

Universität der Bundeswehr München
Fakultät für Elektrotechnik
Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und Blitzforschung

Teilentladungen
in Isolierstoff-Hohlräumen
bei pulsförmiger
Spannungsbeanspruchung

Sven Zimmerath

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr.-Ing. K. Fastenmeier
1. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. K. Stimper
2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. R. Marquardt

Tag der Prüfung: 12. März 2008

Mit der Promotion erlangter akademischer Grad:
Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)

Neubiberg, den 18. März 2008

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und Blitzforschung des Institutes für Elektrische Energieversorgung der Universität der Bundeswehr München im Zeitraum von August 2003 bis Juli 2006.

Meinem Lehrer, Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. K. Stimper, danke ich für die Aufnahme in sein Institut und die Möglichkeit, dieses interessante Thema zu bearbeiten. Von ihm erhielt ich viele richtungsweisende Ratschläge und wertvolle Anregungen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. R. Marquardt danke ich sehr herzlich für das Interesse an dieser Promotion und die Übernahme des Korreferats.

Ein herzliches Dankeschön an meine Kollegen Dr.-Ing. E.U. Landers, Dr.-Ing. U. Lang, Dr.-Ing. habil. F. Heidler und Dr.-Ing. W. Zischank für viele anregende Diskussionen, nützliche Ratschläge, für die kritische Durchsicht des Manuskriptes und die überaus gute Zusammenarbeit am Institut während der letzten Jahre.

Des Weiteren möchte ich Herrn Dr.-Ing. M. Kaufhold, Siemens AG Nürnberg, für die Bereitstellung der Sachmittel und die intensiven Diskussionen danken.

Außerdem danke ich allen weiteren Mitarbeitern aus dem Labor- und Werkstattbereich des Instituts, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Motivation	5
1.2	Gegenwärtiger Stand der Untersuchungen bei pulsförmiger und impulsförmiger Spannungsbeanspruchung	6
2	Physikalische Grundlagen	10
2.1	Entladungen in Gasen	11
2.1.1	Durchschlagmechanismen für Anordnungen mit homogenem und quasihomogenem Feldverlauf	12
2.1.2	Durchschlagmechanismen für Anordnungen mit inhomogenem Feldverlauf	17
2.1.3	Der Zündverzug bei transientser Spannungsbeanspruchung	19
2.2	Teilentladungen in Feststoffen	22
2.2.1	Bereitstellung von Ladungsträgern für Teilentladungen in Isolierstoffen	23
2.2.2	Beeinflussung der Gasentladung durch dielektrische Grenzschichten	28
2.3	Alterungserscheinungen bei inneren Teilentladungen	30
3	Versuchstechnik	34
3.1	Verwendete Anlagen	35
3.1.1	Teilentladungsmessung bei 50 Hz Wechselspannung . . .	35
3.1.2	Teilentladungsmessung bei pulsförmiger Spannungsbeanspruchung	36
3.2	Aufzeichnung und Darstellung der Messdaten	42
3.2.1	Messsystem für Teilentladungen bei 50 Hz Wechselspannung	42
3.2.2	Messsystem für Teilentladungen bei Puls- und Impulsspannungen	44
3.3	Verwendete Isolieranordnungen	47
3.3.1	Prüflinge mit quasihomogenem Grundfeldverlauf P1, P2 und P4	48
3.3.2	Prüfling mit inhomogenem Grundfeldverlauf P3	55
4	Darstellung und Interpretation der Messergebnisse	57
4.1	Statistische Versuchsauswertung	58
4.1.1	Unabhängigkeit von Messwerten	58

4.1.2	Die Verteilungsfunktion	61
4.1.3	Bereinigung von Stichproben	64
4.2	Einflussgrößen rechteckförmiger Puls- und Impulsspannung . . .	65
4.2.1	Teilentladungswahrscheinlichkeit und Teilentladungsverhalten bei Pulsspannung	65
4.2.2	Einfluss von Teilentladungen auf die Teilentladungseinsatzspannung	76
4.2.3	Einfluss des Gleichanteils der Pulsspannung U_{Offset} . . .	78
4.2.4	Einfluss der Pulsbreite t_P	85
4.2.5	Einfluss der Pulsfolgefrequenz f_W	90
4.2.6	Einfluss der Anstiegszeit t_R	100
4.2.7	Einfluss von Impulsen	103
4.3	Vergleich des Teilentladungseinsatzes bei sinus- und rechteckförmiger Spannung	106
4.3.1	Messergebnisse bei technischer Wechselspannung	106
4.3.2	Messergebnisse bei rechteckförmiger Pulsspannung	108
4.3.3	Interpretation der Ergebnisse	109
5	Zusammenfassung und Ausblick	110
6	Verzeichnis der Formelzeichen	116
7	Literaturverzeichnis	120

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Die Teilentladungsmesstechnik (TE- Messtechnik) hat sich als zuverlässiges und aussagekräftiges Prüfmittel für Schwachstellen von Isolierungen in der Hochspannungstechnik durchgesetzt. Mit ihrer Hilfe lassen sich gezielt Ausfallwahrscheinlichkeiten voraussagen. Der wesentliche Vorteil dieser Messtechnik besteht in der schädigungsfreien Prüfung, da sehr kurzzeitig gemessen und nur eine kleine Anzahl von Teilentladungsimpulsen zugelassen wird.

Grundsätzlich existieren verschiedenste Möglichkeiten zur Detektion von Teilentladungen. Beispiele hierfür sind die optische, akustische und elektrische Erfassung, wobei sich letztere nach der DIN VDE 0434 durchgesetzt hat. Die Untersuchungen werden unter Beaufschlagung mit sinusförmiger Wechselspannung bei 50 Hz durchgeführt.

Mit Einzug der modernen Leistungselektronik in die Antriebstechnik und Energieversorgung veränderten sich die elektrischen Belastungen der Isoliertechnik.

Die typischen Ausgangsspannungen von Stromrichtern sind pulswidenmodulierte Rechteckpulse. Die damit mögliche Variation von Frequenz und Amplitude der Ausgangsspannung erlaubt beispielsweise neue Regeldynamiken. Die dazu verwendeten Leistungshalbleiter arbeiten mit Taktfrequenzen bis 25 kHz. Typischerweise treten dabei Schaltzeiten herab bis zu 20 ns auf.

Beim Einsatz im Bereich der Antriebstechnik zeigte sich in der Praxis, dass die verwendeten Windungsisolierungen von Niederspannungsmaschinen für derartige Pulsspannungen speziell ausgelegt werden müssen. Die erzeugten Felder belasten offenbar die Isolierung stärker. Zudem erzeugen die grossen Steilheiten der Pulsspannungen starke Reflexionen auf dem beteiligten Ankoppelnetzwerk, was zu einer Erhöhung der Spannungsamplitude und zu mehr oder weniger starken Einschwingvorgängen führt [Kau93, Mel97].

Da sich die auftretenden Belastungen deutlich von denen der 50 Hz Sinusspannung unterscheiden, muss geklärt werden, inwiefern eine Anwendung der klassischen Teilentladungsmesstechnik möglich und sinnvoll ist.

Hierbei stellt sich die Frage, ob Prüfungen auf Teilentladungseinsatz mit Puls-

spannung durchgeführt werden müssen, oder ob ebenfalls mit der einfacher zu realisierenden sinusförmigen Wechselspannung aussagekräftige Ergebnisse ermittelt werden können. Daraus ergibt sich weiterführend die Problematik nach der Übertragbarkeit der gewonnenen Ergebnisse aus Teilentladungsmessungen bei technischen Wechselspannungen auf pulsformige Belastungen.

An dieser Stelle soll der Begriff "Puls" verdeutlicht bzw. definiert werden. Ein Puls ist ein wiederkehrendes Ereignis, wogegen ein Impuls ein Einmalereignis darstellt. Da typischerweise die Ausgangsspannung eines Frequenzumrichters pulsweitenmoduliert und damit wiederkehrend geschaltet wird, spricht man demzufolge von Pulsen.

1.2 Gegenwärtiger Stand der Untersuchungen bei pulsformiger und impulsformiger Spannungsbeanspruchung

Für den Einsatz von Umrichtern in der Antriebstechnik fanden Grundlagenuntersuchungen zum elektrischen Verhalten von Isolieranordnungen bei verschiedenartigen, umrichtertypischen Spannungsformen statt. Dazu wurden grossteils spulenförmige Modellkörper, Twisten (verdrillte Lackdrähte) und Kunststofffolien verwendet. Der Grossteil der untersuchten Teilentladungen fand in Volumina statt, die nicht vollständig von Isolierstoff umhüllt waren. Im Folgenden werden die derzeitigen Erkenntnisse der jeweiligen Autoren zusammengefasst wiedergegeben. Zum Teil bestehen allerdings Widersprüche in den Aussagen der einzelnen Autoren.

Untersuchungen mit frequenzvariablen, sinusförmigen Spannungen

Am Anfang standen Untersuchungen zum Teilentladungsverhalten bei Beaufschlagung mit höherfrequenten Sinusspannungen. Vorteil dieser Technik ist die einfache Erzeugung der geforderten Spannung und die direkte Vergleichbarkeit zu den Erkenntnissen mit technischer Frequenzen. Sicher nachgewiesen wurde in diesen Untersuchungen, dass die Zeit bis zum Versagen eines Isolierstoffs frequenzabhängig ist [Ari00, Kau94, Poh01].

Darüber hinaus können folgende Aussagen zusammengefasst werden.

Die TE- Einsetzspannung sinkt zunächst und steigt anschliessend mit der Frequenz [Ple94, Wad03]. Nach Erreichen einer Grenzfrequenz fällt diese wieder (Untersuchung bis 4 MHz) [Hun90, Pfe99, Poh01]. Dieser Verlauf deutet auf einen Hochfrequenzdurchschlag hin [Gän53].

Die maximale TE- Intensität erhöht sich mit der Frequenz bei konstanter Amplitude [Ari00, Pfe91]. Des Weiteren steigt die Anzahl der Teilentladungsimpulse je Zeiteinheit mit der Frequenz [Ari00].

Für die Teilentladungsalterung des Isolierstoffs bis hin zum elektrischen Durchschlag des Isolierstoffs ist eine Sinusspannung belastender als eine Pulsspannung gleicher Amplitude und Frequenz, wenn der Tastgrad der Pulsspannung entsprechend klein gewählt wird [Har02].

Untersuchungen mit Stossspannungen

Bei Stossspannungsbeanspruchung wurde im Wesentlichen der Einfluss verschiedener Stirn- und Rückenhalbwertszeiten auf den Teilentladungseinsatz und das Durchschlagsverhalten untersucht. Darüber hinaus eignen sich oszillierende Stossspannungen Einschwingvorgänge nachzubilden, die auf elektrisch langen Leitungen mit ohmsch- induktivem Abschluss bei steilflankiger Spannungsbeanspruchung auftreten [Gue89, Kau94, Wer00].

Für Stossspannungsbeanspruchungen steigt die Durchschlags- und TE- Häufigkeit mit Erhöhung der Pulsspannungsamplitude. Dieses Verhalten kann für uni- und bipolare Spannungen festgestellt werden.

Im untersuchten Pulsfolgefrequenzbereich von 10 Hz bis 7 kHz konnte keine Frequenzabhängigkeit für die Anzahl an Spannungspulsen bis zum Durchschlag festgestellt werden. Dieser Effekt tritt vermutlich durch entstandene Oberflächenladungen auf [Kau94]. Darüber hinaus verringerte sich nach [Kau94] die TE- Einsatzspannung bei Verkürzen der Stirnzeit bzw. bei Verlängerung der Rückenhalbwertszeit. Bei Steigerung der Spannung bis hin zum Durchschlag wurde von [Wer00] ermittelt, dass eine Änderung der Stirnzeit keinen signifikanten Einfluss auf die 50% Durchschlagsspannung von PE- Platten hat. Das Erhöhen der Spannungsamplitude führte zur Verlagerung der TE- Erscheinungen vom Rücken in die Stirn der Stossspannung [Kau94]. Wie [Gän53] zeigte, verkürzt sich durch die Zunahme der Amplitude die Entladeverzugszeit. Wird der Parameter Anstiegszeit bei konstanter Rückenhalbwertszeit vergrößert, erhöht sich die Zeit bis zum Versagen der Isolierung. Es verringert sich die Häufigkeit der TE- Ereignisse [Kau94]. Eine Vergrößerung der Rückenhalbwertszeit bei konstanter Anstiegszeit verkürzt die Zeit bis zum Versagen einer Isolierung.

Werden oszillierende Pulsspannungen verwendet, erhöht sich die Teilentladungshäufigkeit mit Erhöhung der Einschwingfrequenz und Verringerung der Dämpfung. Die Teilentladungen finden in den Extremwerten des Spannungsverlaufs statt [Kau94].

Untersuchungen mit Rechteckspannungen

Rechteckspannungen geben die betriebsrelevante Belastung für Isoliersysteme im Leistungsteil eines Frequenzumrichters in bester Näherung wieder. Zu den wesentlichsten Parametern einer Rechteckspannung gehören Amplitude, Anstiegszeit und Pulsfolgefrequenz. Deren Einfluss auf Teilentladungen wurde an isolierten Lackdrähten für die Anwendung in elektrischen Maschinen [Poh01] bzw. an PE- und PVC- Folien [Wad03] untersucht.

Die Amplitude der TE- Einsatzspannung für monopolare Rechteckspannungen liegt über den Werten, die bei Beaufschlagung mit sinusförmiger Wechselspannung bei 50 Hz ermittelt wurden [Wad03].

Bei konstanter Isolierstoffdicke erhöht sich die TE- Häufigkeit mit Vergrößerung der Amplitude der Pulsspannung. Die Intensität der auftretenden Teilentladungen steigt linear mit der Spannungssteigerung [Poh01]. Die Lebensdauer der Isolierung nimmt mit steigender Spannung und Frequenz ab [Sto99a].

Die Anstiegszeit bestimmt die Lebensdauer eines Isoliersystems massgeblich [Cen00]. Höhere Lebensdauerwerte werden mit grösseren Anstiegszeiten erzielt [Poh01]. Dieser Effekt konnte in [Cen00, Leb98] nicht bestätigt werden.

Ein Einfluss der Frequenz der Pulsspannung auf das TE- Verhalten konnte nicht festgestellt werden [Poh01].

Wird die TE- Einsatzspannung einer Isolieranordnung überschritten, erhöht sich die TE- Häufigkeit nahezu linear mit Erhöhung der Pulsfrequenz und die Lebensdauer nimmt ab [Leb98, Poh01]. Die Einsatzspannung bleibt dabei praktisch unabhängig von der Pulsfrequenz.

Verwendete Messtechnik

Die konventionelle TE- Messung bei sinusförmiger Wechselspannung wird nach DIN VDE 0434 durchgeführt und zeichnet sich durch die einfache Bereitstellung der Prüfspannung aus. Die hochfrequenten TE- Ströme werden mittels Kondensator von der Spannungsquelle entkoppelt und fliessen ausschliesslich im Messkreis. Dort werden sie an einem Ankoppelvierpol in eine Spannung umgewandelt und zur Messwertaufnahme weitergeleitet.

Diese Messtechnik ist für die TE- Detektion bei pulsförmiger Beanspruchung nicht ohne weiteres anwendbar. Die steilen Flanken der Pulsspannungen erzeugen Verschiebungsströme, die dem eigentlichen Teilentladungssignal überlagert sind. Je nach Prüflingskapazität können die Verschiebungsströme um mehrere Grössenordnungen über den Teilentladungsströmen liegen. Für eine praktikable Detektion müssen diese periodischen Störer herausgefiltert werden.

Ein Nachweis von Teilentladungen ohne zusätzliche Massnahmen ist damit nicht möglich. Es kann darüber hinaus sinnvoll sein, von der elektrischen Auskopplung des TE- Signals abzugehen.

Für Sinusspannungen bis in den MHz- Bereich und Rechteckspannungen werden in [Bro99, Cen00] zur DIN VDE 0434 identische Aufbauten verwendet. Besonderheiten sind allerdings die Kompaktheit der Anordnung, sowie ein speziell entwickelter Koppelkondensator.

In [Mül00, Poh01] kommt ein Filtersystem zur TE- Detektion zum Einsatz, was die Möglichkeit eröffnet bei beliebigen Spannungsformen Teilentladungen zu detektieren. Mit diesem, auf UHF- Technik (Bandbreite 100- 150 MHz) basierendem Filter, soll eine scheinbare Ladung ab 5 pC feststellbar sein.

Ähnliche Wege werden in [Cam00, Sto92 - Sto00] besprochen. Ein kapazitiver Spannungsteiler mit hoher Bandbreite kombiniert mit einem Ultra- Breitbandfilter soll die TE- Impulse von den Pulsspannungen trennen. Hierzu existiert

bereits ein fertiges Serienprodukt, das XTRAC von IRIS Power Engineering, welches allerdings speziell für den Einsatz an Niederspannungsmaschinen konzipiert ist.

Weitere Möglichkeiten bieten die optische Detektion [Kau94, Wad03] und die Erfassung mittels induktiver Auskopplung.

Untersuchungen zum TE- Verhalten von Isolierstoffen bei pulsformigen Beanspruchungen gewinnen seit geraumer Zeit an Bedeutung. Ein besonderer Augenmerk liegt bis dato auf der Untersuchung des Teilentladungsverhaltens von Windungsisolierungen an Niederspannungsmaschinen. Dies gründet in den erhöhten Ausfallraten der elektrischen Maschinen seit der Einführung der Stromrichtertechnik in der Antriebstechnik. Nachweisbar treten erheblich erhöhte Feldbelastungen im Isoliersystem der elektrischen Maschine auf [Gue89, Kau94].

Diese elektrischen Belastungen wirken folglich ähnlich auf alle Isolierungen, die an der Potentialtrennung gepulster Ströme und Spannungen in Antriebssystemen beteiligt sind. Gegenstand dieser Arbeit ist es, die elektrischen Belastungen unter verschiedensten Einflussparametern an umrichtertypischen Isolieranordnungen zu ermitteln und in Relation zu Belastungen mit sinusförmiger Wechselspannung zu setzen.

Untersuchungen an derartigen Isolieranordnungen wurden bis dato noch nicht veröffentlicht. Arbeiten mit ähnlichen Aufgabenstellungen beschränken sich auf die Anwendung im Niederspannungsbereich. Problematisch gestaltet sich allerdings, dass diese Veröffentlichungen teilweise zueinander widersprüchliche Ergebnisse beinhalten.

Folgende Schwerpunkte wurden behandelt:

- Theoretische Grundlagen der Gasentladung
- Teilentladungen in Feststoffen und deren Schädigungswirkung
- Entwicklung und Aufbau einer Pulsspannungsquelle
- Entwicklung und Aufbau eines Teilentladungsmesssystems bei pulsformiger Spannungsbeanspruchung
- Teilentladungsverhalten von umrichtertypischen Modellisolierungen bei pulsformiger Spannungsbeanspruchung
- Vergleich des Teilentladungsverhaltens bei puls- und sinusförmiger Spannungsbeanspruchung

Die hierbei gewonnenen Ergebnisse sollen zeigen, inwiefern Untersuchungen mit sinusförmiger Wechselspannung an Betriebsmitteln, die pulsformig beansprucht werden, aussagekräftig sind und sich neue Grenzwerte für die elektrische Belastung von Isoliersystemen ergeben. Darüber hinaus ist ein Abgleich der Erkenntnisse mit früheren Arbeiten möglich.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

Wird eine Isolation zwischen zwei Elektroden mit unterschiedlichem Potential nur teilweise durch eine Entladung überbrückt, nennt man die Erscheinung Teilentladung. Diese Teilentladung kann in Gasen, Flüssigkeiten und Feststoffen stattfinden. Der signifikanteste Unterschied zum vollständigen Durchschlag besteht darin, dass die Isolation dabei zunächst im wesentlichen intakt bleibt. Langfristig gesehen schädigen Teilentladungen aber alle Isolierstoffe mit verschiedensten Auswirkungen. Ursachen für Teilentladungen sind lokale Feldstärkeüberhöhungen oder lokale Minderungen der elektrischen Festigkeit. In der Literatur unterscheidet man zwischen äusseren Teilentladungen bei inhomogenen Feldverläufen in Gasen, Oberflächenentladungen an Grenzflächen und inneren Teilentladungen an Fehlstellen innerhalb flüssiger oder fester Isolieranordnungen [Küc96].

Physikalische Grundlage für alle genannten Entladungsprozesse bildet die selbständige Gasentladung [Löb65, Mee78, Rät64]. In der Regel findet die innere Teilentladung in einem Entladungsraum statt, der von den spannungsführenden Metallelektroden ein- oder beidseitig getrennt ist. Man nennt sie deshalb auch ein- bzw. beidseitig dielektrisch behinderte Gasentladung [Har02]. Hierzu müssen neben den bekannten Emissions- bzw. Ionisationsprozessen zusätzliche bzw. modifizierte Sekundärprozesse berücksichtigt werden [Bru94, Hoo97].

Im Folgenden werden zunächst Entladungen in Gasen allgemein betrachtet und die wichtigsten Entlademechanismen für die spätere Anwendung auf innere Teilentladungen vorgestellt. Diese Betrachtungen gelten generell und werden an metallischen Elektroden mit stationären bzw. quasistationären Feldern erläutert.

Da eine Randbedingung der hier vorliegenden Arbeit die Untersuchung mit pulsformigen Spannungen ist, wird auf die Besonderheiten bei transienten Feldbelastungen eingegangen. Im Anschluss daran werden die Modifizierungen der Gasentladungen durch dielektrische Grenzschichten, insbesondere die Bereitstellung der benötigten Ladungsträger, sowie die Auswirkungen der Gasentladung auf die dielektrischen Oberflächen näher betrachtet.

2.1 Entladungen in Gasen

Gase eignen sich gut als Isolierstoffe, da sie bei niedrigen Feldstärken nahezu keinen Strom leiten. Wird die Spannung zwischen den Elektroden allerdings über eine bestimmte Grenze hinaus gesteigert, treten charakteristische Entladungserscheinungen auf. Diese äussern sich in einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und gemessenem Strom.

Zunächst verhält sich der Strom proportional zur Spannung, man spricht vom "ohmschen Bereich" der Gasentladungskennlinie (Abbildung 2.1). Die vorhandenen freien Ladungsträger sind durch eine gewisse Grundionisation (Photoionisation durch Höhenstrahlung bzw. natürliche radioaktive Strahlung) vorhanden oder entstehen durch Stossprozesse aufgrund thermischer Bewegung der Gasatome bzw. der Gasmoleküle [Küp73]. Es entstehen keine zusätzlichen Ladungsträger durch den Stromfluss im Gas selbst. Somit ergibt sich ein Gleichgewicht zwischen generierten und abtransportierten Ladungsträgern. Eine derartige Entladung wird als *unselbständige Gasentladung* bezeichnet.

Mit wachsender Spannung erreicht der Strom einen Grenzwert, den Sättigungsstrom. Wird die Spannung darüber hinaus gesteigert, können Ladungsträger über die Gasstrecke soviel Energie aufnehmen, dass sie selbst neue Ladungsträger durch Stossionisation erzeugen. Die Entladung unterhält sich selbst - die so genannte *selbständige Gasentladung* [Küc96].

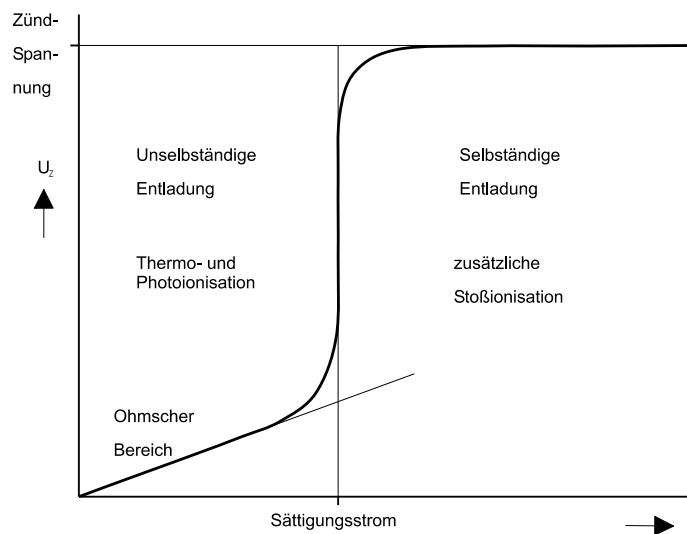


Abbildung 2.1: Gasentladungskennlinie nach [Küc96]

Die selbständige Gasentladung kann in Abhängigkeit des Verlaufs des elektrischen Grundfeldes E_G , des sogenannten Laplace- Feldes, und des Einflusses von Raum- bzw. Oberflächenladungen verschiedene Entladungsformen annehmen. Diese werden im folgenden vorgestellt.

2.1.1 Durchschlagmechanismen für Anordnungen mit homogenem und quasihomogenem Feldverlauf

Kann in einem homogenen Feld ein Startelektron genügend Energie aufnehmen, bildet sich eine Elektronenlawine (Abbildung 2.2: (1) Lawinenschwanz, (2) Lawinenkopf) aus.

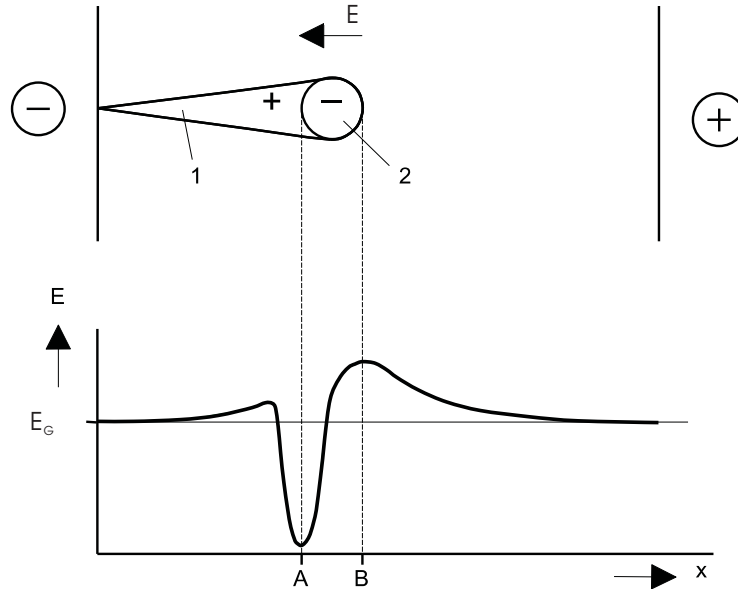


Abbildung 2.2: Entladungslawine und Feldverlauf im Homogenfeld nach [Bey89]

Dabei führt das Erreichen der Zündbedingungen unmittelbar zum Durchschlag der Gasstrecke. Vorentladungen treten nicht auf. Im folgenden werden der *Generationendurchschlag* [Tow10] und der *Streamerdurchschlag* [Mee40, Rät64] als relevanteste Mechanismen beschrieben. In der Literatur findet man für den Generationendurchschlag zudem die Bezeichnungen Lawinen- bzw. Townsenddurchschlag. Der Streamerdurchschlag wird auch als Kanaldurchschlag bezeichnet.

Der Übergang zwischen beiden Entladungsformen liegt nach [Bey86] für Luft mit Normtemperatur und geringer Überspannung bei $p \cdot s \leq 1,3 \text{ bar} \cdot \text{cm}$, wobei p den Druck und s die Schlagweite darstellt. Die ebenfalls in der Literatur beschriebene Leaderentladung hat aufgrund der geringen Schlagweiten der verwendeten Anordnungen keine Relevanz und soll nicht näher betrachtet werden.

2.1.1.1 Generationendurchschlag

Betrachtet wird ein Startelektron in einem homogenen Grundfeld E_G . Steht eine entsprechend grosse Wegstrecke x zur Verfügung, akkumuliert das Elektron schliesslich die erforderliche Energie W_I um ein Molekül stufenweise bzw.

vollständig zu ionisieren.

$$x = \frac{W_I}{q_e \cdot E} \quad (2.1)$$

Aufgrund des Impuls- und Energieerhaltungssatzes verliert das Elementarteilchen nun bei einem unelastischen Stoss mit einem schwereren Gasmolekül nahezu seine gesamte Energie. Die dabei entstehenden Elektronen nehmen im elektrischen Feld Energie auf und ionisieren selbst Moleküle. Bei gegebener mittlerer freier Weglänge führt das bei hinreichender Feldstärke zu einem lawinenartigen Anwachsen der Elektronen (Abbildung 2.3).

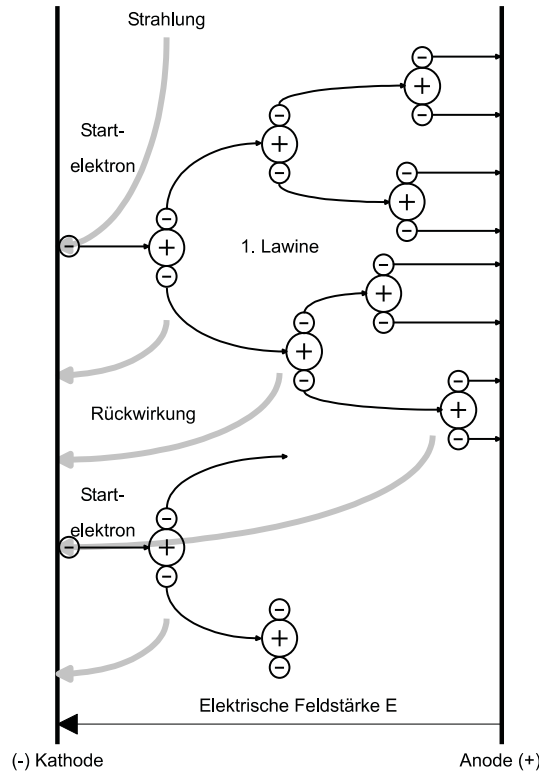


Abbildung 2.3: Physikalisches Modell zum Lawinendurchschlag nach [Küc96]

Die lokale Konzentration der Elektronen soll zunächst einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Grundfeld E_G haben, was nach [Bey86, Küc96] nur der Fall ist, wenn die Anzahl der Elektronen in der Raumladung den kritischen Wert von $N_{cr} = 10^6$ unterschreitet. Wird der kritische Wert überschritten, kann die Feldverzerrung nicht mehr vernachlässigt werden und der Entlademechanismus ändert sich. Es akkumulieren sich im Kopf der Lawine (Abbildung 2.2: (2)) an der Stelle x

$$N_e(x) = N_{e0} \cdot e^{\int_0^x (\alpha - \eta) dx} = N_{e0} \cdot e^{(\alpha - \eta) \cdot x} = N_{e0} \cdot e^{(\alpha_{eff}) \cdot x} \quad (2.2)$$

Elektronen. Hierbei ist N_{e0} die Anzahl der zur Verfügung stehenden Startelektronen an der Stelle $x=0$. α ist der feldstärkeabhängige erste Townsendsche Stossionisationskoeffizient und bestimmt die Anzahl der Ionisationsvorgänge

je Längeneinheit, die von einem Elektron ausgelöst werden. Der Anlagerungskoeffizient η gibt die relative Abnahme der eine Längeneinheit durchlaufende Elektronen an und wird unter anderem von der Elektronenaffinität des beteiligten Gases und der Geschwindigkeit der Elektronen bestimmt.

Beide Parameter, α und η , die von Gasdichte und Feldstärke abhängen, können zum effektiven Stossionisierungskoeffizienten α_{eff} zusammengefasst werden.

$$\alpha_{eff} = \alpha - \eta \quad (2.3)$$

Somit ist direkt zu erkennen, ob Generation oder Rekombination überwiegt. Die bei dem Ionisierungsprozess entstehenden positiven Ionen

$$N_+(x) = \int_0^x (\alpha \cdot N_e(x)) dx = \frac{\alpha}{\alpha_{eff}} \cdot N_{e0} \cdot [e^{\alpha_{eff} \cdot x} - 1] \quad (2.4)$$

bleiben aufgrund ihrer Trägheit zurück und werden ihrerseits Richtung Kathode beschleunigt. Dort können sie nach dem γ - Ionisierungsprozess neue Sekundärelektronen auslösen.

Des Weiteren lösen Photonen Sekundärelektronen aus der Kathode heraus. Photonen entstehen bei der Rekombination von Ionen oder bei der Rückbildung angeregter Moleküle. Wahrscheinlich erscheint auch der Fall, dass hochenergetische Strahlungsquanten im Gasraum Atome ionisieren und dabei Elektronen abgegeben werden. Insgesamt werden

$$N_{eSek} = \gamma \cdot N_+ \quad (2.5)$$

Sekundärelektronen aus der Kathode emittiert. Hierbei ist γ der 2. Townsend'sche Ionisationskoeffizient. Dieser Rückwirkungskoeffizient erfasst die Wirkung von Ionen und Photonen zur Bereitstellung von Sekundärelektronen aus der Kathodenoberfläche. Mit (2.4) erhält man

$$N_{eSek}(s) = \gamma \cdot \frac{\alpha}{\alpha_{eff}} \cdot N_{e0} [e^{\alpha_{eff} \cdot s} - 1] \quad (2.6)$$

die Anzahl der Elektronen für eine neue Lawine, wenn die erste Lawine die Schlagweite s durchlaufen hat. Wie leicht zu erkennen ist, wird die gesamte Gasstrecke zwischen den Elektroden und die Kathodenfläche selbst in den Entwicklungsprozess der Entladung eingebunden. Mit der Bedingung

$$N_{eSek} \geq N_{e0} \geq 1 \quad (2.7)$$

wird die Folgelawine stärker sein als die erste und der Lawinenprozess aufrecht erhalten. Die neu generierten Startelektronen erhalten dann die Entladungsentwicklung aufrecht und führen zu einer stufenartigen Stromentwicklung des Lawinenmechanismus. Offensichtlich werden mehrere Lawinen bis zum Durchschlag benötigt.

Aus (2.6) und (2.7) folgt das Kriterium K_G für den Lawinendurchschlag nach Townsend [Tow10].

$$\alpha_{eff} \cdot s = K_G \geq \ln \left[\frac{\alpha_{eff}}{\alpha \cdot \gamma} + 1 \right] \quad (2.8)$$

Diese Zündbedingung wird bei Erhöhung der Feldstärke im Homogenfeld stets zuerst erfüllt. Wird die Spannung darüber hinaus gesteigert, setzt der Streamerdurchschlag ein.

Da der Ionisierungskoeffizient α stark feldstärkeabhängig ist, vergrößert er sich mit Erhöhung der Spannung. Folglich wird eine grössere Anzahl Elektronen zur Verfügung gestellt, welche die kritische Zahl von $N_{cr} = 10^6$ Elektronen schliesslich überschreitet. Auf diesen Mechanismus wird in 2.1.1.2 eingegangen.

Nach [Bey86] tritt der Lawinendurchschlag in zwei Varianten auf. Dabei ist die Sekundärelektronenemission der bestimmende Parameter. Überwiegt die Generation der Elektronen durch den γ - Prozess benötigt der Entlademechanismus eine sehr lange Aufbauzeit. Dieser tritt im wesentlichen bei metallischen Oberflächen auf, bei denen die Feldschwächung vernachlässigt werden kann. Werden Elektroden mit dielektrischen Grenzschichten verwendet, wird der Durchschlag stark durch die Photoemission beeinflusst. In diesem Fall sind die Aufbauzeiten wesentlich geringer.

2.1.1.2 Streamerdurchschlag

Anders als beim Generationendurchschlag genügt bei dieser Art der Entladung bereits eine Lawine zur vollständigen Überbrückung der Gasstrecke. Dabei wächst die ausgelöste Lawine auf 10^6 bis 10^8 Elektronen an. Somit ist eine Verzerrung des Laplace- Feldes E_G nicht mehr zu vernachlässigen [Rät64, Küc96]. Ausgehend vom Lawinenbildungsprozess des Generationendurchschlags stehen an der Stelle x ebenfalls

$$N_e(x) = N_{e0} \cdot e^{\int_0^x (\alpha_{eff}) dx} = N_{e0} \cdot e^{(\alpha_{eff}) \cdot x}$$

Elektronen zur Verfügung. Ist das von aussen angelegte Laplacefeld E_G so stark, dass die kritische Anzahl von Elektronen $N_{cr} = 10^6 \dots 10^8$ überschritten wird, kommt es zu einer starken Feldanhebung vor und hinter dem Lawinenkopf. Das Grundfeld E_G und das Raumladungsfeld E_L , auch Poisson- Feld genannt, überlagern sich lokal positiv, was zu einer erhöhten Ionisation und Vorwachs geschwindigkeit führt. Des Weiteren führt die Feldanhebung zu einer verstärkten Emission von Photonen. Die unterstützende Photoemission stellt zusätzlich Sekundärelektronen bereit. Der damit entstehende Kanal, ein sogenannter Streamer, wächst gleichzeitig in Richtung Kathode und Anode vor. Man spricht auch von einem anoden- bzw. kathodengerichteten Streamer [Küc96, Har02]. Diese besitzen allerdings unterschiedliche Vorwachs geschwindigkeiten, da der Lawinenschwanz vermehrt die Sekundärelektronen anlagert. Der Streamerdurchschlag wird entscheidend von der Photoemission beeinflusst, da Teilbereiche der Gasstrecke gleichzeitig überbrückt werden [Hoo97]. Der

Entladungsaufbau vollzieht sich somit deutlich schneller als beim Generatordurchschlag. Breitet sich die Lawine bis zu den Elektroden aus, wird der Entladungskanal thermoionisiert und ein Plasmakanal entsteht.

Nach [Rät64, Bey86] kann die Durchschlagsbedingung, die kritische Elektronenzahl N_{cr} im Kopf der Lawine, zu

$$N_{cr} = e \int_0^{x_{cr}} \alpha_{eff} \cdot dx = e^{K_{St}} = 10^6 \dots 10^8 \quad (2.9)$$

bestimmt werden. Mit $N_{cr} = 10^6 \dots 10^8$ ergibt sich analog zur Zündbedingung nach Townsend das Streamerkriterium $K_{St} = 13,8 \dots 18,4$. Dabei ist die kritische Länge x_{cr} die Schlagweite, bei der die kritische Elektronenzahl N_{cr} erreicht wird.

Gelangt der Lawinenkopf zur Anode ohne das Streamerkriterium zu erfüllen, werden die Elektronen von der Elektrode aufgenommen. Liegt dabei das Townsendkriterium vor, wird ein Lawinendurchschlag eingeleitet. Folgende Parameter erhöhen die Wahrscheinlichkeit zur Erfüllung der Streamer- Zündbedingung [Bro98, Dev84, Mor93]:

- Grosse Schlagweite s
- Grosse Werte für α und kleine Werte für γ
- Hohe Überspannung durch geringe Anstiegszeit der Prüfspannung bzw. hohe Zündverzugszeit
- Geringe Sekundärelektronenemission aus der Kathode

2.1.2 Durchschlagmechanismen für Anordnungen mit inhomogenem Feldverlauf

Im Gegensatz zum Homogenfeld wird die Zündbedingung für eine Entladungserscheinung bei inhomogenem Feldverlauf zunächst nur in einem kleinen Bereich hoher Feldstärke erreicht. Entladungen können nur in diesem Bereich auftreten und nicht die gesamte Schlagweite überbrücken. Es können sich stabile Vorentladungen ausbilden.

Erst bei weiterer Spannungssteigerung kommt es zum vollständigen Ausbilden eines Entladungskanals. Das hochbelastete Volumen befindet sich direkt vor stark gekrümmten Elektroden.

Da für diese Arbeit Schlagweiten bis in den mm- Bereich relevant sind, sind die auftretenden Erscheinungen erneut mit dem *Generationen-* und *Streamer-**durchschlag* beschreibbar. Die für grössere Schlagweiten einsetzende Leaderentladung soll hier nicht betrachtet werden.

Für Schlagweiten hinauf bis etwa 1 mm wurde in [Yah98] untersucht, dass die erste Lawine nicht unmittelbar zum Durchschlag führt, eine Entladung nach dem Townsend- Kriterium also wahrscheinlich ist. Nachgewiesen ist [Rät64, Bey86], dass für Schlagweiten oberhalb von 1mm ein Streamerdurchschlag stattfindet.

Im inhomogenen Feld ist der Entladungsaufbau grundsätzlich vergleichbar mit dem im homogenen Feld. Entscheidender Unterschied ist die Raumladungsbildung im Bereich der lokal erhöhten Feldbelastung. Die damit verbundenen Wechselwirkungen von Raumladungsfeld und -aufbau sowie die unterschiedlichen Beweglichkeiten der beteiligten Ladungsträger führen zu einem ausgeprägten Polaritätseffekt. Dieser soll anhand einer Spitze- Platte- Anordnung kurz skizziert werden.

2.1.2.1 Positive Spitze

Da nur unmittelbar im Nahbereich der Anode günstige Ionisierungsbedingungen herrschen ($\alpha_{eff} > 0$), muss ein im Feldraum erzeugtes Startelektron dort zur Verfügung stehen, um eine Primärlawine auszulösen. Diese wächst in Richtung Anode und somit in einen Bereich mit zunehmender Feldstärke.

Da die Elektronen über die Anode abgeleitet werden, bleibt eine positive Raumladung unmittelbar vor der Anode zurück, die das Feld homogenisiert. Gleichzeitig wächst aber die Feldbelastung der restlichen Gasstrecke, da sich die Anode scheinbar in den Raum hinein schiebt.

Die damit verbundene Verlagerung des Ionisationsbereiches in Richtung Kathode führt schliesslich zum Erreichen der Zündbedingung im restlichen Gasraum und damit zum vollständigen Durchschlag.

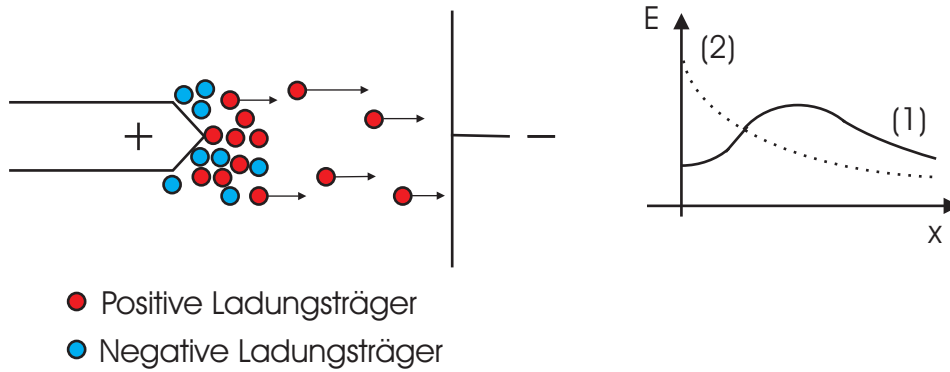


Abbildung 2.4: Ladungsträgerbewegung und Feldverteilung mit (1) und ohne (2) Berücksichtigung der Raumladung nach [Bey86]

2.1.2.2 Negative Spitze

Zur Verfügung stehende Startelektronen müssen unmittelbar an der Spitze der Kathode oder von der Kathode selbst generiert werden. Diese können z.B. durch Photoionisation und Feldemission [Bey86] erzeugt werden. Allerdings schliesst [Bro98] aufgrund der meist geringen Feldstärken letzteres aus.

Wird die kritische Elektronenzahl im Nahbereich überschritten, werden vermehrt Photonen gebildet und die Vorentladung setzt ein. Die Startelektronen wandern in einen Bereich mit abnehmender Feldstärke und negativem effektiven Ionisierungskoeffizienten.

Im feldschwachen Gebiet werden sie an Moleküle angelagert und es entsteht eine negative Raumladung. Die Feldstärke unmittelbar vor der Kathode wird durch die zurückgebliebenen positiven Ionen stossionisierter Moleküle erhöht und durch die räumliche Ausweitung im weiteren Gasraum homogenisiert. Damit stellt sich eine stabile Vorentladung ein, der Durchschlag wird hinausgezögert und findet erst nach einer deutlichen Spannungssteigerung statt.

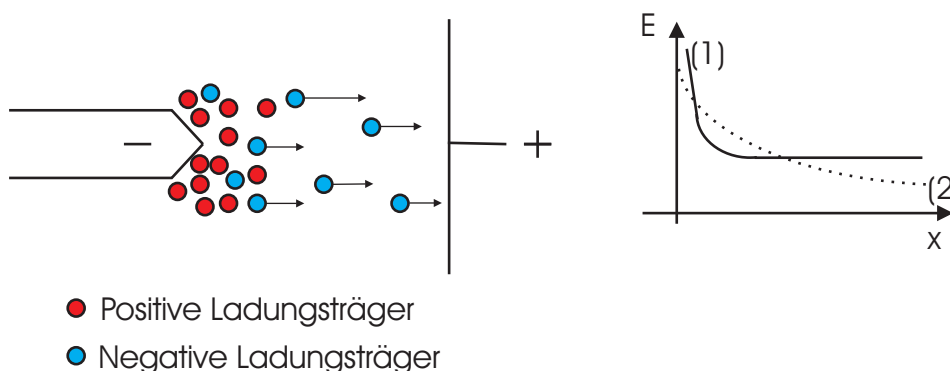


Abbildung 2.5: Ladungsträgerbewegung und Feldverteilung mit (1) und ohne (2) Berücksichtigung der Raumladung nach [Bey86]

Aus diesen Betrachtungen ergibt sich der grundsätzliche Zusammenhang

$$U_{D(\text{positiveSpitze})} < U_{D(\text{negativeSpitze})}. \quad (2.10)$$

Arbeiten von [Sti90, Har02] zeigen allerdings, dass sich dieser "Polaritätseffekt" bei sehr kleinen Abständen in der Nähe des Paschenminimums umkehrt.

Derzeit ist nachgewiesen, dass die Entladung in Hohlräumen mit dem Streamer- bzw. Kanaldurchschlag vergleichbar ist [Bar87, Gut95, Küc96, Nov00]. Fortschreitende Teilentladungen können jedoch die Leitfähigkeit der Fehlstellenoberflächen erhöhen, sodass der Entladungsmechanismus in den Generationendurchschlag umschlägt [Küc96].

2.1.3 Der Zündverzug bei transienter Spannungsbeanspruchung

Das in dieser Arbeit zu untersuchende Verhalten von Teilentladungen in Isolierungen unter pulsformiger Spannungsbeanspruchung ist eng verbunden mit dem Verzug einer Entladungserscheinung. Im Allgemeinen wird von statischen Durchschlagsspannungen ausgegangen, die für langsame Spannungsänderungen gelten.

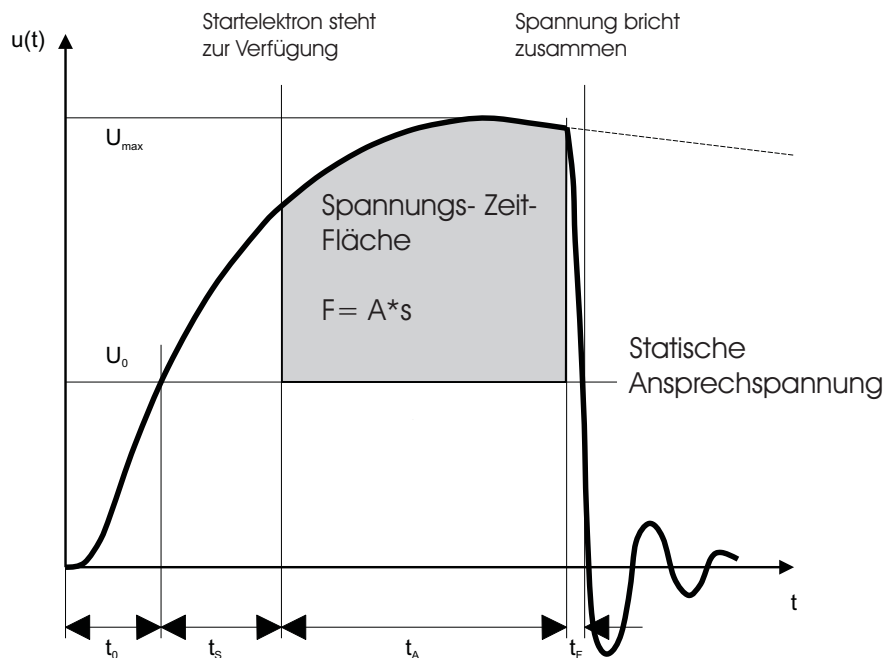


Abbildung 2.6: Zündverzug bei transienter Spannungsbeanspruchung

Steigt die Spannung sehr schnell an, kann ein Durchschlag trotz Überschreiten

der statischen Ansprechspannung U_0 verzögert eintreten (Abbildung 2.6). Man spricht vom Zündverzug [Bey86]. Dieser Zündverzug t_D setzt sich aus

- Verzug t_0 bis zum Erreichen der statischen Ansprechspannung U_0
- Statistischer Streuzeit t_S
- Lawinenaufbauzeit t_A
- Funkenaufbauzeit t_F

zusammen.

$$t_D = t_0 + t_S + t_A + t_F \quad (2.11)$$

Die Summe aus statistischer Streuzeit t_S und Lawinenaufbauzeit t_A wird Entladeverzugszeit t_{EV} genannt [Küc96].

Bedingt durch die zeitliche Versetzung des Durchschlags, weicht die gemessene Durchschlagspannung von der statischen ab. Die relative Überspannung bzw. der Stossfaktor beträgt

$$u = \frac{U_{max}}{U_0}. \quad (2.12)$$

Die statistische Streuzeit t_S ist die Zeitspanne vom Erreichen der Zündbedingungen bis zum Bereitstellen eines lawinenwirksamen Startelektrons.

Da alle Mechanismen zur Elektronenerzeugung Wahrscheinlichkeiten unterliegen, differiert diese Zeitspanne. Die statistische Streuzeit t_S nimmt mit der Zunahme des beanspruchten Gasvolumens ab (Volumen- Zeit- Gesetz).

Für Schlagweiten über 1 mm in Luft wird der Zündverzug t_D mit einigen 10 ns angegeben [Küc96]. Durch Verunreinigungen der Elektrodenoberfläche bzw. Erhöhen der Überspannung kann dieser signifikant verringert werden.

Steht das Elektron zur Verfügung bedarf es noch der Zeit zum Aufbau der Lawine t_A und zur Bildung des Durchschlagkanals t_F . Sie variieren unter anderem stark in Abhängigkeit von Gasart und Elektrodengeometrie, sowie vom Durchschlagsmechanismus. Nach [Kin58] kann die Lawinenaufbauzeit t_A für einen Streamerdurchschlag nach dem Spannungs- Zeit- Flächenkriterium zu

$$\int_{t_0+t_S}^{t_0+t_S+t_A} [u(t) - U_0] dt = A \cdot s = F = const. \quad (2.13)$$

bestimmt werden. A ist die bezogene Aufbaufläche und s die Schlagweite der Elektrodenanordnung. Die Spannungs- Zeit- Fläche F stellt für eine bestimmte Anordnung eine Konstante dar.

Für Elektrodenanordnungen mit homogenem Feldverlauf ergibt sich die Spannungs- Zeit- Fläche F nach [Kin58] zu

$$F \approx U_0 \cdot 10ns \quad (2.14)$$

und für inhomogene Feldverläufe zu

$$F \approx U_0 \cdot (0,1...1\mu s). \quad (2.15)$$

Die Funkenaufbauzeit t_F lässt sich nach [Bey86] mit Hilfe des Funkengesetzes nach Toepler abschätzen. Sie beträgt

$$t_F = 4,4 \cdot \frac{k_T}{E_D}, \quad (2.16)$$

wobei E_D die mittlere Feldstärke in $\frac{V}{m}$ zwischen den Elektroden beim Funken-einsatz darstellt.

Somit ergeben sich mit einer Toeplerkonstante $k_T = 5,6 \cdot 10^{-3} \frac{Vs}{m}$ für Luft und Schlagweiten bis 5 mm Aufbauzeiten im ns Bereich. Die Summe aus Lawinen-aufbauzeit t_A und Funkenaufbauzeit t_F nimmt demnach Werte von einigen ns bis ms an.

In Summe ergibt sich so eine Verzögerung vom Erreichen der Zündbedingun-gen bis zum Zusammenbruch der Spannung von wenigen ns bis ms. Da bei Teilentladungen in Isolierstoffen zusätzliche Effekte auftreten, kann der Ent-ladeverzug Werte bis in den Stunden Bereich annehmen. Dazu wird auf den Abschnitt 2.2 verwiesen.

2.2 Teilentladungen in Feststoffen

Teilentladungen in festen Isolierstoffen können als besondere Form der Gasentladung betrachtet werden [Bru94]. Nach [Bar87, Gut95, Nov00] wurden neben der Streamer- und Generationenentladung auch Glimmentladungen in Hohlräumen bzw. Einschlüssen, im Weiteren als Fehlstelle bezeichnet, identifiziert. Die Glimmentladung ist eine raumladungsbeschwerte Entladung und stellt oftmals die Vorstufe zum Streamerdurchschlag dar.

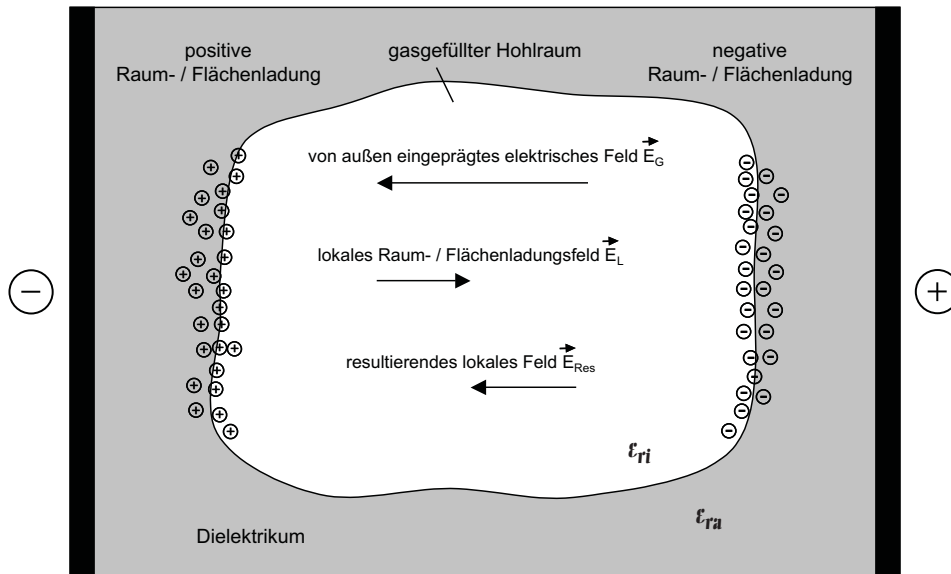


Abbildung 2.7: Modellabbildung zur inneren Teilentladung in Feststoffen

Der wesentlichste Unterschied der inneren Teilentladungen zu anderen Entladungserscheinungen besteht darin, dass die Entladungsstrecke ein- oder beidseitig durch ein Dielektrikum von den spannungsführenden Elektroden abgegrenzt wird (Abbildung 2.7).

Die beteiligten Ladungsträger werden durch das Dielektrikum behindert, über die Elektroden abzufließen. Man nennt deshalb innere Teilentladungen auch "dielektrisch behinderte" Entladungen.

Somit bestehen für den Entladungsaufbau zusätzliche Randbedingungen im Vergleich zu den Gasentladungen aus Abschnitt 2.1. In [Mor93] wird gezeigt, dass dielektrischen Grenzschichten den Durchschlagmechanismus wesentlich mitbestimmen. Die bestimmenden Mechanismen werden im Folgenden erläutert. Dabei wird die Bereitstellung von lawinenfähigen Startelektronen und Sekundärelektronen besonders behandelt.

In der Literatur wird die innere Teilentladung mit konzentrierten Elementen nach [Gem32] vereinfacht dargestellt. Das Ersatzschaltbild ist in Abbildung 2.8 dargestellt und erlaubt die wesentlichsten Aussagen. Hierbei ist der Bereich (1) die Fehlstelle, in der die Teilentladung stattfindet, und der Bereich (2) ist das Restdielektrikum. Entwickelt man daraus das Ersatzschaltbild, stel-

len C die Kapazität des Restdielektrikums, C_1 die Kapazität der Fehlstelle, die mit einer Funkenstrecke FS entladen werden kann und C_2 die Kapazität des mit der Fehlstelle in Reihe liegende Restdielektrikum dar. Der Einfluss der Leitfähigkeiten von Dielektrikum und Fehlstellenfüllung wird vernachlässigt. Der prinzipielle Verlauf von Teilentladungen ist mit diesem Ersatzschaltbild

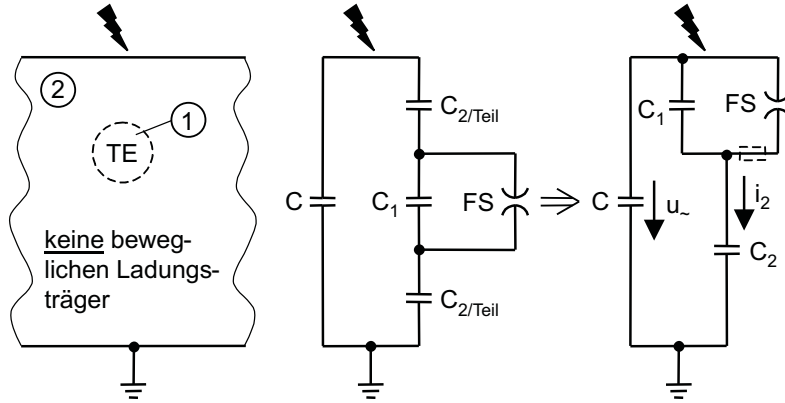


Abbildung 2.8: TE Ersatzschaltbild

zwar nachvollziehbar, eine befriedigende physikalische Analyse ist aber nicht möglich. Insbesondere kann keine Aussage zur Verteilung der Raum- und Oberflächenladungen in der Fehlstelle gemacht werden. Des Weiteren besteht die Schwierigkeit, dass weder Hohlraumkapazität noch die Kapazität des Restdielektrikums bekannt sind.

Der Versuch, die real ablaufenden physikalischen Vorgänge mathematisch zu beschreiben, wird in [Ped89, Ped91, Ped95a, Ped95b] dargestellt. Damit kann ein Zusammenhang zwischen den Prozessen in der Fehlstelle und extern messbarem TE- Verhalten angegeben werden. Hierbei besteht ebenfalls das Problem, die zeitliche und örtliche Verteilung der Raum- und Oberflächenladungen zu kennen. Eine praktische Anwendung ist deshalb in den wenigsten Fällen umsetzbar.

2.2.1 Bereitstellung von Ladungsträgern für Teilentladungen in Isolierstoffen

Die bereits angesprochenen Entlademechanismen laufen nur ab, wenn eine hinreichende Anzahl von Startelektronen zur Verfügung steht. Diese können sowohl aus dem Gas selbst, als auch aus der das Gas umgebenden Materie durch Ionisationsvorgänge herausgelöst werden. Neben dem Vorhandensein von Startelektronen ist zur Ausbildung einer Lawine die Emission von Sekundärelektronen von Bedeutung. Im folgenden werden die relevanten Mechanismen vorgestellt [Bey89, Bru91] und einige Teilaspekte näher betrachtet.

1. Elektronenauslösung durch Stossionisation
2. Photoemission

3. Elektronenablösung bei Annäherung von langlebigen metastabilen Molekülen und Atomen
4. Thermische Emission
5. Feldemission von Elektronen aus Oberflächen
6. Weitere Mechanismen

In Abhängigkeit den vorherrschenden Bedingungen (Fehlstellenoberfläche, Materialeigenschaften des Isoliermaterials) dominieren einige der oben genannten Mechanismen, wobei andere weniger Einfluss haben [Gut95].

2.2.1.1 Elektronenauslösung durch Stossionisation

Die Stossionisation von neutralen Atomen und Gasmolekülen kann durch Elektronen (α - Prozess) und Ionen (γ - Prozess) ausgelöst werden. Dabei stellt der Elektronenstoss den wichtigsten Stossionisierungsprozess im Gas dar [Bey89]. Sind Elektronen im Gas frei beweglich, driften sie auf Grund des elektrischen Feldes E in Richtung der Anode. Dabei durchlaufen sie zunächst ohne Zusammenstoss ihre mittlere freie Weglänge λ und können die Energie W aufnehmen

$$W = q_e \cdot E \cdot \frac{\lambda}{\delta}. \quad (2.17)$$

Dabei gibt der Korrekturfaktor δ das Verhältnis zwischen abgegebener und aufgenommener Energie an. Ist die kinetische Energie des Elektrons entsprechend gross, wird beim unelastischen Stoss Energie übertragen und metastabile Anregungsvorgänge oder Ionisationsprozesse eingeleitet.

Die Sekundärelektronenerzeugung durch Einfall von Elektronen auf Oberflächen wurde in [Kol54] näher untersucht. Dabei ergaben sich für Metalle und Isolatoren ähnliche Energieverteilungen der Sekundärelektronen. Die Lage der Maxima bei 2 eV stimmte für beide Materialien überein, der Abfall zu höheren Energien ist bei Metallen allerdings weniger stark ausgeprägt.

Positive Ionen werden aufgrund ihrer Ladung in Richtung Kathode beschleunigt. Beim Aufprall auf die Elektrode bzw. die kathodenseitige dielektrische Grenzschicht der Fehlstelle wird zunächst das Gasion neutralisiert und dessen Ionisierungsenergie W_I frei. Ist die Summe aus kinetischer Energie und Ionisierungsenergie W_I entsprechend gross, werden 2 Elektronen ausgelöst, wobei eines als Sekundärelektron zur Verfügung steht.

$$\frac{1}{2} \cdot m_{Ion} \cdot v^2 + W_I \geq 2W_a \quad (2.18)$$

Durch die geringen geometrischen Abmessungen von Fehlstellen im Isolierstoff ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ion mit der Feststoffoberfläche wechselwirkt grösser als die Energieabgabe an ein Gasmolekül. Damit kommt der Elektronenemission aus dem Feststoff nach dem γ - Prozess eine gesteigerte Bedeutung zu [Kur93, Nie93].

2.2.1.2 Photoemission

Die Photoemission hat für die Sekundärelektronengeneration in Hohlräumen, die vollständig von einem Dielektrikum umschlossen werden, dominierende Bedeutung [Kur93]. Dabei wird einem Atom, Molekül oder Ion Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung zugeführt. Die Emission findet statt, wenn

$$W_I \leq h \cdot f \quad (2.19)$$

ist, wobei h das Planksche Wirkungsquantum und f die Frequenz eines Photons ist. Geht man von der Ionisierungsenergie $W_I = 12,1$ eV für ein Sauerstoffmolekül O_2 aus, ergeben sich Wellenlängen unter 100 nm, was Licht im UV- Bereich entspricht [Mes02].

Untersuchungen von [Cos39, Schw40] zeigten, dass mehr als 90 % des ausgesendeten UV- Lichts einer unselbständigen Entladung Wellenlängen von $\lambda \leq 100nm$ besitzen. Damit werden die erforderlichen Ionisierungs- bzw. Austrittsarbeiten sowohl für die Gasphase als auch für das umgebende Dielektrikum erreicht.

Soll ein Elektron aus einer Feststoffoberfläche herausgelöst werden, muss ihm eine gewisse Anfangsgeschwindigkeit gegeben werden. Dann muss

$$\frac{1}{2} \cdot m_e \cdot v^2 \leq h \cdot f - W_a \quad (2.20)$$

gelten, wobei W_a die Austrittsarbeit eines Elektrons aus dem Feststoffmaterial ist. Nach [Bey89] genügt für die Emission aus Feststoffen eine wesentlich langwelligere Strahlung, da die Austrittsarbeiten W_a im Bereich von 4 - 5 eV liegen.

Für die Bereitstellung von Startelektronen wird in [Bey86] die Photoionisierung durch natürliche energiereiche Strahlung (kosmische und radioaktive Strahlung) angeführt. Dieser Mechanismus hat nach [Bru91, Nov95] für innere Teilentladungen keine Relevanz, da die Intensität sehr gering und das Volumen sehr klein ist. Im Wesentlichen wird ihr nur eine feldunterstützende Funktion, insbesondere an Metallelektroden, beigemessen.

2.2.1.3 Elektronenablösung bei Annäherung von langlebigen metastabilen Molekülen und Atomen

Metastabile Moleküle bzw. Atome sind neutrale Teilchen, nehmen aber nicht das niedrigste Energieniveau ein. Eine Abgabe der Anregungsenergie W_A ist in Form von Strahlung oder bei Stößen in einigen Fällen nicht sofort möglich. Im Allgemeinen kann von einer Lebensdauer von einigen 10 ns ausgegangen werden, es treten aber auch Werte bis in den Sekundenbereich auf.

Wird die Energie in Form von Lichtquanten abgegeben, können Wellenlängen bis unter 100 nm auftreten, was für die Photoionisation ausreichend ist.

2.2.1.4 Thermische Emission

Bei genügend hohen Temperaturen können Elektronen aus Feststoffen und Gasmolekülen freigesetzt werden. Nennenswerte Thermoionisation von Gasmolekülen benötigt Temperaturen von vielen 1000K im Gasraum und kann für innere Teilentladungen ausgeschlossen werden.

Wird einem Feststoff genügend thermische Energie zugeführt, treten Elektronen aus dem Leitungsband durch die Potentialbarriere. Untersuchungen an Metall- bzw. Metalloxydelektroden zeigten das hierfür Temperaturen im Bereich von 1000K notwendig sind [Mie72]. Durch die geringe Energietiefe der Haftstellen ist allerdings in hochpolymeren Isolierstoffen eine thermische Aktivierung und Emission wahrscheinlich [Kah89].

2.2.1.5 Feldemission von Elektronen aus Oberflächen

Die für die Feldemission an Metallelektroden benötigten Feldstärken werden in [Bey86] mit 100 kV/mm angegeben. Elektronen können aus dem Leitungsband die Potentialbarriere durchtunneln, da die Austrittsarbeit nach dem Schottky-Effekt herabgesetzt ist. Durch Oberflächenrauigkeiten kann lokal diese Grenzfeldstärke erreicht werden. Geht man von der geringen Energietiefe der Haftstellen in Isolierstoffen aus, werden geringere Feldstärken benötigt.

2.2.1.6 Weitere Mechanismen

Für die Beschreibung weiterer Mechanismen zur Bereitstellung von Ladungsträgern in Isolierstoffen soll zunächst die Bandstruktur, damit die energetischen Zustände im Feststoff, betrachtet werden. Hochpolymere Isolierstoffe besitzen einen teilkristallinen Aufbau. Damit verbunden ist ein nicht durchgängiges Energieband mit einzelnen lokalen Niveaus nach Abbildung 2.9.

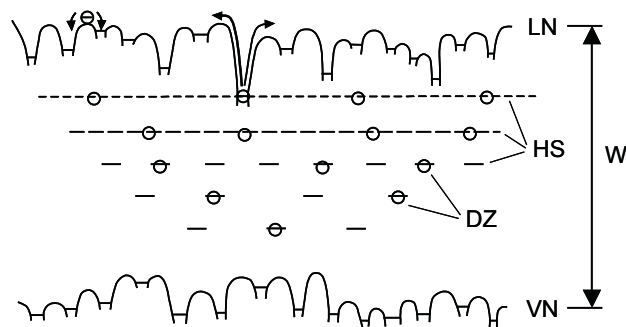


Abbildung 2.9: Bändermodell eines Hochpolymers nach [Bey86]

Es ergibt sich ein mittlerer Abstand W von Valenz (VB)- und Leitungsband (LB) bzw. Valenz (VN)- und Leitungsniveau (LN). Es wird davon ausgegangen [Bey86], dass sich Elektronenplätze (Haftstellen HS) in diesem Bandabstand befinden, deren Austrittsarbeit beim ungeschädigten Prüfling bei etwa 1 eV liegen.

Nach dem Ausbilden der ersten Gasentladung treffen die Elektronen auf die dielektrische Grenzschicht an der Anode und können dort in den Isolierstoff diffundieren oder sich in Haftstellen anlagern. In Anlehnung an die Halbleiterphysik heissen diese besetzten Haftstellen Donatoren (DZ).

Im bereits vorgeschädigten Isolierstoff kann davon ausgegangen werden, dass die mittlere Haftstellentiefe der Donatoren nur etwa 0,65 eV und weniger beträgt. In [Kah89] wird die Haftstellentiefe im Bereich von 0,01 bis 0,1 eV angegeben. Für ein unbelastetes, schädigungsfreies Dielektrikum liegt die Elektronenaustrittsarbeit W_a etwa im Bereich 4 - 5 eV. Diese stark herabgesetzten Austrittsarbeiten verbessern die Bereitstellung von Start- und Sekundärelektronen für folgende Entladungen erheblich und beeinflussen zudem den Entladeverzögerung t_{EV} .

Das Herauslösen von Elektronen aus Haftstellen mit niedrigem Energieniveau kann bei wesentlich geringeren Temperaturen und Feldstärken erfolgen. Die freigesetzten Ladungsträger stehen für Leitungsmechanismen im Feststoff zur Verfügung. Dieser Mechanismus wird Pool- Frenkel- Effekt genannt.

Darüber hinaus bestehen Möglichkeiten zur Bereitstellung von Ladungsträgern an der Grenzschicht von Isolierstoff zur Elektrode. Bei ausreichender elektrischer bzw. thermischer Energiezufuhr können dem Isolierstoff Elektronen aus der Kathode injiziert und Raumladungen unmittelbar vor der Elektrode gebildet werden. Diese injizierten Elektronen werden ebenfalls in flachen Haftstellen angelagert [Mül03]. Beide Mechanismen, die

- felderleichternde thermische Injektion (Richardson- Schottky- Injektion) und die
- reine Feldinjektion (Fowler- Nordheim- Injektion)

laufen unter Feldstärken im Bereich von etwa 200 kV/mm ab. Für technische Oberflächenqualitäten werden nennenswerte Emissionsraten durch die reine Feldinjektion bereits bei weit geringeren Feldstärken erzielt [Bro98]. Eine exakte Begründung für dieses Phänomen ist bis dato noch nicht erbracht.

Zudem können Raumladungen in Bereichen unterschiedlicher Dielektrizitätszahlen bzw. Leitfähigkeiten ausgebildet werden. Die Ursache hierfür sind freie Ladungsträger, die sich in Abhängigkeit der Feldrichtung an den Korngrenzen ansammeln (Maxwell- Wagner- Effekt).

Eine weitere Möglichkeit steht mit dem Malter- Effekt zur Verfügung. Dünne, isolierende Fremdschichten auf Elektroden fördern die Auslösung von Elektronen. Hier können sich Oberflächenladungen absetzen und hohe Feldstärken erzeugen. In Fehlstellen die an Elektrode und Dielektrikum angrenzen, können isolierende Schichten durch Ablagerungen aus Alterungserscheinungen auf der Elektrode gebildet werden.

Die nach [Bru91] wichtigsten Mechanismen zur Bereitstellung von Startelektronen sind die Auslösung bei Annäherung von metastabilen Molekülen bzw. Atomen, sowie die Feldemission aus Feststoffen.

Die relevantesten Möglichkeiten zur Sekundärelektronengeneration sind nach [Kur93] die Photoionisation von Gasmolekülen und das Auslösen von Elektronen aus dem Feststoff nach dem γ - Prozess.

2.2.2 Beeinflussung der Gasentladung durch dielektrische Grenzschichten

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben bilden sich während des Lawinenaufbaus bis zum Durchschlag Raumladungen im Gasraum aus. Liegt das elektrische Grundfeld E_G nach dem Ausbilden der ersten Lawine weiterhin an den Elektroden an und ist der effektive Ionisierungskoeffizient $\alpha_{eff} > 0$, driften die Elektronen und negativen Ionen in Richtung Anode. Da die Anode vom Entladungsraum durch eine dielektrische Grenzschicht getrennt ist, kann eine vollständige Rekombination bzw. Diffusion, bedingt durch die geringe Leitfähigkeit des Isolators, nicht stattfinden.

Ein Grossteil der Elektronen und negativen Ionen lagert sich als Oberflächenladung an, der geringere Teil diffundiert in das Dielektrikum, welches die Anode umschliesst bzw. rekombiniert mit positiven Ionen. Positive Ionen wandern ihrerseits in Richtung Kathode. Damit wird ein elektrisches Poisson- Feld E_L aufgebaut, welches das Grundfeld E_G schwächt. Wechselt das Grundfeld E_G nach dem Anlagern der Oberflächenladungen jedoch die Polarität, hat das Poisson- Feld E_L unterstützenden Charakter.

Zurückgebliebene Raumladungen im Gasraum rekombinieren oder werden selbst als Oberflächenladung angelagert. Ihr Einfluss auf Folgeentladungen ist als gering abzuschätzen, sie sind daher vernachlässigbar [Bru91].

Durch die Anlagerung und Injektion von Elektronen an bzw. in die fehlstellen-seitigen Oberflächen des Dielektrikums nimmt die Leitfähigkeit im Bereich der Grenzschichten zu [Hod93] und begünstigt das Abfließen der Ladungen in den Isolierstoff und somit den Abbau der Oberflächenladungen. Die generierten Oberflächenladungen verändern den TE- Einsatz massgeblich im Vergleich zu unbehinderten Entladungen an Metallelektroden. Das zeigt sich beispielsweise in pulsierendem TE- Einsatz mit zeitweiligem Aussetzen oder vollständigem Erlöschen, die so genannte Selbstlöschung [Kah89].

Der Einfluss der Oberflächenladung ist leicht an der TE- Messung mit 50 Hz nachzuvollziehen. Während die erste Teilentladung im zunächst raumladungsfreien Gasraum noch im Bereich der Amplitude detektierbar ist, begünstigen die neu generierten Ladungen den Entladungsaufbau durch eine positive Überlagerung des Grund- und Poisson- Feldes aufgrund des Polaritätswechsels der zweiten Halbwelle. Die TE- Impulse verschieben sich in Richtung des Nulldurchgangs.

Bedingt durch die geringen Leitfähigkeiten von Isolatoren, sind Oberflächenladungen meist sehr langlebig. Die Zeitkonstanten für den Ladungsabbau sind

sehr gross gegenüber Periodendauern technischer Frequenzen. In [Das90] sind Ableitzeiten von Minuten bis in den Stunden Bereich ermittelt worden. Dieser Memory- Effekt [Bru91, Kog02] beeinflusst bei Wiederholungsmessungen der TE- Einsatzspannung $U_{PD/inc}$ das Ergebnis und muss berücksichtigt werden.

Darüber hinaus ist der Zustand der Fehlstellenoberfläche in Verbindung mit angelagerten Ladungsträgern für den Entladeverzug bedeutend [Hoo97]. Die Entladeverzugszeit $t_{EV} = t_S + t_A$ für den Einsatz der ersten Teilentladung im ungeschädigtem Epoxydharzprüfling mit einer kugelförmigen Fehlstelle ergibt sich nach [Gut95] zu

$$t_{EV} \approx t_S = \frac{1}{\dot{n}_{e0} \cdot V(1 - \frac{1}{u^2})}. \quad (2.21)$$

Mit den Annahmen, dass die mittlere Startelektronenbildungsrate $\dot{n}_{e0} \approx 2 \cdot 10^{-3}/(s \cdot mm^3)$, die relative Überspannung $u \gg 1$ und der Radius der kugelförmigen Fehlstelle $r_{Fehl} = 0,5$ mm betragen, ergibt sich $t_{EV} \approx 16$ min. Für einen Fehlstellenradius von $r_{Fehl} = 0,1$ mm kann mit (2.21) ein Verzug von mehreren Stunden berechnet werden. Messungen in [Gut95] ergaben teilweise Werte, die über den berechneten lagen.

Für künstlich geschaffene Fehlstellen in Prüflingen ergeben sich meist deutlich geringere Entladeverzugszeiten t_{EV} [Bro98]. Es wird vermutet, dass Verunreinigungen, Elektronenablagerungen in den Haftstellen, elektrostatische Aufladungen oder Eindringen von Feuchtigkeit die Abweichung der Entladeverzugszeit t_{EV} bei künstlichen Fehlstellen hervorrufen.

Mit den oben gegebenen Werten für die Auslösearbeit von Elektronen aus den Haftstellen wurde in [Mor93] die Entladeverzugszeit t_{EV} berechnet. Es ergaben sich Zeiten von wenigen ns bis ms. Das verwendete Berechnungsmodell legte allerdings nur eine thermische Aktivierung der Oberflächenelektronen zu Grunde. Nach [Bru91] liefern feldunterstützte Emissionsprozesse einen wesentlichen Beitrag zur Elektronengeneration, die vollständig vernachlässigt wurden. Zieht man diesen Aspekt in Betracht, ergäben sich Entladeverzugszeiten t_{EV} im ns Bereich.

2.3 Alterungserscheinungen bei inneren Teilentladungen

Finden Teilentladungen dauerhaft in Isolierstoffen statt, kann davon ausgegangen werden, dass physikalische und chemische Prozesse die Umgebung verändern.

Quellen für Teilentladungen sind alle Inhomogenitäten des Isolierstoffs. Das können unter anderem Permittivitätsänderungen, Korngrenzen, amorphe Bereiche, Verunreinigungen, Einschlüsse und Grenzflächen zwischen verschiedenen Materialien sein. In diesen Bereichen bilden sich örtlich überhöhte Feldstärken aus, welche Schädigungsmechanismen einleiten. Da sich im Festkörper im Gegensatz zu flüssigen oder gasförmigen Isolierstoffen diese Inhomogenitäten nicht ausgleichen können, sind Feststoffisolieranordnungen besonders von Teilentladungen betroffen.

Die heute vielfach benutzten hochpolymeren Isolierstoffe sind besonders empfindlich gegenüber Entladungen an den Grenzflächen des Isolierstoffs und in Fehlstellen des Isolierstoffs [Sch85]. So verändern ständige Teilentladungen die Oberfläche des Dielektrikums, was sich in Änderungen der TE- Einsetzspannung, der Impulsabstände und der Folgefrequenz widerspiegelt.

Wie in vielen Experimenten untersucht wurde, ist der Schädigungsprozess von Kunststoffen sehr komplex. Folgende Mechanismen können die Isolation degenerieren [Bey86, Göt92, Kah89, Mas78]:

- Lokale Erwärmung und thermisch bedingte Veränderung der Oberfläche
- Chemische Zersetzung an der Oberfläche
- Mechanische Erosion durch auftreffende Ladungsträger
- Erhöhen der Feldstärke durch Ladungsträgerinjektion
- Chemische Reaktionen und Erwärmung im Gasraum
- Radikalbildung und Kettenbruch im Isolierstoff.

Elektrische Alterungserscheinungen können nach [Kah89] in Feldalterung, Teilentladungsalterung, elektrothermische und elektrochemische Alterung eingeteilt werden. Eine strikte Trennung ist oftmals schwer möglich.

Für eine Aussage zur Schädigungswirksamkeit einer Teilentladung ist der Energieumsatz in der Fehlstelle ein relevanter Parameter [Cha62]. [Kah89] geht davon aus, dass nur 10% der umgesetzten Gesamtenergie einer Teilentladung zur Isolierstoffdegeneration direkt wirksam werden. Der Hauptteil wird in den Gasraum geleitet und erwärmt ihn [Gol95], womit auch das erhitzte Gas schädigungswirksam werden kann.

In [Hoo97] wurde ein möglicher Energieumsatz bei Teilentladungen abgeschätzt. Für 100 Teilentladungen je Sekunde in einer kugelförmigen Fehlstelle mit dem Radius $r_{Fehl}=0,5$ mm in Polyethylen wurde eine Erwärmung der Fehlstellenoberfläche von weniger als 1 K berechnet. Mit diesem Ergebnis kann eine thermische Belastung des Isolierstoffs ausgeschlossen werden.

Die mechanische Schädigung der Oberfläche wird in der Literatur der Belastung durch auftreffende Ladungsträger zugeschrieben. Elektronen können dabei kinetische Energien von einigen 10 eV besitzen [Bru94, Gol95, Hoo97, Kur93]. [Ize85, May76] untersuchten Alterungsprozesse an Polyethylen mit dem Ergebnis, dass eine signifikante Degeneration der Oberfläche erst ab Energien von mehr als 100 eV eintritt. In [Kah89] wird der Degradation des Isolierstoffs durch Elektronen deshalb nur eine thermische Unterstützung angedacht. Selbst unter Annahme eines zentralen Stosses eines Elektrons auf ein Atom sind die übertragbaren Energien zu gering um Polymerverbindungen aufzubrechen.

Bei Untersuchungen zur Glimmentladung wurden Energien von mehreren 10 eV für positive Ionen festgestellt [Gol95]. Sie verlieren sehr schnell ihre kinetische Energie und können deshalb nur bei chemischen und thermischen Prozessen unterstützen. Bei Streamerentladungen können positive Ionen allerdings kinetische Energien von mehr als 100 eV besitzen. Diese Energie ist ausreichend um chemische Bindungen zu zerstören und die mechanische Erosion zu unterstützen [Fou93, Ize85].

Schädigend für den Feststoff ist die Injektion und Extraktion von Elektronen in bzw. aus Haftstellen [Göt92, Sch85]. Das permanente Einlagern und Herauslösen führt zur Temperaturerhöhung, zum Auftreten elektromechanischer Kräfte und zur chemischen Schädigung.

[Bru91] stellte fest, dass die mittlere Energie der Elektronen grösser ist als die der Moleküle. Somit ist keine effektive Erwärmung der Umgebung durch Elektronen möglich [Kog02]. Es entstehen jedoch lokal stark begrenzte Bereiche mit erhöhter Temperatur auf der Isolierstoffoberfläche [Bro98]. Aus diesem Grund heissen innere Teilentladungen auch *kalte Entladungen*.

Wie bereits erwähnt, übertragen die auftreffenden Ladungsträger Teile ihrer Energie auf das Molekülgefüge des Isolierstoffs. Dort regen sie dieses zu thermischen Schwingungen an und die thermische Alterung setzt ein. Die morphologische Struktur des Feststoffs wird durch Ketten- und / oder Ringbrüche verändert und begünstigt die Oxidation des Isolators. Nach ersten Schädigungen stellte [Kra75] lokale Aufschmelzungen auf der Oberfläche fest, die er auf die thermische Alterung zurückführte. Bindungsbrüche treten zudem in der Gasphase der Fehlstelle auf und regen zur Bildung von Ionen und Molekülen an. Die Änderung der Zusammensetzung der Gasatmosphäre kann zum Druckanstieg im Einschluss führen, der aber im allgemeinen durch Diffusionsvorgänge wieder ausgeglichen wird.

Der Umbau der Bindungen und die mechanische Erosion bewirken eine Abgabe von flüchtigen Bestandteilen des Feststoffs in den Gasraum. Diese la-

gern sich zum Teil auf den Grenzschichten der Fehlstelle ab und verändern die Oberflächenleitfähigkeit. Messungen in [Bru94] zeigten, dass nach hinlänglicher Zeit für den Oberflächenladungsabbau der Oberflächenwiderstand mit zunehmender Teilentladungsbelastung zunimmt. Diese Zunahme ist auf Ablagerungen zurückzuführen, da nach der Entfernung dieser die Ausgangswerte erreicht wurden. In Verbindung mit Feuchtigkeit können diese Ablagerungen Elektrolyte auf den Oberflächen bilden, welche die Leitfähigkeit erhöhen können [Gol95].

Bei Teilentladungen in Hohlräumen laufen neben den physikalischen Prozessen chemische Reaktionen ab und schädigen den Isolierstoff. Der chemische Abbau der organischen Materialien kann hydrolytisch durch eindiffundierte Feuchtigkeit, strahleninduziert, thermisch oder thermooxidativ erfolgen. Durch die Vielzahl der beteiligten Stoffe und den damit verbundenen Reaktionsvarianten ist eine genaue Betrachtung sehr aufwendig. Einige Möglichkeiten sollen hier kurz skizziert werden.

Für Teilentladungen in Luft werden in [Eli91] ein Teil der beteiligten Reaktionspartner ermittelt. So entsteht durch Dissoziation von Sauerstoff durch UV-Strahlung oder energiereiche Elektronen Ozon, der mit der Luft zu Stickoxiden reagieren kann. Vermengt sich Wasser mit Stickoxid bildet sich Salpetersäure. Verbindet sich Ozon mit Wassermolekülen entstehen zunächst Hydroperoxide und daraus Carbonylgruppen, welche die funktionelle Gruppe der Carbonsäuren (z.B. Oxalsäure) ist. In [Hod91] wurden ebenfalls Alkansäuren (z.B. Methansäure) und Hydroxycarbonsäuren (z.B. Hydroxyessigsäure) in geschädigten Epoxydharzhohlräumen nachgewiesen, welche eine zersetzende Wirkung haben. Das zudem festgestellte Kristallwachstum ist auf einen oxidativen Abbau des Isolierstoffs zurückzuführen [Fou93]. Des Weiteren können sich organische Salze ablagern und H_2 , CH_4 , CO und CO_2 entstehen, was auf einen Bindungsombau rückschliessen lässt [Kah89].

Einen hohen Beitrag zur Degeneration des Feststoffs liefert die Bildung von atomarem Sauerstoff und angeregten bzw. ionisierten Sauerstoff [Kah89]. Ihm wird eine verstärkende Wirkung bei der Depolymerisation zugeschrieben. Die beschriebenen gasförmigen und flüssigen Reaktionsprodukte können nicht nur oberflächlich wirken, sondern auch in tiefere Schichten diffundieren und dort Molekülbindungen aufbrechen. In der Tiefe entstehende Radikale können bei entsprechend geringer Grösse ausdiffundieren und die Oberflächenerosion einleiten.

[Ize85] stellte fest, dass die chemische Schädigung die entscheidende Rolle im Alterungsprozess einer Polyethylenisolierung darstellt.

In Tabelle 2.1 sind die Bindungsenergien W_B einiger wichtiger hochpolymeren Isolierstoffe beigefügt. Wird diese Bindungsenergie überschritten können Bindungsbrüche eingeleitet werden. Treten Teilentladungen permanent auf, de-

Isolierstoff	Mittlere molekulare Bindungsenergie W_B in eV
Polyethylen	3,62
Polyvinylchlorid	3,41
Epoxydharz	3,72
Polytetrafluorethylen	5,04

Tabelle 2.1: Bindungsenergien hochpolymerer Isolierstoffe nach [Hoo97]

generiert der Isolierstoff unter den oben genannten Einflüssen. Überschreitet die elektrische Feldbelastung dann die maximale Festigkeit des verbleibenden Isolierstoffs erfolgt das Versagen der gesamten Isolieranordnung nach den Mechanismen des elektrischen Durchschlags bzw. des Erosionsdurchschlags. Die Zeit bis zum vollständigen Durchschlag kann dabei mit Hilfe des Lebensdauergesetzes nach [Bey86] abgeschätzt werden. Die dazu notwendigen Größen, wie Lebensdauerexponent etc., müssen jedoch in den meisten Fällen experimentell bestimmt werden.

Kapitel 3

Versuchstechnik

Dieses Kapitel stellt die wesentlichen verwendeten Komponenten und Messaufbauten vor. Hierbei wird zunächst kurz auf die Baugruppen der Referenzanlage für technische Wechselspannungen eingegangen und anschliessend die Realisierung der entsprechenden Baugruppe für die Pulsspannungsprüfung detailliert erläutert.

Einen wesentlichen Teil dieses Kapitels nimmt die Charakterisierung der entwickelten Modellisolierungen ein. Es werden die 4 Typen der entstandenen Modellisolierungen und ihre Herstellungsverfahren erklärt.

3.1 Verwendete Anlagen

3.1.1 Teilentladungsmessung bei 50 Hz Wechselspannung

Die derzeitigen Normen sehen für die Prüfung von Isolieranordnungen auf Teilentladungen eine Belastung mit sinusförmigen Wechselspannungen mit $f=50\text{ Hz}$ vor. Die entsprechenden Versuchsaufbauten und Prüfbedingungen sind in der DIN VDE 0434 festgelegt.

Für die Ermittlung von normgerechten Referenzwerten zur späteren Korrelation mit den Ergebnissen aus der Pulsspannungsuntersuchung stand eine kommerzielle TE- Messanlage von LEMKE DIAGNOSTICS GmbH zur Verfügung. Die Prinzipskizze 3.1 zeigt den verwendeten Aufbau. Die praktische Realisierung des Messkreises und der Spannungserzeugung wird in Abbildung 3.2 dargestellt.

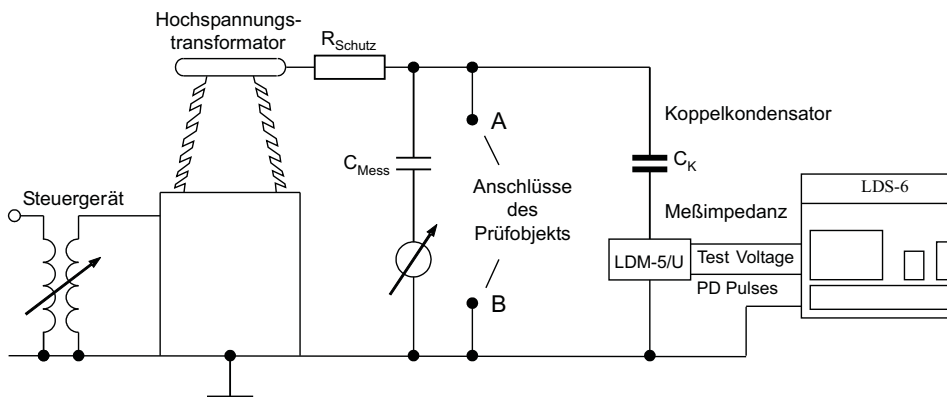


Abbildung 3.1: Prinzipskizze zum 50 Hz TE- Messsystem

Alle hochspannungsführenden Baugruppen wurden in einer geschirmten Kabine mit einer frequenzabhängigen Schirmdämpfung von wenigstens 80 dB aufgebaut. Der TE- Grundstörpegel beträgt in der Anordnung ca. $0,3\text{ pC}$.

Die Spannungserzeugung wurde zum Teil mit Elementen des MWB- Hochspannungsbaukastens erstellt und über ein Steuerpult bedient. Ein netzseitiger, motorgetriebener Einphasen- Stelltransformator speist einen 100 kV- Hochspannungstransformator. Dessen Primärwicklungen können nach Bedarf parallel bzw. seriell geschaltet werden, sodass nach Bedarf eine maximale Ausgangsspannung von 100 kV bzw. 50 kV erreicht wird. Da die Versuche nur eine Spannung bis ca. 30 kV benötigen, wird der Hochspannungstransformator mit verminderter Maximalspannung betrieben.

Sekundärseitig wurden am Hochspannungstransformator ein Schutzwiderstand mit $R_{Schutz} = 50\text{ k}\Omega$ und ein Messkondensator mit $C_{Mess} = 100\text{ pF}$ nachgeschaltet. Mit dem an den Messkondensator C_{Mess} angeschlossenen Drehspulinstrument in der Schaltung nach Chubb und Fortescue wird der Scheitelwert der Ausgangsspannung angezeigt.



Abbildung 3.2: Versuchsaufbau für 50 Hz Messung

Der Spannungserzeugung und - anzeige ist der eigentliche TE- Messkreis nachgeschaltet. Er besteht aus dem Prüfling, zu dem die Serienschaltung aus Koppelkondensator $C_K = 1nF$ und Messimpedanz LDM - 5 von LEMKE DIAGNOSTICS GmbH parallel geschaltet ist.

Der Messvierpol ist breitbandig mit einer oberen Grenzfrequenz von ca. 30 MHz ausgelegt. Die grosse Induktivität des Hochspannungstransformators bedingt, dass die hochfrequenten TE- Ströme nahezu vollständig im Messkreis fließen. Dort erzeugen sie einen Spannungsabfall an der Messimpedanz LDM - 5, der mit dem Messsystem LDS - 6 weiterverarbeitet wird. Somit steht eine Referenzanlage zur Verfügung, die Teilentladungen von < 1 pC bis 100 nC normgerecht erfassen kann. Der verwendete Aufbau ist bis zu einer Effektivausgangsspannung von 100 kV teilentladungsfrei.

3.1.2 Teilentladungsmessung bei pulsförmiger Spannungsbeanspruchung

Für die Untersuchung von Isolieranordnungen unter pulsförmigen Spannungsbelastungen sollten umrichtertypische Ausgangsspannungen erzeugt werden. Die Versuchstechnik wurde nach folgenden Parametern ausgelegt:

- Rechteckförmige Ausgangsspannung bis 10 kV
- Pulsfolgefrequenz f_W bis 10 kHz
- Anstiegszeiten t_R ab ca. 200 ns

3.1.2.1 Die Pulsspannungserzeugung

Die Erzeugung der oben spezifizierten Pulsspannung erfolgte mit einer Anlage aus mehreren Komponenten. Abbildung 3.3 zeigt die Prinzipskizze, Abbildung 3.4 die praktische Realisierung.

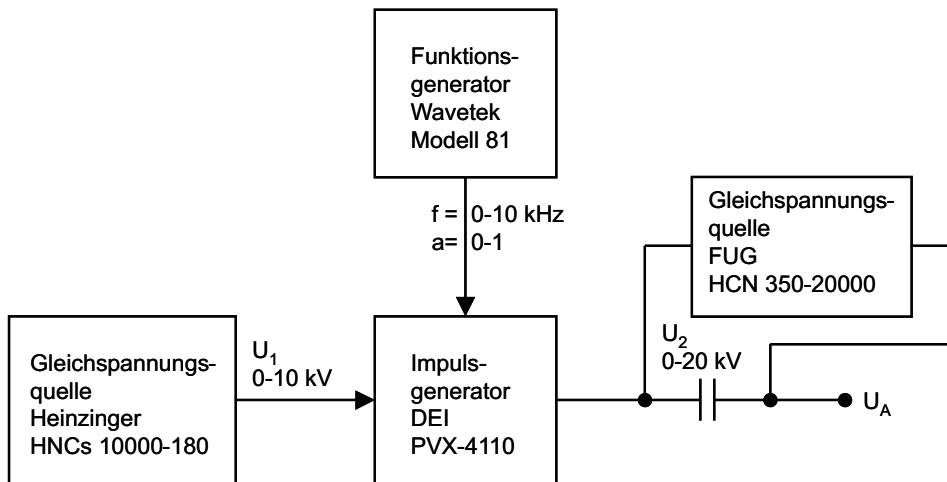


Abbildung 3.3: Übersichtsskizze der Pulsspannungsanlage



Abbildung 3.4: Pulsspannungsanlage

Zunächst wird eine Gleichspannung mit dem Hochspannungsnetzteil Heinzinger HNC 10000- 180 erzeugt. Diese kann im Bereich 0 - 10 kV stufenlos eingestellt werden. Über ein koaxiales Hochspannungskabel wird die Spannung dem Pulsgenerator PVX- 4110 von DIRECTED ENERGY zugeführt und in einem Transistorarray ein- bzw. ausgeschaltet, wodurch eine rechteckförmige Pulsspannung entsteht.

Mit diesem Generator sind Anstiegszeiten t_R von ca. 20 ns für Prüflinge mit kleiner Kapazität möglich. Für die hier untersuchten Anordnungen waren, begrenzt durch die Impulsstromstärke, allerdings nur Steilheiten von ca. 200 ns über den untersuchten Spannungs- und Frequenzbereich erzeugbar.

Gesteuert wird der Pulsgenerator mittels eines Frequenzgenerators, bei dem die Pulsfolgefrequenz f_W und der Tastgrad a in einem grossen Bereich frei wählbar sind. Der Frequenzgenerator bietet neben der automatischen Triggerung (Pulsfolgen) die Möglichkeit der manuellen Triggerung. Somit können auch gezielt Impulse geforderter Breite erzeugt werden.

Da Stromrichter oftmals pulsweitenmodulierte Rechteckspannungen überlagert mit einem Gleichspannungsanteil erzeugen, wurde eine zweite Gleichspannungsquelle verwendet. Diese wurde potentialgetrennt betrieben und die Gleichspannung kapazitiv in den Erzeugerkreis eingekoppelt. Somit ist eine Untersuchung des Teilentladungseinsatzes bei beliebigem Gleichspannungsanteil möglich.

3.1.2.2 Der Messkreis

Für die Detektion des Teilentladungsstroms I_{PD} wurde ein Messkreis verwendet, der dem 50 Hz- Messkreis ähnlich ist (Abbildung 3.5).

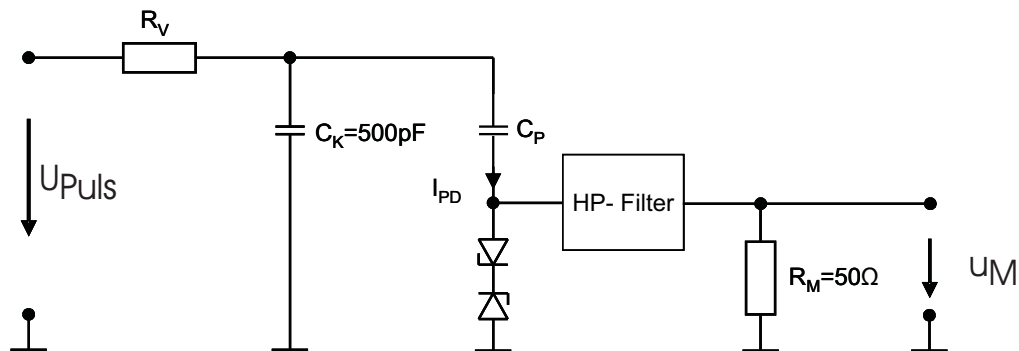


Abbildung 3.5: Messkreis schematisch

Über einen Vorwiderstand R_V wird die Pulsspannung an den Koppelkondensator $C_K = 500\text{pF}$ und den Prüfling C_P gelegt. Vorwiderstand R_V und Koppelkondensator C_K bilden einen Tiefpass 1. Ordnung, mit dem die Anstiegszeit t_R der Eingangsspannung U_{Puls} verändert werden kann.

Folgende Widerstandswerte wurden für die Untersuchungen verwendet:

Widerstandswert R_V in Ω	Anstiegszeit t_R in ns
120	350 - 450
220	550 - 650
900	950 - 1100
1750	1500 - 1700
2460	3000 - 3300
10030	12500 - 13000

Tabelle 3.1: Verwendete Widerstandswerte für den Vorwiderstand

Der hochfrequente Teilentladungsstrom I_{PD} fließt über Hochpass, Messwiderstand R_M und Koppelkondensator C_K zurück zum Prüfling C_P und ist dabei als Spannungsabfall u_M am Messwiderstand R_M abgreifbar. Dieser kann mit einem Oszillographen sichtbar gemacht werden.

Zum Schutz der Messtechnik bei einem vollständigen Durchschlag des Prüflings dienen 2 Transzorbdiode. Sie begrenzen die Messspannung u_M im ps-Bereich auf ca. 160 V. Zusätzlich wurde ein Tastkopf 10:1 verwendet, der den Schutz der Messtechnik nochmals erhöht.

Um die Streuinduktivitäten klein zu halten, wurde der Messkreis möglichst kompakt aufgebaut. Die relativ geringe Amplitude der Rechteckspannung von bis zu 10 kV ermöglicht den räumlich gedrängten Aufbau, der in Abbildung 3.6 dargestellt ist.

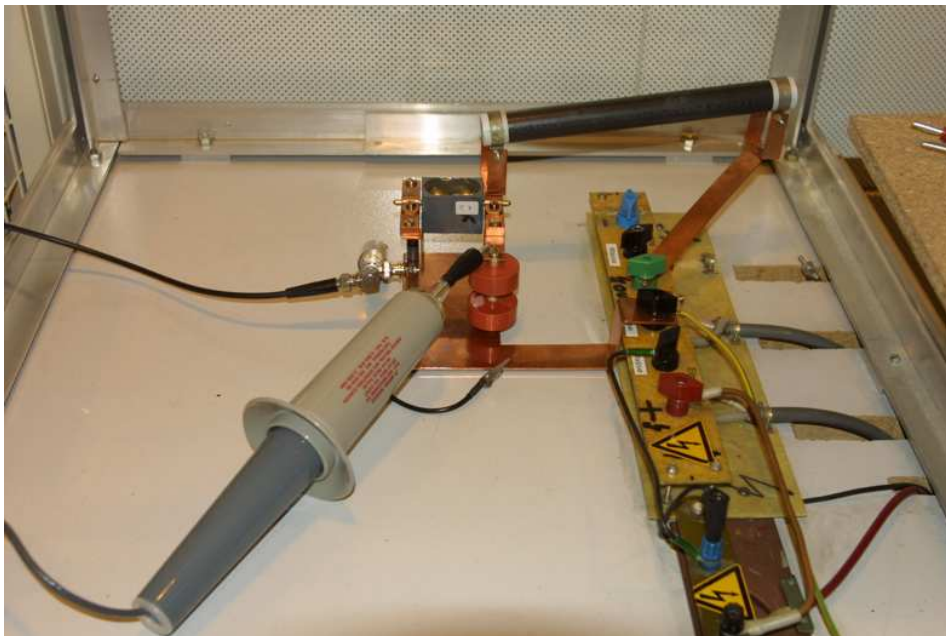


Abbildung 3.6: Messkreis bei pulsförmiger Spannungsbeanspruchung

Mit der Annahme von Streukapazitäten $C_{Streu} = 100pF$ ergibt sich die Messkreiszeitkonstante τ_M nach [Schw81] bei den verwendeten Modellisolierungen zu

$$\tau_M = \frac{R_M}{2} \cdot \frac{C_P \cdot (C_K + C_{Streu})}{C_P + C_K + C_{Streu}} = 0,8ns \quad (3.1)$$

Da für einen typischen TE- Impuls die Anstiegszeit $\tau_{A/PD} = 3ns$ beträgt [Hoo97], sind sowohl \hat{I}_{PD} als auch $i_{PD}(t)$ weitestgehend proportional zur Messspannung u_M , falls Zuleitungs- und Bauelementeinduktivitäten vernachlässigt werden. Der räumlich gedrängte Aufbau des Messkreises begünstigt diese Annahme, es treten in der Praxis jedoch Streukapazitäten und -induktivitäten auf. Diese beeinträchtigen den zeitlichen Verlauf der Messspannung u_M , sodass zum Teil schwingende Verläufe des Signals aufgezeichnet werden. Aus der sich ergebenden Spannungszeitfläche kann nach [Schw81] auch bei oszillierenden Verläufen die scheinbare Ladung Q_S bestimmt werden.

Die Pulsspannungsbelastung unterscheidet sich von der 50 Hz - Belastung unter anderem durch wesentlich geringere Anstiegszeiten. Will man Teilentladungen bei Pulsspannungen sinnvoll detektieren, ist ein zusätzliches Filtersystem notwendig. Die zeitliche Änderung der Pulseingangsspannung

$$\frac{dU_{Puls}}{dt} = i \cdot \frac{1}{C_P} \quad (3.2)$$

hat den Ladestrom i zur Folge, der über den Messwiderstand R_M messbar und dem TE- Strom I_{PD} überlagert ist. Da sich die Spektren der beiden Ströme voneinander unterscheiden, sind sie mittels Filtern trennbar.

Nach [Mül03] sind Teilentladungen bis in den Gigahertzbereich nachweisbar. Frequenzen von Pulsspannungen wie sie an Frequenzumrichtern entstehen, erstrecken sich im Wesentlichen unter 200 MHz. Eingesetzt wurde ein analoges Butterworth- Hochpassfilter 5. Ordnung mit einer Grenzfrequenz von $f_{Grenz} \approx 200MHz$.

In Abbildung 3.7 ist das Übertragungsverhalten des Filters, in Abbildung 3.8 die praktische Realisierung dargestellt. Für eine gute hochfrequenztechnische Eignung des Filters wurde ein sehr kompakter Aufbau in SMD- Technik realisiert.

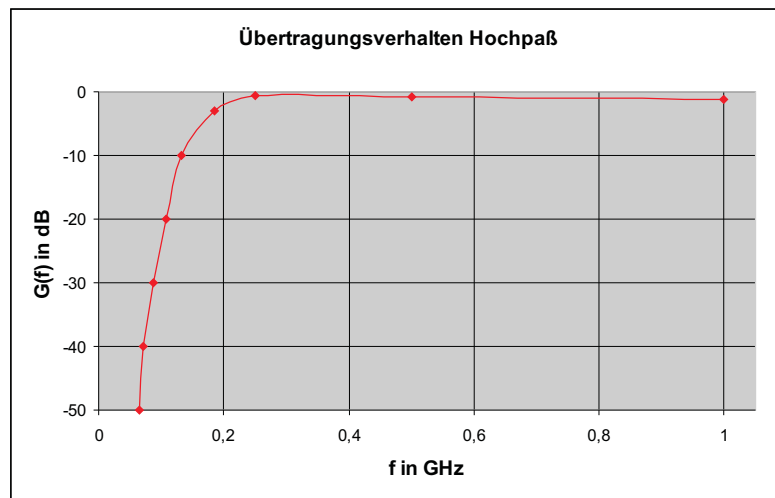


Abbildung 3.7: Übertragungsverhalten des Hochpassfilters

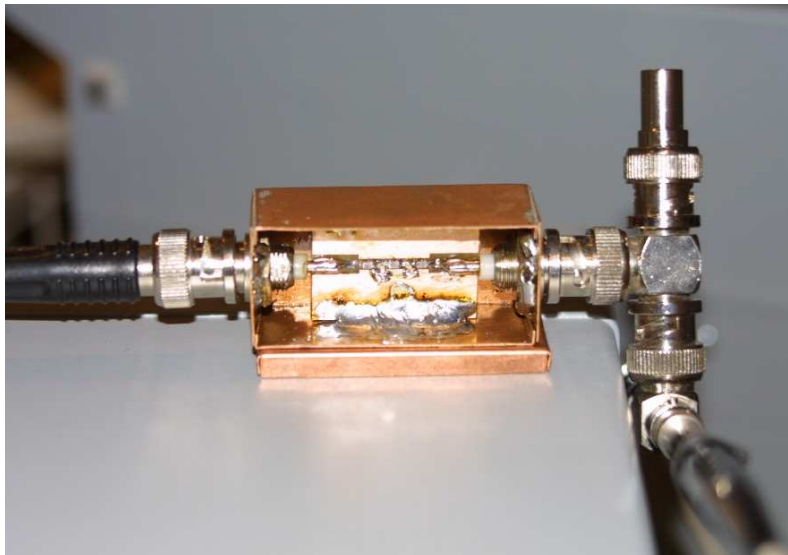


Abbildung 3.8: Hochpassfilter

3.2 Aufzeichnung und Darstellung der Messdaten

3.2.1 Messsystem für Teilentladungen bei 50 Hz Wechselspannung

Kernstück der TE- Messanlage ist das TE- Messgerät LDS - 6, welches die Abbildung 3.9 zeigt. Hiermit können Teilentladungen zusammen mit dem Phasenverlauf der Sinusspannung aufgezeichnet und analysiert werden. Die dafür benötigten Signale, Netzspannung und TE- Spannung, werden über die Messimpedanz LDM - 5 gemessen und zum Messgerät über BNC- Kabel übertragen.

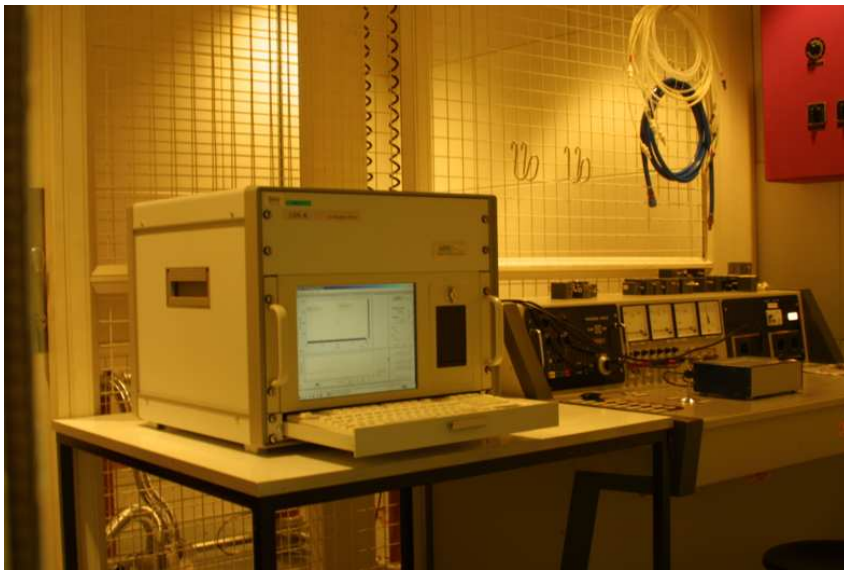


Abbildung 3.9: Teilentladungsmesssystem LDIC LDS - 6

Die Eingangssignale werden im TE- Messgerät zunächst verstärkt und an die nachfolgenden Schaltungen angepasst. Hiernach detektiert die Impulsverarbeitungseinheit aus den Teilentladungssignalen die eigentlichen Teilentladungen und reduziert das Rauschen des Signals. Im Anschluss werden Prüfspannung und TE- Signal digitalisiert und stehen der eigentlichen rechnergestützten Auswertung zur Darstellung, Analyse und Diagnose zur Verfügung.

Grundsätzlich wird bei dem TE- Messsystem die Teilentladung als scheinbare Ladung Q_S in pC angegeben und über einer Sinusperiode dargestellt (Abbildung 3.10). Die scheinbare Ladung ist die Antwort des elektrischen Netzwerks (Ersatzschaltbild des Prüflings) auf den Ladungsumsatz in der Fehlstelle und kann an den Klemmen des Prüflings erfasst werden. Sie korreliert in nicht erfassbarer Weise mit der tatsächlich umgesetzten Ladung in der Fehlstelle, da ein Teil des Teilentladungstroms nur im Prüfling selbst fließt. Man verwendet Eichgeneratoren, die Ladungen fester Größe in den Messkreis einspeisen, um Einflüsse des angeschlossenen Messkreises abzugleichen.

Die scheinbare Ladung Q_S hat sich als quantitative Kenngröße in der TE-Messtechnik durchgesetzt. Durch die Aufzeichnungsmöglichkeit des LDS - 6

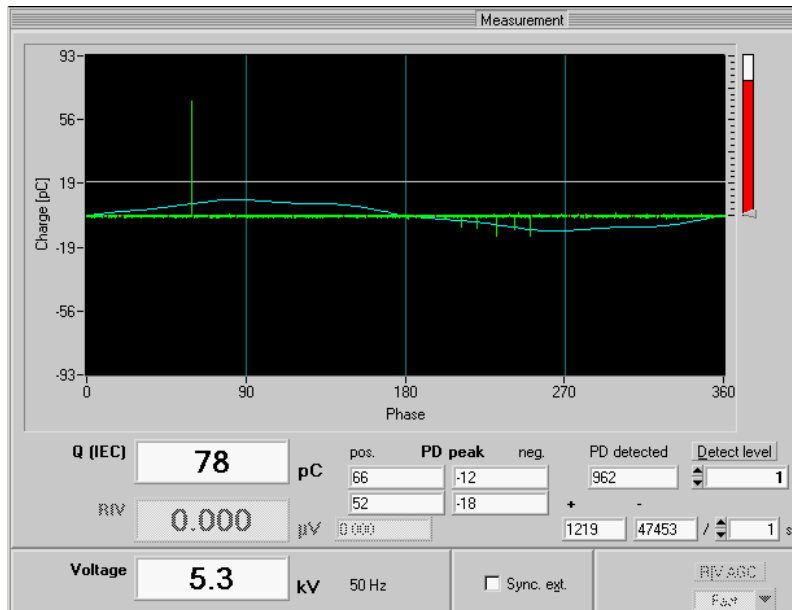


Abbildung 3.10: TE- Aufzeichnung bei 50 Hz über eine Periode

über einen frei wählbaren Zeitbereich stehen Daten zur Verfügung, mit denen der zu untersuchende Prüfling umfangreich analysiert, statistisch und diagnostisch bewertet werden kann. Abbildung 3.11 zeigt das Ergebnis der Aufzeichnung über ein 10 s Intervall.

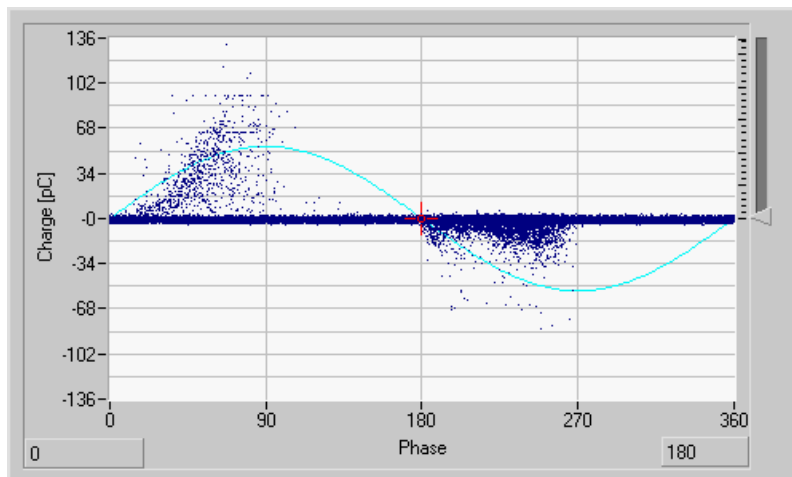


Abbildung 3.11: TE- Aufzeichnung bei 50 Hz über 10 s

3.2.2 Messsystem für Teilentladungen bei Puls- und Impulsspannungen

Für die Analyse der Teilentladungen unter Pulsspannungen können folgende Parameter unmittelbar aus dem Oszillogramm ermittelt werden:

- TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$
- TE- Amplitude U_{PD}
- Relative Lage der Teilentladungen
- zeitliche Verlauf der Teilentladungen

Aus dem zeitlichen Verlauf der Teilentladungsspannung U_{PD} kann darüber hinaus durch Rechnung (Faltungsintegral) die scheinbare Ladung Q_S abgeschätzt werden.

Die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ ist direkt über die Eingangsspannung U_{Puls} bestimmbar, welche mit einem Hochspannungstastkopf direkt am Koppelkondensator C_K gemessen wird. Zur Visualisierung der Eingangsspannung U_{Puls} und der Teilentladungen über das Messsignal u_M vom Messwiderstand R_M werden beide Signale auf einem 2 Kanal Oszilloskop dargestellt. Da Eingangs- und Teilentladungsspannung über mehrere Perioden der Pulsspannung aufgezeichnet werden sollen, muss das Oszilloskop über eine grosse Speichertiefe verfügen.

Für die weitere Datenverarbeitung werden die Messdaten über den IEEE 488-2 Bus (GPIB) ausgelesen und im Binärformat auf einem PC gespeichert (siehe Abbildung 3.12). Die dafür notwendigen Steuerungsaufgaben sind in LABVIEW realisiert. Diese Software dient zudem für die Analyse der Messdaten.

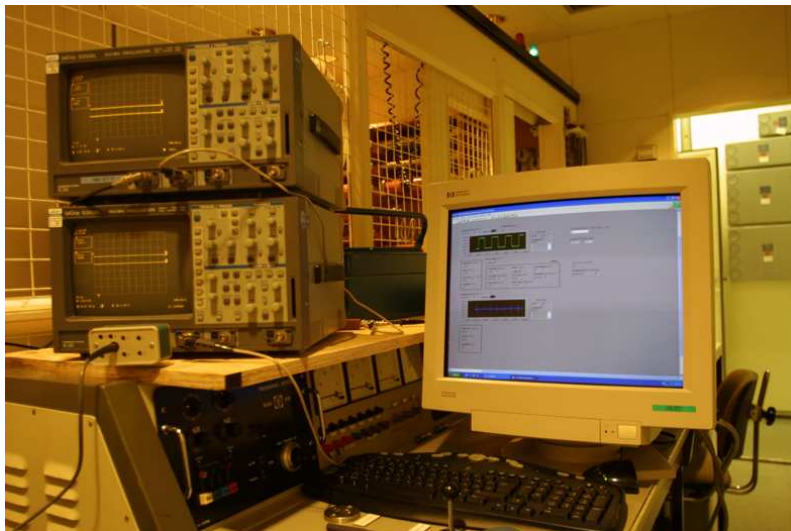


Abbildung 3.12: Mess- und Aufzeichnungseinrichtung für Teilentladungen bei pulsförmiger Spannungsbeanspruchung

Somit steht ein Gesamtsystem zur Verfügung, mit dem Pulsspannungen erzeugt und Teilentladungen unter diesen Bedingungen gemessen werden können. Abbildung 3.13 zeigt ein typisches Messergebnis für eine Teilentladungsmessung unter Pulsspannung.

Will man die Messungen der Teilentladungen bei Wechselspannung und Puls- spannung miteinander vergleichen, muss eine Vergleichsgrösse festgelegt werden. Hierzu bietet sich die scheinbare Ladung Q_S an. Da es sich im Wesentli- chen bei der vorliegenden Arbeit um die Detektion von Teilentladungen han- delte, soll auf die Ermittlung der scheinbaren Ladung Q_S nur am Rande ein- gegangen werden.

Hierzu wird der TE- Messkreis ohne Hochpassfilter und Schutzdioden betrach- tet, bei dem der Messwiderstand R_M in Serie zur Prüflingskapazität C_P liegt. Die scheinbare Ladung Q_S ergibt sich aus der Integration der Messspannung $u_M = u_{PD} + u_0$.

$$Q_S = \frac{C_P + C_K}{C_K} \cdot \frac{1}{R_M} \cdot \int_{t=t_0}^{t=t_1} [u_M(t) - u_0(t)] \cdot dt \quad (3.3)$$

Die Differenz innerhalb des Integrals beschreibt den Offset des Teilentladungs- signals u_{PD} . Das Teilentladungssignal u_{PD} ist auf die Spannung u_0 aufgesetzt, welche sich durch den Ladestrom i bei Spannungsänderung der Pulsspannung U_{Puls} an der Kapazität C_P ergibt.

Der Korrekturfaktor $\delta = \frac{C_P + C_K}{C_K}$ berücksichtigt, dass bei kleinen Koppelkapa- zitäten C_K der TE- Strom I_{PD} und damit die scheinbare Ladung Q_S abnimmt. Praktisch ergibt sich für den Messkreis $\delta = 1,05$.

Vergleichsmessungen des Messsystems bei technischer Wechselspannung zeig- ten auch bei schwach ausgeprägten Teilentladungen im pC Bereich identische Teilentladungseinsetzspannungen wie das LEMKE-Messsystem. Folglich besit- zen beide Systeme vergleichbare Messempfindlichkeiten.

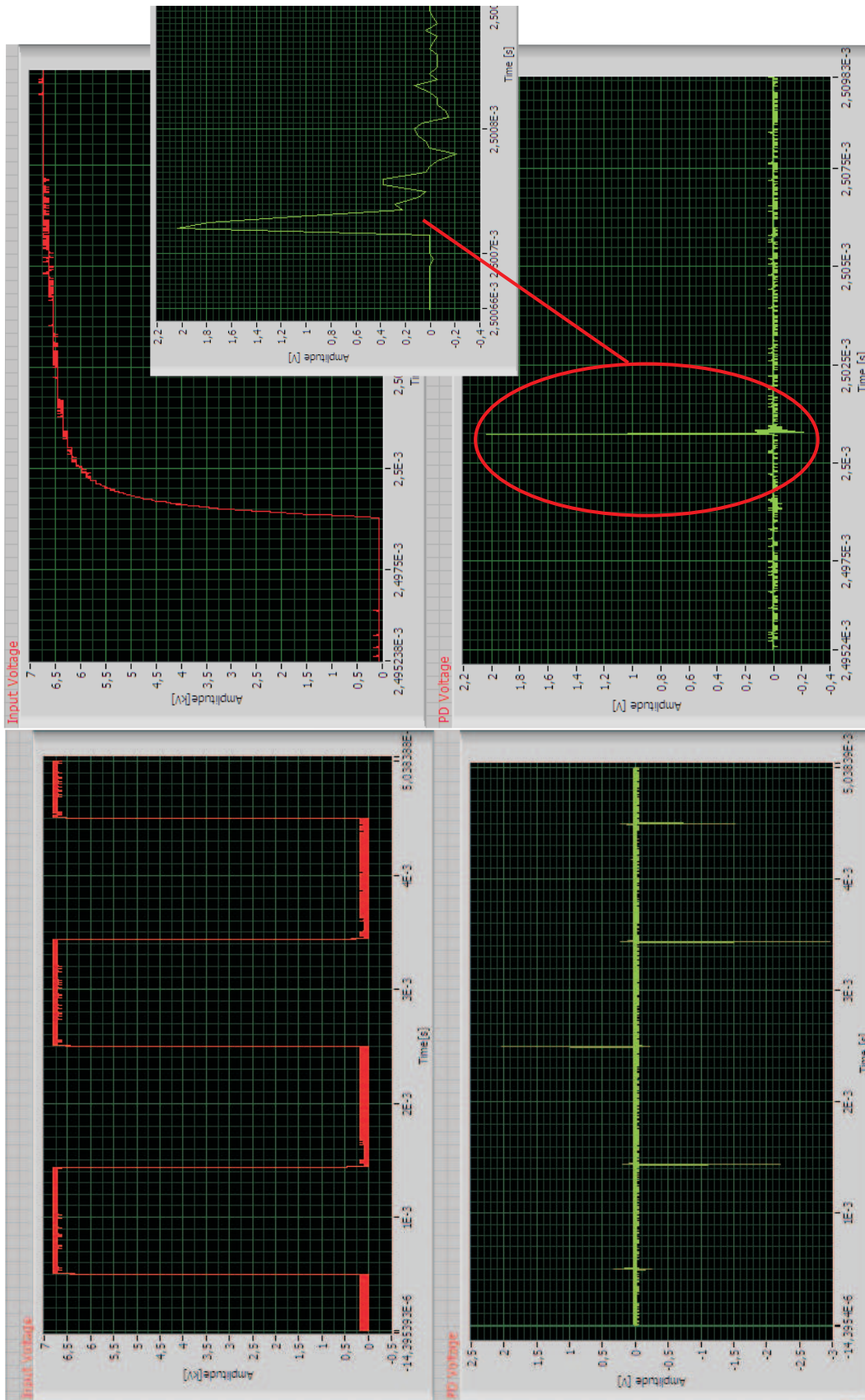


Abbildung 3.13: Teilentladungsmessung bei pulsformiger Spannungsbelastung

3.3 Verwendete Isolieranordnungen

Im Rahmen dieser Arbeit sollten neben umrichtertypischen Spannungsbelastungen auch umrichtertypische Isolieranordnungen untersucht werden. Bei Untersuchungen an vakuumverklebten Verschienungen diverser Stromrichter zeigte sich jedoch, dass konstruktionsbedingt zunächst nur Korona- bzw. Gleitentladungen (äussere TE) auftreten. Innere Teilentladungen konnten nicht festgestellt werden.

Diese Verschienungen sind somit für die gewünschten Untersuchungen prinzipiell ungeeignet. Ausserdem würden die grossen Kapazitäten der Anordnungen die Leistungsfähigkeit der Pulsspannungsanlage aus 3.1.2.1 übersteigen.

Ausgehend von diesen Erfahrungen wurden reproduzierbare Isolieranordnungen mit verschiedenen Elektroden- und Fehlstellengeometrien entwickelt, die innere Teilentladungen bei Einsatzspannungen bis 10 kV aufweisen. Die sich dabei ergebenden zwei Arten von Prüflingen wurden eingeteilt in:

- Prüflinge mit quasihomogenem Grundfeldverlauf
 - Fehlstelle allseitig von Epoxydharz umhüllt (P1 und P4)
 - Fehlstelle an Elektrode angrenzend (P2)
- Prüflinge mit inhomogenem Grundfeldverlauf (P3)

Ziel war es, realitätsnähere Prüflinge, als die der bisher veröffentlichten Untersuchungen zu verwenden.

Wie bereits in der Einführung erwähnt, wurden bisher Windungsisolierungen auf ihr Teilentladungsverhalten bei pulsformigen Spannungsbeanspruchungen untersucht. Ein Modell dafür sind isolierte Lackdrähte, welche verdreht oder in Form von Spulen verwendet wurden. Es ist fraglich, ob diese Modellisolierungen auch geeignet sind, umrichtertypische Isolieranordnungen nachzubilden.

Die Fehlstelle, und damit das Teilentladungsvolumen, befindet sich zwischen den Lackschichten und ist nicht von der Umwelt getrennt. Verunreinigungen, aber auch Ladungsträger, können aus der umgebenden Atmosphäre in den Entladungsraum gelangen. Damit sind grundsätzlich andere Bedingungen für Gasentladungen möglich.

Durch die Länge des verwendeten Drahtes sind Teilentladungen prinzipiell überall möglich, was die Schädigungsuntersuchung erschwert. Für die verwendeten Modellisolierungen sind Teilentladungen nur in einem lokal begrenzten Raum möglich.

Des Weiteren beeinflusst der offene Entladungsraum die Folgeteilentladungen. Teilentladungen rufen Druck- und Temperaturveränderungen hervor, die bei vollständig umschlossenen Fehlstellen eine gewisse Zeit erhalten bleiben.

Durch Gasentladungen werden Ladungsträger gebildet, die sich anschliessend auf den dielektrischen Grenzschichten abgelagern. Bei vollständig umschlossenen Fehlstellen können diese durch Ladungsträger von ausserhalb des Entladungsvolumens nicht abgebaut werden.

3.3.1 Prüflinge mit quasihomogenem Grundfeldverlauf P1, P2 und P4

Eine typische Topologie für Stromrichterverschiebungen sind grossflächige Elektroden mit kleinem Abstand, die durch Isoliermaterial voneinander getrennt sind. In erster Näherung ergibt sich, zumindest räumlich begrenzt, ein homogenes elektrisches Grundfeld. In diesem Homogenfeld können sich Fehlstellen befinden, die vollständig von Isoliermaterial umschlossen sind bzw. an einer Elektrode anliegen.

Ausgangspunkt für Prüflinge mit quasihomogenem Grundfeldverlauf sind zwei Kugelelektroden mit dem Durchmesser $d=20\text{ mm}$, die aus Messing gefertigt sind.

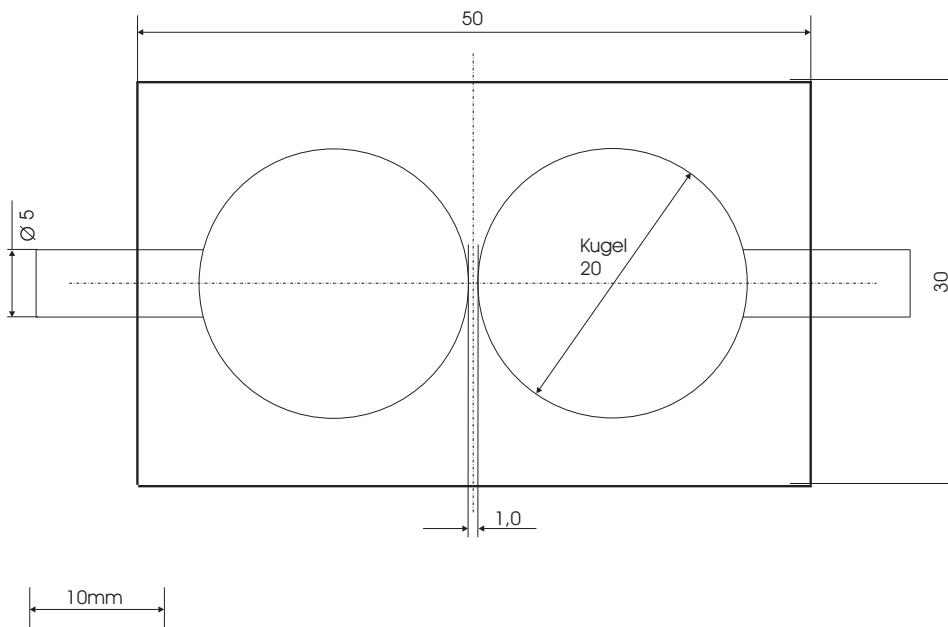


Abbildung 3.14: Übersichtsskizze Prüflingsart P1

Bei einem Elektrodenabstand $s=1,0\text{ mm}$ von Pol zu Pol ergibt sich der Schwai-gersche Ausnutzungsfaktor nach [Gän53] zu $\eta_S \approx 0,967$. Für $s=1,5\text{ mm}$ be-trägt $\eta_S \approx 0,951$.

Als typischer Isolierstoff wurde für diese Untersuchung ein ungefülltes 2 Kom-ponentenepoxydharz von VANTICO verwendet, das Harz CW 1301 und der Härter HY 1300 aus der ARALDITE Linie.

Zunächst wurden die beiden polierten Elektroden in einem ausreichend grossen Gehäuse vollständig mit Isolierstoff vergossen und im Vakuumschrank bei $p=0,3\text{ bar}$ unter Umgebungstemperatur $\vartheta=25^\circ\text{C}$ mindestens 24 Stunden aus-gehärtet. Das Vakuum soll verhindern, dass Lufteinschlüsse im Isolierstoff ver-bleiben und damit ungewollt Fehlstellen entstehen.

Nach der Aushärtephase wurde die Isolieranordnung zwischen den beiden Elektroden mit einem HSS- Kreissägeblatt aufgetrennt und mittels Drehbank auf das geforderte Mass abgedreht. Die Fertigungsgenauigkeit der verwendeten Werkzeugmaschinen liegt hierbei im Bereich von $5 \mu m$.

3.3.1.1 Die Prüflingsart P1

Die erste Prüflingsart mit quasihomogenem Feldverlauf und allseitiger Umhüllung der Fehlstelle stellt die Prüflingsart P1 dar (siehe Abbildung 3.14). Dazu wurde die oben beschriebene Isolieranordnung mittig aufgeschnitten und asymmetrisch gemäss Abbildung 3.15 abgedreht. In die Prüflingshälfte mit dem Abstand $x = 0,6 \text{ mm}$ von Elektrodenpol zur Schnittfläche wurde daraufhin eine Fehlstelle auf der Symmetrieachse der Kugelelektrode eingebracht. Dazu wurde ein $0,8 \text{ mm}$ 3- Schneiden- Fräser verwendet. Es entstand eine zylinderförmige Fehlstelle mit einem Radius $r_{Fehl} = 0,4 \text{ mm}$ und einer Fehlstellenhöhe $h_{Fehl} = 0,2 \text{ mm}$. Beide Prüflingshälften wurden im Anschluss ausserhalb der Schnittfläche verklebt und zusätzlich mit Silikon abgedichtet.

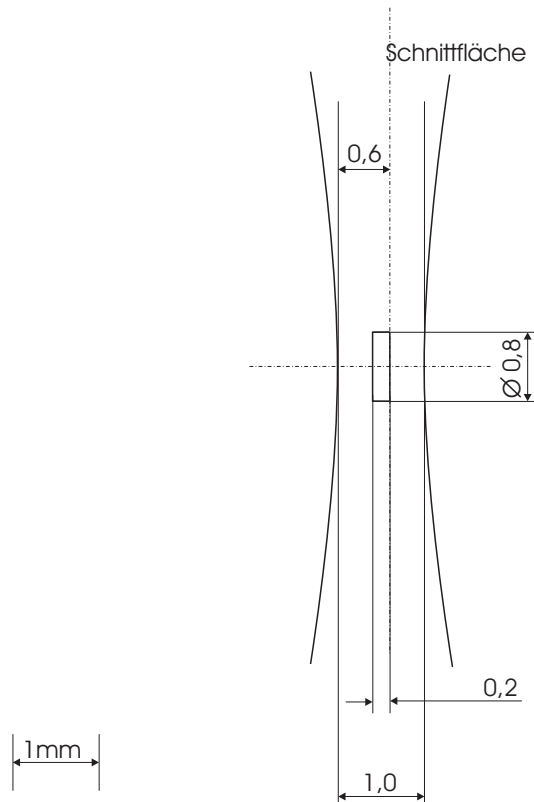


Abbildung 3.15: Vergrösserter Ausschnitt der Fehlstelle von P1

Näherungsweise ergibt sich nach [Kor98] die Kapazität der Anordnung zu

$$C_P \approx \frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon}{\frac{1}{r_{Kugel}} - \frac{1}{2 \cdot r_{Kugel} + s}} = 4,04 pF. \quad (3.4)$$

Messtechnisch bei einer Frequenz von 1 kHz wurde für den Stichprobenumfang jedoch $C_P \approx 3,1 pF - 3,3 pF$ ermittelt.

Mit Hilfe der verwendeten Geometriedaten besteht die Möglichkeit, die minimale Einsetzfeldstärke der Fehlstelle E_Z bzw. die minimale Einsetzspannung U_Z der gesamten Prüflingsanordnung zu berechnen.

Der Zusammenhang zwischen dem äusseren, homogenen Feld E_A und dem Feld im Zylindereinschluss E_I wurde in [Hal54] untersucht und formuliert durch:

$$\frac{E_I}{E_A} = \text{grad}\varphi_0 \cdot s = \frac{\left[\left(\frac{\epsilon_{r/A}}{\epsilon_{r/I}} - 1 \right) \cdot \frac{h_{Fehl}}{s} + 1 \right] \cdot \frac{\epsilon_{r/A}}{\epsilon_{r/I}} \cdot \left(\frac{d}{h_{Fehl}} \right)^{3/2} + \left(\frac{\epsilon_{r/A}}{\epsilon_{r/I}} \right)^{1,6}}{\left[\left(\frac{\epsilon_{r/A}}{\epsilon_{r/I}} - 1 \right) \cdot \frac{h_{Fehl}}{s} + 1 \right]^2 \cdot \left(\frac{d}{h_{Fehl}} \right)^{3/2} + \left(\frac{\epsilon_{r/A}}{\epsilon_{r/I}} \right)^{1,6}}. \quad (3.5)$$

Dabei ist s der Elektrodenabstand, d der Zylinderdurchmesser, h_{Fehl} die Zylinderhöhe, r_{Fehl} der Zylinderradius, $\epsilon_{r/I}$ die relative Dielektrizitätszahl des Füllmaterials der Fehlstelle (Luft) und $\epsilon_{r/A}$ die relative Dielektrizitätszahl des umgebenden Dielektrikums.

Werden für die geometrischen Abmessungen die Werte der Abbildung 3.15 und eine relative Dielektrizitätszahl $\epsilon_{r/A} = 3,8$ für das verwendete Epoxydharz bzw. $\epsilon_{r/I} = 1$ für Luft zugrunde gelegt, ergibt sich das Verhältnis der Feldstärken zu

$$\frac{E_I}{E_A} \approx 2. \quad (3.6)$$

Da das äussere Feld nur näherungsweise homogen ist, muss der Feldausnutzungsfaktor $\eta_S \approx 0,967$ korrigierend eingebracht werden. Die Gleichung 3.5 ist das Ergebnis einer Regressionsrechnung bei der relative Abweichungen von bis zu 10 % auftreten können. Um das Ergebnis zu bekräftigen, wurden zusätzlich Simulationen mit den FEM- Programmen ANSYS und Maxwell 3D durchgeführt. Hiermit wurde ein Feldstärkeverhältnis von 2,3 erzielt und somit das Ergebnis verifiziert.

Die Bestimmung der minimalen Einsetzfeldstärke E_Z der zylinderförmigen Fehlstelle lässt sich aus der Bedingung für die Entstehung von Sekundärelektronen herleiten. Ausgangsort für ein Startelektron soll die dielektrische Grenzschicht an der Kathode sein. Für die minimale Einsetzfeldstärke muss das Elektron die grösstmögliche Entfernung h_{Fehl} zurücklegen, eine kleinere Entfernung bedingt eine Zunahme der Einsetzfeldstärke. Wie bereits im Kapitel "Grundlagen" beschrieben, dominiert in Hohlräumen, die vom Dielektrikum vollständig umschlossen sind, die Photoemission die Sekundärelektronenerzeugung [Bey86]. Sollen ausreichend Sekundärelektronen N_{eSek} erzeugt werden, muss im Homogenfeld der Ansatz

$$N_{eSek} = \eta_{Ph} \cdot \delta \cdot \delta_{UV} \cdot \int_{z=0}^{z=h_{Fehl}} e^{\alpha_{eff} \cdot z} dz > 1 \quad (3.7)$$

mit	η_{Ph}	Photoionisationskoeffizient
	δ	Korrekturfaktor
	δ_{UV}	Anregungskoeffizient
	α_{eff}	Effektiver Ionisierungskoeffizient

nach [Kur92b] gelten. Der Anregungskoeffizient beträgt nach [Tei67] $\delta_{UV} = 0,06$ für Luft unter Umgebungsdruck.

Da sich Photonen statistisch gleichverteilt in alle Raumrichtungen ausbreiten, muss der Korrekturfaktor δ eingebracht werden, der den Anteil der tatsächlich wirkenden Photonen auf die dielektrische Grenzschicht zur Kathode beschreibt. Unter der Voraussetzung, dass ein Grossteil der Photonen erst unmittelbar am Ende der Driftstrecke h_{Fehl} entstehen, kann der Korrekturfaktor über die beteiligten Flächen zu

$$\delta \approx \frac{\sqrt{r_{Fehl}^2 + h_{Fehl}^2} - h_{Fehl}}{2 \cdot \sqrt{r_{Fehl}^2 + h_{Fehl}^2}} = 0,28 \quad (3.8)$$

abgeschätzt werden. Nach [Kur92a] kann $\eta_{Ph} = 0,1$ für Polyethylen angenommen werden. Ein Koeffizient für Epoxydharze konnte in der Literatur nicht ermittelt werden. Zur groben Ermittlung wurde mit dem oben genannten Wert gerechnet. Somit ergibt sich aus Gleichung 3.7 der effektive Ionisierungskoeffizient zu

$$\alpha_{eff} = 89.533 \frac{1}{m}. \quad (3.9)$$

Nach [Fro64] kann der Anlagerungskoeffizient η unter Umgebungsbedingungen bestimmt werden zu

$$\eta = 7,5 \cdot 10^{-3} \frac{Pa}{m} \cdot 1,013 \cdot 10^5 Pa = 759,75 \frac{1}{m}. \quad (3.10)$$

Damit lässt sich nach [Gän53] die minimale Einsetzfeldstärke E_Z der Fehlstelle bestimmen.

$$E_Z = -\frac{C_1}{\ln\left(\frac{\alpha_{eff} + \eta}{C_2}\right)} = -\frac{19,3 \cdot 10^6 \frac{V}{m}}{\ln\left(\frac{\alpha_{eff} + \eta}{0,654 \cdot 10^6}\right)} = 9,75 \frac{kV}{mm} \quad (3.11)$$

Dabei gelten die beiden Koeffizienten C_1 und C_2 für den Feldstärkebereich $2,74 kV/mm \leq E \leq 13,7 kV/mm$. Mit Berücksichtigung des Feldausnutzungsfaktors $\eta_S \approx 0,967$ ergibt sich für die minimale Einsetzspannung U_Z

$$4,1 kV \leq U_Z \leq 4,7 kV \quad (3.12)$$

falls das Feldstärkeverhältnis von 2 bis 2,3 angenommen wird. Da die Einsetzspannung selbst einer Furry- Verteilung unterliegt [Bru91], streut sie um den ermittelten Bereich. Die berechneten und gemessenen Einsetzspannungen decken sich und werden im nächsten Kapitel näher betrachtet.

Eine zweite, vergleichende Möglichkeit ergibt aus [Kur93]. Die Paschen- Kurve soll hier nicht zur Anwendung kommen, da sie massgeblich durch den 2. Townsendschen Ionisationskoeffizienten γ bestimmt wird. Dieser kann nach [Mor93] jedoch für Kunststoffoberflächen von den Werten für Metalloberflächen abweichen. Es bietet sich an, die Einsetzfeldstärke E_Z aus dem Streamer-Kriterium

abzuleiten. Demnach können regelmässige Entladungen innerhalb der Fehlstelle nur auftreten, wenn sich entlang der Fehlstellenhöhe h_{Fehl} eine Elektronenlawine von mindestens 10^6 Elektronen ausbilden kann. Mit dem Ansatz

$$10^6 = e^{\alpha \cdot h_{Fehl}} \quad (3.13)$$

und der Gleichung 3.11 ergibt sich eine Einsetzfeldstärke von $E_Z = 8,6 \frac{kV}{mm}$, was eine Abweichung von ca. 10% zum Ergebnis aus Gleichung 3.11 darstellt.

3.3.1.2 Die Prüflingsart P2

Für die Prüflingsarten P2 und P4 wurde die gleiche Elektrodengrundanordnung verwendet. Abbildung 3.16 zeigt die geometrischen Abmessungen beider Prüflingsarten.

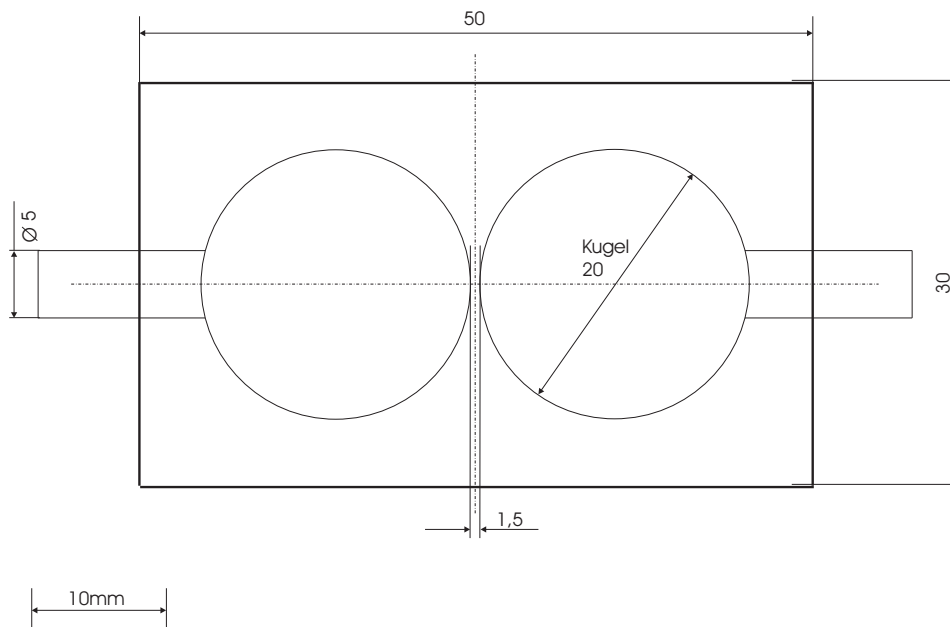


Abbildung 3.16: Übersichtsskizze Prüflingsart P2 und P4

Für den Prüfling mit an die Elektrode angrenzender Fehlstelle wurde die Isolieranordnung mittig aufgeschnitten und asymmetrisch gemäss Abbildung 3.17 abgedreht. Hiernach wurde eine Sacklochbohrung von 0,4 mm Tiefe auf der Symmetrieachse einer Kugelelektrode eingebracht, welche den Elektrodenpol punktuell berührt. Nach dem Verkleben der zuvor getrennten Isolieranordnung ausserhalb der Schnittflächen unter Umgebungsbedingungen entstand ein zylinderförmiger Einschluss mit einer planen Deckfläche und einem kegelförmigen Abschluss mit einem Öffnungswinkel von 120° . Der Kegel hat ebenfalls einen kugeligen Abschluss.

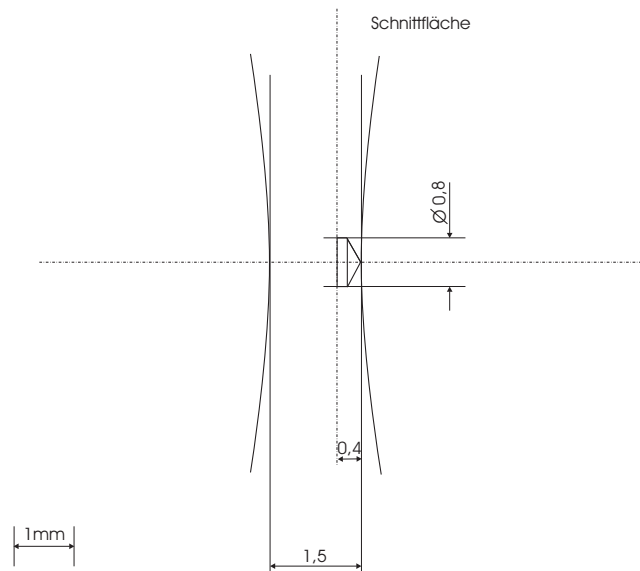


Abbildung 3.17: Vergrößerter Ausschnitt der Fehlstelle von P2



Abbildung 3.18: Realisierung der Prüflingsarten P1, P2 und P4

Nach [Kor89] ergibt sich für die Kapazität der Anordnung näherungsweise

$$C \approx \frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon}{\frac{1}{r_{Kugel}} - \frac{1}{2 \cdot r_{Kugel} + s}} = 3,95 pF, \quad (3.14)$$

gemessen wurden ebenfalls kleinere Werte $C \approx 2,8 pF - 3,1 pF$ bei einer Frequenz von 1 kHz.

Eine geschlossene mathematische Lösung zur Berechnung der minimalen Einsetzfeldstärke E_Z , vergleichbar mit dem Ergebnis für die Prüflingsart P1, schliesst sich aufgrund des inhomogenen Feldverlaufs in der Fehlstelle aus. Möglichkeiten liefern hier die bereits angesprochenen FEM Simulationsprogramme.

3.3.1.3 Die Prüflingsart P4

Eine weitere Prüflingsanordnung mit quasihomogenem Feldverlauf und allseitiger Umhüllung der Fehlstelle stellt die Prüflingsart P4 dar (siehe Abbildung 3.19).

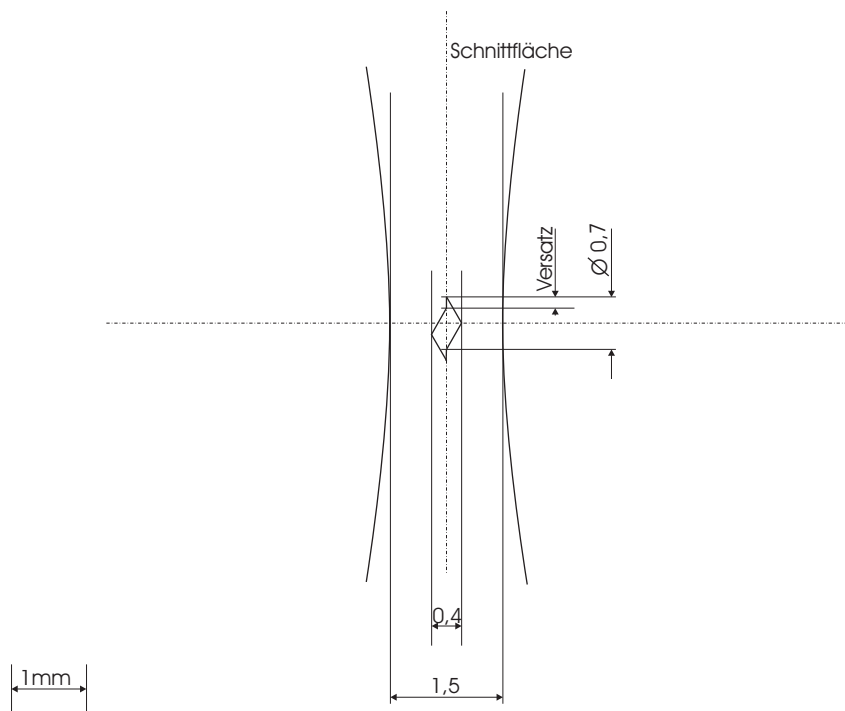


Abbildung 3.19: Vergrößerter Ausschnitt der Fehlstelle von P4

Hierfür wurde die Isolieranordnung der Abbildung 3.16 symmetrisch aufgetrennt und beidseitig auf den halben Elektrodenabstand $s = 0,75$ mm abgedreht. Im Anschluss wurden 2 Fehlstellen (Sacklochbohrungen) mit einem 0,8 mm Spiralbohrer auf jeder Seite der Schnittfläche eingebracht. Hierbei wurden die Fehlstellen mit einem Versatz mit ca. 0,1 mm bis 0,2 mm zur Symmetrieachse der Kugelelektrode gebohrt. Durch die geringe Eintauchtiefe von 0,2 mm entstanden kegelförmige Fehlstellen mit einem Radius $r_{Fehl} = 0,35$ mm

am Kegelfuss. Der Öffnungswinkel des Kegels beträgt 120° . Des Weiteren formt sich durch die beiden Schneiden des Bohrers ein kugeliger Abschluss an der Spitze des Öffnungswinkel. Nach dem Verkleben der beiden Hälften der Isolieranordnung ausserhalb der Schnittflächen und zusätzlicher Abdichtung mit Silikon unter Umgebungsbedingungen beträgt die gesamten Fehlstellenhöhe $h_{Fehl} = 0,4 \text{ mm}$.

Für diese Anordnung ergibt sich ebenfalls nach [Kor89] die Kapazität näherungsweise zu

$$C \approx \frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon}{\frac{1}{r_{Kugel}} - \frac{1}{2 \cdot r_{Kugel} + s}} = 3,95 \text{ pF}. \quad (3.15)$$

Bei einer Messfrequenz von 1 kHz wurden Werte im Bereich $C \approx 2,8 \text{ pF} - 3,0 \text{ pF}$ ermittelt.

3.3.2 Prüfling mit inhomogenem Grundfeldverlauf P3

Da stets auch inhomogene elektrische Felder an Stromrichterverschiebungen auftreten, muss auch dieser Fall untersucht werden. Dabei handelt es sich um eine Anordnung mit Spitzenelektrode gegenüber einer Kugelelektrode (Abbildung 3.20).

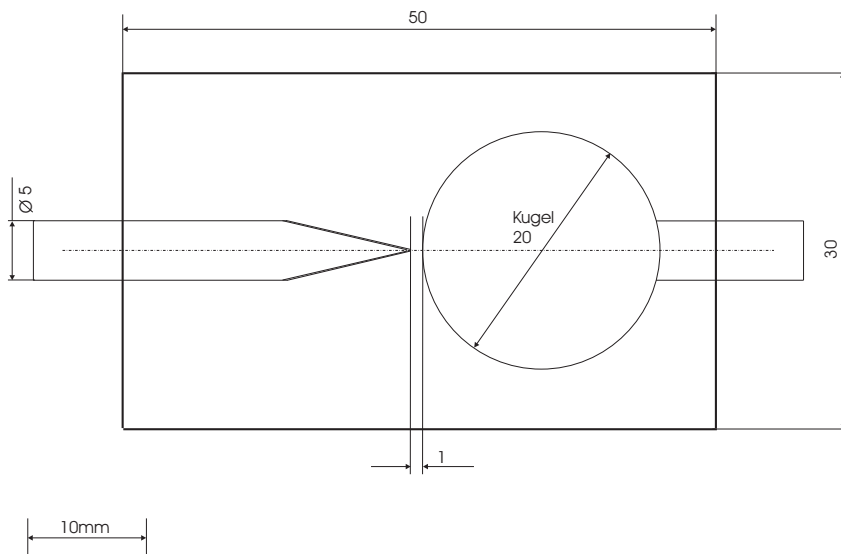


Abbildung 3.20: Übersichtsskizze P3

Bei Annahme einer Hyperboloidspitze gegenüber einer Ebene mit einem Elektrodenabstand von $s = 1,25 \text{ mm}$ und einem Spitzenwinkel $\gamma_S = 24,2^\circ$ ergibt sich nach [Pri69] ein Ausnutzungsfaktor von

$$\eta_S = \sin \frac{\gamma_S}{2} \cdot \tan \frac{\gamma_S}{2} \cdot \ln \left(\cot \frac{\gamma_S}{4} \right) \approx 0,1. \quad (3.16)$$

Beide Elektroden wurden ebenfalls in einem hinlänglich grossen Gehäuse (Abbildung 3.20) mit Epoxydharzgemisch aus Harz CW 1301 und Härter HY 1301 vergossen und im Vakuumschrank ausgehärtet. Der Elektrodenabstand betrug

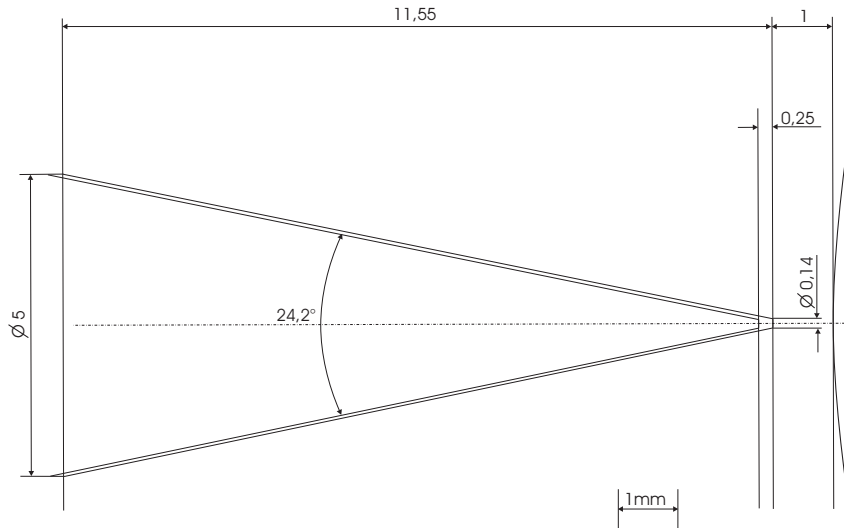


Abbildung 3.21: Vergrößerter Ausschnitt der Fehlstelle von P3

hierbei $s = 1$ mm. Während der Gelierphase wurde die Spitzenelektrode um 0,25 mm nach aussen versetzt, sodass der Elektrodenabstand $s = 1,25$ mm betrug. Es entstand eine spitzwinklige Fehlstelle direkt im Bereich des hochbelasteten Feldraumes (Abbildung 3.21).

Kapitel 4

Darstellung und Interpretation der Messergebnisse

Dieses Kapitel legt die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen dar. Zunächst wird gezeigt, mit welchen Mitteln der Statistik die Versuchsreihen ausgewertet werden, wobei der Begriff der Teilentladungswahrscheinlichkeit erklärt wird. Anschliessend wird allgemein des Teilentladungsverhalten und der Einfluss kontinuierlicher Teilentladungen diskutiert.

Den wesentlichen Teil nimmt die Untersuchung mit Pulsspannung mit den Parametern Gleichanteil der Pulsspannung, Pulsbreite, Pulsfolgefrequenz und Anstiegszeit ein, wobei jeweils im Anschluss die Ergebnisse interpretiert werden. Daneben wird auch der Einfluss von einzelnen Impulsen aufgezeigt.

Abschliessend wird das Teilentladungsverhalten bei sinusförmiger Wechselspannung herausgearbeitet und ins Verhältnis zu den gewonnenen Erkenntnissen aus der Pulsspannungsuntersuchung gesetzt.

4.1 Statistische Versuchsauswertung

Um das Teilentladungsverhalten der Modellisolierungen bei den zu untersuchenden Parametern zu beschreiben, wurde die Teilentladungseinsetzspannung $U_{PD/inc}$ als stetige Zufallsgröße statistisch ausgewertet. Da für die jeweiligen Messserien die äusseren Einflussparameter, bis auf die Spannungshöhe, konstant gehalten wurden, sind die mehr oder weniger grossen Streuungen der Teilentladungseinsetzspannung $U_{PD/inc}$ zufälliger Natur und damit ein Kennzeichen des zufälligen Charakters des Gasentladungsprozesses. Somit ist für die Versuchsauswertung die Anwendung statistischer Methoden möglich.

4.1.1 Unabhängigkeit von Messwerten

Eine statistische Auswertung einer Messreihe, welche als eine Stichprobe aufzufassen ist, ist nur zulässig, wenn die einzelnen Messwerte voneinander unabhängige Ergebnisse darstellen [Hau84]. Beeinflussen sich beispielsweise Versuchsergebnisse untereinander, besteht die Wahrscheinlichkeit einer Fehlinterpretation einer Messreihe.

Prinzipbedingt besteht beim mehrfachen Untersuchen eines Prüflings auf Teilentladungen das Problem der Abhängigkeit der Einzelversuche. Trotz des schädigungsarmen Prüfverfahrens, verursacht dieses kurzfristige und dauerhafte physikalische Veränderungen im Isolierstoff, welche teilweise nicht rückgebildet werden können. Neben den mechanischen und chemischen Einwirkungen auf die Fehlstellengrenzflächen beeinflussen zurückbleibende Raum- und Oberflächenladungen die Feldverteilung innerhalb der Fehlstelle. Genügend große Pausenzeiten zur möglichst identischen Wiederherstellung der Ausgangsbedingungen und ein Test auf Unabhängigkeit sind somit unerlässlich.

Positiv auf die Gewährleistung der Unabhängigkeit der Messergebnisse wirken sich die durchgeführten Spannungssteigerungsversuchen aus [Hau84]. Es werden zumindest für die beanspruchende Spannung identische Ausgangsbedingungen geschaffen, da sie stets nach Teilentladungseinsatz auf Null abgesenkt wurde.

Für die Prüfung auf Unabhängigkeit sind grafische und rechnerische Verfahren möglich [Hau84, Sac78]. Für das grafische Verfahren wird die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ (Zufallsgröße) mehrfach für einen Prüfling bei identischen Ausgangsbedingungen ermittelt und in der Reihenfolge ihres Auftretens grafisch dargestellt.

Schwanken die Messwerte um einen Mittelwert $U_{PD/inc/50}$, besteht kein Bedenken gegen die Annahme der Unabhängigkeit. In Abbildung 4.1 wird die Stichprobe eines Prüflings der Prüflingsart P1 grafisch dargestellt. Die Messwerte schwanken zufällig um den Mittelwert $U_{PD/inc/50}$ in einem Bereich von etwa $\pm 2s$, wobei s die Standardabweichung ist.

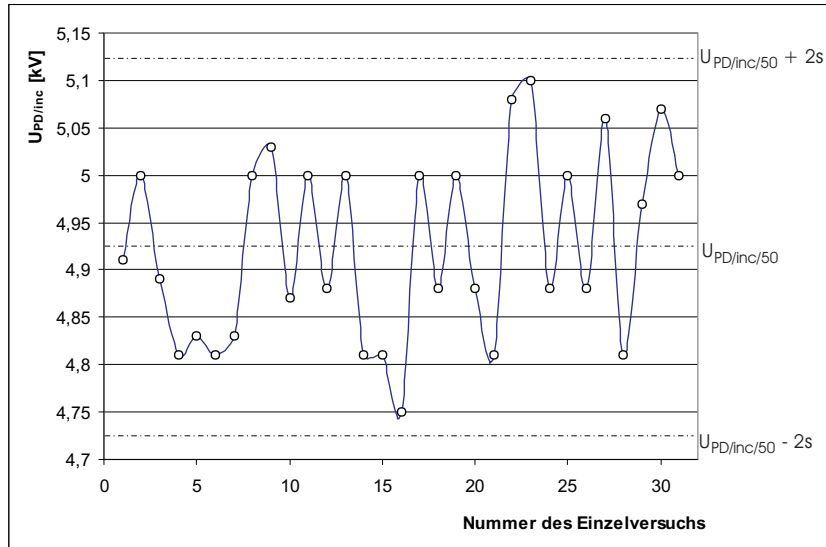


Abbildung 4.1: Grafische Darstellung der Unabhängigkeit anhand einer Stichprobe der Prüflingsart P1

Um die grafische Kontrolle zu untermauern, empfiehlt sich ein Iterationstest nach [Sac74]. Hierzu werden die Differenzen des jeweiligen Messergebnisses in der Reihenfolge ihres Auftretens mit dem Mittelwert gebildet. Anschliessend wird das Vorzeichen dieser Differenz bewertet. In diesem Fall wird mit jedem Auftreten eines positiven Vorzeichens k inkrementiert. Jede Gruppierung eines gleichartigen Vorzeichens entspricht einem Iterationsschritt.

Nr. ν	TE- Einsatzspannung $U_{PD/inc/\nu}$ /kV	Vorzeichen von $U_{PD/inc/\nu} - U_{PD/inc/50}$ $U_{PD/inc/50}=4,92$ kV	Anzahl pos. Vorzeichen k	Iterationen r
1	4,91	-		1
2	5,00	+	1	2
3	4,89	-		3
4	4,81	-		
5	4,83	-		
6	4,81	-		
7	4,83	-		
8	5,00	+	2	4
9	5,03	+	3	
10	4,87	-		5
11	5,00	+	4	6
12	4,88	-		7

Nr. ν	TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc/\nu}/kV$	Vorzeichen von $U_{PD/inc/\nu} - U_{PD/inc/50}$ $U_{PD/inc/50}=4,92kV$	Anzahl pos. Vorzeichen k	Iterationen r
13	5,00	+	5	8
14	4,81	-		9
15	4,81	-		
16	4,75	-		
17	5,00	+	6	10
18	4,88	-		11
19	5,00	+	7	12
20	4,88	-		13
21	4,81	-		
22	5,08	+	8	14
23	5,10	+	9	
24	4,88	-		15
25	5,00	+	10	16
26	4,88	-		17
27	5,06	+	11	18
28	4,81	-		19
29	4,97	+	12	20
30	5,07	+	13	
31	5,00	+	14	

Tabelle 4.1: Anwendung des Iterationstests auf eine Stichprobe der Prüflingsart P1

Für einen gegebenen Stichprobenumfang n deutet eine kleine Anzahl an Iterationen r auf Klumpungen hin. Große r - Werte zeigen häufige Wechsel auf. Beide Extremale weisen auf Abhängigkeiten hin.

Soll bei diesem zweiseitigen Test die Hypothese auf Unabhängigkeit überprüft werden, muss die Anzahl der Iterationen r zwischen einer unteren und oberen Grenze liegen. Die entsprechenden Schranken können für kleine Stichprobenumfänge aus Tabellen in [Sac74] nachgeschlagen werden. Im oben aufgeführten Beispiel ergeben sich die Schranken bei einer statistischen Aussagesicherheit von 95% auf Unabhängigkeit zu

$$r_u = 10 \leq r \leq r_o = 23$$

Die Stichprobe darf damit als zufällig angesehen werden.

4.1.2 Die Verteilungsfunktion

Will man Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von Teilentladungen bei verschiedenen Spannungswerten ermitteln, können diese aus der empirischen Verteilungsfunktion - der relativen Summenhäufigkeit der einzelnen Messwerte einer Stichprobe - geschätzt werden.

Für eine genauere mathematische Betrachtung wird die empirische Verteilungsfunktion mit einer theoretischen Verteilungsfunktion approximiert. Die Anpassung und die Bestimmung der entsprechenden Parameter der theoretischen Verteilungsfunktion kann aus der grafischen Darstellung im Wahrscheinlichkeitspapier entnommen, mittels rechnerischer Verteilungsprüfungen oder durch Schätzung ermittelt werden [Car90, Hau84, Sac78].

Eine geeignete Möglichkeit bietet die grafische Darstellung im Wahrscheinlichkeitsnetz. Dazu werden den einzelnen Messwerten einer Stichprobe Summenhäufigkeiten zugewiesen und diese in das Wahrscheinlichkeitspapier übertragen. Für Stichprobengrößen von $n=6$ bis $n=30$ wurden die benötigten Häufigkeiten [Joh70] entnommen. Größere Stichprobengrößen erforderten die Ermittlung der relativen Summenhäufigkeiten über die primäre Verteilungstafel [Hau84, Sac78].

Die Approximation der empirischen Verteilungsfunktion erscheint im Wahrscheinlichkeitspapier als Gerade, siehe Abbildung 4.2. In Zusammenhang mit dem 95% Vertrauensbereich nach [Joh70] kann mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 5 % bestimmt werden, ob die empirische Verteilungsfunktion die theoretischen Verteilungsfunktion hinreichend abbildet.

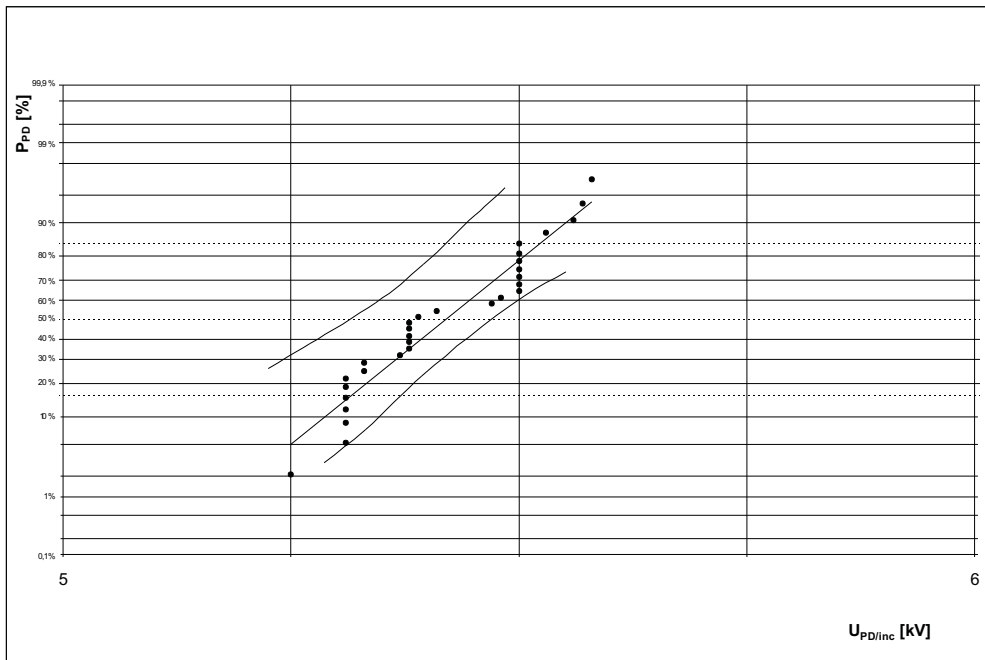


Abbildung 4.2: Prüfung auf Normalverteilung im Wahrscheinlichkeitspapier der Prüflingsart P1

Für die Anpassung der empirischen an die theoretische Verteilungsfunktion gelten nach [Hau84] folgende Grundsätze:

- eine ausreichend genaue Näherung, aber keine unnötig komplizierte Approximation
- inhaltliche Zuordnung der Verteilungsfunktion zu der physikalischen Modellvorstellung

Eine vorteilhafte Anwendung für Gasentladungen stellt die Gauss'sche Normalverteilung dar [Hau84, Kah89], welche durch die theoretische Verteilungsfunktion

$$\Phi = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \int_{-\infty}^z e^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} dt \quad (4.1)$$

mit den Parametern μ Mittelwert
 σ Standardabweichung

beschrieben wird. Eine Möglichkeit der Bestimmung der Parameter μ und σ aus der empirischen Verteilungsfunktion kann über die Schätzung aus den Gleichungen 4.2 und 4.3 erfolgen. Der arithmetische Mittelwert der Spannungswerte U_{50} und die Standardabweichung s einer Stichprobe mit dem Umfang von k Elementen ergeben sich zu

$$U_{50} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{n=1}^k U_n \quad (4.2)$$

bzw.

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{n=1}^k (U_n - U_{50})^2}. \quad (4.3)$$

Mit der Bedingung $n \rightarrow \infty$ gehen die beiden Parameter U_{50} und s in die Parameter μ und σ der theoretischen Verteilungsfunktion über.

Da immer nur eine begrenzte Anzahl n an Stichproben zur Verfügung steht, kann die Bestimmung des Mittelwertes und der Standardabweichung über die Gleichungen 4.2 und 4.3 fehlerbehaftet sein. Eine genauere Methode arbeitet mit der Ermittlung einer Regressionsfunktion nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Sie liefert damit eine Prüfmöglichkeit für die ermittelten Werte von Mittelwert U_{50} und Standardabweichung s aus den Gleichungen 4.2 und 4.3. Die lineare Regressionsfunktion wird durch

$$z = b \cdot U + a \quad (4.4)$$

beschrieben. Die beiden Regressionskoeffizienten a und b berechnen sich nach [Sac78] zu

$$a = \frac{\sum z_n - b \cdot \sum U_n}{n} \quad (4.5)$$

bzw.

$$b = \frac{n \cdot \sum(U_n \cdot z_n) - \sum U_n \cdot \sum z_n}{n \cdot \sum U_n^2 - (\sum U_n)^2}. \quad (4.6)$$

wobei n der Stichprobenumfang ist und z_n aus der Invertierung der Normalverteilungsfunktion ableitbar ist. In der Polynomapproximation nach [Abr72] ist

$$z_n = t - \frac{2,515517 + 0,802853 \cdot t + 0,010328 \cdot t^2}{1 + 1,432788 \cdot t + 0,189269 \cdot t^2 + 0,001308 \cdot t^3} + \epsilon \quad (4.7)$$

mit

$$t = \sqrt{\ln \frac{1}{(\Phi(z_n))^2}}. \quad (4.8)$$

Der Fehler ϵ ist betragsmässig $< 5 \cdot 10^{-4}$ und kann daher vernachlässigt werden. Der Mittelwert U_{50} ergibt sich für $z = 0$ zu

$$U_{50} = -\frac{a}{b}. \quad (4.9)$$

Für die Standardabweichung s muss die Bedingung $z = \pm 1$ gelten. Daraus folgt

$$s = U_{z=0} - U_{z=-1} = \frac{1}{b} \quad (4.10)$$

Eine Möglichkeit die Güte der Anpassung zu prüfen bietet das Bestimmtheitsmass r^2 .

$$r^2 = \frac{(\sum(U_n \cdot z_n) - \frac{1}{n} \cdot \sum U_n \cdot \sum z_n)^2}{(\sum U_n^2 - \frac{1}{n} \cdot (\sum U_n)^2) \cdot (\sum z_n^2 - \frac{1}{n} \cdot (\sum z_n)^2)} \quad (4.11)$$

Je näher r^2 an 1 liegt, desto besser ist die Anpassung. In der vorliegenden Arbeit wurde mit $r^2 > 0,9$ eine befriedigende Anpassung der empirischen an die theoretische Verteilungsfunktion erzielt.

4.1.3 Bereinigung von Stichproben

Gelegentlich treten Stichprobenwerte auf, die scheinbar nicht zur Grundgesamtheit dieser Stichprobe gehören. Diese fehlerhaften und somit abhängigen Spannungswerte U_F , sogenannte Ausreisser, müssen aus der Stichprobe eliminiert werden und stehen für die weitere statistische Auswertung nicht mehr zur Verfügung [Hau84].

In einer empirischen Verteilungsfunktion, die der Normalverteilung gehorcht, muss jeder Wert die Bedingung

$$W_{n;\alpha} > \left| \frac{U_F - U_{50}}{s} \right| \quad (4.12)$$

erfüllen. Dieser Grenzwert $W_{n;\alpha}$ kann in Abhängigkeit des Signifikanzniveaus α und der Stichprobenmenge n aus [Mue73] entnommen werden.

4.2 Einflussgrößen rechteckförmiger Puls- und Impulsspannung

Alle Darstellungen der Teilentladungseinsetzspannung $U_{PD/inc}$ über die zu untersuchenden Parameter werden in der vorliegenden Arbeit identisch ausgeführt. Die Diagramme besitzen einen unterdrückten Nullpunkt und stellen die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ im Bereich von 3 kV bis 10,5 kV dar. Hierbei ist allerdings bei 10,3 kV die technische Grenze der Spannungsversorgung erreicht, sie stellt die obere Schranke dar. Allen Graphen ist die Darstellung des arithmetischen Mittelwertes $U_{PD/inc/50}$ gemein, welche um den beidseitigen Streubereich der Standardabweichung s ergänzt sind.

4.2.1 Teilentladungswahrscheinlichkeit und Teilentladungsverhalten bei Pulsspannung

4.2.1.1 Teilentladungswahrscheinlichkeit

Charakteristisch für den Teilentladungseinsatz bei pulsförmiger Spannungsbeanspruchung ist, dass nicht unmittelbar jede Pulsbelastung zur Entwicklung einer Teilentladung führt. Die Abbildungen 4.3 bis 4.6 zeigen die Verhaltensfunktionen der einzelnen Prüflingsarten P1 bis P4 bei monopolarer Spannungsbeanspruchung.

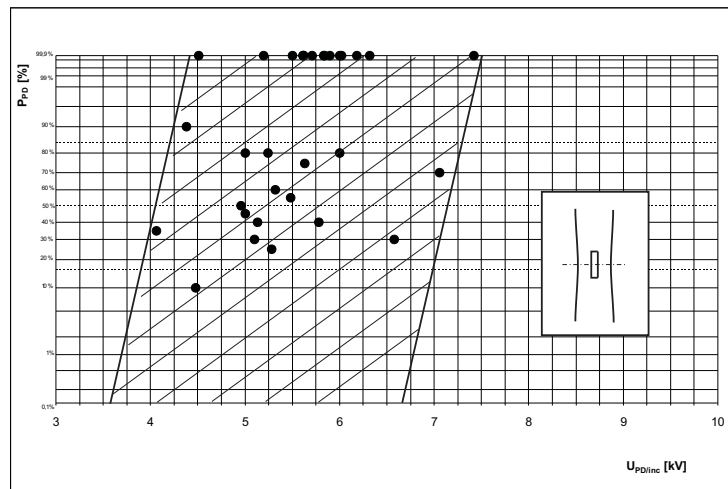


Abbildung 4.3: TE- Häufigkeiten und Verhaltensfunktion der TE- Wahrscheinlichkeit der Prüflingsart P1 (20 Prüflinge) bei $f_W = 2000$ Hz, $t_R \approx 950$ ns und $a = 0,5$

Erkennbar ist, dass bei Steigerung der Amplitude der Pulsspannung die relative Häufigkeit der Teilentladungen zunimmt. Darüber hinaus konnte bei den Spannungssteigerungsversuchen festgestellt werden, dass die Zündzeitpunkte sich mit Spannungssteigerung in Richtung des Stirnbereiches der Pulsspannung verschieben.

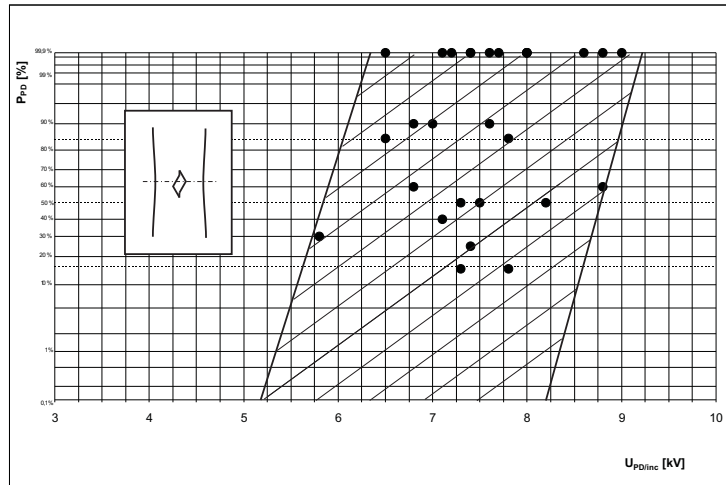


Abbildung 4.4: TE- Häufigkeiten und Verhaltensfunktion der TE- Wahrscheinlichkeit der Prüflingsart P4 (15 Prüflinge) bei $f_W = 2000$ Hz, $t_R \approx 950$ ns und $a = 0,5$

Bereits in [Gän53] wurde dieses Phänomen bei Gasentladungen beschrieben und mit dem Zündverzug t_D erklärt. Anhand der Verhaltensfunktionen lassen sich nach [Kau94] 3 Spannungsbereiche einteilen.

Unterhalb einer unteren Grenze führt keine Pulsbelastung zur Ausprägung einer Teilentladung. Überschreitet die Amplitude der Pulsspannung eine obere Grenze findet mindestens eine Teilentladung je Pulsbelastung statt. Innerhalb der beiden Schranken beträgt die relative Häufigkeit des Teilentladungsereignisses zwischen 0 % und 100 %. Dieser mittlere Bereich charakterisiert die Prüflingsart.

Die Neigung der Verhaltensfunktion kennzeichnet die statistische Streuung des Gasentladeprozesses jedes Einzelindividuums. Hinzu kommt die Streuung des Fertigungsprozesses was eine Parallelverschiebung der Verhaltensfunktion bewirkt. Hierbei überlagern sich beide Größen nicht äquivalent. Die Prozessstreuung ist ca. um den Faktor 2 grösser, als die Streuung des Entladeprozesses.

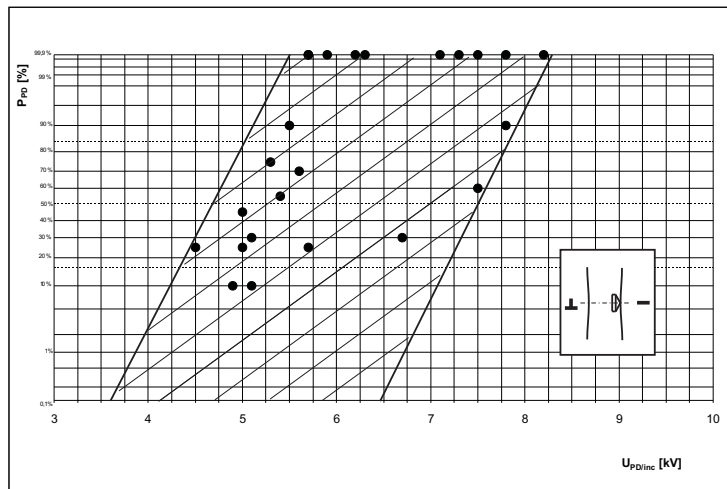
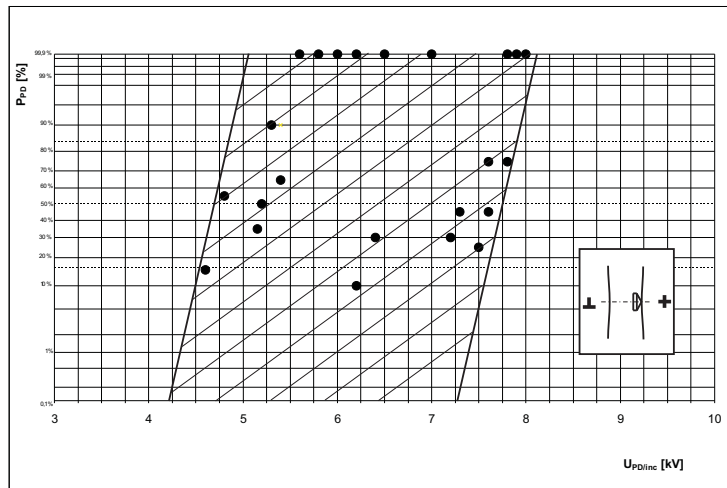


Abbildung 4.5: TE- Häufigkeiten und Verhaltensfunktion der TE- Wahrscheinlichkeit der Prüflingsart P2 (15 Prüflinge) (P2+ oben, P2- unten) bei $f_W = 2000$ Hz, $t_R \approx 950$ ns und $a = 0,5$

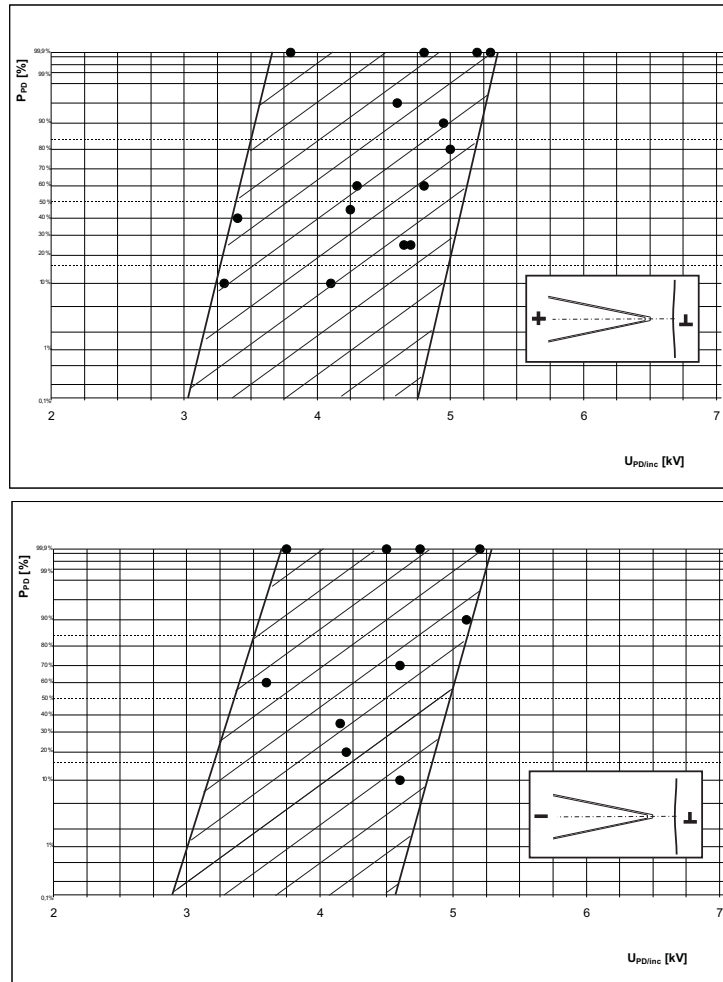


Abbildung 4.6: TE- Häufigkeiten und Verhaltensfunktion der TE- Wahrscheinlichkeit der Prüflingsart P3 (6 Prüflinge) (P3+ oben, P3- unten) bei $f_W = 2000$ Hz, $t_R \approx 950$ ns und $a = 0,5$

4.2.1.2 Teilentladungsverhalten

Belastet man eine Isolieranordnung mit dielektrischen Grenzschichten an den Elektroden mit Pulsen, wird ausgehend vom zunächst raumladungsfreien Laplace- Feld in der Fehlstelle, entsprechend der kapazitiven Verhältnisse, die elektrische Feldstärke E_I in der Fehlstelle der aussen an die Modellisolierung angelegten Spannung U_A (siehe Abbildung 4.7 linkes Bild) folgen.

Nach [Bru91] kann vernachlässigt werden, dass Ladungsträger aus Ionisationsvorgängen durch natürliche Strahlung generiert werden. Somit kann zunächst für eine bis dato unbelastete Anordnung von einer verschwindend geringen Anzahl freier Ladungsträger im Volumen der Fehlstelle ausgegangen werden.

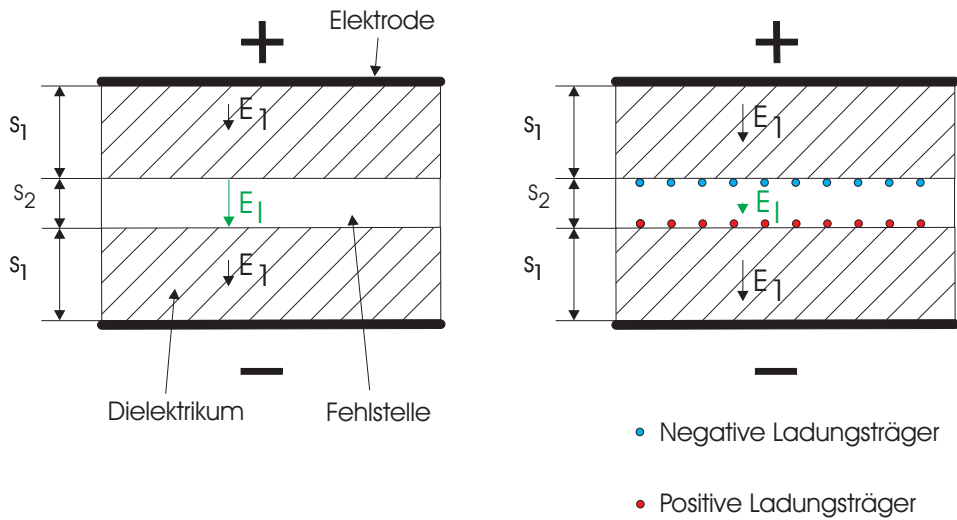


Abbildung 4.7: Oberflächenladungsaufbau an den Grenzflächen der Fehlstelle

Mit Steigerung der angelegten Spannung U_A driften diese wenigen Ladungsträger entsprechend ihrer Polarität zu den Grenzflächen. Überschreitet die Feldstärke E_I die Grenze

$$E_I > 2,44 \frac{kV}{mm \cdot bar} \cdot p = E_{Ion} \quad (4.13)$$

überwiegt der Stossionisierungskoeffizient α gegenüber dem Anlagerungskoeffizienten η und es werden per saldo Ladungsträger, Elektronen und Ionen, durch Stossionisierung gebildet [Bey86]. Wie aus der Gasentladungskennlinie ablesbar ist, werden bereits unterhalb der Ionisierungsfeldstärke E_{Ion} Ladungsträger erzeugt, die bei Metallelektroden aus dem Feldraum entzogen werden. Da dieser Vorgang in der Fehlstelle nicht stattfinden kann, stehen diese Ladungsträger zusätzlich zur Verfügung.

Des Weiteren besteht nach [Kau94] die Möglichkeit, dass Ladungsträger aus dem Feststoff zur Verfügung gestellt werden. Ebenfalls unterstützend wirken Mikroentladungen an Oberflächen von Dielektrika [Fic03, Fuj89, Kae76]. Fertigungsbedingt ergeben sich an der Fehlstellenoberfläche Inhomogenitäten, welche lokal die Feldstärke erhöhen und die Generation von Ladungsträgern begünstigen. Eine geringfügige Feldentlastung in der Fehlstelle wird durch

die Zuführung von Elektronen durch Injektion aus der Kathode sowie die Anlagerung von freien Ladungsträgern aus dem Gasraum der Fehlstelle erzielt. Beide Vorgänge sind nur ungenügend ergiebig bzw. die Injektion läuft langsam ab [Bru91, Sjö00]. Da bei all diesen Vorgängen nur eine geringe Anzahl von Ladungsträgern erzeugt bzw. bewegt werden, sind sie mit der zur Verfügung stehenden Messtechnik nicht detektierbar. Diese Präsuntion wurde bereits in [Kau94] geäußert.

Die bereits vorhandenen bzw. erzeugten Ladungsträger wandern aufgrund der Kraftwirkung des elektrischen Feldes zur jeweiligen Grenzfläche der Fehlstelle und lagern sich dort ab. Der hohe spezifische Widerstand (bei $\vartheta = 20^\circ\text{C}$ beträgt $\rho \approx 10^{12} - 10^{14}\Omega\text{m}$) des Epoxydharzes verhindert ein sofortiges Abfließen der Ladungsträger und führt zur Akkumulation auf den Grenzflächen. Das entstandene Poisson- Feld der Raumladungen wirkt dem Laplace- Feld entgegen und setzt die Feldstärke in der Fehlstelle E_I herab. Gleichzeitig erhöht sich die elektrische Feldstärke in den Feststoffdielektrika. Für statische und langsam veränderliche Felder findet dieser Vorgang mindestens solange statt, bis der Grenzwert von $E_I < 2,44\text{ kV/mm}$ unterschritten wird und alle freien Raumladungen an den dielektrischen Grenzflächen abgelagert sind. Der Anlagerungskoeffizient η überwiegt und die Ladungsträgergeneration erlischt (siehe Abbildung 4.7 rechtes Bild). Der gesamte Vorgang bedarf aufgrund der endlichen Geschwindigkeit der Ladungsträger entsprechend Zeit.

Die akkumulierten Ladungen auf der Epoxydharzoberfläche verteilen sich inhomogen [Koe81] und bleiben auch nach Abgeschalten der Elektrodenspannung eine Zeit lang erhalten [Cav05, Fan96, Fuj89, Nev96]. Das Aufladen von Kunststoffen ist ein bekannter Vorgang und für verschiedene Spannungsformen nachgewiesen [Ble00, Fan96, Fuj89, Schm89, Sjö01, Win03]. Die physikalisch Theorie zur Aufladung von Kunststoffoberflächen wird in diversen Literaturstellen beschrieben [Bla91, Cav05, Caz96, Fan96, Mue99, Nem03, Win03], ist aber in Gänze noch nicht geklärt. [Bla91, Caz96, Fan96] gehen davon aus, dass elektrische Ladungsträger nach Entladungen im Bereich der Isolierstoffoberfläche aufgrund ihrer hohen thermischen Energie an Isolierstoffmoleküle gebunden werden. Ladungen gelangen so bei starker Anregung, z.B. durch Durchschläge und Gleitentladungen, in tiefe Haftstellen, bei Koronaentladungen in flache Haftstellen. Folglich bedarf das Herauslösen dieser Ladungen Energien bis in den eV- Bereich (geometrische Eindringtiefe bis ca. $9\ \mu\text{m}$ [Bla91]). Es wirken demnach Bindungskräfte auf Ladungen an Isolierstoffoberflächen.

Berücksichtigt man diesen Aufladevorgang ergeben sich schematisch folgende Verläufe für einen Spannungssteigerungsversuch mit monopolarer Pulsspannung $U_A = U_{Puls}$.

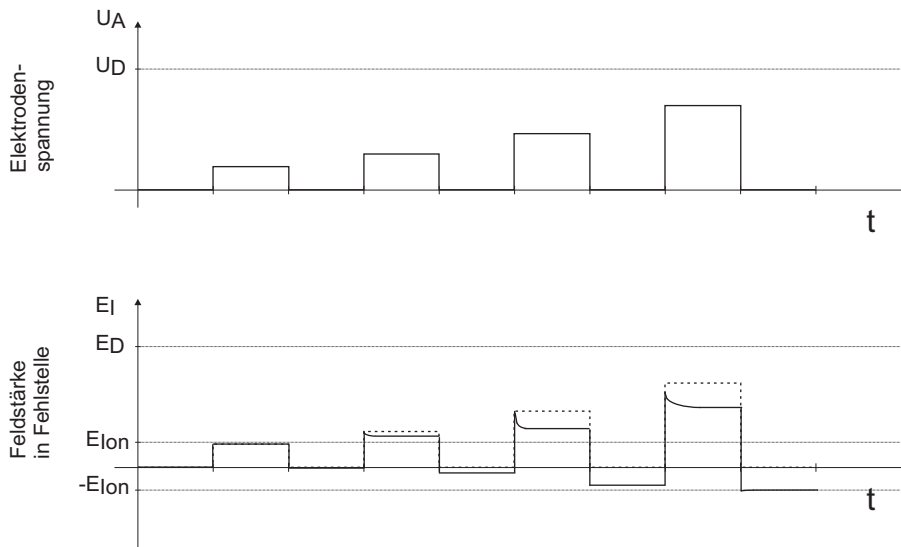


Abbildung 4.8: Zeitabhängigkeit des Aufladevorganges bei monopolarer Pulsspannung (schematisch)

Ohne eine genügende Zahl freier Ladungsträger folgt die Feldstärke in der Fehlstelle E_I zunächst der Spannung an den Elektroden U_A . Überschreitet E_I die Ionisierungsfeldstärke E_{Ion} mindestens lokal, werden Ladungsträger gebildet. Durch die Feldstärkeabhängigkeit des Stossionisierungskoeffizient α werden um so mehr Ladungsträger gebildet, je grösser die Feldstärke E_I ist. Die angelagerten Ladungsträger entlasten das Feld durch eine entgegengesetzte Überlagerung von Laplace- und Poisson-Feld.

Die Feldschwächung durch Ionisation bedarf einer endlichen Zeit, da in den ersten Perioden des Spannungssteigerungsversuchs relativ geringe Feldstärken in der Fehlstelle erreicht werden. Eine grosse Anzahl von Ladungsträgern durch Stossionisation wird nach dem exponentiellen Ansatz für den Streamerdurchschlag erst im Bereich der Durchschlagfeldstärke erzeugt. Gleichzeitig beginnt ein kontinuierlicher Ladungsabbau über das Epoxydharz, welcher bedingt durch den grossen Isolationswiderstand erst im Stundenbereich abgeklungen sein kann. Sowohl die Ladungsträgergeneration durch Ionisierungsvorgänge, als auch der Ladungsabbau über den Isolierstoff war mit der eingesetzten Messtechnik nicht detektierbar.

Sinkt die Spannung an den Elektroden auf Null ab, werden die Oberflächenladungen gehalten. Das Verbleiben der Oberflächenladungen q auf den dielektrischen Grenzflächen ohne merklichen Verlust dauert nach eigenen Messungen mindestens bis in den Bereich einer Stunde. Es kann davon ausgegangen werden, dass nicht alle Ladungen q an den Grenzflächen haften bzw. in den Isolierstoff diffundieren, sondern rekombinieren bzw. in den Gasraum der Fehlstelle abwandern. Durch die Trägheit und der damit verbundenen geringeren Bewe-

lichkeit der Ionen findet ein Grossteil der Rekombinationen unmittelbar an der positiv geladenen Grenzfläche statt. Nach [Bey86] kann abgeschätzt werden, dass die Elektronen die Fehlstellenhöhe h_{Fehl} im ns- Bereich zurücklegen. Ionen benötigen dafür etwa 250 bis 500 mal so lange, sodass deren Bewegung vernachlässigt werden kann. Dieser Rekombinationsvorgang war mit der zur Verfügung stehenden Messtechnik nicht detektierbar.

Im Verlauf des Spannungssteigerungsversuchs wird schliesslich das Poisson-Feld die Ionisationsfeldstärke in der Fehlstelle in entgegengesetzter Richtung überschreiten, wenn die äussere Spannung U_A abgeschaltet ist. Es werden entsprechend dem oben beschriebenen Vorgang Ladungsträger durch Ionisation erzeugt, die ihrerseits das bereits existierende Poisson-Feld schwächen. Es entsteht ein eingeschwungener Zustand.

Das theoretische Modell des Aufladevorgangs konnte durch eigene Messungen verifiziert werden. Zunächst sollten Ladungsmessungen mittels einer Kapazitätssonde an den Schnittflächen nicht verfügbarer Modellisolierungen zeigen, dass während einer Spannungsbelastung Ladungsträger an den Grenzflächen akkumuliert werden. Von diesen Grenzflächen wird angenommen, dass sie ähnliches Verhalten zeigen wie die Fehlstellengrenzflächen selbst.

Analog zu den Messungen mit den verfügbaren Modellisolierungen wurden die beiden unverklebten Hälften der Isolieranordnung im Messkreis mit Gleich- und Pulsspannung beaufschlagt. Durch die Zugänglichkeit der Epoxydgrenzflächen besteht die Möglichkeit, im Anschluss an die Belastung, den Aufladevorgang qualitativ zu erfassen. Die Messungen zeigten eine heteropolare Aufladung der Isolierstoffflächen bei Gleich- und Pulsspannung, da die Ionisationsfeldstärke E_{Ion} in der Fehlstelle überschritten wurde. Die Amplituden waren unterhalb der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ gewählt, da die Ladungsträgergeneration von Teilentladungen ausgeschlossen werden sollte.

Die Fragestellung, inwiefern diese Oberflächenladungen auf den Grenzflächen haften, konnte mit der vorgenannten Anordnung ebenfalls qualitativ untersucht werden. Bei geringen Haftkräften wäre keine bzw. eine geringe Gegenspannung ausreichend, die Ladungsträger von den Oberflächen zu lösen und somit den Abbau des Poisson- Feldes einzuleiten.

Mit Impulsen variabler Impulsbreite, die in Richtung des Poisson- Feldes der Oberflächenladungen wirkten, sollte der Abbau bzw. heteropolare Umbau dieses Feldes eingeleitet werden. Es zeigte sich, dass erst ab einer Feldstärke von $E \approx 2..2,5kV/mm$ zwischen den Isolierstoffgrenzflächen, hervorgerufen durch das Laplace- Feld, eine entgegengesetzte Aufladung detektiert werden konnte. Kleinere Feldstärken führten zu schwachen, detektierbaren Teilentladungsströmen, ergaben jedoch keine signifikante qualitative Veränderung des Poisson- Feldes. Ohne angelegte Spannung verbleiben die Ladungen an den Oberflächen und werden aufgrund der geringen Leitfähigkeit des Epoxydharzes erst im Stundenbereich abgebaut. Auch ohne vorhergehende Entladungserscheinung binden sich demzufolge Ladungsträger an die Isolierstoff-

grenzfläche. Finden darüber hinaus Mikroentladungen statt, muss die Feldstärke zum Ablösen der Oberflächenladungen nach [Caz96] entsprechend grössere Werte annehmen.

Darauf aufbauend wurde an Individuen der Prüflingsart P1 der Akkumulationsvorgang bei Pulsspannungen experimentell untersucht. Zunächst wurden die Prüflinge mit Pulsspannung im Bereich von $1 \text{ kV} \leq U_{Puls} < U_{PD/inc}$ für ca. 30 s beaufschlagt und folglich innerhalb der Fehlstelle aufgeladen. Anschliessend wurde mit Impulsen gleicher Polarität der Teilentladungseinsatz ermittelt.

Es konnte festgestellt werden, dass unabhängig von der zuvor angelegten Pulsspannungsamplitude U_{Puls} eine relativ konstante Impulsspannungsamplitude U_{Impuls} - und damit TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ - gemessen wurde, um Teilentladungen einzuleiten.

Wurde der Teilentladungseinsatz mit Impulsen ohne vorherigen Aufladevorgang ermittelt, ergaben sich stets um ca. 500 V - 800 V kleinere Amplituden. Dieses Ergebnis deutet auf eine annähernd identische Oberflächenladung q in der Fehlstelle und einen stationären Zustand hin.

Bei Variation der Pulsfrequenz f_W der aufladenden Pulsspannung konnte des Weiteren festgestellt werden, dass die Oberflächenladungsdichte σ eine gewisse Abhängigkeit von der Pulsbreite t_P besitzt. So wurden bei grösseren Pulsbreiten t_P eine grössere Anzahl Oberflächenladungen q angelagert, was sich in einer höheren TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ bemerkbar machte.

Bei weiterer Steigerung der Pulsspannung U_{Puls} ist die resultierende Feldschwächung aus der Ladungsträgererzeugung nicht mehr ausreichend und die Feldstärke in der Fehlstelle E_I überschreitet die Festigkeit der Luftstrecke der Fehlstelle E_D . Nach einer gewissen Zeit, dem Entladeverzug t_{EV} , bildet sich eine lawinenartige Entladung nach dem Mechanismus des Streamerdurchschlags aus [Bar87, Gut95, Küc96, Nov00]. Diese Teilentladung führt gemeinsam mit dem zuvor beschriebenen Aufladevorgang zu einer weiteren Ladungsträgerakkumulation an den Grenzflächen der Fehlstelle und damit zu einer Reduktion der Feldstärke E_I . Dies stellt schematisch Abbildung 4.9 dar.

Während der ersten beiden Perioden beim dargestellten Verlauf soll zunächst nur eine geringe Überspannung anliegen und damit eine schwache Teilentladung stattfinden. Die daraus resultierende Feldschwächung in der Fehlstelle ist demzufolge relativ gering, sodass weiterhin Ionisationsvorgänge stattfinden und Ladungsträger erzeugt werden.

Die Feldschwächung bleibt somit erhalten und führt zum Verlöschen der Teilentladung. Werden die akkumulierten Oberflächenladungen durch den kontinuierlichen Entladeprozess über den Isolierstoff abgebaut, kann bei gleichbleibender Amplitude der Pulsspannung eine Folgeteilentladung zünden [Kau94].

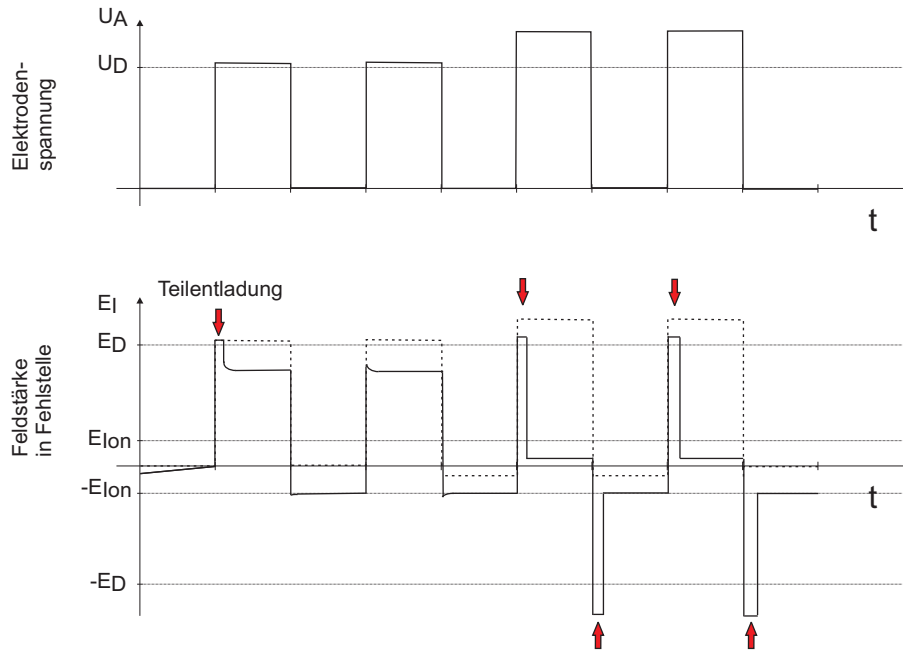


Abbildung 4.9: Zeitabhängigkeit des Entladevorganges bei monopolarer Puls­spannung (schematisch)

Mit der darauf folgenden Spannungserhöhung der letzten beiden Perioden wird erneut die Durchschlagfeldstärke E_D überschritten und Lawinen generiert. Es findet eine starke Teilentladung statt, welche die Feldstärke in der Fehlstelle E_I nahezu vollständig kompensiert. Demzufolge können keine Folgeentladungen während des Anstehens der Spannung auftreten, was sich messtechnisch bestätigte.

Mit der anschliessenden negativen Flanke erreicht die Feldstärke in der Fehlstelle E_I aufgrund des Raumladungsfeldes E_L das Durchschlagkriterium in der Gegenrichtung des bis dahin wirkenden äusseren Feldes E_G . Es treten Entladungen auf, obwohl die äussere Spannung an den Elektroden U_A abgeschaltet ist. Mit dem abgebildeten Verlauf in Abbildung 4.9 ist auch nachvollziehbar, dass nicht jeder Puls, trotz Überschreiten der Durchschlagfeldstärke E_D , zu einer Entladung führt. Darin spiegelt sich der statistische Charakter der Gasentladung wieder. Dieser theoretische Ansatz kann mit eigenen Messergebnissen bestätigt werden.

Im Gegensatz zu [Ble99, Kau94, Sjö01] wurden die Rückentladungen nach negativem dU/dt nicht in Form mehrerer stossartiger Entladungen mit einem Zeitverzug von einigen $10 \mu s$ bis mehreren hundert ms gemessen.

[Kau94] geht davon aus, dass diese stossartigen "Rückentladungen" die gespeicherten Oberflächenladungen nicht vollständig abbauen und somit mehrfach Umladevorgänge stattfinden bis die Durchschlagfeldstärke unterschritten wird. Eigene Untersuchungen zeigten nur eine Entladung in unmittelbarem zeitlichen Zusammenhang, meist einige μs , zum Flankenwechsel. Weitere Folgeentladungen traten nicht auf, obwohl die Pausenzeiten ausreichend gewesen wären (siehe Abbildung 4.10 unteres Bild).

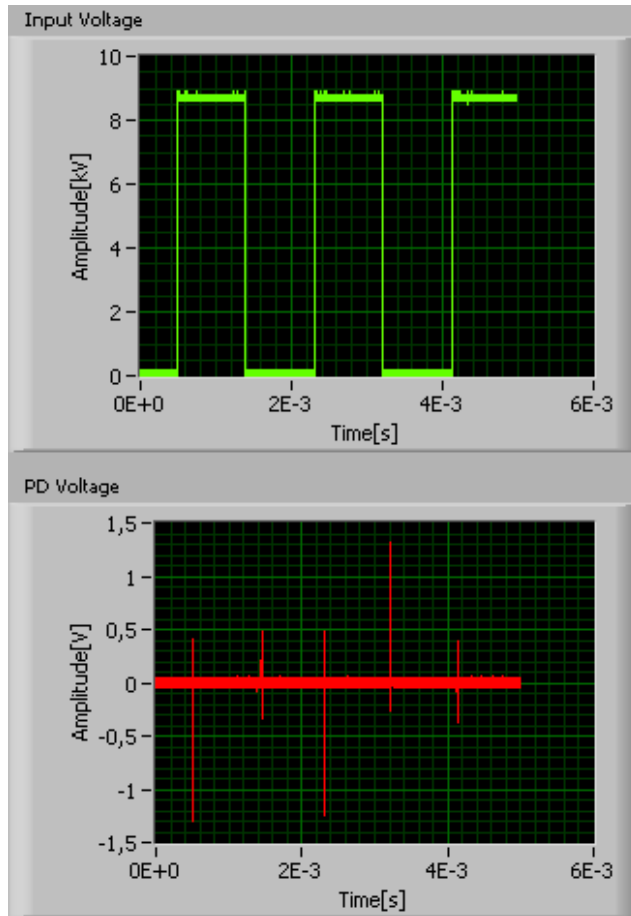


Abbildung 4.10: Beispiel für die Ausprägung der Teilentladungen bei Pulsspannung

Auszuschliessen sind Abtastfehler, da hierbei wenigstens gelegentlich aufeinanderfolgende "Rückentladungen" erkennbar hätten sein müssen.

Es kann folglich davon ausgegangen werden, dass bereits bei einer "Rückentladung" eine Mindestzahl von Oberflächenladungen rekombiniert und damit die Feldstärke durch das Raumladungsfeld unter die Durchschlagfeldstärke sinkt. Die Ausprägung der "Rückentladung" bei der hier verwendeten Modellisolierung ist somit ein Unterschied zu den bisher verwendeten Lackdrähten.

Des Weiteren ist ersichtlich, dass bei Überschreiten der TE- Einsetzspannung Teilentladungen ausschliesslich im zeitlichen Zusammenhang zu den Flanken stattfinden. Daraus folgt, dass die TE- Häufigkeit mit steigender Pulsfolgefrequenz steigt. Das bestätigten ebenso [Leb98, Poh01].

4.2.2 Einfluss von Teilentladungen auf die Teilentladungseinsetzspannung

Bei wiederholender Beanspruchung einer Stichprobe einer Modellisolierung besteht die Möglichkeit, dass die ermittelte TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ erheblichen Streuungen unterliegt. Diese Schwankungen sind bedingt durch den zufälligen Charakter des Gasentladungsprozesses und durch die ständigen Änderungen der Ausgangsbedingungen im Gasraum der Fehlstelle.

Eventuell zurückbleibende Ladungsträger, Oberflächenerosionen, sowie gegebenenfalls Druck- und Temperaturveränderungen infolge kontinuierlicher Gasentladungen können stets verschiedenartige Zündbedingungen in den Fehlstellen zu schaffen.

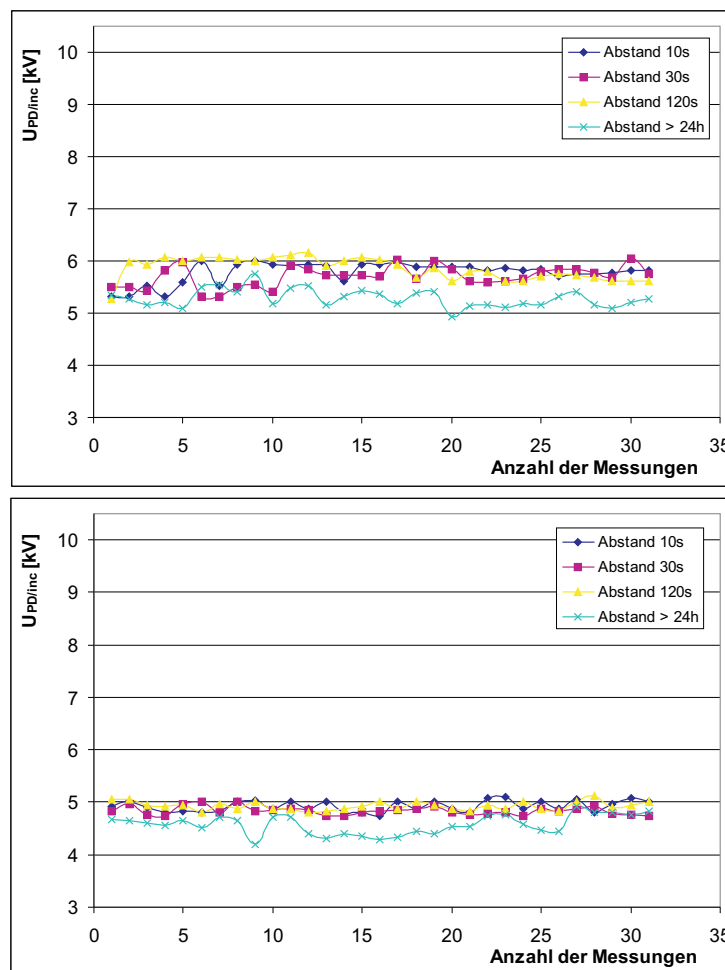


Abbildung 4.11: TE- Einsetzspannung bei verschiedenen Messzeiten bei $f_W = 1000$ Hz, $t_R \approx 950$ ns und $a = 0,5$ an zwei Individuen der Prüflingsart P1

Für den Nachweis dieses Einflusses wurden 4 Messreihen an 2 Modellisolierungen der Prüflingsart P1 bei monopolarer Rechteckspannung mit Pulsfolgefrequenz $f_W = 1000$ Hz, Anstiegszeit $t_R \approx 950$ ns und einem Tastgrad $a = 0,5$ durchgeführt. Dabei wurde die Pausenzeit des Prüflings variiert. Abbildung 4.11 zeigt die jeweiligen Verläufe der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$

bei Messabständen von $t = 10 \text{ s}$, 30 s , 120 s und $> 24 \text{ h}$. Für den Zeitpunkt $t > 24 \text{ h}$ kann angenommen werden, dass sowohl alle Ladungsträger [Das90] als auch eventuelle Druckerhöhungen ausgeglichen wurden.

Beide Grafiken zeigen ähnliches Verhalten. Die TE- Einsetzspannungen liegen für alle Zeitpunkte $t = 10 \text{ s}$, 30 s , 120 s und $t > 24 \text{ h}$ dicht beieinander. Das verdeutlichen zudem die Mittelwerte aller Messungen des jeweiligen Zeitpunkts. So liegen die Mittelwerte für $t > 24 \text{ h}$ ca. 350 V bis 550 V unter denen für $t = 10 \text{ s}$, 30 s und 120 s . Die Messwerte für die Zeitpunkte $t = 10 \text{ s}$, 30 s und 120 s unterscheiden sich nahezu nicht.

Es kann nicht mit Sicherheit gesagt werden, ob dieser Unterschied durch die statistische Streuung des Gasentladungsprozesses oder durch Änderungen der Zündbedingungen in der Fehlstelle hervorgerufen werden. Nachweisbar verändert sich die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ jedoch nur gering durch die Wahl des Messzeitpunktes. Somit spricht zunächst nichts gegen eine Verwendung der Prüflinge für Reihenuntersuchungen.

Im Folgenden wurden mit 25 Individuen der Prüflingsart P1, 15 Individuen der Prüflingsarten P2 und P4, sowie 6 Individuen der Prüflingsart P3 die Einflüsse der unterschiedlichen Parameter untersucht. Alle Messungen fanden an diesen Individuen statt. Für die Bestätigung der Messergebnisse stand eine zweite Stichprobe mit 25 Prüflingen der Prüflingsart P1 zur Verfügung.

4.2.3 Einfluss des Gleichanteils der Pulsspannung U_{Offset}

Ausgangspunkt der Untersuchung zum Einfluss des Gleichanteils der Pulsspannung ist die Anwendung von Mehrpunktumrichtern in der Antriebstechnik. Hierfür wurde die Spannung mit der im Kapitel "Versuchstechnik" beschriebenen Pulsspannungsanlage erzeugt. Der Gleichanteil wurde mit einer zusätzlichen Gleichspannungsquelle generiert und kapazitiv eingekoppelt.

Untersucht wurde der Einfluss bei einer Pulsfrequenz von $f_W = 1000\text{Hz}$, einer Anstiegszeit von $t_R \approx 1200\text{ns}$ und einem Tastgrad $a = 0,5$. Der Gleichanteil wurde von -4 kV bis $+4\text{ kV}$ variiert.

Der Vergleich der Diagramme zeigt, dass bei keiner der 4 Prüflingsarten ein nennenswerter Einfluss des Gleichanteils der Pulsspannung nachweisbar ist. Die Höhe der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ wird allein durch den Wechselanteil der Pulsspannung bestimmt.

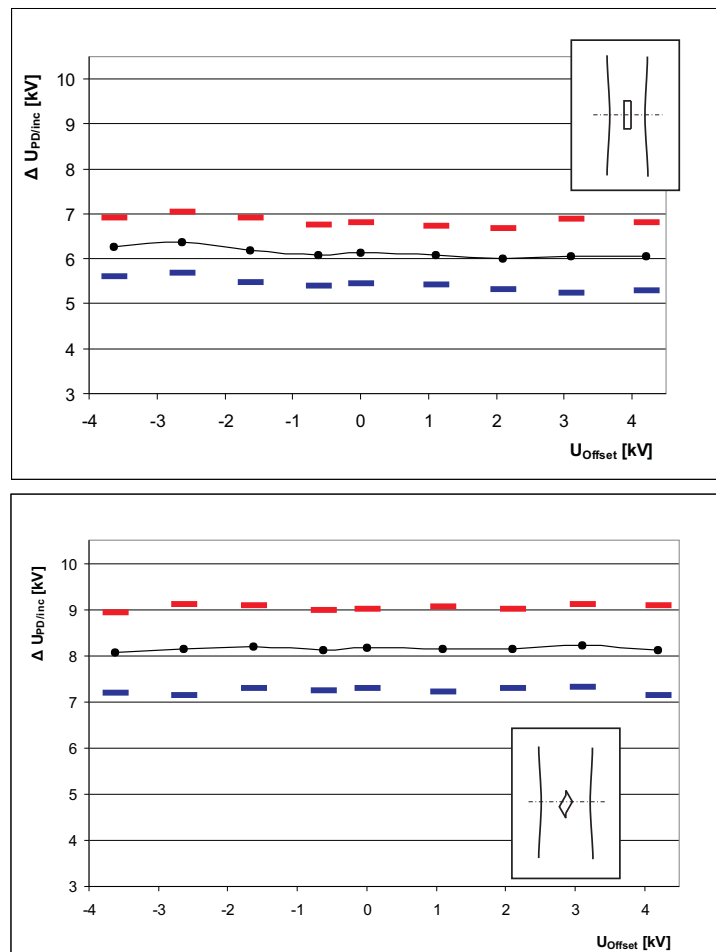


Abbildung 4.12: TE- Einsetzspannungshub über der Spannungshöhe des Gleichanteils für die Prüflingsarten P1 (oben) und P4 (unten) bei $f_W = 1000\text{Hz}$, $t_R \approx 1200\text{ns}$ und $a = 0,5$

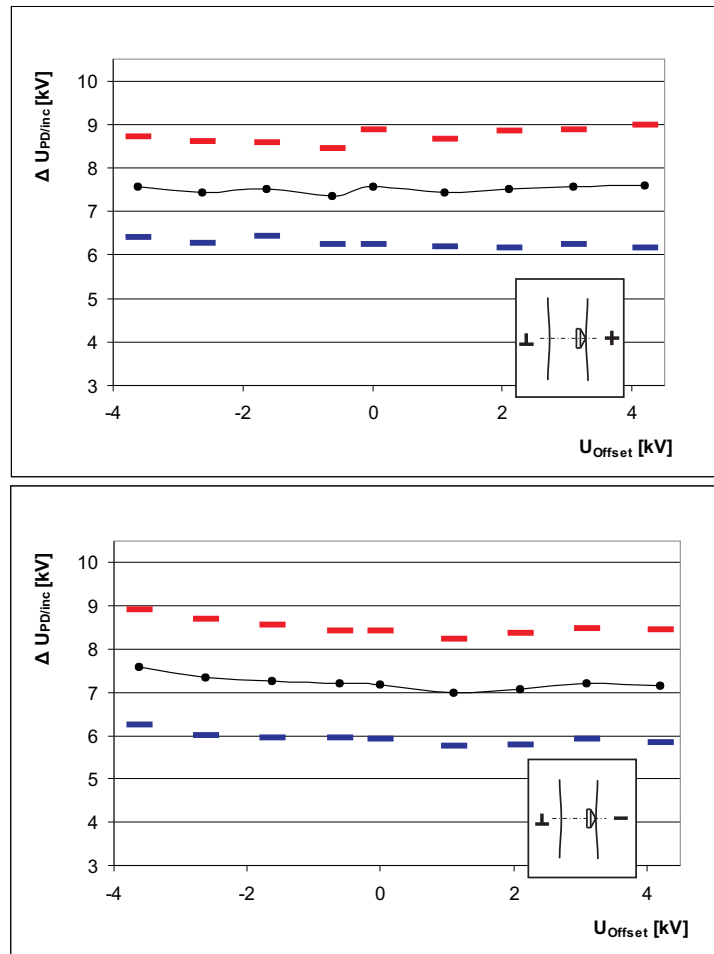


Abbildung 4.13: TE- Einsetzspannungshub über der Spannungshöhe des Gleichanteils für die Prüflingsart P2 (P2+ oben, P2- unten) bei $f_W = 1000Hz$, $t_R \approx 1200ns$ und $a = 0,5$

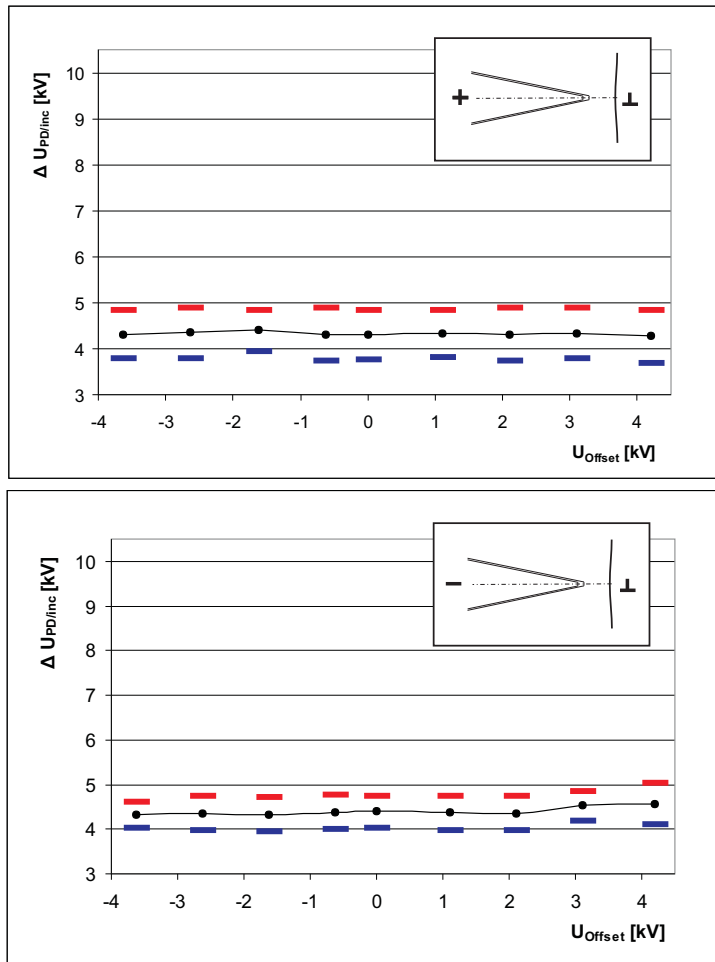


Abbildung 4.14: TE- Einsetzspannungshub über der Spannungshöhe des Gleichanteils für die Prüflingsart P3 (P3+ oben, P3- unten) bei $f_W = 1000Hz$, $t_R \approx 1200ns$ und $a = 0,5$

4.2.3.1 Interpretation der Messergebnisse

Die Spannungsverteilung in der Modellisolierung ist beeinflusst von der Geometrie der Anordnung, sowie von den spezifischen Leitfähigkeiten κ und den Dielektrizitätszahlen ϵ .

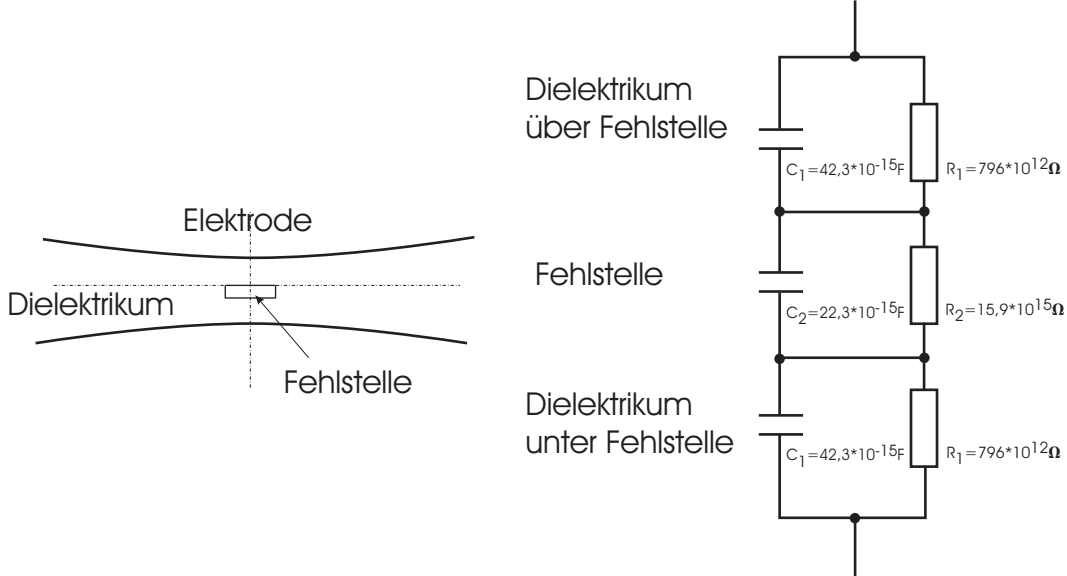


Abbildung 4.15: Vereinfachtes Ersatzschaltbild nach [Küc96]

Zur Abschätzung der Spannungsverteilung im quasistationären dielektrischen Verschiebungsfeld und im stationären Strömungsfeld soll das vereinfachte Modell nach Abbildung 4.15 genutzt werden. Dazu soll nur der Bereich um die Fehlstelle zwischen den Elektroden betrachtet und als homogen angenommen werden. Aus den gegebenen Geometrien, sowie den spezifischen Leitfähigkeiten κ und den Dielektrizitätszahlen ϵ für Luft bzw. Epoxydharz berechnen sich die Widerstands- und Kapazitätswerte in der Abbildung 4.15.

Somit ergibt sich für eine kapazitive Sofortverteilung im Einschaltzustand

$$\frac{U_{C_2}}{U_{Ges}} = \frac{C_1}{C_1 + 2C_2} = 0,49 \quad (4.14)$$

bzw. für die Verteilung im stationären Strömungsfeld

$$\frac{U_{R_2}}{U_{Ges}} = \frac{R_2}{2R_1 + R_2} = 0,91. \quad (4.15)$$

Nach den FEM Simulationen fallen an C_2 etwa 40% der Gesamtspannung ab, für eine qualitative Betrachtung ist die Genauigkeit des Modells hinreichend. Die entsprechenden Zeitkonstanten

$$\tau_1 = C_1 R_1 \approx 33,7 \text{s} \quad \text{bzw.} \quad \tau_2 = C_2 R_2 \approx 354,2 \text{s} \quad (4.16)$$

zeigen, dass für die Spannungsverteilung bei pulsformiger Beanspruchung nur die Kapazitäten betrachtet werden müssen.

Die kapazitive Verteilung erklärt nicht den konstanten Teilentladungseinsatz bei grundsätzlich verschiedenen äusseren Spannungen.

Dieser Effekt wird erst durch die Bildung und Anlagerung von Ladungsträgern innerhalb der Fehlstelle sinnvoll erklärbar, welcher ähnliche Feldverhältnisse hervorrufen muss, wie sie bereits im Abschnitt 4.2.1.2 beschrieben wurden. Der dort beschriebene Feldverlauf stellt den Spezialfall für einen Gleichanteil von $U_{Offset} = 0$ V dar. Bereits in [Kau94] wurden ähnliche Messergebnisse vorgestellt. Bestimmend für den Teilentladungseinsatz war der Spitze- Spitze-Wert bei mono- und bipolaren Pulsspannungen. Die Pulsfolgefrequenz f_W hatte keinen Einfluss auf diese Verhalten.

Die vorliegenden Messungen wurden durchgeführt, indem zunächst der Gleichanteil eingestellt und hiernach der Wechselanteil der Pulsspannung aufgesetzt wurde. Die Abbildung 4.16 zeigt schematisch die Verläufe der Elektrodenspannung und der Feldstärke in der Fehlstelle für die Fälle positiver Gleichanteil (Abbildung 4.16 a) und negativer Gleichanteil unterschiedlicher Grösse (Abbildungen 4.16 b und c).

Zunächst soll die Modellvorstellung bei Pulsspannung mit positivem Gleichanteil aus Abbildung 4.16 a beschrieben werden. Die Grösse des Gleichanteils ist so gewählt, dass die Ionisationsfeldstärke E_{Ion} mindestens lokal in der Fehlstelle überschritten wird und die Ladungsträgergeneration durch Stossionisation einsetzt.

Mit der sukzessiven Erhöhung des Wechselanteils -damit verbunden die Erhöhung der Feldstärke E_I in der potentialfreien Fehlstelle - werden verstärkt Ladungsträger generiert und ein Raumladungsfeld aufgebaut, welches entgegen der Feldstärke E_I in der Fehlstelle wirkt und diese herabgesetzt.

Steht ausreichend Zeit zur Verfügung findet dieser Vorgang solange statt, bis die Feldstärke E_I in der Fehlstelle kleiner als die Ionisierungsfeldstärke E_{Ion} ist und keine zusätzlichen Ladungsträger generiert werden können. Die endliche Geschwindigkeit des Generationsprozesses führt dazu, dass diese Grenze erst nach einer Vielzahl von Pulsen unterschritten werden kann, falls die Pulsspannung U_{Puls} nicht das Durchschlagskriterium überschreitet. Bei jeder negativen Flanke der Pulsspannung wird der Ionisationsprozess zunächst unterbrochen. Für grössere Amplituden der Pulsspannung U_{Puls} wird durch die Überlagerung mit dem Poisson- Feld die Ionisierungsfeldstärke in negativer Richtung überschritten und die ursprünglichen Ladungsträger teilweise abgebaut. Es entsteht ein eingeschwungener Zustand um die Ionisationsfeldstärke $-E_{Ion}$.

Analog zum beschriebenen Vorgang läuft der Aufladevorgang bei negativem Gleichanteil, wie aus den Abbildungen 4.16 b und c erkennbar ist. Da sich die Fehlstelle potentialfrei im Isolierstoff befindet ist nur die Potentialdifferenz von praktischer Bedeutung. In jedem Fall können den beiden Grenzflächen der Fehlstelle verschiedene Potentiale zugeordnet werden, wobei eine feste Grenzfläche stets das höhere Potential annimmt. Dieser Sachverhalt bleibt in allen drei Fällen identisch.

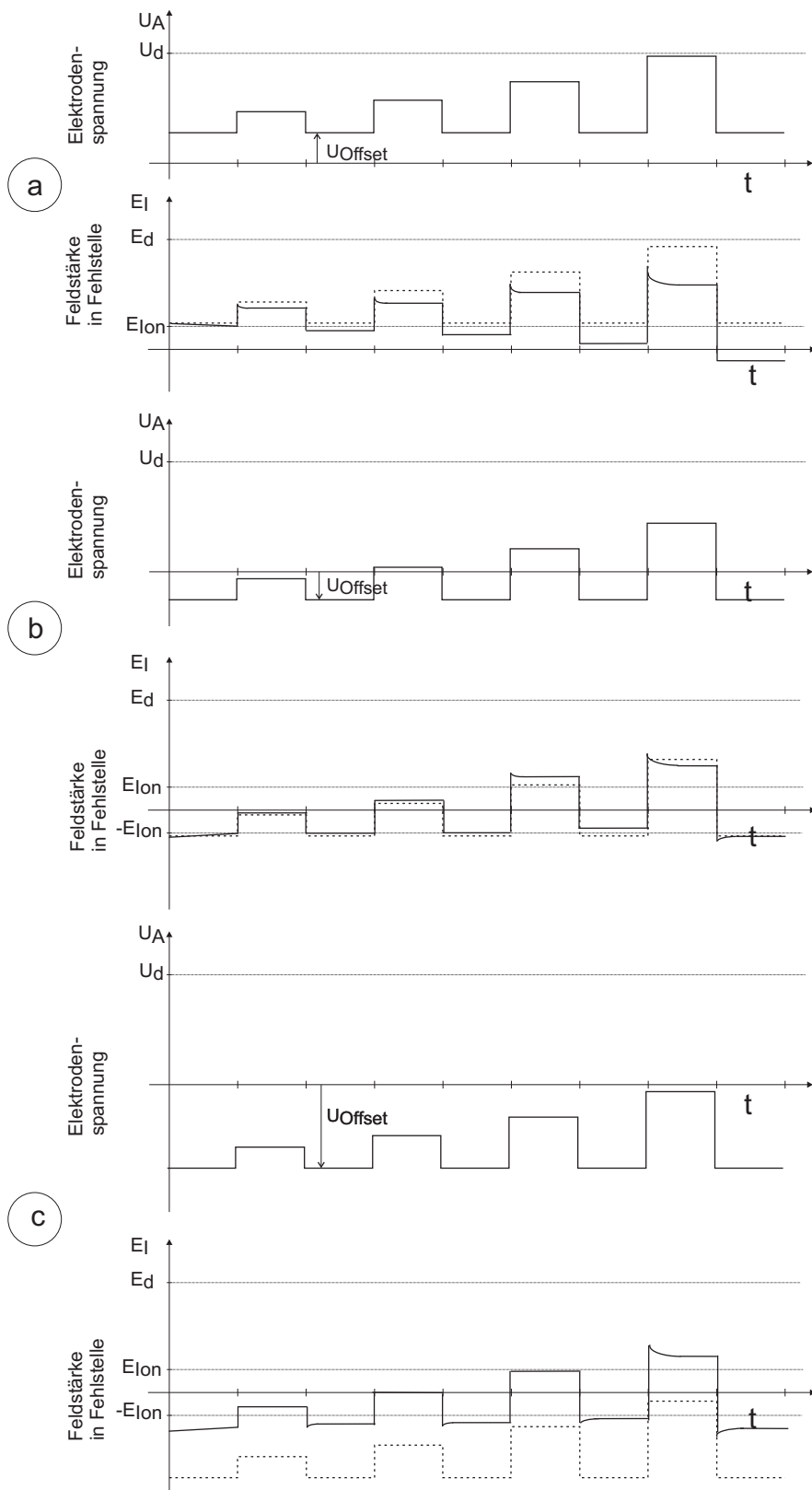


Abbildung 4.16: Zeitabhängigkeit des Aufladevorganges bei Pulsspannung mit Gleichanteil (schematisch)

Messtechnisch kann der Aufladevorgang mit beliebigem Gleichanteil U_{Offset} bestätigt werden. Schaltet man den Gleich- und Wechselanteil während eines Aufladevorgangs ab, muss ein heteropolares Raumladungsfeld verbleiben. Die Beanspruchung mit Impulsen entgegengesetzter Polarität zu der vorherigen Pulsspannung ergibt eine positive Überlagerung beider Felder und somit eine reduzierte Amplitude der Impulsspannung U_{Impuls} für den Teilentladungseinsatz. Dieses Ergebnis ist bereits in [Kau94] gezeigt.

Durch die qualitativ gleichartigen Verläufe der Feldstärke in der Fehlstelle E_I kann folglich kein Einfluss des Gleichanteils nachweisbar sein. Somit ist die folgende Untersuchung mit monopolarer Pulsspannung hinreichend.

4.2.4 Einfluss der Pulsbreite t_P

Der Einfluss der Pulsbreite auf die TE-Einsatzspannung $U_{PD/inc}$ wurde mit monopolarer Rechteckspannung mit einer Pulsfolgefrequenz $f_W = 1000 \text{ Hz}$ und einer Anstiegszeit $t_R \approx 950 \text{ ns}$ ermittelt. Die Pulsbreite wurde im Bereich von $t_P = 10 \text{ }\mu\text{s}$ bis $700 \text{ }\mu\text{s}$ variiert.

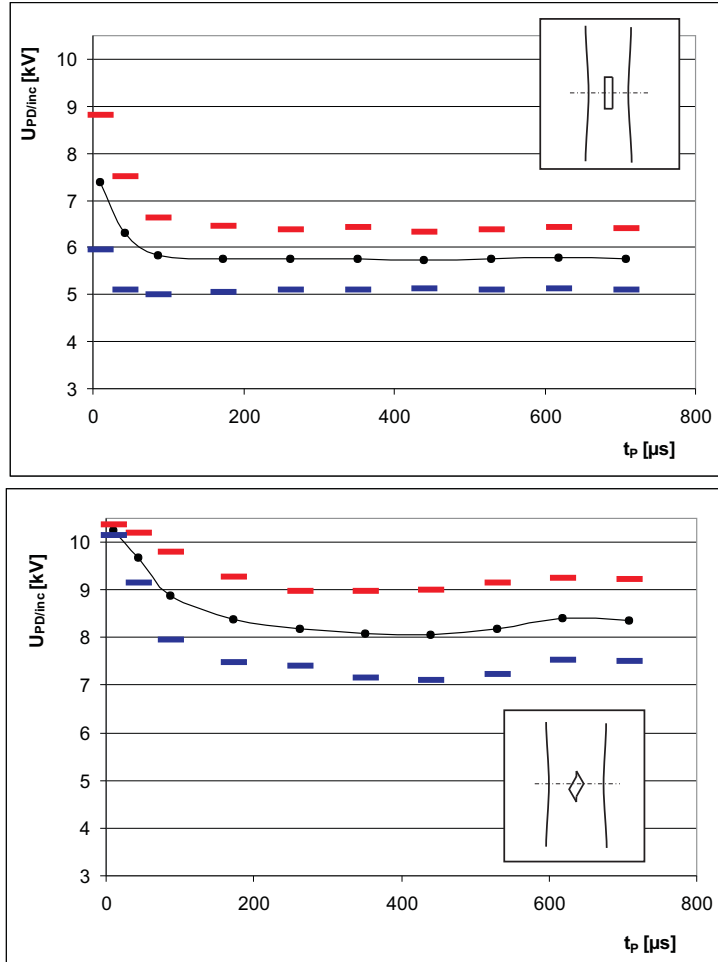


Abbildung 4.17: TE- Einsatzspannung über der Pulsbreite für die Prüflingsarten P1 (oben) und P4 (unten) bei $f_W = 1000 \text{ Hz}$ und $t_R \approx 950 \text{ ns}$

Der Verlauf der TE- Einsatzspannung $U_{PD/inc}$ zeigt für alle 4 Prüflingsarten ähnlichen Verlauf. So treten bei sehr kurzen Pulsen die höchsten TE- Einsatzspannungen auf. Diese sinkt dann um ca. 20 % und stabilisiert sich im Bereich von $t_P = 150 \text{ }\mu\text{s}$ bis $300 \text{ }\mu\text{s}$.

Die Messungen deuten darauf hin, dass ab einer Grenz-pulsbreite t_{Grenz} praktisch keine Abhängigkeit der TE- Einsatzspannung $U_{PD/inc}$ von der Pulsfolgefrequenz f_W bei konstanter Pulsbreite t_P auftritt und damit konstante Entladebedingungen herrschen. In [Kah89, Leb98] wird bereits darauf hingewiesen, dass die Pulsbreite t_P bei Rechteckspannungen eine Mindestdauer haben muss, um Teilentladungen zu initiieren.

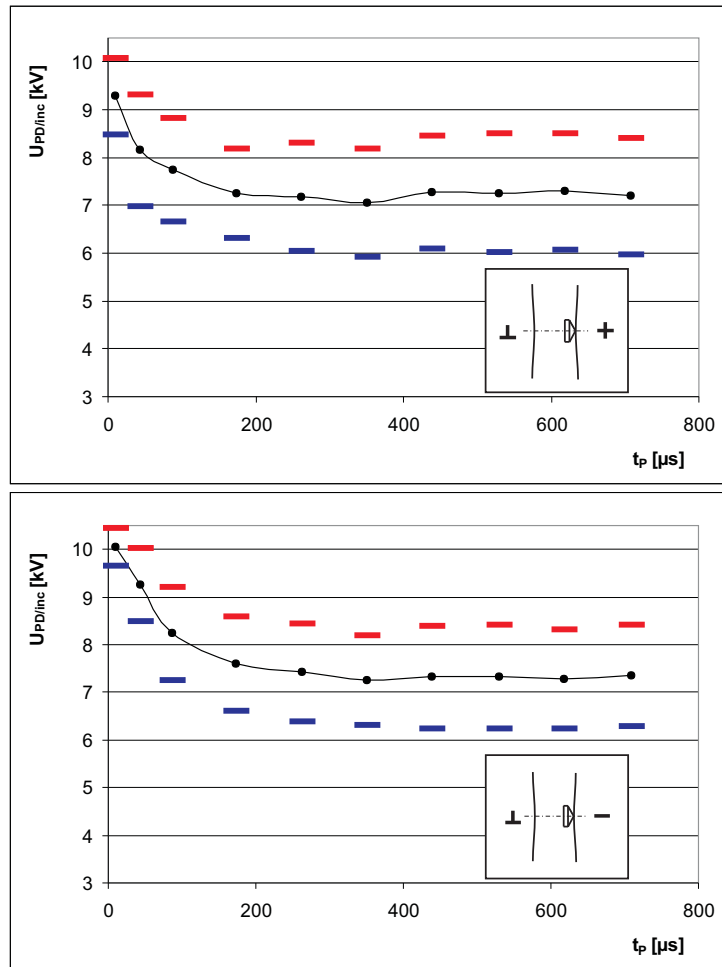


Abbildung 4.18: TE- Einsetzspannung über der Pulsbreite für die Prüflingsart P2 (P2+ oben, P2- unten) bei $f_W = 1000\text{Hz}$ und $t_R \approx 950\text{ ns}$

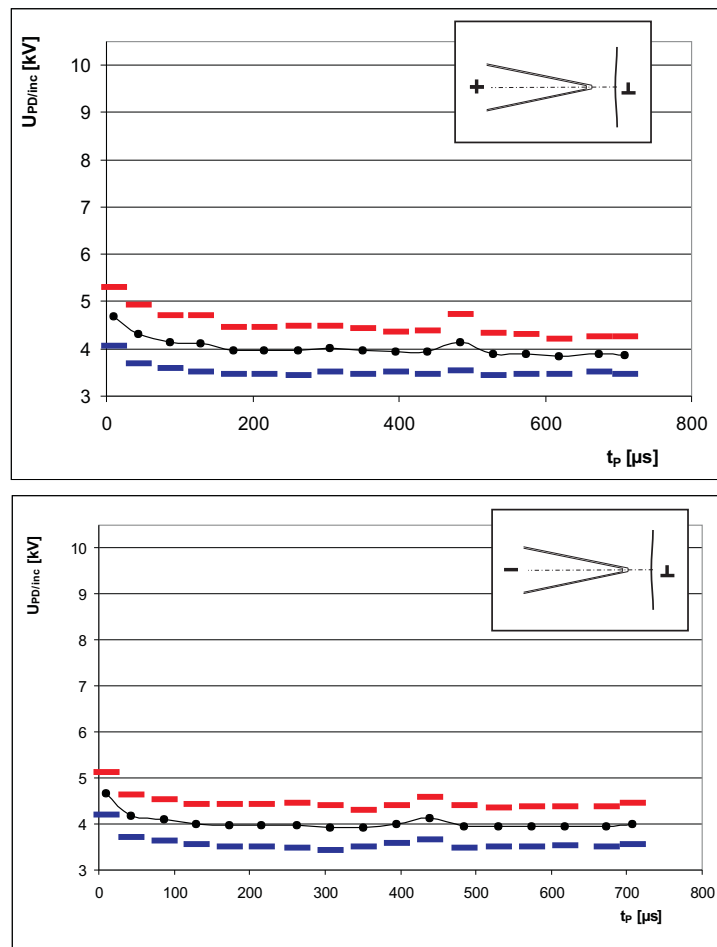


Abbildung 4.19: TE- Einsetzspannung über der Pulsbreite für die Prüflingsart P3 (P3+ oben, P3- unten) bei $f_W = 1000Hz$ und $t_R \approx 950 ns$

4.2.4.1 Interpretation der Messergebnisse

Alle Abbildungen zeigen qualitativ gleiches Verhalten und deuten auf ein ähnliches Spannungs-Zeit-Flächen Kriterium hin, welches schon bei [Kin58] mit Blitzstossspannungen untersucht wurde. Die sich dabei ergebenden Spannungs-Zeit-Kennlinien sind jedoch für Spannungsverläufe mit identischen Stirn- und Rückenhalbwegszeiten ermittelt. Allein die Amplitude wird variiert. Für die Abhängigkeit der Pulsbreite ergibt sich sowohl eine Variation der Amplitude als auch eine Variation der Signalbreite, bei der jedoch Anstieg- und Abfallzeit konstant bleiben. Es können ebenfalls Informationen zur Stossfestigkeit des Feldraumes, im untersuchten Fall der der Fehlstelle, abgeleitet werden.

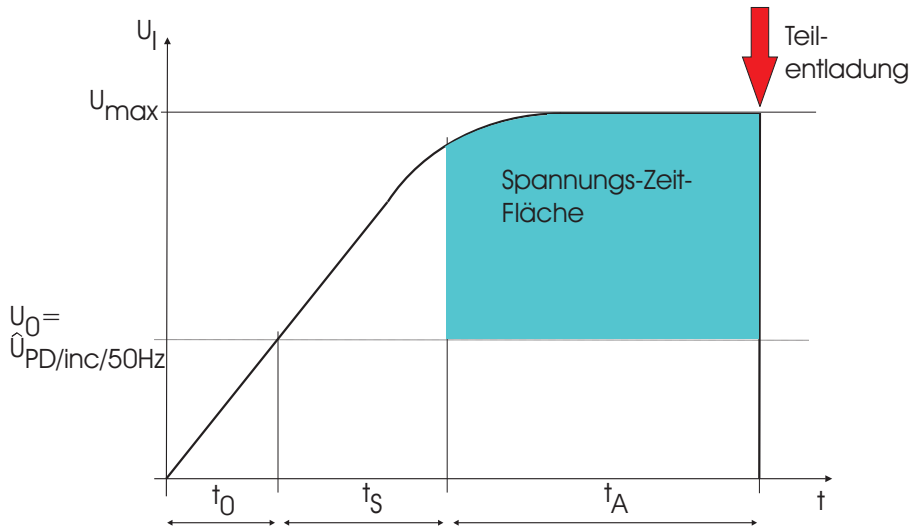


Abbildung 4.20: Ermittlung des Spannungs-Zeit-Flächen-Kriteriums bei Pulsspannung (Funkenaufbauzeit t_F wird vernachlässigt)

Für die Interpretation ist es sinnvoll, die statische Ansprechspannung gleich der Amplitude der TE- Einsetzspannung $\hat{U}_{PD/inc}$ bei 50 Hz- sinusförmiger Wechselspannung zu setzen. Wie im Kapitel "Versuchstechnik" beschrieben wurde, deckt sich die minimale Zündspannung U_Z der Fehlstelle mit dem Wert der Amplitude bei sinusförmiger Wechselspannung. Der üblicherweise verwendete Ansatz, die statische Ansprechspannung der Fehlstelle mittels Gleichspannung zu ermitteln, führt aufgrund eines sich stark ausprägenden Poisson- Feldes in der Fehlstelle zu falschen Ergebnissen. Abbildung 4.20 zeigt schematisch die Ermittlung der Spannungs-Zeitfläche.

Der Spannungsverlauf kann aufgrund des vorgeschalteten RC- Gliedes mit einer Exponentialfunktion beschrieben werden, was die Berechnung der Verzugszeit t_0 bis zum Erreichen der statischen Ansprechspannung vereinfacht. Die statistische Streuzeit t_S wird durch die Bereitstellung eines lawinenwirksamen Elektrons bestimmt und konnte in den Untersuchungen nicht explizit ermittelt werden.

Da nach [Gän53] sich die statistische Streuzeit t_S jedoch für grosse Stossfaktoren u zu einem Minimum ergibt, soll die Aufbauzeit t_A abgeschätzt werden. Sie stellt eine Konstante für eine gleichbleibende Anordnung dar. Für kleine Volumina nimmt die statistische Streuzeit t_S zu, jedoch wird aufgrund der Oberflächenrauigkeiten der Fehlstellen diese wieder verkürzt [Küc96]. Des Weiteren stehen durch vorhergehende Teilentladungen ständig Ladungsträger in der Fehlstelle zur Verfügung, sodass anzunehmen ist, dass die statistische Streuzeit t_S vernachlässigbar klein sein muss.

Für die Modellisolierung P1 konnten auch für grosse Stossfaktoren u keine Zündverzugszeiten $t_D < 800$ ns gemessen werden. Ähnlich kleine Zündverzugszeiten t_D wurden bei Folgeteilentladungen bei geringer Überspannung festgestellt. Hierbei wirkt offenbar das Vorhandensein von Ladungsträgern von vorangegangenen Teilentladungen in der Fehlstelle förderlich für den Lawinaufbau.

Die Spannungs-Zeit-Fläche wurde unter der Annahme, dass Streuzeit t_S und Funkenaufbauzeit t_F minimal bzw. vernachlässigbar sind, ermittelt. Sie ergab sich zu $F \approx 0,3 \dots 0,5 kV \cdot \mu s$. F liegt damit im Bereich der Angaben von [Kin58] für Elektrodenanordnungen mit inhomogenem Feldverlauf.

Da die zylinderförmige Fehlstelle nur in erster Näherung eine homogene Anordnung ist, erscheinen diese Werte plausibel. Betrachtet man die Spannungs-Zeit-Fläche inklusive dem Bereich der statistische Streuzeit t_S , ergeben sich Werte von $F \approx 0,5 \dots 5 kV \cdot \mu s$.

Für die übrigen Arten der Modellisolierung ergaben sich Spannung-Zeit-Flächen F , welche Werte in ähnlicher Grössenordnung annahmen.

4.2.5 Einfluss der Pulsfolgefrequenz f_W

4.2.5.1 Konstante Pulsbreite t_P

Das Herausarbeiten des Einflusses der Pulsfolgefrequenz bei konstanter Pulsbreite wurde mit einer monopolaren Rechteckspannung mit einer Pulsbreite $t_P = 125 \mu s$ und einer Anstiegszeit $t_R \approx 950 \text{ ns}$ durchgeführt. Die Pulsfolgefrequenz wurde von $f_W = 100 \text{ Hz}$ bis $f_W = 7500 \text{ Hz}$ verändert.

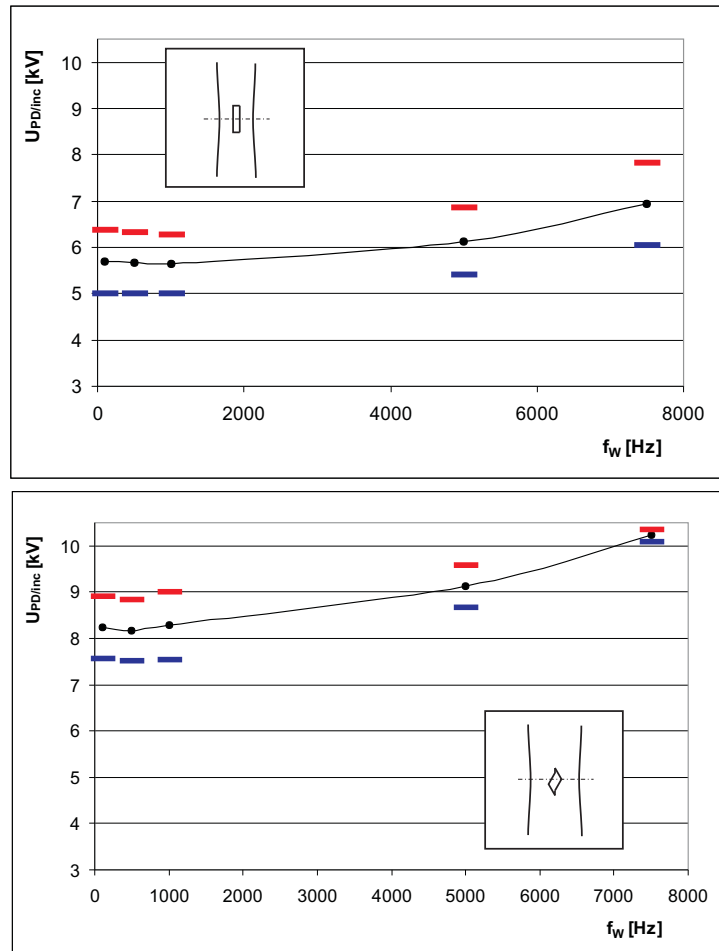


Abbildung 4.21: TE- Einsetzspannung über der Pulsfolgefrequenz für die Prüfungsarten P1 (oben) und P4 (unten) bei $t_P = 125 \mu s$ und $t_R \approx 950 \text{ ns}$

Hier zeigt sich ebenfalls ein deutlicher Einfluss des untersuchten Parameters. Für alle 4 Prüfungsarten verläuft die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ ähnlich. Zunächst verläuft die TE- Einsetzspannung relativ konstant, um dann ab der Pulsfolgefrequenz $f_W \approx 2000 \text{ Hz} - 3000 \text{ Hz}$ bis $f_W = 7500 \text{ Hz}$ um ca. 20 % anzusteigen.

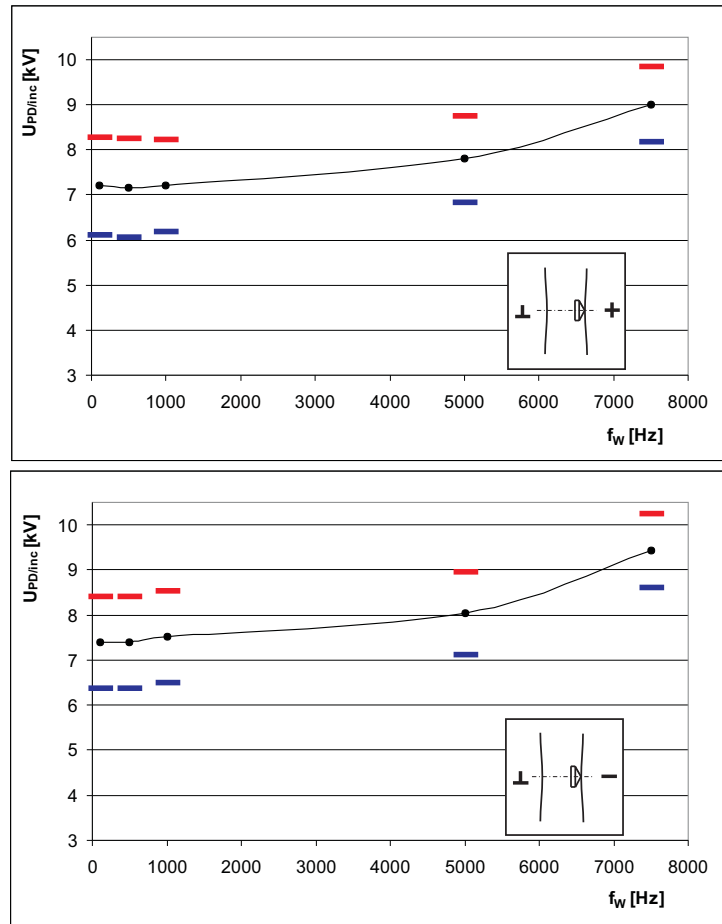


Abbildung 4.22: TE- Einsetzspannung über der Pulsfolgefrequenz für die Prüf-
lingsart P2 (P2+ oben, P2- unten) bei $t_P = 125\mu s$ und $t_R \approx 950$ ns

Der charakteristische Anstieg der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ bei Erhöhen der Pulsfolgefrequenz f_P konnte für unbelastete Prüflinge ebenso festgestellt werden, wie während eines Durchgangs, bei dem bereits mehrere Messpunkte durchlaufen worden sind. Somit kann ein Ansteigen durch Druckerhöhung durch vorhergehende Entladungen entsprechend der Paschenkurve nahezu vollständig ausgeschlossen werden.

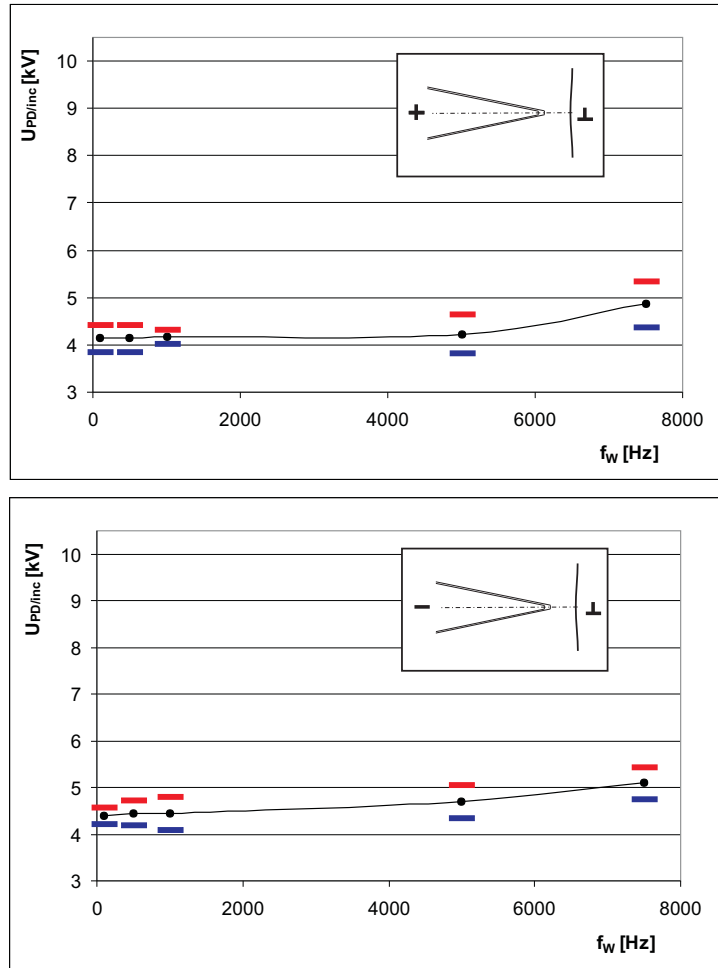


Abbildung 4.23: TE- Einsetzspannung über der Pulsfolgefrequenz für die Prüflingsart P3 (P3+ oben, P3- unten) bei $t_P = 125\mu s$ und $t_R \approx 950$ ns

4.2.5.2 Konstanter Tastgrad a

Wie im vorhergehenden Abschnitt kam eine monopolare Rechteckspannung zum Einsatz, die im Bereich von $f_W = 50$ Hz bis $f_W = 10000$ Hz variiert wurde. Die Anstiegszeit betrug $t_R \approx 400$ ns. Der Tastgrad wurde mit $a = 0,5$ konstant gehalten.

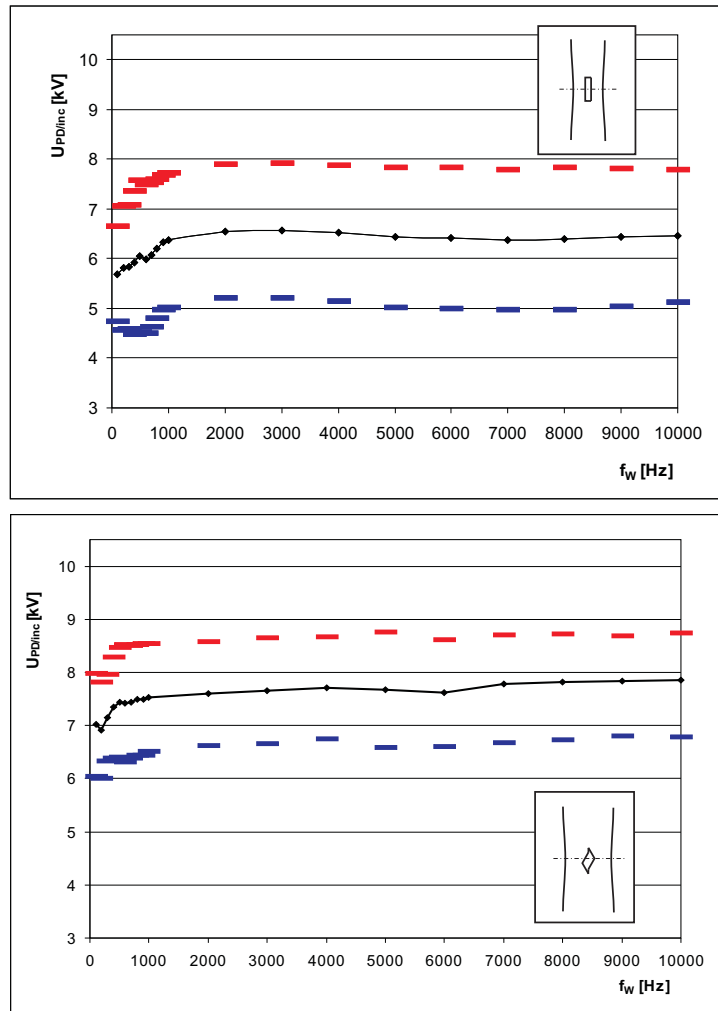


Abbildung 4.24: TE- Einsetzspannung über der Pulsfolgefrequenz für die Prüfungsarten P1 (oben) und P4 (unten) bei $t_R \approx 400$ ns und $a = 0,5$

Im Gegensatz zum Abschnitt 4.2.5.1 verändert sich durch die Variation der Pulsfolgefrequenz f_W bei konstantem Tastgrad $a = 0,5$ die Pulsbreite t_P für jeden Messpunkt.

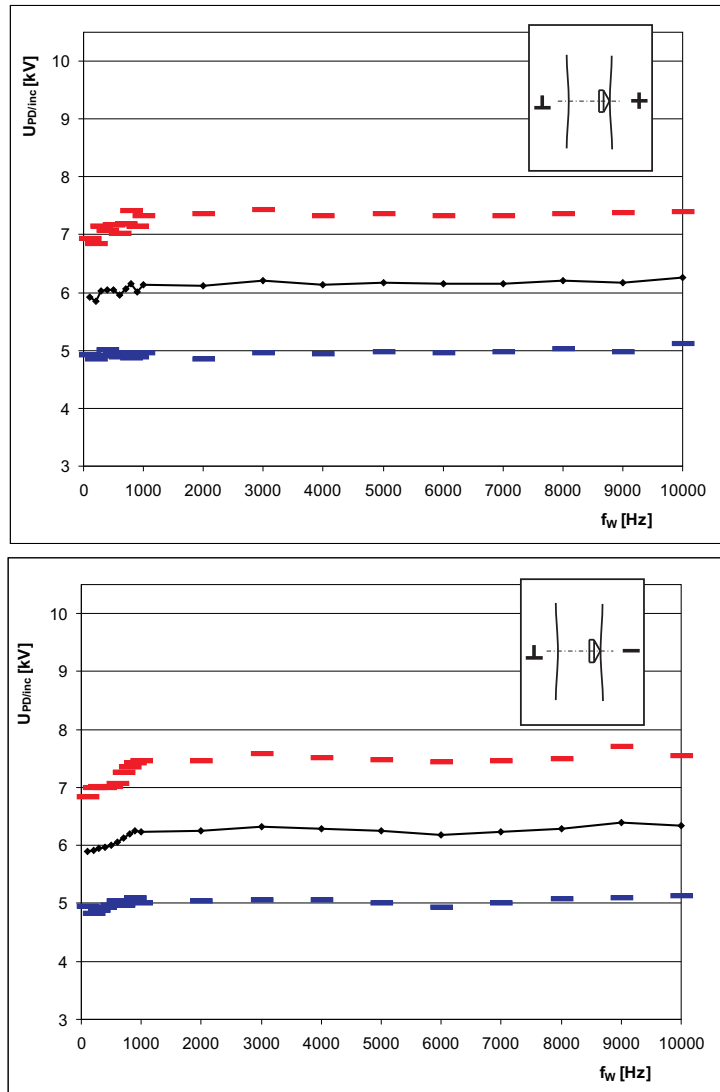


Abbildung 4.25: TE- Einsetzspannung über der Pulsfolgefrequenz für die Prüflingsart P2 (P2+ oben, P2- unten) bei $t_R \approx 400ns$ und $a=0,5$

Alle 4 Prüflingsarten zeigen ähnliches Verhalten. Die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ scheint bei Steigerung der Pulsfolgefrequenz f_w konstante Werte einzunehmen. Eine Abhängigkeit beider Parameter kann somit nicht festgestellt werden.

Ein interessanter Aspekt ergab sich jeweils gegen Ende der Messreihe. Die Teilentladungsamplitude U_{PD} nahm ab ca. 4 kHz deutlich ab.

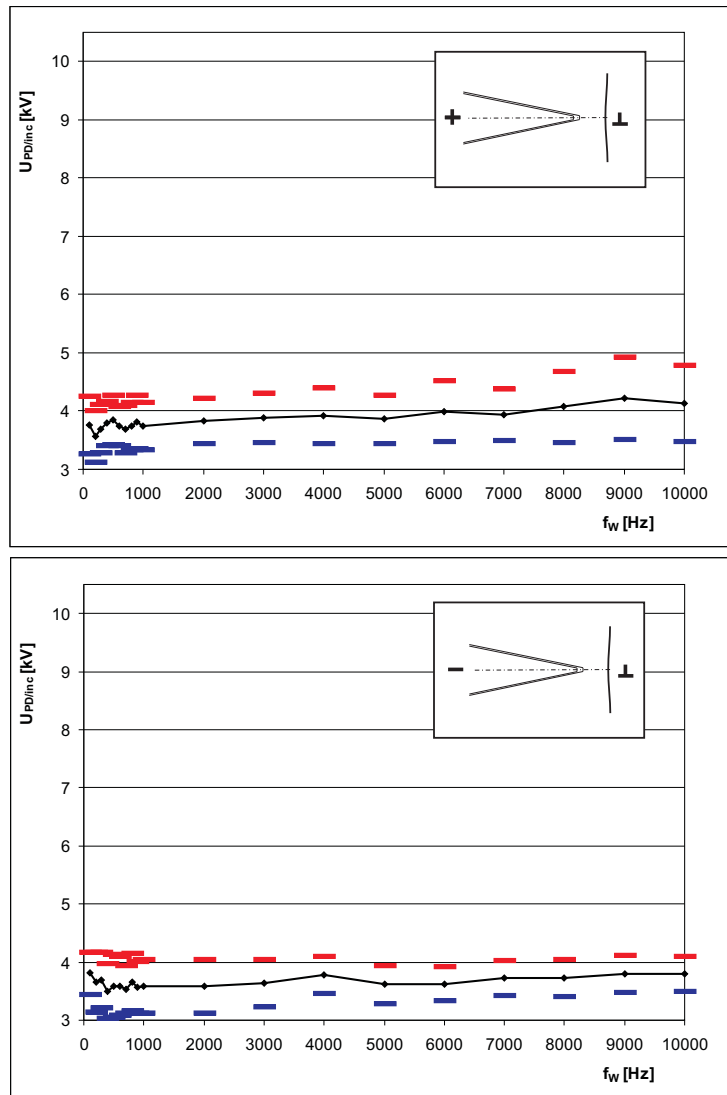


Abbildung 4.26: TE- Einsetzspannung über der Pulsfolgefrequenz für die Prüf-
lingsart P3 (P3+ oben, P3- unten) bei $t_R \approx 400ns$ und $a= 0,5$

4.2.5.3 Interpretation der Messergebnisse

Der Einfluss der Pulsfolgefrequenz bei konstanter Pulsbreite kann unter Zuhilfenahme der Interpretation aus dem Abschnitt 4.2.4 erklärt werden.

Bei Wahl einer konstanten Pulsbreite t_P verläuft die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ zunächst konstant. Das Steigern der Pulsfolgefrequenz f_W führte schliesslich zum Anstieg der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$. Es wurden identische TE- Einsetzspannungen $U_{PD/inc}$ erzielt, wie sie bereits im Abschnitt 4.2.4 gemessen wurden. Dazu muss die Pausenzeit der dort betrachteten Pulsbreite entsprechen. In der Pulspause findet die "Rückentladung" nach vorangegangener Teilentladung und damit die Überschreitung der negativen Durchschlagfeldstärke $-E_D$ statt.

Der Anstieg der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ kann entsprechend Abschnitt 4.2.4 mit dem Spannungs-Zeit-Flächen Kriterium erklärt werden, wobei die Pausenzeit $T_W - t_P$ der dort betrachteten Pulsbreite t_P und der Spannungshub der negativen Flanke dem dort betrachteten Spannungshub ΔU_{Puls} entspricht. Die Gasentladung wird in diesem Fall durch das Abschalten der Pulsspannung U_{Puls} eingeleitet. Während des Abschaltvorgangs wird die Durchschlagfeldstärke $-E_D$ überschritten, wenn in der Fehlstelle im Vorfeld genügend Ladungsträger akkumuliert wurden. Diese Durchschlagfeldstärke E_D muss dem Spannungs-Zeit-Flächen Kriterium entsprechend eine bestimmte Mindestzeit anstehen, da sonst keine Gasentladung ausgebildet werden kann.

Es ergaben sich ebenfalls Spannungs-Zeit-Flächen F wie sie bereits in Abschnitt 4.2.4 ermittelt wurden.

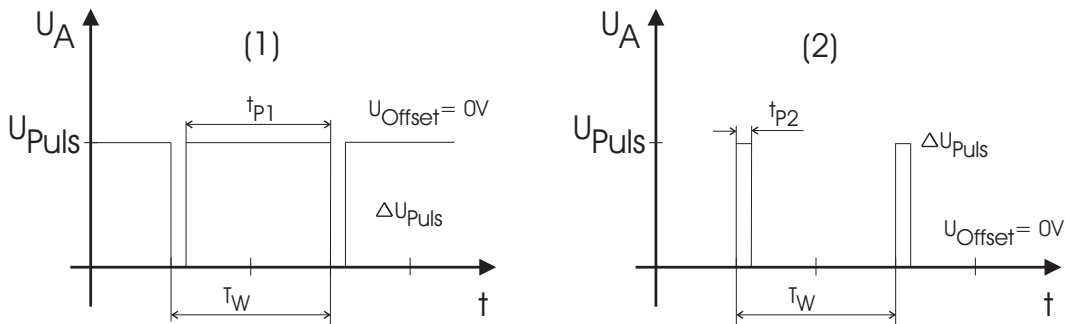


Abbildung 4.27: Zur Interpretation des Teilentladungsverhaltens für den Parameter Pulsfolgefrequenz f_W bei konstanter Pulsbreite t_P

Wird folglich eine Modellisolierung mit der Pulsbreite t_{P1} des linken Zeitverlaufs der Abbildung 4.27 untersucht, führt das zu identischen TE- Einsetzspannungen $U_{PD/inc}$ wie bei Beanspruchungen mit

$$t_{P2} = T_W - t_{P1} \quad (4.17)$$

des rechten Zeitverlaufs. T_W ist hierbei die Periodendauer der Pulsspannung der Verläufe (1) und (2).

Für die Modellisolierung liegen demzufolge trotz unterschiedlicher zeitlicher Verläufe betragsmässig gleichartige Maximalfeldbelastungen in der Fehlstelle vor, was sich in identischen TE- Einsetzspannungen $U_{PD/inc}$ widerspiegelt. Aus diesen Überlegungen muss die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ für variable Pulsbreiten t_P bei konstanten Pulsfolgefrequenzen f_W den schematischen Verlauf in Abbildung 4.28 zeigen.

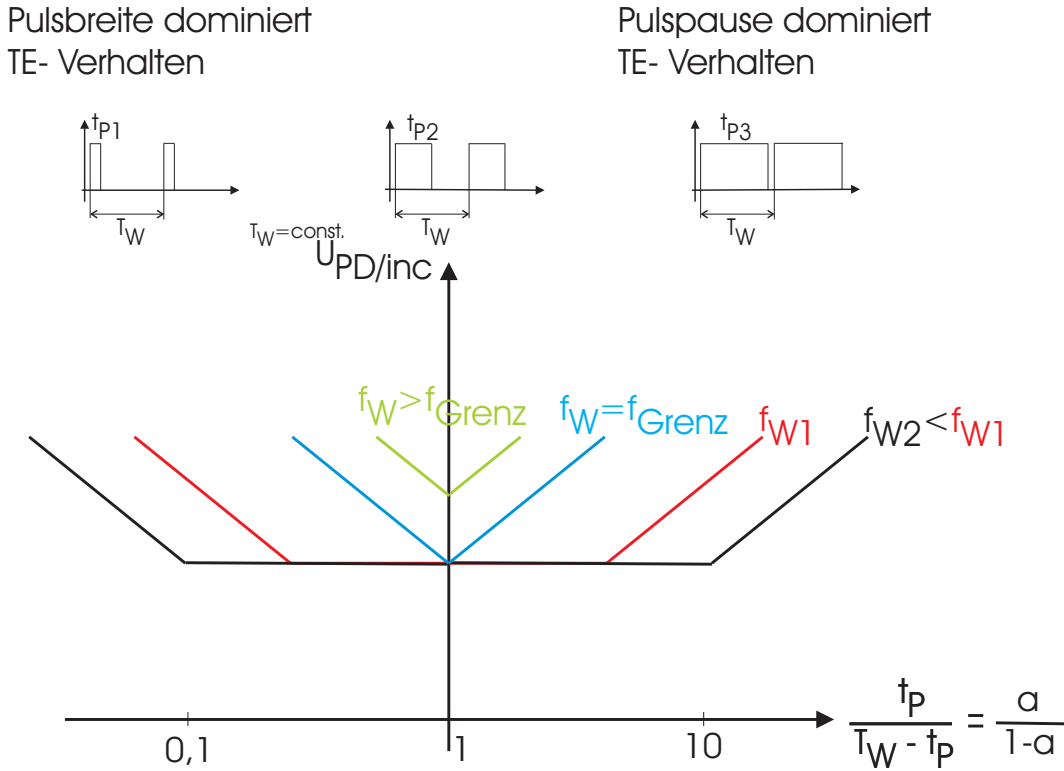


Abbildung 4.28: Schematischer Verlauf der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ für variable Pulsbreiten t_P bei verschiedenen Pulsfolgefrequenzen f_W , Abszisse: logarithmische Darstellung

Die Verhältnisse

$$\frac{t_p}{T_W - t_p} = \frac{a}{1 - a} \approx 0,12 \quad \text{bzw.} \quad \frac{t_p}{T_W - t_p} = \frac{a}{1 - a} \approx 8,3 \quad (4.18)$$

für den Bereich $U_{PD/inc} = \text{const.}$ sind für die Prüflingsart P1 bei einer Pulsfolgefrequenz $f_{W1} = 1000$ Hz gewählt. Aus Abschnitt 4.2.4 kann hierfür die Pulsbreite $t_{Grenz} \approx 110 \mu\text{s}$ ermittelt werden. Für kleinere Pulsbreiten t_P als die Grenzulsbreite t_{Grenz} steigt die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ an.

Kleinere Pulsfolgefrequenzen f_{W2} bei konstanter Pulsbreite t_P führen zu einer Verbreiterung des konstanten Bereiches, der bei $\frac{t_p}{T_W - t_p} = 1$ für verschiedene Pulsfolgefrequenzen f_W nahezu identische Werte einnimmt.

Die Ergebnisse aus [Kau94] zeigten hier ebenfalls eine Unabhängigkeit der TE-Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ von der Pulsfolgefrequenz f_W bei konstanter Pulsbreite t_P in einem Bereich von $f_W = 0,1$ Hz bis $f_W = 5000$ Hz.

Wird die Pulsfolgefrequenz f_W so gewählt, dass $f_W \geq f_{Grenz} = \frac{1}{2 \cdot t_{Grenz}}$ erreicht bzw. überschritten wird, wird der konstante Bereich der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ zu Null. Die Spannungspulse bei konstanter Pulsspannung U_{Puls} genügen dem Spannungs- Zeit- Flächen- Kriterium nicht mehr und die Teilladungen erliegen.

Für Pulsspannungen U_{Puls} mit variablen Pulsfolgefrequenzen f_W bei konstanter Pulsbreite t_P ergibt sich insofern kein Einfluss auf die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$, solange die Pulspause die Bedingung

$$T_W - t_P \geq t_{Grenz}$$

und der Puls die Bedingung

$$t_P \geq t_{Grenz}$$

erfüllen. Überschreitet man diese Grenzen, steigt die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$.

In den Ausführungen von [Kau94] konnte dieser Anstieg vermutlich nicht aufgezeigt werden, da die obere Grenze der Pulsfolgefrequenz bei $f_W = 5$ kHz bei einer Pulsbreite $t_P \approx 20 \mu s$ festgelegt war.

Die Ergebnisse zum Einfluss der Pulsfolgefrequenz f_W bei konstantem Tastgrad a auf die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ zeigen keine ausgeprägte Abhängigkeit, wie sie bei konstanter Pulsbreite t_P erkennbar ist. Vielmehr verläuft sie nahezu konstant über den gesamten Bereich. Mit der Anwendung der bisher erarbeiteten Erkenntnisse kann dieses Verhalten zumindest teilweise geklärt werden.

Die Interpretation, die zu Abbildung 4.28 geführt hat, kann den Verlauf der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ nur teilweise erklären. Der konstante Tastgrad $a = 0,5$ bedeutet, dass sich das Verhältnis $\frac{t_P}{T_W - t_P} = 1$ ergibt. Somit ergibt sich für die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ bis zur Grenzulsbreite t_{Grenz} ein konstanter Wert.

Für kleinere Pulsbreiten t_P sollte sich anhand der vorhergehenden Interpretationen die Amplitude der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ erhöhen. Zieht man die Messwerte für die Prüflingsart P1 aus Abschnitt 4.2.4 in Betracht, müsste dieser Anstieg ab einer Pulsfolgefrequenz $f_W \approx 4,5 \text{ kHz} = \frac{1}{2 \cdot t_{Grenz}}$ zu verzeichnen sein und bis $f_W = 10 \text{ kHz}$ etwa 10% betragen. Dieses Ansteigen der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ stellte sich allerdings bei den Messungen nicht ein. Denkbar wäre ein Effekt, welcher dem Anstieg der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ durch die Verkürzung der Pulsbreite t_P entgegenwirkt. In der Literatur wird bestätigt, dass bei der Verwendung von hochfrequenten elektrischen Belastungen ein Absinken der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ zu verzeichnen ist. Dieses Phänomen kommt bei dieser Applikation jedoch nicht in Betracht, da nach [Gän53] eine Pulsfolgefrequenz von $f_W \approx 1,3 \text{ MHz}$ für die gegebene Geometrie benötigt würde.

Des Weiteren lässt sich im untersuchten Bereich eine signifikante Frequenzabhängigkeit der relativen Dielektrizitätszahl ϵ_r ausschliessen. Dagegen ist die

relative Dielektrizitätszahl ϵ_r für Epoxydharze temperaturabhängig. Sie steigt mit Erhöhung der Temperatur. Andauernde TE- Aktivität führt zur lokalen Erwärmung des Isolierstoffs, woraus eine erhöhte Feldbelastung in der Fehlstelle folgt.

In Betracht zu ziehen ist die in [Kur93] bestätigte zunehmende Oberflächenleitfähigkeit der Fehlstellenoberfläche bei zunehmender Dauer der TE- Aktivität. Eine erhöhte Leitfähigkeit an der Oberfläche begünstigt das Abfließen der Ladungen und damit den Abbau des Poisson- Feldes, woraus eine geringe Feldschwächung folgt. Bei energietechnischen Frequenzen werden ca. 10 min benötigt, um die Leitfähigkeit nachweislich zu erhöhen. Demzufolge könnten sich ähnliche Verhältnisse bereits nach kürzeren Zeiträumen bei Pulsfolgefrequenzen f_W im kHz- Bereich einstellen. Die Messpunkte mit hohen Pulsfolgefrequenzen f_W wurden stets gegen Ende einer Messreihe untersucht, was eine Vielzahl von bereits stattgefundenen Teilentladungen und damit eine Erhöhung der Oberflächenleitfähigkeit mit sich führte.

Eine umfassende Erklärung konnte nicht gefunden werden, sodass hier weitere Untersuchungen notwendig sind.

4.2.6 Einfluss der Anstiegszeit t_R

In der modernen Leistungselektronik setzt sich zunehmend der Trend zu immer größeren Spannungsteilheiten durch, um beispielsweise die Ein- und Ausschaltverluste der Halbleiter zu minimieren. Infolge dessen liegt die elektrische Feldstärke schneller an den potentialführenden Komponenten des Antriebssystems und belastet den Isolierstoff zusätzlich.

Um den Einfluss von verschiedensten Anstiegszeiten t_R auf die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ zu ermitteln, wurden durch Variation des Vorwiderstands R_V die gewünschten Anstiegszeiten im Bereich von $t_R \approx 400$ ns .. 13μ s erzeugt (siehe Kapitel "Versuchstechnik"). Alle Messungen wurden mit einem Tastgrad $a=0,5$ durchgeführt. Die Abbildung 4.29 zeigt den Verlauf der Amplitudenmittelwerte der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ der 4 Prüflingsarten für die untersuchten Anstiegszeiten t_R für die Pulsfolgefrequenz $f_W=1000$ Hz und $f_W=10000$ Hz.

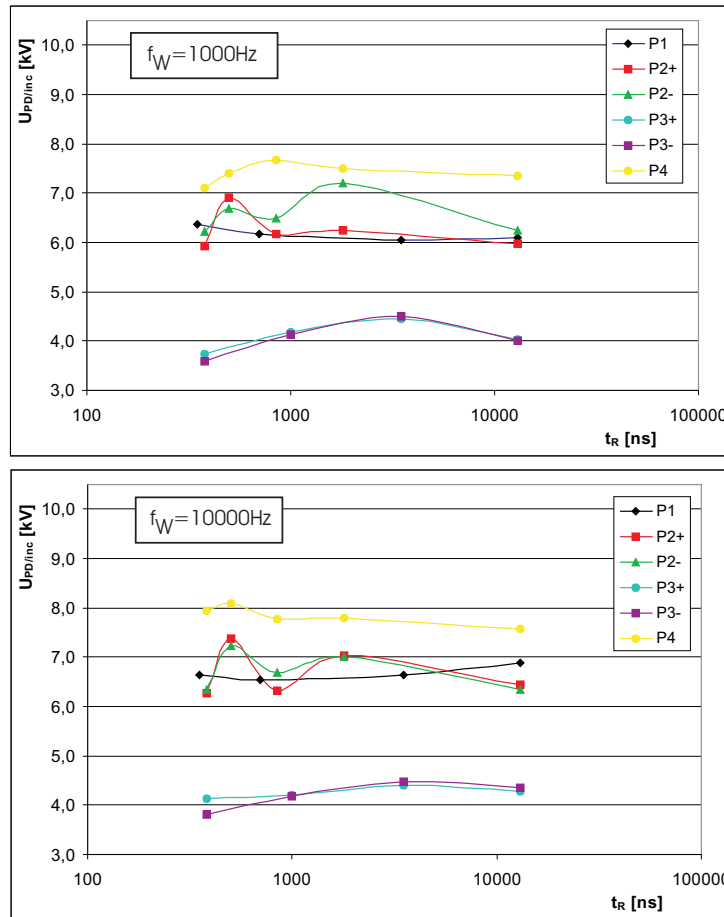


Abbildung 4.29: TE- Einsetzspannung über der Anstiegszeit für alle Prüflingsarten bei $f_W = 1000$ Hz bzw. $f_W = 10000$ Hz und $a=0,5$

Der Verlauf der Mittelwerte der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ für alle Prüflingsarten zeigt keinen ausgeprägten Einfluss der Anstiegszeit. Auch wenn die

Vertrauensbereiche zusätzlich einzeichnet (der besseren Übersichtlichkeit wegen weggelassen) kann keine eindeutige Tendenz im untersuchten Bereich nachgewiesen werden.

Um den tatsächlich existenten Einfluss [Cen00, Gue89, Kau94, Poh01] der Anstiegszeit nachzuweisen, wurde die Anstiegszeit t_R in einem grösseren Bereich variiert und die Pulsfolgefrequenz auf $f_W = 50\text{Hz}$ verringert und an ausgewählten Individuen untersucht. Die Abbildung 4.30 zeigt den Verlauf der TE- Einsatzspannung $U_{PD/inc}$ bei Anstiegszeiten $t_R = 150\text{ns} \dots 2\text{ms}$ eines Individuums der Prüflingsart P3.

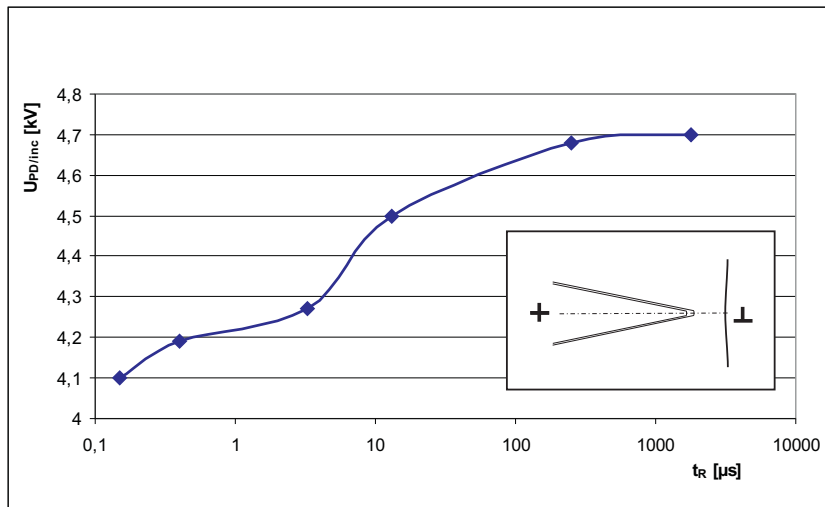


Abbildung 4.30: TE- Einsatzspannung über der Anstiegszeit für ein Individuum der Prüflingsart P3 bei $f_W = 50\text{Hz}$ und $a = 0,5$

Hierbei ist eine deutliche Abhängigkeit der TE- Einsatzspannung $U_{PD/inc}$ von der Anstiegszeit t_R erkennbar. Erst für Anstiegszeiten im ms- Bereich konvergiert die TE- Einsatzspannung und nimmt den Wertebereich ein, welcher mit dem Spitze-Spitze-Wert bei sinusförmiger Wechselspannung identisch ist. Die Zusammenstellung aller Individuen der Prüflingsart P3 ergibt analoges Verhalten, wobei der Mittelwert $U_{PD/inc/50}$ ca. 0,2 kV kleiner als in Abbildung 4.30 ist. Die Standardabweichung beträgt $s \approx 0,47$ kV.

4.2.6.1 Interpretation der Messergebnisse

Wie bereits in Abschnitt 4.2.1.2 beschrieben, finden im Volumen und an den Grenzschichten der Fehlstelle Generation und Bewegung von Ladungsträgern statt, was einen heteropolaren Aufladevorgang der dielektrischen Grenzflächen mit sich führt. Damit verbunden ist eine Reduktion der elektrischen Feldstärke E_I in der Fehlstelle auf einen Bereich, in dem die Ladungsträgererzeugung gehemmt wird oder eventuell nicht mehr stattfindet.

Aufgrund der begrenzten Beweglichkeit der Ladungsträger bedarf der Akkumulationsvorgang an den Grenzflächen Zeit und soll hier durch die Zeitkonstante τ_σ ausgedrückt werden.

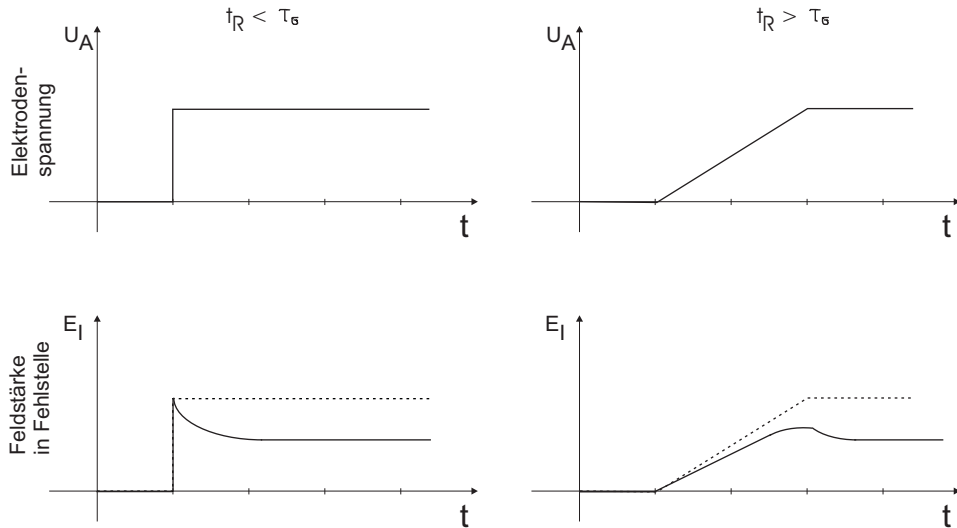


Abbildung 4.31: Schematische Darstellung des zeitlichen Verlaufs von Spannung an den Elektroden und Feldstärke in der Fehlstelle bei unterschiedlichen Anstiegszeiten t_R nach [Kau94]

Abbildung 4.31 stellt schematisch den Aufladevorgang für zwei verschiedene grosse Anstiegsgeschwindigkeiten t_R dar.

Die linke Spalte zeigt den Fall, dass die Anstiegszeit t_R kleiner ist als die Zeitkonstante τ_σ . Somit beginnt die Ausbildung eines Poisson- Feldes E_L erst nachdem die Feldstärke des Laplace- Feldes E_G der Pulsspannung mit ihrer vollständigen Amplitude in der Fehlstelle wirkt.

Ist die Anstiegszeit t_R grösser als die Zeitkonstante des Akkumulationsvorganges τ_σ (rechte Spalte), schwächt das Poisson- Feld E_L schon während des Anstiegs der Pulsspannung das Laplace- Feld E_G .

Trotz identischer Amplituden der Elektroden-Spannungen U_A werden unterschiedliche Feldstärkeamplituden in der Fehlstelle E_I erreicht. Daraus ergeben sich unterschiedlich hohe TE- Einsetzspannungen $U_{PD/inc}$, damit eine Abhängigkeit von der Anstiegszeit t_R . Es deutet sich somit an, dass nicht die Signalform, sinus- bzw. rechteckförmig, die Höhe der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ bestimmt, sondern die Anstiegszeit t_R der jeweiligen Spannung.

4.2.7 Einfluss von Impulsen

Der Einfluss von Impulsen variabler Impulsbreite $t_P = 5\mu s \dots 2ms$ (Prüflingsart P3) bzw. $t_P = 5\mu s \dots 20ms$ (Prüflingsart P1) wurde mit monopolaren Rechteckimpulsen der Anstiegszeit $t_R = 950\text{ ns}$ ermittelt. Die Prüflingsarten P2 und P4 wurden nicht untersucht, da die zur Verfügung stehende Pulsspannungsanlage bei kleinen Impulsbreiten t_P keine hinreichende Spannungsamplitude lieferte.

Definitionsgemäss ist ein Impuls ein einmaliger Vorgang. Demzufolge muss eine unendlich grosse Zeit zwischen zwei einzelnen Impulsen liegen. Für eine praktikable Untersuchung wurde dieser Zeitraum auf ca. 60 s festgelegt.

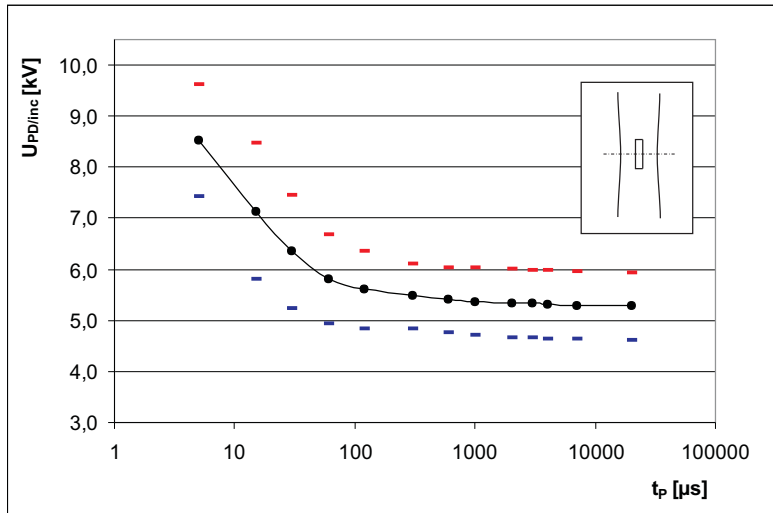


Abbildung 4.32: TE- Einsetzspannung über der Impulsbreite für die Prüflingsart P1 bei $t_R = 950ns$

Die Abbildungen zeigen ähnlichen Einfluss, wie bereits in Abschnitt 4.2.4 festgestellt wurde. Die TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ sinkt mit Vergrösserung der Impulsbreite t_P und stabilisiert sich etwa im Bereich $t_P \approx 200\ \mu s$ bis $300\ \mu s$. Die ermittelten TE- Einsetzspannungen $U_{PD/inc}$ liegen hierbei unterhalb der Werte aus Abschnitt 4.2.4. So wurden bei der Prüflingsart P3 TE- Einsetzspannungen $U_{PD/inc}$ gemessen, die durchschnittlich 200 V - 300 V kleiner als die zuvor genannten waren. Dieser Abstand verbleibt relativ konstant bis über die Stabilisierungsphase hinaus. Für die Prüflingsart P1 wichen die TE- Einsetzspannungen $U_{PD/inc}$ ca. 300 V - 500 V voneinander ab.

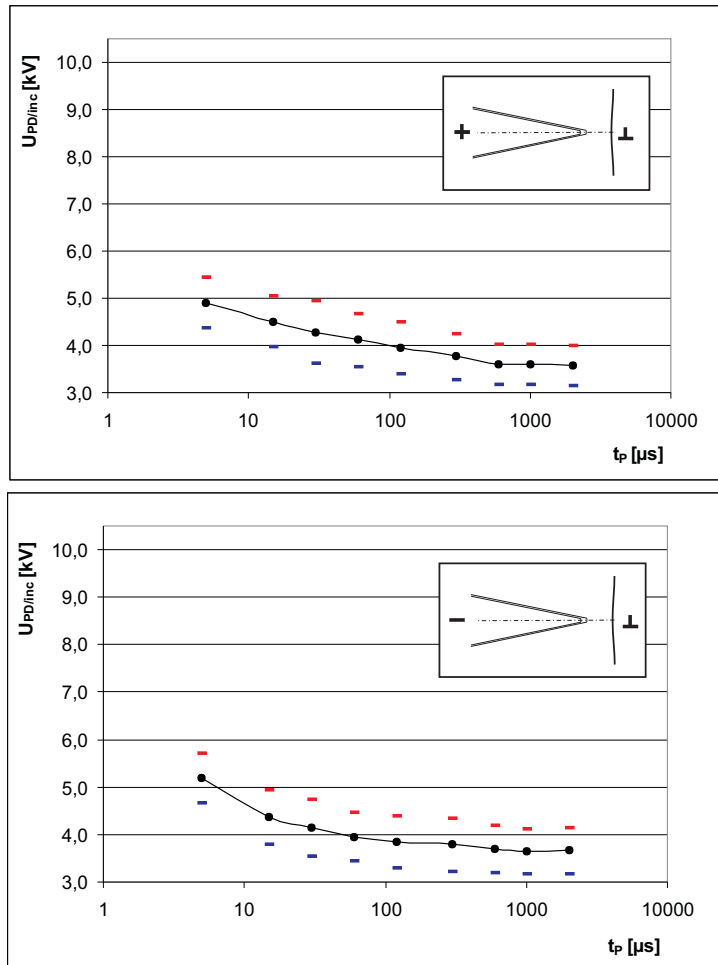


Abbildung 4.33: TE- Einsetzspannung über der Impulsbreite für die Prüfungsart P3 (P3+ oben, P3- unten) bei $t_R = 950ns$

4.2.7.1 Interpretation der Messergebnisse

Die impulsförmige Belastung soll durch Pulse mit einer Pulsfrequenz $f_W \rightarrow 0$ nachgebildet werden. Nach diesem unendlich langen Zeitraum wird nur eine verschwindend geringe Zahl an Ladungsträger im Fehlstellenvolumen vorhanden sein. Ein stationärer raumladungsfreier Zustand stellt sich ein.

Es wurde bereits im Abschnitt 4.2.1.2 gezeigt, dass die Steigerung von Pulsspannungen mit endlichen Pulsfrequenzen f_W eine Ladungsträgerakkumulation an den Grenzflächen zur Folge hat. Dieses heteropolare Poisson-Feld reduziert die Feldstärke E_I in der Fehlstelle und erhöht somit die elektrische Festigkeit. Es stellt sich für Pulsspannungen mit endlichen Pulsfrequenzen f_W ein raumladungsbehafteter Zustand ein.

Sind Oberflächenladungen vorhanden, verbleiben diese zunächst. Der hohe Volumen- und Oberflächenwiderstand des Epoxydharzes führt zum Ladungsträgererhalt an den dielektrischen Grenzflächen der Fehlstelle für mehrere 10 Minuten.

Für Impulse tritt kein vorangehender heteropolarer Akkumulationsvorgang und somit keine Feldentlastung in der Fehlstelle auf, da für jeden Impuls die Durchschlagfeldstärke E_D erreicht wird. Demzufolge müssen die TE- Einsetzspannungen $U_{PD/inc}$ für impulsförmige Belastung unter den Werten für pulsförmige Belastungen liegen.

Die praktische Ausführung der Messungen mit einem schrittweisen Herantasten an die Durchschlagsspannung U_D führt jedoch nach Abschnitt 4.2.1.2 zwangsläufig zu einer gewissen Aufladung, sodass die tatsächlichen Spannungswerte wahrscheinlich noch deutlicher differieren. Des Weiteren verbleiben Reste von Oberflächen- und Raumladungen in der Fehlstelle von vorhergehenden Teilentladungen trotz "Rückentladungen", was ebenfalls eine Feldschwächung mit sich bringt.

4.3 Vergleich des Teilentladungseinsatzes bei sinus- und rechteckförmiger Spannung

Ein wichtiger Teil der Fragestellung ist die Anwendbarkeit der bisher verwendeten konventionellen Messtechnik für technische Wechselspannungen und der damit gewonnene Ergebnisse auf Pulsspannungen. Besonders interessant ist hierbei das Verhalten des Parameters TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ bei sinusförmiger und rechteckförmiger Belastung gleicher Frequenz.

4.3.1 Messergebnisse bei technischer Wechselspannung

Die Teilentladungseinsatzspannungen $U_{PD/inc}$ bei sinusförmiger Wechselspannung wurden mit der im Kapitel "Versuchstechnik" beschriebenen Anlage an allen 4 Prüflingsarten ermittelt. In Abbildung 4.34 sind die Mittelwerte $\hat{U}_{PD/inc/50}$ der Amplituden und die zugehörigen Streuungen der einzelnen Prüflingsarten dargestellt.

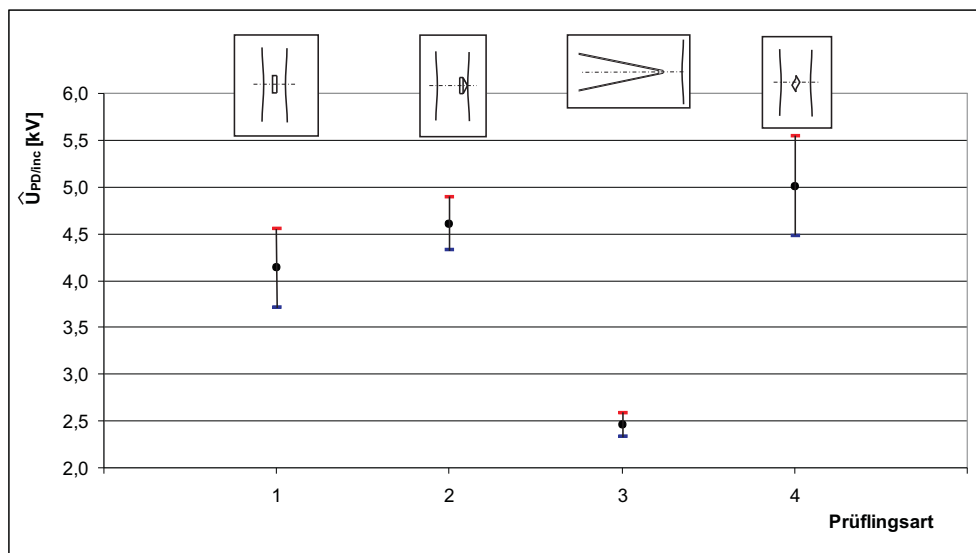


Abbildung 4.34: Teilentladungseinsatzspannung bei sinusförmiger Wechselspannung der 4 Prüflingsarten

Für die Prüflingsart P1 wurde ein Amplitudenmittelwert von $\hat{U}_{PD/inc/50} = 4,14$ kV bei einer Standardabweichung von $s = 0,42$ kV gemessen. Minimal traten dabei $\hat{U}_{PD/inc} = 3,55$ kV und maximal $\hat{U}_{PD/inc} = 4,86$ kV auf. Die Messwerte decken sich mit den im Kapitel "Versuchstechnik" berechneten Werten. Die scheinbare Ladung Q_S häufte sich dabei um Werte von ca. 40 pC bis 150 pC. Vereinzelt wurden aber auch Teilentladungsimpulse bis 300 pC gemessen.

Geringfügig höher fielen die Messwerte der Prüflingsart P2 aus. Es wurde ein Amplitudenmittelwert $U_{PD/inc/50} = 4,61$ kV bei einer Standardabweichung von $s = 0,28$ kV ermittelt. Gemessen wurde eine minimale Einsetzspannung $\hat{U}_{PD/inc} = 4,08$ kV und eine maximale Einsetzspannung von $\hat{U}_{PD/inc} = 5,2$ kV. Die bei den ermittelten TE- Einsetzspannungen umgesetzte scheinbare Ladung Q_S lag grossteils im Bereich 20 pC bis 50 pC, singulär bis 100 pC.

Der Amplitudenmittelwert der Prüflingsart P3 beträgt $U_{PD/inc/50} = 2,47$ kV bei einer Standardabweichung von $s = 0,15$ kV. Hierbei wurde eine relativ geringe Spannweite der Messungen festgestellt. Die minimale TE- Einsetzspannung betrug $\hat{U}_{PD/inc} = 2,24$ kV, die maximale TE- Einsetzspannung $\hat{U}_{PD/inc} = 2,62$ kV. Die scheinbare Ladung Q_S nahm einen Wertebereich von 40 pC bis 150 pC ein.

Die größten Werte wurden für die Prüflingsart P4 ermittelt. Der Amplitudenmittelwert ergibt sich zu $U_{PD/inc/50} = 5,01$ kV mit einer Standardabweichung von $s = 0,53$ kV. Minimal wurden $\hat{U}_{PD/inc} = 4,2$ kV, maximal $\hat{U}_{PD/inc} = 6,2$ kV gemessen. Hierbei wurde scheinbare Ladungen Q_S im Bereich von 10 pC bis 100 pC gemessen, wobei teilweise auch deutlich stärkere Entladungen bis 500 pC auftraten.

Die oben angegebenen Messwerte zeigen deutlich die grosse Spannweite der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ der identisch gefertigten Stichproben einer Modellisierungsart. Das gründet einerseits im statistischen Charakter der Gasentladung als physikalischer Prozess der Teilentladung.

Den wesentlichsten Anteil daran liefert allerdings die Prozessstreuung mit den Fertigungstoleranzen bei der mechanischen Bearbeitung der Modellisolierungen. Insbesondere das Einbringen der Fehlstelle in den Isolierstoff beeinflusst das Mikrofeld und somit die Durchschlagsbedingungen der Fehlstelle. Zusätzlich kann in Betracht gezogen werden, dass hochpolymeren Isolierstoffe aus einem nichtreproduzierbaren, teilkristallinen Aufbau mit amorphen Übergangsstrukturen bestehen. Diese Bereiche, sowie die Korngrenzen zwischen diesen Bereichen weisen meist unterschiedliche Dielektrizitätszahlen auf, was die Feldverteilung innerhalb der Modellisolierung bestimmt. Als weitere beeinflussende Parameter seien hier nur die Elektrodengeometrie, Mischungsverhältnis und Aushärtephase des Epoxydharzes genannt, welche nur im Rahmen gewisser Fertigungsgenauigkeiten reproduziert werden konnten.

4.3.2 Messergebnisse bei rechteckförmiger Pulsspannung

Für die Erfassung des Teilentladungseinsatzes bei Pulsspannungen wurde die im Kapitel "Versuchstechnik" vorgestellte Anlage verwendet. Für die Erzeugung der bipolaren Rechteckspannung wurde wie beschrieben eine zweite Gleichspannungsquelle verwendet. Für die monopolare Rechteckspannung kam diese weitere Gleichspannungsquelle nicht zum Einsatz.

Die Messungen wurden durchgeführt mit einer Anstiegszeit $t_R \approx 950$ ns bei monopolarer Pulsspannung bzw. $t_R \approx 1200$ ns bei bipolarer Pulsspannung bei einer Pulsfolgefrequenz $f_W = 50$ Hz. Die Abbildung 4.35 zeigt den Wert des Spannungshubs $\Delta U_{PD/inc}$, also den Spitze-Spitze-Wert, bei dem Teilentladungseinsatz gemessen wurde für eine Stichprobenmenge $n = 25$ der Prüflingsart P1.

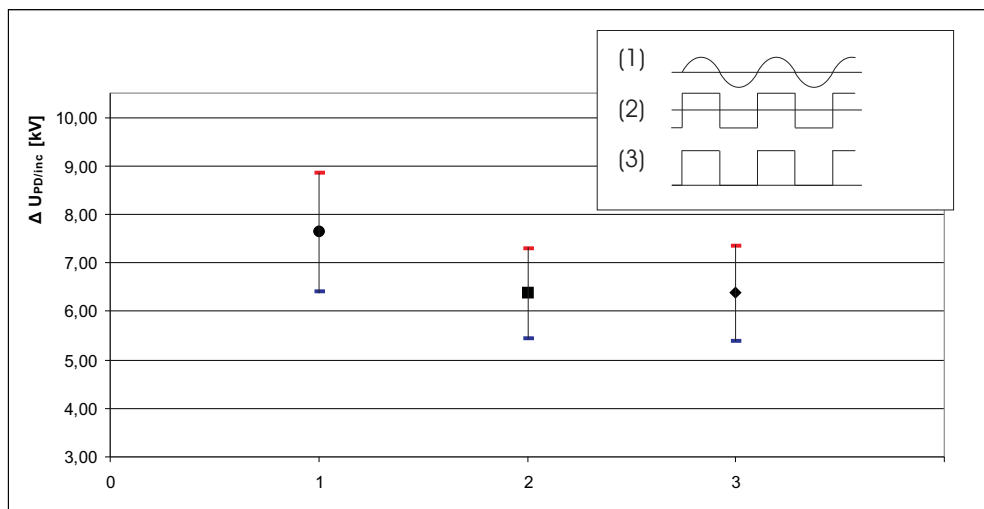


Abbildung 4.35: TE- Einsetzspannungshub $\Delta U_{PD/inc}$ bei (1) Sinusspannung, (2) Bipolarer Rechteckspannung und (3) Monopolarer Rechteckspannung bei $f_W = 50$ Hz, $t_R \approx 1200$ ns (bipolar) bzw. $t_R \approx 950$ ns (monopolar) und $a = 0,5$ an der Prüflingsart P1

Bei sinusförmiger Spannungsbeanspruchung wurde ein Spannungshub-Mittelwert $U_{PD/inc/50} = 7,64$ kV mit einer Standardabweichung von $s = 1,23$ kV ermittelt. Für den Teilentladungseinsatz bei pulsförmigen Belastungen wurden geringere Spannungshübe $\Delta U_{PD/inc}$ gemessen. Hier ergab sich für bipolare und monopolare Rechteckspannung ein Mittelwert von $U_{PD/inc/50} = 6,38$ kV bei Standardabweichungen von $S = 0,93$ kV bzw. $s = 0,98$ kV.

Ein Vergleich der jeweiligen Mittelwerte ergibt ein Verhältnis von $U_{Sin}/U_{Rect} = 1,21$. Dieses Verhältnis kann jedoch nicht als fester Wert angesehen werden. Innerhalb der Stichprobe variierten die Verhältnisse von 1 bis 1,5. Weitere Untersuchungen an den anderen Prüflingsarten mit monopolarer Rechteckspannung bestätigten dieses Verhalten. So traten bei gleicher Anstiegszeit und Pulsfolgefrequenz Verhältnisse von 1,1 bis 1,8 auf. Ähnliche Verhältnisse wurden in [Kau93, Kau94] beim Vergleich von pulsförmigen Beanspruchungen mit sehr kurzen und sehr langen Anstiegszeiten t_R ermittelt.

Die Ursache wird dort in der Vergrößerung der raumladungsbedingten lokalen Feldstärke im Fehlstellenbereich für kurze Anstiegszeiten vermutet. Näheres dazu wird im Abschnitt 4.2.6 erläutert.

Ein weiterer Vergleichsparameter ist die scheinbare Ladung Q_S . Die ermittelten Werte lagen alle in der Größenordnung der im Abschnitt 4.3.1 vorgestellten Messergebnisse. Dieses Ergebnis bestätigt die Aussage in [Kur93], dass die Fehlstellengeometrie und das beteiligte Dielektrikum die maximale scheinbare Ladung einer Teilentladung bestimmen. Lediglich feststellbar war, dass die Beträge der scheinbare Ladung Q_S eher den Bereich der größeren Werte des angegebenen Intervalls einnahmen.

4.3.3 Interpretation der Ergebnisse

Es bestätigte sich das Ergebnis aus Abschnitt 4.2.3, dass der Teilentladungseinsatz unabhängig davon ist, ob eine bipolare oder monopolare Spannungsbeanspruchung vorliegt. Der Spannungshub $\Delta U_{PD/inc}$ ist der entscheidende Parameter. Für die Erklärung dieses Phänomens wird auf den entsprechenden Abschnitt 4.2.3 verwiesen.

Des Weiteren ist ein signifikanter Unterschied in der Höhe der TE- Einsetzspannung $U_{PD/inc}$ für Belastungen mit sinusförmiger bzw. pulsförmiger Spannung ersichtlich. Der Grund dieses Verhaltens ist der ungleiche heteropolare Aufladevorgang durch die stark divergenten Anstiegszeiten t_R , der bereits in Abschnitt 4.2.6 ausführlich betrachtet wurde.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Die Teilentladungsmesstechnik hat sich in der Vergangenheit als geeignetes Verfahren herauskristallisiert, Baugruppen der elektrischen Isoliertechnik zerstörungsfrei zu untersuchen und aussagekräftig zu diagnostizieren. Nach DIN VDE 0434 werden zu prüfende Isolierungen hierbei mit sinusförmigen Wechselspannungen beaufschlagt.

Der zunehmende Einsatz von Leistungselektronik in der elektrischen Energietechnik führte jedoch zu grundsätzlich anders gearteten Spannungsbelastungen. Diese stellen nachweislich eine höhere elektrische Belastung für Isoliersysteme dar. Für den sicheren Betrieb von Betriebsmitteln mit pulsformiger Spannungsbeanspruchung ist es notwendig, Teilentladungen unter Betriebsbedingungen zu detektieren. Somit ergab sich die Fragestellung, inwiefern die gewonnenen Erkenntnisse aus Teilentladungsuntersuchungen mit sinusförmigen Spannungen auf pulsformige Belastungen übertragbar sind.

Die vorliegende Arbeit umfasst die theoretischen Betrachtungen und experimentellen Untersuchungen von Teilentladungen an Modellisolierungen bei typischen Spannungsformen der Leistungselektronik, den pulsformigen Rechteckspannungen. Hierzu wurden verschiedene Parameter der Pulsspannung, wie Pulsfolgefrequenz oder Anstiegszeit variiert und deren Einfluss auf eine wichtige Grösse, die Teilentladungseinsetzspannung, herausgearbeitet.

Wesentliche Punkte waren dabei die Wahl geeigneter Messtechnik und das Erstellen von reproduzierbaren Isolieranordnungen. Den Ausgangspunkt stellt die Zusammenfassung der physikalischen Grundlagen der allgemeinen Gasentladung und insbesondere der Teilentladungen in Feststoffen dar.

Aufbau eines Teilentladungsmesssystems für Pulsspannungsbelastungen

Experimentelle Grundvoraussetzung für eine aussagekräftige Untersuchung war eine Spannungsquelle, welche verschiedenartige Modellisolierungen zulässt. Im Gegensatz zu Arbeiten mit ähnlicher Thematik wurde kein Frequenzumrichter verwendet, um die pulsformige Spannung zu erzeugen. Ein System aus Gleichspannungsquelle, Frequenzgenerator und Hochspannungsschalter stellte

die Spannungsamplitude bereit und ermöglichte umfangreiche Variation in den Untersuchungen. Es kamen einzelne kommerzielle Komponenten zum Einsatz, was eine unproblematische Reproduzierbarkeit und Anwendbarkeit gestattet. Das System liefert eine Ausgangsspannung bis 10 kV bei Pulsfolgefrequenzen bis 10 kHz und variabler Pulsbreite. Prinzipiell ist eine Ansteuerung mit pulsweitenmodulierten Signalen ebenso möglich. Durch die begrenzte Leistung des Hochspannungsschalters ist die Verwendung ohne Einschränkungen jedoch nur für Isolieranordnungen mit Kapazitäten im pF- Bereich möglich.

Für zukünftige Arbeiten wäre die Übertragbarkeit der gewonnenen Ergebnisse auf eingesetzte Isoliersysteme zu untersuchen. Da in der Praxis verwandte Stromrichtererschaltungen, Stator- bzw. Rotorwicklungen elektrischer Maschinen etc. meist grosse Kapazitäten und hohe Teilentladungseinsetzspannungen besitzen, ist eine grössere Leistungsfähigkeit in Bezug auf die Pulsstromfähigkeit des Hochspannungsschalters notwendig. Somit wären auch für Kapazitäten im nF Bereich kleine Anstiegszeiten der Pulsspannung realisierbar.

Ein zentrales Thema dieser Arbeit war die Detektion von Teilentladungen bei pulsformigen Spannungsbeanspruchungen. In Anlehnung an die Vorgaben nach DIN VDE 0434 für sinusförmige Wechselspannungen wurde eine geeignete Messanordnung für die Untersuchung an Modellisolierungen erstellt.

Wesentlicher Unterschied zur Detektion von Teilentladungen bei technischen Wechselspannungen besteht darin, dass die eigentliche Nutzinformation durch ein stärkeres Störspektrum überlagert wird. Diese Störungen werden durch grössere Anstiegsgeschwindigkeiten dU/dt der pulsformigen Spannungsbeanspruchung hervorgerufen. Die dabei entstehenden Verschiebungsströme $i = C_P \cdot dU/dt$ beim Laden bzw. Entladen der Prüflingskapazität erreichen ein Vielfaches der Amplitude der Teilentladungsströme und erschweren die Detektion. Lösungsmöglichkeiten bieten hier analoge und digitale Filter, wobei in dieser Arbeit Ersterer zur Anwendung kam.

Um Nutz- und Störsignal voneinander zu trennen wurde ein analoges Hochpassfilter 5. Ordnung mit Butterworth- Charakteristik eingesetzt. Es liefert eine gute Separation der beiden Signale, sodass der zeitliche Verlauf des TE-Signals mit guter Genauigkeit abgebildet werden konnte. Die digitalisierten Daten von Pulsspannung und TE- Signal aus einem Oszilloskop wurden mit einem PC ausgelesen und standen für weitere Auswertungen zur Verfügung. Vergleichsmessungen des eigenen Filtersystems bei sinusförmiger Spannungsbeanspruchung mit 50 Hz mit dem konventionellen System zeigte gleiche Empfindlichkeiten bei der Teilentladungsdetektion.

Zukünftig wäre eine Verbesserung der messtechnischen Seite anzustreben. Sowohl die Messanordnung als auch das Filtersystem ist für den Einsatz an Modellisolierungen mit kleinen Prüflingskapazitäten ausgelegt. Hier wäre eine universellere Applikation sinnvoll, die auch Messungen an Prüflingen mit grossen Kapazitäten (z.B. Verschaltungen, Statorwicklungen) in beliebiger Schaltungstopologie, vorzugsweise unter Betriebsbedingungen, zulässt. Ein Ansatz hierzu

wäre eine kapazitive Auskopplung des TE- Signals mit anschliessender Verarbeitung mittels digitale Filter, welche die periodischen Störungen des Lade- und Entladevorganges der Prüflinge besser filtern können.

Die Datenaufzeichnung und -auswertung nutzt, begrenzt durch die Leistungsfähigkeit der Oszilloskope, derzeit nur eine geringe Anzahl von Informationen. Der Ausbau zu einem leistungsfähigeren Online- System könnte den Zeitaufwand verringern und den Informationsgewinn erhöhen. Entsprechend leistungsfähige Analog- Digital- Wandler und digitale Signalverarbeitungshardware sind inzwischen im Handel erhältlich.

Einen wichtigen Punkt stellt dabei die Ermittlung der Vergleichsgrösse "Scheinbare Ladung" dar, was eine direkte Korrelation mit den üblich ermittelten Werten aus den Teilentladungsmessungen bei sinusförmiger Wechselspannung zulässt.

Ein wichtiger Punkt der Arbeit stellte die Entwicklung und Herstellung reproduzierbarer Modellisolierungen dar, welche innere Teilentladungen im Bereich bis 10 kV bei pulsformiger Spannungsbeanspruchung zeigen sollten.

Abweichend von bisherigen Arbeiten, die weitestgehend an Lackdrähten bzw. Kunststofffolien stattfanden, wurden vollständig umschlossene Fehlstellen in Isolierstoffen untersucht. Somit wurden mögliche Beeinflussungen des Gasentladungsprozesses in der Fehlstelle, wie Druck- und Temperatenausgleich mit der Umwelt, ausgeschlossen. Mit dem beschriebenen Verfahren gelingt es mit guter Stabilität und akzeptablen Abweichungen die TE- Einsatzspannungen zu reproduzieren. Die Gestaltung der 4 Typen der Modellisolierung sollte dabei möglichst realistische Fehlstellenmöglichkeiten wiedergeben.

Technologisch scheint der Verbesserung der Mass- und Fertigungsgenauigkeiten das grösste Potential innezuwohnen. Die Qualität der verwendeten Maschinen und Werkzeuge entspricht dem Stand der Technik und kann mit vertretbarem Aufwand nur in industriellen Fertigungen verbessert werden. Somit könnte beispielsweise die Positionierung und Oberflächengüte der Fehlstellen verbessert werden, welche derzeit manuell gefertigt sind.

Experimentell ergeben sich weitere Aspekte durch Variation der verwendeten Dielektrika und Fehlstellengeometrien. Verschiedenste Epoxydharze und Gasfüllungen mit variierenden Drücken könnten untersucht werden, um die gewonnenen Erkenntnisse zu hinterlegen. Gerade im Hinblick auf ständig verbesserte Herstellungsprozesse für physikalische Isolieranordnungen und die fortschreitende Miniaturisierung erscheint es sinnvoll, Mikrofehlstellen zu untersuchen.

Mit dem beschriebenen Gesamtsystem sind umfangreiche Messreihen zu Teilentladungen bei Pulsspannungen mit verschiedensten Parametern realisiert worden. Untersucht wurde im Wesentlichen die Teilentladungseinsetzspannung unter Variation der Parameter

1. Gleichanteil
2. Pulsbreite
3. Pulsfolgefrequenz
4. Anstiegszeit der Pulsspannung.

Darüber hinaus ist der Einfluss von Impulsen auf die Teilentladungseinsetzspannung herausgearbeitet worden. Ziel war es, eventuelle Einflüsse dieser Parameter zu untersuchen, physikalisch zu erklären und in das Verhältnis zu Messungen bei sinusförmiger Spannung zu setzen.

Einfluss des Gleichanteils der Pulsspannung

Ein Einfluss durch Veränderung des Gleichanteils der Pulsspannung auf die TE- Einsetzspannung konnte nicht festgestellt werden. Dabei entsprach der Bereich der Gleichspannung (Variation von - 4 kV bis + 4 kV) der Amplitude der aufgesetzten Pulsspannung. Es bestätigte sich, dass der Spannungshub, also der Spitze-Spitze-Wert der Pulsspannung, den Teilentladungseinsatz bestimmt. Das zeigte sich in konstanten Mittelwerten der Messreihen jeder Prüfungsart, welche unabhängig von der Überlagerung der Pulsspannung mit einem Gleichanteil waren. Eine Erklärung für dieses Verhalten ist der Aufbau eines Raumladungsfeldes innerhalb der Fehlstelle, was für unterschiedliche äussere Spannungen nahezu identische Feldverläufe in der Fehlstelle hervorruft.

Daraus lässt sich ableiten, dass für die vorliegenden Untersuchungen von inneren Teilentladungen keine Notwendigkeit bestand, einen Gleichanteil der Pulsspannung zu überlagern. Der Gleichanteil veränderte den Teilentladungseinsatz nicht signifikant. Folglich wurden für alle Folgeversuche Pulsspannungen ohne Gleichanteil verwendet.

Dieses Ergebnis sollte durch weitere Messungen untermauert und der Grenzbereich zur Gleichspannungsteilentladung ermittelt werden. Bestätigt sich das Ergebnis, ist es zukünftig für einen Grossteil der Anwendungsfälle ausreichend, mit monopolarer Pulsspannung zu untersuchen.

Einfluss der Pulsbreite der Pulsspannung

Die Veränderung der Pulsbreite im Bereich von $10\mu s$ bis $700\mu s$ zeigte einen signifikanten Einfluss auf die TE- Einsetzspannung. Je nach Modellisolierungstyp konnten um bis zu 20 % erhöhte TE- Einsetzspannungswerte bis in den Pulsbreitenbereich $\approx 300\mu s$ gemessen werden. Für grössere Pulsbreiten sank die TE- Einsetzspannung auf konstante Werte. Daraus kann geschlossen werden, dass für die untersuchten Modellisolierungen die elektrische Festigkeit des Gasraums in der Fehlstelle bei Pulsen bis $\approx 300\mu s$ wesentlich erhöht wurde.

Dieses Verhalten ist bisher von Isolieranordnungen bei transients Beanspruchung mit Stossspannungen bekannt und bereits im Zeit- Flächen- Gesetz beschrieben worden. Jeder Beanspruchungsdauer kann eine Mindestamplitude zugewiesen werden, die notwendig ist eine Lawine aufzubauen und damit den Durchschlag des Gaskanals einzuleiten. Diese Spannungs- Zeit- Fläche betrug ca. $F \approx 0,3 \dots 0,5 kV \cdot \mu s$ und lag damit im Bereich üblicher Werte nach [Kin58]. Wird die Amplitude bei gleicher Beanspruchungsdauer weiter gesteigert, verkürzt sich der Zündverzug. Es ergeben sich Kennlinien, die den aus der Literatur bekannten Stosskennlinien entsprechen.

Einfluss der Pulsfrequenz der Pulsspannung

Ähnlich deutliche Ergebnisse wie der Einfluss der Pulsbreite zeigten die Messungen zum Einfluss der Pulsfrequenz bei konstanter Pulsbreite. Zunächst verlief die TE- Einsetzspannung konstant, um dann im Bereich von 2 kHz - 4 kHz anzusteigen. Die Amplitude nahm dabei um ca. 20% zu. Ab dem angesprochenen Bereich ist die Pausendauer kürzer als die Pulsdauer der Pulsspannung. Die sich verkürzende Pausendauer bestimmt folglich ebenfalls den Teilentladungseinsatz. In [Kau94, Poh01] konnte dieser Anstieg nicht festgestellt werden, da vermutlich die Pulsfrequenz zu gering gewählt worden ist.

Mit Hilfe des Raumladungsfeldes in der Fehlstelle können diese Messergebnisse erklärt werden. Für eine Pulspause sinkt die Spannung an der Fehlstelle und es verbleibt das Raumladungsfeld, welches bis dahin die äussere Spannung kompensiert hat. Ist das Raumladungsfeld ausreichend stark, kann die Durchschlagfeldstärke in Gegenrichtung erreicht und eine Gasentladung einleitet werden. Dazu muss ebenfalls das Spannungs- Zeit- Kriterium erfüllt sein, was für eine kurze Pausendauer eine grössere Amplitudenänderung zur Folge hat. Veränderte man mit der Pulsfrequenz auch die Pulsbreite, sodass Pulsdauer und Pausendauer stets gleich gross waren, konnte kein Einfluss auf die TE- Einsetzspannung festgestellt werden. Sie verlief konstant über den gesamten untersuchten Frequenzbereich.

Die einzig sinnvolle Erklärung dieser Stetigkeit liefert der Ansatz der Erhöhung der Leitfähigkeit der Fehlstellengrenzen, da für kurze Pulsdauern die TE- Einsetzspannung steigen müsste. Die erhöhte Leitfähigkeit hat zur Folge, dass Oberflächenladungen schneller abfliessen und die Feldschwächung abnimmt. Hier besteht allerdings noch Bedarf an Untersuchungen, um eine hinreichend gesicherte Erklärung zu finden.

Einfluss der Anstiegszeit der Pulsspannung

Eine eindeutige Abhängigkeit der TE- Einsetzspannung von der Anstiegszeit ergab sich zunächst für Pulsfrequenzen von 1 kHz bzw. 10 kHz nicht, da sich die gewählte Änderung der Anstiegszeit als zu gering erwies. Die Untersuchung für eine Pulsspannung mit 50 Hz bei Anstiegszeiten von 150ns....2ms zeigte einen Anstieg der TE- Einsetzspannung um ca. 20% auf. Letztendlich wurden Amplitudenwerte erreicht, die den Spitze- Spitze- Werten bei tech-

nischen Wechselspannungen entsprachen. Das lässt die Vermutung zu, dass nicht die Signalfrequenz, sondern die Spannungsanstiegsgeschwindigkeit massgeblich den Teilentladungseinsatz bestimmt.

Diese unterschiedlich hohen Einsetzspannungen werden wahrscheinlich durch die Akkumulation von Ladungsträgern an den Grenzflächen der Fehlstelle erzielt. Dieser Vorgang ist eine Funktion der Zeit, sodass eine stärkere Feldschwächung und somit eine höhere Einsetzspannung für grössere Anstiegszeiten erzielt werden.

Grosse Anstiegszeiten tragen somit zur elektrischen Festigkeit des Gasraums der Fehlstelle bei. Äquivalente Ergebnisse zeigten sich in [Gue89, Kau94, Poh01].

Die Messungen mit Impulsen zeigten durch alle Messreihen gleiche Tendenzen. Für kurze Impulsbreiten ergaben sich ebenso höhere TE- Einsetzspannungen, wie die charakteristische Abflachung ab den entsprechenden Grenzspannungen aus den Messungen für Pulsspannungen bei variablen Pulsbreiten.

Bedingt durch den weniger ausgeprägten Akkumulationsvorgang durch die fehlende dauerhafte Spannungsbeanspruchung der Fehlstelle im Vergleich zu Pulsspannungen konnte sich nur ein schwaches Feld aus Raumladungen ausbilden und das ursprüngliche Feld der Pulsspannung absenken. Die Messungen bestätigten diesen Ansatz, da für die TE- Einsetzspannungen geringere Werte ermittelt wurden, als für vergleichbare Pulsbreiten bei Pulsspannungsbelastung.

Ziel der vorliegenden Arbeit sollte der Vergleich und eine eventuelle Übertragbarkeit der Ergebnisse von Untersuchungen mit technischen Wechselspannungen auf Untersuchungen mit Pulsspannungen sein. Die Ergebnisse der Messungen bei Variation verschiedenster Parameter der Pulsspannung deuten bereits darauf hin, dass ein direkter Transfer nicht möglich sein wird.

Das bestätigte sich durch den Vergleich der Spitze- Spitze- Werte bei sinusförmiger Wechselspannung und monopolarer bzw. bipolarer Pulsspannung mit 50 Hz. Die TE- Einsetzspannungen für sinusförmige Wechselspannungen waren im Durchschnitt um ca. 20% höher als die bei beiden Pulsspannungen. Das kann im Wesentlichen auf den signifikanten Unterschied in den Anstiegszeiten beider Spannungsbeanspruchungen zurückgeführt werden. Demzufolge bauen sich unterschiedlich starke Raumladungsfelder in den Fehlstellen auf. Diese Ergebnisse bestätigen die Untersuchungen in [Gue89, Kau93, Kau94, Wad03], welche allerdings mit Lackdrähten durchgeführt worden sind. Die eigenen Messungen zeigten, dass sich für jede Stichprobe einer Modellisolierung ein individuelles Verhältnis der TE- Einsetzspannungen von Puls- zu Sinusspannung einstellte. Somit ist eine direkte Übertragbarkeit der Ergebnisse aus beiden Spannungsbeanspruchungen nicht gegeben, was eine Ermittlung der TE- Einsetzspannung für Betriebsmittel mit Pulsspannungsbelastung unter Betriebsbedingungen notwendig macht.

Kapitel 6

Verzeichnis der Formelzeichen

Formelzeichen (Lateinische Buchstaben)

A	Fläche, bezogene Aufbaufläche	m^2
a	Tastgrad	
b_e	Beweglichkeit der Elektronen	$\frac{cm^2}{Vs}$
C_ν	Konstante	
D	Verschiebungsdichte	$\frac{As}{m^2}$
d	Durchmesser	m
E	Elektrische Feldstärke	$\frac{V}{m}$
E_A	Feldstärke zwischen Elektroden	$\frac{V}{m}$
E_D	Durchschlagfeldstärke	$\frac{V}{m}$
E_G	Elektrische Feldstärke des Grundfeldes / Laplace- Feld	$\frac{V}{m}$
E_I	Feldstärke in Fehlstelle	$\frac{V}{m}$
E_L	Elektrische Feldstärke des Raumladungsfeldes / Poisson- Feld	$\frac{V}{m}$
E_Z	Zünd- bzw. Einsetzfeldstärke	$\frac{V}{m}$
f	Frequenz	Hz
f_W	Pulsfolgefrequenz	Hz
F	Spannungs - Zeit - Fläche	Vs
G	Übertragungsfunktion	
h	Plancksches Wirkungsquantum	Js
h_{Fehl}	Fehlstellenhöhe	m
I_{PD}	Teilentladungstrom	A
J	Stromdichte	$\frac{A}{m^2}$
k	Geometriefaktor der Fehlstelle	
k_B	Boltzmann- Konstante	$\frac{J}{K}$
K_{Diff}	Diffusionskonstante	$\frac{m^2}{s}$
K_G	Durchschlagskriterium für Lawinendurchschlag	
K_{St}	Durchschlagskriterium für Kanaldurchschlag	
k_T	Töplerkonstante	$\frac{Vs}{m}$
m_e	Elektronenmasse	kg
m_{Ion}	Ionenmasse	kg

Formelzeichen (Lateinische Buchstaben)

N_{cr}	kritische Anzahl an Elektronen	
N_e	Elektronenanzahl	
N_{e0}	Startelektronenanzahl	
N_{eSek}	Sekundärelektronenanzahl	
\dot{n}_0	Startelektronenbildungsrate	$\frac{1}{s \cdot mm^3}$
N_+	Ionenanzahl	
n	Anzahl	
p	Druck	<i>bar</i>
P_{PD}	TE- Wahrscheinlichkeit	
q	Ladung	<i>As</i>
q_e	Elementarladung	<i>As</i>
Q_{ein}	Eingeschlossene Ladung	<i>As</i>
Q_S	Scheinbare Ladung	<i>As</i>
r_{Fehl}	Fehlstellenradius	<i>m</i>
r_{Kugel}	Kugelradius	<i>m</i>
r_L	Lawinkopfradius	<i>m</i>
s	Elektrodenabstand, Schlagweite	<i>m</i>
T_W	Periodendauer	<i>s</i>
t	Zeit	<i>s</i>
t_A	Lawinenaufbauzeit	<i>s</i>
t_D	Zündverzug	<i>s</i>
t_{EV}	Entladeverzugszeit	<i>s</i>
t_F	Funkenaufbauzeit	<i>s</i>
t_{Grenz}	notwendige Pulsbreite zum Erfüllen des Spannungs- Zeit- Flächen- Kriteriums	<i>s</i>
t_P	Pulsbreite	<i>s</i>
t_R	Anstiegszeit	<i>s</i>
t_S	Statistische Streuzeit	<i>s</i>
t_0	Verzug bis zum Erreichen der statischen Ansprechspannung	<i>s</i>

Formelzeichen (Lateinische Buchstaben)

u	Relative Überspannung	
$u(t)$	Zeitliche Verlauf der Spannung U	V
U_D	Durchschlagspannung	V
U_{Impuls}	Impulsspannung	V
U_M	Messspannung	V
U_{Offset}	Gleichspannungsanteil der Pulsspannung	V
U_{PD}	Teilentladungsspannung	V
$U_{PD/inc}$	Teilentladungseinsetzspannung	V
$U_{PD/ext}$	Teilentladungsaussetzspannung	V
U_{Puls}	Pulsspannung	V
U_Z	Zünd- bzw. Einsetzspannung	V
U_0	Statische Ansprechspannung	V
v	Geschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
v_e	Geschwindigkeit eines Elektrons	$\frac{m}{s}$
W_A	1. Anregungsarbeit	eV
W_a	Elektronenaustrittsarbeit	eV
W_B	Molekulare Bindungsenergie	eV
W_E	Energie einer Elektronenlawine	eV
W_I	1. Ionisationsarbeit	eV
W_{PD}	Energieumsatz während einer Teilentladung	eV
W_{Ph}	Photonenenergie	eV
W_{UV}	Strahlungsenergie	eV
x	Abstand, Wegstrecke	m
x_{cr}	Kritische Wegstrecke	m

Formelzeichen (Griechische Buchstaben)

α	1. Townsendscher Stossionisierungskoeffizient	
α_{eff}	Effektiver Ionisierungskoeffizient	
β	Feldänderungsfaktor infolge einer Teilentladung	
δ	Korrekturfaktor	
δ_{UV}	Anregungskoeffizient	
ϵ_r	Relative Dielektrizitätszahl	
ϵ_0	Dielektrizitätszahl des freien Raumes	$\frac{As}{Vm}$
γ	2. Townsendsche Ionisationskoeffizient	
γ_S	Winkel	
η	Anlagerungskoeffizient	
η_{Ph}	Photoionisationskoeffizient	
η_S	Schwaigerscher Ausnutzungskoeffizient	
λ	Wellenlänge	m
λ_e	Mittlere freie Weglänge eines Elektrons	m
μ	Mittelwert	nach Anw.
ϑ	Temperatur	K
ρ	spezifischer Widerstand	Ωm
σ	Standardabweichung	nach Anw.
σ	Oberflächenladungsdichte	$\frac{As}{m^2}$
$\tau_{A/PD}$	Anstiegszeitkonstante des TE- Signals	s
τ_M	Messkreiszeitkonstante	s
τ_σ	Zeitkonstante des Akkumulationsvorgangs	s
ξ	Stossfaktor	

Kapitel 7

Literaturverzeichnis

- [Abr72] M. Abramowitz, I. Stegun;
Handbook of Mathematical Functions
Dover Publications, 1972
- [Ari00] W.G. Ariastina, T.R. Blackburn;
Distribution of Partial Discharges in Oil- Impregnated Insulation
Australasian Universities Power Engineering Conference AUPEC, 2000
- [Bar87] R. Bartnikas;
A Commentary on Partial Discharge Measurement and Detection
IEEE Transaction on Electrical Insulation Vol. 22, 1987
- [Bey86] M. Beyer, W.Boeck, K. Möller, W. Zaengl;
Hochspannungstechnik
Springer Verlag Berlin, 1986
- [Bla91] G. Blaise, C. Le Gressus;
Charging and flashover induced by surface polarization relaxation process
Journal of Applied Physics 69, 1991
- [Ble00] H.J.M. Blennow, M.L-A. Sjoberg, M.A.S. Leijon, S.M. Gubanski;
Electric Field Reduction Due to Charge Accumulation in a Dielectric-Covered Electrode System
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 7 No. 3, 2000
- [Bro98] T. Brosche;
Erweitertes Teilentladungsmeßverfahren durch Erfassung neuer Impulsparameter
Dissertation, Shaker Verlag, 1998

- [Bro99] T. Brosche, W. Hiller, E. Fauser, W. Pfeiffer;
Novel Characterization of PD Signals by Real- Time Measurement of Pulse Parameters
 IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 1999
- [Bru91] R.J. Van Brunt;
Stochastic Properties of partial- discharge Phenomena
 IEEE Transaction on Electrical Insulation Vol. 26 No. 5, 1991
- [Bru94] R.J. Van Brunt;
Physics and chemistry of partial discharge and corona- Recent advances and future challenges
 IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 1 No. 5, 1994
- [Cam00] S. Campbell, G.Stone;
Examples of Stator Winding Partial Discharge due to Inverter Drives
 IEEE International Symposium Electrical Insulation, 2000
- [Car90] G. Carrara, W. Hauschild;
Statistical evaluation of dielectric test results
 Electra Nr. 133, 1990
- [Cav05] A. Cavallini, F. Ciani, G.C. Montanari;
The Effect of Space Charge on Phenomenology of Partial Discharges in Insulation Cavaties
 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 2005
- [Caz96] J. Cazaux;
The Electric Image Effects at Dielectric Surfaces
 IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 3 No. 1, 1996
- [Cen00] L. Centurioni, G. Coletti, F. Gustavino;
A Study About the Influence of the Rise- Time of Quasi- Square Voltages on the Aging by Partial Discharges of aPolymeric Film
 IEEE International Symposium Electrical Insulation, 2000
- [Cha62] A. Chapiro;
Radiation Chemistry of Polymeric Systems
 Interscience Publishers, 1962
- [Cos39] H. Costa;
Über die Nachlieferungselektronen durch Photoeffekt in einer un-selbständigen Wasserstoffentladung
 Zeitschrift für Physik Band 113, 1939

- [Chr89] G.C. Chrichton, P.W. Karlsson, A. Pedersen;
Partial Discharges in Ellipsoidal and Spheroidal Voids
 IEEE Transaction on Electrical Insulation, Vol. 24, 1989
- [Das90] D.K. Das- Gupta;
Decay of Electrical Charges on Organic Synthetic Polymer Surfaces
 IEEE Transaction on Electrical Insulation Vol. 25 No. 3, 1990
- [Dev84] J.C. Devins;
The Physics of Partial Discharges in Solid Dielectrics
 IEEE Transaction on Electrical Insulation Vol. 19 No. 5, 1984
- [Eli91] B. Eliasson, U. Kogelschatz;
Modeling and Applications of Silent Discharge Plasmas
 IEEE Transaction on Plasma Science Vol. 19 No. 2, 1991
- [Fab01] D. Fabiani, G.C. Montanari, A. Contin;
Aging Acceleration of Insulating Materials for Electrical Machine Windings supplied by PWM in the Presence and in the Absence of Partial Discharges
 IEEE International Conference on Solid Dielectrics, 2001
- [Fan96] Z. Fang, R.A. Fouracre, O. Farish;
Investigations of Surface Charging of DC Insulator Spacers
 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 1996
- [Fic03] T. Ficker;
Electron Avalanches I-Statistics of Partial Microdischarges in Their Pre-streamer Stage
 IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulations Vol. 10 No. 4, 2003
- [Fou93] N. Foulon-Belkacemi, M. Goldman, A. Goldman, H. Dejean, J. Amouroux;
The mechanism of degradation of polymers under corona streamers: relative humidity influence
 International Conference on Partial Discharge, 1993
- [Fro95] U. Fromm;
Interpretation of Partial Discharges at dc Voltages
 IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulations Vol. 2 No. 5, 1995
- [Fro64] L. Frommhold;
Über verzögerte Elektronen in Elektronenlawinen, insbesondere in Sauerstoff und Luft, durch Bildung und Zerfall negativer Ionen
 Fortschritt der Physik Band 12, 1964

[Fuj89] H. Fujinami, T. Takuma, M. Yashima, T. Kawoto;
Mechanism and Effect of DC Charge Accumulation on SF6 Gas Insulated Spacers

IEEE Transactions on Power Delivery Vol.4 No. 3, 1989

[Gem32] A. Gemant, W. von Philippoff;
Die Funkenstrecke mit Vorkondensator
Zeitschrift für technische Physik Vol. 13, 1932

[Gän53] B. Gänger;
Der elektrische Durchschlag von Gasen
Springer- Verlag Berlin, 1953

[Gol95] M. Goldman, A. Goldman, J. Gattellet;
Physical and chemical aspects of partial discharges and their effects on materials

IEE Proceedings- Science, Measurement and Technology, Volume 142, 1995

[Göt92] S. Göttlich, G. Krause, K. Möller, R. Neubert, R. Pietsch;
Dielektrisches Alterungsmodell hochpolymerer Isolierstoffe
ETG- Fachbericht 40, VDE- Verlag, 1992

[Gue89] A. Guerra;
Langzeitverhalten der Windungsisolierung von Niederspannungs- Asynchronmaschinen bei komplexer thermischer und elektrischer Belastung mit Impulsspannung
Dissertation TU Dresden, 1989

[Gut95] F. Gutfleisch, L. Niemeyer;
Measurement and Simulation of PD in Epoxy Voids
IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 2 No. 5, 1995

[Hal54] H.C. Hall, R.M. Russek;
Discharge Inception and Extinction in Dielectric Voids
IEE Proceedings 101 (Pt. II- Measurement Section), 1953

[Har02] P. Hartherz;
Anwendung der Teilladungsmeßtechnik zur Fehleranalyse in festen Isolierungen unter periodischer Impulsspannungsbelastung
Dissertation, Shaker Verlag, 2002

[Hau84] W. Hauschild, W. Mosch;
Statistik für Elektrotechniker
VEB Verlag Technik Berlin, 1984

[Hod91] C. Hudon, R. Bartnikas, M.R. Wertheimer;
Analysis of Degradation Products on Epoxy Surfaces Subjected to Pulse and Glow- type Discharge
IEEE Annual Report- Conference on Electrical Insulation and Dielectrics Phenomena, 1991

[Hod93] C. Hudon, R. Bartnikas, M.R. Wertheimer;
Spark to glow Discharge Transition Due to Increase Surface Conductivity on Epoxy Resin Specimens
IEEE Transaction on Electrical Insulation Vol. 28, 1993

[Hoo97] M. Hoof;
Impulsfolgen- Analyse: Ein neues Verfahren der Teilentladungsdagnostik
Dissertation, Universität Siegen, 1997

[Hun90] R. Hund, W. Pfeiffer, H. Reinhard, F. Scheurer;
Partial Discharge Testing of Components for Low- Voltage Equipment at High Frequencies
Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 1990

[Hun93] R. Hund, W. Pfeiffer;
Insulations of Low- Voltage Equipment at High Frequencies
Conference Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 1993

[Ize85] N. Izeki;
A Proposal on Mechanism of Partial Discharges Detoriation of Organic Insulating Materials
ETG- Fachberichte 16, VDE- Verlag, 1985

[Joh70] B. John;
Einführung in die Technische Statistik
Deutsche Gesellschaft für Qualität (ASQ) beim AWF e.V., 1970

[Kär76] S. Kärkkäinen;
Internal Partial Discharges - Pulse Distributions, Physical Mechanisms and Effects on Insulations
Dissertation TU Helsinki, 1976

[Kah89] M. Kahle;
Elektrische Isoliertechnik
Springer Verlag, 1989

[Kau93] M. Kaufhold, G. Börner, M. Eberhardt;
Endurance of Winding Insulations of Induction Machines allying frequency inverters

8. International Symposium on High Voltage Engineering, 1993

[Kau94] M. Kaufhold;
Elektrisches Verhalten der Windungsisolierung von Niederspannungsmaschinen bei Speisung durch Pulsumrichter

Dissertation TU Dresden, 1994

[Kin58] D. Kind;
Die Aufbaufläche bei Stoßbeanspruchungen technischer Elektrodenanordnungen in Luft

Dissertation, TH München, 1958

[Kön81] D. Königstein;
Ladungsverteilung auf Isolierstoff- Oberflächen bei elektrostatischer Aufladung in Luft

Dissertation, Hochschule der Bundeswehr Hamburg, 1981

[Kog02] U. Kogelschatz;
Filamentary, Patterned and Diffuse Barrier Discharges

IEEE Transactions on Plasma Science Vol. 30 No. 4, 2002

[Kol54] R. Kollath;
Sekundärelektronen- Emission fester Körper bei Bestrahlung mit Elektronen

Handbuch der Physik Bd. 21, Springer Verlag, 1954

[Kor98] R. Kories, H. Schmidt- Walter;
Taschenbuch der Elektrotechnik

Verlag Harri Deutsch, 1998

[Kra75] H.G. Kranz;
Grundsätzliche Untersuchungen des Teilentladungsverhaltens von hochpolymeren Isolierstoffen im Bereich der Einsetz- Wechselfspannung

Dissertation RWTH Aachen, 1975

[Kur92a] M. Kurrat;
Energy Considerations for Partial Discharges in Voids

ETEP Vol. 2, No. 1, 1992

[Kur92b] M. Kurrat, A. Schnettler;
A New Computer- Aided Measuring System For Fundamental PD-Studies

Proceedings of the 4. th International Conference on Conductors and Break-down on Solid Dielectrics, 1992

[Kur93] M. Kurrat;
Modellierung und Messung von Teilentladungen in Hohlräumen zur Bestimmung schädigungsrelevanter Energien

Dissertation, Universität Dortmund, 1993

[Küc96] A. Küchler;
Hochspannungstechnik

VDI- Verlag, 1996

[Küp73] K. Küpfmüller;
Einführung in die theoretische Elektrotechnik

Springer Verlag, 1973

[Leb98] T. Lebey;
A Theoretical Approach of Partial Discharges under Square Voltage Wave Forms

IEEE International Symposium on Electrical Insulations, 1998

[Leh04] G. Lehner;
Elektromagnetische Feldtheorie

Springer Verlag, 2004

[Löb65] L.B. Löb;
Electrical Coronas- Their Basic Physical Mechanism

University of California Press, 1965

[Mas78] J.H. Mason;
Discharges

IEEE Transaction on Electrical Insulation Vol. 24 No. 4, 1978

[May76] C.J. Mayoux;
Partial- Discharge Phenomena and the Effect of their Constituents on Polyethylene

IEEE Transaction on Electrical Insulation Vol. 11 No. 4, 1976

[Mee40] J.M. Meek;
A Theory of Spark Discharge

Physical Review 57, 1940

- [Mee78] J.M. Meek, J.D. Craggs;
Electrical Breakdown of Gases
John Wiley & Sons, 1978
- [Mel97] M. Melfi, J. Sung, S. Bell, G. Skibinski;
Effect of Surge Voltage Risetime on the Insulation of Low Voltage Machines fed by PWM Converters
Industry Applications Conference, 1997
- [Mes02] D. Meschede;
Gerthsen Physik
Springer Verlag, 2002
- [Mie72] G. Mierdel;
Elektrophysik
Dr. Alfred Hüthig Verlag, 1972
- [Mor93] P.H.F. Morshuis;
Partial Discharge Mechanisms
PhD- Thesis, Delft University of Technology, 1993
- [Mül73] H.P. Müller, P. Neumann, R. Storm;
Tafeln der mathematischen Statistik
VEB Fachbuchverlag, 1973
- [Mül03] K. Müller;
Entwicklung und Anwendung eines Messsystemes zur Erfassung von Teilentladungen bei an Frequenzumrichtern betriebenen elektrischen Maschinen
Dissertation Universität Duisburg- Essen, 2003
- [Müh99] P. Mühlbeyer;
Untersuchungen zur elektrostatischen Trennbarkeit von Kunststoffen
Dissertation Universität Stuttgart, 1999
- [Mül00] K. Müller, R. Busch, S. Hilfert;
An Approach for Measuring Partial Discharges in PWM Inerter Driven Induction Machines
IEEE International Symposium on Electrical Insulation, 2000
- [Nem03] E. Nemeth;
Triboelektrische Aufladung von Kunststoffen
Dissertation TU Bergakademie Freiberg, 2003

- [Nev96] A. Neves, H. Martins;
Surface Charging and Charge Decay in Solid Dielectrics
IEEE International Symposium on Electrical Insulation, 1996
- [Nie93] L. Niemeyer;
The physics of partial discharges
International Conference on Partial Discharge, 1993
- [Nie95] L. Niemeyer;
A Generalized Approach to partial Discharge Modeling
IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 2 No. 5, 1995
- [Nov95] J.P. Novak, R. Bartnikas;
Ionisation and Excitation Behavior in a Microcavity
IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 2 No. 5, 1995
- [Nov00] J.P. Novak, R. Bartnikas;
Effect of Dielectric Surfaces on the Nature of Partial Discharges
IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 7 No. 1, 2000
- [Ped89] A. Pedersen;
On the electrodynamics of partial discharges in voids in solid dielectrics
Proceedings of the 3rd International Conference on Conduction and Break-down in Solid Dielectrics, 1989
- [Ped91] A. Pedersen, G.C. Crichton, I.W. McAllister;
The Theory and Measurement of Partial Discharge Transients
IEEE Transaction on Electrical Insulation Vol. 26 No. 3, 1991
- [Ped95a] A. Pedersen, G.C. Crichton, I.W. McAllister;
Partial discharge detection: theoretical and practical aspects
IEE Proceedings- Science, Measurement and Technology, Volume 142, 1995
- [Ped95b] A. Pedersen, G.C. Crichton, I.W. McAllister;
The Functional Relation between Partial Discharges and Induced Charge
IEEE Transaction on Electrical Insulation Vol. 2 No. 4, 1995
- [Pfe91] W. Pfeiffer;
High- frequency Voltage Stress of Insulation
IEEE Transactions on Electrical Insulation, 1991

[Pfe99] W. Pfeiffer, M. Paede;
About the Influence of the Frequency on Partial Discharge Characteristics of Enamelled Wires
Electrical Insulation Conference and Electrical Manufacturing & Coil Winding Conference, 1999

[Ple94] R. Plessow, W. Pfeiffer;
Influence of the Frequency on the Partial Discharge Inception Voltage
Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 1994

[Poh01] F. Pohlmann;
Isoliersysteme für Drehstrom- Niederspannungsmotoren, die von Pulsfrequenzumrichtern angesteuert werden
Dissertation Universität Essen, 2001

[Pri69] H. Prinz;
Hochspannungsfelder
R. Oldenbourg Verlag München, 1969

[Rät64] H. Räther;
Electron Avalanches and Breakdown in Gases
Butherworths, 1964

[Sac78] L. Sachs;
Angewandte Statistik
Springer Verlag, 1978

[Sch85] W. Schmidt, T. Hibma, P.Pfluger;
Zur elektrischen Festigkeit und Alterung von Epoxid- Isoliermaterialien
ETG- Fachberichte 16, VDE- Verlag, 1985

[Schm89] P. Schmiegel;
Zum Einfluss von Oberflächenladungen auf die Teilentladungszündung an Isolierstoffgrenzflächen in Luft bei Gleichspannungsbelastung
Dissertation, Technische Universität Dresden, 1989

[Schw81] A.J. Schwab;
Hochspannungsmesstechnik
Springer - Verlag, 1981

- [Schw40] W. Schwieker;
Über die ultraviolette Strahlung einer unselbständigen Gasentladung
 Zeitschrift für Physik Band 116, 1940
- [Sjö00] M.L.-A. Sjöberg, H.J.M. Blennow, S.M. Gubanski, M.A.S. Leijon;
On discharge phenomena in a covered electrode system in air
 Electrical Insulations, 2000
- [Sjö01] M.L.-A. Sjöberg, C. Rein, S.M. Gubanski, M.A.S. Leijon;
Surface charge accumulation in a dielectric-covered electrode system in air
 Electrical Insulating Materials, 2001
- [Sti90] K. Stimper;
Isolationskoordination in Niederspannungsanlagen
 VDE Verlag, 1990
- [Sto92] G. Stone, H. Sedding, N. Fujimoto, J. Braun;
Practical Implementation of Ultrawideband Partial Discharge Detectors
 IEEE Transactions on Electrical Insulation, 1992
- [Sto97] G. Stone, S. Campbell;
Development of an On- Line Monitor to measure Motor Voltage Surges
 Electrical Insulation, Manufacturing & Coil Winding Conference, 1997
- [Sto99a] G. Stone, S. Campbell, H. Sedding;
Adjustable Speed Drive Surges: How they affect Motor Stator Windings
 International Conference Electric Machines and Drives, 1999
- [Sto99b] G. Stone, S. Campbell, M. Susnik;
New Tools to determine the Vulnerability of Stator Windings to Voltage Surges from IFDs
 Electrical Insulation Conference and Electrical Manufacturing & Coil Winding Conference, 1999
- [Sto00] G. Stone;
Importance of Bandwidth in PD Measurement of Operating Motors and Generators
 IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2000

[Tei67] T. Teich;
Emission gasionisierender Strahlung aus Elektronenlawinen
Zeitschrift für Physik Band 199, 1967

[Tow10] J.S. Townsend;
The Theory of Ionization of Gases by Collision
Constable & Co. Ltd. London, 1910

[Wad03] K. Wada, T. Tsuji, H. Muto:
Partial Discharge Inception Voltage for two Insulating Materials (PVC and PE) under Inverter Surge Voltage
7th International Conference: Properties and Applications of Dielectric Materials, 2003

[Win03] A. Winter;
Elektrische Ladungen auf Isolierstoffoberflächen und deren Wirkung auf die Durchschlagspannung von Elektrodenanordnungen
Dissertation TU Dresden, 2003

[Wer00] P. Werle, K. Hackemack, E. Gockenbach, H. Borsi;
The Breakdown Behavior of Impulse Stressed Polyethylene in Dependence on the Parameters Characterizing Lightning Impulses
IEEE International Symposium Electrical Insulation, 2000

[Yah98] K.B. Yahia;
Experimentelle und theoretische Untersuchungen zu Durchschlagsspannungen
Diplomarbeit Universität Karlsruhe, 1998