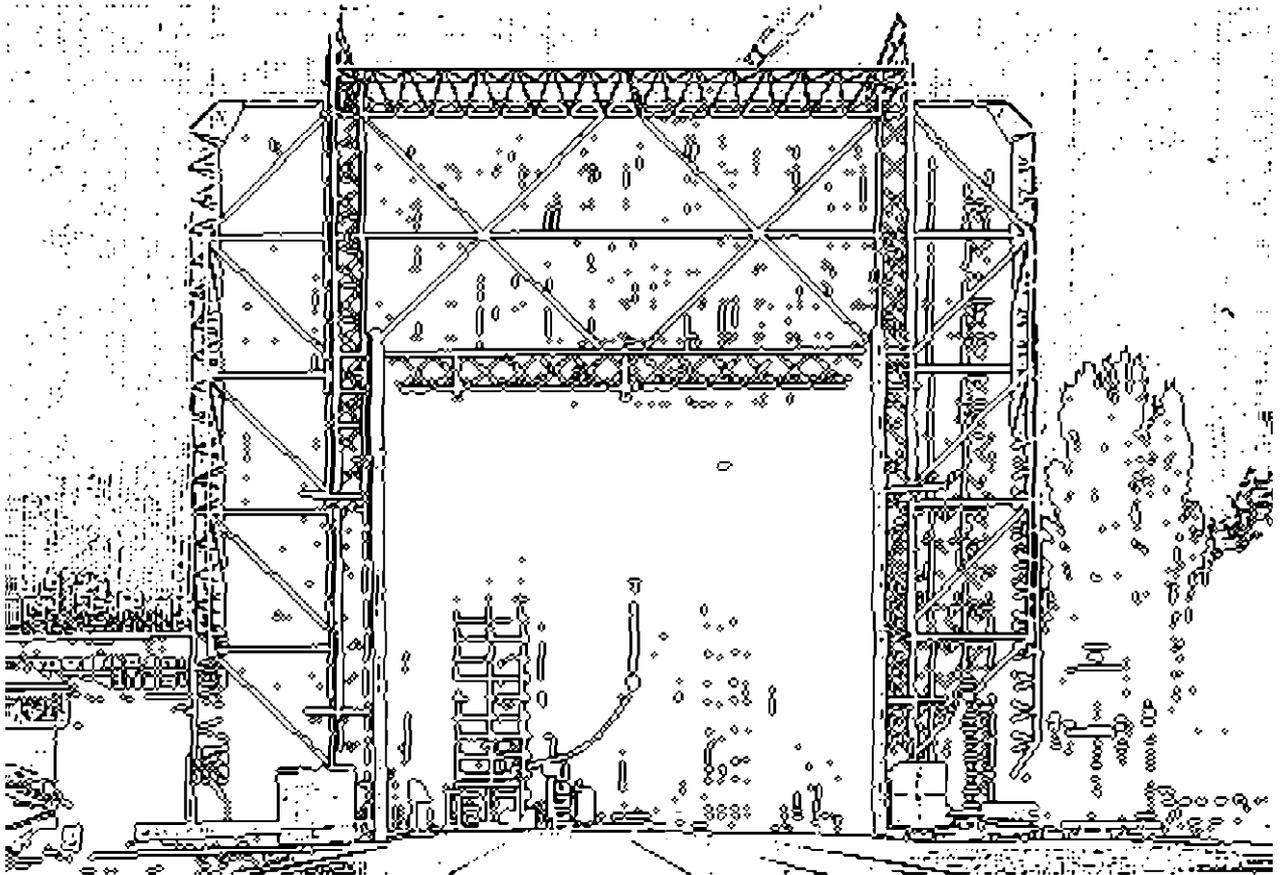


Technische Universität Graz

Masterarbeit



**Institut für Hochspannungstechnik
und Systemmanagement**

Leitfähige Partikel im homogenen elektrischen Gleichspannungsfeld

Masterarbeit

durchgeführt an der



Technische Universität Graz

am



Institut für Hochspannungstechnik und Systemmanagement

November 2012

Begutachter: O.Univ.-Prof. DI Dr.techn. Dr.h.c. Michael Muhr
Betreuer: DI Thomas Berg
Verfasser: Christoph Müller, BSc

Kurzfassung

Gasisolierte Schaltanlagen stellen in der Zukunft auch im Bereich der Hochspannungsgleichstromübertragung eine wichtige Komponente dar.

Partikel in einer solchen gasisolierten Schaltanlage können Durchschläge hervorrufen und so den Betrieb empfindlich stören. Deswegen wird an der TU Graz am Institut für Hochspannungstechnik an einer Partikelfalle gearbeitet. Diese Partikelfalle soll Partikel, die für den Betrieb störend sein können, unschädlich machen.

Diese Masterarbeit ist Teil des Projektes zur Entwicklung einer Partikelfalle. In dieser Masterarbeit wurde das grundlegende Verhalten ausgewählter Partikel im elektrischen Gleichspannungsfeld untersucht und zusätzlich eine Teilentladungsmessung durchgeführt. Dabei wurden zahlreiche Parameter wie etwa Elektrodenabstand, Größe und Form der Partikel und Druck des Isoliergases verändert. Dabei konnten deutliche Unterschiede in den Messergebnissen durch Veränderung der Parameter gezeigt werden.

Große Unterschiede in den Bewegungsformen zeigten sich bei den zylinderförmigen Partikeln. Hier konnten zwei grundsätzliche Bewegungen nachgewiesen werden, nämlich die Bouncing- und die Standing-Motion. Beide Bewegungstypen wurden ausführlich untersucht.

Abstract

Gas insulated switchgear will represent in the future an important component in the field of high voltage DC transmission.

Particles in such a gas-insulated switchgear can cause breakdowns and so disturb the operation. Therefore the Technical University of Graz constantly works at the Institute for High Voltage Technology at a particulate trap. This particulate trap should render particles harmless that can be disruptive to the operation.

This master thesis is part of a project to develop a particulate trap. Furthermore, I investigated in this thesis, the basic behavior of selected particles in the DC electric field. Additionally partial discharge measurements have been accomplished. Numerous parameters, such as distance between electrodes, the size and shape of the particles and the pressure of the insulating gas had been changed. Significant differences in the measurement results by changing the parameters were shown.

Large differences in the movement patterns were seen for the cylindrical particles. Two basic movements were detected: namely the Bouncing- and the Standing-Motion. Both types of motion have been extensively studied.

EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommene Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, am.....

.....

(Unterschrift)

STATUTORY DECLARATION

I declare that I have authored this thesis independently, that I have not used other than the declared sources/resources, and that I have explicitly marked all material which has been quoted either literally or by content from the used sources.

Graz,.....

.....

(signature)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Allgemeines	7
1.2	Zielsetzung und Aufgabenstellung der Diplomarbeit	7
2	Grundlegende Bewegungen von metallischen Partikel im Gleichspannungsfeld	9
2.1	Allgemeines	9
2.2	Beschreibung der Lade- und Bewegungsvorgänge metallischer Partikel	9
2.2.1	<i>Ladungsaufnahme eines Partikels im homogenen elektrischen Feld</i>	9
2.2.1.1	Aufgenommene Ladung und benötigte Feldstärke damit ein kugelförmiges Partikel abhebt	10
2.2.1.2	Aufgenommene Ladung und benötigte Feldstärke zum Abheben eines zylinderförmigen Partikels	11
2.2.1.3	Vergleich der Partikelladung und Abhebefeldstärke von unterschiedlichen Partikelformen	13
2.2.2	<i>Ladungsaufnahme eines Partikels in einem leitfähigen Kontakt mit einer Elektrode im elektrischen Feld mit koaxialen Feldverlauf</i>	14
2.2.3	<i>Bewegungen des Partikels im homogenen elektrischen Feld</i>	17
2.2.4	<i>Bewegungen des Partikels im elektrischen Feld mit koaxialem Feldverlauf</i>	20
2.2.5	<i>Mechanische Reflexion eines Partikels an einer Elektrode</i>	20
3	Beeinflussung des homogenen elektrischen Feldes aufgrund frei beweglicher metallischer Partikel	22
3.1	Allgemeines	22
3.2	Tabelle für Höchstfeldstärke, aufgenommene Ladung und wirkende Kraft aufgrund des elektrischen Feldes für unterschiedliche Partikelformen	24
4	Teilentladungsmechanismen	25
4.1	Allgemeines	25
4.2	Teilentladungsmechanismen	25
4.2.1	<i>Korona- und Streamerentwicklung</i>	27
4.2.1.1	Polaritätseffekt	27
4.2.1.2	Koronastabilisierung beim Isoliergas SF ₆	30
5	Teilentladungsinduzierte Bewegungen von Partikel	32
5.1	Standing-Motion	32
5.2	Firefly-Effekt	34
6	Messaufbau	36

6.1	Allgemeines	36
6.2	Messschaltung.....	36
6.3	Komponenten des Messaufbaus.....	39
6.3.1	<i>Gleichspannungsversorgung und Spannungsmessung</i>	39
6.3.2	<i>Kessel und Elektroden</i>	43
6.3.2.1	Kessel bzw. Druckgefäß	43
6.3.2.2	Plattenelektroden.....	45
6.3.2.3	Isoliergas Schwefelhexafluorid.....	48
6.3.3	<i>Kamera zur Beobachtung der Partikelbewegung</i>	50
6.3.4	<i>Teilentladungsmessung</i>	50
6.3.5	<i>Software</i>	52
7	Durchführung der Messungen	54
7.1	Messablauf	54
7.2	Beeinflussung und Vertrauensbereich	58
8	Statistische Auswertung	63
9	Messergebnisse	67
9.1	Allgemeines	67
9.2	Versuche.....	67
9.2.1	<i>Übersicht der Versuche und Zeitaufwand</i>	67
9.2.2	<i>Einfluss der Partikellänge zylinderförmiger Partikel</i>	68
9.2.3	<i>Dauerversuch Standing-Motion</i>	77
9.2.4	<i>Erhöhung des Druckes des Isoliergases</i>	79
9.2.5	<i>Vergrößerung des Elektrodenabstandes</i>	81
9.2.6	<i>Vergrößerung des Durchmessers</i>	85
9.2.7	<i>Partikel aus Edelstahl</i>	89
9.2.8	<i>Stahlkugel</i>	92
9.3	Tabellen der Messergebnisse.....	94
10	Zusammenfassung der Erkenntnisse aus den Messergebnissen	95
10.1	Zylinderförmige Partikel	95
10.2	Kugelförmige Partikel	98
11	Quellenverzeichnis	99

1 Einleitung

1.1 Allgemeines

Gasisolierte Schaltanlagen (GIS) zeichnen sich unter anderem durch ihr gutes Isoliervermögen und durch ihre kompakte Bauweise aus. Das gute Isoliervermögen erreicht eine gasisolierte Schaltanlage durch die Verwendung von speziellen Gasen als Isoliermedium (z.B. SF₆), die eine viel höhere dielektrische Festigkeit als atmosphärische Luft haben. Diese Gase befinden sich in der Metallkapselung der Schaltanlage unter hohem Druck und dienen so als Isoliermedium. Dadurch sind, zum Vergleich zu einer Freiluftschaltanlage, viel kleinere Isolierabstände möglich. Durch die metallgekapselte Bauweise ist eine gasisolierte Schaltanlage resistenter gegenüber Umwelteinflüssen, wie etwa Verschmutzung und Feuchte [Vgl. Gremmel, Kopatsch 2006, S. 400].

Es kann jedoch vorkommen, dass das Gas, das als Isoliermedium in der gasisolierten Schaltanlage dient, Verunreinigungen enthält. Diese Verunreinigungen können bereits bei der Fertigung oder bei der Montage in die Metallkapselung gelangt sein. Auch durch Schalthandlungen können frei bewegliche Partikel in den gasgefüllten Raum einer gasisolierten Schaltanlage eindringen. Teilchen können sich von den Kontakten des Schalters bei Schalthandlungen lösen. In einer GIS können also vorwiegend Partikel entstehen, aus denen die Anlage selbst besteht [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 1]. Dies können Partikel sein, die aus metallischen oder nichtleitenden Materialien bestehen. Metallische Partikel stellen das Hauptproblem dar, wobei nichtleitende Partikel nur geringe Auswirkung haben [Vgl. Metwally, A-Rahim 2003, S. 1]. Die frei beweglichen metallischen Verunreinigungen bzw. Partikel stehen in starker Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld. Diese Wechselwirkung kann zu Bewegungen der metallischen Partikel führen. Durch diese Bewegungen der Partikel in der Isolationsstrecke können Teilentladungen auftreten und die Isolationsfestigkeit herabgesetzt werden [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 1 f].

1.2 Zielsetzung und Aufgabenstellung der Diplomarbeit

Diese Diplomarbeit ist Teil eines Projektes, das an der TU Graz im Auftrag der Firma Siemens bearbeitet wird.

Ziel dieses Projektes ist es, bewegliche Partikel zu untersuchen, die einer hohen Gleichspannungsbeanspruchung ausgesetzt sind. In diesem Zusammenhang soll dann eine Partikelfalle für eine gasisolierte Schaltanlage entwickelt werden, in der leitfähige Partikel neutralisiert werden.

In dieser Diplomarbeit sollen grundlegende Untersuchungen durchgeführt werden, wie sich metallische Partikel im Gleichspannungsfeld verhalten.

Konkrete Aufgabenstellung:

- Durchführen einer Literaturrecherche,
- Planung und Aufbau eines geeigneten Messaufbaus bei dem die Bewegungen der Partikel im Gleichspannungsfeld beobachtet werden können,
- und Durchführung einer Teilentladungsmessung,
- Erfassen der Partikelbewegung mittels Kameraaufzeichnung.

2 Grundlegende Bewegungen von metallischen Partikel im Gleichspannungsfeld

2.1 Allgemeines

Es wird angenommen, dass sich ein metallisches Partikel in einer gasisolierten Schaltanlage befindet. Diese gasisolierte Schaltanlage ist horizontal aufgebaut und das metallische Partikel befindet sich am Boden der Metallkapselung. Zwischen der metallischen Kapselung und dem inneren Leiter herrscht ein elektrisches Feld. Hat das leitfähige Partikel einen leitenden Kontakt zu der auf Erdpotential liegenden Metallkapselung, so wird das Partikel die Ladungen von der Kapselung aufnehmen. Auf das Partikel wirken zum einen die Schwerkraft sowie Reibungs- und Adhäsionskräfte und zum anderen elektrostatische Kräfte. Die elektrostatischen Kräfte versuchen das Partikel in Richtung der Gegenelektrode zu befördern. Sind diese groß genug, so beginnt das Partikel im gasgefüllten Raum zu schweben. Dringt das metallische Partikel in den gasgefüllten Raum ein, wird das Partikel das Gleichspannungsfeld beeinflussen. Es wird zu Feldstärkeüberhöhungen kommen. Diese Feldstärkeüberhöhungen begünstigen Teilentladungen bzw. es kann sogar zum vollständigen Durchschlag kommen [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 1f].

Das metallische Partikel wird aufgrund der elektrostatischen Kräfte in Richtung der Gegenelektrode (Innenleiter) beschleunigt. Befindet sich das Partikel in unmittelbarer Nähe zur Gegenelektrode bzw. kommt es zum Kontakt, so wird es zum Ladungsaustausch kommen. Das Partikel nimmt also Ladungen der Gegenelektrode auf. Dies bewirkt nun, dass die Kraftwirkung des elektrostatischen Feldes auf das Partikel genau gegensinnig wirkt. Infolge dessen wird sich das Partikel in Richtung der Metallkapselung bewegen. Erreicht das metallische Partikel die Kapselung, so wird es wieder zum Ladungsaustausch kommen und die Bewegungsrichtung des Partikels wird sich wieder umkehren. Dieser Vorgang wird sich kontinuierlich wiederholen [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 10].

2.2 Beschreibung der Lade- und Bewegungsvorgänge metallischer Partikel

2.2.1 Ladungsaufnahme eines Partikels im homogenen elektrischen Feld

Wie zuvor erwähnt, nimmt ein metallisches Partikel, das sich in einem elektrischen Feld befindet und in einem leitfähigen Kontakt zu einer Elektrode ist, gleichnamige Ladungen dieser Elektrode auf. Die aufgenommene Ladung ergibt sich demzufolge [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 6f]:

$$Q_P = \oint_A \vec{D} \cdot d\vec{A} = \varepsilon_0 \cdot \oint_A \vec{E} \cdot d\vec{A} \quad \text{Glg. 2.1}$$

Q_P ...aufgenommene Ladung des Partikels
 \vec{D} ...lokal auftretende elektrische Flussdichte

A, \vec{A}	...Oberfläche des Partikels
ϵ_0	...absolute Permittivität
\vec{E}	...lokal auftretendes elektrisches Feld

Durch die Aufnahme von Ladungen und wegen dem elektrischen Feld, wirkt auf das metallische Partikel eine elektrostatische Kraft. Diese Kraft versucht das Partikel in Richtung Gegenelektrode zu bewegen. Die elektrostatische Kraft auf das Partikel ergibt sich demzufolge [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 7]:

$$\vec{F}_P = \int_{Q_P} \vec{E} \cdot dQ_P \quad \text{Glg. 2.2}$$

\vec{F}_P	...Kraft auf ein geladenes Partikel
\vec{E}	...lokal auftretendes elektrisches Feld
Q_P	...aufgenommene Ladung des Partikels

Die Ladung die ein Partikel aufnimmt, hängt sehr stark von dessen Form ab. Für zylinderförmige Partikel ist auch die Ausrichtung entscheidend [Vgl. Wohlmuth 1996, S.7]. Für die genaue Berechnung der Ladung verschiedener Formen der Partikel müssen Näherungen getroffen werden. So wird angenommen, dass die Dichte des Partikels deutlich größer ist, als jenes des Gases. Weiters werden mögliche Koronaentladungen vernachlässigt [Vgl. Laghari, Qureshi 1981, S. 391].

2.2.1.1 Aufgenommene Ladung und benötigte Feldstärke damit ein kugelförmiges Partikel abhebt

Für ein **kugelförmiges Partikel** ergibt sich die aufgenommene Ladung [Vgl. Rizk et al. 1979, S. 825]:

$$Q_K = \frac{2\pi^3 \epsilon_0 r^2 E_0}{3} \quad \text{Glg. 2.3}$$

Q_K	...aufgenommene Ladung eines kugelförmigen Partikels
ϵ_0	...absolute Permittivität
r	...Radius des Partikels
E_0	...elektrische Grundfeldstärke

Benötigte Feldstärke damit ein kugelförmiges Partikel sich von der Elektrode löst und in den Feldraum schwebt, ergibt sich aus [Vgl. Laghari, Qureshi 1981, S. 391]:

$$E_{Kab} = 0.49 \cdot \sqrt{\frac{\rho \cdot g \cdot r}{\epsilon_0}} \quad \text{Glg. 2.4}$$

E_{Kab}	...Feldstärke die zum Abheben eines kugelförmigen Partikels benötigt wird
ρ	...Dichte des Partikels
g	...Erdbeschleunigung
r	...Radius des Partikels
ϵ_0	...absolute Permittivität

2.2.1.2 Aufgenommene Ladung und benötigte Feldstärke zum Abheben eines zylinderförmigen Partikels

Zylinderförmige Partikel entsprechen eher jenen Partikeln, die in der Praxis vorkommen. Für diese Form gibt es jedoch nur Näherungslösungen. Angenommen wird, dass das Längen-Durchmesser-Verhältnis größer gleich fünf ist. Weiters ist die Orientierung des zylinderförmigen Partikels entscheidend. In liegender Position wird angenommen, dass das zylinderförmige Partikel unendlich lang ist. Diese Annahme bewirkt, dass die Enden des Partikels nur wenig Einfluss auf das elektrische Feld haben. In stehender Position haben die Enden des Partikels sehr wohl Einfluss auf das elektrische Feld und müssen mit einbezogen werden [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 7]. Es stellt sich heraus, dass ein Partikel in aufrechter Position eine viel höhere Ladung aufnimmt, als wenn es liegt. Der Dipoleffekt ist dafür verantwortlich, dass sich ein zylinderförmiges Partikel den elektrischen Feldlinien entsprechend ausrichtet. Voraussetzung dafür ist jedoch, dass die aufgenommene Ladung und das elektrische Feld ausreichend groß sind [Vgl. Laghari, Qureshi 1981, S. 391].

Für ein *zylinderförmiges, flach liegendes Partikel* ergibt sich demzufolge für die aufgenommene Ladung [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 7]:

$$Q_{Zl} = \pi \cdot \epsilon_0 \cdot d \cdot l \cdot E_0 \quad \text{Glg. 2.5}$$

Q_{Zl}	...aufgenommene Ladung eines liegenden zylinderförmigen Partikels
ϵ_0	...absolute Permittivität
d	...Durchmesser des Partikels
l	...Länge des Partikels
E_0	...elektrische Grundfeldstärke

Die benötigte Feldstärke, damit sich ein zylinderförmiges, liegendes Partikel von der Elektrode löst und in den Feldraum schwebt, ergibt sich aus [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 7]:

$$E_{Zlab} = \sqrt{\frac{d \cdot \rho \cdot g}{2.86 \cdot \epsilon_0}} \quad \text{Glg. 2.6}$$

E_{Zlab}	...benötigte Feldstärke damit das Partikel, flach liegend in Richtung Gegenelektrode abhebt
d	...Durchmesser des Partikels
g	...Gravitationskonstante
ϵ_0	...absolute Permittivität
ρ	...Dichte des Partikels

Kraft auf ein zylinderförmiges Partikel in liegender Position [Asano et al. 1997, S. 684]:

$$f = 4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot E_0 \cdot r \cdot \left(\frac{1}{12} \cdot \left(\frac{\pi^2}{3} + 1 \right) \right) \quad \text{Glg. 2.7}$$

Für ein *zylinderförmiges, in aufrechter Position stehendes Partikel* ergibt sich die aufgenommene Ladung [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 7]:

$$Q_{Za} = \frac{\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot l^2 \cdot E_0}{\ln\left(\frac{4l}{d}\right) - 1} \quad \text{Glg. 2.8}$$

Q_{Za} ...aufgenommene Ladung eines zylinderförmigen Partikels in aufrechter Position
 ε_0 ...absolute Permittivität
 d ...Durchmesser des Partikels
 l ...Länge des Partikels
 E_0 ...elektrische Grundfeldstärke

Die benötigte Feldstärke, damit sich ein zylinderförmiges, in aufrechter Position stehendes Partikel von der Elektrode löst und in den Feldraum schwebt, ergibt sich aus [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 7]:

$$E_{Zaab} = \frac{\ln\left(\frac{4l}{d}\right) - 1}{2} \cdot \sqrt{\frac{d^2 \cdot \rho \cdot g}{\varepsilon_0 \cdot l \cdot \left(\ln\left(\frac{2l}{d}\right) - \frac{1}{2}\right)}} \quad \text{Glg. 2.9}$$

E_{Zaab} ...benötigte Feldstärke damit das Partikel, in aufrechter Position in Richtung Gegenelektrode abhebt
 d ...Durchmesser des Partikels
 l ...Länge des Partikels
 ε_0 ...absolute Permittivität
 ρ ...Dichte des Partikels
 g ...Gravitationskonstante

2.2.1.3 Vergleich der Partikelladung und Abhebefeldstärke von unterschiedlichen Partikelformen

In Abbildung 2.1 kann man erkennen, wie sich die maximal aufgenommene Ladung eines Partikels in Kontakt mit einer Elektrode im Verhältnis zur Partikeloberfläche auswirkt:

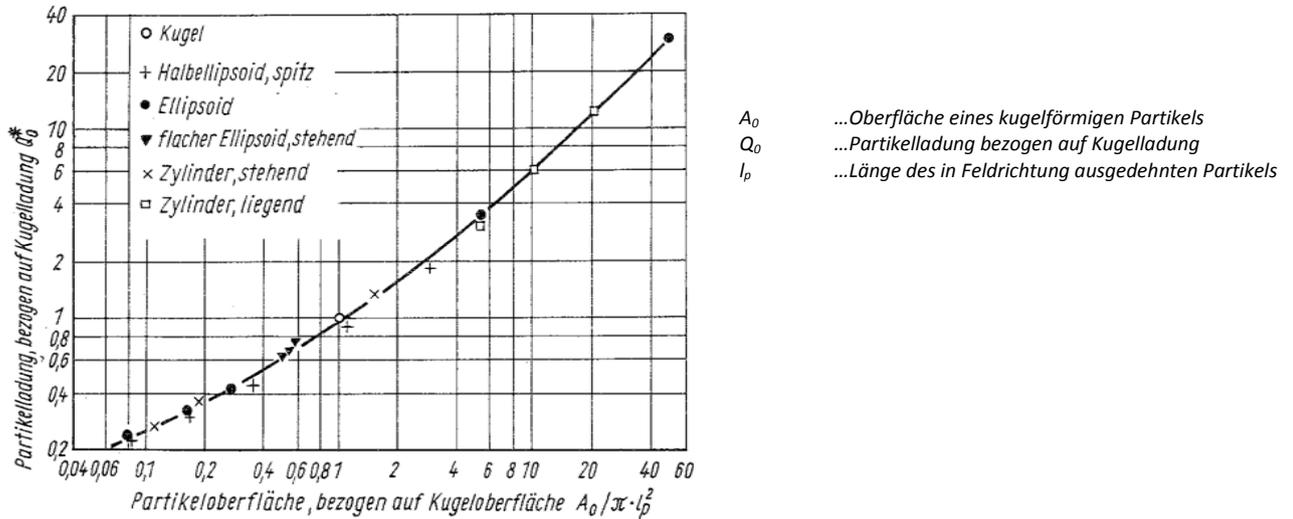


Abb. 2.1 Aufgenommene Ladung eines Partikels in Kontakt mit einer Elektrode im homogenen Feld [Mosch, Hauschild 1979, S. 152]

Abbildung 2.2 stellt für unterschiedliche Partikelformen die benötigte Abhebefeldstärke dar:

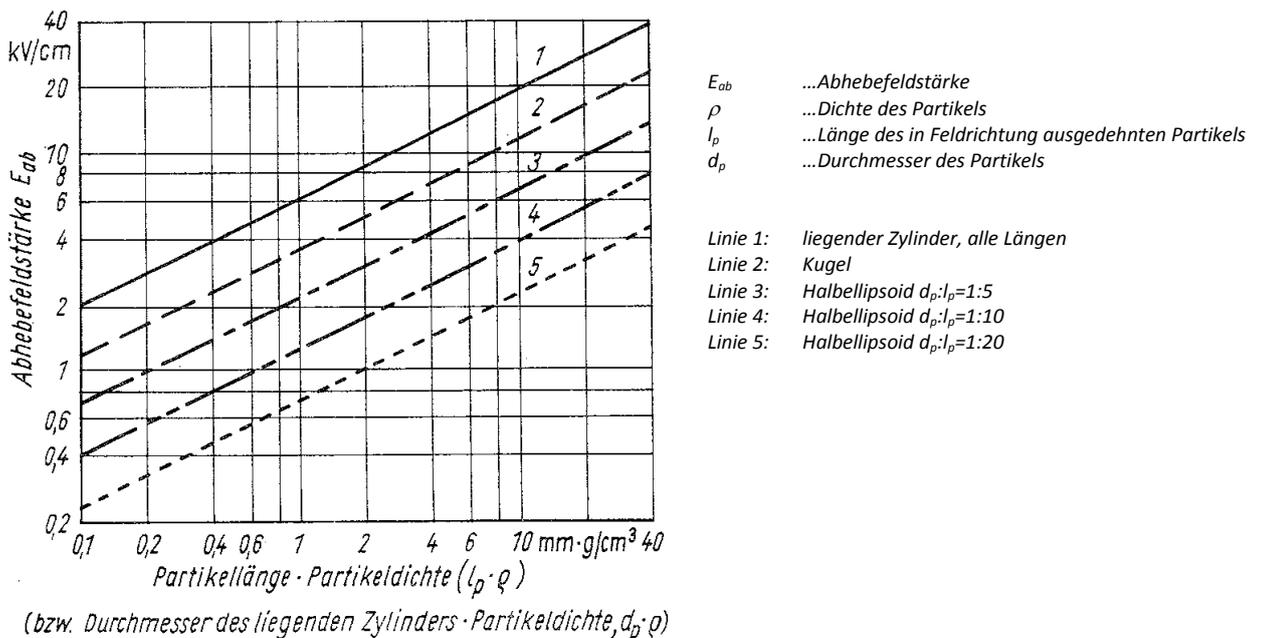


Abb. 2.2 Benötigte Feldstärke damit ein Partikel im homogenen elektrischen Feld abhebt [Mosch, Hauschild 1979, S. 152]

Ist das Längen-Durchmesser-Verhältnis größer gleich fünf, so kann ein stehendes, zylinderförmiges Partikel näherungsweise als langgestreckter Halbellipsoid nachgebildet werden [Vgl. Wohlmuth, 1996, S. 7]. In der Abbildung 2.2 kann man gut erkennen, dass für einen stehenden Halbellipsoid bzw. Zylinder die benötigte Abhebefeldstärke geringer ist, als wie für einen liegenden Zylinder. Weiters nimmt die Abhebefeldstärke mit zunehmendem Längen-Durchmesser-Verhältnis für einen stehenden Halbellipsoid ab.

2.2.2 Ladungsaufnahme eines Partikels in einem leitfähigen Kontakt mit einer Elektrode im elektrischen Feld mit koaxialen Feldverlauf

In einer einphasigen gasisolierten Schaltanlage ist der Feldverlauf nicht mehr homogen. Um diesen Feldverlauf zu berücksichtigen, wird ein Korrekturfaktor eingeführt [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 8].

Angenommen wird, dass sich ein kugelförmiges Partikel in einer koaxialen Zylinderanordnung (wie in einer GIS) befindet. In Abbildung 2.3 ist die Anordnung dargestellt [Vgl. Rizk et al. 1979, S. 826]:

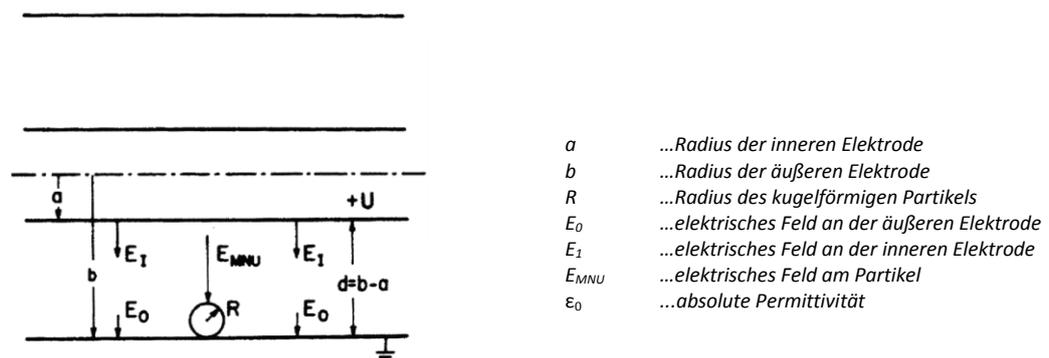


Abb. 2.3 koaxiale Zylinderanordnung mit kugelförmigem Partikel [Rizk et.al. 1979, S. 826]

Ausgegangen wird von Gleichung 2.3: Der Ausdruck $\epsilon_0 \cdot R^2 \cdot E_0$ bleibt erhalten, der Faktor $\frac{2\pi^3}{3}$ verändert sich. Dieser Faktor entspricht dem homogenen Feld. In einer koaxialen Zylinderanordnung ist die aufgenommene Ladung des Partikels eine Funktion vom inneren und äußeren Radius der koaxialen Zylinderanordnung und vom Radius des kugelförmigen Partikels ($f\left(\frac{R}{a}, \frac{b}{a}\right)$). Diese unbekannte Funktion lässt sich vereinfachen, indem man annimmt, dass das Verhältnis vom inneren zum äußeren Radius der koaxialen Zylinder in einem fixen Verhältnis steht, nämlich: $b/a = e$ ($e=2,71$) [Vgl. Rizk et al. 1979, S. 826]. Dieses Verhältnis ist optimal, denn bei diesem Verhältnis wird die maximal auftretende Feldstärke minimiert [Vgl. Crastan 2007, S. 76]. Dieses Verhältnis wird somit zu einer Konstante. Die

unbekannte Funktion hängt jetzt nur noch vom Verhältnis des Radius des Partikels und dem Radius des inneren Zylinders ab [Vgl. Rizk et al. 1979, S. 826]:

$$Q = \epsilon_0 \cdot R^2 \cdot E_0 \cdot f\left(\frac{R}{a}\right) \tag{Glg. 2.10}$$

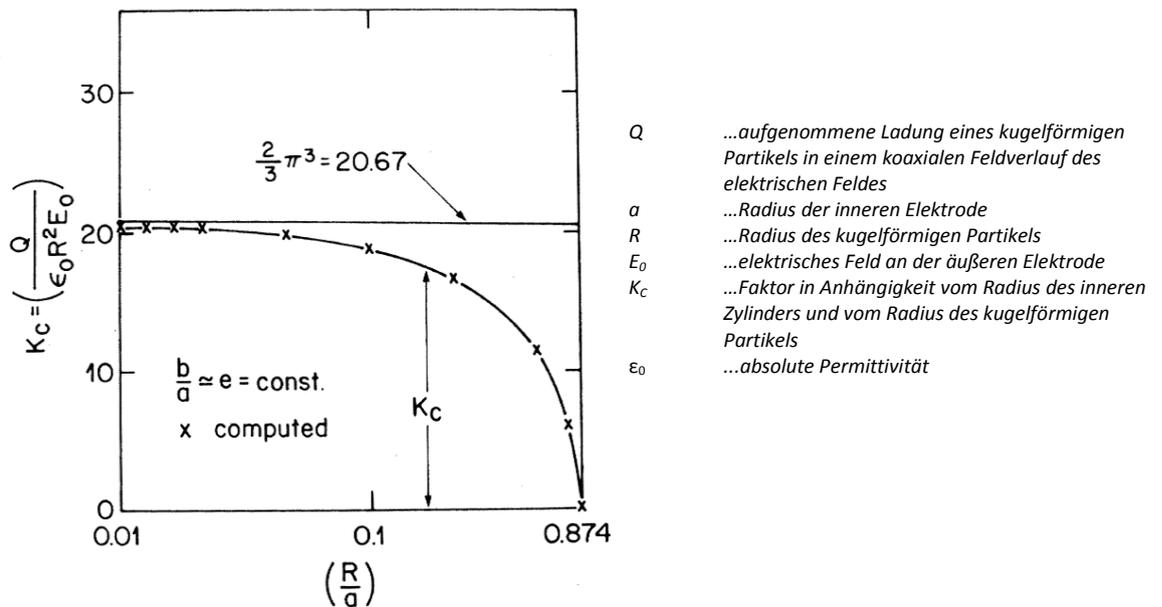
- Q ...aufgenommene Ladung eines kugelförmigen Partikels in einem coaxialen Feldverlauf des elektrischen Feldes
- a ...Radius der inneren Elektrode
- R ...Radius des kugelförmigen Partikels
- E_0 ...elektrisches Feld an der äußeren Elektrode
- ϵ_0 ...absolute Permittivität

Durch umformen ergibt sich:

$$\frac{Q}{\epsilon_0 \cdot R^2 \cdot E_0} = f\left(\frac{R}{a}\right) = K_C \tag{Glg. 2.11}$$

- Q ...aufgenommene Ladung eines kugelförmigen Partikels in einem coaxialen Feldverlauf des elektrischen Feldes
- a ...Radius der inneren Elektrode
- R ...Radius des kugelförmigen Partikels
- E_0 ...elektrisches Feld an der äußeren Elektrode
- K_C ...Faktor in Abhängigkeit vom Radius des inneren Zylinders und vom Radius des kugelförmigen Partikels
- ϵ_0 ...absolute Permittivität

Rizk et al. stellten in einer Simulation mit unterschiedlichen Werten für den Radius des Partikels und dem Radius des inneren Zylinders folgende Abhängigkeit für den Faktor K_C fest (Abb. 2.4):



- Q ...aufgenommene Ladung eines kugelförmigen Partikels in einem coaxialen Feldverlauf des elektrischen Feldes
- a ...Radius der inneren Elektrode
- R ...Radius des kugelförmigen Partikels
- E_0 ...elektrisches Feld an der äußeren Elektrode
- K_C ...Faktor in Abhängigkeit vom Radius des inneren Zylinders und vom Radius des kugelförmigen Partikels
- ϵ_0 ...absolute Permittivität

Abb. 2.4 Faktor K_C in Abhängigkeit vom Radius des inneren Zylinders und vom Radius des kugelförmigen Partikels [Rizk et.al. 1979, S. 826]

In Abbildung 2.4 ist ersichtlich, dass der Faktor K_C bei sehr kleinen Verhältnissen von R/a gegen $\frac{2\pi^3}{3}$ geht, also jenem Wert wie bei einem homogenen Feld. Umgekehrt geht der Faktor gegen null. Rizk et al. führen einen Ungleichförmigkeitsfaktor ein [Vgl. Rizk et al. 1979, S. 826]:

$$K_{ug} = \frac{K_C}{\frac{2\pi^3}{3}} \quad \text{Glg. 2.12}$$

K_{ug} ...Ungleichförmigkeitsfaktor
 K_C ...Faktor in Abhängigkeit vom Radius des inneren Zylinders und vom Radius des kugelförmigen Partikels

Demzufolge ergibt sich:

$$Q = K_C \cdot \varepsilon_0 \cdot R^2 \cdot E_0 = K_{ug} \cdot Q_K \quad \text{Glg. 2.13}$$

K_{ug} ...Ungleichförmigkeitsfaktor
 K_C ...Faktor in Abhängigkeit vom Radius des inneren Zylinders und vom Radius des kugelförmigen Partikels
 Q ...aufgenommene Ladung eines kugelförmigen Partikels in einem coaxialen Feldverlauf des elektrischen Feldes
 Q_K ...aufgenommene Ladung eines kugelförmigen Partikels im homogenen elektrischen Feld
 ε_0 ...absolute Permittivität
 R ...Radius des kugelförmigen Partikels
 E_0 ...elektrisches Feld an der äußeren Elektrode

Bei gasisolierten Schaltanlagen hat der Ungleichförmigkeitsfaktor nur sehr geringen Einfluss [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 8], da das Verhältnis R/a sehr klein ist und man aus der Abbildung 2.4 erkennen kann, dass der Faktor K_C annähernd $\frac{2\pi^3}{3}$ bleibt. Er bleibt also fast gleich wie beim homogenen Feld. Für größere Verhältnisse, siehe Abbildung 2.4, spielt der Ungleichförmigkeitsfaktor sehr wohl eine Rolle, da die aufgenommene Ladung des Partikels, bei gleichbleibendem elektrischen Feld, abnimmt [Vgl. Rizk et al. 1979, S. 826]. Auch für andere Partikelformen, wie etwa spiralförmige, hohle oder flache Partikel, können die obigen Beziehungen verwendet werden, da sich die Ergebnisse nur gering unterscheiden [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 8].

2.2.3 Bewegungen des Partikels im homogenen elektrischen Feld

Damit ein geladenes Partikel von der Elektrode abhebt und Richtung Gegenelektrode fliegt, ist eine gewisse elektrostatische Kraft notwendig [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 6f]. Das elektrische Feld baut sich zwischen zwei Elektroden, zwischen denen Spannungsdifferenz besteht, auf (siehe Abbildung 2.5).

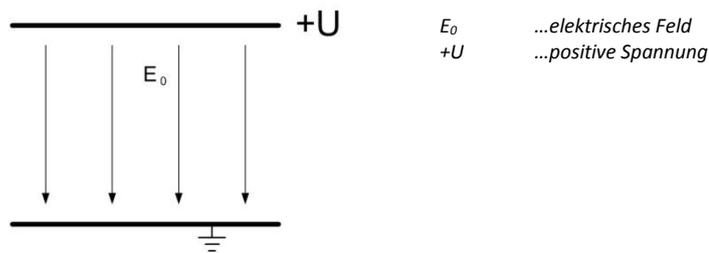


Abb. 2.5 homogenes elektrisches Feld
zwischen zwei Platten Elektroden

Die elektrostatische Kraft besteht aus mehreren Komponenten: Die Ladung des Partikels ist genau gegensinnig als jene der Gegenelektrode. Das Partikel wird also von der Gegenelektrode angezogen. Die Ladung des Partikels ist aber gleichnamig wie die Ladungen der Elektrode bei der die Ladungsaufnahme stattgefunden hat. Es erfolgt also eine abstoßende Kraftwirkung, die die Anziehungskraft der Gegenelektrode unterstützt. Je weiter sich das Partikel von der gleichgeladenen Elektrode entfernt, desto geringer wird die abstoßende Kraft. Je näher es der Gegenelektrode kommt, umso mehr nimmt die Anziehungskraft zu. Trennt sich das Partikel von der Elektrode und bewegt es sich in den homogenen Feldraum in Richtung Gegenelektrode, so kommt es beim Partikel zu einer Influenzwirkung. Das heißt, es kommt aufgrund des elektrischen Feldes zu einer Ladungstrennung beim Partikel. Auf das geladene Partikel wirkt zum einen eine elektrostatische Kraft aufgrund des unipolaren Anteils der aufgenommenen Ladung und zum anderen eine elektrostatische Kraft aufgrund des dipolaren Anteils der Influenzwirkung. Hat das Partikel zuvor keine Ladung aufgenommen, so kommt es nur zur Influenzwirkung. Bei einem zylinderförmigen Partikel kommt es aufgrund der Influenzwirkung dazu, dass sich das Partikel aufrichtet. Es richtet sich mit seiner Längsachse genau in die Richtung der elektrostatischen Feldlinien aus (siehe Abbildung 2.6). Der Einfluss des magnetischen Feldes auf das Partikel ist vernachlässigbar gering [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 8f].

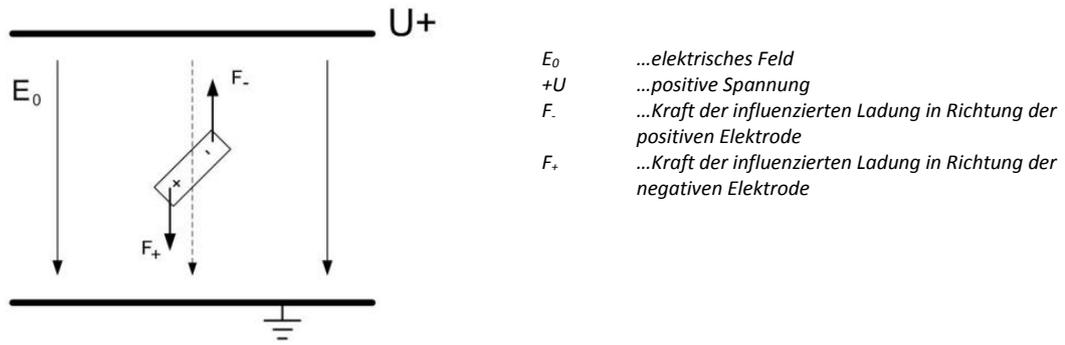


Abb. 2.6 Zylinderförmiges Partikel, das sich aufgrund der Influenzwirkung des elektrischen Feldes entlang der Feldlinien auszurichten versucht

- E_0 ...elektrisches Feld
- $+U$...positive Spannung
- F_- ...Kraft der influenzierten Ladung in Richtung der positiven Elektrode
- F_+ ...Kraft der influenzierten Ladung in Richtung der negativen Elektrode

Unter Vernachlässigung des dipolaren Anteils und unter der Annahme, dass die Ladung des Partikels als Punktladung betrachtet wird, ergibt sich für die Kraft auf das Partikel [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 9]:

$$\vec{F}_p = Q_p \cdot \vec{E}_0 \quad \text{Glg. 2.14}$$

- \vec{F}_p ...Kraft auf ein geladenes Partikel
- \vec{E}_0 ... elektrisches Feld
- Q_p ...aufgenommene Ladung des Partikels

Eine genaue Berechnung der Kraftwirkung durch das elektrostatische Feld auf ein metallisches Partikel ist nur mit der numerischen Feldberechnung möglich [Vgl. Wohlmuth, 1996, S. 9]. Genauere Werte der wirkenden elektrostatischen Kräfte, auf geladene Partikel unterschiedlichster Formen, sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Das Partikel bewegt sich, abgesehen von elastischen Stößen, an der Oberfläche der Elektroden, vorwiegend in Feldrichtung. Sind die beiden Elektroden zusätzlich durch ein Isoliergas isoliert und bewegt sich das Partikel in Richtung der Gegenelektrode, so wirkt das Isoliergas bremsend auf die Fortbewegung des Partikels. Der Grund für die bremsende Wirkung ist die dynamische Viskosität des Gases. Wie stark das Gas der Bewegung entgegenwirkt, hängt von der Geschwindigkeit des Partikels, von dessen Querschnittsfläche und Widerstandsbeiwert ab. Weiters ist noch die Dichte des Gases entscheidend. Demzufolge ergibt sich für die dynamische Viskosität [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 9]:

$$\vec{F}_V = -\frac{1}{2} \cdot c_w \cdot A_q \cdot \rho_g \cdot \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 \cdot \vec{e}_y \quad \text{Glg. 2.15}$$

- \vec{F}_V ...dynamische Viskosität
- c_w ...Widerstandsbeiwert (für zylinderförmige zw. 0.6 u. 1)
- A_q ...Querschnittsfläche des Partikels
- ρ_g ...Dichte des Isoliergases
- \vec{e}_y ...Einheitsvektor in y-Richtung

Fasst man nun alle Kräfte, die auf das Partikel wirken, zusammen, so ergibt sich folgende Bewegungsgleichung [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 9]:

$$m_p \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} = \vec{F}_P + \vec{F}_V \mp m_p \cdot g \quad \text{Glg. 2.16}$$

m_p ...Masse des Partikels
 \vec{F}_P ...Kraft auf ein geladenes Partikel
 \vec{F}_V ...dynamische Viskosität
 g ...Gravitationskonstante, Erdbeschleunigung

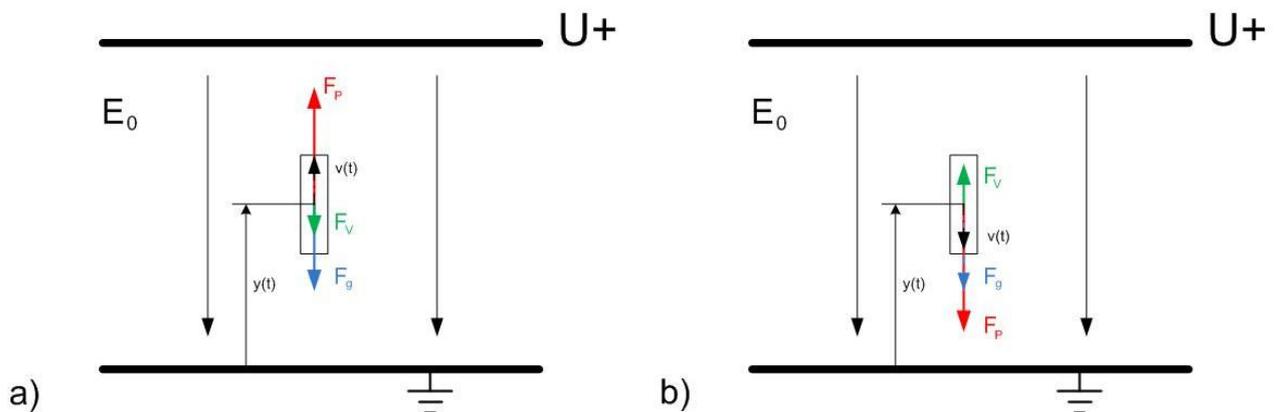


Abb. 2.7 Kräfte auf ein metallisches, zylinderförmiges, geladenes Partikel im homogenen elektrischen Feld: a) Partikel negativ geladen, b) Partikel positiv geladen

F_P ...Kraft auf ein geladenes Partikel durch das elektrische Feld
 F_V ...Kraft auf das Partikel durch die dynamische Viskosität
 F_g ...Gewichtskraft des Partikels
 $v(t)$...Geschwindigkeit des Partikels

Aus der Abbildung 2.7 ist ersichtlich, dass die Bewegung des negativ geladenen Partikels von der unteren Elektrode zur oberen Elektrode langsamer ablaufen wird, als umgekehrt. Der Grund dafür ist, dass bei der Aufwärtsbewegung die Gewichtskraft der elektrostatischen Kraft entgegenwirkt. Umgekehrt, wenn also das Partikel mit der positiv geladenen Elektrode den Ladungsaustausch vollzogen hat und sich nun zu der auf Masse liegenden Elektrode bewegt, so unterstützt die Gewichtskraft die elektrostatische Anziehungskraft. Die Abwärtsbewegung wird also schneller sein, als die Aufwärtsbewegung [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 10].

2.2.4 Bewegungen des Partikels im elektrischen Feld mit koaxialem Feldverlauf

In einem koaxialen Feldverlauf muss berücksichtigt werden, dass die elektrische Feldstärke in Richtung der Innenelektrode zunimmt [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 10]. Folglich ist auch die aufgenommene Ladung des Partikels am Innenleiter größer als beim äußeren Leiter [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 154]. Daraus folgt auch, dass die elektrostatische Kraftwirkung auf das Partikel in der Nähe des Innenleiters stärker ist. So wird ein Partikel, das von der Außenelektrode Ladungen aufgenommen hat und nun von der Innenelektrode angezogen wird, wegen dem zunehmenden elektrischen Feld immer weiter beschleunigt. Die Bewegung des Partikels in einer horizontal aufgebauten gasisolierten Schaltanlage, wird von der Metallkapselung zum Innenleiter langsamer sein als umgekehrt. Der Grund dafür ist, dass das Partikel an der Metallkapselung aufgrund des geringeren Feldes als am Innenleiter, eine geringere Ladung aufnimmt. Nimmt das Partikel weniger Ladung auf, so ist auch die Kraftwirkung geringer. Zusätzlich wirkt die Gewichtskraft der Bewegung des Partikels zum Innenleiter entgegen (falls es zu Beginn unten auf der Metallkapselung liegt) [Vgl. Wohlmuth 1996, S 8ff].

2.2.5 Mechanische Reflexion eines Partikels an einer Elektrode

Wird nun ein Partikel aufgrund aufgenommener Ladungen in Richtung einer Elektrode beschleunigt, so kommt es beim Aufschlag auf die Elektrode zu einer mechanischen Reflexion [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 157, S.159f]. Es kommt zu einem teilelastischen Stoß. Mit einem Teil der Bewegungsenergie des Partikels wird das Partikel eventuell verformt bzw. es entsteht Wärme und zum anderen hat es nach der Reflexion eine Geschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung, die aber kleiner ist als die Geschwindigkeit vor dem Aufprall. Wie groß die Geschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung nach der mechanischen Reflexion ist, hängt vom Stoßfaktor ab. Der Stoßfaktor hängt von den Materialien, Massen, Formen und Geschwindigkeiten der am Stoß beteiligten Körper (Partikel, Elektrode) ab [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 10].

$$v_1 = -k \cdot v_2 \quad \text{Glg. 2.17}$$

v_1 ...Geschwindigkeit vor dem Stoß
 v_2 ...Geschwindigkeit nach dem Stoß
 k ...Stoßfaktor, kann Werte zwischen null und eins annehmen

Hat nun ein Partikel in einem koaxialen Feldverlauf an der Außenelektrode eine Ladung aufgenommen, so wird es von der inneren Elektrode angezogen. Ist die Feldstärke groß genug, so wird das Partikel Richtung innere Elektrode beschleunigt. Beim Aufprall auf der Innenelektrode kommt es nicht nur zum Ladungsaustausch, sondern auch zu einer mechanischen Reflexion. Diese mechanische Reflexion bewirkt, dass das Partikel nicht mit einer Anfangsgeschwindigkeit von null startet, sondern gleich eine Anfangsgeschwindigkeit

besitzt. Die folgenden Bewegungsgeschwindigkeiten des Partikels sind deswegen schneller, als wie beim ersten Abhebevorgang, weil die Anfangsgeschwindigkeit ungleich null ist. Es wird ein eingeschwungener Zustand erreicht, das Partikel bewegt sich mit relativ konstanter Geschwindigkeit zwischen den Elektroden [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 10], [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 157, S. 159f].

Eine solche Bewegung ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Man kann erkennen, dass die Zyklen in denen sich das Partikel zwischen den Elektroden hin und her bewegt immer kleiner werden, bis ein eingeschwungener Zustand erreicht wird (Abb. 2.8, 1). Bei Erhöhung der Feldstärke werden die Zyklen noch kleiner (Abb. 2.8, 2).

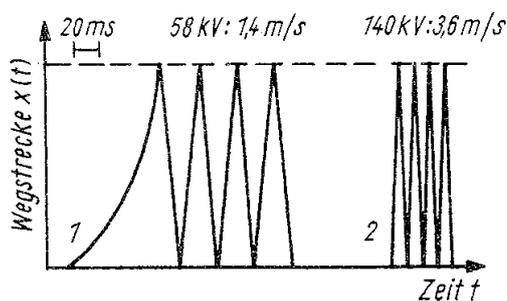


Abb. 2.8 Partikelbewegung (Stahlkugel $d=1,5$ mm) im koaxialen Feld ($r_i=1$ cm, $r_a=3,5$ cm) [Mosch, Hauschild 1979, S. 160]

3 Beeinflussung des homogenen elektrischen Feldes aufgrund frei beweglicher metallischer Partikel

3.1 Allgemeines

Befindet sich ein leitfähiges Partikel in einem elektrischen Feld, so wird der Feldlinienverlauf des elektrischen Feldes durch das Partikel verändert (siehe Abb 3.1) [Vgl. Küchler 2005, S. 51], [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 151f].

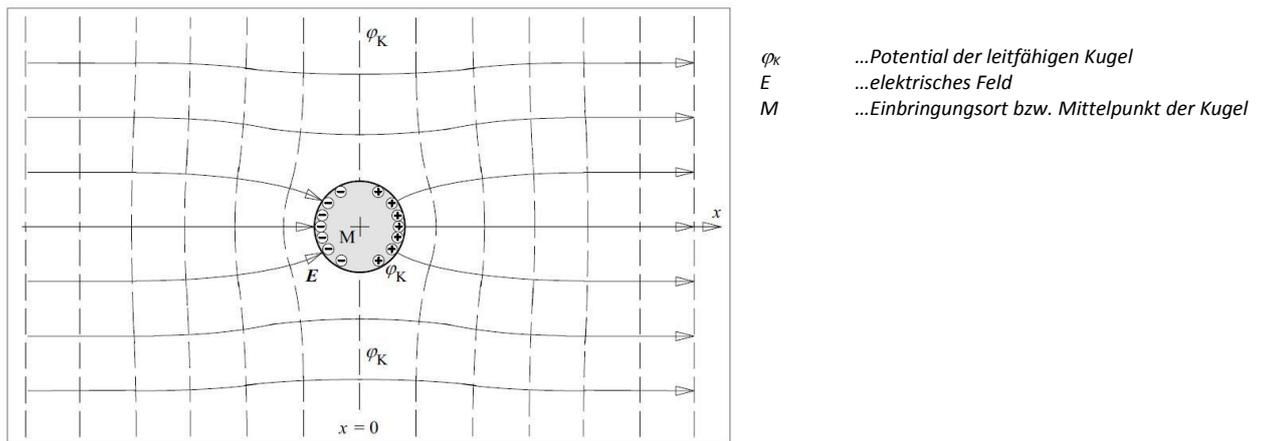


Abb. 3.1 Feldlinienverlauf eines zuvor homogenen elektrischen Feldes in Gegenwart einer ungeladenen metallischen Kugel [Küchler 2005, S. 51]

In Abbildung 3.1 ist der Feldlinienverlauf eines zuvor homogenen elektrischen Feldes in Gegenwart einer ungeladenen metallischen Kugel zu sehen. Auch die Ladungstrennung (Influenzwirkung) im metallischen Partikel aufgrund des elektrischen Feldes ist zu erkennen. Aufgrund der Ladungstrennung durch Wirkung des elektrischen Feldes besitzt nun das kugelförmige Partikel ein elektrisches Potential. Dies entspricht jenem Potential des zuvor homogenen Feldes am Einbringungsort M [Vgl. Küchler 2005, S. 51].

Das Partikel erhöht in seiner Umgebung die elektrische Feldstärke. Dabei ist die Feldstärkeerhöhung bei Partikeln, die zuvor eine Ladung an einer Elektrode aufgenommen haben größer, als bei jenen, mit derselben Größe und Form, die nur aufgrund der Influenzwirkung auf das elektrische Feld wirken. Abbildung 3.2 zeigt den Feldlinien-, Äquipotentiallinien-, Äquifeldstärkelinienverlauf sowie die Feldlinienverteilung eines kugelförmigen Partikels in der Nähe der Gegenelektrode im homogenen Grundfeld. Das Partikel hat zuvor eine Ladung von einer Elektrode aufgenommen. Dabei ist zu sehen, dass die Feldstärkeerhöhung das Siebenfache des Grundfeldes beträgt. Diese enorme Feldstärkeerhöhung tritt bei der Elektroden zugewandten Seite der Kugel auf. Es ist zu erkennen, dass diese Erhöhung aber nur sehr nahe der Kugeloberfläche auftritt. Grund für die starke Erhöhung der Feldstärke sind sowohl Influenzladungen, als auch Überschussladungen [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 151ff].

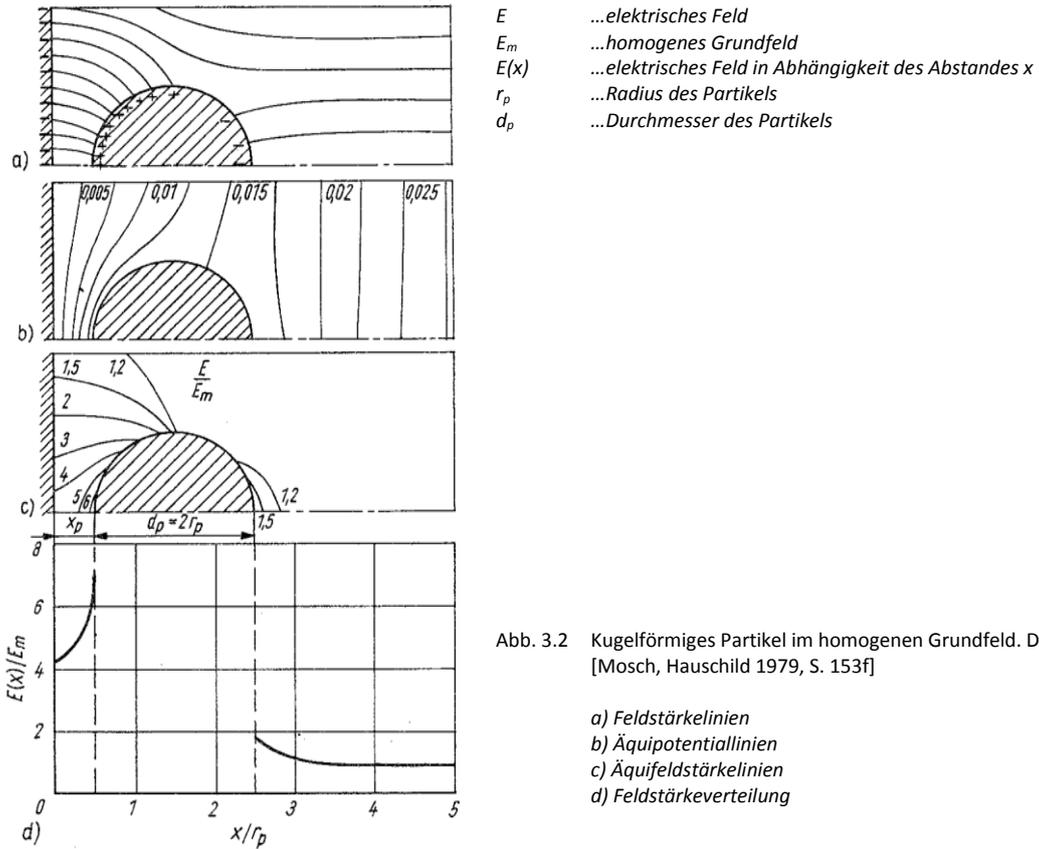


Abb. 3.2 Kugelförmiges Partikel im homogenen Grundfeld. Das Partikel ist geladen [Mosch, Hauschild 1979, S. 153f]

Abbildung 3.3 stellt die Höchsfeldstärke und den Homogenitätsgrad eines geladenen und ungeladenen, kugelförmigen Partikels dar, die sich in einem homogenen Grundfeld befinden. Zu erkennen ist, dass geladene Partikel die Feldstärke stärker erhöhen, als ungeladene gleicher Größe und Form [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 152, S. 153f].

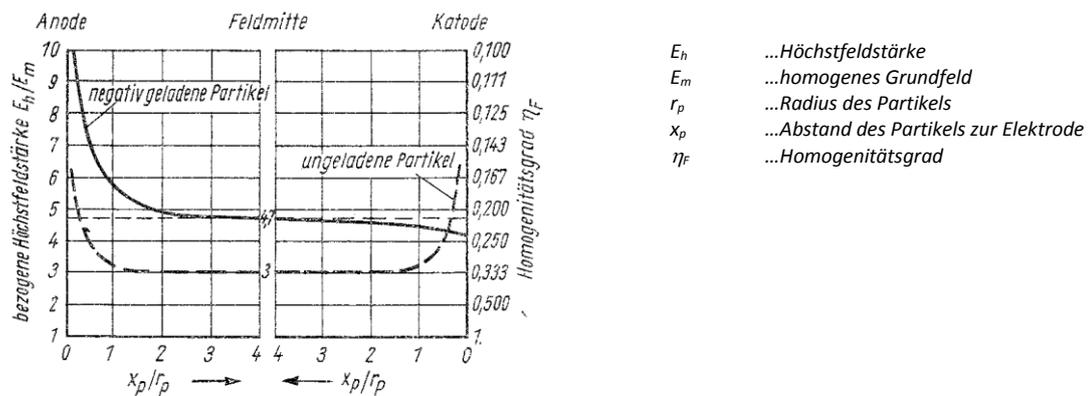
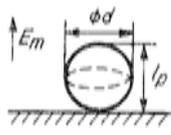
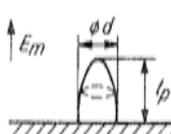
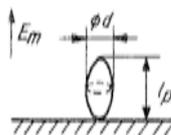
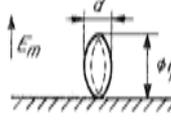
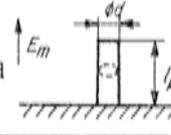
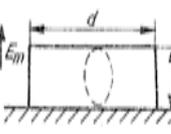


Abb. 3.3 Höchsfeldstärke und Homogenitätsgrad eines geladenen und ungeladenen kugelförmigen Partikels im homogenen Grundfeld in Abhängigkeit zum Elektrodenabstand [Mosch, Hauschild 1979, S. 154].

3.2 Tabelle für Höchstfeldstärke, aufgenommene Ladung und wirkende Kraft aufgrund des elektrischen Feldes für unterschiedliche Partikelformen

In Tabelle 3.1 sind für unterschiedlichste Partikelformen die Höchstfeldstärke, aufgenommene Ladung und wirkende elektrostatische Kraft aufgelistet [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S.158].

Bezeichnung	Partikelform	Achsenverhältnis $l:p$	Höchstfeldstärke, bezogen auf E_m	Oberfläche, bezogen auf Kugeloberfläche $(\pi \cdot l^2/p)$	Volumen, bezogen auf Kugelvolumen $(\frac{\pi}{6} \cdot l^3/p)$	Ladung, bezogen auf Kugelladung $(1,645 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot E_m^2 \cdot l^2/p)$	Kraft an der Elektrode, bezogen auf Kugel $(1,369 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot E_m^2 \cdot l^2/p)$	Kraft an der Elektrode, bezogen auf Kraft fern der Elektrode
Kugel		1	4,208	1	1	1	1	0,832
Halbellipsoid spitz		1/2	3	3	4	1,8237	1,6435	0,75
		1	5,76	1,1046	1	0,8757	0,8572	0,815
		5/2	17,92	0,3595	0,16	0,4356	0,4596	0,878
		5	49,3	0,1678	0,04	0,2997	0,3275	0,909
		10	148,18	0,0811	0,01	0,2252	0,25	0,924
Ellipsoid flach (Blättchen)		-0	1	$\sim 0,5 \cdot (\frac{d}{l})^2$	$(\frac{d}{l})^2$	$\sim 0,152 \cdot (\frac{d}{l})^2$	$\sim 0,0913 \cdot (\frac{d}{l})^2$	0,5
		1/10	1,38	51,5042	100	29,66		
		1/3	2,03	5,4348	9	3,5667		
		3	14,7	0,2732	0,1111	0,4288		
		5	28,06	0,1598	0,04	0,3233		
Ellipsoid flachstehend		3	7,6	0,6039	0,3333	$\approx 0,73$		
		5	11,2	0,5468	0,2	$\approx 0,67$		
		10	20,85	0,515	0,1	$\approx 0,61$		
Zylinder stehend		1	4,696	1,5	1,5	1,32		
		6	18,6	0,1806	0,0417	0,366		
		10	26,94	0,105	0,015	0,268		
Zylinder liegend		1/5	2,47	5,5	7,5	3,0395	2,6114	0,715
		1/10	2,47	10,5	15	6,0790	5,2228	0,715
		1/20	2,47	20,5	30	12,158	10,4456	0,715

Tab. 3.1 Tabelle für Höchstfeldstärke, aufgenommene Ladung und elektrostatische Kraftwirkung für unterschiedlichste Partikelformen [Mosch, Hauschild 1979, S. 158]

4 Teilentladungsmechanismen

4.1 Allgemeines

Wie bereits in den vorigen Kapiteln behandelt wurde und in der Tabelle 3.1 ersichtlich dargestellt, ist die Partikelgeometrie entscheidend für das Verhalten des Partikels im elektrischen Feld. Die Partikelgeometrie beeinflusst nicht nur die aufgenommene Ladung, sondern auch die auftretenden elektrischen Kräfte im Verhältnis zur Partikelmasse. Dies beeinflusst die Bewegung des Partikels. Weiters ist die Partikelgeometrie sehr entscheidend für die auftretenden elektrischen Höchstfeldstärken am Partikel. Durch diese erhöhten Feldstärken am Partikel kann es zur Bildung von Teilentladungen und folglich mit der Bewegung des Partikels zum Durchschlag im Isolationsgas kommen. Bei kugelförmigen Partikeln zeigt sich, dass mit kleiner werdendem Durchmesser die Durchschlagspannung steigt. Der Grund dafür ist, dass das kugelförmige Partikel mit kleiner werdendem Durchmesser das elektrische Grundfeld weniger beeinflusst. Weiters sinkt auch die aufgenommene Ladung mit kleiner werdendem Durchmesser, die wiederum leichter durch Teilentladungen abgegeben wird [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 158, S. 162]. Wie in Tabelle 3.1 ersichtlich, kommt es bei zylinderförmigen Partikeln zu weit höheren Feldstärkeüberhöhungen.

Dies führt dazu, dass zylinderförmige Partikel, im Vergleich zu kugelförmigen Partikeln die Durchschlagspannung viel deutlicher herab setzen. An den Enden können starke stabile Teilentladungen auftreten, besonders an jenem Ende, das der Elektrode zugewandt ist. Diese Teilentladungen können dazu führen, dass bei wenig Abstand zur Elektrode ein Durchschlag erfolgt [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 163f].

Weiters zeigten Diessner, Trump und Asano et al., dass die auftretenden Teilentladungen, verursacht durch ein Partikel, die Bewegung des Partikels beeinflussen können (siehe dazu: [Diessner, Trump 1970, S. 1970-1978] und [Asano et al. 1997, S. 679-686]).

4.2 Teilentladungsmechanismen

Wie bereits bekannt, beeinflussen geladene metallische Partikel das elektrische Feld. Es kommt in der Nähe des Partikels zu Feldstärkeerhöhungen. Diese Feldstärkeerhöhungen sind umso größer, je näher sich das Partikel bei der Gegenelektrode befindet (siehe Abb. 3.3) [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 152ff]. Um Entladungen im Isoliergas SF₆ hervor zu rufen, muss eine kritische Feldstärke überschritten werden. Diese kritische Feldstärke ist druckabhängig und beträgt beim Isolationsgas SF₆ 89 kV/(mm·MPa). Weiters muss an dem Ort der Feldstärkeerhöhung ein freies Startelektron bereit stehen. Eine Elektronenlawine wird demzufolge gestartet, wenn ein Anfangselektron durch das elektrische Feld beschleunigt wird und neue Elektronen aus den Ionen des Gases frei schlägt (Stoßionisation). Im Isolationsgas SF₆ gestaltet sich eine solche Bereitstellung eines freien Anfangselektrons als schwierig. Nur durch Ionisationsvorgänge werden Elektronen frei, da ansonsten die

starke Elektronegativität des Gases dafür sorgt, dass freie Elektronen sofort wieder angelagert werden. Durch Erd- und Höhenstrahlen werden zwar Elektron-Ion-Paare generiert, jedoch werden diese rasch wieder rekombiniert. Nur durch Zuführung von Energie in Form eines elektrischen Feldes werden lawinenfähige Startelektronen erzeugt [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 12]. Von der Kathode kann ein Startelektron durch Oberflächenemission bereitgestellt werden. Bei positiver Spitzenanordnung kann ein Elektron von einem SF₆-Molekül oder einem negativen SF₆-Ion abgelöst werden [Vgl. Wanninger 1998, S. 6f]. Dabei spielen der Ionisationskoeffizient und der Anlagerungskoeffizient eine entscheidende Rolle [Vgl. Wohlmuth 1996, S. 12].

Der Ionisationskoeffizient (Townsend'scher Ionisationskoeffizient) gibt an, wie viele neue Elektronen ein freies Elektron pro Längeneinheit erzeugt. Der Ionisationskoeffizient ist vom elektrischen Feld, dem Gasdruck und im inhomogenen Feld vom Ort abhängig [Vgl. Küchler 2005, S. 158, S. 160, S. 162]. Der Anlagerungskoeffizient gibt an, wie wahrscheinlich es ist, dass sich ein Elektron pro Längeneinheit anlagert. Der Anlagerungskoeffizient ist abhängig vom elektrischen Feld und vom Gasdruck. Subtrahiert man den Ionisationskoeffizienten und Anlagerungskoeffizienten, ergibt sich der effektive Ionisationskoeffizient. Ist der effektive Ionisationskoeffizient größer null, so ist eine Lawinenbildung möglich [Vgl. Küchler 2005, S. 164].

$$\alpha_e = \alpha - \eta$$

Glg. 4.1

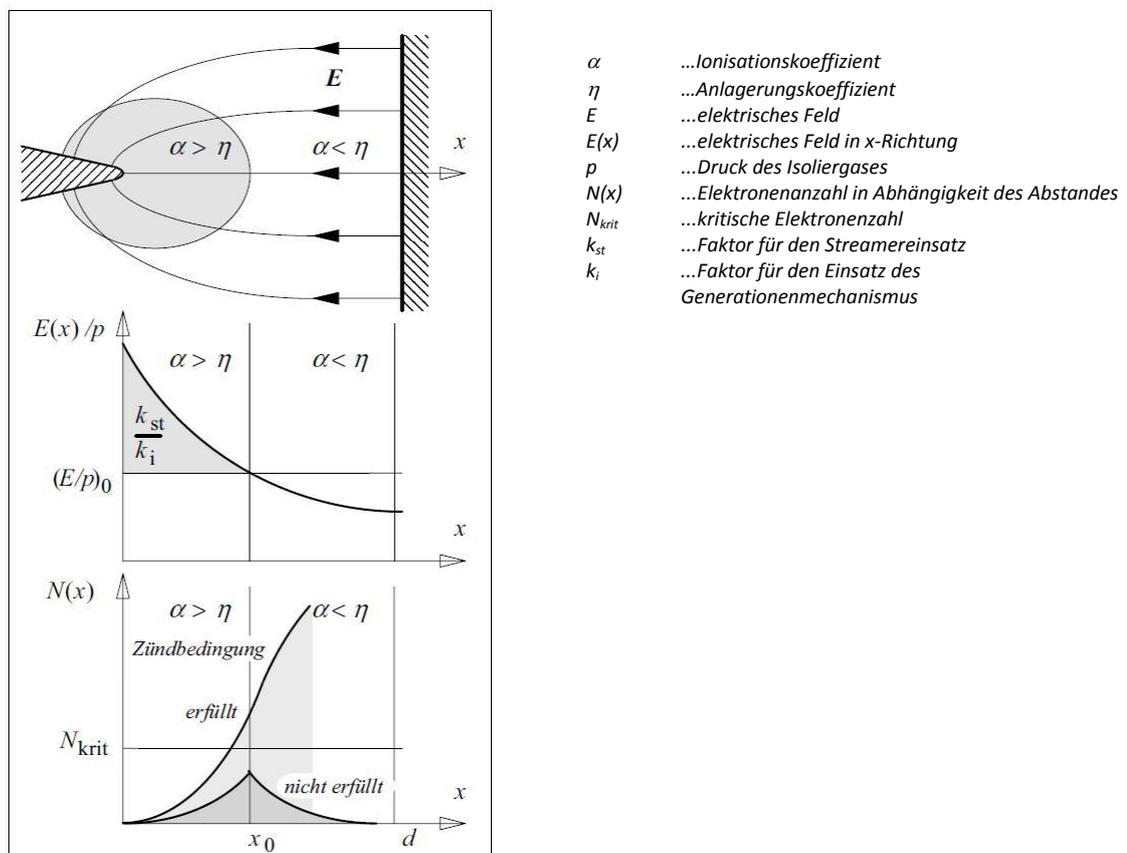
α_e ...effektiver Ionisationskoeffizient
 α ...Ionisationskoeffizient
 η ...Anlagerungskoeffizient

Wird die Zündbedingung in einem stark inhomogenen Feld erreicht, so entstehen erste Vorentladungen die von einem Leuchten der sogenannten Korona begleitet werden. Diese Koronaentladung wird auch Glimmentladung genannt. Bei einer Steigerung der Spannung, wachsen Büschelentladungen in den Feldraum hinein, die Streamer und Leader genannt werden [Vgl. Küchler 2005, S. 157].

4.2.1 Korona- und Streamerentwicklung

Befindet sich ein kleines geladenes metallisches Partikel in der Nähe einer Plattenelektrode, so kann diese Anordnung mit einer Spitze-Platte-Anordnung verglichen werden. Vor allem, wenn das Partikel spitz ist (wie etwa ein stehendes, zylinderförmiges Partikel).

Aus der Spitze-Platte-Anordnung ergibt sich ein stark inhomogenes Feld. In der Nähe der Spitze herrscht eine höhere Feldstärke als an der Platte. Dort, wo die Feldstärke hoch ist, bzw. hoch genug ist, werden Ladungsträger durch die Stoßionisation gebildet. Im Gebiet einer niedrigeren Feldstärke überwiegt die Elektronenanlagerung, siehe Abb. 4.1 [Vgl. Küchler 2005, S. 173].



- α ... Ionisationskoeffizient
- η ... Anlagerungskoeffizient
- E ... elektrisches Feld
- $E(x)$... elektrisches Feld in x-Richtung
- p ... Druck des Isoliergases
- $N(x)$... Elektronenanzahl in Abhängigkeit des Abstandes
- N_{krit} ... kritische Elektronenzahl
- k_{st} ... Faktor für den Streamereinsatz
- k_i ... Faktor für den Einsatz des Generationenmechanismus

Abb. 4.1 Bildung einer Elektronenlawine im inhomogenen Feld. Spitze negativ geladen. [Küchler 2005, S. 173]

4.2.1.1 Polaritätseffekt

Bei der Spitze-Platte-Anordnung tritt zusätzlich ein Polaritätseffekt auf. Steht bei **positiver Spitzenanordnung** (Partikel positiv geladen) ein Startelektron im Nahbereich der Spitze zur Verfügung und ist der Ionisationskoeffizient positiv, so entsteht eine Elektronenlawine. Das Startelektron muss im Gasraum starten, da die Feldstärke an der Platte (Kathode) zu gering ist. Das Startelektron kann durch äußere Strahlung entstehen. Diese Lawine, die infolge

dieses Startelektrons entsteht, dringt in Gebiete mit zunehmender Feldstärke vor. Wird eine kritische Elektronenzahl für den Streamermechanismus erreicht, so kommt es immer wieder zu Folgelawinen. Diese Folgelawinen entstehen durch Fotoionisation. Nachdem sich die erste Lawine gebildet hat, kommt es zu einem Anstieg der Entladung bzw. des Stromes und es kommt zu einer stabilen, glimmenden Vorentladung. Im Vergleich zu den Elektronen bewegen sich die Ionen sehr träge. Die negativen Elektronen werden sofort durch die positive Spitze abgesaugt und die trägen Ionen bilden vor der Spitze eine positive Raumwolke. Aus diesem Grund wird die Feldstärke vor der Anode abgesenkt, jedoch erhöht sich die Feldstärke aufgrund der positiven Raumladungswolke im feldschwächeren Bereich. Die Ionisationsgrenze wird in Richtung der Kathode verschoben [Vgl. Kückler 2005, S. 180f]. Die positive Spitze wächst quasi in den feldschwachen Bereich, in Richtung der Kathode, hinein (siehe Abb. 4.2).

Durch diesen Vorgang wird durch eine Steigerung der Spannung der Entstehungsmechanismus von Streamern und Durchschlägen begünstigt [Vgl. Kückler 2005, S. 181].

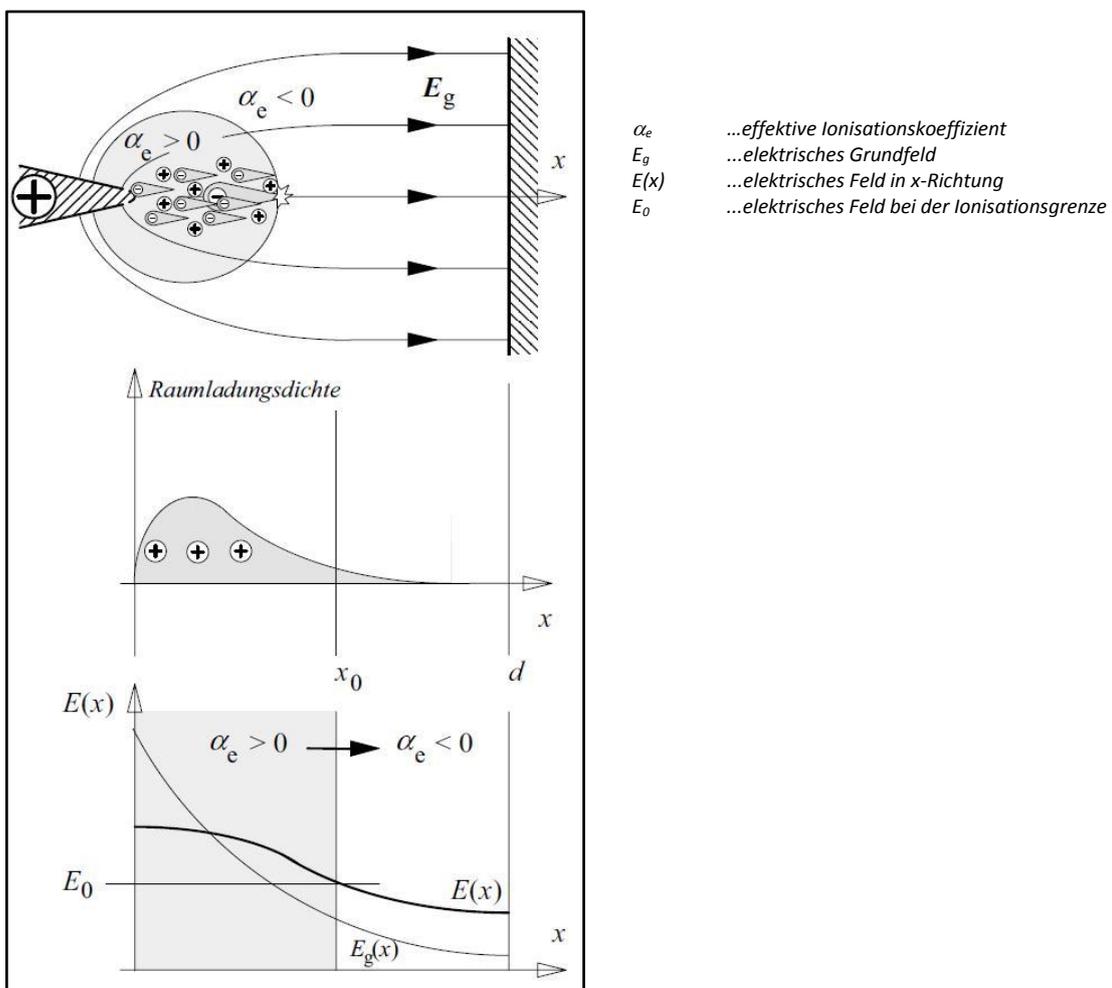


Abb. 4.2 Schematische Darstellung des Entlademechanismus bei einer Spitze-Platte-Anordnung, wobei die Spitze positiv geladen ist. Zusätzlich sind noch der Feldverlauf und die Ladungsverteilung angegeben [Kückler 2005, S. 180]

Bei **negativer Spitzenanordnung** verläuft der Entlademechanismus etwas anders. Ein Startelektron muss in unmittelbarer Nähe der Kathode bereit stehen. Bis so ein Startelektron zur Verfügung steht, kann einige Zeit vergehen. Diese Zeitverzögerung wird statistische Streuzeit genannt. Durch das Startelektron entsteht bei Erreichen der Einsetzspannung wiederum der Lawineneffekt. Es entstehen erste Koronaentladungen, die aber eher pulsierend auftreten. Diese Koronaentladungen hängen stark vom Kathodenmaterial ab, bzw. von dessen Austrittsarbeit. Danach entstehen erste Streamer die in Richtung der Anode in den feldschwachen Bereich hineinwachsen. Wird die Ionisationsgrenze überschritten, erlischt der Lawineneffekt nahezu, da die Elektronen an den Gasmolekülen angelagert werden. Vor der spitzen Kathode entsteht eine positive Raumladungswolke, bei der Ionisationsgrenze bzw. auch danach entsteht eine negative Raumladungswolke. Die positive Raumladungswolke erhöht die Feldstärke stark an der Kathodenspitze, während die negative Ionenwolke das elektrische Feld in Richtung der Plattenelektrode vergleichmäßigt. Die Ionisationsgrenze wird in Richtung der negativen Spitze verschoben (siehe Abb. 4.3) [Vgl. Kuchler 2005, S. 181].

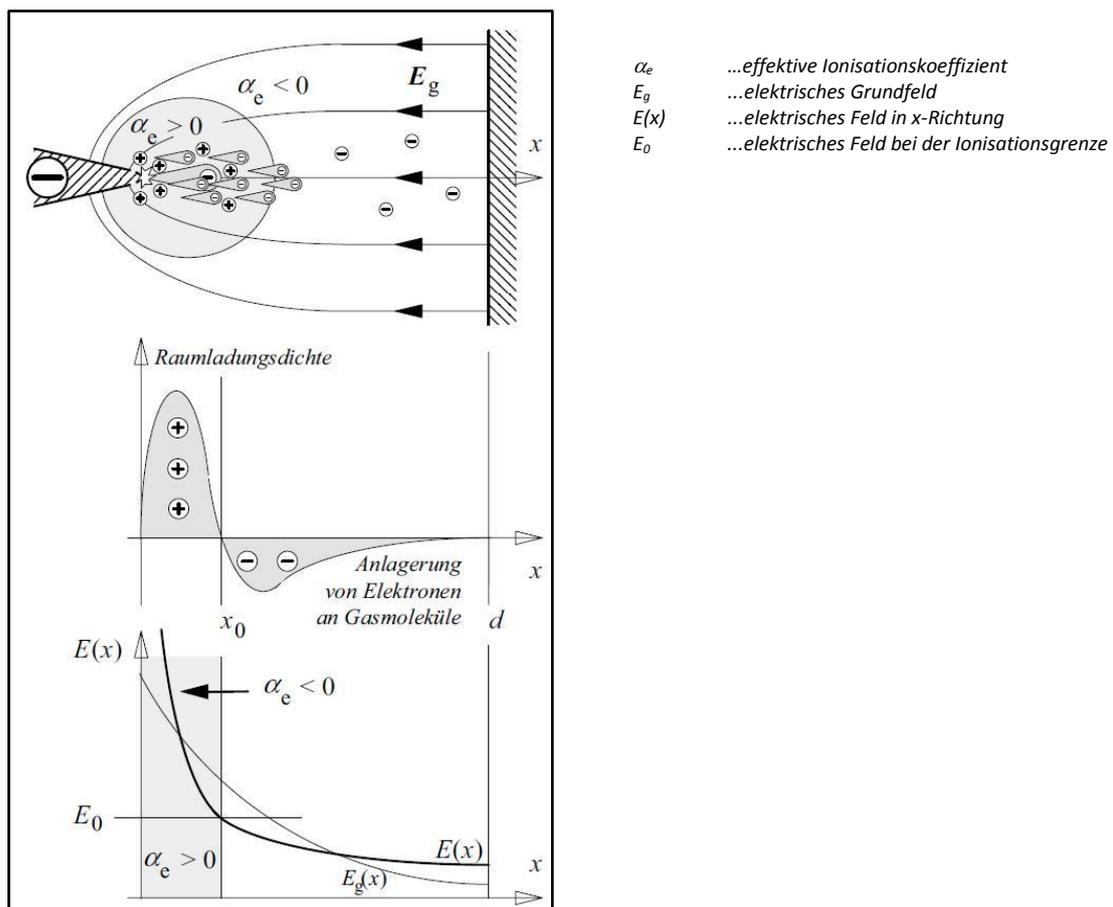


Abb. 4.3 Schematische Darstellung des Entlademechanismus bei einer Spitze-Platte-Anordnung, wobei die Spitze negativ geladen ist. Zusätzlich ist noch der Feldverlauf und die Ladungsverteilung angegeben [Kuchler 2005, S. 180]

Vergleicht man die Entstehung von Streamern bei positiver und negativer Spitzenladung, so erkennt man, dass die Einsetzspannung von beiden Anordnungen verschieden ist. Streamer bilden sich bei positiver Spitze schon bei geringerer Spannung, als im Vergleich dazu bei einer negativ geladenen Spitze. So ist auch die Durchschlagspannung bei positiver Spitze geringer, als bei einer negativen Spitze [Vgl. Küchler 2005, S. 181].

4.2.1.2 Koronastabilisierung beim Isoliertgas SF₆

Im Isoliertgas SF₆ treten ausgeprägte Polaritätseffekte bei Teilentladungen wie etwa in Luft nicht auf. Teilentladungen entstehen jedoch bei negativer Störstellenspannung bei geringerer Spannung als bei positiver Störstellenspannung [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 133]. Störstellen können als leitfähige Partikel betrachtet werden.

Betrachtet man nun positiv geladene Störstellen, so bilden sich durch den Lawineneffekt vor der Anode (positive Störstelle) negative Ionen. Sie bilden eine negative Ionenwolke um die Anode. Dadurch wird das elektrische Feld verstärkt. Durch diese Erhöhung des elektrischen Feldes wird auch der Lawinenprozess intensiviert. Werden gleich viele negative Ionen abgeführt wie zugeführt, so stellt sich ein Gleichgewichtszustand in der Raumladungswolke ein. Dieser Gleichgewichtszustand ermöglicht eine konstante Glimmentladung. Bei umgekehrter Polarität der Störstelle, also negative Störstellenpolarität, ergibt sich der gleiche Effekt, nur werden hier positive Ionen erzeugt, die eine positive Raumwolke um die Kathode bilden. Der Mechanismus und Effekt ist der Selbe wie bei der positiv geladenen Störstelle. Es treten keine erheblichen Polaritätseffekte auf, da bei den jeweiligen Mechanismen (unterschiedliche Polarität der Störstelle) etwa gleich viele positive und negative Ionen entstehen, die zusätzlich noch ungefähr die gleiche Beweglichkeit haben. Die Summenladungen einer Glimmentladung bzw. Teilentladung bei einer negativen Störstelle ist jedoch höher, da scheinbar die Kathode unter der Wirkung der Feldstärkeerhöhung durch die Raumladungen mehr Elektronen emittiert [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 139].

Bei den Ionisationsprozessen im Isoliertgas SF₆ werden durch Anlagerungsvorgänge sowohl positive, wie auch negative Ionen erzeugt. Die positiven SF₆-Ionen wandern unter der Wirkung des elektrischen Feldes zur Kathode, die negativen SF₆-Ionen wandern zur Anode. Bei stark inhomogenen Anordnungen, wie etwa bei einer Spitze-Platte-Anordnung und bei langsam veränderlichen Spannungen, wie etwa Wechselspannung oder Gleichspannung, kann es zu einer Korona- oder Raumladungsstabilisierung kommen. Bei der Streamerbildung können sich vor der positiven Spitze positive Raumladungen ansammeln. Diese Raumladungswolke überlagert sich mit der raumladungsfreien Feldverteilung (siehe Abb. 4.4). Diese positive Raumladungswolke verleiht dem elektrischen Feld eine gleichmäßigere Verteilung. Wird die kritische Feldstärke nahe der Anode unterschritten, kommt der Lawineneffekt zum Erliegen. Erst durch eine Steigerung der angelegten Spannung, kommt es wieder zur Entladungsentwicklung [Vgl. Hinterholzer 2002, S. 26f].

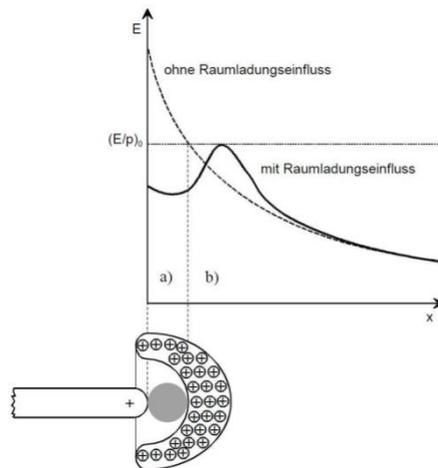


Abb. 4.4 Raumladungsstabilisierung bei positiver Spitze
[Vgl. Hinterholzer 2002, S. 26]

5 Teilentladungsinduzierte Bewegungen von Partikel

5.1 Standing-Motion

Asano et al. stellten bei Versuchen von Partikeln im elektrischen Feld fest, dass bei Teilentladungen am zylinderförmigen Partikel im Isoliergas Luft, der negative Koronastrom größer ist, als der positive (siehe Abb. 5.1 und 5.2). In den Abbildungen 5.1 und 5.2 stehen die Symbole für den jeweiligen Elektrodenabstand [Vgl. Asano et al. 1997, S. 683, S. 684].

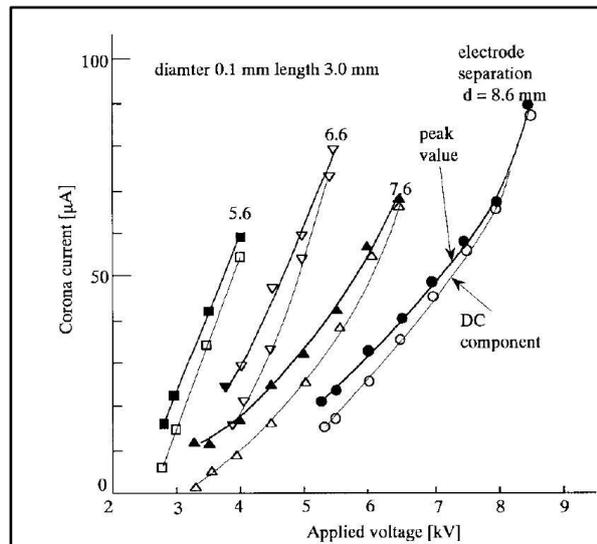


Abb. 5.1 Negativer Koronastrom eines zylinderförmigen Partikels. [Asano et al. 1997, S. 684]

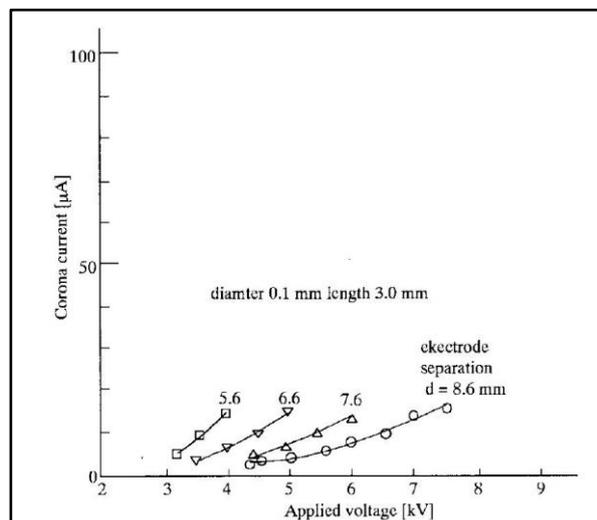


Abb. 5.2 Positiver Koronastrom eines zylinderförmigen Partikels. [Asano et al. 1997, S. 684]

Es wird angenommen, dass sich ein leitfähiges, zylinderförmiges Partikel in einer horizontal angeordneten Platte-Platte-Anordnung befindet. Das elektrische Feld ist homogen und die Spannung zwischen den Platten ist eine Gleichspannung. Die Spannung an der oberen Plattenelektrode ist positiv, die der unteren negativ. Das Partikel befindet sich bereits im

aufgerichteten Zustand. Die angelegte Spannung ist groß genug, dass an den Enden des zylinderförmigen Partikels Teilentladungen auftreten. Der Strom dieser Teilentladungen wird nun an jenem Ende des zylinderförmigen Partikels, das der positiven Plattelektrode zugewandt ist, größer sein, als umgekehrt. Der Grund dafür ist, wie in den Abbildungen 5.1 und 5.2 gezeigt, dass der negative Entladestrom größer ist, als der positive.

Als Konsequenz verbleiben netto im leitfähigen Partikel positive Ladungen [Vgl. Asano et al. 1997, S. 684f]. Das Partikel wird also nicht wie im Kapitel 2.2.3 in Richtung der positiven Gegenelektrode abheben, da es die zuvor aufgenommene negative Ladung von der unteren Elektrode abgibt und netto durch die Entladungsmechanismen positiv geladen ist.

Aus diesem Grund wird es möglich, dass das Partikel an der unteren Elektrode stehend verbleibt [Vgl. Asano et al. 1997, S. 684f].

Nun ist die obere Plattenlektrode negativ geladen und die untere positiv. Liegt nun das Partikel auf der unteren Elektrode, so wird es aufgrund der elektrostatischen Kräfte in Richtung der Gegenelektrode befördert [Vgl. Asano 1997, S. 685] (siehe Bewegungsbeschreibung leitfähiger Partikel im homogenen elektrischen Feld in Kapitel 2.2.3). Dort gibt es die Ladung ab und nimmt eine negative Ladung von der oberen Elektrode auf. Treten nun wieder Teilentladungen auf, so wird der Strom an jenem Ende des zylinderförmigen Partikels, das der positiven, unteren Elektrode zugewandt ist, größer sein als das andere Ende des zylinderförmigen Partikels. Übrig bleibt wieder netto im Partikel eine positive Ladung. Aufgrund der elektrostatischen Kraft bzw. der Coulomb'schen Kräfte ist es nun möglich, dass das Partikel an der oberen Elektrode stehen bleibt [Vgl. Asano 1997, S. 685].

Bei der Standing-Motion sind noch unterschiedliche Bewegungen des zylinderförmigen Partikels möglich:

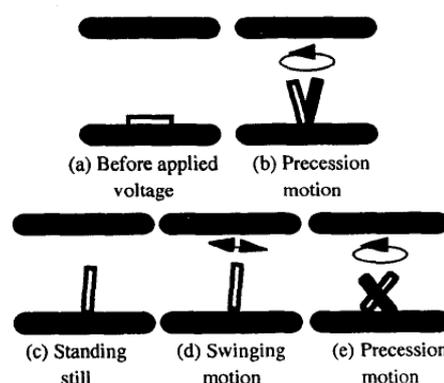


Abb. 5.3 Verschiedene mögliche Bewegungen eines zylinderförmigen Partikels während der Standing-Motion [Asano et al. 2000, S. 607]

Tritt eine Präzisionsbewegung ein, so zeigt sich, dass der Koronastrom stark variiert.

Wenn das Partikel aber still steht, ist der Koronastrom nahezu konstant [Vgl. Asano et al. 2000, S. 607].

5.2 Firefly-Effekt

Ein leitfähiges, zylinderförmiges Partikel befindet sich in einer gasisolierten Schaltanlage. Das Isoliergas ist SF_6 , der Innenleiter ist negativ geladen. Das Partikel nimmt von der äußeren metallischen Kapselung eine positive Ladung auf und bewegt sich aufgrund der elektrostatischen Kräfte in Richtung des Innenleiters. Berührt das Partikel den Innenleiter, so gibt das Partikel die positive Ladung an den Innenleiter ab und nimmt sogleich eine negative Ladung auf. An den Enden des zylinderförmigen Partikels, das der Metallkapselung zugewandt ist, kommt es bei genügend hoher Spannung und aufgrund der Feldstärkeerhöhung an den Enden des zylinderförmigen Partikels zu einer Ionisation des Isolationsgases. Die entstehenden Elektronen bewegen sich zur Metallkapselung. Auch das nun negativ geladene Partikel bewegt sich in Richtung der Metallkapselung. Wird nun der Kontakt des Partikels mit dem Innenleiter unterbrochen, so findet auch keine Ladungszufuhr mehr statt. Bei der Ionisation entstehen auch positive Ionen die im Verhältnis zu den Elektronen sehr träge sind. Sie bewegen sich zum Innenleiter. Das leitfähige Partikel taucht nach dem Kontaktabbruch mit dem Innenleiter in die positive Ionenwolke ein, gibt seine negative Ladung ab und nimmt Ladungen der positiven Raumladungswolke auf. Das Partikel wird positiv geladen. Infolgedessen bewegt es sich aufgrund der elektrostatischen Kräfte wieder zum Innenleiter, der ja negativ geladen ist. Beim Kontakt findet wieder ein Ladungsaustausch statt und der Zyklus beginnt von vorne. Diesen Vorgang nennt man Firefly-Effekt. Beim Zurückfliegen des Partikels in Richtung der Innenelektrode kommt es zu einem mechanischen Stoß. Dabei kann das zylinderförmige Partikel schräg auftreffen und seine Orientierung ändern bzw. es kann zu Bewegungen an der Innenelektrode führen. Bei den Bewegungen des Partikels am Innenleiter kommt es zu Leuchterscheinungen. Zum einen eine nur wenig leuchtende und zum anderen eine stark leuchtende Erscheinung. Der wenig leuchtende Punkt entsteht an den spitzen Kanten des Partikels, in Kontakt mit der inneren Elektrode. Die hellere Leuchterscheinung entsteht durch Vorentladungen. Diese Vorentladungen entstehen kurz bevor das positiv geladene Partikel auf der inneren Elektrode auftrifft [Vgl. Diessner, Trump 1970, S. 1973].

Ist die innere Elektrode positiv geladen, findet der Firefly-Effekt ähnlich wie zuvor statt. Befindet sich das leitfähige, zylinderförmige Partikel in Kontakt mit der inneren Elektrode, so nimmt es eine positive Ladung auf. Es kommt wieder an dem Ende des zylinderförmigen Partikels, das der negativen Metallkapselung zugewandt ist, bei genügend hoher Spannung und Feldstärke zu Ionisationsprozessen. Hier lagern sich aber die entstehenden Elektronen an den SF_6 -Molekülen an. Diese negativ geladenen Ionen bilden wieder eine träge Raumladungswolke. Bewegt sich das positiv geladene Partikel in Richtung Metallkapselung, so wird es den Kontakt mit dem Innenleiter verlieren und die Ladungszufuhr reißt ab. Das Partikel taucht in die negative Raumladungswolke ein und nimmt eine negative Ladung auf. Daraufhin bewegt es sich bei genügend hohen elektrostatischen Kräften wieder zurück zum Innenleiter. Der Zyklus beginnt von vorne [Vgl. Diessner, Trump 1970, S. 1973].

Es können also Firefly's sowohl am positiven, als auch am negativ geladenen Innenleiter entstehen. Wobei der Firefly-Effekt bei negativer Polarität des Innenleiters bereitwilliger auftritt. Reicht die elektrische Feldstärke aus, können Firefly's auch am äußeren Leiter stattfinden [Vgl. Diessner, Trump 1970, S. 1973].

6 Messaufbau

6.1 Allgemeines

Um Versuche mit leitfähigen Partikeln durchführen zu können, wurde ein geeigneter Versuchsaufbau in einem Labor eingerichtet. Der Aufbau erfüllt folgende Punkte:

- Es kann die Bewegung eines Partikels durch eine Kamera beobachtet werden,
- es kann eine Teilentladungsmessung durchgeführt werden,
- dazu wurde für die Teilentladungsmessung ein niedriger Grundstörpegel erreicht,
- die erzeugten Teilentladungen sind mit der Bewegung des Partikels und dem Spannungswert synchron und können in einem Video gespeichert werden,
- und der Aufbau ist von einer Person bedienbar.

Grundsätzlich lässt sich der Messaufbau in folgende Bereiche unterteilen:

- Gleichspannungsversorgung und Spannungsmessung,
- Kessel in dem sich die Partikel bewegen,
- Isoliermedium Schwefelhexafluorid,
- Kamera zur Beobachtung der Partikelbewegung,
- Teilentladungsmessung,
- Software zur Synchronisation von Partikelbewegung, Spannungswert und Teilentladungen.

6.2 Messschaltung

In Abb. 6.1 ist die Messschaltung abgebildet. Zur Gleichrichtung der Wechselspannung wurde eine Einweggleichrichterschaltung verwendet. Um eine höhere Sperrspannung zu erreichen, wurden zwei Dioden verwendet. Besonders bei den Vorversuchen wurde mit sehr großen Spannungen experimentiert, da die Abhebefeldstärken der Partikel noch relativ unbekannt waren. Für die späteren Versuche hätte eine Diode ausgereicht, jedoch wurde keine entfernt. Der Grund dafür war, dass die Gleichspannungsmessung kalibriert bzw. die Korrektheit der Spannungswerte überprüft wurden. Danach wurde der Aufbau der Spannungsversorgung nicht mehr verändert.

Eine Zweiweggleichrichterschaltung hätte eine noch bessere Glättung erzielt. Jedoch konnte eine Zweiweggleichrichterschaltung aus Platzgründen nicht realisiert werden.

Folgende Bereiche wurden in der Abb. 6.1 farblich getrennt:

- Schwarz: Spannungsversorgung
- Blau: Spannungsmessung
- Rot: Teilentladungsmessung
- Orange: Kamerasystem

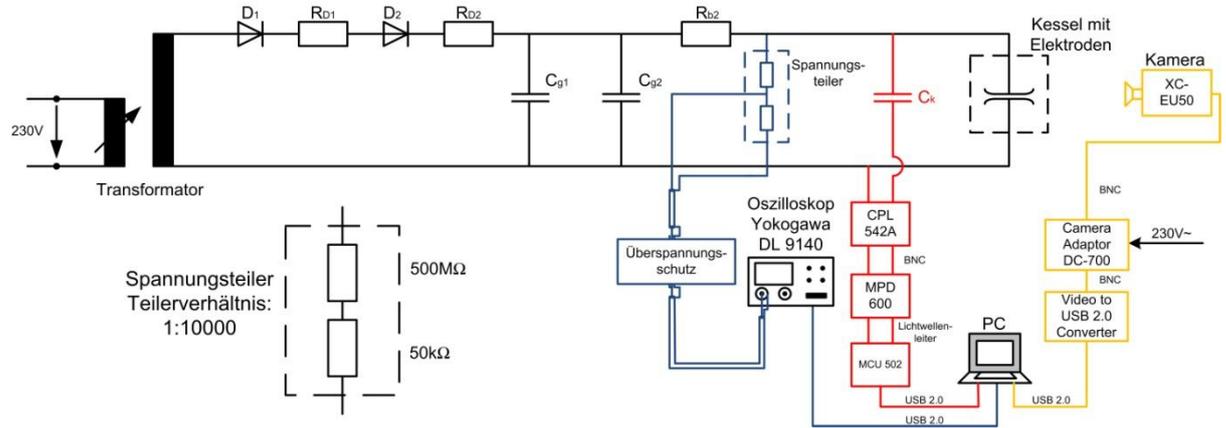


Abb. 6.1 Messschaltung, ohne Erdungsschalter

- D₁ ...Diode 1 (Sperrspannung 140 kV)
- D₂ ...Diode 2 (Sperrspannung 140 kV)
- R_{D1} ...Widerstand der Diode 1 (500 kΩ)
- R_{D2} ...Widerstand der Diode 2 (100 kΩ)
- C_{g1} ...Glättungskondensator 1 (1200 pF)
- C_{g2} ...Glättungskondensator 2 (1200 pF)
- R_{b1} ...Begrenzungswiderstand, soll im Kurzschlussfall den Strom begrenzen (10 MΩ)
- R_k ...Koppelkondensator für die Teilentladungsmessung (100 pF)
- CPL 542A ...Vierpol/Messimpedanz
- MPD 600 ...Erfassungssensor
- MCU 502 ...Kontrolleinheit

Zusätzlich wurde aus Sicherheitsgründen noch ein Erdungsschalter und Begrenzungswiderstand eingebaut (Abb. 6.2). Der Erdungsschalter dient vorwiegend zum Entladen der Kondensatoren (über den Begrenzungswiderstand R_{b2}) und zum Berührungsschutz vor hohen Spannungen für Personen.

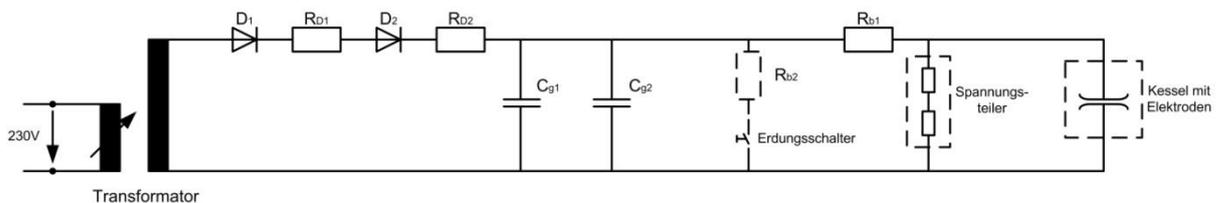


Abb. 6.2 Schaltung der Spannungsversorgung mit Erdungsschalter, ohne TE- und Spannungsmessung sowie ohne Kamerasystem

- R_{b2} ...Begrenzungswiderstand, soll beim Entladen der Kondensatoren über den Erdungsschalter den Strom begrenzen (50kΩ)

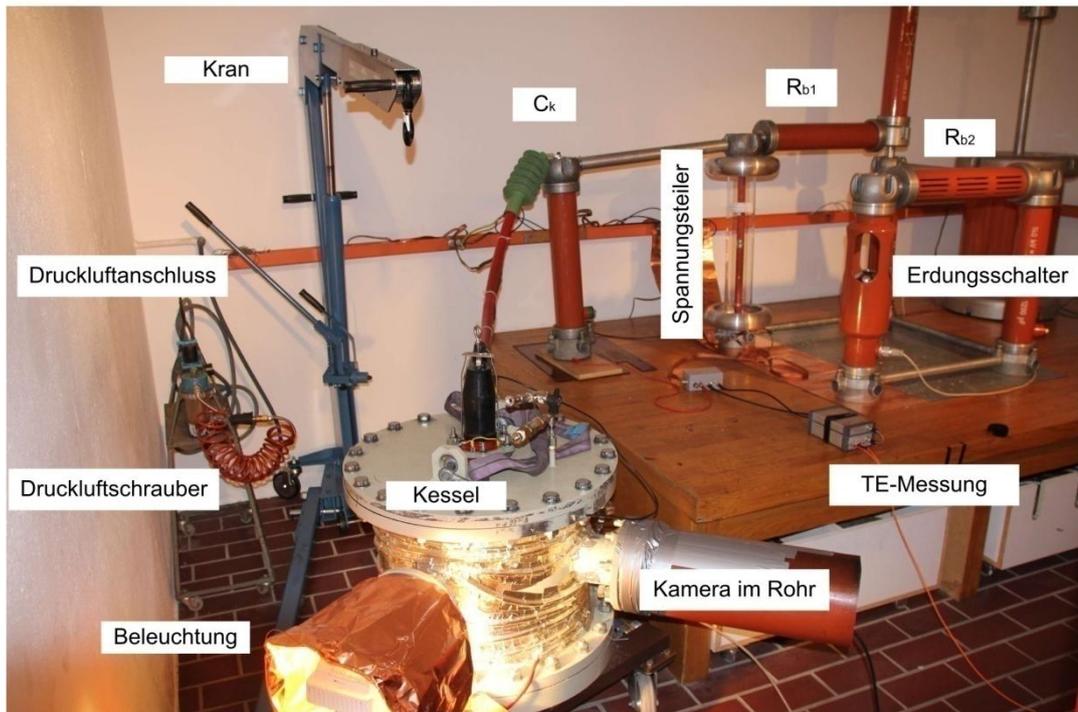


Abb. 6.3 Bild vom Aufbau mit dem Kessel im Vordergrund

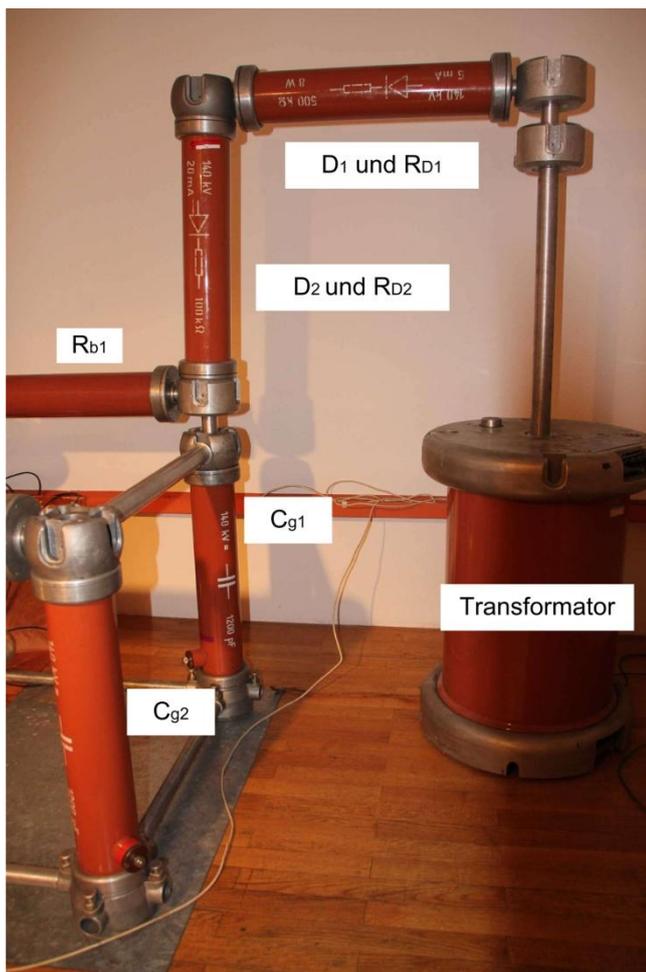


Abb. 6.4 Bild vom Aufbau: Gleichspannungsversorgung

6.3 Komponenten des Messaufbaus

Wie erwähnt besteht der Aufbau aus folgenden Komponenten:

- Gleichspannungsversorgung und Spannungsmessung,
- Kessel in dem sich die Partikel bewegen,
- Isoliermedium Schwefelhexafluorid,
- Kamera zur Beobachtung der Partikelbewegung,
- Teilentladungsmessung,
- Software zur Synchronisation von Partikelbewegung, Spannungswert und Teilentladungen.

Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Seiten näher beschrieben.

6.3.1 Gleichspannungsversorgung und Spannungsmessung

Für die **Gleichspannungsversorgung** wurde eine Einweggleichrichterschaltung verwendet. Diese Gleichspannungsversorgung wurde mit dem Baukastensystem der *Firma Messwandler Bau Bamberg* realisiert (siehe Abb. 6.4) und wurde so ausgelegt, dass die Gleichspannung nach der Norm DIN EN 60060-1 (Prüfung mit Gleichspannung, S. 21, Deutsche Fassung EN 600060-1:2010) eine Welligkeit von 3% nicht überschreitet.

Die Welligkeit wurde bei einer Spannung von $10 \text{ kV} = U_d$ (Mittelwert) berechnet. Dieser Wert entspricht ungefähr jenen Werten, mit denen spätere Messungen durchgeführt wurden. Die Annahme des Spannungswertes ist jedoch egal, da die Welligkeit eine prozentuelle Größe ist und sich für andere Spannungswerte nicht ändert ($\frac{\Delta U_d}{U_d} \cdot 100\%$).

Abbildung 6.5 zeigt den Spannungsverlauf einer Einweggleichrichterschaltung.

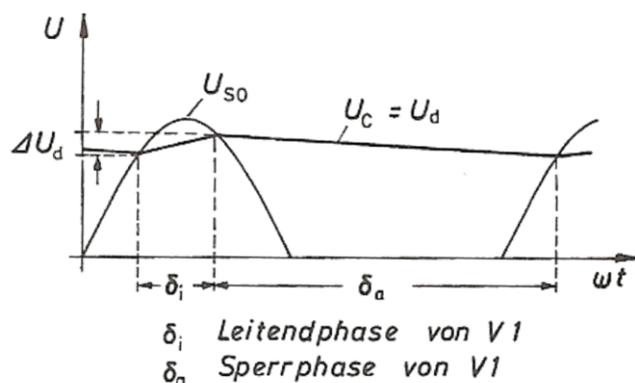


Abb. 6.5 Spannungsverlauf der Einweggleichrichterschaltung [Felderhoff 2000, S. 18]

Berechnung der Welligkeit [Vgl. Felderhoff 2000, S. 18f]:

$$C_g \cdot \Delta U_d = I_d \cdot \Delta t$$

Glg. 6.1

$$\rightarrow \Delta U_d = \frac{\frac{U_d}{R_{ges}} \cdot \Delta t}{C_g} = \frac{\frac{10kV}{516,5M\Omega} \cdot 20ms}{2400pF} = \mathbf{161,34V}$$

→ ergibt eine Welligkeit von:

$$\frac{\Delta U_d}{U_d} \cdot 100\% = \frac{161,34V}{10kV} \cdot 100\% = \mathbf{1,61\%}$$

U_d	...Mittelwert der gleichgerichteten Spannung (10kV angenommen)
ΔU_d	...Welligkeit der gleichgerichteten Spannung (berechnet)
C_g	...Summe der Glättungskondensatoren ($C_{g1} + C_{g2} = C_g = 1200pF + 1200pF = 2400pF$)
I_d	...Entladestrom
R_{ges}	...Summe der Widerstände ($R_{D1} + R_{D2} + R_{b1} + R_{Spannungsteiler} = 100k\Omega + 500k\Omega + 10M\Omega + 500M\Omega + 50k\Omega = 516,5M\Omega$)
Δt	...Periodendauer (20ms)
δ_i	...Leitendphase der Dioden (bei der Berechnung der Welligkeit nicht berücksichtigt, da der Winkel nicht bekannt war)
δ_a	...Sperrphase der Dioden (bei der Berechnung der Welligkeit nicht berücksichtigt, da der Winkel nicht bekannt war)

Bei den Bewegungen von Partikel werden Teilentladungen erzeugt, das heißt, dass es zusätzlich zu einem geringen Stromfluss kommt. Ein zusätzlicher Stromfluss erhöht die Welligkeit.

Die Welligkeit wurde am Oszilloskop untersucht und überstieg 3% bei der Abhebefeldstärke der Partikel nicht.

Die **Spannungsmessung** erfolgte über den Spannungsteiler (Teilverhältnis 1:10000) und dem Oszilloskop *Yokogawa DL9140 (Digital Oscilloscope)* (Abb. 6.6).

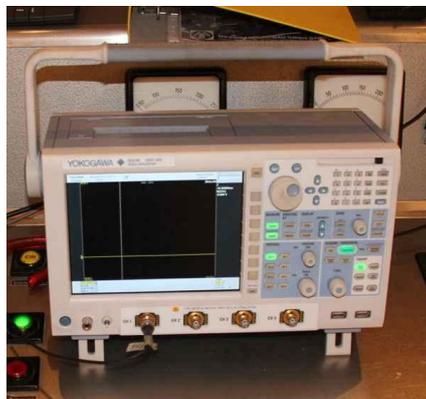


Abb. 6.6 Oszilloskop Yokogawa DL9140

Partikel können die Spannungsfestigkeit des Isolationsgases reduzieren und einen Durchschlag hervorrufen. Bei einem Durchschlag können in den Messleitungen hohe Spannungen induziert werden. Um das Oszilloskop vor solchen Überspannungen zu schützen, wurde eine geerdete Messingplatte (Potentialausgleich) mit Überspannungsableiter (Diamond SP3000P DC 350V, Abb. 6.8) und Ferritkerne zwischen Spannungsteiler und Oszilloskop eingebaut (Abb. 6.7).

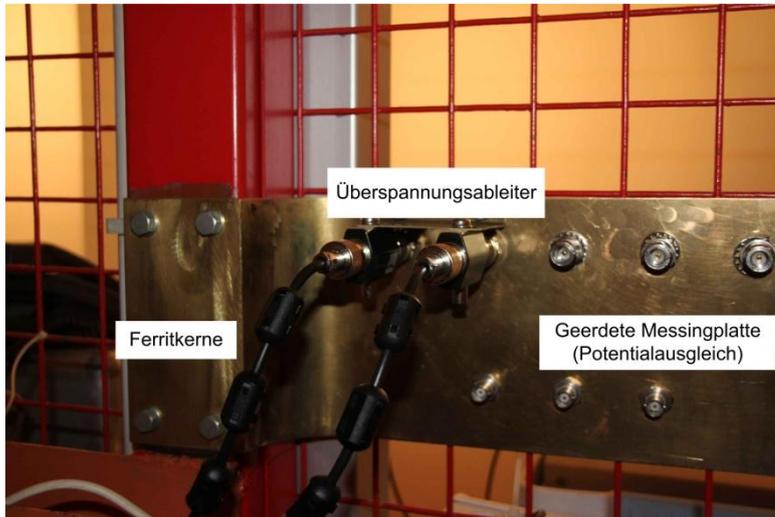


Abb. 6.7 Überspannungsschutz für das Oszilloskop



Abb. 6.8 Überspannungsableiter Diamond SP3000P

Die Korrektheit des gemessenen Spannungswertes wurde mit dem *Referenzteiler MR 0,54/271*, Nr. 869178 (2 mal 250 M Ω , 2 mal 135 kV) und dem Messgerät MU 14, Nr. 878844 (0 bis 270 kV) von Siemens überprüft (Abb. 6.9).

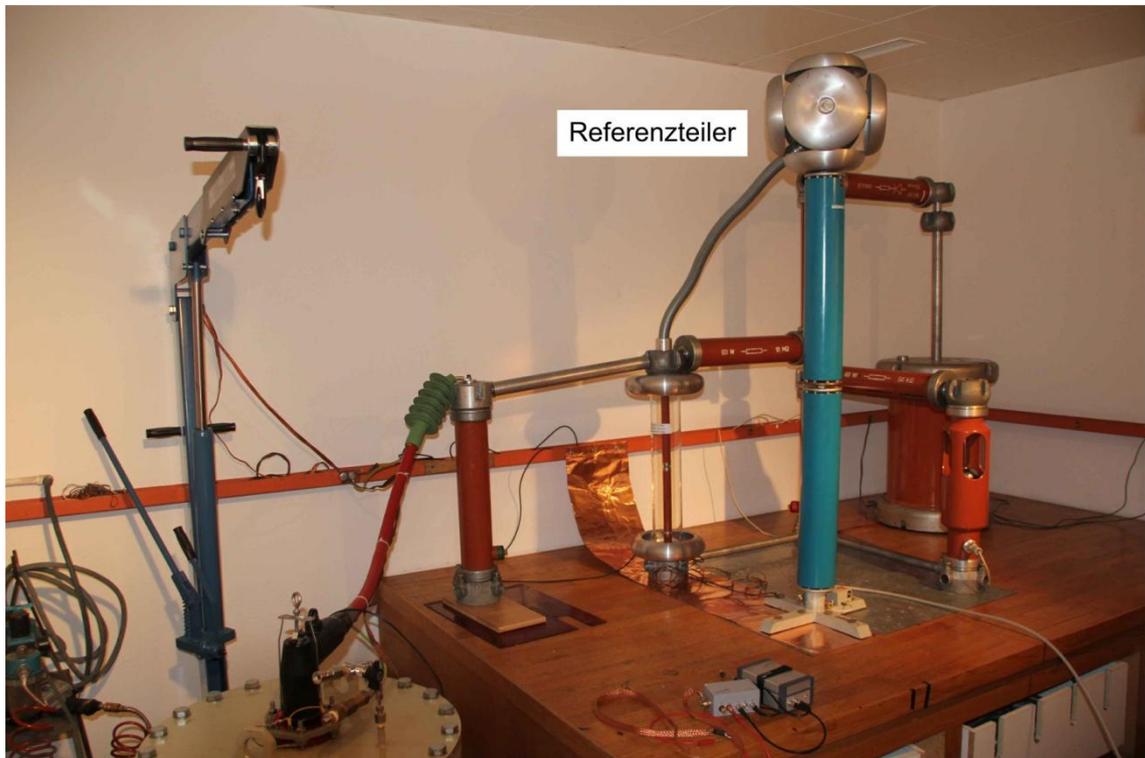


Abb. 6.9 Messaufbau mit Referenzteiler MR 0,54/270

6.3.2 Kessel und Elektroden

Der Kessel ist ein gasdichtes Druckgefäß, in dem die eigentliche Partikelbewegung auf Plattenelektroden stattfindet und beobachtet werden kann.

Der Kessel besteht aus folgenden Komponenten:

- Hülle des Kessels, also das Druckgefäß,
- Plattenelektroden auf denen sich das Partikel bewegt,
- Isoliergas Schwefelhexafluorid.

6.3.2.1 Kessel bzw. Druckgefäß

Der Kessel hält einem Druck von bis zu 5 bar (Absolutdruck) stand. Ein Überdruckventil verhindert einen Druck über 5 bar. Der Kessel hat ein Gewicht von ca. 400 kg, sein Innendurchmesser beträgt 488 mm, die Höhe des Gasraumes beträgt 392 mm. Das Gasvolumen beträgt demnach $0,07 \text{ m}^3$.

Zwei Gasanschlüsse ermöglichen das Befüllen des Kessels mit Gas über Druckluftflaschen. Ein Gasanschluss ermöglicht das Befüllen, Evakuieren, bzw. Absaugen des Gasraumes des Kessels mit dem Gaswartungsgerät R120R01 mit zusätzlicher Saugpumpe B044R02 der Firma DILO.

Ein weiterer Anschluss ermöglicht das Anschließen von einem digitalen Drucksensor (Parkeranschluss), parallel dazu befindet sich ein analoger Drucksensor. Zentral im Gasraum des Kessels befinden sich die Elektroden. Zwei Sichtfenster ermöglichen es, in den Gasraum hineinzusehen.



Abb. 6.10 a) Kessel und b) Sichtfenster des Kessels

Um in das Innere des Kessels zu gelangen, lässt sich ein Deckel abschrauben. Da der Deckel schwer ist und von einer Person nicht abgehoben werden kann, wird er mit einem hydraulischen Kran vom Rest des Kessels gehoben.



Abb. 6.11 Kessel, Deckel und Kran

6.3.2.2 Plattenelektroden

Um ein elektrisches Feld zu erreichen, das homogen ist, wurden zwei kreisförmige Plattenelektroden mit Rogowski-Profil verwendet. Die Elektroden bestehen aus Aluminium. Um eine möglichst glatte Oberfläche zu erhalten, wurde die Oberfläche der Elektroden verchromt (Abb. 6.12).



Abb. 6.12 Verchromte Elektrode mit Rogowski-Profil

Die untere Elektrode kann von außen über ein Gewinde, das in das Innere des Kessels führt, nach oben und unten bewegt werden. Somit ändert sich auch der Elektrodenabstand. Die untere Elektrode befindet sich auf Erdpotential.

Über eine Durchführung, die im Deckel des Kessels eingebaut ist, wird die Gleichspannung in das Innere des Kessels geführt. Die obere Elektrode ist direkt an diese Durchführung verschraubt.

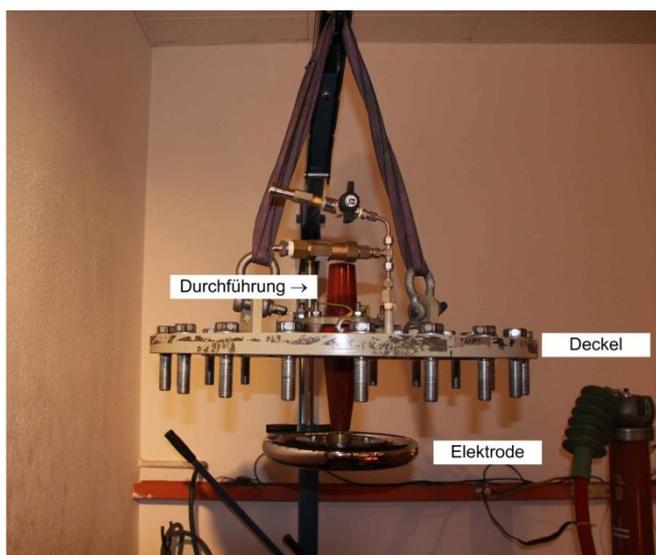


Abb. 6.13 Elektrode, Deckel und Durchführung

Abbildung 6.14 zeigt den Feldverlauf zwischen den beiden Plattenelektroden. Für die Feldsimulation wurde ein Elektrodenabstand von 10 mm gewählt. Die untere Elektrode und die Kesselwand befinden sich auf Erdpotential, an der oberen Elektrode liegt eine Spannung von 10 kV an.

Man kann sehr gut erkennen, dass das elektrische Feld bis zu einem Abstand von ca. 75 mm, vom Mittelpunkt der Elektrode ausgehend, homogen ist (roter Bereich).

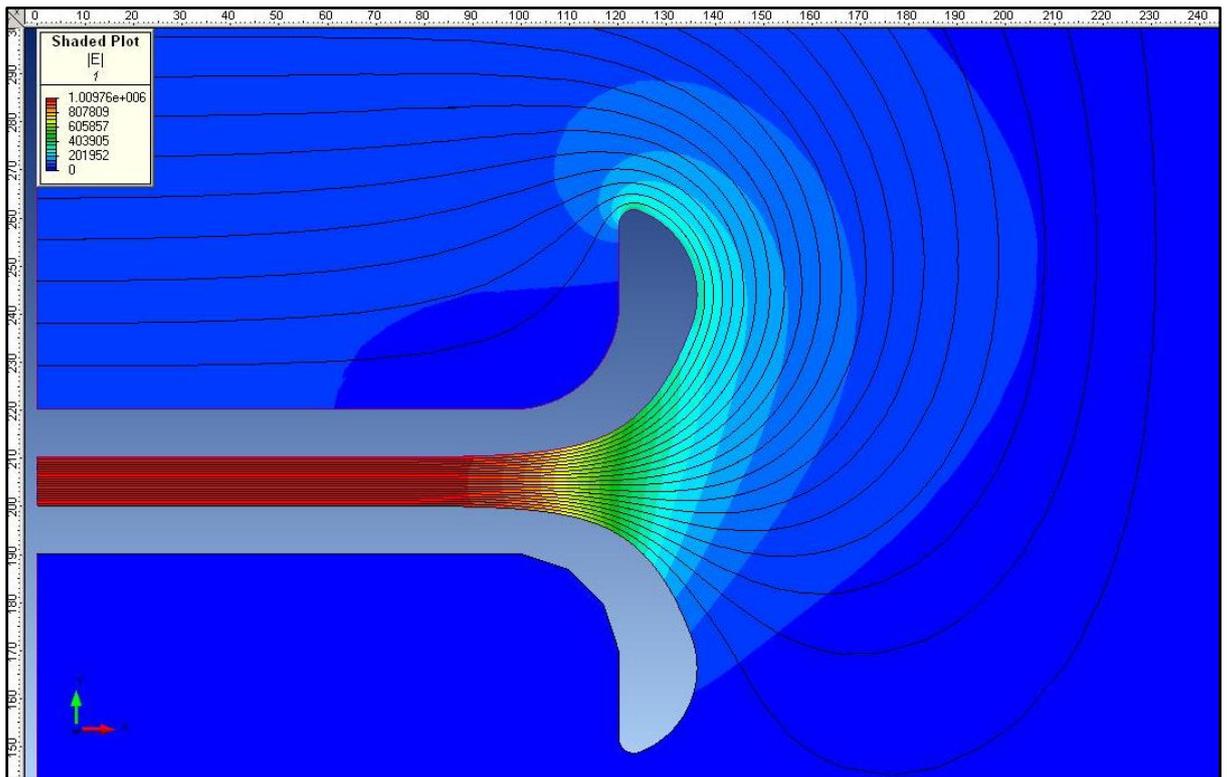


Abb. 6.14 Feldverlauf des Gleichspannungsfeldes zwischen den Plattenelektroden mit Rogowski-Profil

Abbildung 6.15 zeigt den Verlauf der Feldstärke, der zwischen den beiden Elektroden herrscht. Es wurden die gleichen Parameter wie bei der Simulation des Feldbildes (Abb. 6.14) verwendet. Die x-Achse des Diagramms gibt die Entfernung vom Mittelpunkt der Elektroden an und verläuft in Richtung der x-Achse wie in Abbildung 6.14. Die y-Achse des Diagramms entspricht der Feldstärke.

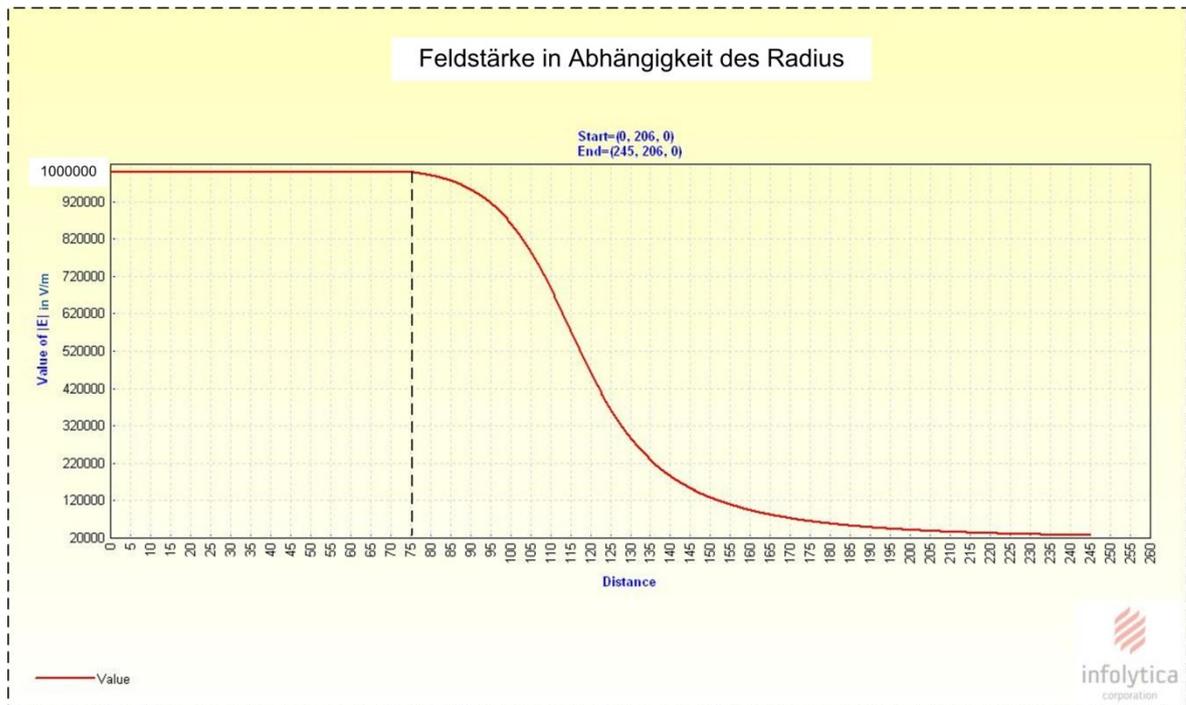


Abb. 6.15 Feldstärke in Abhängigkeit des Radius

Man kann auch hier in der Abbildung 6.15 sehr gut erkennen, dass ein homogenes, elektrisches Feld zwischen den beiden Elektroden nach außen hin bis zu einer Länge von ca. 75 mm erreicht wird (bis zur eingezeichneten, strichlierten Linie).

6.3.2.3 Isoliergas Schwefelhexafluorid

Als Isoliermedium wurde Schwefelhexafluorid (SF_6) verwendet und hatte vorwiegend die Aufgabe Durchschläge zwischen den Elektroden zu verhindern.

SF_6 ist ein geruchloses, ungiftiges, elektronegatives Gas, das nicht brennt und chemisch inaktiv ist. Bei atmosphärischem Druck hat SF_6 eine dreimal so hohe dielektrische Festigkeit als Luft. Auch die Lichtbogenlöscheigenschaften sind drei bis viermal höher als bei Luft. SF_6 ist ein starkes Treibhausgas. Um zu verhindern, dass SF_6 in die Atmosphäre gelangt, wird versucht SF_6 wiederzuverwenden. Dies geschieht mit geeigneten Geräten, mit denen zum Beispiel eine Schaltanlage mit SF_6 gefüllt oder das Gas im Gerät gespeichert werden kann. Dadurch entsteht ein geschlossener Kreislauf, sodass kein SF_6 in die Atmosphäre gelangen kann [Vgl. Gremmel, Kopatsch 2006, S. 500].

Gashandling:

Um auch bei den Versuchen nicht unnötig Schwefelhexafluorid zu verschwenden bzw. nicht in die Atmosphäre entweichen zu lassen, wurde ein spezielles Gaswartungsgerät R120R01 mit zusätzlicher Saugpumpe B044R02 der Firma DILO verwendet.

Mit diesem Gerät war es möglich, den Kessel zu evakuieren, mit SF_6 zu füllen und anschließend das SF_6 wieder abzusaugen und zu speichern. Dieser Zyklus konnte beliebig oft, ohne SF_6 zu verlieren, wiederholt werden.



Abb. 6.16 a) Gaswartungsgerät R120R01 mit zusätzlicher Saugpumpe B044R02 der Firma DILO b) Gaswartungsgerät beim Absaugen und Speichern von SF_6 aus dem Kessel

Filter:

Da mit winzigen Partikeln gearbeitet wurde, bestand die Gefahr, dass die Partikel beim Evakuieren und Absaugen in die Gashandlingmaschine gelangen und der Maschine so schaden könnten. Deswegen wurde über das Anschlussloch im Inneren des Kessels ein geeigneter Filter aufgeschweißt. Auch bei den anderen Anschlusslöchern wurden Filter aufgeschweißt. Die Filter bestehen aus zwei Beilag-Scheiben auf denen ein Metallgitter aufgeklebt ist. Die zwei Beilag-Scheiben wurden dann wiederum zusammengeklebt und dazwischen wurde der eigentliche Filter gegeben. Dieser Filter ist aus demselben Material wie ein Staubsaugfilter. Das Metallgitter hat die Aufgabe den Filter zu halten, sodass dieser beim Füllen, Absaugen und Evakuieren nicht ausreißen konnte.



Abb. 6.17 Filter

Das Sieb erfüllte noch eine weitere, nicht vorhergesehene Aufgabe. Es zeigte sich, dass die Partikel sehr empfindlich auf Druckstöße beim Füllen des Kessels mit SF_6 reagierten. Das heißt, dass man beim Füllen sehr behutsam vorgehen musste. Das Füllen wurde nämlich über ein Drosselventil manuell gesteuert. Bei einer zu hohen Durchströmung bzw. wenn man das Drosselventil zu stark geöffnet hatte, flog das Partikel durch den Druckstoß und durch die Gasverwirbelung im Kessel schon von der Elektrode.

Der Filter stellte einen zusätzlichen Strömungswiderstand für das Gas dar.

Der Filter kompensierte dadurch bei zu unsensiblem bedienen des Drosselventils teilweise Druckstöße und baute sie teilweise ab.

6.3.3 Kamera zur Beobachtung der Partikelbewegung

Zur Aufnahme der Bewegung der Partikel wurde die Kamera CCD CX-EU50 der Firma Maxx Vision verwendet (Abb 6.18). Die Kamera kann nur Bilder in schwarz-weiß darstellen. Auf der Linse kann der Kontrast und die Schärfe des Bildes eingestellt werden. Ein Objektiv zum optischen Zoomen ist nicht vorhanden. Die Kamera zeichnete sich durch ihre kompakte Bauweise und leichte Handhabung aus. Der Aufbau des gesamten Kamerasystems ist in Abbildung 6.1 dargestellt.



Abb. 6.18 Kamera CCD XC-EU50 (Quelle: http://www.ccdworld.com/xc_cameras.htm)

6.3.4 Teilentladungsmessung

Für die Teilentladungsmessung wurde das MPD 600-System der Firma Omicron verwendet.

Das MPD-600 System wird über eine eigene Software gesteuert und ermöglicht so die Erfassung, Analyse und Aufzeichnung von Teilentladungsvorgängen. Die Teilentladungsvorgänge werden in Echtzeit dargestellt. Das System ist für sämtliche Hochspannungsanlagen anwendbar [Vgl. Omicron Bedienungsanleitung 2009, S. 15].

Der Aufbau des gesamten Teilentladungssystems ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

Die Teilentladungsmessung besteht aus folgenden Komponenten (siehe auch Abb. 6.1):

- CPL 542A (Vierpol bzw. Messimpedanz)



Abb. 6.19 CPL 542A (Quelle: www.omicron.at/de/products/pro/primary-testing-diagnosis/partial-discharge/accessories/cpl/)

- MPD 600 (Erfassungssensor, wandelt unter anderem das elektrische Signal in ein optisches Signal um)



Abb. 6.20 MPD 600 [Omicron Benutzerhandbuch 2011, S. 177]

Versorgt wird der MPD Erfassungssensor über den Akkupack MPP 600



Abb. 6.21 Akkupack MPP 600 [Omicron Benutzerhandbuch 2011, S. 179]

- MCU 502 (Kontrolleinheit, Schnittstelle zwischen PC und MPD Erfassungssensor, wandelt das optische Signal wieder in ein elektrisches Signal um (USB 2.0))



<http://www.omicron.at>

Abb. 6.22 MCU 502 (Quelle: <http://www.omicron.at/de/products/pro/primary-testing-diagnosis/partial-discharge/accessories/mcu/>)

6.3.5 Software

Die Bewegung der Partikel, die TE-Messung und der Spannungswert wurden in einem Video synchronisiert. Dazu war es notwendig alle drei Komponenten auf einem Bildschirm anzuzeigen. Dazu war ein leistungsstarker PC notwendig. Die drei Komponenten wurden auf die Prozessorkerne des PC's verteilt. Nur so war es möglich eine gute Videoqualität zu erzielen, da ansonsten der Rechner leistungsmäßig überfordert gewesen wäre.

Der verwendete **Rechner (E8400)** hatte eine Intel Core 2 DUO CPU, eine Rechenleistung von 3 Ghz und einen Arbeitsspeicher von 3,46 GB Ram.

Für die **Bildschirmanzeige der Partikelbewegung** am PC, wurde die Software *IC Capture Vers. 2.2.301.1100* von *IMAGINE SOURCE* verwendet. Das ist die dazugehörige Software zur Kamera CCD XC-EU50.

Die Kamera-Software-Einheit konnte ein Video mit ungefähr 24 Bildern pro Sekunde (von der Leistungsfähigkeit des Rechners abhängig) anzeigen.

Für die **Teilentladungsmessung der Partikelbewegung** wurde zum MPD-600 System von Omicron die dazugehörige *mtronix Software for MPD and MI Vers. 1.5.7* verwendet. Mit dieser Software war eine Echtzeitanzeige der Teilentladungen möglich. Eingestellt wurde eine Mittenfrequenz von 450kHz.

Empfohlen wurde eine Bandbreite von 300 kHz um nach der Norm IEC 60270 zu messen [Vgl. Omicron Bedienungsanleitung 2011, S. 65].

Für die **Anzeige des Spannungswertes** wurde die Software *Xviewer 1.43* verwendet. Diese Software aktualisierte alle 300 ms den Spannungswert des Oszilloskop Yokogawa DL 9140.

Für die **Synchronisation der drei Komponenten** in einem Video wurde die Software *Free Screen Video Recorder v.2.5.19* verwendet.

Mit dieser Software konnte die aktuelle Bildschirmanzeige des PC's aufgezeichnet werden.

Durch geschickte Anordnung der Teilentladungsanzeige, Spannungswert und Anzeige der Bewegung der Partikel konnte ein zusammenfassendes Video generiert werden (Abb. 6.23).

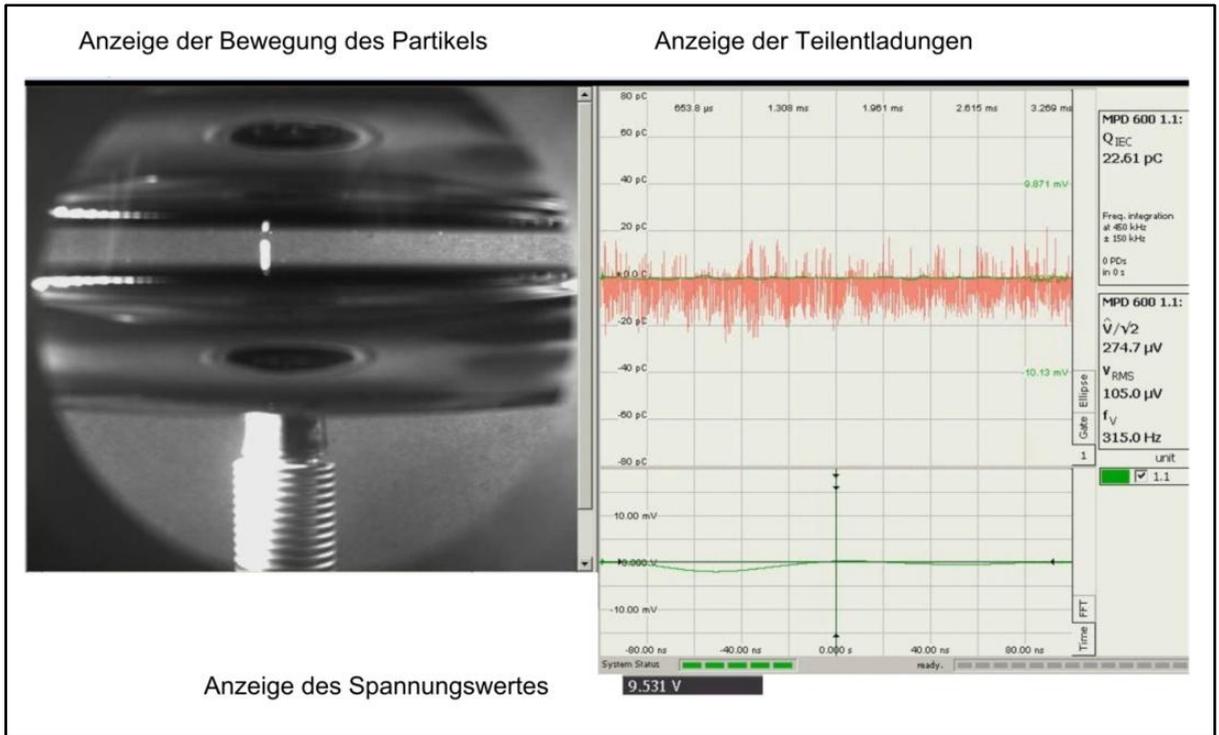


Abb. 6.23 Anzeige der Bewegung des Partikels, der Teilentladungen und des Spannungswertes in einem Video synchronisiert

7 Durchführung der Messungen

7.1 Messablauf

Messvorbereitung:

Im folgenden Abschnitt wird ein Messzyklus vorgestellt. Ausgegangen wird von einem verschlossenen, luftgefüllten Kessel:

Zuerst wurden die Verschraubungen des Deckels mit einem pneumatischen Schrauber gelöst. Danach wurde der Deckel (mit Durchführung und oberen Elektrode, siehe Abb. 6.13) mit dem Kran vom restlichen Deckel gehoben.

Sah man nun von oben in den Kessel, so ergab sich wie in Abb. 7.1 dargestellter Anblick (noch ohne Partikel).

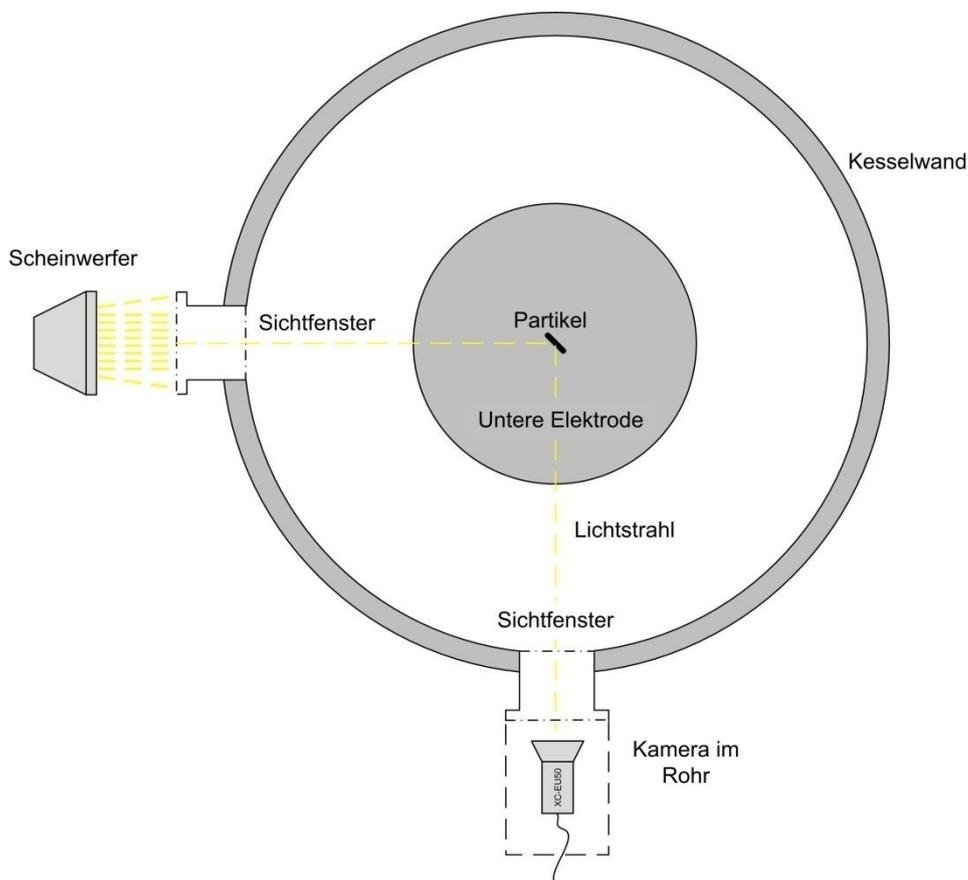


Abb. 7.1 Blick von oben in den Kessel (nicht maßstabsgetreu)

In der Mitte befindet sich die untere Elektrode, außen ist die Kesselwand zu sehen. Der Kessel, hat wie schon erwähnt, zwei Sichtfenster. Diese zwei Sichtfenster befinden sich auf gleicher Höhe, aber um 90° versetzt. Diese Versetzung der Sichtfenster konnte hervorragend genutzt werden. Wie in Abbildung 7.1 zu sehen wurde nämlich von einem Sichtfenster mit

einem 400 Watt Scheinwerfer in den Kessel geleuchtet. Am anderen Sichtfenster befand sich die Kamera, die die Bewegung der Partikel aufnahm.

Der 400 W Scheinwerfer erzeugte starkes Streulicht, das auch in die Blende der Kamera gelangte und so die Aufnahme störte. Aus diesem Grund wurde die Kamera in ein Rohr gelegt, das an einem Sichtfenster montiert war. Dieses Rohr schützte die Kamera vor Streulicht.

Bevor das Partikel dann auf die Elektrode gelegt werden konnte, mussten beiden Elektroden sorgfältig gereinigt werden, denn es zeigte sich, dass schon kleinste Verunreinigungen die Messergebnisse veränderten.

Danach wurde das Partikel ungefähr in der Mitte der unteren Elektrode gelegt. Um liegende, zylinderförmige Partikel jedoch für die Kamera sichtbar zu machen, musste das Partikel so hingelegt werden, dass das Partikel das Licht des Scheinwerfers in Richtung der Kamera reflektierte (siehe Abbildung 7.1).

Danach wurde der Deckel wieder auf den restlichen Kessel gehoben und verschraubt.

Der Kessel war nun luftgefüllt und musste evakuiert werden. Dies geschah mit dem Gaswartungsgerät der Firma DILO.

War der Kessel fertig evakuiert (Druck kleiner 1 mbar), wurde der Kessel mit SF₆ gefüllt. Das Füllen musste sehr langsam durchgeführt werden, da bei zu hohem Gasstrom im Inneren des Kessels Verwirbelungen entstanden, die das Partikel von der Elektrode warfen. Das galt es natürlich zu vermeiden, da ansonsten der ganze Vorgang erneut durchgeführt werden musste (mit SF₆ Absaugen), ohne eine einzige Messung durchgeführt zu haben.

Nach dem Füllvorgang wurde die DILO-Maschine abgeschlossen, und der Kessel mit dem Hochspannungsaufbau verbunden. Die Kesselwand wurde mit dem Erdpotential verbunden. Dabei besteht ständig eine Verbindung der unteren Elektrode mit der Kesselwand und somit mit dem Erdpotential. Die obere Elektrode wurde auf die Durchführung aufgeschraubt und dann mit dem Hochspannungspotential verbunden. Die Durchführung, die durch den Deckel ging, wurde am anderen Ende mit einem 30 kV Kabel mit dem Hochspannungsbaukastensystem verbunden (siehe Abb. 7.2). Das Kabel wurde sowohl mit dem Kessel, als auch mit dem Baukastensystem über Steckverbindungen verbunden.



Abb. 7.2 30 kV Kabel, das den Kessel mit dem Baukastensystem verbindet

Am fertigen Aufbau wurde das Teilentladungsmesssystem (ohne Erdungsschalter und ohne Erdungsstange) kalibriert.

Danach wurden die anderen Komponenten wie etwa Spannungsmessung und Video aktiviert.

Wenn die Software und Videoaufzeichnung bereit waren, konnte mit der eigentlichen Messung mit dem Partikel begonnen werden.

Durchführung der Messung:

Bei der Messung mit Partikeln wurde so vorgegangen, dass die Gleichspannung langsam erhöht wurde (eine Art Rampenfunktion), bis das Partikel eine Bewegung zeigte. Diese Bewegung war entweder eine Bouncing- oder Standing-Motion. Zusammen mit dem Elektrodenabstand und dem Spannungswert bei dem sich das Partikel das erste Mal bewegte, wurde die sogenannte Abhebefeldstärke berechnet.

Ging das Partikel bei der Abhebefeldstärke in die Bouncing-Motion über, so wurde die Spannungsversorgung so schnell wie möglich ausgeschaltet. Der Grund dafür war, dass zylinderförmige Partikel bei der Bouncing-Motion in kurzer Zeit von den Elektroden fiel. Konnte man jedoch die Spannungsversorgung rechtzeitig ausschalten, blieb das Partikel auf der unteren Elektrode liegen und man konnte einen weiteren Versuch durchführen.

Ging das Partikel bei der Abhebefeldstärke in die Standing-Motion über, so wurde die Spannung langsam verringert bis zu jenem Spannungswert, bei dem das Partikel in die Bouncing-Motion über ging. Danach wurde ebenfalls die Spannungsversorgung schnell ausgeschaltet. Damit wurde wieder versucht, dass das Partikel auf der unteren Elektrode liegen bleibt.

Bei der Erhöhung der Spannung bis zur Abhebefeldstärke und bei Verringerung der Spannung beim Übergang von Standing- in Bouncing-Motion musste sehr behutsam vorgegangen werden. Der Grund dafür war, dass der Spannungswert nur alle 300 ms am PC eingelesen und angezeigt wurde. Dadurch entstand eine Art Quantisierungsfehler.

Erhöhte man die Spannung von einem Einlesezeitpunkt zum anderen zu stark, so stieg auch der Messfehler an. Es wurde versucht den Messfehler immer kleiner 3% zu halten. Das entspricht bei einer Spannung von 10 kV (ungefähr bei diesem Wert reagierten die meisten zylinderförmigen Partikel) 0,3 kV (siehe Abbildung Abb. 7.3). Das bedeutet natürlich auch, dass bei kleineren Spannungswerten die Spannung noch langsamer erhöht werden musste, um unter einem Fehler von 3% zu kommen.

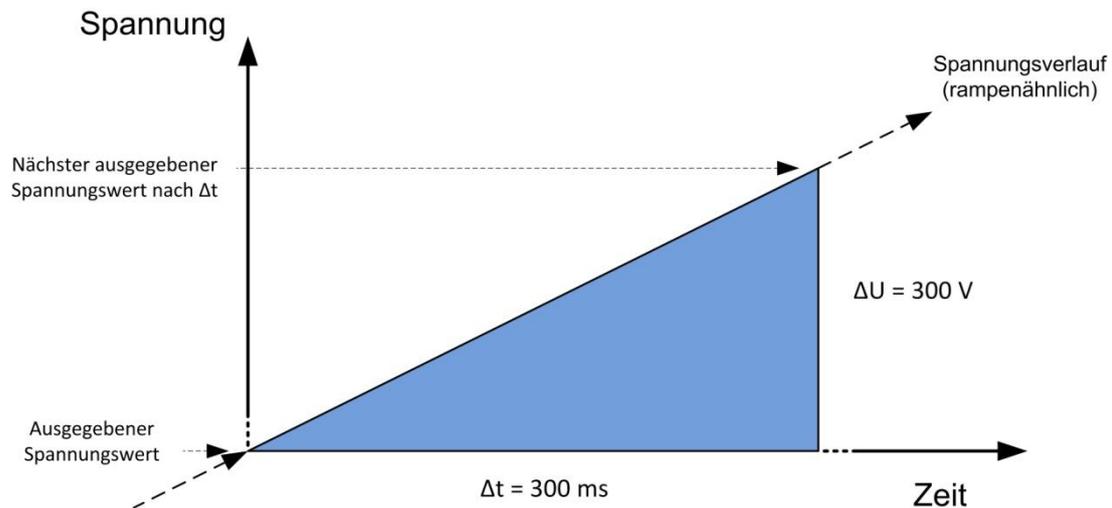


Abb. 7.3 Quantisierungsfehler bei einem Spannungswert von 10 kV

Die Messung war beendet, wenn das Partikel von den Elektroden fiel.

Nach der Messung:

Nachdem das Partikel von den Elektroden fiel, musste das Isolationsgas Schwefelhexafluorid aus dem Kessel abgesaugt und gespeichert werden. Dies geschah, wie erwähnt mit dem Gaswartungsgerät der Firma DILO.

Nachdem das SF_6 abgesaugt war, konnte atmosphärische Luft in den Kessel gelassen werden (bis der Druckausgleich hergestellt war).

Danach konnte der Kesseldeckel wieder vom restlichen Kessel gehoben werden und der Zyklus begann von vorne.

Dauer eines Messzyklus:

Für den eigentlichen Messvorgang kann keine genaue Zeit angegeben werden, da eine Messung einmal länger und einmal kürzer dauerte, abhängig davon, wie viele Messungen durchgeführt werden konnten.

Die Messvor- und nachbereitung war aber am zeitintensivsten.

Für das Abschrauben und Abheben des Deckels, das Reinigen der Elektroden, die Vorbereitung der Partikel, das Festschrauben des Deckels, Evakuieren, Befüllen des Kessels mit SF_6 und für das Absaugen des SF_6 -Gases wurde die meiste Zeit aufgewendet.

Die Messvor- und nachbereitung dauerte ungefähr eine Stunde.

7.2 Beeinflussung und Vertrauensbereich

Zylinderförmige Partikel:

Die meisten Messungen wurden mit zylinderförmigen Partikeln durchgeführt. Wobei diese hauptsächlich aus Kupfer waren und einen Durchmesser von 0,26 mm hatten.

Ein durchschnittliches Partikel aus Kupfer, mit einer Länge von 4 mm und einem Durchmesser von 0,26 mm, hat ein Gewicht von 1,9 mg. Das bedeutet, dass unter Hochspannung mit Kräften im Milli- und Mikronewtonbereich gearbeitet wurde. Aus diesem Umstand heraus, liegt es auch nahe, dass die Partikel leicht beeinflussbar sind, wie etwa durch Adhäsionskräfte zwischen Partikel und Elektrode.

Mögliche Beeinflussungsfaktoren:

- Staub auf den Elektroden:

Staub auf den Elektroden erhöhte die Abhebefeldstärke stark. Vor allem durch das elektrische Feld wurde Staub angezogen und blieb auf den Elektroden liegen.

Teilweise waren die Staubpartikel viel größer als das zu untersuchende Partikel, und konnten möglicherweise das elektrische Feld um das Partikel verändern, sodass die Abhebefeldstärke stark nach oben ging.

Lag Staub sogar auf dem Partikel selbst, nahmen das Gewicht des Partikels und somit auch die Abhebefeldstärke zu.

Gelangten Fette auf die Oberfläche, so stiegen die Adhäsionskräfte zwischen Partikel und Elektrodenoberfläche massiv an. Fette konnten schon durch das Berühren der Elektrode mit der bloßen Hand auf die Oberfläche gelangen. Dies wurde aber weitgehend durch tragen von Handschuhen vermieden.

Die Schrauben, die den Deckel mit dem restlichen Kessel fixierten, waren eingefettet. Durch das ständige Auf- und Zuschrauben des Kessels, löste sich fettverschmierter metallischer Abrieb. Dieser Abrieb fiel manchmal beim Abheben des Kessels auf die Elektrodenoberfläche.

Das Fett von der Oberfläche zu bekommen, erwies sich als schwierig. Vor allem durch das Wegwischen gelangte Fett in Kratzer der Oberfläche und musste dann mit großer Sorgfalt ausgeputzt werden.

Verunreinigungen der Oberfläche der Elektroden konnten auch die Leitfähigkeit zwischen Partikel und Elektroden verringern. Eine gute Leitfähigkeit ist aber notwendig, damit das Partikel Ladung von der Elektrode aufnehmen kann.

- Nicht ideale Oberfläche der Elektroden:

Obwohl die Oberfläche der Elektroden so glatt wie möglich gestaltet wurde (verchromte Oberfläche), so zeigte sich doch, dass diese nicht fehlerfrei ist. So konnten leichte Unebenheiten bei der Beschichtung mit Chrom nicht vermieden werden und auch durch die Bewegung der Partikel selbst entstanden kleine Kratzer. Diese Unebenheiten und Kratzer konnte man mit freiem Auge fast nicht erkennen, jedoch zeigte sich, dass diese Unebenheiten das elektrische Feld direkt auf der Oberfläche leicht beeinflussten, sodass die Abhebefeldstärke der Partikel höher wurde.

- Nicht ideales Partikel:

Auch auf den Partikeln selbst konnten sich Verschmutzungen anlagern, die das Gewicht des Partikels erhöhten oder die Leitfähigkeit zwischen Elektrode und Partikel verringerte.

Dabei wurde die größte Beeinflussung bei liegenden Partikeln beim Abheben festgestellt. Die Abhebefeldstärke von Partikel konnte sehr schnell sehr hohe Werte annehmen. Nennenswerte Beeinflussung, die die Abhebefeldstärke von zylinderförmigen Partikeln stark unter der theoretischen Abhebefeldstärke bewegte, wurde nicht festgestellt. Aus der Literatur war bekannt, vor allem durch die Arbeit von Asano et al., dass Werte nahe der theoretischen Abhebefeldstärke erreicht werden können [Vgl. Asano et al. 1997, S. 683]. Auch bei den eigenen Versuchen wurde das bestätigt. Werte um der theoretischen Abhebefeldstärke wurden aber nur durch akribisch genaues Arbeiten ermöglicht, um möglichst beeinflussungsfreie Messungen zu erhalten. Das heißt, dass niedrige Werte, also nahe der theoretischen Abhebefeldstärke nur durch sehr genaues Arbeiten möglich waren. Hohe Werte wurden schon bei der kleinsten Beeinflussung, wie etwa leichter Staub auf den Elektroden, erreicht.

Die Aufgabe der Messungen war nicht das Verhalten von Partikel unter möglichen Beeinflussungen festzustellen. Das Ziel war es, leitfähige Partikel unter möglichst idealen Bedingungen zu untersuchen. Deswegen musste versucht werden, mögliche Beeinflussungen, die von idealen Bedingungen abwichen, so niedrig wie möglich zu halten bzw. ganz auszuschalten.

Wie erwähnt, wurden die ersten und vor allem die meisten Messungen mit Kupferpartikeln mit einem Durchmesser von 0,26 mm durchgeführt.

Dabei wurde aus folgenden Überlegungen ein Vertrauensbereich geschaffen:

- Die theoretische Abhebefeldstärke ist erreichbar, manchmal sogar Werte leicht darunter. Dies war aus der Literatur und einigen Vorversuchen bekannt.

- Es gibt Beeinflussungen, die die Abhebefeldstärke von Partikel stark erhöhen (Werte bis zur doppelten Abhebefeldstärke sind durch unachtsames Arbeiten leicht erreichbar).
- Beeinflussungen erhöhen die Abhebefeldstärke stark. Nennenswerte Beeinflussung, die die Abhebefeldstärke markant unter die theoretische Abhebefeldstärke trieben, war nicht erkennbar.

Aus diesen Gründen, vor allem aus jenem, das die Abhebefeldstärke durch Beeinflussungen wie oben genannt, nur nach oben verschiebbar war, wurde eine Obergrenze für die Abhebefeldstärke eingeführt. Die theoretische Abhebefeldstärke für zylinderförmige Partikel aus Kupfer, die einen Durchmesser von 0,26 mm haben, liegt bei 9,48 kV/cm.

Die obere Grenze für diese Partikel wurde bei 14 kV/cm angenommen. Das heißt, dass Werte, die über 47% der theoretischen Abhebefeldstärke lagen, nicht berücksichtigt wurden. Da die Kraft auf das Partikel quadratisch mit der Feldstärke steigt (siehe Kap. 2.2.1.2), bedeutet eine Erhöhung der Abhebefeldstärke von 47% bereits eine Kraftauswirkung auf das Partikel das der 2,18 fachen Gewichtskraft des zylinderförmigen Partikels entspricht.

Das heißt also, dass Werte bis zu einer Kraft, die ungefähr das Doppelte der Gewichtskraft des zylinderförmigen Partikels entspricht, zugelassen wurden. Traten Werte darüber auf, so wurde angenommen, dass irgendwo ein Fehler passiert war bzw., dass die Beeinflussungen (wie oben erwähnt) auf das Partikel zu groß wurden. Daraufhin wurden der Kessel und die Elektroden gereinigt sowie das Partikel ausgetauscht. Es zeigte sich, dass dann Werte im Vertrauensbereich leicht wieder möglich waren.

Bestätigt wurde diese Grenze durch folgende Punkte:

- Mit der Erfahrung wurde es fast gänzlich vermieden, dass Werte über diese Grenze auftraten.
- Die Werte sind mit der Literatur vergleichbar.
- Kam es vor, dass diese Grenze überschritten wurde, so konnte man auf die spannungsfreien Elektroden klopfen. Durch die Vibrationen bewegte sich das Partikel leicht weg von seiner ursprünglichen Position. Daraufhin konnte man wieder Werte erzielen die im Vertrauensbereich lagen. Das war ein Zeichen dafür, dass auf der ursprünglichen Position eine negative Beeinflussung stattgefunden hatte.

Das Vertrauensintervall wurde auch bei anderen zylinderförmigen Partikeln angewandt. Das heißt, dass Werte über der 1,47 fachen theoretischen Abhebefeldstärke der jeweiligen zylinderförmigen Partikel, nicht akzeptiert wurden. Der Versuch wurde dann auch hier wiederholt. Es zeigte sich dann wieder sehr rasch, dass leicht wieder Werte im Vertrauensbereich möglich waren.

Das Vertrauensintervall ist bei allen anderen Versuchen immer gleich hoch, da sich die theoretische Abhebefeldstärke bei zylinderförmigen Partikeln aus Edelstahl (Durchmesser 0,3 mm) nur geringfügig von jenen zylinderförmigen Partikeln aus Kupfer mit einem Durchmesser von 0,26 mm unterscheidet. Nur bei den zylinderförmigen Partikeln aus Kupfer mit einem Durchmesser von 0,4 mm ist der Vertrauensbereich etwas höher, da die theoretische Abhebefeldstärke höher ist (mehr dazu im Kap. 9.2.6).

Natürlich könnte man meinen, dass es, um gute Werte zu erhalten, ausreicht, dass man die Elektroden reinigt und das Partikel auf einer sauberen, glatten Fläche auf der unteren Elektrode platziert. Dem ist nicht so.

Das Problem ist nämlich, dass der Gasraum des verschlossenen Kessels nie völlig staubfrei gemacht werden konnte.

Vor allem das Füllen des Kessels mit SF₆ wühlte leicht Staub auf, der sich neben oder auf das Partikel legte und so die Abhebefeldstärke erhöhte.

Durch das elektrische Feld, das während der Messung zwischen den beiden Elektroden herrschte, wurde Staub angezogen, der sich wiederum auf den Elektroden ablegte.

Beim Verschieben des Kessels oder durch die Verwirbelungen beim Füllen des Kessels mit SF₆ konnte sich das Partikel bewegen. Das konnte dazu führen, dass es zu kratzerreichen Stellen auf der Oberfläche der Elektrode kam.

Beim Bewegen bzw. Rollen konnte das Partikel auch über Staubteilchen rollen die eventuell am Partikel haften geblieben sind. Das führte dazu, wie erwähnt, dass das Partikel schwerer wurde.

Ein weiteres Problem war dann, dass man nicht mehr in den Kessel greifen konnte und die Stelle rund um das Partikel reinigen konnte, da der Kessel ja mit SF₆ gefüllt war.

Erschwerend kam hinzu, dass man nur durch die Sichtfenster auf das Partikel blicken konnte. Durch den schmalen Elektrodenspalt bzw. durch den schmalen Blickwinkel konnte man nicht immer eindeutig die Beeinflussungen erkennen.

Den einzigen Anhaltspunkt den man hatte, war die Abhebefeldstärke. Mit ihr konnte man auch indirekt den Grad der Beeinflussung ablesen. Je weiter diese über der theoretischen Abhebefeldstärke lag, desto höher war die Abweichung von idealen Bedingungen für das Partikel.

Kugeln:

Es wurden Versuche mit Stahlkugeln, die einen Durchmesser von 2 mm hatten, durchgeführt. Auch hier war bereits nach den ersten Versuchen klar, dass auch hier die theoretische Abhebefeldstärke ein guter Anhaltspunkt war bzw. Werte um diesen theoretischen Wert erzielt werden konnten.

Die Stahlkugeln schlugen jedoch bei der Bouncing-Motion, durch teilelastische Stöße, kleine Dellen in die relativ weiche Elektrodenoberfläche. Diese Dellen entstanden, da die Stahlkugeln im Vergleich zu den zylinderförmigen Partikeln eine viel höhere Masse hatten. Zudem kam noch hinzu, dass die Auf- und Abbewegung zwischen den Elektroden fast immer auf derselben Stelle und mit einer höheren Geschwindigkeit ablief. Das führte dazu, dass die Dellen nach jedem teilelastischen Stoß immer größer wurden.

Diese Dellen stellten ab einer gewissen Größe Inhomogenität auf der Elektrodenoberfläche dar, die die Kugeln beeinflussten. In ihnen erhöhte sich die Feldstärke. Die Kugeln rollten sehr gerne in diese Dellen.

In diesen Dellen war die Feldstärke höher als auf einer glatten Oberfläche. Dies führte dazu, dass die Kugeln aufgrund der höheren Feldstärke in den Dellen mehr Ladung aufnahmen und die Kugeln schon bei weit geringerer Feldstärke abhoben. Die Abhebefeldstärke sank im Laufe der Zeit immer weiter ab, da es immer mehr Dellen und nur noch wenig glatte Flächen gab. Die Abhebefeldstärke sank deutlich unter der theoretischen Abhebefeldstärke.

Die obere Elektrode war noch nicht so beschädigt, wie die untere, da aufgrund der Gewichtskraft der Kugeln der Einschlag auf der unteren Elektrode mehr Energie hatte.

Erst durch das Umdrehen der Elektroden, also, dass die obere Elektrode zur unteren wurde und umgekehrt, konnten wieder Werte um der theoretischen Abhebefeldstärke erzielt werden.

Die Versuche mit niedrigen Werten, die stark von den Dellen beeinflusst wurden, wurden mit der glatteren Elektrodenoberfläche wiederholt. Hierfür wurde wiederum ein Vertrauensbereich eingeführt: Alle Versuche, bei denen die Kugel früher als die halbe theoretische Abhebekraft abhob, wurden wiederholt. Das heißt, dass erst Werte über 70,1% der theoretischen Abhebefeldstärke berücksichtigt wurden, Messungen mit niedrigeren Werten wurden wiederholt.

8 Statistische Auswertung

Es wurde bei allen Versuchen bei denen 20 Messwerte vorhanden waren, eine statistische Auswertung durchgeführt. Dies trifft auf alle Messungen der Abhebefeldstärke der unterschiedlichsten Versuche zu sowie bei den Werten beim Übergang von Standing- in Bouncing-Motion bei den 6 mm Partikeln (Elektrodenabstand 9,6 und 19,6 mm).

Die statistische Auswertung erfolgte nach den Beschreibungen von Hohegger mit dem Statistikprogramm Minitab. Dabei wurde die Verteilung nach folgenden Kriterien untersucht [Vgl. Hohegger 2010, S. 39ff]:

- Graphische Analyse
- P-Wert
- Anderson-Darling-Test (Normal und Lognormal selben AD-Werte¹).

Minitab analysierte die zu untersuchende Messreihe nach den oben genannten Kriterien automatisch. Unklar war, welches Konfidenzintervall bzw. welcher Vertrauensbereich bei der statistischen Auswertung gewählt werden sollte. Laut Hohegger sind für das Signifikanzniveau übliche Werte 0,01 und 0,05. Diese beiden Signifikanzniveaus entsprechen einem Konfidenzintervall von 99% und 95% [Vgl. Hohegger 2010, S. 45f].

Da es in dieser Hinsicht keinerlei Literatur zur statistischen Auswertung von Partikelbewegungen gibt, wurde die statistische Auswertung für beide Konfidenzintervalle durchgeführt.

Zylinderförmige Partikel:

- Konfidenzintervall 95%:

Für die Messreihen der Abhebefeldstärke ergab die statistische Auswertung, dass die Lognormalverteilung für alle Messreihen geeignet ist. Die Normalverteilung in 50% aller Fälle.

Bei den 6 mm Partikeln wurden auch die Werte vom Übergang von Standing- in Bouncing-Motion untersucht. Hier ergab die Auswertung, dass für alle Messreihen die Lognormalverteilung geeignet ist. In 75% der Fälle auch die Normalverteilung.

- Konfidenzintervall 99%:

Für alle Messreihen ist die Normalverteilung geeignet und natürlich auch die Lognormalverteilung.

¹ Vgl. <http://www.statisticalengineering.com/goodness.htm>

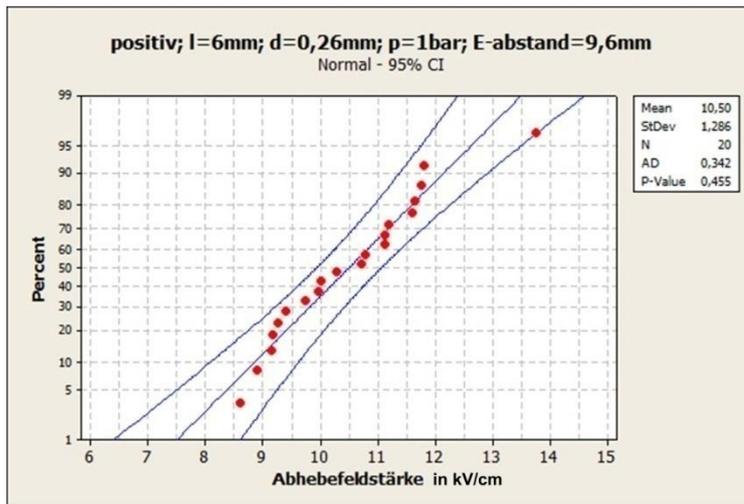


Abb. 8.1 Untersuchung auf Normalverteilung der 6 mm Partikel (positive Spannung) mit Minitab

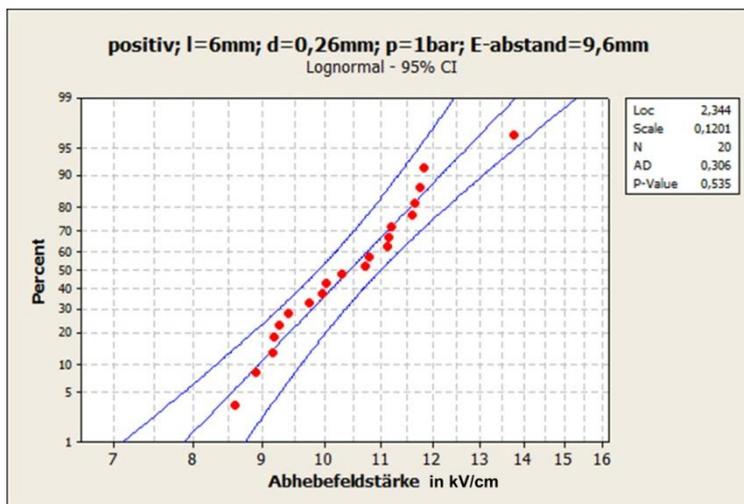


Abb. 8.2 Untersuchung auf Lognormalverteilung der 6 mm Partikel (positive Spannung) mit Minitab

In den Abbildungen 8.1 und 8.2 sind die Verteilungen der 6 mm langen Partikel (positive Spannung) für die Normal- und Lognormalverteilung dargestellt.

Dabei sieht man, dass die einzelnen Messwerte sehr gut im Konfidenzbereich liegen.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass bei den zylinderförmigen Partikeln die Lognormalverteilung am besten geeignet ist.

Dies lässt sich folgendermaßen erklären:

Betrachtet man die Dichtefunktion der Lognormalverteilung (Abbildung 8.3), so erkennt man dass die Verteilung linksschief ist.

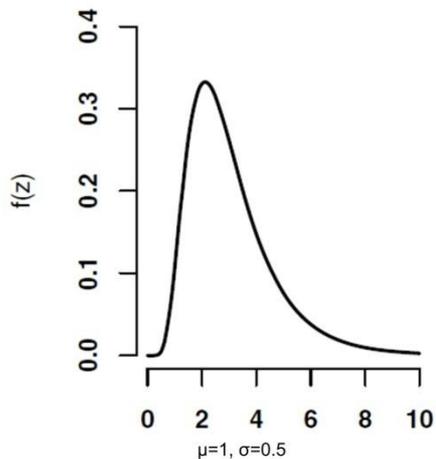


Abb. 8.3 Dichtefunktion einer Lognormalverteilung
[Sachs, Hedderich 2006, S. 205]

Zylinderförmige Partikel können nicht vor einem gewissen Wert der Feldstärke abheben. Dieser Wert deckt sich, vor allem bei den zylinderförmigen Partikeln, die einen Durchmesser von 0,26 mm haben, sehr gut mit der theoretischen Feldstärke. Unter dieser theoretischen Feldstärke ist die aufgenommene Ladung zu gering und zusammen mit der Feldstärke auch die elektrostatische Kraftwirkung auf das Partikel.

Überschreitet man mit dem elektrischen Feld diese Grenze, so reagieren die meisten Partikel kurz nach der theoretischen Feldstärke. Das entspricht dem linksschiefen Scheitelpunkt der Dichtefunktion. Einige Partikel reagieren erst nach diesem Scheitelwert, also bei höheren Werten der Feldstärke, da eine Beeinflussung, wie im Kapitel 7.2 beschrieben, möglich ist.

Kugeln:

- **Konfidenzintervall 95%:**
Bei den Kugeln zeigte sich, dass hier in allen Fällen die Normalverteilung geeignet ist, in 50% die Lognormalverteilung.
- **Konfidenzintervall 99%:**
Bei diesem Konfidenzintervall ist sowohl die Normal- als auch die Lognormalverteilung geeignet.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Normalverteilung am besten geeignet ist.

Dies lässt sich folgendermaßen erklären:

Wie in Kapitel 7.2 beschrieben, wurde festgestellt, dass bei Kugeln, aufgrund von Dellen oder tiefen Kratzern auf der Elektrodenoberfläche, beim Abheben schon Werte unterhalb der theoretischen Abhebefeldstärke erreicht werden können. Deswegen sind auch Werte unterhalb der theoretischen Abhebefeldstärke erreichbar und der Scheitelwert der Lognormalverteilung bewegt sich in die Mitte und wird somit zu einer Normalverteilung. Ein weiterer Grund könnte auch sein, dass größere Partikel, wie eben diese Stahlkugeln unempfindlicher gegen andere Beeinflussungen wie etwa Staub sind.

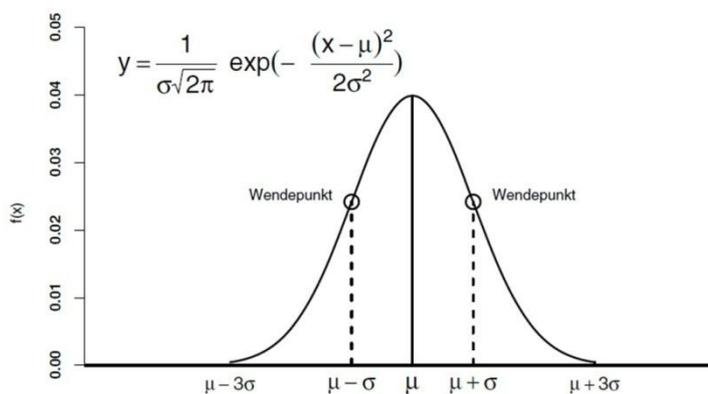


Abb. 8.4 Dichtefunktion einer Normalverteilung [Sachs, Hedderich 2006, S. 205]

Grafiken und Abbildungen:

Für die zylinderförmigen Partikel ist die Lognormalverteilung und für die Kugeln die Normalverteilung am besten geeignet. Die Normalverteilung und die Lognormalverteilung sind bei einem Konfidenzintervall von 99% für beide Partikelformen geeignet. Da bereits ein eigener Vertrauensbereich, siehe Kapitel 7.2, eingeführt wurde, kann auch ein höheres Konfidenzintervall (99%) für die statistische Auswertung angenommen werden. Um die Werte vergleichen und um die Standardabweichung in den Grafiken angeben zu können, wurde die Normalverteilung angenommen.

9 Messergebnisse

9.1 Allgemeines

Wie bereits beschrieben, wurden Versuche mit leitfähigen Partikeln im homogenen elektrischen Feld durchgeführt.

Dabei wurden bei den unterschiedlichen Versuchen folgende Parameter verändert:

- Polarität der Spannung (positiv und negativ)
- Partikellänge der zylinderförmigen Partikel
- Elektrodenabstand
- Druck des Isoliergases SF₆
- Durchmesser zylinderförmiger Partikel
- Material zylinderförmiger Partikel
- Form des Partikels (Zylinder und Kugel)

Es wurden also mehrheitlich Versuche mit zylinderförmigen Partikeln durchgeführt.

9.2 Versuche

9.2.1 Übersicht der Versuche und Zeitaufwand

Durchgeführte Versuche					
Form der Partikel	Länge der Partikel	Durchmesser der Partikel	Elektrodenabstand	Druck des Isoliergases	Material
zylinderförmig	2 mm, 4 mm, 6 mm	0,26 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer
zylinderförmig	6 mm	0,26 mm	9,6 mm	0,3 Mpa	Kupfer
zylinderförmig	6 mm	0,26 mm	19,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer
zylinderförmig	4 mm	0,4 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer
zylinderförmig	4 mm	0,3 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Edelstahl
kugelförmig		2 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Stahl

Tab. 9.1 Übersicht über die durchgeführten Versuche

Anzahl der verschiedenen Versuchsreihen je Polarität	8
Mindestanzahl der Einzelversuche pro Versuchsreihe	20
Polaritäten +/-	2
Zeitaufwand je Einzelversuch	1,5 h
Zeitaufwand	mind. 480 h

Tab. 9.2 Übersicht über den Zeitaufwand der durchgeführten Versuche

9.2.2 Einfluss der Partikellänge zylinderförmiger Partikel

Parameter des Versuches:

Form des Partikels:	Zylinderförmig
Länge:	2 mm, 4 mm und 6 mm
Durchmesser:	0,26 mm
Material:	Kupfer (Dichte $8,92 \text{ kg/dm}^3$ [Gremmel, Kopatsch 2006, S. 33])
Druck des Isoliergases (SF_6):	0,1 Mpa
Elektrodenabstand:	9,6 mm

Bei den Versuchen wurden zwei verschiedene Bewegungstypen der Partikel festgestellt:

- Bouncing-Motion
- Standing-Motion

Bei der Bouncing-Motion bewegt sich das Partikel zwischen den beiden Elektroden hin und her und tauscht mit den jeweiligen Elektroden Ladung aus. Dieser Austausch der Ladung ist auch klar bei der Teilentladungsmessung in Form von Teilentladungsspitzen erkennbar (siehe Abb. 9.1).

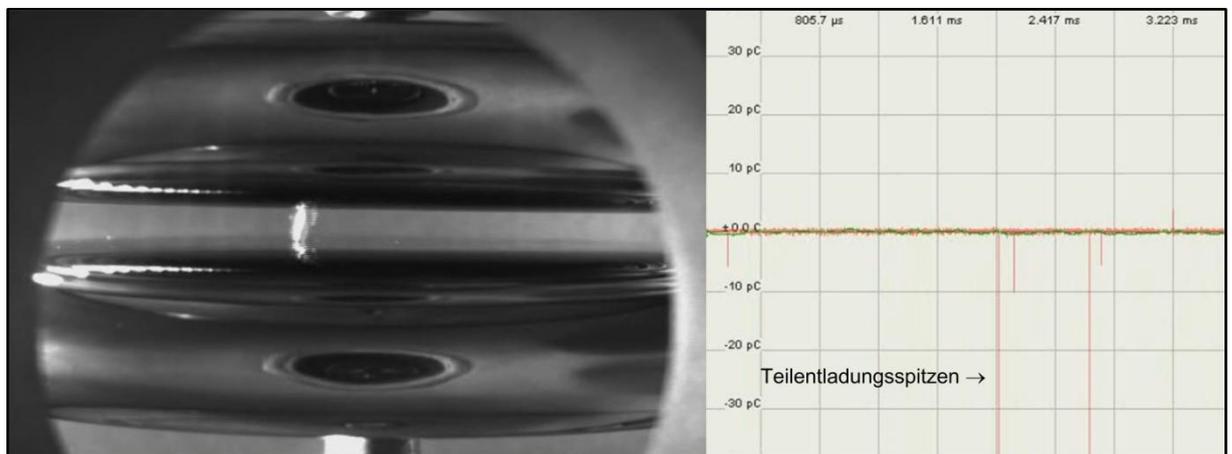


Abb. 9.1 Bouncing-Motion, 4 mm/0,26 mm Partikel bei einer Feldstärke von 9,0 kV/cm

Bei der Standing-Motion bewegte sich das Partikel immer aufrecht auf der negativen Elektrode. Die Standing-Motion war auch durch die Teilentladungsmessung klar erkennbar, da das Partikel konstante Teilentladungen erzeugte (siehe Abb. 9.2).

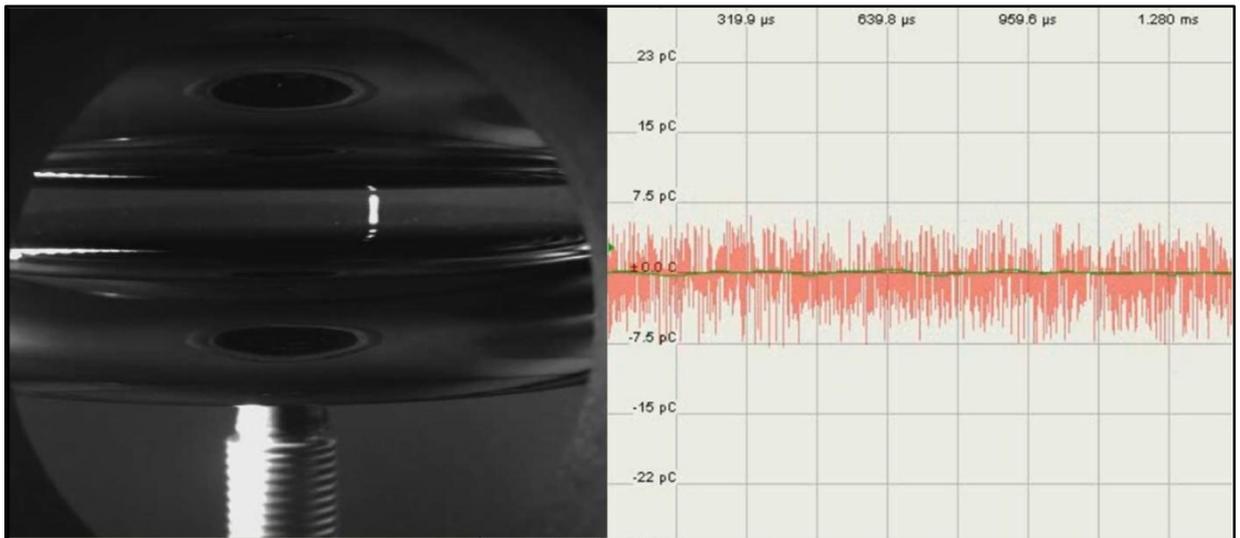


Abb. 9.2 Standing-Motion, 4 mm/0,26 mm bei einer Feldstärke von 9,3 kV/cm

Die Länge der Partikel war entscheidend dafür, ob das Partikel bei der Abhebefeldstärke entweder in die Bouncing- oder Standing-Motion überging. Es zeigte sich, dass die 2 mm Partikel nie in die Standing-Motion übergingen (im Vertrauensbereich), bei den 4 mm Partikeln waren beide Bewegungsmodi möglich und die 6 mm Partikel gingen bei der Abhebefeldstärke gleich in die Standing-Motion über.

Unterschiede bei der Partikellänge wurden auch bei der Teilentladungsmessung erkennbar. So zeigte sich, dass die 4 mm Partikel weit geringere Teilentladungssignale bei der Standing-Motion (Abb. 9.3) erzeugten als die 6 mm Partikel (Abb. 9.4) bei gleicher Feldstärke.

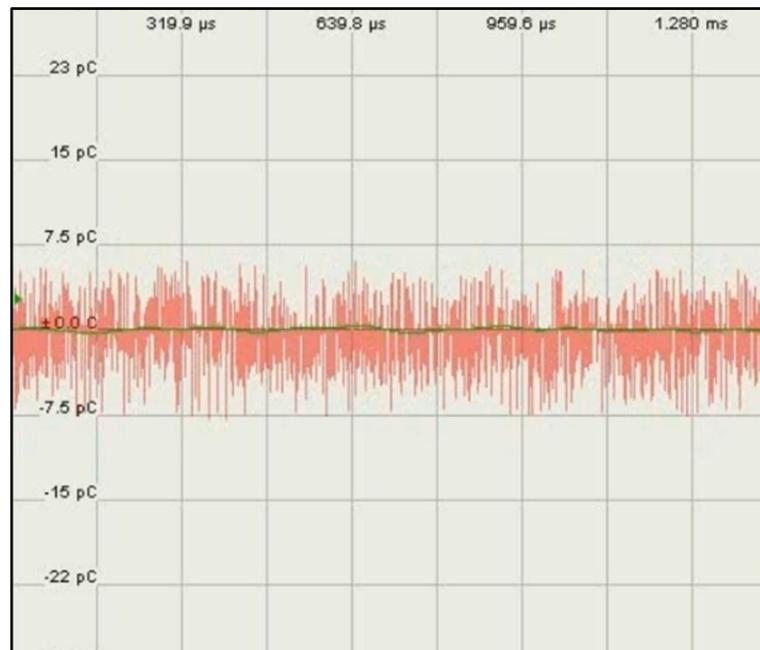


Abb. 9.3 Teilentladung eines 4 mm langen Partikels (Standing-Motion) bei einer Feldstärke von 9,3 kV/cm

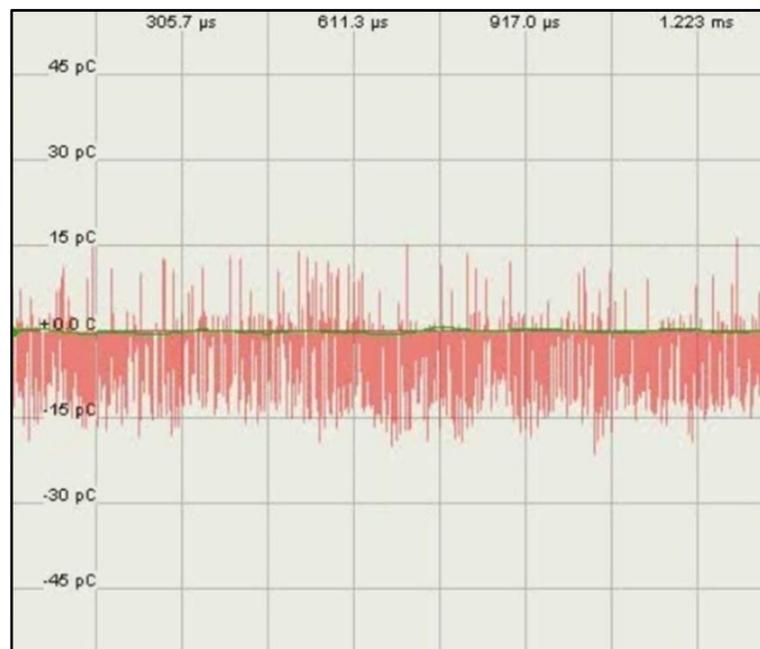


Abb. 9.4 Teilentladungen eines 6 mm langen Partikels (Standing-Motion) bei einer Feldstärke von 9,25 kV/cm

Vergleicht man die Abbildung 9.3 mit der Abbildung 9.4, so erkennt man, dass die Teilentladungen der 6 mm langen Partikel in der Standing-Motion zum Vergleich der 4 mm langen Partikel mehr als doppelt so hoch sind, obwohl die Feldstärke etwas geringer ist.

Sensibel zeigten sich die Partikel in der Standing-Motion bei Erhöhung der Spannung.

Abbildung 9.5 zeigt das Teilentladungsbild eines 6 mm Partikels bei einer Feldstärke von 11,3 kV/cm.

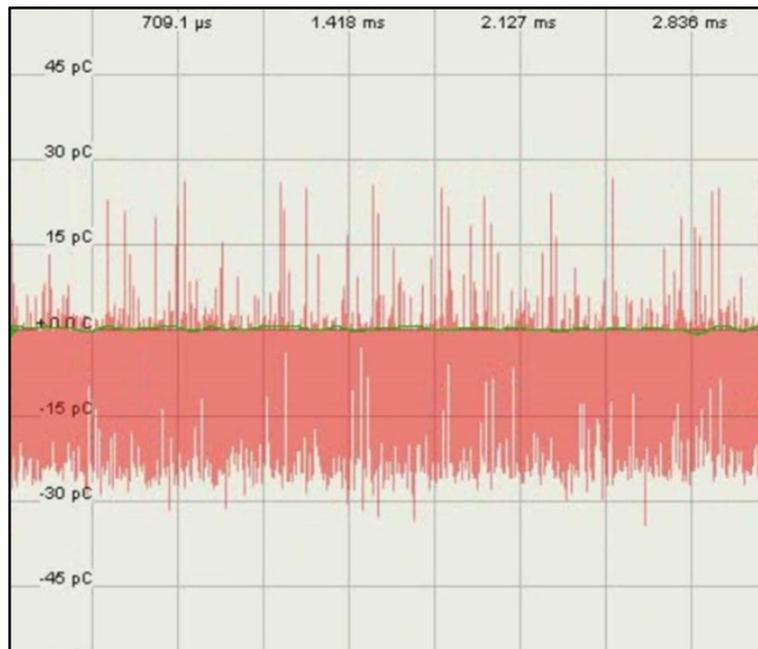


Abb. 9.5 Teilentladungen eines 6 mm langen Partikels (Standing-Motion) bei einer Feldstärke von 11,3 kV/cm

Vergleicht man die Abbildung 9.4 mit der Abbildung 9.5, so erkennt man, dass eine Erhöhung der Feldstärke um 2,05 kV/cm bei den 6 mm langen Partikeln einen deutlichen Anstieg der Teilentladungen bewirkte.

Bei der Standing-Motion gibt es jedoch bei den Teilentladungen immer geringfügige Unterschiede, da ein Partikel nie dem anderen völlig gleicht. Vor allem, wenn es sich schnell auf der Elektrodenoberfläche bewegt oder zu präzisieren, wie in Kapitel 5.1 beschrieben, beginnt, steigen die Teilentladungen. Auch, wenn ein Partikel länger auf einem Spannungswert gehalten wird, gibt es pulsierende Teilentladungssignale, sodass von einem Augenblick zum nächsten leichte Unterschiede in den Teilentladungswerten festzustellen sind.

Abbildungen 9.6 (positive Polarität der Spannung) und 9.7 (negative Polarität der Spannung) stellen die durchschnittlichen Abhebefeldstärken der Partikel mit unterschiedlichen Längen dar.

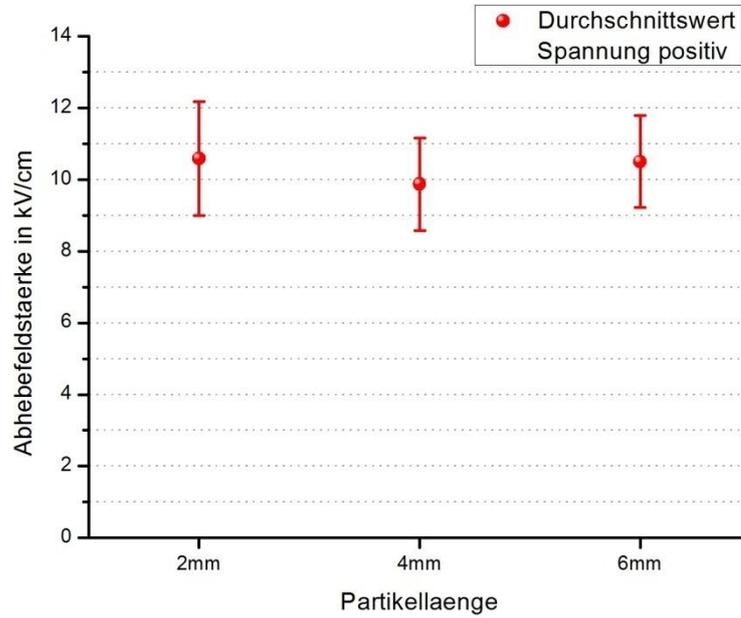


Abb. 9.6 Darstellung der Abhebefeldstärken zylinderförmiger Partikel mit unterschiedlicher Länge, Durchmesser 0,26 mm, positive Polarität der Spannung

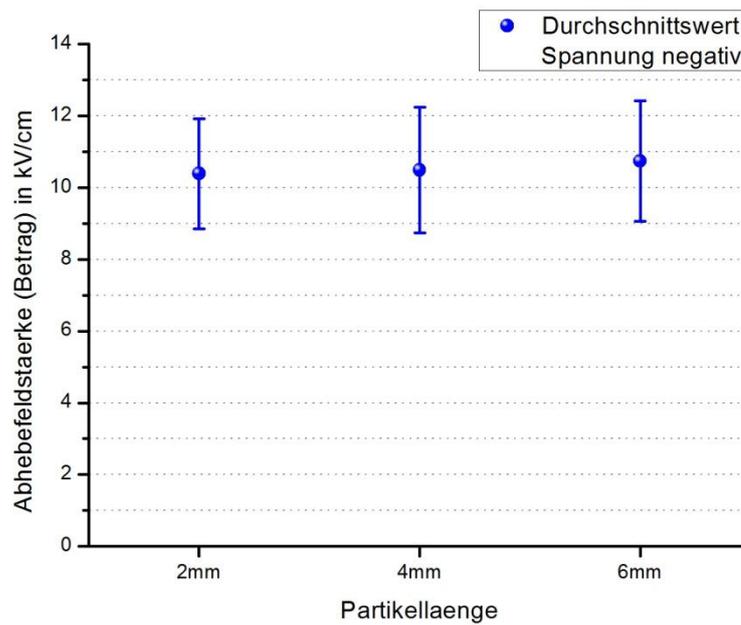


Abb. 9.7 Darstellung der Abhebefeldstärken zylinderförmiger Partikel mit unterschiedlicher Länge, Durchmesser 0,26 mm, negative Polarität der Spannung

Vergleicht man die Abbildungen 9.6 und 9.7 miteinander, so lässt sich keine Abhängigkeit der Abhebefeldstärke von der Polarität der Spannung und der Länge der Partikel erkennen. Die Abhebefeldstärke ist, wie es die Theorie beschreibt, vom Durchmesser zylinderförmiger Partikel abhängig.

Die theoretische Abhebefeldstärke liegt bei zylinderförmigen Partikeln bei 9,48 kV/cm.

Bei den Messungen mit solchen Partikeln ergab sich ein Durchschnittswert von 10,4 kV/cm.

Diese Abweichung von 9,7% der Messwerte zu der theoretischen Abhebefeldstärke lässt sich so begründen: Die Theorie geht von idealen Bedingungen aus, die man in der Praxis nicht erreichen kann. Außerdem beschreibt die Theorie, dass erst ab diesem Wert eine Abhebung des Partikels möglich ist. Da liegt es nahe, dass der Durchschnittswert über der theoretischen Abhebefeldstärke liegen muss.

Zudem kommen noch die in Kapitel 7.2 genannten Beeinflussungen. Diese machten sich bei den zylinderförmigen Partikeln, die einen Durchmesser von 0,26 mm hatten, am stärksten bemerkbar. Außerdem ist der Messwert ein Durchschnittswert, das heißt, dass auch Werte darunter, also bei der theoretischen Abhebefeldstärke, möglich sind.

Wie bereits erwähnt, spielte die Länge der Partikel eine entscheidende Rolle, ob das Partikel nach dem Abheben in die Standing- oder in die Bouncing-Motion überging. Es zeigte sich, dass die 6 mm langen Partikel nach dem Abheben immer in die Standing-Motion übergingen, bei den 4 mm langen Partikeln waren beide Bewegungsmodi möglich. Anhand der 4 mm langen Partikel konnte gezeigt werden, dass nicht nur die Länge der Partikel entscheidend für den Übergang in die Standing-Motion ist, sondern auch die Feldstärke.

Abbildung 9.8 zeigt eine Aufschlüsselung jener Partikel, die nach dem Abheben in die Standing-Motion übergingen und jenen Partikeln, die nach dem Abheben in die Bouncing-Motion übergingen. Dabei wurde klar ersichtlich, dass jene Partikel die erst bei einer höheren Feldstärke abhoben, eher in die Standing-Motion übergingen. Der Grund dafür ist, dass bei einer höheren Feldstärke das Partikel beim Aufrichten eher Teilentladungen erzeugt und die aufgenommene Ladung entlädt, als bei niedriger Feldstärke.

Weiters ist in der Abbildung 9.8 erkennbar, dass die durchschnittliche Feldstärke für die Standing-Motion bei negativer Polarität etwas höher liegt als bei positiver Spannung.

Der Grund dafür ist, dass bei den Versuchen nur eine Standing-Motion auf der negativen Elektrode beobachtet werden konnte. Ist die Spannung positiv, so ist die untere Elektrode auf Erdpotential, also die negative Elektrode. Geht das Partikel bei der unteren Elektrode in die Standing-Motion über, so unterstützt die Schwerkraft das Partikel in die Standing-Motion überzugehen, da ja der Gewichtskraftvektor genau auf die untere Elektrode wirkt.

Bei umgekehrter Polarität, wenn also die negative Elektrode die obere ist, so ist es für ein Partikel etwas schwieriger hier in die Standing-Motion überzugehen, da die Gewichtskraft von der Elektrode weg zeigt und so das Partikel nach unten ziehen will. Um den Effekt der Gewichtskraft aufzuheben, muss die Feldstärke bei negativer Polarität etwas höher sein, um dem Partikel zu erlauben, in die Standing-Motion überzugehen.

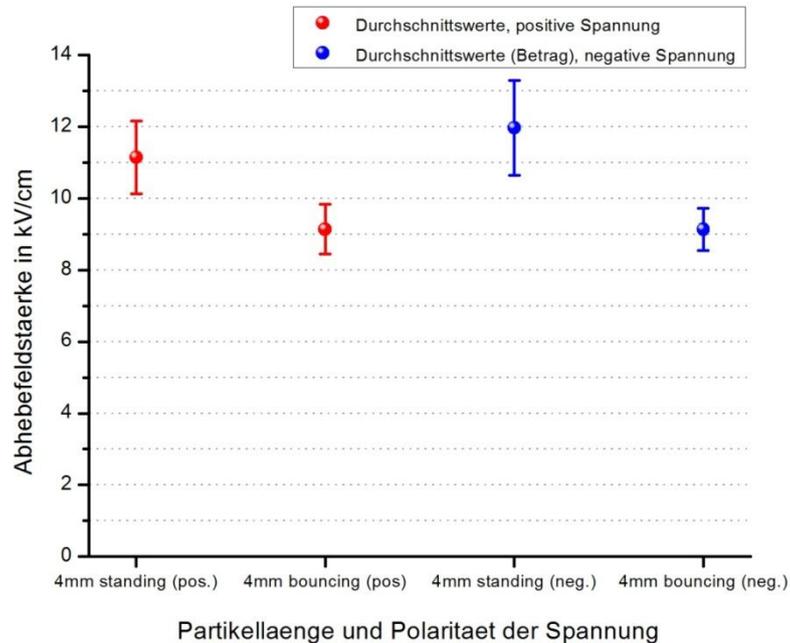


Abb. 9.8 Aufteilung der Abhebefeldstärken der 4 mm Partikel, die in Standing- und in Bouncing-Motion übergingen

Betrachtet man die 4 mm langen Partikel und die 6 mm langen Partikel in der Standing-Motion, so gingen alle, bei Reduzierung der Spannung, ab einer gewissen Feldstärke in die Bouncing-Motion über. Hier kam eine weitere Längenabhängigkeit zum Vorschein: Je länger die Partikel waren, desto niedriger konnte der Spannungswert sein, bei dem die Partikel noch in der Standing-Motion verblieben.

Abbildung 9.9 stellt die Durchschnittswerte bei denen die 4 und 6 mm langen Partikel von der Standing-Motion in die Bouncing-Motion übergingen.

Vergleicht man die 4 mm und die 6 mm langen Partikel, so fällt auf, dass die 6 mm Partikel noch bei weit geringerer Feldstärke in der Standing-Motion verharren konnten, als die 4 mm langen Partikel.

Vergleicht man die 4 mm langen Partikel in der Standing-Motion mit verschiedener Polarität miteinander, so erkennt man dass die 4 mm langen Partikel bei negativer Polarität früher in die Bouncing-Motion übergingen, als jene mit positiver Polarität. Der Grund ist hier wieder die Gewichtskraft: Bei der negativen Polarität „steht“ das Partikel auf der oberen Elektrode,

wobei die Gewichtskraft entgegenwirkt. Bei stehenden Partikeln auf der unteren Elektrode, also bei positiver Polarität unterstützt die Schwerkraft die Standing-Motion.

Bei den 6 mm langen Partikeln lässt sich kein Unterschied feststellen. Der Grund dafür dürfte sein, dass die Gewichtskraft nur mehr eine untergeordnete Rolle spielt, da aufgrund der Länge der Partikel die Teilentladungen überwiegen. Die Gewichtskraft steigt von den 4 mm auf die 6 mm Partikel um 50%, die Teilentladungen sind aber mehr als das Doppelte höher (siehe dazu Abb. 9.3 und 9.4).

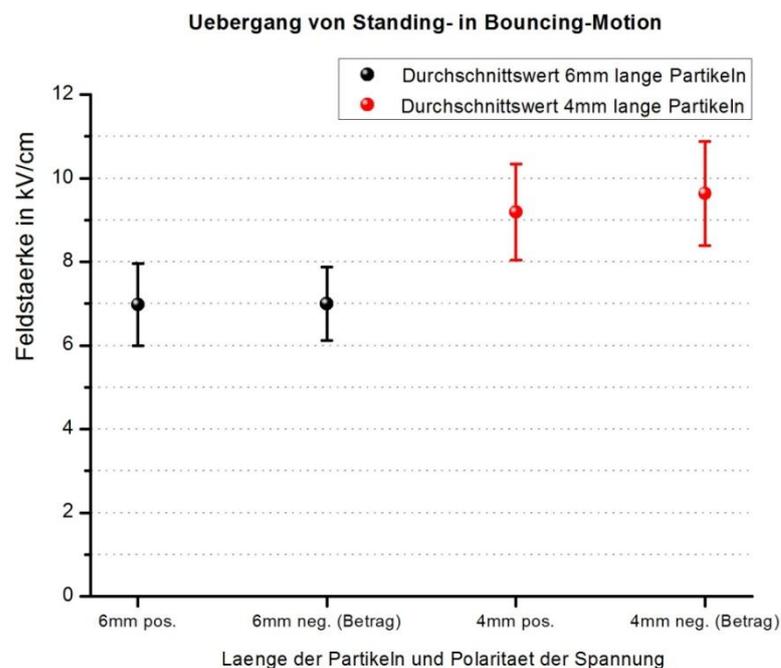


Abb. 9.9 Übergang von Standing- in die Bouncing-Motion der 4 mm und 6 mm langen Partikel (Durchmesser 0,26 mm)

Zusammenfassend lässt sich bei diesem Versuch feststellen:

- Die Abhebefeldstärke ist vom Durchmesser zylinderförmiger Partikel abhängig und nicht von der Länge.
- Es lässt sich anhand der Teilentladungsmessung klar erkennen, ob das Partikel in die Standing- oder in die Bouncing-Motion übergegangen ist:
 - Bei der Boucing-Motion lassen sich nur Teilentladungspeaks erkennen.
 - Bei der Standing-Motion sind die Teilentladungssignale kontinuierlich.
- Es wurden nur Standing-Motions der zylinderförmigen Partikel auf der negativen Elektrode beobachtet.

- Ob das Partikel in die Standing- oder in die Bouncing-Motion übergeht ist von folgenden Parametern abhängig:
 - Von der Länge der zylinderförmigen Partikel.
 - Von der Abhebefeldstärke.

- Gehen zylinderförmige Partikel in die Standing-Motion über und reduziert man die Feldstärke, so gehen sie irgendwann bei einem Schwellwert in die Bouncing-Motion über. Dieser Schwellwert ist wiederum von der Länge des Partikels abhängig: Je länger das Partikel ist, desto niedriger kann dieser Schwellwert werden. Für kürzere Partikel ist es schwieriger die Standing-Motion, bei Reduzierung der Spannung, auf der negativen oberen Elektrode aufrecht zu erhalten, da sich die Gewichtskraft nachteilig auswirkt.

- Für Partikel die in die Standing-Motion übergehen, ist es für kürzere scheinbar schwieriger auf der negativen oberen Elektrode in die Standing-Motion überzugehen. Der Grund ist wiederum die Gewichtskraft.

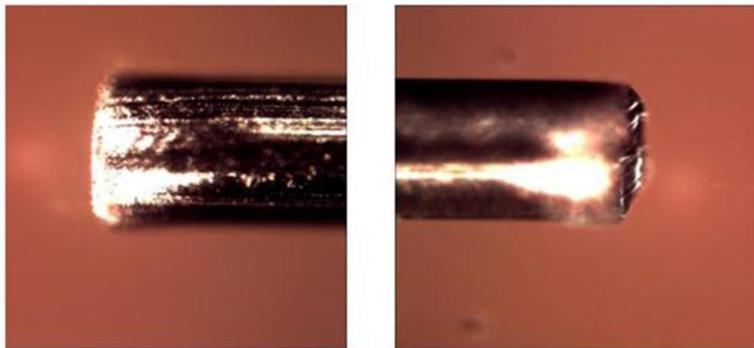
9.2.3 Dauerversuch Standing-Motion

Parameter des Versuches:

Form des Partikels:	Zylinderförmig
Länge:	6 mm
Durchmesser:	0,26 mm
Material:	Kupfer (Dichte $8,92 \text{ kg/dm}^3$ [Gremmel, Kopatsch 2006, S. 33])
Druck des Isoliergases (SF_6):	0,1 Mpa
Elektrodenabstand:	9,6 mm

Bei diesem Versuch wurde ein zylinderförmiges Partikel eine Minute lang in der Standing-Motion gehalten. Da bei den vorigen Versuchen die 6 mm langen Partikel immer in die Standing-Motion übergegangen sind, wurde auch hier ein solches Partikel verwendet. Die Feldstärke beim Versuch betrug ungefähr $11,2 \text{ kV/cm}$.

Vorher:



Nacher:



Abb. 9.10 Partikelenden vor und nach einer Minute Standing-Motion

In der Abbildung 9.10 kann man erkennen, wie das Partikel zuvor ausgesehen hat. Es ähnelt stark einem idealen Zylinder.

Nach einer Minute in der Standing-Motion lässt sich erkennen, dass die Kanten der Enden schärfer geworden sind. Das heißt, es kam zu einem Abtrag von Kupfer.

Am linken und rechten Ende lassen sich sogar schiefe Abtragungen erkennen. Am linken Ende sieht man sogar eine leichte Verformung.

Der Grund dafür ist, dass so dünne und lange Partikel nicht immer völlig gerade sind. Wenn das Partikel leicht schief ist, beginnt es wie in Abbildung 9.10 (links unten) und Abbildung 5.3 beschrieben, um die eigene Achse zu präzisieren. Das erklärt auch den schrägen Materialabtrag, da ein Ende des Partikels mehr in Richtung der Gegenelektrode zeigt. Da an diesem Ende die Feldstärke höher ist, sind auch die Teilentladungen an dieser Stelle höher und verursachen somit einen höheren Materialabtrag als am anderen Ende (siehe Abb. 9.11).

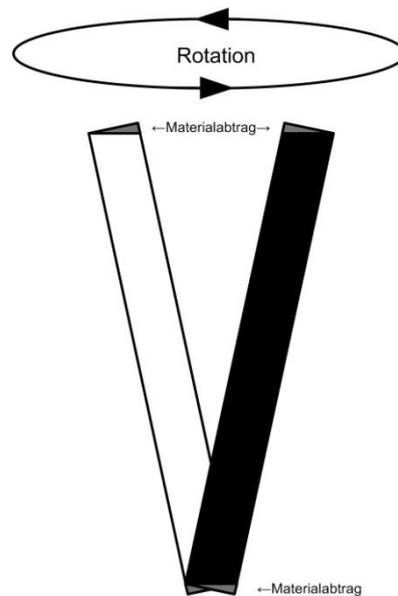


Abb. 9.11 Materialabtrag eines präzisierenden zylinderförmigen Partikels

Die leichte Verformung lässt sich vielleicht so erklären, dass das Partikel durch die Teilentladungen erwärmt wird und sich bei der Rotation mit verformt.

Zusammenfassend lässt sich bei diesem Versuch feststellen:

- Es ist ein Materialabtrag vom zylinderförmigen Partikel in der Standing-Motion feststellbar.

9.2.4 Erhöhung des Druckes des Isoliergases

Parameter des Versuches:

Form des Partikels:	Zylinderförmig
Länge:	6 mm
Durchmesser:	0,26 mm
Material:	Kupfer
Druck des Isoliergases (SF ₆):	0,3 Mpa
Elektrodenabstand:	9,6 mm

Bei diesem Versuch wurden auch die 6 mm langen Partikel verwendet. Der Druck des Isoliergases SF₆ wurde von 0,1 Mpa auf 0,3 Mpa erhöht. Abbildung 9.12 zeigt die Durchschnittswerte der Abhebefeldstärke. Dabei sind keine Unterschiede zu jenem Versuch mit 0,1 Mpa erkennbar.

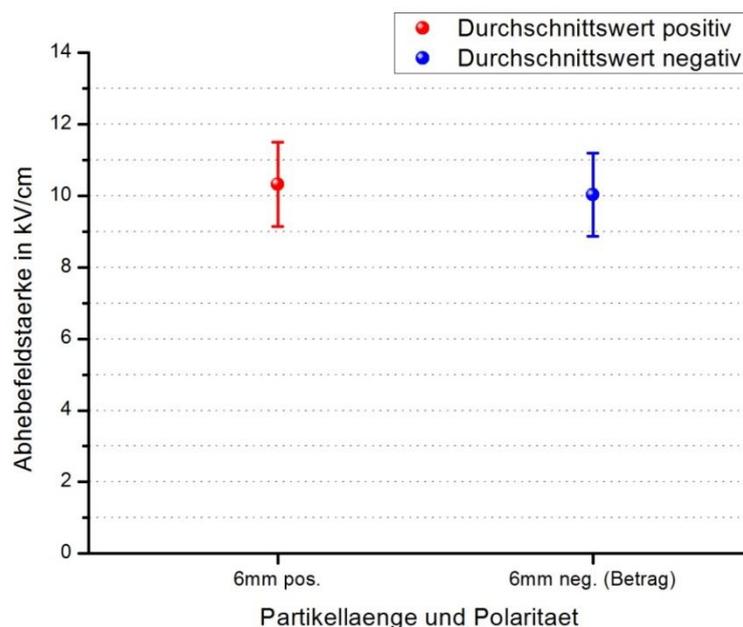


Abb. 9.12 Abhebefeldstärke der 6 mm langen Partikel bei einem Druck des Isolationsgases SF₆ von 0,3 Mpa

Ein deutlicher Unterschied wurde aber bei der Bewegung der Partikel sichtbar:

Wie beschrieben, gingen alle 6 mm langen zylinderförmigen Partikel bei einem Druck des Isoliergases SF₆ von 1 Mpa, beim Abheben, immer in die Standing-Motion über.

Bei der Erhöhung des Druckes des Isoliergases auf 3 Mpa zeigte sich, dass die Partikel beim Abheben nicht mehr in die Standing-Motion übergingen. Es war nur mehr die Bouncing-Motion möglich.

Der Grund dafür ist, dass bei Erhöhung des Druckes die Isolierfähigkeit von SF₆ stark ansteigt. Dadurch wird es für das Partikel schwieriger stabile Teilentladungen, die für eine Standing-Motion nötig sind, beim Aufrichten zu generieren.

Bei diesem Versuch war es für das Partikel scheinbar nicht mehr möglich, stabile Teilentladungen beim Aufrichten zu erzeugen.

Zusammenfassend lässt sich bei diesem Versuch feststellen:

- Durch Erhöhung der Isolierfestigkeit des Isoliergases, wie etwa durch Erhöhung des Druckes, wird es für zylinderförmige Partikel schwieriger in die Standing-Motion überzugehen.

Ob ein zylinderförmiges Partikel in die Standing- oder in die Bouncing-Motion übergeht, ist also neben der Partikellänge und der Abhebefeldstärke auch von der Isolationsfestigkeit des Isoliergases abhängig.

9.2.5 Vergrößerung des Elektrodenabstandes

Parameter des Versuches:

Form des Partikels:	Zylinderförmig
Länge:	6 mm
Durchmesser:	0,26 mm
Material:	Kupfer
Druck des Isoliergases (SF ₆):	0,1 Mpa
Elektrodenabstand:	19,6 mm

Bei diesem Versuch wurden wiederum 6 mm lange zylinderförmige Partikel verwendet. Nun wurde der Elektrodenabstand von 9,6 mm auf 19,6 mm vergrößert. Abbildung 9.13 zeigt die Abhebefeldstärke der Partikel in der kein nennenswerter Unterschied zu den vorigen Versuchen feststellbar ist.

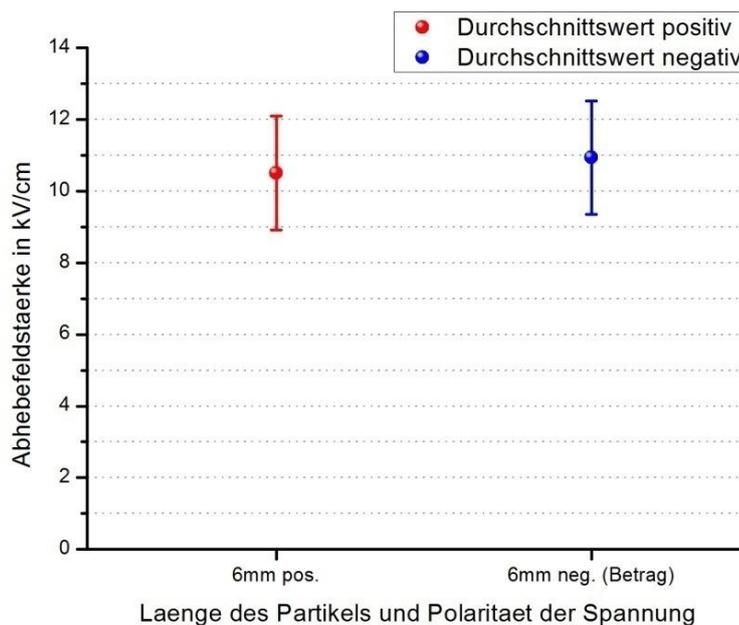


Abb. 9.13 Abhebefeldstärke 6 mm langer Partikel (Durchmesser 0,26 mm) bei einem Elektrodenabstand von 19,6 mm

Die Partikel gingen fast alle beim Abheben in die Standing-Motion über, nur ein Partikel ging bei negativer Polarität beim Abheben in die Bouncing-Motion über.

Deutliche Unterschiede gab es auch beim Übergang von der Standing- in die Bouncing-Motion bei Verringerung der Spannung.

In Abbildung 9.14 sind die Werte beim Übergang von Standing- in Bouncing-Motion bei einem Elektrodenabstand von 9,6 und 19,6 mm für 6 mm lange Partikel dargestellt.

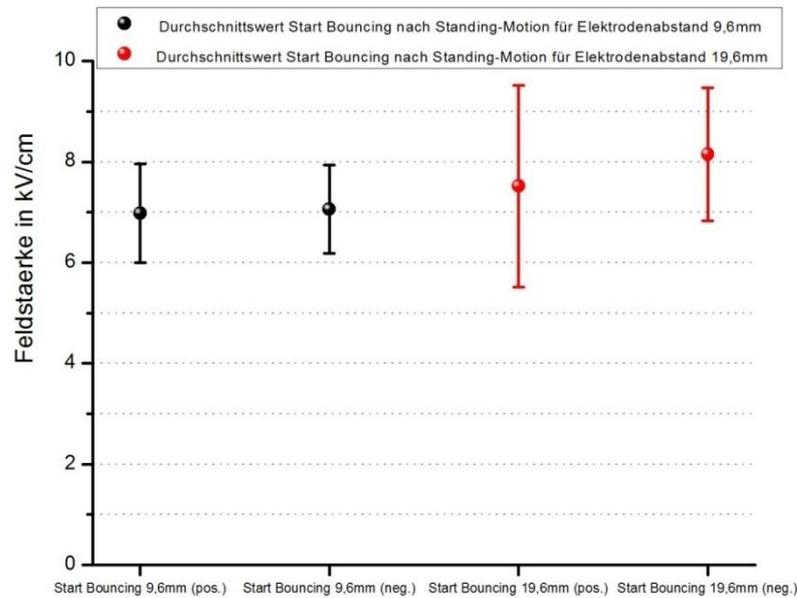


Abb. 9.14 Start Bouncing- nach Standing-Motion für verschiedene Elektrodenabstände und Polarität der Spannung für 6 mm lange Partikel (Durchmesser 0,26 mm)

In der Abbildung 9.14 kann man sehr gut erkennen, dass die Werte für einen Elektrodenabstand von 19,6 mm höher liegen als jene mit einem Elektrodenabstand von 9,6 mm. Das heißt, dass Partikel bei einem höheren Elektrodenabstand früher von der Standing-Motion in die Bouncing-Motion, bei Reduzierung der Feldstärke, übergehen. Der Grund ist, dass die Partikel bei größerem Elektrodenabstand bei selber Feldstärke geringere Teilentladungen erzeugen, da die Isolationstrecke verhältnismäßig größer ist.

Abbildung 9.15 zeigt das Teilentladungssignal eines 6 mm langen Partikels bei einem Elektrodenabstand von 19,6 mm. Vergleicht man nun die Abbildung 9.15 mit der Abbildung 9.4, so wird deutlich, dass die 6 mm langen Partikel bei einem Elektrodenabstand von 9,6 mm und annähernd der selben Feldstärke weit höhere Teilentladungen erzeugen (leichte Unterschiede von Partikel zu Partikel möglich). Die Teilentladungssignale sind fast schon gleich wie jene von den 4 mm langen Partikeln bei einem Elektrodenabstand von 9,6 mm bei fast gleicher Feldstärke.

Da nun die Teilentladungen bei einem Elektrodenabstand von 19,6 mm niedriger sind als bei einem Elektrodenabstand von 9,6 mm bei gleicher Feldstärke, so liegt es auch nahe, dass die Standing-Motion bei größeren Elektrodenabständen nicht so lange aufrecht erhalten werden kann, wenn man die Feldstärke reduziert.

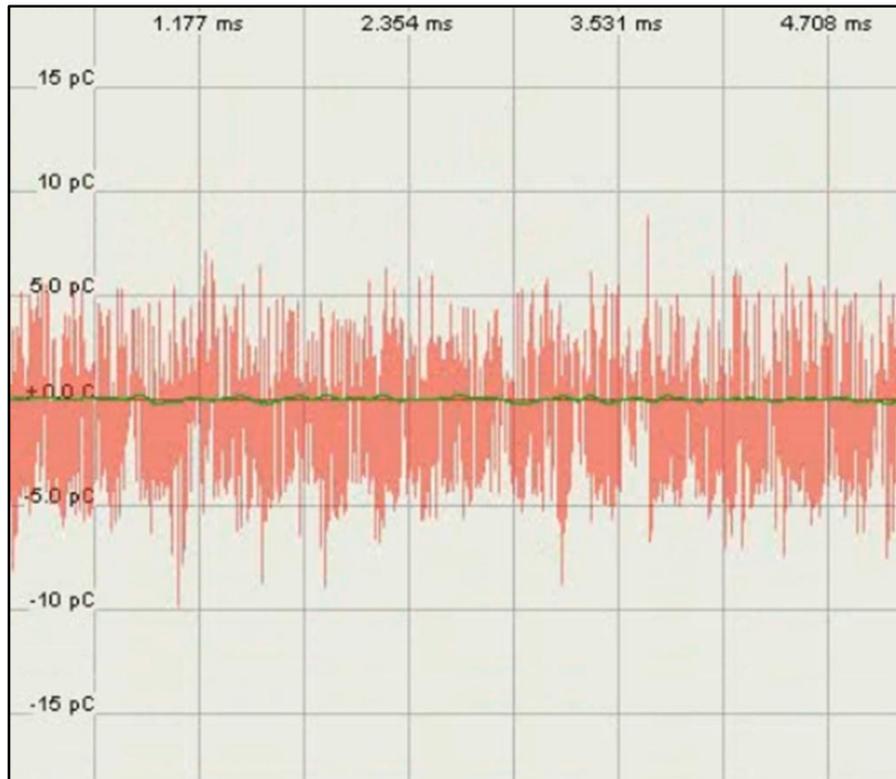


Abb. 9.15 Teilentladungssignal eines 6 mm langen Partikels (Durchmesser 0,26 mm) bei einem Elektrodenabstand von 19,6 mm und einer Feldstärke von 9,22 kV/cm

Da für die Standing-Motion konstante Teilentladungen nötig sind und diese bei größeren Elektrodenabständen geringer sind, tritt auch der Einfluss der Gewichtskraft wieder in den Vordergrund. Man erkennt in der Abbildung 9.14 sehr gut, dass der Wert der für den Übergang von der Standing-Motion in die Bouncing-Motion bei einem Elektrodenabstand von 19,6 mm bei negativer Polarität höher ist, da es für das Partikel bei niedrigen Feldstärken schwieriger ist, auf der oberen Elektrode die Standing-Motion aufrecht zu erhalten.

Bei den Versuchen wurde auch eine Standing-Motion bei negativer Polarität auf der positiven (unteren) Elektrode beobachtet. Dieser Effekt trat ungefähr zwischen einer Feldstärke von 9,26 und 9,0 kV/cm auf.

Zusammenfassend lässt sich aus diesem Versuch feststellen:

- Bei Vergrößerung des Elektrodenabstandes ändert sich bei der Abhebefeldstärke der Partikel nichts, da diese nur von der Feldstärke abhängt.
- Sehr wohl Auswirkung hat der Elektrodenabstand auf die Standing-Motion der Partikel:

- Die Teilentladungssignale der Partikel sind bei einem größeren Elektrodenabstand geringer als bei einem kleineren Elektrodenabstand und gleicher Feldstärke.
 - Bei größerem Elektrodenabstand wird es für die Partikel schwieriger die Standing-Motion aufrecht zu erhalten, wenn man die Feldstärke reduziert, da die Teilentladungen geringer sind.
 - Aus diesem Grund tritt auch der Einfluss der Gewichtskraft wieder in den Vordergrund.
-
- Es wurde ein einziges Mal eine Standing-Motion auf der positiven Elektrode beobachtet.

9.2.6 Vergrößerung des Durchmessers

Parameter des Versuches:

Form des Partikels:	Zylinderförmig
Länge:	4 mm
Durchmesser:	0,4 mm
Material:	Kupfer
Druck des Isoliergases (SF ₆):	0,1 Mpa
Elektrodenabstand:	9,6 mm

Bei diesem Versuch wurde ein 4 mm langes Partikel mit einem größeren Durchmesser verwendet (0,4 mm). Abbildung 9.16 zeigt die Abhebefeldstärke der Partikel.

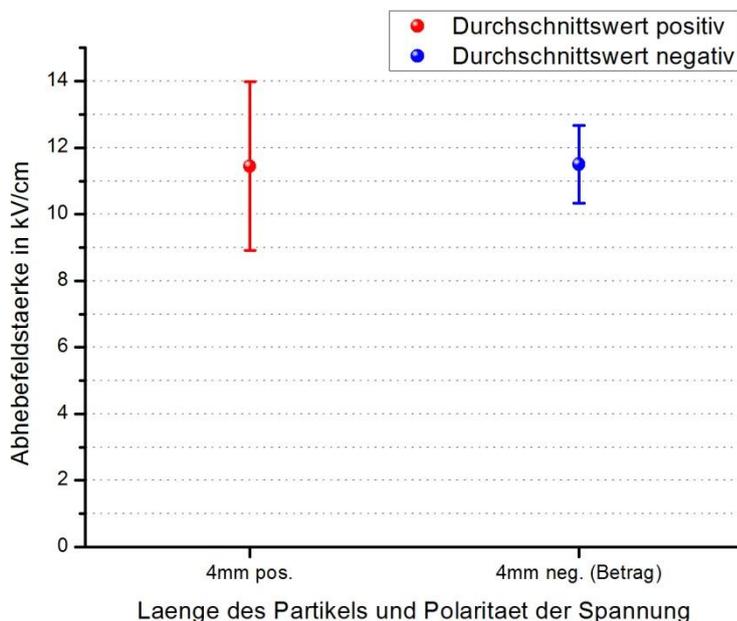


Abb. 9.16 Abhebefeldstärke 4 mm langer Partikel mit einem Durchmesser von 0,4 mm

Die theoretische Abhebefeldstärke beträgt bei diesen Partikeln 11,75 kV/cm, gemessen wurde eine Abhebefeldstärke von durchschnittlich 11,47 kV/cm. Das bedeutet eine Abweichung von der theoretischen Feldstärke von nur 2,4% und dass hier sogar Durchschnittswerte unter der theoretischen Feldstärke möglich sind.

Der Grund dafür dürfte sein, dass dickere Partikel unempfindlicher gegenüber negativer Beeinflussungen wie etwa Staub und der Gleichen sind.

Ein weiterer Erklärungsversuch ist, dass bei der Berechnung der theoretischen Abhebefeldstärke von zylinderförmigen Partikeln die Enden dieser nicht berücksichtigt werden (siehe dazu Kap. 2.2.1.2). Die Enden stellen jedoch spitze Kanten im Feldraum dar. An spitzen Kanten erhöht sich lokal die Feldstärke und somit nimmt auch die aufgenommene Ladung an diesen Stellen des zylinderförmigen Partikels zu. Bei höherer Ladung und

Feldstärke steigt auch die Kraftwirkung auf das Partikel und lässt es früher von der Elektrodenoberfläche abheben.

Möglicherweise sind Partikel mit kleinerem Durchmesser empfindlicher gegen Beeinflussungen, wie im Kapitel 7.2 erwähnt. Weiters dürfte der Effekt der Kanten von Partikel mit dünnerem Durchmesser nicht so stark zur Geltung kommen.

Bei Partikel mit dickerem Durchmesser ist es möglicherweise umgekehrt: Sie sind vielleicht nicht so stark beeinflussbar wie etwa durch Staub oder Unebenheiten auf der Elektrodenoberfläche. Weiters tritt der Effekt mit den Enden der zylinderförmigen Partikel stärker in den Vordergrund da die Kantenhöhe deutlich höher ist und somit auch die Beeinflussung des elektrischen Feldes.

Auch Asano et al. stellten bei Versuchen fest, dass dünnere Partikel weit stärker von der theoretischen Abhebefeldstärke abweichen, als Partikel mit dickerem Durchmesser [Vgl. Asano et al. 1997, S. 683].

Wie im Kapitel 7.2 beschrieben, ist bei diesen Versuchen der Vertrauensbereich etwas höher, da bei diesen Partikeln auch die theoretische Feldstärke etwas höher ist.

Um die Kritik zu entkräften, dass die durchschnittliche Abhebefeldstärke höher ist, da der Vertrauensbereich höher ist, wurden die Messwerte die außerhalb des Vertrauensbereichs der 0,26 mm Partikel lagen, entnommen und der Durchschnittswert erneut berechnet. Dabei ergab sich ein Durchschnittswert von 11,15 kV/cm. Dieser Wert liegt immer noch deutlich höher, als jene der Partikel mit einem Durchmesser von 0,26 mm (Durchschnittswert 10,4 kV/cm), obwohl man den Partikeln mit einem Durchmesser von 0,4 mm nur ein Vertrauensniveau von 19,4%, ausgehend von der theoretischen Abhebefeldstärke, genehmigt (anstatt ca. 47%).

Das beweist, dass Partikel mit einem größeren Durchmesser eine höhere Abhebefeldstärke haben, als jene Partikel mit einem dünneren Durchmesser.

Ein deutlicher Einfluss der Gewichtskraft machte sich wieder bei der Standing-Motion bemerkbar. So gingen rund 70% aller Partikel bei positiver Polarität auf der negativen Elektrode (untere) beim Abheben in die Standing-Motion über.

Bei negativer Polarität gingen nur rund 7% der Partikel auf der negativen Elektrode (obere) in die Standing-Motion über. Aus diesem Verhältnis wird der Einfluss der Gewichtskraft deutlich: Vergleicht man die 4 mm Partikel, so ist das Partikel mit einem Durchmesser von 0,4 mm um das 2,36 fache schwerer, als jenes mit einem Durchmesser von 0,26 mm. Aus diesem Grund wird auch klar, dass es für schwere Partikel schwieriger ist, auf der oberen Elektrode, entgegen der Gewichtskraft, in die Standing-Motion über zu gehen.

Die Standing-Motion konnte nur auf der negativen Elektrode festgestellt werden.

Abbildung 9.17 stellt für beide Polaritäten die durchschnittlichen Feldstärken dar, bei denen die 4 mm Partikel in die Standing-Motion oder in die Bouncing-Motion übergangen.

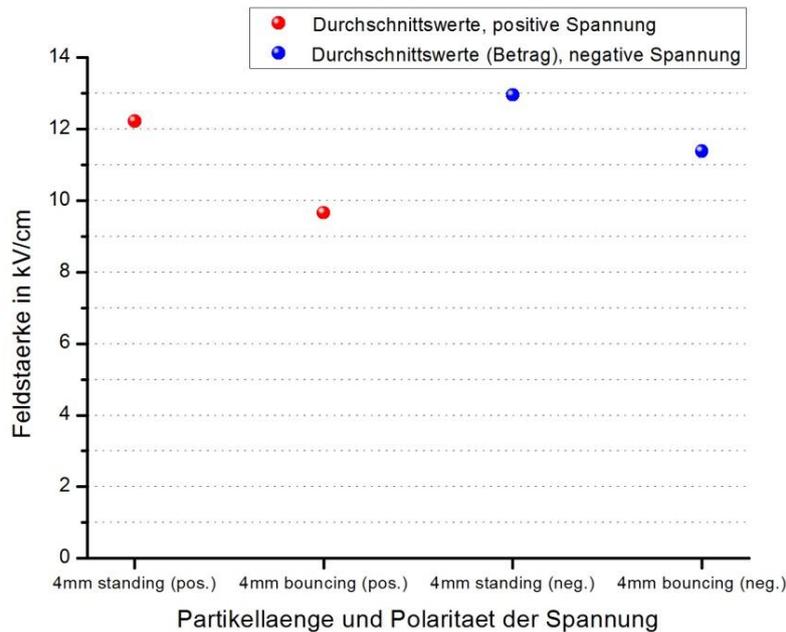


Abb. 9.17 Aufteilung der durchschnittlichen Feldstärken der Partikel welche entweder in Standing- oder Bouncing-Motion übergingen.

Auch in der Abbildung 9.17 wird wieder deutlich, dass der Wert bei negativer Polarität etwas höher liegt. Der Grund ist wiederum die Gewichtskraft der Partikel. Die Standardabweichung wurde nicht angegeben, da für die negativen Werte der Standing-Motion zu wenige Werte vorhanden waren.

Abbildung 9.18 stellt jene Feldstärke dar, bei denen die Partikel, die in der Standing-Motion waren und bei Reduktion der Spannung in die Bouncing-Motion übergingen. Die Standardabweichung wurde nicht angegeben, da für die negativen Werte der Standing-Motion zu wenige Werte vorhanden waren.

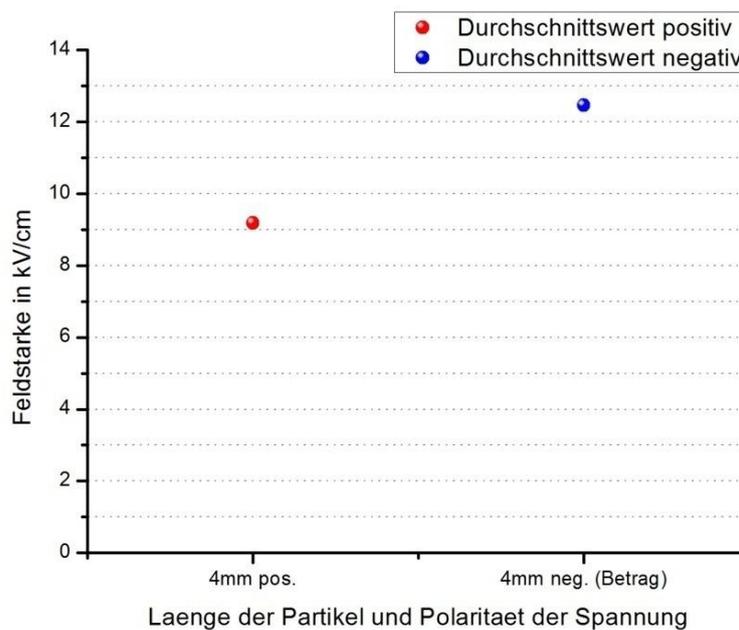


Abb. 9.18 Feldstärke bei der die 4 mm langen Partikel mit einem Durchmesser von 0,4 mm von der Standing- in die Bouncing-Motion übergingen

In der Abbildung 9.18 kann man deutlich erkennen, dass der Wert bei negativer Polarität deutlich höher liegt, als bei positiver. Vergleicht man die Abbildung 9.9 mit der Abbildung 9.18, so erkennt man, dass der Unterschied zwischen positiver und negativer Polarität bei den 0,4 mm dicken Partikeln deutlich zugenommen hat. Der Grund ist, dass das 0,4 mm dicke Partikel deutlich schwerer ist, als ein 0,26 mm dickes Partikel selber Länge. Aus diesem Grund ist es für das 0,4 mm dicke Partikel schwieriger die Standing-Motion, bei Reduzierung der Spannung, aufrecht zu erhalten.

Zusammenfassend lässt sich aus diesem Versuch feststellen:

- Zylinderförmige Partikel mit einem größeren Durchmesser haben eine höhere Abhebefeldstärke. Scheinbar nähert sich die durchschnittliche Abhebefeldstärke mit zunehmendem Durchmesser der theoretischen Abhebefeldstärke an.
- Für zylinderförmige Partikel mit größerem Durchmesser ist es leichter die Standing-Motion auf der unteren, negativen Elektrode auszuführen als bei negativer, oberer Elektrode. Der Grund ist die höhere Gewichtskraft der Partikel.
- Ist das zylinderförmige Partikel in die Standing-Motion übergegangen, so verharrt es bei größerem Durchmesser an der oberen, negativen Elektrode, bei Reduzierung der Spannung, nicht so lange, als Partikel mit einem kleineren Durchmesser.

9.2.7 Partikel aus Edelstahl

Parameter des Versuches:

Form des Partikels:	Zylinderförmig
Länge:	4 mm
Durchmesser:	0,3 mm
Material:	Edelstahl, Werkstoffnummer 1.4401 (Dichte 7,96kg/dm ³ Quelle: http://www.m-woite.de/de/werkstoffe/14401.shtml)
Druck des Isoliergases (SF ₆):	0,1 Mpa
Elektrodenabstand:	9,6 mm

Bei diesem Versuch wurde ein anderes Material für die zylinderförmigen Partikel gewählt. Anstatt Kupfer wurde hier Edelstahl verwendet. Da es keine Edelstahllitzen mit einem Durchmesser von 0,26 mm gab, musste hier ein Durchmesser von 0,3 mm verwendet werden.

Abbildung 9.19 zeigt die Abhebefeldstärke der Partikel aus Edelstahl.

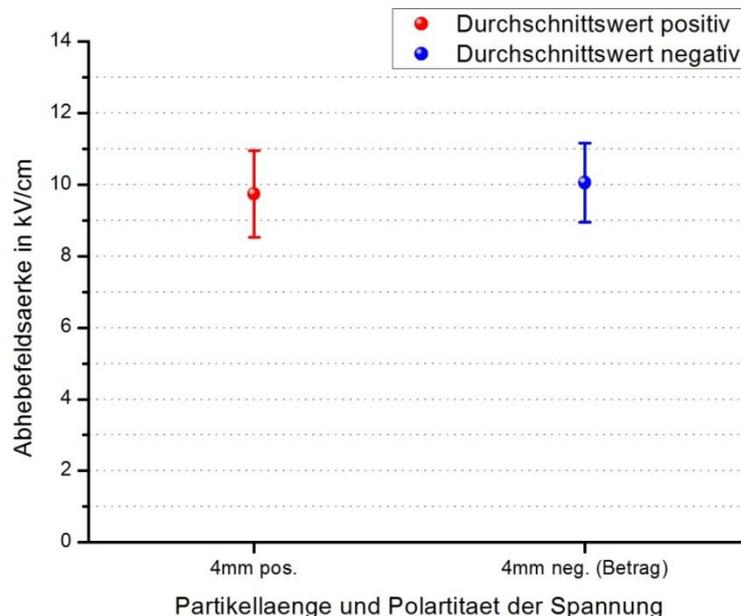


Abb. 9.19 Abhebefeldstärke der Partikel aus Edelstahl mit einer Länge von 4 mm und einem Durchmesser von 0,3 mm

Die theoretische Abhebefeldstärke beträgt 9,62 kV/cm, der gemessene Durchschnittswert beträgt 9,9 kV/cm. Das bedeutet eine Abweichung von 2,9% von der theoretischen Abhebefeldstärke.

Bei diesem Versuch war sowohl die Standing- als auch die Bouncing-Motion möglich. In Abbildung 9.20 sind die Feldstärken getrennt dargestellt, bei denen die Partikel entweder in Bouncing- oder in Standing-Motion nach dem Abheben übergegangen sind.

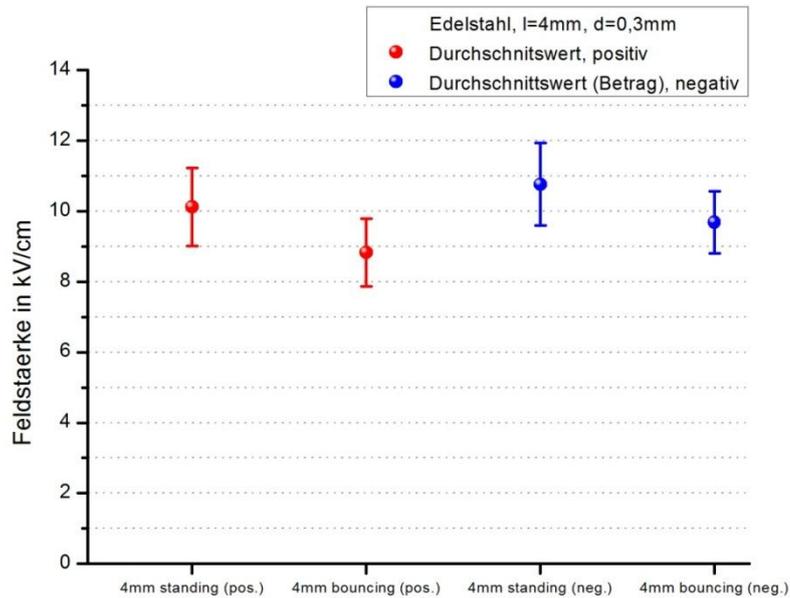


Abb. 9.20 Aufteilung in Standing- und Bouncing-Motion beim Abheben

In der Abbildung 9.20 kann man wieder sehr gut erkennen, dass die durchschnittliche Abhebefeldstärke für die Standing-Motion grundsätzlich, gegenüber der Bouncing-Motion für beide Polaritäten, höher ist. Unterscheidet man zwischen den Polaritäten, so erkennt man, dass der Durchschnittswert für die Standing-Motion bei negativer Polarität wieder etwas höher liegt. Der Grund ist wiederum die Gewichtskraft.

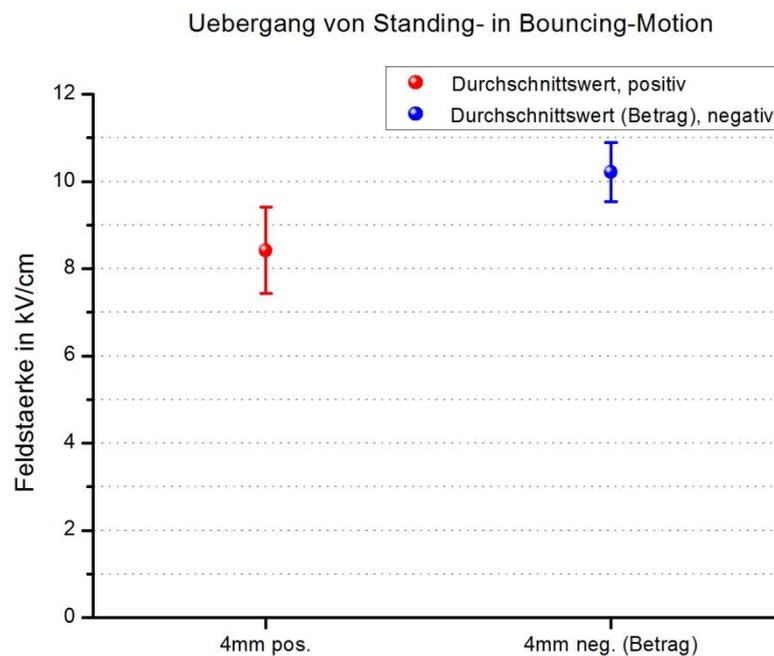


Abb. 9.21 Übergang von Standing- in Bouncing-Motion

In der Abbildung 9.21 sind die Durchschnittswerte angegeben bei denen die Partikel von der Standing-Motion in die Bouncing-Motion übergangen, wenn man die Spannung reduzierte. Dabei erkennt man, dass wiederum der negative Wert höher liegt. Der Grund ist wiederum die Gewichtskraft: Es ist für Partikel bei negativer, oberer Elektrode schwieriger die Standing-Motion auszuüben, da die Schwerkraft entgegenwirkt.

Zusammenfassend lässt sich aus diesem Versuch feststellen:

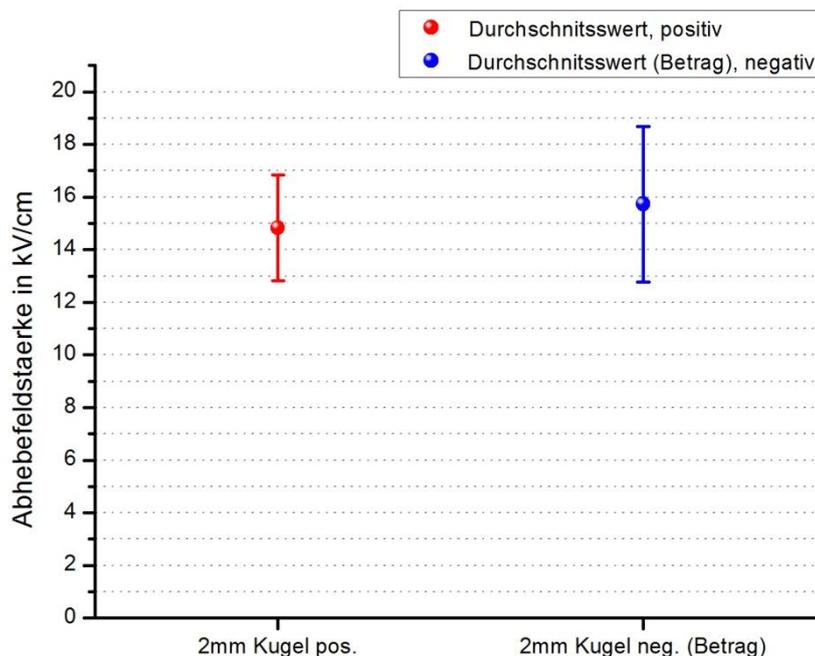
- Im Grunde lassen sich keine großen Unterschiede zu den 4 mm langen Partikeln aus Kupfer erkennen, außer, dass die durchschnittliche Abhebefeldstärke näher an der theoretischen Abhebefeldstärke liegt. Der Grund dürfte sein, dass größere Partikel einer geringeren Beeinflussung unterliegen.

9.2.8 Stahlkugel

Parameter des Versuches:

Form des Partikels:	Kugel
Durchmesser:	2 mm
Material:	Stahl (Dichte $7,8 \text{ kg/dm}^3$ [Gremmel, Kopatsch 2006, S. 33])
Druck des Isoliergases (SF_6):	0,1 Mpa
Elektrodenabstand:	9,6 mm

In Abbildung 9.22 ist die durchschnittliche Abhebefeldstärke der Kugeln mit einem Durchmesser von 2 mm dargestellt.



9.22 Abhebefeldstärke der Kugeln mit einem Durchmesser von 2 mm

Die theoretische Abhebefeldstärke von Kugeln aus Stahl mit einem Durchmesser von 2 mm beträgt $14,4 \text{ kV/cm}$. Gemessen wurde eine durchschnittliche Abhebefeldstärke von $15,28 \text{ kV/cm}$. Das bedeutet eine Abweichung von $6,1\%$ von der theoretischen Abhebefeldstärke.

Bei den Versuchen war klarerweise nur eine Bouncing-Motion möglich. Gingen die Kugeln bei genügend hoher Feldstärke in die Bouncing-Motion über, so zeigte sich, dass die Kugeln sehr lange die Bouncing-Motion aufrecht halten konnten, auch, wenn man die Feldstärke reduzierte. Durchschnittlich hoben die Kugeln bei einer Feldstärke von $15,28 \text{ kV/cm}$ ab, die Bouncing-Motion konnten sie aber bis zu einer Feldstärke von 4 kV/cm (Durchschnittswert) aufrecht erhalten. Der Grund dafür, sind teilelastische Stöße zwischen der Kugel und der Elektrodenoberfläche. So haben die Kugeln nach dem Aufprall auf der Elektrode bereits eine

Anfangsgeschwindigkeit, die sie zu Beginn nicht hatten. Dadurch wird es möglich, dass die Kugeln bis zu einer niedrigen Feldstärke (zum Vergleich der Abhebefeldstärke zu Beginn) die Bouncing-Motion aufrecht halten können.

Zusammenfassend lässt sich aus diesem Versuch feststellen:

- Nur Bouncing-Motion möglich.
- Die Bouncing-Motion kann nach dem Abheben bis zu viel niedrigeren Feldstärken aufrecht erhalten werden. Der Grund dafür, sind teilelastische Stöße beim Aufprall der Kugel auf der Elektrodenoberfläche.

9.3 Tabellen der Messergebnisse

Tabelle 9.3 gibt die durchschnittlichen Abhebefeldstärken der Partikel an, sortiert nach den Versuchen.

Abhebefeldstärken							
Form der Partikel	Länge der Partikel	Durchmesser der Partikel	Elektrodenabstand	Druck des Isoliergases	Material	Abhebefeldstärke positive Spannung	Abhebefeldstärke negative Spannung
zylinderförmig	2 mm	0,26 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	10,59 kV/cm	-10,39 kV/cm
zylinderförmig	4 mm	0,26 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	9,87 kV/cm	-10,49 kV/cm
zylinderförmig	6 mm	0,26 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	10,50 kV/cm	-10,74 kV/cm
zylinderförmig	6 mm	0,26 mm	9,6 mm	0,3 Mpa	Kupfer	10,32 kV/cm	-10,03 kV/cm
zylinderförmig	6 mm	0,26 mm	19,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	10,51 kV/cm	-10,94 kV/cm
zylinderförmig	4 mm	0,4 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	11,44 kV/cm	-11,50 kV/cm
zylinderförmig	4 mm	0,3 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Edelstahl	9,74 kV/cm	-10,06 kV/cm
kugelförmig		2 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Stahl	14,83 kV/cm	-15,73 kV/cm

Tab. 9.3 Auflistung der durchschnittlichen Abhebefeldstärken der einzelnen Versuche

Tabelle 9.4 gibt die durchschnittlichen Abhebefeldstärken an, bei denen die 4 mm langen Partikel in die Standing- oder in die Bouncing-Motion übergingen

Aufteilung der Abhebefeldstärken in Standing- und Bouncing-Motion								
Polarität der Spannung	Form der Partikel	Länge der Partikel	Durchmesser der Partikel	Elektrodenabstand	Druck des Isoliergases	Material	Abhebefeldstärke Bouncing-Motion	Abhebefeldstärke Standing-Motion
positiv	zylinderförmig	4 mm	0,26 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	9,14 kV/cm	11,15 kV/cm
positiv	zylinderförmig	4 mm	0,4 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	9,66 kV/cm	12,22 kV/cm
positiv	zylinderförmig	4 mm	0,3 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Edelstahl	8,83 kV/cm	10,12 kV/cm
negativ	zylinderförmig	4 mm	0,26 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	-9,14 kV/cm	-11,97 kV/cm
negativ	zylinderförmig	4 mm	0,4 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	-11,38 kV/cm	-12,95 kV/cm
negativ	zylinderförmig	4 mm	0,3 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Edelstahl	-9,68 kV/cm	-10,76 kV/cm

Tab. 9.4 Auflistung der durchschnittlichen Abhebefeldstärken, bei denen die 4 mm langen Partikel in die Standing- oder in die Bouncing-Motion übergingen

Tabelle 9.5 gibt die durchschnittlichen Feldstärken an, bei denen die Partikel nach der Standing-Motion, bei Reduzierung der Spannung, in die Bouncing-Motion übergingen.

Übergang von Standing- in die Bouncing-Motion							
Form der Partikel	Länge der Partikel	Durchmesser der Partikel	Elektrodenabstand	Druck des Isoliergases	Material	Beginn Bouncing-Motion (positive Spg.)	Beginn Bouncing-Motion (negative Spg.)
zylinderförmig	4 mm	0,26 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	9,19 kV/cm	-9,64 kV/cm
zylinderförmig	6 mm	0,26 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	6,98 kV/cm	-7,0 kV/cm
zylinderförmig	6 mm	0,26 mm	19,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	7,51 kV/cm	-8,15 kV/cm
zylinderförmig	4 mm	0,4 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Kupfer	9,18 kV/cm	-12,46 kV/cm
zylinderförmig	4 mm	0,3 mm	9,6 mm	0,1 Mpa	Edelstahl	8,42 kV/cm	-10,22 kV/cm

Tab. 9.5 Gibt die Feldstärken an, bei denen die Partikel in die Bouncing-Motion übergingen (zuvor Standing-Motion)

10 Zusammenfassung der Erkenntnisse aus den Messergebnissen

10.1 Zylinderförmige Partikel

Abhebefeldstärke:

Bei den zylinderförmigen Partikeln zeigte sich, dass die Abhebefeldstärke vom Durchmesser des Partikels abhängig ist. Vergleicht man die theoretische Abhebefeldstärke mit der gemessenen durchschnittlichen Abhebefeldstärke, so zeigte sich, dass Partikel mit größerem Durchmesser durchschnittlich eine geringere Abweichung gegenüber der theoretischen Abhebefeldstärke haben.

In den Arbeiten von Asano et al. wurde ebenfalls mit zylinderförmigen Partikeln experimentiert. Dort wurde ebenfalls eine größere Abweichung von zylinderförmigen Partikeln mit kleinem Durchmesser gegenüber Partikeln mit größerem Durchmesser von der theoretischen Abhebefeldstärke festgestellt. Asano et al. geben bei den Messungen eine Abhebefeldstärke bei den zylinderförmigen Partikeln mit einem Durchmesser von 0,25 mm von 9,9 kV/cm an [Vgl. Asano et al. 1997, S. 683]. Das bedeutet eine Abweichung von 6,4% von der theoretischen Abhebefeldstärke (9,3 kV/cm).

Bei den zylinderförmigen Partikeln mit einem Durchmesser von 0,1 mm geben Asano et al. einen Durchschnittswert zwischen 8,0 und 8,2 kV/cm an. Die theoretische Abhebefeldstärke beträgt 5,88 kV/cm [Vgl. Asano et al. 1997, S. 683]. Das bedeutet eine Abweichung zwischen den Messungen und der Theorie von 36 bis 39%.

Vergleicht man nun diese Arbeit mit den Arbeiten von Asano et al. (1997), so wird deutlich, dass Partikel mit größerem Durchmesser eine geringere Abweichung von der theoretischen Abhebefeldstärke haben.

Partikeldurchmesser und Material	theoretische Abhebefeldstärke in kV/cm	gemessene, durchschnittliche Abhebefeldstärke in kV/cm	Abweichung von Theorie und Messung in Prozent
0,1 mm/Cu	8,0 - 8,2	5,88	36 - 39
0,26 mm/Cu	9,48	10,4	9,7
0,3 mm/Edelstahl	9,62	9,9	2,9
0,4 mm/Cu	11,75	11,47	-2,4

Werte aus der Arbeit von Asano et al. 1997 S. 683	Eigene Werte (gemessen und berechnet)
---	---------------------------------------

Tab. 10.1 Abweichung zwischen der theoretischen Abhebefeldstärke und der gemessenen Abhebefeldstärke

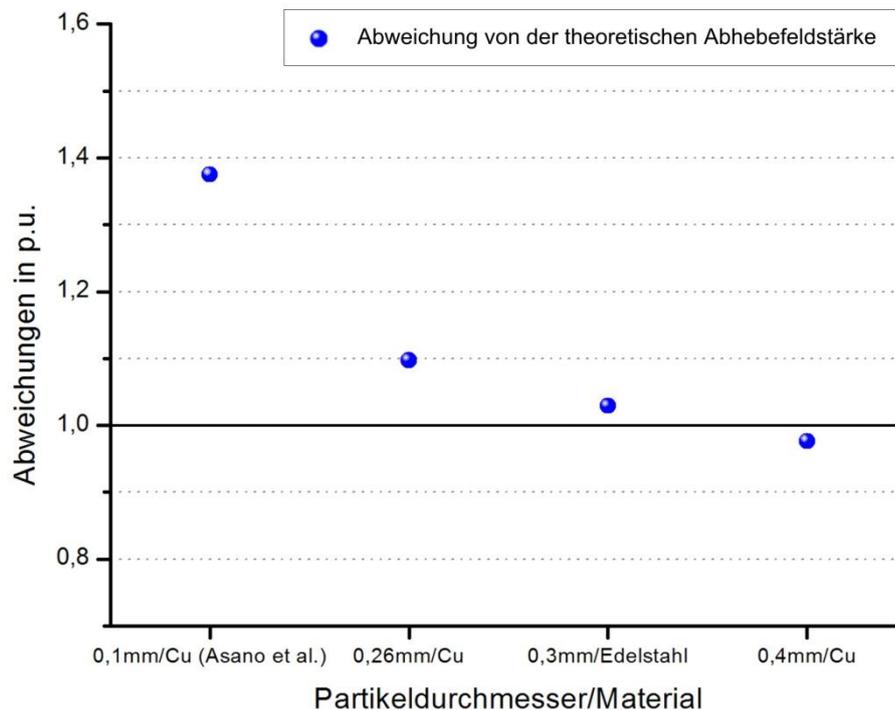


Abb. 10.1 Abweichung zwischen der theoretischen Abhebefeldstärke und der gemessenen Abhebefeldstärke. Abweichungen sind in per units angegeben.

In der Abbildung 10.1 kann man sehr gut erkennen, wie sich die gemessene durchschnittliche Abhebefeldstärke der theoretischen Abhebefeldstärke anpasst. Die Gründe dafür, dass die Abweichungen bei kleinerem Durchmesser größer sind, können folgende sein:

- Van der Waal'sche Kräfte haben bei kleineren Partikeln eine verhältnismäßig höhere Auswirkung [Vgl. Asano et al. 1997, S. 684].
- Verschmutzungen der Elektrodenoberfläche wie etwa Staub oder Fette sowie Unebenheiten auf der Elektrodenoberfläche beeinflussen die Abhebefeldstärke kleiner Partikel stärker.

Auffällig ist, dass bei einem Durchmesser von 0,4 mm der Durchschnittswert sogar unterhalb der theoretischen Abhebefeldstärke liegt. Der Grund könnte sein, dass die Enden bzw. die Kanten bei Partikeln mit größerem Durchmesser eine Rolle spielen.

Bei der Berechnung der theoretischen Abhebefeldstärke werden die Enden der zylinderförmigen Partikel nicht berücksichtigt [Vgl. Wolmuth 1996, S. 7]. Bei steigendem Durchmesser könnten die Enden aber sehr wohl eine Rolle spielen: Die Enden der zylinderförmigen Partikel haben spitze Kanten. An den Kanten wird die Feldstärke erhöht. Steigt die Feldstärke, steigt auch die aufgenommene Ladung. Sind nun die Feldstärke an den Enden und die aufgenommene Ladung höher, so sinkt auch die Abhebefeldstärke.

Bewegung der Partikel im homogenen elektrischen Feld:

War die Feldstärke hoch genug, so hob sich das zylinderförmige Partikel von der Oberfläche der Elektrode. Dabei waren grundsätzlich zwei Bewegungsformen möglich:

Die Bouncing-Motion und die Standing-Motion.

Bei der Bouncing-Motion bewegte sich das Partikel zwischen den Elektroden hin und her und tauschte so Ladungen aus.

Bei der Standing-Motion bewegte sich das Partikel aufrecht auf einer Elektrodenoberfläche. Dabei wurde beobachtet, dass die Standing-Motion fast ausschließlich auf der negativen Elektrode möglich ist. Nur ein einziges Mal wurde eine Standing-Motion auf der positiven Elektrode beobachtet.

Gründe dafür, warum die Standing-Motion fast nur auf der negativen Elektrode möglich ist, dürften folgende sein: Die Teilentladungseinsetzspannung ist beim Isoliergas Schwefelhexafluorid bei negativer Polarität der Störstelle niedriger als bei positiver Polarität der Störstelle. Weiters ist bei Teilentladungen die Summenladung bei einer negativen Störstelle größer als bei positiver Störstellenspannung [Vgl. Mosch, Hauschild 1979, S. 133 und S. 139]. Scheinbar bewegen sich die Partikel genau in einem Feldstärkebereich, bei dem die Einsetzspannung bei negativer Polarität der Partikel eine Standing-Motion gegenüber positiver Polarität der Partikel begünstigt.

Auch bei der Teilentladungsmessung konnten deutliche Unterschiede zwischen der Bouncing- und der Standing-Motion festgestellt werden: Bei der Bouncing-Motion zeigte sich, dass beim Teilentladungsbild nur Peaks zu erkennen waren. Diese Peaks entstehen bei der Entladung des Partikels beim Kontakt mit einer Elektrode.

Bei der Standing-Motion war eine konstante Entladung im Teilentladungsbild erkennbar. Dabei zeigte sich, dass längere Partikel deutlich mehr Teilentladungen erzeugen als kürzere.

Auch bei Erhöhung der Feldstärke stiegen die Teilentladungen deutlich an.

Weiters zeigte sich, dass die zylinderförmigen Partikel eher in die Standing-Motion übergingen, wenn die Abhebefeldstärke höher ist, die Partikellänge länger ist, der Elektrodenabstand geringer ist und das Isoliergas ein geringeres Isoliervermögen bezüglich Teilentladungen hat.

Gingen die Partikel in die Standing-Motion über und reduzierte man die Feldstärke langsam, so zeigte sich, dass es für Partikel schwieriger war die Standing-Motion aufrecht zu erhalten, wenn die negative Elektrode oben war (d.h. Standing-Motion auch oben). Der Grund dafür ist, dass die Schwerkraft das Partikel von der oberen Elektrode lösen und nach unten ziehen will.

Ein klarer Unterschied wurde dabei ersichtlich, wenn die Partikel aufgrund eines größeren Durchmessers schwerer wurden. Dabei kam die Auswirkung der Schwerkraft deutlich zum Vorschein: Es gab sichtlich mehr Standing-Motions auf der unteren, negativen Elektrode, als wenn die obere Elektrode negativ war.

10.2 Kugelförmige Partikel

Bei den kugelförmigen Partikeln zeigte sich wiederum eine gewisse Übereinstimmung mit der theoretischen Abhebefeldstärke.

Es wurde klarerweise nur eine Bouncing-Motion beobachtet.

Wurde die Abhebefeldstärke erreicht und reduzierte man die Feldstärke wieder langsam, so konnte die Bouncing-Motion bis ungefähr ein Viertel der Abhebefeldstärke aufrecht erhalten werden. Der Grund dafür ist, dass teilelastische Stöße, zwischen der Kugel und den Elektroden, der Kugel bei der Richtungsumkehr bereits eine Anfangsgeschwindigkeit mitgeben.

11 Quellenverzeichnis

Asano, K.; Annou, K.; Higashiyama, Y. (1997)

The Behavior of Charged Conducting Particles in Electric Fields, IEEE Transactions on Industry Applications, Vol. 33, No. 3, May/June 1997

Asano, K.; Hishinuma R.; Yatsuzuka K. (2000)

Bipolar Corona Discharge from a Floating Filamentary Particle between Parallel Plate Electrodes, Department of Electrical and Information Engineering, Yamagata University, IEEE 2000

Crastan, V. (2007)

Elektrische Energieversorgung 1, ISBN 978-3-540-69439-7, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York 2007

Diessner, A.; Trump, J. G. (1970)

Free Conducting Particles in a Coaxial Compressed-Gas-Insulated-System, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. Pas-89, No. 8, November/December 1970

Felderhoff, R. (2000)

Leistungselektronik, 3. Auflage, ISBN 3-446-21597-2, Carl Hanser Verlag München Wien 2000

Gremmel, H.; Kopatsch, G. (2006)

Schaltanlagen Handbuch, Cornelsen Verlag Scriptor GmbH & Co, Berlin, 11., neubearbeitete Auflage, 2006

Hochegger, U. (2010)

Statistische Analyse alternativer Isoliergase unter hoher Gleichspannung, Diplomarbeit, Institut für Hochspannungstechnik, TU Graz

Hinterholzer, T. (2002)

Der Durchschlag in SF₆ unter Einfluss der Raumladungsstabilisierung, Dissertation TU München, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Küchler, A. (2005)

Hochspannungstechnik, ISBN 3-540-21411-9, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York

Laghari, J.R.; Qureshi, A.H. (1981)

A review of particle-contaminated gas breakdown, IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. EI-16 No. 5, October 1981

Metwally, I.A.; A-Rahim, A.A. (2003)

Characterization of Metallic-Particle Dynamics in Compressed SF₆-Insulated Systems under Different Voltage Stresses, IEEE Bologna Power Tech Conference, June 23th-26th, Bologna Italy, 0-7803-7967-5/03/\$17.00 ©2003 IEEE

Mosch, W.; Hauschild, W. (1979)

Hochspannungsisolierungen mit Schwefelhexafluorid, VEB Verlag Technik, Berlin 1979

Omicron Bedienungsanleitung (2009)

Messsystem für elektrische Teilentladungen MPD 600 Bedienungsanleitung, Handbuchversion: MPD600.GE.1, OMICRON electronics 2009

Omicron Benutzerhandbuch (2011)

MPD 600 Benutzerhandbuch, Handbuchversion: MPD600.GE.2, OMICRON electronics 2011

Rizk, F.A.M; Masetti, C.; Comsa, R.P. (1979)

Particle-Initiated breakdown in SF₆ insulated systems under high direct voltage, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-98, No. 3 May/June 1979

Sachs, L.; Hedderich, J. (2006)

Angewandte Statistik, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN-10 3-540-32160-8, 2006

Wanninger, G. (1998)

Ultrahochfrequente Teilentladungssignale in gasisolierten Schaltanlagen (GIS), Fortschr.-Ber. VDI Reihe 21 Nr. 257. Düsseldorf: VDI Verlag 1998. 130 Seiten, 73 Bilder, 26 Tabellen

Wohlmuth, M. (1996)

Einfluß beweglicher Partikel auf das Isolationsverhalten gasisolierter Schaltanlagen, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 21 Nr. 203. Düsseldorf: VDI-Verlag 1996. 124 Seiten, 43 Bilder, 2 Tabellen