD

Als Elektrodenmaterialien wurden Wolfram, Stahl, Nickel, Kupfer, Messing, Aluminium und Graphit (Kohlestifte von Lichtbogenlampen) untersucht. Die Elektrodenabstände variierten im Bereich 8 - 350  $\mu\text{m}$ , die Durchbruchspannungen im Bereich 400 - 2000 V, Temperaturen im Bereich 0-40  $^{\circ}\text{C}$ , relative Luftfeuchtigkeit 20-75 % bei einem konstanten Gasdruck von 101 kPa (Normaldruck). Alle Messungen zum Einfluß der Elektrodenmaterialien wurden bei einer konstanten Temperatur von 20  $^{\circ}\text{C}$  und einer konstanten relativen Luftfeuchtigkeit von 20 % durchgeführt.

### 3.4.2 Statistische Auswertung der Parametereinflüsse

Um für die statistisch sichere Auswertung eine ausreichend große Datenbasis zu erhalten, werden jeweils etwa 300-1000 Entladungen für eine als konstant angenommene Ladespannung in einem relativen Ladespannungsbereich von  $\pm 5\%$  innerhalb der Datenbank ausgewertet (Abb. 24). Die Berechnung der relativen Lichtbogenlänge erfolgt durch gleitende Mittelwertbildung innerhalb der

Datenbasis. Kleinere relative Lichtbogenlängen führen zu einer erhöhten Störintensität der ESD [22]. Mit steigender Streuung der relativen Lichtbogenlänge sinkt die Reproduzierbarkeit. Zur Visualisierung der Daten werden relative Lichtbogenlänge und Streuung der relativen Lichtbogenlänge über der Annäherungsgeschwindigkeit aufgetragen (Abb. 24).

Die Intensität einer ESD wird in Anlehnung an [22] im wesentlichen durch eine Abhängigkeit von der relativen Lichtbogenlänge  $d_{rel}$  beschrieben. Die Konstante  $C$  beschreibt dabei die Größe der Kopplung zwischen Quelle und Senke.

$$S = C \cdot \frac{1}{d_{rel}} \quad (3.9)$$

Die relative Lichtbogenlänge ist definiert durch das Verhältnis von gemessener Lichtbogenlänge zur Lichtbogenlänge für einen statischen Durchschlag (Paschenlänge) an unbewegten Elektroden bei gleichem Elektrodenabstand. Die Paschenlänge kann im Bereich kleiner Elektrodenabstände ( $<100 \mu\text{m}$ ) aufgrund Untersuchungen von *Torres et al.* [38] teilweise erheblich von der mit Hilfe von Näherungsformeln (Paschengesetz) berechneten Paschenlänge abweichen.

$$d_{rel} = \frac{\text{Lichtbogenlänge gemessen}}{\text{Paschenlänge}} \quad (3.10)$$

Die Streuung der relativen Lichtbogenlänge  $D$  von vielen Entladungen wird durch die Standardabweichung der relativen Lichtbogenlänge aller Entladungen innerhalb eines Datensatzes  $N$  beschrieben (3.11).

$$D = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N (d_{rel_i} - \overline{d_{rel}})^2} \quad (3.11)$$

Die Reproduzierbarkeit ist als das Reziproke der Streuung der relativen Lichtbogenlänge definiert (3.12). Eine größere Streuung der relativen Lichtbogenlängen führt zu kleinerer Reproduzierbarkeit und umgekehrt.

$$R = \frac{1}{D} \quad (3.12)$$

Der dazu benötigte gleitende Mittelwert der relativen Lichtbogenlängen ist gegeben als die Summe aller Lichtbogenlängen, dividiert durch die Anzahl der Entladungen  $N$  (3.13).

$$\overline{drel} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N drel_i \quad (3.13)$$

Aufgrund der breiten Akzeptanz der Größen: relative Lichtbogenlänge und Streuung der relativen Lichtbogenlänge wird zur besseren Vergleichbarkeit der Meßergebnisse mit anderen Veröffentlichungen in den folgenden Absätzen diese Beschreibung zur Darstellung der Meßdaten verwendet.

## 4 Durchschlagmechanismen elektrostatischer Entladungen

### 4.1 Gasdurchschlag

Durchqueren geladene Teilchen oder Photonen einen gasgefüllten Raum, so kommt es zu elektromagnetischen Wechselwirkungen in Form von Anregung und Ionisation. Das Ergebnis einer solchen Wechselwirkung ist die Befreiung eines oder mehrerer Elektronen aus dem getroffenen Atom mit einem zurückbleibenden positiv geladenen Ionenrumpf. Die Elektronen können eine so große Energie erhalten, daß weitere Ionisationsvorgänge ausgelöst werden können. Wenn die Anzahl der erzeugten Ladungsträger größer als die Anzahl der rekombinierten Ladungsträger ist, entwickelt sich ein Lawinenprozeß. Die bekanntesten Modelle für Lawinenprozesse bei Gasdurchschlägen sind das Townsend-Modell und das Streamer-Modell [116].

#### 4.1.1 Durchschlag nach dem Townsend-Modell

Der Kanalaufbau erfordert mehrere Elektronenlawinen, die nach ihrem Durchqueren des Entladungsgebietes positive Ionen zurücklassen, welche zur Kathode hin beschleunigt werden, um dort ihrerseits neue Elektronen auszulösen. Der Durchschlag erfolgt, wenn bei allen Lawinen mehr Ladungsträger erzeugt werden als durch Rekombination wieder vernichtet werden. Die minimale Aufbauzeit wird durch die Driftgeschwindigkeit der positiven Ionen bestimmt. *Beyer et al.* [116] gibt für Luft bei Normaldruck im Bereich der Durchschlagsfeldstärke (3 kV/mm) folgende Werte an:

$$v_{\text{elektron}}=150 \text{ mm}/\mu\text{s}$$

$$v_{\text{ion}}=0.3 \dots 0.6 \text{ mm}/\mu\text{s}$$

Während die Angaben für die Driftgeschwindigkeit von Ionen in der Literatur nur geringfügige Unterschiede aufweisen, differieren die Werte für Elektronen um mehr als eine Größenordnung (z.B.  $v_{\text{elektron}}=50 \text{ mm}/\mu\text{s}$  nach [130]). Die Gültigkeit dieser, zumeist aus Messungen abgeleiteten Daten ist auf den Parameterbereich der Messung begrenzt. Bei steigenden Feldstärken ist mit einer Erhöhung der Driftgeschwindigkeit zu rechnen. Die Zeitdauer des Kanalaufbaus wird nach dem Townsend-Modell jedoch im wesentlichen von der sehr viel kleineren Driftgeschwindigkeit der Ionen bestimmt.

### 4.1.2 Durchschlag nach dem Streamer-Modell

Im Gegensatz dazu geht die Streamertheorie von nur einer Elektronenlawine aus. Der Kanalaufbau erfolgt wesentlich schneller als nach dem Townsend-Modell. Die Ladungsträgergeneration erfolgt ebenfalls durch Stoßionisation. Die entstehenden positiven Ionen bleiben wegen der größeren Masse zurück. Die Lawine besteht aus einem negativ geladenen Lawinenkopf und einem positiv geladenen Schwanz. Erreicht die Ladungsträgerdichte im Lawinenkopf eine kritische Anzahl ( $n > 10^8$  Meek-Kriterium [122]), wird durch die Raumladung die Feldstärke insbesondere vor dem Lawinenkopf stark erhöht. Die hier beschleunigten Elektronen bilden ihrerseits Lawinen (Vorderlawinen) heraus, die sehr schnell kritisch werden und zusammenwachsen. Die Kanalbildung erfolgt nach diesem Modell mit Geschwindigkeiten von ca. 1 mm/ns [120]. Andere Autoren [118] beobachteten unter Normaldruck in Stickstoff Streamergeschwindigkeiten von 1 ... 5 mm/ns in Abhängigkeit von Spannung und Polarität.

### 4.1.3 Gültigkeitsbereiche für den Gasdurchschlag

Die oben beschriebenen Durchschlagmechanismen besitzen Gültigkeitsbereiche in Abhängigkeit der Parameter Feldstärke, Gasdruck und Elektrodenabstand (Lichtbogenlänge). In Anlehnung an [22] werden in Abb. 25 die Gültigkeitsbereiche für verschiedene Gasdurchschlagmechanismen in Luft bei Normaldruck dargestellt.

Die Abschätzung für eine Elektronendriftgeschwindigkeit von  $v_e = 150 \text{ mm}/\mu\text{s}$  und  $d = 300 \mu\text{m}$  ergibt mit

$$\Delta t \geq \frac{d}{v_e} \quad (4.1)$$

eine Laufzeit der ersten Elektronenlawine von ca. 2 ns. Die in diese Kategorie fallenden Entladungen müssen, da mehrere Lawinen erforderlich sind, zwangsläufig eine Anstiegszeit von mehr als 2 ns aufweisen. Für ESD wurden Anstiegszeiten dieser Größenordnung nach eigenen Messungen und aus verschiedenen Literaturquellen [17], [19], [20], [22], [37], [52] erst oberhalb 4 kV Ladespannung beobachtet. Deshalb wird für Durchbruchspannungen oberhalb 4 kV Durchbruchspannung mit Ausnahme des nach [22] abgeschätzten Streamerbereichs der Durchschlag nach dem Townsend-Modell angenommen.

Unterhalb einer Ladespannung von 5 kV kann das Meek-Kriterium  $n > 10^8$  nicht mehr erfüllt werden [122]. In diesem Bereich ist kein Durchschlag nach dem von Meek gegebenen Streamermechanismus möglich.

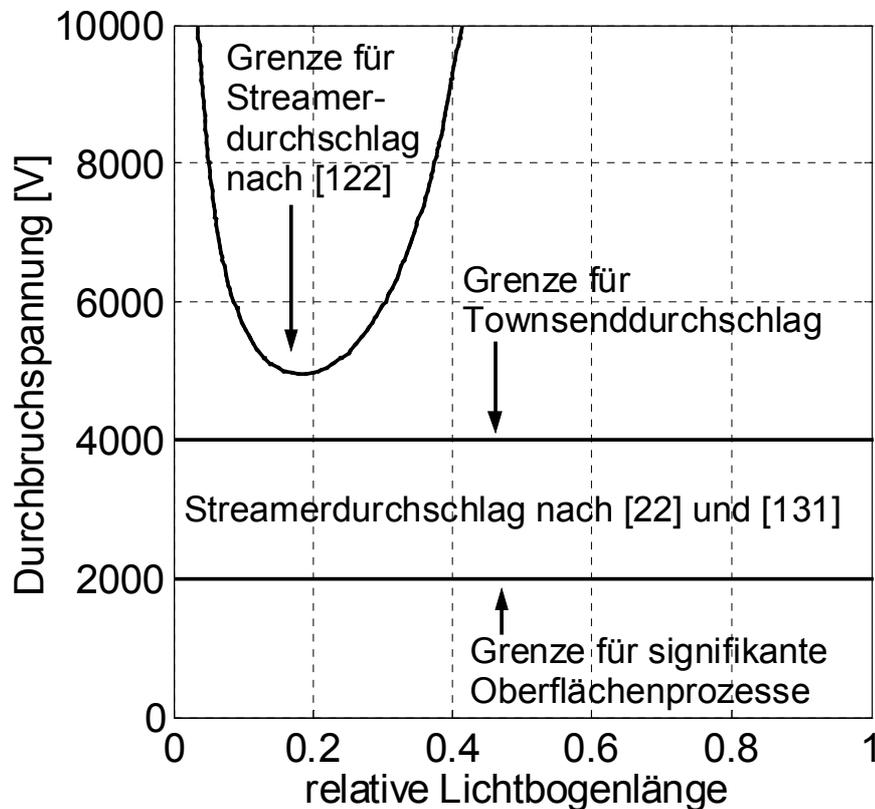


Abb. 25: Gültigkeitsbereiche für Gasdurchschlagsmodelle (teilweise entnommen aus [22])

Für Entladungen mit Durchbruchspannungen unterhalb 4 kV liegen umfangreiche Meßdaten aus der Literatur vor [22], [131]. Pommerenke [22] nimmt die Gültigkeit des Streamerdurchschlages auch für Entladungen bis herab zu 2 kV Durchbruchspannung an. In [131] kommen die Autoren zu dem Schluß, daß für Spannungen unterhalb 2.5 kV Durchbruchspannung kein Durchschlag nach dem Streamer-Modell möglich ist. Die unterhalb einer Spannung von 2 kV wirksamen Durchbruchmechanismen waren bisher nicht bekannt. Nach eigenen Untersuchungen werden Oberflächenprozesse unterhalb 2 kV Durchbruchspannung signifikant, die Durchbruchmechanismen ähneln in diesem Bereich den Vorgängen bei gepulsten Vakuumdurchschlägen. Im folgenden Abschnitt wird darauf näher eingegangen.

## 4.2 Gepulster Vakuumdurchschlag

Der grundlegende Mechanismus des gepulsten Vakuumdurchschlages ist die Aufheizung von Protrusionen an der Elektrodenoberfläche durch Elektronenemissionsströme und nachfolgende explosive Partikel- und Ladungsträgeremission (Abb. 26). Die Energiequelle für eine solche explosionsartige Ladungsträgererzeugung ist der spannungs- und temperaturabhängige Feldemissionsstrom. An der Oberfläche einer Spitze wird die Stromdichte so groß, daß der Schmelzpunkt des Materials erreicht wird. Die Folge davon ist eine massive Ladungsträger- und Partikelemission in den Raum zwischen den Entladeelektroden. Ladungsträger und Metallpartikel werden im Feld beschleunigt und bilden ein Plasma aus. Der Entladungskanal entwickelt sich danach innerhalb des verdampften Elektrodenmaterials in der Form eines oder mehrerer Streamer [117]. Die aus den Elektrodenoberflächen emittierten Ladungsträger sind nach dem heutigen Stand des Wissens auch der Startpunkt für parallel ablaufende Lawinenprozesse im Gasraum. Dabei ist die Elektronenemission an der Kathodenoberfläche der wichtigste Mechanismus. Im folgenden wird dieser Effekt näher betrachtet.

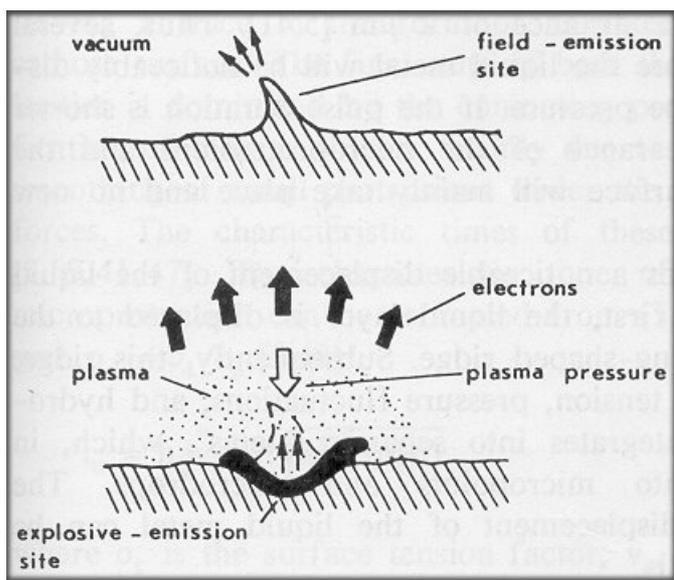


Abb. 26: Oberflächenprozeß nach Mesyats [117]

## 4.3 Ladungsträgeremission an den Elektrodenoberflächen

Die Emission von Elektronen aus der Kathodenoberfläche erfolgt bei Anliegen eines (lokal u.U. durch Protrusionen stark erhöhten) äußeren elektrischen Feldes. Abhängig von der Temperatur der Kathode können verschiedene physikalische

Prozesse wirksam werden. Zur Berechnung der Stromdichte sind drei Modelle in Betracht zu ziehen: bei Raumtemperatur die Feldelektronenemission (field emission) nach der *Fowler-Nordheim* Theorie [67] sowie, bei einer Emittertemperatur größer ca. 1000-2000 K, die feldunterstützte Thermoelektronenemission (schottky emission, thermoionic electron emission) nach *Schottky* [125]. Wenn sowohl hohe Temperaturen als auch hohe Feldstärken beteiligt sind, wird das entsprechende Modell Thermo-Feldelektronenemission (T-F emission, thermo-field emission) genannt (*Paulini et al.* [60]).

Die Berechnung der Stromdichte aus Feldelektronenemission erfolgt unter der Annahme, daß die Elektronen des Leitungsbandes eines Leiters bei Anliegen eines äußeren elektrischen Feldes die Potentialbarriere in den Außenraum durchtunneln können. Die Stromdichte ist proportional einer Wahrscheinlichkeitsfunktion in Abhängigkeit von der Austrittsarbeit des Metalls  $\phi$  und anliegender Feldstärke  $E$ . *Meek, Craggs* [122] geben die Feldelektronenemission mit Temperaturkorrektur aus reinen Metalloberflächen wie folgt an:

$$j_{FEE} = \frac{\pi \cdot l}{\sin(\pi \cdot l)} \cdot \frac{e^2 \cdot E^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot h \cdot \Phi \cdot t^2(y)} \cdot \exp\left(-\frac{8 \cdot \pi \cdot (2 \cdot m_e \cdot \Phi^2)^{\frac{1}{2}}}{3 \cdot h \cdot e \cdot E} \cdot v(y)\right) \quad \text{mit} \quad (4.2)$$

$$l = k \cdot T \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot (2 \cdot m_e \cdot \Phi)^{\frac{1}{2}} \cdot t(y)}{e \cdot E \cdot h} \quad \text{und} \quad y = \frac{(e^3 \cdot E)^{\frac{1}{2}}}{\Phi} \quad (4.3)$$

Diese Gleichung kann vereinfacht und approximiert werden. Das Ergebnis ist die bekannte Formel zur Berechnung der Stromdichte aus Feldelektronenemission nach *Fowler-Nordheim* [67].

$$j_{FEE} = A \cdot \frac{(\beta \cdot E)^2}{\Phi} \cdot \exp\left(-\frac{B \cdot \Phi^{\frac{3}{2}}}{\beta \cdot E}\right); \quad A = 1.54 \cdot 10^{-6} \quad B = 6.83 \cdot 10^9 \quad (4.4)$$

$\beta$  Feldüberhöhungsfaktor (etwa im Bereich 1-25)

$h$  Planck-Konstante

Die Stromdichte nach dem Modell der feldunterstützten Thermoelektronenemission aus reinen Metalloberflächen von *Schottky* [125] wird durch folgende Gleichung beschrieben (siehe auch [117] S. 137 ff.):

$$j_{therm} = \frac{4 \cdot \pi \cdot m_e \cdot e \cdot (k \cdot T)^2}{h^3} \cdot \exp \left( - \frac{\Phi - \sqrt{e^3 \cdot \frac{E}{\epsilon_0}}}{k \cdot T} \right) \quad (4.5)$$

In Abb. 27, Abb. 28 und Abb. 29 sind die Verläufe der verschiedenen Emissionsströme in Abhängigkeit ihrer wesentlichen Parameter dargestellt. Der Feldelektronenemissionsstrom (Abb. 27) ist neben der Feldstärke auch stark von der Austrittsarbeit der verwendeten Elektrodenmaterialien abhängig. Die Stromdichte kann je nach Austrittsarbeit um mehrere Größenordnungen differieren. Die Schottky-Emission (Abb. 28) ist im wesentlichen von der Temperatur der Elektrode abhängig. Die Feldstärke sowie die Austrittsarbeit spielen hier nur eine untergeordnete Rolle. Die Berechnung des Thermofeldelektronenstromes ist prinzipiell möglich [60]. Aufgrund der mathematischen Beschreibung und unzureichender Rechenleistung zur numerischen Lösung komplizierter Integrale ist leider nur eine einfache graphische Darstellung (Abb. 29 entnommen aus [60]) möglich. Die Autoren [60] sind der Ansicht, daß der Thermofeldelektronenstrom sehr viel größer ist als die Summe aus Feldelektronenstrom und Thermoelektronenstrom ist. Dieses Verhalten ist im Vergleich der Darstellungen nicht unbedingt erkennbar. Es sollte dabei jedoch berücksichtigt werden, daß unterschiedliche Literaturstellen nicht immer konsistent sind und die Daten auch durch die Versuchsbedingungen beeinflusst werden. Es ist eindeutig erkennbar, daß enorm große Stromdichten nach allen drei Modellen auftreten können.

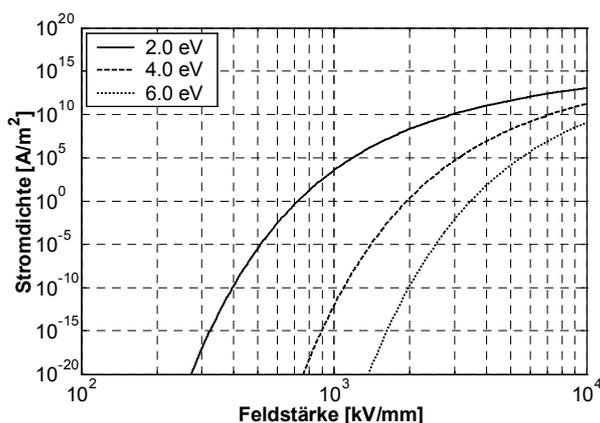


Abb. 27: Feldelektronenemissionsstrom nach (4.4) bei Raumtemperatur ( $T=300$  K) und verschiedenen Austrittsarbeiten ( $\beta=1$ )

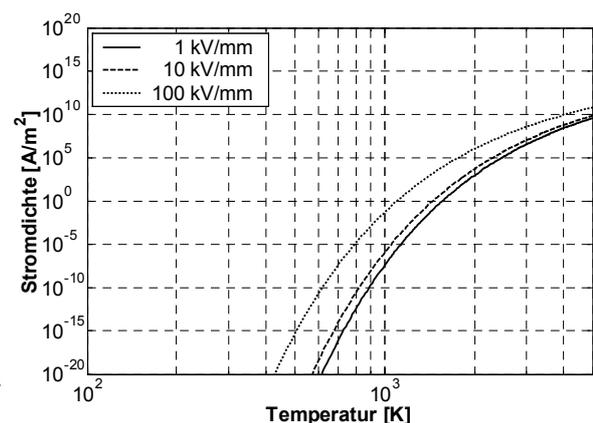


Abb. 28: Feldunterstützter Thermo-elektronenemissionsstrom aus heißen Elektrodenoberflächen nach (4.5) ( $\Phi=4$  eV)

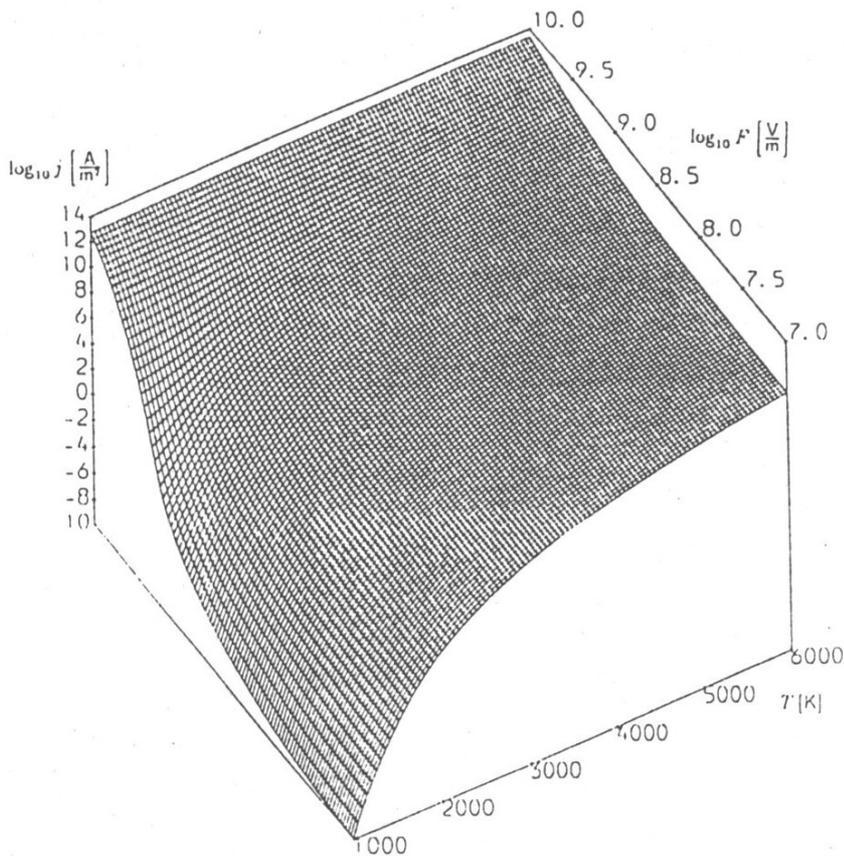


Abb. 29: Logarithmischer Thermofeldelektronenemissionsstrom in Abhängigkeit von Feldstärke (logarithmisch) und Temperatur bei 4.5 eV Austrittsarbeit (entnommen aus [60])

Bei der Entladungsentwicklung von ESD mit Durchbruchspannungen  $< 2000$  V bzw. Elektrodenabständen  $< 300$   $\mu\text{m}$  sind prinzipiell alle drei Mechanismen wirksam. Die Gültigkeitsbereiche der Mechanismen sind in Abb. 30 dargestellt. Der Übergangsbereich von der reinen Feldelektronenemission zur Thermoelektronenemission ist von der Feldstärke und der Temperatur abhängig und liegt bei etwa  $10^9$  V/m und ca. 1000-2000 K. Die Emissionsströme sind die wesentliche Ursache der Aufheizung der Elektrodenoberflächen. Da Aufheizung und nachfolgende explosive Partikel- und Ladungsträgeremission an Protrusionen der Elektrodenoberfläche insbesondere bei kleinen Elektrodenabständen und auch bei gasgefüllten Elektrodenkonfigurationen relevant sind, soll im folgenden auf die Heizungs- und Explosionsmechanismen an den Elektrodenoberflächen näher eingegangen werden.

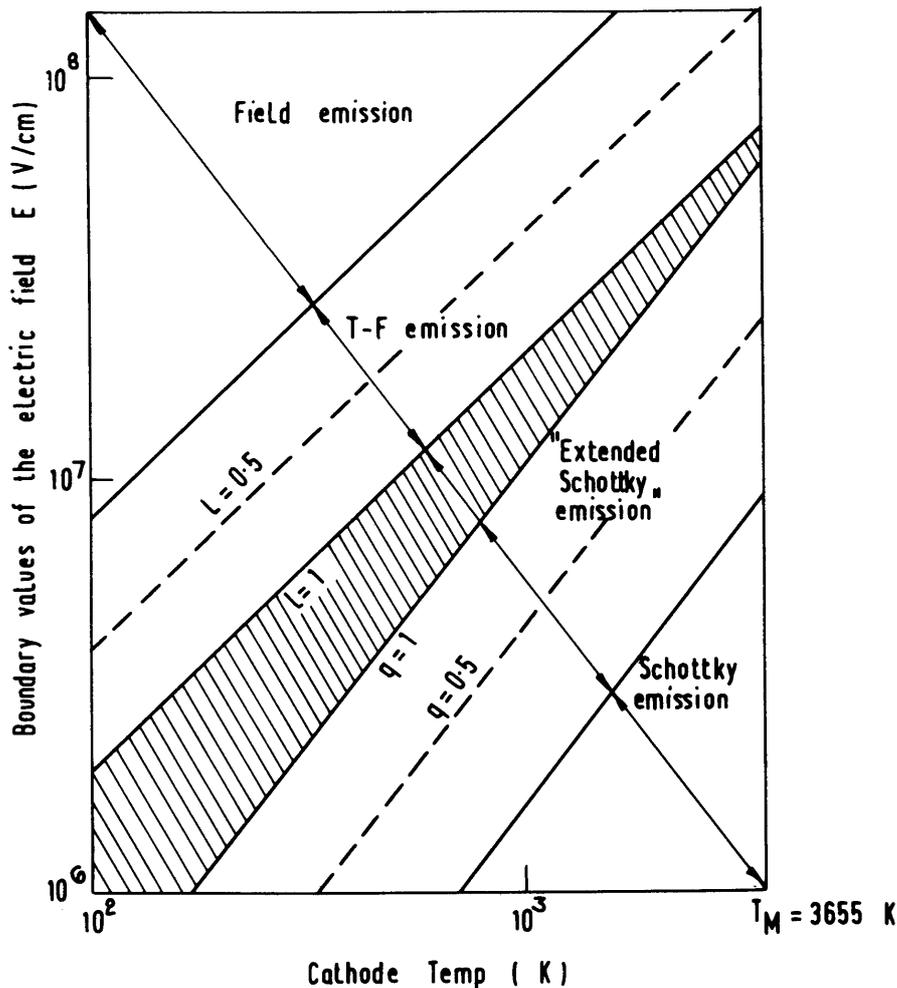


Abb. 30: Gültigkeitsbereiche für Elektronenemissionsmechanismen aus der Kathodenoberfläche (entnommen aus [122])

## 4.4 Explosionsmechanismen an den Elektrodenoberflächen

Die Aufheizung der Elektrodenoberflächen erfolgt im Wesentlichen durch den Übergang des Emissionsstromes in den Gasraum. Zwei verschiedene Modelle können die dabei entstehende Temperaturerhöhung erklären. Die beiden Modelle sollen im folgenden beschrieben werden.

### 4.4.1 Resistive Aufheizung (Joule's heating)

Betrachtet man das Metall der Elektrode in erster Näherung als einen Widerstand, so ruft ein Stromfluß Verlustwärme hervor. Wird der Einfluß der Wärmeabstrahlung vernachlässigt, so kann nach [59] für die zeit- und ortsabhängige

Temperaturverteilung in einer konischen Protrusion mit halbkugelförmiger Spitze (Abb. 31) folgende Differentialgleichung aufgestellt werden:

$$z^4 \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + 2 \cdot z^3 \cdot \frac{\partial T}{\partial z} - a^2 \cdot z^4 \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = b \quad (4.6)$$

$$a^2 = \frac{c \cdot \delta}{\kappa} \quad (4.7)$$

$$b = -\frac{I^2 \cdot \rho}{4 \cdot \pi^2 \cdot (4.18 \cdot \kappa) \cdot (1 - \cos \nu)^2} \quad (4.8)$$

z Abstand von der Spitze des Konus

c spezifische Wärmekapazität

$\delta$  Dichte

$\kappa$  Wärmeleitfähigkeit

I Stromstärke

$\rho$  spez. Widerstand

$\nu$  Konushalbwinkel

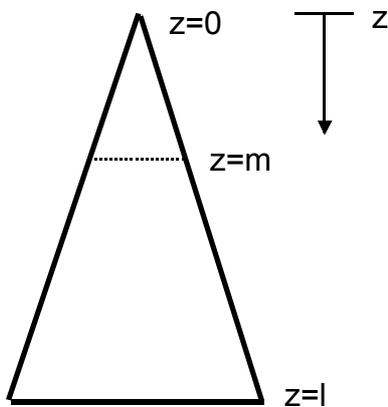


Abb. 31: Konische Protrusion (nach [59])

Die Lösung dieser Differentialgleichung kann mit Hilfe von Randwerten bestimmt werden. Folgende Randwerte sind zu berücksichtigen:

- Temperatur an der Basis der Protrusion:  $T_{\text{basis}}=0$  K
- keine Wärmeleitung innerhalb der Protrusion

Die Lösungsfunktion nimmt die Form einer Fourierreihe an:

$$T = \frac{1}{z} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(\frac{-k_n^2 \cdot t}{\alpha^2}\right) \cdot A_n \cdot \sin(k_n(l-z)) + \frac{b}{z^2} + c_1 \cdot \frac{1}{z} + c_2 \quad \text{mit} \quad (4.9)$$

$$A_n = \frac{1}{\frac{l-m}{2} - \frac{1}{4 \cdot k_n} \sin(2 \cdot k_n(l-m))} \int_m^l x \cdot \left(\frac{b}{x^2} + \frac{c_1}{x} + c_2\right) \cdot \sin(k_n(l-x)) dx \quad \text{und} \quad (4.10)$$

$$\tan(k_n(l-m)) = -m \cdot k_n. \quad (4.11)$$

Die experimentell bei Vakuumdurchschlag mit Impulsbreiten im  $\mu\text{s}$ -Bereich an Wolframelektroden mit Konushalbwinkeln im Bereich  $5 - 20^\circ$  ermittelten Stromdichten für Lichtbogenzündung liegen im Bereich  $10^1 - 10^2 \text{ A/m}^2$  [59].

Die maximale Temperatur an der Spitze kann für den eingeschwungenen Zustand mit Hilfe der folgenden Gleichung abgeschätzt werden ([59]):

$$T_{\max} \approx 9.5 \cdot 10^{-4} j^2 \cdot r^2 \quad (4.12)$$

$j$  Stromdichte [ $\text{A/cm}^2$ ]

$r$  Spitzenradius der Protrusion [ $\text{cm}$ ]

$T_{\max}$  maximale Spitzentemperatur der Protrusion im eingeschwungenen Zustand [ $^\circ\text{C}$ ]

Die Abschätzung liefert für  $r=2.5 \mu\text{m}$  und  $E=80 \text{ kV/mm}$  jedoch erst bei Feldüberhöhungsfaktoren von  $\beta \geq 90$  mit Stromdichten  $j=5 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$  und Emitterspitzentemperaturen  $T \geq 1500 \text{ }^\circ\text{C}$  Ergebnisse, die mit den Beobachtungen bei ESD korrelieren.

#### 4.4.2 Nottingham-Aufheizung (Nottingham heating)

Ein zweiter Effekt, der die Aufheizung von Protrusionen bewirken kann, ist der sogenannte Nottingham-Effekt [60], [61], [62]. Er ist auch aufgrund quantenmechanischer Modellansätze bis heute Gegenstand kontroverser Diskussion [64]. Der Nottingham-Effekt beschreibt die Differenz der mittleren Energie der emittierten Elektronen an der Oberfläche und der mittleren Energie der Auffüllelektronen für leere Gitterplätze an den Stellen der emittierten Elektronen innerhalb eines metallischen Festkörpers (Elektrode). Diese Auffüllelektronen werden durch den Stromfluß innerhalb des Festkörpers geliefert. Als mittlere

Energie dieser Auffüllelektronen wird von *Nottingham* [62] und *Charbonnier et al.* [65] der Wert der Fermi-Energie des Festkörpers angenommen. Im Gegensatz dazu wird durch *Fleming* [66] und *Cutler et al.* [64] die Ansicht vertreten, daß die Energie der Auffüllelektronen im Mittel kleiner als die Fermi-Energie ist.

Bei Emission von Elektronen unterhalb (mit Berücksichtigung des negativen Vorzeichens) des Energieniveaus der Auffüllelektronen (Fermi-Energie) kann eine positive Energiebilanz gefunden werden, der Festkörper heizt sich auf.

$$W_F - W_{Emission} > 0 \quad (4.13)$$

Umgekehrt dazu ist im Falle der Elektronenemission mit mittleren Energien oberhalb der mittleren Energie der Auffüllelektronen (Fermi-Energie) eine negative Energiebilanz und eine Abkühlung des Festkörpers die Folge.

$$W_F - W_{Emission} < 0 \quad (4.14)$$

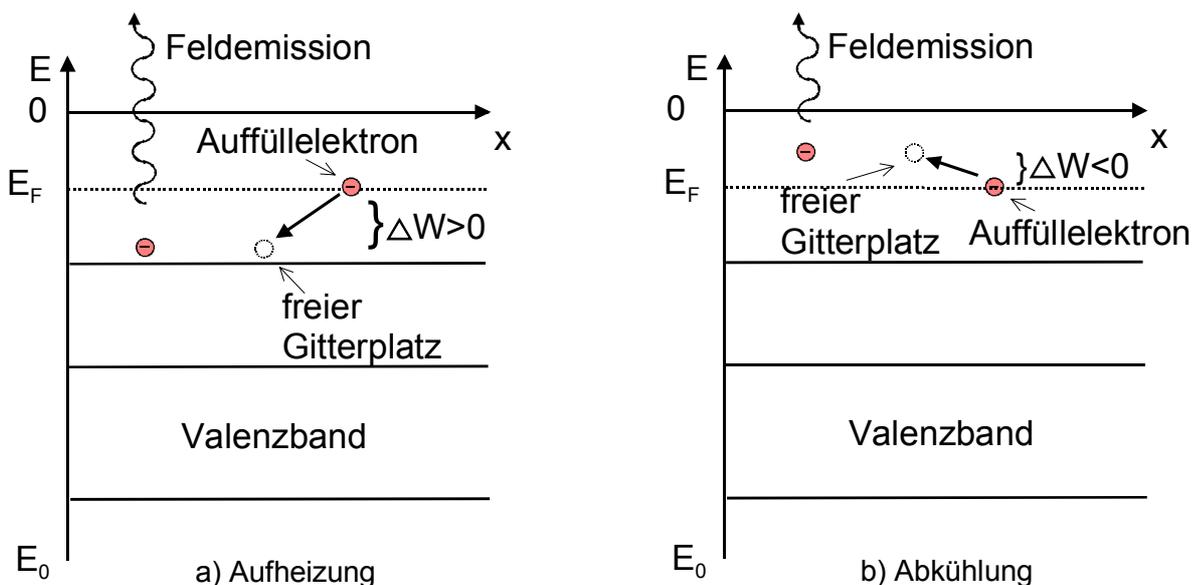


Abb. 32: Elektronenemission und Energiebilanz im Festkörper a) Aufheizung b) Abkühlung

Da bei niedrigen Temperaturen sich in einem Metall fast alle Leitungselektronen in Energieniveaus unterhalb des Fermi-niveaus aufhalten, ist für kleine Temperaturen von einer Heizung des Festkörpers bei Elektronenemission auszugehen. Durch die Aufheizung durch den Nottingham-Effekt wird infolge der Energiezunahme der emittierten Elektronen eine kritische Temperatur, die Inversionstemperatur, erreicht, bei der eine Umkehrung von Heizung zu Kühlung zu beobachten ist (siehe Absatz 4.5.3).

## 4.5 Quantitativer Vergleich der Heizungsmechanismen

### 4.5.1 Resistive Aufheizung mit Berücksichtigung des Skin-Effekts

Im folgenden soll nun in erster Näherung mit Hilfe fundamentaler Gleichungen der Energieumsatz, mit Berücksichtigung des Skineffektes bei den wirksamen schnellen Vorgängen während der Aufheizung, an einer typischen Oberflächenprotrusion von ca. 1  $\mu\text{m}$  Kantenlänge abgeschätzt werden (Abb. 33).

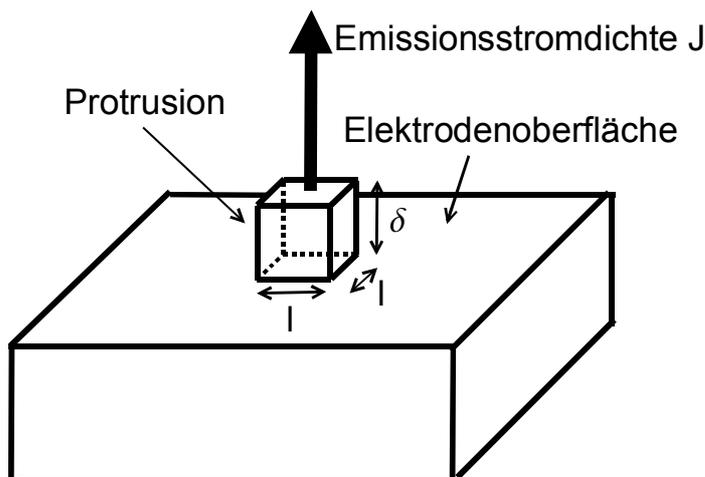


Abb. 33: Elektrodenoberfläche mit Protrusion

Es wird angenommen, daß der gesamte Stromfluß durch einen oberflächennahen Bereich von der Tiefe der Eindringtiefe erfolgt. Es wird weiterhin angenommen, daß dadurch der Aufschmelzbereich bis in eine Tiefe von der Größe der Eindringtiefe (Skineffekt) vordringt.

Die Eindringtiefe ist durch folgende Gleichung gegeben.

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{f \cdot \rho \cdot \pi \cdot \mu_0 \cdot \mu_r}} \quad (4.15)$$

Im betrachteten Frequenzbereich von etwa 10-20 GHz ist die Eindringtiefe außerordentlich klein und liegt z.B. für Eisen in der Größenordnung von 0.1  $\mu\text{m}$ .

Für folgende typische Materialparameter von Eisen und einer angenommenen Feldüberhöhung von  $\beta=50$  (aus verschiedenen WEB-Datenbanken entnommen):

molare Masse  $M_{\text{Fe}}=55.8 \text{ g/mol}$

Avogadro-Konstante  $N_{\text{A}}=6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

Elementarladung  $e=1.602 \cdot 10^{-19}$  C

Elektronenradius  $r_e=2.818 \cdot 10^{-15}$  m

Dichte  $\sigma_{Fe}=7800$  kg/m<sup>3</sup>

elektrische Leitfähigkeit  $\rho_{Fe}=6 \cdot 10^6$  S/m

Wärmekapazität  $c_{Fe}=470$  J/(kg\*K)

ergibt sich für Eisen eine Explosionsenergie der Oberflächenschicht in der hier angenommenen Konfiguration von ca.  $4 \cdot 10^8$  eV. Im folgenden soll die Explosionszeit der Oberflächenschicht der Protrusion abgeschätzt werden. Außerdem wird der Energiebeitrag der resistiven Heizung in Absatz 4.5.2 auch mit dem Energiebeitrag der Nottingham-Heizung verglichen, um die Relevanz der beiden Heizungsmechanismen bei ESD zu determinieren.

#### 4.5.1.1 Abschätzung der Explosionszeit

Die Energiebilanz bei isochorer Aufheizung einer kubischen Protrusion mit 1  $\mu$ m Kantenlänge (Abb. 33) ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$W_{ges} = \Delta Q \quad (4.16)$$

Die eingespeiste Energie resultiert aus dem Energiebeitrag infolge des emittierten Feldelektronenstromes am Widerstand der Oberflächenschicht der Protrusion.

$$W_{ges} = J^2 \cdot \frac{A}{\rho_{Fe}} \cdot \Delta t \quad (4.17)$$

Die umgesetzte Wärmemenge heizt die Protrusion auf, Verluste durch Abstrahlung und Wärmeleitung werden vernachlässigt.

$$\Delta Q = m \cdot c \cdot \Delta T \quad (4.18)$$

Werden für  $\Delta T$  die Schmelztemperaturen der verwendeten Elektrodenwerkstoffe eingesetzt und die feldstärkeabhängigen Stromdichten aus Feldelektronenemission (in der Größenordnung  $j_{FEE}=25 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>) verwendet, läßt sich daraus direkt die Zeitdauer der Explosion der Protrusion bestimmen (4.19). Dabei wird angenommen, daß bei Erreichen der Schmelztemperatur eine intensive Thermofeldelektronenemission einsetzt und auch flüssige Metallpartikel durch die hohe Oberflächenfeldstärke von der Oberfläche in den Elektrodenzwischenraum beschleunigt werden, wodurch ein massiver explosionsartiger Ladungsträgereintrag erfolgt.

$$\Delta t = \frac{\sigma_{Fe} \cdot l^2 \cdot \delta \cdot c_{Fe} \cdot \Delta T \cdot \rho_{Fe}}{J^2} \quad (4.19)$$

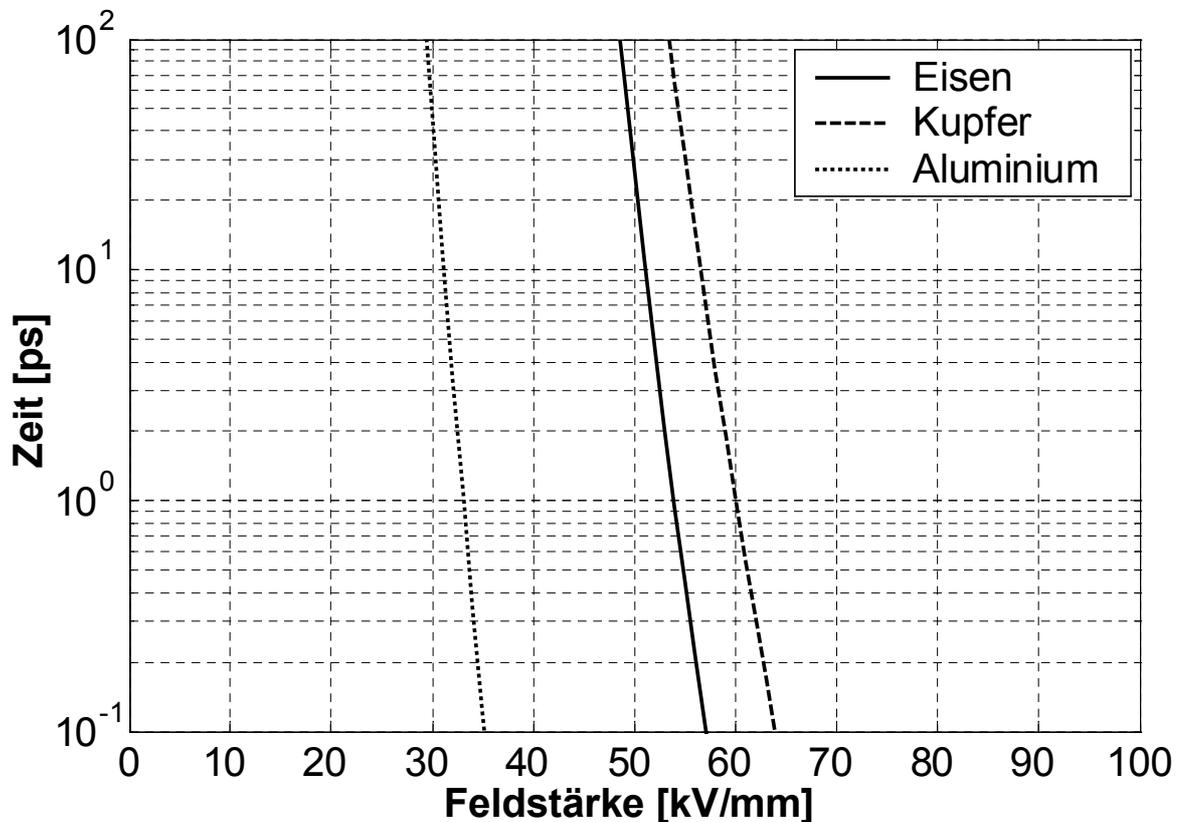


Abb. 34: Zeitdauer bis zum Erreichen der Schmelztemperatur innerhalb einer Protrusion nach (4.19)

Abb. 34 stellt die Zeitdauer dar, die verschiedene Elektrodenmaterialien in Abhängigkeit von der Oberflächenfeldstärke auf der Protrusion (mit Berücksichtigung der wirksamen Feldstärkeüberhöhung) bis zum Erreichen der jeweiligen Schmelztemperatur benötigen. Die so abgeschätzten Explosionszeiten decken sich im Fall von Aluminium (ca. 40 ps bei etwa 30 kV/mm) gut mit eigenen Meßdaten (40 ps), Simulationsergebnissen (10 ps) mittels des Modells für den gepulsten Vakuumdurchschlag von *Mesyats et al.* [30] sowie auch [132]. Im Falle von Kupfer und Eisen sind die abgeschätzten Explosionszeiten tendenziell zu hoch. Dies ist nicht verwunderlich, da im Falle von ESD Feldelektronenemission und Schottky-Emission gemeinsam als Energiequelle für die Aufheizung zu berücksichtigen wären. Die Emissionsströme steigen in diesem Falle infolge der auch vorher wirksamen Temperaturerhöhung stärker an, der Aufheizungsprozeß nimmt an Geschwindigkeit zu. *Paulini et al.* [60] beschreiben diesen Effekt im Detail. Da eine extrem starke Abhängigkeit von der Austrittsarbeit besteht, muß außerdem der Einfluß von Oxidschichten auf den Elektrodenoberflächen berücksichtigt werden,

der im Falle von Kupfer die Austrittsarbeit gegenüber idealen Elektrodenoberflächen absenkt (*Jones et al.* [54]). *Batnikov et al.* [56] geben ebenfalls, ausgehend von der Stromdichte, eine Temperaturabschätzung der Kathode an. Ihre Ergebnisse decken sich gut mit den hier ermittelten Werten. Da es sich um Vakuumdurchschläge handelt, sind die beteiligten Zeiten dort jedoch tendenziell zu groß.

#### 4.5.2 Nottingham-Aufheizung

Quantitative Berechnungen des Energiebeitrages des Nottingham-Effekts sind sehr kompliziert und exakt nur mit Methoden der Quantenmechanik durchführbar. Von *Fleming et al.* [66] wird hier ein Energiebeitrag von 3.2 kT pro Elektron angegeben, während *Nottingham* [62] nur einen Energiebeitrag in der Größenordnung von 2-2.5 kT angibt. Unabhängig vom absoluten Wert ist der Beitrag mit ca. 0.05 eV pro Elektron bei Raumtemperatur  $T=300$  K bzw. ca.  $5 \cdot 10^5$  eV für einen typischen Entladungsvorgang, mit ca.  $10^7$  emittierten Elektronen infolge des Oberflächenprozesses (Abb. 113) sehr klein. Der Einfluß ist für ESD vernachlässigbar. Als wesentlicher Heizungsmechanismus kommt demnach lediglich die resistive Heizung in Betracht.

#### 4.5.3 Gültigkeitsgrenze der Heizungsmechanismen

Die Gültigkeitsgrenze der beiden oben beschriebenen Mechanismen wird von *Charbonnier et al.* [65] angegeben. Sie ist erreicht, wenn die Temperatur  $T$  an der Elektrodenoberfläche die Inversionstemperatur  $T_I$  erreicht. Näherungsweise ist sie gegeben durch

$$T_I = 5.32 \cdot 10^{-7} \cdot E \cdot \Phi^{-\frac{1}{2}} \quad \text{mit } \Phi \text{ in eV.} \quad (4.20)$$

Für den bei ESD typischen Bereich der Feldstärken sind in Abb. 35 die Inversionstemperaturen für 3 verschiedene Austrittsarbeiten dargestellt. Es ist deutlich, daß die Inversionstemperatur erst für Feldstärken  $>1000$  kV/mm oberhalb der Raumtemperatur liegt. Die Abhängigkeit von der Austrittsarbeit ist sehr gering. Infolge des Nottingham-Effekts ist für ESD somit hauptsächlich eine Abkühlung der Elektrodenoberfläche zu erwarten. Zu einem ähnlichen Ergebnis kommen auch *Paulini et al.* [60]. Da jedoch der Energiebeitrag der Kühlung infolge des Nottingham-Effekts (ca. 0.05 eV pro Elektron bzw.  $5 \cdot 10^5$  eV für eine typische Entladung) gegenüber der resistiven Heizung (ca.  $4 \cdot 10^8$  eV für eine resistive Aufheizung von Eisen) sehr viel kleiner ist, kann er für ESD praktisch vernachlässigt werden.

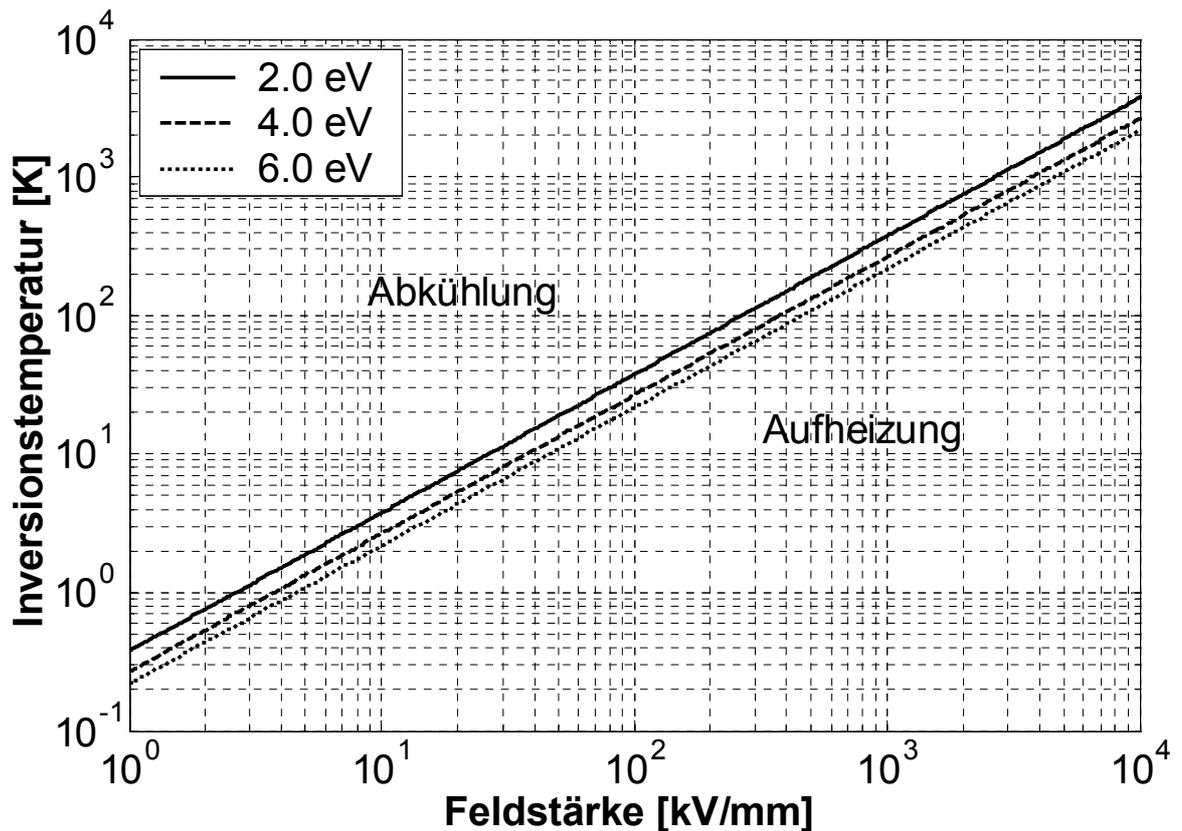


Abb. 35: Inversionstemperatur nach (4.20) als Gültigkeitsgrenze für Heizungsmechanismen [65]

## 4.6 Durchschlagmechanismus bei kleinen Abständen und Spannungen

Die oben beschriebenen Modelle, Gasdurchschlag und gepulster Vakuumdurchschlag, sind aus mehreren Überlegungen für ESD bei kleinen Abständen und Spannungen nur in Kombination anwendbar.

1. An den Elektrodenoberflächen sind verschiedene mikroskopische Oberflächenprozesse wirksam.

Emissionsmechanismen an der Kathodenoberfläche:

- Feldemission
- Partikelemission durch Aufheizung und Aufschmelzung
- Thermoemission
- Photoemission
- Sekundäremission (Auftreffen pos. Ionen)

Emissionsmechanismen an der Anodenoberfläche:

- Partikelemission durch Aufheizung und Aufschmelzung
- Elektronenbremsstrahlung (Röntgenstrahlung)
- Thermoemission

2. Innerhalb des Gasvolumens sind abhängig von der Höhe der angelegten Spannung und dem Gasdruck verschiedene Gasentladungsprozesse möglich.

3. Die Elektroden sind immer mit mehr oder weniger dicken Oxidschichten oder Verunreinigungen behaftet. Dadurch verändern sich die Austrittsarbeiten massiv. Die Meinungen über die Richtung dieses Effekts sind unterschiedlich. Während *Mesyats* [117, S.13] ein Ansteigen der Austrittsarbeit durch Gasfüllung beobachtet, kommt *Jones* [55] zu dem Schluß, daß sich die Austrittsarbeit verringert.

4. Emittierte Feldelektronen können u.U. auch durch Stöße im Gas absorbiert werden. Die Absorption erfolgt durch unelastische Stöße der Elektronen an Gasatomen. Die Energie reicht nicht aus, um das Gasatom zu ionisieren. Danach kann das sehr langsame Elektron nicht mehr in ausreichend kurzer Zeit beschleunigt werden, bevor es an Elektroden, Wänden oder Ionen rekombiniert. Dieser Effekt ist insbesondere von der Art der Gasfüllung und der Spannungshöhe abhängig.

5. Die gemessenen Anstiegszeiten sind zu gering. Für den Fall des Vakuumdurchschlages bei Pulsspannung werden von *Mesyats* [30] Anstiegszeiten von 10 ns für einen Elektrodenabstand 200  $\mu\text{m}$  angegeben. Die Anstiegszeiten für eine typische ESD mit diesen Abständen liegen nach Angaben aus der Literatur [37], [22] sowie eigenen Messungen jedoch weit unterhalb von 1 ns.

Ausgehend davon kann nur eine Kombination der bekannten Durchschlagmechanismen (gepulster Vakuumdurchschlag, Gasdurchschlag) den Durchschlag bei Durchbruchspannungen  $<2\text{ kV}$  bzw. Elektrodenabständen  $<300\ \mu\text{m}$  unter den Bedingungen der ESD erklären. Es wird deshalb angenommen, daß im wesentlichen zwei Prozesse zur Entladungsentwicklung beitragen: ein Oberflächenprozeß und ein Gasentladungsprozeß (Abb. 36). Es wird weiterhin angenommen, daß der Oberflächenprozeß an den Elektrodenoberflächen ähnlich den Prozessen des gepulsten Vakuumdurchschlages ist. Dieser Prozeß liefert eine Anzahl von Ladungsträgern, die zu einem Stromfluß führen. Dieser Prozeß entwickelt sich außerordentlich schnell ( $<40\text{ ps}$ ). Zeitlich verzögert dazu entwickelt sich ein Gasentladungsprozeß, der den Kanalaufbau weiter vorantreibt und den Lichtbogenwiderstand dadurch weiter absenkt bzw. den Stromfluß weiter erhöht. Die Entwicklungszeit des Gasentladungsprozesses ist um etwa eine Größenordnung langsamer als die des Oberflächenprozesses. Die Relevanz der beiden Prozesse ist

abhängig von den Entladeparametern (Elektrodenabstand, Elektrodenmaterial, Annäherungsgeschwindigkeit, Durchbruchspannung, Feldstärke, Gasdruck, etc.).

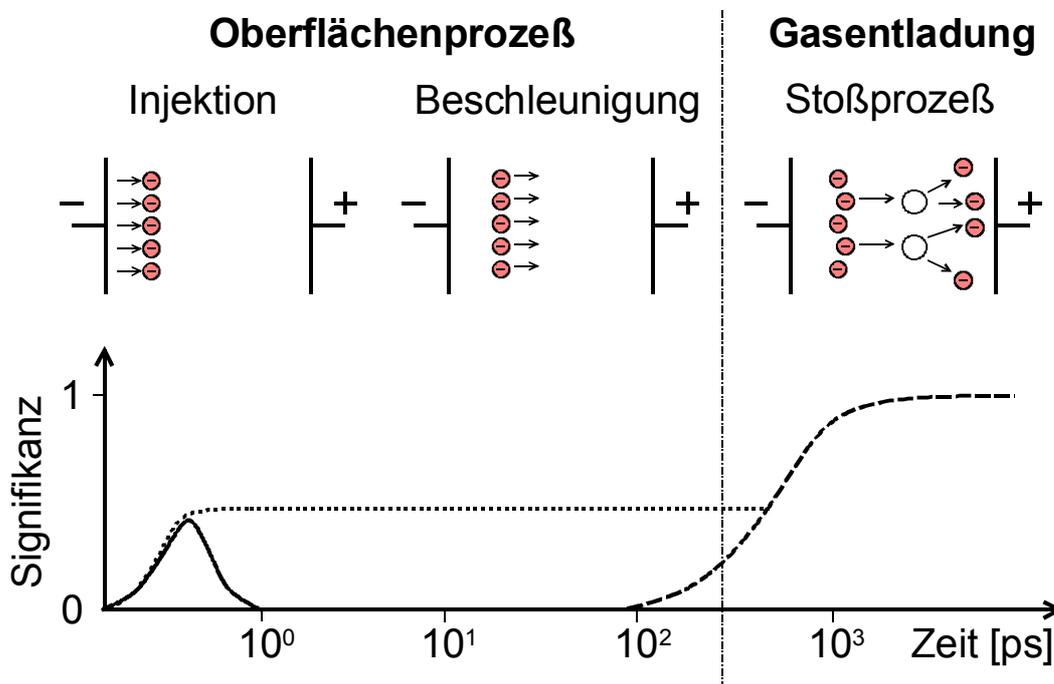


Abb. 36: Durchschlagmechanismus bei kleinen Abständen und Spannungen

Im folgenden werden Meßdaten präsentiert, die diese These stützen und plausibel machen sollen. Dabei werden an den entsprechenden Stellen auf die Theorie Bezug genommen, die Resultate im Sinne dieser These verglichen und Schlußfolgerungen gezogen.

## 5 Parametereinfluß auf ESD

Der Einfluß der Parameter Annäherungsgeschwindigkeit, Ladespannung, Elektrodenabstand, Feldstärke, Elektrodenmaterial, Gasdruck und klimatische Bedingungen auf die relativen Lichtbogenlängen<sup>2</sup>, die Streuung der relativen Lichtbogenlängen<sup>3</sup> und die Anstiegszeiten von ESD war und ist Gegenstand verschiedener Untersuchungen [35] - [39]. Dabei ist der Parameter Annäherungsgeschwindigkeit bisher am besten untersucht. Die Annäherungsgeschwindigkeit bestimmt über die statistische Streuzeit den Zeitpunkt der Lichtbogenentwicklung. Es gilt heute als gesichert, daß die relative Lichtbogenlänge ein entscheidendes Kriterium zur Beurteilung der Störintensität einer ESD ist. Es ist ebenfalls bekannt, daß die ESD auch von den anderen Parametern stark abhängig ist, wobei jedoch bisher kaum Erkenntnisse über die Abhängigkeiten insbesondere im Ladespannungsbereich <2000 V verfügbar sind. Für CDM-Testverfahren sind aber insbesondere Daten im Ladespannungsbereich <2000 V von großer Bedeutung. Gesicherte Daten und Modelle zur Beschreibung der Abhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge von der Annäherungsgeschwindigkeit existieren nur für Ladespannungen 2000 V - 10000 V [22]. Für Abhängigkeiten von anderen Parametern sind bisher keine gesicherten Daten oder Modelle verfügbar. Durch Messungen konnten jetzt die Einflüsse verschiedener Parameter auch für Ladespannungen <2000 V bzw. Elektrodenabstände <300 µm determiniert werden. Es zeigte sich, daß alle hier untersuchten Entladeparameter einen Einfluß auf die Signifikanz der verschiedenen Durchschlagmechanismen haben, welche zu Veränderungen in der relativen Lichtbogenlänge, der Streuung der relativen Lichtbogenlänge und den beteiligten Stromanstiegszeiten führen.

### 5.1 Einfluß der Annäherungsgeschwindigkeit

Die Annäherungsgeschwindigkeit beeinflusst wesentlich die Lichtbogenlänge bei ESD. Dieser Effekt ist bei Ladespannungen >2000 V bereits bekannt und intensiv untersucht worden. Die statistische Streuzeit ist die Zeitspanne, die vergeht, bis ein Startelektron zur Initiierung der Gasentladung bereitsteht. In dieser Zeit bewegen sich die Elektroden bei ESD je nach Annäherungsgeschwindigkeit mehr oder weniger aufeinander zu. Der Durchschlag erfolgt bei einem mehr oder weniger verkürzten Elektrodenabstand im Vergleich zu der Paschenlänge (statischer Durchschlagfall). Der Lichtbogenwiderstand verringert sich, die ESD wird infolge

---

<sup>2</sup>Verhältnis von gemessener Lichtbogenlänge zur Lichtbogenlänge für einen statischen Durchschlag (Paschenlänge)

<sup>3</sup>Abweichung der relativen Lichtbogenlänge innerhalb einer Anzahl von Durchschlägen bei konstanter Ladespannung

zunehmenden Entladestromes und stärkeren abgestrahlten Feldern störintensiver. Im Bereich von Ladespannungen  $<2000$  V bzw. Elektrodenabständen  $<300$   $\mu\text{m}$  treten ähnliche Effekte auf. Hier wird jedoch angenommen, daß der Oberflächenprozeß selbst bestimmend für die statistische Streuzeit ist, d.h. die anfängliche (initiale) Anzahl von Ladungsträgern wird ausschließlich durch den Oberflächenprozeß geliefert. Die Zeitverzögerung entsteht durch die Parameter Spannung, Elektrodenmaterial, die über die resistive Aufheizung zur mehr oder weniger verzögerten explosiven Partikel- und Ladungsträgeremission an Oberflächenprotrusionen führt. Im Falle schnellerer Annäherung können sich die Lichtbogenlängen verkürzen, die Oberflächenprozesse werden infolge kleinerer Elektrodenabstände signifikanter und können damit auch zu Änderungen von Störintensität und Reproduzierbarkeit führen.

Die relativen Lichtbogenlängen variieren bei der Elektrodenmaterialkombination Kathode Aluminium, Anode Kupfer (Abb. 37) sehr stark mit der Annäherungsgeschwindigkeit. Im Gegensatz dazu kann bei der Kombination Kathode Kupfer, Anode Messing (Abb. 38) nur eine sehr geringe Abhängigkeit von der Annäherungsgeschwindigkeit gefunden werden. Relative Lichtbogenlänge und Streuung der relativen Lichtbogenlänge fallen bei den meisten untersuchten Materialien monoton mit steigender Annäherungsgeschwindigkeit. Ein lokales Maximum der Streuung der relativen Lichtbogenlänge bei mittleren Annäherungsgeschwindigkeiten (siehe *Frei* [24]) konnte nicht nachgewiesen werden. Relative Lichtbogenlängen  $<1$  bei kleinen Annäherungsgeschwindigkeiten können im verwendeten Meßaufbau durch Elektrodenkonditionierung aufgrund sukzessiver Durchschläge auftreten.

Die Streuung der relativen Lichtbogenlänge ist ebenfalls je nach Elektrodenmaterial starken Schwankungen unterworfen. Es läßt sich eindeutig feststellen, daß für die meisten untersuchten Materialkombinationen kleinere Annäherungsgeschwindigkeiten zu größeren Streuungen führen (Abb. 39). Es gibt jedoch auch Materialkombinationen, bei denen keine Abhängigkeit der Streuung der relativen Lichtbogenlänge von der Annäherungsgeschwindigkeit gegeben ist (Abb. 40).

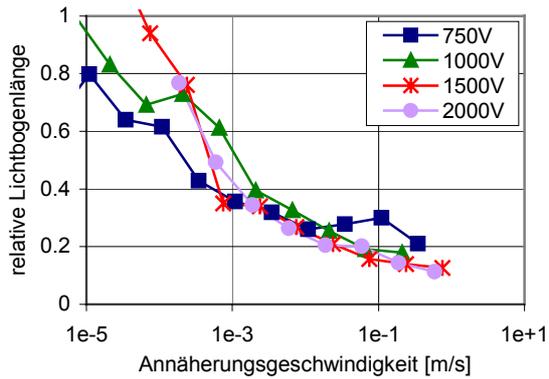


Abb. 37: Relative Lichtbogenlänge (Kathode Aluminium, Anode Kupfer, polierte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

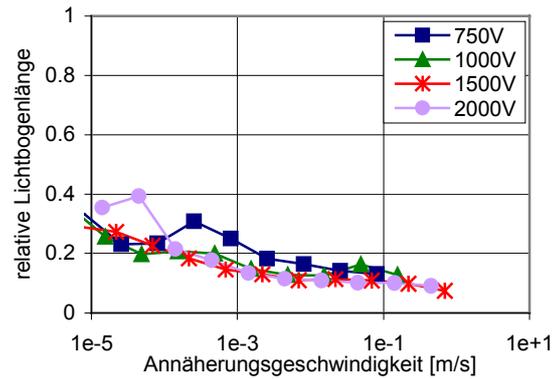


Abb. 38: Relative Lichtbogenlänge (Kathode Kupfer, Anode Messing, polierte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

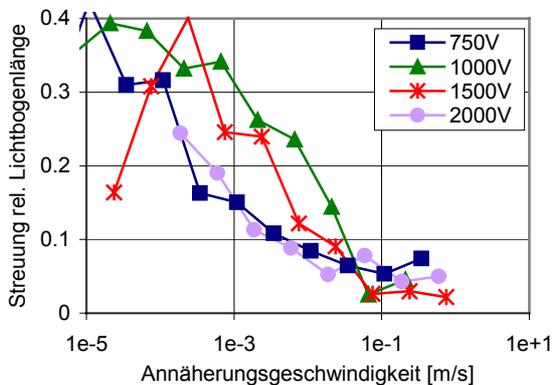


Abb. 39: Streuung der relativen Lichtbogenlänge (Kathode Aluminium, Anode Kupfer, polierte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

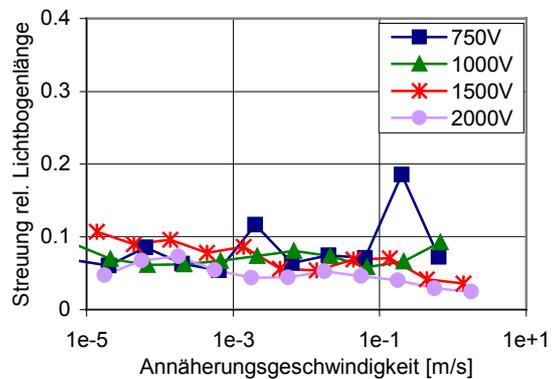


Abb. 40: Streuung der relativen Lichtbogenlänge (Kathode Stahl, Anode Stahl, polierte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

Diese Effekte lassen sich folgendermaßen erklären: Bei Elektrodenabständen  $<100 \mu\text{m}$  kann eine explosive Partikel- und Ladungsträgeremission in den Elektrodenzwischenraum erfolgen, die die Entladungsentwicklung ganz oder teilweise bestimmt (siehe Absatz 5.8). Je kleiner Elektrodenabstand und Ladespannung werden bzw. je größer die Annäherungsgeschwindigkeit wird, um so ausgeprägter wird dieser Effekt. Bei großen Annäherungsgeschwindigkeiten wird der Durchschlag überwiegend durch Oberflächenprozesse bestimmt. Die Streuung der relativen Lichtbogenlänge nimmt ab. Bei kleinen Annäherungsgeschwindigkeiten ist die resistive Aufheizung zu gering, um ausreichend Material und Ladungsträger in den Elektrodenzwischenraum zu transportieren und/oder der Elektrodenabstand zu groß, so daß die Signifikanz des Oberflächenprozesses in Vergleich zum Gasentladungsprozeß sinkt. Der Durchschlag wird zunehmend durch Gasdurchschlagsmechanismen bestimmt.

Infolge der Konkurrenz zwischen Gasdurchschlagsmechanismen und Oberflächenprozessen steigt die Streuung der relativen Lichtbogenlänge bei kleinen Annäherungsgeschwindigkeiten (Abb. 39). Bei Materialien, bei denen keine Abhängigkeit der Streuung der relativen Lichtbogenlänge von der Annäherungsgeschwindigkeit gegeben ist, wird die Durchschlagsentwicklung im gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich durch Oberflächenprozesse bestimmt (Abb. 40). Kennzeichnend dafür sind auch eine starke Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge (Abb. 41, Abb. 42) sowie das Auftreten von relativen Lichtbogenlängen  $>1$  bei Ladespannungen  $\leq 750$  V (Abb. 42).

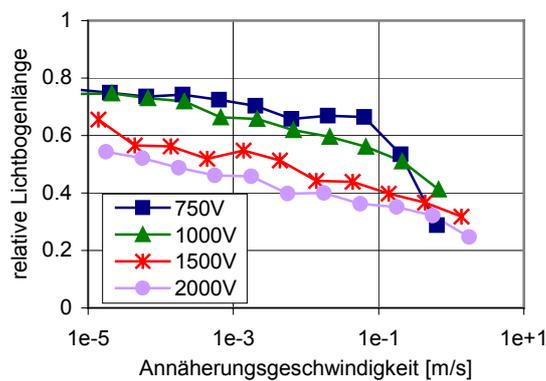


Abb. 41: Relative Lichtbogenlänge (Kathode Stahl, Anode Stahl, polierte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

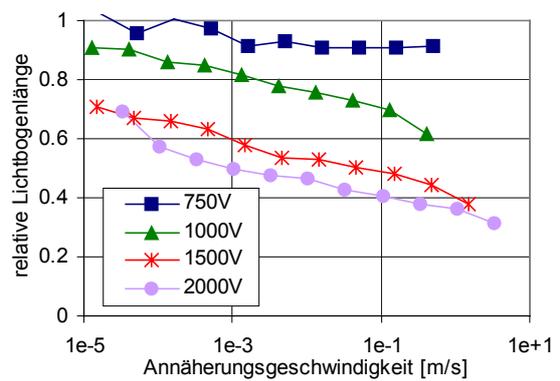


Abb. 42: Relative Lichtbogenlänge (Kathode Stahl, Anode Stahl, verschmutzte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

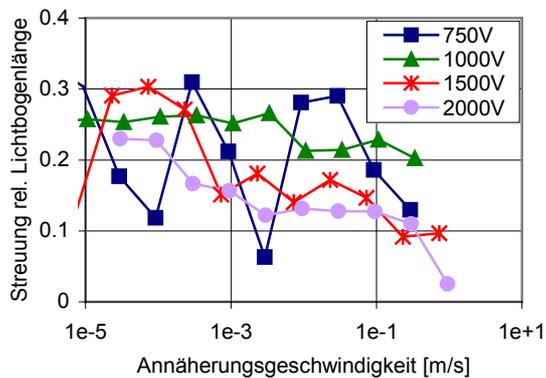


Abb. 43: Streuung der relativen Lichtbogenlänge (Kathode Stahl, Anode Kupfer, verschmutzte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

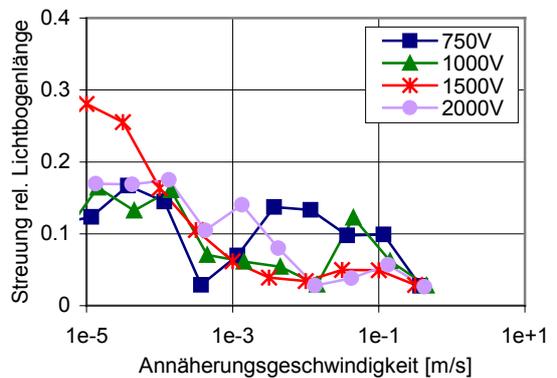


Abb. 44: Streuung der relativen Lichtbogenlänge (Kathode Kupfer, Anode Stahl, verschmutzte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

Die Verkürzung der relativen Lichtbogenlängen bei hohen Annäherungsgeschwindigkeiten bewirkt wiederum kleinere Anstiegszeiten des Entladestromes. Physikalisch gesehen sind es die signifikanten Oberflächenprozesse, die zu den

kleinen Anstiegszeiten führen. Abb. 45 zeigt beispielhaft für 4 Elektrodenmaterialien die Abhängigkeit der Anstiegszeit von der relativen Lichtbogenlänge. Die Grafik weist im wesentlichen auf 2 Punkte hin:

1. Metallische Elektrodenmaterialien: Bei relativen Lichtbogenlängen unterhalb 0.3 schwanken die Anstiegszeiten sehr stark im Bereich 50-400 ps. Diese Effekt deutet auf die Konkurrenz von verschiedenen Mechanismen hin. Bei relativen Lichtbogenlängen  $>0.3$  ergeben sich relativ konstante Anstiegszeiten mit signifikant größeren Werten und einer starken Materialabhängigkeit.
2. Das Elektrodenmaterial Graphit führt zu Durchschlägen im Bereich der statischen Durchbruchspannung. Die relativen Lichtbogenlängen sind ungefähr 1. Die Darstellung zeigt jedoch auch relative Lichtbogenlängen  $>1$ . Möglicherweise führen hier die Oberflächeneffekte zu Durchschlägen noch unterhalb der für metallische Elektrodenmaterialien empirisch gefundenen Paschenspannung (6.1).

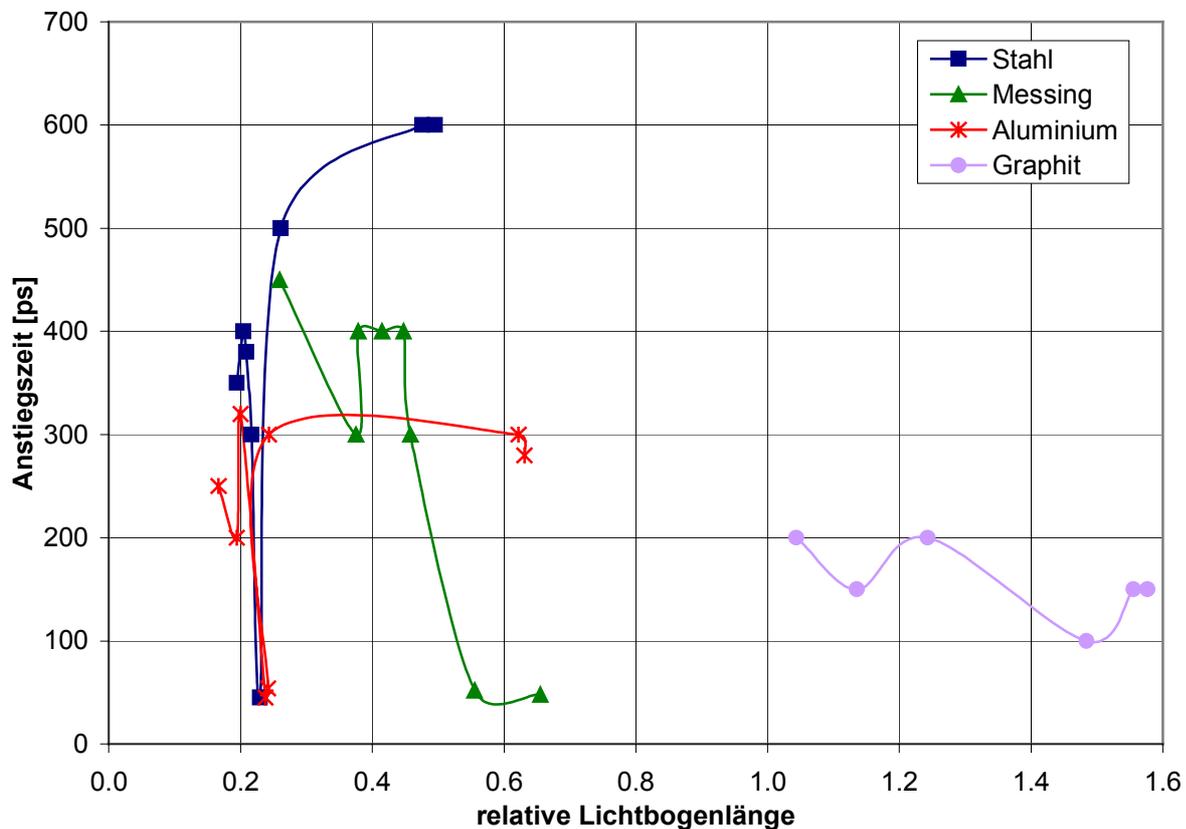


Abb. 45: Anstiegszeit in Abhängigkeit von relativer Lichtbogenlänge und Elektrodenmaterial (Durchbruchspannung 400-2000 V, Elektrodenabstand 8-140  $\mu\text{m}$ ,  $p=101$  kPa, ca. 10000 Entladungen pro Datenpunkt)

## 5.2 Einfluß des Elektrodenabstandes

Der Elektrodenabstand  $d$  steht im Falle eines Gasdurchschlages im statischen Fall (feststehende Elektroden) über das empirisch gewonnene Paschengesetz (5.1) in Beziehung zur Durchbruchspannung  $U$ .

$$U = 2.44 \cdot 10^6 \cdot d + 6.53 \cdot 10^4 \cdot \sqrt{d} \quad (U \text{ in [V], } d \text{ in [m]}) \quad (5.1)$$

Im Falle von bewegten Elektroden und damit einhergehender Lichtbogenlängenverkürzung erfolgen Durchschläge bei mehr oder weniger hoher Überspannung gegenüber dem statischen Fall. Der hier untersuchte Überspannungsbereich (2-3fache Überspannung) deckt sich gut mit ESD unter realen Bedingungen. Infolge von Oberflächenprozessen ist die Größe der Überspannung zudem vom verwendeten Elektrodenmaterial und dem Elektrodenabstand abhängig (Abb. 46).

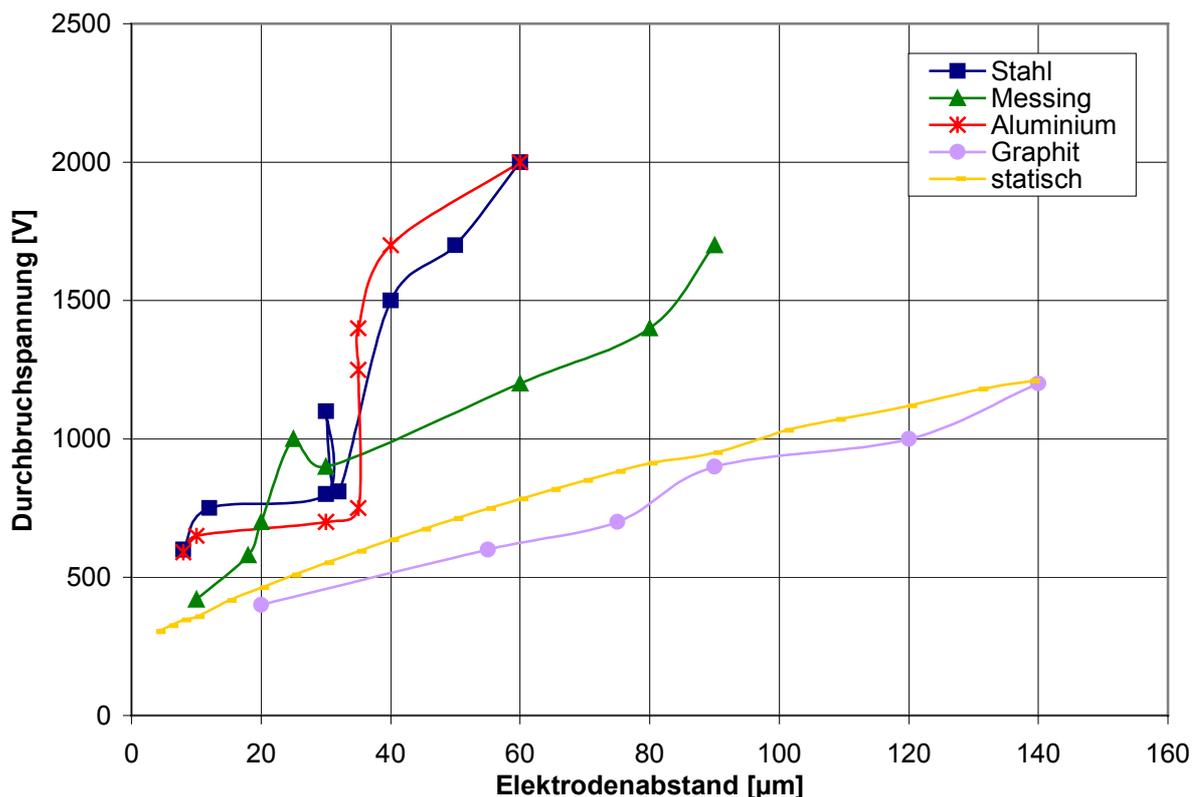


Abb. 46: Durchbruchspannung in Abhängigkeit von Elektrodenabstand und Elektrodenmaterial ( $p=101 \text{ kPa}$ , ca. 10000 Entladungen pro Datenpunkt)

Die dargestellten Kurvenverläufe lassen sich nach ihrem prinzipiellen Verhalten in zwei Hauptgruppen unterteilen:

1. Durchbruch bei Überspannung (metallische Elektrodenmaterialien): Bei den metallischen Elektrodenmaterialien kann der Durchbruch verzögert auftreten. Die Spannung erreicht größere Werte als im Falle des statischen Durchbruchs. Der Durchschlag erfolgt mit einer materialabhängigen Überspannung. Materialien mit kleiner Schmelztemperatur (Messing) neigen eher zu kleinen Überspannungen, während Materialien mit höherer Schmelztemperatur (Stahl) oder dielektrischen Oberflächenschichten (Aluminiumoxid) eher zu größeren Überspannungen tendieren. Die Überspannung steigt im hier verwendeten Meßverfahren mit steigenden Elektrodenabständen an.
2. Statischer Durchbruch (Graphit): Bei Graphit kann die Spannung trotz der schnell ansteigenden Eingangsspannung aufgrund der Materialeigenschaften nicht über den statischen Wert hinaus wachsen. In dem Moment, in dem die Spannung den Wert der statischen Durchbruchspannung erreicht, wird die Entladung initiiert.

Ein Rückschluß auf das Verhalten realer ESD läßt aus diesem Ergebnis jedoch nur bedingt ableiten. Zumindest müßte ein Vergleich bei konstanter, relativ hoher Annäherungsgeschwindigkeit erfolgen. Da im Zusammenhang mit diesem Meßverfahren lediglich Aussagen über wirksame Durchschlagmechanismen abgeleitet werden, ist dieser Punkt aber relativ unkritisch.

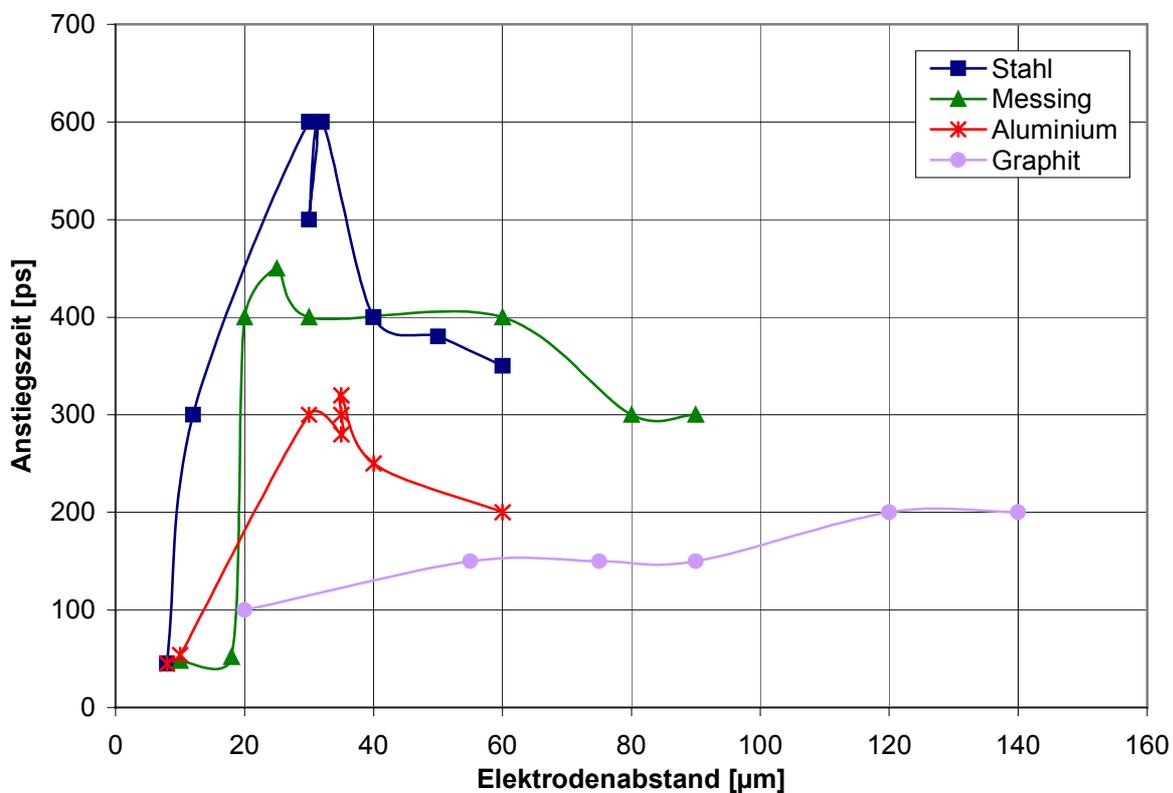


Abb. 47: Anstiegszeit in Abhängigkeit von Elektrodenabstand und Elektrodenmaterial (Durchbruchspannung 400-2000 V,  $p=101$  kPa, ca. 10000 Entladungen pro Datenpunkt)

Die untersuchten unterschiedlichen Elektrodenmaterialien zeigen signifikante Unterschiede bezüglich der Stromanstiegszeit (Abb. 47). Drei Bereiche mit unterschiedlichen Durchschlagmechanismen können für metallische Elektrodenmaterialien gefunden werden:

1. Bei Elektrodenabständen  $<10\ \mu\text{m}$  können extrem kurze Anstiegszeiten von ca. 40 ps gemessen werden. Die Anstiegszeiten werden möglicherweise durch die Grenzen des Meßaufbaus limitiert. Über die Materialabhängigkeit kann aufgrund der Grenzen des Meßaufbaus keine Aussage getroffen werden.
2. Bei Elektrodenabständen zwischen  $20\ \mu\text{m}$  und  $80\ \mu\text{m}$  können signifikant größere Anstiegszeiten gemessen werden. Die Anstiegszeiten in diesem Bereich sind stark materialabhängig. Die Kurven zeigen ein lokales Maximum der Anstiegszeit bei ca.  $30\ \mu\text{m}$  Elektrodenabstand.
3. Bei Elektrodenabständen  $>80\text{-}100\ \mu\text{m}$  werden wieder kleinere Anstiegszeiten gemessen. Die Materialabhängigkeit der Anstiegszeit läßt nach.

Die Meßdaten deuten auf einen Zusammenhang zwischen der Schmelztemperatur der verwendeten metallischen Elektrodenmaterialien und der gemessenen Anstiegszeit hin. Materialien mit kleineren Schmelztemperaturen (Aluminium, Messing) führen zu kleineren Anstiegszeiten als Materialien mit höheren Schmelztemperaturen (Stahl). Da eine resistive, isochore Aufheizung der Elektrodenoberfläche angenommen wird, spielen auch die Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit des Elektrodenmaterials sowie die elektrische Leitfähigkeit des Elektrodenwerkstoffes eine entscheidende Rolle. Kleine Wärmekapazitäten und Wärmeleitfähigkeiten sowie eine kleine elektrische Leitfähigkeit der eingesetzten Werkstoffe zeigen eine stärkere und schnellere Aufheizung und umgekehrt.

Graphit zeigt fast keine Abhängigkeit der Anstiegszeit vom Elektrodenabstand im untersuchten Parameterbereich. Diese Eigenschaft wird zurückgeführt auf signifikante Oberflächenprozesse, die die Entladungsentwicklung im gesamten untersuchten Bereich bestimmen und zu den sehr kleinen Anstiegszeiten führen (siehe auch Absatz 5.8.1).

### 5.3 Einfluß der Durchbruchspannung

Obwohl die Durchbruchspannung und der Elektrodenabstand, wie bereits erläutert (siehe Absatz 5.2), nicht miteinander korreliert sein müssen, zeigen die Meßdaten zur Abhängigkeit der Anstiegszeit von der Durchbruchspannung (Abb. 48) ein ähnliches Verhalten wie bei der Abhängigkeit vom Elektrodenabstand (Abb. 47).

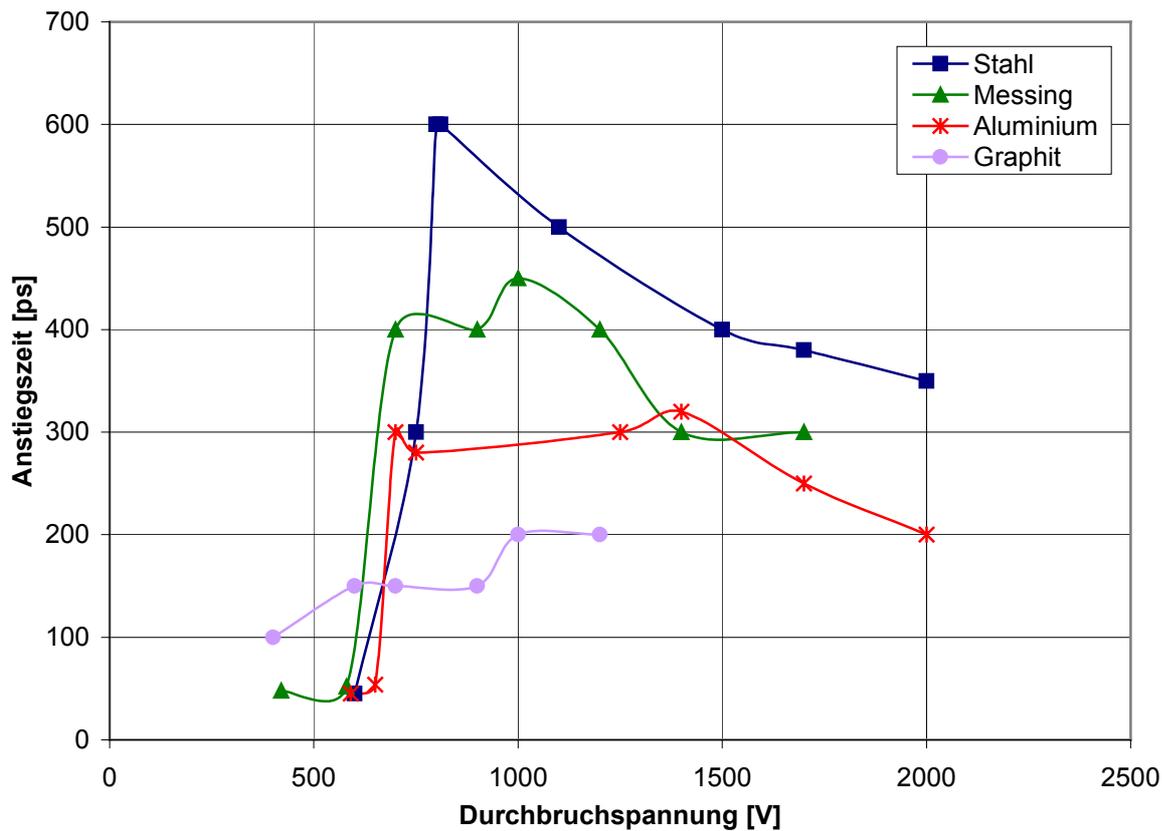


Abb.48: Stromanstiegszeit von ESD in Abhängigkeit von Durchbruchspannung und Elektrodenmaterial (Elektrodenabstand 8-140  $\mu\text{m}$ ,  $p=101\text{ kPa}$ , ca. 10000 Entladungen pro Datenpunkt)

Bei metallischen Elektrodenmaterialien können wieder 3 Bereiche mit unterschiedlichen Durchbruchmechanismen gefunden werden:

1. Bei Durchbruchspannungen  $<600-700\text{ V}$  können extrem kurze Anstiegszeiten von ca. 40 ps nachgewiesen werden. Die Anstiegszeiten werden möglicherweise durch die Grenzen des Meßaufbaus limitiert. Die realen Anstiegszeiten können wesentlich kürzer sein. Über die Materialabhängigkeit kann hier aufgrund der Grenzen des Meßaufbaus keine Aussage getroffen werden.
2. Bei Durchbruchspannungen zwischen 700 V und 2000 V können signifikant größere Anstiegszeiten nachgewiesen werden. Die Anstiegszeiten in diesem Bereich sind stark materialabhängig. Die Kurven zeigen ein lokales Maximum der Anstiegszeit bei ca. 800 V Durchbruchspannung.
3. Bei Durchbruchspannungen  $>1500\text{ V}$  lassen sich wieder kleinere Anstiegszeiten nachweisen. Die Materialabhängigkeit der Anstiegszeit läßt nach.

Bei Verwendung von Graphitelektroden zeigen die Anstiegszeiten fast keine Abhängigkeit von der Durchbruchspannung.

Wird der Einfluß der Ladespannung im Bereich von Durchbruchspannungen  $\leq 400$  V bzw. bis hinunter zu Elektrodenabständen von  $6 \mu\text{m}$  betrachtet, zeigen sich deutlich die Grenzen der verwendeten Meßaufbauten. Die Elektrodenabstände kommen in die Größenordnung der Oberflächenrauigkeit, die Elektrodenoberfläche kann nicht mehr als ideal glatt angenommen werden. Zudem verändert sich die Oberflächenstruktur nach jeder einzelnen Entladung. Dies führt dazu, daß die Signifikanz des Oberflächenprozesses nicht nur abhängig von Durchbruchspannung und Elektrodenabstand ist, sondern auch eine Abhängigkeit von der Oberflächenstruktur beobachtet werden kann. Verschmutzte Oberflächen bzw. Oberflächen nach einer großen Anzahl von Entladungen zeigen infolge erhöhter Rauigkeit stärker wirksame Oberflächenprozesse als polierte Oberflächen. Die relativen Lichtbogenlängen sind bei verschmutzten Oberflächen (Abb. 51) deshalb größer, weil die größere Anzahl von Protrusionen für eine statistisch gesehen schnellere Explosion und Initiierung des Lichtbogens sorgen, als dies bei polierten Elektroden (Abb. 49) der Fall wäre. Die Entladung erfolgt bei kleineren Spannungen als an polierten Elektroden. Bezüglich der Streuung der relativen Lichtbogenlänge kann vermutet werden, daß im Falle geringerer Relevanz von Oberflächenprozessen, d.h. bei Konkurrenz zweier Mechanismen (kleine Annäherungsgeschwindigkeit in Abb. 50), die Streuung ansteigt, während sie im Falle signifikanter Oberflächenprozesse (hohe Annäherungsgeschwindigkeit in Abb. 50 bzw. rauhe Oberfläche Abb. 52) sinkt.

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge (Abb. 41, Abb. 42, Abb. 51). Bei Durchbruchspannungen  $< 1500$  V (Abb. 41, Abb. 42) für Stahlelektroden bzw.  $< 1000$  V für Messingelektroden (Abb. 51) steigt die relative Lichtbogenlänge bei kleineren Durchbruchspannungen an. Der Anstieg der relativen Lichtbogenlänge bei konstantem Elektrodenabstand bedeutet eine kleinere Durchbruchspannung. Die Durchbruchspannung verringert sich hier also durch signifikante Oberflächenprozesse unter den Wert, der aufgrund des Paschengesetzes erwartet werden kann, da dieses von einer ideal glatten Oberfläche ohne Oberflächenprozesse ausgeht. Die Entladung wird jedoch aufgrund der rauhen Oberfläche früher initiiert, die relative Lichtbogenlänge steigt an. Mit sinkenden Durchbruchspannungen bzw. Elektrodenabständen erhöht sich die Signifikanz dieses Effektes.

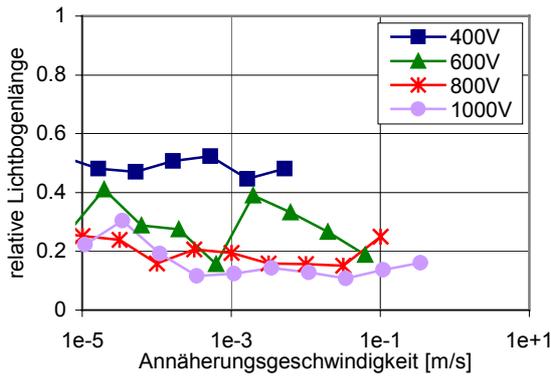


Abb. 49: Relative Lichtbogenlänge (Kathode Messing, Anode Messing, polierte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

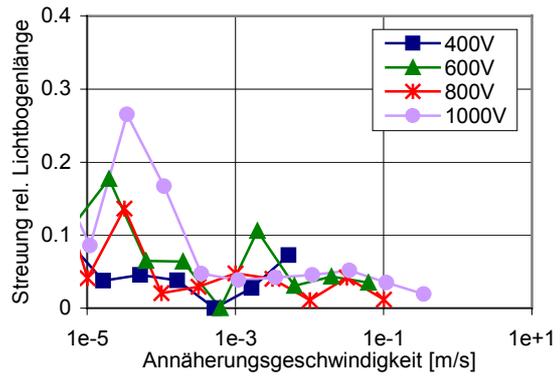


Abb. 50: Streuung der relativen Lichtbogenlänge (Kathode Messing, Anode Messing, polierte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

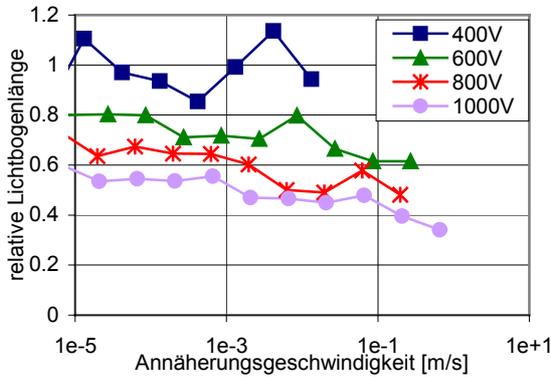


Abb. 51: Relative Lichtbogenlänge (Kathode Messing, Anode Messing, verschmutzte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

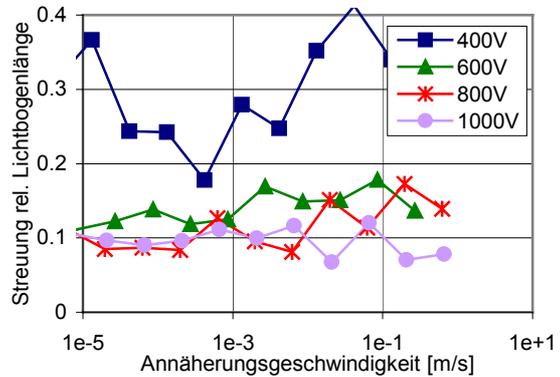


Abb. 52: Streuung der relativen Lichtbogenlänge (Kathode Messing, Anode Messing, verschmutzte Oberfläche, ca. 100 Entladungen pro Datenpunkt)

### 5.4 Einfluß der Durchbruchfeldstärke

Abb. 53 zeigt die Abhängigkeit der makroskopischen Feldstärke im Moment des Durchbruchs vom Elektrodenabstand bei Normaldruck. Die hier dargestellte Feldstärke berücksichtigt nicht den Einfluß einer lokalen Feldstärkeanhebung infolge von Oberflächeneffekten (Rauigkeit, Oxidschichten, Oberflächenfilme, Protrusionen, etc.). Die lokalen Feldstärken können weit oberhalb der makroskopischen Feldstärke liegen. Aufgrund der schnell ansteigenden Eingangsspannung besteht die Möglichkeit einer Überspannung (ca. 2-3fache Überspannung) (Abb. 46) sowie einer überhöhten Feldstärke (ca. 2-3fache Feldstärke) gegenüber dem statischen Durchbruch. Metallische Elektrodenmaterialien zeigen

dieses Verhalten. Graphit neigt im Gegensatz zu metallischen Elektrodenmaterialien zum Durchbruch im Bereich der statischen Durchbruchfeldstärke.

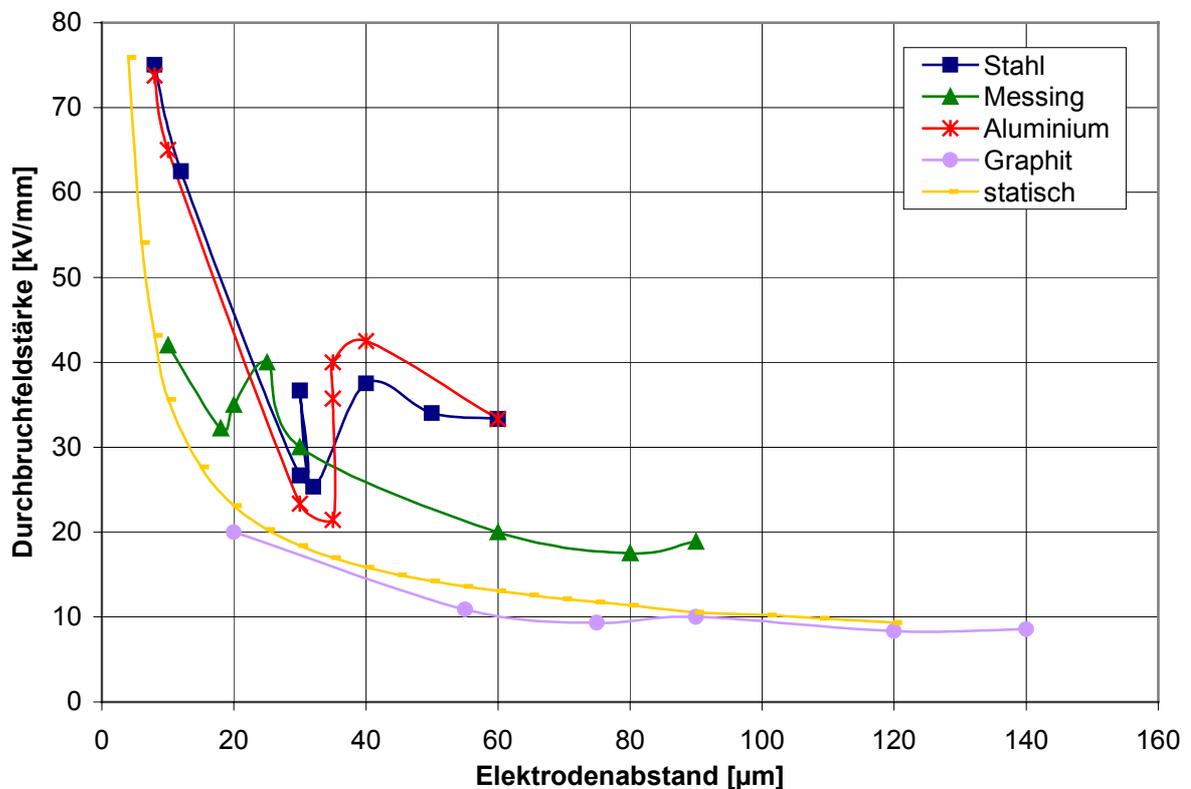


Abb. 53: Durchbruchfeldstärke in Abhängigkeit von Elektrodenabstand und Elektrodenmaterial (Durchbruchspannung 400-2000 V,  $p=101$  kPa, ca. 10000 Entladungen pro Datenpunkt)

Zwischen Anstiegszeit und Durchbruchspannung bzw. Durchbruchfeldstärke besteht eine wechselseitige Beziehung. Abb. 54 zeigt die Abhängigkeit der Anstiegszeit von der makroskopischen Feldstärke. Bei metallischen Elektrodenmaterialien ergibt sich folgende Abhängigkeit: Bei hohen Feldstärken,  $\geq 75$  kV/mm (in Verbindung mit kleinen Elektrodenabständen  $< 10$  µm) können extrem kurze Anstiegszeiten mit  $\leq 40$  ps beobachtet werden. Bei kleinen und mittleren Feldstärken (in Verbindung mit Elektrodenabständen  $> 10$  µm) sind die Anstiegszeiten größer. Aufgrund der bisher gefundenen Materialabhängigkeit wird hier im Bereich kleiner und mittlerer Durchbruchfeldstärken ( $< 75$  kV/mm) eine deutliche Materialabhängigkeit erwartet. In dieser Darstellung ist dieser Effekt jedoch nur schlecht erkennbar.

Graphit zeigt geringfügig fallende Anstiegszeiten bei steigenden Durchbruchfeldstärken.

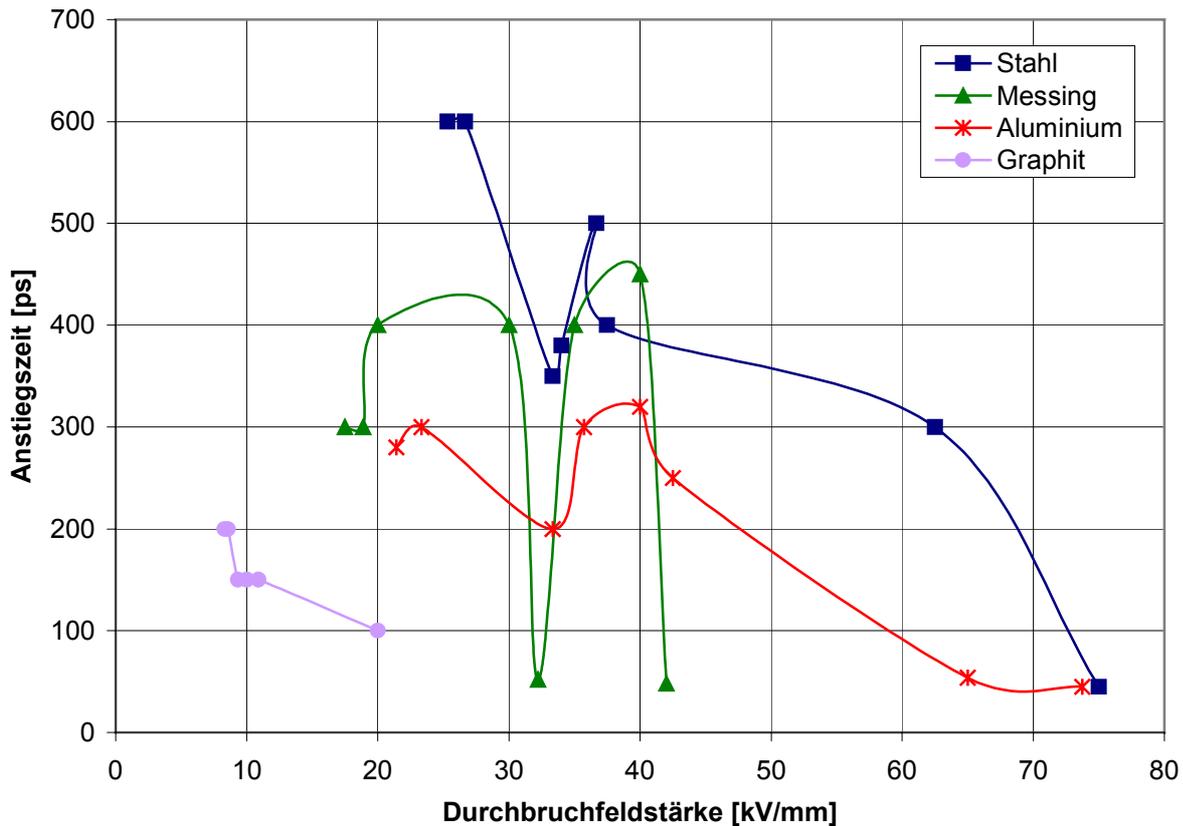


Abb. 54: Anstiegszeit in Abhängigkeit von Durchbruchfeldstärke und Elektrodenmaterial (Elektrodenabstand 8-140  $\mu\text{m}$ ,  $p=101\text{ kPa}$ , ca. 10000 Entladungen pro Datenpunkt)

## 5.5 Einfluß des Elektrodenmaterials

Der Einfluß der Elektrodenmaterialien auf ESD mit Ladespannungen  $<2000\text{ V}$  und Elektrodenabständen  $<300\text{ }\mu\text{m}$  ist signifikant. In den vorigen Absätzen wurde lediglich aufgezeigt, daß ein Einfluß des Elektrodenmaterials in bestimmten Parameterbereichen existiert, jetzt soll dieser detailliert diskutiert werden. Um eine statistisch sichere Aussage treffen zu können, wurden zunächst an mehreren Elektrodenmaterialien jeweils eine große Anzahl von einzelnen Entladungen (ca. 5000) untersucht (Abb. 55 - Abb. 57). Wenn bei bestimmten Materialkombinationen signifikante Effekte gefunden werden konnten, wurden diese Elektrodenmaterialkombinationen in einzelnen Parameterbereichen gesondert betrachtet. Da weiterhin davon ausgegangen werden mußte, daß Kathoden- und Anodenmaterialien unterschiedliche Rollen in der Entladungsentwicklung spielen, mußte dieser Einfluß getrennt untersucht werden.

In Abb. 55 sind die mittleren relativen Lichtbogenlängen aller untersuchten Materialkombinationen für Ladespannungen im Bereich 500-1500 V bzw. Elektrodenabständen im Bereich 6-190  $\mu\text{m}$  dargestellt. Um den Übergangsbereich und die Konkurrenz von Oberflächen- und Gasentladungsprozeß hervorzuheben, wurde ein weiterer Bereich der Annäherungsgeschwindigkeit zugrundegelegt ( $10^{-6}$  - 5 m/s). Ausgewertet wurden jeweils etwa 5000 Entladungen im gesamten zugrundegelegten Geschwindigkeitsbereich. Für Materialkombinationen, an denen Kupfer oder auch Messing beteiligt ist, ergeben sich kleine relative Lichtbogenlängen ( $d_{\text{rel}} < 0.5$ ). Interessanterweise ist auch die Streuung der relativen Lichtbogenlänge für diese Materialkombinationen gering (Abb. 56). Offensichtlich sind kleine relative Lichtbogenlängen schon bei niedrigen Annäherungsgeschwindigkeiten ein Anhaltspunkt für eine kleine mittlere Streuung. Weiterhin führen diese Materialkombinationen zu geringer Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge (Abb. 57). Es liegt deshalb nahe, einen starken Einfluß von Oberflächenprozessen (Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlängen) sowie von Oxidschichten (hohe Durchbruchfeldstärke, kleine relative Lichtbogenlänge) zu vermuten. Bei allen anderen Materialkombinationen ergeben sich eher größere relative Lichtbogenlängen mit ( $d_{\text{rel}} > 0.5$ ). Aluminium führt als metallisches Elektrodenmaterial (neben Graphit) in verschiedenen Kombinationen zu sehr großen relativen Lichtbogenlängen ( $d_{\text{rel}} > 0.7$ ). Deutlich ist auch der unterschiedliche Einfluß von Kathoden- und Anodenmaterialien erkennbar (z.B. Kathode Stahl, Anode Graphit im Vergleich zu Anode Graphit, Kathode Stahl).

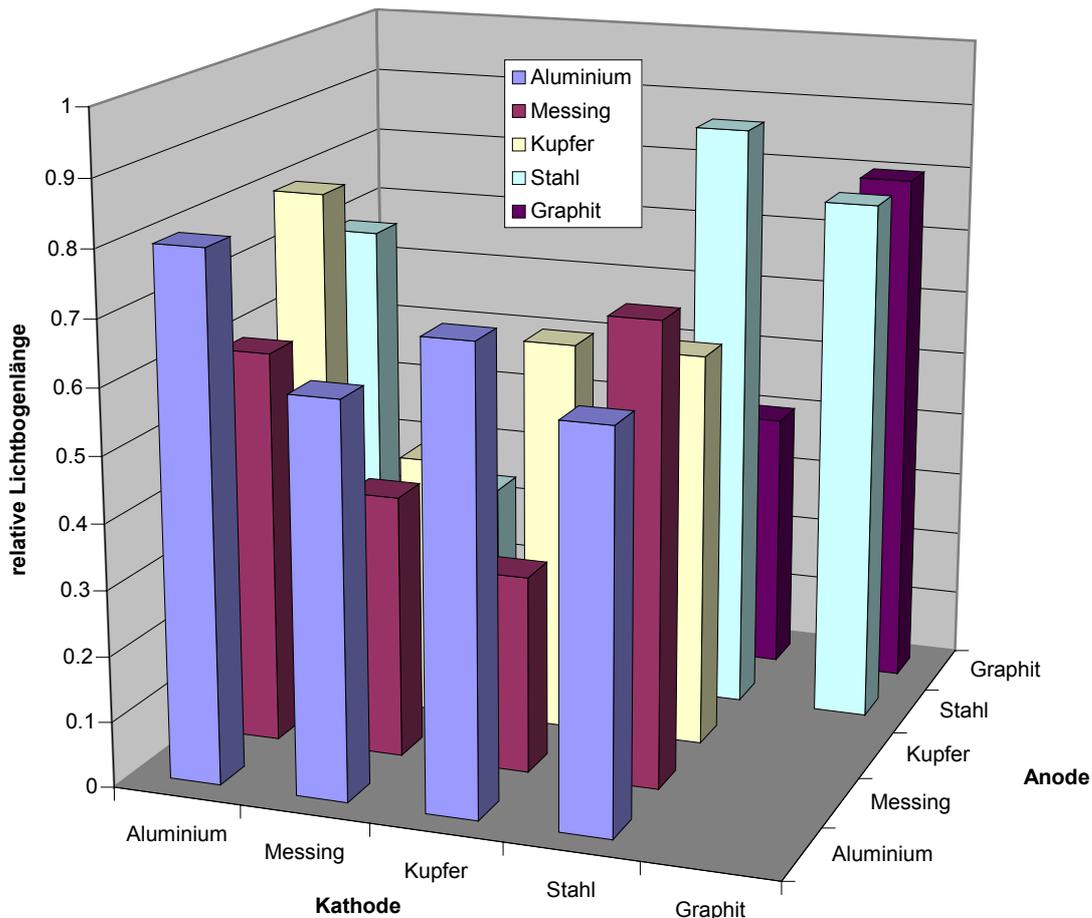


Abb. 55: Mittlere relative Lichtbogenlängen verschiedener Elektrodenmaterialien (Ladespannung 500 V - 1500 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 5000 Entladungen pro Säule, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)

Wird die Streuung der relativen Lichtbogenlängen betrachtet (Abb. 56), dann ergibt sich folgendes Bild: Deutlich sichtbar sind große Streuungen für Materialkombinationen mit Aluminium und Stahl. Diese Materialien sind für einen Einsatz als Elektrodenwerkstoff für ESD-Simulatoren schlecht geeignet, während z.B. Materialkombinationen mit Kupfer oder Graphit als Elektrodenmaterial mit geringen Streuungen der relativen Lichtbogenlängen zu bevorzugen wären. Große Streuungen der relativen Lichtbogenlänge lassen auf eine starke Konkurrenz des Oberflächen- und Gasentladungsprozesses schließen. Der unterschiedliche Einfluß von Kathoden- und Anodenmaterial ist auch hier gut erkennbar. Um die Unterschiede einzelner Materialkombinationen besser herauszuarbeiten, werden im Absatz 5.5.5 aus den Meßwerten von Streuung der relativen Lichtbogenlänge und Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge besonders gut geeignete Materialkombinationen extrahiert (siehe auch Abb. 71).

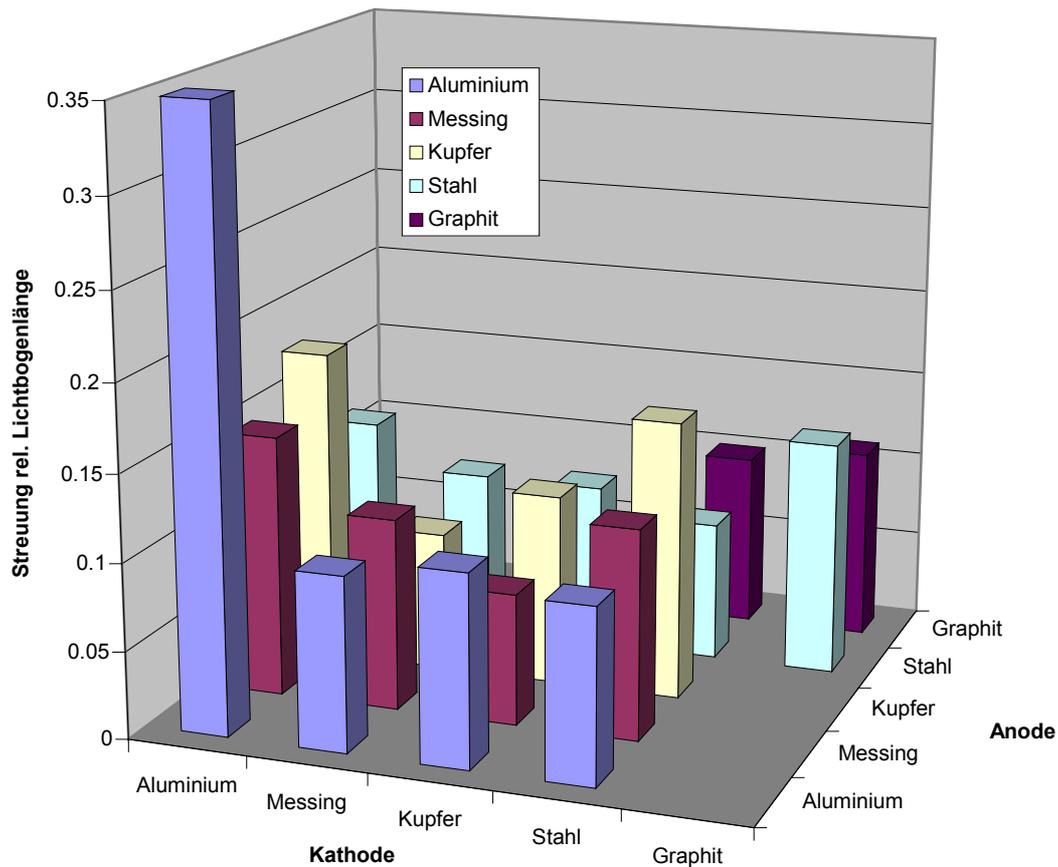


Abb. 56: Streuung der relativen Lichtbogenlänge verschiedener Elektrodenmaterialien (Ladespannung 500 V - 1500 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 5000 Entladungen pro Säule, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)

Die Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge zeigt sich für unterschiedliche Ladespannungen durch parallele Verschiebung der Meßkurven in Richtung der y-Achse (Abb. 42). Um eine übersichtliche Darstellung zu ermöglichen, wurde hier jedoch eine Klassifikation in keine (0), mittlere (0.5) und große (1.0) Spannungsabhängigkeit vorgenommen. In Abb. 57 ist diese Klassifikation für alle untersuchten Materialkombinationen dargestellt. Bei Kombinationen mit Graphit oder Kupfer ist keine Spannungsabhängigkeit zu beobachten, während alle anderen Materialien mehr oder weniger spannungsabhängige Lichtbogenlängen aufweisen. Bei Kupfer und anderen metallischen Elektrodenmaterialien tritt die Spannungsabhängigkeit in einem Zusammenhang mit einer kleineren relativen Lichtbogenlänge (Abb. 55) auf, während Graphit hier eher zu großen relativen Lichtbogenlängen tendiert. Die Spannungsabhängigkeit ist ein Ausdruck für eine starke Änderung der Signifikanz von Oberflächen- und Gasentladungsprozeß in betrachteten Parameterbereich (siehe Absatz 5.3).

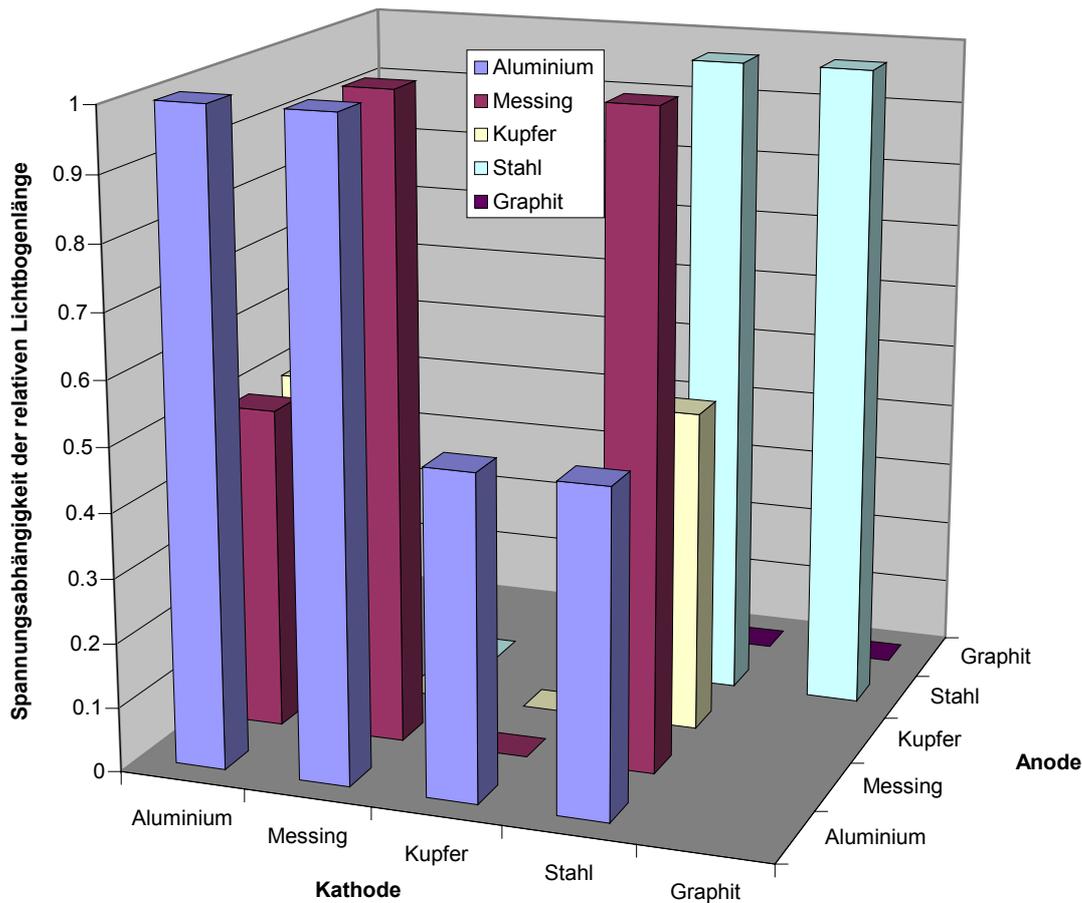


Abb. 57: Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge verschiedener Elektrodenmaterialien (Ladespannung 500 V - 1500 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 5000 Entladungen pro Säule, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)

Abschließend kann festgestellt werden: Der getrennte Einfluß von Katoden- und Anodenmaterial ist signifikant für ESD mit Durchbruchspannungen <1500 V bzw. Elektrodenabständen <190  $\mu\text{m}$ . Die vorliegenden Meßdaten bestätigen dies eindeutig. Da die Anforderungen und die beeinflussenden Parameter sehr komplex sind, muß im Einzelnen je nach Anwendungsfall eine gezielte Auswahl von Elektrodenmaterialien erfolgen. Im folgenden wird nun der Einfluß von Kathoden- und Anodenmaterial getrennt betrachtet.

### 5.5.1 Kathodenmaterial

Bei bestimmten Elektrodenmaterialkombinationen lassen sich große Unterschiede in der Stromanstiegszeit finden. Sowohl die Kathode als auch die Anode können die Entladungsentwicklung und damit relative Lichtbogenlängen sowie die Anstiegszeit

beeinflussen. Tabelle 3 zeigt beispielhaft den Einfluß verschiedener Materialkombinationen auf die Stromanstiegszeit von ESD in Luft bei Normaldruck.

| Kathode   | Anode     | Durchbruchspannung | Elektrodenabstand | Durchbruchfeldstärke | Anstiegszeit |
|-----------|-----------|--------------------|-------------------|----------------------|--------------|
| Aluminium | Stahl     | 900 V              | 30 $\mu\text{m}$  | 30 kV/mm             | 400 ps       |
| Stahl     | Aluminium | 850 V              | 30 $\mu\text{m}$  | 28 kV/mm             | 600 ps       |
| Aluminium | Wolfram   | 1100 V             | 30 $\mu\text{m}$  | 37 kV/mm             | 380 ps       |
| Wolfram   | Aluminium | 1050 V             | 30 $\mu\text{m}$  | 35 kV/mm             | 600 ps       |
| Graphit   | Wolfram   | 750 V              | 30 $\mu\text{m}$  | 25 kV/mm             | 130 ps       |
| Wolfram   | Graphit   | 800 V              | 30 $\mu\text{m}$  | 27 kV/mm             | 130 ps       |

**Tabelle 3: Stromanstiegszeiten bei verschiedenen Elektrodenmaterialkombinationen ( $p=101\text{ kPa}$ , ca. 10000 Entladungen pro Meßwert)**

Bei metallischen Elektrodenmaterialien führt die Verwendung von Kathodenmaterialien mit kleiner Schmelztemperatur (Al 659 °C) in Verbindung mit Anodenmaterialien mit hoher Schmelztemperatur (Fe 1537 °C, W 3410 °C) zu kleineren Anstiegszeiten als im umgekehrten Fall. Eine Abhängigkeit von der Austrittsarbeit des verwendeten Kathodenmaterials, wie bisher angenommen, konnte nicht bestätigt werden (siehe auch Tabelle 4). Die Parameter wurden hier so gewählt, daß der Gasentladungsmechanismus dominiert und der Einfluß der Anode vernachlässigbar bleibt (siehe Absatz 5.5.2). Diese Ergebnisse lassen den Schluß zu, daß es sich hierbei um eine Gasentladung mit Kathodenmaterialeinfluß handelt (Parameterbereich 2, siehe Absatz 5.8.2). Im Falle einer Beteiligung der Anode an der Entladungsentwicklung können wesentlich kürzere Anstiegszeiten ( $\leq 150\text{ ps}$ ) nachgewiesen werden.

Die Verwendung von Graphit als Kathoden- und/oder Anodenmaterial führt selbst bei Feldstärken bis herab zu 8 kV/mm und/oder Elektrodenabständen bis 150  $\mu\text{m}$  zu ähnlich kurzen Anstiegszeiten. Die Einflüsse der Elektrodenabstände im Bereich 20-140  $\mu\text{m}$  und der Feldstärke im Bereich 8-27 kV/mm sind hier vergleichsweise gering. Da auch keine Gasdruckabhängigkeit gefunden werden konnte (siehe Absatz 5.6), muß angenommen werden, daß die Entladungsentwicklung ausschließlich durch Oberflächenprozesse dominiert wird.

Das Kathodenmaterial beeinflusst maßgeblich relative Lichtbogenlänge und Streuung der relativen Lichtbogenlänge. Bei Ladespannungen  $>1500\text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $>190\text{ }\mu\text{m}$  beeinflusst überwiegend das Kathodenmaterial. Bei Ladespannungen  $<1500\text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $\leq 190\text{ }\mu\text{m}$  beeinflusst das Kathodenmaterial und in mit fallender Ladespannung und kleineren Abständen zunehmendem Maße auch das Anodenmaterial. Hohe Schmelztemperaturen der verwendeten Werkstoffe führen eher zu großen relativen Lichtbogenlängen (Abb. 41, Abb. 42), kleine Schmelztemperaturen eher zu kleinen relativen Lichtbogenlängen

(Abb. 38). Eine Erklärung für dieses Verhalten konnte bisher nicht gefunden werden. Zumindest ist eine Erklärung mit dem einfachen Aufschmelzungsmodell nicht möglich, da dabei das umgekehrte Verhalten erwartet werden würde. Interessant ist in diesem Zusammenhang aber, daß ein ähnlicher prinzipieller Zusammenhang (d.h. in diesem Falle hohe statische Durchbruchspannung bei hohem Schmelzpunkt der verwendeten Elektrodenmaterialien) bei Entladungen unter Vakuumbedingungen gefunden wurden (Tabelle 4). Eine Abhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge von der Austrittsarbeit der Werkstoffe konnte auch hier nicht nachgewiesen werden. Oxidschichten auf der Oberfläche können den Einfluß des Kathodenmaterials unter Umständen massiv verändern. So ist z.B. eine Aluminiumoxidschicht auf Aluminium als Werkstoff mit sehr hoher Schmelztemperatur zu betrachten (Abb. 37) und führt zu großen relativen Lichtbogenlängen. Die Streuung der relativen Lichtbogenlänge ist bei Metallen mit hoher Schmelztemperatur, z.B. bei Stahl, Aluminium mit Oxid oder Messing (Abb. 43), im allgemeinen größer als bei Metallen mit niedriger Schmelztemperatur wie z.B. Kupfer (Abb. 44). Dieses Verhalten korreliert gut mit dem Aufschmelzungsmodell, da bei Metallen mit größerer Schmelztemperatur der Mechanismenübergang und damit die Streuung in diesem Parameterbereich an Signifikanz zunimmt.

| Material | Statische Vakuum-<br>durchbruchspannung<br>[kV] (d=1mm, p=1Pa) | $d/t_c \cdot 10^6$<br>[117] | Plasmakommu-<br>tationszeit $t_c$<br>[ps] | Schmelz-<br>temperatur<br>[°C] | Austrittsarbeit<br>[eV] |
|----------|--|-----------------------------|---|--------------------------------|-------------------------|
| W        | 72   | 2.7                         | 370                                       | 3410                           | (4.54)                  |
| Ta       | 68   | 3.5                         | 286                                       | 2990                           | 4.1                     |
| Mo       | 62   | 2.6                         | 385                                       | 2650                           | 3.22-4.15 (3.68)        |
| Ni       | 56   | 1.9                         | 526                                       | 1453                           | 3.68-5.02 (4.35)        |
| Ti       | 55   | 1.9                         | 526                                       | 1668                           | 4.1                     |
| Nb       | 48   | 3.0                         | 333                                       | 2470                           | 4.3                     |
| Cu       | 46   | 2.5                         | 400                                       | 1083                           | 3.89-4.82 (4.35)        |
| Al       | 45   | 2.6                         | 385                                       | 659                            | 1.77-3.95 (2.86)        |
| Zn       | 26   | 1.6                         | 625                                       | 419                            | (3.95)                  |
| Pb       | 24   | 1.3                         | 769                                       | 327                            | 4.0                     |
| In       | 23   | 1.3                         | 769                                       | 156                            | 4.12                    |
| Cd       | 22   | 1.3                         | 769                                       | 321                            | (4.04)                  |
| Bi       | 21   | 1.1                         | 909                                       | 271                            | 4.4                     |
| Sn       | 19   | 1.5                         | 667                                       | 232                            | 4.3                     |
| C        | 16   | 2.0                         | 500                                       | 3805 (subl. 3540)              | 4.8                     |
| Fe       |  |                             |   | 1537                           | 3.92-4.79 (4.35)        |
| Messing  |  |                             |   | 910-1100                       |                         |
| Cr       |  |                             |   | 1875                           | 4.4                     |

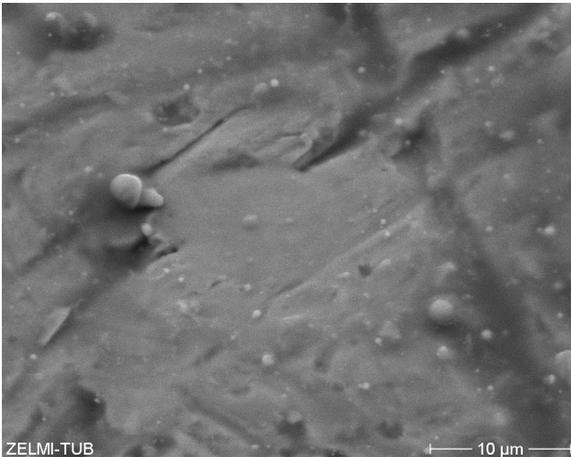
**Tabelle 4: Materialkonstanten und statische Durchbruchspannungen verschiedener Elektrodenmaterialien unter Vakuumbedingungen (teilweise entnommen aus [117])**

### 5.5.2 Anodenmaterial

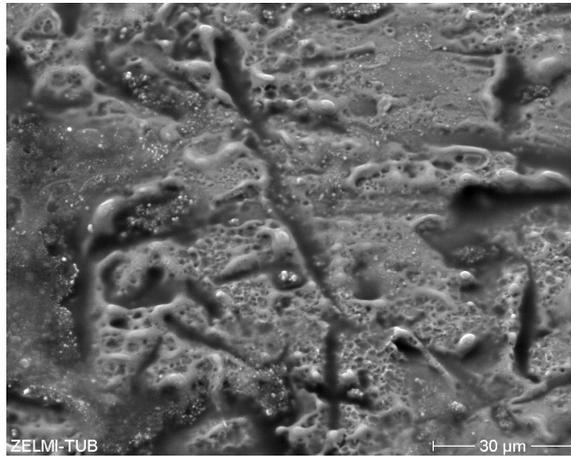
*Mesyats et al.* [117] untersuchten erstmalig Anodenprozesse bei gepulsten Vakuumdurchschlägen. Nach ihren Ergebnissen erfolgt der Übergang vom Kathoden- zum Anodenprozeß-initiierten Vakuumdurchschlag bei Überschreiten eines kritischen Feldelektronenemissionsstroms, der auch zur Aufschmelzung und Explosion von Anodenprotrusionen führen kann. Obwohl bei ESD der Elektrodenzwischenraum mit Luft gefüllt ist, und die freie Weglänge der Elektronen ( $0.355 \mu\text{m}$  für  $T=15^\circ\text{C}$ ,  $p=101 \text{ kPa}$ ) weit unterhalb der untersuchten Elektrodenabstände liegt, wodurch sicher Gasentladungsmechanismen wirksam werden, konnten hier ähnliche Elektrodenprozesse wie bei gepulsten Vakuumdurchschlägen gefunden werden. Bei höheren Durchbruchspannungen und/oder größeren Feldstärken und/oder kleineren Elektrodenabständen wird die Anode auch bei ESD in Luft, ähnlich wie bei gepulsten Vakuumdurchschlägen, mehr und mehr in die Entladungsentwicklung involviert. Bei Feldstärken  $>50\text{-}75 \text{ kV/mm}$  treten sicher Anodenprozesse auf. Auf der Anodenoberfläche können in diesem Falle Krater und Explosionsstrukturen mit  $10\text{-}100 \mu\text{m}$  Größe gefunden werden (Abb. 59). Dieses Verhalten tritt im Parameterbereich 1 auf (siehe Absatz 5.8.2) und führt zu sehr kleinen Stromanstiegszeiten ( $\leq 150 \text{ ps}$ ). Im Gegensatz dazu ist die Anodenoberfläche bei Durchbruchfeldstärken  $<50\text{-}75 \text{ kV/mm}$  sehr glatt, mit Rauigkeiten  $<2 \mu\text{m}$  (Abb. 63). Explosionsstrukturen und Krater können in diesem Fall nicht gefunden werden. Es wird deshalb angenommen, daß in diesem Bereich keine Anodenprozesse wirksam sind. Dieses Verhalten tritt im Parameterbereich 2 und 3 auf (siehe Absatz 5.8.2). Das Aussehen der Kathodenoberfläche ändert sich währenddessen nur unwesentlich (Abb. 58, Abb. 62).

Das Anodenmaterial bestimmt hauptsächlich die Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge sowie in geringem Maße auch die Streuung der relativen Lichtbogenlänge. Die Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge ist z.B. bei Stahl- oder Messingelektroden gut erkennbar (Abb. 42). Sie bewirkt eine Zunahme der relativen Lichtbogenlängen mit sinkenden Ladespannungen bzw. Elektrodenabständen. Der Durchschlag erfolgt bei immer kleineren Spannungen als erwartet, da die statische Durchschlagspannung (Paschengesetz) Oberflächenprozesse und insbesondere Feldstärkeüberhöhungen an rauhen bzw. verschmutzten Oberflächen nicht berücksichtigt. Der explosive Materialeintrag in den Elektrodenzwischenraum tritt für Elektrodenabstände  $<100 \mu\text{m}$  bzw. Ladespannungen  $<1000 \text{ V}$  zunehmend in Erscheinung und führt schließlich bei sehr kleinen Spannungen ( $<500 \text{ V}$ ) zu relativen Lichtbogenlängen  $>1$ . Anodenprozesse, die den Übergang zum oberflächenprozeßgeführten Durchschlag forcieren, sind nur dann in den Messungen sichtbar, wenn die Schmelztemperatur der Anode kleiner oder gleich der Schmelztemperatur der Kathode ist. Aus diesem Grunde ist z.B. bei

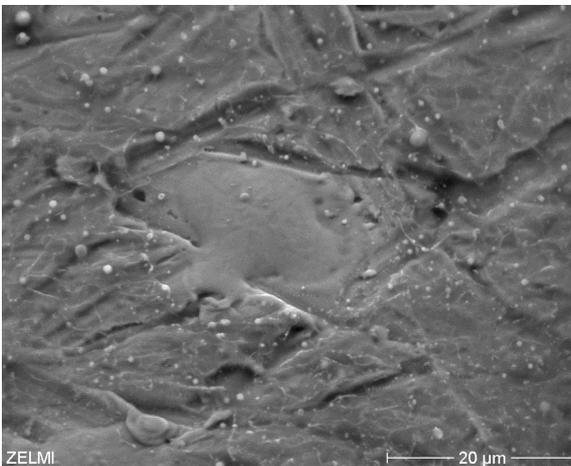
der Materialkombination Kathode Stahl, Anode Messing eine Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge nachweisbar, während im umgekehrten Fall (Kathode Messing, Anode Stahl) keine Spannungsabhängigkeit nachgewiesen werden kann (Abb. 57).



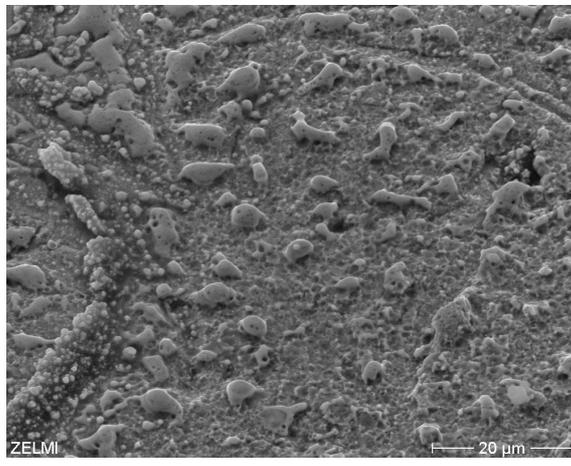
**Abb. 58:** Kathodenoberfläche nach ESD (Material Stahl, Durchbruchfeldstärke 75 kV/mm, Durchbruchspannung 600 V, Elektrodenabstand 8 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)



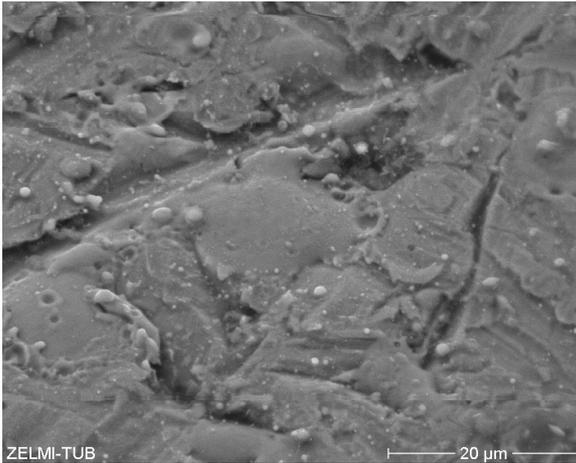
**Abb. 59:** Anodenoberfläche nach ESD (Material Nickel, Durchbruchfeldstärke 75 kV/mm, Durchbruchspannung 600 V, Elektrodenabstand 8 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)



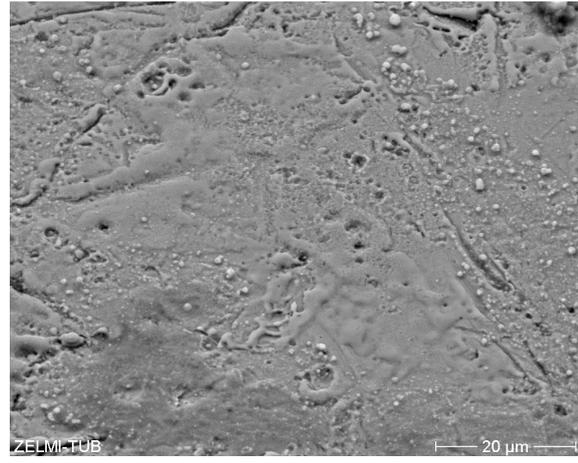
**Abb. 60:** Kathodenoberfläche nach ESD (Material Stahl, Durchbruchfeldstärke 33 kV/mm, Durchbruchspannung 2000 V, Elektrodenabstand 60 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)



**Abb. 61:** Anodenoberfläche nach ESD (Material Nickel, Durchbruchfeldstärke 33 kV/mm, Durchbruchspannung 2000 V, Elektrodenabstand 60 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)



**Abb. 62: Kathodenoberfläche nach ESD** (Material Stahl, Durchbruchfeldstärke 27 kV/mm, Durchbruchspannung 800 V, Elektrodenabstand 30 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)



**Abb. 63: Anodenoberfläche nach ESD** (Material Nickel, Durchbruchfeldstärke 27 kV/mm, Durchbruchspannung 800 V, Elektrodenabstand 30 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)

### 5.5.3 Materialtransport

Aufgrund der starken Beteiligung der Elektrodenoberflächen an der Entladungsentwicklung in bestimmten Parameterbereichen wurde angenommen, daß ein Materialtransport stattfindet. Die Untersuchungen zeigten jedoch, daß der Materialtransport kaum eine Rolle zu spielen scheint. Auf den REM-Aufnahmen (Abb. 64 - Abb. 69) stellen weiße Bereiche jeweils das transportierte Material von der gegenüberliegenden Elektrode dar. Dazu wurde in diesem Fall eine Nickel-Stahl Elektrodenmaterialkombination gewählt. In Abb. 64 - Abb. 69 sind Elementverteilungsbilder der gleichen Elektrodenoberflächen zu sehen, die in Abb. 58 - Abb. 63 als Rückstreubilder dargestellt sind, d.h. Abb. 64 zeigt den gleichen Elektrodenausschnitt wie Abb. 58 usw. Der prozentuale Materialtransport ist bei den hier untersuchten Elektrodenstrukturen und Parameterbereichen  $< 10$  %. Offensichtlich ist in diesem Falle nicht die Explosion von Protrusionen und der Materialeintrag der vorherrschende Effekt, sondern eher die Thermoelktronenemission aus heißen Metalloberflächen [125] bzw. die Termofeldelektronenemission [60]. *Bugaev et al.* [127] bestimmten die Kathodenerosionsrate bei Vakuumdurchschlägen aus der gemessenen Kathodenplasmadichte und dem Entladestrom. Sie ermittelten einen Wert von  $ER_K = 5 \cdot 10^{-5}$  g/C, der in Übereinstimmung mit den hier ermittelten Werten steht. Aus Mangel an anderen vergleichbaren Untersuchungen in der Literatur können leider keine weiteren

Aussagen darüber getroffen werden, wie der Einfluß eines Materialeintrages von <10 % auf die Entladungsentwicklung bei ESD in Luft zu bewerten ist.

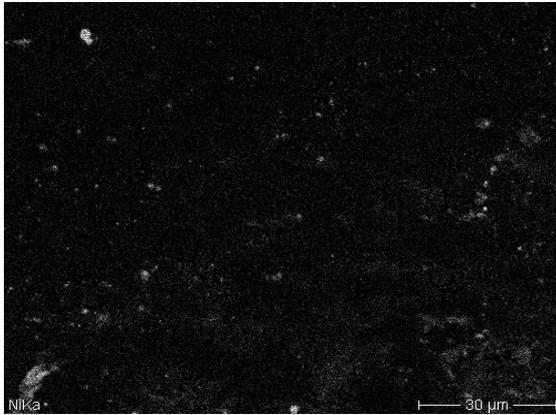


Abb. 64: Nickelverteilung auf Eisenkathode nach ESD (Durchbruchfeldstärke 75 kV/mm, Durchbruchspannung 600 V, Elektrodenabstand 8 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)

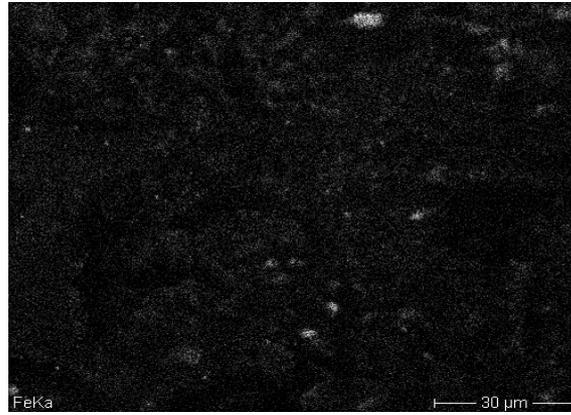


Abb. 65: Eisenverteilung auf Nickelanode nach ESD (Durchbruchfeldstärke 75 kV/mm, Durchbruchspannung 600 V, Elektrodenabstand 8 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)

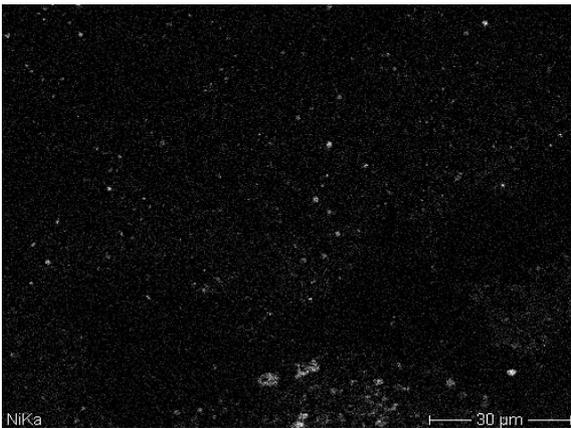


Abb. 66: Nickelverteilung auf Eisenkathode nach ESD (Durchbruchfeldstärke 33 kV/mm, Durchbruchspannung 2000 V, Elektrodenabstand 60 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)

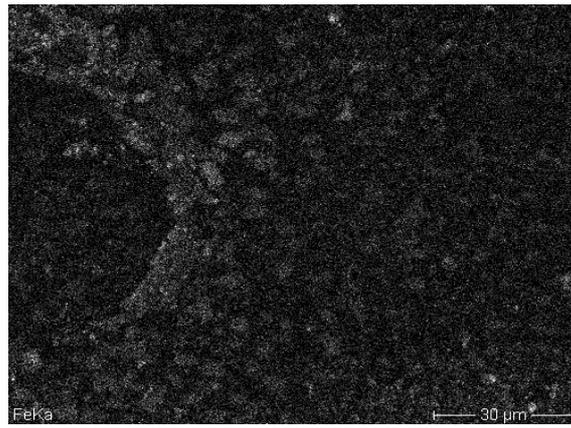


Abb. 67: Eisenverteilung auf Nickelanode nach ESD (Durchbruchfeldstärke 33 kV/mm, Durchbruchspannung 2000 V, Elektrodenabstand 60 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)

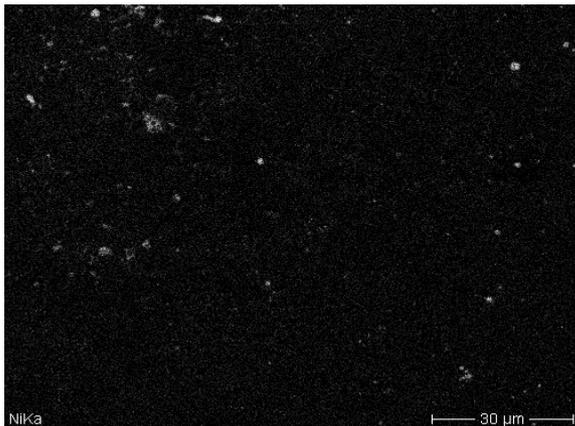


Abb. 68: Nickelverteilung auf Eisenkathode nach ESD (Durchbruchfeldstärke 27 kV/mm, Durchbruchspannung 800 V, Elektrodenabstand 30 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)

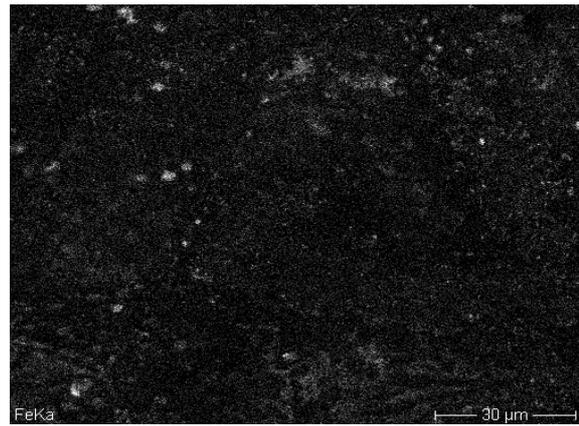


Abb. 69: Eisenverteilung auf Nickelanode nach ESD (Durchbruchfeldstärke 27 kV/mm, Durchbruchspannung 800 V, Elektrodenabstand 30 µm, Annäherungsgeschwindigkeit  $\geq 10$  m/s, ca. 10000 Entladungen, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)

#### 5.5.4 Oberflächenstruktur

| Parameterbereich       | 1   | 2   | 3  |
|------------------------|---|---|--|
| Anstiegszeit [ps]      | $\leq 40$ (klein)   | 300-600 (groß)  | $< 350$ (mittel)   |
| Entladungsparameter    | 75 kV/mm,<br>600 V, 8 µm,<br>10 Entladungen   | 27 kV/mm,<br>800 V, 30 µm<br>10 Entladungen   | 33 kV/mm,<br>2000 V, 60 µm,<br>10 Entladungen  |
| Kathodenstruktur       | Explosionskrater<br>Aufschmelzungen<br>(Abb. 58)  | Explosionskrater<br>Aufschmelzungen<br>(Abb. 62)  | Explosionskrater<br>Aufschmelzungen<br>(Abb. 60)   |
| Anodenstruktur         | <b><u>Viele Explosionskrater</u></b><br>Starke Aufschmelzung<br>Unebene Oberfläche<br>(Abb. 59) | <b><u>Keine Explosionskrater</u></b><br>Geringe Aufschmelzung<br>Flache Oberfläche<br>(Abb. 63) | Keine Explosionskrater<br>Mittlere Aufschmelzung<br>Partikel mit hohem Anteil<br>an Kathodenmaterial<br>sichtbar (Abb. 61) |
| Materialtransport      | $< 1$ % (klein)   | $< 5$ % (mittel)  | $< 10$ % (groß)  |
| Durchschlagmechanismus | Oberflächenprozeß   | Oberflächenprozeß und<br>Gasentladung   | Gasentladung   |

Tabelle 5: Elektrodenstrukturen in unterschiedlichen Parameterbereichen von ESD

Die Oberflächenstruktur der Elektroden spielt eine entscheidende Rolle bei ESD mit Ladespannungen  $< 2000$  V bzw. Elektrodenabständen  $< 300$  µm. Dies ist nicht verwunderlich, da die Rauigkeit bei kleinen Elektrodenabständen in die Größenordnung des Elektrodenabstandes gelangen kann. Dabei sind signifikante Elektrodenstrukturen insbesondere auf der Anodenoberfläche mit kleinen Anstiegszeiten verbunden (Tabelle 5).

Da, wie im Absatz 5.5.1 bereits dargelegt, die Elektrodenstrukturen die Signifikanz von Oberflächen- und Gasentladungsprozeß beeinflussen, muß dies auch mit der Veränderung der Streuung der relativen Lichtbogenlänge einhergehen (Abb. 70). Die rauhe Elektrodenoberfläche erhöht die Signifikanz des Oberflächenprozesses bei Durchbruchspannungen  $<750$  V so stark, daß die Durchschlagsentwicklung ausschließlich durch Oberflächenprozesse bestimmt wird. Dieses führt zu kleineren Streuungen der relativen Lichtbogenlänge (ca. 10 %) als bei polierten Elektrodenoberflächen, bei denen der Oberflächenprozeß weniger signifikant ist. Zwischen 750 V und 2000 V führt die Konkurrenz zwischen Oberflächen- und Gasentladungsprozeß bei rauhen Elektrodenoberflächen zu größeren Streuungen (ca. 15 %) als bei polierten Elektroden. Oberhalb 2000 V ist nur noch der Gasentladungsprozeß wirksam, und die Streuungen der relativen Lichtbogenlänge bei den unterschiedlichen Oberflächenbehandlungen gleichen sich wieder an. Der Abfall der Streuung mit steigender Spannung ergibt sich in beiden Fällen aufgrund des nachlassenden Einflusses der Oberflächenprozesse.

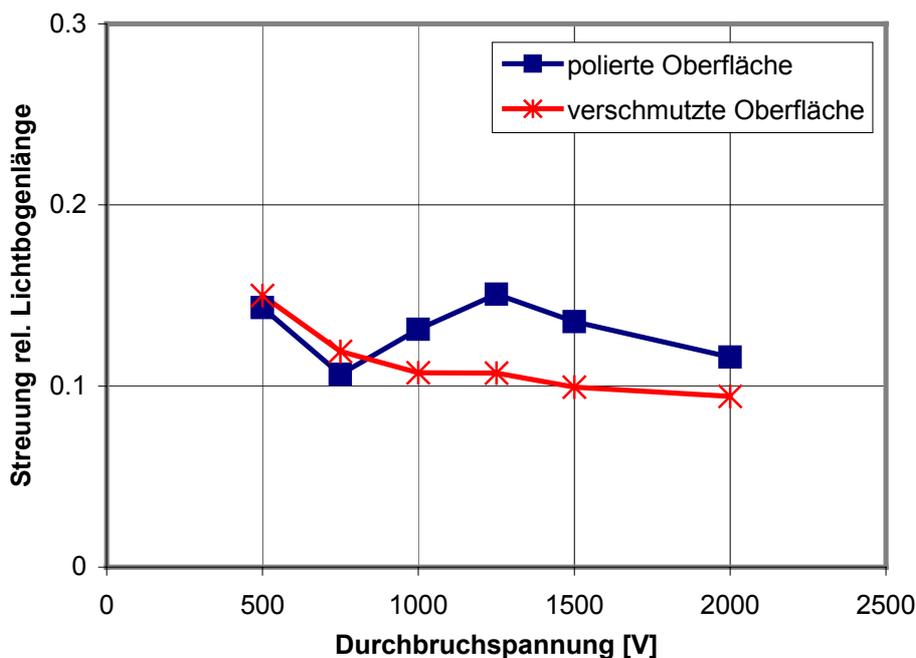


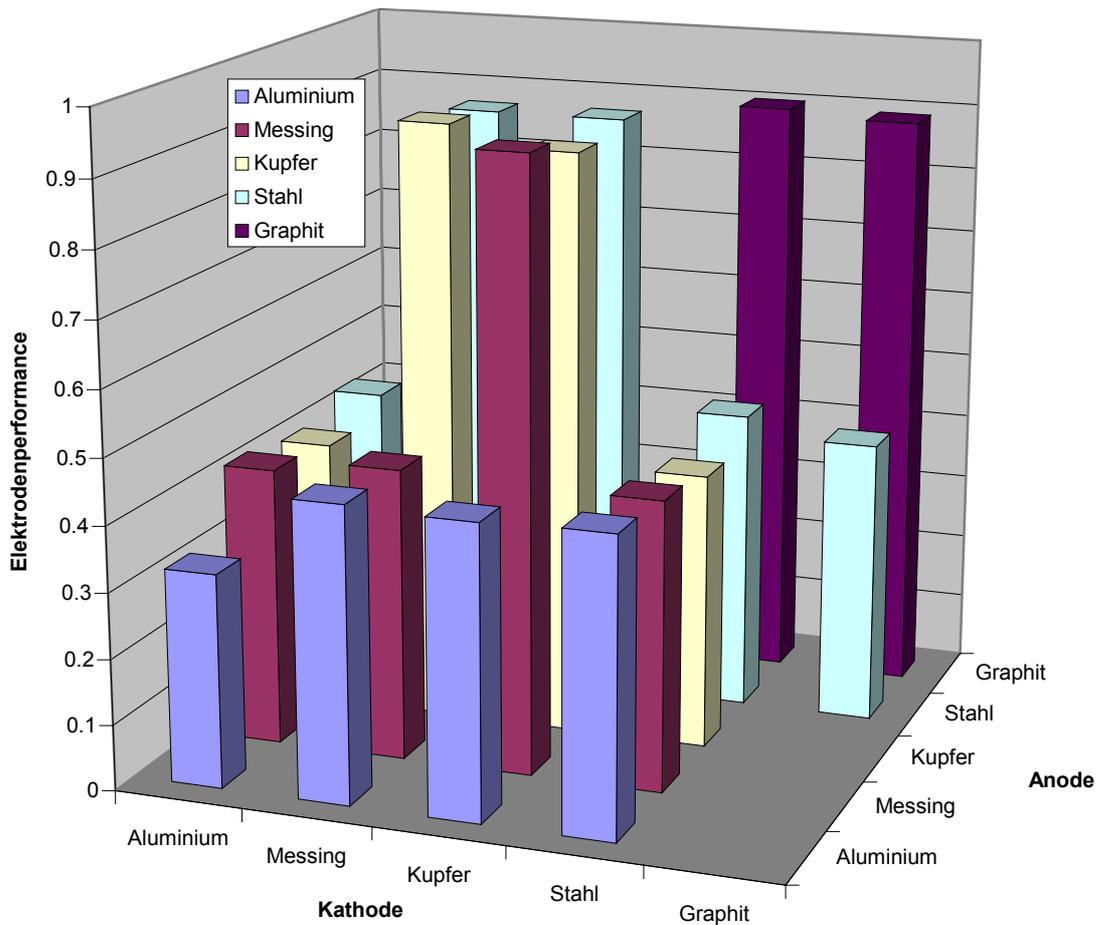
Abb. 70: Streuung der relativen Lichtbogenlänge bei unterschiedlichen Oberflächenstrukturen (Mittelwert aus verschiedenen Elektrodenmaterialien, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 5000 Entladungen pro Datenpunkt)

### 5.5.5 Optimales Elektrodenmaterial

Aus den vorliegenden Daten kann für den Einsatz in ESD-Simulatoren ein optimales Elektrodenmaterial gefunden werden, welches ESD-Tests mit möglichst geringer Streuung der relativen Lichtbogenlänge und in einem weiten Spannungsbereich (ohne zusätzlichen Einfluß der Ladespannung auf die relativen Lichtbogenlänge) ermöglicht. Zu diesem Zweck wurden die Streuung der relativen Lichtbogenlänge und die Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge kombiniert. Um bei einer theoretisch angenommenen Streuung der relativen Lichtbogenlänge von 0 eine Elektrodenperformance von 1 zu erhalten, wurde folgende Approximationsformel gewählt:

$$\text{Elektrodenperformance} = 1 - \text{Streuung der relativen Lichtbogenlänge} \quad (5.2)$$

Wenn eine Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlängen gefunden wurde, wird die Elektrodenperformance um den Faktor 2 reduziert. Dies ist nötig, um die Spannungsabhängigkeit als Kriterium bei der Auswahl der Elektrodenwerkstoffe zu berücksichtigen. Eine starke Spannungsabhängigkeit reduziert die Reproduzierbarkeit der relativen Lichtbogenlänge bei Veränderung der Ladespannung. Damit sind diese Elektrodenwerkstoffe schlechter geeignet, um reproduzierbare ESD-Tests durchzuführen. Der Einfluß dieses empirisch bestimmten Faktors ist im Bereich 1.1 - 2.0 für die Relation der verschiedenen Werkstoffe untereinander recht unkritisch. Die so bestimmte Elektrodenperformance für verschiedene Elektrodenmaterialkombinationen ist in Abb. 71 dargestellt. Es zeigt sich, daß Materialkombinationen mit Kupfer, Messing oder Graphit als Elektrodenmaterial zu bevorzugen sind. Diese Materialkombinationen zeigen eine geringe Streuung der relativen Lichtbogenlänge sowie keine oder nur eine geringe Abhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge von der Ladespannung.



**Abb. 71: Elektrodenperformance verschiedener Elektrodenmaterialkombinationen (Ladespannung 500 V - 1500 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 5000 Entladungen pro Säule, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %)**

Soll diese Aussage weiter vereinfacht werden, dann können die bisher getrennt betrachteten Einflüsse von Kathoden- und Anodenmaterialien wieder zusammengefaßt werden (Abb.72). In diesem Falle scheint von den hier untersuchten metallischen Elektrodenmaterialien Kupfer am besten geeignet zu sein. Kupfer zeigt eine kleine Streuung der relativen Lichtbogenlänge (<10 %) sowie fast keine Spannungsabhängigkeit der relativen Lichtbogenlänge in verschiedenen Materialkombinationen. Die Weichheit und möglicherweise auch die Oberflächenrauigkeit des Materials scheint hier, ähnlich wie bei Graphit, eine große Rolle zu spielen. Bei allen Elektrodenmaterialkombinationen mit geringer Streuung der relativen Lichtbogenlänge sind auch gleichzeitig kleine relative Lichtbogenlängen ( $d_{rel} \leq 0.4$ ) zu verzeichnen. Da kleine relative Lichtbogenlängen auch nach anderen Untersuchungen [21] zu geringeren Streuungen der relativen Lichtbogenlängen führen, ist hier ein Zusammenhang denkbar. Offensichtlich verringern kleinere relative Lichtbogenlängen die Signifikanz des Übergangs zwischen den Durchschlagsmechanismen. Oberflächenprozesse spielen selbst schon bei kleinen Annäherungsgeschwindigkeiten eine dominierende Rolle. Das bisher am

häufigsten verwendete Elektrodenmaterial Stahl ist für ESD-Simulatoren bei kleinen Durchbruchspannungen und Elektrodenabständen eher ungeeignet. Das hier mit aufgeführte Elektrodenmaterial Wasser bezieht sich auf in bestimmten Klimabereichen auf der Elektrodenoberfläche abgelagerte geschlossene Wasserschichten. Dieser Effekt wird in Absatz 5.7 detailliert diskutiert.

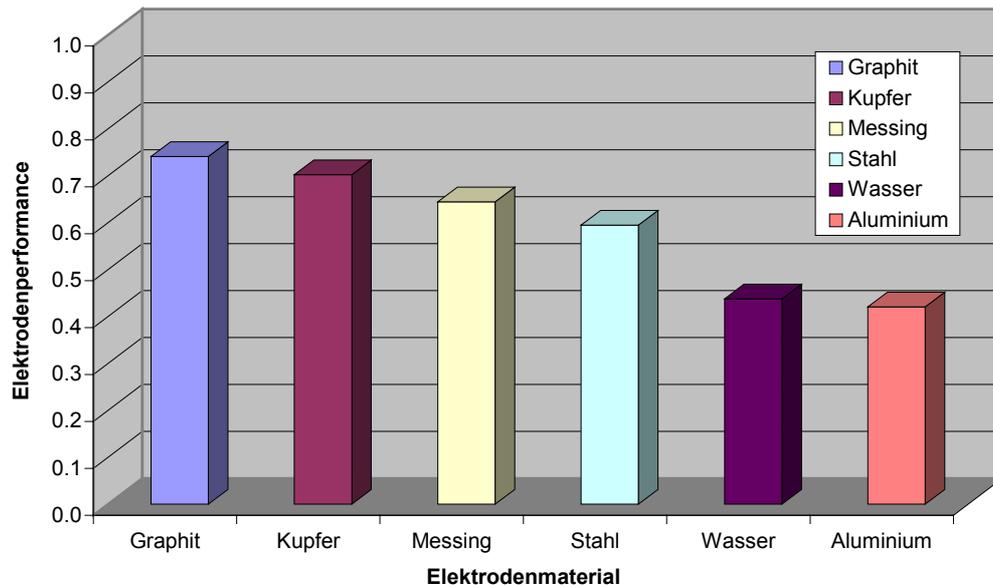
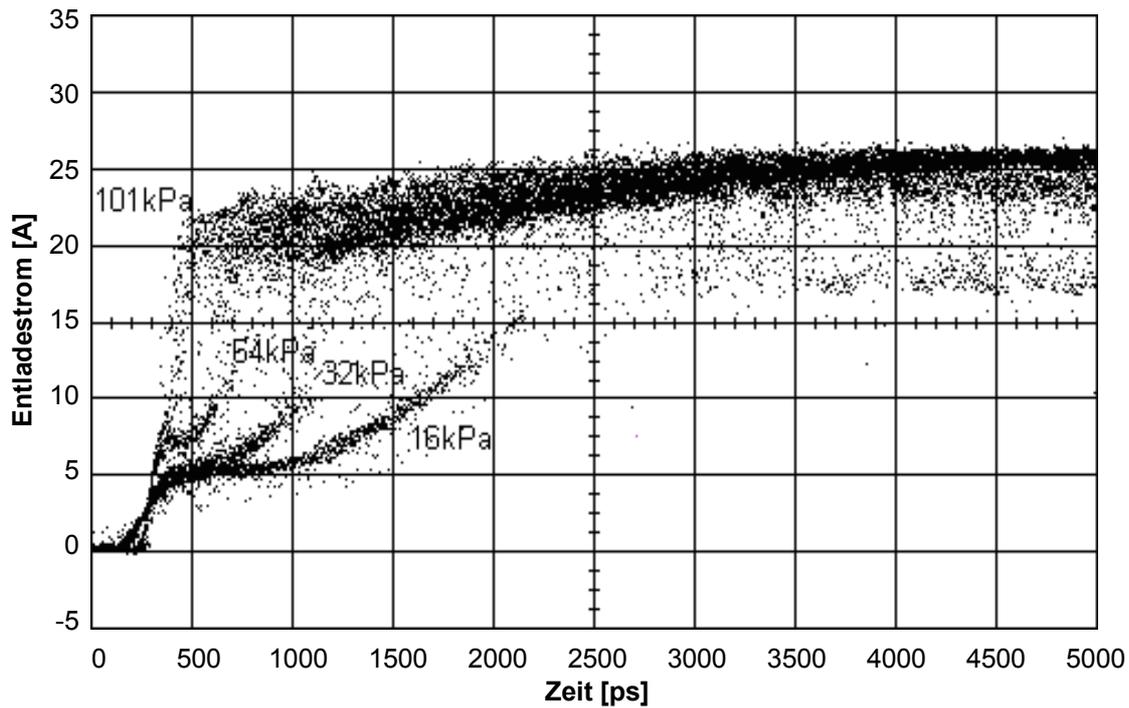


Abb. 72: Elektrodenperformance verschiedener Elektrodenmaterialien (Ladespannung 500 V - 1500 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 7000 Entladungen pro Säule, Temperatur 20 °C, relative Luftfeuchtigkeit 20 %, Kathoden- und Anodenmaterial zusammengefaßt)

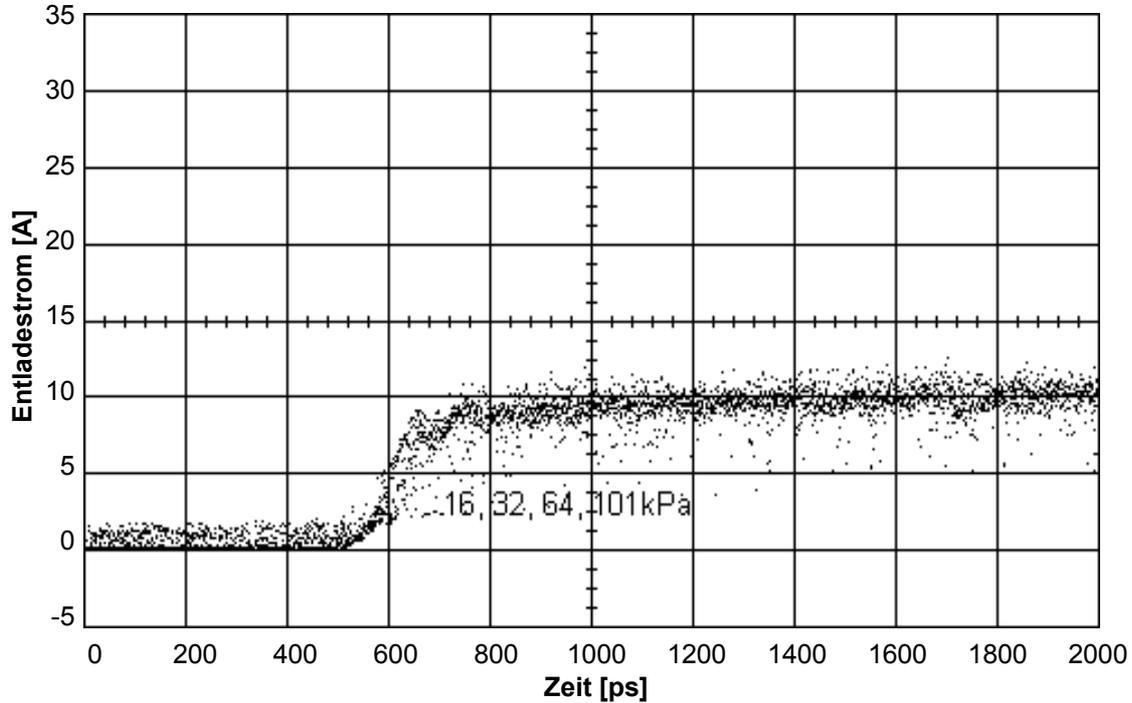
## 5.6 Einfluß des Gasdruckes

Der Einfluß des Gasdruckes auf die Entladungsentwicklung kann wichtige Informationen über wirksame Durchbruchmechanismen in bestimmten Parameterbereichen liefern. Im Falle einer Gasentladung ist der Stromanstieg stark vom Gasdruck abhängig, während Oberflächenprozesse weitestgehend unabhängig vom Gasdruck ablaufen. In Abhängigkeit vom Gasdruck konnten hier große Unterschiede des Stromanstiegs für die 3 Parameterbereiche gefunden werden (siehe Absatz 5.8.2). Abb. 73 und Abb. 74 zeigen zwei typische Fälle des Entladungsstromverlaufs mit und ohne Druckabhängigkeit bei konstanter Feldstärke und Elektrodenabstand. Der Gasdruck wurde im Bereich zwischen 16 und 101 kPa variiert. Da in jeder Darstellung 4 Meßreihen mit insgesamt ca. 40000 einzelnen Entladungen zu sehen sind, sind die Stromverläufe infolge der aufgetretenen Elektrodenerosion leicht verrauscht.



**Abb. 73: Entladestrom mit Druckabhängigkeit ( $p=16, 32, 64, 101$  kPa)**

| Kathode | Anode  | Durchbruchspannung | Elektrodenabstand | Durchbruchfeldstärke |
|---------|--------|--------------------|-------------------|----------------------|
| Kupfer  | Kupfer | 1690 V             | 72 $\mu\text{m}$  | 23 kV/mm             |



**Abb. 74: Entladestrom ohne Druckabhängigkeit ( $p=16, 32, 64, 101$  kPa)**

| Kathode | Anode  | Durchbruchspannung | Elektrodenabstand | Durchbruchfeldstärke |
|---------|--------|--------------------|-------------------|----------------------|
| Kupfer  | Kupfer | 700 V              | 23 $\mu\text{m}$  | 30 kV/mm             |

Im Falle der Druckabhängigkeit (Abb. 73) nimmt die Anstiegszeit mit steigendem Gasdruck ab. Die steigende Ladungsträgerdichte (Atome, Elektronen, Ionen) im Elektrodenzwischenraum führt zu kleineren freien Weglängen, Stoßprozesse werden wahrscheinlicher, der Kanalaufbau erfolgt schneller. Die Durchbruchspannung zeigt eine geringe Abhängigkeit vom Gasdruck. Bei den hier durchgeführten Messungen steigt die Durchbruchspannung mit dem Gasdruck. Dieser Effekt beruht auf der Tatsache, daß bei sich verringernden freien Weglängen eine größere Feldstärke erforderlich ist, um Elektronen auf typische Ionisationsenergien zu beschleunigen. Die hier gefundene Druckabhängigkeit ist typisch für Gasdurchschlagsmechanismen. Sie tritt bei kleinen und mittleren Durchbruchfeldstärken (25-75 kV/mm) auf. Bei metallischen Elektrodenmaterialien kann eine Abhängigkeit vom Elektrodenmaterial hinzukommen. Die Druckabhängigkeit tritt in den Parameterbereichen 2 und 3 auf (siehe Absatz 5.8.2). Bei genauer Betrachtung von Abb. 73 ist auch der als Oberflächenprozeß angenommene erste Anstieg geringfügig druckabhängig (vergleiche auch Absatz 5.8.1). Bei hohem Gasdruck (101kPa) ist eine geringfügige Verringerung der Anstiegszeit zu beobachten. Eine Erklärung ist hier evtl. durch den bei hohem Druck und kleinerer freier Weglänge fast gleichzeitig startenden Gasentladungsprozeß möglich, der den Kanalaufbau auch schon in der ersten Stufe forciert. Im Falle kleinen Druckes (16kPa) erfolgt der Kanalaufbau weitestgehend unbeeinflußt von Stößen im Gas, ausschließlich durch Oberflächenprozeß.

Bei großen Feldstärken (>50-100 kV/mm), kleinen Elektrodenabständen (<10 µm) und/oder kleinen Durchbruchspannungen (<700 V) kann bei metallischen Elektrodenmaterialien keine Druckabhängigkeit gefunden werden (Abb. 74). Dieses Verhalten tritt im Parameterbereich 1 auf (siehe Absatz 5.8.2). Bei weichen Materialien wie z.B. Kupfer können sich die Grenzen etwas verschieben.

Einen Überblick über die Druckabhängigkeit der Stromanstiegszeit bei verschiedenen Elektrodenmaterialkombinationen und unterschiedlichen Durchbruchfeldstärken zeigt Abb. 75. Für die Elektrodenmaterialien Kupfer und Wolfram läßt sich hier bei Feldstärken <25 kV/mm eine starke Druckabhängigkeit erkennen. Die Anstiegszeit verhält sich in erster Näherung umgekehrt proportional zum Gasdruck. Für das Elektrodenmaterial Graphit konnte selbst bei kleinen Feldstärken ( $\leq 10$  kV/mm) und für große Elektrodenabstände (bis ca. 140 µm) fast keine Druckabhängigkeit gefunden werden.

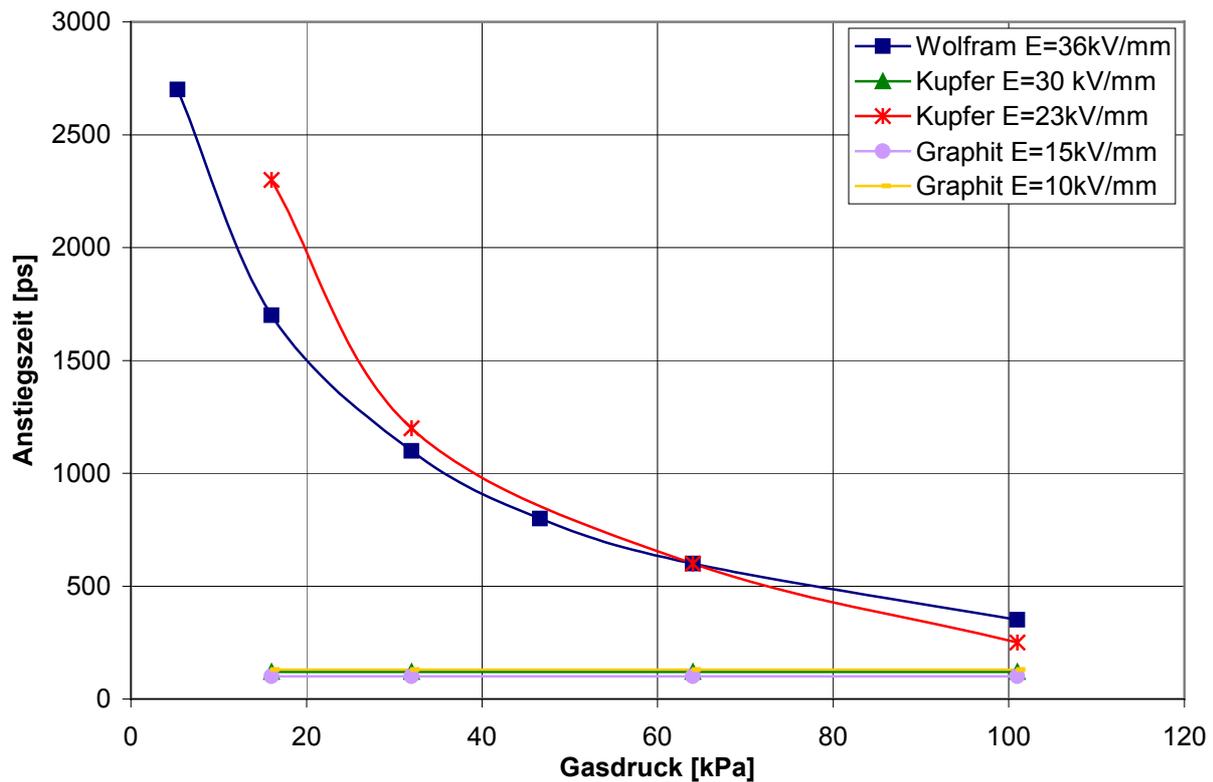


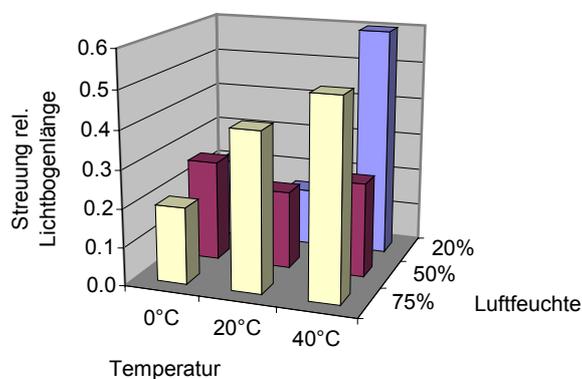
Abb. 75: Stromanstiegszeit in Abhängigkeit von Gasdruck und Durchbruchfeldstärke (ca. 10000 Entladungen pro Datenpunkt)

## 5.7 Einfluß klimatischer Bedingungen

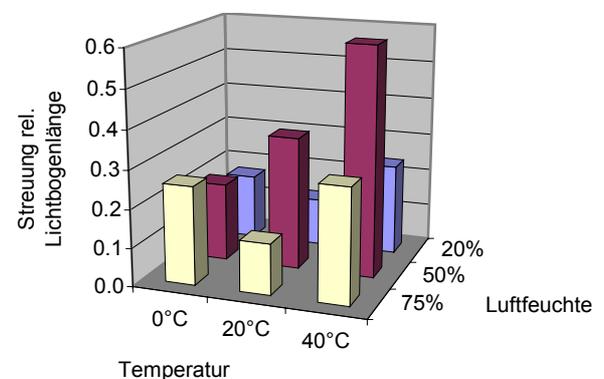
Obwohl der Einfluß klimatischer Bedingungen für ESD mit Ladespannungen  $>2000\text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $>300\text{ }\mu\text{m}$  bekannt ist, kann nicht davon ausgegangen werden, daß diese Effekte ohne weiteres auch bei kleineren Spannungen bzw. Abständen Gültigkeit haben und übertragbar sind. Aus diesem Grunde wurde der Einfluß von Temperatur und Luftfeuchtigkeit grundlegend untersucht. Beispielhaft wird hier auf eine Elektrodenmaterialkombination (Katode Aluminium, Anode Stahl) eingegangen. Die gefunden Mechanismen und Erklärungen im Sinne der Theorie werden in den nächsten Abschnitten vorgestellt.

### 5.7.1 Temperatur und relative Luftfeuchtigkeit

In Abb. 76 - Abb. 81 ist die Streuung der relativen Lichtbogenlänge für die Ladespannungen 500 V, 1000 V und 1500 V in jeweils 3 Temperatur- und Luftfeuchtigkeitsbereichen dargestellt. Für den Fall einer Ladespannung von 500 V bzw. Elektrodenabständen  $\leq 23 \mu\text{m}$  (Abb. 76, Abb. 77) sind wesentlich größere Streuungen der relativen Lichtbogenlängen zu erwarten als bei Ladespannungen von 1000 V bzw. Elektrodenabständen  $\leq 90 \mu\text{m}$  (Abb. 78, Abb. 79). Zu noch größeren Ladespannungen von 1500 V bzw. Elektrodenabständen  $\leq 190 \mu\text{m}$  fällt die Streuung der relativen Lichtbogenlängen nur noch geringfügig weiter ab (Abb. 80, Abb. 81). Der Grund für eine größere Streuung der relativen Lichtbogenlängen bei kleineren Ladespannungen und Elektrodenabständen ist im Übergang zu Oberflächenprozessen zu finden. Einige Entladungen werden durch Oberflächenprozesse dominiert, andere wiederum nicht. Die Lichtbogenlängen sind hier starken Schwankungen unterworfen, die Streuung steigt an. Die Oberflächenbehandlung zeigt einen signifikanten Einfluß. Bei allen Ladespannungen führt eine verschmutzte Oberfläche im Durchschnitt zu geringeren Streuungen. Hier sind möglicherweise die häufig vorhandenen, spitzen Strukturen mit erhöhter Feldstärke ein Startpunkt von Oberflächenprozessen (Feldelektronenemission, explosive Partikelemission), die im Mittel zu geringeren Streuungen der relativen Lichtbogenlängen führen.



**Abb. 76: Streuung der relativen Lichtbogenlänge in Abhängigkeit von Temperatur und relativer Luftfeuchtigkeit (Ladespannung 500 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 1000 Entladungen pro Säule, Kathode Aluminium, Anode Stahl, polierte Oberfläche)**



**Abb. 77: Streuung der relativen Lichtbogenlänge in Abhängigkeit von Temperatur und relativer Luftfeuchtigkeit (Ladespannung 500 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 1000 Entladungen pro Säule, Kathode Aluminium, Anode Stahl, verschmutzte Oberfläche)**

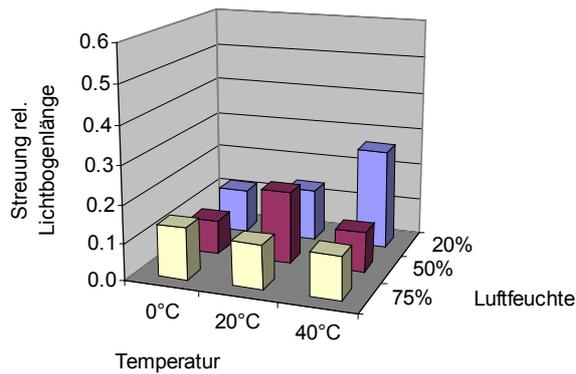


Abb. 78: Streuung der relativen Lichtbogenlänge in Abhängigkeit von Temperatur und relativer Luftfeuchtigkeit (Ladespannung 1000 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 1000 Entladungen pro Säule, Kathode Aluminium, Anode Stahl, polierte Oberfläche)

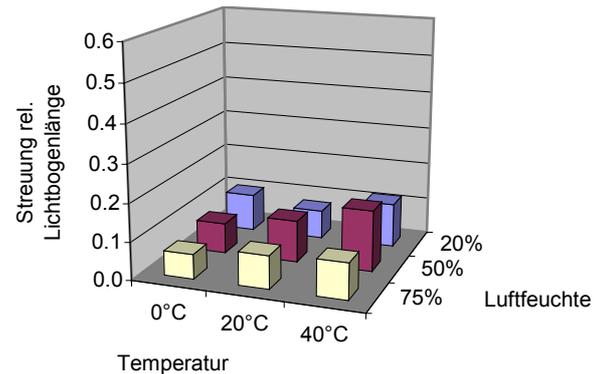


Abb. 79: Streuung der relativen Lichtbogenlänge in Abhängigkeit von Temperatur und relativer Luftfeuchtigkeit (Ladespannung 1000 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 1000 Entladungen pro Säule, Kathode Aluminium, Anode Stahl, verschmutzte Oberfläche)

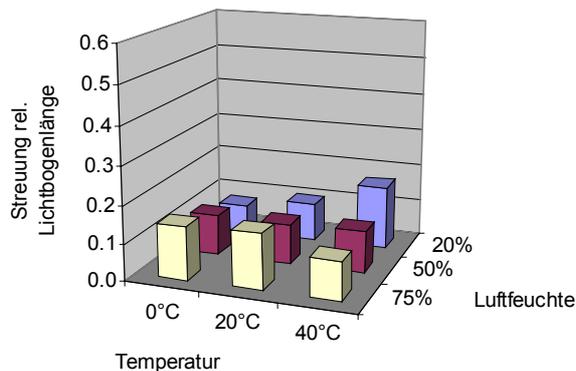


Abb. 80: Streuung der relativen Lichtbogenlänge in Abhängigkeit von Temperatur und relativer Luftfeuchtigkeit (Ladespannung 1500 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 1000 Entladungen pro Säule, Kathode Aluminium, Anode Stahl, polierte Oberfläche)

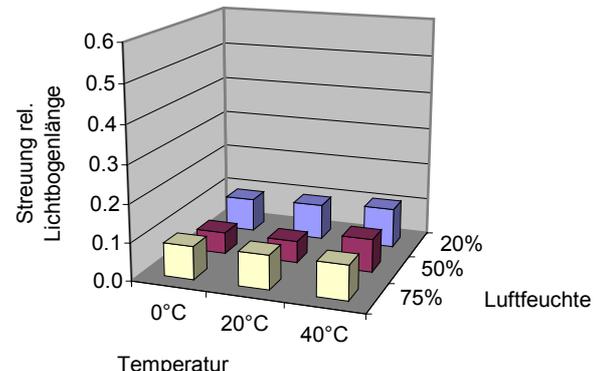


Abb. 81: Streuung der relativen Lichtbogenlänge in Abhängigkeit von Temperatur und relativer Luftfeuchtigkeit (Ladespannung 1500 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 1000 Entladungen pro Säule, Kathode Aluminium, Anode Stahl, verschmutzte Oberfläche)

Wenn der Einfluß der Klimaparameter für sich betrachtet wird (Abb. 82), läßt sich feststellen, daß sich größere Streuungen bei hohen Temperaturen ergeben. Die Streuung der relativen Lichtbogenlänge steigt für alle untersuchten relativen Luftfeuchtigkeiten signifikant mit der Temperatur an. Bei 0 °C liegt die Streuung im Mittel bei 12 %, während sie bei 40 °C auf ca. 21 % ansteigt. Da hier die relative Luftfeuchtigkeit konstant gehalten wurde, ändert sich der absolute Wassergehalt der Luft. Der Temperatureinfluß ist somit nicht vollständig vom Einfluß der absoluten Luftfeuchtigkeit zu trennen.

Der Einfluß der relativen Luftfeuchtigkeit ist komplizierter und läßt zunächst keine Gesetzmäßigkeit erkennen. Während bei einer Temperatur von 0 °C die Streuung der relativen Lichtbogenlänge von 11 % bei 20 % relativer Luftfeuchtigkeit auf 14 % bei 75 % relativer Luftfeuchtigkeit ansteigt, fällt die Streuung für 40 °C von 25 % bei 20 % relativer Luftfeuchtigkeit auf 18 % bei 75 % relativer Luftfeuchtigkeit ab. Auch hier ist der absolute Wassergehalt der Luft entscheidend: Bei kleinen Temperaturen (0 °C) ist zunächst der Einfluß des Materials sichtbar, dessen Streuung relativ klein ist. Bei steigender relativer Luftfeuchtigkeit bildet sich teilweise eine Wasserschicht auf der Elektrodenoberfläche aus [32]. Einige der Entladungen starten auf der metallischen Elektrodenoberfläche, andere auf der aufliegenden Wasserschicht. Die Streuung steigt an. Bei hohen Temperaturen (40 °C) und damit hoher absoluter Luftfeuchtigkeit ist zunächst eine unvollständige Wasserschicht auf der Elektrodenoberfläche vorhanden, die zu hoher Streuung führt, bei steigender relativer Luftfeuchtigkeit schließt sich der Wasserfilm vollständig, die Entladungen starten nur noch auf einer Wasseroberfläche, die Streuung sinkt wieder ab. Bei Raumtemperaturen (20 °C) gibt es einen Übergangsbereich zwischen diesen beiden Verläufen. Zunächst ist die Wasserschicht kaum vorhanden, die Streuung ist klein, dann unvollständig, die Streuung steigt an, am Ende fast geschlossen, die Streuung sinkt wieder ab.

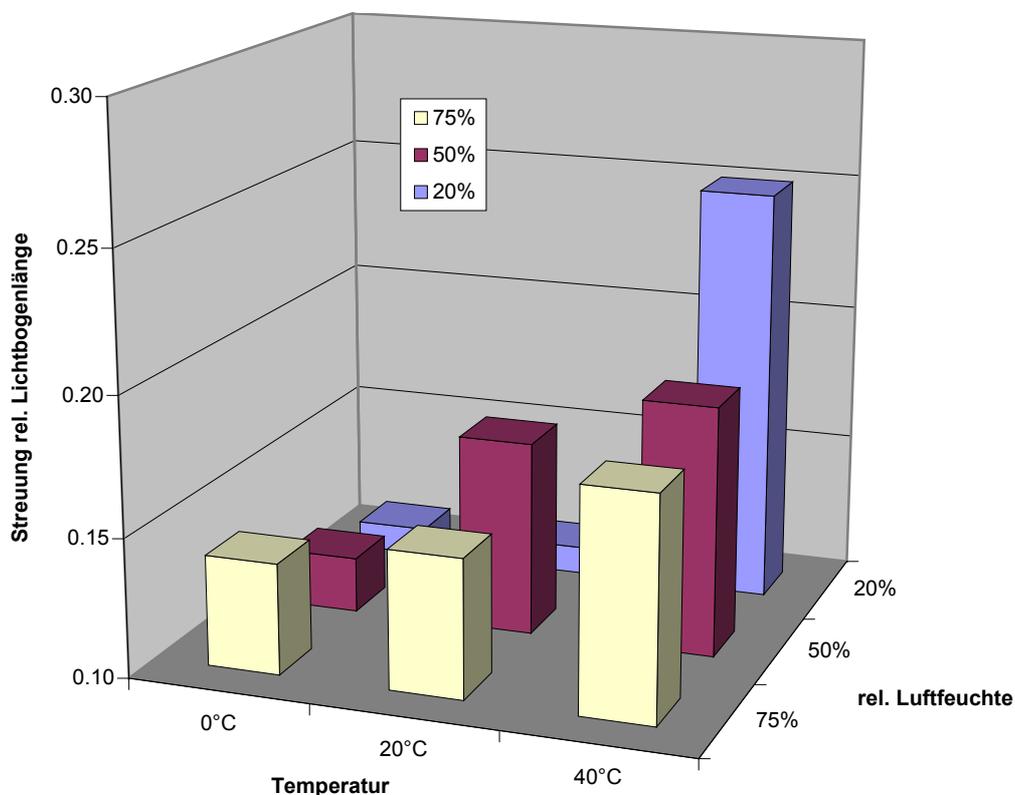


Abb. 82: Streuung der relativen Lichtbogenlänge in Abhängigkeit von Temperatur und relativer Luftfeuchtigkeit (Ladespannung 500 V - 1500V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 5000 Entladungen pro Säule, Kathode Aluminium, Anode Stahl)

### 5.7.2 Absoluter Wassergehalt der Luft

Das Wasserspeichervermögen der Luft steigt mit der Temperatur. Aus diesem Grunde könnte als ein Einflußfaktor auf ESD mit Elektrodenabständen im Bereich 6-300  $\mu\text{m}$  bzw. Ladespannungen  $<2000\text{ V}$  die Ablagerung von Wasserschichten auf der Elektrodenoberfläche in Betracht kommen [32]. Die Wasserschichten erreichen Dicken, die in der Größenordnung der Elektrodenabstände liegen können. Um den Einfluß der absoluten Luftfeuchtigkeit darzustellen, wurden die Daten von Temperatur und relativer Luftfeuchtigkeit mit Hilfe eine  $h-x/l-x$  Diagramms in absolute Wassergehaltswerte bei  $p=101.3\text{ kPa}$  umgerechnet. Abb. 83 zeigt den Einfluß des absoluten Wassergehalts auf die Streuung bei metallischen Elektrodenmaterialien. Deutlich erkennbar ist ein Streuungsmaximum bei ca.  $9\text{ g}_{\text{Wasser}}/\text{kg}_{\text{Luft}}$ . Der Bereich unterhalb ist durch reinen Materialeinfluß gekennzeichnet. Der Bereich oberhalb könnte den Einfluß einer geschlossenen Wasseroberfläche auf den Elektrodenoberflächen darstellen. Im Übergangsbereich bildet sich möglicherweise eine unvollständig geschlossene Wasserschicht, Entladungen werden teils an den metallischen Elektrodenoberflächen, teils an der Wasseroberfläche initiiert, die Streuung der relativen Lichtbogenlänge steigt an. Da die Verhältnisse der Wasserablagerung auf Elektrodenoberflächen überaus komplexer Natur sind und keine weiteren eigenen Untersuchungen zur Verifizierung dieser These durchgeführt werden konnten, ist diese Vermutung zwar naheliegend, bedarf jedoch weiterer intensiver Arbeit, um abgesichert zu werden.

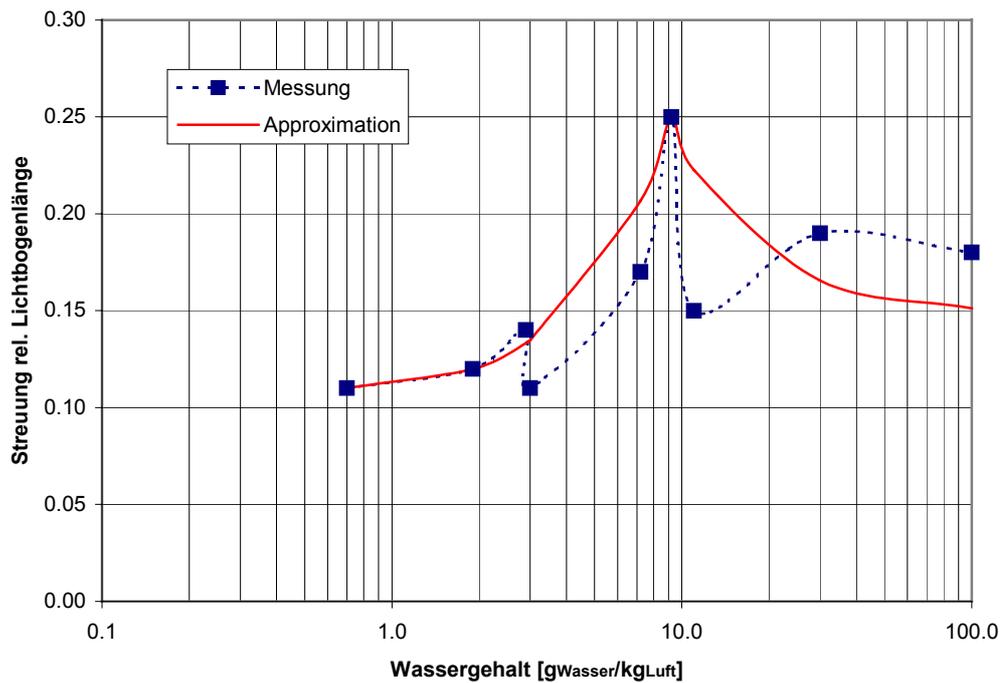


Abb. 83: Streuung der relativen Lichtbogenlänge in Abhängigkeit vom absoluten Wassergehalt der Luft (Ladespannung 500 V - 1500 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 5000 Entladungen pro Datenpunkt, Kathode Aluminium, Anode Stahl)

### 5.7.3 Optimaler Klimabereich

Aus den vorliegenden Daten kann für die untersuchte Materialkombination Kathode Aluminium, Anode Stahl der optimale Parameterbereich bezüglich der Klimaparameter (Temperatur und relative Luftfeuchtigkeit) berechnet werden. Um bei einer theoretisch angenommenen Streuung der relativen Lichtbogenlänge von 0 eine Elektrodenperformance von 1 zu erhalten, wurde auch hier folgende Approximationsformel gewählt:

$$\text{Elektrodenperformance} = 1 - \text{Streuung der relativen Lichtbogenlänge} \quad (5.3)$$

Die Elektrodenperformance für die Materialkombination Kathode Aluminium, Anode Stahl ist in Abb. 84 dargestellt. Die Elektrodenperformance erreicht ein Maximum, wenn der Einfluß aufliegender Wasserschichten gering ist. Das ist bei niedrigen Temperaturen ( $\leq 20$  °C) und/oder niedrigen relativen Luftfeuchtigkeiten ( $\leq 20$  %) der Fall. Der Übergangsbereich sowie extrem hohe Temperaturen sind, wenn möglich, zu vermeiden. Wenn der absolute Wassergehalt der Luft als bestimmender Parameter betrachtet und eine Streuung der relativen Lichtbogenlänge von z.B.  $\leq 20$  % angestrebt wird, liegt der optimale Klimabereich unterhalb  $7 \text{ g}_{\text{Wasser}}/\text{kg}_{\text{Luft}}$  bzw. oberhalb  $15 \text{ g}_{\text{Wasser}}/\text{kg}_{\text{Luft}}$  absoluten Wassergehalts. Wenn andere

Elektrodenmaterialkombinationen zum Einsatz kommen, können sich diese Werte u.U. stark verschieben.

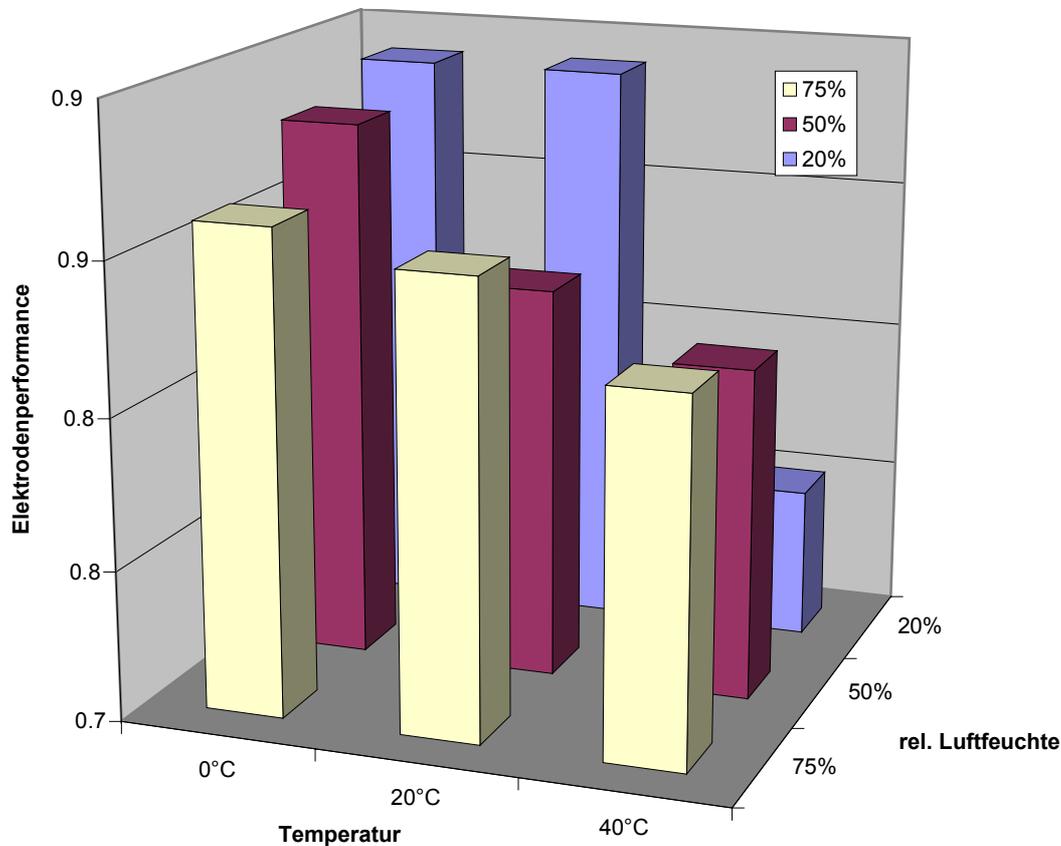


Abb. 84: Elektrodenperformance in Abhängigkeit von Temperatur und relativer Luftfeuchtigkeit (Ladespannung 500 V - 1500 V, Annäherungsgeschwindigkeit  $10^{-6}$  - 5 m/s, ca. 5000 Entladungen pro Säule, Kathode Aluminium, Anode Stahl)

## 5.8 Gültigkeitsbereiche verschiedener Durchschlagmechanismen

Aus den vorliegenden Meßdaten können wichtige Gesetzmäßigkeiten zur Entladungsentwicklung von ESD bei Ladespannungen  $<2000$  V und Elektrodenabständen  $<300$   $\mu\text{m}$  gewonnen werden. Obwohl einige der Parameter in einer Weise gewählt wurden, die zu stabilen Entladungen führten (Annäherungsgeschwindigkeit, Elektrodenabstand, Oberflächenbehandlung etc.), sind die physikalischen Prozesse im Gasraum und an den Elektrodenoberflächen ähnlich denen, die auch bei realer ESD, bei ESD-Simulatoren und CDM-Testern auftreten.

### 5.8.1 Durchschlagmechanismen

Abb. 85 zeigt die Entladungsmechanismen anhand des Entladungsstromverlaufs bei metallischen Elektrodenmaterialien. Zwei Mechanismen müssen dabei unterschieden werden:

#### Oberflächenprozeß

Der Oberflächenprozeß führt zu einem Anstieg des Stromes auf ca. 6.4 A bzw. der Ausgangsspannung auf ca. 320 V (Kurve 1). Der Stromanstieg erfolgt extrem schnell in ca. 40 ps. Eine Abhängigkeit des Stromanstieges vom Gasdruck konnte für diesen Parameterbereich nicht nachgewiesen werden. Aufgrund dessen wurde dieser Prozeß als Oberflächenprozeß erkannt.

#### Gasentladungsprozeß

Der Gasentladungsprozeß führt zu einem weiteren Ansteigen des Stromes, hier bis auf ca. 16.9 A, bzw. der Ausgangsspannung bis auf ca. 845 V (Kurve 2). Der Stromanstieg dieses Prozesses ist stark druckabhängig. Bei kleineren Drücken steigt der Strom langsamer an (Abb. 73). Dieses Verhalten ist typisch für Gasentladungen.

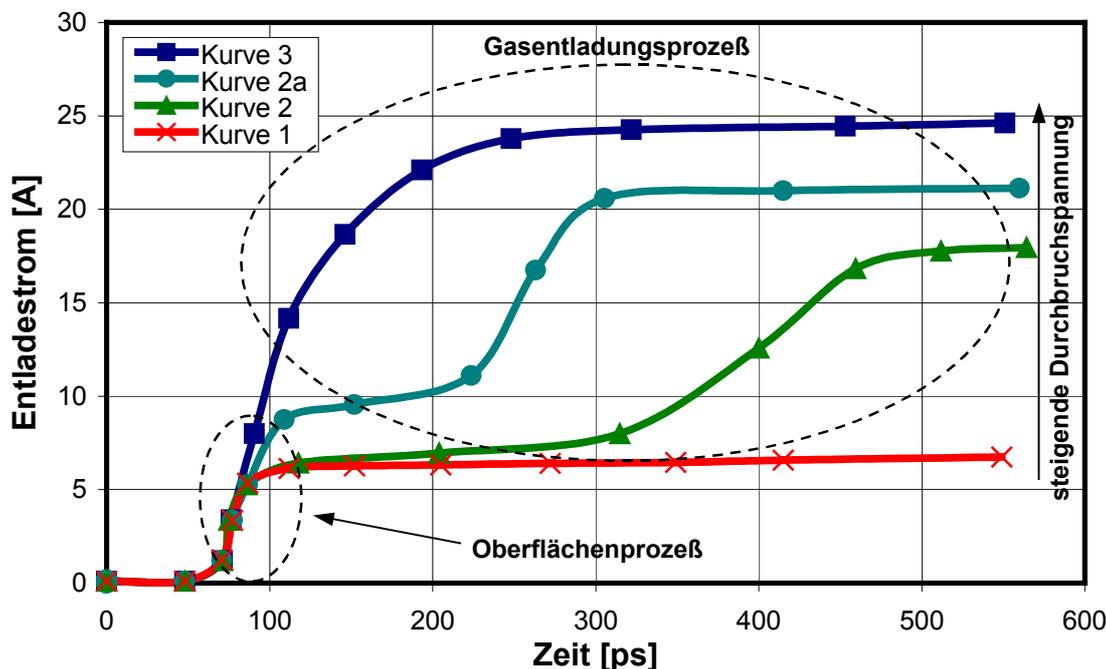


Abb. 85: Entladestrom in verschiedenen Parameterbereichen (metallische Elektrodenmaterialien,  $p=101$  kPa, ca. 10000 repetierende Entladungen pro Kurve in einer koaxialen Funkenstrecke)

Kurve 1 zeigt das typische Verhalten des Stromes für den Parameterbereich 1 (Absatz 5.8.2). Seine Anstiegszeit ist extrem kurz. Es ist nur der Oberflächenprozeß wirksam. Kurve 2 zeigt das typische Verhalten des Stromes für den Parameter-

bereich 2. Der stufenförmige Verlauf ist deutlich erkennbar. Oberflächenprozeß und Gasentladungsprozesse sind gleichermaßen beteiligt. Kurve 3 zeigt das typische Verhalten des Stromes für den Parameterbereich 3. Seine Anstiegszeit ist wieder klein. Es gibt keinen sichtbaren Übergang zwischen Oberflächenprozeß und Gasentladungsprozeß.

Der Oberflächenprozeß, der bei Kurve 1 dominiert, verliert seine Fähigkeit große Ströme zu tragen um so mehr, je kleiner die Feldstärke und je größer der Elektrodenabstand werden. In Kurve 2 und 2a wird eine Stufe sichtbar, die jedoch in Kurve 3 wieder verschwindet. Der Grund dafür liegt in der erhöhten Spitzenfeldstärke an Protrusionen. Bei hohen Feldstärken ist der Feldelektronenstrom so hoch, daß an den Spitzen von Protrusionen eine explosive Partikel- und Ladungsträgeremission einsetzt. Bei kleineren Feldstärken können zwar noch Ladungsträger zum Start einer Lawine geliefert werden, aber nicht genug, um den maximalen Strom zu tragen. Bei niedrigen Drücken ( $p < 101$  kPa) ist die Stufe im Stromanstieg selbst in Kurve 3 (siehe auch Abb. 73) nachweisbar, welches die Existenz des Oberflächenprozesses auch in diesem Parameterbereich bestätigt, aber die Gasentladung dominiert den Maximalstrom. Im Übergangsbereich (Kurven 2 und 2a) werden mit steigender Durchbruchspannung sowohl der Oberflächenprozeß als auch der Gasdurchschlag forciert. Das zeigt sich darin, daß der Strom infolge des Oberflächenprozesse ansteigt (Stufenhöhe) und der Stromanstieg des Gasdurchschlagsprozesses steiler wird (Stufenbreite). Die Ursache für die Forcierung des Oberflächenprozesses ist die stärkere, schnellere und möglicherweise tiefere resistive Aufheizung der Elektrodenoberfläche, während die größere Spannung gleichzeitig für eine stärkere Beschleunigung der Ladungsträger im Feld sorgt und damit ein Anwachsen der Lawinenprozesse bewirkt.

Das Elektrodenmaterial Graphit nimmt eine besondere Stellung ein. Die Kurven sind in allen Bereichen ähnlich der Kurve 1. Da keine Druckabhängigkeit nachgewiesen wurde, muß angenommen werden, daß die Ladungsträger auch dann durch den Oberflächenprozeß geliefert werden, wenn die Feldstärke sehr klein ist oder die Elektrodenabstände sehr groß sind. Es wird angenommen, daß die Ladungsträger nicht durch das Aufschmelzen des Graphits (Sublimationstemperatur:  $3540$  °C, Austrittsarbeit  $4.8$  eV) bereitgestellt werden, sondern durch direkte Partikelemission in den Gasraum. Die Rauigkeit und Weichheit von Graphit im Gegensatz zu metallischen Elektrodenmaterialien mögen dazu beitragen. Die Meßdaten weisen weiterhin darauf hin, daß die Anzahl der durch den Oberflächenprozeß bereitgestellten Ladungsträger bei Graphitelektroden im Gegensatz zu metallischen Elektrodenmaterialien sehr viel größer sein muß, da der maximale Entladestrom selbst bei Elektrodenabständen von bis zu  $140$  µm noch allein durch den Oberflächenprozeß getragen werden kann.

## 5.8.2 Parameterbereiche

1. **Durchbruchspannung  $U < 700 \text{ V}$ ,**  
**Elektrodenabstand  $d < 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,**  
**Durchbruchfeldstärke  $E = 50\text{-}100 \text{ kV/mm}$ :**

In diesem Bereich ist es selbst bei einer Meßbandbreite von 8 GHz nicht immer möglich, korrekte Meßdaten zu erhalten. Ein extrem schneller Kanalaufbau führt zu Anstiegszeiten  $\leq 40 \text{ ps}$ , wenn die Feldstärke sehr hoch ist bzw. der Elektrodenabstand oder die Durchbruchspannung sehr klein sind. In diesem Bereich konnte keine Druckabhängigkeit nachgewiesen werden. Anoden- und Kathodenoberfläche sind stark an der Entladungsentwicklung beteiligt. Bei konstanter Durchbruchspannung steigen die Anstiegszeiten mit dem Elektrodenabstand. Feldemissionsströme und explosive Partikel- und Ladungsträgeremission an Kathoden- und Anodenoberfläche initiieren den Durchbruch. Der maximale Lichtbogenstrom wird durch den Feldelektronenemissionsstrom und/oder durch den Thermoelektronenemissionsstrom und/oder durch ionisiertes Oberflächenmaterial ( $< 10 \%$  siehe Absatz 5.5.3) getragen.

2. **Durchbruchspannung  $U = 700\text{V}\text{-}2000 \text{ V}$ ,**  
**Elektrodenabstand  $d = 20\text{-}80 \text{ }\mu\text{m}$ ,**  
**Durchbruchfeldstärke  $E = 25\text{-}75 \text{ kV/mm}$ :**

Die in diesem Bereich gemessenen Anstiegszeiten sind mit 300-600 ps signifikant größer als im Bereich 1. Der Grund dafür ist ein stufenförmiger Stromanstieg, der darauf hinweist, daß 2 unterschiedliche Mechanismen zur Entladungsentwicklung beitragen. In diesem Bereich konnte eine Druckabhängigkeit für die 2. Stufe im Stromanstieg nachgewiesen werden. Es besteht außerdem eine starke Abhängigkeit der Anstiegszeit vom Kathodenmaterial. Das Anodenmaterial beeinflusst die Anstiegszeit jedoch nicht. Die Anstiegszeiten zeigen ein lokales Maximum bei ca.  $30 \text{ }\mu\text{m}$  Elektrodenabstand bzw.  $800 \text{ V}$  Durchbruchspannung. Für größere Elektrodenabstände und Durchbruchspannungen sinken die Anstiegszeiten wieder ab. Im Feldstärkebereich 25-35 kV/mm bei konstanter Durchbruchspannung sinken die Anstiegszeiten mit steigendem Elektrodenabstand. Dieser Parameterbereich stellt den Übergang zwischen Bereich 1 und Bereich 3 her. Oberflächenprozesse und Gasentladungsprozesse tragen zur Entladungsentwicklung bei. Der Durchbruch wird hauptsächlich durch Kathodenprozesse initiiert. Bei kleinen Feldstärken (kleine Überspannung) stammt ein Großteil der Ladungsträger für den Kanalaufbau jedoch aus Gasentladungsprozessen. Bei extrem großen Feldstärken ist es möglich, daß ein überwiegender Anteil der Ladungsträger für den Kanalaufbau aus explosiver Partikel- und Ladungsträgeremission stammt. Die Bereichsgrenzen sind stark materialabhängig. Wenn das Anodenmaterial sehr rau und weich ist, wie z.B. bei Graphit, dann wird auch die Anodenoberfläche involviert. In diesem Fall kann selbst

bei kleinen Feldstärken und/oder großen Elektrodenabständen keine Druckabhängigkeit nachgewiesen werden. Die Anstiegszeiten zeigen dann auch fast keine Abhängigkeit von Durchbruchspannung, Elektrodenabstand oder Durchbruchfeldstärke.

**3. Durchbruchspannung  $U > 1500$  V,  
Elektrodenabstand  $d > 80-100$   $\mu\text{m}$ ,  
Durchbruchfeldstärke  $E = 8-35$  kV/mm:**

In diesem Bereich fallen die Anstiegszeiten mit  $<350$  ps gegenüber Bereich 2 wieder ab. Ein Grund dafür ist, daß ebenso wie in Bereich 1 kein stufenförmiger Stromanstieg zu beobachten ist. Auch in diesem Bereich konnte eine Druckabhängigkeit des Stromanstieges nachgewiesen werden. Die Abhängigkeit der Anstiegszeit vom Kathodenmaterial nimmt gegenüber Bereich 2 ab. Ein Einfluß des Anodenmaterials ist nicht gegeben. Der Durchbruch wird auch hier, wie in Bereich 2, durch Kathodenprozesse initiiert. Der Großteil der Ladungsträger für den Kanalaufbau stammt jedoch aus Gasentladungsmechanismen. Der Gasentladungsprozeß dominiert die Entladungsentwicklung. Bei kleinen Feldstärken (kleine Überspannung), für Durchbruchspannungen  $>2000$  V und Elektrodenabstände  $>100$   $\mu\text{m}$  ist das Streamer-Modell [22] zur Modellierung der physikalischen Prozesse anwendbar. Wenn das Anodenmaterial sehr rau und weich ist, wie z.B. bei Graphit, dann wird auch hier die Anodenoberfläche involviert. In diesem Fall kann selbst bei kleinen Feldstärken und/oder großen Elektrodenabständen keine Druckabhängigkeit nachgewiesen werden. Die Anstiegszeiten zeigen dann auch fast keine Abhängigkeit von Durchbruchspannung, Elektrodenabstand oder Durchbruchfeldstärke.

Parameterbereiche, Anstiegszeiten und Mechanismen für metallische Elektrodenmaterialien und Graphitelektroden sind in Tabelle 6 und Tabelle 7 zusammengefaßt dargestellt.

| Parameterbereich                    | 1                 | 2                                     | 3            |
|-------------------------------------|-------------------|---------------------------------------|--------------|
| Anstiegszeit [ps]                   | $<40$             | 300-600                               | $<350$       |
| Stromanstieg                        | Keine Stufe       | Stufe                                 | Keine Stufe  |
| Elektrodenabstand [ $\mu\text{m}$ ] | $<10$             | 20-80                                 | 80-100       |
| Durchbruchspannung [V]              | $<700$            | 700-2000                              | $>1500$      |
| Durchbruchfeldstärke [kV/mm]        | $>50-100$         | 25-75                                 | $<8-35$      |
| Kathodeneinfluß                     | ja                | ja                                    | nein         |
| Anodeneinfluß                       | ja                | nein                                  | nein         |
| Gasdruckeinfluß                     | nein              | ja                                    | ja           |
| Durchschlagmechanismus              | Oberflächenprozeß | Oberflächenprozeß<br>und Gasentladung | Gasentladung |

**Tabelle 6: Parameterbereiche und Durchschlagmechanismen für ESD bei metallischen Elektrodenmaterialien ( $p=101$  kPa)**

| Parameterbereich                    | 1, 2, 3           |
|-------------------------------------|-------------------|
| Anstiegszeit [ps]                   | 100-200           |
| Stromanstieg                        | Keine Stufe       |
| Elektrodenabstand [ $\mu\text{m}$ ] | 20-140            |
| Durchbruchspannung [V]              | 400-1200          |
| Durchbruchfeldstärke [kV/mm]        | 8-20              |
| Kathodeneinfluß                     | ja                |
| Anodeneinfluß                       | ja                |
| Gasdruckeinfluß                     | nein              |
| Durchschlagmechanismus              | Oberflächenprozeß |

Tabelle 7: Parameterbereiche und Durchschlagmechanismen für ESD bei Graphitelektroden ( $p=101 \text{ kPa}$ )

## 5.9 Vergleich mit Arbeiten anderer Autoren

Der Vergleich mit Arbeiten anderer Autoren ist insofern schwierig, als bisher keine Veröffentlichung existiert, die sich mit elektrostatischen Entladungen und deren Parametereinfluß im Bereich von Ladespannungen  $<2000 \text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $<300 \mu\text{m}$  beschäftigt. Es existieren viele Veröffentlichungen aus dem Bereich der Experimentalphysik, die sich mit gepulsten Vakuumdurchschlägen beschäftigen, und Arbeiten aus dem Gebiet der Gasdurchschlagsmechanismen und Parametereinflüsse auf ESD in Luft. Daß der gepulste Vakuumdurchschlag nur bedingt vergleichbar ist, ist offensichtlich. Im Fall von ESD in Luft wurden dann zwar die verschiedenen Parametereinflüsse untersucht, die verwendeten Elektrodenabstände lagen jedoch oberhalb der hier betrachteten. Oder aber die Elektrodenabstände lagen im hier betrachteten Bereich, und es wurden keine Parameterstudien angefertigt. Nichtsdestoweniger soll hier auf einige, zumindest teilweise relevante Arbeiten eingegangen werden.

Zunächst sollen einige Arbeiten aus dem Gebiet der Gasdurchschläge betrachtet werden.

*Germer* [28] untersuchte 1959 als erster die statische Durchbruchspannung in Luft für Elektrodenabstände  $<100 \mu\text{m}$ , beleuchtet mit UV-Licht. Die Abstandseinstellung scheint jedoch unterhalb  $1 \mu\text{m}$  keine genauen Werte zu liefern. Seine Daten stehen in Übereinstimmung mit den in dieser Arbeit gemessenen Werten. *Driskill-Smith et al.* [58] wiesen erstmalig meßtechnisch nach, daß Feldelektronenemission in Luft auch bei Normaldruck stattfinden kann. Sie benutzten dazu Elektroden mit Spitzenradien um ca.  $1 \text{ nm}$ , die auf einem Siliziumwafer durch einen speziellen Fertigungsprozeß in einem Abstand von  $30 \text{ nm}$  angeordnet waren. Der Elektrodenabstand liegt damit ca. 1 Größenordnung unterhalb der mittleren freien Weglänge von Elektronen in Luft bei Normaldruck. Feldelektronenemission setzte hier bei ca.  $7.5 \text{ V}$  ein, die Ströme

lagen in der Größenordnung von ca. 10 nA. *Jones et al.* [55] schätzten durch Überlegungen, ausgehend von der lateralen Diffusion, für einen Elektrodenabstand von 0.5 mm bei Luftentladung unter Normaldruck den Durchmesser des Entladungskanals auf 80  $\mu\text{m}$ . Dieser Wert deckt sich gut mit eigenen REM-Aufnahmen von Fußpunktaufschmelzungen auf den Elektrodenoberflächen. *Shibuya* [31] beobachtete unter den Bedingungen der ESD für Normaldruck und konstante Überspannung ein globales Maximum in der statistischen Streuzeit. Die Lage des Maximums ist abhängig von der Gasart und liegt für Stickstoff bei ca. 100  $\mu\text{m}$  Elektrodenabstand. Im unteren Bereich nimmt die Feldstärke mit zunehmendem Elektrodenabstand ab, weniger Feldelektronen werden emittiert, die statistische Streuzeit  $t_s$  steigt, im oberen Bereich liefert das erhöhte Gasvolumen mehr Startelektronen, die Streuzeit sinkt. Dieses Verhalten konnte in dieser Arbeit jedoch nicht bestätigt werden. *Reess, Paillol* [57] beschäftigten sich mit der numerischen Simulation von Trichel-Entladungen bei Spannungen um 4-5 kV in Luft bei Normaldruck unter Berücksichtigung des Feldemissionsstromes als Elektronenquelle. Sie geben eine Erklärung für den dort beobachteten stufenförmigen Stromanstieg. Sie weisen nach, daß die Stufe nicht infolge zweier verschiedener Stromspitzen entstanden sein kann, die durch Photoionisation im Zwischenraum und Aufprall positiver Ionen auf der Kathode gebildet werden, sondern sie weisen im weiteren nach, daß die Stufe im Stromanstieg sehr wahrscheinlich durch Erhöhung der kathodennahen Feldstärke, hervorgerufen von Raumladungen, infolge des Zurückbleibens positiver Ionen, entsteht. Die dadurch bewirkte Feldanhebung führt zu einer zeitlich verzögerten massiven Erhöhung des Feldemissionsstromes. Dieser Effekt korrespondiert mit dem 2. steilen Anstieg nach dem Plateau. In diesen Untersuchungen konnte der stufenförmige Stromanstieg jedoch zweifelsfrei den verschiedenen Durchbruchmechanismen (Oberflächenprozeß bzw. Gasdurchschlag) zugeordnet werden. Offensichtlich sind die beteiligten Feldstärken und die damit assoziierten Durchschlagmechanismen zu unterschiedlich. *Kunhardt et al.* [115, S. 241 ff] ermittelten experimentell in einem Vergleich von Messing- und Graphitelektroden für Luft bei unterschiedlichen Drücken mit einem Elektrodenabstand von 1 cm eine wesentlich geringere statistische Streuzeit für Graphit (Tabelle 8). Der verwendete Versuchsaufbau arbeitete ebenfalls mit impulshafter Anregung einer koaxialen Entladestrecke. Sie kamen zu dem Ergebnis, daß sich die Streubreite mit der angelegten Feldstärke vor dem Durchschlag und steigendem Luftdruck erhöht. Außerdem bemerkten sie bei Vergrößerung des Elektrodenabstandes eine höhere Streubreite. Die „scheinbare“ Elektronenemissionsrate geben sie mit 1.24 Elektronen/ns an. Ihre Untersuchungen decken sich insbesondere im Falle des Vergleichs von Messing und Graphitelektroden qualitativ sehr gut mit den Ergebnissen dieser Arbeit.

| Material | Feldstärke | Druck  | Streubreite Mittel | Streubreite Max |
|----------|------------|--------|--------------------|-----------------|
| Messing  | 110 kV/cm  | 73 kPa | 800 ps             | 5 ns            |
| Graphit  | 110 kV/cm  | 73 kPa | 6 ns               | 28 ns           |

**Tabelle 8: Vergleich der statistischen Streuzeiten unter Berücksichtigung verschiedener Elektrodenmaterialien [115]**

*Bendjamin* [26] zeigte, daß die Lichtentwicklung einer Entladung in Luft proportional zum Stromverlauf erfolgt. Auf diese Weise ist es z.B. möglich, den Stromverlauf und die Felder einer Entladung zwischen 2 Elektroden mit beliebiger Leitfähigkeit mit Hilfe der Lichtentwicklung zu bestimmen. Er untersuchte mit dieser Methode Ladespannungen von 2-16 kV, Elektrodenabstände von 2-4 mm und Elektrodenleitfähigkeiten von 0.001 S/m, 1 S/m und 4 S/m. Seine Ergebnisse erhellen damit auch teilweise die Effekte von aufliegenden Wasserschichten auf Elektrodenoberflächen. Leider ist aufgrund der zu unterschiedlichen Zielsetzung seiner Arbeit (wie z.B. nicht genau definierter Annäherungsgeschwindigkeit) nur ein qualitativer Vergleich möglich. Es zeigt sich jedoch, daß kleinere Elektrodenleitfähigkeiten die Anstiegszeiten der Entladungen verringern, welches in Übereinstimmung mit den hier erzielten Ergebnissen steht.

Die Arbeiten auf dem Gebiet des gepulsten Vakuumdurchschlages liefern u.a. Informationen über den Einfluß von Materialien, Oberflächenstruktur und Entladungsentwicklung insbesondere bei hohen Elektrodenannäherungsgeschwindigkeiten (siehe Absatz 3.3.2).

*Jones, Morgan* [55] beschäftigten sich mit Feldemission von Elektronen aus Metalloberflächen mit Oxidschichten oder Verunreinigungen unter Vakuumbedingungen. Sie konnten beobachten, daß mit zunehmender Oberflächengüte, d. h. geringer Oberflächenrauigkeit, der Feldemissionsstrom abnimmt. Die bei einer Feldstärke von  $3.7 \cdot 10^4$  V/cm ermittelte Elektronenemissionsrate an rauhen Stahlelektroden ist um etwa 3 Größenordnungen größer als die Emissionsrate an hochpolierten Stahloberflächen. Dieses Verhalten läßt sich auf lokale Feldstärkeüberhöhungen an Oberflächenprotrusionen zurückführen. Weitere Experimente wurden unter kontrollierter Oberflächenbehandlung für verschiedene Elektroden vorgenommen. Die Oxidschichten erreichten Dicken von ca. 1 nm. Solche Oberflächen zeigen andere Emissionscharakteristiken als solche mit dickeren Schichten (z.B. Wasserablagerungen >100 nm), da Elektronen leichter die Potentialbarriere durchtunneln können. Hier werden mit großer Wahrscheinlichkeit die Startelektronen in lokalen Bereichen mit positiven Ionen an der Oberfläche der Oxidschicht generiert. Trotzdem bleiben nicht erklärbare Schwankungen der Emissionsrate bestehen. Die Änderung der Streuzeit bei Änderung der Folgefrequenz (50 Hz bzw. 1 Hz) läßt eine Abhängigkeit von Restprodukten (z.B. positive Ionen) in der Entladestrecke vermuten. *Frei* [24] berichtet ähnliches. Große

Probleme ergeben sich mit der Art des Versuchsaufbaus, der ständig Durchschläge erzeugt und die Oberflächenstruktur nach jeder Entladung verändert. Die Instabilität der Entladung ist in Luft stärker als in Wasserstoff oder Argon aufgrund eines stärkeren Einflusses von Oberflächenfilmen (stärkere Oxidationsneigung). Die Feldemissionsströme der verschiedenen Elektrodenoberflächen wurden in dieser Arbeit indirekt gemessen, so daß ein Vergleich schwierig ist. Nichtsdestoweniger ist die Verringerung der Feldemissionsströme bei polierten Oberflächen ein Hinweis auf eine Verringerung der Signifikanz des Oberflächenprozesses und steht damit in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit. *Jones, Nicholas* [54] geben später für eine Nickeloberfläche in „Werkstattqualität“ (gedreht, ohne explizite Angabe der Rauigkeit) bei einer Feldstärke von ca.  $10^6$  V/m in Luft eine Elektronenemissionsrate ca.  $2 \cdot 10^4$  s<sup>-1</sup> an. Sie stellen eine Theorie zur Bestimmung der Emissionsrate aus der Summe der statistischen Streuzeit bei vielen Durchschlagsversuchen auf. Außerdem untersuchten sie die Elektronenemissionsrate von verschiedenen Materialien und Oberflächenbehandlungen (Tabelle 9). Auch diese Beobachtungen stehen in guter qualitativer Übereinstimmung mit eigenen Ergebnissen.

| Material  | gedreht                         | oxidiert                        | mechanisch poliert              | hochpoliert                    |
|-----------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|
| Messing   | $8 \cdot 10^5$ s <sup>-1</sup>  | $5 \cdot 10^5$ s <sup>-1</sup>  | $2 \cdot 10^5$ s <sup>-1</sup>  | $1 \cdot 10^5$ s <sup>-1</sup> |
| Aluminium | $8 \cdot 10^5$ s <sup>-1</sup>  | $7 \cdot 10^5$ s <sup>-1</sup>  | $5 \cdot 10^5$ s <sup>-1</sup>  | $7 \cdot 10^5$ s <sup>-1</sup> |
| Stahl     | $90 \cdot 10^3$ s <sup>-1</sup> | $30 \cdot 10^3$ s <sup>-1</sup> | $10 \cdot 10^3$ s <sup>-1</sup> | $5 \cdot 10^3$ s <sup>-1</sup> |
| Nickel    | $18 \cdot 10^3$ s <sup>-1</sup> | $8 \cdot 10^3$ s <sup>-1</sup>  | $6 \cdot 10^3$ s <sup>-1</sup>  | $6 \cdot 10^3$ s <sup>-1</sup> |

**Tabelle 9: Elektronenemissionsrate verschiedener Werkstoffe [54]**

*Mesyats, Proskurovsky* [117, S. 206 ff] - zwei der wichtigsten Forscher auf dem Gebiet des gepulsten Vakuumdurchschlages - ermittelten experimentell unter Vakuumbedingungen ( $d=1$  mm,  $p=1$  Pa) die statische Durchbruchspannung und die Kommutationszeit  $t_c$  für verschiedene Elektrodenmaterialien (siehe auch Tabelle 4). Für die überwiegende Anzahl der dort untersuchten Materialien steigt das Verhältnis von Elektrodenabstand zu Kommutationszeit ( $d/t_c$ ) mit der Durchbruchspannung. Die Autoren kommen zu dem Schluß, daß sich die Stromanstiegszeit des Entladestroms (korreliert mit der Plasmakommutationszeit  $t_c$ ) umgekehrt proportional zur statischen Durchbruchspannung verhält. Dieses interessante Verhalten ergibt sich aus der Annahme, daß die elektrostatische Feldenergie zur Explosion einer Mikrostruktur führt und Materialien mit geringen Schmelztemperaturen zu kleinen Durchbruchfeldstärken tendieren. Andererseits ist die Durchbruchfeldstärke und damit die Explosionsenergie, bei diesen Materialien zum Durchschlagzeitpunkt klein, was wiederum zu einer größeren Kommutationszeit und damit zu größeren Stromanstiegszeiten führen dürfte. Dieses Verhalten konnte bei den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen nicht bestätigt werden. Ihre Messungen ergaben außerdem eine Unabhängigkeit der

Kommutationszeit  $t_c$  von der Reinheit des Vakuums. Kohlenstoff (Graphit) zeigt auch hier, ähnlich wie in den eigenen Untersuchungen, extreme Abweichungen vom Verhalten der metallischen Elektrodenoberflächen. *Davies, Biondi* [128] schließlich schätzen die Übergangszeit einer Dampf Wolke mit ca. 1  $\mu\text{m}$  Radius von der Dampf- zur Plasmaphase auf kleiner als 10 ns. Ihre Ergebnisse sind damit im Vergleich zu Übergangszeiten bei ESD um mindestens eine Größenordnung zu hoch, sie zeigen jedoch auch, daß signifikante Anodenprozesse die Durchschlagsentwicklung beeinflussen können.

## 6 Modellierung und Simulation der Entladungsentwicklung

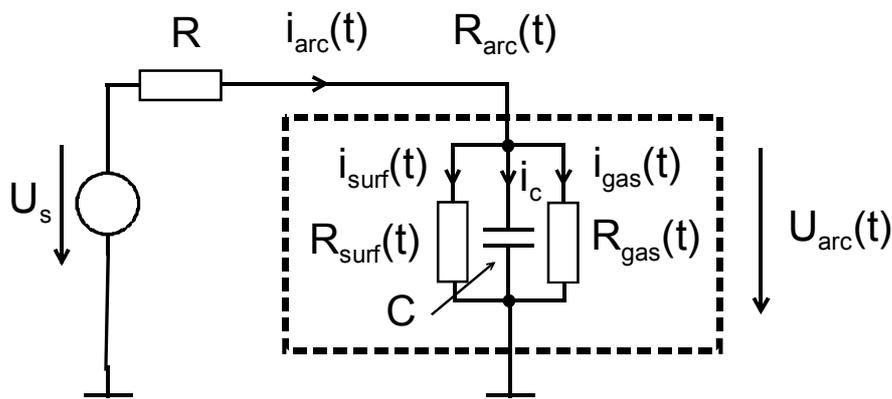
Die zwei, hier erstmalig vorgeschlagenen Modelle ermöglichen die konsistente Simulation der Entladungsentwicklung von ESD mit Durchbruchspannungen  $< 2000 \text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $< 300 \mu\text{m}$  unter Berücksichtigung von Oberflächen- und Gasentladungsprozessen. Das erste Modell (phänomenologisches Modell) ist mehr empirischer Natur, es beschreibt Strom und Spannung an einer beliebigen Elektrodenanordnung (Funkenstrecke), ohne die physikalischen Prozesse tiefgründig zu durchleuchten. Es benutzt ein neuartiges mathematisches Modell zur Modellierung des Oberflächenprozesses. Das zweite Modell (physikalisches Modell) verwendet ein ursprünglich zur Simulation gepulster Vakuumdurchschläge entwickeltes Modell zur Modellierung des Oberflächenprozesses und ein verfeinertes Modell zur Simulation des Gasdurchschlagprozesses. Beide Modelle sind innerhalb des folgenden Parameterraumes anwendbar und mit Meßdaten an ESD verifiziert worden:

- Elektrodenabstand in Luft  $6\text{-}140 \mu\text{m}$
- Lichtbogendurchmesser ca.  $200\text{-}400 \mu\text{m}$
- Gepulste Eingangsspannung ca.  $350\text{-}2000 \text{ V}$
- Anstiegszeit  $5 \text{ ns}$
- Überspannungsfaktor ca.  $2\text{-}3$
- Elektrodendurchmesser ca.  $4 \text{ mm}$
- Näherungsweise homogene Feldverteilung, Feldstärke  $10\text{-}120 \text{ kV/mm}$
- Luftdruck  $2.7\text{-}101 \text{ kPa}$ .

Die Funkenstrecke und die verwendete Meßschaltung können mit Hilfe eines elektrischen Ersatzschaltbildes dargestellt werden (siehe Abb. 12). Daraus wird für die Simulation ein vereinfachtes Ersatzschaltbild abgeleitet (Abb. 86). Der quantitative Beitrag beider Prozesse zur Entladungsentwicklung erfolgt durch die Einführung äquivalenter Lichtbogenwiderstände.  $R_{\text{surf}}$  beschreibt den Beitrag des Oberflächenprozesses, während  $R_{\text{gas}}$  den Beitrag des Gasentladungsprozesses beschreibt. Die korrespondierenden Ströme  $I_{\text{surf}}$  und  $I_{\text{gas}}$  werden über die Lichtbogen Spannung  $U_{\text{arc}}$  und die entsprechenden äquivalenten Lichtbogenwiderstände berechnet. Die Elektrodenkapazität  $C$  findet nur im physikalischen Modell Berücksichtigung.

Der Oberflächenprozeß läuft nach eigenen Untersuchungen um etwa eine Größenordnung schneller ab ( $< 40 \text{ ps}$ ) als der Gasentladungsprozeß ( $> 300 \text{ ps}$ ). Die Zeitdauer des Oberflächenprozesses ist für signifikante Änderungen des Lichtbogenwiderstandes aufgrund von Stoßprozessen im Gasraum (Gasentladungsprozeß) zu klein. Weiterhin wurde durch Änderung des Gasdruckes

nachgewiesen, daß der Oberflächenprozeß unabhängig vom Gasdruck ist, und damit auch durch den Gasentladungsprozeß nicht beeinflusst wird. Also können beide Prozesse als unabhängig voneinander, in getrennten Zeitbereichen ablaufend betrachtet werden, und es ist möglich, diese durch voneinander unabhängige, äquivalente Lichtbogenwiderstände zu beschreiben. Der Widerstand  $R$  ist die Summe aller Widerstände im äußeren Kreis. Die Spannung  $U_s$  wird während der Zeit der Entladungsentwicklung als konstant angenommen, da die Anstiegszeit des Burstgenerators (ca. 5 ns) um etwa eine Größenordnung größer ist, als die maximale Zeitdauer der Entladungsentwicklung innerhalb der Funkenstrecke (<600 ps).



Burstgenerator      Funkenstrecke

Abb. 86: Elektrisches Ersatzschaltbild für die Simulation des Stromverlaufs von ESD

## 6.1 Phänomenologisches Modell

Ausgehend von den Untersuchungen von *Toepler* [77], [78] soll zunächst als erster Ansatz eine phänomenologische Simulation des Stromverlaufs der ESD erfolgen. Die Gasentladung wird dabei mit Hilfe des gut bekannten *Toepler*-Modells simuliert. Andere der o.a. Modelle (siehe Kapitel 2) werden hier aufgrund ihrer Ähnlichkeit untereinander zunächst außer Acht gelassen. Die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse werden nur insoweit berücksichtigt, als daß eine Trennung von Oberflächen- und Gasentladungsprozeß erfolgt. Die Simulation des Oberflächenprozesses erfolgt hier ebenfalls phänomenologisch, d.h. Aufheizungs-, Aufschmelz- und Ladungsträgereintragszeit werden zusammengefaßt. Beide Prozesse werden zeitlich unabhängig voneinander, und als parallel ablaufend betrachtet, und die gewonnenen Teilergebnisse zusammengefaßt, um eine konsistente Beschreibung der Entladungsentwicklung zu ermöglichen. Wird nur eine phänomenologische Simulation der Entladungsentwicklung angestrebt, ist die Übereinstimmung von Simulation und Messung naturgemäß nur teilweise

befriedigend. Effekte von Raumladungen, Oberflächen und Elektrodenmaterial werden als physikalische Prozesse vernachlässigt, können aber mit Hilfe von empirisch gewonnenen Konstanten in das Modell eingebunden werden.

### 6.1.1 Das Toepler-Gesetz

Das Toepler-Modell [77], [78] nimmt die Ladungsträgererzeugung durch Stoßionisation an. Dabei werden ausschließlich schnelle Ladungsträger (Elektronen) berücksichtigt. Ein Ionisationskoeffizient  $\alpha$  beschreibt die Anzahl der durch Stoßprozesse pro Längeneinheit erzeugten Ladungsträger. Die Rekombination von Ladungsträgern und eine Feldstärkeabhängigkeit des Ionisationskoeffizienten  $\alpha$  werden vernachlässigt. Weiterhin wird von einer homogenen Ladungsverteilung innerhalb des Entladungskanals ausgegangen und ein thermisch eingeschwungener Zustand des Lichtbogens angenommen. Detaillierte mathematische Ableitungen dieses Modells sind u.a. bei *Pommerenke* [22] und *Küchler* [120] zu finden. Die Berechnung des zeitlich veränderlichen Lichtbogenwiderstandes in Folge einer Ladungsträgerakkumulation durch Stoßprozesse erfolgt mit der Formel (6.1). Das Integral beschreibt die gesamte bis zur Zeit  $t$  durch den Entladungskanal geflossene Ladungsmenge.

$$R_{gas}(t) = \frac{a_T \cdot d}{\int_0^t I_{gas}(\xi) d\xi} \quad (6.1)$$

$R_{gas}(t)$  äquivalenter Lichtbogenwiderstand für den Gasentladungsprozeß  
 $a_T$  Toeplersche Funken-Konstante (ca.  $0.5 \cdot 10^{-2}$  Vs/m für Luft)  
 $d$  Lichtbogenlänge = Elektrodenabstand.

### 6.1.2 Modellierung von Oberflächenprozessen

Bei der Modellierung von Oberflächenprozessen ist das Gebiet des Übergangs von der Elektrodenoberfläche in den Gasraum von besonderem Interesse (Abb. 87). Für die Berechnung des Stromes infolge eines Oberflächenprozesses wird angenommen, daß eine aus der Elektrodenoberfläche durch Oberflächenprozesse extrahierte Flächenladungsdichte  $q$  zu einer Stromdichte  $J_{surf}$  im Entladungskanal und damit zu einem Stromfluß an den Klemmen des Systems führt. Die Strecke  $dx$  ist als Abstand zwischen Elektrodenoberfläche und der Plasmafront mit der Flächenladungsdichte  $q$  definiert. Die Art, Menge und Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ist zunächst unbekannt. Der Entladungskanal wird als unendlich lang angenommen.

Stoßprozesse im Gasvolumen und Rekombination von Ladungsträgern im Gasvolumen und an den Wänden werden vernachlässigt.

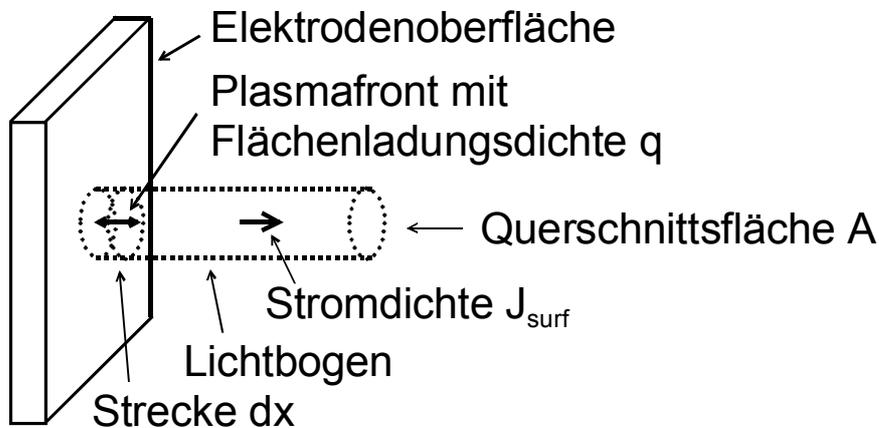


Abb. 87: Lichtbogen auf Elektrodenoberfläche

Ausgehend von der Tatsache, daß die pro Zeiteinheit  $dt$  bewegte Ladungsmenge  $dQ$  zu einem Stromfluß  $I$  führt,

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (6.2)$$

ergibt sich die Stromdichte  $J_{surf}$  innerhalb des Entladungskanals als transportierte Flächenladungsdichte  $dq$  pro Zeiteinheit  $dt$ .

$$J_{surf} = \frac{dq}{dt} \quad (6.3)$$

Die Flächenladungsdichteänderung  $dq$  kann zunächst für unbekannte Ladungsträger (Elektronen, Ionen, Gasatome, Metallpartikel), die infolge eines Oberflächenprozesses in den Entladungskanal gelangen, als Flächenladungsträgerdichteänderung  $dn$  multipliziert mit einer unbekanntem Anzahl  $b$  von Elementarladungen  $e$  ausgedrückt werden.

$$J_{surf} = \frac{dn \cdot b \cdot e}{dt} \quad (6.4)$$

Die Integration innerhalb des Zeitabschnittes  $0$  bis  $t$  führt auf die Flächenladungsträgerdichte  $n$  innerhalb des Lichtbogens in Abhängigkeit von der Stromdichte  $J_{surf}$

$$n = \int_0^t \frac{J_{surf}(\xi)}{b \cdot e} d\xi \quad (6.5)$$

bzw. in Abhängigkeit von der Stromstärke  $I_{surf}$  innerhalb des Lichtbogens mit der Querschnittsfläche  $A$ .

$$n = \frac{1}{b \cdot e \cdot A} \cdot \int_0^t I_{surf}(\xi) d\xi \quad (6.6)$$

Die Flächenladungsträgerdichteänderung  $dn$  auf der Strecke  $dx$  kann in Abhängigkeit von einem Materialeintragskoeffizienten  $\alpha_M$  und der Flächenladungsträgerdichte  $n$  ausgedrückt werden.

$$\frac{dn}{dx} = \alpha_M \cdot n \quad (6.7)$$

Die Flächenladungsträgerdichteänderung bezüglich der Zeit  $dt$  ist durch die Driftgeschwindigkeit  $v$  der emittierten Ladungsträger im elektrischen Feld gegeben.

$$v = \mu_M \cdot E = \frac{dx}{dt} \quad (6.8)$$

Bei Annahme einer näherungsweise konstanten Driftgeschwindigkeit  $v$  ist die räumliche Verteilung der Ladungsträger im Kanal ohne Einfluß und das Einsetzen von Gleichung 6.7 führt auf

$$\frac{dn}{dt} = \alpha_M \cdot n \cdot v. \quad (6.9)$$

Mit Gleichung 6.4 ergibt sich

$$\frac{J_{surf}}{b \cdot e} = \alpha_M \cdot n \cdot v. \quad (6.10)$$

Wird dieser Ausdruck in Gleichung 6.6 eingesetzt und umgeformt, kann die Stromstärke  $I_{surf}$  innerhalb des Entladungskanals in Abhängigkeit von der Zeit  $t$  angegeben werden.

$$I_{surf}(t) = \alpha_M \cdot v \cdot \int_0^t I_{surf}(\xi) d\xi \quad (6.11)$$

Wird die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit  $v$  der Ladungsträger als Produkt der Beweglichkeit  $\mu_M$  und der anliegenden Feldstärke  $E$  ausgedrückt, wird Gleichung 6.11 zu

$$I_{surf}(t) = \alpha_M \cdot \mu_M \cdot E \cdot \int_0^t I_{surf}(\xi) d\xi. \quad (6.12)$$

Mit der Definition einer Materialkonstanten  $a_M$  für den Oberflächenprozeß als Kehrwert aus dem Produkt des Materialeintragskoeffizienten  $\alpha_M$  und Beweglichkeit der Ladungsträger im elektrischen Feld  $\mu_M$

$$a_M = \frac{1}{\alpha_M \cdot \mu_M}, \quad (6.13)$$

sowie der Beschreibung der Feldstärke durch Spannung  $U_{arc}(t)$  und Elektrodenabstand  $d$  ergibt sich für den Kanalwiderstand infolge von Oberflächenprozessen

$$R_{surf}(t) = \frac{a_M \cdot d}{\int_0^t I_{surf}(\xi) d\xi}. \quad (6.14)$$

Erfreulicherweise hat diese Beschreibung eine ähnliche Struktur wie das Toepler-Gesetz (6.1), allerdings mit einer geänderten Konstanten. Der Wert dieser Konstanten ist stark vom Elektrodenmaterial abhängig und beträgt für Messing  $a_M \approx 4 \cdot 10^{-4}$  Vs/m. Vergleiche mit Meßdaten zeigen eine relativ gute Übereinstimmung des Stromverlaufs für oberflächenprozeßdominierte Entladungen. Da diese Beschreibung eine ähnliche Struktur wie das Toepler-Gesetz aufweist, liegt es nahe, beide Modelle miteinander zu verbinden, um eine konsistente Beschreibung einer realen ESD mit wirksamen Oberflächenprozessen und Gasentladungsprozessen zu ermöglichen. Dieser Weg soll im folgenden aufgezeigt werden.

### 6.1.3 Kombination von Oberflächen- und Gasentladungsprozeß

Zur konsistenten Modellierung realer ESD wird die Koexistenz beider Mechanismen, d.h. die Koexistenz von (6.1) und (6.14), angenommen. Da die Prozesse in extrem unterschiedlichen Zeitbereichen (mehr als eine Größenordnung Unterschied) ablaufen, kann nahezu Rückwirkungsfreiheit angenommen werden. Es werden zunächst äquivalenter Lichtbogenwiderstand, Stromstärke, Elektrodenspannung und Feldstärke getrennt für beide Mechanismen berechnet. Der Gesamtlichtbogenwiderstand wird als Parallelschaltung der einzelnen, äquivalenten Lichtbogenwiderstände beider Teilsysteme berechnet. Danach werden Stromstärke, Elektrodenspannung und Feldstärke mit dem Gesamtlichtbogenwiderstand neu berechnet. Das Berechnungsverfahren erfolgt iterativ, ausgehend von einem Startwiderstand im Megaohm-Bereich.

Der Oberflächenprozeß kann jedoch nur aktiv sein, solange die Feldstärke oberhalb eines Grenzwertes liegt, so daß eine Aufheizung und explosive Partikel- und Ladungsträgeremission an Oberflächenprotrusionen möglich sind. Dieser Wert wird hier als „Explosionsfeldstärke“  $E_{\text{Exp}}$  definiert. Unterhalb der Explosionsfeldstärke liefert der Oberflächenprozeß keinen weiteren Ladungsträgerbeitrag, der äquivalente Lichtbogenwiderstand dieses Prozesses bleibt konstant. Da kein abrupter Übergang zu erwarten ist, wird mit Hilfe einer Wahrscheinlichkeitsfunktion  $W(E)$  das mehr oder weniger „langsame“ Ausklingen des Oberflächenprozesses sichergestellt. Als erste Abschätzung wird hier die Übertragungsfunktion eines Hochpasses mit einer hohen Ordnung  $m$  gewählt.

$$W(E) = \frac{\left(\frac{E}{E_{\text{exp}}}\right)^m}{1 + \left(\frac{E}{E_{\text{exp}}}\right)^m}; \quad m > 10 \quad (6.15)$$

Der Gesamtlichtbogenwiderstand beträgt dann

$$R_{\text{arc}}(t) = \frac{1}{\frac{1}{a_M \cdot d} \cdot \int_0^t I_{\text{surf}}(\xi) d\xi + \frac{1}{a_T \cdot d} \cdot \int_0^t I_{\text{gas}}(\xi) d\xi}. \quad (6.16)$$

Die mit diesem Verfahren gewonnenen Ergebnisse können den Stromverlauf bei ESD mit Ladespannungen  $< 2000 \text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $< 300 \mu\text{m}$  relativ gut reproduzieren. In Abb. 88 - Abb. 91 sind simulierte Stromverläufe von ESD im

Spannungsbereich 420 – 1700 V im Vergleich mit gemessenen Werten dargestellt. Die Übereinstimmung von gemessenem und simuliertem Stromverlauf ist gut zu erkennen. Für kleine Ladespannungen sind Maximalströme und maximaler Stromanstieg  $di/dt$  in der Simulation eher zu klein, während sie für große Ladespannungen eher zu groß sind. *Pommerenke* [22] diskutiert die Fehler der Simulation einer Gasentladung mittels des Toepler-Modells ausführlich. Da die Strukturen der hier verwendeten Modelle für Oberflächenprozeß und Gasentladungsprozeß ähnlich sind, sind auch ähnliche Fehler in der Modellierung von Oberflächenprozeß und Gasentladungsprozeß zu erwarten. Dieses Verhalten ist eindeutig erkennbar. Die Konstante  $a_M$  wurde empirisch bemessen. Da die Bandbreite des verwendeten Meßsystems nicht ausreicht, um den Stromanstieg des Oberflächenprozesses real wiederzugeben, ist davon auszugehen, daß die Konstante  $a_M$  hauptsächlich das Verhalten des Meßsystems widerspiegelt. Trotz dieser Schwachstellen stellt die Simulation ein durchaus probates Mittel dar, um Aussagen über ESD in Parameterbereichen zu gewinnen, die durch Messungen nicht abgedeckt werden können.

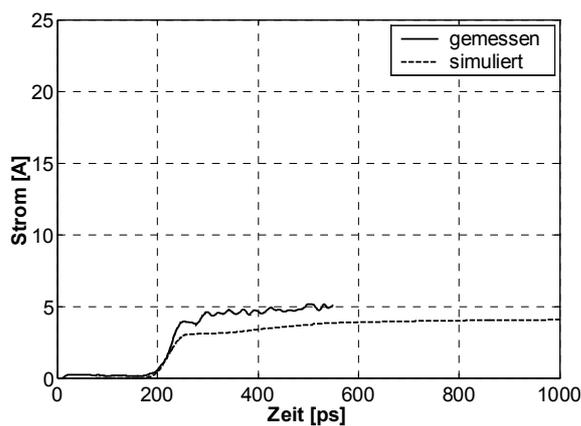


Abb. 88: Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 420 V, Elektrodenabstand 10  $\mu\text{m}$ , Explosionsfeldstärke 12 kV/mm,  $a_M=0.04$  Vs/m)

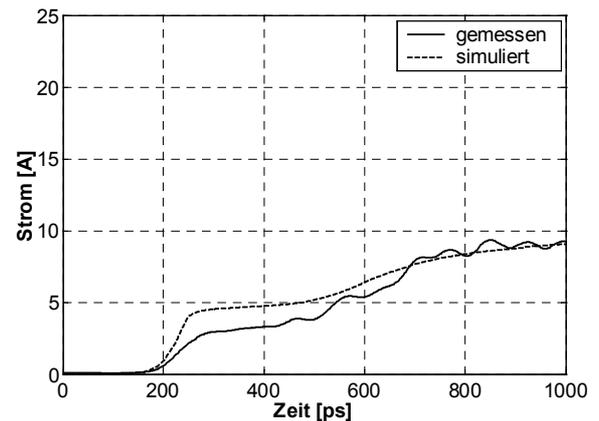


Abb. 89: : Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1000 V, Elektrodenabstand 50  $\mu\text{m}$ , Explosionsfeldstärke 12 kV/mm,  $a_M=0.04$  Vs/m)

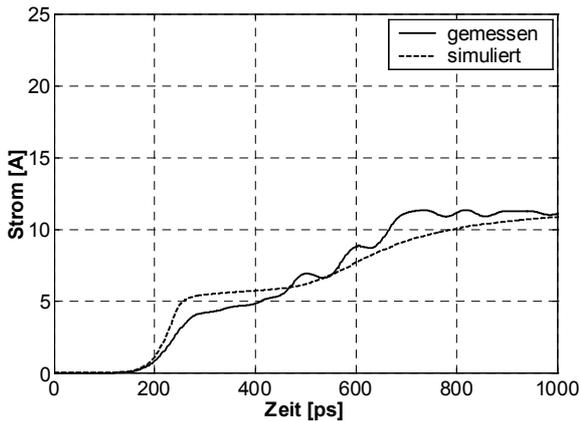


Abb. 90: : Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ , Explosionsfeldstärke 12 kV/mm,  $a_M=0.04$  Vs/m)

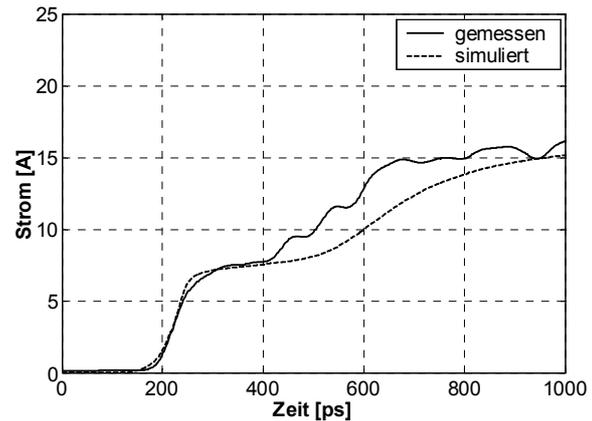


Abb. 91: : Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1700 V, Elektrodenabstand 90  $\mu\text{m}$ , Explosionsfeldstärke 12 kV/mm,  $a_M=0.04$  Vs/m)

In Abb. 92 - Abb. 95 sind verschiedene elektrische Parameter der Entladung jeweils für Oberflächen- und Gasentladungsprozeß getrennt dargestellt. Die Anstiegszeit der Gasentladung ist um etwa eine Größenordnung größer als die Anstiegszeit des Oberflächenprozesses. Der Strom (Abb. 92) steigt zunächst infolge des Oberflächenprozesses innerhalb von ca. 50 ps bis auf ca. 6 A an. Mit Unterschreiten der Explosionsfeldstärke (Abb. 95, 12 kV/mm) ist keine weitere Ladungsträgergeneration möglich. Strom, Lichtbogenwiderstand und Feldstärke bleiben zunächst für ca. 200 ps relativ konstant. Die sich parallel entwickelnde Gasentladung erreicht erst etwa 400 ps später eine Stromstärke  $>6$  A. Danach übernimmt die Gasentladung den Gesamtstrom, der schließlich durch den Innenwiderstand der treibenden Spannungsquelle (100  $\Omega$ ) auf ca. 11 A begrenzt wird. Der logarithmische Abfall des Lichtbogenwiderstandes ist in Übereinstimmung mit Meßdaten in diesem Parameterbereich. Er strebt auf einen Grenzwert von ca. 10  $\Omega$  zu, der eine Folge des thermischen Gleichgewichts aus Abstrahlungs- und Rekombinationsverlusten und der zugeführten elektrischen Leistung ist.

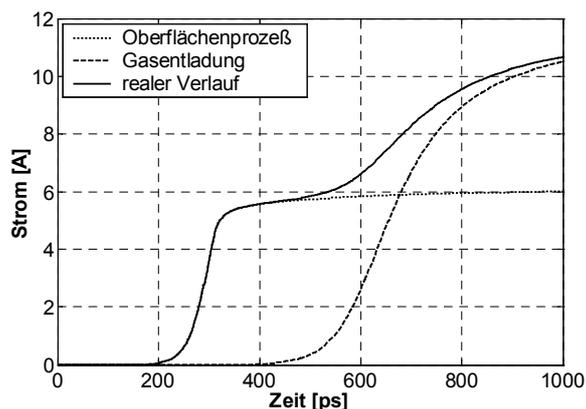


Abb. 92: Entladestrom einer simulierten ESD unter Berücksichtigung verschiedener Durchbruchmechanismen (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ , Explosionsfeldstärke 12 kV/mm,  $a_M=0.04$  Vs/m)

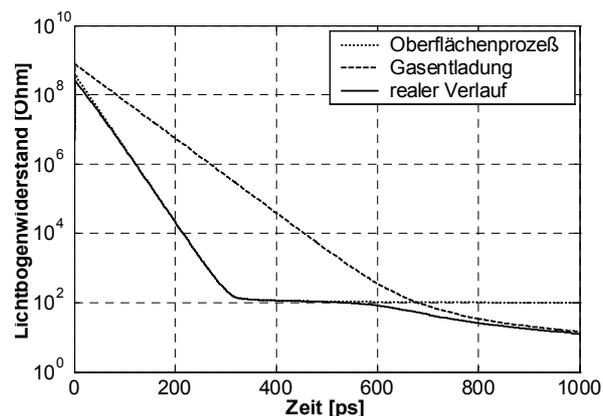


Abb. 93: Lichtbogenwiderstand einer simulierten ESD unter Berücksichtigung verschiedener Durchbruchmechanismen (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ , Explosionsfeldstärke 12 kV/mm,  $a_M=0.04$  Vs/m)

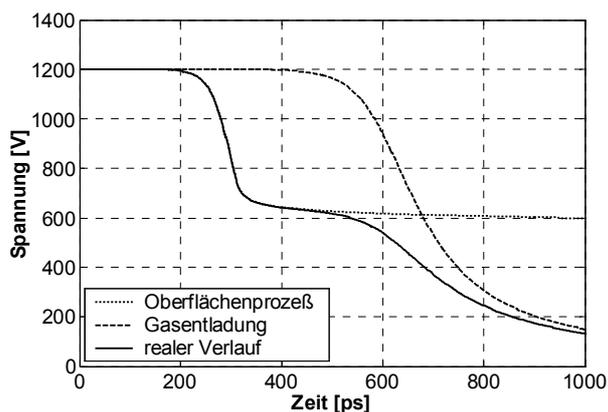


Abb. 94: Elektrodenspannung einer simulierten ESD unter Berücksichtigung verschiedener Durchbruchmechanismen (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ , Explosionsfeldstärke 12 kV/mm,  $a_M=0.04$  Vs/m)

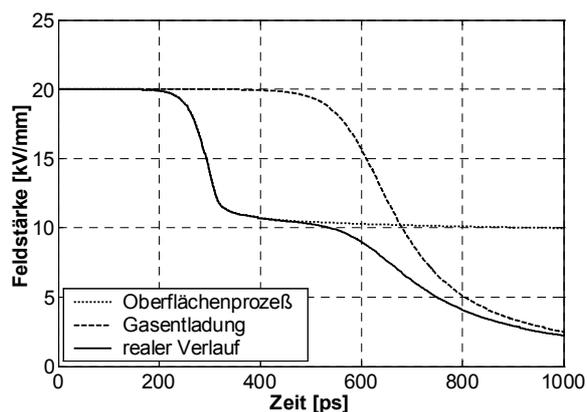


Abb. 95: Elektrodenfeldstärke einer simulierten ESD unter Berücksichtigung verschiedener Durchbruchmechanismen (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ , Explosionsfeldstärke 12 kV/mm,  $a_M=0.04$  Vs/m)

## 6.2 Physikalisches Modell

Da der einfache phänomenologische Ansatz zwar die Phänomene, d.h. den prinzipiellen Verlauf von Strom, Spannung und Kanalwiderstand beschreiben kann, nicht jedoch die Ablauf physikalischer Prozesse, wird im folgenden auf ein verbessertes, physikalisches Modell eingegangen. Dabei wird wiederum auf bekannte Modelle zurückgegriffen, welche geeignet sind, kombiniert eine bessere Beschreibung der physikalischen Prozesse zu ermöglichen. Zur Anwendung kommen hier das „erweiterte Toepler-Gesetz“ mit Berücksichtigung der Elektrodenkapazität zur Simulation von Gasdurchschlagsprozessen und ein Vakuumdurchschlagsmodell für Durchschläge bei Pulsspannungen von *Mesyats* [30] zur Simulation von Oberflächenprozessen bei ESD in Luft mit kleinen Elektrodenabständen und hohen Überspannungen.

### 6.2.1 Das erweiterte Toepler-Gesetz

Die Veränderung der Ladungsträgerbeweglichkeit und des Ionisationskoeffizienten mit der Feldstärke kann im Parameterbereich von ESD nicht vernachlässigt werden. Aus diesem Grunde wurde u.a. schon von *Pommerenke* [22] für die Berechnung des Stromverlaufs eine verbesserte Beschreibung verwendet, die diese Effekte berücksichtigt. Das entsprechende Modell ist unter der Bezeichnung „erweitertes Toepler-Gesetz“ bekannt. Auf eine detaillierte Ableitung wird an dieser Stelle verzichtet. Bei Interesse wird auf [22] verwiesen. Das Modell nimmt ebenfalls Ladungsträgererzeugung durch Stoßionisation an. Dabei werden nur schnelle Ladungsträger (Elektronen) berücksichtigt. Es kann jedoch bereits eine (initiale) Anzahl von Ladungsträgern ( $N_0$ ) im Elektrodenzwischenraum vorhanden sein, die hier durch den schnelleren Oberflächenprozeß bereitgestellt werden. Die Beschreibung des Stromverlaufs erfolgt mit Hilfe der Gleichung

$$I_{gas}(t) = \frac{e \cdot v(t) \cdot N_0}{d} \cdot \exp\left(\int_0^t \alpha(\xi) \cdot v(\xi) d\xi\right). \quad (6.17)$$

$i_{gas}(t)$  äquivalenter Lichtbogenstrom der Gasentladung

$d$  Elektrodenabstand

$e$  Elementarladung

$v(t)$  Feldstärkeabhängige Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger

$N_0$  initiale Anzahl von Ladungsträgern im Gasraum

$\alpha(t)$  Feldstärkeabhängiger Ionisationskoeffizient

Die Feldstärkeabhängigkeit des Ionisationskoeffizienten  $\alpha$  wurde u.a. von *Meek et al.* [122] und *Korolev et al.* [123] eingehend untersucht. Im betrachteten Feldstärkebereich ermittelten *Korolev et al.* [123] eine näherungsweise exponentielle Feldstärkeabhängigkeit (6.18).

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot \exp\left(-\frac{B \cdot p}{E}\right) \quad (6.18)$$

E Feldstärke

p Gasdruck [Torr]

| Approximationskoeffizient    | A [Torr/m]        | B [V*Torr/m]      |
|------------------------------|-------------------|-------------------|
| <i>Korolev et al.</i> [123]  | $1.5 \cdot 10^3$  | $3.65 \cdot 10^4$ |
| Elektrodenmaterial Messing   | $2 \cdot 10^2$    | $3.4 \cdot 10^4$  |
| Elektrodenmaterial Aluminium | $1.33 \cdot 10^2$ | $3.4 \cdot 10^4$  |
| Elektrodenmaterial Stahl     | $1.1 \cdot 10^2$  | $3.3 \cdot 10^4$  |

Tabelle 10: Approximationskoeffizienten in (6.18)

Gastypabhängige Approximationskoeffizienten zur Berechnung des Ionisationskoeffizienten  $\alpha$  für Luft bei Normaldruck und eigene Approximationen für ESD in Luft bei Normaldruck und für verschiedene Elektrodenmaterialien zeigt Tabelle 10. Der exponentielle Verlauf des Ionisationskoeffizienten ist in Abb. 96 dargestellt. Bei Berücksichtigung einer initialen Anzahl von Ladungsträgern im Gasraum ist bei der Modellierung des Gasentladungsprozesses von ESD mit Durchbruchspannungen  $< 2000$  V bzw. Elektrodenabständen  $< 300$   $\mu\text{m}$  der Ionisationskoeffizient  $\alpha$  etwa eine Größenordnung kleiner anzusetzen, um eine gute Übereinstimmung von Messung und Simulation zu erreichen. Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, daß die Approximation des Ionisationskoeffizienten in der Vergangenheit bei wesentlich größeren Elektrodenabständen erfolgte. Dabei ist der Einfluß des Oberflächenprozesses vergleichsweise gering, und die Anzahl der bereits im Gasraum vorhandenen (initialen) Ladungsträger kann vernachlässigt werden. Im Falle kleiner Elektrodenabstände ist der Einfluß des Oberflächenprozesses größer, und die Anzahl der bereitgestellten, initialen Ladungsträger muß berücksichtigt werden. Da hier vergleichsweise mehr anfänglich vorhandene (initiale) Ladungsträger auch die Zeitdauer für den Plasmakanalaufbau verringern, scheint als Ausgleich dazu eine Verringerung von  $\alpha$  gerechtfertigt zu sein.

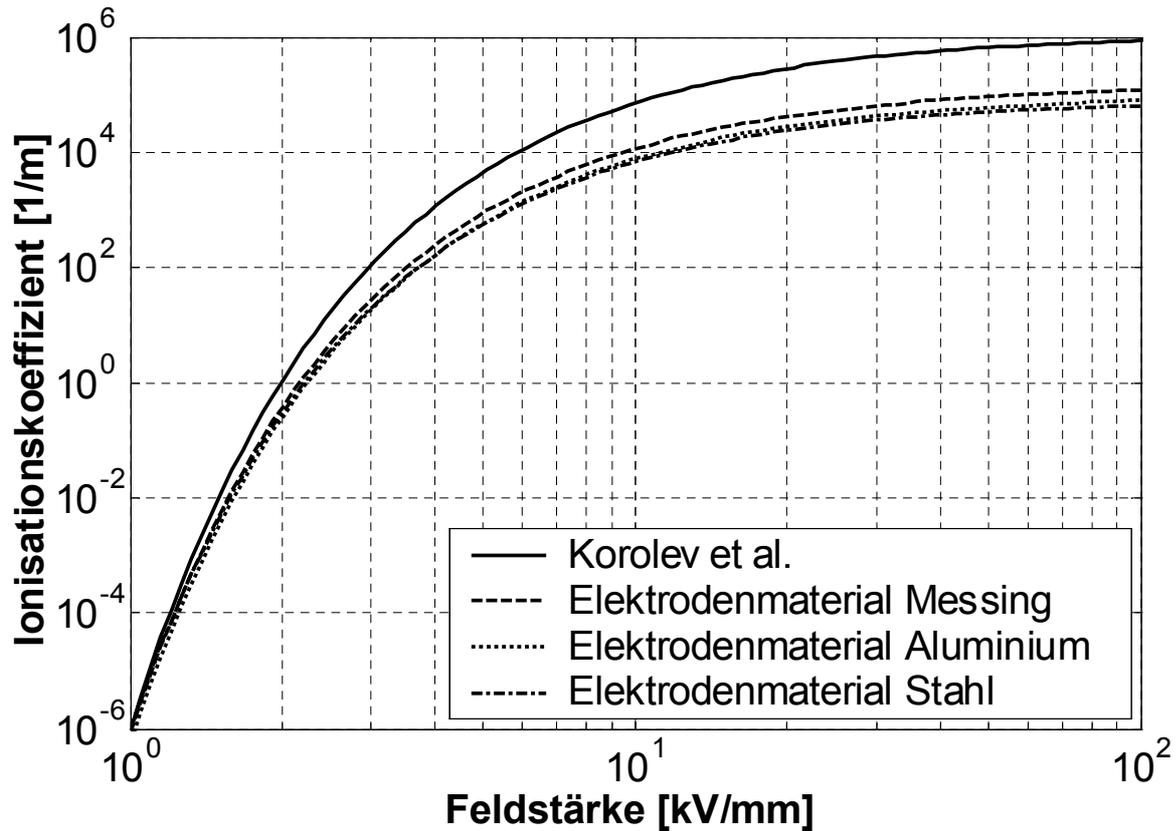


Abb. 96: Ionisationskoeffizient  $\alpha$  in Luft in Abhängigkeit von Feldstärke und Elektrodenmaterial

Die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger im elektrischen Feld kann nach *Korolev et al.* [123] mit Gleichung (6.19) approximiert werden. Dabei stellen  $C$  und  $\gamma$  gas- und ladungsträgerartabhängige Konstanten dar, über deren Größe keine übereinstimmende Meinung herrscht.

$$v = C \cdot \left( \frac{E}{p} \right)^\gamma \quad (6.19)$$

$$C = 3.3 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}^{3/2} \cdot \text{Torr}^{1/2}}{\text{s} \cdot \text{V}^{1/2}}, \quad \gamma = 0.5 \quad (\text{für Elektronen in Luft bei Normaldruck})$$

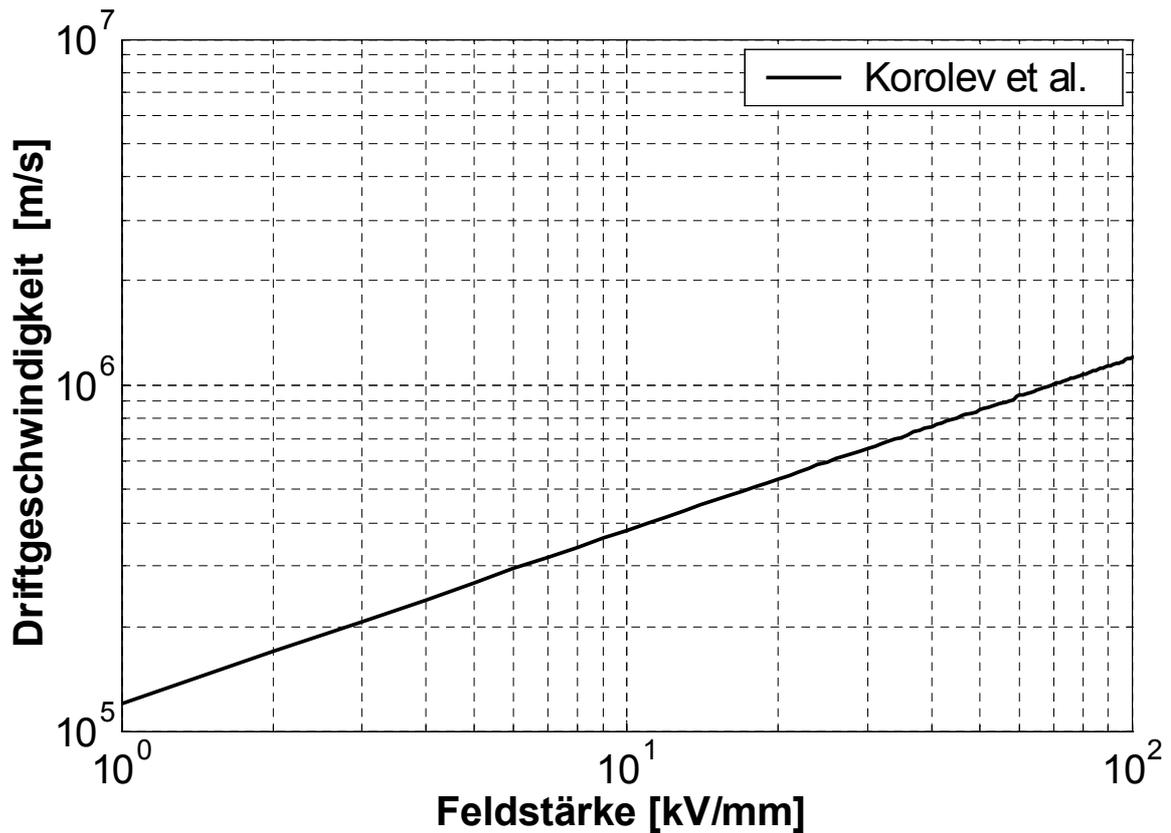


Abb. 97: Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Luft bei Normaldruck (7.19)

Der Kanalaufbau und der damit verbundene Stromanstieg im äußeren Kreis verursacht eine zeitlich veränderliche Elektrodenspannung  $U_{\text{arc}}(t)$ . Bei Elektrodenabständen im  $\mu\text{m}$ -Bereich kann der Verschiebungsstrom durch die Elektrodenkapazität infolge des Kanalaufbaus<sup>4</sup> nicht mehr vernachlässigt werden. Die Entladung der Elektrodenkapazität ist im Außenkreis nicht direkt meßbar, führt jedoch durch die zusätzliche Bereitstellung von Ladungsträgern je nach Elektrodenabstand und -fläche zu einer wesentlich schnelleren Entwicklung des Entladungskanals. Aus diesem Grunde muß zur korrekten Simulation des Stromverlaufs im elektrischen Kreis die Elektrodenkapazität berücksichtigt werden. Die Berücksichtigung der Elektrodenkapazität führt auf folgendes Gleichungssystem:

$$I_{\text{gas}}(t) = C \cdot \frac{dU_{\text{arc}}(t)}{dt} + N_0 \cdot \frac{e \cdot v(t)}{d} \cdot \exp\left(\int_0^t \alpha(\xi) \cdot v(\xi) d\xi\right) \quad (6.20)$$

<sup>4</sup> nicht zu verwechseln mit dem Verschiebungsstrom auf der ansteigenden Flanke der pulsförmigen Eingangsspannung (siehe Absatz 3.3.2)

$$I_{gas}(t) = \frac{U_s - U_{arc}(t)}{R}. \quad (6.21)$$

$U_{arc}(t)$  Lichtbogen­spannung = Elektroden­spannung

$U_s$  Durchbruch­spannung

$R$  Widerstand im äußeren Kreis

$C$  Elektroden­kapazität

Die Lösung kann entweder analytisch oder iterativ erfolgen. Zur numerischen Berechnung wurde hier die iterative Methode gewählt. Zu einer ähnlichen Beschreibung des Stromver­laufs kommen auch *Korolev, Mesyats* [123].

### 6.2.2 Modellierung von Oberflächen­prozessen mittels eines Modells für gepulsten Vakuum­durchschlag nach *Mesyats* [30]

Zur Modellierung von Oberflächen­prozessen wird angenommen, daß die zum Strom­fluß beitragenden Ladungsträger ausschließlich aus explosiver Partikel- und Ladungsträger­emission stammen und daß Gasionisation in dieser Zeit (einige ps) vernachlässigbar ist. Weiterhin wird die Entstehung einer Plasmafront angenommen, die von der Kathoden­oberfläche ausgeht und sich in Richtung der Anode zunächst ohne Wechselwirkung mit den Gasatomen bewegt (Abb. 98). Bei Erreichen der Anoden­oberfläche erreicht der Strom­fluß im äußeren Kreis ein Maximum. Der Simulations­aufbau ist der gleiche wie der auch schon beim phänomenologischen Modell verwendete (Abb. 86).

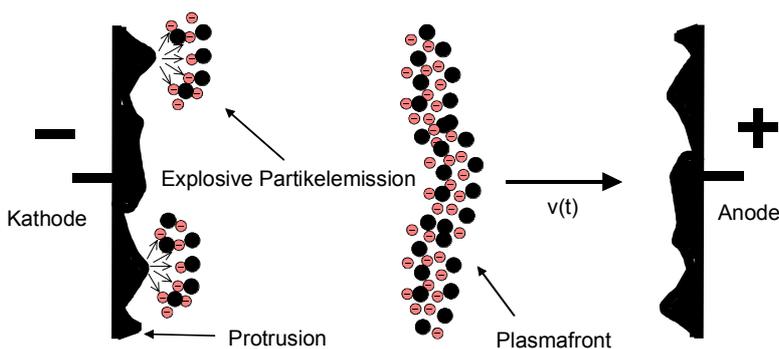


Abb. 98: Elektroden­zwischenraum bei Oberflächen­prozeß

*Mesyats* [30] gibt zur Berechnung des Strom­verlaufs der Entladungsentwicklung in einer derartigen Anordnung folgendes Gleichungssystem an:

$$I_{surf}(t) = \frac{4}{9} \cdot \varepsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_e}} \cdot \frac{S_n(t) \cdot U_{arc}(t)^{3/2}}{(d - v(t) \cdot t)^2} \cdot K(\alpha(t)) \quad (6.22)$$

$$I_{surf}(t) = \frac{U_s - U_{arc}(t)}{R} \quad (6.23)$$

$K(\alpha)$  Rückwirkungskoeffizient der Plasmafront

$S_n$  Oberfläche der Plasmafront

$m_e$  Elektronenmasse

Der Koeffizient  $K(\alpha)$  ist ein Maß für die Rückwirkung der negativen Raumladung der Plasmafront auf die Oberflächenfeldstärke an der Kathode. Die negative Raumladung führt zu einer Verringerung der Feldstärke auf der Kathodenoberfläche, die zu einer Verringerung der explosiven Partikelemission und damit zu einem Grenzwert des Stromflusses  $I_{surf}(t)$  im Außenkreis führt. Zusätzlich muß von einer Zeitabhängigkeit des Rückwirkungskoeffizienten  $K(\alpha)$  ausgegangen werden. In der Simulation wird aufgrund des Fehlens einer analytischen Beschreibung ein empirisch ermittelter, konstanter Wert von ca. 0.3-0.6 (*Letvinov* [85]) angenommen. Die Oberfläche der Plasmafront ergibt sich aus der Anzahl der Plasmakanäle  $n$  multipliziert mit der Oberfläche eines Plasmakanals  $S(t)$ .

$$S_n(t) = n \cdot S(t) \quad (6.24)$$

Es wird angenommen, daß jede Protrusion auf der Elektrodenoberfläche eine Quelle für einen Plasmakanal darstellt. Die Anzahl der Protrusionen wurde mittels einer REM-Aufnahme einer Kathodenoberfläche aus Messing bei einer Lichtbogenquerschnittsfläche von ca.  $0.15 \text{ mm}^2$  zu  $n=14000$  abgeschätzt. Die Querschnittsfläche eines Plasmakanals wird durch die Grundfläche eines Kegels angenähert, der eine zeitliche und räumliche Aufweitung, ausgehend von einem Punkt an einer Protrusionsspitze, erfährt.

$$S(t) = \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot (v \cdot t)^2 \quad (6.25)$$

Die Lösung dieses Gleichungssystems muß aufgrund der hochgradigen Nichtlinearität numerisch erfolgen.

### 6.2.3 Kombination von Oberflächen- und Gasentladungsprozeß

Die Prozedur der Kombination beider Prozesse ähnelt der Methode des phänomenologischen Modells. Zunächst werden beide Prozesse getrennt berechnet. Danach werden die äquivalenten Lichtbogenwiderstände der einzelnen Prozesse als parallel angenommen und ein Gesamtlichtbogenwiderstand berechnet. Mit diesem werden nun alle Ströme und Spannungen für das Gesamtsystem berechnet. Das erweiterte Toepler-Modell erlaubt die Angabe einer anfänglichen (initialen) Anzahl von Ladungsträgern, die zu Beginn des Gasdurchschlagsprozesses bereits im Elektrodenzwischenraum vorhanden sind. Diese Ladungsträger werden durch den wesentlich schneller ablaufenden Oberflächenprozeß geliefert. Unter der Annahme, daß nur Elektronen zum Stromfluß beitragen, wird die Anzahl der bereits im Gasraum vorhandenen, initialen Ladungsträger  $N_0$  aus dem Maximalwert des Stromes des Oberflächenprozesses und einem Zeitschritt  $dt$  wie folgt berechnet.

$$N_0 = \frac{i_{surf} \cdot dt}{e} \quad (6.26)$$

In Abb. 99 - Abb. 102 sind Messung und Simulation für den Stromverlauf gegenübergestellt. Die Simulation erfolgte unter der Annahme, daß zu Beginn des Gasentladungsprozesses bereits eine initiale Anzahl von Ladungsträgern ( $N_0$ ) im Gasraum vorhanden ist. In diesem Falle muß der Ionisationskoeffizient  $\alpha$  um etwa eine Größenordnung kleiner gewählt werden, um die Meßdaten gut zu approximieren (vergleiche Abb. 96). Wenn die initiale Anzahl von Ladungsträgern nicht berücksichtigt wird, d.h.  $N_0$  zu 1 gesetzt wird, dann liefert der aus der Literatur [122], [123] bekannte Ionisationskoeffizient  $\alpha$  zumindest größenordnungsmäßig richtige Approximationen. Offensichtlich ist bei den bisherigen Untersuchungen eine initiale Anzahl von Ladungsträgern unberücksichtigt geblieben. Selbst wenn Fehler in der Berechnung der Anzahl der initialen Ladungsträger in Betracht gezogen werden, so ergibt sich zumindest zweifelsfrei, daß der Ionisationskoeffizient  $\alpha$  im Bereich sehr kleiner Elektrodenabstände nicht durch Extrapolation bekannter, d.h. bei größeren Elektrodenabständen gewonnener Daten, ableitbar ist.

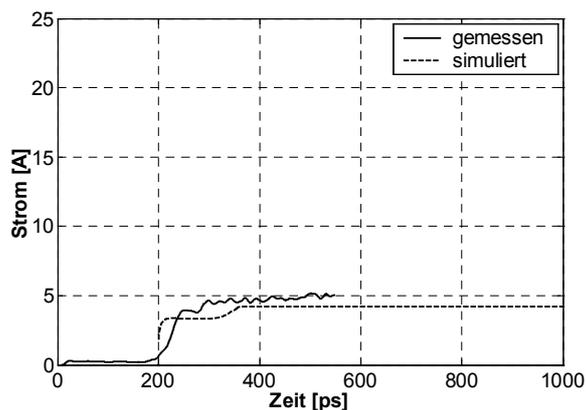


Abb. 99: Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 420 V, Elektrodenabstand 10  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.8$ )

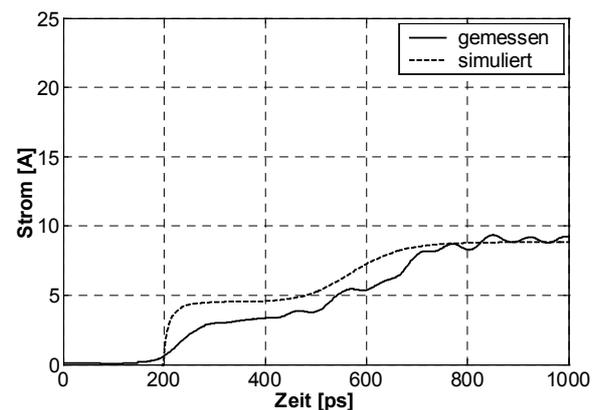


Abb. 100: : Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1000 V, Elektrodenabstand 50  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.45$ )

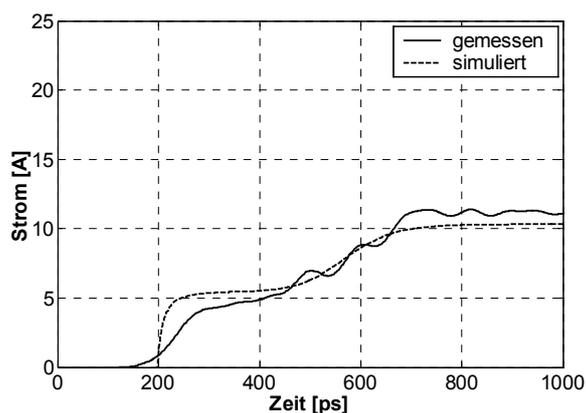


Abb. 101: : Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.45$ )

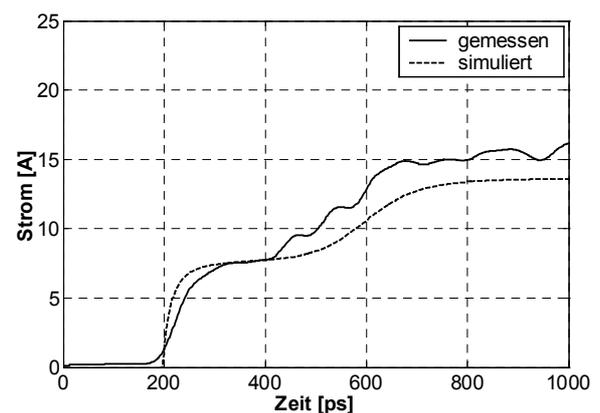


Abb. 102: : Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1700 V, Elektrodenabstand 90  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.45$ )

Die Anstiegszeit des Stromes für den Oberflächenprozeß beträgt nach dem Modell von *Mesyats* ca. 10 ps. Dieser Wert deckt sich relativ gut mit der eigenen theoretischen Abschätzung (ca. 10 ps für Kupfer bei 38 kV/mm). Die Anstiegszeit der Meßdaten ist hier jedoch aufgrund der Bandbreite des verwendeten Meßsystems auf ca. 40 ps limitiert. Bei Elektrodenabständen  $<10 \mu\text{m}$  ist eine Veränderung des Rückwirkungskoeffizienten  $K(\alpha)$  nötig, um eine korrekte Approximation der Meßwerte des Oberflächenprozesses zu erreichen.

Der Verlauf von Strom, Spannung, Lichtbogenwiderstand und Feldstärke ist in Abb. 103 - Abb. 106 dargestellt. Die Entladung der Elektrodenkapazität ist im Stromverlauf des Gasentladungsprozesses deutlich als Spitze erkennbar, die jedoch im Verlauf des Klemmenstroms nicht nachweisbar ist. Lediglich der schnellere Abfall des Kanalwiderstandes weist darauf hin.

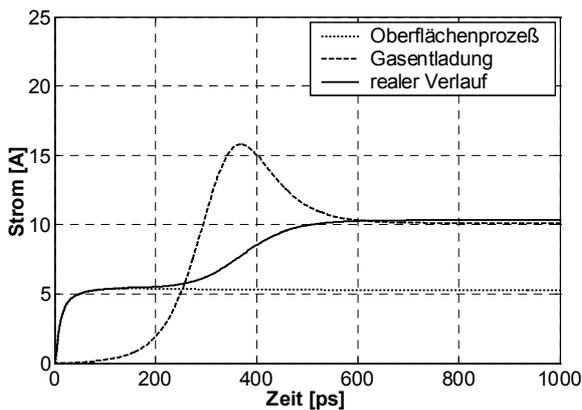


Abb. 103: Entladestrom einer simulierten ESD unter Berücksichtigung verschiedener Durchbruchmechanismen (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.45$ )

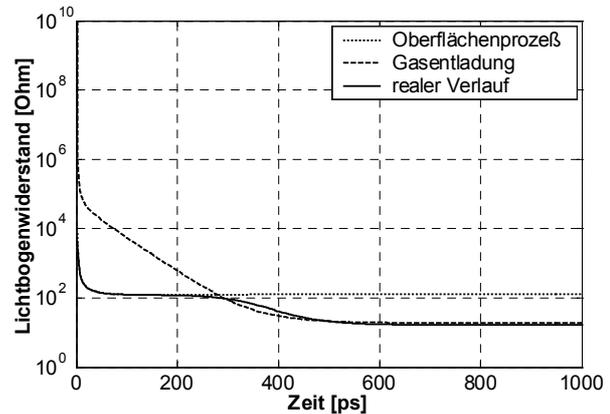


Abb. 104: Lichtbogenwiderstand einer simulierten ESD unter Berücksichtigung verschiedener Durchbruchmechanismen (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.45$ )

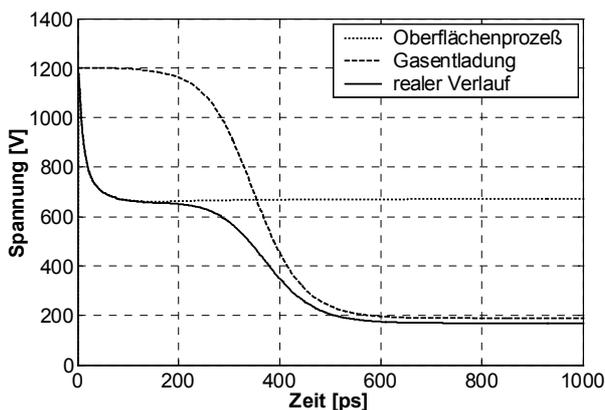


Abb. 105: Elektrodenspannung einer simulierten ESD unter Berücksichtigung verschiedener Durchbruchmechanismen (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.45$ )

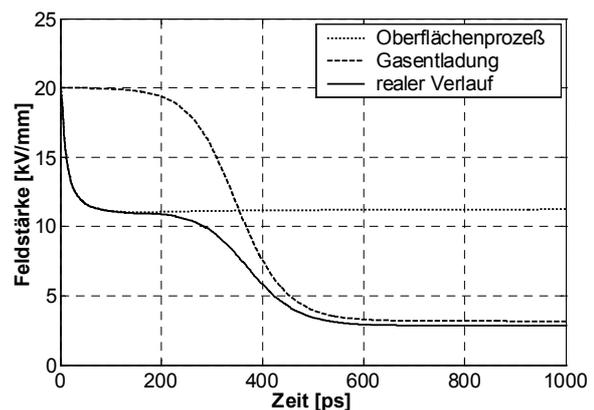


Abb. 106: Elektrodenfeldstärke einer simulierten ESD unter Berücksichtigung verschiedener Durchbruchmechanismen (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.45$ )

### 6.3 Vergleich verschiedener Simulationsmodelle

In Abb. 107 - Abb. 112 sind die Ergebnisse der beiden unterschiedlichen Ansätze der Simulation im Vergleich mit den Meßwerten des Stromverlaufs von ESD an unterschiedlichen Elektrodenmaterialien dargestellt. Tabelle 11 gibt eine Übersicht über die verwendeten Simulationskonstanten bei unterschiedlichen Elektrodenmaterialien. Beide Modelle können die Veränderung der Explosionsfeldstärke und des maximalen Stromes des Oberflächenprozesses bei unterschiedlichen Elektrodenmaterialien gut widerspiegeln. Im Vergleich der beiden Modelle schneidet jedoch das phänomenologische Modell im Ergebnis aus mehreren Gründen etwas besser ab. Zum einen ist seine Struktur einfacher und übersichtlicher. Zum anderen gibt es lediglich eine Konstante, die ein Fitting der Simulation auf die Meßdaten ermöglicht. Ein Nachteil bleibt jedoch vorhanden: Die verwendete Konstante beschreibt nicht immer tatsächlich physikalische Prozesse. Das physikalische Modell ist dem phänomenologischen Modell durch die bessere Darstellung der physikalischen Prozesse überlegen. Es ist jedoch komplizierter und enthält mehrere sich gegenseitig beeinflussende Konstanten. Aus diesem Grunde ist selbst die numerische Berechnung des an sich einfachen Systems aufgrund von Konvergenzproblemen teilweise unmöglich. Der Gasentladungsprozeß des physikalischen Modells (erweitertes Toepler-Modell) liefert für einige Elektrodenmaterialien zu schnelle Anstiegszeiten (Abb. 111). Eine Erklärung für dieses Verhalten konnte noch nicht gefunden werden. Möglicherweise muß zur besseren Approximation der Meßdaten der Ionisationskoeffizient  $\alpha$  noch weiter verringert werden.

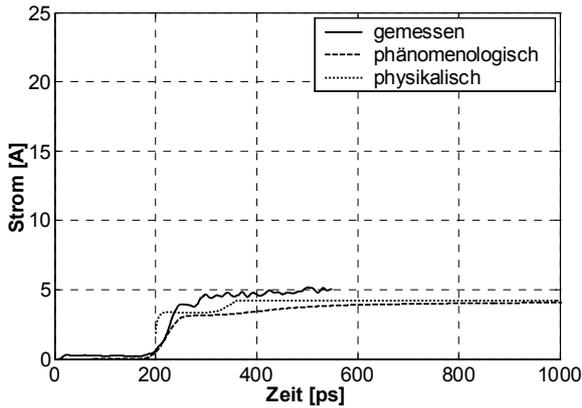


Abb.107: Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 420 V, Elektrodenabstand 10  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.8$ )

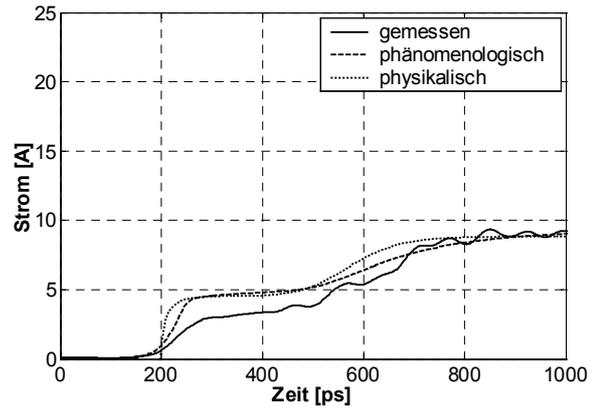


Abb.108: Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1000 V, Elektrodenabstand 50  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.45$ )

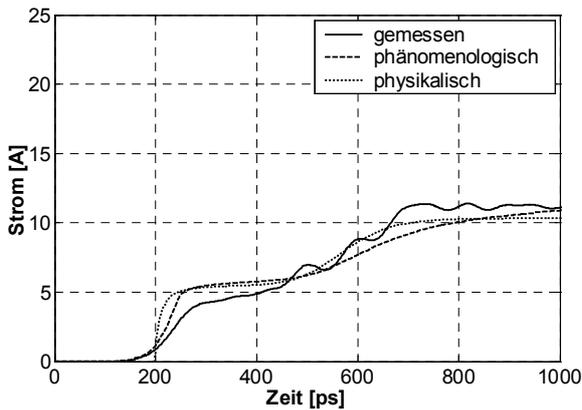


Abb.109: Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.45$ )

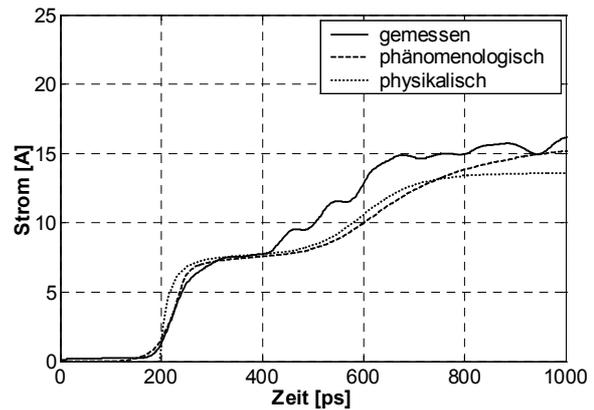


Abb.110: Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Messing, Durchbruchspannung 1700 V, Elektrodenabstand 90  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.45$ )

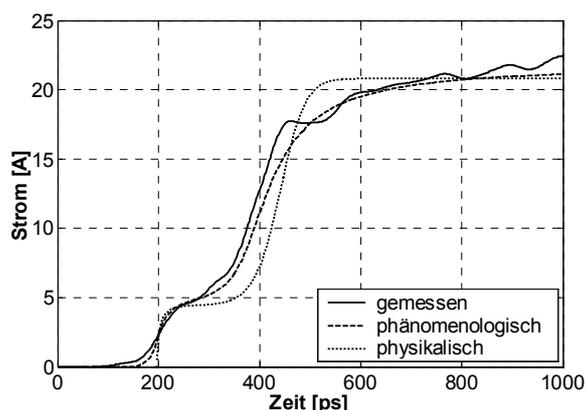


Abb.111: Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Aluminium, Durchbruchspannung 2200 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.2$ )

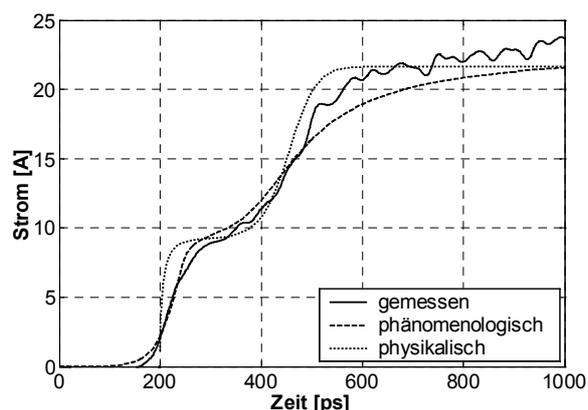


Abb.112: Vergleich von gemessenem und simuliertem Stromverlauf einer ESD (Elektrodenmaterial Stahl, Durchbruchspannung 2300 V, Elektrodenabstand 60  $\mu\text{m}$ ,  $K(\alpha)=0.4$ )

| Elektrodenmaterial | Aluminium         | Messing           | Stahl               |
|--------------------|-------------------|-------------------|---------------------|
| $a_M$ [Vs/m]       | $4 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-4}$ | $9 \cdot 10^{-4}$   |
| $a_T$ [Vs/m]       | $8 \cdot 10^{-4}$ | $8 \cdot 10^{-4}$ | $1.3 \cdot 10^{-3}$ |
| $E_T$ [kV/mm]      | 32                | 12                | 25                  |
| $A$ [Torr/m]       | $1.33 \cdot 10^2$ | $2 \cdot 10^2$    | $1.1 \cdot 10^2$    |
| $B$ [V*Torr/m]     | $3.4 \cdot 10^4$  | $3.4 \cdot 10^4$  | $3.3 \cdot 10^4$    |
| $K[\alpha]$        | 0.2               | 0.45              | 0.4                 |

Tabelle 11: Simulationskonstanten für verschiedene Elektrodenmaterialien

Die Anzahl der durch den Oberflächenprozeß bereitgestellten, initialen Ladungsträger variiert mit dem Elektrodenmaterial (Abb.113). Materialien mit kleiner Schmelztemperatur (Messing) liefern eher eine größere Anzahl von Ladungsträgern. Dies könnte auch ein Grund für Veränderungen der Anstiegszeit des Gasentladungsprozesses mit dem Elektrodenmaterial sein. Das Elektrodenmaterial Aluminium bildet eine dichte Oxidschicht mit sehr hohem Schmelzpunkt, die den Aufschmelzprozeß behindert und dadurch die Anzahl der emittierten initialen Ladungsträger reduziert.

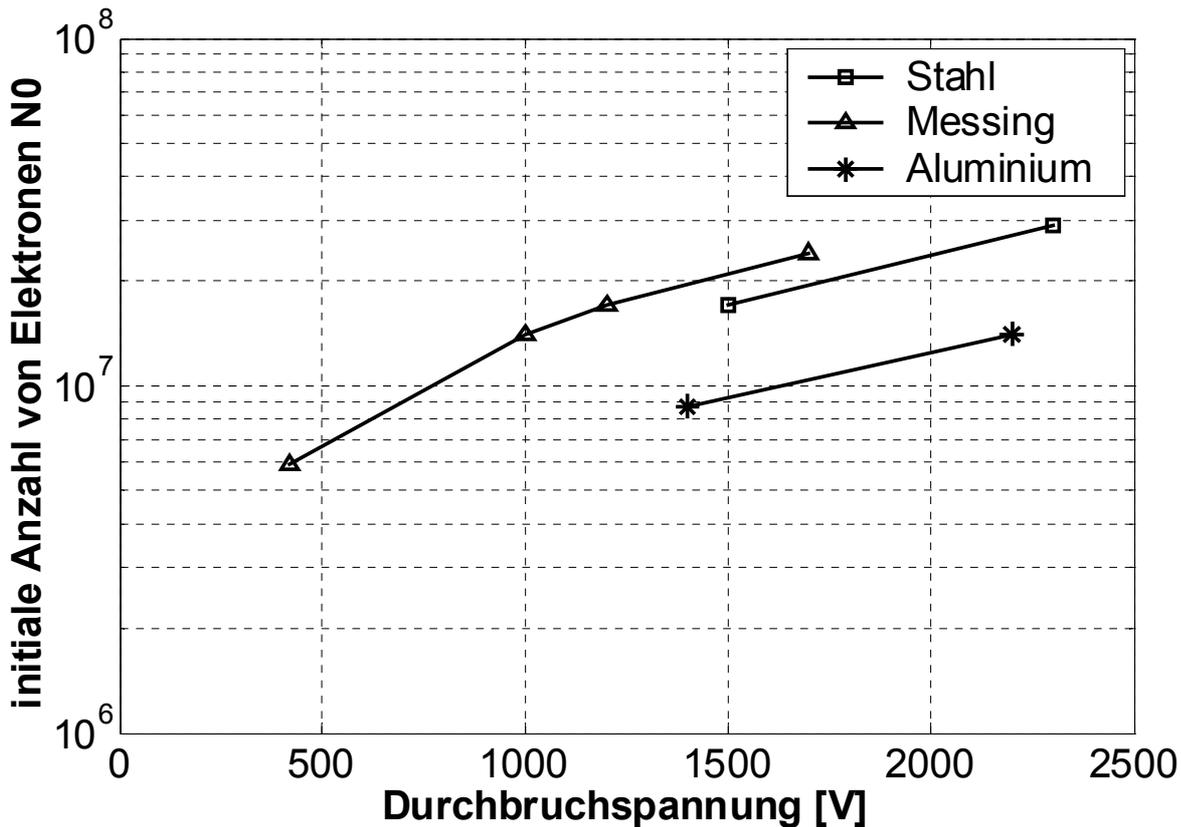


Abb. 113: Anzahl der durch den Oberflächenprozeß bereitgestellten initialen Ladungsträger (Elektronen) für verschiedene Elektrodenmaterialien

Da außerdem der Schwerpunkt dieser Arbeit im Verständnis der Entladungsentwicklung liegt, wurde hauptsächlich an der Beschreibung dieses Phänomens gearbeitet. Beide vorgeschlagenen Modelle sind deshalb nicht in der Lage, die fallende Flanke des Stromes bei Abschalten der Spannung zu simulieren. Hier müßte ein Ansatz verfolgt werden, der das thermische Verhalten und die Leitfähigkeit eines ionisierten Gases beschreibt. Ansätze dazu sind z.B. in den Arbeiten von *Shvartsas, Ben-Yaakov* [88] bei der Simulation von Niederdruck-Plasmalampen zu finden. Eine tiefergehende Betrachtung der physikalischen Prozesse sollte jedoch auf Ladungsträgerebene durchgeführt werden, um Beiträge verschiedener Ladungsträgerarten besser unterscheiden zu können. Ein Ansatz dazu ist z.B. bei *Verboncoeur et al.* [87] zu finden. Bei sehr heißen Plasmen, wie sie bei ESD Lichtbögen in Luft auftreten, ist die Rechenleistung z.Zt. jedoch noch unzureichend. Eine weitere Möglichkeit ist die komplette Modellierung des Lichtbogenplasmas mit allen wechselwirkenden Kräften (elektrisch, thermisch, mechanisch). Die Arbeit von *Karetta* [23] beschäftigt sich mit einer solchen Modellierung zum Zwecke der Optimierung von Schaltkammern. Die Berechnung basiert auf der Methode der finiten Volumina. Eine Anwendung für ESD scheint möglich zu sein. Sein Modell erfordert jedoch kommerzielle Simulationssoftware. *Lin* [72] bezog auch Raumladungseffekte erstmalig in die Modellierung von CDM ein. Der Effekt von

Restladungen auf den Elektroden ist damit gut erklärbar. Seine Modelle beschreiben jedoch nur den 1-dimensionalen Fall und die verfügbaren Simulationsergebnisse zeigen noch zu große Differenzen zu realen Meßdaten.

## 7 Anwendungen

Die Anwendungen von elektrostatischen Entladungen mit Durchbruchspannungen  $< 2000 \text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $< 300 \mu\text{m}$  sind vielfältig. Es sollen hier im wesentlichen jedoch zwei Anwendungen herausgegriffen werden, die vor allem für den Bereich der Bauelementeherstellung und hier insbesondere für den Bereich der Herstellung und Qualifizierung von integrierten Schaltungen (IC) von Interesse sind. Mit Hilfe der neu gefundenen Gesetzmäßigkeiten der Entladungsentwicklung bei ESD in diesem Parameterbereich lassen sich viele bisher nicht gelöste Probleme und Schwachstellen erklären und beheben. Während das erste Beispiel lediglich eine Anwendung - den ESD-Test nach dem CDM-Modell - im untersuchten Parameterraum beschreibt und auf einige Effekte eingeht, werden im zweiten Beispiel eine neuartige Schutzfunkenstrecke für ESD mit einem Elektrodenabstand von  $6 \mu\text{m}$  vorgestellt und die bei Untersuchungen gefundenen Effekte im Sinne der Theorie detailliert diskutiert.

### 7.1 ESD-Tests nach dem CDM-Modell

ESD-Tests nach dem CDM-Modell sind seit etwa 10 Jahren Stand der Technik [11], [75]. Zum Test wird ein kompletter IC auf Spannungen im Bereich  $0\text{-}2 \text{ kV}$  statisch aufgeladen. Die Entladung erfolgt über einen einzelnen IC-Pin (Abb. 114). Kommerziell erhältliche IC's müssen CDM-Entladungen mindestens bis zu einer Ladespannungshöhe von  $1 \text{ kV}$  ohne Funktionseinschränkung widerstehen. Obwohl die Schutzstrukturen bis  $\pm 2 \text{ kV}$  Ladespannung, teilweise auch darüber spezifiziert sind, bereiten bisher nicht erklärbare Schwankungen der Stromamplituden und Anstiegszeiten und die damit verbundenen Ausfälle ernste Probleme. Die Reproduzierbarkeit dieser Tests im Spannungsbereich um ca.  $1000 \text{ V}$  ist gering.

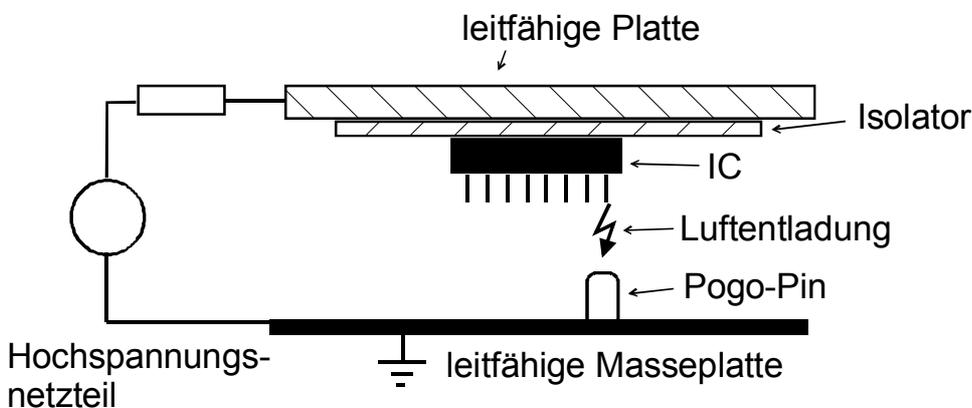


Abb. 114: Testaufbau für den ESD-Test eines IC's nach dem CDM-Modell

So untersuchten z.B. *Carey, DeChiaro* [73] an verschiedenen FCDM-Simulatoren den Einfluß von Abstand und Abmessungen des DUT (device under test) sowie den Einfluß der elektrischen Parameter des Entladekreises auf Spitzenströme und transferierte Ladung. Die Ergebnisse zeigen große Streuungen für FCDM-Tester verschiedener Hersteller und bei Einsatz unterschiedlicher Testmodule. Bei Ladespannungen oberhalb 1500 V beobachteten sie einen Sättigungseffekt im Spitzenstrom. Sie versuchten, einige Effekte mit der Relaxationsfrequenz verschiedener Isolationsmaterialien und daraus abgeleiteten unterschiedlichen relativen Dielektrizitätskonstanten bei verschiedenen Frequenzen zu erklären. Diese Erklärungen sind jedoch nicht durch Messergebnisse abgesichert. Als Ergebnis schlugen sie die Spezifikation der Isolationsdicke und der Materialeigenschaften unterhalb des Testmoduls in zukünftigen Test-Standards vor. Außerdem sollten die elektrischen Eigenschaften des Entladekreises spezifiziert werden. *Gieser* [25] untersuchte die Streuung der Entladeparameter beispielhaft an einer standardisierten Entladekapazität von 4 pF. Der untersuchte Spannungsbereich erstreckte sich von 125 V-2000 V, Luftdruck 4 bar, Annäherungsgeschwindigkeit  $v=9 \cdot 10^{-2}$  m/s. Dabei beobachtete er signifikante Streuungen der Spitzenströme bei CDM insbesondere oberhalb einer Ladespannung von 1 kV. Er ermittelte Anstiegszeiten von ca. 100 ps, die im Bereich der Eigenanstiegszeit der gesamten Meßkette liegen. Eine andere Untersuchung [76] versucht Streuungen der Entladeparameter durch unterschiedliche Abmessungen und Materialien der Testerstrukturen zu erklären. Die dargelegten Ergebnisse mit Schwankungsbreiten von teilweise bis zu 20 % in den Stromamplituden lassen sich gut mit den dort gewonnen Meßdaten belegen.

Es existiert leider derzeit auch hier keine einzige Veröffentlichung, die die Parameter der Entladungsentwicklung, insbesondere des Kanalaufbaus des Lichtbogens in Luft, berücksichtigt, untersucht und beschreibt.

Da die in [25], [73] und [76] verwendeten Meßsysteme eine unzureichende Bandbreite besaßen (Anstiegszeit ca. 100 ps), sind Oberflächenprozesse mit Anstiegszeiten  $<40$  ps mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht nachweisbar. Die benutzten Ladespannungen und Elektrodenabstände liegen jedoch in einem Parameterbereich, der signifikante Oberflächenprozesse ermöglicht, also muß dieser Effekt unbedingt bei der Deutung von Meßdaten berücksichtigt werden. Die Streuungen in Anstiegszeit und Amplitude des Entladestromes lassen sich durch die Koexistenz von Oberflächen- und Gasentladungsprozessen erklären. Einige Entladungen werden hauptsächlich durch Oberflächenprozesse dominiert, andere durch Gasentladungsprozesse. Da sich die für jede einzelne Entladung verändernde Oberflächenstruktur den Parameterbereich verschiebt, ist die Signifikanz der beiden

Prozesse teilweise starken Schwankungen unterworfen. Stromanstiegszeit und Amplitude verändern sich drastisch.

Die noch in der Diskussion befindlichen Normen für den CDM-Test sollten aus diesem Grunde zur Sicherstellung einer hohen Reproduzierbarkeit der ESD-Tests den Einfluß verschiedener Parameter, insbesondere aber den Einfluß von Oberflächenprozessen auf die Entladungsentwicklung berücksichtigen.

## 7.2 ESD-Schutzfunkenstrecken

Funkenstrecken zur Ableitung von Überspannungen sind seit etwa 50 Jahren bekannt. Gasgefüllte Überspannungsableiter mit einem weiten Bereich von möglichen Ansprechspannungen werden z.B. eingesetzt in Telekommunikationsanlagen sowie im Energieübertragungssektor. Der entscheidende Vorteil von Gasableitern ist der nahezu rückwirkungsfreie Betrieb (geringe ohmsche und kapazitive Wirkungen) im ausgeschalteten Zustand sowie eine enorm hohe Stromtragfähigkeit.

Der Einsatz als Schutzbaustein gegen ESD - hier sind insbesondere Entladungen nach dem HBM- bzw. CDM-Modell von Interesse - war bisher nicht möglich, da bisher technologisch bedingt die Elektrodenabstände und die lateralen Elektrodenstrukturen (Elektrodenfläche) zu groß waren. Die dadurch bedingten Schaltzeiten lagen im  $\mu\text{s}$ -Bereich. Nachdem es technisch möglich wurde, Funkenstrecken mit reproduzierbaren Elektrodenabständen im Mikrometerbereich herzustellen und die Elektrodenfläche drastisch zu reduzieren, können jetzt selbst Impulsbreiten  $<60\text{ ns}$  und Anstiegszeiten  $<1\text{ ns}$ , wie sie bei Entladungen von Menschen auftreten (HBM-Modell), beherrscht werden. Funkenstrecken mit sehr kleinen Elektrodenabständen im  $\mu\text{m}$ -Bereich in GaAs-Technologie (Gallium-Arsenid) sind seit etwa 10 Jahren bekannt [110] - [112]. Allerdings ist diese Technologie extrem teuer, und bei den vorgeschlagenen Strukturen ist selbst bei bereits relativ kleinen Spannungen (ca. 500 V) infolge der applizierten Entladungsenergie mit starken Degradationen durch die auftretende Elektrodenerosion zu rechnen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Anwendung einer relativ einfach aufgebauten Funkenstrecke mit metallischen Elektroden bei  $6\text{ }\mu\text{m}$  Elektrodenabstand und Beaufschlagung mit Entladungsimpulsen eines Menschen (HBM-Modell) untersucht. Da der Elektrodenabstand hier mit einer Isolationschicht eingestellt wurde, und keine mikroskopische Kontrolle des Entladungskanals erfolgt ist, kann nicht mit Sicherheit davon ausgegangen werden, daß die Entladungsprozesse genauso ablaufen wie bei den koaxialen, gasgefüllten Funkenstrecken (Absatz 5). Eine

Vergleichbarkeit der Ergebnisse damit möglicherweise nicht gegeben. Es ist jedoch ein Hauptanliegen, die Einsatzmöglichkeiten dieses Bauelementes und die auftretenden Degradationserscheinungen als Folge von Oberflächenprozessen zu beschreiben. Es soll noch einmal darauf aufmerksam gemacht werden, daß bisher infolge der unzureichenden Meßtechnik derartige Messungen unmöglich waren. Die hier durchgeführten Messungen erfolgten bei einer Bandbreite von ca. 4 GHz im Einzelimpulsbetrieb, um Veränderungen während der Lebensdauer des Bauelements sichtbar zu machen.

Der Elektrodenabstand der hier untersuchten Schutzfunkenstrecke beträgt  $6\ \mu\text{m}$ . Die daraus ermittelte Elektrodenkapazität liegt zwischen  $0.1\text{-}1\ \text{pF}$ . Dieser relativ weite Bereich resultiert aus der starken Abhängigkeit von der Oberflächenstruktur der Elektroden. Strom- und Spannungsverläufe bei zwei verschiedenen Entladungen bestätigen dies. Die erste Entladung (Abb. 115) erfolgt mit den höchsten Spitzenströmen und Spitzenspannungen. Die Funkenstrecke schaltet mit großer Verzögerung (ca.  $1.5\ \text{ns}$ ) bei wesentlich größeren Spannungen (ca.  $1200\ \text{V}$ ) als der statischen Durchschlagspannung (ca.  $330\ \text{V}$ ). Am Ende der Lebensdauer des Bauteils, nach ca.  $50000$  Entladungen (Abb. 116), führt die Elektrodenerosion zu einer geringeren Zeitverzögerung (ca.  $0.8\ \text{ns}$ ) und einer massiv reduzierten Schaltspannung (ca.  $230\ \text{V}$ ). Dies mag auf eine große Anzahl von Protrusionen auf den Elektrodenoberflächen zurückzuführen sein. Die bei der Spannungsmessung auftretenden Schwingungen sind auf induktive Einkopplungen in den Spannungssensor zurückzuführen. Die Schwingungen des Stromes (Abb. 115) sind auf den schlecht angepaßten Wellenwiderstand des ESD-Simulators zurückzuführen. Im Falle eines schnellen Ansprechens folgt der Stromverlauf der Entladekurve des HBM-Modells (Abb. 116).

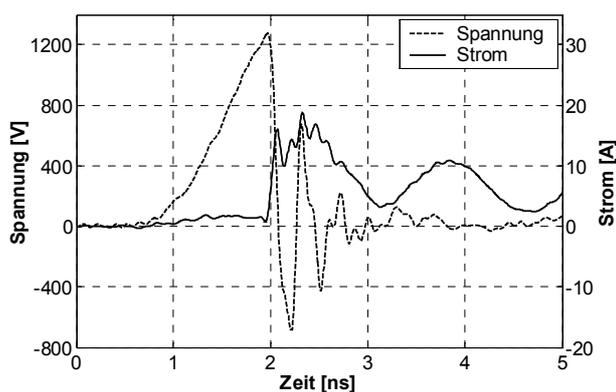


Abb. 115: Zeitlicher Verlauf von Spannung und Strom an einer Schutzfunkenstrecke (1. Entladung, Elektrodenabstand  $6\ \mu\text{m}$ ,  $2\ \text{kV}$  Ladespannung, HBM-Modell)

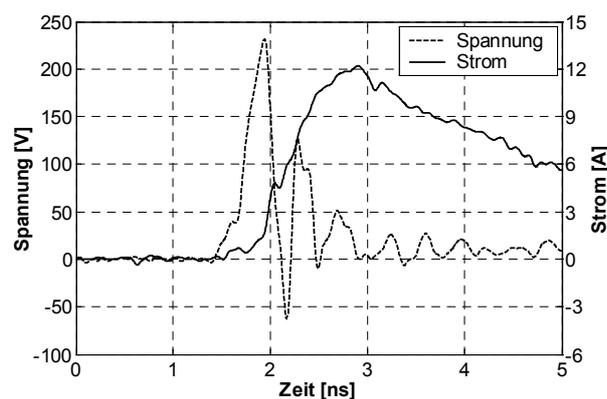


Abb. 116: Zeitlicher Verlauf von Spannung und Strom an einer Schutzfunkenstrecke ( $50000$ . Entladung, Elektrodenabstand  $6\ \mu\text{m}$ ,  $2\ \text{kV}$  Ladespannung, HBM-Modell)

Um Degradationsmechanismen und Veränderungen der Schutzparameter besser erkennen zu können, sind in Abb. 117 - Abb. 120 einige Parameter über der Anzahl der applizierten Entladungen aufgetragen. Deutlich erkennbar sind starke Variationen und der massive Rückgang von Spitzenspannung (Abb. 117) und Spitzenstrom (Abb. 118) bis zu etwa 1000 Entladungen. Zwischen ca. 1000 und ca. 10000 Entladungen wird ein annähernd stabiler Zustand erreicht. Wird eine solche Funkenstrecke als einzelnes Bauelement eingesetzt, sollte diese Konditionierungsphase vom Hersteller oder Schaltungsentwickler berücksichtigt werden. Ähnliche Ergebnisse wurden u.a. auch von *Gray, Harrington* [113] berichtet. Die höheren Spitzenströme als durch das HBM-Modell vorgegeben (2 kV Ladespannung, 6.75-8.25 A Spitzenstrom) sind möglicherweise auf den inneren Aufbau des verwendeten ESD-Simulators zurückzuführen. Die Ansprechspannung (dynamische Schaltspannung) ist in diesem Falle identisch mit der Spitzenspannung.

Die Brennspannung (Abb. 119) ist die Spannung, die nach Schalten der Funkenstrecke aufgrund von Anoden- und Kathodenfall verbleibt. Sie liegt im erwarteten Bereich (10-30 V). Die Berechnung erfolgte hier durch Mittelwertbildung im Bereich 30-60 ns nach dem Schaltvorgang. Es wird angenommen, daß nach dieser Zeit ein stabiler, eingeschwungener Zustand des Lichtbogens erreicht ist. Es zeigt sich ein leichter Abfall der Brennspannung mit der Anzahl der applizierten Entladungen. Das Elektrodenmaterial hat hier möglicherweise einen starken Einfluß auf Verlauf und Größe, dieser Einfluß wurde hier jedoch nicht näher untersucht. Die Höhe der Brennspannung ist u.a. wichtig für die Dimensionierung von gestaffelten Schutzbaugruppen.

Die Schaltzeit bzw. Ansprechzeit (Abb. 120) ist ein wesentliches Charakteristikum insbesondere für die Anwendung als ESD-Schutz. Die Schaltzeit ist definiert als Zeitdifferenz zwischen 90 % und 10 % der Spitzenspannung auf der fallenden Flanke der Spannung über der Funkenstrecke, unter Annahme einer minimalen Spannung von 0 V. Aufgrund des durchschwingenden Spannungsverlaufs auf Minimalwerte  $<0$  V sind die Absolutwerte mit geringen Fehlern behaftet, ein Vergleich der Ansprechzeiten untereinander ist jedoch problemlos möglich. Es ist deutlich zu sehen, daß die Ansprechzeit mit steigender Anzahl von Entladungen ansteigt. Die untere Grenze von 60 ps ergibt sich durch Anstiegszeitbegrenzungen infolge des verwendeten Spannungssensors. Die reale Ansprechzeit kann weit darunter liegen. Obwohl alle anderen Parameter (Spitzenspannung, Spitzenstrom, Brennspannung) einen Abfall mit steigender Anzahl applizierter Entladungen zeigen, ist hier ein gegenläufiges Verhalten feststellbar. Eine Erklärung dafür konnte noch nicht gefunden werden.

Aufgrund der gefundenen Effekte lässt sich feststellen: Schutzfunkenstrecken zum Schutz vor ESD sind technisch realisierbar. Der Einsatz erfordert jedoch die Berücksichtigung einer Konditionierungsphase von ca. 1000 Entladungen. Das Ende der Lebensdauer derartiger Bauelemente ist bei ca. 10000 Entladungen erreicht. Für heutige Innovationszyklen (ca. 2 Jahre) und bei einer ESD-Häufigkeit von etwa 10 Entladungen pro Tag ist ein Einsatz in kommerziellen Systemen (z.B. als Schutz der HF-Eingangsstufen von Mobiltelefonen) durchaus vorstellbar.

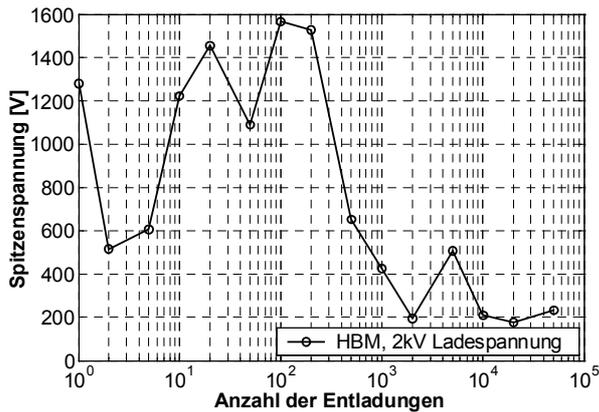


Abb. 117: Veränderung der Spitzenspannung mit der Anzahl der Entladungen an einer Schutzfunkenstrecke (Elektrodenabstand 6  $\mu\text{m}$ )

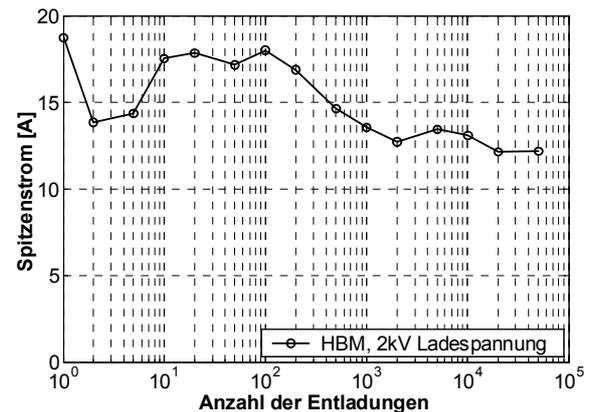


Abb. 118: Veränderung des Spitzenstroms mit der Anzahl der Entladungen an einer Schutzfunkenstrecke (Elektrodenabstand 6  $\mu\text{m}$ )

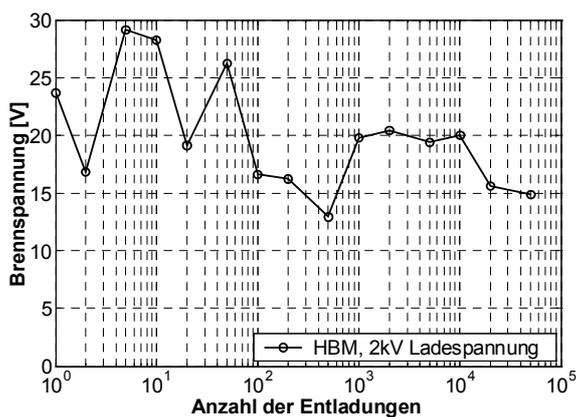


Abb. 119: Veränderung der Brennspannung mit der Anzahl der Entladungen an einer Schutzfunkenstrecke (Elektrodenabstand 6  $\mu\text{m}$ )

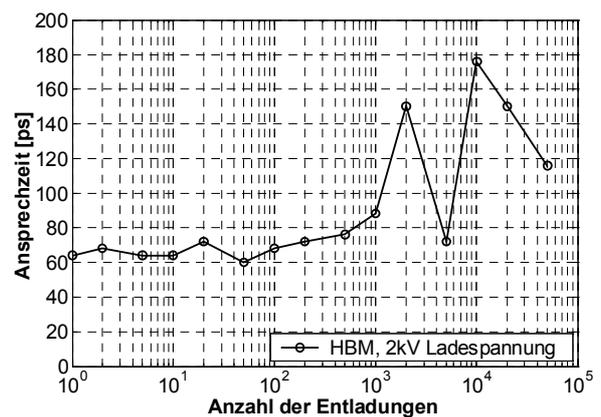


Abb. 120: Veränderung der Ansprechzeit mit der Anzahl der Entladungen an einer Schutzfunkenstrecke (Elektrodenabstand 6  $\mu\text{m}$ )

## 8 Zusammenfassung

Elektrostatische Entladungen mit Durchbruchspannungen  $<2000\text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $<300\text{ }\mu\text{m}$  sind insbesondere beim ESD-Test von elektronischen Systemen und Bauelementen nach dem CDM-Modell von großer Bedeutung. Die Reproduzierbarkeit dieser Tests war bisher insbesondere im Spannungsbereich  $<1000\text{ V}$  unzureichend. Die verschiedenen parallel auftretenden und konkurrierenden Durchbruchmechanismen konnten bis jetzt nicht untersucht und bestimmt werden. Eine Extrapolation von vorhandenen Daten war und ist aufgrund der extrem nichtlinearen Effekte ausgeschlossen. Während in den Spannungsbereichen zwischen etwa  $2000\text{ V}$  und  $10000\text{ V}$  vereinzelt Daten zu den Einflüssen wichtiger Parameter existieren, gab es bisher in den Spannungsbereichen  $<2000\text{ V}$  und  $>10000\text{ V}$  fast keine Informationen.

Wesentliche Aufgabe der vorliegenden Arbeit war deshalb die Erarbeitung von Grundlagen, die es ermöglichen, die elektrostatische Entladung mit Durchbruchspannungen  $<2000\text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $<300\text{ }\mu\text{m}$  besser zu verstehen. Dabei war die Erarbeitung von Meßdaten zu Störintensität und Reproduzierbarkeit von ESD insbesondere im Spannungsbereich  $<2000\text{ V}$  von Interesse. Die Einflüsse wichtiger Parameter auf die ESD, wie z.B. Elektrodenmaterial, Ladespannung, Annäherungsgeschwindigkeit, Luftdruck und klimatische Bedingungen konnte erstmalig untersucht werden. Konfigurationen mit hoher Reproduzierbarkeit der Entladungen konnten gefunden bzw. in den Fällen, die nur geringe Einflußmöglichkeiten bieten, die Reproduzierbarkeit quantitativ beschrieben werden. Damit ist es jetzt möglich, für ESD-Tests in diesem Spannungsbereich eine erheblich verbesserte Reproduzierbarkeit sicherzustellen.

Mit einem neuartigen, extrem breitbandigen Meßaufbau wurden Stromanstiege von elektrostatischen Entladungen untersucht und dabei verschiedene auftretende Entladungsmechanismen, wie z.B. Oberflächenprozesse- und Gasentladungsprozesse nachgewiesen. Die Parameterbereiche ihres Auftretens und ihre Signifikanz in bestimmten Parameterbereichen konnten erstmalig angegeben werden. Diese Ergebnisse wurden mit verschiedenen anderen Meßverfahren wie z.B. REM-Aufnahmen den Elektrodenoberflächen verifiziert. Dabei konnte auch festgestellt werden, daß der Materialtransport zwischen den Elektroden mit  $<10\%$  fast vernachlässigbar ist. Der unterschiedliche Einfluß von Kathoden- und Anodenoberfläche auf die Entladungsentwicklung von ESD in Luft wurde erstmalig detailliert beschrieben. Es konnte herausgefunden werden, daß Oberflächenprozesse ähnlich den Prozessen bei gepulsten Vakuumdurchschlägen auftreten und daß das Anodenmaterial erst bei extrem hohen Durchbruchfeldstärken ( $>75\text{ kV/mm}$ ) die Entladungsentwicklung beeinflusst. Der Oberflächenprozeß bei ESD in Luft ist nach

den vorliegenden Ergebnissen durch resistive Aufheizung der Elektrodenoberflächen infolge von Elektronenemissionsströmen und anschließender explosiver Ladungsträger- und Partikelemission gekennzeichnet. Die explosive Ladungsträgeremission aus den heißen Elektrodenoberflächen bei hohen Feldstärken erfolgt hauptsächlich nach dem Modell der Thermofeldelektronenemission.

Mit einem anderen Meßaufbau wurden der Einfluß von Elektrodenmaterialien sowie klimatischen Bedingungen auf Störintensität und Reproduzierbarkeit von ESD untersucht. Dabei konnten optimale Material- und Klimabereiche gefunden werden, die ESD-Tests mit größtmöglicher Reproduzierbarkeit ermöglichen. Es wurde herausgefunden, daß die Störintensität von ESD bei sinkenden Durchbruchspannungen bzw. sinkenden Elektrodenabständen aufgrund von signifikanten Oberflächenprozessen und damit einhergehender Erhöhung der relativen Lichtbogenlängen, stärker zurückgeht als bisher angenommen. Eine bislang theoretisch angenommene Abhängigkeit der Oberflächenprozesse von der Austrittsarbeit der Elektrodenmaterialien konnte in den hier durchgeführten Untersuchungen nicht bestätigt werden.

Da bisher keine Modelle für ESD für diesen Parameterbereich existierten, wurden zwei Modelle entwickelt, die die Simulation der Entladungsentwicklung ermöglichen. Ein einfaches phänomenologisches und ein komplizierteres physikalisches Modell gestatten die konsistente Simulation von gleichzeitig auftretenden Oberflächen- und Gasentladungsprozessen und ihren Beitrag zum Entladestrom. Die dargestellten Modelle können auch den Einfluß verschiedener Elektrodenmaterialien korrekt abbilden.

Anwendungen für ESD mit Durchbruchspannungen  $< 2000 \text{ V}$  bzw. Elektrodenabständen  $< 300 \mu\text{m}$  sind breit gefächert. Neben ESD-Tests sind auch Funkenstrecken mit kleinen Elektrodenabständen zum Einsatz als ESD-Schutzbaustein in elektronischen Systemen von steigendem Interesse. Es konnte herausgefunden werden, daß aufgrund von Oberflächenprozessen eine signifikante Veränderung der Schutzparameter zu verzeichnen ist. Aus diesem Grunde ist eine Konditionierungsphase und eine maximale Lebensdauer bei einem Einsatz dieser Bauelemente zu berücksichtigen.

## 9 Formelzeichen und Abkürzungen

### Formelzeichen

| Formelzeichen | Erläuterung                         | Einheit/Wert                             |
|---------------|-------------------------------------|--|
| $a_M$         | Materialkonstante Oberflächenprozeß | $\approx 4 \cdot 10^{-4}$ Vs/m (Messing) |
| $a_T$         | Toeplersche Funken-Konstante        | $3\text{-}6 \cdot 10^{-3}$ Vs/m (Luft)   |
| $c$           | Wärmekapazität                      | J/(kg*K)                                 |
| $c_0$         | Lichtgeschwindigkeit im Vakuum      | $2.997 \cdot 10^8$ m/s                   |
| $d$           | Elektrodenabstand                   | m  |
| $dn$          | Flächenladungsträgerdichteänderung  | $m^{-2}$                                 |
| $dQ$          | Ladungsänderung                     | As, C                                    |
| $dq$          | Flächenladungsdichteänderung        | As/m <sup>2</sup>                        |
| $e$           | Elementarladung                     | $1.602 \cdot 10^{-19}$ C                 |
| $E$           | elektrisches Feld                   | V/m                                      |
| $ER_K$        | Kathodenerosionsrate                | g C <sup>-1</sup>                        |
| $f$           | Frequenz                            | Hz                                       |
| $h$           | Planck-Konstante                    | $6.626 \cdot 10^{-34}$ J*s               |
| $I$           | elektrischer Strom                  | A  |
| $j$           | Stromdichte                         | A*m <sup>-2</sup>                        |
| $k$           | Boltzmann-Konstante                 | $1.381 \cdot 10^{-24}$ J*K <sup>-1</sup> |
| $m$           | Masse                               | kg                                       |
| $m_e$         | Elektronenmasse                     | $9.109 \cdot 10^{-31}$ kg                |
| $M$           | molare Masse                        | g/mol                                    |
| $N_A$         | Avogadro-Konstante                  | $6.022 \cdot 10^{23}$ mol <sup>-1</sup>  |
| $n$           | Flächenladungsträgerdichte          | $m^{-2}$                                 |
| $p$           | Druck                               | Pa                                       |
| $Q$           | Ladung                              | As, C                                    |
| $q$           | Flächenladungsdichte                | As/m <sup>2</sup>                        |
| $R$           | elektrischer Widerstand             | $\Omega$                                 |
| $r_e$         | Elektronenradius                    | $2.818 \cdot 10^{-15}$ m                 |
| $R_e$         | Elektronenemissionsrate             | s <sup>-1</sup>                          |
| $S$           | Elektronenemissionsfläche           | m <sup>2</sup>                           |
| $t$           | Zeit                                | s  |
| $t_s$         | statistische Streuzeit              | s  |
| $t_c$         | Lichtbogenkommutationszeit          | s  |
| $T$           | Temperatur                          | K  |
| $T_S$         | Schmelztemperatur                   | K  |
| $T_I$         | Inversionstemperatur                | K  |
| $U$           | Spannung                            | V  |
| $U_s$         | Quellspannung                       | V  |

|              |  |  |
|--------------|--|--|
| $v$          | Geschwindigkeit                          | m/s  |
| $v_e$        | Driftgeschwindigkeit der Elektronen      | m/s  |
| $v_{ion}$    | Driftgeschwindigkeit der positiven Ionen | m/s  |
| $W$          | Energie                                  | J, eV  |
| $W_F$        | Fermi-Energie                            | J, eV  |
| $Z$          | Wellenwiderstand                         | $\Omega$   |
| $\alpha_M$   | Materialeintragskoeffizient              | $m^{-1}$   |
| $\alpha_T$   | Stoßionisationskoeffizient               |  |
| $\beta$      | Feldüberhöhungsfaktor                    |  |
| $\epsilon_0$ | elektrische Feldkonstante                | $8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$ |
| $\mu$        | Ladungsträgerbeweglichkeit               | $\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| $\mu_M$      | Ladungsträgerbeweglichkeit Material      | $\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| $\mu_0$      | magnetische Feldkonstante                | $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$                     |
| $\rho$       | elektrische Leitfähigkeit                | S/m  |
| $\sigma$     | Dichte                                   | $\text{kg/m}^3$                                      |
| $\omega$     | Kreisfrequenz                            | Hz   |
| $\Phi$       | Austrittsarbeit                          | J, eV  |

## Abkürzungen

| <b>Abkürzung</b> | <b>Erläuterung</b>   |
|------------------|--|
| ESD              | electrostatic discharge (elektrostatische Entladung)               |
| EEE              | explosive electron emission (explosive Elektronenemission)         |
| FEE              | field electron emission (Feldelektronenemission)                   |
| EMV              | elektromagnetische Verträglichkeit                                 |
| EMC              | electromagnetic compatibility (elektromagnetische Verträglichkeit) |
| CDM              | charged device model   |
| FCDM             | field-induced charged device model                                 |
| SDM              | socketed discharge model   |
| MM               | machine model  |
| HBM              | human body model   |
| FDTD             | finite difference time domain (Finite-Differenzen-Verfahren)       |
| REM              | Rasterelektronenmikroskop  |
| HF               | Hochfrequenz   |

## 10 Literaturverzeichnis

- [1] S. Bönisch, W. Kalkner, D. Pommerenke: "Modeling of short-gap ESD under Consideration of Different Discharge Mechanisms", IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 31, No. 4, Part II, 2003, S. 736-744
- [2] S. Bönisch, W. Kalkner: "Measurement and Simulation of the Behavior of a Short Spark Gap used as ESD Protection Device", IEEE Symposium on EMC, Boston, 2003, S. 37-42
- [3] S. Bönisch, W. Kalkner: "Influence of the approach speed, charge voltage and electrode material on the intensity and reproducibility of short gap electrostatic discharges", 15<sup>th</sup> International Zurich Symposium on EMC, Zürich, 2003, S. 677-682
- [4] S. Bönisch, D. Pommerenke, W. Kalkner: „Broadband Measurement of ESD Risetimes to Distinguish between Different Discharge Mechanisms“, Journal of Electrostatics, Vol. 56, No. 3, 2002, S. 363-383
- [5] S. Bönisch, W. Kalkner: „Einfluß von Annäherungsgeschwindigkeit, Elektrodenmaterial und Luftfeuchtigkeit auf elektrostatische Entladungen (ESD) bei kleinen Abständen und Spannungen“, EMV 2002 - Internationale Fachmesse und Kongreß für Elektromagnetische Verträglichkeit, Düsseldorf, 2002, S. 101-108
- [6] S. Bönisch, D. Pommerenke, W. Kalkner: „Broadband Measurement of ESD Risetimes to Distinguish between Different Discharge Mechanisms“, EOS/ESD-Symposium, Portland/Oregon, 2001, S. 373-384
- [7] R. Heinrich, S. Bönisch, D. Pommerenke, R. Jobava, W. Kalkner: „Broadband Measurement of the Conductivity and the Permittivity of Semiconducting Materials in High Voltage XLPE Cables“, 8. Int. Conference on Dielectric Materials, Measurements and Applications, Edinburgh, 2000, IEE Conference Publication No. 473, S. 212-217
- [8] Internationale Norm IEC DIN EN 61000-4-2: „Prüfung der Störfestigkeit gegen die Entladung statischer Elektrizität“, VDE-Verlag, 1996
- [9] IEC Publication 801-2: „Electromagnetic compatibility for industrial-process measurement and control equipment“, Part 2: „Electrostatic discharge requirements“
- [10] CENELEC / TC110: „European standard on electromagnetic compatibility generic immunity standard“, Draft 1, 1989

- [11] ESDA: „EOS/ESD-DS5.3.1-1996“, ESD Association Draft Standard for Electrostatic Discharge (ESD) Sensitivity Testing – Charged Device Model (CDM) – Non-socketed Mode – Component Level, 1996
- [12] ANSI C63.16-1991, Guide for Electrostatic Discharge Test Methodologies and Criteria for Electronic Equipment, 1991
- [13] W. Boeck: „Volumen-Zeit-Gesetz beim Stoßspannungsdurchschlag in SF6“, ETZ-A Bd. 96, 1975, S. 300-305
- [14] W. T. Rhoades: „Achieving ESD equipment protection with emission controls“, IEEE Int. Symposium on EMC, 1985, S. 232-237
- [15] W. Kalkner: „Hochspannungstechnik“, Vorlesungsskriptum, TU-Berlin, 1990
- [16] M. Spitzer, J. Glimm: „Kalibrierung von EMV-Impulsgeneratoren“, HF-Report, Nr. 2, 2000, S. 34-36
- [17] Pommerenke, D.: ESD: Transient Fields, Arc Simulation and Rise Time Limit, Journal of Electrostatics 36, 1995
- [18] Frei, S., Pommerenke, D.: Wirkung von transienten Feldern auf digitale Systeme, EMV '96, Karlsruhe, 1996, S. 163-170
- [19] D. Pommerenke: „ESD: What has been achieved, what is less well understood?“, EMC Zürich, 1999
- [20] R. Jobava, D. Pommerenke, D. Karkashadze, P. Shubitidze, R. Zaridze, S. Frei, M. Aidam: „Computer Simulation of ESD from Voluminous Objekt Compared to Transient Fields of Humans“, IEEE Transactions on EMC, 1999
- [21] S. Frei, M. Senghaas, R. Jobava, W. Kalkner: „THE INFLUENCE OF SPEED OF APPROACH AND HUMIDITY ON THE INTENSITY OF ESD“, EMC-Zürich, Tagungsband, 1999, S. 105-110
- [22] D. Pommerenke: „Transiente Felder der Elektrostatischen Entladung (ESD)“, Dissertation, TU-Berlin, VDI Verlag, 1995
- [23] F. Karetta: „Dreidimensionale Simulation wandernder Schaltlichtbögen“, Dissertation, TU-Braunschweig, VDI Verlag, 1998

- [24] S. Frei: „Elektrostatische Entladungen (ESD) und ihre Störwirkung auf elektronische Systeme“, Dissertation, TU-Berlin, Shaker Verlag, 1999
- [25] H. Gieser: „Verfahren zur Charakterisierung von integrierten Schaltungen mit sehr schnellen Hochstromimpulsen“, Dissertation, TU-München, Shaker Verlag, 1999
- [26] J. Bendjamin: „Characteristics of Electrostatic Discharges (ESD) Based on Current, Optical and Magnetic Radiation Fields“, Uppsala Dissertations from the Faculty of Science and Technology, Uppsala, 2000
- [27] S. I. Andreev , M. P. Vanyukov: „Application of a Spark Discharge to Obtain intensive Light Flashes of Length  $10^{-7}$  -  $10^{-8}$  sec“, Soviet Physics - Technical Physics, Vol. 6, No. 8, 1962, S. 700-708
- [28] L. H. Germer: „Electrical Breakdown between Close Electrodes in Air“, Journal of Applied Physics, Vol. 30, No. 1, 1959, S. 46-51
- [29] P. Felsenthal, J. M. Proud: „Nanosecond-Pulse Breakdown in Gases“, Physical Review, Vol. 139, No. 6A, 1965, S. 1796-1804
- [30] G. A. Mesyats, D. I. Proskurovsky: “Current Growth In Pulse Breakdown Of A Short Vacuum Gap“, Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Fiz. 1, 81-85, 1968, Engl. transl.: Sov. Phys. J., Vol. 11, No. 1, 1968, S. 49-51
- [31] Y. Shibuya: „Breakdown Time Lag of Short Gaps in Various Gases“, International Conference on Gas Discharges, 1974, S. 132-135
- [32] N. E. Domorod, V. V. Kozharinov, V. P. Khrapovitskii, S. N. Cherenkevich: „Influence of the ambient humidity on the characteristics of electrical discharges in short air gaps“, Soviet Physics - Technical Physics, Vol. 23, No. 2, 1987, S. 158-160
- [33] M. Honda: “Indirect ESD Measurement Using A Short Monopole Antenna“, IEEE Int. Symposium on EMC, 1990, S. 641-645
- [34] M. Honda: “Fundamental Aspects of ESD Phenomena and Its Measurement Techniques“, IEICE Transactions on Communication, Vol. E79-B, No. 4, 1996, S. 457-461
- [35] R. Wallace: “6 GHz Time Domain Measurement of Fast-Transient Events“, IEEE Int. Symposium on EMC, 1992, S. 460-463

- [36] S. Ishigami, I. Yokoshima: „Measurements of fast transient electric fields in the vicinity of short gap discharges“, EMC, Tagungsband, 1994, S. 90-93
- [37] K. Kawamata, S. Minegishi, A. Haga, R. Sato: „A Measurement of Very Fast Transition Durations Due to Gap Discharge in Air Using Distributed Constant Line System“, IEEE Transactions on EMC, Vol. 41, No. 2, 1999, S. 137-141
- [38] J-M. Torres, R. S. Dhariwal, P. C. King: „Electric Field Breakdown at Micrometre Separations in Various Media“, High Voltage Engineering Symposium, IEE Conference Publication, No. 467, 1999, S. 201-204
- [39] S. Ishigami, J. Otonari, T. Iwasaki: „Measurement of the break-down voltage in a very-small gap discharge“, International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility, 1999, S. 93-98
- [40] J. A. Walraven, J. M. Soden, E. I. Cole Jr., D. M. Tanner, R. E. Anderson: „Human Body Model, Machine Model, and Charged Device Model ESD Testing of Surface Micromachined Microelectromechanical Systems (MEMS)“, EOS/ESD Symposium, Portland/Oregon, 2001, S. 238-248
- [41] J. M. Lehr, C. E. Baum, W. D. Prather, R. J. Torres: „Fundamental physical considerations for ultrafast spark gap switching“, Ultra Wideband / Short Pulse Electromagnetics 4, Edited by Heyman et al., Kluwer Academic / Plenum Publishers, New York, 1999, S. 11-20
- [42] O. Biblarz, W. J. Bell: „Thermoionic Arc Breakdown in Small Discharge Gaps: Model and Applications“, IEEE Trans. on Industry Applications, Vol. 34, No. 2, 1998, S. 325-331
- [43] S. Nitta, A. Mutoh, K. Miyajima: „Generation Mechanism of Showering Noise Waveforms - Effect of Contact Surface Variations and Moving Velocity of Contact“, IEICE Trans. Commun., Vol. E79-B, No. 4, 1996, S. 468-473
- [44] W. L. Gans: „Calibration and Error Analysis of a Picosecond Pulse Waveform Measurement System at NBS“ Proceedings of the IEEE, Vol. 74, No. 1, 1986
- [45] J. R. Andrews: „PULSE MEASUREMENTS IN THE PICOSECOND DOMAIN“ Application Note AN-3a, Picosecond Pulse Labs, Boulder, 1988
- [46] J. R. Andrews: „COMPARISON OF ULTRA-FAST RISE SAMPLING OSCILLOSCOPES“ Application Note AN-2a, Picosecond Pulse Labs, Boulder, 1989

- [47] J. R. Andrews: „COMPARISON OF ULTRA-FAST RISE SAMPLING OSCILLOSCOPES (update to include new 50 GHz scopes)” Application Note AN-2b, Picosecond Pulse Labs, Boulder, 1989
- [48] J. R. Andrews: „TDR, STEP RESPONSE & “S” PARAMETER MEASUREMENTS in the TIME DOMAIN”, Application Note AN-4, Picosecond Pulse Labs, Boulder, 1989
- [49] J. R. Andrews: „10 PS RISE TIME TRANSMISSION & TDR MEASUREMENTS USING THE PSPL 4015B 15 PS PULSE GENERATOR & HP 54124A 50 GHZ OSCILLOSCOPE”, Application Note AN-5A, Picosecond Pulse Labs, Boulder, 1992
- [50] A.R. Dick, S.J. MacGregor, A.J. McPhee, M.T. Buttram, R.C. Pate, P.A. Patterson, L.F. Rinehart, K.R. Prestwich: “An investigation into high speed gas breakdown”, Power Modulator Symposium, 1998, S. 202-205
- [51] M. W. Wik: „DOUBLE EXPONENTIAL PULSE MODELS FOR COMPARISON OF SPECTRA FROM LIGHTNING, NUCLEAR AND ELECTROSTATIC DISCHARGE SOURCES”, IEEE Int. Symposium on EMC, 1984, S. 337-342
- [52] P. F. Wilson, M. T. Ma: „Fields Radiated by Electrostatic Discharges”, IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. 33, No. 1, 1991, S. 10-18
- [53] P. Leuchtman, J. Sroka: „Transient Field Simulation of Electrostatic Discharge (ESD) in the Calibration setup (acc. IEC 61000-4-2)”, IEEE Int. Symposium on Electromagnetic Compatibility, Vol. 1, 2000, S. 443-448
- [54] F. L. Jones, D. J. Nicolas: „The theory and design of an analyser for investigating the electron emission characteristics of surfaces in gases”, British Journal of Applied Physics, Vol. 13, 1962, S. 514-520
- [55] F. L. Jones, C. G. Morgan: „Surface films and field emission of electrons”, Proceedings of the Royal Society of London / A, Heft 218, 1953, S. 88-103
- [56] A. V. Batrakov, D. I. Proskurovsky, S. A. Popov: „Observation of the Field Emission from the Melting Zone Occuring just Before Explosive Electron Emission”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 6, No. 4, 1999, S. 410-417
- [57] T. Reess, J. Paillol: „The role of the field-effect emission in Trichel pulse development in air at atmospheric pressure”, Journal of Physics, D: Applied Physics, Vol. 30, Nr. 22, 1997, S. 3115-3122

- [58] A. A. G. Driskill-Smith, D. G. Hasko, H. Ahmed: „Nanoscale field-emission structures for ultra-low voltage operation at atmospheric pressure“, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 71, Nr. 21, S. 3159-3161, 1997
- [59] W. W. Dolan, W. P. Dyke, J. K. Trolan: „The Field Emission Initiated Vacuum Arc. II. The Resistively Heated Emitter“, *Physical Review*, Vol. 91, Nr. 5, S. 1054-1057, 1953
- [60] J. Paulini, T. Klein, G. Simon: „Thermo-field emission and the Nottingham effect“, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 26, Nr. 8, S. 1310-1315, 1993
- [61] W. B. Nottingham: “Thermoionic Emission from Thungsten and Thoriated Tungsten Filaments“, *Phys. Rev.*, Vol. 49, S. 78, 1936
- [62] W. B. Nottingham: “Remarks on Energy Losses Attending Thermoionic Emission of Electrons from Metals“, *Phys. Rev.*, Vol. 59, S. 906, 1941
- [63] W. B. Nottingham: “Thermoionic Emission“, *Handbuch der Physik, Elektronen-Emission Gasentladungen I*, Band 21, S. 1-175, Springer-Verlag, 1956
- [64] P. H. Cutler, M. S. Chung, N. M. Miskovsky, T. E. Sullivan, B. L. Weiss: “A new model for the replacement process in electron emission at high fields and temperatures“, *Appl. Surf. Sci.*, Vol. 76/77, S. 1-6, 1994
- [65] F. M. Charbonnier, R. W. Strayer, L. W. Swanson, E. E. Martin: “Nottingham Effect in Field and T-F Emission: Heating and Cooling Domains, and Inversion Temperature“, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 13, S. 397-401, 1964
- [66] G. M. Fleming, J. E. Henderson: “The Energy Losses Attending Field Current and Thermoionic Emission of Electrons from Metals“, *Phys. Rev.*, Vol. 58, S. 887-894, 1940
- [67] R. H. Fowler, L. Nordheim, *Proc. Roy. Soc. A*, Vol. 119, S. 173, 1928
- [68] I. J. Chung, I. B. Kang, A. Hariz: “A simulation of the structural stability of field emission micro-tips against discharge“, *Smart Mater. Struct.*, No. 6, 1997, S. 628-632
- [69] P. A. Chatterton: “A theroretical study of field emission initiated vacuum breakdown“, *Proc. Phys. Soc.*, Vol. 88, 1966, S. 231-245

- [70] N. Shimomura, D. W. Scholfield, J. M. Gahl, J. Lester: „Investigation of Intense Electromagnetic Transient Phenomenon and Paschen Curves for Hydrogen and Helium in Subnanosecond Regime“, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 28, No. 3, 2000, S. 496-501
- [71] R. G. Renninger, D. L. Lin, M. C. Jon, T. Diep, T. L. Welsher: “A Microwave-Bandwidth Waveform Monitor for Charged-Device Model“, EOS/ESD Symposium, 1988, S. 162-171
- [72] D. L. Lin: „Electron multiplication and electrostatic discharge wave forms“, J. Appl. Phys., Vol. 71, No. 6, 1992, S. 2580-2586
- [73] R. E. Carey, L. F. DeChiaro: „An Experimental and Theoretical Consideration of Physical Design Parameters in Field-Induced Charged Device Model ESD Simulators and Their Impact Upon Measured Withstand Voltages“, EOS/ESD Symposium, 1998, S. 40-53
- [74] M. Chaine, K. Verhaege, L. Avery, M. Kelly, H. Gieser, K. Bock, L. G. Henry, T. Meuse, T. Brodbeck, J. Barth: „Investigation into Socketed CDM (SDM) Tester Parasitics“, EOS/ESD Symposium, 1998, S. 301-310
- [75] Ming-Dou Ker, Jeng-Jie Peng, Hsin-Chin Jiang: „ESD test methods on integrated circuits: an overview“, ICECS 2001, Volume 2, 2001, S. 1011 - 1014
- [76] L. G. Henry, M. A. Kelly, T. Diep, J. Barth: „The importance of standardizing CDM ESD test head parameters to obtain data correlation“, Electrical Overstress/Electrostatic Discharge Symposium Proceedings 2000, S. 72 - 84
- [77] M. Toepler: „Zur Kenntnis der Gesetze der Gleitfunkenbildung“, Analen der Physik, 4. Folge, Band 21, 1906, S. 193-222
- [78] M. Toepler: „Zur Bestimmung der Funkenkonstanten“, Archiv für Elektrotechnik, 1927
- [79] K. Möller: „Ein Beitrag zur experimentellen Überprüfung der Funkengesetze von Toepler, Rompe-Weizel und Braginskii“, ETZ A, Band 92, Heft 1, 1971
- [80] W. Weizel, R. Rompe: „Theorie des elektrischen Funkens“, Ar. Physik, Leipzig, 6. Folge, Bd. 1, 1947, S. 285-300

- [81] F. Paschen: „On Sparking Over in Air, Hydrogen, Carbon Dioxide under the Potentials Corresponding to Various Pressures“, Wiedemann Annalen der Physik und Chemie, 1889, S. 69-96
- [82] J. Townsend: „Electricity in Gases“, Oxford University Press, London, 1914
- [83] S. I. Braginskii: „Theory of the Development of a Spark Channel“, Sov. Phys. JETP, Bd. 7, 1958, S. 1068-1074
- [84] L. Müller, K. Feser, W. Hiller, E. Fauser: „Untersuchung von Gleitentladungen und deren Modellierung im Vergleich zu Gasentladungen“, 8. Internationale Fachmesse und Kongress EMV 2000, Düsseldorf, 2000, S. 825-832
- [85] И. И. Левинтов, ДАН СССР 85, N6, 1247, 1952, стр. 1247-1250 [I.I. Levintov. DAN SSSR, 85, N6, 1247, 1952, pp. 1247-1250 (only on russian)]
- [86] И. Н. Сливков, В. И. Михайлов, Н. И. Сидоров, А. И. Настюха: „Электрический пробой и разряд в вакууме“, Атомиздат, 1966, 300 стр. [I.N. Slivkov, V.I. Mikhailov, N.I. Sidorov, A.I. Nastukha: „Electrical breakdown and discharge in vacuum“, Atomizdat, 1966, 300 pages (only on russian)]
- [87] J.P. Verboncoeur, A.B. Langdon, N.T. Gladd: “An Object-Oriented Electromagnetic PIC Code“, Comp. Phys. Comm., 87, May11, 1995, pp. 199-211 (for code see also website: <http://ptsg.eecs.berkeley.edu>)
- [88] M. Shvartsas, S. Ben-Yaakov: „A SPICE Compatible Model of High Intensity Discharge Lamps“, IEEE Power Electronics Specialists Conference, PESC-99, Charleston, 1999, S. 1037-1042
- [89] C. Basso: „Spark Gap Modeling“, Intusoft Newsletter Issue #50, Sinard, France
- [90] M. Narui, F. P. Dawson: „A SPICE Model for Simulating Arc Discharge Loads“, IEEE Industry Applications Society Annual Meeting, Vol. II, 1991, S. 1476-1482
- [91] T.-F. Wu, J.-C Hung, T.-H. Yu: „A PSpice Model for Fluorescent Lamps Operated at High Frequencies“, IEEE Int. Conf. on Industrial Electronics, Control, and Instrumentation, Vol. 1, 1995, S. 359 -364
- [92] T. Liu, K. J. Tseng, D. M. Vilathgamuwa: „A Pspice Model for Electrical Characteristics of Fluorescent Lamps“, IEEE Conf. of Power Electronics Specialists, Vol. 2 , 1998, S. 1749 -1754

- [93] E. Deng, S. Cuk: "Negative incremental impedance and stability of fluorescent lamps" 12<sup>th</sup> Applied Power Electronics Conference and Exposition, Vol. 2, 1997, S. 1050 -1056
- [94] P. Richman: „CLASSIFICATION OF ESD HAND/METAL CURRENT WAVES VERSUS APPROACH SPEED, VOLTAGE, ELECTRODED GEOMETRY AND HUMIDITY“, EOS/EMC Symposium, 1986
- [95] B. Daout, H. Ryser: "The reproducibility of the rising slope in ESD testing", IEEE Int. Symposium on EMC, 1986, S. 467-474
- [96] B. Daout, H. Ryser, A. Germont, P. Zwiacker: "THE CORRELATION OF RISING SLOPE AND SPEED OF APPROACH IN ESD TESTS", EMC Zürich, 1987
- [97] K. Hall, D. McCarthy, D. Dale, D. Smith, J. Nuebel, J. Barth, H. Hyatt: „Steps taken to determine why different IEC 1000-4-2 ESD simulators produce different results“, EMC Zürich, 1997
- [98] Greason, W. D.: Methodology to Simulate Speed of Approach in Electrostatic Discharge (ESD), EOS/ESD Symposium, 1997
- [99] W. De Ketelaere, L. Martens, Y. Braem, Y. Vlietinck: „Calculation of the ESD-pulse parameters and associated uncertainty for ESD-gun calibration“, IEEE Int. Symposium on Electromagnetic Compatibility, Vol. 1, 2000, S. 449-452
- [100] J. G. Tront: „RFI SUSCEPTIBILITY OF VLSI LOGIC CIRCUITS“, EMC Zürich, Tagungsband, 1991
- [101] R. G. Renninger: „Mechanisms of Charged-Device Electrostatic Discharges“, EOS/ESD-Symposium, 1991
- [102] R. G. Renninger: „Optimized Statistical Method for System-Level ESD Tests“, IEEE Int. Symposium on EMC, 1992
- [103] T. J. Ritenour, F. Gisin : „PERFORMING STATISTICAL ESD TESTS USING THE NEW ANSI C36.16-1991 GUIDE FOR ESD TEST METHODOLOGIES“, IEEE Int. Symposium on EMC, 1992
- [104] R. G. Renninger: „Improved Statistical Method for System-Level ESD Tests“, IEEE Int. Symposium on EMC, 1993

- [105] St. Wendtsche: „IMPROVING THE STATISTICAL EVALUATION OF IMMUNITY TO ELECTRICAL TRANSIENTS“, EMC Zürich, Tagungsband, 1997
- [106] D. J. Pratt, J. H. Davis: „ELECTROSTATIC DISCHARGE (ESD) FAILURE RATE PREDICTION“, IEEE Int. Symposium on EMC, 1984
- [107] M. Mardiguiain: „Electrostatic Discharge“, Interference Central Technologie Inc., Gainesville, Virginia, 1986
- [108] Xianyuan Ma, T. S. Sudarshan: „High field breakdown characteristics of micrometric gaps in vacuum“, J. Vac. Sci. Technol. B, Vol 16, No. 2, 1998, S. 745-748
- [109] P. G. Muzykov, Xianyuan Ma, D. I. Cherednichenko, T. S. Sudarshan: „High field breakdown of narrow quasi uniform field gaps in vacuum“, J. Appl. Phys., Vol 85, No. 12, 1999, S. 8400-8404
- [110] K. Bock, H. L. Hartnagel: „New Field-Emitter Switch for ESD Protection of Microwave Circuits“, Electronics Letters, Vol 28, No. 19, 1992, S. 1822-1824
- [111] K. Bock, H. L. Hartnagel: „Properties of GaAs Field Emitter Array Structures for ESD-Protection of MMIC“
- [112] H. Mimura, O. Yyilmazoglu, H. Shimawaki, K. Yokoo, K. Mutamba, H. Hartnagel: „Emission characteristics of gallium arsenide wedge emitter monolithically fabricated with an air bridge and a cantilever anode“, Proc. of 14<sup>th</sup> Int. Vacuum Microelectronics Conference, 2001, S. 129-130
- [113] E. W. Gray, D. J. Harrington: „Voltage breakdown between closely spaced electrodes over polymeric insulator surfaces in air“, J. Appl. Phys., Vol 53, No. 1, 1982, S. 237-244
- [114] K. Bock, H. L. Hartnagel: „Feldemissionsstrukturen für ESD-Schutzschaltungen im Mikrowellenbereich“, Tagungsband 2. ESD-Forum, Neuss, 1991, S. 134-143, ISBN 3-9802845-0-6 (in deutsch)
- [115] E. E. Kunhardt, L. H. Luessen: „Electrical Breakdown and Discharges in Gases“, Plenum Press, New York, 1983
- [116] M. Beyer, W. Boeck, K. Möller, W. Zaengl: „Hochspannungstechnik“, Springer-Verlag, Berlin, 1986

- [117] G. A. Mesyats, D. I. Proskurovsky: „Pulsed Electrical Discharge in Vacuum“, Springer-Verlag, Berlin, 1989, ISBN 3-540-50725-6
- [118] M. A. Gundersen, G. Schaefer: „Physics and Applications of Pseudosparks“, Plenum Press, New York, 1990
- [119] A. N. Lagarkov, I. M. Rutkevich: „Ionization Waves in Electrical Breakdown of Gases“, Springer-Verlag, 1994
- [120] A. KÜchler: „Hochspannungstechnik“, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1996
- [121] Habiger, E., Handbuch Elektromagnetische Verträglichkeit, Verlag Technik Berlin, 1992
- [122] J. M. Meek, J. D. Craggs: „Electrical Breakdown of Gases“, John Wiley & Sons, 1978, ISBN 0 471 99553 3
- [123] Yu. D. Korolev, G. A. Mesyats: „Physics of pulse breakdown in gases“, 1990, ISBN 5-02-014173-9
- [124] W. Benz, P. Heinks, L. Starke: „Tabellenbuch der Elektronik“, Frankfurt (Main), Frankfurter Fachverlag, 1990
- [125] W. Schottky: Zeitschrift für Physik, Bd. 14, 1923, S. 63-106
- [126] R. C. Fletcher: „Impulse Breakdown in the  $10^{-9}$  sec Range of Air at Atmospheric Pressure“, Physical Review, Vol. 76, No. 10, 1949, S. 1501-1511
- [127] S. P. Bugaev, R. B. Baksht, E. A. Litvinov, V. P. Stasev: Teplofiz. Vys. Temp., 14, S. 1145-1150, 1976 (Engl. Transl.: High Temp., 14, S. 1024-1032, 1976)
- [128] D. K. Davies, M. A. Biondi: „Dynamics and heating of anode particles in vacuum breakdown“, Proc. XI Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, 1976, S. 121-126
- [129] V. V. Akhmadeev, L. M. Vasilyak, S. V. Kostyuchenko, N. N. Kudryavtsev, G. A. Kurkin: „Spark breakdown of air by nanosecond voltage pulses“, Zh. Tekh. Fiz., 66, S.58-67, 1996 (Engl. Transl.: Tech. Phys., 41, 4, 1996, S. 327-332)
- [130] J. Kremp: „Entwicklung eines Mikrostreifengasdetektormoduls für den inneren Spurdetektor bei CMS“, Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1997

- [131] G. E. Georghiou, R. Morrow, A. C. Metaxas: „The theory of short-gap breakdown of needle point-plane gaps in air using finite-difference and finite-element methods“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 32, Nr. 12, S. 1370-1385, 1999
- [132] P. B. Wilson: “A plasma model for RF breakdown in accelerator structures“, *20<sup>th</sup> Int. Linac Conference, Monterey, 2000*, Vol. 1, S. 618-620
- [133] P. B. Wilson: “Gradient limitation in accelerating structures imposed by surface melting“, *Particle Accelerator Conference, Portland, 2003*
- [134] K. Kunz, C. Duvvury, H. Shichijo: “5-V Tolerant Fail-Safe ESD Solutions for a 0.18  $\mu\text{m}$  Logic CMOS Process“, *EOS/ESD Symposium, 2001*, S. 12-22
- [135] R. van Dalen, G. A. M. Hurkx, M. A. A. in't Zandt, E. A. Hijzen: “Using thin Emitters to Control BV<sub>ceo</sub> Effects in Punch-Through Diodes for ESD Protection” “, *EOS/ESD Symposium, 2001*, S. 228-238
- [136] D. Arslan, A. DasGupta, M. Flath, H. L. Hartnagel: „Fabrication and characterization of a GaAs field emission triode for low voltage operation at atmospheric pressure“ *Vacuum Microelectronics Conference, 1998*, S. 287 - 288

## Anhang

### Abschätzung der Reflexion an Stoßstellen der koaxialen Funkenstrecke

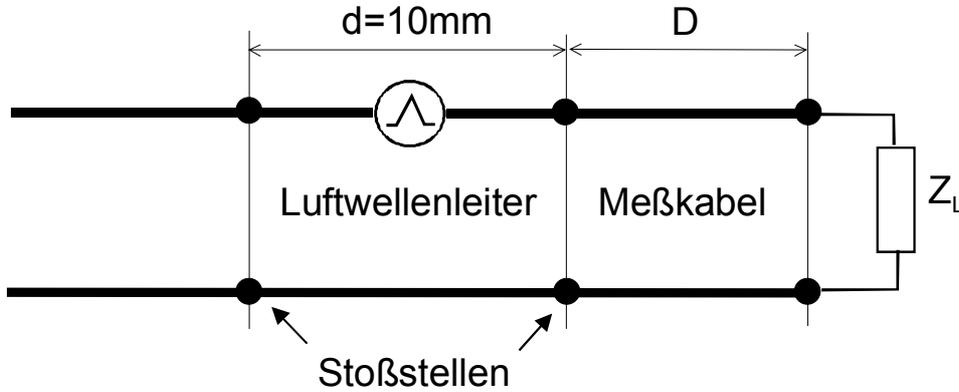


Abb. A: Generatorsatzschaltbild der Funkenstrecke

$$I = I_0 \cdot f\left(t - \frac{d/2}{c} - \frac{D}{c}\right) \cdot (1-r) + r \cdot I_0 \cdot f\left(t - \frac{3/2 \cdot d}{c} - \frac{D}{c}\right)$$

$$I = I_0 \cdot f\left(t - \frac{d/2}{c} - \frac{D}{c}\right) \cdot (1-r) + r \cdot I_0 \cdot \left[ f\left(t - \frac{3/2 \cdot d}{c}\right) - f\left(t - \frac{d/2}{c}\right) \right]$$

$$I = I_0 \cdot f\left(t - \frac{d/2}{c} - \frac{D}{c}\right) \cdot (1-r) + r \cdot I_0 \cdot \frac{\partial f\left(t - \frac{d}{c}\right)}{dt} \cdot \frac{d}{c}$$

Abschätzung mit  $d=10 \text{ mm}$  liefert:

$$\frac{d}{c} = \frac{10 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = 33 \text{ ps}.$$

# Lebenslauf

Name: Sven Peter Bönisch  
Geburtsdatum: 4.2.1971, Berlin  
Familienstand: Verheiratet, 2 Kinder  
Nationalität: Deutsch  
EMail: sven.boenisch@tu-berlin.de

## Berufspraxis:

01/2000-12/2003 Technische Universität Berlin, Wissenschaftlicher Mitarbeiter  
04/1998-12/1999 Technische Universität Berlin, Entwicklungsingenieur  
04/1996-03/1998 Technische Universität Berlin, Praktikum  
07/1996-09/1996 Siemens AG, Praktikum  
02/1992-10/1992 EDFrau-GmbH, Schule Berlin, EDV-Assistent  
02/1990-08/1991 Akademie der Wissenschaften der DDR, Elektronikmechaniker

## Ausbildung:

10/1992-03/1998 Technische Universität Berlin, Studium Elektrotechnik  
02/1989-06/1991 Volkshochschule Berlin-Pankow, Allgemeine Hochschulreife  
09/1987-02/1990 Akademie der Wissenschaften der DDR, Elektronikfacharbeiter  
09/1977-07/1987 26. Polytechnische Oberschule, Berlin-Buch