

# Zur Charakterisierung des gequenchten Zustandes im Elektroabscheider

Von der Fakultät für Umweltwissenschaften und Verfahrenstechnik  
der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus genehmigte

## Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs

von

Diplom-Ingenieur

Christian Lübbert

aus Georgsmarienhütte

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing U. Riebel (BTU Cottbus)
2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. A. Weber (TU Clausthal)

Tag der mündlichen Prüfung: 26.9. 2011

## Danksagung

Für die angenehme, spannende und lehrreiche Zeit, die ich am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik der BTU Cottbus verbringen durfte, möchte ich mich an dieser Stelle von ganzem Herzen bedanken.

Ich danke Herrn Prof.-Dr. Riebel für die Freiheit bei der Themenwahl und der Durchführung der Untersuchungen, die, ergänzt durch viele interessante fachliche Diskussionen, letztlich diese Arbeit zum Ergebnis hatte.

Ich danke der mechanischen Werkstatt des Lehrstuhls und hier insbesondere Herrn Zernsdorf und Herrn Wittkopf sowie Herrn Schwentner von der Elektronikwerkstatt, die entscheidend daran beteiligt waren, die Theorie mit der Praxis zu vereinen.

Ich danke dem allzeit hilfsbereiten technischen Mitarbeiter des Lehrstuhls Herrn Schlag und der Sekretärin Frau Choyna, für die sehr angenehme Zusammenarbeit.

Und natürlich danke ich meinem Bürokollegen Sergy Lebedynskyy und allen anderen Doktoranden des Lehrstuhls für die schöne gemeinsame Zeit.

Mein ganz besonderer Dank gilt aber meiner Lebensgefährtin Claudia, die sich im fernen Buxtehude unter der Woche und neben dem Beruf allein um unsere beiden Kinder Timo und Nora liebevoll gekümmert hat.

## Inhalt

<b>1</b>	<b>Einleitung</b> .....	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Zum Inhalt der Arbeit</b> .....	<b>4</b>
<b>3</b>	<b>Elektroabscheider</b> .....	<b>5</b>
<b>3.1</b>	<b>Funktionsprinzip</b> .....	<b>5</b>
3.1.1	Grundkonstruktionen von Elektroabscheidern .....	6
<b>3.2</b>	<b>Analytische Berechnungsansätze</b> .....	<b>7</b>
3.2.1	Einflüsse auf das Abscheideverhalten .....	7
3.2.2	Deutsch-Gleichung .....	8
3.2.3	Matts-Öhnfeld-Gleichung .....	9
3.2.4	Weitere Berechnungsansätze .....	9
<b>3.3</b>	<b>Die Bedeutung des Stroms im Elektroabscheider</b> .....	<b>11</b>
3.3.1	Partikelaufladung .....	11
3.3.2	Elektrisches Feld .....	12
3.3.3	Elektrische Haftkräfte auf den Staubkuchen/Partikelanhaftung .....	12
<b>4</b>	<b>Grundlagen</b> .....	<b>16</b>
<b>4.1</b>	<b>Elektrische Felder</b> .....	<b>16</b>
4.1.1	Anmerkungen .....	17
<b>4.2</b>	<b>Corona-Entladung</b> .....	<b>19</b>
4.2.1	Mikroprozesse der Ladungsträgererzeugung .....	20
4.2.2	Makroskopische Entladungscharakteristik .....	26
<b>4.3</b>	<b>Der elektrische Überschlag</b> .....	<b>28</b>
<b>4.4</b>	<b>Elektrischer Wind – Elektrohydrodynamik</b> .....	<b>30</b>
<b>4.5</b>	<b>Unipolare Aufladung submikroner Partikel</b> .....	<b>32</b>
4.5.1	Feldaufladung .....	32
4.5.2	Diffusionsaufladung .....	33
4.5.3	Kombinierte Aufladung nach Lawless .....	35
4.5.4	Der Ion-Partikel-Kombinationskoeffizient .....	36
4.5.5	Der Einzelpartikel-Ioneneinfangquerschnitt .....	37
<b>4.6</b>	<b>Koagulation</b> .....	<b>39</b>
<b>5</b>	<b>Der ideale Rohrelektroabscheider</b> .....	<b>42</b>
<b>5.1</b>	<b>Einfache Betriebszustände</b> .....	<b>42</b>
5.1.1	Elektrisches Feld und Potenzialverlauf einer homogenen Raumladung in einem Rohr .....	44
5.1.2	Strom-Spannungs-Kennlinie, Raumladungsverteilung und elektrisches Feld im partikelfreien Rohrelektroabscheider .....	45
<b>5.2</b>	<b>Raumladungsverteilungsmodelle</b> .....	<b>50</b>
5.2.1	Raumladungsverteilung und Kapazität .....	50
5.2.2	Das Modell von Pauthenier und Moreau-Hanot .....	53
5.2.3	Homogene Raumladungsverteilung über den Querschnitt .....	54
5.2.4	Vergleich und Anwendungsgrenzen der Modelle .....	58
<b>5.3</b>	<b>Abscheidung submikroner Aerosole im Rohrelektroabscheider</b> .....	<b>59</b>
5.3.1	Der Ansatz von Deutsch .....	60
5.3.2	Analytisch lösbare Grenzfälle für monodisperse Aerosole .....	62
5.3.3	Die ursprüngliche Form der Deutsch-Gleichung .....	63
5.3.4	Berücksichtigung der Teilchenaufladung im Abscheider .....	63
5.3.5	Elektrostatische Dispersion – die Deutsch-Gleichung im strom- und spannungslosen Abscheider .....	66
5.3.6	Elektrostatische Dispersion und Koagulation .....	67
<b>6</b>	<b>Corona-Quenching</b> .....	<b>70</b>

<b>6.1</b>	<b>Ein analytisches Modell</b> .....	<b>71</b>
6.1.1	Modell-Annahmen .....	72
6.1.2	Abscheidekinetik im gequenchten Abscheider .....	72
6.1.3	Corona-Quenching - Definition .....	76
6.1.4	Ionenextinktion und Partikelaufladung im gequenchten Abscheider .....	77
6.1.5	Theoretische Stromaufnahme im gequenchten Abscheider .....	81
6.1.6	Partikelladung am Ende des Quenchprozesses .....	82
<b>7</b>	<b>1D-Simulation</b> .....	<b>86</b>
<b>7.1</b>	<b>Der Aerosolzustand</b> .....	<b>87</b>
7.1.1	Darstellung von Transportprozessen .....	88
7.1.2	Darstellung der Teilchenaufladung .....	90
7.1.3	Darstellung der Koagulation .....	92
7.1.4	Elektrisches Feld, Ionenkonzentration, Strom .....	92
7.1.5	Zeitskalen .....	94
7.1.6	Simulationsstrategie .....	94
<b>7.2</b>	<b>Simulationsergebnisse</b> .....	<b>98</b>
7.2.1	Vergleich mit dem analytischen Modell .....	98
7.2.2	Einfluss der Arbeitsspannung .....	102
7.2.3	Energiebedarf der Abscheidung .....	103
7.2.4	Einfluss der Quervermischung .....	105
<b>8</b>	<b>Experimentelles</b> .....	<b>114</b>
<b>8.1</b>	<b>Problemstellung</b> .....	<b>114</b>
<b>8.2</b>	<b>Der Kreislauf-Elektroabscheider</b> .....	<b>114</b>
<b>8.3</b>	<b>Der Versuchsaufbau</b> .....	<b>115</b>
<b>8.4</b>	<b>Das Testaerosol</b> .....	<b>116</b>
<b>8.5</b>	<b>Messtechnik</b> .....	<b>117</b>
8.5.1	Raumladungsdichte - Radioaktives Faraday Cup .....	117
8.5.2	Strommessung .....	119
8.5.3	Partikelgrößenverteilung – SMPS .....	119
<b>8.6</b>	<b>Probenahme</b> .....	<b>119</b>
8.6.1	Hochkonzentrierte Aerosole .....	120
8.6.2	Probenahme bei hohen Raumladungsdichten .....	121
<b>8.7</b>	<b>Versuche mit dem Kreislauf-Elektroabscheider</b> .....	<b>124</b>
8.7.1	Vorversuche .....	125
8.7.2	Corona-Quenching bei idealer Durchmischung - Versuchsdurchführung .....	126
8.7.3	Messergebnisse im Vergleich mit Simulation und analytischem Modell .....	128
8.7.4	Versuche mit verringerter bzw. ohne Durchmischung .....	131
<b>8.8</b>	<b>Corona-Quenching im kontinuierlich betriebenen Abscheider</b> .....	<b>137</b>
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b> .....	<b>141</b>
<b>10</b>	<b>Anhang</b> .....	<b>145</b>
<b>10.1</b>	<b>Zur Geometrieunabhängigkeit der Konzentrationsänderung durch elektrostatische Dispersion</b> .....	<b>145</b>
<b>10.2</b>	<b>Die Ladungs-Verlust-Kennlinie des ideal quervermischten Rohr-Draht-Elektroabscheiders</b> .....	<b>146</b>
<b>10.3</b>	<b>Corona-Quenching im Plattenabscheider – eine Abschätzung</b> .....	<b>148</b>
<b>10.4</b>	<b>Maximierung der Abscheideleistung eines einfachen Rohrelektroabscheiders bei hohen Teilchenkonzentrationen</b> .....	<b>149</b>
<b>10.5</b>	<b>Feldverteilung im gequenchten Abscheider nach Pauthenier</b> .....	<b>150</b>

<b>10.6</b>	<b>Feldverteilung bei homogener teilchengebundener Raumladung.....</b>	<b>152</b>
<b>10.7</b>	<b>Zur Lambert'schen W-Funktion.....</b>	<b>155</b>
<b>Symbole</b>	<b>.....</b>	<b>157</b>
<b>Quellen</b>	<b>.....</b>	<b>160</b>

# 1 Einleitung

Bei der Auslegung von Elektroabscheidern besteht die zentrale Aufgabe darin, ausgehend von einem gegebenen Gas-Partikel-System den Elektroabscheider so auszulegen, dass die geforderten Reingaswerte erreicht werden.

Im Bereich analytischer Berechnungsmethoden wird dabei im Wesentlichen auf die Ansätze von Deutsch (Kap. 3.2.2), beziehungsweise auf den durch Matts und Öhnfeld modifizierten Deutsch-Ansatz (Kap. 3.2.3) zurückgegriffen. Diese Ansätze sagen einen exponentiellen Abfall der Teilchenkonzentration voraus. Der exponentielle Charakter der Konzentrationsabnahme ergibt sich dabei aus den zugrunde gelegten Annahmen eines konstanten elektrischen Feldes an der Niederschlags Elektrode und einer festen elektrischen Mobilität der Teilchen.

Diese beiden Annahmen sind allerdings nur dann gerechtfertigt, wenn die elektrischen Verhältnisse im Abscheider nicht wesentlich durch die Anwesenheit der Teilchen im Gas beeinflusst werden. Mit steigender Konzentration der Teilchen werden diese Berechnungsansätze daher zunehmend falsch.

Für sehr hoch konzentrierte Aerosole lässt sich der Abscheideprozess vielmehr in drei konsekutive Phasen unterteilen, in denen die Abscheidung durch unterschiedliche Kinetiken gekennzeichnet ist und die eine separate Betrachtung bei der Auslegung eines Abscheiders erfordern. Diese drei Phasen sind:

## 1. Das gequenchte Regime (sehr hohe Teilchenkonzentration)

Dieses Regime zeichnet sich durch eine extrem geringe Stromaufnahme und eine sehr hohe konstante Abscheiderate aus. Die hohe Ionenausbeute in diesem Regime kennzeichnet das gequenchte Regime als besonders energieeffizienten Zustand der Teilchenaufladung. Das elektrische Feld im Abscheider wird durch die geladenen Teilchen dominiert und unterscheidet sich damit signifikant vom elektrischen Feld unter Reingasbedingungen. Die Überschlagespannung sinkt oftmals deutlich gegenüber dem Reingaswert ab.

Im trockenen Elektroabscheider wird die elektrische Komponente der Haftkräfte der abgeschiedenen Teilchen an der Niederschlags Elektrode stark verringert.

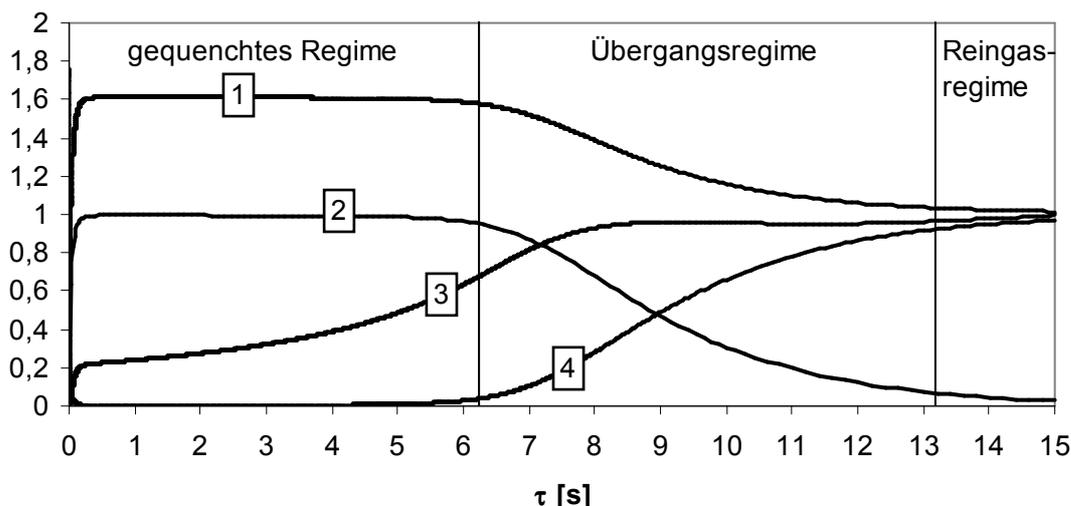
## 2. Das Übergangsregime (mittlere Teilchenkonzentration)

Im Übergangsregime findet der Übergang vom gequenchten zum Reingasregime statt. Der elektrische Zustand (Strom, elektrisches Feld) ändert sich. Die Berechnung der Abscheidung ist hier recht komplex.

## 3. Das Reingasregime (geringe Teilchenkonzentration)

Das Reingasregime ist durch geringe Teilchen- und hohe Ionenkonzentrationen gekennzeichnet. Das elektrische Feld ist maßgeblich durch die Ionen bestimmt. Die Überschlagespannung liegt oft deutlich höher als im gequenchten Regime. Hier findet man im ideal quervermischten Fall den exponentiellen Konzentrationsabfall, wie durch die Deutsch-Gleichung bzw. die Matts-Öhnfeld Gleichung vorhergesagt wird.

In Abbildung 3.1 sind exemplarisch Simulationsergebnisse für den Verlauf einiger auslegungsrelevanter Parameter als Funktion der Verweilzeit im Abscheider dargestellt.



**Abbildung 3.1:** Simulierte Veränderung auslegungsrelevanter Parameter im Abscheideprozess bei hohen Teilchenkonzentrationen als Funktion der Verweilzeit im Abscheider: (1) - Elektrisches Feld an der Niederschlagselektrode bezogen auf den Reingaszustand, (2) - teilchengebundene Raumladungsdichte bezogen auf den maximalen Wert für den ideal quervermischten Abscheider, (3) - relative Abscheiderate  $dc/(c \cdot dt)$  bezogen auf den Wert bei  $\tau=15s$ , (4) - lokale Stromaufnahme bezogen auf den Reingaswert. Abscheiderparameter: Rohrdurchmesser: 0,2m, Drahtdurchmesser: 0,2mm, Corona-Einsatzspannung: 8kV, Betriebsspannung: 20kV, Aerosol: Partikeldurchmesser: 200nm, Konzentration:  $10^{14}$  1/m<sup>3</sup>, relative Permittivität: 2.1,  $D_{eff}=200cm^2/s$ .

Im Falle hoher Teilchenkonzentrationen am Eintritt in den Elektroabscheider gelingt eine regimeübergreifende Berechnung des gesamten Abscheidevorgangs nur auf der Basis einer Simulation.

Die Grenzfälle des (nahezu) partikelfreien Abscheiders (Kap. 5.3.4) und des gequenchten Abscheiders (Kap. 6.1) lassen sich, bei Berücksichtigung der Teilchenaufladungskinetik unter den jeweiligen Bedingungen, dagegen recht einfach charakterisieren.

Für den Fall eines einfachen Rohr-Draht-Elektroabscheiders lassen sich bei korrekter Beschreibung dieser beiden Regime viele interessante Fragestellungen wesentlich einfacher und mit guter Genauigkeit auf der Basis analytischer Berechnungen beantworten.

- Welche Regime treten auf?
- Wie lange dauert der gequenchte Zustand falls er auftritt?
- Wie hoch ist der Strom im gequenchten Abscheider?
- Wie hoch ist die Ionenausbeute im Prozess?
- Wie lässt sich die Abscheidung in den Regimen charakterisieren?
- Was sind die Möglichkeiten und Grenzen der Beeinflussung?
- Wie wirkt sich der Grad der Quervermischung in den unterschiedlichen Regimen auf das Abscheideverhalten und die Verteilung des elektrischen Feldes aus?

Die Klärung dieser Fragestellungen und das damit einhergehende Verständnis für den gesamten Abscheidevorgang sind für die optimale Auslegung von Elektroabscheidern sowie die Analyse von auftretenden Problemen von zentraler Bedeutung. Sie bilden letztlich auch die Grundlage für abgeleitete Fragestellungen wie:

- Welche Partikelleitfähigkeit wird in welchem Regime für eine gute Anhaftung der Partikel an der Niederschlagselektrode benötigt? (Aerosolkonditionierung)
- Welche Regime sind akzeptabel? (Abscheiderdimensionierung/Reingasrückführung?)
- Soll dem Wechsel zwischen den Regimen auch apparativ/regelungstechnisch Rechnung getragen werden? (Minimierung von Apparatvolumen und Energieeinsatz)

Bei der Auslegung von Elektroabscheidern für hoch konzentrierte Aersole bzw. bei der Analyse von Abscheidungsproblemen, die in Verbindung mit hohen Aerosolkonzentrationen auftreten, ist daher ein grundlegendes Verständnis der Situation im gequenchten Abscheider Voraussetzung.

## 2 Zum Inhalt der Arbeit

Den Kern der Arbeit stellt eine analytische Beschreibung des Corona-Quenchings im Rohrdraht-Elektroabscheider dar, die die Einflussgrößen auf den Quenchprozess deutlich erkennen lässt (Kap. 6.1). Ausgangspunkt für die Berechnung ist die Beschreibung des Zusammenspiels zwischen Partikelaufladungs- und Abscheidungsgeschwindigkeit sowie Partikelkonzentration, Partikelgröße und Strom-Spannungskennlinie des ideal quervermischten Rohrdraht-Elektroabscheiders.

Das analytische Modell zur Beschreibung des Corona-Quenchings erlaubt eine Vorhersage von Teilchenabscheiderate, Ionenausbeute und Stromaufnahme unter gequenchten Bedingungen sowie der Dauer des Quenchvorgangs und damit eine Vorhersage des Wechsels in den Übergangsbereich.

Die Ergebnisse der analytischen Berechnungen werden mit einer schrittweisen Berechnung der Abscheidung unter Verwendung einer analytischen Berechnung von elektrischem Feld und Ionenkonzentration als Funktion der Teilchenraumladungsdichte (Kap. 5.2.3) mit Simulationsergebnissen (Kap. 7.2) und Messungen (Kap. 8.7.3) verglichen.

Des Weiteren werden im theoretischen Teil der Arbeit neben den allgemeinen Grundlagen Ansätze zur Beschreibung angrenzender Sachverhalte dargelegt, die für die Auslegung von Elektroabscheidern relevant sein können. Hierzu zählen insbesondere:

- der Einfluss der Quervermischung auf die Situation im Abscheider bei hohen teilchengebundenen Raumladungsdichten (Kap. 5.2.1 und 7.2.4)
- polaritätsabhängige Streamerbildungs- und Ausbreitungskriterien und elektrischer Überschlag unter dem Einfluss des verzerrten elektrischen Feldes im gequenchten Abscheider (Kap. 4.2.1 und 4.3)
- die Berechnung der maximalen teilchengebundenen Raumladungsdichte im Fall gering konzentrierter Aerosole (Kap. 5.3.4)
- Teilchen- und Raumladungsverluste durch elektrostatische Dispersion (Kap. 5.3.5)
- die Konzentrationsänderung durch simultane Koagulation und elektrostatische Dispersion geladener Aerosole (Kap. 5.3.6)

Im experimentellen Teil dieser Arbeit (Kap. 8) wird das Abscheideverhalten von sehr feinen, flüssigen Teilchen mit Partikelgrößen im Bereich zwischen 100nm und 1000nm bei hohen Teilchenkonzentrationen in einem Batch-Elektroabscheider bei positiver Spannung untersucht.

Als Messgrößen, die zur Charakterisierung des Abscheidevorgangs aufgenommen werden, stehen die verweilzeitabhängige Stromaufnahme sowie die teilchengebundene Raumladungsdichte an der Niederschlagselektrode und die Partikelgrößenverteilung und -konzentration zu Beginn des Experiments zu Verfügung.

Die Übertragbarkeit auf kontinuierlich betriebene Abscheider wird exemplarisch gezeigt.

### 3 Elektroabscheider

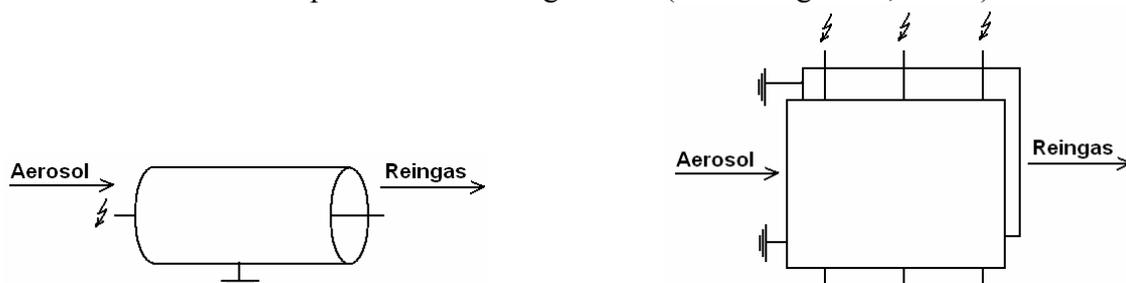
Elektroabscheider werden seit etwa 100 Jahren zur technischen Abscheidung von Partikeln aus Gasen verwendet. Nach Recherchen von White geht der erste Elektroabscheider-Versuch bereits auf Hohlfeld [Hohlfeld1824] zurück. Dieser Entdeckung folgte jedoch keine technische Anwendung des Prinzips. Die technische Umsetzung des Verfahrens zur Rauchgasreinigung erfolgte erst Anfang des zwanzigsten Jahrhunderts mit der Entwicklung leistungsfähiger Hochspannungsaggregate und der Erfordernis die Partikelemissionen aus der Industrie zu verringern [Cottrell1912].

Heute werden Elektroabscheider wegen ihrer günstigen Betriebskosten insbesondere im Bereich der Reinigung großer Volumenströme eingesetzt. Typische Einsatzgebiete sind in der Kohleverstromung, der chemischen Industrie, der Zementindustrie, der Müllverbrennung und der Metallurgie zu finden. Daneben verwendet man Elektroabscheider auch in der Klimatechnik.

So unterschiedlich wie die Einsatzgebiete des Elektroabscheiders sind auch die Gas-Partikelsysteme, die es zu trennen gilt, gestaltet. Die Partikelgrößen decken den Bereich von etwa 50nm bis 100 $\mu$ m ab, wobei im Zuge der aktuellen Debatten und wissenschaftlichen Erkenntnisse über die Schädlichkeit von Nanopartikel-Aerosolen sicher auch die Leistungsfähigkeit von Elektrofiltern im Sub-100nm-Bereich zunehmend von Interesse sein wird. Die Partikelmassenkonzentrationen liegen dabei in Bereichen von wenigen mg/m<sup>3</sup> bis hin zu mehreren g/m<sup>3</sup>. Der Aggregatzustand der Partikel kann fest oder flüssig sein. Das Gesamtaerosol kann dabei auch aus einer Mischung fester und flüssiger Partikel bestehen. Des Weiteren spielen die elektrische Leitfähigkeit (insbesondere bei trocken arbeitenden Abscheidern - siehe hierzu Kap. 3.3.3), sowie die zulässige Emission (Partikel, aber z.B. im Bereich der Klimatechnik auch Ozon und Stickoxide) eine wichtige Rolle bei der Auslegung von Elektroabscheidern.

#### 3.1 Funktionsprinzip

Ein Elektroabscheider besteht im Wesentlichen aus einem Raum mit elektrisch leitfähigen Wänden (Niederschlagselektrode), in dem sich Elektroden zur Erzeugung von Ionen befinden (Sprühelektrode oder aktive Elektrode genannt). Im einfachsten Fall handelt es sich bei dem Raum um ein Rohr, entlang dessen Achse ein Draht als Sprühelektrode gespannt ist (Abbildung 3.1-1, links). Praktisch wird häufig auch die sogenannte Plattenbauweise eingesetzt. Hierbei dienen parallel angeordnete Platten als Niederschlagselektroden. Zwischen den Platten sind dann die Sprühelektroden angeordnet (Abbildung 3.1-1, rechts).



**Abbildung 3.1-1: Elektrodenanordnung bei einem Rohrelektroabscheider (links) und einem Plattenelektroabscheider (rechts)**

Grundlegend für die Funktion eines Elektroabscheiders ist die Erzeugung eines stark inhomogenen elektrischen Feldes, wobei die höchsten Feldstärken an der Sprühelektrode erreicht werden. An den Sprühelektroden muss die elektrische Feldstärke lokal ausreichend hoch sein, um eine Gasentladung zu erzeugen. Die Ionen einer Polarität, die in dieser Gasentladung erzeugt werden, driften im elektrischen Feld zur Sprühelektrode und geben dort ihre Ladung ab. Falls es sich um Elektronen handelt, werden diese von der Sprühelektrode aufgenommen. Die Ionen der anderen Polarität driften in Richtung der Niederschlags-elektrode und passieren dabei den Gasraum. Befinden sich Partikel im Gas, so findet eine Aufladung der Teilchen durch die Anlagerung von Ionen statt. Die Partikel beginnen dann ebenfalls in Richtung der Niederschlags-elektrode zu driften und werden dort idealerweise abgeschieden.

Die abgeschiedenen Teilchen werden dann von der Niederschlags-elektrode entfernt. Dies kann kontinuierlich erfolgen wie im Falle eines Nass-Elektroabscheiders oder flüssiger Teilchen oder absatzweise in trocken arbeitenden Elektrofiltern. Hier erfolgt die Abreinigung in der Regel durch „klopfen“ der Niederschlags-elektrode [White1963].

### 3.1.1 Grundkonstruktionen von Elektroabscheidern

Um den vielfältigen Anforderungen und Einsatzgebieten gerecht zu werden, wurden unterschiedlichste Typen von Elektroabscheidern und Elektroabscheiderkomponenten entwickelt. White [White1963] gibt allein für den Zeitraum bis 1957 die Zahl von Patenten, die die elektrostatische Staubabscheidung betreffen mit etwa 1000 an.

Grob lassen sich die heute verwendeten Elektroabscheider nach drei Kriterien unterscheiden:

1) *Bauform*: Bezüglich der Bauform lassen sich die üblicherweise verwendeten Elektroabscheider in Platten-Elektroabscheider und Rohrelektroabscheider unterteilen. Der Plattenelektroabscheider besteht aus parallelen Platten, die die Niederschlags-elektroden darstellen, zwischen diesen Platten sind die Sprühdrähte gespannt. Im Rohrelektroabscheider besteht die Niederschlags-elektrode aus einem meist zylindrischen Rohr, die Sprühelektrode ist entlang der Rohrachse gespannt.

Die konstruktiven Unterschiede wirken sich zum einem auf die Ionenverteilung und die Verteilung des elektrischen Feldes im Abscheider aus. Im Rohr-Draht-Elektroabscheider ist die elektrische Feldstärke im Reingas bei ionenraumladungsdominiertem Feld über den Radius konstant, die Ionenkonzentration nimmt etwa mit  $1/r$  ab und die Stromdichte an der Niederschlags-elektrode ist konstant (falls keine strukturierten Sprühelektroden verwendet werden).

Im Plattenelektroabscheider findet man dagegen eine Zunahme des elektrischen Feldes in Richtung der Niederschlags-elektrode. Im ionenraumladungsliminierten Fall ist das elektrische Feld etwa proportional zu  $\sqrt{s}$ . Die Ionenkonzentration ist etwa proportional zu  $1/\sqrt{s}$ . Je nach Abstand der Sprühdrähte untereinander kann die Stromdichte an der Niederschlags-elektrode unterschiedlich stark variieren.

Zum anderen ist es im Plattenelektroabscheider möglich, dass bypass-Gasströmungen auftreten, in denen die Teilchen nicht aufgeladen werden, oder aber dass Bereiche (Strömungstotzonen) existieren, in denen die Teilchenkonzentration deutlich geringer ist als in der Hauptströmung. Ein Rohr-Draht-Elektroabscheider kann dagegen so ausgelegt werden, dass keines der beiden Probleme auftritt.

2) *Einstufig/Zweistufig*: Eine weitere Unterteilung ist in ein- und zweistufige Verfahren möglich. Bei einstufigen Verfahren finden Aufladung und Abscheidung der Teilchen bis zur

Reingaskonzentration in einer Stufe statt. Bei zweistufigen Abscheidern wird einer Aufladestufe, in der bereits eine partielle Abscheidung der Teilchen stattfindet, eine zweite, stromlose Stufe nachgeschaltet. Die zweite Stufe stellt praktisch einen elektrischen Kondensator dar. Hier wird ausschließlich ein elektrisches Feld erzeugt, in dem die Teilchen abgeschieden werden. Eine Aufladung der Teilchen findet nicht statt. Daher sind zweistufige Verfahren nur dann sinnvoll einsetzbar, wenn der Wiedereintrag abgeschiedener Teilchen ins Gas vernachlässigbar ist (flüssige Aerosole, Nass-Elektroabscheider) oder wenn, wie beispielsweise in der Klimatechnik, die Emission schädlicher Gase (Ozon, Stickoxide) minimiert werden muss. Da in der zweistufigen Variante nur Energie für die Aufladung, nicht aber für die Abscheidung in der zweiten Stufe benötigt wird, weist diese Variante gegenüber der einstufigen einen deutlich niedrigeren spezifischen Energiebedarf auf.

3) *Nass/Trocken*: Weiter kann eine Unterscheidung nach der Art der Entfernung der abgeschiedenen Teilchen von der Niederschlagselektrode gefunden werden. In trockenen Abscheidern erfolgt die Entfernung der Staubschicht auf der Niederschlagselektrode in der Regel durch Klopfen der Niederschlagselektroden, woraufhin sich die Staubschicht von der Niederschlagselektrode löst und in einen Staubbunker fällt. Dabei können nicht unerhebliche Staubmengen redispersiert werden. Trocken arbeitende Abscheider werden daher meist in mehrere „Felder“ unterteilt. Jedes dieser „Felder“ stellt praktisch einen für sich vollständigen Elektroabscheider dar. Die Hintereinanderschaltung mehrerer Felder und deren separate Abreinigung führen zu deutlich verringerten Emissionen, weil das letzte Feld nur sehr selten abgereinigt werden muss.

Beim Nass-Elektroabscheider werden die Teilchen durch einen Flüssigkeitsfilm (in der Regel Wasser), der über die Niederschlagselektrode strömt abtransportiert. Probleme mit der Anhaftung der Teilchen an der Niederschlagselektrode, Rücksprühen, Potentialverlusten über den Staubkuchen und der Abreinigung können hier für den Preis höherer Investitionskosten und des auftretenden Abwasserproblems unterbunden werden. Beim Nass-Elektroabscheider ist die Verwendung von Kunststoffniederschlagselektroden üblich, da die Spülflüssigkeit in der Regel eine ausreichende elektrische Leitfähigkeit gewährleistet.

Als Sonderfall des Nass-Elektroabscheiders kann die Abscheidung flüssiger Teilchen in einem an sich trocken arbeitenden Abscheider betrachtet werden, die selbst von der Niederschlagselektrode ablaufen.

Weitere Unterscheidungskriterien lassen sich in der Ausführung von Sprüh- und Niederschlagselektroden und der Art der Energieversorgung (konstante Spannung, gepulste Spannung) finden.

## 3.2 Analytische Berechnungsansätze

### 3.2.1 Einflüsse auf das Abscheideverhalten

Fast so vielfältig wie die Einsatzgebiete des Elektroabscheiders sind auch die Variablen, die bei der Abscheidung auftreten und theoretisch bei der Auslegung von Elektroabscheidern berücksichtigt werden müssten.

Hierzu zählen:

- Die Aufladekinetik der Partikel als Funktion des Ortes im Abscheider und den Partikeleigenschaften. Ionenkonzentration und elektrische Feldstärke sind erheblich vom Ort im Abscheider abhängig.

- Die Verteilung der Partikel über den Querschnitt des Abscheiders. Sie bestimmt zum einen die mittlere Laderate der Partikel. Zum anderen bestimmt sie bei hoher partikelgebundener Raumladungsdichte maßgeblich die elektrische Feldstärke an der Oberfläche der Niederschlagsselektrode.
- Die elektrischen Eigenschaften der niedergeschlagenen Teilchen in trockenen Abscheidern. Der Widerstand des Staubkuchens bestimmt zusammen mit der Stromdichte die mittlere elektrische Feldstärke im Staubkuchen. Diese ist einerseits mitbestimmend für die Anhaftung des Staubes an der Oberfläche der Niederschlagsselektrode. Andererseits führen zu hohe Feldstärken zu Entladungen im Staubkuchen durch deren Ionen geladene, gasgetragene Partikel wieder entladen werden können (Rücksprühen). Gleichzeitig kann es zum Wiedereintrag bereits abgeschiedener Partikel kommen.
- Die Abreinigung im trockenen Abscheider. Eine Redispergierung von Staub ist beim Klopfen kaum zu verhindern.
- Der Einfluss der Ladungsverteilung. Die Differenz zwischen angelegter Spannung und Corona-Einsatzspannung fällt über die Raumladung zwischen Sprüh- und Niederschlagsselektrode ab. Hier können mehrere Raumladungsarten unterschieden werden. → Eine erste Unterscheidung kann zwischen der Raumladung auf dem Kuchen und der Raumladung in der Gasphase vorgenommen werden. Der Potenzialabfall, der durch die Raumladung im Kuchen verursacht wird, verringert dabei die Potenzialdifferenz über das Aerosol und damit die abscheidungsrelevante Feldstärke an der Oberfläche des Staubkuchens. → Des Weiteren sind in der Gasphase unterschiedliche Raumladungstypen zu differenzieren. Insbesondere sind hier partikelgebundene Raumladung, deren Verteilung stark durch die Gasströmung und Sedimentation beeinflusst wird und die Ionenraumladung zu unterscheiden. Letztere zeichnet sich durch so hohe Mobilitäten aus, dass sie praktisch nicht durch die Gasströmung beeinflusst wird. Die Ionenalterung auf dem Weg zwischen Sprüh- und Niederschlagsselektrode hat aber Einfluss auf Ionenverteilung und Feldstärke. Dieser Effekt dürfte insbesondere bei der negativen Corona und kleinen Abständen zwischen Sprüh- und Niederschlagsselektrode relevant sein (freie Elektronen).

Die Berücksichtigung dieser Effekte erfolgt bei der Auslegung oder Skalierung von Elektroabscheidern in der Praxis zumeist kumulativ über die experimentelle Ermittlung einer effektiven Wanderungsgeschwindigkeit der Teilchen im Abscheider.

### 3.2.2 Deutsch-Gleichung

Die Auslegung eines Elektroabscheiders erfolgt auch heute häufig noch auf dem klassischen Weg von Deutsch- oder Matts-Öhnfeld-Gleichung. Erstere wird von Deutsch [Deutsch1922] als

$$T(d_p) = 1 - \exp\left(-w \frac{A_{NE}}{\dot{V}}\right)$$

3.2-1

angegeben. Darin ist  $A_{NE}$  die Niederschlagsselektrodenflächen,  $\dot{V}$  der Gasvolumenstrom und  $w$  die Wanderungsgeschwindigkeit der Teilchen. Während Deutsch für  $w$  noch die Verwendung der tatsächlichen Relativgeschwindigkeit der Teilchen zum Gas im Sinn hatte, stellte es sich als praxistauglicher heraus, eine effektive Wanderungsgeschwindigkeit zu verwenden. Diese

wird bis heute aus der experimentellen Bestimmung von Trenngraden bei bekannter Geometrie aus Gleichung 3.2-1 zurückgerechnet. Die Verwendung der effektiven Wanderungsgeschwindigkeit erspart praktisch die Berechnung oder Messung des elektrischen Feldes im Abscheider sowie die Bestimmung der Partikelgrößenverteilung und die Berechnung der Teilchenaufladung. Andererseits ist bei der Verwendung einer effektiven Wanderungsgeschwindigkeit die Erfassung von Größen, die über den Abscheidungsprozess variieren (Konzentrationsprofil, Partikelgrößenverteilung, Raumladungsverhältnisse), nicht möglich. Dies führt letztlich dazu, dass die effektive Wanderungsgeschwindigkeit von verschiedenen Autoren experimentell als Funktion aller möglicher Größen (Gassenweite, Elektrodenform, Gasgeschwindigkeit, ...) [Wiggers1982, Aureille1971, Heinrich1979]. gemessen wurde. Die Veränderlichkeit der effektiven Wanderungsgeschwindigkeit mit all diesen Parametern zeigt aber letztlich, dass diese nicht ausreichend zur Beschreibung des komplexen Abscheidungsprozesses ist.

Die „black box Methode“ der Ermittlung einer effektiven Wanderungsgeschwindigkeit zeigt sich beispielsweise in der Anfang der 80er Jahre geführten Diskussion über die Zunahme der effektiven Wanderungsgeschwindigkeit mit der Gassenbreite eines Abscheiders [Nibeleanu1986, Heinrich1979, Aureille1971, Wiggers1982, Weber1980, Chen1984, Petroll1985] als besonders kritisch. Die fehlende Erkenntnis bezüglich Raumladungsproblematik erlaubt hier nur eine Übertragung der Ergebnisse auf ähnlich konzentrierte Aerosole wie unter den Testbedingungen im Labor. Die bei höheren Staubkonzentrationen resultierende Gefahr des Corona-Quenchings wird in der Diskussion um eine optimale Gassenweite völlig außer Acht gelassen.

### 3.2.3 Matts-Öhnfeld-Gleichung

Der Erkenntnis, dass die effektive Wanderungsgeschwindigkeit nicht nur eine Funktion der Abscheidergeometrie und der Betriebsparameter ist, sondern dass sich die effektive Wanderungsgeschwindigkeit auch über die Dauer des Abscheideprozesses ändert, versuchen Matts und Öhnfeld durch Einführung eines Exponenten  $k_M$  in die Deutsch-Gleichung Rechnung zu tragen. Die resultierende, nun eher empirische, Gleichung wird als Matts-Öhnfeld-Gleichung bezeichnet.

$$T(d_p) = 1 - \exp \left\{ - \left( w \frac{A_{NE}}{\dot{V}} \right)^{k_M} \right\}$$

3.2-2

Der Exponent  $k_M$  liegt laut White [White1963] häufig bei etwa 0,5, muss aber für ein gegebenes Aerosol ebenfalls experimentell bestimmt werden.

### 3.2.4 Weitere Berechnungsansätze

Cooperman [Cooperman1971] erweitert diese Berechnungsgrundlage, indem er für einen Plattenabscheider, die turbulente Diffusion in Strömungsrichtung mit in seine Überlegungen einbezieht. Die turbulente Diffusion in Strömungsrichtung wird durch einen Diffusionskoeffizienten  $D_l$  eingeführt.

Er findet so

$$1 - T(d_p) = \exp(-k_c \cdot L)$$

3.2-3

mit

$$k_c = \frac{w}{2 \cdot D_1} + \sqrt{\frac{w^2}{4 \cdot D_1^2} + (1-f) \cdot \frac{w}{s \cdot D_1}}$$

3.2-4

Hier ist  $s$  die halbe Gassenbreite des Abscheiders und  $f$  ist das Verhältnis von turbulentem Partikeltransport in Richtung der Gassenmitte zur Driftgeschwindigkeit  $w$  der Teilchen im elektrischen Feld.

Diese Theorie erweitert er in [Cooperman1982] für logarithmisch normalverteilte Aerosole. Ergebnisse werden allerdings nur mit den Prognosen der Deutsch-Gleichung und nicht mit experimentellen Daten verglichen.

Ein weiterer analytischer Berechnungsansatz, der ebenfalls die Turbulenz im Abscheider mit berücksichtigt, wird von Hassid et al. in [Hassid1987] vorgestellt.

Riehle [Riehle1996] schlägt die Berechnung des Trenngrades auf der Basis der lokalen Massenstromdichte vor, die über den Abscheider integriert wird, allerdings ist für die von Riehle vorgeschlagene Berechnung eine vorangehende Messung des Trenngrades unabdingbar, so dass sie eventuell zur Skalierung nützlich sein kann, aber keinen wirklich prädiktiven Charakter besitzt. Motiviert wurde diese Vorgehensweise durch die Erkenntnis, dass sich die Abscheidung insbesondere feiner Teilchen nicht hinreichend gut durch die analytische Lösung der konvektiven Dispersionsgleichung für einen Plattenelektroabscheider beschreiben lässt [Riehle1995].

Lawless [Lawless1984] vergleicht die Modelle von Cooperman und Deutsch sowie zwei weitere Modelle (*Robinson Model*, *RTI Sectional Model* – ein Modell des Research Triangle Instituts und das *SRI Model* – ein Modell des Southern Research Instituts. Die drei letzteren Modelle berücksichtigen zwar keine Raumladungseffekte, aber dafür Teilchenemissionen, die durch die trockene Reinigung des Abscheiders verursacht werden. Neben der Wanderungsgeschwindigkeit beinhalten sie weitere Variablen, denen zwar teils eine Bedeutung zugeordnet wird (Re-entrainment Faktor, Verhältnis zwischen Konzentrationen an der Niederschlagselektrode zur Konzentration im Strömungskern, Ladungsverringerung durch Rücksprühen,...), die aber praktisch als Anpassungsparameter genutzt werden – Berechnungsmethoden für diese Parameter werden nicht angegeben.

Im Vergleich mit experimentellen Daten zeigt Lawless, dass praktisch alle Modelle mit mindestens zwei Parametern die gemessenen Werte recht gut wiedergeben können.

Abschließend bleibt zu den genannten Modellen zu bemerken, dass sie für den Fall sehr hoher Teilchengebundener Raumladung allesamt ungeeignet sind, weil insbesondere im Fall von Corona-Quenching nicht mit einer festen effektiven Wanderungsgeschwindigkeit gerechnet werden kann, da die Partikelladung in diesem Fall eine Funktion des Abscheidegrades ist. Das Grundproblem liegt dabei in der fehlenden Berücksichtigung der Aufladekinetik sowie der elektrischen Situation (Verteilung des elektrischen Feldes und der Ionenkonzentration und damit des Stroms) im Abscheider. Diese Modelle können daher sicher nur bei relativ geringen Aerosolkonzentrationen erfolgreich eingesetzt werden.

Ein Versuch, bedeutende Teilchenraumladungen in ein analytisches Berechnungsmodell mit einzubeziehen, findet sich in [Hinderer1992]. Schwab und Hinderer versuchen hier, die Abscheidung bei höheren Konzentrationen als Relaxation einer Raumladung zu beschreiben. Sie setzten die zeitliche Änderung der der Teilchenkonzentration mit

$$\frac{dc}{dt} = -k_1 \cdot c - k_2 \cdot c^2$$

3.2-5

an, wobei  $k_1$  und  $k_2$  Konstanten sind.

Unter Vernachlässigung des zweiten Terms auf der rechten Seite der Gleichung ergibt sich ein exponentieller Ansatz, analog zu Deutsch. Der zweite Term auf der rechten Seite stellt den Einfluss der teilchengebundenen Raumladung dar und repräsentiert die „Relaxation“. Unter Vernachlässigung des erstens Terms erhält man damit eine Beziehung, die die Abscheidung der Teilchen in ihrem eigenen Raumladungsfeld beschreibt.

Beide Terme ergeben allerdings physikalisch nur dann Sinn, wenn die Teilchenladung konstant ist, was wiederum bedeutet, dass keine Ionen vorhanden sein dürfen. Die zeitlich veränderliche Ionenraumladung und Ladekinetik sowie die Wechselwirkung zwischen den Feldern der Ionenraumladung und der partikelgetragenen Raumladung werden vernachlässigt. Die Effekte, die aus der teilchengebundenen Raumladung resultieren, werden damit stark überbewertet. Ein Vergleich mit experimentellen Daten findet nicht statt.

### 3.3 Die Bedeutung des Stroms im Elektroabscheider

Der Zustand des Corona-Quenchings im Elektroabscheider wird bei hohen Staubbeladungen (unter welchen Bedingungen genau: siehe Kap. 6.1) im zu reinigenden Gas am Eintritt in den Abscheider gefunden und zeichnet sich durch eine drastische Verringerung der lokalen Stromaufnahme aus. Zur Bewertung der Gesamtproblematik des Corona-Quenchings ist daher die Frage nach der Bedeutung des Stroms (bzw. der lokalen Stromdichte) im Elektroabscheider von einiger Bedeutung.

Dem Strom sind dabei im Wesentlichen drei Funktionen zuzuordnen:

#### 3.3.1 Partikelaufladung

Der Strom wird (vom partikelgetragenen Strom abgesehen, der wegen der vergleichsweise geringen elektrischen Mobilität sehr klein ist) durch die Drift der Ionen von der aktiven Elektrode zur Niederschlagselektrode bereitgestellt. Der Strom ist damit eng mit der Ionenkonzentration korreliert (siehe Kap. 4.5.4). Diese Ionen werden zur Aufladung der Partikel benötigt. Eine Verringerung der Stromaufnahme hat daher auch immer eine Verringerung der Aufladegeschwindigkeit (siehe Kap. 4.5) der Teilchen zur Folge. Wie sich zeigen wird, ist die Ionenkonzentration und damit der Strom für gegebene Geometrie und Potenzialverhältnisse eine Funktion der Konzentration partikelgebundener Raumladung. Nimmt die partikelgebundene Raumladung zu, dann nimmt der Strom bzw. die Ionenkonzentration ab. Aufgrund dieser negativen Rückkopplung regelt sich die Gesamtladungsmenge im Abscheider in gewissem Umfang selbst.

Die Beschreibung dieser Wechselwirkung ist ein zentraler Punkt bei der Charakterisierung des gequenchten Zustandes und wird in Kapitel 6.1.5 behandelt. Es stellt sich dabei heraus,

dass die Ionenkonzentration und damit der Strom im gequenchten Abscheider durch die Aufladekinetik der Teilchen bestimmt werden.

### 3.3.2 Elektrisches Feld

Die Ionen, die durch das Gas driften, stellen eine unipolare Raumladung dar, die ein elektrisches Feld erzeugt. Dieses durch die Raumladung erzeugte elektrische Feld dominiert das elektrische Feld in großen Bereichen im Abscheider, wenn die angelegte Spannung deutlich über der Corona-Einsatzspannung liegt. Das Feld im abscheidungsrelevanten Bereich nahe der Niederschlagselektrode ist dabei besonders stark von der Raumladung und ihrer Verteilung abhängig.

Die Raumladung kann dabei aus Ionen, Elektronen oder aus partikelgebundener Raumladung bestehen oder aus einer Kombination beider Raumladungstypen. Entscheidend für das elektrische Feld in der Abscheidezone ist im Wesentlichen die Gesamtmenge an gasgetragener Raumladung. Diese wird maßgeblich durch die Verteilung der Raumladung im Abscheider bestimmt (siehe Kap. 5.2.1 und 5.2.3). Dabei haben die Verteilungen der Raumladung, je nach Raumladungsart, unterschiedliche Ursachen. Die Verteilung der partikelgebundenen Raumladung wird durch die Ladekinetik der Teilchen, die lokale Ionenkonzentration und die Strömungsbedingungen bestimmt. Die Ionenraumladung wird wegen ihrer hohen Mobilität dagegen praktisch ausschließlich von elektrischen und geometrischen Parametern des Abscheiders bestimmt. Daneben kann die Änderung der elektrischen Mobilität durch die Alterung der Ionen einen Einfluss auf die Verteilung der Ionen haben. Marquard [Marquard2006] diskutiert den Einfluss einer veränderlichen Ionenmobilität und kommt letztlich zu dem Schluss, dass eine Änderung im Rahmen sinnvoller Mobilitätswerte nur einen geringen Einfluss auf Ionenverteilung und Strom-Spannungs-Kennlinie eines Elektroabscheiders hat. Wichtig erscheint ihm allerdings im Bereich der negativen Corona der Einfluss der Elektronen. Sie tragen wegen ihrer hohen Mobilität zwar praktisch kaum zur Raumladung bei, wohl aber zum Strom. White [White1963] schätzt die Reichweite der Elektronen mit etwa einem Zentimeter ab.

Das elektrische Feld ist, insbesondere in Nähe der Niederschlagselektrode, eine Funktion der Raumladungsdichte und nur mittelbar über die elektrische Mobilität mit dem Strom verbunden. Es besteht dabei ein weiter Konsens, dass das elektrische Feld nahe der Niederschlagselektrode bei zunehmender Partikelraumladung (und damit abnehmender Ionenraumladung) zunimmt [Pauthenier1935, Matts1963, Görner2001](siehe Kap.5.2).

### 3.3.3 Elektrische Haftkräfte auf den Staubkuchen/Partikelanhaftung

Im trockenen Abscheider hat der Strom außerdem Bedeutung für die Anhaftung von Partikeln am Staubkuchen sowie die Anhaftung des Staubkuchens an den Niederschlagselektroden. Damit ein gegebener Strom, welcher von der aktiven Elektrode emittiert wird, den Staubkuchen passieren kann, ist eine vom spezifischen Staubwiderstand abhängige elektrische Feldstärke im Kuchen erforderlich. Der spezifische Staubwiderstand berechnet sich dabei als:

$$\omega_K = \frac{\Delta U_K}{I} \cdot \frac{A_K}{h_K}.$$

3.3-1

Die Staubkuchenhöhe  $h_K$  und die Fläche des Staubkuchens  $A_K$  werden üblicherweise in  $cm$  bzw.  $cm^2$  eingesetzt, so dass der spezifische Staubwiderstand in  $\Omega cm$  erhalten wird. Die

erforderliche elektrische Feldstärke im Kuchen zum Transport eines Stroms  $I$  durch eine Fläche  $A_K$  ergibt sich demnach als

$$E_K = \frac{\omega_K \cdot I}{A_K}.$$

### 3.3-2

Bei Ohm'schem Verhalten des Staubkuchenwiderstandes stellt sich demnach eine Oberflächenladung auf dem Staubkuchen ein, die das elektrische Feld im Staubkuchen gerade so beeinflusst, dass der Strom  $I$  durch den Staubkuchen fließt. Schematisch ist die Situation in Abbildung 3.1 dargestellt. Für die Oberflächenladung auf dem Kuchen gilt demnach:

$$\rho_S = (\bar{E}_K \cdot \bar{\epsilon}_K - E_{Gas}) \cdot \epsilon_0$$

### 3.3-3

Ist das Feld auf der Gasseite der Staubkuchenoberfläche  $E_{Gas}$  (zur Berechnung des Feldes siehe Gleichung 5.2-13) niedriger als auf der Staubkuchenseite  $E_K$  multipliziert mit der relativen Permittivität des Staubkuchens, so ist die Polarität der Oberflächenladung gleich der der Spannung an der aktiven Elektrode. In diesem Fall wirkt eine Netto-Haftkraft auf den Staubkuchen. Im umgekehrten Fall liegt die Oberflächenladung der Gegenpolarität vor. Es wirkt dann eine Netto-Zugkraft, die mit zunehmender Leitfähigkeit zunimmt. Die auf die Staubkuchenoberfläche wirkenden elektrischen Kräfte können dabei, je nach Leitfähigkeit des Staubkuchens und Stromdichte, an der Niederschlagselektrode von Zugspannungen der Größenordnung

$$\sigma_z = E_{Gas}^2 \cdot \epsilon_0$$

### 3.3-4

bis hin zu Druckspannungen von etwa

$$\sigma_D = E_K^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \bar{\epsilon}_K$$

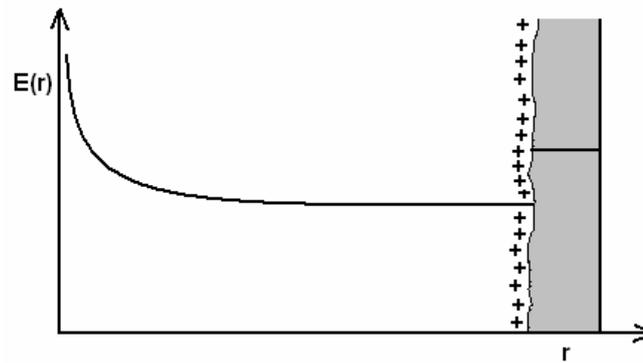
### 3.3-5

reichen. Falls Ohm'sches Verhalten vorliegt ergibt sich die die mechanische Spannung, die auf die Staubkuchenoberfläche wirkt, als

$$\sigma_{eff} = (E_K^2 \cdot \bar{\epsilon}_K - E_{Gas}^2) \cdot \epsilon_0,$$

### 3.3-6

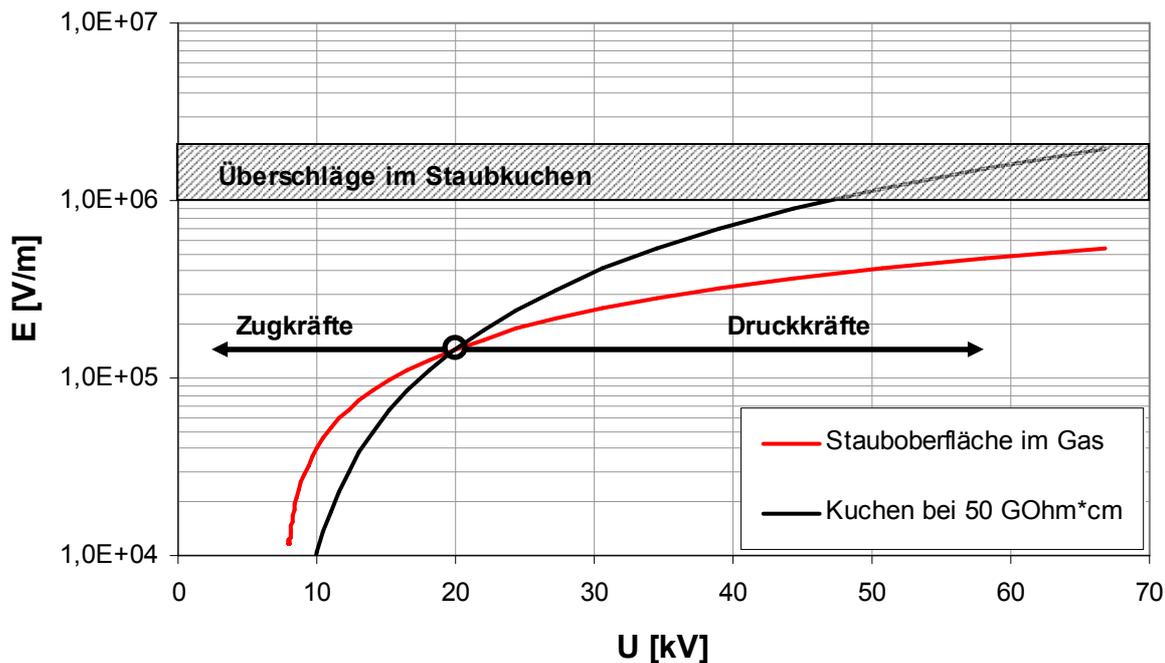
wobei negative Spannungswerte Zugspannungen und positive Werte Druckspannungen auf die Kuchenoberfläche bedeuten. Nimmt man die maximalen elektrischen Feldstärken sowohl in der Gasphase als auch im Staubkuchen mit  $10^6 \text{V/m}$  an, dann ergibt sich ein Spannungsbereich von etwa  $-9 \text{N/m}^2 \dots +9 \text{N/m}^2$ , der zur Anhaftung des Kuchens beiträgt bzw. ihr entgegengewirkt.



**Abbildung 3.3-1 Elektrische Situation am Staubkuchen bei hohem Staubwiderstand (schematisch) und positiver Corona**

Die Haftkräfte bzw. die Zugkraftverringering sind dabei proportional zum Quadrat von Strom und spezifischem Staubwiderstand. Rein rechnerisch ergibt sich ein optimaler Leitfähigkeitsbereich von  $8 \cdot 10^9 \dots 3 \cdot 10^{10} \Omega \text{cm}$  für den Kuchen im Abscheider. White [White1963] gibt einen Bereich in der Größenordnung von  $10^8 \Omega \text{cm}$  bis  $10^{10} \Omega \text{cm}$  an, in welchem die elektrischen Kräfte auf den Kuchen signifikant zur Anhaftung und damit zur Verhinderung des Reentrainments beitragen. Bei höheren spezifischen Widerständen muss mit elektrischen Überschlügen im Staubkuchen gerechnet werden, die laut White im Staubkuchen wie etwa auch in Luft bei Feldstärken zwischen 1 und 2 MV/m zu erwarten sind. Ist der Widerstand nur etwas höher als  $10^{10} \Omega \text{cm}$ , kann dem Problem des Rücksprühens mit einer Verringerung der Stromstromstärke entgegengewirkt werden.

Für einen Staub mit einer spezifischen Leitfähigkeit von  $5 \cdot 10^{10} \Omega \text{cm}$  und eine Kuchendicke von 5mm in einem Rohrelektroabscheider mit einem Rohrdurchmesser von 20cm und einem Drahtdurchmesser von 0,2mm sind die Feldstärken im Kuchen und im Gas an der Kuchenoberfläche exemplarisch in Abbildung 3.3-2 dargestellt. Im Bereich unterhalb von etwa 20kV ist die Feldstärke im Kuchen geringer als die im Gas. Es wirkt eine Netto-Zugkraft auf den Staubkuchen. Oberhalb von 20kV findet man Druckkräfte. Bei etwa 47kV erreicht die Feldstärke im Kuchen 1MV/m und damit den Bereich, in dem Überschlüge im Kuchen wahrscheinlich werden. Der optimale Arbeitspunkt liegt hier also bei etwa 47kV.



**Abbildung 3.3-2: Elektrische Felder im Gas und im Staubkuchen als Funktion der angelegten Spannung. Staubkuchendicke 0,5 cm.**

Der Strom kann daher je nach spezifischem Staubwiderstand signifikant zur Anhaftung des Staubes beitragen oder ihr entgegenwirken. Eine Verringerung der lokalen Stromdichte auf einen Sub-Prozent-Anteil des Reingasstroms und eine deutliche Erhöhung der elektrischen Feldstärke im Gas, wie dies unter gequenchten Bedingungen auftreten kann, kann daher einen starken Einfluss auf die Abscheidung im trockenen Abscheider haben.

Obwohl diese, nur im trockenen Abscheider auftretende, Problematik im Folgenden nicht weiter beachtet wird, sollte man sich dieses Einflusses bei der Bewertung des Corona-Quenchings im trockenen Elektroabscheider doch stets bewusst sein.

## 4 Grundlagen

Im Fall hoher teilchengebundener Raumladungsdichten findet eine Rückwirkung der teilchengebundenen Raumladung auf die elektrische Situation im Abscheider statt. Dabei treten die Prozesse der Teilchenaufladung und –abscheidung mit den Prozessen der Ionenerzeugung über das elektrische Feld in Wechselwirkung.

Die Höhe dieser Beeinflussung hängt dabei von den geometrischen und elektrischen Parametern des Abscheiders ab. Letztere sind insbesondere Corona-Einsatzspannung und Überschlagespannung, aber auch die Verteilung des elektrischen Feldes und der Ionenkonzentration spielen hinsichtlich der Aufladung der Teilchen eine Rolle.

Diese Aspekte sollen im Folgenden zunächst grundlegend dargestellt werden.

### 4.1 Elektrische Felder

Elektromagnetische Felder werden im Allgemeinen durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben. Bei der Berechnung des Zustandes im Elektrofilter werden die Magnetfelder üblicherweise [Elmoursi1984, Biskos2005, Neimarlija2009] nicht berücksichtigt. Da sowohl die Ströme als auch die zeitlichen Änderungen der elektrischen Felder gering sind, sind die magnetischen Felder vernachlässigbar klein. Die Beschreibung des elektrischen Feldes kann daher auf Basis der sogenannten Poisson-Gleichung als differentielle Beschreibung der Problematik erfolgen:

$$\nabla \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0},$$

4.1-1

wobei  $\varepsilon_0$  in As/Vm die Permittivität des Vakuums und  $\rho$  die (lokale) Raumladungsdichte in As/m<sup>3</sup> sind, oder auf Basis des Satzes von Gauß, der die Problematik integral beschreibt,

$$\varepsilon_0 \int (\vec{E} \cdot \vec{n}_A) dA = \int \rho dV,$$

4.1-2

wobei der elektrische Fluss durch eine geschlossene Hüllfläche  $A$ , die ein Volumen  $V$  einhüllt, (linke Seite) gleich der eingeschlossenen Ladung ist.

Ist die Verteilung der Raumladung unbekannt, ist eine weitere Bedingung, die die Verteilung der Raumladungsdichte festlegt, erforderlich. Diese wird üblicherweise in der Stromkontinuität gefunden.

$$\nabla \vec{i} = 0$$

4.1-3

Bzw.

$$\int (\vec{i} \cdot \vec{n}_A) dA = konst.$$

4.1-4

Sie gilt in dieser Form, wenn die sich Stromquelle vollständig innerhalb der geschlossenen Hüllfläche  $A$  befindet. Dabei ist

$$\vec{i} = \rho \cdot (\vec{E} \cdot \vec{Z}_i + \vec{u}) - D_i \nabla \rho.$$

#### 4.1-5

Unter Verwendung von mindestens zwei geeigneten Randbedingungen lassen sich auf Basis dieser Beziehungen der Verlauf des elektrischen Feldes und die lokalen Ionenkonzentrationen im partikelfreien Abscheider berechnen. Als Randbedingungen kommen hier lokale Potentialdifferenzen sowie lokale Raumladungsdichten, Stromdichten oder elektrische Feldstärken infrage. Die Lösung dieser Gleichungen erfordert im Allgemeinen numerische Methoden. Dazu werden meist [Anagnostop.2002, Christina1991, Abdel-Salam1995, Elmoursi1987, Davidson1994] Finite Elemente Methoden eingesetzt.

Für das eindimensionale Problem des Rohr-Draht-Elektroabscheiders [White1963, Feng1999] lassen sich die Gleichungen teils analytisch lösen. Raumladungsverteilung und Potential lassen sich als Funktion des Ortes und des Stroms berechnen (siehe auch Kap. 5.1.2). Dies gelingt allerdings nur, wenn konvektiver und diffusiver Ionenstrom vernachlässigt werden und keine zeitliche Änderung der Ionenmobilität auftritt, was für ionische Raumladung zumindest bei höheren Spannungen als näherungsweise richtig angesehen werden darf, und wenn geeignete Randbedingungen verwendet werden. Im Bereich kleiner Ströme finden sich bei der negativen Corona allerdings größere Abweichungen von der Theorie [Loeb1965] (siehe Abbildung 5.1-1)

### 4.1.1 Anmerkungen

#### - Zur Stromkontinuität

Wie sich zeigen wird, sind unter den Bedingungen, unter denen Corona-Quenching auftritt, die Ionenverluste beim Durchgang durch das Aerosol durchaus merklich, sodass im Rahmen der Simulationen eine Extinktionsbeziehung für Ionen verwendet wird. Des Weiteren erlaubt die Verwendung der Extinktionsfunktion die analytische Bestimmung der Teilchenladung am Ende des Quenchvorgangs (Kap. 6.1.6), damit kommt der Extinktionsbeziehung besondere Bedeutung zu.

$$\nabla \vec{i} = -\vec{i} \cdot \sum_{j=1}^{PK} \sum_{i=1}^{LK} c_{i,j} \cdot A_{ext,i,j}$$

#### 4.1-6

Dabei ist  $A_{ext,i,j}$  (siehe 4.5.5) der Ionenextinktionsquerschnitt eines Partikels der Größenklasse  $j$  und der Ladungsklasse  $i$ .

#### - Zum Einfluss der thermischen Diffusion

Bezüglich des thermischen Diffusionsstromes lässt sich zeigen, dass dieser in aller Regel vernachlässigbar ist. Ein relevanter Konzentrationsgradient ist vor allem an Oberflächen zu finden, wo die Konzentration an Teilchen oder Ionen gleich Null ist. Da die elektrische Feldstärke an der Niederschlagselektrode im Vergleich zu jener an der Sprühelektrode gering ist, ist hier der thermisch induzierte Teilchenstrom besonders hoch im Vergleich zum elektrischen. Hier nimmt die Teilchenkonzentration über die Dicke der laminaren Strömungs-

unterschicht von der Bulk-Konzentration auf Null ab. Nach dem ersten Fick'schen Gesetz kann die Stoffstromdichte  $j$  [1/(m<sup>2</sup>s)] einfach abgeschätzt werden. Es gilt:

$$j_{Diff} = D_P \cdot \frac{c_B}{\delta_{lam}}$$

4.1-7

Die minimale, durch elektrische Kräfte verursachte Stoffstromdichte ist

$$j_{el} = c_B \cdot Z_1 \cdot E_{Rand}$$

4.1-8

wobei  $Z_l$  [m<sup>2</sup>/(Vs)] die elektrische Mobilität des einfach geladenen Teilchens ist. Bildet man den Quotienten beider Stoffstromdichten erhält man:

$$\left( \frac{j_{Diff}}{j_{el}} \right)_{max} \approx \frac{D_P \cdot \frac{c_B}{\delta_{lam}}}{c_B \cdot Z_1 \cdot E_{Rand}} = \frac{kT}{\bar{n} \cdot \delta_{lam} \cdot e \cdot E_{Rand}} \approx \frac{0,025V}{\bar{n} \cdot \delta_{lam} \cdot E_{Rand}}$$

4.1-9

Der Anteil der Diffusion an der Abscheidung liegt demgemäß unter üblichen Bedingungen in einem Elektroabscheider im Promille-Bereich.

Andererseits lässt sich die Gleichung 4.1-9 für ein gegebenes Verhältnis von Diffusions-transport zu elektrischem Transport nach dem erforderlichen Konzentrationsgefälle auflösen. Soll der Anteil der Diffusion am Transport bei einer Feldstärke von 100kV/m z. B. maximal ein Prozent betragen, ergibt sich für Ionen oder einfach geladene Partikel ein erforderlicher Konzentrationsgradient von etwa 40000m<sup>-2</sup>. Dies entspricht einer Abnahme der Konzentration von  $c$  auf Null über eine Strecke von 25µm. Da solche Konzentrationsgradienten praktisch nicht zu erwarten sind, spielt die thermische Diffusion im Elektroabscheider keine relevante Rolle.

Bei dieser unabhängigen Betrachtungsweise beider Mechanismen wird der Einfluss der Diffusion allerdings noch überschätzt, weil durch den Teilchenstrom (Ionen oder Partikel), der durch das elektrische Feld verursacht wird die Ausbildung eines linearen Konzentrationsgefälles unterbindet. Tatsächlich wird die lokale Konzentration der Teilchen nur in unmittelbarer Nähe zur Oberfläche der Niederschlagselektrode beeinflusst. Aus der Darstellung der Teilchenstromdichte

$$j = -D_P \frac{dc}{dx} + EZ_p c$$

4.1-10

findet man durch Lösung der Differenzialgleichung

$$c_\infty \left( 1 - \exp \left( - \left( \frac{U_E}{r_{Rohr}} \ln^{-1} \left( \frac{r_{Rohr}}{r_{Draht}} \right) + \frac{c_\infty n r_{Rohr}}{2 \varepsilon_0} \right) \frac{ne}{kT} x \right) \right) = c(x).$$

4.1-11

Der Ansatz in kartesischen Koordinaten ist dabei praktisch gesehen auch für den Rohr-Draht-Abscheider richtig, weil der Ansatz wegen des fehlenden konvektiven Terms nur im Bereich der laminaren Strömungsunterschicht gültig ist. Die Dicke dieser Schicht ist aber gegenüber dem Radius des Abscheiders vernachlässigbar. Tatsächlich ist der Einfluss der Diffusion auf das Konzentrationsprofil nach Gleichung 4.1-11 nur wenige  $\mu\text{m}$  von der Niederschlags-elektrode merklich. Die getroffene Annahme, dass sich der Einfluss der Diffusion nur in der laminaren Unterschicht bemerkbar macht, ist daher als richtig anzusehen.

In Abbildung 4.1-1 sind Konzentrationsprofile an der Niederschlagselektrode eines Rohr-Draht-Elektroabscheiders mit einem Rohrdurchmesser von 0,1m und einem Drahtdurchmesser von 0,1mm, wie er im experimentellen Teil der Arbeit verwendet wird, dargestellt. 8kV entspricht hier der Corona-Einsatzspannung (siehe folgendes Kapitel).

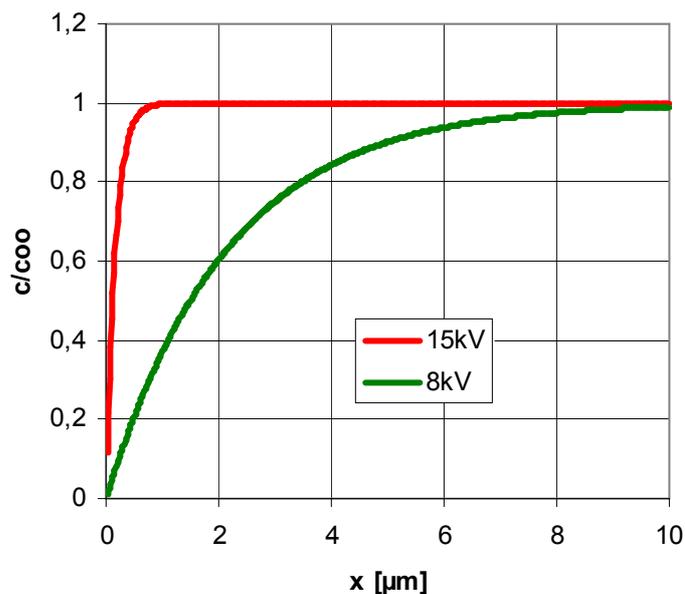


Abbildung 4.1-1: Ionenkonzentration als Funktion des Abstandes zur Niederschlagselektrode bei Berücksichtigung der thermischen Diffusion.

## 4.2 Corona-Entladung

Corona-Entladungen entstehen in stark inhomogenen elektrischen Feldern, bevor es zum elektrischen Überschlag kommt. Solche Felder werden im Elektroabscheider durch Draht-Platten- oder Draht-Rohr-Anordnungen erreicht. Wird an die Drähte eine Spannung angelegt, so entsteht zwischen dem Draht und der Platte oder dem Rohr ein stark inhomogenes elektrisches Feld, wobei die höchsten elektrischen Feldstärken an der Drahtoberfläche auftreten. Um diesen Effekt weiter zu verstärken, werden die Drähte teilweise zusätzlich mit scharfen Kanten (z.B. Twisted-Square-Elektroden) oder kleinen Spitzen versehen [Jedrusik2001, Brocilo2004, Mc Kinney1992]

Ab einer bestimmten, von Geometrie und Gas abhängigen, angelegten Potenzialdifferenz zwischen Draht und Niederschlagselektrode erreicht die elektrische Feldstärke an der Oberfläche der aktiven Elektrode die sogenannte „Einsatzfeldstärke“. Das Gas wird lokal ionisiert. Diese lokale Ionisation im inhomogenen elektrischen Feld bezeichnet man als Corona-Entladung.

Bei der Beschreibung von Raumladungseffekten und der Bewertung sind vor allem die Corona-Einsatzspannung und die Überschlagsspannung von wesentlicher Bedeutung. Eine gute Vorhersage dieser beiden Parameter ermöglicht zusammen mit der Kenntnis der

Partikelgrößenverteilung und der Konzentration der Teilchen die Vorhersage etwaiger Problempotenziale. Der Bereich zwischen Corona-Einsatzspannung und Überschlagsspannung lässt sich makroskopisch durch die Strom-Spannungs-Kennlinie beschreiben. Da diese als Lösung eines makroskopischen Raumladungsproblems gefunden wird, erfolgt ihre Beschreibung in Kap.5.1.2.

Die hier folgenden Betrachtungen beziehen sich auf die (abschätzende) Berechnung der Corona-Einsatzspannung und die Überschlagsspannung sowie deren Bezug zu Mikroprozessen (Elektronenlawinen, Streamer, Raumladungseffekte in der aktiven Zone).

#### 4.2.1 Mikroprozesse der Ladungsträgererzeugung

Der Vorgang der Corona-Entladung lässt sich praktisch auf unterschiedlichen Komplexitätsniveaus beschreiben. Für die Beschreibung makroskopischer Eigenschaften der Corona-Entladung wie der Strom-Spannungs-Kennlinie, des elektrischen Feldes und der Ionenverteilung über den Abscheiderquerschnitt (außer im Plasma) genügen häufig Corona-einsatzspannung, Ionenparameter und Poisson-Gleichung. Diese makroskopische Beschreibung beruht dabei im Wesentlichen auf der Annahme eines stationären elektrischen Zustandes für gegebene feste Betriebsparameter.

In der Realität zeigt die Corona-Entladung in weiten Bereichen instationäres Verhalten, das in Mikroprozessen, die sich insbesondere in der aktiven Zone abspielen (oder von ihr ausgehen), begründet ist. Gerade in den Grenzbereichen der Einsatzspannung und des Überschlags spielen diese Mikroprozesse eine wichtige Rolle und sollen in ihren Grundzügen daher im Folgenden vorgestellt werden.

##### Die Elektronenlawine

Die Ionenerzeugung hat ihren Ausgangspunkt praktisch immer in einer Elektronenlawine. Zur Auslösung einer solchen Lawine ist dabei zunächst ein freies Elektron erforderlich. Solche Elektronen werden durch natürliche Radioaktivität, UV-Strahlung oder Feldemission [Loeb1965] erzeugt. Diese Elektronen stoßen aufgrund thermischer Energie und Drift im elektrischen Feld mit Gasmolekülen zusammen. Eine Kollision zwischen einem Gasmolekül und einem Elektron kann dabei verschiedene Folgen haben. Elastische Kollisionen führen im Wesentlichen zur Impulsänderung des Elektrons, unelastische Stöße führen zu einer Übertragung kinetischer Energie auf Gasmoleküle. Durch letztere können Gasmoleküle angeregt oder auch ionisiert werden. Raizer [Raizer1991] weist darauf hin, dass die mittlere Energie eines Elektrons von etwa 3eV bei Weitem nicht für eine Ionisation eines Gasmoleküls ausreicht und dass die Ionisation daher vermutlich häufig als Mehrstoßereignis zu sehen ist.

Die Anzahl der Stoßereignisse pro Sekunde, die eine Ionisation eines Moleküls durch „Herausschlagen“ eines Elektrons bewirkt, bezeichnet man als Ionisationsfrequenz  $\nu_i$  [1/s]. Im Fall eines vorhandenen elektrischen Feldes driften die Elektronen in Richtung der Kathode. Da häufig die *räumlichen* Verteilungen von Feldern, Ionenkonzentration, Elektronenkonzentration usw. interessieren, wird üblicherweise nicht die Ionisationsfrequenz, sondern der Ionisationskoeffizient  $\alpha$  [1/cm] verwendet. Er beschreibt die Anzahl ionisierender Stöße pro Zentimeter Driftweg und berechnet sich aus der Ionisationsfrequenz, indem diese durch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in cm/s geteilt wird.

Zur Bestimmung des Ionisationskoeffizienten in Abhängigkeit von Druck und Feldstärke wird häufig die empirische Beziehung nach Townsend verwendet:

$$\alpha = K_1 \cdot p \cdot \exp\{-K_2 \cdot p / E\}$$

Für Luft findet man mit den Parametern  $K_1=15 [\text{cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}]$  und  $K_2=365[\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}]$  mit Gültigkeit im Bereich  $100 < E/p [\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}] < 800$ .

Die Townsend'sche Gleichung zur Bestimmung des Ionisationskoeffizienten (4.2-1) zeigt eine sehr starke Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke ( $\rightarrow$  Eigentlich von der mittleren Zunahme der kinetischen Energie des Elektrons zwischen zwei Stößen, aber im Elektroabscheider kann der Druck als fest und gegeben angesehen werden).

Eine andere Folge unelastischer Stöße kann die Anlagerung des Elektrons an ein Molekül sein. Ein negatives Ion bildet sich. Das entsprechende Elektron ist verloren. Da die thermische Geschwindigkeit des Elektrons groß ist im Vergleich zur Driftgeschwindigkeit, ist die Frequenz der Elektron-Molekül-Kollisionen sehr hoch. Der Anlagerungskoeffizient  $a [1/\text{cm}]$ , der – in Analogie zum Ionisationskoeffizienten – die Anzahl der Stöße pro Zentimeter Driftweg beschreibt, die durch Bildung eines negativen Ions zum Verlust eines Elektrons führt, ist daher auch von gering konzentrierten elektronegativen Molekülspezies in der Gasphase beeinflusst. Die Abhängigkeit vom elektrischen Feld ist deutlich geringer als die des Ionisationskoeffizienten, so dass der Anlagerungskoeffizient in erster Näherung als konstant angenommen werden kann. Größenordnungsmäßig liegt der Anlagerungskoeffizient bei etwa  $5 \dots 10 1/\text{cm}$ .

Ab einer bestimmten elektrischen Feldstärke an der Drahtoberfläche findet hier eine Ionisation des Gases statt, die zu einer signifikanten Ionenproduktion führt. Im homogenen elektrischen Feld liegt diese für Luft bei Umgebungsbedingungen etwa bei zweieinhalb Millionen Volt pro Meter. Bei dieser Feldstärke wird der Ionisationskoeffizient  $\alpha [1/\text{cm}]$ , der die Anzahl der Ionisationsereignisse pro Zentimeter Driftweg beschreibt, größer als der Elektronenanlagerungskoeffizient  $a [1/\text{cm}]$ , der die Anzahl der Verlustereignisse durch Bildung negativer Ionen darstellt. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein freies Elektron ein weiteres Ionisationsereignis verursacht, ist höher als die der Bildung eines negativen Ions durch Elektronenanlagerung. Eine Elektronenlawine entsteht. Die Zunahme der Elektronenanzahl über die Lauflänge einer Elektronenlawine ist:

$$\frac{dN_e}{dx} = (\alpha - a) \cdot N_e$$

#### 4.2-2

Durch Integration findet man die Elektronenanzahl als Funktion der Lawinenlänge  $x [\text{cm}]$ .

$$N_e = \exp\{(\alpha - a) \cdot x\}$$

#### 4.2-3

Im homogenen elektrischen Feld bei  $3\text{kV/cm}$  beträgt  $\alpha$  etwa  $10 \text{ cm}^{-1}$  [Raizer1991].

Im stark inhomogenen Feld eines Sprühdrahtes reicht ein Ionisationskoeffizient von  $10 \text{ cm}^{-1}$  nicht aus, um eine „echte“ Elektronenlawine zu erzeugen. Wegen der radial schnell abnehmenden Feldstärke findet eine signifikante Vervielfachung von Ladungsträgern erst bei deutlich höheren Feldstärken als  $3\text{MV/m}$  an der Oberfläche der Sprühelektrode statt. Bei einem Drahtdurchmesser von  $0,2\text{mm}$  erhält man beispielsweise nach Rouse [in Cloupeau1994] eine Einsatzfeldstärke von  $12\text{MV/m}$  an der Drahtoberfläche.  $E/p$  ist dann  $160 \text{ V}/(\text{cmTorr})$ . Nach der Townsend'schen Beziehung findet man so einen Ionisationskoeffizienten von  $1150 1/\text{cm}$ . Der Driftweg, den ein Elektron zwischen zwei ionisierenden Stößen zurücklegt, ist daher im Fall der Elektronenlawine nahe der Drahtoberfläche nur etwa  $10\mu\text{m}$  gegenüber  $1\text{mm}$  im homogenen Feld. Die Ionenproduktion durch Elektronenlawinen findet daher im Wesentlichen dicht an der Oberfläche des Drahtes statt. In Abbildung 4.2-1 ist der

Ionisationskoeffizient über den Abstand zur Drahtoberfläche im Gültigkeitsbereich der Townsend Beziehung (Gl. 4.2-1) dargestellt.

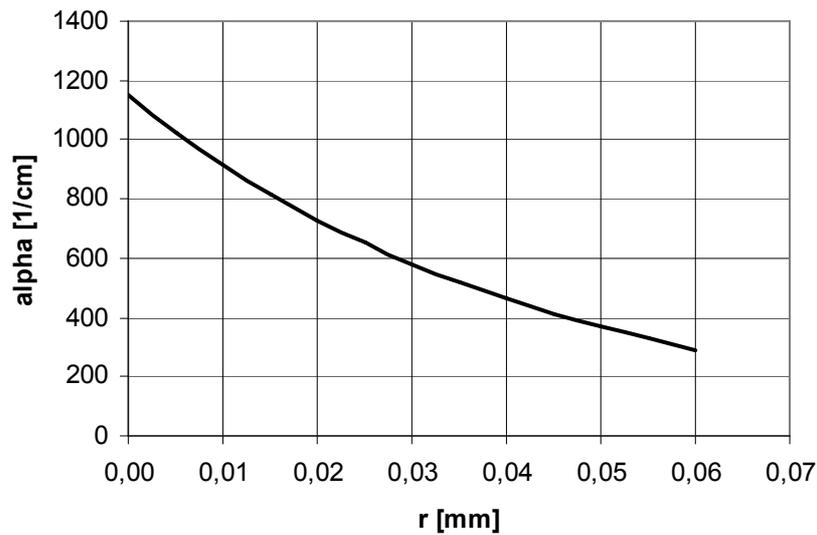


Abbildung 4.2-1: Ionisationskoeffizient bei Einsatzspannung als Funktion des Abstandes zur Oberfläche des Sprühdrahtes (Durchmesser 0,2mm).

Wie im vorausgegangenen Beispiel gezeigt, ist der Ionisationskoeffizient häufig sehr groß - im Beispiel etwa ein bis zwei Größenordnungen höher als der Anlagerungskoeffizient. Der Anlagerungskoeffizient  $a$  wird bei der Charakterisierung solcher Entladungen der Einfachheit halber vernachlässigt. Die Größe  $\alpha x$  und nicht  $(\alpha - a)x$  wird dann zur Bestimmung der Elektronen Anzahl der Entladung verwendet.

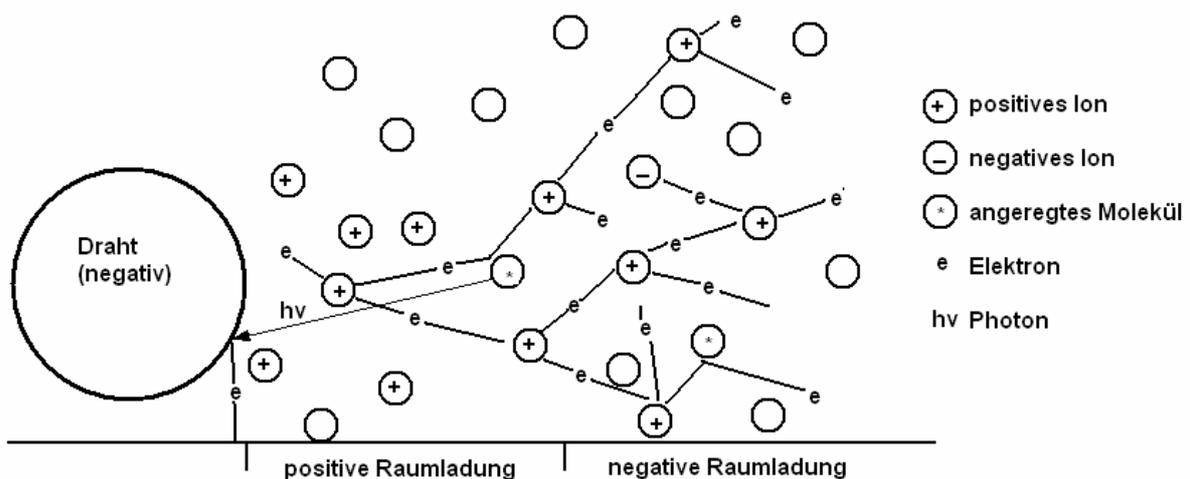


Abbildung 4.2-2 Ausbreitung einer Elektronenlawine bei negativer Corona und Bereich positiver und negativer Nettoraumladung

Über die Dauer einer solchen Lawine wird diese nicht nur länger, wegen der Diffusion der Elektronen und der gegenseitigen Abstoßung nimmt auch der Durchmesser der Lawine zu. Bei kleinen Werten von  $\alpha x$  – also wenigen Elektronen – überwiegt die Diffusion, bei großen Werten von  $\alpha x$  die Abstoßung. Bei der gegenseitigen Abstoßung der Ladungsträger driften diese in dem Raumladungsfeld, das die Ladungsträger als Kollektiv erzeugen. Wenn die Abstoßung die Diffusion dominiert, bedeutet dies daher, dass die Raumladung der Lawine

(Elektronen am Kopf der Lawine, Positive Ionen dahinter) ein signifikantes elektrisches Feld erzeugt. Das elektrische Feld dieser Raumladung überlagert sich dem externen Feld, das ursprünglich die Elektronenlawine erzeugt hat, und verstärkt dieses (siehe Streamer). In Abbildung 4.2-2 ist die Situation exemplarisch dargestellt.

Die Elektronenlawinen können bei Einsatzspannung der positiven Corona unterschiedliches Entladungsverhalten auslösen. Treten keine signifikanten Raumladungseffekte in der aktiven Zone der Corona auf, dann findet man, geometrie- und gasphasenabhängig, Burst-Pulse oder Geiger-Pulse. Findet bereits eine signifikante Verformung des elektrischen Feldes nach dem im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Mechanismus in der aktiven Zone statt, dann entstehen sogenannte pre-onset Streamer.

### **Burst-Pulse (positive Corona)**

Burst-Pulse *können* als erste Entladungsart bei der positiven Corona beobachtet werden. Ihr Ursprung liegt in einer Elektronenlawine, die wiederum durch ein zufällig im Gas vorhandenes Elektron erzeugt wurde. In Verlauf der Elektronenlawine entsteht UV-Strahlung, die bei kurzer Reichweite in der Nähe der ersten Lawine eine weitere Lawine erzeugen kann, die der ersten folgt. Dieser Prozess kann sich einige Male wiederholen. Da die aktive Elektrode die (schnellen) Lawinenelektronen aufnimmt und die positive Ionenraumladung sich nur verhältnismäßig langsam bewegt, entsteht durch jede der aufeinander folgenden Lawinen etwas mehr positive Raumladung, die das elektrische Feld an der aktiven Elektrode verringert. Schließlich unterdrückt die positive Raumladung die Ausbildung weiterer Elektronenlawinen vollständig. Die Entladung kommt zum Erliegen. Eine solche örtlich und zeitlich begrenzte Entladung bezeichnet man als Burst-Puls. Die Burst-Pulse wurden von Kip [Kip1939] erstmals eingehend beschrieben. Weitere Untersuchungen finden sich in [Armin1954a] sowie in [Loeb1965].

### **Geiger-Pulse (positive Corona)**

Der Geiger-Puls tritt anstelle des Burst-Pulses auf, wenn die aktive Elektrode räumlich ausgedehnter und die Reichweite des UV-Lichtes größer ist. Die Reichweite des UV-Lichtes ist dabei eine Funktion der Gasphase. Unter diesen Bedingungen kann eine initiale Elektronenlawine weitere Lawinen in ihrer Nachbarschaft auslösen. Die Entladung breitet sich dann über die Oberfläche der aktiven Elektrode aus, bevor sie ausreichend positive Raumladung zur Unterdrückung weiterer Lawinen erzeugt hat. Der Strom des einzelnen Pulses ist daher größer als bei den Burst-Pulsen [Loeb1965].

### **Trichelpulse (negative Corona)**

Bei der negativen Corona tritt ebenfalls bei Überschreiten einer bestimmten Spannung eine gepulste Entladung auf. Die Pulse werden bei der negativen Corona als Trichel-Pulse [Trichel1938] bezeichnet. Diesen periodisch auftretenden Pulsen liegt nach [Loeb1965] kein Streamer-Mechanismus zugrunde.

Die Entstehung eines Trichelpulses erfordert - wie bei den pre-onset Streamern - ein Ausgangselektron. Dieses kann durch Photoeffekt oder Feldemission [Reess1997] aus der Sprühdrahtoberfläche freigesetzt werden oder durch Ionisation von Gasmolekülen nahe der Drahtoberfläche. Das Elektron erzeugt eine Elektronenlawine, bei der die Elektronen von der aktiven Elektrode wegdriften. Die sehr mobilen Elektronen verlassen den Bereich hoher Feldstärken schnell. Es verbleibt die Raumladung der positiven Ionen, die nun das elektrische Feld in Richtung des Sprühdrahtes verstärkt. Durch die nun erhöhte Feldstärke am Draht

kommt es zu weiteren Elektronenlawinen, deren Reichweite durch die Ausdehnung der positiven Raumladungswolke begrenzt ist. Da die positiven Ionen in Richtung Sprühdraht driften, werden diese Lawinen zunehmend kürzer. Sobald die ersten positiven Ionen die aktive Elektrode erreichen und hier neutralisiert werden, verschwindet zudem ihr feldverstärkender Raumladungseffekt. Die Raumladung der negativen Ladungsträger, die sich im Bereich niedrigerer Feldstärken in Ionen umwandeln, führt nun zu einer Verringerung des elektrischen Feldes an der Sprühelektrode, die Entladung erlischt. Mit zunehmendem Abstand der negativen Raumladung zur aktiven Elektrode verringert sich der abschirmende Einfluss der negativen Raumladung auf das Feld an der Sprühelektrode, die Feldstärke nimmt wieder zu. Ein neuer Puls kann entstehen [Loeb1965].

### Streamer

Die lokale Erhöhung der elektrischen Feldstärke durch die Raumladung der Lawine bewirkt, dass die Entladung sich in einem gewissen Umfang ihr elektrisches Feld selbst erzeugt. Dabei kann die Raumladung, die durch die Lawine erzeugt wurde, wie ein Dipol im elektrischen Feld betrachtet werden. Im Fall einer negativen aktiven Elektrode wie in Abbildung 3.3-1 bewirkt die positive Raumladung der Ionen, die zum Draht driften, in Richtung Draht eine Verringerung des elektrischen Feldes. Die negative Raumladung am Kopf der Lawine führt zu einer Erhöhung der Feldstärke direkt vor der Elektronenwolke. Durch die selbsterzeugte Feldüberhöhung kann die eine solche Entladung auch in Raumbereiche vordringen, in denen das elektrische Feld eigentlich zu niedrig ist um eine Ionisierung zu verursachen. Ab einem Wert von etwa  $\int \alpha dx \approx 18$  können Streamer entstehen [Raizer2000].

Ein Streamer stellt eine Ionisationswelle dar, die durch ein Gas läuft. Die Ionenerzeugung findet dabei nur am Kopf des Streamers statt, weil nur hier das Feld ausreichend hoch ist. Hinter dem Streamer verbleibt ein Kanal mit einer bipolaren Ionenraumladung (beim positiven Streamer auch Elektronen, die sich allerdings schnell an elektronegative Gasmoleküle anlagern) und relativ geringer elektrischer Leitfähigkeit.

Die Feldstärke hinter dem Streamer bestimmt zusammen mit der Leitfähigkeit die Polarisierung des Streamers und damit das elektrische Potenzial am Kopf des Streamers, welches wiederum proportional zu Ausbreitungsgeschwindigkeit und Durchmesser des Streamers ist. Umgekehrt bestimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit und Durchmesser des Streamers die Leitfähigkeit des ionisierten Kanals hinter dem Streamer, denn wenn sich der Streamer schneller ausbreitet, haben die Ionen und Elektronen im gleichen Abstand zum Kopf des Streamers weniger Zeit gehabt, um zu rekombinieren. Es ist daher leicht vorzustellen, dass es eine minimale über den Streamer gemittelte Feldstärke geben muss, bei der sich der Streamer gerade so schnell ausbreitet, dass die Leitfähigkeit hinter ihm gerade hoch genug bleibt, um ein Überleben zu gewährleisten.

Diese Feldstärken, bei denen sich ein Streamer gerade noch ausbreiten kann, unterscheiden sich nach der Polarität des Streamers in Luft um etwa einen Faktor zwei. Während sich der positive Streamer bereits bei einer mittleren elektrischen Feldstärke von 5kV/cm [Morrow1997, Phelps1976, Raizer2000] mit konstanter Geschwindigkeit ausbreitet, sind etwa 10kV/cm für die Ausbreitung eines negativen Streamers erforderlich [Ebert2008, Raizer2000]. Die Ursache für diesen Unterschied liegt in der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Streamer. Diese wiederum wird durch die Ionenerzeugung am Kopf des Streamers bestimmt. Im Fall des negativen Streamers ist diese an die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas gebunden, im Fall des positiven Streamers an die Erzeugung von Elektronen durch UV-Licht vor dem Streamerkopf. Der positive Streamer breitet sich damit deutlich schneller aus (bis einige  $10^6$  m/s) als der negative [Raizer2000].

In inhomogenen Feldern kann die Länge einzeln auftretender Streamer ungefähr mit dem Abstand zum Ausgangspunkt des Streamers über den die mittlere elektrische Feldstärke

gleich der oben genannten Feldstärke, die für eine stabile Ausbreitung des Streamers erforderlich ist, gleichgesetzt werden. Treten mehrere Streamer nah beieinander gleichzeitig auf, dann beeinflussen sich diese über die erzeugten Raumladungen allerdings in komplexer Weise und die Abschätzung führt zu größeren Fehlern [Raizer2000].

Bei der detaillierten Betrachtung der Corona-Entladung spielen Streamer im Bereich nahe der Einsatzspannung der positiven Corona und, polaritätsunabhängig, nahe der Überschlagsspannung eine Rolle.

*Pre-onset Streamer (positive Corona):* Bei der positiven Corona folgt auf das Burst- oder Geiger-Puls-Regime ein weiteres gepulstes Entladungsregime. Die Pulse dieses Regimes werden als pre-onset Streamer bezeichnet. Sie können nach Kip [Kip1939] sichtbar mehrere Millimeter in den Raum vordringen. Die Länge ist nach Untersuchungen von Armin [Armin1954b] etwa proportional dem Krümmungsradius der aktiven Elektrode.

Ausgangspunkt für die pre-onset Streamer ist ein zufällig vorhandenes Elektron, das sich nahe der aktiven Elektrode befindet. Dieses Elektron entwickelt sich zunächst zu einer Elektronenlawine, die in Richtung der aktiven Elektrode läuft. Da die Elektronen viel schneller driften als die Ionen, verbleibt, nachdem die Elektronen die aktive Elektrode erreicht haben, eine positive Raumladung. UV-Licht Emission durch angeregte Moleküle verursacht die Entstehung weiterer Elektronen im Vorfeld der positiven Raumladungswolke. Diese driften ebenfalls in Richtung der aktiven Elektrode und führen zu einer weiteren Zunahme der positiven Raumladung. Die positive Ionenraumladung verringert nun das elektrische Feld zwischen der Raumladungswolke und der aktiven Elektrode, an der Vorderseite des Streamer wird das Feld erhöht. Der Streamer breitet sich - wie oben beschrieben - in den Raum aus.

Der Begriff pre-onset Streamer leitet sich hier vermutlich aus der Tatsache ab, dass „extern“ erzeugte Elektronen zur Initiierung des Streamers erforderlich sind und die Entladung nicht selbsterhaltend ist. So wird in White [White1963] die Corona-Entladung als selbsterhaltende Entladung definiert. Das Auftreten der positiven Streamer bei Einsatzspannung ist daher zunächst statischer Natur. Loeb [Loeb1965] vergleicht die Situation mit einem Geigerzähler. Systematische Untersuchungen an Streamern werden, wie oben bereits erwähnt, meist an Spitze-Platte-System durchgeführt. Im Rohr-Draht-System kann ein Streamer (vermutlich) einen anderen an einem anderen Ort (z. B. auf der gegenüberliegenden Sprühdrahtseite) durch Bereitstellung eines Photoelektrons erzeugen.

Die Anzahl der Streamer nimmt nach eigenen Erfahrungen mit der Spannung extrem schnell zu. Auch Miller und Loeb [Miller1951] stellen einen extrem steilen Anstieg der Stromaufnahme nahe der Einsatzspannung bei der positiven Corona fest. Bei einer Spannungserhöhung von wenigen Volt nimmt der Strom um etwa vier Größenordnungen zu. Diese scharf definierte Einsatzspannung der positiven Corona macht sie ideal für die theoretische Untersuchung von Raumladungseffekten im Elektroabscheider.

### **Positive Glüh-Corona**

Die positive Glüh-Corona stellt sich bei Spannungen jenseits des pre-onset Streamer Bereichs ein, wenn die zur aktiven Elektrode driftenden Elektronen sich zumindest zum Teil an Gasmoleküle anlagern und sich eine signifikante negative Raumladung an der Sprühelektrode ausbilden kann. Sie ist daher auf Gase mit signifikantem Anteil elektronegativer Gasspezies beschränkt. Die negative Raumladung verstärkt das elektrische Feld an der Oberfläche der aktiven Elektrode und verringert es in Richtung Niederschlagselektrode. Dies begünstigt die Ausbildung von Elektronenlawinen und verhindert die Ausbildung von positiven Streamern. [Loeb1965]. Diese Entladungsform kann praktisch bis zum elektrischen Überschlag vorherrschen. Falls dem so ist, erhöht dies die Überschlagsspannung signifikant [Awad1975]. Loeb

weist allerdings darauf hin, dass sich die Entladung bei höherer Spannung in den Raum ausbreitet, insbesondere, wenn sie auf kleine Entladungsflächen begrenzt ist. Neuere Simulationen und Messungen weisen darauf hin, dass auch die positive Glüh-Corona gepulst ist, allerdings mit einer Frequenz im Megaherzbereich [Morrow1997].

### **Visuelles Erscheinungsbild von positiver und negativer Entladung**

*Negative Corona:* Bei höheren Spannungen und Strömen, also jenseits des Trichel-Puls Regimes, findet die Ionenerzeugung in einzelnen Glühpunkten statt. Diese besitzen nach Loeb [Loeb1965] etwa einen Durchmesser von 0,2 mm und sind über die Länge des Sprühdrahtes verteilt. Der Abstand der Punkte untereinander liegt üblicherweise im Zentimeterbereich und nimmt mit zunehmendem Strom ab. Bei sehr hohen Spannungen, kurz vor dem elektrischen Überschlag, dringt die Entladung in Form negativer Streamer weiter in den Elektrodenzwischenraum vor.

*Positive Corona:* Die positive Corona weist im Bereich niedriger Ströme aufgrund der Streamerbildung ein filamentöses Erscheinungsbild auf. Die Reichweite der Streamer ist etwa proportional der Drahtstärke und beträgt wenige Millimeter. Bei höheren Spannungen und Strömen im Bereich der Glüh-Corona überzieht die Entladung den gesamten Draht in Form einer dünnen Schicht. Dieser Zustand kann bis zum Überschlag erhalten bleiben. Liegen allerdings größere räumliche Inhomogenitäten der Entladung vor, dann entwickeln sich bei sehr hohen Spannungen wieder Streamer, die allerdings weiter als die pre-onset-Streamer in den Raum vordringen [Loeb1965].

Bereits bei geringen Strömen kann der Sprühdraht durch die Entladung in mechanische Schwingungen versetzt werden.

## **4.2.2 Makroskopische Entladungscharakteristik**

Die Mikro-Vorgänge an der aktiven Elektrode bestimmen den Ionenerzeugungsprozess der Corona-Entladung. Für die Beschreibung der elektrostatischen Staubabscheidung und bei der Problemanalyse ist das Verständnis dieser Prozesse wichtig. Um den Rechenaufwand gering zu halten, sind allerdings auch makroskopische Modelle der Corona-Entladung nützlich und werden bei der Abschätzung von Raumladungsproblemen in dieser Arbeit verwendet. Im Rahmen der makroskopischen Beschreibung der Corona wird nicht auf die Kinetik der Ionenerzeugung und deren in weiten Bereichen instationäres Verhalten eingegangen, sondern man geht davon aus, dass ab Erreichen der Corona-Einsatzspannung praktisch beliebige Mengen unipolarer Ionen in der aktiven Zone bereitgestellt werden können. An der Oberfläche des Sprühdrahtes herrscht modellgemäß stets die Corona-Einsatzfeldstärke, für die Verteilung der Ionen im Elektrodenzwischenraum wird die Kontinuitätsgleichung zugrunde gelegt. Ionenkonzentration und Strom stellen sich immer gerade so ein, dass diese beiden Bedingungen erfüllt sind. Diese Annahme darf als weitgehend richtig angesehen werden, da sich die Temperatur der Sprühelektrode mit steigender Coronaleistung nur wenig (5...10°C) ändert [Ohkubo1992].

Bei Kenntnis der Corona-Einsatzspannung sowie von Ionenparametern und Geometrie lässt sich dann der Zustand im Abscheider beschreiben (siehe Kap. 5.1.2).

Bei der technisch häufig verwendeten negativen Corona wird allerdings im Bereich der Einsatzspannung eine deutliche Abweichung vom Modell gefunden – hier scheinen die Mikroprozesse der Ionenerzeugung zunächst den Strom zu begrenzen (siehe Abbildung 5.1-1).

Messungen in [Loeb1965] zeigen, dass die Spannungsdifferenz zwischen dem Einsetzen der ersten Mikroentladungen und der selbsterhaltenden Entladung in Luft bei der positiven Corona nur wenige hundert Volt beträgt. Bei der negativen Corona sind es dagegen etwa 3...5kV bei einer Einsatzspannung von 5kV (etwa polaritätsunabhängig). Dieser sehr große Bereich der instabilen Entladung mag teils auch der Geometrie (Spitze-Platte) geschuldet sein, wird aber auch im Rahmen dieser Arbeit bestätigt.

In Bezug auf die Annahme einer gleichmäßig über die Drahtoberfläche verteilten Ionenbereitstellung bei Erreichen der Corona-Einsatzfeldstärke ist weiterhin festzustellen, dass die Ionenerzeugung bei der negativen Corona im Bereich höherer Ströme an diskreten Glühpunkten auf dem Draht stattfindet. Nahe dem Sprühdraht weicht die Verteilung der Ionen über Umfang und Länge des Abscheiders vermutlich stark von der angenommenen homogenen Verteilung ab. Weitere Probleme sind in der geringen Mobilität der positiven Ionen im Plasma zu sehen, die wegen ihrer geringen Mobilität eine positive Raumladung an der aktiven Elektrode ausbilden, die nicht berücksichtigt wird, sowie im Ladungstransport durch Elektronen, der bei sehr hohen Spannungen eine nicht mehr vernachlässigbare Rolle spielt. Für die negative Corona-Entladung wird die Strom-Spannungs-Kennlinie nur mäßig gut durch dieses Modell wiedergegeben.

Die positive Corona weist zumindest im Bereich der Glüh-Corona praktisch Bedingungen auf, die dieser Modellvorstellung sehr nahe kommen. Die Entladung ist gleichmäßig über den Sprühdraht verteilt, und auch wenn die Bildung negativer Ionen in der aktiven Zone als Voraussetzung für die Ausbildung der Glüh-Corona gesehen wird, [White1963, Marquard2006] ist die negative Raumladung bei der Ermittlung der Strom-Spannungs-Kennlinie vernachlässigbar. Geht man beispielsweise von einer Dicke der aktiven Zone von etwa 0,5mm aus, dann fallen über die Ionenraumladung, unter der Annahme unipolarer Raumladung, auch bei hohen Strömen lediglich einige zehn Volt ab. Dass dieser Abfall durch die Anwesenheit von Ionen der Gegenpolarität teilweise kompensiert wird, spielt daher praktisch keine Rolle.

Im Bereich kleiner gepulster Ströme zeigt sich praktisch, dass eine zeitliche Mittelung des gemessenen Stroms zu einer sehr guten Übereinstimmung mit der modellgemäßen Annahme einer zeitlich konstanten Ionenerzeugung führt.

### Corona-Einsatzspannung

Eine empirische Beziehung für die Abhängigkeit der Einsatzfeldstärke von Druck, Temperatur und Drahradius  $r_D$  gibt Peek [in Cloupeau1994] für einen glatten Draht mit

$$E_E = A_1 \cdot \delta_r + A_2 \cdot \sqrt{\frac{\delta_r}{r_D}}$$

4.2-4

mit  $A_1 = 3,2 \cdot 10^6 \text{Vm}^{-1}$  und  $A_2 = 9 \cdot 10^4 \text{Vm}^{-0,5}$  für Luft bei  $T_0=273\text{K}$  und  $p_0=1\text{bar}$  [5] an.  $A_1$  und  $A_2$  sind hier Konstanten, die den Einfluss von Elektrodenoberflächeneigenschaften und Gaszusammensetzung zusammenfassen. Der Einfluss von Temperatur und Druck wird durch die relative Gasdichte berücksichtigt.

$$\delta_r = \frac{p \cdot T_0}{p_0 \cdot T}$$

4.2-5

Zur Verwendung der Peek'schen Gleichung ist daher im Allgemeinen mindestens eine Zweipunktkalibrierung erforderlich. Für Luft bei Umgebungsbedingungen ergibt sich ungefähr:

$$E_E = 3,1 \cdot 10^6 \frac{V}{m} \cdot \delta_r \left( 1 + \frac{0,0308 m^{0,5}}{\sqrt{r_D \cdot \delta_r}} \right)$$

4.2-6

Für kleine Radien und positive Corona gibt Rouse [ebenfalls in Cloupeau1994] folgende Gleichung für die Bestimmung der Einsatzspannung in Luft bei Umgebungsbedingungen an.

$$E_E = 3 \cdot 10^6 \frac{V}{m} + \frac{9 \cdot 10^4 V m^{-0,5}}{\sqrt{r_D}} \quad \text{für } r_D > 100 \mu m$$

4.2-7

$$E_E = 6,27 \cdot 10^6 \frac{V}{m} + \frac{1,74 \cdot 10^5 V m^{-0,25}}{(100 \cdot r_D)^{0,75}} \quad \text{für } 15 \mu m < r_D < 100 \mu m$$

4.2-8

Diese Formeln sollten nach [Raizer 1991] praktisch polaritätsunabhängig gelten und stimmen gut mit eigenen Versuchsergebnissen in Luft bei Umgebungsbedingungen überein.

### 4.3 Der elektrische Überschlag

Der elektrische Durchbruch in Luft ist im Allgemeinen durch einen Lichtbogen gekennzeichnet. Ein solcher Lichtbogen besteht aus einem praktisch thermischen Plasma, das sich durch einen hohen Ionisationsgrad und hohe Temperatur (mehrere Tausend Grad Celsius) auszeichnet.

Um einen Lichtbogen aufrecht zu erhalten ist die ständige Dissipation elektrischer Energie erforderlich, damit auch die Temperatur des Lichtbogens aufrecht erhalten bleibt. Wegen des hohen Ionisationsgrades und der daraus resultierenden guten Leitfähigkeit des Lichtbogens wird diese Leistung durch große Ströme (10... 1000A) bei geringen Spannungen (nur einige 10V) eingebracht. Ein Lichtbogen/elektrischer Überschlag im Elektroabscheider führt daher zu einem Zusammenbruch der Spannung im Elektroabscheider. Der Abscheider wird unwirksam. Überschläge sind daher im Allgemeinen unerwünscht. Das Erreichen einer bestimmten Überschlagsfrequenz limitiert daher die Arbeitsspannung [White1963]. Wie sich zeigen wird, (Kap. 6.1.2) ist eine hohe Arbeitsspannung im Falle auftretenden Corona-Quenchings von weit höherer Bedeutung als im Falle geringer Teilchenkonzentrationen. Die maximale Arbeitsspannung ist daher von besonderer Bedeutung, wenn Probleme mit teilchengebundener Raumladung zu erwarten sind.

In einem kalten Gas liegt die Feldstärke für eine selbsterhaltende Entladung bei etwa 2,5...3 MV/m (siehe Kap. 4.2.1). Eine solche Feldstärke wäre im homogenen elektrischen Feld nötig, um im kalten Gas auf der Basis von Elektronenlawinen einen Überschlag zu erzeugen. In Elektroabscheidern wird ein Überschlag allerdings bereits bei sehr viel geringeren (mittleren) Feldstärken erreicht.

Im Gegensatz zur Einsatzspannung, die sich bei positiver und negativer Corona (zumindest in Luft) nur wenig unterscheidet, findet man bei der Überschlagsspannung häufig einen deutlichen Einfluss der Polarität. Die negative Corona weist dabei in Luft bei Umgebungsbe-

dingungen eine Überschlagsspannung auf, die recht zuverlässig etwa 1MV/m mittlerer elektrischer Feldstärke zwischen Sprüh- und Niederschlagselektrode entspricht. Bei der positiven Corona liegt die mittlere Feldstärke zwischen Sprüh- und Niederschlagselektrode teils um bis zu einem Faktor 2 niedriger. Eine mittlere elektrische Feldstärke von etwa 0,5MV/m wird in Spitze-Platte-Anordnungen von zahlreichen Autoren [Boutlendj1993, Kostenko1976, White1963] für Elektrodenabstände von 20cm bis 1m und positive Corona gefunden. Da diese Werte für die mittleren Überschlagsfeldstärken praktisch identisch mit den Feldstärken sind, die der jeweilige Streamer zum Erreichen der Niederschlagselektrode benötigt, ist es weiter Konsens [Loeb1965, Raizer1991, Acker1968], dass der elektrische Überschlag mit der Überbrückung des Elektrodenzwischenraums durch Streamer eng korreliert ist. Die Streamer, die dem elektrischen Überschlag bei positiver wie negativer Coronelektrode vorausgehen, werden als pre-breakdown Streamer bezeichnet.

Raizer und Loeb vermuten einen besonderen Einfluss der Streamer-Wand-Interaktion: Ein Streamer, der die geerdete Niederschlagselektrode erreicht, könnte hier einen Streamer der entgegengesetzten Polarität erzeugen, der durch den „alten“ Streamerkanal zurückläuft.

Ein einzelner Streamer reicht allerdings bei weitem nicht aus, um einen Blitzkanal zu erzeugen. Raizer [Raizer2000] berechnet überschlägig, dass ein einzelner Streamer das Gas nur um etwa drei Kelvin erwärmt. Auf etwa dieselbe Erwärmung lassen Simulationen von Serdyuk et al. [Serdyuk2001k] schließen. Durch ihre hohe Wanderungsgeschwindigkeit können Streamer Wiederholraten bis zu einigen zehn Kilohertz aufweisen [Boutlendj1993, Goldman1978, Aints1997]. So könnten auch geringe Erwärmungen pro Einzelereignis zu einer durchaus relevanten Aufwärmung des Gases führen. Acker und Penny [Acker1968] vermuten neben der Erwärmung einen bedeutenden Einfluss metastabiler Gasspezies (angeregter Moleküle), die die Streamer im alten Streamerkanal hinterlassen und die Ausbreitung folgender Streamer begünstigen.

Bezüglich der elektrischen Feldstärke, die im Falle einer positiven Corona einen Überschlag verursacht, ist weiterhin zu bemerken, dass anscheinend eine deutliche Abhängigkeit vom Elektrodenabstand besteht. So finden Autoren, die mit sehr kleinen Elektrodenabständen (Millimeter bis wenige Zentimeter) im Rohr-Draht-System arbeiten, oftmals Überschlagsfeldstärken, die für die positive Corona deutlich höher als 0,5MV/m liegen.

Kip	ca. 1MV/m	1...5 cm	[Kip1938]
Gallo	1...3MV/m	1...8mm	[Gallo1976]
Awad	ca. 1,7MV/m	3,7 cm	[Awad1975]

Die deutliche Erhöhung der Überschlagsfeldstärke bei Verwendung eines sehr sauberen Drahtes als Sprühelektrode deutet auf eine Wechselwirkung zwischen benachbarten Elektronenlawinen hin. Diese Wechselwirkungen können die Ausbildung von Streamern vollständig unterbinden (positive Glüh-Corona). Wenn keine pre-breakdown Streamer auftreten, kann die Überschlagsspannung der positiven Corona nach den Messungen von Awad [Awad1975] sogar höher sein als die der negativen Corona.

Einige Autoren [Lawless1994, Wiggers in Görner2001] sind der Ansicht, dass der elektrische Überschlag grundsätzlich von der positiven Elektrode ausgeht, also im Falle der negativen Corona durch Streamer, die von der Niederschlagselektrode ausgehen initiiert wird. Damit käme den Vorgängen an der Niederschlagselektrode (Entladungen im Staubkuchen/ an scharfen Kanten) im Fall der negativen Corona eine besondere Bedeutung zu. Diese lösten dann die positiven Streamer aus, die zum Überschlag führen. Dieser Effekt ist experimentell belegt [White1963]. Während sich der Überschlag der positiven Corona im „sauberen“ Abscheider also bei einem Feld von etwa 1MV/m durch den negativen Streamer erklären lässt, ist die Verringerung des Überschlagsfeldstärke durch poröse dielektrische Schichten an

der Niederschlagsselektrode nur durch den von der Niederschlagsselektrode ausgehenden positiven Streamer zu erklären.

Letztlich bleibt festzuhalten, dass die maximale Arbeitsspannung bei Umgebungsbedingungen für beide Polaritäten bei mindestens 0,5MV/m liegt. Wie weit dieser Wert überschritten werden kann, bis es zu einer unerwünscht hohen Überschlagsrate kommt, ist in komplexer Weise von der Geometrie des Abscheiders und der Reinheit der Oberflächen sowie vom Aerosol (Konzentration, dielektrische Eigenschaften) abhängig. In der Praxis hat sich die Verwendung der negativen Corona weitgehend durchgesetzt, da sie in der Regel höhere Betriebsspannungen zulässt [White1963, Parker1996].

Wegen der zahlreichen existierenden Einflüsse auf die Überschlagsspannung ist Löffler [ ] der Ansicht, dass dieser Parameter für jedes Abscheider-Aerosol-System individuell und experimentell zu bestimmen ist.

In Ermangelung bekannter, zuverlässiger, funktionaler Zusammenhänge zwischen Abscheider-Aerosol-System und Überschlagsspannung werden in den Kapiteln 6.1.2 und 10.4 die folgenden einfachen Zusammenhänge ohne Anspruch auf quantitative Richtigkeit verwendet.

Erstens wird angenommen, dass eine bestimmte mittlere elektrische Feldstärke nicht überschritten werden darf. Für die maximale Differenz zwischen Betriebsspannung und Corona-Einsatzspannung folgt demnach

$$\Delta U \leq \bar{E}_{max} \cdot r_R - U_E$$

4.3-1

Geht man weiterhin davon aus, dass der elektrische Überschlag im Falle hoher Teilchenraumladungsdichten von der Niederschlagsselektrode ausgeht [Wiggers in Görner2001] und dass das Erreichen einer bestimmten elektrischen Feldstärke  $E_{max,NE}$  an der Oberfläche der Niederschlagsselektrode einen Überschlag initiiert, ergibt sich für das maximale  $\Delta U$  bei homogen über den Abscheiderquerschnitt verteilter Raumladung die Bedingung

$$\Delta U \leq \frac{1}{2} (E_{max,NE} \cdot r_R - E_E r_D)$$

4.3-2

Sind  $E_{max,NE}$  und  $\bar{E}_{max}$  bekannt, dann lässt sich die maximale Abscheiderate als Funktion der geometrischen Parameter des Abscheiders ermitteln (siehe Kap. 6.1.2).

## 4.4 Elektrischer Wind – Elektrohydrodynamik

Befinden sich Ladungsträger im elektrischen Feld, so erfahren sie eine Kraft  $F=QE$ . Dies gilt natürlich auch für die Raumladung im Fall einer Corona-Entladung. Geht man davon aus, dass die Drift der Ionen im elektrischen Feld als stationär betrachtet werden darf, dann findet ständig eine Impulsübertragung vom Ion an das Gas statt. Dieser Impulsstrom stellt die elektrische Kraft dar, die das Fluid erfährt. In nicht axialsymmetrischen Corona-Entladungssystemen (Plattenelektroabscheider, Rohrelektroabscheider mit anderer Elektrodenform oder –anordnung als einem Draht entlang der Achse des Rohrs) führt eine Raumladung immer zu einer elektrohydrodynamischen Strömung [Adachi1973], deren Modellierung bereits in zahlreichen Arbeiten vorgestellt wurde [Choi1998, Meroth1996, Davidson1989,

Davidson1988, Schmid2002, Koopmans1987], aber in keiner der Arbeiten direkt oder indirekt über den resultierenden Abscheidegrad experimentell validiert wurde. Für einen Plattenabscheider zeigen Schmid et al. [Schmid2002] anhand von Simulationen, dass die elektrohydrodynamischen Einflüsse auf die Strömung bis zu Strömungsgeschwindigkeiten von etwa 0,5 m/s einen signifikanten Einfluss auf die Vermischung im Abscheider haben.

Im radialsymmetrischen System eines Rohr-Draht-Elektroabscheiders wirken die Druckkräfte in radialer Richtung und sind (zumindest zunächst) über den Umfang gleich verteilt. Es ergibt sich daher zwar eine Kraft auf das Fluid, jedoch keine resultierende Strömung. Aufgrund der Verteilungen von elektrischem Feld und Raumladung können hier allerdings instabile Schichtungen (hohe Raumladungsdichten in der Nähe der Sprühelektrode) auftreten. Als Stabilitätskriterium schlagen Turnbull und Melcher [Turnbull1969] folgende Beziehung vor:

$$E \cdot \frac{d}{dr}(c \cdot n \cdot e) < 0.$$

#### 4.4-1

Ist diese Gleichung erfüllt, so ist die Schichtung des Aerosols potentiell instabil. Diese Bedingung ist nahe der Sprühelektrode praktisch immer erfüllt. Weiter von der Sprühelektrode entfernt ist dieses Kriterium nur bei vernachlässigbarer Teilchenraumladung oder dominierender Diffusionsaufladung erfüllt, da das  $nt$ -Produkt mit zunehmendem Radius abnimmt.

Als weiteres empirisches Kriterium geben Lacroix und Atten [Lacroix1975] einen dimensionslosen Faktor

$$M = \frac{1}{Z} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\rho_L}}$$

#### 4.4-2

an, wobei  $\rho_L$  die Dichte des Gases ist. Ist  $M$  kleiner als eins, sind Lacroix und Atten zufolge keine Instabilitäten zu erwarten. Im Rahmen dieser Arbeit also im Bereich submikroner Teilchen ist  $M$  allerdings deutlich größer als eins. Für 200nm Teilchen und 10 Elementarladungen wird  $M$  etwa 30. Die resultierende Gasgeschwindigkeit der elektrohydrodynamischen Strömung ist in [Strauß1991] als geometrieabhängig und bezüglich der elektrischen Parameter proportional zu

$$w_{EHD} \propto \sqrt{\frac{i}{\rho_L \cdot Z_i}}$$

#### 4.4-3

angegeben. Sie liegt etwa in der Größenordnung von 1m/s.

Nachdem beide Kriterien zumindest zeit- und gebietsweise erfüllt sind, ist mit elektrohydrodynamischen Effekten zu rechnen. Da die resultierenden elektrohydrodynamischen Strömungen allerdings im eindimensionalen Modell dieser Arbeit nicht darstellbar sind, beschränken sich quantitative Vergleiche zwischen Experiment und Simulation auf Versuche mit guter radialer Durchmischung, bei denen die Elektrohydrodynamik eine untergeordnete Rolle spielt.

## 4.5 Unipolare Aufladung submikroner Partikel

Die Aufladung von Teilchen in einer ionisierten Gasatmosphäre erfolgt auf der Basis von Diffusionsaufladung und, sofern ein externes elektrisches Feld vorliegt, Felddaufladung. Bei der Diffusionsaufladung gelangen die Ionen aufgrund ihrer thermischen Energie auf die Teilchen. In Abhängigkeit von der Ionen Knutsen-Zahl,  $Kn_I = 2\lambda_I/d_p$  (mit der mittleren freien Weglänge der Ionen  $\lambda_I$  und dem Partikeldurchmesser  $d_p$ ) werden unterschiedliche Ansätze zur Berechnung der Aufladekinetik verwendet.

Die Felddaufladung erfolgt durch eine gerichtete Drift der Ionen im elektrischen Feld auf die Oberfläche der Teilchen. Sie ist für große Teilchen (größer als etwa  $0,5\mu\text{m}$ ) und hohe elektrische Feldstärken der dominierende Auflademechanismus. Die Verformung des elektrischen Feldes durch ein dielektrisches oder leitfähiges Teilchen führt allerdings auch im Bereich sehr kleiner Partikel zu einer signifikanten Beeinflussung der Laderate. Dieser Einfluss wird in kombinierten Feld- und Diffusionsaufladungsmodellen berücksichtigt.

Einer hervorragender Überblick über aktuelle Aufladungstheorien findet sich in den Dissertationen von Stommel [Stommel2006] und Marquard [Marquard2006], auf die hier verwiesen sei.

Im Folgenden werden daher lediglich die Kontinuumsmodelle vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit Verwendung finden. Aufgrund der kleinen freien Weglängen der Ionen von etwa 15nm und der relativ großen verwendeten Teilchen (siehe Kap. 8.7.2) scheint diese Herangehensweise gerechtfertigt.

### 4.5.1 Felddaufladung

Die Felddaufladung erfolgt durch Ionen, die die Teilchenoberfläche aufgrund ihrer Drift im elektrischen Feld erreichen. Die Menge der Ladungsträger, die die Teilchenoberfläche pro Zeiteinheit erreichen ist eine Funktion der Ionenkonzentration und der Situation des elektrischen Feldes um das Teilchen. Letzteres hängt vom netto-Ladungszustand des Teilchens und der Polarisierung des Teilchens ab, die wiederum eine Funktion von der Teilchengröße, der Dielektrizitätskonstante und der Stärke des externen elektrischen Feldes ist.

Die elektrische Feldstärke an der Oberfläche des Teilchens berechnet sich nach Pauthenier [Pauthenier1932] als Summe von induziertem elektrischen Feld und dem Coulomb-Feld, welches die Teilchenladung verursacht:

$$E = E_{ext} \cdot \cos(\theta) \cdot \left( 1 + \frac{2(\varepsilon_p - \varepsilon_k)}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_k} \right) - \frac{n \cdot e}{\pi \varepsilon_0 d_p^2}$$

#### 4.5-1

Solange elektrische Feldlinien auf das Teilchen treffen, findet eine Aufladung statt. Die Felddaufladung ist daher abgeschlossen, wenn die Ladungsmenge auf dem Teilchen so groß ist, dass  $E(\theta=0)$  gleich null ist. Die Felddaufladungsgrenze ergibt sich so als

$$\frac{\pi \varepsilon_0 d_p^2 \vec{E}_{ext}}{e} \left( 1 + \frac{2(\varepsilon_p - \varepsilon_k)}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_k} \right) = n_{Feld\ max}$$

#### 4.5-2

Die Laderate wird durch Integration der elektrischen Feldstärke über den Bereich der Teilchenoberfläche ermittelt, auf denen die Linien des elektrischen Feldes auftreffen. Der so ermittelte elektrische Fluss durch das Teilchen wird mit der Stromdichte in großem Abstand zum Teilchen multipliziert und durch die Stärke des unverzerrten elektrischen Feldes in großem Abstand zum Teilchen dividiert. Man erhält auf diese Weise den Strom  $I_p$ , der die Partikeloberfläche erreicht.

$$I_p = e \cdot \frac{dn}{dt}(n) = \rho_i \cdot Z_i \cdot \frac{\pi \cdot d_p^2}{4} \cdot \frac{1}{\bar{E}_{ext} \left( 1 + \frac{2(\varepsilon_p - \varepsilon_k)}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_k} \right)} \cdot \left[ \frac{n \cdot e}{\pi \varepsilon_0 d_p^2} - \bar{E}_{ext} \left( 1 + \frac{2(\varepsilon_p - \varepsilon_k)}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_k} \right) \right]^2$$

4.5-3

Durch Trennung der Variablen lässt sich die Laderate integrieren und man erhält

$$n(t) = \frac{\pi \varepsilon_0 d_p^2 \bar{E}_{ext}}{e} \cdot \left( 1 + \frac{2(\varepsilon_p - \varepsilon_k)}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_k} \right) \cdot \left[ \frac{\frac{\rho_i \cdot Z_i \cdot t}{4 \cdot \varepsilon_0}}{\frac{\rho_i \cdot Z_i \cdot t + 1}{4 \cdot \varepsilon_0}} \right]$$

4.5-4

Im Rahmen dieser Arbeit werden allerdings nur die Laderaten bzw. die daraus abgeleiteten Ion-Partikel Kombinationskoeffizienten verwendet.

## 4.5.2 Diffusionsaufladung

### Das Modell von White

Bei der Diffusionsaufladung gelangen die Ionen aufgrund ihrer thermischen Energie an die Oberfläche der Teilchen. Die Laderate nimmt mit zunehmender Teilchenladung ab, weil das elektrische Feld der Ladungen, die bereits die Teilchenoberfläche erreicht haben, einer weiteren Aufladung entgegen wirkt. Im einfachsten Fall wird nach White [1963] der Einfluss der Teilchenladung auf die Laderate durch die Verwendung der Boltzmann-Statistik berücksichtigt. Man erhält dann

$$\frac{dn}{dt}(n) = \frac{dn}{dt}(n=0) \cdot \exp\left\{-\frac{\Delta E}{kT}\right\}.$$

4.5-5

Dabei wird für  $\Delta E$  die Energie eines einfach geladenen Ions an der Oberfläche des Teilchens  $2ne^2/d_p$  eingesetzt. Die Laderate des ungeladenen Teilchens setzt White mit

$$\frac{dn}{dt}(n=0) = \pi \cdot d_p^2 \cdot v_s \cdot \frac{N_i}{4}$$

4.5-6

an. Dabei ist  $v_s$  die thermische Geschwindigkeit der Ionen,  $N_i$  die Ionenkonzentration und  $1/4$  der Anteil des gesamten ungerichteten Ionenstroms, der sich auf das Teilchen zu bewegt. Für die Laderate erhält man demzufolge:

$$\frac{dn}{dt}(n) = \pi \cdot d_p^2 \cdot v_s \cdot \frac{N_i}{4} \cdot \exp\left\{-\frac{n \cdot e^2}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot k \cdot T \cdot d_p}\right\}$$

4.5-7

Aus der Ableitung der Laderate wird deutlich, dass die Diffusion der Ladungsträger im White'schen Modell keine Rolle spielt. Konzentrationsgradienten und die Anwesenheit ungeladener Moleküle spielen keine Rolle. Trotz dieser „Missachtung“ der tatsächlichen physikalischen Gegebenheiten liefert das Modell befriedigende Ergebnisse für Teilchen mit Durchmessern von mehr als 50nm.

Gleichung 4.5-7 lässt sich, im Gegensatz zu der nachfolgend vorgestellten Laderate nach Arend und Kallmann, durch Trennung der Variablen integrieren und man erhält die Teilchenladung als Funktion der Zeit.

$$n(t) = \frac{d_p \cdot k \cdot T \cdot 4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0}{2 \cdot e^2} \cdot \ln\left(1 + \frac{e^2 \cdot d_p \cdot v_s \cdot N_i}{8 \cdot k \cdot T \cdot \epsilon_0} t\right)$$

4.5-8

### Das Modell nach Arend und Kallmann

Arend und Kallmann [Arend1925] leiteten bereits 1925 ein im Gegensatz zum White'schen Modell tatsächlich diffusionsbasiertes zur Teilchenaufladung ab. Da eine Berechnung des Konzentrationsprofils der Ionen unter der Randbedingung  $N_i(dp/2)=0$  nicht möglich ist, verwenden Arend und Kallmann bereits einen einfachen Grenzkugelansatz. Sie nehmen eine Grenzkugel mit dem Durchmesser  $d_p + \lambda^*$  an, innerhalb derer der Ionenstrom auf der Basis der thermischen Geschwindigkeit berechnet wird. Der Ionenstrom von der Grenzkugel zur Oberfläche des Teilchens wird analog zum White-Modell als

$$\frac{dn}{dt}(n) = \pi \cdot d_p^2 \cdot v_s \cdot \frac{N_i}{4}$$

4.5-9

beschrieben, wobei der Boltzmann-Term mit der Begründung einer ungefähren Gleichheit von Coulomb- und Bildkräften innerhalb der Grenzkugel vernachlässigt wird. Unter Verwendung der Bedingung, dass der Diffusionsstrom zur Grenzkugel gleich dem Strom sein muss, der vom Teilchen aufgenommen wird, und weiteren vereinfachenden Annahmen, kann die Laderate der Teilchen als

$$\frac{dn}{dt} = \frac{N_i Z_i e}{\epsilon_0} \frac{n}{\exp\left(\frac{ne^2}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}\right) - 1}$$

4.5-10

gefunden werden. Die Laderate lässt sich allerdings nicht analytisch über die Zeit integrieren, kann aber im einfachen Modell zur Abschätzung der Quenhdauer problemlos verwendet werden, weil hier nur die Laderaten von Belang sind.

Verbesserte Theorien zur Beschreibung der Diffusionsaufladung, die insbesondere dem Ionen-transport in der Grenzkugel mehr Bedeutung zumessen und auch für Teilchen mit kleinen Knutsen Zahlen Gültigkeit aufweisen, werden in Stommel [Stommel2006] diskutiert. Das Modell nach Arend besitzt bis heute große praktische Relevanz, weil es als Basis für die Beschreibung des diffusiven Anteils der Teilchenaufladung im Modell der feldunterstützten Diffusionsaufladung nach Lawless dient.

### 4.5.3 Kombinierte Aufladung nach Lawless

Die Bereitstellung einer unipolaren Raumladung verursacht nach Gleichung 4.1-1 immer auch ein elektrisches Feld. Das externe elektrische Feld verringert die Potentialbarriere, die ein Ion zum Erreichen eines bereits geladenen Partikels überwinden muss, auf der einen Seite des Partikels, auf der anderen Seite wird die Potentialbarriere erhöht. Diesem Verhalten versucht Lawless [Lawless1996] mit dem Modell der feldunterstützten Diffusionsaufladung Rechnung zu tragen. Lawless bedient sich dabei einer dimensionslosen Darstellung der Laderaten mit den folgenden dimensionslosen Parametern:

$$\text{dimensionslose Ladung: } \nu = \frac{n \cdot e^2}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}$$

4.5-11

$$\text{dimensionsloses Feld: } \omega = \frac{d_p \cdot E_{ext} \cdot e}{2 \cdot k \cdot T}$$

4.5-12

$$\text{dimensionslose Zeit: } \tau_L = \frac{N_i \cdot e \cdot Z_i \cdot t}{\epsilon_0}$$

4.5-13

Für die reine Diffusionsaufladungsrate nach Arend und Kallmann ergibt sich in dimensionsloser Darstellung

$$Be(\nu) = \frac{d\nu}{d\tau_L} = \frac{\nu}{\exp(\nu) - 1},$$

4.5-14

für die Feldaufladung nach Pauthenier folgt

$$F(\nu, \omega) = \frac{d\nu}{d\tau_L} = \begin{cases} \frac{3 \cdot \omega}{4} \cdot \left(1 - \frac{\nu}{3 \cdot \omega}\right)^2 & \text{für } -3\omega \leq \nu \leq 3\omega \\ 0 & \text{für } \nu > 3\omega \\ -\nu & \text{für } \nu < -3\omega \end{cases}.$$

4.5-15

Unter Verwendung einer Korrekturfunktion

$$f(\omega) = \begin{cases} \frac{1}{(\omega + 0,475)^{0,575}} & \text{für } \omega \geq 0,525 \\ 1 & \text{für } \omega < 0,525 \end{cases},$$

4.5-16

die den für die Ionen zugänglichen Teil der Teilchenoberfläche beschreibt, ergibt die Laderate für elektrisch leitfähige Teilchen nach dem Lawless-Modell als:

$$F(v, \omega) = \frac{dv}{d\tau_L} = \begin{cases} F(v, \omega) + f(\omega) \cdot Be(0) & \text{für } -3\omega \leq v \leq 3\omega \\ f(\omega) \cdot Be(v - 3\omega) & \text{für } v > 3\omega \\ -v + f(\omega) \cdot Be(-v - 3\omega) & \text{für } v < -3\omega \end{cases}$$

4.5-17

Für dielektrische Teilchen wird der Term  $3\omega$  durch  $\left(1 + 2 \cdot \frac{\epsilon_p - 1}{\epsilon_p + 2}\right)\omega$  ersetzt.

Das Aufladungsmodell nach Lawless wird im Rahmen dieser Arbeit zur Beschreibung der Teilchenaufladung verwendet. Es gilt heute als beste explizite Beschreibung der Aufladungskinetik. Simulationen von Marquard zur Teilchenaufladung zeigen allerdings, dass das Lawless Modell die Laderate im Bereich geringer Teilchenladungen überschätzt, im Bereich hoher Teilchenladung ergibt sich dagegen eine etwas zu geringe Teilchenladung.

#### 4.5.4 Der Ion-Partikel-Kombinationskoeffizient

In vielen Fällen ist die Verwendung von Ion-Partikel-Kombinationskoeffizienten  $\Lambda$  [ $1/m^3$ ] bei der Beschreibung von Aufladevorgängen vorteilhaft [Fuchs1963]. Die Ion-Partikel-Kombinationskoeffizienten entsprechen der Laderate eines Partikels bei einer Raumladungseinheit. Demgemäß gilt:

$$\Lambda = \frac{1}{N_{i,\infty}} \cdot \frac{dn}{dt} = \frac{1}{\rho_{i,\infty}} \cdot \frac{dq_p}{dt}$$

4.5-18

Hier sind  $N_{i,\infty}$  [ $1/m^3$ ] bzw.  $\rho_{i,\infty}$  [ $C/m^3$ ] die Ionenkonzentration bzw. die Raumladungsdichte in großer Entfernung zum Teilchen. Im Rahmen dieser Arbeit wird zumeist mit Raumladungsdichten gerechnet, die Partikelladung wird aber wegen der geringen auftretenden Ladungen in Elektronen angegeben. Es wird daher häufig auch

$$\Lambda = \frac{e}{\rho_{i,\infty}} \cdot \frac{dn}{dt}$$

4.5-19

verwendet. Während die Modelle zur Berechnung reiner Diffusionsaufladung nach White bzw. der Feldaufladung sich geschlossen lösen lassen, existieren bei komplexeren Aufladungsmodellen in der Regel nur Vorschriften zur Berechnung der Laderate oder des

Ion-Partikel-Kombinationskoeffizienten, die numerisch zu integrieren sind. Hier bietet sich die Verwendung des Ion-Partikel-Kombinationskoeffizienten an. Insbesondere Probleme, bei denen Teilchenaufladung in Systemen mit verteilter Ionenkonzentration berechnet werden soll, erfordern praktisch die Verwendung des Ion-Partikel-Kombinationskoeffizienten und erlauben dann direkt den Einsatz jeder beliebigen Ladetheorie.

#### 4.5.5 Der Einzelpartikel-Ioneneinfangquerschnitt

In den Gleichungen zur Beschreibung der Aufladung von Partikeln werden die Aufladbedingungen im Allgemeinen durch die Ionenparameter (elektrische Mobilität, Diffusionskoeffizient, Konzentration) und die elektrische Feldstärke am Ort des Partikels beschrieben. Durch elektrische Feldstärke, Ionenmobilität und Ionenkonzentration wird aber auch die Stromdichte am Ort des Partikels bestimmt. Die lokale Stromdichte durch ein Flächenelement berechnet sich zu

$$i = \rho_i \cdot Z_i \cdot E_{\perp},$$

4.5-20

Der Strom auf das Partikel zu

$$I_p = \rho_i \cdot \Lambda_i.$$

4.5-21

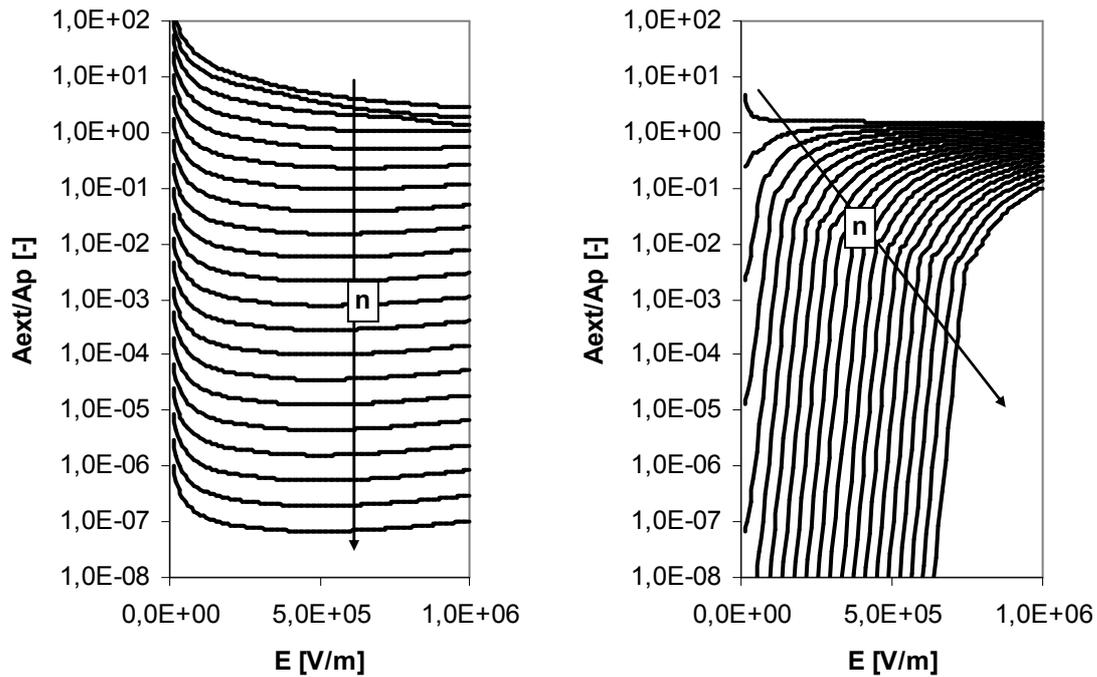
Dividiert man nun Gleichung 4.5-21 durch Gleichung 4.5-20, erhält man eine Gleichung für einen Einzelpartikel-Ioneneinfangquerschnitt:

$$A_{Ext}(r) = \frac{\Lambda}{Z_i \cdot E}$$

4.5-22

Der Einzelpartikel-Ioneneinfangquerschnitt entspricht damit der Fläche, aus der das Teilchen bei einer gegebenen Stromdichte in großer Entfernung zum Teilchen, alle Ionen aufnimmt. Für ein gegebenes Gas-Partikel-System sind  $\Lambda(E)$  und  $Z_i$  als gegeben anzusehen.

Als Optimierungsparameter für eine energieeffiziente Aufladung der Teilchen findet sich bei der Einzelpartikelbetrachtung damit lediglich die elektrische Feldstärke im Auflader. Für große Teilchen, bei denen die Feldaufladung dominiert, nimmt der Einzelpartikel Extinktionskoeffizient bei einer festen Partikelladung demnach zu, während er nach dem Modell der reinen Diffusionsaufladung mit  $1/E$  abnimmt. Die Einzelpartikel-Ioneneinfang-querschnitte für ein  $5\mu\text{m}$ -Partikel und ein  $100\text{nm}$ -Partikel mit  $\Lambda(E)$  nach Lawless sind in Abbildung 4.5-1 dargestellt.



**Abbildung 4.5-1: Einzelpartikel-Ioneneinfangquerschnitt bezogen auf die geometrische Projektionsfläche des Teilchens für  $\epsilon_p=2,1$  als Funktion der elektrischen Feldstärke, Kurvenparameter: Partikelladung. Links: Teilchendurchmesser 100nm, Ladung 0...21 Elementarladungen in Schritten von einer Elementarladung. Rechts: Teilchendurchmesser 5µm, Ladung 0...5000 Elementarladungen in Schritten von 250 Elementarladungen.**

In allen Fällen, in denen lokale Ionendriftgeschwindigkeit zeitlich konstant ist (d.h. es sind z.B. keine elektrischen Wechselfelder überlagert, deren Periodendauer kürzer ist als die Ionenaufenthaltszeit im Elektrodenzwischenraum), kann mittels der elektrischen Parameter nur entweder die Aufladung kleiner Partikel *oder* die großer Partikel energetisch optimiert werden. Zwar nimmt der Ioneneinfangquerschnitt kleiner Teilchen bei Verwendung des Lawless-Aufladungsmodells für kleine Teilchen nicht so stark mit elektrischen Feldstärke ab, wie es durch einen reinen Diffusionsansatz zur Aufladung suggeriert wird, aber wenn bedenkt, dass der Energiebedarf zur Erzeugung eines Ions mit zunehmender Spannung ebenfalls steigt, dann ergibt sich für die kleinen Teilchen doch zumindest ein mit der Spannung (Feldstärke) steigender Energiebedarf, um eine vorgegebenes Ladungsniveau zu erreichen.

Im Partikelgrößenbereich, der durch die Diffusionsaufladung dominiert ist, wird hier ein Konflikt zwischen Aufladung und Abscheidung der Teilchen deutlich, der im Feldaufladungsbereich nicht existiert: Soll die Aufladung möglichst energieeffizient erfolgen, dann kann dies nur durch sehr niedrige elektrische Felder, also eine geringe Einsatzspannung und einen relativ großen Rohrdurchmesser erreicht werden. Von der energetischen Seite her ist es günstig, bei möglichst geringen Strömen zu arbeiten. Die Abscheidung der geladenen Partikel erfordert dagegen ein starkes elektrisches Feld bei möglichst geringem Elektrodenabstand und damit genau das Gegenteil von dem, was für eine energetisch günstige Aufladung erforderlich ist.

Die gleichartige Gestaltung von Auflade- und Abscheidebereich im Elektroabscheider führt daher bei nanoskaligen Partikeln entweder zu einem hohen Energiebedarf (in Abscheiden mit kleinem Elektrodenabstand und hoher Stromaufnahme und Spannung) oder zu sehr großen Apparaten, wenn hohe Anforderungen an die Reingasqualität gestellt werden.

Eine Lösung dieses Problems kann nur in zweistufigen Elektroabscheidern gefunden werden.

Mittels Lambert-Beer-Gesetz wird in Kapitel 6.1.4 unter Verwendung von Gleichung 4.5-22 zur Berechnung des Einzelpartikel-Ioneneinfangquerschnittes die Ionentransmission durch ein Aerosol berechnet. Prinzipiell kann so auch die Ionenausbeute im Aufladeprozess ermittelt werden. Direkte praktische Relevanz hat dies aber kaum, da technisch zumeist nicht der konzentrationsabhängige Energiebedarf pro Partikel, sondern der konzentrationsunabhängige Energiebedarf pro Gasvolumen von Interesse ist.

Das Konzept der Verwendung eines Extinktionsquerschnitts zur Berechnung der Aufladung wurde bereits von Hinderer [Hinderer1992] vorgeschlagen, von ihm allerdings nur für die Feldaufladung und ohne Berücksichtigung der tatsächlichen elektrischen Situation im Abscheider (Ionenkonzentration und elektrisches Feld wurden als konstant über die Gassenbreite angenommen) umgesetzt.

## 4.6 Koagulation

Die Größe der Beeinflussung einer Corona-Entladung durch die Anwesenheit von Teilchen im Gas ist eine Funktion der Teilchenkonzentration. Die hier relevante Mengenart liegt zwischen Anzahl und Oberfläche und ist in komplexerer Art (siehe Kap. 6.1.6) von Aufladungs- und Abscheidungskinetik der Teilchen abhängig. Da es sich bei diesen Mengenarten nicht um Erhaltungsgrößen handelt, können Konzentrationsänderungen in der Gasphase nicht nur durch Abscheidung von Teilchen, sondern auch durch Koagulation auftreten. In der Praxis dürfte die Koagulation vermutlich eher eine untergeordnete Rolle spielen, weil die Abscheiderate im gequenchten Zustand leicht einige  $10^{14}$  1/(m<sup>3</sup>s) (bei einer Teilchengröße von 200nm) erreichen kann, wenn der Abscheider angemessen ausgelegt ist. Lediglich bei sehr frischen Kondensationsaerosolen (Verweilzeit bis zum Eintritt in den Abscheider kleiner zehn Sekunden) und/oder wenn die Differenz zwischen Überschlagnspannung und Arbeitsspannung wegen fehlerhaften Designs oder erhöhter Temperatur sehr klein ist, spielt die Koagulation eine wichtige Rolle.

Im Rahmen dieser Arbeit ist die Koagulation aber nicht vernachlässigbar, weil die Überprüfung der funktionalen Zusammenhänge auch die Verwendung kleiner Spannungen erfordert.

Die Konzentrationsänderung durch Koagulation beträgt [Hinds1982]

$$\frac{dc}{dt} = -K \cdot c^2 ,$$

4.6-1

wobei sich Koagulationskoeffizient für ungeladene Partikel  $K_0$  im Partikelgrößenbereich oberhalb von 100nm für ein monodisperses Aerosol als

$$K_0 = \frac{4 \cdot k \cdot T \cdot Cu}{3 \cdot \eta}$$

4.6-2

berechnet. Für Partikel kleiner als 100nm spielt die sogenannte Fuchs-Korrektur eine nicht vernachlässigbare Rolle (siehe Abbildung 4.6-1). Im Rahmen dieser Arbeit genügt allerdings die Beschreibung der Koagulationsrate nach Gleichung 4.6-2, da Partikel mit einem Durchmesser unter 100nm praktisch keine Rolle spielen.

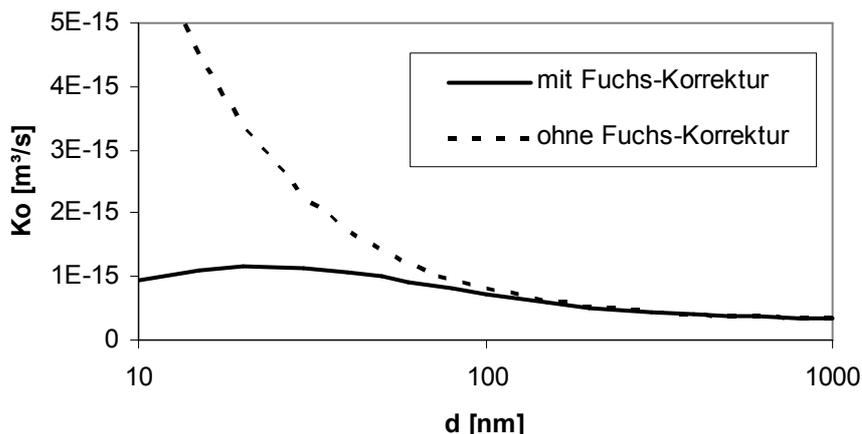


Abbildung 4.6-1: Koagulationskoeffizienten für monodisperse, ungeladene Aerosole auf der Basis der Gleichungen 4.6-1 und 4.6-2 (ohne Fuchs-Korrektur) und mit Fuchs-Korrektur (Daten aus Hinds).

Zur Beschreibung der thermischen Koagulation für Partikelgrößenverteilungen wird im Rahmen dieser Arbeit die Berechnung des Koagulationskoeffizienten nach Lee und Chen [Lee1984] verwendet. Nach Lee und Chen kann der mittlere Koagulationskoeffizient für ein logarithmisch normalverteiltes Aerosol (geometrische Standardabweichung  $\sigma_g$ , anzahlbezogener Medianwert  $CMD$ ) als

$$\bar{K} = \frac{2}{3} \cdot \frac{k \cdot T}{\eta} \cdot \left( 1 + \exp(\ln^2 \sigma_g) + 2,49 \cdot \frac{\lambda}{CMD} \cdot \left[ \exp(0,5 \cdot \ln^2(\sigma_g)) + \exp(2,5 \cdot \ln^2(\sigma_g)) \right] \right)$$

4.6-3

berechnet werden, wenn  $CMD > \lambda$  gilt.

Die Koagulationsrate für geladene Teilchen wird auf der Basis des Diffusionsaufladungsmodells nach Arent und Kallmann modifiziert. Die Erweiterung der Laderate nach Arent und Kallmann mit dem Term im Exponenten der Exponentialfunktion sowie die Verwendung der Beziehung  $D/Z_i = kT/ne$  führen auf

$$\frac{dc}{dt} = \pi \cdot d_p \cdot c^2 \cdot D_p \cdot \frac{\frac{ne^2}{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}}{\exp\left(\frac{ne^2}{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}\right) - 1}$$

4.6-4

Zur Berücksichtigung der mehrfach geladenen Teilchen anstelle einfachgeladener Ionen muss die Teilchenladung durch das Produkt der Ladungen der koagulierenden Teilchen ersetzt werden, der Kollisionsquerschnitt vergrößert sich vom Teilchendurchmesser auf die Summe der Durchmesser beider Teilchen. Und schließlich kann auch die Diffusion der Teilchen, die im Modell nach Arent und Kallmann (gegenüber der Ionendiffusion) vernachlässigt wird, nicht länger vernachlässigt werden, so dass hier die Summe der Diffusionskoeffizienten beider Teilchen Verwendung findet. Es ergibt sich daher unter Vernachlässigung der Fuchs Korrektur eine Kollisionsfrequenz  $\beta$  von:

$$\beta = 2 \cdot \pi \cdot (d_{p,1} + d_{p,2}) (D_1 + D_2) \frac{\frac{n_1 \cdot n_2 \cdot e^2}{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot (d_{p,1} + d_{p,2}) \cdot k \cdot T}}{\exp\left(\frac{n_1 \cdot n_2 \cdot e^2}{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot (d_{p,1} + d_{p,2}) \cdot k \cdot T}\right) - 1}$$

4.6-5

Da bei einer Kollision immer zwei Teilchen zusammenstoßen, sich die Anzahl dabei aber nur um eins reduziert, gilt:

$$K = \frac{\beta}{2}$$

4.6-6

Neben der thermischen Koagulation spielt im Rahmen der Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, die kinematische Koagulation eine Rolle. Fuchs [Fuchs1964] gibt für monodisperse Aerosole ein Verhältnis kinematischer zu thermischer Koagulationsrate von

$$\frac{K_{kin}}{K_{th}} = \frac{b \cdot d_p^2}{64 \cdot \pi \cdot D_p} \cdot \left( \frac{\rho_L \cdot \dot{\varepsilon}}{\eta} \right)^{0.5},$$

4.6-7

wobei  $b$  eine Konstante mit einem Wert von etwa 10 und  $\dot{\varepsilon}$  [W/kg] die Energiedissipationsrate ist. Im technischen Prozess ist die kinematische Koagulation wegen der geringen Energiedissipationsrate vermutlich eher unbedeutend. Im Rahmen dieser Arbeit wird aufgrund der intensiven Durchmischung, die wegen der sonst zu erwartenden elektrohydrodynamischen Effekte erforderlich ist, mit einer Energiedissipationsrate von etwa 700W/kg gearbeitet, weshalb die kinematische Koagulation berücksichtigt wird.

## 5 Der ideale Rohrelektroabscheider

Im Rahmen dieser Arbeit werden theoretische Abhängigkeiten zwischen Geometrie, Aerosoleigenschaften und elektrischen Parametern für einen „idealen“ Rohrelektroabscheider abgeleitet. Für theoretische wie praktische Untersuchungen weist der Rohrelektroabscheider gegenüber dem Plattenelektroabscheider zwei Vorteile auf. Erstens handelt es sich, wenn ein einfacher Draht als Sprühelektrode verwendet wird, um ein axialsymmetrisches System, das daher nur einer pseudo-zweidimensionalen Betrachtung bedarf - analytische Beschreibungen der Vorgänge im Inneren sind in diesem System daher verhältnismäßig einfach. Und zweitens können hier bypass-Strömungen ausgeschlossen werden.

Ferner werden für die Ableitung analytischer Abschätzungsmethoden die folgenden, idealisierenden Annahmen getroffen:

Ionenproduktion: Die elektrische Feldstärke an der Oberfläche der Sprühelektrode ist bei angelegten Spannungen, die oberhalb der Corona-Einsatzspannung liegen, immer identisch mit der Corona-Einsatzfeldstärke. Die Ionenproduktion findet gleichmäßig über die Oberfläche der Sprühelektrode verteilt statt (emitting wire approximation). Letzteres ist insbesondere bei der negativen Corona nicht erfüllt, weshalb im experimentellen Teil mit positiver Spannung gearbeitet wird

Ionenmobilität: Die Mobilität der Ionen ist sowohl über den Radius als auch über die Dauer des Versuchs unveränderlich.

Strömung: Die radiale Vermischung ist so schnell, dass von konstanten Aerosoleigenschaften über den Querschnitt ausgegangen werden darf. (Im Bereich der Simulation wird diese Anforderung nicht verwendet, hier wird mit einem effektiven Diffusionskoeffizienten gerechnet.) Es gibt dagegen keinen Einfluss der Strömung auf die Ionenverteilung. Ihre Verteilung wird nur durch das elektrische Feld (und evtl. durch Verluste durch Anlagerung an Partikel) bestimmt. In axialer Richtung wird mit einer Kolbenströmung gerechnet. Es treten keine Strömungen auf, die zu einer Störung der axialen Symmetrie führen.

Abgeschiedenes Aerosol: Probleme die von einmal abgeschiedenen Partikeln ausgehen, (Rücksprühen, Reentrainment, Potentialdifferenz über den Staubkuchen/Flüssigkeitsfilm) werden vernachlässigt.

Mechanische Stabilität: Änderungen an der Geometrie des Abscheiders, die insbesondere in Form von Schwingungen bei der Verwendung der positiven Corona und höheren Strömen beobachtet werden, werden vernachlässigt.

Akzeptiert man diese Bedingungen, dann lässt sich eine Vielzahl von Effekten bei der Aufladung und Abscheidung von Aerosolen in einem Rohr-Draht-Elektroabscheider recht einfach berechnen.

### 5.1 Einfache Betriebszustände

Das Corona-Quenching und insbesondere der Übergang vom gequenchten Regime zum Reingasregime stellen relativ komplexe Betriebszustände im Elektroabscheider dar. Die Komplexität dieser Zustände liegt dabei in der Kopplung unterschiedlicher Größen. So ist

beispielsweise der Verlauf des elektrischen Feldes zwischen Sprüh- und Niederschlags-elektrode eine Funktion der Raumladungsverteilung. Diese wird maßgeblich durch die Verteilung der partikelgebundenen Raumladung bestimmt, welche vom Konzentrationsprofil der Partikel und der lokalen Ladekinetik (bestimmt durch lokale Ionenkonzentration, elektrisches Feld und Partikeleigenschaften) abhängt. Weitere Einflüsse lassen sich in der radialen Mischung (durch Turbulenz und elektrischen Wind) sowie dem Verlust an Ionen durch Anlagerung an Partikel (Extinktion) finden.

Aufgrund dieser Komplexität sollen hier zunächst zwei einfache Betriebszustände charakterisiert werden: erstens der Fall einer homogen über einen Rohrquerschnitt verteilten Raumladung und zweitens der Fall eines Rohr-Draht-Elektroabscheiders ohne Aerosol. Diese beiden Fälle können als Grenzfälle des realen Verhaltens gesehen werden und sind durchaus von Bedeutung für die Praxis.

Das Hauptproblem bei der Beschreibung von Aufladung und Abscheidung kleiner Teilchen im Elektroabscheider liegt in der Bestimmung des elektrischen Zustandes im Abscheider. Die Kenntnis der lokalen Ionenkonzentration und des elektrischen Feldes sind allerdings Voraussetzung für die korrekte Beschreibung von Teilchenaufladung und Drift und Abscheidung. Das elektrische Feld kann gemäß den Ausführungen in Kapitel 4.1 entweder über die Poisson-Gleichung oder auf der Basis des Gauß-Satzes ermittelt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit werden viele analytische Beziehungen über den Satz von Gauß hergeleitet. Beide Formen sind zwar prinzipiell gleichwertig, statische Felder, deren Ursache nicht in einer Raumladung zu suchen ist, lassen sich in dieser Form aber von Anfang an korrekt berücksichtigen und müssen nicht nachträglich über Randbedingungen gefunden werden. Des Weiteren vereinfachen sich die zu lösenden Probleme von der Lösung mehr oder weniger komplizierter Differentialgleichungen auf einfache Integrationen.

Nach dem Satz von Gauß ist der elektrische Fluss durch die Oberfläche eines Volumens (linke Seite von Gl. 5.1-1) gleich der Ladungsmenge im Inneren des Volumens, geteilt durch die dielektrische Leitfähigkeit (rechte Seite von Gleichung 5.1-1).

$$\int_A E dA = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \int_V \rho dV = \frac{Q_{innen}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r}$$

#### 5.1-1

Wird das Bilanzvolumen so gewählt, dass die elektrische Flussdichte auf der gesamten Oberfläche eines Volumens konstant ist, dann lässt sich mit Gleichung 5.1-1 bei Kenntnis der Ladungsmenge im Inneren des Volumens die elektrische Feldstärke an der Oberfläche des Volumens berechnen.

Im idealen Rohrelektroabscheider sind solche Äquipotenzialebenen leicht in koaxialen Zylinderschalen um den Sprühdraht zu finden. Die linke Seite von Gleichung 5.1-1 kann dann einfach als Produkt von Oberfläche mal Feldstärke geschrieben werden.

Die Berechnung des Verlaufs des elektrischen Feldes erfordert im einfachsten Fall die Kenntnis der lokalen Raumladungsdichte. Der Betrag der Raumladungsdichte und ihre Verteilung über den Radius können aber auch an unterschiedliche andere Bedingungen geknüpft sein. Diese können in der Kontinuitätsgleichung bezüglich des Stroms sowie in einem gegebenen Strom oder einer gegebenen Potenzialdifferenz über die Raumladung gefunden werden.

### 5.1.1 Elektrisches Feld und Potenzialverlauf einer homogenen Raumladung in einem Rohr

Ein einfaches Rohr mit einer im Inneren homogen verteilten Raumladung stellt zwar keinen Elektroabscheider im eigentlichen Sinn dar, trotzdem ist dieser einfache Fall praktisch von einiger Bedeutung. Er wird bei der analytischen Beschreibung des Corona-Quenchings wieder aufgegriffen und spielt daneben bei der Bewertung von Probenahmeverlusten (Kap. 8.6.2) eine bedeutende Rolle. Darüber hinaus stellt die homogene Ladungsverteilung eine stabile und selbsterhaltende Verteilung dar, wie in Kapitel 5.3.5 gezeigt wird.

Befindet sich eine homogen verteilte Raumladungsdichte  $\rho_i$  [C/m<sup>3</sup>] in einem Rohr, dessen Länge groß ist gegenüber dem Durchmesser, so dass Effekte an den Rohrenden im Mittel vernachlässigt werden können, dann findet man die Ladungsmenge im Inneren des Rohrs  $Q_{innen} = \rho_i V = \rho_i \pi r_{Rohr}^2 L$ . Da das elektrische Feld überall an der Rohrwand gleich ist, (Rohrenden vernachlässigt) kann das Integral  $\int_A E dA$  als einfaches Produkt  $EA = E 2\pi r_{Rohr} L$  geschrieben werden. Setzt man dies in den Satz von Gauß ein, erhält man

$$2 \cdot \pi \cdot r_R \cdot L \cdot E = \frac{\rho_i \cdot \pi \cdot r_R^2 \cdot L}{\epsilon_0} \Leftrightarrow E(r_R) = \frac{\rho_i \cdot r_R}{2 \cdot \epsilon_0}.$$

#### 5.1-2

Diese Beziehung gilt dabei nicht nur an der inneren Rohroberfläche, sondern auch allgemein im Inneren des Rohrs. Denkt man sich beispielsweise einen weiteren coaxialen Zylinder mit Radius  $r$  im Inneren des Rohrs und wendet auch für diesen den Satz von Gauß an, dann ist die Ladung im Inneren dieses gedachten Zylinders  $Q_{innen} = \rho_i V = \rho_i \pi r^2 L$ . Da der gedachte Zylinder axialsymmetrisch zum Rohr sein soll, ist auch das Feld an seiner Mantelfläche konstant und es gilt ebenfalls  $EA = E 2\pi r L$ . Der Verlauf des elektrischen Feldes im Inneren des Rohrs in radialer Richtung ist daher

$$E(r) = \frac{\rho_i \cdot r}{2 \cdot \epsilon_0}.$$

#### 5.1-3

Es nimmt (betragsmäßig) linear mit der Raumladungsdichte und dem Radius zu. Für die Differenz zwischen dem Potenzial auf der Rohrachse und dem Potential beim Radius  $r$  folgt

$$\Delta\varphi = -\int_0^r E(r) dr = -\int_0^r \frac{\rho_i \cdot r}{2 \cdot \epsilon_0} dr = -\frac{\rho_i \cdot r^2}{4 \cdot \epsilon_0}.$$

#### 5.1-4

Für ein geerdetes Rohr gilt weiterhin die Bedingung  $\varphi(r_R) = 0$  und damit

$$\varphi(r) = \frac{\rho_i (r_R^2 - r^2)}{4 \cdot \epsilon_0}.$$

#### 5.1-5

Die getroffene Annahme, dass Äquipotenzialflächen im Rohrelektroabscheider in den Mantelflächen coaxialer Zylinder gefunden werden, ist Grundlage aller weiteren

Berechnungen. Tatsächlich gilt dies natürlich nur, solange das System wirklich axialsymmetrisch ist. In der Praxis kann diese Symmetrie im Elektroabscheider durch lokale radiale Strömungen (Geschwindigkeitsfluktuationen durch Turbulenz, elektrischer Wind) gestört werden. Die Berechnung dieser Strömungen würde allerdings den Rahmen dieser Arbeit überschreiten.

Auf die abgeleitete elektrische Feldstärke wird später noch zurückgegriffen. An dieser Stelle sei noch darauf hingewiesen, dass Querschnittserweiterungen beim Transport aufgeladener Aerosole zu einer Erhöhung der elektrischen Feldstärke an den Rohrwänden führen. Eine Verdopplung des Rohrdurchmessers führt dabei auch zu einer Verdopplung der Feldstärke. Insbesondere im Bereich sehr hoher teilchengebundener Raumladungsdichten, wie sie beim Corona-Quenching auftreten, können so lokal leicht Feldstärken erreicht werden, die zu elektrischen Entladungen im Gas und damit zur partiellen Neutralisation des Aerosols führen.

### 5.1.2 Strom-Spannungs-Kennlinie, Raumladungsverteilung und elektrisches Feld im partikelfreien Rohrelektroabscheider

Der partikelfreie Rohr-Draht-Elektroabscheider stellt ein geometrisch relativ einfaches System dar, trotzdem ergeben sich hier bereits relativ komplexe Lösungen für die Verläufe von Raumladungsdichte und elektrischer Feldstärke und Potenzial über den Radius.

Prinzipiell treten im Rohrelektroabscheider zwei Ladungstypen auf. Zum einen gibt es eine Oberflächenladung auf dem Sprühdraht, zum anderen eine Ionenraumladung.

Unterhalb der Corona-Einsatzspannung liegen elektrische Ladungen nur als Oberflächenladung auf der Sprühelektrode vor. Der elektrische Fluss durch alle koaxialen Hüllflächen außerhalb des Drahtes diesem Fall konstant. Es gilt also nach dem Satz von Gauß:

$$2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot E(r) = \frac{\sigma_{\text{Draht}} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_D \cdot L}{\epsilon_0} \Leftrightarrow E(r) = \frac{\text{konst.}}{r}$$

5.1-6

Für eine angelegte Spannung  $U$  muss gelten

$$U = \int_{r_D}^{r_R} E(r) dr = \int_{r_D}^{r_R} \frac{\text{konst.}}{r} dr = \text{konst.} \cdot \ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right) \Leftrightarrow \text{konst.} = \frac{U}{\ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)}$$

5.1-7

Der Verlauf des elektrischen Feldes unterhalb der Einsatzspannung ergibt sich daher als

$$E(r) = \frac{U}{r \cdot \ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} \quad \text{für } r > r_D \quad \text{und } U < U_E$$

5.1-8

Das elektrische Feld ist daher stark inhomogen. Die höchste Feldstärke tritt an der Oberfläche der Sprühelektrode auf.

Dieser Feldverlauf ändert sich signifikant, wenn die angelegte Spannung die Corona-Einsatzspannung überschreitet. Die elektrische Feldstärke ist dann so hoch, dass in der Nähe der Sprühelektrode eine Ionisation des Gases stattfindet. Die Ladungsträger der einen

Polarität driften in Richtung der Sprühelektrode und geben an dieser ihre Ladung ab bzw. werden von ihr aufgenommen falls es sich um Elektronen handelt. Die Ladungsträger der anderen Polarität driften durch die passive Zone zur Niederschlagselektrode. Diese von der Corona emittierten Ladungsträger erzeugen ebenfalls ein elektrisches Feld, das dem Feld nach Gleichung 5.1-8 überlagert ist.

Die Verteilung der Raumladung ist dabei nicht a priori bekannt. Der Satz von Gauß kann daher nicht direkt angewendet werden, um den Verlauf des elektrischen Feldes zu ermitteln. Im partikelfreien Gas muss allerdings bezüglich des ionengetragenen Stromes die Kontinuitätsgleichung erfüllt sein, welche hier als Berechnungsansatz dient.

Der Strom durch jede Hüllfläche ist unter diesen Bedingungen gegeben durch:

$$I = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot Z_i \cdot \rho_i(r) \cdot E(r) = \text{konst.}$$

#### 5.1-9

Dabei sind  $Z_i$  die Ionenmobilität und  $\rho(r)$  die Raumladungsdichte im Abstand  $r$  von der Achse des Abscheiders.  $I$  ist der Strom, den die Sprühelektrode bei einer Länge  $L$  emittiert.

Die elektrische Feldstärke  $E(r)$  setzt sich dabei, gemäß dem Superpositionsprinzip, aus dem Verlauf der Feldstärke bei Corona-Einsatzspannung und dem elektrischen Feld der Raumladung zusammen. Letzteres ergibt sich gemäß dem Satz von Gauß als:

$$E_\rho(r) = \frac{1}{r \cdot \epsilon_0} \cdot \int_{r_D}^r r \cdot \rho_i(r) dr .$$

#### 5.1-10

Dabei ist die lokale Raumladung der Ionen  $\rho_i(r)$  zunächst unbekannt. Der Feldverlauf bei Einsatzspannung ist nach Gleichung 5.1-8:

$$E_E(r) = \frac{U_E}{r \cdot \ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} \quad \text{für } r > r_D$$

#### 5.1-11

$U_E$  ist die Einsatzspannung der Entladung. Als elektrische Feldstärke am Radius  $r$  findet man demnach:

$$E(r) = E_\rho(r) + E_E(r)$$

#### 5.1-12

Eingesetzt in Kontinuitätsgleichung (5.1-9) ergibt sich als Bestimmungsgleichung für die Raumladungsdichte:

$$I = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot Z_i \cdot \rho_i(r) \cdot \left( \frac{U_E}{r \cdot \ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} + \frac{1}{r \cdot \epsilon_0} \cdot \int_{r_D}^r r \cdot \rho_i(r) dr \right)$$

#### 5.1-13

Eine Lösung der Gleichung für die lokale Ionenraumladungsdichte  $\rho_i(r)$  erhält man durch Ableitung nach  $r$ . Es ergibt sich:

$$\rho_i(r) = \frac{1}{\sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot Z_i}{\varepsilon_0 \cdot I} (r^2 - r_D^2) + \frac{(2 \cdot \pi \cdot Z_i \cdot U_E \cdot L)^2}{\left(I \cdot \ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)\right)^2}}}$$

5.1-14

Die Kenntnis der Raumladungsverteilung gestattet nun prinzipiell mit Hilfe des Gauß-Satzes eine Berechnung des elektrischen Feldes als Funktion der Radiuskoordinate. Wesentlich einfacher ist es allerdings, die ermittelte Raumladungsdichte in die Kontinuitätsgleichung (Gl. 5.1-9) einzusetzen und diese nach dem elektrischen Feld aufzulösen. Der Verlauf der elektrischen Feldstärke ergibt sich dann als Funktion vom Coronastrom:

$$E(r) = \frac{1}{r} \cdot \sqrt{\frac{I}{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot L \cdot Z_i} (r^2 - r_D^2) + \frac{(U_E)^2}{\left(\ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)\right)^2}}$$

5.1-15

Die zum Strom  $I$  gehörende Spannung an der Sprühelektrode kann durch Integration der elektrischen Feldstärke über den Radius gefunden werden.

$$U = \frac{U_E}{\ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} \left[ \sqrt{1 + I \cdot c \cdot (r_R^2 - r_D^2)} - 1 + \sqrt{(1 - I \cdot c \cdot r_D^2)} \cdot \left( \ln \left| \frac{r_R}{r_D} \frac{1 + \sqrt{(1 - I \cdot c \cdot r_D^2)}}{\sqrt{1 + I \cdot c \cdot (r_R^2 - r_D^2)} + \sqrt{(1 - I \cdot c \cdot r_D^2)}} \right| \right) \right]$$

5.1-16

$$\text{mit } c = \frac{\ln^2\left(\frac{r_R}{r_D}\right)}{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot L \cdot Z_i \cdot U_E^2}$$

5.1-17

Diese Beziehung ist auch in [White1963, Raizer1991, Feng1999] zu finden. Sie stimmt (für die positive Corona) mit experimentell aufgenommenen Strom-Spannungs-Kennlinien sehr gut überein (Abbildung 5.1-1 a). Bei der negativen Corona findet man bei der Anpassung von Messwerten durch Gleichung 5.1-16 im Bereich kleiner Ströme (kleiner  $10 \mu\text{A/m}$  Sprühdraht) allerdings erhebliche Abweichungen. Der gemessene Strom liegt hier deutlich höher als der vorausgesagte (siehe auch [Riebel 2002, Loeb1965]). Der Strom scheint hier nicht raumladungslimitiert zu sein, wie bei der Ableitung von Gleichung 5.1-16 angenommen, vielmehr scheint hier eine Limitierung durch die Ladungsträgererzeugung vorzuliegen, was für den Einfluss der thermoionischen Feldemission, der von [Rees1997] diskutiert wird, bei der negativen Corona spricht. Für höhere Spannungen lässt sich aber auch die negative Strom-Spannungs-Kennlinie recht gut durch mit Gleichung 5.1-16 anpassen (Abbildung 5.1-1b).

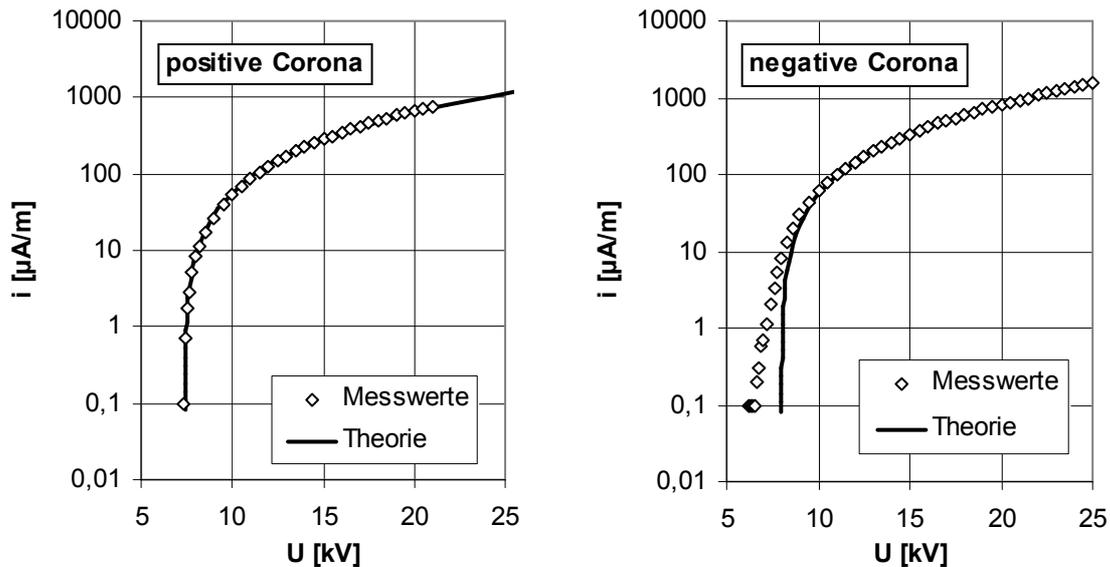


Abbildung 5.1-1 Strom- Spannungs-Kennlinien eines Rohr-Draht-Elektroabscheiders mit einem Rohrdurchmesser von 0,1m und einem Drahtdurchmesser von 0,2mm. Sprühdrahtlänge 83cm im Vergleich mit Raumladungsbasierten Modell zur Ermittlung der Strom-Spannungs-Charakteristik.

Es ist hier interessant, die Grenzfälle sehr hoher und sehr niedriger Ströme zu betrachten:

Sehr nahe der Einsatzspannung der Corona, also bei sehr kleinen Strömen und damit Ionenkonzentrationen, ist die Konzentration der Ionen nach Formel 5.1-14 praktisch konstant über den Radius und entspricht damit der Verteilung der homogenen Raumladung, die in Kapitel 5.1.1 diskutiert wurde. Das elektrische Feld wird hier allerdings nicht durch die Raumladung bestimmt, sondern durch das Feld, das durch die Oberflächenladung auf dem Sprühdraht erzeugt wird. Bei sehr kleinen Strömen nimmt das elektrische Feld im partikelfreien Rohrelektroabscheider mit  $1/r$  ab, während es bei der homogenen Raumladung im einfachen Rohr mit  $r$  linear zunimmt.

Bei sehr hohen Strömen und dünnem Sprühdraht spielt das elektrische Feld der Oberflächenladung auf dem Draht nur noch bei sehr kleinen Radien (bis ca. 1cm Abstand zum Draht) eine signifikante Rolle. In größeren Entfernungen wird das Feld durch die Ionenraumladung bestimmt und es stellt sich nach Gleichung 5.1-15 ein konstantes elektrisches Feld ein, während die Ionenkonzentration mit  $1/r$  abnimmt (siehe Abbildung 5.1-2).

Gleichung 5.1-15, die die elektrische Feldstärke beschreibt zeigt, dass insbesondere für größere Abstände von der Sprühelektrode bzw. bei hohen Strömen das elektrische Feld durch die Ionenraumladung bestimmt wird. Abbildung 5.1-3 zeigt den Einfluss der Ionenraumladung auf das elektrische Feld im Reingas.

Insofern ist die Raumladung auch unter üblichen Betriebsbedingungen immer mit (oder auch überwiegend) an der Abscheidung der Teilchen im Elektroabscheider beteiligt. Da sich der Begriff „Raumladung“ in der Praxis als Bezeichnung für partikelgebundene Raumladung eingebürgert hat (Ausnahme Cooperman [Cooperman1963]), wird im Rahmen dieser Arbeit daher grundsätzlich zwischen Ionenraumladung und partikelgebundener Raumladung unterschieden, auch wenn dies etwas umständlich erscheint.

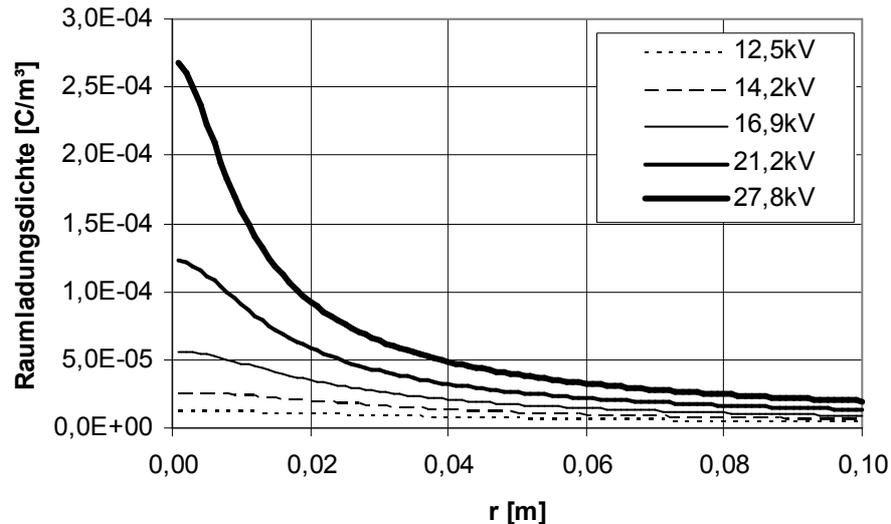


Abbildung 5.1-2 Verteilungen der Raumladungsdichte bei unterschiedlichen Spannungen an der Sprühelektrode.

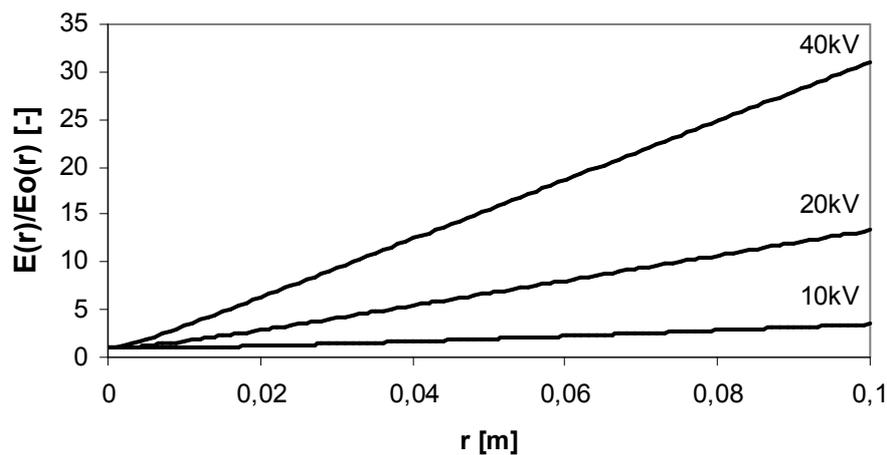


Abbildung 5.1-3: Verhältnis von elektrischem Feld im Abscheider bei unterschiedlichen Spannungen, dividiert durch das Feld bei Einsatzspannung. In größerer Entfernung zum Sprühdraht wird das Feld hauptsächlich durch die Ionenraumladung erzeugt.

Die Kenntnis von Strom-Spannungs-Kennlinie, elektrischem Feld und Ionenkonzentrationsprofil gestattet auch die Berechnung der Leistungsaufnahme eines Abscheiders. In Abbildung 5.1-4 sind elektrische Leistung und zugehörige Spannung über der Verweilzeit dargestellt, die erforderlich wäre, um ein  $nt$ -Produkt von  $10^{14}$  s/m<sup>3</sup> zu erzeugen. Für höhere  $nt$ -Produkte erhöhen sich Verweilzeit und Energiebedarf proportional, so dass der absolute Wert des  $nt$ -Produktes hier eher von untergeordnetem Interesse ist.

Es zeigt sich hier deutlich, dass im Diffusionsaufladungsbereich, also für sehr feine Teilchen, im Bereich der Aufladung eine Verringerung der Baugröße zu einem überproportionalen Anstieg des Energiebedarfs führt.

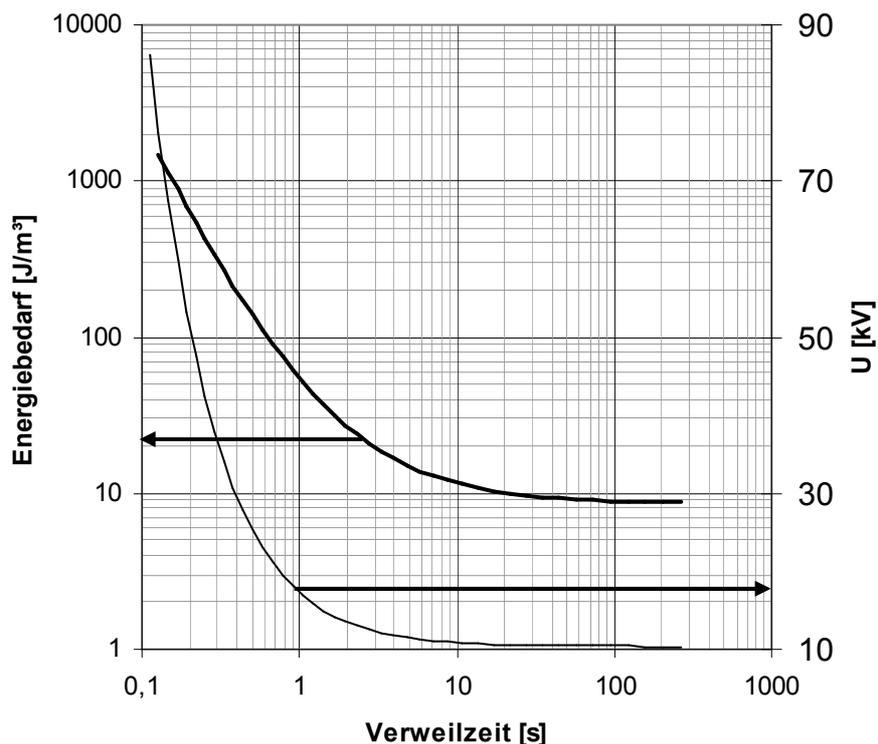


Abbildung 5.1-4 Aerosolvolumenbezogener Energiebedarf und zugehörige Spannung (linear skaliert!) zum Erreichen eines  $N_{i,t}$ -Produktes von  $10^{14}$  s/m<sup>3</sup> als Funktion der Verweilzeit. Abscheiderparameter: Einsatzspannung 10,3kV, Drahtdurchmesser 0,5mm, Rohrdurchmesser 0,2m, kein Einfluss der Teilchenraumladung.

## 5.2 Raumladungsverteilungsmodelle

Befinden sich Partikel im Elektrodenzwischenraum, so werden diese durch die Ionen elektrisch aufgeladen. Sie bilden eine partikelgebundene Raumladung aus. Da die geladenen Partikel eine um Größenordnungen geringere elektrische Mobilität besitzen und ihre Bewegung daher maßgeblich durch die Gasströmung beeinflusst wird, müssen die Partikel als separate Ladungsträgerspezies betrachtet werden. Die Verteilung der partikelgebundenen Raumladung im Elektrodenzwischenraum hängt damit, im Gegensatz zur Ionenraumladung, von der Turbulenz der Gasströmung im Rohr ab. Neben der Strömung spielt die Partikelaufladungskinetik eine wichtige Rolle.

Die Potentialdifferenz zwischen der Corona-Einsatzspannung und der angelegten Spannung teilt sich nun auf die Potentialdifferenz, die über die partikelgebundene Raumladung abfällt (und die bei homogener Verteilung über den Querschnitt des Abscheiders nach Gleichung 5.1-5 berechnet werden kann) und einen Teil, der über die Ionenraumladung abfällt.

### 5.2.1 Raumladungsverteilung und Kapazität

Während die Verteilung der Ionen im Elektrodenzwischenraum durch die Kontinuitätsgleichung bezüglich des Ionenstroms (Einschränkungen siehe Extinktion Kap. 6.1.4) bestimmt ist, ist die Verteilung der partikelgebundenen Raumladung im Raum zwischen Sprüh- und Niederschlags Elektrode praktisch nicht bekannt.

Der Einfluss der Raumladungsverteilung ist allerdings gravierend und soll im Folgenden anhand einfacher Verteilungen untersucht werden.

Betrachtet wird ein Rohr mit Durchmesser  $r_{\text{Rohr}}$  und einer Länge  $L$ , in dem sich eine Raumladungsmenge  $Q$  befindet. Diese Raumladungsmenge besteht aus einer homogen verteilten Raumladungsdichte, die sich zwischen den Radien  $r_1$  und  $r_2$  befindet (Abbildung 5.2-1). Für Radien, die kleiner als  $r_1$  und solche die größer als  $r_2$  sind, sei die Raumladungsdichte null.

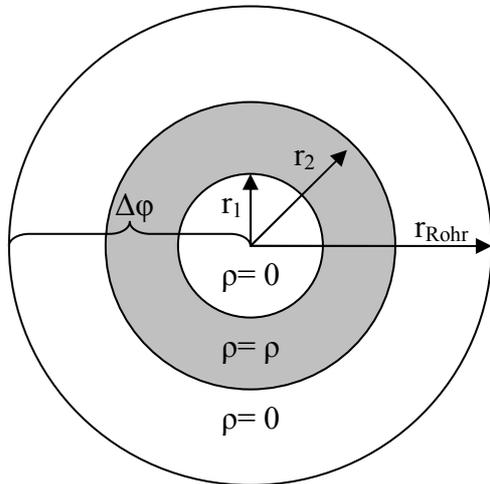


Abbildung 5.2-1 Zur Veranschaulichung der Kapazitätsberechnung

Zwischen der Achse des Rohrs und der Rohrwand ergibt sich in diesem Fall eine Potentialdifferenz von:

$$\Delta\varphi = \frac{Q}{2 \cdot \pi \cdot L \cdot \varepsilon_0} \left[ \frac{1}{2} + \ln\left(\frac{r_R}{r_2}\right) - \frac{r_1^2}{(r_2^2 - r_1^2)} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \right]$$

5.2-1

Und man findet die elektrische Kapazität  $C=Q/\Delta\varphi$  des Abscheiders in Abhängigkeit von der Verteilung der Raumladung als

$$C = \frac{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot L}{\frac{1}{2} + \ln\left(\frac{r_R}{r_2}\right) - \frac{r_1^2}{(r_2^2 - r_1^2)} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad \text{mit} \quad \lim_{r_1 \rightarrow r_2} \left[ \frac{r_1^2}{(r_2^2 - r_1^2)} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \right] = \frac{1}{2}.$$

5.2-2

Die Kapazität eines Abscheiders mit einem Rohrdurchmesser von 0,2m ist in Abbildung 5.2-2 a) und b) exemplarisch dargestellt. In Abbildung a) ist  $r_1=0$  und  $r_2=r$ , in Abbildung b) ist  $r_1=r$  und  $r_2=r_R$  gemäß der in Gleichung 5.2-2 verwendeten Nomenklatur.

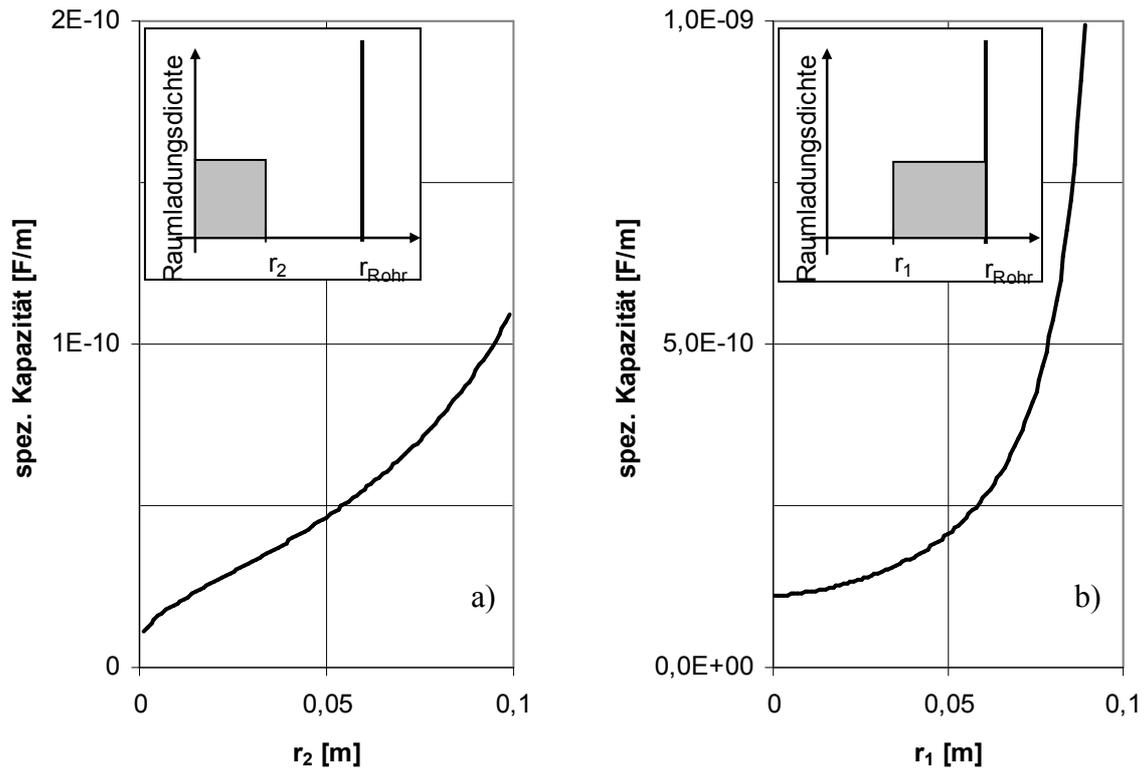


Abbildung 5.2-2 Kapazität als Funktion der Raumladungsverteilung über den Abscheiderquerschnitt. a) die Raumladung befindet sich im Zentrum des Abscheiders und reicht bis zum Radius  $r$ . b) das Zentrum des Abscheiders ist raumladungsfrei. Raumladung befindet sich nur im Bereich zwischen  $r$  und  $r_{\text{Rohr}}$ .

Die elektrische Kapazität des Abscheiders bestimmt, wie viel Raumladung bei einem gegebenen  $\Delta\varphi$  über die Raumladung im Abscheider vorhanden ist. Sie ist, wie dargelegt, eine Funktion der Verteilung der Raumladung über den Querschnitt des Abscheiders.

Die Potentialdifferenz, die über die Raumladung (Ionen und Partikel) im Elektroabscheider abfällt, ist mit der Differenz zwischen Arbeitsspannung und Corona-Einsatzspannung gegeben. Für ein in der Praxis ebenfalls gegebenes Aerosol bestimmt die Kapazität (und damit die Verteilung der Raumladung über den Radius) des Abscheiders zum einen die maximale Ladungsmenge pro Teilchen und damit die elektrische Mobilität. Zum anderen bestimmt die Kapazität gemäß dem Satz von Gauß die abscheidungsrelevante (und gegebenenfalls überschlagsverursachende) elektrische Feldstärke an der Niederschlagselektrode.

Die Verteilung der Raumladung über den Querschnitt im Abscheider hat daher einige Bedeutung für die Beschreibung der Abscheidung von Teilchen im partikelraumladungsdominierten Regime.

In der Literatur findet man lediglich zwei Modelle bezüglich der Verteilung der partikelgebundenen Raumladung über den Radius. Beide Modelle gehen von einer homogenen Verteilung der Aerosolkonzentration über den Querschnitt des Abscheiders aus und sollen im Folgenden vorgestellt werden.

## 5.2.2 Das Modell von Pauthenier und Moreau-Hanot

Im Modell von Pauthenier und Moreau-Hanot [Pauthenier1935] wird davon ausgegangen, dass jedes Partikel instantan auf seine Felddaufladungsgrenze aufgeladen wird. Die Raumladungsdichte an jedem Ort ist damit proportional zum lokalen elektrischen Feld. Die lokale partikelgebundene Raumladungsdichte ist also modellgemäß:

$$\rho_{i,p} = c \cdot \left( \frac{3 \cdot \varepsilon_p}{\varepsilon_p + 2} \right) \cdot \left( \frac{E \cdot d_p^2}{4 \cdot K_E} \right)$$

5.2-3

Unter Anwendung der Poisson-Gleichung (4.1-1) findet man:

$$\nabla E = \frac{1}{\varepsilon_0} (\rho_i + \rho_{i,p})$$

5.2-4

Die lokale Ionenkonzentration ergibt sich im Rohrelektroabscheider gemäß den Gleichungen 4.1-4 und 4.1-5 bei Vernachlässigung von diffusivem und konvektivem Ionentransport sowie Ladungstransport durch partikelgebundene Ladung und Ionenverlusten durch Partikelaufladung als

$$\rho_i = \frac{I}{L \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot Z_i \cdot E}$$

5.2-5

Unter Verwendung der Beziehung für Zylinderkoordinaten

$$\nabla E = \frac{dE}{dr} + \frac{E}{r}$$

5.2-6

findet man also

$$\frac{dE}{dr} = \frac{I}{2\pi r L Z_i E \varepsilon_0} + \frac{c}{\varepsilon_0} \left( \frac{3\varepsilon}{3+2} \right) \left( \frac{E d_p^2}{4K_E} \right) - \frac{E}{r}$$

5.2-7

als Bestimmungsgleichung für den Verlauf des elektrischen Feldes, die sich als Bernoulli'sche Differentialgleichung durch die Substitution  $z=E^2$  in eine lineare Differentialgleichung überführen und lösen lässt. Auf diese Weise findet man:

$$E(r) = \frac{1}{r} \sqrt{\exp\{2a(r-r_D)\} \cdot \left( E_E^2 \cdot r_D^2 + \frac{I(2ar_D+1)}{4a^2 \pi L Z_i \varepsilon_0} \right) - \frac{I(2ar+1)}{4a^2 \pi L Z_i \varepsilon_0}}$$

5.2-8

oder auf der Basis der Einsatzspannung

$$E(r) = \frac{1}{r} \sqrt{\exp\{2a(r - r_D)\} \cdot \left( U_E^2 \ln^{-2}\left(\frac{r_R}{r_D}\right) + \frac{I(2ar_D + 1)}{4a^2 \pi L Z_i \varepsilon_0} \right) - \frac{I(2ar + 1)}{4a^2 \pi L Z_i \varepsilon_0}}$$

5.2-9

mit

$$a = c_s \cdot \left( \frac{3\varepsilon_p}{\varepsilon_p + 2} \right).$$

5.2-10

$c_s$  ist hier die Partikeloberflächenkonzentration im Aerosol. Die Verteilung der partikelgebundenen Raumladung über den Querschnitt des Abscheiders lässt sich nun durch Einsetzen der gefundenen Beziehung für das elektrische Feld in Gleichung 5.2-3 ermitteln. Für die Bestimmung der Ionenraumladungsdichte lässt sich mit der Kontinuitätsgleichung (4.1-4) und der Gleichung für die Stromdichte (4.1-5)

$$\rho_i(r) = \frac{1}{\sqrt{\exp\{2a(r - r_D)\} \cdot \left( L \cdot 2 \cdot \pi \cdot Z_i \cdot \frac{E_E^2 \cdot r_D^2}{I^2} + \frac{(2ar_D + 1)}{2a^2 \varepsilon_0 I} \right) - \frac{(2ar + 1)}{2a^2 \varepsilon_0 I}}}$$

5.2-11

ableiten. Ergebnisse für die Verteilungen von Raumladungsdichte und elektrischem Feld nach dem Pauthenier-Ansatz sind exemplarisch in Abbildung 5.2-3 dargestellt.

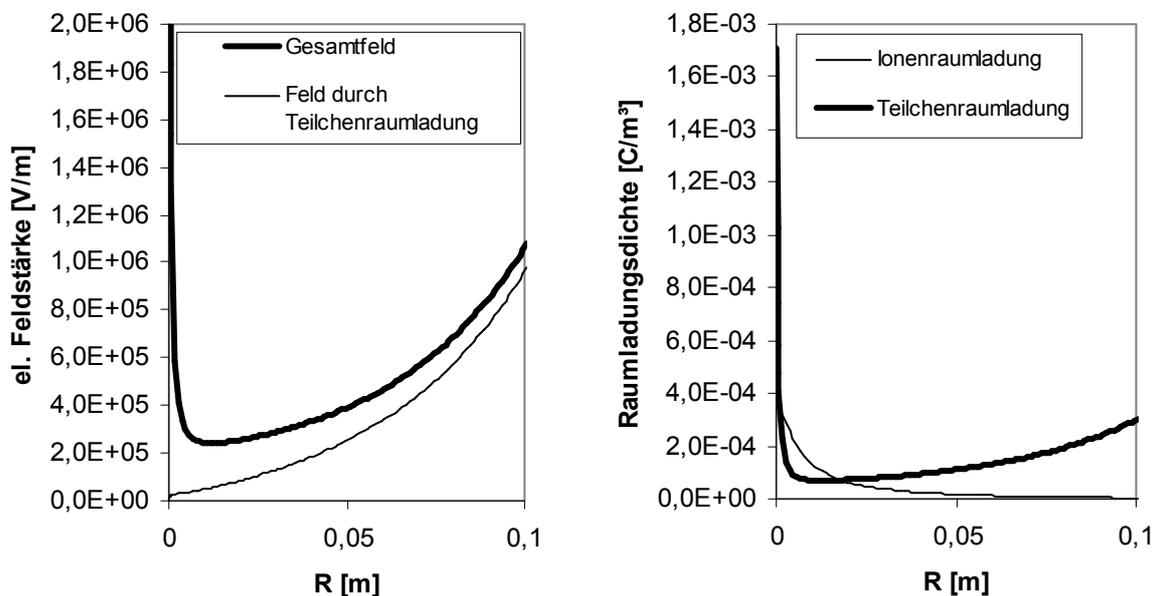


Abbildung 5.2-3: Verteilungen von elektrischem Feld (links) und Raumladungsdichte (rechts) nach dem Pauthenier-Modell. Verwendete Parameter:  $c_s=11\text{m}^{-1}$ ,  $r_D=0,1\text{mm}$ ,  $E_E=9 \cdot 10^9\text{V/m}$ ,  $i=300\mu\text{A/m}$ ,  $Z_i=1,5 \cdot 10^{-4}\text{m}^2/\text{Vs}$ ,  $\varepsilon_p=80$ .

### 5.2.3 Homogene Raumladungsverteilung über den Querschnitt

Die Annahme einer homogen über den Querschnitt des Abscheiders verteilten, partikelgebundenen Raumladung ist die Basis für praktisch alle neueren Modelle zum Raumladungseinfluss

auf die Corona-Entladung [Deutsch1931, Matts1984, Castle1986, Castle1984, Cooperman1963, Hinderer1991, Miller1992].

Obwohl diese Annahme recht simpel erscheint, wurde für diesen Fall bisher keine analytische Lösung des Problems gefunden.

Die Lösung der zugehörigen Riccati'schen Differential-Gleichung

$$\operatorname{div} E = \frac{I}{2\pi r L Z_i E \varepsilon_0} + \frac{\rho_{i,p}}{\varepsilon_0},$$

### 5.2-12

die man unter Verwendung des differentiellen Poisson-Ansatzes findet, erfordert zunächst das Erraten spezieller Lösungen. Dies scheint hier wegen der Komplexität der Lösung praktisch kaum möglich. Auf der Basis des Satzes von Gauß und der Kontinuitätsgleichung bezüglich des Ionenstroms kann man das Problem der homogen über den Abscheiderquerschnitt verteilten, teilchengebundenen Raumladung analog zu Gleichung 5.1-13 allerdings wie folgt schreiben.

$$I = 2\pi r L Z_i \rho_i(r) \left( \frac{U_E}{r \ln \left( \frac{r_R}{r_D} \right)} + \frac{\rho_{i,p} (r^2 - r_D^2)}{2\varepsilon_0 r} + \frac{1}{r\varepsilon_0} \int_{r_D}^r r \rho_i(r) dr \right)$$

### 5.2-13

Die Ableitung von Gleichung 5.2-13 nach dem Radius ergibt eine algebraische Gleichung, die sich unter Verwendung der Lambert'schen W-Funktion [Corless1996] nach der Ionenraumladungsdichte auflösen lässt (Kap. 10.7).

$$\rho_i(r) = - \frac{\rho_{i,p}}{1 + \operatorname{Lambert}W_{-1} \left( \frac{\left( \frac{2\pi r_D L Z_i \rho_{i,p}}{I} \right) E_E + 1}{\exp \left\{ \left( \frac{2\pi r_D L Z_i \rho_{i,p}}{I} \right) \left( E_E + \frac{\rho_{i,p} (r^2 - r_D^2)}{r_D 2\varepsilon_0} \right) + 1 \right\}} \right)}$$

### 5.2-14,

wobei nur der Ast mit  $\operatorname{Lambert}W(x) < -1$  sinnvolle Ergebnisse liefert. Dieser wird üblicherweise mit  $\operatorname{Lambert}W_{-1}(x)$  bezeichnet. Die Kontinuitätsgleichung bezüglich des Ionenstroms erlaubt nun wie beim partikelfreien Abscheider die Berechnung des elektrischen Feldes ohne weitere Integration.

$$E(r) = -\frac{I}{2\pi LZ_i \rho_{i,p}} \left[ 1 + \text{Lambert}W_{-1} \left( \frac{\left( \frac{2\pi r_D LZ_i \rho_{i,p}}{I} \right) E_E + 1}{\exp \left\{ \left( \frac{2\pi r_D LZ_i \rho_{i,p}}{I} \right) \left( E_E + \frac{\rho_{i,p} (r^2 - r_D^2)}{r_D 2\epsilon_0} \right) + 1 \right\}} \right) \right]$$

5.2-15

Für die Berechnung von  $\text{Lambert}W(x)$  kann die folgende, schnell konvergierende Iteration verwendet werden:

$$\text{Lambert}W(x)_{\text{new}} = \frac{x \exp(-\text{Lambert}W(x)) + \text{Lambert}W(x)^2}{\text{Lambert}W(x) + 1}$$

5.2-16

Man erhält  $\text{Lambert}W_{-1}(x)$ , wenn der Iterationsstarwert kleiner als -1 gewählt wird. -2 scheint generell günstig zu sein. Eine analytische Integration der elektrischen Feldstärke zur Bestimmung des Potentials ist nicht möglich. Der gesuchte Strom I, bei dem für eine gegebene partikelgebundene Raumladungsdichte die Potentialdifferenz zwischen Sprühdraht und Niederschlagselektrode der angelegten Spannung U entspricht, muss iterativ gefunden werden.

Alternativ kann Gleichung 5.2-17 zur Bestimmung der Ionenraumladungsverteilung numerisch ausgewertet werden.

$$\rho_i(r) = \frac{I}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot Z_i \cdot \left( \frac{U_E}{r \cdot \ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} + \frac{1}{r \cdot \epsilon_0} \cdot \int_{r_D}^r r \cdot (\rho_i(r) + \rho_{i,p}) dr \right)}$$

5.2-17

Die Verteilung der elektrischen Feldstärke wird nach dem Satz von Gauß ermittelt, die zugehörige Potentialdifferenz zwischen Sprüh- und Niederschlagselektrode durch Integration der elektrischen Feldstärke über den Radius gefunden.

In Abbildung 5.2-4 sind die Ionenkonzentrationsprofile und Feldverläufe für konstanten Strom bei unterschiedlichen partikelgebundenen, homogen verteilten Raumladungsdichten und konstantem Strom dargestellt. Die Anwesenheit der partikelgebundenen Raumladung verursacht unter diesen Bedingungen nahe der Niederschlagselektrode eine Abnahme der Ionenkonzentration auf etwa ein Drittel der Konzentration, die ohne Partikel erreicht wird. Gleichzeitig nimmt die elektrische Feldstärke hier um etwa einen Faktor drei zu. Nahe der Sprühelektrode wird das Feld durch die Ladungen auf dem Sprühdraht dominiert. Hier hat die partikelgebundene Raumladung kaum Einfluss auf Feld und Ionenkonzentration. Um unter dem Einfluss der partikelgebundenen Raumladung denselben Strom wie partikelfreien Fall zu erreichen, ist eine Erhöhung der angelegten Spannung von etwa 15kV (ohne Partikel) auf 22kV erforderlich.

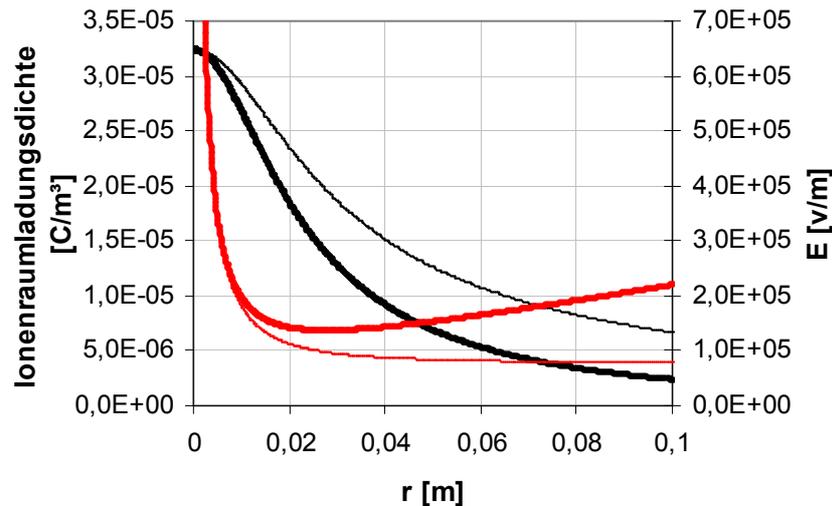


Abbildung 5.2-4 Ionenraumladungsdichten (schwarz) und Elektrische Feldstärken (rot) bei einem konstanten Strom von  $50\mu\text{A}$  pro Meter Sprühdraht. Dünne Linien: ohne partikelgebundene Raumladung, dicke Linien bei einer partikelgebundenen Raumladung von  $30\mu\text{C}/\text{m}^3$  nach Gleichung 5.2-17.

Um gleiche mittlere Ionenraumladungsdichte zu erreichen wäre eine Spannung von etwa  $24,6\text{kV}$  bei einem Strom von etwa  $105\mu\text{A}$  erforderlich. Die elektrische Feldstärke an der Niederschlagselektrode betrüge dann etwa  $249\text{kV}/\text{m}$ .

Bei konstanter Spannung würde nach dieser einfachen Betrachtung im behandelten Partikelraumladungsfall gar kein (ionengetragener) Strom mehr fließen (siehe berechnete Stromspannungs-Kennlinie in Abbildung 5.2-5).

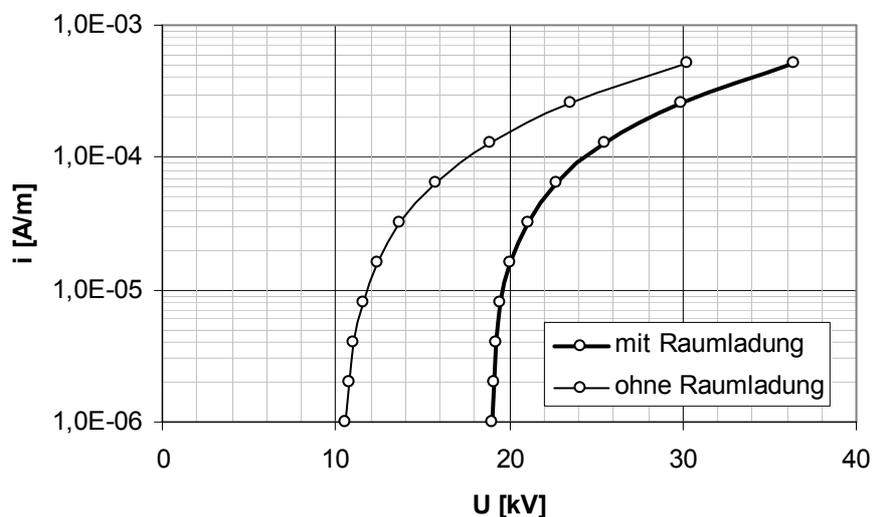


Abbildung 5.2-5 Theoretische Strom- Spannungs-Kennlinien ohne und mit partikelgebundener Raumladung ( $30\mu\text{C}/\text{m}^3$ ) nach Gleichung 5.2-17.

Ein solcher Fall träte im idealen Elektroabscheider aber nur dann auf, wenn das in den Abscheider eintretende Aerosol bereits eine so hohe Netto-Ladung trüge, dass die Potentialdifferenz über die partikelgebundene Raumladung größer wäre als die Differenz zwischen angelegter Spannung und Corona-Einsatzspannung des Abscheiders bei partikelfreiem Gas. In realen Abscheidern kann dieser Zustand aber auch lokal auftreten, wenn am Eintritt, also im Bereich noch hoher Partikelkonzentrationen, unterschiedliche Sprühelektroden im

Abscheider verbaut werden, die eine zunehmende Einsatzspannung in Strömungsrichtung aufweisen oder wenn die Gassenbreite bzw. der Rohrdurchmesser in Strömungsrichtung erhöht wird.

Die realere Problematik eines hochkonzentrierten, aber höchstens gering nettogeladenen Aerosols am Eintritt in den Elektroabscheider wird in Kapitel 6 (Corona-Quenching) behandelt. Es zeigt sich dann, dass die Stromaufnahme im Quench-Bereich nicht Null ist. Sie ist hier insbesondere eine Funktion der Partikel-Aufladungskinetik und der Abscheidung der partikelgebundenen Raumladung.

Diese grundlegenden Betrachtungen zeigen, dass der Strom und damit die lokale Leistungsaufnahme im Abscheider dort besonders hoch sind, wo die Partikelkonzentration sehr gering ist.

## 5.2.4 Vergleich und Anwendungsgrenzen der Modelle

Bezüglich des Modells von Pauthenier und Moreau-Hanot ist hervorzuheben, dass es sich hier um ein „vollständiges“ Modell handelt. Im Gegensatz zum Modell der homogenen Raumladung können auf Basis des Modells von Pauthenier und Moreau-Hanot für einen gegebenen Abscheider und ein gegebenes Aerosol alle abscheidungsrelevanten Parameter eindeutig berechnet werden. Stromaufnahme, Verlauf des elektrischen Feldes und Raumladungsdichteverteilung werden hier in direkten Zusammenhang gebracht.

Dem „primitiveren“ Modell der homogenen Raumladungsverteilung liegt dagegen kein Teilchenaufladungsmodell zugrunde. Demzufolge ergibt sich hier auch kein Zusammenhang zwischen Abscheiderparametern, Aerosoleigenschaften und Ladungszustand des Aerosols. Die homogen verteilte Raumladung ist hier kein Berechnungsergebnis, sondern Ausgangspunkt der Berechnung für das elektrische Feld, das Ionenkonzentrationsprofil und die Verteilung der Partikelaufladungskinetik über den Radius des Abscheiders. Bei der Verwendung des homogenen Raumladungsmodells besteht daher die Hauptproblematik darin, über die Teilchenaufladungs- und Abscheidungskinetik einen geeigneten Zusammenhang zwischen Raumladungsdichte und Einzelteilchenladung herzustellen. In dieser Problematik liegt allerdings auch ein wesentlicher Vorteil des Modells: Während das Pauthenier/Moreau-Hanot-Modell an den Mechanismus der Feldaufladung gebunden ist, kann beim Modell der homogen verteilten Raumladung praktisch jede beliebige Ladetheorie verwendet werden. Dies ist im Bereich sehr feiner Partikel von Bedeutung, weil hier der Mechanismus der Diffusionsaufladung nicht vernachlässigt werden kann.

Ein weiterer Vorteil des Modells homogenen Raumladungsverteilung ist der größere Anwendungsbereich: bei ausreichender Quervermischung im Abscheider, die insbesondere bei feinen Partikeln wegen der geringen elektrischen Mobilität leicht zu erzielen ist, kann diese Verteilung (zumindest hypothetisch) für den gesamten Abscheidungsprozess angenommen werden.

Das Modell von Pauthenier und Moreau-Hanot hat gegenüber dem Modell der homogen verteilten Raumladung einen extrem eingeschränkten Anwendungsbereich. Die Verteilung der mittleren Partikelladung über den Radius nach dem Modell von Pauthenier und Moreau-Hanot erlaubt zum einen keine Quervermischung, zum anderen darf aber, wegen der Annahme der konstanten Konzentration über Querschnitt, auch keine nennenswerte Drift der Teilchen im elektrischen Feld erfolgen. Und schließlich setzt die Annahme der instantanen Teilchenaufladung einen nicht zu geringen Strom und relativ große Partikel voraus. Damit kann dies Modell praktisch nur direkt am Eintritt in den Abscheider bei „mildem“ Quenching durch relativ grobe Teilchen verwendet werden.

Für die analytische Beschreibung von Raumladungseffekten hat sich daher die Verwendung der Annahme einer homogen verteilten, partikelgebundenen Raumladung über den Abscheiderquerschnitt etabliert und wird auch in dieser Arbeit verwendet.

### 5.3 Abscheidung submikroner Aerosole im Rohrelektroabscheider

Die bisherigen Betrachtungen haben sich im Wesentlichen den elektrischen Parametern im Prozess der Elektroabscheidung gewidmet. Sie stellen die Rahmenbedingungen dar, unter denen die Partikelabscheidung erfolgt. Der Prozess der Teilchenabscheidung ist die direkte Folge der Drift der Teilchen im elektrischen Feld, auf die im Folgenden eingegangen werden soll.

Die Abscheidung der Teilchen im Elektroabscheider erfolgt auf der Basis elektrischer Kraftwirkungen auf die einzelnen Teilchen. Die elektrische Kraft, die ein Teilchen mit einer Ladung  $Q$  im elektrischen Feld erfährt, ist

$$\vec{F}_{el} = Q \cdot \vec{E},$$

#### 5.3-1

wobei  $Q$  [C] die Ladung des Teilchens ist und  $\vec{E}$  [V/m] die elektrische Feldstärke am Ort des Teilchens. Im Falle der stationären Drift der Teilchen im elektrischen Feld steht die elektrische Kraft im Gleichgewicht mit der Widerstandskraft (im Bereich submikroner Teilchen können andere Kräfte unter üblichen Bedingungen im Elektroabscheider vernachlässigt werden). Die Widerstandskraft ergibt sich mit der Fluidviskosität  $\eta$  [Pas], der Cunningham-Gleitkorrektur  $Cu$  [-] und der Relativgeschwindigkeit  $v_{rel}$  [m/s] des Teilchens zu umgebenden Medium für ein kugelförmiges Teilchen mit Durchmesser  $d_p$  [m] nach Stokes als

$$\vec{F}_W = \frac{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p \cdot v_{rel}}{Cu}.$$

#### 5.3-2

Gleichsetzen der Kräfte ergibt

$$\vec{v}_{rel} = \frac{q \cdot Cu \cdot \vec{E}}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} = \frac{n \cdot e \cdot Cu \cdot \vec{E}}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} = Z_p \cdot \vec{E} = n \cdot Z_1 \cdot \vec{E},$$

#### 5.3-3

wobei  $e$  die Elementarladung [C] und  $n$  die Anzahl der Elementarladungen pro Teilchen ist.  $Z_p$  [m<sup>2</sup>/Vs] ist die elektrische Mobilität des Teilchens mit  $n$  Elementarladungen,  $Z_1$  die elektrische Mobilität des einfach geladenen Teilchens. Die Verwendung  $Z_1$  hat den Vorteil, dass es sich dabei um eine Partikeleigenschaft handelt, die vom Ladungszustand unabhängig ist. (Bei Vorgängen die eine Integration über den Ladungszustand erfordern, stellt sich die Verwendung von  $Z_1$  als günstig heraus.

Für die Cunningham-Gleitkorrektur wird im Rahmen dieser Arbeit die von Allen und Rabe [in Hinds1982] für Öl-Tröpfchen empirisch entwickelte Formel verwendet. Demnach ergibt sich

$$Cu = 1 + \frac{\lambda}{d_p} \cdot \left[ 2,34 + 1,05 \cdot \exp\left(-0,39 \cdot \frac{d_p}{\lambda}\right) \right]$$

5.3-4

mit der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  [m], die den mittleren zurückgelegten Weg eines Gasmoleküls zwischen zwei Kollisionen mit anderen Gasmolekülen darstellt. Nach Hinds [Hinds1982] kann die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  als

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot n_m \cdot \pi \cdot d_m^2}$$

5.3-5

berechnet werden, wobei  $n_m$  [1/m<sup>3</sup>] die Anzahl der Moleküle pro Kubikmeter und  $d_m$  [m] der Kollisionsdurchmesser der Moleküle ist. In Luft bei Standardbedingungen beträgt die mittlere freie Weglänge etwa 66nm. Eine Anpassung an thermodynamische Zustände, die von den Umgebungsbedingungen abweichen, kann nach Biskos [Bikos2005b] über die Beziehung

$$\lambda(T, p) = \lambda(T_0, p_0) \cdot \frac{p_0}{p} \cdot \frac{T}{T_0} \cdot \frac{1 + \frac{S_S}{T_0}}{1 + \frac{S_S}{T}}$$

5.3-6

$S_S$  [K] ist die Sutherland-Konstante. Für Luft liegt die Sutherland-Konstante bei etwa 120K. Die Drift des Teilchens im elektrischen Feld ist dem konvektiven Teilchentransport überlagert. Da im Rahmen dieser Arbeit nur eindimensionale Betrachtungen des Systems erfolgen, ist die Darstellung einer „echten“ Konvektion nicht möglich. Zur Beschreibung konvektionsbasierter Transportprozesse wird daher im Bereich der Simulation ein turbulenter Diffusionsansatz verwendet. Die Mengenstromdichte ergibt sich demnach als:

$$j_p = c \cdot Z_p \cdot E - D_T \cdot \frac{dc}{dr}$$

5.3-7

### 5.3.1 Der Ansatz von Deutsch

Während die Situation im Strömungskern aufgrund der Quervermischung durch Turbulenz und gegebenenfalls konvektive EHD-Strömungen relativ komplex ist, kann für die laminare Strömungsgrenzschicht angenommen werden, dass die Gasströmung hier keine radialen Komponenten aufweist und der turbulente Diffusionsterm wegfällt. Der Mengenstrom der Teilchen, der in diese Grenzschicht eintritt und damit abgeschieden wird, ergibt sich nach Deutsch [Deutsch1922] als:

$$J = A_{NE} \cdot c_{NE} \cdot w_{NE}$$

5.3-8

wobei  $A_{NE}$  [m<sup>2</sup>] die Fläche der Niederschlagselektrode ist. Unter der Annahme der Erhaltung der Teilchenmenge ergibt sich der differentielle Ansatz nach Deutsch, auf dessen Basis die Konzentrationsänderungsrate im Gas beschrieben wird. In der Zeitdomäne ergibt sich

$$0 = V \cdot \frac{d\bar{c}}{dt} + A_{NE} \cdot c_{NE} \cdot w_{NE} .$$

5.3-9

Diese Bilanz besagt, dass der Mengenstrom an Partikeln, der die Gasphase verlässt, gleich dem Mengenstrom von Partikeln ist, der auf der Niederschlagselektrode abgeschieden wird. Die gesuchte Funktion  $c(t)$  kann durch Integration erhalten werden. Eine Übertragung in die Raum-Domäne ist über  $t=L/v$  möglich, wobei  $L$  der Abstand zum Eintritt in den Abscheider und  $v$  die (mittlere) Strömungsgeschwindigkeit des Gases ist. Für einen Rohr-Draht-Abscheider kann wegen

$$\frac{A_{NE}}{V} = \frac{2}{r_R}$$

5.3-10

auch

$$\frac{d\bar{c}}{dt} = -\frac{2}{r_R} \cdot c_{NE} \cdot \bar{w}_{NE}$$

5.3-11

geschrieben werden. Die Sedimentationsgeschwindigkeit  $w_{sed}$  der Partikel wird dabei berechnet allgemein nach Gleichung 5.3-3 für ein monodisperses Aerosol als

$$\bar{w}_{NE} = \frac{\bar{n}_{NE}(t) \cdot e \cdot Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \cdot E_{NE}(t)$$

5.3-12

Werden die Partikelladung und elektrische Feldstärke am Rand als feste Werte angenommen, erhält man die originale Deutsch-Gleichung. Im Allgemeinen sind die Partikelladung  $n(r)$  und das elektrische Feld an der Niederschlagselektrode allerdings zeitlich (bzw. örtlich) nicht konstant, sondern eine Funktion der partikelgebundenen Raumladungsmenge und ihrer Verteilung im Elektrodenzwischenraum. Eine Lösung von Gleichung 5.3-12 ist daher nur möglich, wenn weitere Annahmen bezüglich der Raumladungs- und Konzentrationsverteilung über den Querschnitt des Abscheiders getroffen werden. Auf der Basis unterschiedlicher, vorgegebener Raumladungskonfigurationen lassen sich neben der eigentlichen Deutsch-Gleichung weitere, teilweise bekannte Lösungen für die elektrostatische Partikel-abscheidung ableiten.

Zuvor soll an dieser Stelle aber noch auf eine wichtige Interpretationsmöglichkeit der Kombination von Gleichung 5.3-11 und Gleichung 5.3-12 hingewiesen werden: Setzt man Gleichung 5.3-12 in Gleichung 5.3-11 ein, erhält man unter Anwendung des Gauß-Satzes

$$\frac{d\bar{c}}{dt} = -\frac{2}{r_R} \cdot c_{NE} \cdot \frac{\bar{n}_{NE} \cdot e \cdot Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \cdot E_{NE} = \frac{-\rho_{i,pNE} \cdot \bar{\rho}}{\varepsilon_0} \frac{Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} = \frac{-\rho_{i,pNE} \cdot \bar{\rho}}{\varepsilon_0} \cdot B .$$

5.3-13

Dabei ist  $B$  die mechanische Beweglichkeit der Teilchen,  $\rho_{i,pNE}$  die partikelgebundene Raumladungsdichte an der Niederschlagselektrode und  $\bar{\rho}$  die mittlere Ladungsdichte auf dem Querschnitt des Abscheiders, die neben Ionenraumladung und partikelgebundener Raumladung auch die Oberflächenladung auf der Sprühelektrode (häufig vernachlässigbar) beinhaltet. Dieser Beziehung liegen, vom Ausschluss des Reentrainments abgesehen, keinerlei Idealisierungen zugrunde. Wenn ein Wiedereintrag von abgeschiedenen Partikeln ausgeschlossen ist, ist Gleichung 5.3-13 (für ein monodisperses Aerosol) exakt richtig. Sowohl die mittlere Ladungsdichte in Inneren des Abscheiders als auch die partikelgebundene Raumladungsdichte an der Niederschlagselektrode hängen bei hohen partikelgebundenen Raumladungsdichten von der Verteilung der partikelgebundenen Raumladungsdichte über den Radius des Abscheiders, und damit von Sedimentationsgeschwindigkeit der Teilchen, Quervermischung und lokaler Aufladungskinetik ab (siehe hierzu Kapitel 5.2.1 und 7.2.4). Das Partikelkonzentrationsprofil kann mit dem Konzentrationsprofil der partikelgebundenen Raumladung nur im Fall sehr guter Quervermischung und/oder großer  $N_i\tau$ -Produkte näherungsweise (wie bei Anwendung der Deutsch-Gleichung üblich) gleichgesetzt werden. Zumindest letzteres ist im gequenchten Abscheider nicht der Fall.

### 5.3.2 Analytisch lösbare Grenzfälle für monodisperse Aerosole

Eine analytische Lösung von Gleichung 5.3-13 erfordert die Kenntnis der Raumladungsdichte an der Niederschlagselektrodenoberfläche, der über den Querschnitt des Abscheider gemittelten Raumladungsdichte und der mechanischen Beweglichkeit der Teilchen. Gemäß den Ausführungen in Kapitel 5.3.1 lassen sich analytische Abscheidungsbeziehungen für folgende Fälle ableiten:

1. vernachlässigbare und konstante partikelgebundene Raumladung
2. nichtvorhandene/vernachlässigbare Ionenraumladung und homogene teilchengebundene Raumladung
3. nach dem Modell von Pauthenier und Moreau-Hanot (nur direkt am Eintritt des Abscheider)

Von diesen drei Fällen wird der letzte wegen seines eingeschränkten Anwendungsbereichs hier nicht weiter erörtert. Die ersten beiden Fälle lassen sich weiter untergliedern.

Fall 1: a) ideale Quervermischung mit konstanter Partikelladung  
b) ideale Quervermischung mit Berücksichtigung der Partikelaufladungskinetik

Fall 2: a) ideale Quervermischung mit konstanter Partikelladung  
b) ideale Quervermischung mit konstanter partikelgebundener Raumladungsdichte

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt dabei auf dem Fall 2b, der Randbedingungen für die analytische Beschreibung des gequenchten Elektroabscheiders darstellt. Trotzdem sollen die auch die übrigen Lösungen hier kurz dargelegt werden.

### 5.3.3 Die ursprüngliche Form der Deutsch-Gleichung

Mit den Randbedingungen des Falls 1a) leitet sich aus Gleichung 5.3-11 die ursprüngliche Form der Deutsch-Gleichung ab [Deutsch1922]. Wegen der vernachlässigbaren partikelgebundenen Raumladung kann die elektrische Feldstärke an der Niederschlagselektrode nach Gleichung 5.1-15 berechnet werden und ist keine Funktion der (Verweil-) Zeit. Ideale Quervermischung (Konzentration an der Niederschlagselektrode = Konzentration im Strömungskern) und eine bereits vollständige, unveränderliche Partikelladung am Eintritt des Abscheiders ergeben

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{2}{r_R} \cdot c \cdot \frac{n \cdot e \cdot Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \cdot E_{NE}.$$

5.3-14

Integration nach Trennung der Variablen liefert die sogenannte Deutsch-Gleichung.

$$c(t) = c(t=0) \cdot \exp\left\{-\frac{2}{r_R} \cdot \frac{n \cdot e \cdot Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \cdot E_{NE} \cdot t\right\}$$

5.3-15

Für den verweilzeitabhängigen Trenngrad ergibt sich

$$T(d_p) = 1 - \exp\left\{-\frac{2}{r_R} \cdot \frac{n \cdot e \cdot Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \cdot E_{NE} \cdot t\right\}$$

5.3-16

Einzig unbekannt ist die Partikelladung  $n$ . White [White1963] und Löffler [Löffler1988] konstatieren, dass für große Teilchen hier die maximale Felddaufladung eingesetzt werden kann, wobei die zugehörige Aufladungsfeldstärke von der „Abscheidefeldstärke“ and der Niederschlagselektrode verschieden sein kann. Für die Aufladefeldstärke setzt White die über den Abscheiderquerschnitt gemittelte elektrische Feldstärke an. Wegen der im partikelfreien Rohrelektroabscheider mit dem Radius monoton fallenden elektrischen Feldstärke (siehe Gl. 5.1-15) sollte die Aufladefeldstärke hier etwas höher sein als die Abscheidefeldstärke.

Da die geladenen Teilchen bei den vorausgesetzten, vernachlässigbaren partikelgebundenen Raumladungsdichten keinerlei Auswirkungen auf das elektrische Feld haben, kann die Berechnung für Partikelgrößenverteilungen fraktionsweise erfolgen.

Die Deutsch-Gleichung ist, wie Löffler [Löffler1988] schreibt, mit gelegentlichen Modifikationen (Einführung von effektiven Wanderungsgeschwindigkeiten, Matts-Öhnfeld-Gleichung), von zentraler Bedeutung für die Auslegung von Elektrofiltern.

Für einen Rohr-Draht-Elektroabscheider und ein gering konzentriertes DEHS-Aerosol (kein re-entrainment) zeigt Marquard [2006] eine sehr gute Übereinstimmung zwischen experimentell bestimmten Trenngraden und Gleichung 5.3-16.

### 5.3.4 Berücksichtigung der Teilchenaufladung im Abscheider

Besonders sehr kleine Partikel, die durch Diffusionsaufladung aufgeladen werden, benötigen eine relativ lange Zeit (in der Regel mehrere Sekunden), um Aufladungen zu erreichen, die

für technische Abscheideprozesse relevant sind. Für diese feinen Partikel ist daher die Annahme einer instantanen Aufladung bei Eintritt in den Abscheider nicht angemessen.

Ist die maximal erreichte partikelgebundene Raumladung gegenüber der Ionenraumladung gemäß Fall 1b sehr klein, dann kann auch hier ein theoretisches Abscheideverhalten auch unter der Berücksichtigung der Partikelaufladung ermittelt werden. Dies ist in zweierlei Hinsicht interessant:

Erstens kann ein Abscheideverhalten ermittelt werden, dass die Aufladung der Teilchen berücksichtigt, die im Diffusionsaufladungsbereich wesentlich langsamer vor sich geht als im Feldaufladungsbereich und damit größeren Einfluss auf das Abscheideverhalten hat.

Zweitens zeigt das Ergebnis der Berechnungen, dass im idealen Elektroabscheider ein fester Zusammenhang zwischen mittlerer Partikelladung und Partikelverlust im Diffusionsaufladungsbereich existiert, der bereits von Marquard [Marquard2006] bei der Analyse experimenteller Untersuchungen festgestellt wurde. Dieser Zusammenhang eignet sich, bei Verwendung quantitativ guter Ladetheorien, als Standard für die Bewertung von Aerosolaufladern, weil er unabhängig von den geometrischen Parametern des Aufladers ist.

Aus den Ladungs-Verlust-Charakteristiken lässt sich außerdem für ein gegebenes Aerosol leicht die maximal erreichbare Raumladungsdichte als  $(\rho_{i,p})_{max} = c_0 \cdot e \cdot \max(n \cdot (1 - T(n)))$  ermitteln. Im Zusammenspiel mit Gleichung 5.2-15 lässt sich leicht ermitteln, ob ein gegebenes Aerosol die elektrische Situation im Abscheider bereits signifikant beeinflusst oder nicht.

Die Ermittlung des Abscheidegrades erfolgt hier ebenfalls auf der Basis von Gleichung 5.3-9, wobei für die Abscheidefeldstärke der allgemeine Ansatz

$$E_{NE} = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{q_{Draht} + c \cdot \bar{n} \cdot V + \bar{\rho}_i \cdot V}{A}$$

5.3-17

verwendet wird. Eingesetzt in Gleichung 5.3-9 ergibt sich in Kombination mit Gleichung 5.3-12 und der Substitution

$$\frac{e}{\Lambda} \cdot d\bar{n} = \bar{\rho}_i dt$$

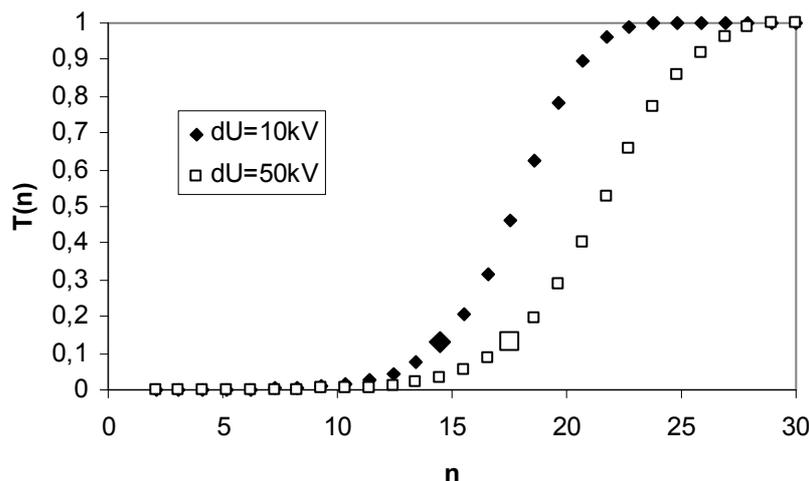
5.3-18

eine Bernoulli'sche Differentialgleichung, deren Ergebnis sich unter den Randbedingungen vernachlässigbarer partikelgebundener Raumladungsdichte im gesamten Abscheider und eines gegenüber dem Ionenraumladungsfeld vernachlässigbaren elektrischen Feldes an der Niederschlagselektrode bei Einsatzspannung der Corona vereinfachen lässt (Die vollständige Herleitung findet sich im 10.2). Es ergibt sich dann

$$T(\bar{n}) = 1 - \exp \left\{ - \frac{e \cdot Z_1}{\varepsilon_0} \cdot \int_0^{\bar{n}} \frac{\bar{n}}{\Lambda(\bar{n})} d\bar{n} \right\}$$

5.3-19

Hierbei sind  $\bar{n}$  die mittlere Teilchenladung  $\bar{\Lambda}$  der über den Abscheiderquerschnitt gemittelte Ion-Partikel-Kombinationskoeffizient. Für 200nm Teilchen ergibt sich, unter Verwendung des Lawless-Modells zur Berechnung der Aufladung, das in Abbildung 5.3-1 dargestellte Verhalten.



**Abbildung 5.3-1:** Trenngrad als Funktion der mittleren Teilchenladung für 200nm Partikel.  $\epsilon_p=2,1$ . Ion-Partikel-Kombinationskoeffizient nach Lawless. Rohrradius 0,1m, Drahtradius 0,1mm, Corona-Einsatzspannung 8kV. dU: Differenz zwischen Betriebs- und Einsatzspannung. Fette Punkte: Teilchenladung, bei der die partikelgebundene Raumladungsdichte maximal ist.

Der Zusammenhang  $T(\bar{n})$  kann über folgende Transformationsgleichung (5.3-20), in der  $N_i\tau$  [s/m<sup>3</sup>] das zum Erreichen der Partikelladung  $\bar{n}$  erforderliche Produkt aus Ionenkonzentration und Verweilzeit ist, in eine Funktion  $T(t)$  überführt werden. Das erforderliche  $N_i\tau$ -Produkt muss hier aus der Ladekinetik bestimmt werden.

$$\frac{e \cdot N_i \tau(\bar{n}) \cdot r}{2 \cdot \epsilon_0 \cdot E_{NE}} = t$$

### 5.3-20

Die elektrische Feldstärke an der Niederschlags Elektrode kann nach Gleichung 5.1-15 bestimmt werden.

Wenn der Ion-Partikel-Kombinationskoeffizient  $\Lambda$  für eine gegebene Teilchenladung  $n$  keine Funktion des Radius ist ( $\rightarrow$  konstante Ioneneigenschaften über den Querschnitt des Abscheiders,  $\Lambda \neq f(E)$ ) und die Feldstärke an der Niederschlags Elektrode bei Einsatzspannung gegenüber der unter Betriebsbedingungen vernachlässigbar ist, folgt, dass der ladungsabhängige Trenngrad  $T(\bar{n})$  keine Funktion von geometrischen und elektrischen Parametern des Aufladers ist. Dieser Sachverhalt wurde bereits von Marquard [Marquard2006] beim Vergleich experimenteller Daten von Ladungs-Verlust-Charakteristiken unterschiedlicher Auflader phänomenologisch festgestellt. Marquard schlägt die  $T(n)$ -Kurven als zentrales Vergleichskriterium für Aerosolauflader vor. Andererseits lassen sich unter Verwendung der vollständigen Beziehung für die elektrische Feldstärke (Gleichung 5.3-17) bei Kenntnis des elektrischen Zustandes im Auflader Aufladungstheorien evaluieren.

In Bezug auf das Corona-Quenching lässt sich hier bereits feststellen, dass Aerosolteilchen im Falle ausreichend vorhandener Ionen bis auf ein bestimmtes Ladungsniveau praktisch verlustfrei aufgeladen werden können. Die Stromaufnahme eines Rohrelektroabscheiders wird signifikant beeinflusst, wenn die maximale partikelgebundene Raumladungsdichte (siehe Abbildung 5.3-1) eine Potentialdifferenz zwischen Sprühelektrode und Niederschlagslekt-

trode verursacht, die gegenüber der Differenz zwischen Arbeitsspannung und Corona-Einsatzspannung nicht vernachlässigbar ist.

### 5.3.5 Elektrostatische Dispersion – die Deutsch-Gleichung im strom- und spannungslosen Abscheider

Unter der Bedingung, dass sich der Ladungszustand der Teilchen nicht ändert (Fall 2a), lässt sich eine weitere Gleichung aus der differentiellen Deutsch-Gleichung ableiten. Wenn angenommen wird, dass das elektrische Feld ausschließlich aus der partikelgebundenen Raumladung resultiert, erhält man eine Beziehung, die den Verlauf der Konzentration bzw. den Trenngrad für ein geladenes Aerosol beschreibt, welches durch eine elektrisch leitfähige Leitung transportiert wird. Diese Gleichung spielt insbesondere bei der Abschätzung der raumladungsgetriebenen Partikelverluste bei der Probenahme eine wichtige Rolle und wird häufig als elektrische oder elektrostatische Dispersion bezeichnet [Kasper1981, Choi1998]. Diese Art der Abscheidung kann in den Probenahmeleitungen wegen der üblicherweise relativ langen Verweilzeiten (Sekunden-Bereich) unter Umständen erhebliche Messfehler verursachen.

Man erhält dann für das elektrische Feld an der Rohrwand:

$$E(c) = \frac{c \cdot n \cdot e \cdot r_{NE}}{2 \cdot \epsilon_0}$$

5.3-21

Bzw. in Gleichung 5.3-11 eingesetzt

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{c^2 \cdot n^2 \cdot e^2 \cdot Cu}{\epsilon_0 \cdot 3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} = -\frac{B}{\epsilon_0} \cdot c^2 \cdot n^2 \cdot e^2$$

5.3-22

Durch Integration findet man die Teilchenkonzentration in Abhängigkeit von der Zeit als:

$$c(t) = \left( \frac{1}{c_0} + \frac{Cu \cdot e^2 \cdot n^2}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p \cdot \epsilon_0} t \right)^{-1}$$

5.3-23

Dabei liegen die Annahmen eines homogen aufgeladenen monodispersen Aerosols und einer Kolbenströmung zugrunde. Man kann darüber hinaus aus Gleichung 5.3-22 direkt ersehen, dass die Abscheiderate im Bereich geringer Raumladungsverluste, d. h. kurzer Zeiten, unabhängig von der Ladungsverteilung auf dem Aerosol ist. Für nur geringe Verluste an Partikeln, wie sie bei der Probenahme wünschenswert sind, und schmale Partikelgrößenverteilungen sollte der Partikelverlust daher mittels Gleichung 5.3-23 gut abgeschätzt werden können.

Des Weiteren ist zu bemerken, dass die zeitliche Änderung der Konzentration durch elektrostatische Dispersion unabhängig vom Leitungsradius ist. Dies bedeutet, dass die unipolare Raumladung immer gegen eine homogene Verteilung strebt. Ist die Verteilung bereits am Anfang des Vorgangs homogen, so ändert sie sich im Verlauf der dispersiven Abscheidung nicht. Yu et al.[Yu1977] zeigen, dass dies auch für Kugelgeometrie und

zwischen unendlich ausgedehnten Platten gilt. Betrachtungen zum Teilchenstrom (Kap. 10.1) zeigen, dass hier eine vollständige Unabhängigkeit von der Geometrie vorliegt, zumindest solange die Abmessungen des Volumens ausreichend groß und damit Diffusions- und Spiegelladungseffekte vernachlässigbar sind. Larry et al. [Larry1967] zeigen exemplarisch die Berechnung der Abscheidung für nicht- monomobile Aerosole.

Die oben erwähnte Unabhängigkeit der Abscheidung von der Ladungsverteilung gilt allerdings nicht für die Raumladungsverluste. Hier kommt im monodispersen Fall das zweite Moment der Ladungsverteilung zum Tragen und man findet mit relativen Häufigkeit der Ladungsklasse  $n$   $h(n)$  unter Verwendung des Verschiebesatzes:

$$\frac{d\rho_{i,p}}{dt} = -\frac{c^2 \cdot \bar{n} \cdot e^3 \cdot Cu}{\varepsilon_0 \cdot 3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \cdot \sum_n n^2 \cdot h(n) = -\frac{c^2 \cdot \bar{n} \cdot e^3 \cdot Cu}{\varepsilon_0 \cdot 3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \cdot (\bar{n}^2 + \sigma_n^2(n))$$

5.3-24

Bei einer unipolaren Ladungsverteilung mit Varianz größer Null ist die Abscheiderate der Raumladung daher immer größer als im Falle homogener Ladungsverteilung. Der Gesamt-raumladungsabscheidungsgrad nach einer Zeit  $t$  ist immer größer oder gleich dem Gesamtteilchenabscheidungsgrad zur gleichen Zeit.

### 5.3.6 Elektrostatische Dispersion und Koagulation

Im Hinblick auf die modellierungsrelevanten Vorgänge bei der Anzahlkonzentrationsänderung eines geladenen Aerosols im Elektroabscheider sollen an dieser Stelle die elektrostatische Dispersion und die Koagulation exemplarisch für monodisperse Aerosole mit gleicher Teilchenladung verglichen werden. Um festzustellen, welcher Effekt dominiert, bietet es sich an, den Quotienten aus der Konzentrationsänderung durch elektrostatische Dispersion und thermische Koagulation zu bilden. Auf diese Weise findet man unter Verwendung des Koagulationsansatzes nach Gleichung 4.6-5:

$$\frac{\left(\frac{dc}{dt}\right)_{Disp}}{\left(\frac{dc}{dt}\right)_{Koag}} = \frac{\frac{Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p \cdot \varepsilon_0} n^2 \cdot e^2 \cdot c^2}{4 \cdot \pi \cdot d_p \cdot D \cdot c^2 \frac{n^2 \cdot e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}} = \exp\left(\frac{n^2 \cdot e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}\right) - 1$$

5.3-25

Auf der Basis dieser Beziehung lässt sich die Gesamtanzahlkonzentrationsänderung als

$$\left(\frac{dc}{dt}\right)_{gesamt} = \left(\frac{dc}{dt}\right)_{th} + \left(\frac{dc}{dt}\right)_{th} \left[ \exp\left(\frac{n^2 \cdot e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}\right) - 1 \right] = \left(\frac{dc}{dt}\right)_{th} \exp\left(\frac{n^2 \cdot e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}\right)$$

5.3-26

ausdrücken. Durch Einsetzen der thermischen Koagulationsrate findet man schließlich:

$$\left(\frac{dc}{dt}\right)_{\text{gesamt}} = 4 \cdot \pi \cdot d_p \cdot D \cdot c^2 \frac{\frac{n^2 e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T} \exp\left(\frac{n^2 e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}\right)}{\exp\left(\frac{n^2 e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}\right) - 1} = \left(\frac{dc}{dt}\right)_{\text{th}, n=0} \cdot f(n, d_p)$$

## 5.3-27

mit  $f(n, d_p) > 1$ . Die Konzentrationsänderung ist daher im Falle des Wirkens beider Mechanismen immer größer als durch reine thermische Koagulation, aber kleiner als die Summe der einzelnen Konzentrationsänderungen.

Auf der Basis der Anzahlkonzentrationsänderung durch elektrostatische Dispersion lässt sich die Gesamtkonzentrationsänderungsrate ebenfalls ausdrücken. Es ergibt sich

$$\left(\frac{dc}{dt}\right)_{\text{gesamt}} = \left(\frac{dc}{dt}\right)_{\text{Disp}} \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{n^2 e^2}{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot k \cdot T}\right)},$$

## 5.3-28

wobei der Modifikationsterm auch hier immer größer als eins ist, so dass die Gesamtanzahlkonzentrationsänderung auch größer als die rein elektrostatische ist. In Abbildung 5.3-2 ist der Konzentrationsänderungskoeffizient nach Gleichung 5.3-27 bzw. Gleichung 5.3-28 für ein 250nm-Partikel dargestellt. Wenn  $n^2/d_p$  größer als  $(25\text{nm})^{-1}$  wird, ist der Einfluss der thermischen Koagulation demnach vernachlässigbar (Fehler kleiner zehn Prozent). Für  $n^2/d_p$  kleiner als  $(300\text{nm})^{-1}$  kann dagegen die elektrostatische Dispersion bei der Konzentrationsänderung vernachlässigt werden (Fehler kleiner zehn Prozent). Im Übergangsbereich sollten allerdings beide Mechanismen berücksichtigt werden. Zur Veranschaulichung sind die Konzentrationsänderungsraten auf Basis von Koagulation und elektrostatischer Dispersion sowie die kombinierte Änderungsrate für 250nm-Teilchen in Abbildung 5.3-2 dargestellt.

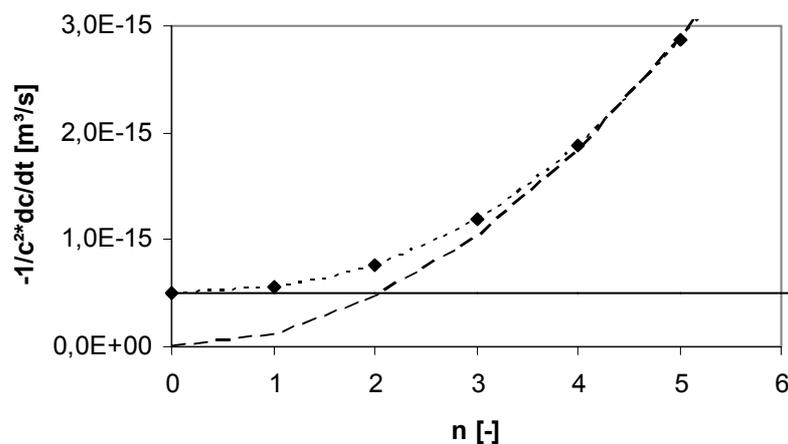


Abbildung 5.3-2: Anzahlkonzentrationsänderungskoeffizient für Partikel mit einem Durchmesser von 250nm als Funktion der Teilchenladung (Rauten). Ebenfalls eingezeichnet: Koagulationskoeffizient für ungeladene Teilchen (durchgezogene Linie) und  $B/\varepsilon_0 n^2 e^2$  als Konzentrationsänderungskoeffizient für die elektrostatische Dispersion (lang gestrichelt).

Für die tatsächliche Konzentrationsänderung in einem nicht monodispersen Aerosol nicht gleichgeladenen Aerosol stellen die Beziehungen für die kombinierte Änderungsrate die minimale Änderung der Konzentration dar. Sowohl die Ladungsverteilung als auch die Verteilung der Partikelgröße führen im Bereich der thermischen Koagulation zu einer Beschleunigung des Vorgangs. Des Weiteren wurden anziehende elektrische Kräfte wie Bildladungskräfte und Polarisationskräfte im externen elektrischen Feld hier nicht beachtet.

## 6 Corona-Quenching

Das Corona-Quenching stellt im diesem idealen Elektroabscheider einen besonderen Betriebszustand dar. Geladene Partikel im Gas stellen, genau wie die Ionen, eine Raumladung dar. Allerdings besitzen die geladenen Partikel eine geringere Mobilität und führen nach den Betrachtungen in Abschnitt 5.2.3 zu einer geringeren Stromaufnahme.

Wenn die Raumladung praktisch nur noch aus geladenen Partikeln besteht, nimmt die Aufladegeschwindigkeit mangels Ionen sehr kleine Werte an. Sie ist dann nur noch von der Partikelabscheidung abhängig. Besitzen die Partikel in diesem Zustand aufgrund hoher Konzentrationen nur eine geringe Mobilität, weil sie jeweils nur gering geladen sind, ist die Sedimentationsgeschwindigkeit trotz der hohen Gesamtladung des Aerosols langsam. Man könnte daher auch von Corona-Quenching sprechen, wenn die Laderate der Partikel durch die Abscheidekinetik der Partikel bestimmt wird (siehe auch Abbildung 6.1-2).

Die Problematik des Corona-Quenching wurde bereits von Deutsch 1928 erkannt. In einem Artikel „Über die raumladungsbeschwerte Townsend-Entladung im dichten Nebel“ beschreibt er 1931 experimentelle Bedingungen, unter denen Corona-Quenching zu beobachten ist [Deutsch1931]. Er leitet einen Zusammenhang zwischen Aerosoleigenschaften und elektrischen Parametern und der Dauer des Quenchens her. Die von Deutsch getroffenen Annahmen sind allerdings nur eingeschränkt richtig. Er vernachlässigt insbesondere die Verzerrung des elektrischen Feldes durch die geladenen Partikel. Die getroffenen Annahmen führen für die verwendeten Aerosole zu einem Fehler von einem Faktor zwei bis vier bei der Berechnung der Zeit, in der Stromfluss unterdrückt wird. Deutsch verzichtet (vermutlich) daher auf einen Vergleich experimentell ermittelter Werte mit Berechnungsergebnissen. Das Deutsch'sche Quench-Modell gibt aber trotz dieses Fehlers und einer sehr einfachen Ladetheorie die Zusammenhänge zwischen Aerosoleigenschaften und Abscheiderparametern im Wesentlichen qualitativ richtig wieder.

In den 1960er Jahren greift Cooperman [Cooperman1963] das Problem partikelgebundener Raumladungen auf. Er berechnet die Potentialdifferenz zwischen Sprüh- und Niederschlags-elektrode für eine homogen verteilte, gegebene partikelgebundene Raumladung richtig. Seine Vorhersagen bezüglich des resultierenden Stroms berücksichtigen allerdings den Einfluss der teilchengebundenen Raumladung auf das Ionenkonzentrationsprofil nicht korrekt, so dass die ermittelten Ströme bei gegebener Geometrie fehlerhaft sind. Ein Bezug zu Ladekinetik, Konzentration, Partikelgröße sowie eine experimentelle Validierung fehlen.

Spätere Veröffentlichungen um 1985 [z.B. Matts1984, Elmoursi1984, Miller1992, Salam1986] geben zwar den Zusammenhang zwischen Abscheidergeometrie, elektrischen Parametern und Teilchenraumladungsdichte richtig wieder, ermöglichen aber praktisch keine prädiktive Aussage darüber, ob diese Raumladungsdichte auch erreicht wird, da sie keine Ladekinetik enthalten, sondern eine feste, gegebene Raumladungsdichte annehmen. Während Matts [Matts1984] die Feldaufladungsgrenze als maximale und am Ende des Quenchvorgangs erreichte Teilchenladung definiert, was schon wegen der extrem inhomogenen Feldverteilung im gequenchten Abscheider fragwürdig ist, macht Castle [Castle1984, Castle1986] gar keine quantitativ-prädikativen Aussagen zur Teilchenladung.

In diesen Modellen wird darüber hinaus lediglich die Feldaufladung berücksichtigt. Wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt wird, kann die Vernachlässigung der Diffusionsaufladung aber zu großen Fehlern führen. Für submikrone Partikel ist es recht wahrscheinlich, dass die

Partikelladung am Ende des Quenchprozesses jenseits der Feldaufladungsgrenze liegt (wobei natürlich auch hier die Frage besteht, welches Feld zugrunde gelegt wird). Das Problem, das bei Berücksichtigung der Diffusionsaufladung auftritt, liegt dabei im Wesentlichen in der relativ langsamen Aufladung nach diesem Mechanismus begründet. Dies stellt insofern ein Problem dar, als die Aufladung durch Ionen im Aerosol verursacht wird, deren Konzentration wiederum durch die partikelgebundene Raumladung bestimmt wird. Diese Rückkopplung bestimmt im gequenchten Abscheider die Aufladekinetik der Partikel.

Neuere theoretische Arbeiten [Choi1991, Neimarlija2009, Talaie2005] zum Corona-Quenching basieren dagegen ausschließlich auf der numerischen Berechnung des Einflusses geladener Partikel im Elektroabscheider und damit auf der Basis von Finite Elemente/Volumen Methoden. Diese Methoden besitzen gegenüber analytischen Berechnungen den Vorteil, dass Partikelgrößenverteilungen und realere Strömungsverhältnisse berücksichtigt werden können. Allerdings werden die Abhängigkeiten zwischen Aerosoleigenschaften, Abscheidergeometrie und elektrischen Betriebsparametern hier allenfalls qualitativ erkannt. Eine Übertragbarkeit auf andere geometrische und elektrische Verhältnisse, Partikelgrößen und Konzentrationen ist dem Außenstehenden nicht möglich. Des Weiteren wird auch in diesen Modellen die Teilchenaufladungskinetik bisweilen vernachlässigt. Lediglich in [Talaie2005] wird eine Kinetik zur Teilchenaufladung verwendet (Lawless-Modell).

Bemerkenswert ist letztlich auch, dass den zahlreichen theoretischen Untersuchungen und Modellen zum Einfluss partikelgebundener Raumladung auf die Abscheidung von Teilchen im Elektroabscheider kaum experimentelle Arbeiten gegenüberstehen. Eine zufriedenstellende Validierung der Modelle ist praktisch in keiner der Arbeiten zu finden. So führte z. B. Castle auch Experimente zum Corona-Quenching durch, die aber teils gar nicht mit seiner Theorie verglichen werden [Castle1974] oder die so große Abweichungen von den Vorhersagen aufweisen, dass das sein Modell allenfalls als qualitativ richtig angesehen werden kann [Castle1975]. Gleiches gilt, wie bereits oben erwähnt, für die Untersuchungen von Deutsch [Deutsch 1931]. Die Untersuchungen von Riebel und Radtke [Riebel2002] sind dagegen rein experimenteller Natur und stehen für sich abseits jeglicher Theorie.

Lediglich Talaie [Talaie2005] vergleicht sein Modell erfolgreich mit experimentellen Daten, wobei sich der Vergleich auf zwei simuliert Strom-Spannungskennlinien beschränkt, die jeweils in einem Punkt mit gemessenen Daten verglichen werden. Der Vergleich von Lawless zwischen Vorhersagen und Messungen bezüglich der Partikelgrößenverteilung im Reingas [Lawless1994] ist zumindest insofern als kritisch zu bewerten, als Lawless selbst schreibt, dass in seinem Modell zahlreiche Parameter (Corona-Einsatzspannung, Verhältnis von Spitzenspannung zu mittlerer Spannung, Partikelgrößenverteilung) durch Anpassung an Messergebnisse zum Stromaufnahmeverhalten anzupassen sind.

## 6.1 Ein analytisches Modell

Das im Folgenden vorgestellte analytische Modell erlaubt die Berechnung der Stromunterdrückungszeit, die im Weiteren als Quench-Zeit bezeichnet wird, für Rohr-Draht-Abscheider sowie die Ermittlung von theoretischer Stromaufnahme und Ionenausbeute unter gequenchten Bedingungen. Algebraische Gleichungen zur Bestimmung der Quenchzeit lassen sich allerdings nur für Ladetheorien ableiten, für die das Integral

$$\int_{r_{\text{Draht}}}^{r_{\text{Rohr}}} \frac{\Lambda}{E(r)} \cdot dr$$

analytisch lösbar ist. Dies gilt für die reine Diffusionsaufladung (Modelle nach White, Arent und Kallmann) sowie für die reine Felddaufladung nach dem Modell von Pauthenier. Bereits bei der Verwendung reiner Felddaufladung ist die Integration allerdings derart aufwendig, dass sich eine numerische Integration empfiehlt. Bei komplexeren Aufladungsmodellen ist die numerische Integration praktisch unverzichtbar.

### 6.1.1 Modell-Annahmen

Das analytische Modell beruht auf der Vorstellung einer ideal quervermischten Kolbenströmung. Die Partikel sowie die partikelgetragene Raumladung sind demnach über den Querschnitt des Abscheiders homogen verteilt. Als weitere Vereinfachung wird eine unipolare, monomobile Ionenraumladung angenommen. Die Verteilung der Ionenraumladung ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung. Die Strömung hat modellgemäß keinen Einfluss auf das Ionenkonzentrationsprofil. Der Einfluss der Ionenraumladung auf das elektrische Feld im gequenchten Zustand wird wegen der geringen Ionenkonzentration im gequenchten Abscheider vernachlässigt. Daher ist das Modell nur im Bereich sehr kleiner Ströme gültig.

### 6.1.2 Abscheidekinetik im gequenchten Abscheider

Die Abscheidekinetik wird auch hier durch die differentielle Form der Deutsch-Gleichung ermittelt.

$$V \frac{dc}{dt} = -c \cdot A_{NE} \cdot w_{NE}$$

6.1-2

Für die Lösung der Gleichung im Quench-Bereich ist dabei zu beachten, dass die partikelgebundene Raumladung zwischen Sprüh- und Niederschlagselektrode eine Potenzialdifferenz verursacht, die der Differenz zwischen der Betriebsspannung des Abscheiders und der Corona-Einsatzspannung entspricht. Ist die Verteilung der partikelgebundenen Ladung über den Radius im Quench-Bereich unveränderlich, so ist zur Unterdrückung des Stroms eine konstante mittlere Raumladungsdichte erforderlich. Es gilt:

$$\rho_{i,p} = c \cdot \bar{n} \cdot e = konst.$$

6.1-3

Insbesondere gilt unter der Annahme einer idealen Quervermischung, wenn also keine Konzentrationsgradienten der partikelgebundenen Raumladungsdichte vorhanden sind

$$\rho_{i,p} = \frac{4 \cdot \epsilon_0 \cdot \Delta U}{r_R^2} = konst.$$

6.1-4

In der Wanderungsgeschwindigkeit der Teilchen an der Niederschlagselektrode

$$w_{NE} = \frac{\bar{n} \cdot e \cdot Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \cdot E(r_R)$$

6.1-5

kann unter Verwendung der Gleichungen 6.1-3 und 6.1-4 die Teilchenladung als Funktion der Konzentration geschrieben werden. Für die Abscheiderate nach dem differentiellen Deutsch-Ansatz erhält man so:

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{4 \cdot \varepsilon_0 \cdot \Delta U}{r_R^2} \cdot \frac{2}{r_R} \cdot \frac{e \cdot Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \cdot E(r_R)$$

6.1-6

Ferner gilt bei gleichverteilter Raumladung für das elektrische Feld im gequenchten Zustand

$$E(r) = \frac{U_E}{r \cdot \ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} + 2 \cdot \frac{\Delta U \cdot r}{r_R^2},$$

6.1-7

bzw. für die Feldstärke an der an der Niederschlagsselektrode

$$E_{NE} = \frac{U_E}{r_R \cdot \ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} + 2 \cdot \frac{\Delta U}{r_R} = konst.$$

6.1-8

Damit folgt für die zeitliche Änderung der Konzentration im gequenchten Abscheider

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{8 \cdot \Delta U \cdot \varepsilon_0 \cdot Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p \cdot r_R^4} \cdot \left( \frac{U_E}{\ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} + 2 \cdot \Delta U \right) = konst.$$

6.1-9

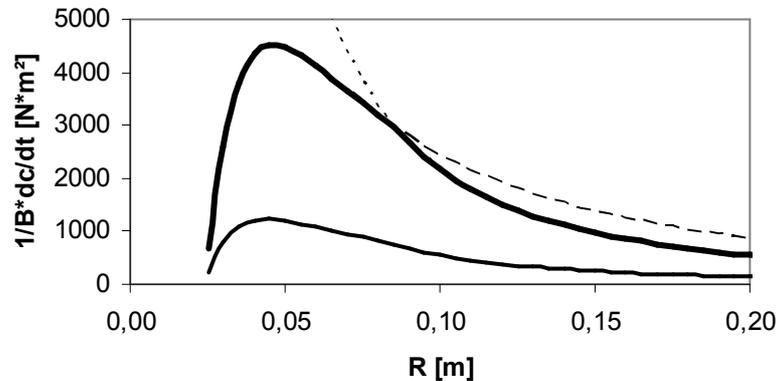
Im gequenchten Zustand ist die zeitliche Änderung der Konzentration für ein monodisperses Aerosol bei idealer Durchmischung daher konstant. Sie ist die maximal mögliche Abscheiderleistung des Systems bei homogener teilchengebundener Raumladung über den Abscheiderquerschnitt.

Die Verteilung der Ladung auf den Teilchen ist dabei unerheblich - trüge nur die Hälfte der Partikel Ladungen, dafür aber doppelt so viele, dann schiede sich die Hälfte der Partikel doppelt so schnell ab, was in der gleichen zeitlichen Konzentrationsänderung resultierte, wie für eine homogene konstante Teilchenladung.

Auf der Basis Abscheiderate im gequenchten Abscheider (6.1-9) lässt sich im Kombination mit den Überschlagskriterien (Gleichungen 4.3-1 und, 4.3-2) die optimale Geometrie eines Rohrelektroabscheiders finden.

Greift man für  $\bar{E}_{max}$  auf Parker [Parker1996] zurück, der für den Bereich hoch konzentrierter Aerosole eine typische mittlere Feldstärke von 6kV/cm angibt und legt für die maximale

Feldstärke an der Niederschlags Elektrode einen Wert von  $8kV/cm$  fest, dann ergibt sich beispielsweise für einen Sprühdraht von 1mm Durchmesser die in Abbildung 6.1-1 dargestellte Abhängigkeit der Abscheiderate vom Rohrdurchmesser. Die Division der Abscheiderate (Gl.6.1-9) durch die mechanische Mobilität  $B=Cu/(3\pi\eta d_p)$  der Teilchen erlaubt eine aerosolunabhängige Optimierung des Abscheiders für den gequenchten Zustand. Der optimale Rohrdurchmesser liegt demnach für einen 1mm Sprühdraht bei etwa 10 cm.



**Abbildung 6.1-1: Abscheiderate dividiert durch die mechanische Teilchenmobilität im gequenchten Zustand für einen Rohrelektroabscheider (fette durchgezogene Linie) und einen Plattenelektroabscheider (dünne durchgezogene Linie- siehe Anhang) als Funktion des Rohrradius/des halben Plattenabstands. Begrenzung von  $\Delta U$  durch mittlere Feldstärke im Abscheider: Lang gestrichelte Linie; Begrenzung von  $\Delta U$  durch Feldstärke an der Niederschlags Elektrode: Kurz gestrichelte Linie. Parameter:  $r_D=0,5mm$ ,  $\bar{E}_{max} = 0,6MVm^{-1}$ ,  $E_{max,NE} = 0,8MVm^{-1}$ .**

Der zeitliche Verlauf der Konzentration im gequenchten Abscheider ist demnach gegeben durch:

$$c(t) = c_0 - \frac{8 \cdot \Delta U \cdot \varepsilon_0 \cdot Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p \cdot r_R^4} \cdot \left( \frac{U_E}{\ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} + 2 \cdot \Delta U \right) \cdot t$$

#### 6.1-10

Es ist allerdings von besonderem Interesse zu ermitteln, wie lange der Quenchprozess dauert. Um dies festzustellen, muss Gleichung 6.1-10 nach der Zeit aufgelöst werden.

$$\frac{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p \cdot r_R^4 \cdot (c_0 - c(t))}{8 \cdot \Delta U \cdot \varepsilon_0 \cdot Cu \cdot \left( \frac{U_E}{\ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} + 2 \cdot \Delta U \right)} = t(c).$$

#### 6.1-11

Diese Gleichung bietet eine erste Möglichkeit, die Dauer des Corona-Quenching abzuschätzen, indem man annimmt, dass die Abscheidung des Aerosols vollständig unter gequenchten Bedingungen erfolgt und man  $c(t)$  null setzt. Im Vergleich mit komplexeren Berechnungen ist die so prognostizierte Stromunterdrückungszeit in Abbildung 7.2-25 eingetragen.

Da von einer konstanten teilchengebundenen Raumladungsdichte bei der Berechnung der Abscheidetkinetik ausgegangen wurde, impliziert die Annahme einer vollständigen Abscheidung unter gequenchten Bedingungen allerdings eine Teilchenladung die gegen unendlich geht, wenn  $c$  gegen null geht. Eine bessere Abschätzung erhält man daher, wenn  $c(t)$  auf der Basis der Gleichungen 6.1-3 und 6.1-4 durch die zugehörige Teilchenladung beschrieben wird.

Über die Beziehung  $\rho_{i,p} = c \cdot \bar{n} = konst.$  im Quench-Bereich lässt sich  $c(t)$  über die Ladung ausdrücken.

$$c(t) = c_0 \cdot \frac{n_0}{\bar{n}(t)} = \frac{\rho_{i,p,Quench}}{\bar{n}(t)} = \frac{4 \cdot \Delta U \cdot \varepsilon_0}{\bar{n}(t) \cdot e \cdot r_R^2}$$

### 6.1-12

Einsetzen in Gleichung 6.1-10 ergibt:

$$\frac{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p \cdot r_R^4 \cdot c_0 \cdot \left(1 - \frac{4 \cdot \Delta U \cdot \varepsilon_0}{c_0 \cdot \bar{n}(t) \cdot e \cdot r_R^2}\right) \cdot \ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)}{8 \cdot \Delta U \cdot \varepsilon_0 \cdot Cu \cdot \left(U_E + 2 \cdot \Delta U \cdot \ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)\right)} = t(\bar{n})$$

### 6.1-13

Die nun verbleibende Frage lautet: „Wie hoch ist die mittlere Ladung eines Partikels  $\bar{n}(t)$  am Ende des Quenchvorgangs?“ – da für das Quenchen eine bestimmte partikelgebundene Raumladung erforderlich ist (Gleichung 6.1-4), die Partikelkonzentration aber ständig abnimmt, kann diese Frage praktisch in „Bei welcher Partikelladung ist die Laderate gerade noch ausreichend hoch, um die Raumladungsverluste durch Partikelabscheidung auszugleichen?“ umformuliert werden. Im mathematisch-physikalischen Sinn muss daher folgende Gleichung im Quench-Bereich erfüllt sein:

$$c \cdot \left(\frac{dn}{dt}(\bar{n})\right) = -\bar{n} \cdot \left(\frac{dc}{dt}\right)$$

### 6.1-14

Die rechte Seite der Gleichung 6.1-14 ist dabei von der Abscheidetkinetik der geladenen Partikel bestimmt und kann mit Gleichung 6.1-9 dargestellt werden. Die linke Seite ist von der Ladekinetik abhängig und soll im Folgenden untersucht werden.

### Anmerkung zum Einfluss der Koagulation

Neben den Teilchenverlusten durch Abscheidung geladener Teilchen kann sich die Anzahlkonzentration auch durch Koagulation ändern. Die Koagulation wird allerdings durch die gleichnamige elektrische Ladung der Teilchen verlangsamt (siehe Kap.4.6).

Da die Teilchenladung, die die thermische Koagulation praktisch zum Erliegen bringt (siehe Kap. 5.3.6), proportional zur Wurzel des Teilchendurchmessers ist, die erreichbare Teilchenladung aber mit der Partikeldurchmesser überproportional wächst (siehe Kap. 4.5), spielt die Koagulation geladener Teilchen besonders im Bereich kleiner Teilchen (wenige 100nm) eine Rolle. Bei einer geringen Teilchenladung, die im gequenchten Abscheider nicht unwahrscheinlich ist, kann die thermische Koagulation durchaus einen merklichen Einfluss haben.

Die Koagulation kann in einem analytischen Ansatz nur berücksichtigt werden, wenn der Koagulationskoeffizient zeitlich konstant ist. Für einen festen Koagulationskoeffizienten ergibt sich für die Abscheiderate der Ansatz:

$$\frac{dc}{dt} = \left( \frac{dc}{dt} \right)_{\text{gequencht}} - K_0 c^2$$

6.1-15

Durch Integration findet man die minimale Zeit, die (bei einem festen Koagulationskoeffizienten  $K_0$ ) zum Erreichen der mittleren Teilchenladung  $\bar{n}$  erforderlich ist:

$$t(\bar{n}) = \frac{\arctan \left( c_0 \cdot \sqrt{K_0 \cdot \left( \frac{dc}{dt} \right)_{\text{gequencht}}^{-1}} \right) - \arctan \left( \frac{4 \cdot \varepsilon_0 \cdot \Delta U}{r_R^2 \cdot e \cdot \bar{n}} \cdot \sqrt{K_0 \cdot \left( \frac{dc}{dt} \right)_{\text{gequencht}}^{-1}} \right)}{\sqrt{K_0 \cdot \left( \frac{dc}{dt} \right)_{\text{gequencht}}}}$$

6.1-16

Die real erforderliche Zeit zum Erreichen der mittleren Teilchenladung  $\bar{n}$  liegt zwischen dieser Zeit und dem nach Gleichung 6.1-13 ermittelten Wert (siehe Abbildung 8.7-7)

### 6.1.3 Corona-Quenching - Definition

Die Laderate auf der linken Seite von Gleichung 6.1-14 ist nicht nur von der Ladung der Teilchen, sondern natürlich auch von der Ionenkonzentration abhängig. Die erforderlichen Ionen verursachen dabei einen ionengetragenen Strom. Der Strom kann also nie wirklich Null werden. Damit stellt sich die Frage nach der Definition des gequenchten Zustandes. Eine eindeutige Definition könnte auf der Basis der Teilchenaufladung erfolgen. Im gequenchten Zustand ist die Laderate der Teilchen an die Abscheiderate partikelgebundener Raumladung gekoppelt. Diese nimmt mit steigender Teilchenladung zu, was zur Folge hat, dass die Laderate im gequenchten Abscheider mit steigender Teilchenladung steigt. Im Reingasregime wird die Laderate dagegen durch die Coulomb'schen Abstoßungskräfte zwischen Teilchenladung und Ionen bestimmt – die Laderate nimmt mit steigender Teilchenladung ab. Der Wendepunkt von Linkskrümmung nach Rechtskrümmung einer Funktion  $n(t)$ , die die mittlere Teilchenladung als Funktion der Verweilzeit im Abscheider wiedergibt (siehe Abbildung 6.1-2), könnte demnach den Übergang vom gequenchten zu Reingasregime definieren.

Allerdings sind diese Daten praktisch nur im Experiment oder bei vollständiger Simulation des Abscheiders verfügbar, für eine einfachere, vorausberechnende Abschätzung ist diese, wenn auch elegante, Definition unbrauchbar.

Es ist daher praktisch notwendig einen Strom zu definieren, bei dem der Abscheider als gequencht gilt. Der Strom muss dabei so klein sein, dass der Einfluss des elektrischen Feldes, das durch die Ionen verursacht wird, vernachlässigbar ist. Im Rahmen dieser Arbeit wird dieser Strom bei der Auswertung experimenteller Ergebnisse bei 5% des Stroms, der bei gleicher Spannung im partikelfreien Gas erreicht wird, festgelegt.

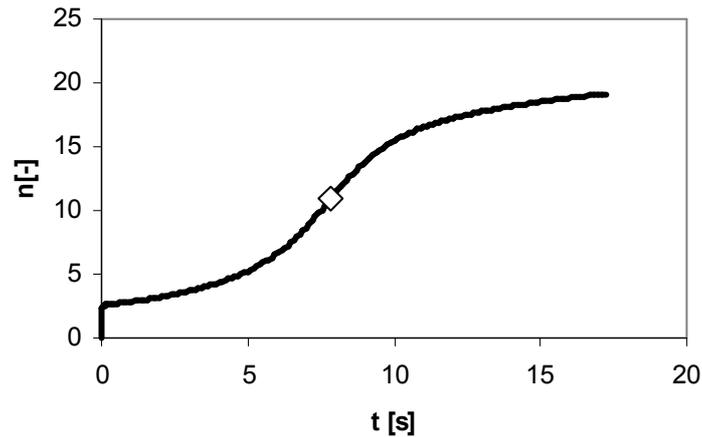


Abbildung 6.1-2 Teilchenladung als Funktion der Verweilzeit im Abscheider für Paraffinaerosol mit einem Teilchendurchmesser von 200nm, Permittivität 2,1, Konzentration  $10^{14}1/m^3$  in einem Abscheider mit 0,1m Rohrradius und 0,1mm Drahtradius, Einsatzspannung der Corona 8kV , Betriebsspannung 20kV (Simulation).

Auf Basis dieser Definition lässt sich nun ein einfaches analytisches Modell zur Partikelaufladung im gequenchten Abscheider ableiten.

#### 6.1.4 Ionenextinktion und Partikelaufladung im gequenchten Abscheider

Die Berechnung der Teilchenaufladung erfordert wegen der im gequenchten Zustand sehr inhomogenen Verteilungen von Ionen und elektrischem Feld (siehe Abbildung 5.2-4) eine differentielle Betrachtung. Die örtliche Ionenkonzentration hängt von der Verteilung der partikelgebundenen Raumladung, der Einsatzspannung und der Geometrie sowie vom Ionenverlust durch Anlagerung an Partikel ab. Wegen des letztgenannten Mechanismus bietet sich eine Berechnung der Partikelaufladung über eine Extinktionsfunktion an.

Zur Herleitung einer mittleren Laderate unter Berücksichtigung der verteilten Parameter betrachtet man die differentielle Änderung des Stroms über ein differentielles Radiuselement (siehe Abbildung 6.1-3).

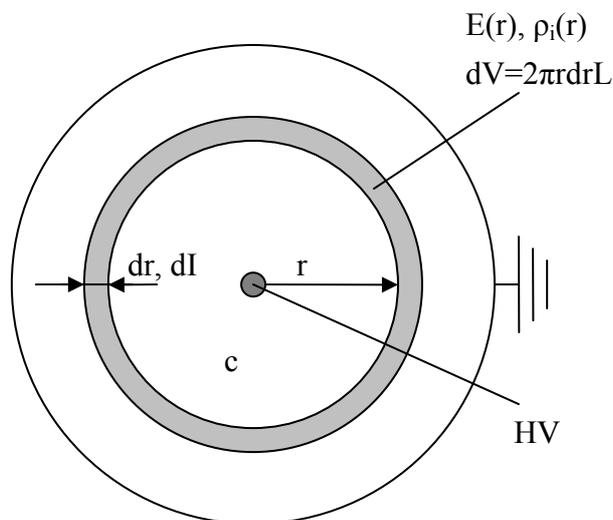


Abbildung 6.1-3: Zur Ableitung der Ionenextinktion im Rohr-Draht-Elektroabscheider

Die Änderung des ionengetragenen Stroms beim Durchtritt durch das Bilanzvolumen  $dV$  ist dabei gleich der Partikelanzahl in diesem Element, multipliziert mit der Laderate der Partikel. Dabei wird auch hier von einer idealen Quervermischung ausgegangen. Teilchenkonzentration und Ladung der Teilchen sind auf allen Radien gleich.

Für die Änderung des ionengetragenen Stroms beim Zurücklegen eines differentiellen Wegstücks  $dr$  ergibt sich demnach:

$$-dI = dN_p \cdot e \cdot \left( \frac{dn}{dt}(n, I) \right) = L \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr \cdot c \cdot e \cdot \left( \frac{dn}{dt}(n, I) \right)$$

6.1-17

Ersetzt man hier die Laderate der Teilchen durch den Ion-Partikel-Kombinationskoeffizienten (Gleichung 4.5-19) erhält man:

$$-dI = L \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr \cdot c \cdot \rho_i \cdot \Lambda$$

6.1-18

Nun muss die lokale Ionenkonzentration durch den zugehörigen Strom ausgedrückt werden, um die Differenzialgleichung lösen zu können.

Der Strom am Radius  $r$  ergibt sich als

$$I = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot \rho_i \cdot Z_i \cdot E(r).$$

6.1-19

Damit ist

$$\frac{I}{Z_i \cdot E(r)} = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot \rho_i.$$

6.1-20

Eingesetzt in Gleichung 6.1-18 folgt

$$-dI = \frac{I}{Z_i \cdot E(r)} \cdot c \cdot \Lambda \cdot dr$$

6.1-21

bzw.

$$-\frac{dI}{I} = \frac{c \cdot \Lambda}{Z_i \cdot E(r)} \cdot dr.$$

6.1-22

Durch Integration erhält man die gesuchte Extinktionsbeziehung:

$$I(r_R) = I(r_D) \cdot \exp \left\{ -\frac{c}{Z_i} \cdot \int_{r_D}^{r_R} \frac{\Lambda}{E(r)} dr \right\}$$

6.1-23

Der Ion-Partikel-Kombinationskoeffizient kann hier nach jeder beliebigen Ladetheorie berechnet werden. In Abbildung 6.1-4 ist die relative Transmission der Ionen als Funktion der mittleren Teilchenladung dargestellt, in Abbildung 6.1-5 als Funktion der Verweilzeit.

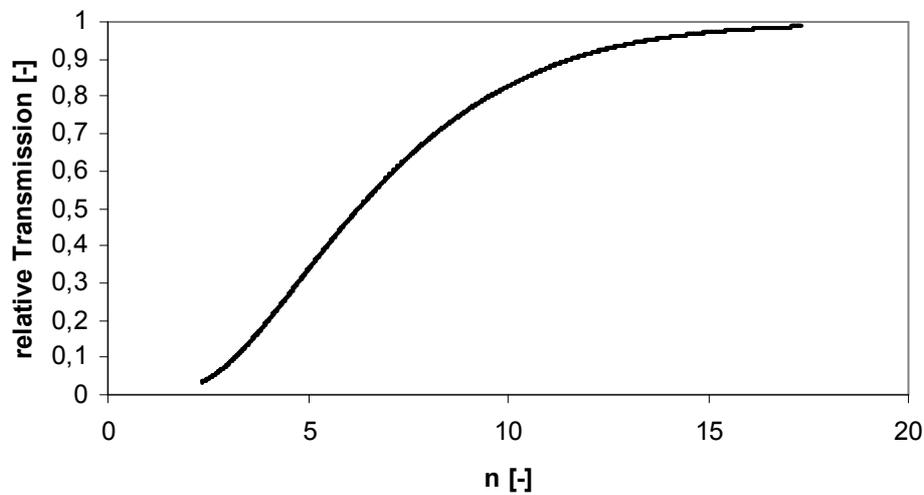


Abbildung 6.1-4: Relative Transmission  $I(r_{\text{Rohr}})/I(r_{\text{Draht}})$  als Funktion der mittleren Teilchenladung in einem Rohr-Elektroabscheider mit einem Rohrdurchmesser von 0,2m und einem Drahtdurchmesser von 0,2mm. Corona-Einsatzspannung: 8kV, Betriebsspannung: 40kV. Aerosolparameter:  $d_p=250\text{nm}$ ,  $\varepsilon_p=2,1$ ,  $\Lambda$  nach Lawless.

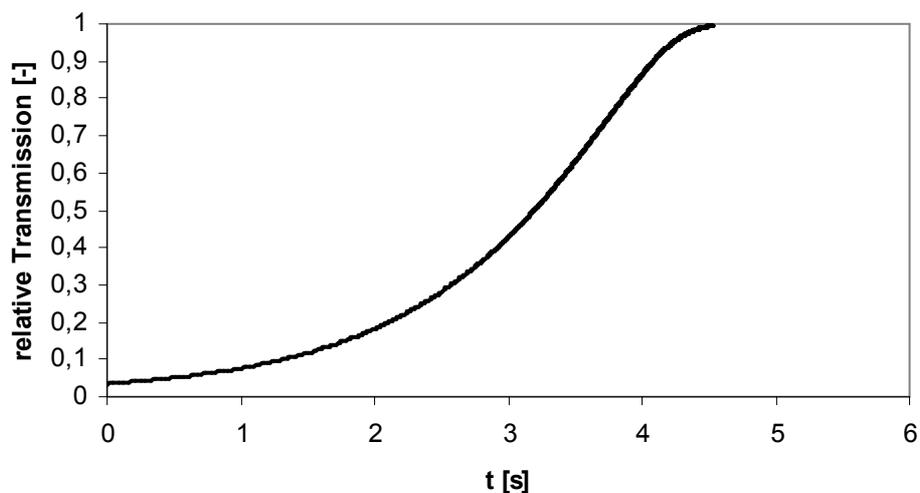


Abbildung 6.1-5: Relative Transmission  $I(r_{\text{Rohr}})/I(r_{\text{Draht}})$  als Funktion der Verweilzeit in einem Rohr-Elektroabscheider mit einem Rohrdurchmesser von 0,2m und einem Drahtdurchmesser von 0,2mm. Corona-Einsatzspannung: 8kV, Betriebsspannung: 40kV. Aerosolparameter:  $d_p=250\text{nm}$ ,  $\varepsilon_p=2,1$ , Anzahlkonzentration bei  $t=0 : 3 \cdot 10^{14} \text{m}^{-3}$ ,  $\Lambda$  nach Lawless.

Die Differenz zwischen dem Strom an der Sprühelektrode und dem Strom an der Niederschlagselektrode nach Gleichung 6.1-23 entspricht dem Strom, der von den Partikeln aufgenommen wird. Damit ergibt sich

$$\pi \cdot r_R^2 \cdot L \cdot c \cdot \left( \frac{d\bar{n}}{dt}(\bar{n}, I) \right) = \frac{I(r_D)}{e} \cdot \left( 1 - \exp \left\{ -\frac{c}{Z_i} \cdot \int_{r_D}^{r_R} \frac{\Lambda}{E(r)} dr \right\} \right)$$

bzw.

$$c \cdot \left( \frac{d\bar{n}}{dt}(n, I) \right) = \frac{I(r_D)}{\pi \cdot r_R^2 \cdot L \cdot e} \cdot \left( 1 - \exp \left\{ -\frac{c}{Z_i} \cdot \int_{r_D}^{r_R} \frac{\Lambda}{E(r)} dr \right\} \right)$$

6.1-25

Dies kann nun für die rechte Seite der von Gleichung 6.1-14 eingesetzt werden und man findet als Zusammenhang zwischen Strom und mittlerer Teilchenladung im gequenchten Regime:

$$\frac{I(r_D)}{\pi \cdot r_R^2 \cdot L \cdot e} \cdot \left( 1 - \exp \left\{ -\frac{c}{Z_i} \cdot \int_{r_D}^{r_R} \frac{\Lambda}{E(r)} dr \right\} \right) = n \cdot \frac{8 \cdot \Delta U \cdot \varepsilon_0}{r_R^3} \cdot \frac{Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \cdot E(r_R)$$

6.1-26

$$\Leftrightarrow \frac{I(r_D)}{L \cdot n \cdot e} \cdot \left( 1 - \exp \left\{ -\frac{c}{Z_i} \cdot \int_{r_D}^{r_R} \frac{\Lambda}{E(r)} dr \right\} \right) = \frac{8}{3} \cdot \frac{\Delta U \cdot \varepsilon_0}{r_R} \cdot \frac{Cu}{\eta \cdot d_p} \cdot E(r_R)$$

6.1-27

Oder unter Verwendung der Gleichungen 6.1-8 und 6.1-12

$$\frac{I(r_D)}{L \cdot n \cdot e} \cdot \left( 1 - \exp \left\{ -\frac{4 \cdot \Delta U \cdot \varepsilon_0}{n \cdot e \cdot r_R^2 \cdot Z_i} \cdot \int_{r_D}^{r_R} \frac{\Lambda}{E(r)} dr \right\} \right) = \frac{8}{3} \cdot \frac{\Delta U \cdot \varepsilon_0}{r_R^2} \cdot \frac{Cu}{\eta \cdot d_p} \cdot \left( \frac{U_E}{\ln \left( \frac{r_R}{r_D} \right)} + 2 \cdot \Delta U \right)$$

6.1-28

Nach  $I(r_D)$  aufgelöst erhält man damit eine Beziehung für die Berechnung des ionengetragenen Stroms als Funktion der mittleren Teilchenladung im gequenchten Abscheider.

Setzt man nun beispielsweise für  $I(r_D)$  5% des Reingasstroms ein, der nach Gleichung 5.1-16 ermittelt werden kann, so erhält man eine implizite Gleichung für die Bestimmung der mittleren Ladung eines Partikels am definierten Ende des Quenchvorgangs.

Ist der Ion-Partikel-Kombinationskoeffizient keine Funktion des Ortes im Abscheider, wie es bei der Verwendung von Diffusionsaufladungsmodellen (z.B. nach White oder Arent & Kallmann) und der Annahme idealer Quervermischung der Fall ist, lässt sich Gleichung 6.1-28 weiter vereinfachen. Man erhält dann

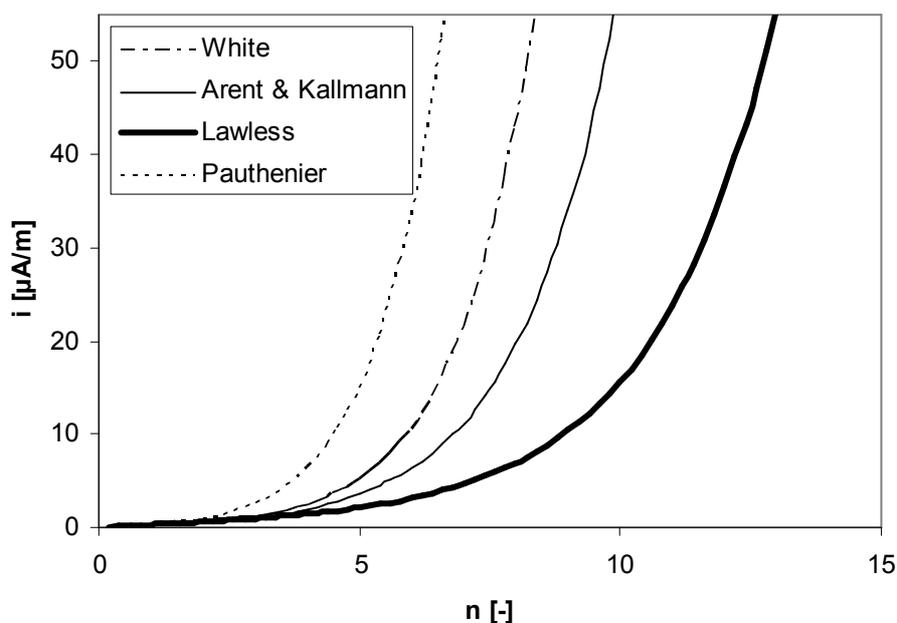
$$\frac{I(r_D)}{L \cdot n \cdot e} \cdot \left( 1 - \left( 1 + \frac{2 \cdot \Delta U \cdot \ln \left( \frac{r_R}{r_D} \right)}{U_E} \right)^{\left( \frac{\varepsilon_0 \cdot \Lambda}{n \cdot e \cdot Z_i} \right)} \right) = \frac{8}{3} \cdot \frac{\Delta U \cdot \varepsilon_0}{r_R} \cdot \frac{Cu}{\eta \cdot d_p} \cdot \left( \frac{U_E}{\ln \left( \frac{r_R}{r_D} \right)} + 2 \cdot \Delta U \right)$$

6.1-29

Eine Integration ist nicht mehr erforderlich. Für kleine Partikel und kleine Differenzen zwischen Betriebs- und Einsatzspannung liefert die Gleichung recht gute Ergebnisse für die Ladung am Ende des Quenchvorgangs. Bei Vernachlässigung der Feldaufladung wird der Strom am Anfang des Quenchprozesses überschätzt. Am Ende des Quenchvorgangs tritt aber

dann praktisch nur noch Diffusionsaufladung auf, so dass die Ladung am Ende des Quenchvorgangs praktisch richtig berechnet wird.

Abbildung 6.1-6 zeigt die berechnete Stromaufnahme eines Rohr-Draht Elektroabscheiders als Funktion der mittleren Teilchenladung unter Verwendung unterschiedlicher Aufladungstheorien.



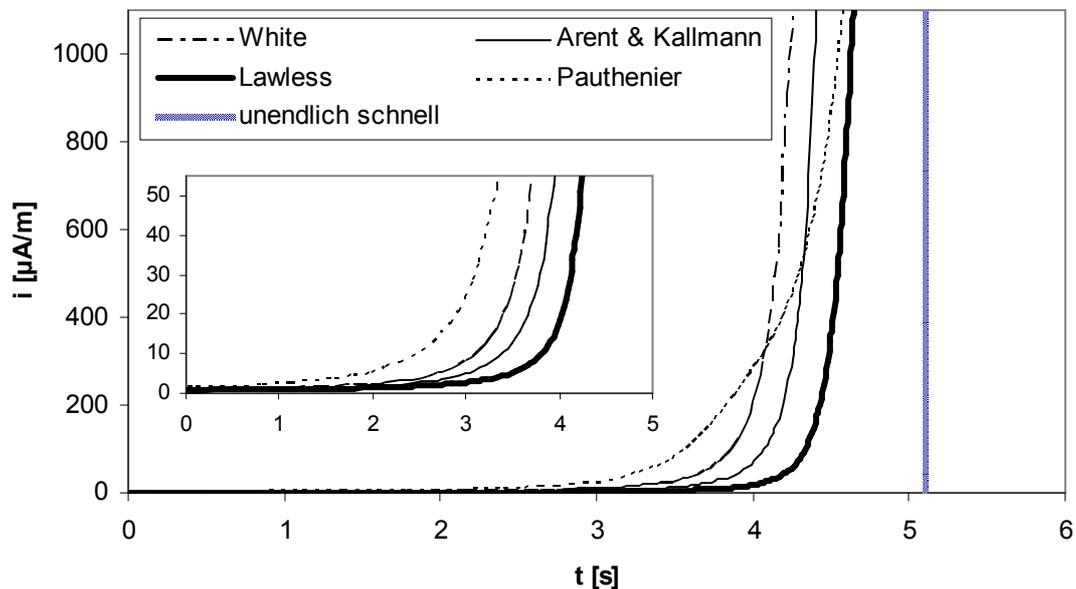
**Abbildung 6.1-6: Strom pro Meter Sprühdraht als Funktion der (mittleren) Teilchenladung nach Gleichung 6.1-28 bei Verwendung unterschiedlicher Ladetheorien.  $55\mu\text{A}$  entsprechen fünf Prozent des Leerlaufstroms. Parameter:  $d_p=250\text{nm}$ ,  $\epsilon_p=2,1$ , Corona-Einsatzspannung:  $8,1\text{kV}$ , Arbeitsspannung:  $40\text{kV}$ , Drahtdurchmesser:  $0,2\text{mm}$ , Rohrdurchmesser  $0,2\text{m}$ . Das Lawless-Modell sagt hier eine mittlere Ladung am Ende des Quenchvorgangs von  $13,0$  Elementarladungen pro Teilchen voraus, die Simulation (siehe unten) sagt bei einem  $D_{\text{eff}}$  von  $20\text{cm}^2/\text{s}$   $14,3$  Elementarladungen voraus.**

Als Fazit dieser Betrachtung lässt sich sagen, dass man im gequenchten Abscheider unter der Annahme einer idealen Quervermischung einen direkten Zusammenhang zwischen Stromaufnahme und Partikelladung findet. Wegen des angenommenen elektrischen Feldes, das sich aus dem Feld bei Einsatzspannung und dem Feld einer homogen über den Abscheiderquerschnitt verteilten Raumladung ergibt, ist der Gültigkeitsbereich des Modells auf den Bereich sehr kleiner Ionenraumladungen und damit Ströme begrenzt.

### 6.1.5 Theoretische Stromaufnahme im gequenchten Abscheider

Mit Hilfe der Quenchzeitgleichungen (Gl. 6.1-13 oder 6.1-16), die den Zusammenhang zwischen Partikelladung und Zeit herstellen, kann der Zusammenhang zwischen Partikelladung und Strom nach Gl. 6.1-28 in eine Funktion umgerechnet werden, die die Stromaufnahme als Funktion der Verweilzeit im Abscheider beschreibt. Für die in Abbildung 6.1-6 dargestellten  $i(n)$ -Kurvenverläufe ergeben sich unter Verwendung von Gleichung 6.1-13 zur Berechnung der Abscheiderate die Stromaufnahmecharakteristiken in Abbildung 6.1-7. Näherungsweise richtig sind diese allerdings nur im Bereich kleiner Stromaufnahmen. Der

Bereich bis zum Erreichen von fünf Prozent des Leerlaufstroms ist im kleinen Diagramm dargestellt.



**Abbildung 6.1-7:** Theoretische Stromaufnahme als Funktion der Verweilzeit im Auflader bei einer Anzahlkonzentration von  $3 \cdot 10^{14} m^{-3}$  (entspricht  $0,82 g/m^3$  bei einer Partikeldichte von  $1 g/cm^3$ ) für unterschiedliche Auflademodelle.  $i(n)$  gemäß Abbildung 6.1-6.

### 6.1.6 Partikelladung am Ende des Quenchprozesses

Insbesondere bei sehr hohen Partikelkonzentrationen, wie beispielweise in Abbildung 6.1-7 dargestellt, unterscheidet sich die Dauer der Stromunterdrückung bei Verwendung des hier präferierten Lawless-Modells nur wenig von der Zeit bei Annahme einer unendlich schnellen Teilchenaufladung. Die Dauer des Quenchings könnte hier also auch rein auf der Basis der Abscheidekinetik berechnet werden indem man annimmt, dass alle Teilchen mit der Abscheiderate unter gequenchten Bedingungen abgeschieden werden. Da allerdings der absolute Unterschied zwischen den vorhergesagten Zeitpunkten des Stromanstiegs modellgemäß gleich bleibt (die Kurvenschar in Abbildung 6.1-7 würde sich bei geringerer Konzentration lediglich nach links verschieben) nimmt der relative Fehler mit abnehmender Teilchenkonzentration oder steigender Arbeitsspannung zu.

Eine gute Abschätzung der Quenchdauer ist dann nur noch möglich, wenn die Teilchenladung am Ende des Quenchvorgangs bekannt ist.

Von Interesse ist die Teilchenladung am Ende des Quenchvorgangs aber auch deshalb, weil sie ein Ladungs- und damit Mobilitätsniveau darstellt, bis auf das die Teilchen sehr effizient aufgeladen werden können. Der Energiebedarf ist aufgrund der extrem kleinen Ströme hier sehr gering. Nachdem am Ende des Quenchvorgangs durchaus abscheidungsrelevante Ladungsmengen auf die Teilchen aufgebracht sind ( $> 50\%$  der erwarteten Maximalladung), könnte die Aufladung des Aerosols zum Zweck einer sehr energieeffizienten Aerosolabscheidung hier abgebrochen werden. Das Aerosol ließe sich dann in einer zweiten, stromfreien Stufe auf Reingasniveau weiter abscheiden.

Da die mittlere Teilchenladung am Ende des Quenchvorgangs in komplexerer Weise von Aerosol- und Aufladerparametern abhängt, ist eine Berechnung nach Gleichung 6.1-28 für den jeweiligen Fall sinnvoll.

Für einen Abscheider mit einem Rohrdurchmesser von 0,2 m und einem Drahtdurchmesser von 0,2 mm, sind die erwarteten mittleren Ladungen am Ende des Quenchvorgangs für jeweils 5 unterschiedliche Betriebsspannungen und drei verschiedene relative Permittivitäten exemplarisch in den Abbildungen 6.1-8 bis 6.1-10 dargestellt.

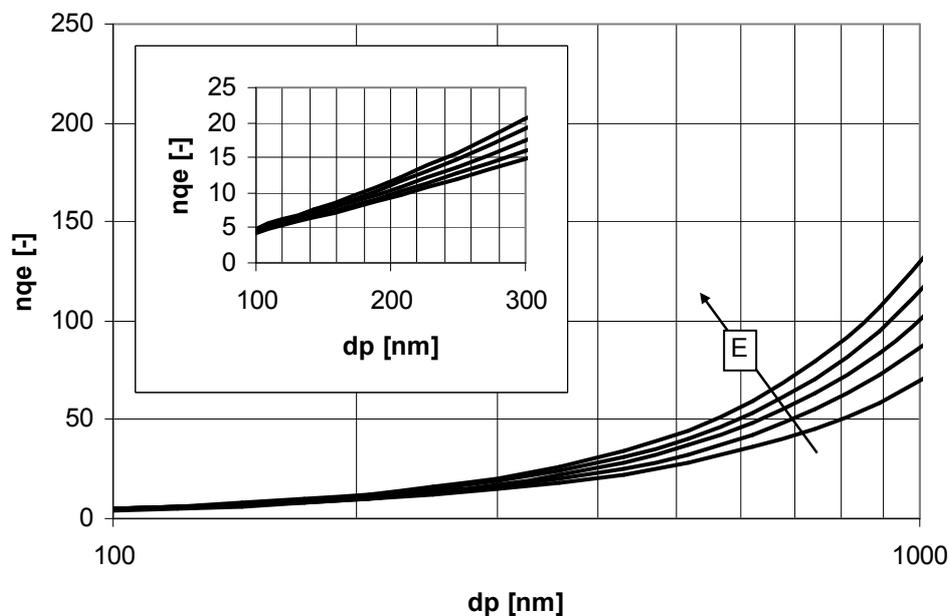


Abbildung 6.1-8: Partikelladung am Ende des Quenchvorgangs. Differenzen zwischen Arbeitsspannung und Corona-Einsatzspannung: 10kV, 20kV, 30kV, 40kV und 50kV.  $\epsilon_p=2$ , Corona-Einsatzspannung: 8kV, Rohrradius: 0,1m, Drahtradius: 0,1mm.

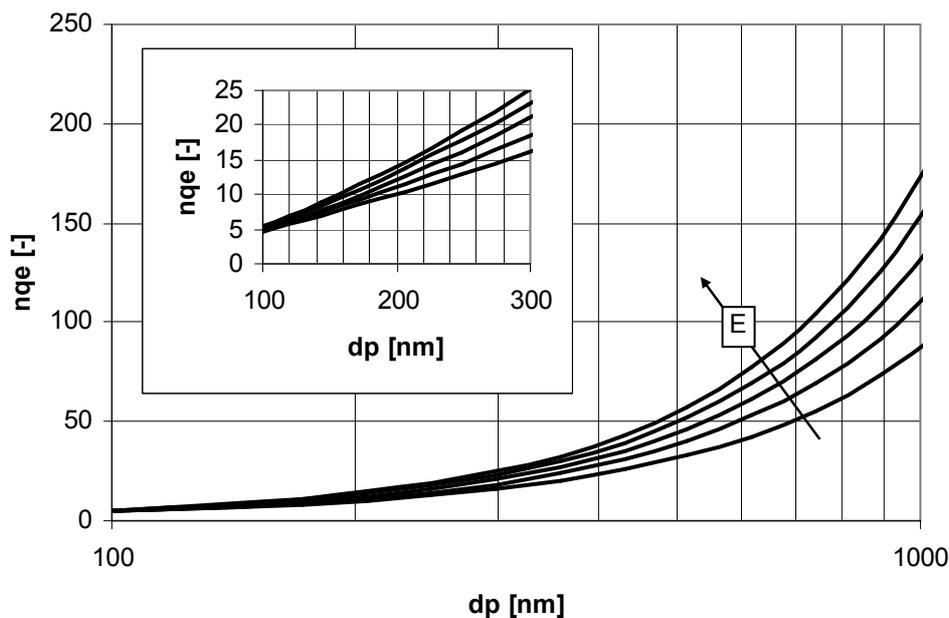
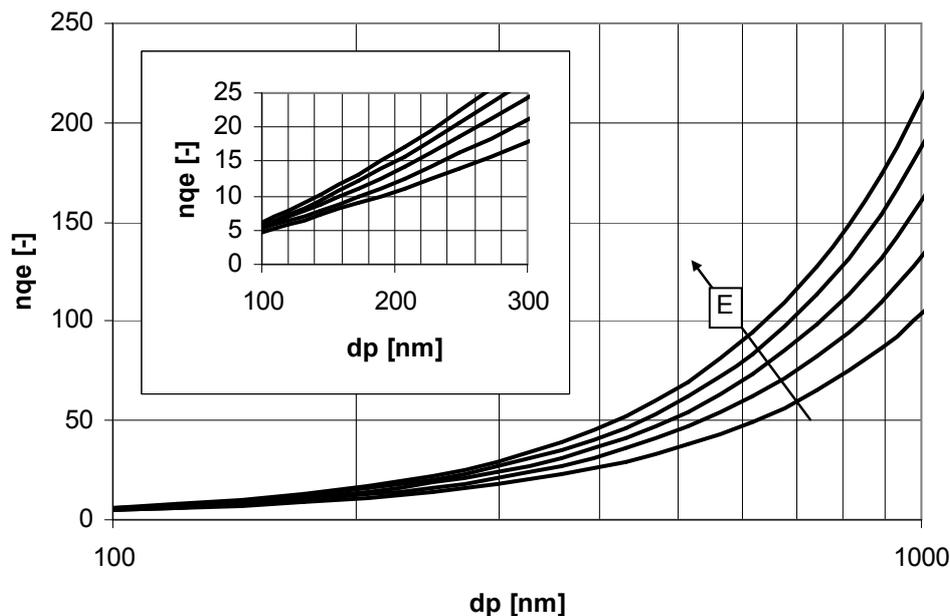


Abbildung 6.1-9: Partikelladung am Ende des Quenchvorgangs. Differenzen zwischen Arbeitsspannung und Corona-Einsatzspannung: 10kV, 20kV, 30kV, 40kV und 50kV.  $\epsilon_p=6$ , Corona-Einsatzspannung: 8kV, Rohrradius: 0,1m, Drahtradius: 0,1mm.



**Abbildung 6.1-10: Partikelladung am Ende des Quenchvorgangs. Differenzen zwischen Arbeitsspannung und Corona-Einsatzspannung: 10kV, 20kV, 30kV, 40kV und 50kV.  $\epsilon_p = \infty$ , Corona-Einsatzspannung: 8kV, Rohrradius: 0,1m, Drahradius: 0,1mm.**

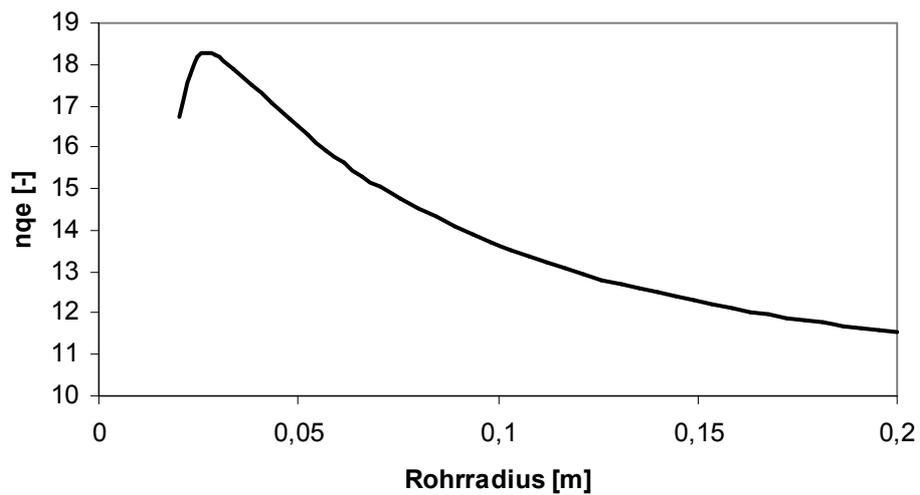
Neben der Spannung hat auch die Geometrie des Abscheiders einen signifikanten Einfluss auf die Ladung am Ende des Quenchvorgangs.

Abbildung 6.1-11 zeigt die Ladung eines 250nm Teilchens mit einer relativen Permittivität von 2,1, am Ende des Quenchvorgangs nach Gleichung 6.1-29. Die mittlere elektrische Feldstärke wurde mit 0,5MV/m konstant gehalten. Der Sprühdrahradius beträgt 0,2mm bei einer Einsatzfeldstärke von 9MV/m.

Das nicht-monotone Verhalten ist darauf zurückzuführen, dass bei sehr kleinen Rohrdurchmessern das Feld, das aus der Corona-Einsatzspannung resultiert, signifikant zur Abscheidung beiträgt und gleichzeitig die Ionenkonzentration gering ist (wenn der Rohrradius so klein wird, dass bei Einsatzspannung der Corona bereits die festgelegten 0,5MV/m erreicht werden ist die Ionenkonzentration Null).

Mit zunehmendem Rohrradius nehmen Ionenkonzentration und Leerlaufstrom (von dem fünf Prozent am Ende des Quenchvorgangs erreicht werden sollen) schnell zu. Im Bereich noch relativ kleiner Radien ist das Maximum des elektrischen Feldes an der Niederschlagselektrode noch nicht sehr ausgeprägt. Die abscheiderelevante elektrische Feldstärke an der Niederschlagselektrode erreicht bei 3cm Rohrradius erst etwa zwei Drittel ihres Maximalwertes von fast 1MV/m. Diese Kombination aus geringer Abscheidefeldstärke und hohem Strom am Quenchende führt zu dem Ladungsmaximum.

Bei weiterer Zunahme des Rohrradius sinkt der Leerlaufstrom, die elektrische Feldstärke an der Niederschlagselektrode steigt. Die Abnahme der Ionenkonzentration mit etwa  $1/r^2$  im partikelraumladungsdominierten Bereich des Abscheiders führt zu einer langsameren Teilchenaufladung. Die Ladung am Quenchende verringert sich mit weiter zunehmendem Radius stetig.



**Abbildung 6.1-11: Mittlere Ladung am Ende des Quenchvorgangs für 250nm Partikel mit einer relativen Permittivität von 2,1 nach Gleichung 6.1-29, Drahtradius: 0,1 mm, Corona-Einsatzfeldstärke: 9MV/m, mittlere elektrische Feldstärke: 0,5 MV/m.**

## 7 1D-Simulation

Basis des analytischen Modells ist die Annahme einer konstanten, homogen über den Radius verteilten, partikelgebundenen Raumladung im gequenchten Abscheider. Unter dieser Annahme kann mit Hilfe des Extinktionsmodells die Stromaufnahme berechnet werden, die erforderlich ist, um die Partikelraumladung aufrecht zu erhalten. Am Ende des Quenchvorgangs nimmt dieser Strom sehr schnell zu (siehe Abbildung 6.1-7) und die Annahme eines vernachlässigbaren Beitrags der Ionenraumladung zum elektrischen Feld wird zunehmend falsch. Dieser Bereich entzieht sich einer analytischen Berechnung.

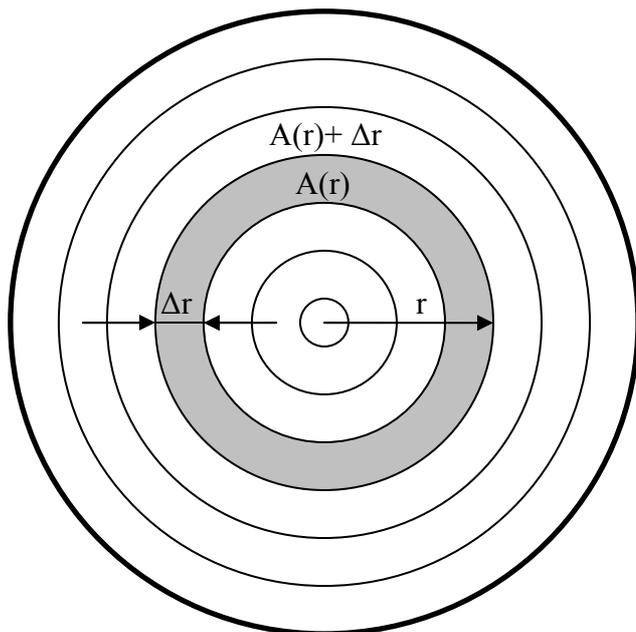
Die Beschreibung der Stromaufnahme im Übergangsbereich zwischen gequenchtem Regime und Reingangsregime muss deshalb numerisch erfolgen.

Die einfachste numerische Berechnung des gesamten Abscheidevorgangs kann auf der Basis der analytischen Berechnung von elektrischem Feld und Ionenkonzentration nach dem Modell der homogen verteilten Raumladung über den Abscheiderquerschnitt erfolgen (Gl. 5.2-14 und 5.2-15). Unter den Annahmen einer konstanten Teilchenkonzentration über den Abscheiderquerschnitt und gleicher Teilchenladung für alle Teilchen kann der Abscheidevorgang schrittweise berechnet werden. Für jeden Zeitschritt wird dabei der Gewinn an teilchengebundener Raumladung aus den radiusabhängigen Werten für Ionenkonzentration und elektrisches Feld bei gegebener Teilchenkonzentration und Ladung berechnet und daraus eine neue, mittlere Teilchenladung ermittelt. Die Verluste an Raumladung und Teilchen im Zeitschritt lassen sich ebenfalls leicht berechnen, da Konzentration und Mobilität der Teilchen sowie das elektrische Feld an der Niederschlagselektrode bekannt sind.

Die Ergebnisse einer solchen Berechnung sind in Abbildung 7.2-25 Simulationsergebnissen und dem analytischen Modell gegenübergestellt. Sie zeigen bereits eine sehr gute Übereinstimmung mit Simulationsergebnissen.

In einer „richtigen“ Simulation können allerdings deutlich mehr Effekte in die Berechnung des Abscheideverhaltens einbezogen werden. Dazu zählen Partikelgrößen- und Ladungsverteilungen, Koagulation sowie nicht-ideales Mischverhalten und der Verlust an Ionen beim Durchgang durch das Aerosol.

Im Rahmen dieser Arbeit wird dabei eine eindimensionale Simulation des Rohelektroabscheiders verwendet. Eindimensional bedeutet dabei, dass Zustandsgrößen (Ionenkonzentration, Partikelkonzentration, elektrisches Feld, ...) lediglich vom Radius und der Verweilzeit abhängen, was zu jedem Zeitpunkt eine Symmetrie der Zustandsgrößen bezüglich der Achse des Abscheiders impliziert. Die Diskretisierung des Abscheidervolumens ist in Abbildung 7-1 dargestellt.

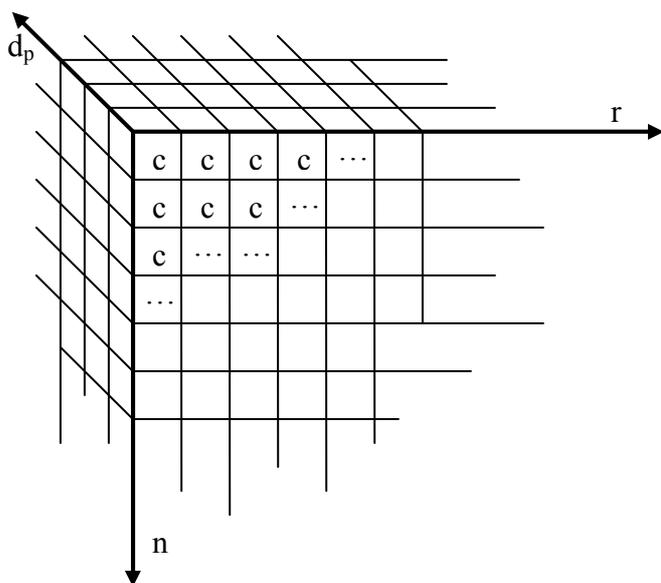


**Abbildung 7-1: Angenommene, axialsymmetrische Situation im Rohrelektroabscheider. Der Zustand der Partikelphase in jedem Ring wird in der Konzentrationsmatrix abgebildet.**

Die Berechnung des Stromverlaufs wird dabei in der Zeitdomäne durchgeführt. Daher verbleibt für die Simulation nur die Radiuskoordinate, auf der sich die Zustandgrößen mit der Zeit ändern.

## 7.1 Der Aerosolzustand

Kern des Modells ist eine kubische Matrix  $C$  die die Partikelanzahlkonzentrationen enthält (Abbildung 7.1-1).



**Abbildung 7.1-1 Kubische Matrix zur eindimensionalen Beschreibung des Corona-Quenchings**

Die drei Dimensionen der Matrix repräsentieren die Raumkoordinate, die Partikelgrößenkoordinate und die Partikelladungskordinate. Die Dimension dieser Matrix ist durch die Diskretisierung dieser Größen bestimmt. Die Anzahl der Ladungsklassen ist durch die maximale Anzahl von Elementarladungen pro Partikel bestimmt. Eine Reduzierung auf weniger Ladungsklassen führt zu Problemen bei der Umsetzung der Partikelladekinetik. Die Diskretisierung des Ortes kann, wie auch die der Partikelgrößenverteilung, nach Belieben erfolgen. Man erhält damit eine  $NL$ -mal- $NDP$ -mal- $NR$ -Matrix, wobei  $NL$  die Anzahl der Ladungsklassen ist,  $NDP$  die Anzahl der Partikelgrößenklassen und  $NR$  die Anzahl der diskretisierten Radiumelemente.

Die Konzentrationsmatrix enthält damit, im Rahmen der Diskretisierungsgenauigkeit, alle Eigenschaften, die die Partikelphase betreffen. Lokale Partikelgrößen- und Ladungsverteilungen sowie Konzentrationen können praktisch direkt ausgelesen werden. Die partikelgebundene Raumladungsdichte als zentrale Einflussgröße auf Ionenkonzentrationsprofil und elektrisches Feld lässt sich durch einfache Rechenoperationen ableiten.

Durch Manipulation der Matrix lassen sich alle das Aerosol betreffenden Vorgänge abbilden.

### 7.1.1 Darstellung von Transportprozessen

Die Teilchen unterliegen im Elektroabscheider grundsätzlich zwei Transportmechanismen. Sie driften im elektrischen Feld und sie werden konvektiv mit der Strömung transportiert. Diese beiden Mechanismen bedürfen einer separaten Betrachtung.

#### Beschreibung der Drift im elektrischen Feld:

Die Drift der Teilchen im elektrischen Feld wird durch eine gerichtete Verschiebung einer Partikelmenge auf der Radiuskoordinate der Konzentrationsmatrix dargestellt. Die Menge der zu verschiebenden Teilchen berechnet sich dabei als:

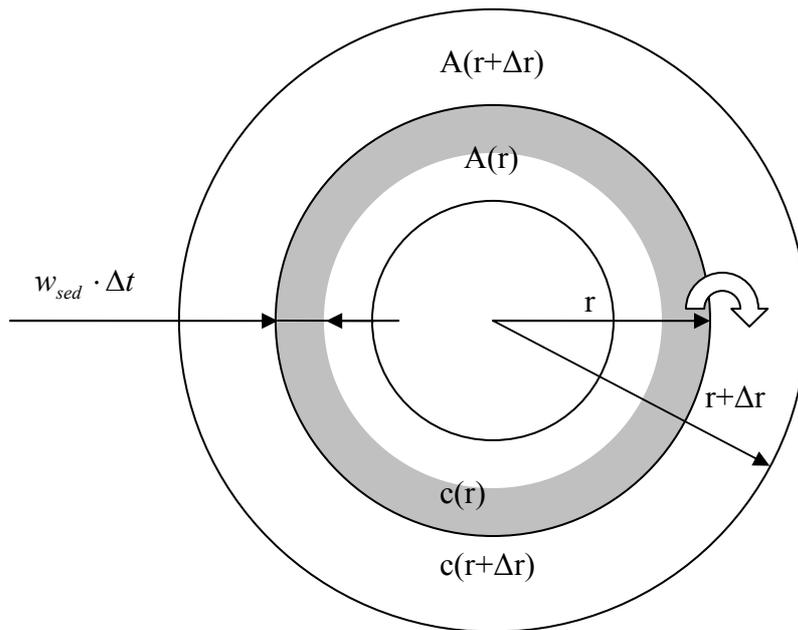
$$\Delta N_{sed}(r) = c \cdot \frac{n \cdot e \cdot Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p} \cdot E \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot \Delta t .$$

#### 7.1-1

Dabei muss  $N_{sed} \leq c \cdot A(r)$  sein. Bei Gleichheit beider Terme wandern innerhalb eines Zeitschritts bereits alle Teilchen aus dem Bilanzvolumen heraus. Die Konzentrationsänderung im Element  $A(r)L$  ist damit  $\Delta c(A(r) \cdot L) = -\frac{N_{sed}}{A(r) \cdot L}$ , die Zunahme im Element  $A(r+\Delta r)L$  ist

$\Delta c(A(r+\Delta r) \cdot L) = \frac{N_{sed}}{A(r+\Delta r) \cdot L}$ . Der Driftalgorithmus beinhaltet mit der Drift der Teilchen

im äußersten Volumenelement auch die Abscheidung der Teilchen. Die Menge der im Zeitintervall  $\Delta t$  abgeschiedenen Teilchen entspricht dem  $N_{sed}(r_{Rohr})$ . Zur Veranschaulichung siehe Abbildung 7.1-2.



**Abbildung 7.1-2: Darstellung der Teilchendrift im elektrischen Feld.**

Eine solche Umsetzung der Sedimentation führt in einem ringförmigen Volumenelement bei konstanter Wanderungsgeschwindigkeit der Teilchen nicht zu einer linearen, sondern zu einer exponentiellen Abnahme der Teilchenkonzentration. Bei sehr kleinen Schrittweiten  $\Delta t$  erreicht die Konzentration nach einer Zeit  $t = \Delta r / w_{sed}$  nicht Null, sondern den Wert  $c = c_0 / e$ . Dies muss als Diskretisierungsfehler aufgefasst werden und hat praktisch einen dispersiven Effekt. Eine wirklich laminare Abscheidung lässt sich daher nicht darstellen. Allerdings ist die Annahme einer wirklich laminaren Strömung im Elektroabscheider aufgrund von strömungseigener Turbulenz und elektrischem Wind auch nicht realistisch. Vielmehr ist es erforderlich, diese Rückvermischung (Dispersion) weiter zu erhöhen und an die Strömungsverhältnisse im Abscheider anzupassen. Hierzu wird ein einfacher Vermischungsalgorithmus verwendet.

### **Beschreibung der Rückvermischung/ turbulente Diffusion:**

Da die thermische Diffusion, wie in Kap. 4.1.1 gezeigt, praktisch keinen Einfluss auf das Konzentrationsprofil im Elektroabscheider hat, verbleiben die radialen Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeiten in turbulenten Strömungen als Hauptursache für die radiale Vermischung. Elektrohydrodynamische Strömungen können bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten neben der „normalen“ Turbulenz einen weiteren Beitrag zur Quervermischung leisten [Groß1979].

Da konvektive Transportprozesse im eindimensionalen Modell praktisch nicht dargestellt werden können, wird die Quervermischung durch ein einfaches turbulentes Diffusionsmodell berücksichtigt (Abbildung 7.1-3).

Im Rahmen des Mischungsmodells wird angenommen, dass die Schwankungsgeschwindigkeit in radialer Richtung zu einem Austausch von Volumina zwischen zwei benachbarten Volumenelementen führt. Das Volumen, das zwei benachbarte Volumenelemente miteinander in einen Zeitschritt  $\Delta t$  austauschen, ist

$$\Delta V_T = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot D_{eff} \cdot \Delta r \cdot \Delta t ,$$

mit dem turbulenten Diffusionskoeffizienten  $D_{eff}$ . Nach einmaliger Durchführung des Mischungsalgorithmus findet man bei einer Ausgangssituation gemäß Abbildung 7.1-3:

$$c(r)_{neu} = \frac{c(r) \cdot (A(r) \cdot L - \Delta V_T) + \Delta V_T \cdot c(r + \Delta r)}{A(r)}$$

7.1-3

Bzw.

$$c(r + \Delta r)_{neu} = \frac{c(r + \Delta r) \cdot (A(r + \Delta r) \cdot L - \Delta V_T) + \Delta V_T \cdot c(r)}{A(r + \Delta r)}$$

7.1-4

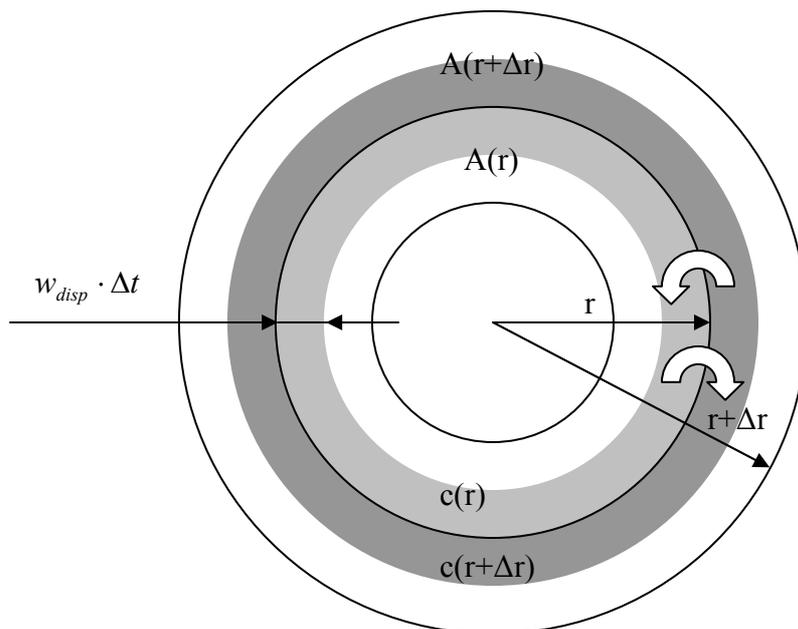


Abbildung 7.1-3: Abbildung der turbulenten Diffusion im System.

Dieser Algorithmus wird paarweise zwischen den benachbarten Radiuselementen durchgeführt. Das mit einer Nachbarzelle ausgetauschte Volumen  $\Delta V_T$  sollte dabei viel kleiner als die Hälfte des Volumens des betreffenden Volumenelementes sein. Da es mit beiden benachbarten Volumenelementen austauscht wird, tritt bei größeren ausgetauschten Volumina die Situation ein, dass Konzentrationsgradienten aufgebaut/erhalten werden. Der Algorithmus wird schwingfähig und damit instabil. In Verbindung mit den übrigen Operationen können bereits unterhalb von 0,5 negative Konzentrationen auftreten. Der Stabilität der Simulation ist es zuträglich, weniger als ein Drittel des Volumens eines Volumenelementes mit einer benachbarten Zelle zu tauschen. In diesem Fall werden Schwingungen vollständig unterbunden.

## 7.1.2 Darstellung der Teilchenaufladung

Gegenüber Vermischung und Drift der Teilchen, die durch eine Verschiebung von Partikelmengen entlang der Radiuskoordinate beschrieben werden, wird die Aufladung der Teilchen durch eine Verschiebung von Partikelmengen entlang der Ladungskordinate beschrieben. Wie bereits eingangs erwähnt, ist es aufgrund der Ladetheorie erforderlich, die maximale Zunahme der Ladung eines Partikels in einem Zeitintervall  $\Delta t$  auf maximal eine

Elementarladung zu begrenzen. Die Zeitinkremente müssen entsprechend klein gewählt werden.

Grundsätzlich bestehen im Rahmen einer Simulation zwei Möglichkeiten, die Aufladung der Teilchen zu berechnen:

Erstens kann man die Differenz des ionengetragenen Stroms zwischen den Orten  $r$  und  $r+\Delta r$  mit  $\Delta t$  multiplizieren und erhält damit die Ladung die die Teilchen im Volumenelement, das durch die Radien  $r$  und  $r+\Delta r$  begrenzt wird, aufnehmen. Die so ermittelte Ladungsmenge kann gemäß den Laderaten auf die Teilchen im betrachteten Volumen aufgeteilt werden. Diese Vorgehensweise setzt voraus, dass der Verlust an Ionen beim Durchgang durch das Aerosol bei der Lösung der Poisson-Gleichung berücksichtigt wird (was im Rahmen dieser Simulation der Fall ist). Sie hat allerdings den Nachteil, dass diese Differenz gegenüber dem absoluten Stromwert sehr klein werden kann, was die Gefahr erheblicher numerischer Ungenauigkeit mit sich bringt. Damit scheint diese Vorgehensweise eher ungeeignet.

Zweitens ist es möglich die Aufladung aus der lokalen Stromdichte und den Ionenextinktionskoeffizienten (bzw. gleichwertig aus den lokalen Ionenkonzentrationen und den Ion-Partikel-Kombinationskoeffizienten) zu berechnen. Die Änderung der Partikelladung berechnet sich damit zu:

$$\Delta n = \frac{j}{e} \cdot A_{Ext} \cdot \Delta t$$

7.1-5

bzw.:

$$\Delta n = \frac{\rho_i}{e} \cdot \Lambda \cdot \Delta t$$

7.1-6

Dabei ist das Zeitinkrement so zu wählen, dass das größte  $\Delta n$  noch kleiner als eins ist.

Nach der Bestimmung der Ladungszunahme  $\Delta n$  wird die Konzentration  $c$  der betreffenden Partikelspezies in der Partikelmatrix auf  $c(1-\Delta n)$  verringert, die Konzentration in der nächst höheren Ladungsklasse wird um  $c\Delta n$  erhöht (Abbildung 7.1-4).

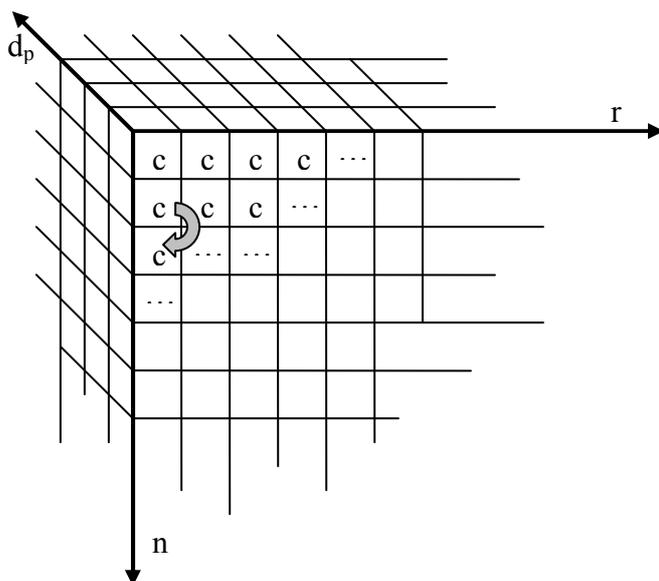


Abbildung 7.1-4: Zur Darstellung der Teilchenaufladung in der Konzentrationsmatrix

### 7.1.3 Darstellung der Koagulation

Die Berechnung der Koagulation der Teilchen wird in der Simulation nur grob vereinfacht umgesetzt. Dabei werden die Größen- und Ladungsverteilungen außer Acht gelassen, um den Rechenaufwand in Grenzen zu halten. Die Konzentrationsänderung durch Koagulation wird nur auf der Basis der Mittelwerte von Teilchenladung und Durchmesser und der Gesamtkonzentration berechnet. Unter Verwendung des Koagulationskoeffizienten für nicht-monodisperse Aerosole nach Lee [Lee1984] und der Korrektur für den Einfluss der kinematischen Koagulation wird die Gesamtkonzentrationsänderung in der Zeit  $\Delta t$  als

$$\Delta c(r) = -\bar{K} \cdot \left(1 + \frac{K_{kin}}{\bar{K}}\right) \cdot c(r)^2 \cdot \frac{\frac{\bar{n}(r)^2 \cdot e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \bar{d}_p \cdot k \cdot T}}{\exp\left(\frac{\bar{n}(r)^2 \cdot e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \bar{d}_p \cdot k \cdot T}\right) - 1} \cdot \Delta t$$

7.1-7

berechnet. Die Konzentration aller Partikelgrößen und Ladungsfractionen wird im Zeitschritt  $\Delta t$  um einen Faktor  $\Delta c/c$  verringert. Bei dieser stark vereinfachenden Betrachtung der Koagulation nimmt nicht nur die Konzentration der Teilchen, sondern zunächst auch die Raumladung ab. Um diesen Verlust auszugleichen, wird aus jeder Partikelgrößen- und Ladungsklasse ein Anteil von

$$c \cdot n \cdot \left(\frac{\Delta c}{c - \Delta c}\right)$$

7.1-8

in die nächst höhere Ladungsklasse verschoben. Die Änderung der Teilchengröße wird nicht berücksichtigt. Diese Vorgehensweise ermöglicht zumindest ansatzweise eine Berücksichtigung der Koagulation unter dem Einfluss der Teilchenladung bei unveränderter Raumladungsdichte.

Eine Änderung der Partikelgröße durch Koagulation wird nicht berücksichtigt.

### 7.1.4 Elektrisches Feld, Ionenkonzentration, Strom

Die Verteilung des elektrischen Feldes und der Ionenkonzentration über den Radius und der daraus resultierende Strom werden bei gegebenen geometrischen Verhältnissen, gegebener Einsatzspannung der Entladung und festgelegter Betriebsspannung nur durch die Größe der partikelgebundenen Raumladungsdichte im Volumen  $\Delta V$  sowie durch die Ionenverlusten durch Anlagerung an die Teilchen in diesem Volumen bestimmt. Erstere berechnet sich aus der Konzentrationsmatrix als Elementarladung mal Summe des Produktes von Konzentration mal zugehöriger Ladung über alle Partikelgrößen- und Ladungsklassen:

$$\rho_{i,p}(r) = e \sum_n \sum_{dp} n \cdot c(n, d_p, r)$$

7.1-9

Der lokale Extinktionskoeffizient für die Ionen  $\varepsilon_i$  [1/m] berechnet sich in ähnlicher Weise als:

$$\varepsilon_i(r) = \frac{1}{Z_i \cdot E(r)} \sum_n \sum_{dp} c(n, d_p, r) \cdot \Lambda(n, d_p, E(r))$$

7.1-10

Sowohl die Verteilung der partikelgebundenen Raumladungsdichte als auch die elektrische Projektionsflächenkonzentration stellen einfache Zeilenvektoren dar. Das Problem der Berechnung der Profile von elektrischem Feld und Ionenkonzentration sowie des Stroms ist daher tatsächlich eindimensional.

Für die numerische Berechnung von Ionenkonzentration, elektrischem Feld und Strom wird nicht auf die radialen Koordinaten der Konzentrationsmatrix zurückgegriffen. Die Berechnung erfolgt über die Lösung des folgenden Differenzialgleichungssystems mittels eines verfügbaren Differenzialgleichungs-Solvers auf Basis des Runge-Kutta-Verfahrens.

1.) Ionenextinktion

$$\frac{di}{dr} = -i(r) \cdot \frac{1}{Z_i \cdot E(r)} \sum_n \sum_{dp} c(n, d_p, r) \cdot \Lambda(n, d_p, E(r))$$

7.1-11

2.) Poisson-Gleichung für Zylinderkoordinaten

$$\frac{dE}{dr} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left[ e \sum_n \sum_{dp} n \cdot c(n, d_p, r) + \frac{i(r)}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot E(r) \cdot Z_i} \right] - \frac{E(r)}{r}$$

7.1-12

3.) Elektrisches Potenzial

$$\frac{d\varphi}{dr} = -E(r)$$

7.1-13

Mit den Randbedingungen:

$$1.) \varphi(r_{\text{Draht}}) = U_{\text{Betrieb}} \quad (\text{Neumann'sche Randbedingung})$$

$$2.) \varphi(r_{\text{Draht}}) - \varphi(r_{\text{Rohr}}) = U_{\text{Betrieb}} \quad (\text{Dirichlet'sche Randbedingung})$$

$$3.) E(r_{\text{Draht}}) = E_{\text{Einsatz}} \quad (\text{Neumann'sche Randbedingung})$$

Während die Neumann'schen Randbedingungen als Anfangswerte zur Lösung des Problems implementiert werden können, gibt die Dirichlet'sche Randbedingung praktisch das Ergebnis für die Potenzialdifferenz zwischen Draht und Rohr vor. Diese hängt nun vom Strom ab, der im Solver als Neumann'sche Randbedingung vorzugeben ist. Der Strom an der Drahtoberfläche muss daher iterativ so bestimmt werden, dass die Dirichlet'sche Randbedingung bezüglich der Potenzialdifferenz zwischen Draht und Rohr erfüllt ist.

Ist eine Lösung gefunden, werden die gesuchten Werte für Ionenkonzentration und Feldstärke für die diskreten Radien, die in der Partikelkonzentrationsmatrix verwendet werden, berechnet. Sie stehen damit zur Berechnung der Ladekinetik und der Drift der geladenen Teilchen zur Verfügung.

### 7.1.5 Zeitskalen

Im Rahmen einer Simulation des Corona-Quenchings müssen mit Teilchenaufladung, Drift, Vermischung, Koagulation und zeitlicher Änderung des elektrischen Feldes und der Ionenkonzentration Prozesse abgebildet werden, die auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen ablaufen.

Wanderungsgeschwindigkeit der Partikel im elektrischen Feld und Mischungsgeschwindigkeit des Gases liegen in der Größenordnung von etwa 0,1m/s, wobei für die Mischungsgeschwindigkeit als  $D_{\text{eff}}/\Delta r$  angesetzt wird. Bei einer Diskretisierung des Radius in Elemente mit einer Länge  $\Delta r$  von etwa 1mm liegt das zulässige Zeitinkrement bei etwa  $10^{-3}$  Sekunden.

Die Laderate eines wenig geladenen Teilchens, das sich dicht an der aktiven Elektrode befindet, also im Bereich hoher elektrischer Feldstärke und Ionenkonzentration, kann durchaus im Bereich von  $10^5$  Elektronen pro Sekunde liegen. Die zulässigen Zeitinkremente bei der Beschreibung der Partikelaufladung liegen daher in der Größenordnung von  $10^{-6}$  Sekunden zu Anfang des Quenchvorgangs und bei etwa  $10^{-4}$  Sekunden gegen Ende des Quenchvorgangs.

Die zeitliche Änderung von elektrischem Feld und Ionenkonzentration wird durch die zeitliche Änderung der partikelgebundenen Raumladung bestimmt. Letztere wird ganz zu Beginn des Quenchvorgangs (einige ms) durch die Ladekinetik der Teilchen dominiert und im Anschluss daran für kurze Zeit (Größenordnung 0,1 ...1 Sekunde) durch die Vermischung in radialer Richtung. Im gequenchten Regime hängt die zeitliche Änderung des elektrischen Feldes und der Ionenkonzentration im Wesentlichen von der Partikelabscheidungskinetik ab. Im sich anschließenden Übergangsbereich zwischen gequenchtem Zustand und Reingaszustand wird die partikelgebundene Raumladung sowohl durch die Abscheidung der geladenen Teilchen als auch durch die Aufladung der noch verbleibenden Aerosole bestimmt. Über den gesamten Vorgang des Corona-Quenchings variieren die zulässigen Zeitinkremente bezüglich des elektrischen Feldes und der Ionenkonzentration daher stark. Ganz zu Beginn liegen sie bei etwa  $10^{-7}$  Sekunden, im gequenchten Regime und im Übergangsregime liegen sie in der Größenordnung von  $10^{-2}$ ... $10^{-3}$  Sekunden, und wenn der Strom schließlich seinen Endwert (Reingaswert) erreicht, ist der Strom unveränderlich und es existiert keine Beschränkung des Zeitintervalls durch Änderung des Stroms oder der Ionenverteilung mehr.

Zur Darstellung eines gesamten Quenchvorgangs - bis zum Erreichen des Leerlaufstroms der unter Reingasbedingungen erreicht wird - müssen einige zehn Sekunden simuliert werden. Um den Rechenaufwand in Grenzen zu halten, sind daher eine adaptive Zeitinkrementensteuerung sowie die Verwendung unterschiedlicher Zeitinkremente für die Beschreibung der Teilprozesse erforderlich.

### 7.1.6 Simulationsstrategie

#### Eingangsdaten

Als erstes müssen die Eingangsdaten charakterisiert werden. Diese lassen sich grob in die Kategorien geometrische Daten, elektrische Daten, strömungsbezogene/rheologische Daten und Aerosoldaten einteilen.

Die geometrischen Daten beschränken sich auf den Drahradius und den Rohrradius. Weiterhin ist die Anzahl der Radiuselemente festzulegen.

Als elektrische Daten sind Corona-Einsatzspannung, Arbeitsspannung, und Ionenmobilität vorzugeben. Die Corona-Einsatzspannung kann, falls sie nicht messtechnisch bestimmt werden kann, auch nach der Peek-Gleichung aus den geometrischen Daten mit ordentlicher Genauigkeit bestimmt werden. Bei großen Differenzen zwischen Arbeits- und Einsatzspannung sind die entstehenden Fehler klein. Bei kleinen Arbeitsspannungen treten aber, wegen des dann nicht mehr unerheblichen Fehlers in der Differenz zwischen Arbeits- und Einsatzspannung, größere Fehler auf. Zur quantitativen Abschätzung des Fehlers kann die Quenchzeitgleichung (Kap. 6.1.2) verwendet werden.

Bezüglich der Strömung ist ausschließlich die Festlegung der Dispersionsgeschwindigkeit erforderlich. Die Berechnung der Teilchendrift erfordert außerdem die Kenntnis von Viskosität, Gasdichte und freier Weglänge. Eine Umrechnung von der Zeit- in die Raumdomäne kann über die Vorgabe der Strömungsgeschwindigkeit erfolgen. Dies lässt sich aber auch nach der Simulation durchführen, so dass die Strömungsgeschwindigkeit nicht von Relevanz für die eigentliche Berechnung ist.

Die noch fehlenden Aerosolraten (Partikelgrößen- und Ladungsverteilung) müssen in Form der Anfangskonzentrationsmatrix vorgegeben werden. Des Weiteren muss die Dielektrizitätskonstante des Partikelmaterials bekannt sein.

### **Berechnung des anfänglichen Ionenkonzentrations- und Feldprofils**

Mit der Konzentrationsmatrix ist die Situation der partikelgebundenen Raumladung bestimmt. Als nächstes werden das elektrische Feld und die Ionenkonzentration berechnet. Diese Berechnung muss bereits iterativ erfolgen, weil die Verteilung der Ionenkonzentration über den Radius – und damit auch das elektrische Feld – von der lokalen Transmission der Ionen abhängt, der lokale Extinktionskoeffizient für die Ionen seinerseits aber eine Funktion des lokalen elektrischen Feldes ist.

Bei der erforderlichen Iteration wird zunächst angenommen, dass Ionenkonzentration und elektrisches Feld sich wie im partikelfreien Gas verhalten, danach wird auf Basis des so ermittelten elektrischen Feldes der Ladekinetik und der Konzentrationsmatrix die Verteilung der elektrischen Projektionsflächenkonzentration über den Radius bestimmt. Auf der Basis dieser Verteilung können nun elektrisches Feld und Ionenkonzentration erneut bestimmt werden, daraus wiederum die elektrische Projektionsflächenkonzentration u. s. w.

Nach der Bestimmung der Verläufe von Ionenkonzentration und elektrischem Feld kann die eigentliche Simulation des Quenchvorgangs beginnen. Diese besteht im einfachsten Fall aus einer konsekutiven Abarbeitung der Algorithmen zur Beschreibung von Partikelaufladung, Drift, Mischung, Koagulation sowie erneuter Bestimmung des elektrischen Feldes und der Ionenkonzentration. Die Berechnung lässt sich allerdings extrem beschleunigen, wenn den unterschiedlichen Zeitskalen, auf denen die einzelnen Prozesse ablaufen, Rechnung getragen wird.

### **Beschleunigung der Berechnung durch adaptive, prozesselektive Zeitskalen**

Nachdem dargelegt wurde, wie die unterschiedlichen Vorgänge im Elektroabscheider im 1D-Modell dargestellt werden können, verbleibt bezüglich der Simulationsstrategie die Frage die nach der Lösung der Zeitskalenproblematik.

Eine zentrale Rolle kommt hierbei der zeitlichen Änderung des Stroms zu, weil der Strom praktisch auf jede Änderungen der Laderate sowie partikelgebundenen Raumladungsmenge und –verteilung reagiert. Solange sich der Strom nicht ändert, können auch die Verteilungen des elektrischen Feldes und der Ionenkonzentration als konstant angenommen werden. Die maximale Länge eines Zeitschritts ist deshalb durch die zulässige Änderung des Stroms über

das Zeitintervall gegeben. Diese stellt einen im Rahmen der Simulation vorzugebenden Wert dar, der bei 2% des Gesamtstroms festgelegt wurde. Aus dieser Festlegung ergibt sich eine zeitlich variierende Zeitschrittweite  $\Delta t_S$  für die Berechnung von elektrischem Feld, Ionenkonzentration und Strom. Diese Schrittweite  $\Delta t_S$  stellt damit auch die maximale Schrittweite dar, auf der die übrigen Prozesse betrachtet werden.

Es ist allerdings häufig erforderlich, kürzere Zeitintervalle zur Beschreibung der übrigen Prozesse zu verwenden. Beispielsweise ändert sich die Raumladungssituation kaum, wenn sich Ladungszugewinn auf dem Aerosol durch Partikelaufladung und Raumladungsverlust durch Abscheidung geladener Partikel etwa ausgleichen, die Änderung der Ladung pro Partikel kann sich aber durchaus in relevanter Weise ändern. In diesem Fall müssen Aufladung und Teilchentransport auf wesentlich kleineren Zeitintervallen als  $\Delta t_S$  berechnet werden. Hinzu kommt das Problem, dass Partikelmengen bei den verwendeten Algorithmen zur Beschreibung von Partikeltransport und Aufladung nur in die jeweils benachbarten Elemente der Konzentrationsmatrix verschoben werden können. Daher wird der Zeitschritt  $\Delta t_S$  weiter unterteilt.

Für diese weitere Unterteilung der Schrittweite wird zunächst die maximale Zeitschrittlänge  $\Delta t_{\max}$  der verbleiben Prozesse ermittelt. Diese ergeben sich

a) für die Teilchenaufladung als

$$\Delta t_{L,\max} = \frac{e \cdot \Delta n_{\max}}{(\Lambda \cdot \rho_i)_{\max}},$$

7.1-14

b) für die Teilchendrift als

$$\Delta t_{D,\max} = \frac{\Delta r_{\max}}{w_{\text{sed},\max}},$$

7.1-15

c) für die Mischung als

$$\Delta t_{M,\max} = \frac{(\Delta r_{\max})^2}{D_{\text{eff}}},$$

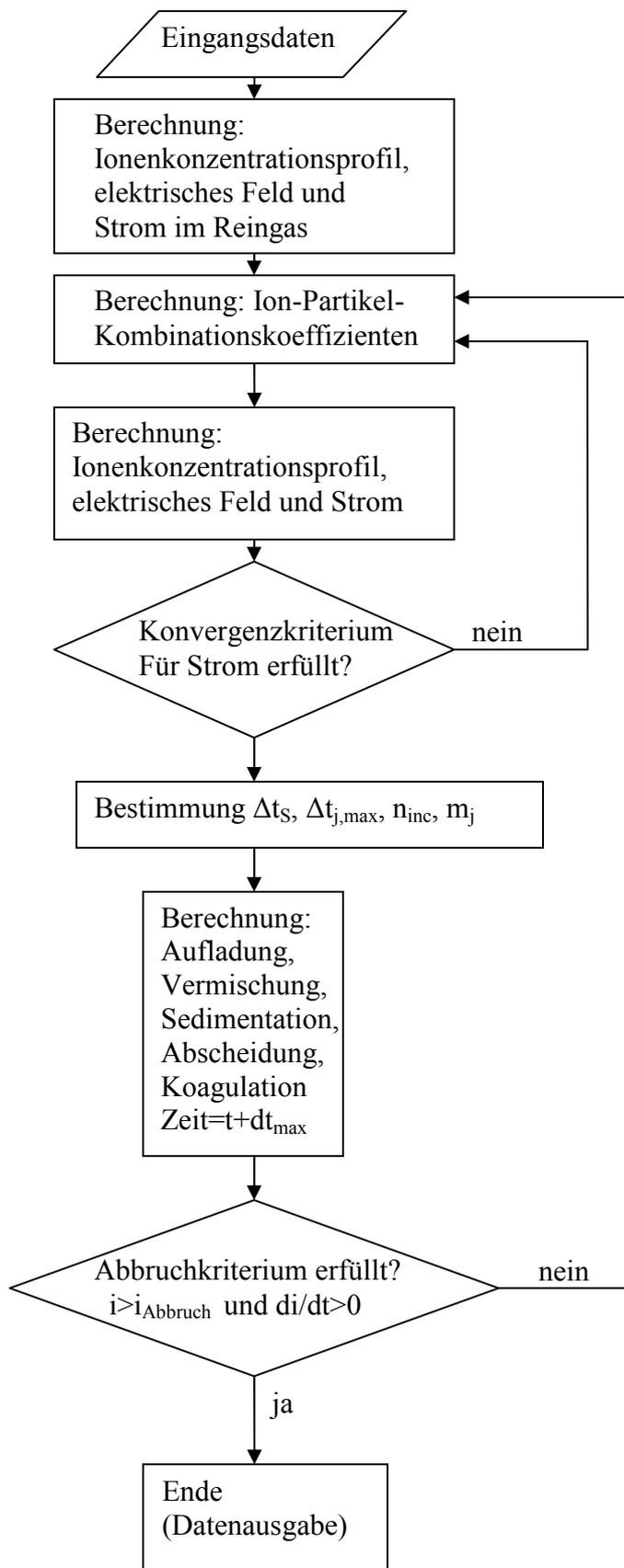
7.1-16

d) und für die Koagulation als

$$\Delta t_{K,\max} = \frac{\Delta c_{\text{ungeladen},\max}}{K \cdot c_{\text{gesamt}} \cdot c_{\text{ungeladen}}}$$

7.1-17

Das Zeitintervall  $\Delta t_S$  wird dann in  $n_{\text{inc}} = \text{ceil}(\Delta t_S / \min(\Delta t_{L,\max}, \Delta t_{D,\max}, \Delta t_{M,\max}, \Delta t_{K,\max}))$  äquidistante Unterzeitintervalle der Länge  $\Delta t_{\min} = \Delta t_S / n_{\text{inc}}$  unterteilt. Der Algorithmus mit der kürzesten zulässigen Schrittweite wird dann in jedem der  $n_{\text{inc}}$  Berechnungsdurchläufe zwischen zwei Stromberechnungen durchgeführt. Die übrigen Algorithmen mit längeren Zeitkonstanten  $\Delta t_{j,\max}$  werden nur in jedem  $m_j$ -ten der  $n_{\text{inc}}$  Berechnungsdurchläufe angewendet, wobei  $m_j = \text{floor}(\Delta t_{j,\max} / \Delta t_{\min})$  ist. Das Zeitintervall, für das der Algorithmus durchgeführt wird, ist damit  $\Delta t_j = \Delta t_S / (\text{floor}(n_{\text{inc}} / m_j))$ . Diese Vorgehensweise verkürzt in die Rechenzeit um etwa 70%.

**Programmablaufplan**

## 7.2 Simulationsergebnisse

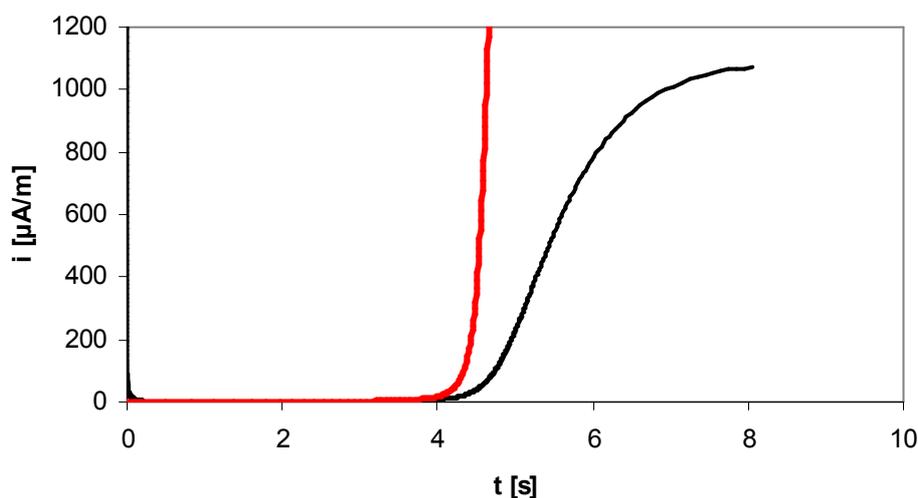
Im Ergebnis der Simulation lassen sich praktisch alle Eigenschaften des Aerosols (lokale partikelgebundene Raumladungsdichte, lokale Konzentration, Partikelgrößen- und Ladungsverteilung) als Funktion der Verweilzeit im Abscheider darstellen. Darüber hinaus stehen auch Ionenkonzentrationsprofile, Verlauf des elektrischen Feldes als Funktion von Ort und Verweilzeit sowie der Strom und die Ionenausbeute als Funktion der Zeit zur Verfügung.

In diesem Kapitel sollen in einzelnen Fallstudien zunächst Ergebnisse für monodisperse Aerosole gezeigt werden. Simulationsergebnisse für nicht-monodisperse Aerosole sind im experimentellen Teil zu finden.

### 7.2.1 Vergleich mit dem analytischen Modell

Anhand der in Kap. 6 zur Illustration der Ergebnisse des analytischen Modells verwendeten Parameter von Auflader ( $U_E=8\text{kV}$ ,  $\Delta U=40\text{kV}$ ,  $r_D=0,1\text{mm}$ ,  $r_R=0,1\text{m}$ ) und Aerosol ( $d_p=250\text{nm}$ ,  $c=3\cdot 10^{14}\text{1/m}^3$ ,  $\varepsilon_p=2,1$ ) soll zunächst ein Vergleich zwischen den Vorhersagen des analytischen Modells und der Simulation gezeigt werden. Dazu wurde eine Simulation unter Verwendung der selben Parameter und mit einem turbulenten Diffusionskoeffizienten von  $20\text{cm}^2/\text{s}$  durchgeführt. Als Ladetheorie wird jeweils das Lawless-Modell verwendet. Die Ergebnisse von analytischem Modell und Simulation werden im Folgenden miteinander verglichen (Abbildung 7.2-1 bis Abbildung 7.2-8), wobei sich eine recht gute Übereinstimmung Simulations- und Berechnungsergebnissen zeigt.

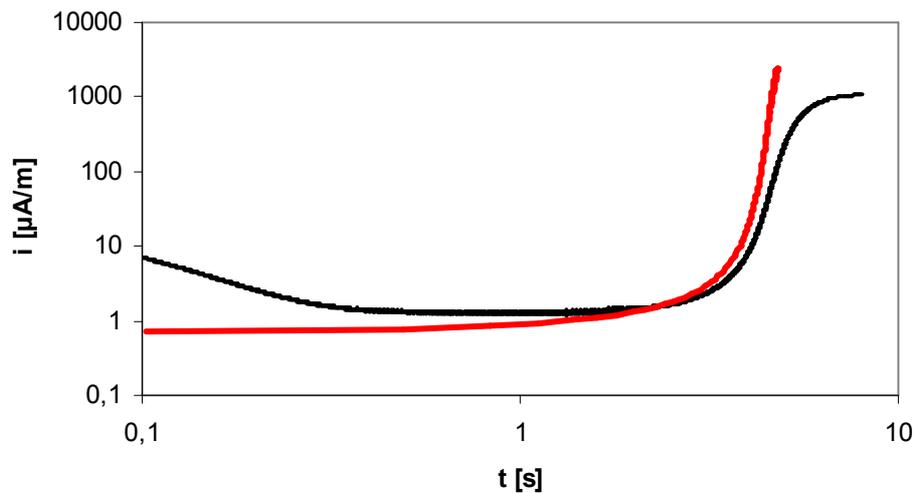
Die Stromaufnahme pro Meter Sprühdraht ist in Abbildung 7.2-1 (lineare Skalierung) bzw. Abbildung 7.2-2 (doppelt-logarithmische Skalierung) dargestellt.



**Abbildung 7.2-1: Strom pro Meter Sprühdraht als Funktion der Verweilzeit im Auflader. Rot: Analytisches Modell, schwarz: Simulation.**

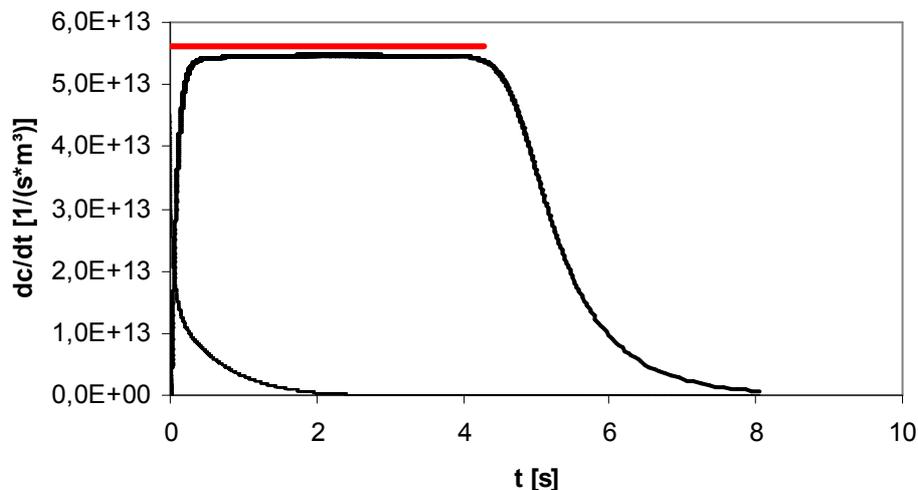
Nach dem analytischen Modell werden fünf Prozent des Leerlaufstroms nach 4,23 Sekunden erreicht, nach der Simulation dauert es 4,58 Sekunden. Die Ergebnisse für die Quenchzeit liegen damit sehr dicht beieinander.

Die Phasen abnehmenden Stroms, die in der Simulation beobachtet werden, werden unten anhand von Abbildung 7.2-15 näher erörtert.



**Abbildung 7.2-2: Strom pro Meter Sprühdraht als Funktion der Verweilzeit im Auflader mit logarithmischer Skalierung. Rot: Analytisches Modell, schwarz: Simulation.**

Die Konzentrationsänderungsrate wird durch das analytische Modell etwas überschätzt. Dieser Fehler wird aber zum Teil durch die Koagulation, die in Simulation berücksichtigt wird, kompensiert.



**Abbildung 7.2-3: Abscheiderate als Funktion der Verweilzeit im Auflader. Rot: Analytisches Modell, fett schwarz: Simulation, dünn schwarz: Konzentrationsänderung durch Koagulation der Teilchen.**

Gleiches gilt für elektrische Feldstärke an der Niederschlags Elektrode. Ursache hierfür sind die günstigen Aufladungsbedingungen (hohes Feld, hohe Ionenkonzentration) in der Nähe der Sprühelektrode. Dies führt dazu, dass ein Großteil der abgeschiedenen, partikelgebundenen Raumladung dicht an der Sprühelektrode ersetzt wird. Das entstehende, aber nur in der Anfangsphase stark ausgeprägte Raumladungsmaximum nahe der Sprühelektrode sorgt für eine etwas geringere elektrische Kapazität (und demzufolge zu einer etwas geringeren Feldstärke an der Niederschlags Elektrode) des Systems als im analytischen Modell angenommen (vergleiche Abbildung 7.2-4 bis Abbildung 7.2-7).

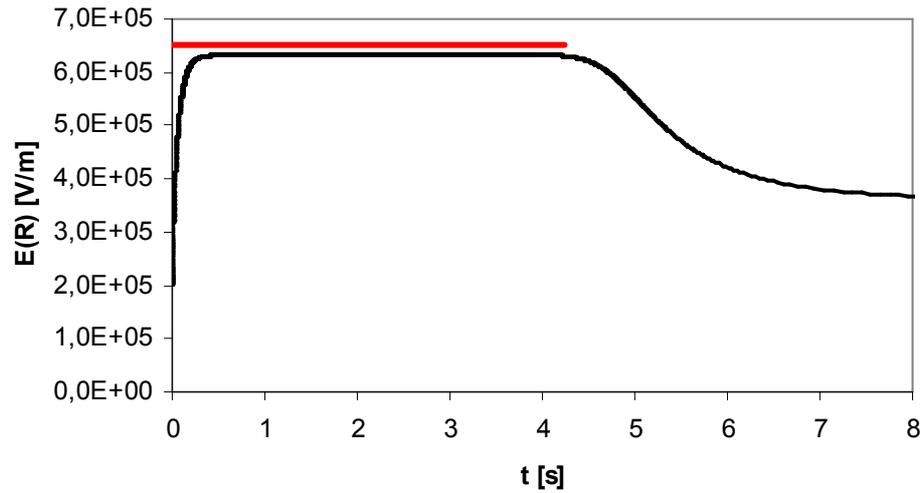


Abbildung 7.2-4: Elektrisches Feld an der Oberfläche der Niederschlags Elektrode als Funktion der Verweilzeit im Auflader. Rot: Analytisches Modell, schwarz: Simulation.

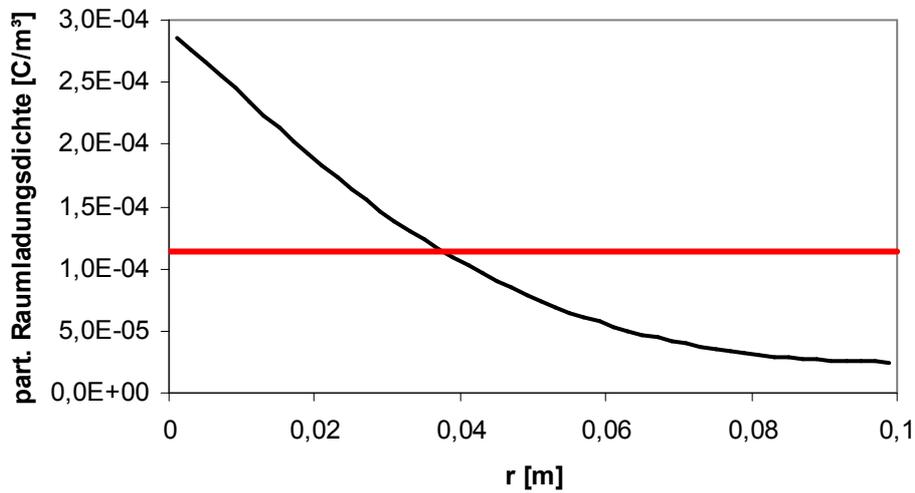


Abbildung 7.2-5: Verteilung der partikelgebundenen Raumladungsdichte über den Querschnitt des Abscheiders nach einer Verweilzeit von  $0,2$   $\text{s}$ . Rot: Analytisches Modell, schwarz: Simulation.

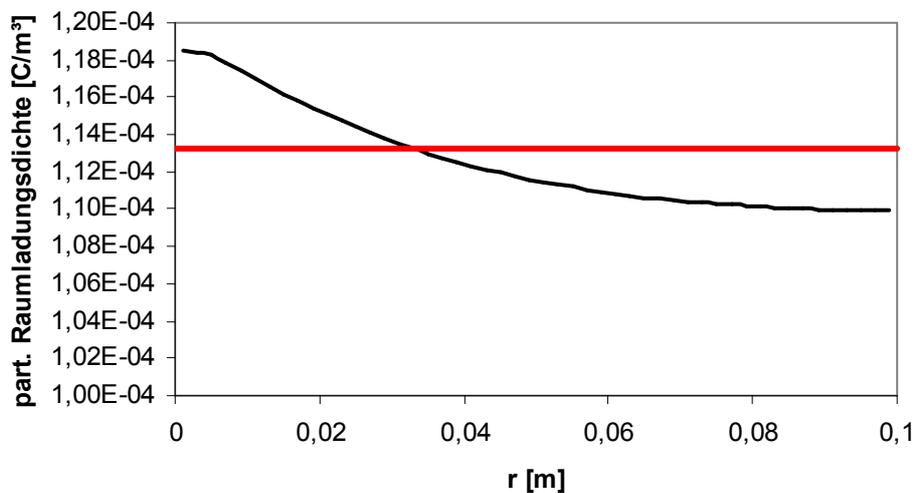
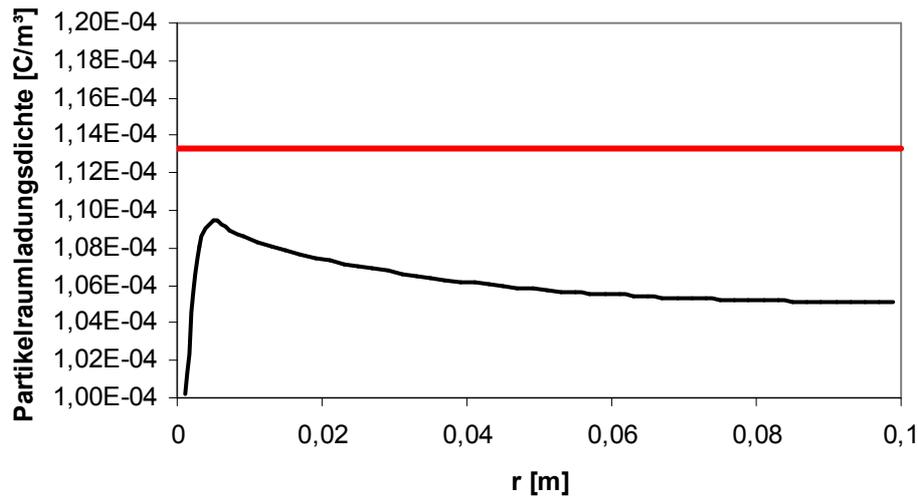
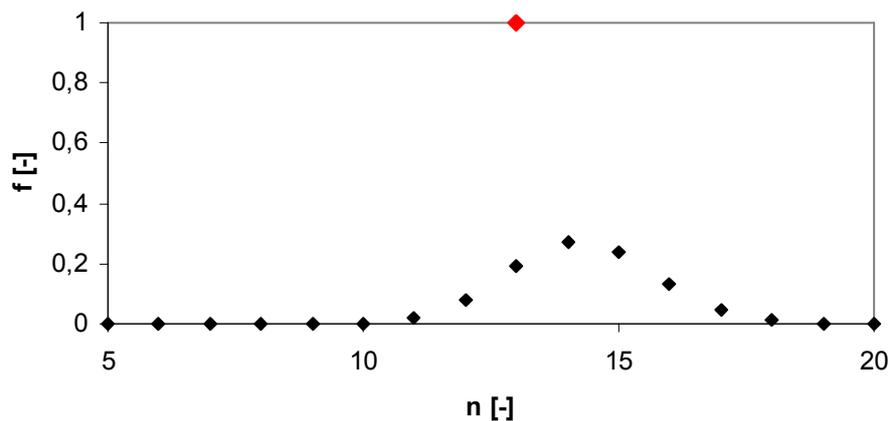


Abbildung 7.2-6: Verteilung der partikelgebundenen Raumladungsdichte über den Querschnitt des Abscheiders nach einer Verweilzeit von  $2$   $\text{s}$ . Rot: Analytisches Modell, schwarz: Simulation.



**Abbildung 7.2-7: Verteilung der partikelgebundenen Raumladungsdichte über den Querschnitt des Abscheiders am Ende des Quenchvorgangs (bei  $55\mu\text{A}$  pro Meter Sprühdraht). Rot: Analytisches Modell, schwarz: Simulation.**

Die mittlere Ladung der Teilchen am Ende des Quenchvorgangs wird durch das analytische mit 13,1 Elementarladungen berechnet. Nach der Simulation sind es im Mittel 14,3 Ladungen. Dieser Unterschied beruht zum einen auf der Berücksichtigung der Ladungsverteilung, weil die mittlere Laderate bei einer Ladungsverteilung höher ist als die zum Ladungsmittelwert gehörende Laderate. Zum anderen beruht der Unterschied darauf, dass die Teilchenaufladung, insbesondere am Ende des Quenchvorgangs, größtenteils nahe der Sprühelektrode stattfindet. Die mittlere Teilchenladung ist daher in der Nähe der Sprühelektrode höher als nahe der Niederschlagslektrode (siehe auch Kap. 7.2.4). Daher brauchen die höher geladenen Teilchen im Mittel etwas länger um abgeschieden zu werden als im analytischen Modell angenommen.

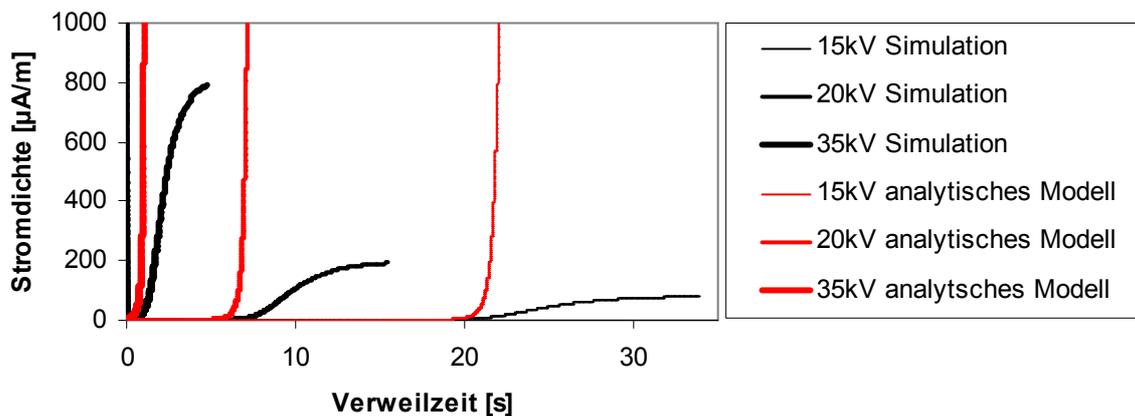


**Abbildung 7.2-8: Ladungsverteilung auf dem Aerosol am Ende des Quenchvorgangs nach Simulationsdaten. Die mittlere Ladung beträgt 14,3 Elementarladungen. Aufladungsmodell: Lawless.**

## 7.2.2 Einfluss der Arbeitsspannung

Bei festgelegter Corona-Einsatzspannung ist die Differenz zwischen Arbeitsspannung und Corona-Einsatzspannung durch die Arbeitsspannung bestimmt. Der Einfluss der Arbeitsspannung auf die Quenchzeit kann dabei aus der Quenchzeitgleichung (Gleichung 6.1-13) bereits als signifikant abgelesen werden. Die erste Fallstudie dient daher im Wesentlichen dem Vergleich zwischen dem analytischen Modell und der Simulation, wobei die Simulation den Stromverlauf auch im Übergangsbereich richtig wiedergibt.

In Abbildung 7.2-9 sind die Verläufe der lokalen Stromdichten in  $\mu\text{A}$  pro Meter Sprühdraht für ein monodisperses Aerosol von 200nm-Partikeln mit einer Konzentration von  $10^{14}$  Teilchen pro Kubikmeter und einer relativen Permittivität von 2,1 in einem Abscheider mit 0,2 Metern Rohrdurchmesser und 0,2 Millimetern Drahtdurchmesser bei Arbeitsspannungen von 15kV, 20kV und 35kV dargestellt. Die Corona-Einsatzspannung beträgt 8kV, der turbulente Diffusionskoeffizient wurde auf  $20\text{cm}^2/\text{s}$  festgelegt. Die Stromdichteverläufe sind jeweils bis zum Erreichen von 97% der Leerlaufstromdichte abgebildet. Des Weiteren sind rot die Stromdichteverläufe, die auf Basis des analytischen Modells berechnet werden, dargestellt.



**Abbildung 7.2-9** Stromdichte in  $\mu\text{A}$  pro Meter Sprühdraht als Funktion der Verweilzeit  $\tau$  des Aerosols im Abscheider. Aerosol: 200nm-Partikel mit einer relativen Permittivität von 2.1 und einer Konzentration von  $10^{14} \text{ 1/m}^3$ . Abscheiderparameter: Rohrdurchmesser 20cm, Sprühdrahtdurchmesser 0,2mm, Corona-Einsatzspannung 8kV.  $D_{\text{eff}}$ :  $20\text{cm}^2/\text{s}$ .

Vergleicht man die Ergebnisse des analytischen Modells mit den Simulationsergebnissen, so stellt man fest, dass die Quenchzeit vom analytischen Modell recht gut wiedergegeben wird. Die mittleren Ladungen eines Teilchens bei Erreichen von 5% des Leerlaufstroms – nach analytischem Modell und Simulation - sind in Tabelle 7.2-11 gegenübergestellt.

Beim Vergleich Partikelladungen am Ende des Quenchvorgangs nach Simulation und analytischem Modell stellt man fest, dass diese zwar größenordnungsmäßig gut übereinstimmen, die Abweichung zwischen den ermittelten Werten jedoch signifikant ist. Da beide Berechnungsmethoden auf demselben Ladungsmodell beruhen, ist der Unterschied zwischen den Ladungen in den Idealisierungen des analytischen Modells zu suchen.

Es zeigt sich hier, dass die Ionenraumladung, beziehungsweise der Potenzialabfall über die Ionenraumladung, bei Erreichen der fünf Prozent des Leerlaufstroms bereits durchaus merklich ist (Tabelle 7.2-11). Die Potenzialdifferenz über die Ionenraumladung liegt nach den Simulationsergebnissen am Ende des Quenchvorgangs bereits zwischen etwa 7% (15kV) und etwa 10% (35kV) und damit höher als der prozentuale Stromanteil von 5%. Dieser Effekt ist

der bei starkem Partikelraumladungseinfluss in radialer Richtung zunehmenden elektrischen Feldstärke zuzuordnen. Die Ionenraumladung konzentriert sich aufgrund der Kontinuität des Ionenstroms damit in der Nähe des Sprühdrahtes, wo sie wegen der resultierenden geringen Kapazität zwar wesentlich zum Potenzialabfall beiträgt, aber wenig zum elektrischen Feld an der Niederschlagsselektrode.

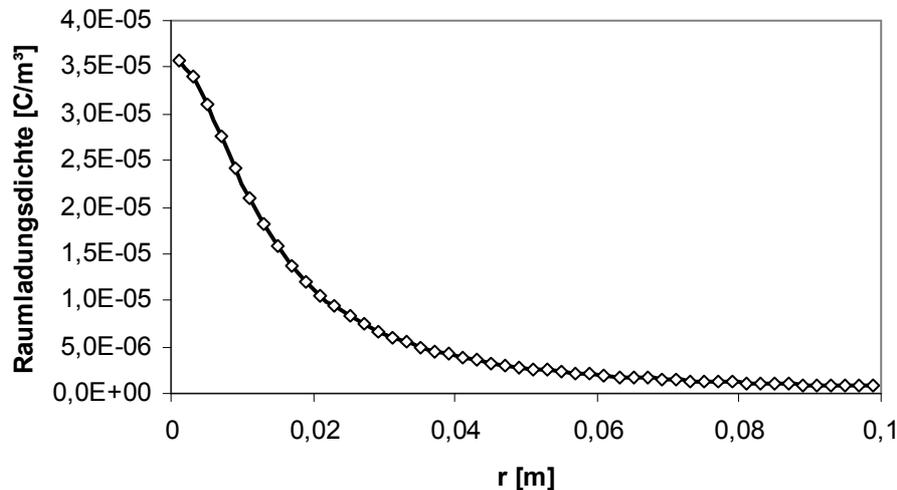


Abbildung 7.2-10 Verlauf der Ionenkonzentration über den Radius des Abscheiders bei Erreichen von 5% des Leerlaufstroms für den 35kV-Fall.

Die Abscheiderate geladener Partikel wird daher im analytischen Modell wegen der tatsächlich geringeren elektrischen Feldstärke an der Niederschlagsselektrodenoberfläche überschätzt, was zu einer geringeren Ladung am Ende des Quenchvorgangs nach dem analytischen Modell führt.

Arbeitsspannung [kV]		35	20	15
Ladung [e]	Simulation	10,01	9,08	8,69
	analytisch	9,21	8,48	8,2
Potenzialdifferenz [V]	Simulation (Partikel)	24645	11074	6544
	Simulation (Ionen)	2355	926	456
	analytisch (Partikel)	27000	12000	7000
Quenchzeit [s]	Simulation	1,1	6,9	20,5
	analytisch	0,6	5,8	19,5

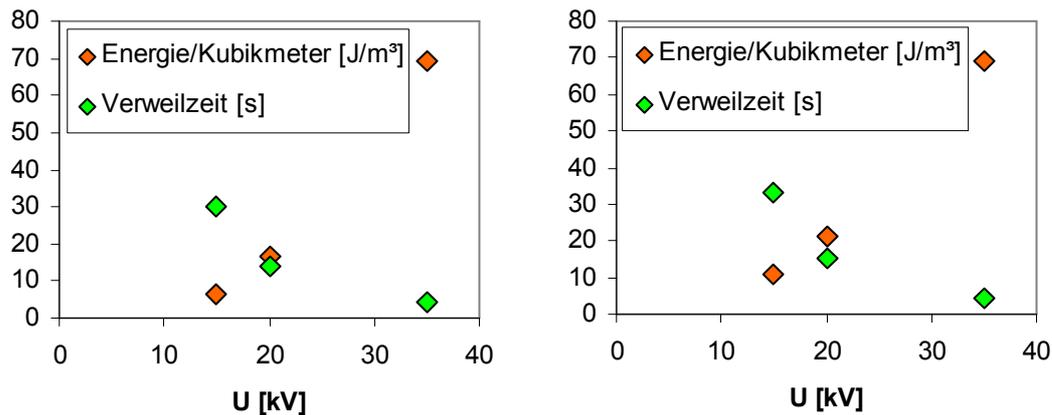
Tabelle 7.2-11 : Mittlere Teilchenladung am Ende des Quenchvorgangs und Potenzialdifferenzen über die partikelgebundene Raumladung (Simulation und analytisches Modell) sowie über die Ionenraumladung (nur Simulation) bei Erreichen von 5% des Leerlaufstroms.

### 7.2.3 Energiebedarf der Abscheidung

Aus den Stromdichteverläufen lässt sich leicht der aerosolvolumenbezogene Energiebedarf des Abscheidvorgangs errechnen. Hierfür gilt:

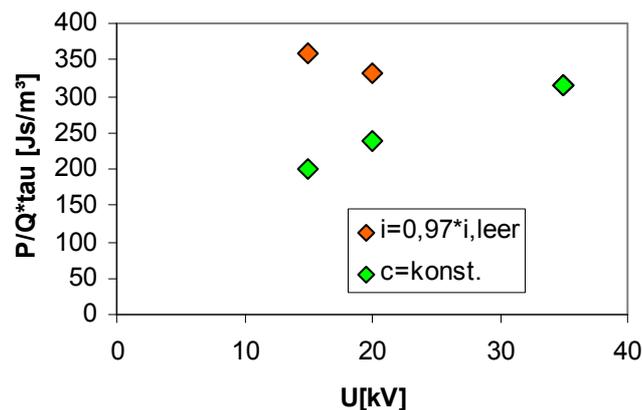
$$\frac{P}{Q} = \frac{U}{A_q} \cdot \int_0^{\tau, \max} i(\tau) d\tau$$

Bis zum Erreichen von 97% der Reingasstromdichte ergeben sich demnach die in Abbildung 7.2-12 a) dargestellten volumenbezogenen Energien. Weil die Teilchenkonzentration bei Erreichen der 97% des Reingasstroms für hohe Arbeitsspannungen höher ist als für niedrige Arbeitsspannungen, sind in Abbildung 7.2-12 b) die erforderlichen, volumenstromspezifischen Leistungen für das Erreichen der Konzentration, die im 35kV-Fall bei 97% des Reingasstroms vorliegen ( $5,6 \cdot 10^{11} \text{ l/m}^3$  oder  $2,4 \text{ mg/m}^3$ , bei einer Teilchendichte von  $1000 \text{ kg/m}^3$ ) dargestellt. Daneben sind auch die erforderlichen Verweilzeiten im Diagramm zu finden. Beide Abbildungen, a) und b) zeigen dabei denselben Trend: mit zunehmender Verweilzeit reduziert sich der Energiebedarf.



**Abbildung 7.2-12: a) Volumenspezifischer Energiebedarf und erforderliche Verweilzeit zum Erreichen einer Reingaskonzentration von  $2,4 \text{ mg/m}^3$  in Abhängigkeit von der Arbeitsspannung. b) Volumenspezifischer Energiebedarf und Verweilzeit zum bei Erreichen von 97% der Reingasstromdichte in Abhängigkeit von der Arbeitsspannung.**

Bei einem gegebenen Volumenstrom ist die Verweilzeit praktisch ein Maß für die Baugröße des Abscheiders. Das Produkt aus Verweilzeit und volumenstromspezifischer Leistung ist für die beiden in Abbildung 7.2-12 betrachteten Fälle in Abbildung 7.2-13 dargestellt.



**Abbildung 7.2-13: Das Produkt aus volumenstrombezogener Leistung und Verweilzeit ist im stark belasteten Elektroabscheider etwa konstant.**

Das im Fall gleicher Reingaskonzentrationen mit der Arbeitsspannung zunehmende Produkt aus volumenstromspezifischer Leistung und Verweilzeit impliziert hier, dass eine Vergrößerung des Abscheiders eine überproportionale Einsparung von elektrischer Leistung mit sich bringt. Bei gleicher Emission kann der Energiebedarf eines Elektroabscheiders bei Verdoppelung des Bauvolumens also mehr als halbiert werden.

Diese Erkenntnis deckt sich mit Erfahrungen, nach denen für die Teilchenabscheidung aus einem Rauchgasstrom unabhängig von der Abscheidergeometrie immer etwa dieselbe volumenbezogene Energie eingesetzt werden muss (Studie an Kraftwerken in [White1963]) - wenn auch aus einer etwas anderen Interpretationsrichtung. Nun scheint die Erkenntnis zunächst nicht mit den Ergebnissen in Abbildung 7.2-12 vereinbar, die unterschiedliche gasvolumenbezogene Energien für die Reinigung prognostiziert. Dies liegt allerdings daran, dass hier sowohl Verweilzeit als auch die Spannung (und damit der Energieeintrag pro Abscheidervolumen) variiert werden. Wird einer dieser Parameter konstant gehalten, dann stimmt das Ergebnis in Abbildung 7.2-12 bereits gut mit dem Postulat eines etwa konstanten volumenbezogenen Energiebedarfs überein. Bei konstanter Spannung und Änderung des Volumenstroms muss die Länge des Abscheiders proportional zum Volumenstrom geändert werden – der gasvolumenspezifische Energieeintrag bleibt damit gleich. Bei gegebenem Abscheidervolumen muss nach den in Abbildung 7.2-13 dargestellten Ergebnissen bei Änderung des Volumenstroms der Leistung des Abscheiders etwa Proportional geändert werden, um denselben Abscheidegrad zu erreichen.

Wegen der relativ hohen Investitionskosten bei Elektroabscheidern werden diese meist an der Überschlagsgrenze, also maximal möglichem Energieeintrag pro Abscheidervolumen, betrieben, was vermutlich die recht gute Übereinstimmung von Erfahrungen aus der Praxis mit dem Postulat erklärt.

Die Erkenntnis, dass nicht die erforderliche Leistung zur Reinigung eines bestimmten Gasvolumens, sondern eher das Produkt aus gasvolumenspezifischer Leistung und Verweilzeit ungefähr konstant ist, gilt dabei natürlich nur in einem sehr einfachen Elektroabscheider, dessen Rohr- und Drahtdurchmesser sich nicht über die Länge des Abscheiders ändern und der mit einer konstanten Spannung über die Abscheiderlänge betrieben wird. Da im gequenchten Regime wegen der extrem geringen Stromaufnahme praktisch keine Leistung für die Abscheidung der Teilchen benötigt wird, kann die Spannung im gequenchten Bereich ohne signifikanten zusätzlichen Energiebedarf erhöht werden. Um einen festgelegten Ladungszustand des Aerosols zu erreichen, ändert sich der volumenspezifische Energiebedarf lediglich etwa um einen Faktor, der dem Produkt der relativen Änderungen der Spannung und reziproken, relativen Änderung des mittleren Einzelpartikel-Ioneneinfangquerschnitt entspricht.

Die Quenchzeit verringert sich dann entsprechend. Bei praktisch gleichem volumenstromspezifischem Energiebedarf kann der Abscheider dann entsprechend kleiner gebaut werden.

#### **7.2.4 Einfluss der Quervermischung**

Die Quervermischung hat einen erheblichen Einfluss auf die Abscheidekinetik und soll hier diskutiert werden, weil sie der einzige Anpassungsparameter des Abscheidemodells in der Simulation ist. Dazu sind die in Abbildung 7.2-9 dargestellten Daten hier zunächst noch einmal in doppelt logarithmischer Skalierung abgebildet. In dieser Darstellung lassen sich mehrere Phasen im Abscheideprozess unterscheiden, in denen sich die Stromaufnahme deutlich anders verhält als die abscheidungslimitierte, monoton steigende, die durch das analytische Modell gefunden wird.

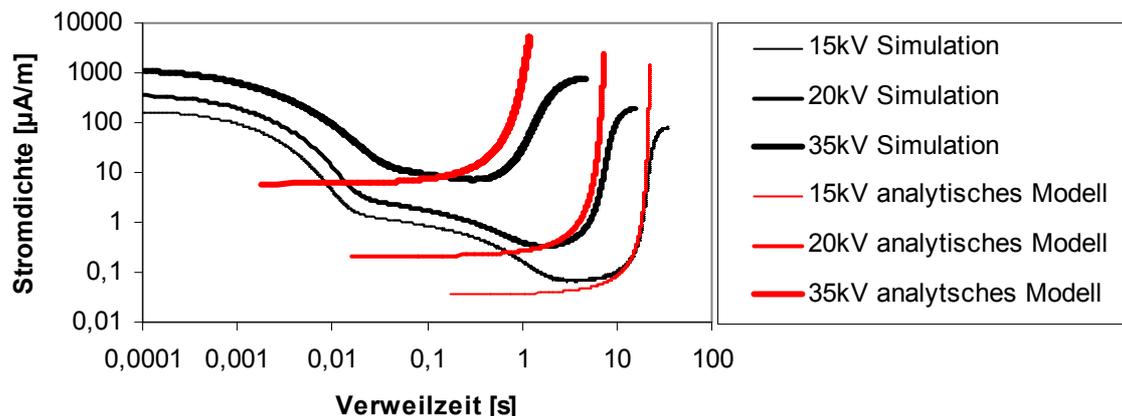


Abbildung 7.2-14 Dasselbe Diagramm wie in Abbildung 7.2-9 aber doppeltlogarithmisch skaliert.

Den Simulationsergebnissen zufolge können hier mehrere Phasen unterschieden werden: In der ersten Phase, direkt nach dem Einschalten bis etwa 0,02 Sekunden nach dem Einschalten, ist der Strom durch die Aufladung der Teilchen mit deren lokaler Ladekinetik sowie dem resultierenden elektrischen Feld- und Ionenkonzentrationsprofil bestimmt. Mischung und Abscheidung spielen hier eine untergeordnete Rolle.

Danach, bis etwa 0,7 Sekunden nach dem Einschalten, schließt sich eine zweite Phase an, in der der Strom weiter fällt, allerdings deutlich langsamer als zuvor. In diesem Bereich ist der Strom durch die Kapazitätsänderung bezüglich der teilchengebundenen Raumladung bestimmt. Die teilchengebundene Raumladungsdichte, die nach der ersten Phase in der Nähe des Sprühdrahtes wesentlich höher ist als nahe der Niederschlagselektrode, verlagert sich durch Mischung und Drift der geladenen Teilchen im elektrischen Feld Richtung Niederschlagselektrode. Die Erhöhung der Kapazität des Abscheiders hat dabei insbesondere eine merkliche Zunahme des elektrischen Feldes in der Abscheidezzone zu Folge (siehe auch Abbildung 7.2-22).

Bei den niedrigen Spannungen (15kV und 20 kV) schließt sich nach der zweiten Phase eine dritte Phase an (bis ca. 3 Sekunden nach dem Einschalten), in der der Strom abermals deutlich sinkt. In dieser dritten Phase wird der Strom wiederum, wie in der ersten Phase, durch die Aufladung der Teilchen bestimmt, nun allerdings bei mehr oder weniger homogener Raumladungsverteilung, die durch die Mischung bestimmt ist. Da der Abscheider in dieser Phase bereits eine recht hohe Abscheiderate aufweist, spielt der Verlust an Raumladung sicher bereits eine Rolle. Er dominiert die Stromaufnahme aber noch nicht – in diesem Fall stieg der Strom bereits leicht an.

Erst als vierte Phase ist der Bereich der langsam steigenden Stromaufnahme zu finden, der durch die Abscheidung teilchengebundener Ladung bei gleichzeitig steigender Ionenströmung verursacht wird. Im 35kV-Fall fehlen die Phasen drei und vier.

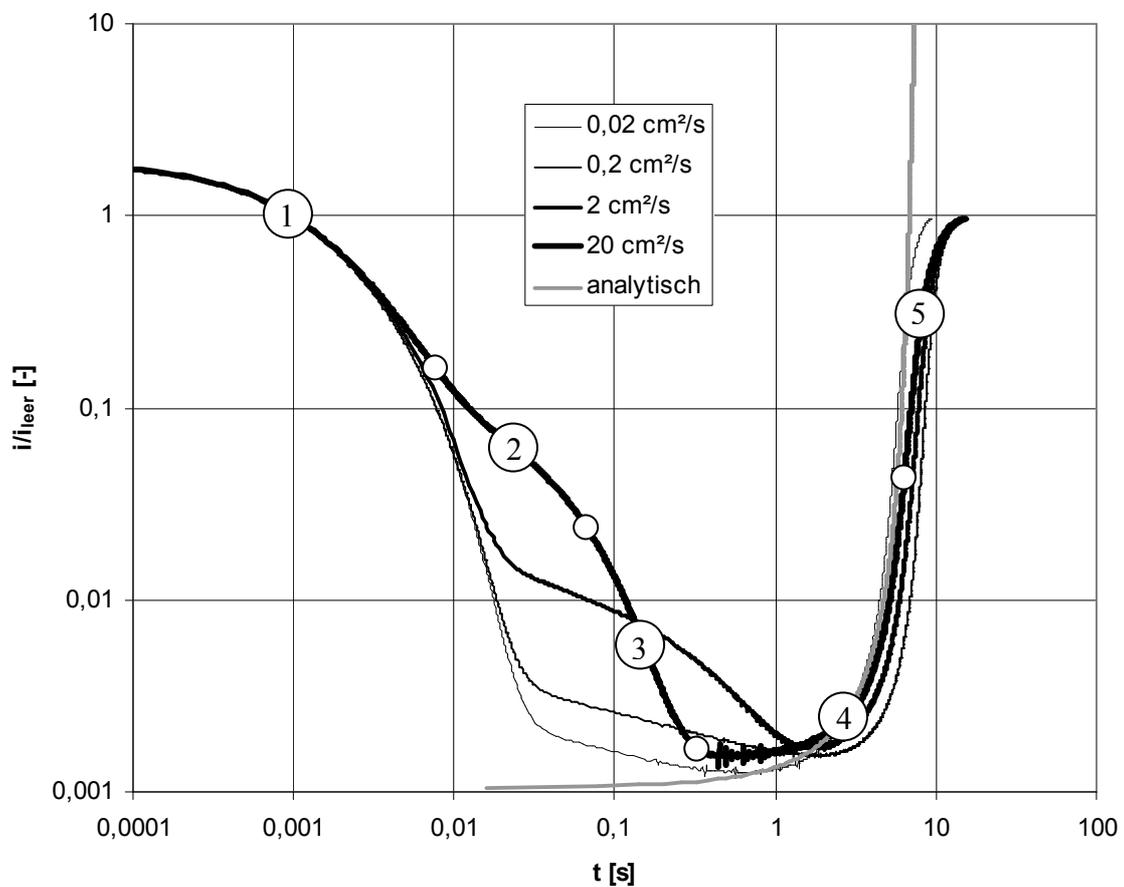
Nach der vierten Phase schließt sich als fünfte Phase der Übergangsbereich zwischen gequenchtem Regime und Reingasregime an, in dem der Strom auf seinen Reingaswert ansteigt. Die Verluste an partikelgebundener Raumladung können hier nicht mehr durch weitere Aufladung der verbliebenen gasgetragenen Teilchen ausgeglichen werden. Der (ionengetragene) Strom nimmt zu.

Der Stromverlauf in den ersten vier Phasen und deren Ausprägung sind wesentlich durch die Quervermischung, beziehungsweise das Verhältnis von diffusivem Teilchentransport zu Teilchendrift im elektrischen Feld beeinflusst. Um dies genauer zu untersuchen, wurden Simulationen für den für den oben beschriebenen 20kV-Fall mit unterschiedlichen Diffusionskoeffizienten durchgeführt. Die Ergebnisse der zeitlichen Stromaufnahme sind für

Diffusionskoeffizienten von  $0,2\text{cm}^2/\text{s}$ ,  $2\text{cm}^2/\text{s}$ ,  $20\text{cm}^2/\text{s}$  und  $200\text{cm}^2/\text{s}$  in Abbildung 7.2-15 zu finden. Für den Stromdichteverlauf bei einem Diffusionskoeffizienten von  $200\text{cm}^2/\text{s}$  sind exemplarisch die bereits oben beschriebenen fünf Phasen der Stromaufnahme mit den kleinen Kreisen grob voneinander abgegrenzt und mit Nummern von 1 bis 5 benannt.

Daneben ist auch hier der durch das analytische Modell vorhergesagte Stromverlauf abgebildet.

In Abbildung 7.2-16 sind die Raumladungsdichten von Partikeln (links) und Ionen (rechts) als Funktion der Radiuskoordinate am Ende der fünf Phasen dargestellt. Bei den Ionenkonzentrationsprofilen sind die radialen Abhängigkeiten ( $\rho_i \sim 1/r$  im Ionenraumladungsdominierten Fernfeld des Reingasregimes,  $\rho_i \sim 1/r^2$  im partikelraumladungsdominierten Fernfeld des gequenchten Regimes) gut zu erkennen. Die steileren Abnahmen der Ionenkonzentration am Ende der Phasen 1, 2 und 3 sind auf die Ionenextinktion zurückzuführen.



**Abbildung 7.2-15: Simulierte Quenchkurven bei unterschiedlichen Dispersionsgeschwindigkeiten im Vergleich mit dem analytischen Modell.**

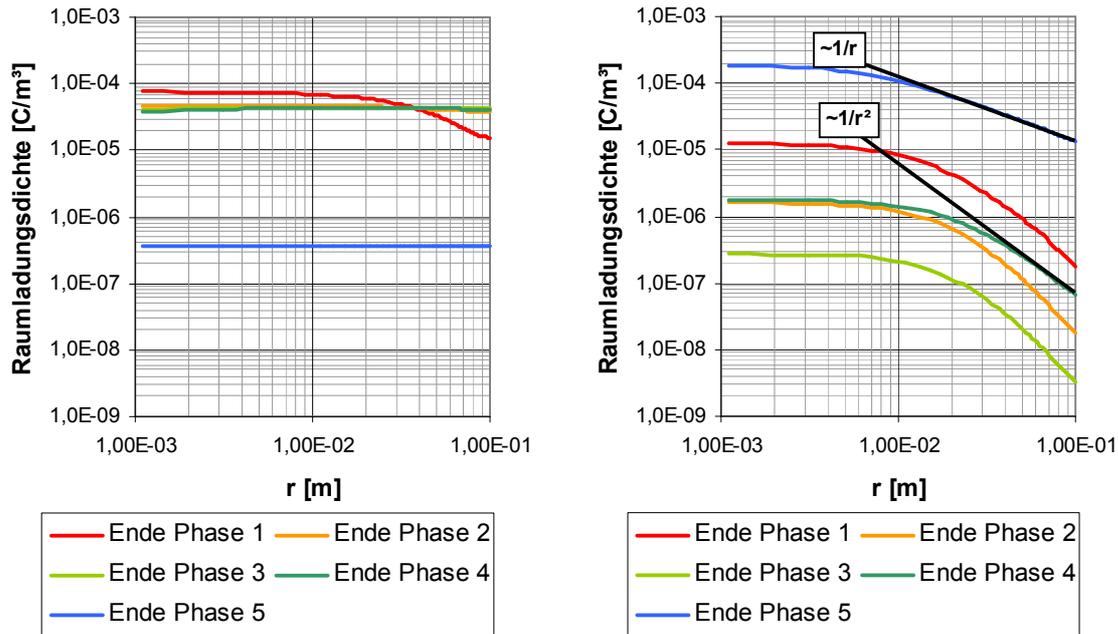


Abbildung 7.2-16 Verteilungen der partikelgebundenen Raumladungsdichte (links) und der Ionenraumladungsdichte (rechts) am Ende der Phasen 1-5 (gelb markierte Punkte in Abbildung 7.2-15)

Vergleicht man zunächst das Verhalten der Stromaufnahme in der relativ leicht nachmessbaren Phase 5 dieser Simulationsergebnisse, so stellt man fest, dass der Anstieg des Stroms im Übergangsbereich (Phase fünf, siehe hierzu auch Abbildung 7.2-24) erwartungsgemäß mit zunehmendem Diffusionskoeffizienten flacher verläuft. Die Quenchzeit – nach der hier getroffenen Definition – verhält sich dagegen nicht erwartungsgemäß. So findet man, vielleicht noch erwartungsgemäß, die kürzeste Quenchzeit für den geringsten Diffusionskoeffizienten. Danach folgt jedoch direkt die Kurve der höchsten Diffusionskoeffizienten ( $200\text{cm}^2/\text{s}$ ), gefolgt von der Stromkurve für  $20\text{cm}^2/\text{s}$ . Die längste Quenchzeit ergibt sich für die Kurve bei  $2\text{cm}^2/\text{s}$ .

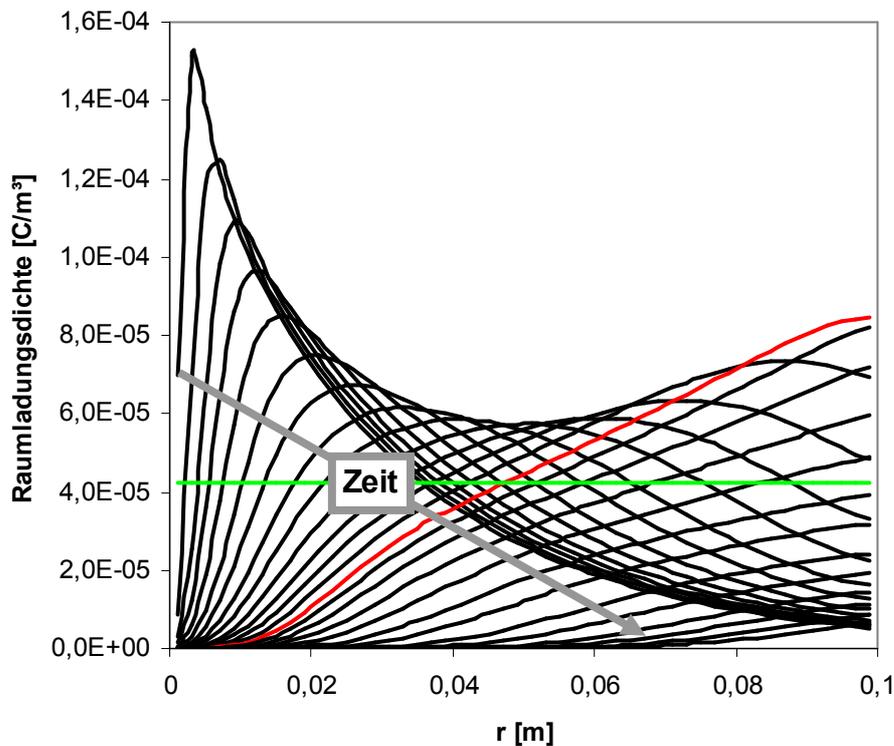
Dieses Verhaltens ist hier folgendermaßen zu erklären:

In der ersten Phase bildet sich, wie bereits beschrieben, eine Raumladungsverteilung mit einem Maximum im Zentrum des Abscheiders aus. Zu diesem Zeitpunkt ist die Teilchenabscheiderate gemäß Gleichung 5.3-13 aufgrund geringer elektrischer Feldstärke und Raumladungsdichte am Rand gering. Im Fall sehr schneller Quervermischung wird diese inhomogene Raumladungsverteilung schnell geglättet. Elektrische Feldstärke am Rand und Abscheiderate der Teilchen nehmen rasch zu. Die „Anlaufzeit“ des Abscheideprozesses ist damit sehr gering. Mit abnehmender Mischungsgeschwindigkeit braucht der Prozess zunehmend länger, um die maximale Abscheideleistung zu erreichen. Dies erklärt die Zunahme der Quenchzeit mit abnehmender Quervermischung.

Weshalb die Stromaufnahmekurve mit der geringsten Quervermischung ( $0,2\text{cm}^2/\text{s}$ ) die kürzeste Quenchzeit aufweist, lässt sich so allerdings nicht erklären. Die kurze Quenchzeit in diesem Fall wird dadurch verursacht, dass die Raumladungsverteilung, in diesem Fall sehr geringer Quervermischung ( $D_{\text{eff}}/r_R < \text{Sedimentationsgeschwindigkeit}$ ), nicht durch die Diffusion geglättet wird. Das anfänglich im Zentrum des Abscheiders vorhandene Raumladungsmaximum wandert als Raumladungswelle nach außen. Die anfangs geringe Feldstärke und Abscheiderate wird, wenn die Raumladungswelle die Niederschlagselektrode erreicht, überkompensiert. Die hohe Raumladungsdichte an der Niederschlagselektrode führt zu einer entsprechend hohen Kapazität des Abscheiders und zu einer sehr hohen elektrischen Feldstärke an der Niederschlagselektrode. Diese wiederum führt in Verbindung mit der

ebenfalls hohen Raumladungsdichte an der Niederschlagselektrode zu einer hohen Abscheiderate.

An der zeitlichen Entwicklung der Raumladungsdichte und ihrer Verteilung über den Radius des Abscheiders, die in Abbildung 7.2-17, Abbildung 7.2-18 und Abbildung 7.2-19 dargestellt sind, lässt sich das Verhalten nachvollziehen. In Abbildung 7.2-21 und Abbildung 7.2-22 sind die partikelgebundene Raumladungsdichte an der Niederschlagselektrode bzw. die elektrische Feldstärke an der Niederschlagselektrode, die sich direkt proportional zur mittleren Raumladungsdichte im Abscheider verhält, als Funktion der Verweilzeit im Abscheider dargestellt. Die resultierende Abscheiderate findet sich in Abbildung 7.2-23. Die zugehörigen zeitlichen Verläufe der Stromaufnahme sind in Abbildung 7.2-24 noch einmal mit linearer Skalierung dargestellt. Die in Abbildung 7.2-20 dargestellten Konzentrationsprofile zeigen in Verbindung mit Abbildung 7.2-23, dass es zumindest im gequenchten Regime keine einfache Beziehung zwischen Konzentration an der Niederschlagselektrode und der Abscheiderate gibt. Während die Konzentration der Teilchen an der Niederschlagselektrode im gequenchten Regime stetig sinkt, steigt die Abscheiderate stetig.



**Abbildung 7.2-17** Zeitliche Entwicklung der Verteilung der partikelgebundenen Raumladungsdichte über den Radius des Abscheiders bei einem Diffusionskoeffizienten von  $0,2 \text{ cm}^2/\text{s}$ .

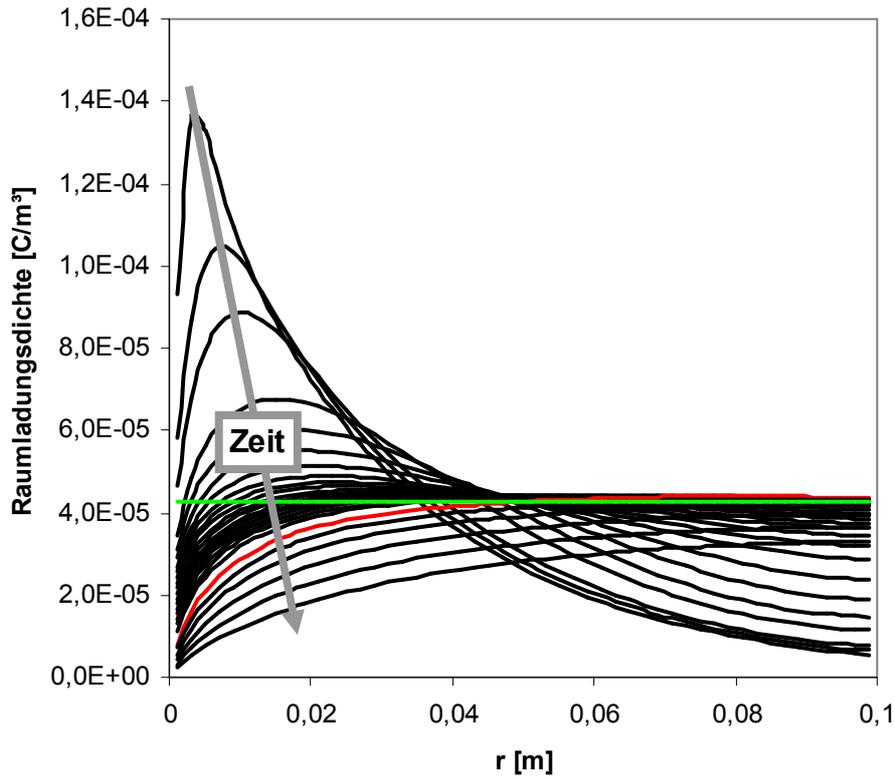


Abbildung 7.2-18 Zeitliche Entwicklung der Verteilung der partikelgebundenen Raumladungsdichte über den Radius des Abscheiders bei einem Diffusionskoeffizienten  $2 \text{ cm}^2/\text{s}$  zu den selben Zeiten wie in Abbildung 7.2-17.

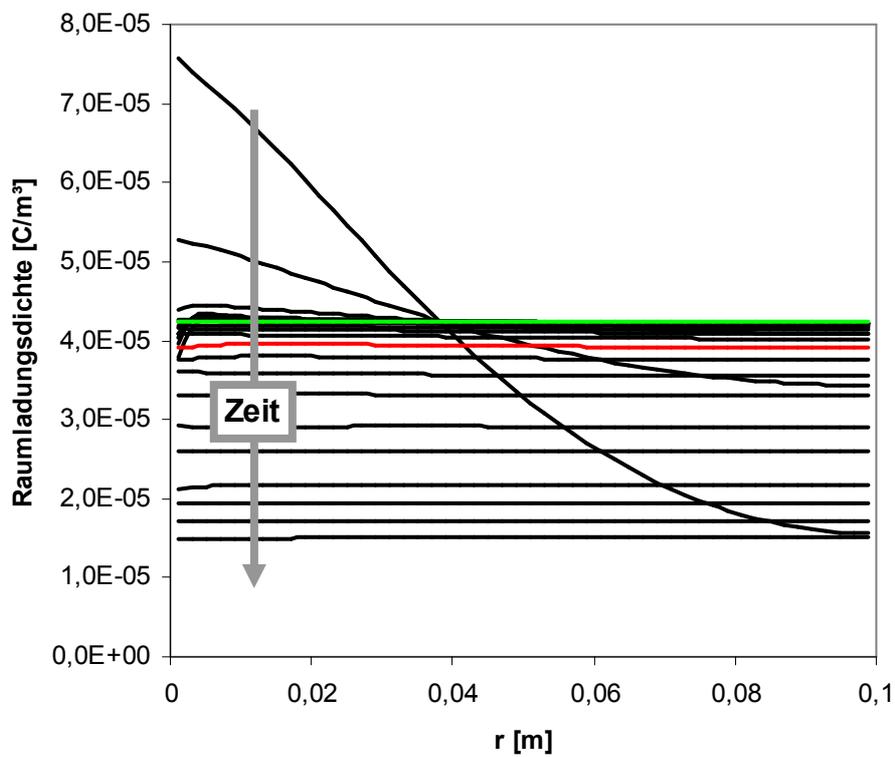


Abbildung 7.2-19 Zeitliche Entwicklung der Verteilung der partikelgebundenen Raumladungsdichte über den Radius des Abscheiders bei einem Diffusionskoeffizienten von  $200 \text{ cm}^2/\text{s}$  zu den selben Zeiten wie in Abbildung 7.2-17.

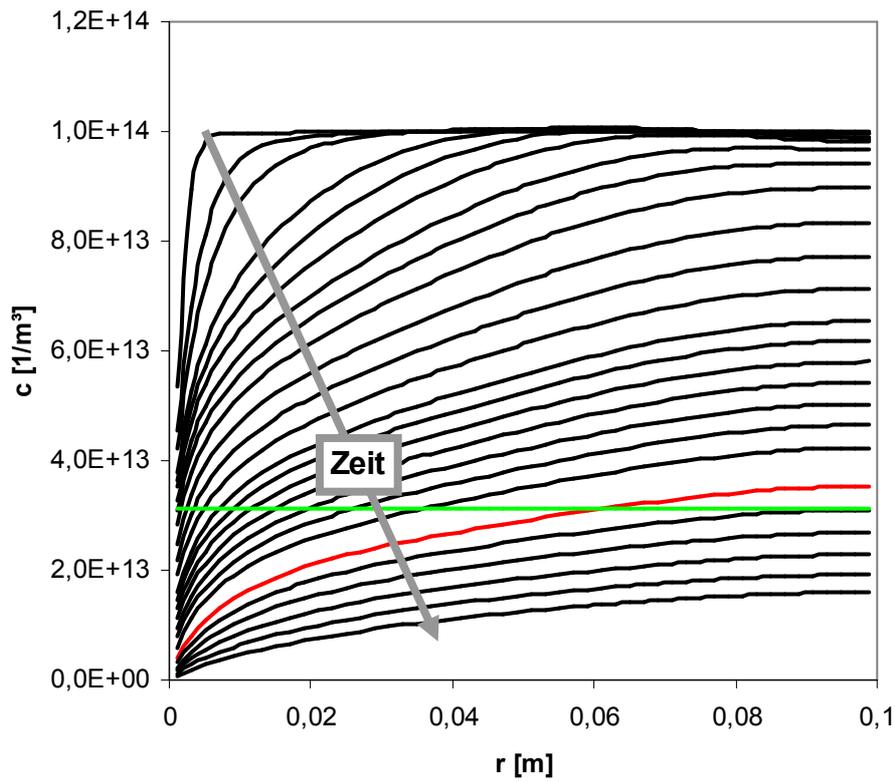


Abbildung 7.2-20 Zeitliche Entwicklung der Verteilung der Partikelanzahlkonzentration über den Radius des Abscheiders bei einem Diffusionskoeffizienten von  $2\text{cm}^2/\text{s}$  zu den selben Zeiten wie in Abbildung 7.2-18.

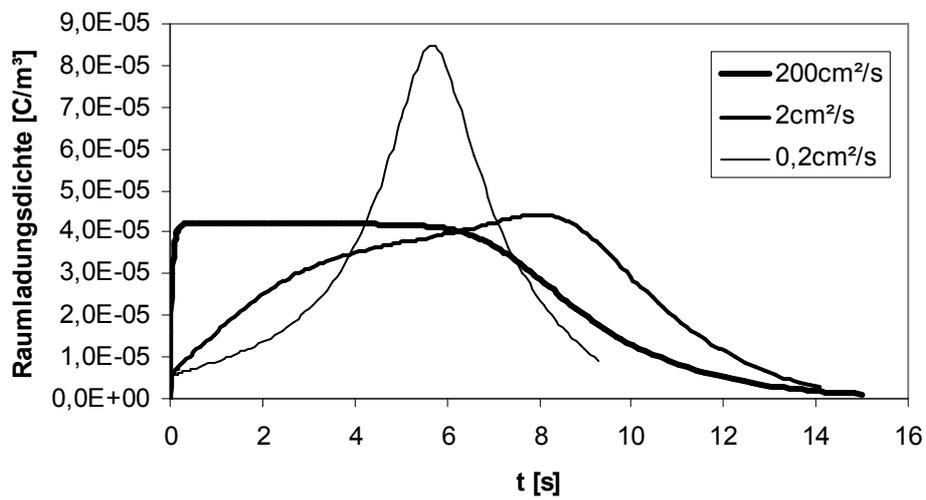


Abbildung 7.2-21 Zeitlicher Verlauf der partikelgebundenen Raumladungsdichte an der Niederschlagselektrode für unterschiedliche Diffusionskoeffizienten

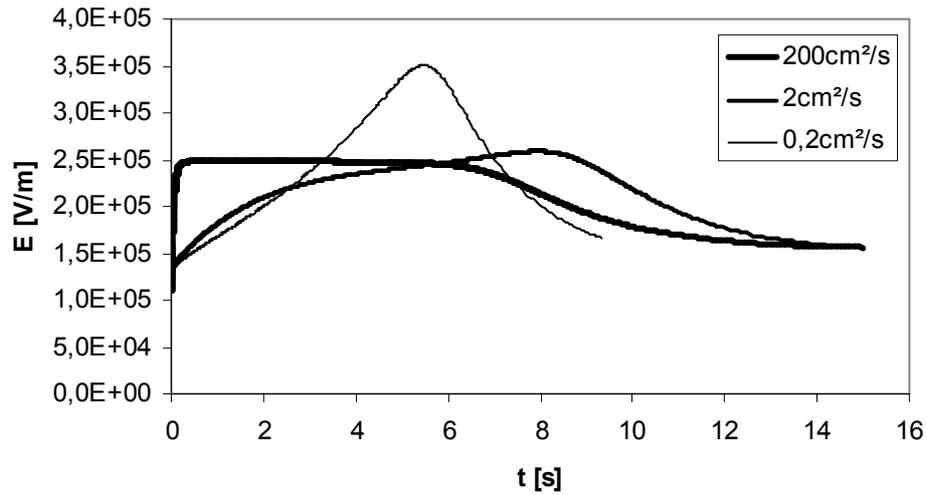


Abbildung 7.2-22 Zeitlicher Verlauf der elektrischen Feldstärke an der Niederschlagselektrode für unterschiedliche Diffusionskoeffizienten

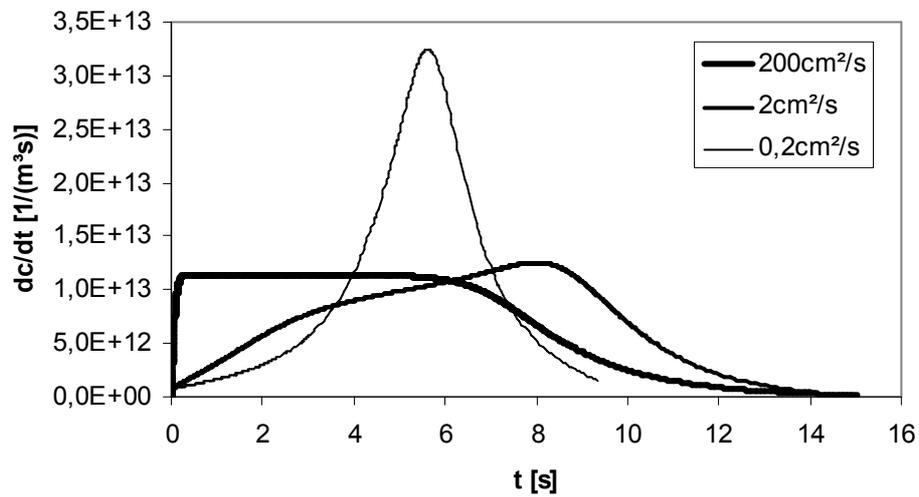


Abbildung 7.2-23 Zeitlicher Verlauf der Konzentrationsänderungsrate für unterschiedliche Diffusionskoeffizienten

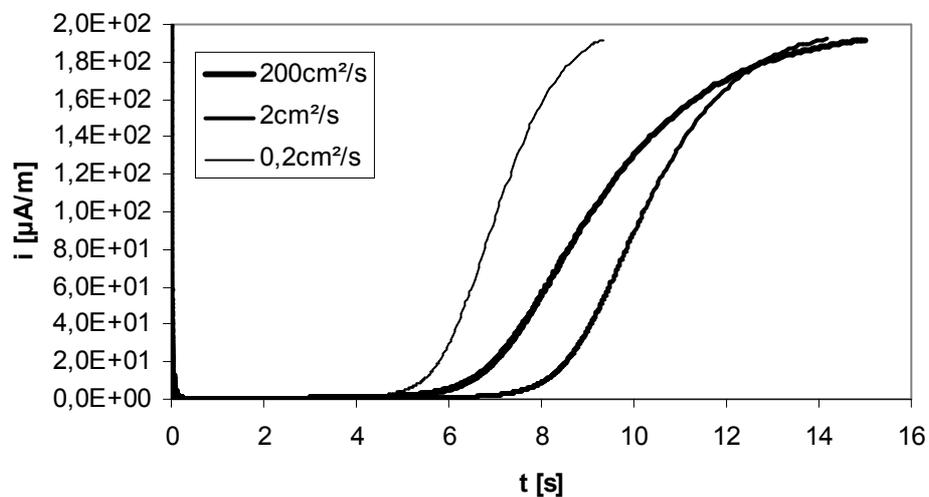
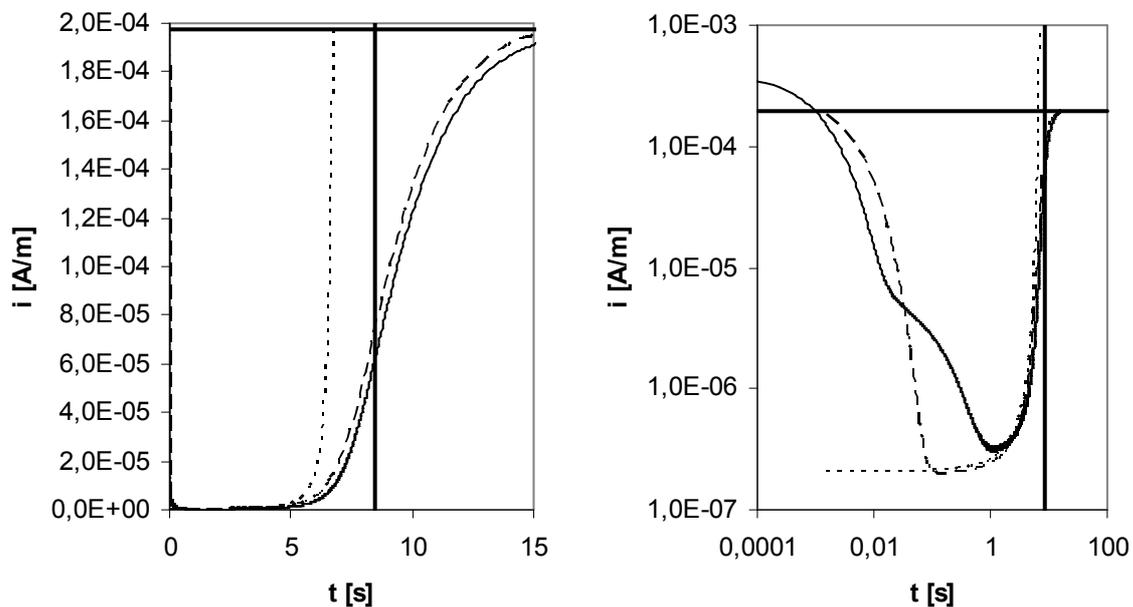


Abbildung 7.2-24 Zeitlicher Verlauf der Stromdichte für unterschiedliche Diffusionskoeffizienten

Den Simulationsergebnissen zufolge hat die Quervermischung einen wesentlichen Einfluss auf das Abscheideverhalten. Im Vergleich mit Messergebnissen zeigt sich allerdings, dass die Quervermischung durch die Verwendung eines festen turbulenten Diffusionskoeffizienten nicht angemessen dargestellt werden kann. Zwar tritt bei Messungen ohne Durchströmung des Abscheiders ein deutliches, wenn auch nicht so extrem wie in Abbildung 7.2-21 ausgebildetes Maximum partikelgetragener Raumladung auf, der sehr langsame Anstieg der Raumladungsdichte an der Niederschlagselektrode wird allerdings nicht gefunden. Eine Diskussion dieser Abweichung erfolgt anhand der Messergebnisse in Kapitel 8.7.4

In Abbildung 7.2-25 sind abschließend zu den theoretischen Betrachtungen die prognostizierten Stromverläufe eines gequenchten Abscheiders nach den unterschiedlichen, hier vorgestellten Berechnungsansätzen gegenübergestellt.



**Abbildung 7.2-25: Vergleich der Berechnungsansätze zur Bestimmung des Stromaufnahmeverhaltens am Beispiel eines Rohrelektroabscheiders mit Rohrdurchmesser 0,2m, Drahtdurchmesser 0,2mm, Einsatzspannung: 8kV, Betriebsspannung: 20kV . Aerosoldaten: Partikeldurchmesser: 200nm, Konzentration:  $10^{14}$  1/m<sup>3</sup> relative Permittivität: 2,1. Fette durchgezogene Linien: Quenchdauer bei unendlich schneller, unbegrenzter Teilchenaufladung (vollständige Aerosolabscheidung unter gequenchten Bedingungen) und Leerlaufstrom. Dünn und kurz gestrichelt: analytisches Berechnungsmodell. Dünn und lang gestrichelt: Schrittweise Berechnung unter Verwendung des elektrischen Feldes und der Ionenkonzentration für homogen verteilte Teilchenraumladung. Dünn und durchgezogen Simulation mit einem Dispersionskoeffizienten von 20cm<sup>2</sup>/s.**

## 8 Experimentelles

Die experimentelle Untersuchung des Corona-Quenchings im Labormaßstab und damit die Validierung der aufgezeigten Beziehungen ist Bestandteil des folgenden Kapitels. Dabei zeigt sich, dass die experimentellen Daten durch die vorgestellten Modelle sehr gut wiedergegeben werden.

### 8.1 Problemstellung

Aus dem analytischen Quench-Modell lassen sich zunächst die Forderung nach einem großen Rohrdurchmesser (die Quenchzeit ist proportional zum Rohrdurchmesser zur vierten Potenz) und einer hohen Aerosolkonzentration ableiten. Die dem analytischen Modell zu Grunde liegende Annahme einer konstanten Raumladungsdichte über den Querschnitt des Abscheiders sollte sich annähernd einstellen lassen. Geht man davon aus, dass die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten höchstens in der Größenordnung der Strömungsgeschwindigkeit liegen und Ursache für die radiale Vermischung sind, so ergibt sich weiter die Forderung, dass die Strömungsgeschwindigkeit in der Größenordnung von Metern pro Sekunde liegen sollte, um eine ideale Quervermischung zu gewährleisten. Aus den Anforderungen an Strömungsgeschwindigkeit und Querschnitt ergibt sich folglich eine Anforderung an den idealerweise zu verwendenden Volumenstrom. Die Dauer des Quenchvorgangs (bis zu einigen zehn Sekunden) bestimmt dann die Länge des Abscheiders. Spätestens hier stellt man fest, dass die Untersuchung des Corona-Quenchings in einem „üblichen“, kontinuierlich betriebenen Abscheider nicht sinnvoll erscheint. Parameter wie Arbeitsspannung oder Teilchenkonzentration könnten dann nur in geringem Maße variiert werden. Die Messung der lokalen Strom- und Raumladungsdichten würde, bei guter Auflösung, eine große Anzahl von Messstellen sehr kleiner Länge erfordern, was zumindest bei der Strommessung zu erheblichen Fehlern führen dürfte, weil die zu messenden Ströme in der Größenordnung von etwa 100 Nanoampere pro Meter Sprühdraht liegen.

### 8.2 Der Kreislauf-Elektroabscheider

Eine Versuchsanordnung, die eine sehr große Variation der Arbeitsspannung und gleichzeitig eine gute Auflösung bei der Messung der Kinetik des Quenchings erlaubt, kann in einem diskontinuierlich betriebenen Abscheider gefunden werden.

In einem solchen Batch-Elektroabscheider laufen die Prozesse der Teilchenaufladung und –abscheidung in der Zeitdomäne ab. Stromaufnahme und Raumladungsdichte können kontinuierlich gemessen werden. Eine Transformation der so gewonnenen Ergebnisse in die Raumdomäne kann unter der Annahme einer Kolbenströmung erfolgen, wenn die Zeit durch die Verweilzeit ersetzt wird. Die recht gute Übertragbarkeit auf den technisch relevanten kontinuierlichen Fall wird exemplarisch an einem kontinuierlich durchströmten Abscheider gezeigt.

Zur Nachstellung des Abscheideverhaltens im Rohr-Draht-Elektroabscheider wird im Rahmen dieser Arbeit ein Kreislauf-Elektroabscheider verwendet, der aus zwei parallelen Rohr-Draht-Elektroabscheidern besteht, die an ihren Enden miteinander über Ventilatoren (Diagonalventilatoren 12V, 35Watt) verbunden sind (Abbildung 8.2-1).

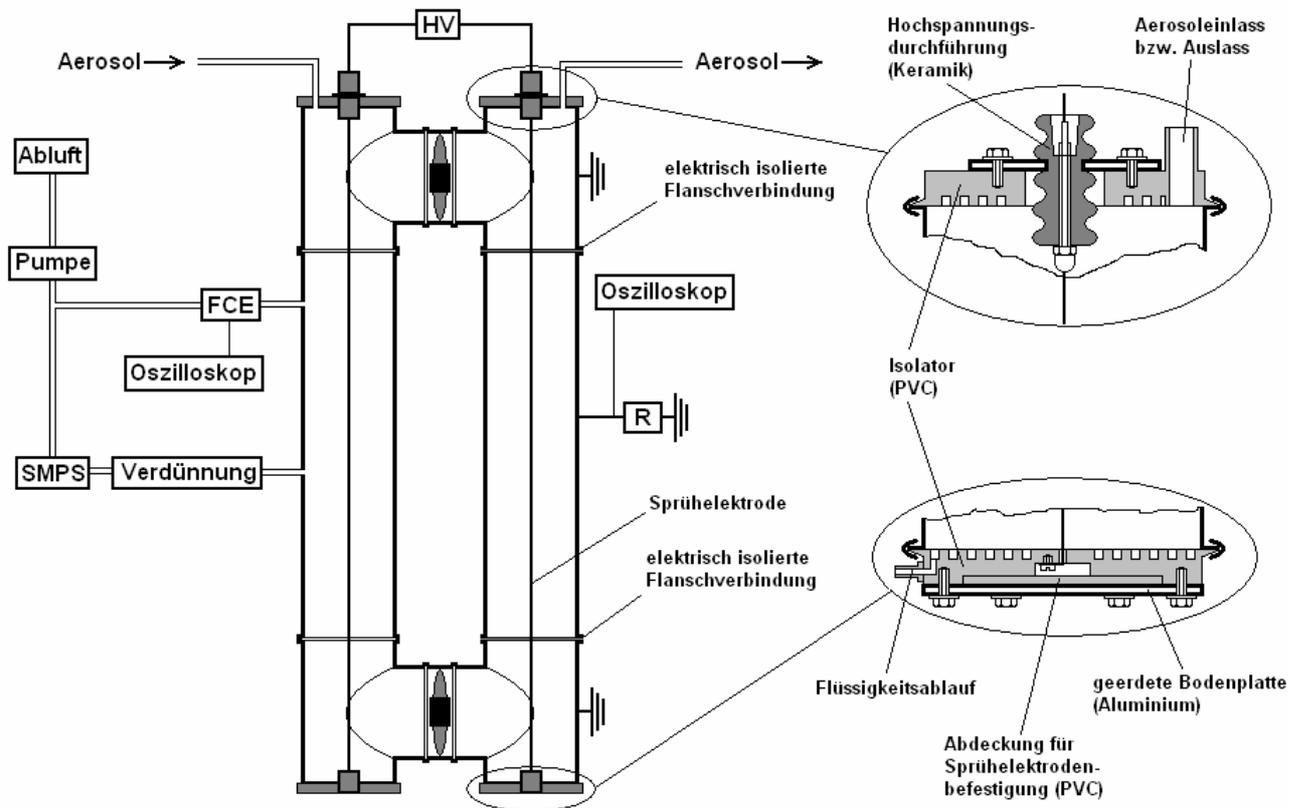


Abbildung 8.2-1 Kreislaufelektroabscheider mit Messtechnik und Isolatoren

Jeder der beiden parallelen Abscheider besteht aus einem 1m langen zylindrischen Mittelteil und jeweils zwei angeflanschten T-Stücken aus verzinktem Stahl. Die Gesamtlänge der beiden Abscheider inklusive der T-Stücke beträgt jeweils 1,6m. Der Rohrdurchmesser beträgt 20cm. Entlang der Rohrachsen der beiden Abscheider sind Tantaldrähte mit einem Durchmesser von 0,2mm gespannt, die die Sprühelektroden darstellen. Die Sprühdrähte sind an beiden Enden an PVC-Scheiben befestigt, die den Abscheider oben und unten verschließen.

Eines der beiden zylindrischen Mittelstücke ist gegenüber den übrigen Niederschlags-elektroden-elementen elektrisch isoliert. Hier kann die Stromaufnahme des Abscheiders gemessen werden. An dem anderen Rohr befinden sich Probenahmestutzen zur Messung von Partikelgrößenverteilung und Konzentration sowie der partikelgebundenen Raumladungsdichte.

### 8.3 Der Versuchsaufbau

Der Kreislaufelektroabscheider ist in eine Messstrecke integriert, die aus einem Aerosolgenerator besteht, der ein schmal verteiltes, hoch konzentriertes Aerosol aus dickflüssigem Paraffin bereitstellt. Nach dem Passieren einer Koagulationsstrecke, in der sich das Aerosol stabilisiert (siehe hierzu Abschnitt 8.4), steht ein Aerosol zur Verfügung, das nun entweder zum Spülen des Abscheiders mit Aerosol im Versuch verwendet werden oder durch einen Bypass am Elektroabscheider vorbeigeleitet werden kann. Hinter dem Versuchsabscheider befinden sich ein weiterer Elektroabscheider und ein Filter zur Nachreinigung des Testaerosols. Die folgende Kombination aus Vakuumpumpe und kritischer Düse stellt einen konstanten Volumenstrom durch die Messstrecke sicher.

In Abbildung 8.3-1 ist die Messstrecke im Fließbild dargestellt.

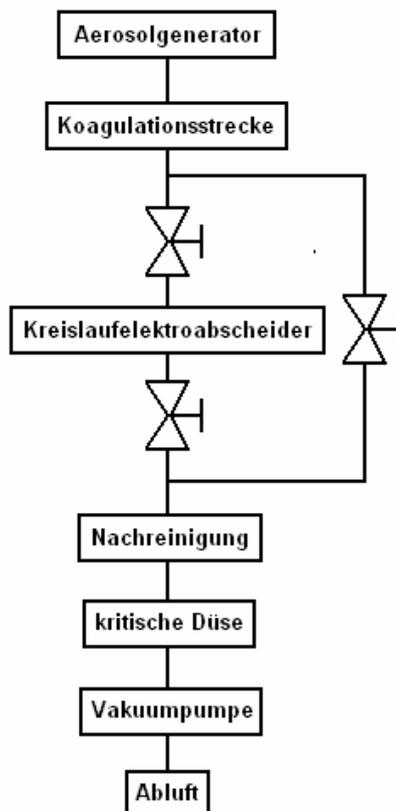


Abbildung 8.3-1 Fließbild der Messstrecke

## 8.4 Das Testaerosol

Ein geeignetes Testaerosol zur Untersuchung des Corona-Quenching im beschriebenen Versuchsaufbau muss eine Reihe von Anforderungen erfüllen. Die Anforderungen an Konzentration und Partikelgröße ergeben sich dabei aus der Physik des Corona-Quenchings. Eine schmale Verteilung der Partikelgröße sowie eine genaue Messbarkeit dieser Verteilung und der Konzentration sind Voraussetzung für die Vorhersage des Quenchverhaltens durch das analytische Modell. Die Partikel sollten darüber hinaus möglichst kugelförmig sein. Die Kugelform ist Basis für alle hier diskutierten Aufladungsmodelle und außerdem Grundlage für die Berechnung der Partikelgrößenverteilung aus den im Messverfahren (SMPS) genutzten physikalischen Partikeleigenschaften. Weitere Anforderungen ergeben sich aus der Gestaltung des Versuchsaufbaus: Da die Isolatoren der Hochspannungseinführungen wegen einer resultierenden Verdünnung des Aerosols nicht gespült werden können, darf das Aerosol nicht elektrisch leitfähig sein. Gleichzeitig darf aber auch das niedergeschlagene Aerosol keine Schichten auf der Niederschlagselektrode ausbilden, die den Stromfluss signifikant behindern.

Diese gewünschten Aerosoleigenschaften legen das zu verwendende Aerosol praktisch auf ein Kondensationsaerosol einer dielektrischen (nicht leitfähigen) Flüssigkeit fest. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher ein homogen kondensiertes Aerosol aus dünnflüssigem Paraffin verwendet.

Zur Herstellung dieses Aerosols wird das Paraffin zunächst in einem Verdampfer unter Stickstoffatmosphäre verdampft. Das Paraffin im Paraffindampf-Stickstoff-Gemisch wird dann durch Mischung mit kalter Umgebungsluft auskondensiert. Dabei entsteht zunächst ein

sehr hoch konzentriertes Aerosol, in dem die Teilchenanzahl sich durch Koagulation zunächst noch sehr schnell ändert. Würde dieses Aerosol direkt in den Kreislaufelektroabscheider geleitet, so ergäbe sich wegen der Verweilzeitverteilung des Systems eine sehr breite Verteilung der Partikelgröße im Abscheider. Daher wird das Aerosol zunächst durch eine Koagulationsstrecke geleitet. Diese besteht aus einem Rohr mit Durchmesser 80 mm und einer Länge von vier Metern, so dass sich eine Verweilzeit von 8 Sekunden für die Koagulation ergibt.

Für das Testaerosol im Abscheider ergibt sich daraus eine Konzentration von etwa  $10^8$  Teilchen pro Kubikzentimeter bei einer geometrischen Standardabweichung von etwa 1,4.

## 8.5 Messtechnik

Der Einsatz eines Batch-Verfahrens zur Untersuchung des Corona-Quenchings ermöglicht eine gute zeitliche Auflösung der Vorgänge während des Quench-Prozesses. Aus der ständigen zeitlichen Veränderung der Parameter im Abscheider resultiert aber auch die Forderung nach sehr schnellen Messverfahren. Während des Batch-Betriebs können daher nur Größen gemessen werden, die schnell und praktisch kontinuierlich vermessen werden können. Des Weiteren ist eine weitgehend rückwirkungsfreie Beprobung nur an der Niederschlags-elektrode möglich. Jegliche Einführung von Sonden in das Innere des Abscheiders würde die Situation des elektrischen Feldes und das Konzentrationsprofil der Ionen beeinflussen, wobei letzteres vermutlich weniger schlimm wäre, da es sich um eine lokale Störung handelt.

Als zeitlich veränderliche Größen im Quench-Prozess, die an der Niederschlags-elektrode hypothetisch gemessen werden können, findet man die Konzentration, die Partikelgrößenverteilung, die Raumladungsdichte und die Gesamtstromaufnahme sowie die elektrische Feldstärke. Da die Bestimmung der Partikelgrößenverteilung mit dem SMPS relativ lange dauert (etwa 2 Minuten), ist dieses Verfahren lediglich zur Charakterisierung des Eingangsaerosols geeignet. Konzentrations- und Verteilungsänderungen können über die Dauer des Quenchvorgangs nicht verfolgt werden.

Raumladungsdichte an der Niederschlags-elektrode und Stromaufnahme können dagegen sehr schnell gemessen werden. Die Messung dieser Parameter ist daher unkritisch. Die elektrische Feldstärke an der Niederschlags-elektrodenoberfläche ist mit einer Feldmühle, die praktisch das Standardverfahren in der Messung elektrischer Felder darstellt, wegen des überlagerten Ionenstroms nach Herstellerinformationen nicht mit ordentlicher Genauigkeit möglich. Die elektrische Feldstärke wird daher nicht gemessen.

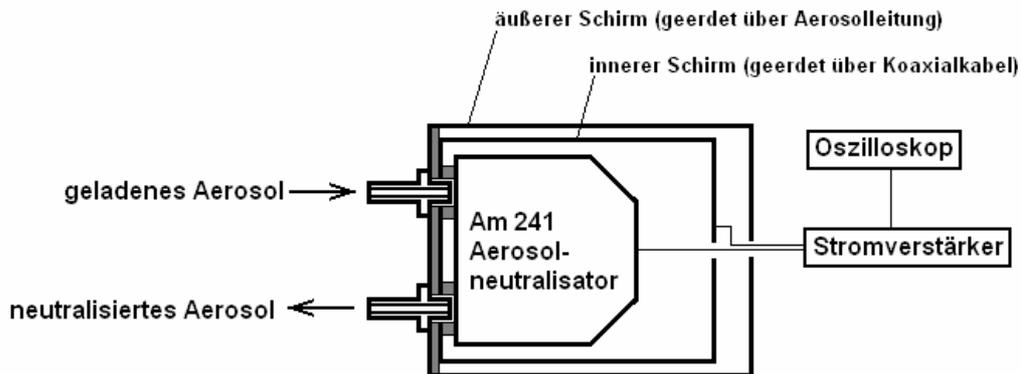
### 8.5.1 Raumladungsdichte - Radioaktives Faraday Cup

Bei der Messung partikelgetragener Raumladung in Gasen werden Faraday Cup Elektrometer (FCE) verwendet. Bei einem solchen FCEs werden üblicherweise mittels eines Filters alle Teilchen und Ionen aus dem Probegasstrom entfernt. Dieser Filter befindet sich Inneren eines Faraday'schen Käfigs. Die auf dem Filter abgeschiedene Ladungsmenge findet sich auf dem Faraday Käfig wieder und kann hier abgegriffen und mittels einer Elektrometerschaltung in ein Spannungssignal umgesetzt werden. Die Auflösung des Stroms liegt üblicherweise im Sub-Femtoampere-Bereich.

Der hier zu messende Strom ergibt sich als Produkt aus Raumladungsdichte und Probenahmevolumenstrom. Bei erwarteten Raumladungsdichten von etwa  $10^{-5} \dots 10^{-4} \text{ C/m}^3$  und einem Volumenstrom (zur Größenordnung des Volumenstroms siehe Abschnitt 8.6.2) von etwa einem halben Liter pro Minute ergibt ein zu messender Strom von 0,17...1,7 nA. Dieser

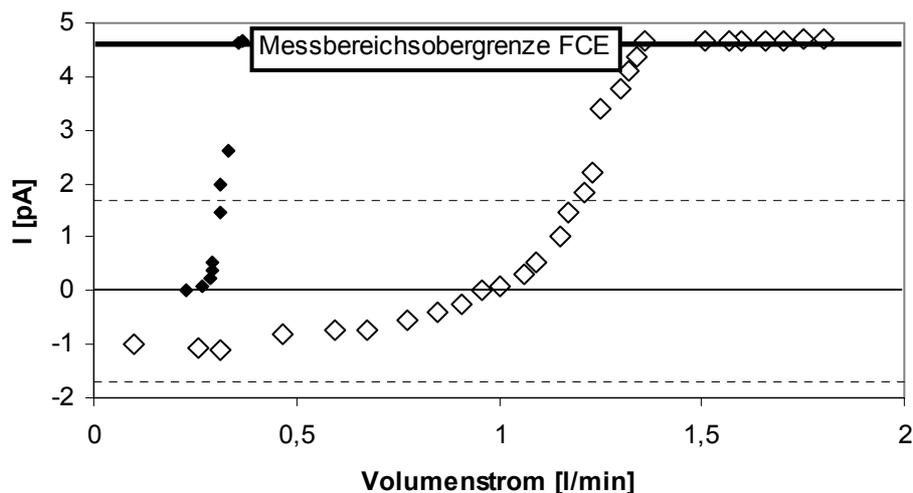
Strom liegt um einen Faktor  $10^5 \dots 10^6$  über Auflösungsgrenze eines FCE und einen Faktor 100...1000 über der oberen Messbereichsgrenze des am Lehrstuhl vorhandenen FCE.

Für die Messung der Raumladungsdichte würde daher ein einfaches radioaktives FCE gebaut (Abbildung 8.5-1). Bei diesem FCE wird das Aerosol nicht auf einem Filter abgeschieden, sondern lediglich in einem radioaktiven Aerosolneutralisator elektrisch neutralisiert. Das elektrisch neutrale Aerosol verlässt den Neutralisator wieder, was den Vorteil hat, dass sich keine größeren Flüssigkeitsmengen im Inneren ansammeln. Der Strom kann in diesem Fall vom Gehäuse der radioaktiven Quelle abgegriffen werden. Er wird danach in einem Stromverstärker verstärkt und kann so kontinuierlich gemessen werden.



**Abbildung 8.5-1** radioaktives FCE (schematisch). Die grau dargestellten Elemente stellen isolierende Materialien (PVC) dar.

Als radioaktive Neutralisatoren kamen, weil am Lehrstuhl vorhanden, eine Kr85-Neutralisator (TSI Model 3077A, ref. Date: Nov. 2008) und ein Am241-Neutralisator (Model 5.521) prinzipiell infrage. Zur Bestimmung der Geeignetheit der Neutralisatoren wurden bei beiden Neutralisatoren die Ladungsdurchbruchskurven bestimmt. Dazu wurde ein Aerosol mit einer Raumladungsdichte von  $30 \mu\text{C}/\text{m}^3$  (positive Raumladung) mit veränderlichem Volumenstrom durch die Neutralisatoren gesaugt. Mit einem „normalen“ Faraday Cup Elektrometer wurde die Raumladungsdichte am Austritt des jeweiligen Neutralisators gemessen. Die Ergebnisse dieses Versuchs sind in Abbildung 8.5-2 dargestellt. Demnach ist das Aerosol für Volumenströme von weniger als 0,3 l/min und Neutralisation durch den Kr85-Neutralisator praktisch perfekt neutral. Im gleichen Volumenstrombereich weist das Aerosol nach Neutralisation durch den Am241-Neutralisator eine negative Ladung auf. Oberhalb von 0,3 l/min versagt der Kr85-Neutralisator, die Raumladungsdichte am Austritt steigt sehr schnell an und überschreitet bereits bei 0,4 l/min die Messbereichsobergrenze. Der Am241-Neutralisator weist einen deutlich langsameren Anstieg der Raumladungsdichte auf. Die Messbereichsobergrenze des FCE wird erst bei einem Volumenstrom von etwa 1,3 l/min erreicht. In Abbildung 8.5-2 ist zusätzlich die Raumladungsdichte eingezeichnet, die bei der niedrigsten in den Versuchen verwendeten Arbeitsspannung einem Fehler von 1% unter Quenchbedingungen entspricht (gestrichelte Linien). Unter Verwendung des Am241-Neutralisators sollten demnach mit vertretbarem Messfehler Probevolumenströme bis etwa 1,2 l/min vermessen werden können. Die Verwendung relativ großer Volumenströme ist wegen der Raumladungsverluste in den Probenahmeleitungen (siehe Abschnitt 8.6.2) wünschenswert. Daher wurde das radioaktive FCE auf der Basis des Am241-Neutralisators gebaut. Der Fehler durch die nicht perfekt symmetrische Ladungsverteilung auf den Teilchen nach der Neutralisation beträgt weniger als 1% und ist damit tolerierbar.



**Abbildung 8.5-2:** Durchbruchkurven von partikelgetragener Ladung als Funktion des Volumenstroms durch den Neutralisator. Gefüllte Symbole: Kr 85-Neutralisator (TSI), ungefüllte Symbole: Am-Neutralisator (Grimm), gestrichelte Linien bei 1% Fehler in Bezug auf den minimal erwarteten Strom im gequenchten Regime.

## 8.5.2 Strommessung

Die Messung der Stromaufnahme folgt niederschlagselektrodenseitig. Der Strom von einem der beiden zylindrischen Rohrstücke wird über einen  $10\text{k}\Omega$ -Widerstand zur Erde geleitet. Das Potential vor dem Widerstand wird zur Bestimmung des Stroms abgegriffen und auf einem digitalen Speicheroszilloskop dargestellt. Die entstehende, zum  $10\text{k}\Omega$ -Messwiderstand parallele Erdung verursacht bei einem Innenwiderstand des Oszilloskops von  $1\text{M}\Omega$  einen Fehler von 1%.

Wegen der kurzzeitigen, teils starken Fluktuationen des Stroms im Bereich größerer Ströme und der Einkopplung von 50Hz Störsignalen kann am Eingang des Oszilloskops optional ein Tiefpass mit einer Zeitkonstante von 200ms zwischengeschaltet werden.

## 8.5.3 Partikelgrößenverteilung – SMPS

Die Messung der Partikelgrößenverteilung und -konzentration erfolgt mittels eines Scanning Mobility Particle Sizer (SMPS) der Firma TSI mit einer Auflösung von 64 Kanälen pro Dekade (Classifier Model 3080, DMA 3081, CPC 3010).

Ein solches SMPS besteht im Wesentlichen aus drei Elementen – einem Neutralisator zur elektrischen Neutralisation der Teilchen, einem Differentiellen Mobilitätsanalysator (DMA), in dem die Teilchen einer Polarität nach ihrer elektrischen Mobilität klassiert werden, und einem Kondensationskernzähler, in dem die klassierten Teilchen gezählt werden.

## 8.6 Probenahme

Bei der Vermessung von Aerosoleigenschaften spielt die Probenahme eine entscheidende Rolle. Dabei ergeben sich zwei Probleme: zum einen die Konzentration – sie muss für die verwendete Messung mittels SMPS um mindestens einen Faktor hundert reduziert werden.

Zum anderen ist bei der Beprobung des geladenen Aerosols mit raumladungsgetriebener Abscheidung zu rechnen.

### 8.6.1 Hochkonzentrierte Aerosole

Hohe partikelgebundene Raumladungsdichten, wie sie zum Quenchen einer Corona erforderlich sind, treten im Bereich sehr feiner Partikel nur bei sehr hohen Aerosolkonzentrationen auf. Die allgemeinen Abhängigkeiten sind im Abschnitt 6.1.6 zu finden. Bei den erreichten Partikelkonzentrationen von etwa  $10^8$  Teilchen pro Kubikzentimeter und einem Teilchendurchmesser von rund 200 nm liegt die Koagulationsrate bei etwa  $5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ . Der Fehler der Konzentrationsmessung beträgt also ca. 5% pro Sekunde Verweilzeit vor der Verdünnung. Die Partikelgröße wird nur wenig beeinflusst. Die Zeit bis zur Verdünnung ist daher möglichst gering zu halten.

Die Verdünnung wird mit einem vorhandenen Verdünnungssystem durchgeführt. Im Verdünnungssystem wird der Probevolumenstrom zunächst in zwei Teilvolumenströme aufgeteilt. Das Teilungsverhältnis wird durch eine auswechselbare Blendenplatte bestimmt. Nach der Aufteilung des Probevolumenstroms werden aus dem Teilstrom, der nicht durch die Blende strömt, alle Teilchen (Abscheidegrad  $>99,99\%$ ) mit einem zweistufigen Elektroabscheider entfernt. Danach wird der gereinigte Teilstrom mit dem Aerosolstrom, der die Blende passiert, wieder vereinigt. Die Verdünnung ist schematisch in Abbildung 8.6-1 dargestellt.

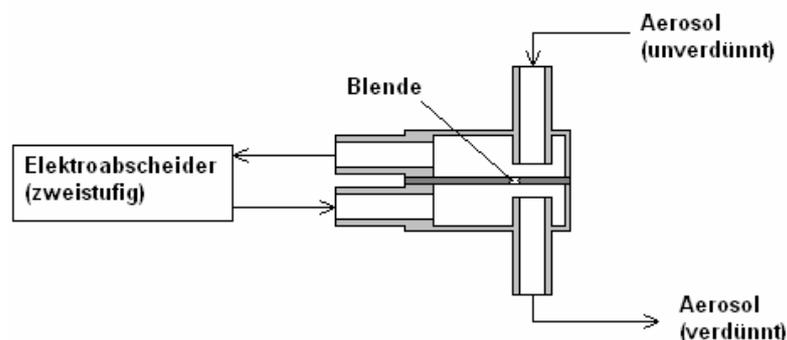
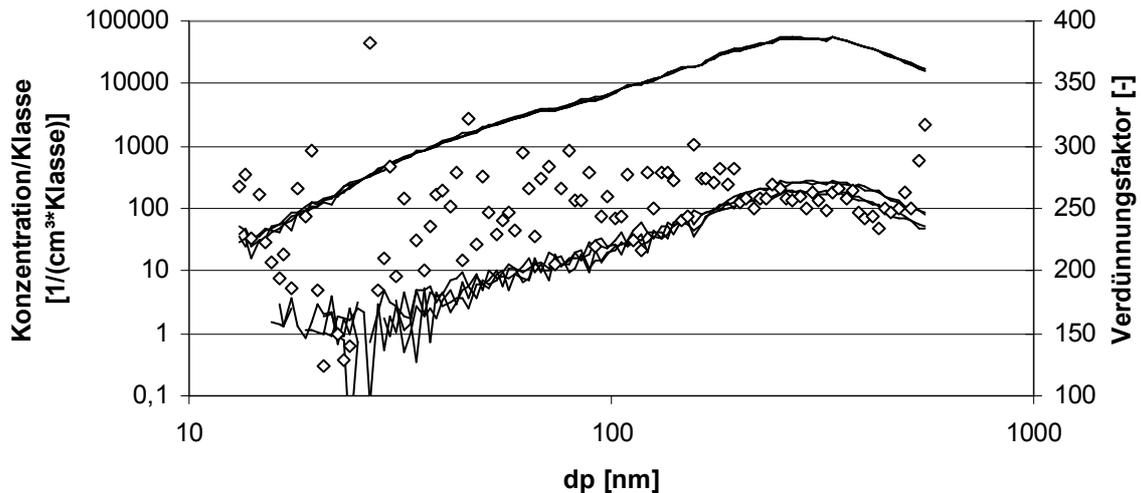


Abbildung 8.6-1 Aerosolverdünnung (Schema)

Auf diese Weise lassen sich einstufig stabile Verdünnungsverhältnisse von bis zu 250 einstellen. Zur Beprobung des Aerosols wird der Verdünnner möglichst dicht an der Probenahmestelle positioniert. Die Leitungslänge bis zur Verdünnung beträgt im Versuch ca. 5cm, der Leitungsdurchmesser 5mm. Daraus ergeben sich eine Verweilzeit von 0,2 Sekunden und ein Fehler durch Koagulation von etwa 1%. Nach der Verdünnung ist der Koagulationsfehler vernachlässigbar.

Abbildung 8.6-2 zeigt die Kalibrierkurve der Verdünnung. Im hier relevanten Partikelgrößenbereich von 100nm bis 500nm beträgt der Verdünnungsfaktor 260.



**Abbildung 8.6-2: Kalibrierkurven des Verdünners. Durchgezogene Linien: Partikelgrößenverteilungen, Rauten: Verdünnungsfaktor. Im relevanten Partikelgrößenbereich zwischen etwa 80nm und 500nm beträgt der mittlere Verdünnungsfaktor 260.**

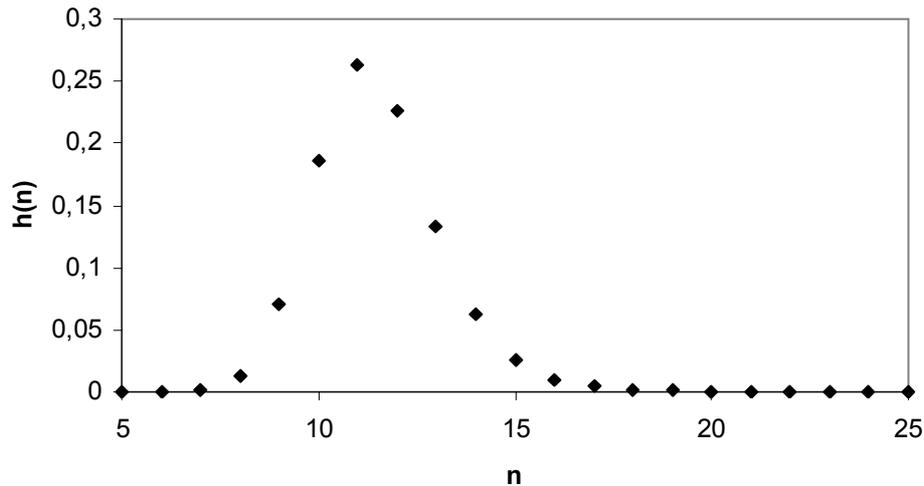
## 8.6.2 Probenahme bei hohen Raumladungsdichten

Bei hohen Raumladungsdichten kann die raumladungsgetriebene Abscheidung von Teilchen und teilchengebundener Ladung erhebliche Fehler verursachen. Bei der Messung des zeitlichen Verlaufs der partikelgebundenen Raumladungsdichte im verwendeten Batch-Elektroabscheider müssen daher im Wesentlichen drei Fehler gegeneinander abgewogen werden: erstens der Fehler durch Raumladungsverluste auf der Basis der elektrostatischen Dispersion, zweitens der Fehler, der durch die Entnahme von Aerosol und die damit verbundene Konzentrationsänderung im Abscheider verursacht wird, und drittens der Fehler durch Ioneneintrag in die Vorrichtung zur Raumladungsmessung. Auf der Basis der folgenden Abschätzung dieser Fehler in Abhängigkeit vom Probenahmestrom kann ein sinnvoller Arbeitsbereich in Bezug auf den Volumenstrom gefunden werden.

### Fehler durch elektrostatische Dispersion

Der Partikelverlust und der Verlust an partikelgebundener Raumladung weisen dabei im Allgemeinen unterschiedliche Charakteristiken auf. Bezüglich der Teilchenverluste sei hier auf Gleichung 5.3-22 verwiesen. Man findet demzufolge für hohe Differenzen zwischen Betriebs- und Einsatzspannung im Elektroabscheider und geringe Raumladungsverluste in der Probenahmeleitung, dass die zeitliche Konzentrationsänderung in der Probenahmeleitung vor Neutralisation oder Verdünnung praktisch der im Elektroabscheider entspricht. Unter Verwendung von 5.3-22 für ein Aerosol mit  $4 \cdot 10^8$  Teilchen pro Kubikzentimeter und 11,5 Elementarladungen pro Teilchen (entspricht einer Arbeitsspannung ca. 28kV unter gequenchten Bedingungen im verwendeten Kreislaufelektroabscheider), ergibt sich beispielsweise eine Partikelverlustrate von etwa 66% pro Sekunde für  $t \rightarrow 0$ .

Die Raumladungsabscheidung erfolgt nach Gleichung 5.3-24 etwas schneller. Für die simulierte Ladungsverteilung in Abbildung 8.6-3 ist die Abscheiderate etwa 68% pro Sekunde und damit nur geringfügig von der Teilchenabscheiderate verschieden.



**Abbildung 8.6-3: Simulierte Ladungsverteilung eines 200nm-Aerosols bei Erreichen eines Stroms von 100µA/m (Leerlaufstrom etwa 900µA/m) : Ladungsmittelwert: 11,5 Elementarladungen, Varianz 2,75**

Diese hohen Verlusten erfordern einen sehr schnellen Transfer des Aerosols zum Messgerät. Bei der Bestimmung der Raumladungsdichte ist daher ein kleiner Durchmesser der Probenahmeleitung erforderlich. Im Versuch beträgt das Leitungsvolumen etwa 0,35cm<sup>3</sup>. Bei dem verwendeten Probenahmestrom von 0,4 Litern pro Minute ergibt sich eine Verweilzeit des Aerosols von etwa 50 Millisekunden und damit für das obige Beispiel ein Verlust von etwa 3,3%.

Der Fehler durch Raumladungsabscheidung ist in Abbildung 8.6-6 als Funktion des Probenahmestroms dargestellt und als

$$F1 \approx \left[ \frac{d\rho_{i,p}}{dt} \right]_{t=0} \cdot \frac{V_{\text{Beprobungsleitung}}}{\dot{V}_{\text{Probe}}}$$

8.6-1

berechnet.

### Fehler durch Ioneneintrag

Ein Fehler ähnlichen Typs ergibt sich durch Ionen, die aus dem Elektroabscheider ausgetragen werden. Dieser Fehler ist bei hohen teilchengebundenen Raumladungsdichten gering, da die Ionen im Feld der Teilchenraumladung abgeschieden werden. Mit abnehmender teilchengebundener Raumladung nimmt der absolute Fehler durch Ionen, die in das Faraday-Cup-Elektrometer gelangen, zu. Besonders hoch ist dieser Fehler bei geringen Betriebsspannungen. Unter der Annahme monomobiler Ionen lässt sich der Ionenstrom, der im FCE gemessen wird, nach Gleichung 8.6-2 abschätzen. Die Definition eines relativen Fehlers ist hier nur unter Verwendung einer Hilfsgröße möglich. Bildet man einen relativen Fehler, indem man den erwarteten Ionenstrom am FCE unter Reingasbedingungen auf den erwarteten Strom durch teilchengebundene Raumladung im gequenchten Zustand bezieht, dann ergeben sich für eine Ionenmobilität von 0,155m<sup>2</sup>/(kVs) die in Abbildung 8.6-4 dargestellten relativen Fehler.

8.6-2

$$\frac{\rho_i(t)}{\rho_{i,p}} = \frac{1}{\frac{4 \cdot \varepsilon_0 \cdot \Delta U}{r_i^2} \cdot \left( \frac{1}{e \cdot c_0} + \frac{Z_i \cdot t}{\varepsilon_0} \right)}$$

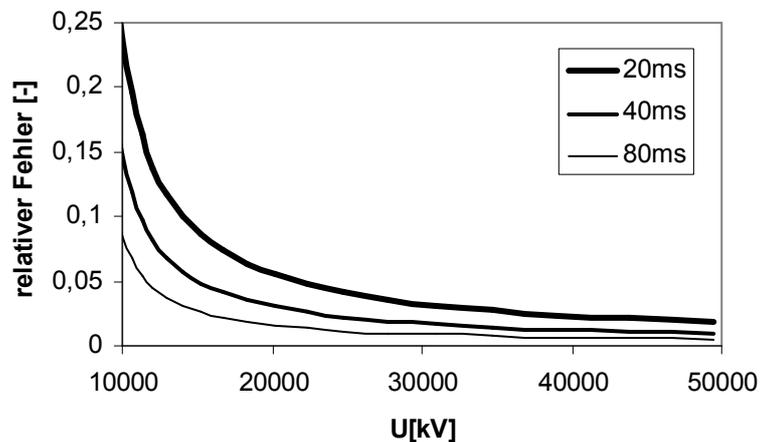


Abbildung 8.6-4 Verhältnis von Ionenstrom unter Reingasbedingungen zu partikelgebundenem Raumladungsstrom unter Quenchbedingungen am FCE als Funktion der Arbeitsspannung für Verweilzeiten des Aerosols in der Probenahmeleitung. Rohrdurchmesser 0,2m, Sprühdrahtdurchmesser 0,2mm.

Der tatsächliche Fehler durch Ioneneintrag in das FCE ist allerdings deutlich geringer als der so abgeschätzte (Abbildung 8.6-5), weil die Ionendriftgeschwindigkeit im elektrischen Feld an der Niederschlagselektrode deutlich höher ist als die Strömungsgeschwindigkeit in der Probenahmeleitung. So beträgt der Fehler durch Ioneneintrag bei einer Spannung von 16kV an der Sprühelektrode und einem Probenahmestrom von 2 Litern pro Minute mit einer Verweilzeit in der Probenahmeleitung von etwa 10ms lediglich etwa 5 Prozent. Die Ionendriftgeschwindigkeit an der Niederschlagselektrode ist in diesem Fall etwa viermal so hoch wie die Strömungsgeschwindigkeit in der Probenahmeleitung. Die Neutralisationskapazität des radioaktiven Neutralisators wird bei diesem Volumenstrom allerdings deutlich überschritten.

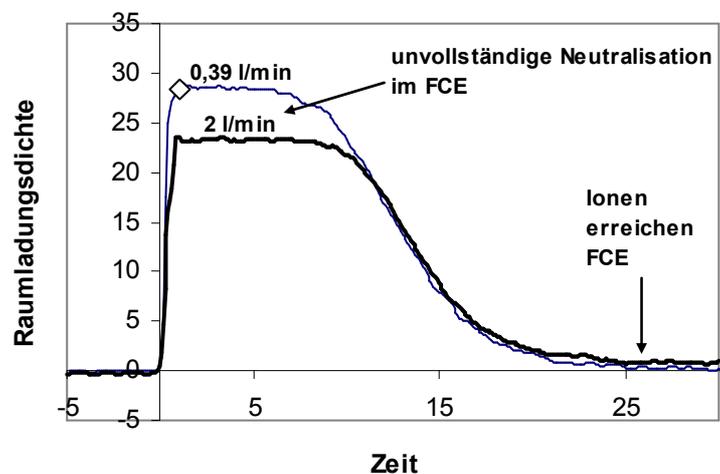


Abbildung 8.6-5: Auswirkung eines falsch bemessenen Probenahmestroms auf das Messergebnis.

### Fehler durch Verdünnung

Die Verdünnung des Aerosols im Abscheider durch die Beprobung hat kaum einen Einfluss auf die Raumladungsmenge im Abscheider. Die entnommene Raumladung wird im gequenchten Abscheider schnell ersetzt. Die stetige Entnahme von Teilchen führt aber durch die entsprechend erhöhte Teilchenverlustrate zu einer scheinbar schnelleren Abscheidung. Die Quenchzeit verkürzt sich.

In Abbildung 8.6-6 ist dieser Fehler für den verwendeten Abscheider mit einem Volumen von 100 Litern und einer Versuchsdauer von 90 Sekunden als:

$$F2 = 1 - \exp\left(-\frac{\dot{V}_{Probe} \cdot t}{V_{Abscheider}}\right)$$

8.6-3

abgeschätzt.

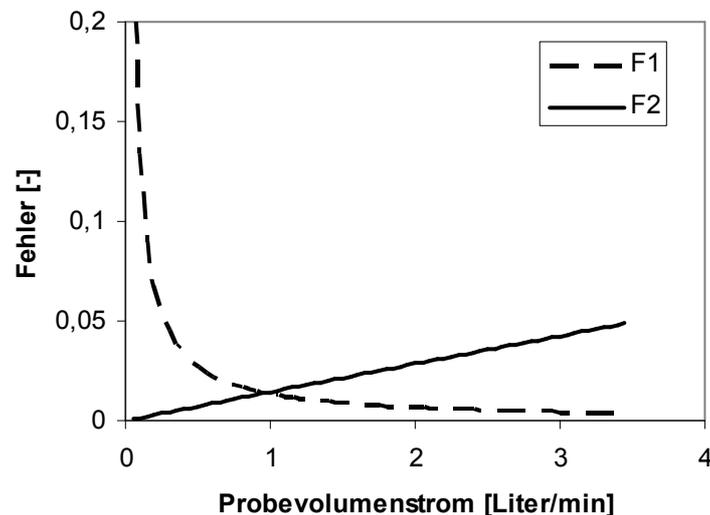


Abbildung 8.6-6 Fehler durch Raumladungsmessung als Funktion des Volumenstroms. F1: Fehler durch Raumladungsverluste in der Probenahmeleitung bei einem Leitungsvolumen von  $0,35\text{cm}^3$ , einer Arbeitsspannung von 28kV und 11,5 Elementarladungen pro Teilchen. F2: Fehler durch Änderung der Konzentration im Abscheider nach 90s.

Mit Blick auf die Neutralisationsleistung des Am241-Aerosolneutralisators (Abbildung 8.5-2) und die Ionenaustragsproblematik ergibt sich ein minimaler Fehler bei einem Probenahmevolumenstrom von  $0,3 \dots 1$  Liter pro Minute.

### 8.7 Versuche mit dem Kreislauf-Elektroabscheider

Die Versuche zur Teilchenabscheidung mit dem Kreislauf-Elektroabscheider dienen zur Validierung der vorgestellten Berechnungsmethoden zur Vorhersage des Corona-Quenchings. Versuche wurden ausschließlich mit positiver Spannung durchgeführt, weil sich die negative Corona-Entladung, insbesondere im hier besonders relevanten Bereich niedriger Ströme, einer einfachen Beschreibung gemäß Gleichung 5.1-16 entzieht (siehe Abbildung 5.1-1). Wegen der weniger scharf definierten Einsatzspannung würden sowohl analytische Modelle als auch

die Simulation insbesondere im Bereich geringer Arbeitsspannungen zu größeren Abweichungen von den Messdaten führen.

### 8.7.1 Vorversuche

Nachdem die Geometrie des Systems bekannt ist, wird zunächst die Corona-Einsatzspannung als zentraler elektrischer Parameter bestimmt. Die Corona-Einsatzspannung sowie eine (mittlere) Ionenmobilität wurden aus der Strom-Spannung-Kennlinie des Abscheiders ermittelt. Dazu wurde die experimentell ermittelte Kennlinie mit der emitting wire approximation unter Variation von Ionenmobilität und Einsatzspannung gefittet. Ein optimaler Fit ergibt sich für eine Einsatzspannung von 8,0kV und eine Ionenmobilität von  $0,155\text{m}^2/\text{kVs}$ . Die ermittelte Ionenmobilität liegt dabei im „üblichen“ Bereich für positive Ionen in Luft. Eine Auflistung von mittleren Ionenmobilitäten aus verschiedenen Literaturquellen findet sich z. B. in [Stommel2006]

Die Strom-Spannungs-Kennlinie des Abscheiders ist in Abbildung 8.7-1 im Vergleich mit den theoretischen Verläufen nach Gleichung 5.1-16 dargestellt. Die Kennlinien für die beiden Rohre sind, sofern keiner der beiden Sprühdrahte verschmutzt ist, identisch. Wegen der empfindlichen Reaktion der Einsatzspannung auf Verschmutzungen wird die Einsatzspannung vor Beginn jedes Versuches gemessen, um die Sauberkeit des Sprühdrahtes zu überprüfen.

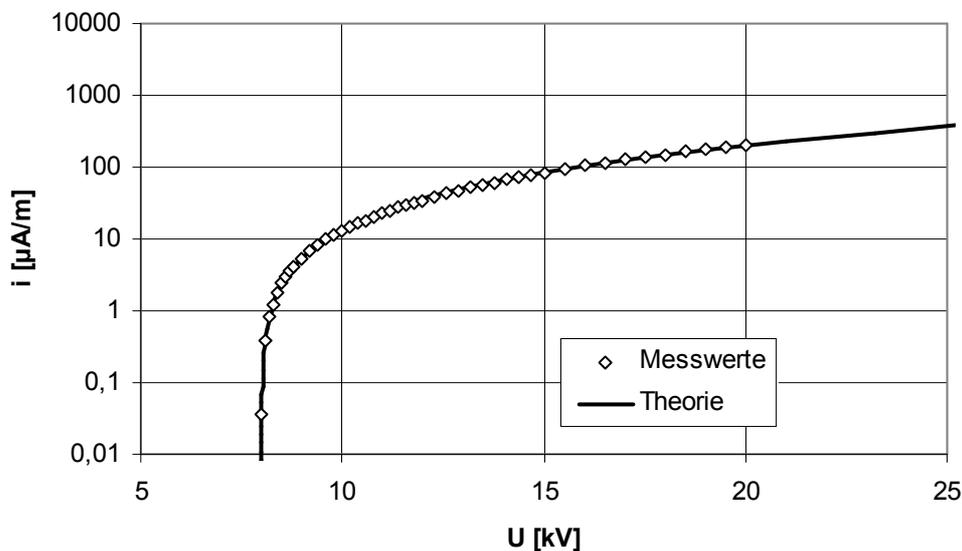


Abbildung 8.7-1 Positive Strom-Spannungs-Kennlinie des Abscheiders

Im Hinblick auf die analytischen Berechnungen, die von einer idealen Quervermischung ausgehen, ist weiterhin eine Bestimmung des Mischungsverhaltens wünschenswert. Diese Annahme kann indirekt über die Raumladungsdichte an der Oberfläche der Niederschlags-elektrode des Abscheiders validiert werden. Bei idealer Quervermischung sollte sich im gequenchten Regime eine teilchengebundene Raumladungsdichte gemäß Gleichung 6.1-4 einstellen. Da die Annahme einer idealen Quervermischung in den Berechnungsmodellen lediglich als Basis für die Annahme einer homogenen teilchengebundenen Raumladungs-

dichte erforderlich ist, ist die Messung der teilchengebundenen Raumladungsdichte ausreichend.

Diese wurde mit dem radioaktiven FCE für einen Spannungsbereich von 8kV bis 20kV unter gequenchten Bedingungen gemessen. Der Probenahmevolumenstrom wurde mittels einer kritischen Düse auf einen Volumenstrom von 0,382 Liter pro Minute eingestellt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 8.7-2 dargestellt. Die sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Berechnung zeigt, dass bei Betrieb der Ventilatoren von einer idealen Durchmischung des Abscheiders gegangen werden kann.

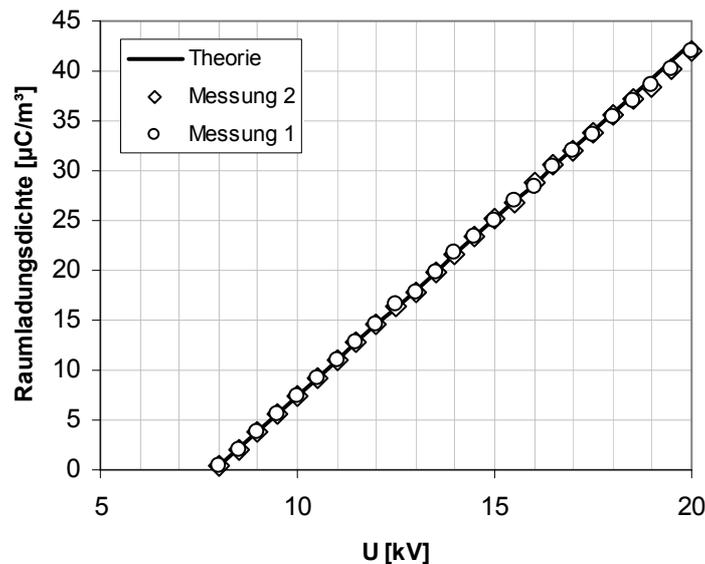


Abbildung 8.7-2 Gemessene Raumladungsdichte als Funktion der Arbeitsspannung im Vergleich mit der Vorhersage bei Annahme homogener verteilter, teilchengebundener Raumladung.

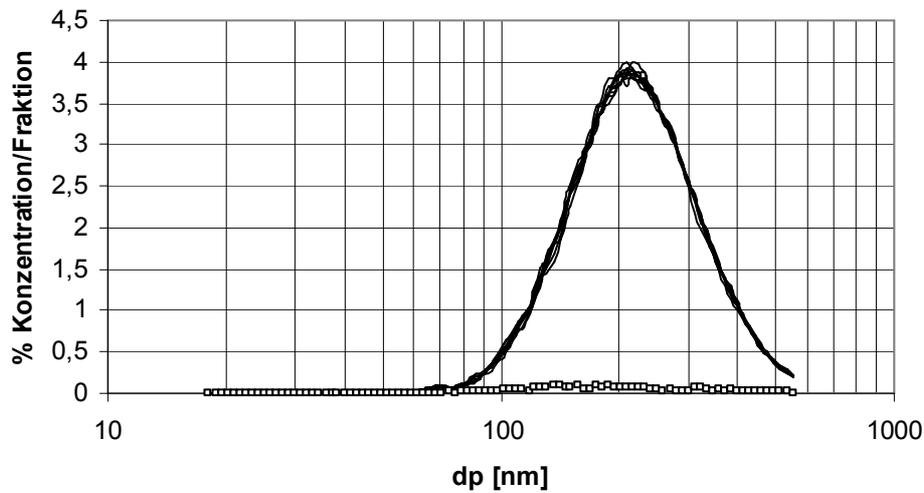
### 8.7.2 Corona-Quenching bei idealer Durchmischung - Versuchsdurchführung

Zur Messung der zeitabhängigen Stromaufnahme und des zeitlichen Verlaufs der teilchengebundenen Raumladungsdichte unter ideal quervermischten Bedingungen wird der Kreislauf-Elektroabscheider zunächst bei eingeschalteten Ventilatoren mit Aerosol gespült. Dazu werden Aerosolein- und -ablassventil geöffnet, das Bypassventil wird geschlossen. Die Spülung erfolgte jeweils für mindestens zweieinhalb Minuten. Bei einem Aerosolvolumenstrom von etwa vier Litern pro Sekunde und einem Abscheidervolumen von 100 Litern entspricht dies sechs Mal der mittleren Verweilzeit. Damit werden praktisch 99,8% der stationären Konzentration im Abscheider erreicht.

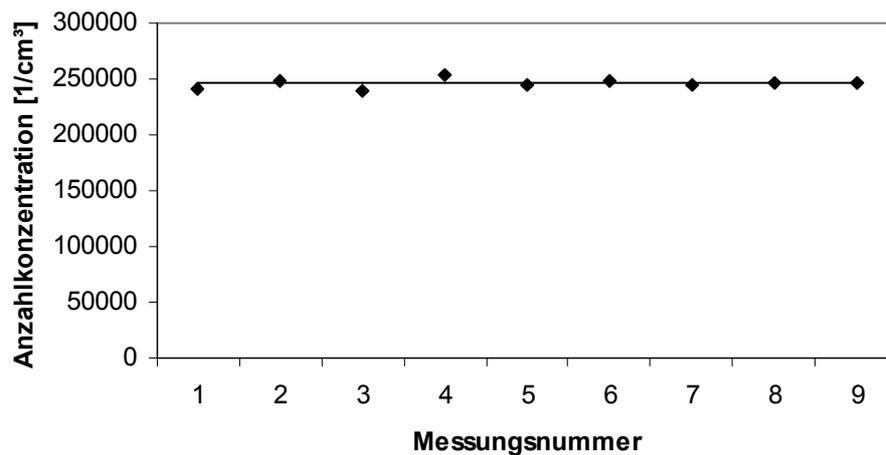
Danach erfolgt vor jeder Strommessung und immer noch im kontinuierlichen Betrieb die Messung der Partikelgrößenverteilung mit dem SMPS. Partikelgrößenverteilung und Anzahlkonzentration sind innerhalb einer Messreihe praktisch perfekt konstant (siehe Abbildung 8.7-3). Zwischen den unterschiedlichen Messreihen bestehen allerdings teilweise signifikante Unterschiede, die auf Undichtigkeiten im Kreislauf-Elektroabscheider und eventuell auf einen nicht exakt identischen Stickstoffstrom im Aerosolgenerator zurückzuführen sind. Daher sind Partikelgrößenverteilung und Konzentration für jede einzelne Messreihe angegeben.

Wegen der guten Reproduzierbarkeit innerhalb jeder Messreihe wurde am Ende der Messreihe ein Mittelwert aus allen Messungen gebildet, der in einer 8-Kanal/Dekade-Auflös-

ung als Basis für die Simulation dient. In der im Allgemeinen verfügbaren 64-Kanal/Dekade-Auflösung sind die Verteilungen der Aerosole bei den jeweiligen Messreihen abgebildet.



**Abbildung 8.7-3:** Neun Partikelgrößenverteilungen (durchgezogene Linien), gemessen über die Dauer einer Versuchsreihe zum Stromaufnahmeverhalten (ca. 2 Stunden). Die Standardabweichung der Messreihe ist mit kleinen Quadraten eingetragen.



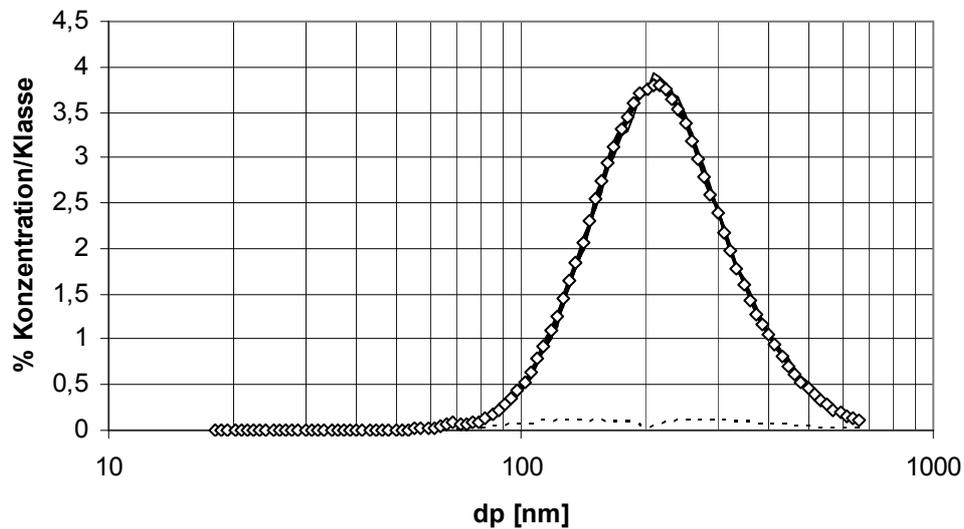
**Abbildung 8.7-4:** Entwicklung der Anzahlkonzentration über die Dauer der Messreihe (zu den Verteilungen in Abbildung 8.7-3)

Nach Abschluss der Aerosolvermessung wurde das SMPS vom Abscheider getrennt, um Teilchenverluste mit dem SPMS-Probenahmestrom zu verhindern.

Danach wurde der Abscheider durch Öffnung des Bypassventils und Schließen von Ein- und Ablassventil auf Batch-Betrieb umgeschaltet. Die Hochspannungsversorgung des Abscheiders wurde sofort nach der Umschaltung auf den Batch-Betrieb eingeschaltet, um Veränderungen des Aerosols durch Koagulation weitgehend zu vermeiden. Stromaufnahme und teilchengebundene Raumladungsdichte werden als Funktion der Zeit mit einem digitalen Speicherosilloskop aufgezeichnet.

### 8.7.3 Messergebnisse im Vergleich mit Simulation und analytischem Modell

Das Aerosol in den Versuchen mit maximaler Strömungsgeschwindigkeit hat eine Partikelgrößenverteilung wie in Abbildung 8.7-5 dargestellt.



**Abbildung 8.7-5: Partikelgrößenverteilung zu Stromaufnahmekurven in Abbildung 8.7-6. Anzahlkonzentration:  $1,1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$  GSD: 1,475, Median: 214nm, Mittelwert: 233nm**

Mit diesem Aerosol wurden die zeitlichen Verläufe von Strom und Raumladungsdichte für angelegte Spannungen im Bereich von 14kV bis 28kV aufgenommen. In Abbildung 8.7-6 sind die Stromaufnahmekurven von jeweils zwei Messungen den Simulationsergebnissen gegenübergestellt.

Die simulierten Stromverläufe stimmen dabei sehr gut mit den Messergebnissen überein. Bei genauerer Betrachtung ist eine systematische Abweichung zwischen Messung und Simulation zu erkennen, die sich darin äußert, dass der Stromanstieg in der Simulation im Bereich kleiner Ströme etwas steiler ist als in der Messung. Gegen Ende des Übergangsbereiches zwischen gequenchtem Regime und Reingasregime scheint dann der gemessene Verlauf etwas steiler zu sein als der simulierte.

Abbildung 8.7-7 zeigt die Quenchzeiten (Zeit zwischen Einschalten des Stroms und Erreichen von fünf Prozent des Leerlaufstroms) aus den Stromverläufen in Abbildung 8.7-6 und die Vorhersage der Quenchdauer nach dem analytischen Modell mit und ohne Koagulation. Bei dem Modell mit Koagulation wurde wie in Kapitel 6.1.2 beschrieben die Koagulationsrate der ungeladenen Teilchen angesetzt.

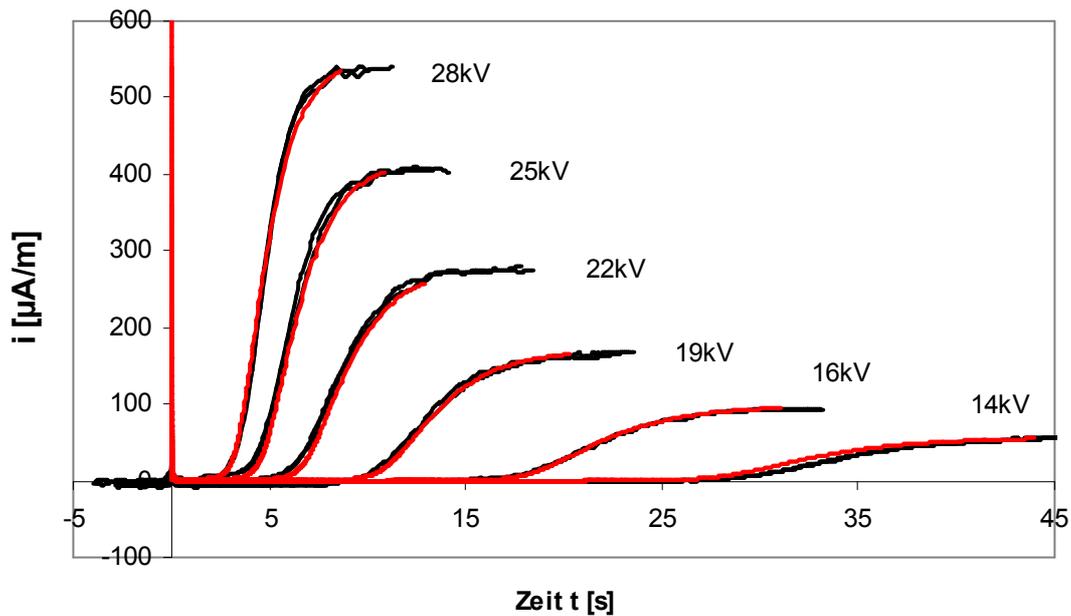


Abbildung 8.7-6: Stromaufnahme als Funktion der Verweilzeit des Aerosols im Kreislaufabscheider bei unterschiedlichen Arbeitsspannungen und voller Ventilatorleistung (72W). Die Strömungsgeschwindigkeit beträgt etwa 5m/s. Aerosol gemäß Abbildung 8.7-5, Messungen: schwarz, Simulation: rot.

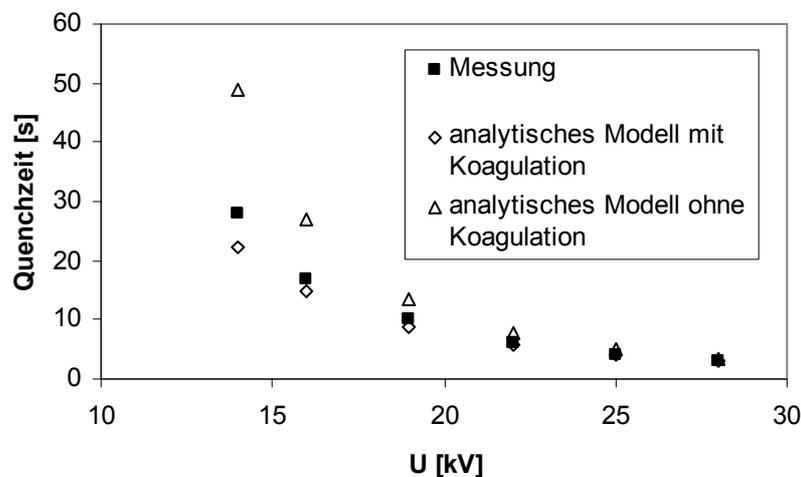


Abbildung 8.7-7: Quenchzeiten nach Messung im Vergleich mit dem analytischen Berechnungsmodell unter Verwendung des mit  $d_p/C_u$  gewogenen Mittelwertes der Anzahlverteilung(241nm) als Partikelgröße.

Im Vergleich mit den analytischen Modellen mit und ohne Koagulation zeigt sich, dass die experimentell ermittelten Quenchzeiten erwartungsgemäß zwischen den Zeiten, die durch das Modell mit Koagulation und das Modell ohne Koagulation vorhergesagt werden. Die experimentell ermittelten Werte liegen dabei deutlich näher an den Zeiten, die durch das Modell mit Koagulation vorhergesagt werden. Neben dem Einfluss der Koagulation spielt hier sicher auch der, durch das analytische Modell steiler prognostizierte Stromverlauf am Ende des Quenchvorgangs eine Rolle (siehe Abbildung 7.2-25 links). Bei hohen Spannungen und demzufolge kurzen Quenchzeiten unterscheiden sich die Vorhersagen durch die beiden Modelle kaum.

Um den Einfluss der Koagulation auf die Konzentrationsänderung einordnen zu können, sind in Abbildung 8.7-8 die mittlere Teilchenladung (Gl. 6.1-12) direkt nach Einschalten der Spannung (linkes Diagramm) und der sich ergebende Korrekturfaktor (Gl. 4.6-5) für die Koagulation (rechtes Diagramm) bei gleichverteilter Teilchenladung dargestellt. Demnach spielt die Anzahlkonzentrationsänderung durch Koagulation zumindest am Anfang des Quenchvorgangs im Bereich der niedrigeren Spannungen noch eine signifikante Rolle, die hier wegen der fehlenden Berücksichtigung von Ladungsverteilung und externem elektrischem Feld noch unterschätzt wird.

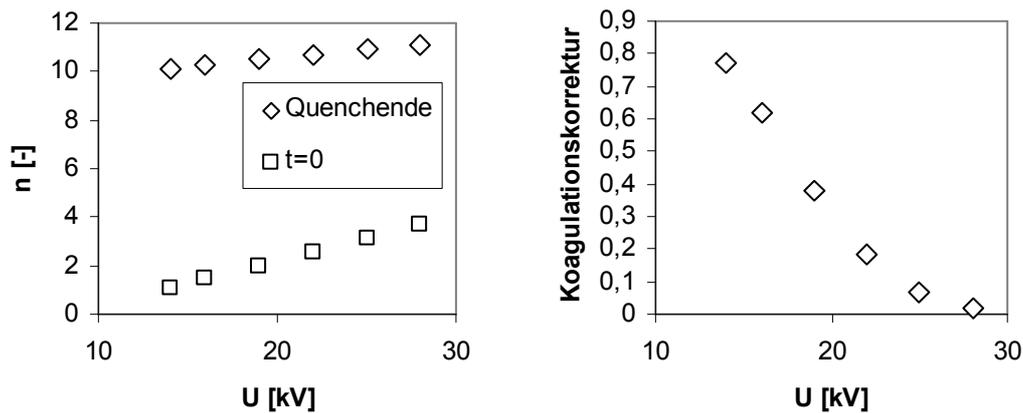


Abbildung 8.7-8: Links: Mittlere Teilchenladung zu Beginn des Quenchprozesses und am Ende des Quenchprozesses (bei Erreichen von 5% des Leerlaufstroms). Rechts: Zugehörige Korrekturfaktoren für die Koagulation nach dem Modell von Arent und Kallmann (Ladungszustand bei  $t=0$ ).

In Abbildung 8.7-9 sind beispielhaft die Konzentrationsänderungen durch Abscheidung und Koagulation für den 19kV-Fall (Simulation) dargestellt. Die Koagulation macht hier, unter Berücksichtigung der Ladungsverteilung auf dem Aerosol, etwa elf Prozent des anzahlbezogenen Gesamtverlustes aus.

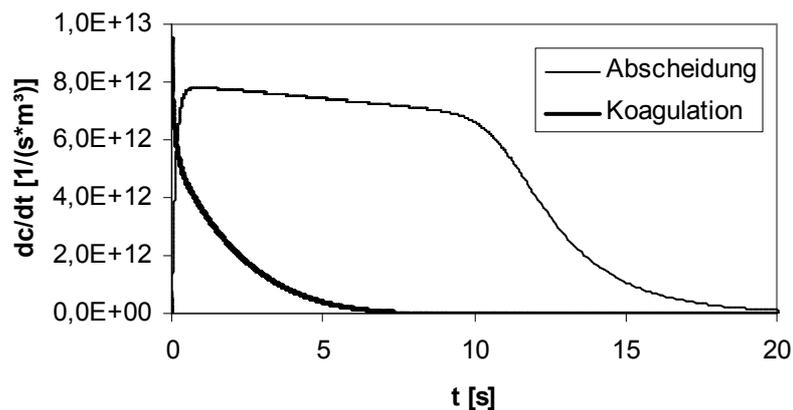
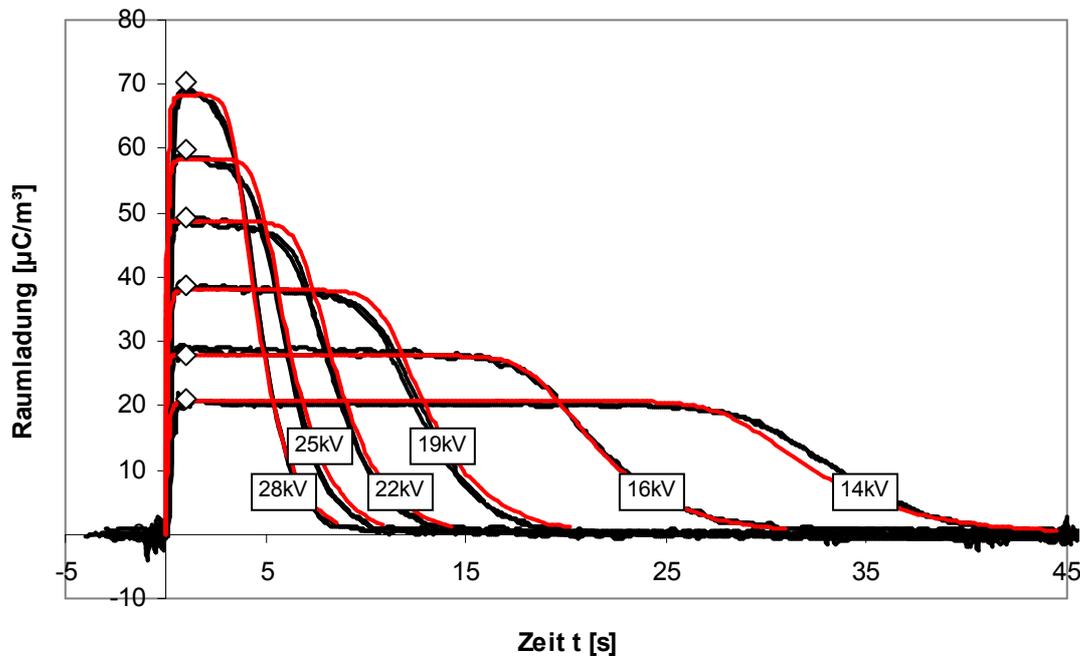


Abbildung 8.7-9: Änderung der Anzahlkonzentration durch Abscheidung und Koagulation von Teilchen für den 19kV-Fall (Simulation). Die Koagulationsrate des ungeladenen Aerosols bei der Anfangskonzentration beträgt etwa  $9,5 \cdot 10^{12} m^{-3} s^{-1}$ . Elf Prozent der eingangs vorhandenen Teilchen gehen Koagulation verloren.

Die im gequenchten Regime in Abbildung 8.7-9 zu sehende Abnahme der Konzentrationsänderungsrate durch Abscheidung von Teilchen ist auf eine Größenselektivität des Abscheideprozesses zurückzuführen, wobei der Verlust der kleinen Partikel etwas höher ist

als der der großen. Mit zunehmendem mittleren Partikeldurchmesser sinkt dabei die Abscheiderate im gequenchten Abscheider (siehe Gleichung 6.1-9).

Abbildung 8.7-10 zeigt die zu den Stromaufnahmekurven in Abbildung 8.7-6 gehörenden Verläufe der Raumladungsdichten. Je Spannung sind auch hier zwei Messreihen (schwarz) den Simulationen (rot) und der Raumladungsdichte gemäß dem analytischen Modell (Rauten) gegenübergestellt.



**Abbildung 8.7-10: Partikelgebundene Raumladungsdichten an der Oberfläche der Niederschlagselektrode zu den Strommessungen in Abbildung 8.7-6. und erwartete Raumladungsdichte bei homogener Raumladungsdichte über den Abscheiderquerschnitt. Messung: schwarz, Simulation: rot.**

Auch hier zeigt sich recht gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment. Im Experiment ist allerdings eine kontinuierliche, leichte Abnahme der Raumladungsdichte im gequenchten Regime zu erkennen, die durch die Simulation so nicht wiedergegeben wird. Die experimentell bestimmten Kurven fallen zudem am Ende des Quenchvorgangs flacher ab als die simulierten. Teils mag dies Raumladungsverlusten in der Probenahmeleitung geschuldet sein, die mit der mittleren Teilchenladung zunehmen. Die nach der Simulation im Vergleich mit dem Experiment ebenfalls etwas später und steiler ansteigenden Stromkurven (Abbildung 8.7-6) zeigen jedoch, dass die Raumladungsdichte im Bereich des Stromanstiegs durch die Simulation tatsächlich etwas überschätzt wird.

#### 8.7.4 Versuche mit verringerter bzw. ohne Durchmischung

In dem verwendeten Batch-Elektroabscheider lassen sich prinzipiell auch Versuche mit verringerter Strömungsgeschwindigkeit, beziehungsweise ganz ohne Durchströmung des Abscheiders durchführen. Eine Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit lässt sich durch eine verringerte Spannung an den Ventilatoren (Gleichstrommotor), die Verwendung nur eines Ventilators und gegebenenfalls den Einbau einer Blende hinter dem Ventilator zur Verringerung des Strömungsquerschnitts erzielen. Wegen der komplexen Strömungssituation im Inneren des Abscheiders ist ein Rückschluss von einer verringerten Strömungsge-

schwindigkeit auf den resultierenden mittleren Grad der Quervermischung allerdings kaum möglich.

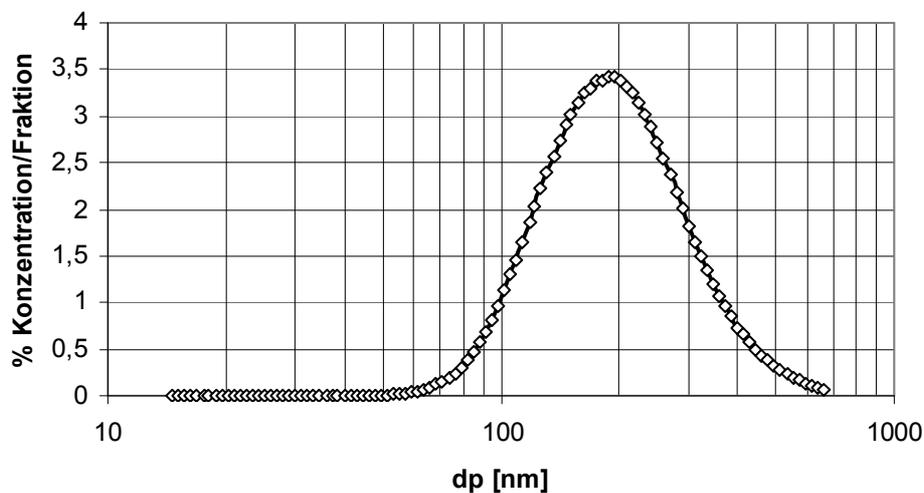
Trotzdem wurden auch Versuche bei verringerter Strömungsgeschwindigkeit durchgeführt.

### Versuche ohne Durchmischung

Die Durchführung der Versuche ohne Durchmischung unterscheidet sich leicht von der Durchführung bei idealer Durchmischung. Zunächst wurde der Abscheider wie im ideal vermischten Fall zwei Minuten mit dem Aerosol gespült. Nach dieser Spülzeit wurden jeweils einmal die Partikelgrößenverteilung und die Anzahlkonzentration bestimmt. Diese Messung erfolgte, wie im maximal quervermischten Fall, noch in der Spülstellung des Abscheiders. Danach wurde auf Batch-Betrieb umgestellt. Um eine Beruhigung der Strömung zu abzuwarten, wurde zwischen der Umstellung in den Batch-Betrieb und dem Einschalten der Hochspannung eine Wartezeit von 13 Sekunden festgelegt. Die thermische Koagulation führt hier innerhalb der Wartezeit bereits zu etwa einer Halbierung der Anzahlkonzentration.

Da die Quervermischung in diesem Fall ausschließlich durch elektrohydrodynamische Strömungen initiiert wird, die sich aufgrund ihres konvektiven Charakters nicht in einer eindimensionalen Beschreibung erfassen lassen, folgt hier eine ausschließlich qualitative Diskussion der Ergebnisse.

Abbildung 8.7-11 zeigt die gemessene Partikelgrößenverteilung, also die Verteilung vor den 13 Sekunden Wartezeit zur Beruhigung der Strömung. Rechnerisch ergibt sich aus der Verweilzeit von 13 Sekunden eine Halbierung der Anzahlkonzentration durch Koagulation und damit einhergehend eine Zunahme des mittleren Partikeldurchmessers um etwa 26%.



**Abbildung 8.7-11: Partikelgrößenverteilung nach Messung bei den Versuchen ohne Durchmischung.**  
Anzahlkonzentration:  $1,44 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$  GSD: 1,51, Median: 190nm, Mittelwert: 210nm

Die Stromaufnahmekurven für diesen Fall sind in Abbildung 8.7-12 dargestellt. Wegen der stärker schwankenden Raumladungsdichte wurden hier pro Spannung vier Messungen durchgeführt. Die Stromaufnahmekurven sehen den Kurven aus dem schnell quervermischten Fall sehr ähnlich. Interessant werden sie in Verbindung mit den Raumladungsmessungen an der Niederschlagselektrode und der erwarteten Raumladungsdichte im ideal quervermischten Fall (siehe Abbildung 8.7-13).

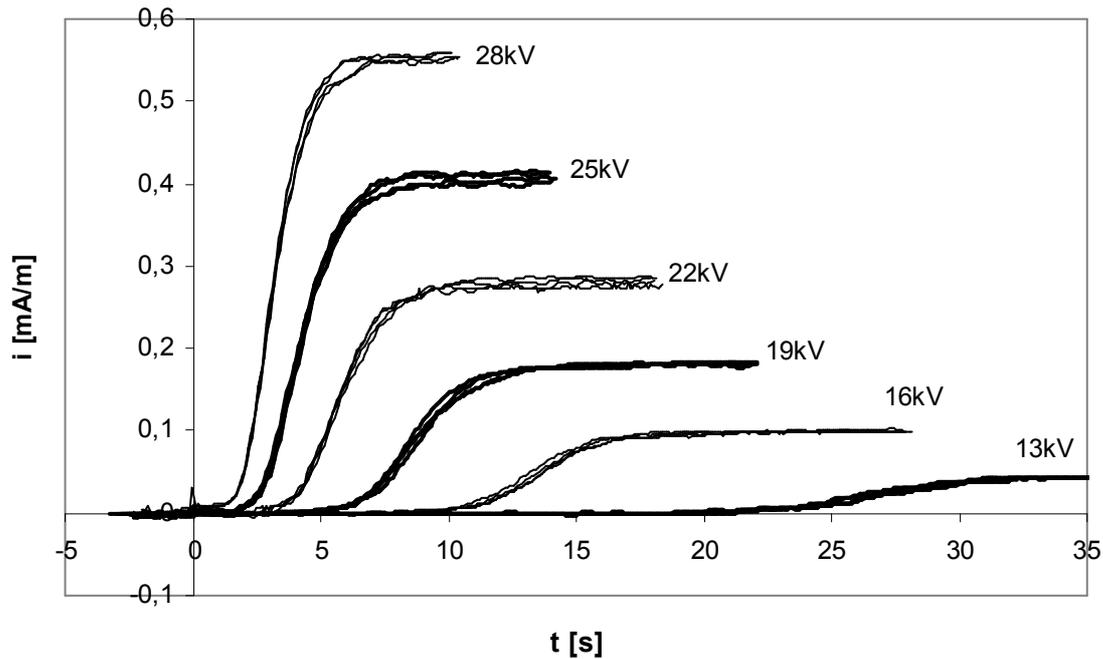


Abbildung 8.7-12: Zeitlicher Verlauf der Stromaufnahme des gequenchten Elektroabscheiders ohne Durchströmung. Vier Messungen je Spannung.

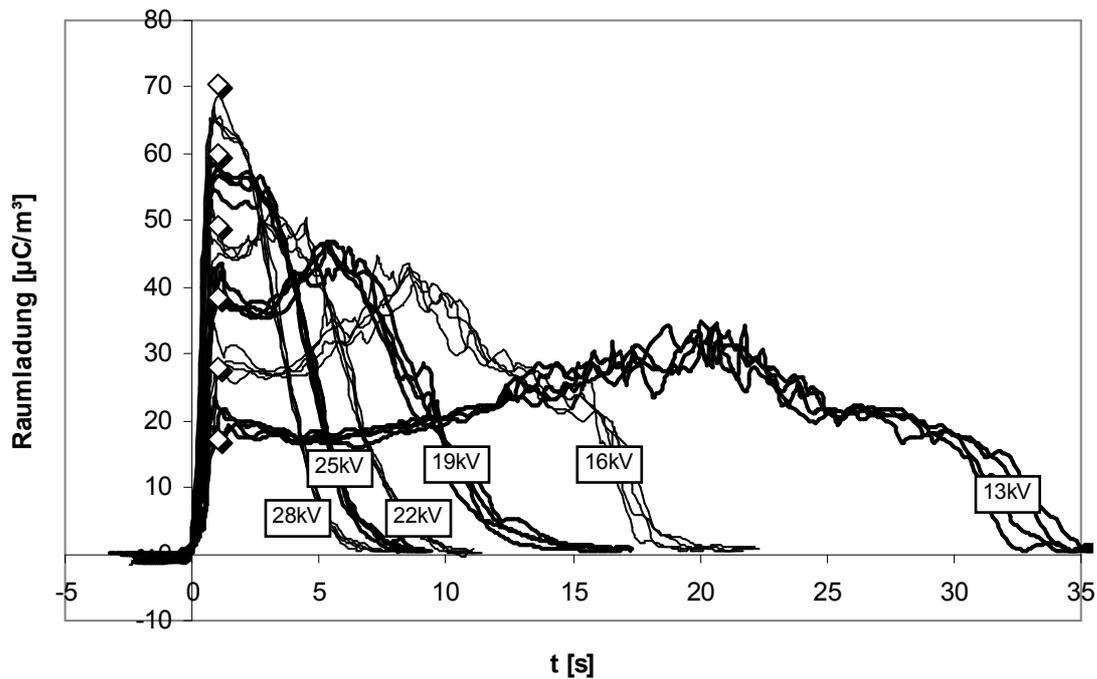


Abbildung 8.7-13: zeitlicher Verlauf der Raumladungsdichte im Abscheider ohne Durchströmung. Vier Messungen je Spannung.

Betrachtet man den zeitlichen Verlauf der Raumladungsdichten an der Niederschlags-elektrode, dann stellt man fest, dass dieser nicht die zeitliche Konstanz der Raumladungsdichte im schnell vermischten Fall aufweist. Etwa eine Sekunde nach dem Einschalten der Spannung – und damit deutlich später als im schnell quervermischten Fall – findet man ein erstes Raumladungsmaximum, das bei den niedrigeren Spannungen höher ist als die maximale Raumladungsdichte im ideal quervermischten Fall (Rauten in Abbildung 8.7-13).

Dieses Maximum kann durch die Simulation nicht wiedergegeben werden. Simulationen mit sehr geringen turbulenten Diffusionskoeffizienten (Abbildung 7.2-21) zeigen hier einen langsamen monotonen Anstieg der Raumladungsdichte bis hin zu einem Maximum, das praktisch am Ende des Quenchvorgangs erreicht wird.

Die Ursache für dieses Raumladungsmaximum ist vermutlich in einem konvektiven Transport von relativ hoch geladenem Aerosol aus der Nähe des Sprühdrahtes zur Niederschlags-elektrode zu sehen. Nach dem Einschalten der Hochspannung bildet sich im Bereich um die Sprühelektrode ein ausgeprägtes Maximum an partikelgebundener Raumladung aus, so dass die Bedingungen zur Entstehung elektrohydrodynamischer Strömungen (Abschnitt 4.4) erfüllt sind. Aufgrund der radialen Symmetrie des Systems herrscht hier zunächst ein labiles Gleichgewicht, dessen Störung zur Ausbildung einer elektrohydrodynamischen Strömung führt, die die partikelgetragene Raumladung aus der Abscheidermitte zur Niederschlags-elektrode transportiert. Der Transport der hohen Raumladungsdichte aus der Abscheidermitte zur Niederschlags-elektrode bewirkt nach den Betrachtungen in Kap. 5.2.1 eine Erhöhung der Kapazität des Abscheiders. Diese bewirkt eine ständige Produktion partikelgebundener Raumladung in der Nähe des Sprühdrahtes und damit den Erhalt der Strömung, solange die Kapazität des Abscheiders durch den konvektiven Transport der Raumladung signifikant zunimmt. Die elektrohydrodynamische Vermischung und der daraus resultierende Transport geladener Teilchen zur Niederschlags-elektrode haben daher einen stark beschleunigenden Einfluss auf die Abscheiderate zu Beginn des Abscheidprozesses.

Nach dem ersten Raumladungsmaximum folgt, zumindest bei den Versuchen mit geringerer Spannung, ein Bereich, in dem die Raumladung etwa dem Wert des ideal quervermischten Abscheiders entspricht. Die durch Abscheidung geladener Teilchen verlorene Raumladung wird auch hier noch im Wesentlichen in der Nähe der Sprühelektrode ersetzt. Da die Stromaufnahme hier primär durch die Abscheidung bestimmt wird, ist diese hier deutlich geringer als in der Phase der Kapazitätsänderung und viel geringer als direkt zu Anfang des Quenchvorgangs (siehe Simulationsergebnisse in Abbildung 7.2-15). Die Strömung beruhigt sich.

Durch die Zunahme der elektrischen Mobilität der Teilchen und die Verringerung der elektrohydrodynamischen Quervermischung erfolgt ein erneuter langsamer Anstieg der Raumladungsdichte an der Niederschlags-elektrode durch Übergang in laminares Abscheideverhalten. Der Anstieg des Stroms (Abbildung 8.7-12) erfolgt hier kurz nach dem Erreichen des zweiten Raumladungsmaximums an der Niederschlags-elektrode. Die hohe teilchengebundene Raumladungsdichte an der Niederschlags-elektrode und das gleichzeitige Wiedereinsetzen des Stromflusses lassen sich nur durch eine Konzentration der teilchengebundenen Raumladung an der Niederschlags-elektrode erklären. Im Lichtschnitt konnte hier ein ausgeprägter, sich ausdehnender Bereich praktisch partikelfreien Gases um den Sprühdraht festgestellt werden.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass das Raumladungsmaximum an der Niederschlags-elektrode zwar einerseits zu einer besonders schnellen Abscheidung der Teilchen führt (Gl. 5.2-11), dass mit der hohen Kapazität in diesem Fall aber auch eine besonders hohe elektrische Feldstärke an der Niederschlags-elektrode einhergeht. Sollte sich diese als überschlagsverursachend erweisen, dann wäre laminares Abscheideverhalten zu vermeiden!

Der in den Versuchen mit 13kV und 16kV deutlich zu beobachtende Bereich nur langsam fallender Raumladungsdichte, der auf das zweite Maximum folgt, liegt etwa auf dem Niveau der Raumladungsdichte des ideal quervermischten Abscheiders. Der in diesem Bereich bereits relative hohe Strom lässt darauf schließen, dass sich die teilchengebundene Raumladung auch hier dicht an der Oberfläche der Niederschlags-elektrode konzentriert. Weshalb die teilchengebundene Raumladung hier zunächst so langsam abnimmt, kann nicht befriedigend erklärt

werden. Eine Möglichkeit der Erklärung könnte allenfalls in der Nichtidealität des Abscheiders gesehen werden. So sind die Enden des Sprühdrahtes durch ihre Nähe zu den Isolatoren praktisch entladungsfrei. In der Nähe der Isolatoren könnte sich daher im nichtdurchströmten Fall – insbesondere bei geringen Spannungen – ungeladenes Aerosol befinden. Dieses Aerosol könnte bei zunehmendem Ionenstrom, der aufgrund der gestörten Axialsymmetrie im Bereich der T-Stücke, die die beiden parallelen Abscheider verbinden, einen Ionenwind erzeugen kann, im Abscheider verteilt werden. Wegen der fehlenden Strömung sei weiter daraufhingewiesen, dass Stromaufnahme und Raumladungsdichte nicht auf denselben Stellen der Niederschlagselektrode gemessen werden. Die Raumladungsdichte wird hier sehr lokal gemessen.

### **Versuche mit variiertem Vermischung**

Der große Vorteil der Verwendung eines diskontinuierlich betriebenen Abscheiders bei der Untersuchung des Corona-Quenching ist in der Realisierbarkeit einer sehr schnellen Quervermischung zu sehen. In diesem Fall kann von einer ortsunabhängigen Partikel- und Ladungsverteilung ausgegangen werden. Bei Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit im Elektroabscheider muss allerdings davon ausgegangen werden, dass die Quervermischung im Bereich der Strömungsumlenkungen und der Ventilatoren immer noch sehr schnell ist, während sie im übrigen Bereich des Abscheiders deutlich geringer wird. Bei Versuchen mit verringerter Ventilatorleistung ist daher davon auszugehen, dass ortsabhängige Profile der Raumladungs- und Teilchenkonzentration über den Radius des Abscheiders bestehen. Die Messungen von Stromaufnahme und Raumladungsdichte, wie sie hier durchgeführt wurden, sind daher nicht repräsentativ für den gesamten Abscheider. Solche Messungen im Kreislaufelektroabscheider lassen daher, im Gegensatz zu Messungen mit sehr schneller Durchströmung oder ganz ohne Durchströmung, nur sehr eingeschränkt Rückschlüsse auf das Abscheideverhalten in kontinuierlich betriebenen Abscheidern bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit zu. Trotzdem werden im Folgenden drei Messungen bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten im Abscheider gezeigt.

Die Versuche mit unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten im Abscheider wurden nur unter Verwendung eines der beiden Ventilatoren durchgeführt. Die Spüldauer betrug zwei Minuten. Danach wurde die Partikelgrößenverteilung gemessen. Diese erfolgte auch hier noch im kontinuierlich durchströmten Betrieb. Nach Anschluss der Partikelgrößenmessung wurde der Abscheider in den Batch-Betrieb umgeschaltet. Die Ventilatoren wurden für zehn Sekunden abgeschaltet. Danach erfolgte die Einschaltung der Ventilatoren bei unterschiedlichen Leistungen, wobei bei der Leistung von 1W nur der obere Ventilator verwendet wurde. Nach einer weiteren Wartezeit von drei Sekunden wurde die Spannung eingeschaltet. Versuche wurden hier nur bei einer Spannung von 16kV durchgeführt.

Die Partikelgrößenverteilung zu diesen Versuchen ist in Abbildung 8.7-12 zu sehen. Die Stromaufnahmekurven und Raumladungsdichten an der Niederschlagselektrode für Ventilatorleistungen von 0W, 1W und 72W sind in Abbildung 8.7-15 dargestellt. Nach LDA-Messungen entspricht die Leistung von 1W einer Strömungsgeschwindigkeit von etwa 0,28m/s in axialer Richtung des Abscheiders, die Leistung von 72W entspricht 4,7m/s.

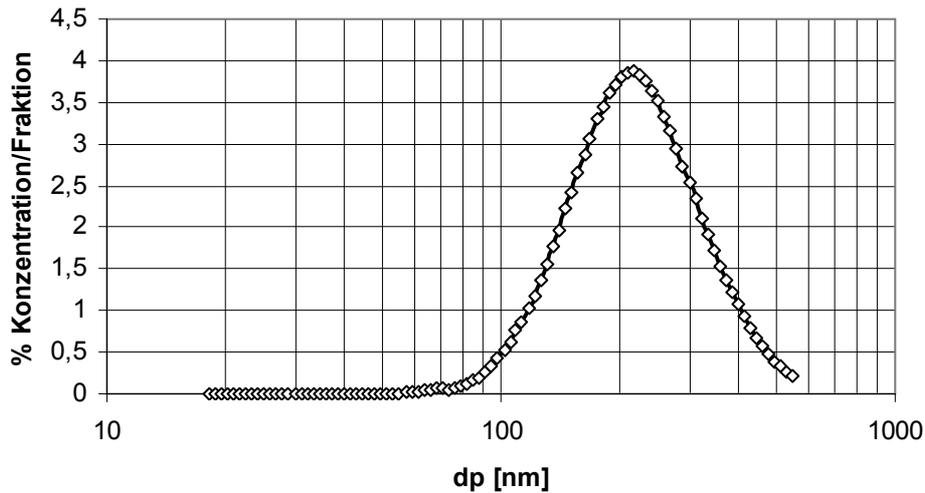


Abbildung 8.7-14: Zehn Partikelgrößenverteilungen (durchgezogene Linien) und der sich ergebende Mittelwert (Rauten). Die Standardabweichung ist mit quadratischen Symbolen dargestellt. Die Anzahlkonzentration des Aerosols beträgt  $7,41 \cdot 10^{13}$

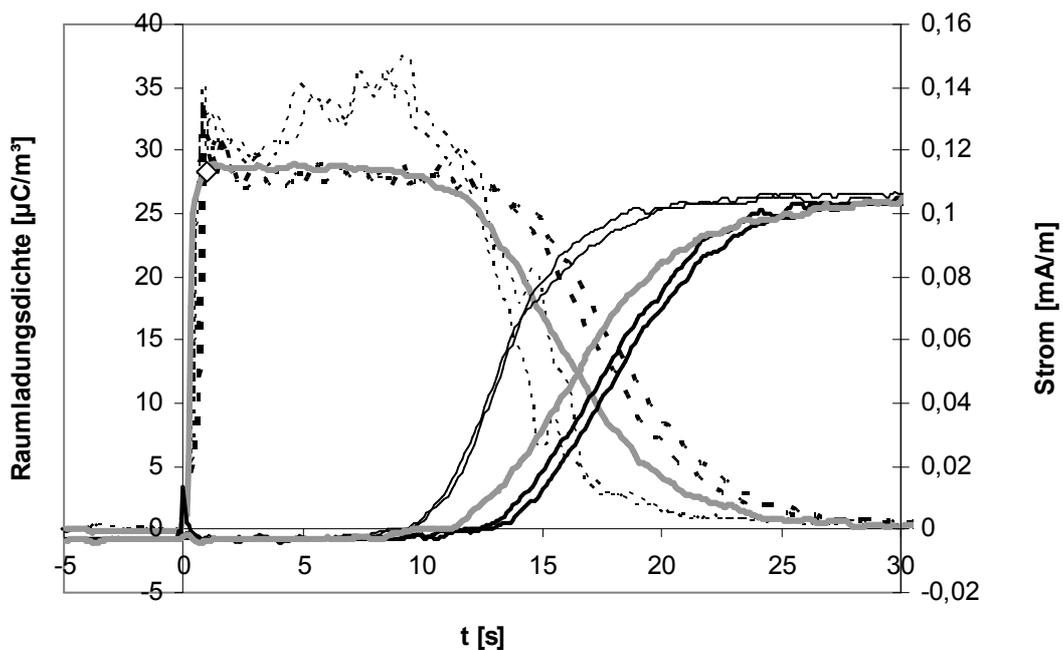


Abbildung 8.7-15: Raumladungsdichte an der Niederschlagselektrode und Stromaufnahmeverhalten bei einer Arbeitsspannung von 16kV und Strömungsgeschwindigkeiten von 0m/s (dünn), 0,28m/s (fett) und 4,7m/s (grau). Raute: Raumladungsdichte im gequenchten, ideal quervermischten Fall.

Bei der Messung der Raumladungsdichten zeigt sich nur im Versuch ohne Strömung (Ventilatorleistung 0W) ein deutlich ausgeprägtes zweites Maximum, dessen Auftreten bereits zuvor auf laminares Abscheideverhalten zurückgeführt wurde. Bei der Ventilatorleistung von 1W und der resultierenden Strömungsgeschwindigkeit von 0,28m/s beträgt die Reynolds-Zahl bereits 3800. In Verbindung mit Turbulenzproduktion durch Ventilatoren ist hier bereits kein laminares Abscheideverhalten mehr zu erwarten und wird auch nicht beobachtet. Das erste Raumladungsmaximum, dessen Ursache in der elektrohydrodynamisch labilen Situation im Abscheider direkt nach dem Einschalten der Spannung gesehen wird, ist dagegen sowohl in

der Messung ohne Strömung als auch in der Messung bei 7W Ventilatorleistung deutlich zu erkennen.

Im Vergleich mit der maximal vermischten Messung ist weiterhin zu erkennen, dass Raumladungsdichte im strömungslosen Fall früher und schneller abnimmt. Im Fall der Ventilatorleistung von 7W wird, im Vergleich mit der maximal vermischten Messung, dagegen mehr Zeit für den Abbau der teilchengebundenen Raumladung benötigt. Die Stromaufnahme verhält sich entsprechend. Im strömungslosen Fall setzt die Stromaufnahme als erstes ein, der Anstieg ist erkennbar steiler als in den beiden anderen Messungen. Den spätesten Anstieg der Stromaufnahme zeigen die Messungen bei der Ventilatorleistung von 1W, wobei sich die Raumladungsdichte im gequenchten Regime zumindest am Messort kaum von der Raumladungsdichte des maximal vermischten Falls unterscheidet. Eine Erklärung für die längere Quenchdauer im Fall der Ventilatorleistung kann daher aus der Raumladungsdichtemessung nicht abgeleitet werden.

## 8.8 Corona-Quenching im kontinuierlich betriebenen Abscheider

Um zu zeigen, dass die am Kreislaufelektroabscheider gewonnen Erkenntnisse auch für den praktischen Fall eines kontinuierlich durchströmten Abscheiders relevant sind, wurde die Strom-Spannungskennlinie eines kontinuierlich betriebenen Rohr-Draht-Elektroabscheiders unter der Beeinflussung durch ein hochkonzentriertes Aerosol gemessen und den Vorhersagen durch das analytische Modell und die Simulation gegenübergestellt. Der schematische Aufbau des Abscheiders ist in Abbildung 8.8-1 zu sehen.

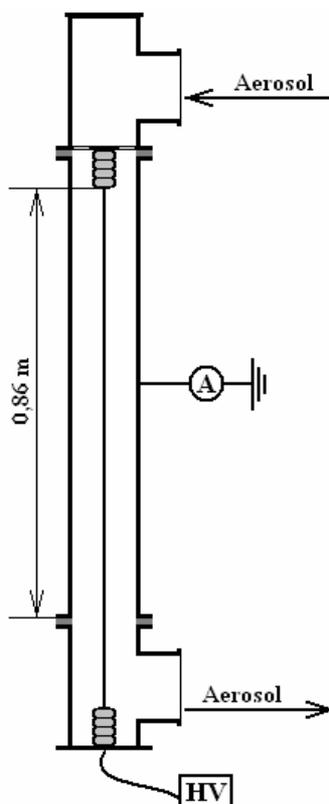


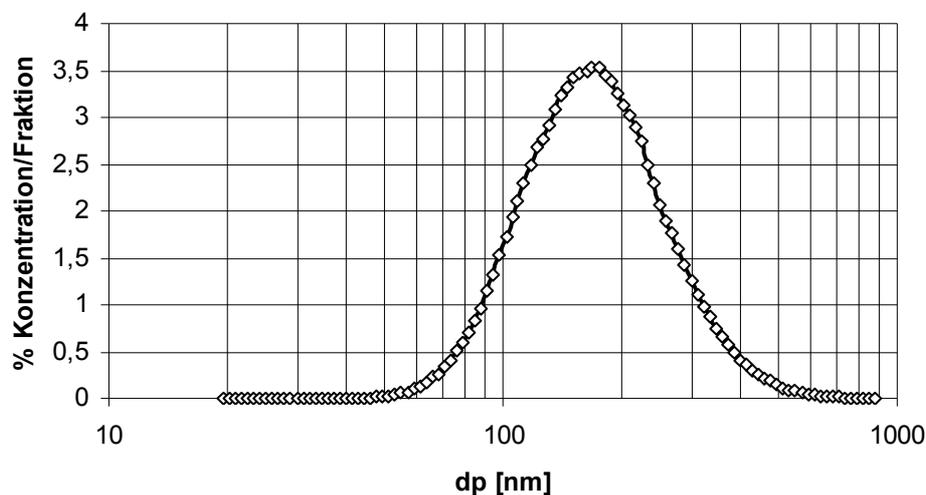
Abbildung 8.8-1: Schematische Darstellung des kontinuierlichen Abscheiders. Rohrdurchmesser 10cm, Drahtdurchmesser 1mm, Messlänge 86cm.

Der kontinuierlich betriebene Abscheider ist ebenfalls ein Rohr-Draht-Elektroabscheider und hat einen Rohrdurchmesser von 10cm. Der Durchmesser des Sprühdrahtes beträgt 1mm. Die

Corona-Einsatzspannung beträgt 7,4 kV (siehe Abbildung 8.8-3). Der Strom wird auch hier niederschlagselektrodenseitig an einem ein Meter langen Rohrstück gemessen, das gegenüber den beiden T-Stücken, an denen es angeflanscht ist, elektrisch isoliert ist. Der Sprühdraht ist zwischen zwei Isolatoren gespannt, von denen der obere (gemäß Abbildung 8.8-1) an einer Lochplatte befestigt ist, die zwischen die Flansche des oberen T-Stücks und des zylindrischen Mittelstücks geklemmt ist. Die Lochplatte mit sechs über den Umfang gleichverteilten Löchern mit je zwei Zentimetern Durchmesser soll dabei in Verbindung mit der Strömungsumlenkung im oberen T-Stück für turbulente Einströmbedingungen sorgen. Die Strömungsgeschwindigkeit im Abscheiderrohr beträgt 0,6m/s, was einer Reynoldszahl von 4000 entspricht.

Da der obere Isolator etwa zwölf Zentimeter in das zylindrische Rohrstück hineinreicht und der Isolator darüber hinaus auch schirmende Wirkung auf den Sprühdraht in seiner unmittelbaren Nähe hat, wurde die aktive Länge des Sprühdrahtes aus der Strom-Spannungskennlinie des leeren Abscheiders ermittelt. Dazu wurden die gemessene Einsatzspannung und eine Ionenmobilität von  $1,55 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$  verwendet. Die Ionenmobilität wurde aus den Versuchen mit dem Kreislaufabscheider übernommen (siehe Kap. 8.7.1). Nach dieser Vorgehensweise ergab sich ein optimaler Fit der experimentell ermittelten Daten bei Verwendung einer aktiven Sprühdrahtlänge von 86 cm. Diese Länge wurde als Grundlage für die Berechnung der Strom-Spannungskennlinie mit Aerosol verwendet.

Die Messung von Konzentration und Partikelgrößenverteilung erfolgte am Einlass in den Abscheider. Die Partikelgrößenverteilung zu diesen Versuchen ist in Abbildung 8.8-2 dargestellt, die Anzahlkonzentration betrug  $2,85 \cdot 10^{14} \text{ 1/m}^3$ . Wegen der hohen Konzentration wurde hier zweistufig verdünnt. Dazu wurden zwei der elektrischen Verdünnungssysteme hintereinandergeschaltet, wobei der Verdünnungsfaktor des zweiten Verdünnungssystems lediglich 19 betrug.



**Abbildung 8.8-2: Partikelgrößenverteilung zu den Stromaufnahmecharakteristiken des kontinuierlichen Abscheiders. Anzahlkonzentration:  $2,85 \cdot 10^{14}$**

Die Strom-Spannungskennlinien mit und ohne Aerosol sowie die Vorhersagen nach dem analytischen Modell und der Simulation sind in Abbildung 8.8-3 (halblogarithmisch) Abbildung 8.8-4 (linear) dargestellt.

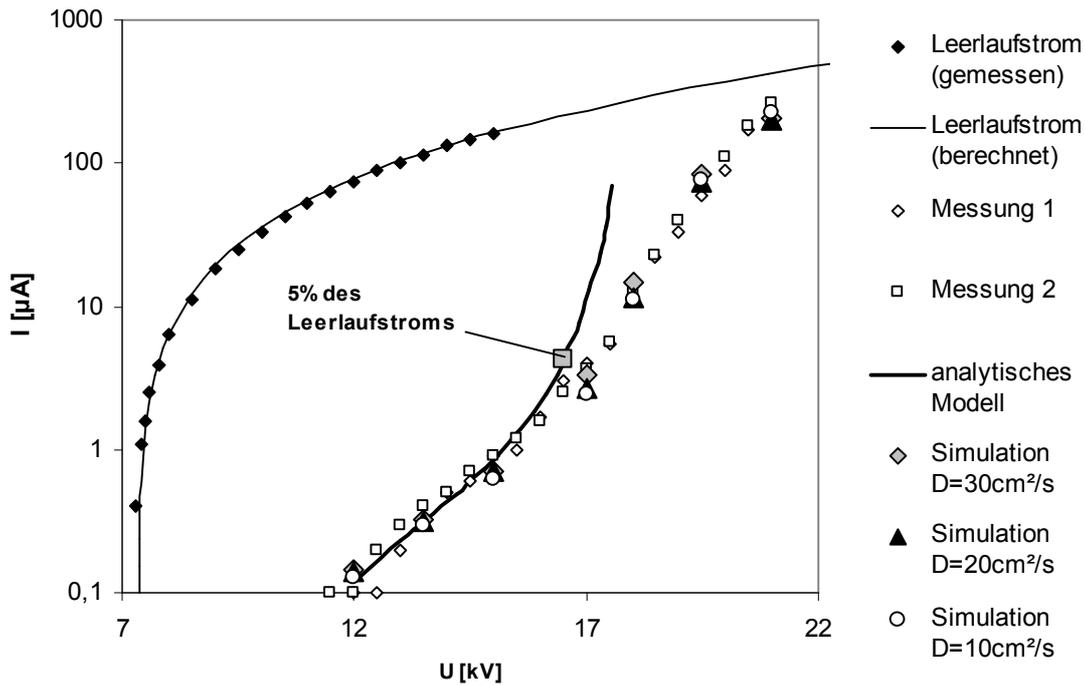


Abbildung 8.8-3: Strom-Spannungs-Kennlinien des kontinuierlichen Abscheiders mit und ohne Aerosol im Vergleich mit theoretischen Berechnungen.

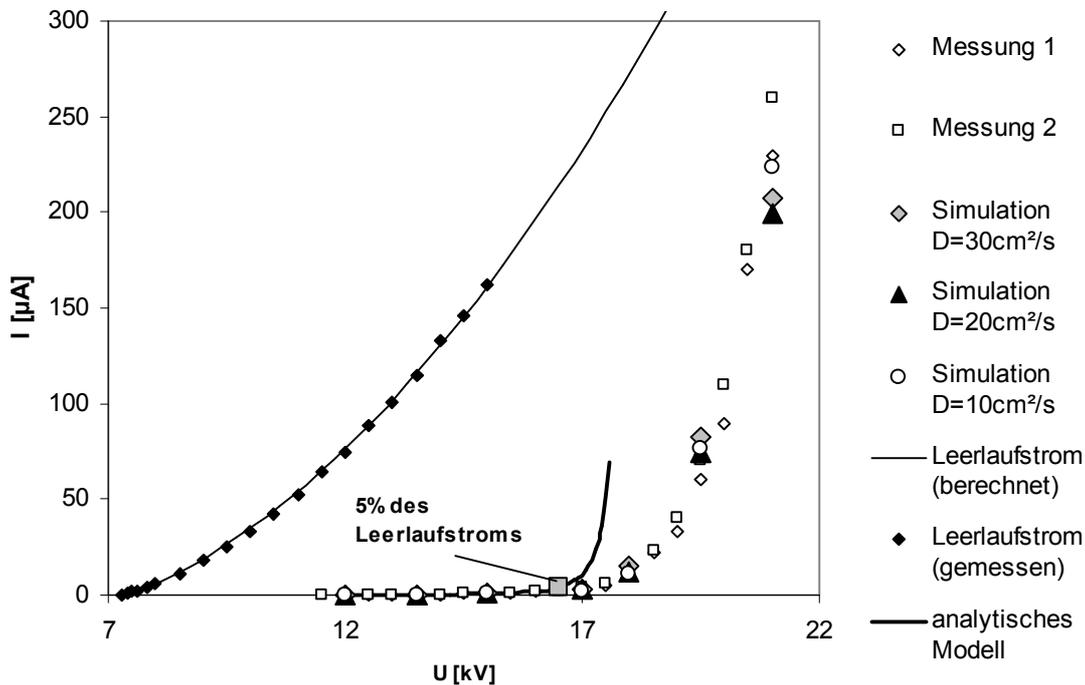


Abbildung 8.8-4: Die Daten aus Abbildung 8.8-3 in linearer Skalierung.

Der gemessene Leerlaufstrom (schwarze Rauten) und der Fit bei optimal angepasster aktiver Sprühdrahtlänge (dünne schwarze Linie) dienen hier im Wesentlichen als Referenz, um den Effekt aus der teilchengebundenen Raumladung einordnen zu können. Den beiden Messreihen der spannungsabhängigen Stromaufnahme (weiße Rauten und weiße Quadrate) sind die

Ergebnisse des analytischen Modells und von Simulationen mit unterschiedlichen turbulenten Diffusionskoeffizienten gegenübergestellt.

Für die Berechnung des Stroms wurde zunächst die Stromaufnahme als Funktion der Verweilzeit berechnet und anschließend ein integraler Mittelwert gebildet. Der vom Sprühdraht emittierte Strom wurde demzufolge als

$$I_{zu} = L \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \int_0^{\tau} i(t) dt$$

### 8.8-1

berechnet. Wegen der im Bereich geringer Spannungen nur kleinen emittierten Ströme kann hier der Strom, der mit dem geladenen Aerosol aus dem Messbereich transportiert wird, nicht vernachlässigt werden. Der Strom, der niederschlagselektrodenseitig gemessen wird, ist gegenüber dem Strom am Sprühdraht um den Betrag von teilchengebundener Raumladungsdichte mal Volumenstrom verringert. Für den gemessenen Strom ergibt sich damit:

$$I_{mess} = I_{zu} - \rho_{ip} \dot{V} .$$

### 8.8-2

Diese Vorgehensweise setzt stillschweigend eine Kolbenströmung des Aerosols durch den Abscheider voraus. Trotz dieser stark vereinfachenden Annahme stimmen die Strom-Spannungs-Kennlinien aus Experiment und Berechnung befriedigend überein.

Auf der durch das analytische Modell vorhergesagten Strom-Spannungs-Kennlinie ist zusätzlich der Punkt markiert, an dem am unteren Ende des Messrohrs 5% des Leerlaufstroms erreicht werden. Die mittlere Stromaufnahme über das gesamte Rohr liegt dabei an diesem Punkt noch deutlich unter 5%. Bis zu diesem Punkt stimmt die Berechnung nach dem analytischen Modell gut mit den Messungen überein, weil die Ionenraumladung bis hier in allen Bereichen des Abscheiders nur eine untergeordnete Rolle in Bezug auf das elektrische Feld spielt.

Die Simulationsergebnisse geben den Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie über den gesamten vermessenen Spannungsbereich gut wieder. Bezüglich der Variation der Quervermischung lässt sich feststellen, dass sich die Simulationsergebnisse im Bereich der kleinen Spannungen kaum unterscheiden. Im Bereich mittlerer Spannungen (um 17kV) stimmen die Simulationsdaten mit dem höchsten turbulenten Diffusionskoeffizienten am besten mit den Messergebnissen überein. Eine Verringerung des Diffusionskoeffizienten hat hier eine Unterschätzung des Stroms zur Folge. Im Bereich der höchsten vermessenen Spannung (21kV) sagen dagegen die Simulationen mit dem geringsten turbulenten Diffusionskoeffizienten den höchsten Strom vorher und geben damit den tatsächlich gemessenen Strom besser wieder.

## 9 Zusammenfassung

Die Abscheidung hoch konzentrierter Aerosole erfordert eine Modellierung, die sich von der Berechnung auf der Basis der Deutsch-Gleichung unterscheidet. Grund hierfür ist die teilchengebundene Raumladung, die die Situation des elektrischen Feldes sowie die Ionenkonzentration und die Verteilung der Ionen über den Abscheiderquerschnitt beeinflusst. Die Auslegung von Elektroabscheidern für die Abscheidung solcher Aerosole erfordert daher eine Berücksichtigung der veränderten elektrischen Situation im Abscheider.

Prinzipiell lassen sich in einem Elektroabscheider drei unterschiedliche Abscheideregime in Bezug auf die Teilchenkonzentration unterscheiden. Diese drei Zustände sind der Reingaszustand, der Übergangszustand zwischen Reingaszustand und gequenchtem Zustand und der gequenchte Zustand.

Am Beispiel des einfachen Rohr-Draht-Elektroabscheiders wurde die Teilchenabscheidung in diesen Regimen mit einem Schwerpunkt auf dem gequenchten Zustand theoretisch untersucht. Die Ergebnisse wurden exemplarisch mit experimentellen Ergebnissen, die an einem diskontinuierlich betriebenen Elektroabscheider unter Verwendung eines Aerosols aus flüssigem Paraffin gewonnen wurden, verglichen.

Grundlage für die Berechnung der Abscheidung unter signifikantem Einfluss teilchengebundener Raumladung ist die Kenntnis von elektrischem Feld und Ionenkonzentration als Funktion der Radiuskoordinate. Im theoretischen Teil der Arbeit wurde daher für den Rohr-Draht-Elektroabscheider eine Gleichung abgeleitet, die elektrischen Parameter (Ionenkonzentrationsprofil und elektrisches Feld) als Funktion einer gleichmäßig über den Abscheiderquerschnitt verteilten, teilchengebundenen Raumladungsdichte und des Ionenstroms allgemein beschreibt. Wegen der zu erfüllenden Potenzialrandbedingungen erfordert die Lösung der Gleichung allerdings numerische Integration des elektrischen Feldes, wobei der Ionenstrom so zu bestimmen ist, dass die Potenzialrandbedingungen erfüllt sind. Für die beiden Grenzfälle vernachlässigbarer Teilchenraumladung bzw. vernachlässigbarer Ionenraumladung ergeben sich für ersteren Fall die bekannten Profile des elektrischen Feldes und der Ionenkonzentration des partikelfreien Abscheiders und für letzteren Fall das elektrische Feld unter gequenchten Bedingungen im Abscheider.

Für den gequenchten Abscheider ergibt sich unter der Annahme eines vernachlässigbaren elektrischen Feldes der noch vorhandenen Ionen ein fester Betrag für die teilchengebundene Raumladungsdichte, wenn von homogener Verteilung der Raumladungsdichte über den Querschnitt des Abscheiders ausgegangen wird. Auf der Basis dieser Raumladungsdichte und des einfach zu ermittelnden elektrischen Feldes unter diesen Umständen findet man für eine gegebene Abscheidergeometrie und Arbeitsspannung eine konstante Teilchenabscheiderate im gequenchten Abscheider. Die funktionalen Zusammenhänge zwischen Teilchengröße, Konzentration sowie elektrischen und geometrischen Parametern des Abscheiders und der resultierenden Abscheiderate sind in Kap. 6.1.2 dargelegt. Dabei findet sich eine besonders starke Abhängigkeit der Abscheideleistung vom Abstand zwischen Sprüh- und Niederschlags-elektrode. Unter Einbeziehung der Corona-Einsatzspannung und sinnvollen Kriterien für die Überschlagsspannung erhält man einen Rohrradius von etwa vier bis fünf Zentimetern, bei dem die Abscheiderate der Teilchen unter gequenchten Bedingungen maximal wird.

Während die Abscheideleistung eines gequenchten Elektroabscheiders prinzipiell keine Kenntnisse über die Aufladungskinetik der Teilchen erfordert, ist diese für die Beantwortung der Fragestellung danach, ob der Abscheider überhaupt durch ein gegebenes Aerosol gequenchet wird oder nicht, zwingend erforderlich.

Um diese Frage beantworten zu können, ist zunächst einmal eine Definition des gequenchten Zustandes erforderlich. In Ermangelung einer vorhandenen Definition wurde der gequenchte

Zustand dadurch definiert, dass die Stromaufnahme des Abscheiders auf fünf Prozent oder weniger des Reingasstroms unter gleichen elektrischen und geometrischen Bedingungen abfällt.

Auf der Basis dieser Definition lässt sich für monodisperse Aerosole ein analytischer Zusammenhang zwischen mittlerer Teilchenladung und Stromaufnahme im gequenchten Zustand ermitteln. Die Berechnung der Stromaufnahme erfolgt dabei auf der Basis einer Bilanzierung der teilchengebundenen Raumladungsdichte. Die Verluste an teilchengebundener Raumladung können dabei aus der Abscheidekinetik der Teilchen unter gequenchten Bedingungen unter der Annahme gleicher Teilchenladung ermittelt werden. Die Gewinne werden auf der Basis einer Lambert-Beer'schen Extinktionsbeziehung für die Ionen beim Durchgang durch das Aerosol berechnet. Die hierzu erforderlichen Ioneneinfangquerschnitte können aus der Ladekinetik und dem lokalen elektrischen Feld berechnet werden. Auf diese Weise erhält man eine Gleichung, die den erforderlichen Strom zum Erhalt der quenchenden Raumladungsdichte als Funktion der (mittleren) Teilchenladung beschreibt. Erreicht dieser Strom für eine gegebene Teilchenladung fünf Prozent des Leerlaufstroms, dann ist definitionsgemäß das Ende des gequenchten Zustandes erreicht. Die so gewonnene Kenntnis der maximalen Teilchenladung im gequenchten Zustand ermöglicht bei Kenntnis der Rohgaskonzentration eine Vorhersage, ob es zum Quenching im Sinne dieser Arbeit kommt oder nicht. In Verbindung mit der Abscheidkinetik im gequenchten Abscheider lässt sich gegebenenfalls die Dauer des Quenchings bestimmen.

Der Vergleich mit experimentellen Ergebnissen für Kondensationsaerosole mit einem mittleren Durchmesser von etwa 200nm zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Modellvorhersage und Messung, wenn die gemessene Anzahlkonzentration in Verbindung mit dem mit  $d_p/Cu$  gewichteten Mittelwert der Partikelgröße verwendet wird.

Betrachtungen zur Koagulation der Teilchen zeigen, dass die Koagulation im gequenchten Abscheider wegen der unter Umständen geringen Teilchenladung eine signifikante Rolle spielen kann. In Bezug auf Änderung der Anzahlkonzentration sind für Partikel mit Durchmessern oberhalb von 100nm und Werte von  $n^2/dp$  im Bereich 1/300nm bis 1/25nm sowohl Koagulation als auch elektrostatische Dispersion nicht vernachlässigbar und müssen kombiniert berücksichtigt werden.

Da eine analytische Lösung für die Quenchdauer unter Berücksichtigung der Koagulation geladener Teilchen nicht gefunden werden konnte, ist im Bereich der analytischen Berechnung der Quenchdauer zumindest eine Gleichung zur Berechnung der Quenchdauer unter Verwendung eines konstanten Koagulationskoeffizienten abgeleitet worden. Die reale Quenchdauer sollte damit zwischen der Zeit, die durch das Modell ohne Koagulation und der Zeit die durch das Modell mit Koagulation vorhergesagt wird, liegen, was im Vergleich der beiden Modelle mit experimentellen Daten bestätigt wird.

Neben dem analytischen Berechnungsmodell, das von idealer Quervermischung und einem monodispersen, gleichgeladenen Aerosol ausgeht, wurde ein Programm zur eindimensionalen Simulation des Abscheideverhaltens unter dem Einfluss hoher Partikelkonzentrationen entwickelt. In der Simulation werden Partikelgrößen- und Ladungsverteilungen sowie eine nicht-ideal schnelle Quervermischung und die Koagulation unter Berücksichtigung der Teilchenladung erfasst.

Simulations- und Messergebnisse stimmen im Bereich schneller Quervermischung sehr gut überein. Bei Versuchen ohne Strömung im Abscheider sind allerdings deutliche Unterschiede zwischen Simulation und Messung zu erkennen. Insbesondere zu Anfang des Abscheideprozesses kann hier das erwartete laminare Abscheideverhalten nicht gefunden werden. Ursache hierfür ist die instabile Raumladungsschichtung mit einem Maximum der

Raumladungsdichte an der Sprühelektrode. Diese instabile Schichtung führt zu einer elektrohydrodynamischen Strömung im Abscheider, die die hohen Raumladungsdichten von der Sprühelektrode zur Niederschlagselektrode transportiert und dabei für eine erhebliche Quervermischung im Abscheider sorgt. Dieser konvektive Transport von Raumladung zur Niederschlagselektrode hat dabei Beschleunigung der Teilchenabscheidung in der Anfangsphase der Abscheidung zur Folge. Wegen der Eindimensionalität der Simulation lässt sich dieser Vorgang in der Simulation nicht nachvollziehen.

In qualitativer Übereinstimmung mit der Simulation findet allerdings ein deutliches Überschreiten der erwarteten Raumladungsdichte für den ideal quervermischten Fall bei Messungen ohne Durchströmung des Abscheiders statt. Diese hohen Raumladungsdichten an der Niederschlagselektrode haben theoretischen Betrachtungen nach auch ein Maximum der elektrischen Feldstärke an der Niederschlagselektrode zu Folge.

Um die Übertragbarkeit der im diskontinuierlich betriebenen Abscheider gewonnenen Erkenntnisse auf den kontinuierlich durchströmten Abscheider zu zeigen, wurden abschließend Strom-Spannungs-Kennlinien eines kontinuierlich betriebenen Abscheiders unter dem Einfluss hoher Teilchenkonzentrationen aufgenommen und mit den Vorhersagen der abgeleiteten Modelle sowie Simulationsergebnissen verglichen. Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen Ergebnissen und Modellvorhersagen.

## Offene Fragestellungen

### Überschlag

Die Abscheideleistung eines Elektroabscheiders wird maßgeblich durch die Überschlagsspannung und damit die maximale Betriebsspannung bestimmt. Im gequenchten Abscheider findet man hier, unabhängig von der Teilchengröße, ungefähr eine quadratische Abhängigkeit. Unter dem Einfluss hoher teilchengebundener Raumladungsdichten beobachtet man in der Praxis häufig eine erhebliche Verringerung der Überschlagsspannung. In welcher Art und Weise die Teilchen die Überschlagsspannung beeinflussen, scheint allerdings unzureichend geklärt. Diese Erkenntnis wäre allerdings wichtig, um Gegenmaßnahmen zu entwickeln.

Wiggers (in [Görner2001]) vertritt die Hypothese, dass der Überschlag von der Niederschlagselektrode ausgeht – eine plausible Erklärung insofern, als die elektrische Feldstärke hier unter dem Einfluss einer homogen über den Abscheiderquerschnitt verteilten Raumladung hier zunimmt und in der Nähe der Sprühelektroden abnimmt. In diesem Fall müsste die Einstellung einer guten Quervermischung, und damit die Unterbindung der Ausbildung eines Maximums an teilchengebundener Raumladung an der Niederschlagselektrode, wie es in den Versuchen ohne Strömung in dieser Arbeit beobachtet wurde, zu einer höheren Überschlagsspannung führen. Da elektrohydrodynamische Strömungen und deren Einfluss auf die Raumladungssituation wegen des verwendeten eindimensionalen Berechnungsansatzes im Rahmen dieser Arbeit nicht dargestellt werden, bietet sich hier ein Ansatzpunkt für weitere Untersuchungen.

Gleichzeitig stellt sich die Frage, ob die Verwendung der positiven Corona im gequenchten Abscheiderbereich zu bevorzugen ist, da, - zumindest bei guter Quervermischung - ein Überschlag von der Sprühelektrode her kaum zu erwarten ist.

Im theoretischen Bereich ist hier die Wechselwirkung der teilchengebundenen Raumladung mit Streamern interessant. Nicht zuletzt interessiert hier die Frage, ob Streamer, die einen Überschlag zur Folge haben können, auch durch die gasgetragenen Teilchen verursacht werden können. Ursache könnten hier Teilchenkette sein, die sich entlang der elektrischen Feldlinien aufgrund von Polarisationskräften bilden und zur Ausbildung „doppelköpfiger“

Streamer führen [Ebert2008]. In diesem Fall müsste die Überschlagsrate auch im neutralen Aerosol (z. B. im Plattenkondensator) eine Funktion der Teilchenkonzentration und -größe sein.

### **Re-Entrainment im trockenen Abscheider**

Die theoretischen und experimentellen Untersuchungen zum Corona-Quenching dieser Arbeit zeigen, dass der Teilchenstrom zur Niederschlagsselektrode unter gequenchten Bedingungen praktisch ein apparativ festgelegtes Maximum erreicht. Bei Berücksichtigung dieser Begrenzung der Abscheideleistung können Elektroabscheider auch für hohe Teilchenkonzentrationen angemessen ausgelegt werden.

Kritisch wird die Situation aber vermutlich im Bereich trocken arbeitender Elektroabscheider, wenn der Strom durch die Staubschicht auf der Niederschlagsselektrode signifikant zur Anhaftung der Teilchen beiträgt. Unter gequenchten Bedingungen ergibt sich an der Oberfläche der Niederschlagsselektrode ein besonders hohes elektrisches Feld. In Kombination mit dem sehr geringen Strom, der unter gequenchten Bedingungen durch die Staubschicht fließt, kann es hier leicht zu Zugkräften auf den Staubkuchen kommen. Die Anhaftung der Teilchen an der Niederschlagsselektrode kann dadurch vermutlich erheblich gestört werden. Findet in der Folge eine Aufkonzentration gasgetragener Teilchen an der Niederschlagsselektrode statt, dann könnte dies zu einer weiteren Erhöhung des Feldes an der Niederschlagsselektrode führen, weil bei einer erneuten Aufladung der Teilchen besonders hohe Raumladungsdichten in der Nähe der Niederschlagsselektrode die Folge wären. Eine positive Rückkopplung entstünde.

Um die Auswirkungen des Corona-Quenchings in einem trocken arbeitenden Abscheider einordnen zu können, müsste die Bedeutung der elektrischen Kräfte auf die Anhaftung der Teilchen an der Niederschlagsselektrode quantifiziert werden können. Größenordnungsmäßig dürfte der Leitfähigkeitsbereich, in dem ein Elektroabscheider unter gequenchten Bedingungen betrieben werden kann, um etwa zwei bis drei Größenordnungen in Richtung geringerer Leitfähigkeit verschoben sein. Das Corona-Quenching könnte daher in trocken arbeitenden Abscheidern tatsächlich zu wesentlich größeren Problemen führen als im nassen Fall. Ob beispielsweise eine Reingasrückführung hier Abhilfe schaffen kann, wäre experimentell zu klären.

## 10 Anhang

### 10.1 Zur Geometrieunabhängigkeit der Konzentrationsänderung durch elektrostatische Dispersion

Zur Ableitung der Geometrieunabhängigkeit ist eine Betrachtung des Teilchenstroms durch die Hüllfläche  $S$  eines Volumenelements  $\Delta V$  erforderlich. Ausgehend von einer konstanten Konzentrationsverteilung der Teilchen im gesamten Raum, lassen sich zwei Teilchenströme unterscheiden. Erstens der Teilchenstrom  $J_1$ , der durch ein externes elektrisches Feld erzeugt wird. Dieser ergibt sich als

$$J_1 = \int_S c \cdot \bar{Z}_p \cdot E_{\perp,ext} \cdot dS = c \cdot \bar{Z}_p \cdot \int_S E_{\perp,ext} \cdot dS = 0 ,$$

#### 10.1-1

da Nach dem Satz von Gauß  $\int_S E_{\perp,ext} \cdot dS = 0$  ist, wenn ausschließlich ein externes Feld vorliegt. Daher ergibt sich aus dem externen Feld keine Konzentrationsänderung im Volumen  $\Delta V$ , sofern, wie vorausgesetzt, keine Konzentrationsgradienten bezüglich der Teilchen auftreten.

Der zweite Anteil des Teilchenstroms ergibt sich aus dem elektrischen Feld, das die Teilchen im Volumen  $\Delta V$  erzeugen. Hier gilt:

$$\int_S E_{\perp} \cdot dS = \Delta V \cdot \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot c \cdot \bar{n} \cdot e$$

#### 10.1-2

Für den Teilchenstrom  $J_2$ , der durch das Raumladungsfeld der Teilchen im Volumen  $\Delta V$  erzeugt wird ergibt sich demnach:

$$J_2 = c \cdot \bar{Z}_p \cdot \int_S E_{\perp} \cdot dS = \Delta V \cdot \frac{1}{\varepsilon_0} \bar{Z}_p \cdot c^2 \cdot \bar{n} \cdot e$$

#### 10.1-3

Oder für monomobile, monodisperse Teilchen

$$\frac{J_2}{\Delta V} = \frac{dc}{dt} = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{c^2 \cdot n^2 \cdot e^2 \cdot Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p}$$

#### 10.1-4

Da sich mit dem Ort im Gesamtvolumen nur das externe elektrische Feld ändert, das aber keinen Einfluss auf die lokale Konzentrationsänderung hat, bleibt die Homogenität der Teilchenphase erhalten, es stellen sich keine Konzentrationsgradienten ein. Lediglich Konzentration und Mobilitätsverteilung ändern sich über die Dauer der dispersiven Abscheidung.

## 10.2 Die Ladungs-Verlust-Kennlinie des ideal quervermischten Rohr-Draht-Elektroabscheiders

Unter der Annahme eines weitgehend konstanten elektrischen Feldes im Abscheider, was bei geringen Teilchenkonzentrationen und hohen Strömen im Rohr-Draht-Elektroabscheider praktisch der Fall ist, lässt sich eine ideale Ladungs-Verlust-Kennlinie des Abscheiders berechnen. Ausgehend vom elektrischen Feld an der Niederschlagselektrode

$$E_{NE} = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{q_{\text{Draht}} + c \cdot \bar{n} \cdot V + \bar{\rho}_i \cdot V}{A}$$

10.2-1

findet man nach Einsetzen in den differentiellen Deutsch-Ansatz

$$-\frac{dc}{dt} = c \cdot \frac{A}{V} \cdot \bar{n} \cdot Z_1 \cdot \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{q_{\text{Draht}} + \bar{\rho}_i \cdot V + c \cdot \bar{n} \cdot V}{A},$$

10.2-2

bzw. nach Trennung der Variablen

$$-\frac{dc}{c \cdot \bar{n} \cdot \frac{Z_1}{\varepsilon_0} \cdot \left( \frac{q_{\text{Draht}}}{V \cdot \bar{\rho}_i} + 1 \right) + c^2 \cdot \bar{n}^2 \cdot \frac{Z_1}{\varepsilon_0 \cdot \bar{\rho}_i}} = \bar{\rho}_i dt.$$

10.2-3

Die rechte Seite von Gleichung 10.2-3 kann nun auf der Basis der Teilchenaufladungskinetik ersetzt werden.

$$\frac{d\bar{n}}{dt} \equiv \frac{\bar{\rho}_i}{e} \cdot \Lambda$$

10.2-4

Diese gilt allerdings nur bei idealer Quervermischung und falls  $\Lambda \neq f(\text{Ort})$  ist. Dies ist im Wesentlichen der Fall, wenn die Felddaufladung vernachlässigt wird, oder wenn das Feld, wie im Rohr-Draht-Abscheider, bei sehr geringen Teilchenkonzentrationen und kleinem Sprühdrahtdurchmesser als konstant angesehen werden kann. Es folgt dann:

$$\frac{e}{\Lambda} \cdot d\bar{n} = \bar{\rho}_i dt$$

10.2-5

Aus den Gleichungen 10.2-3 und 10.2-5 folgt damit

$$-\frac{dc}{c \cdot \bar{n} \cdot \frac{Z_1}{\varepsilon_0} \cdot \left( \frac{q_{\text{Draht}}}{V \cdot \bar{\rho}_i} + 1 \right) + c^2 \cdot \bar{n}^2 \cdot \frac{Z_1}{\varepsilon_0 \cdot \bar{\rho}_i}} = \frac{e}{\Lambda} d\bar{n}$$

10.2-6

bzw.:

$$\frac{dc}{d\bar{n}} = -c \cdot \bar{n} \cdot \frac{e}{\Lambda} \cdot \frac{Z_1}{\varepsilon_0} \cdot \left( \frac{q_{\text{Draht}}}{V \cdot \bar{\rho}_i} + 1 \right) - c^2 \cdot \bar{n}^2 \cdot \frac{e}{\Lambda} \cdot \frac{Z_1}{\varepsilon_0 \cdot \bar{\rho}_i}$$

10.2-7

Die Bernoulli'sche Differentialgleichung lässt sich mittel Substitution ( $z = c^{-1}$  und  $dc = -z^{-2} dz$ ) in eine lineare Differentialgleichung erster Ordnung überführen und lösen. Durch Rücksubstitution erhält man die gesuchten Funktionen  $c(\bar{n})$  und  $T(\bar{n})$ .

$$c(\bar{n}) = \frac{\exp\left\{-\frac{e \cdot Z_1}{\varepsilon_0} \left(\frac{q_{\text{Draht}}}{V \cdot \bar{\rho}_i} + 1\right) \int_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \frac{\bar{n}}{\Lambda(\bar{n})} d\bar{n}\right\}}{\frac{e \cdot Z_1}{\varepsilon_0 \cdot \bar{\rho}_i} \int_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \frac{\bar{n}^2}{\Lambda(\bar{n})} \exp\left\{-\frac{e \cdot Z_1}{\varepsilon_0} \left(\frac{q_{\text{Draht}}}{V \cdot \bar{\rho}_i} + 1\right) \int_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \frac{\bar{n}}{\Lambda(\bar{n})} d\bar{n}\right\} d\bar{n} + \frac{1}{c(\bar{n}=0)}}$$

10.2-8

$$T(\bar{n}) = 1 - \frac{\exp\left\{-\frac{e \cdot Z_1}{\varepsilon_0} \left(\frac{q_{\text{Draht}}}{V \cdot \bar{\rho}_i} + 1\right) \cdot \int_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \frac{\bar{n}}{\Lambda(\bar{n})} d\bar{n}\right\}}{\frac{e \cdot c(\bar{n}=0)}{\bar{\rho}_i} \cdot \frac{Z_1}{\varepsilon_0} \int_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \frac{\bar{n}^2}{\Lambda(\bar{n})} \exp\left\{-\frac{e \cdot Z_1}{\varepsilon_0} \left(\frac{q_{\text{Draht}}}{V \cdot \bar{\rho}_i} + 1\right) \cdot \int_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \frac{\bar{n}}{\Lambda(\bar{n})} d\bar{n}\right\} d\bar{n} + 1}$$

10.2-9

Das Integral im Nenner lässt sich dabei auch für einfache Ladetheorien nicht analytisch lösen. Bei der numerischen Lösung ist weiter zu beachten, dass die mittlere Ionenraumladungsdichte (sowohl für eine feste Potentialdifferenz zwischen Sprüh- und Niederschlagselektrode als auch für einen konstanten Strom) eine Funktion der der partikelgebundenen Raumladungsdichte ist. Sie muss daher numerisch nach Gleichung 5.2-17 bestimmt werden.

Gleichung 10.2-9 ist damit recht unhandlich zu lösen. Sie verdeutlicht aber, dass für eine gegebene mittlere Partikelladung die Abscheidung am geringsten ist, wenn die Partikelkonzentration am Eintritt sehr klein gegenüber der mittleren Ionenkonzentration ist und wenn das elektrische Feld an der Niederschlagselektrode bei Einsatzspannung gegenüber dem Feld, das durch die Ionen verursacht wird vernachlässigt werden kann. Für den idealen Elektroabscheider ergibt sich daher bei kleinen Corona-Einsatzspannungen, hohen Differenzen zwischen Betriebs- und Corona-Einsatzspannung und geringer Partikelkonzentration am Eintritt in den Abscheider in guter Näherung:

$$T(\bar{n}) = 1 - \exp\left\{-\frac{e \cdot Z_1}{\varepsilon_0} \cdot \int_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \frac{\bar{n}}{\Lambda} d\bar{n}\right\}$$

10.2-10

Man erhält damit im Ionenraumladungsdominierten Auflader eine von der Aufladegerometrie unabhängige Ladungs-Verlust-Charakteristik.

### 10.3 Corona-Quenching im Plattenabscheider – eine Abschätzung

Für den zweidimensionalen Fall des Platten-Elektroabscheiders lässt sich die Quenchdauer unter der Annahme einer homogen über den Abscheiderquerschnitt verteilten partikelgebundenen Raumladung ebenfalls recht einfach abschätzen. Analog zur Ableitung für den Rohrababscheider findet man für die Raumladungsdichte über die zwischen Gassenmitte und Niederschlagsselektrode die Differenz zwischen Arbeitsspannung und Corona-Einsatzspannung abfällt:

$$\rho_{ip} = \frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \Delta U}{h^2} = konst.$$

10.3-1

$h$  ist hier die halbe Gassenweite. Mit der spezifischen Niederschlagsselektrodenfläche

$$\frac{A}{V} = \frac{1}{h}$$

10.3-2

folgt daher für die mittlere Abscheiderate bei einem Sprühdraht-Sprühdraht-Abstand  $b$ , der für die Berechnung des mittleren elektrischen Feldes an der Niederschlagsselektrode bei Corona-Einsatzspannung verwendet wird, die Abscheiderate des Platten-Elektroabscheiders im gequenchten Zustand:

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{1}{h} \cdot c \cdot \left( E_E \cdot \frac{\pi \cdot r_D}{b} + \frac{\rho_{ip} \cdot h}{\varepsilon_0} \right) \frac{\rho_{ip}}{c} \cdot \frac{Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p}$$

10.3-3

bzw. mit Gleichung 10.3-1

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{4 \cdot \varepsilon_0 \cdot \Delta U^2}{h^4} \left( \frac{E_E \cdot r_D \cdot \pi \cdot h}{2 \cdot \Delta U \cdot b} + 1 \right) \cdot \frac{Cu}{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p},$$

10.3-4

Die Quenchdauer im Plattenabscheiders ergibt sich also als:

$$t(n_{qe}) = \frac{3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d_p}{Cu} \cdot \frac{h^4}{4 \cdot \varepsilon_0 \cdot \Delta U^2} \cdot c \cdot \frac{\left( 1 - \frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \Delta U}{c \cdot n_{qe} \cdot e \cdot h^2} \right)}{\left( 1 + \frac{E_E \cdot r_D \cdot \pi \cdot h}{2 \cdot \Delta U \cdot b} \right)}$$

10.3-5

Die Abscheiderate im gequenchten Zustand beträgt also im Plattenabscheider nur etwa die Hälfte von der des Rohrelektroabscheiders (bei Rohrdurchmesser gleich Plattenabstand) und

der Rohrelektroabscheider quencht bereits bei etwa der halben Teilchenanzahlkonzentration. Bei kritischen Aerosolen ist daher die Rohr-Draht-Form eindeutig zu bevorzugen.

## 10.4 Maximierung der Abscheideleistung eines einfachen Rohrelektroabscheiders bei hohen Teilchenkonzentrationen

Für einen ideal quervermischten Elektroabscheider findet man die maximale Abscheiderate unter gequenchten Bedingungen. Bei gegebener mechanischer Mobilität  $B$  der abzuschneidenden Teilchen ist daher

$$-\frac{1}{B} \frac{dc}{dt} = \frac{8 \cdot \Delta U \cdot \epsilon_0}{r_R^4} \cdot \left( \frac{U_E}{\ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} + 2 \cdot \Delta U \right)$$

### 10.4-1

zu maximieren. Die Einsatzspannung der Corona-Entladung für einen einfachen Draht lässt sich dabei auf der Basis der Einsatzfeldstärke nach Peek berechnen.

$$U_E = E_E \cdot r_D \cdot \ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)$$

### 10.4-2

Um die ebenfalls erforderliche Differenz zwischen Betriebsspannung und Einsatzspannung berechnen zu können ist eine Abschätzung der Überschlagsspannung erforderlich. Ausgehend von der Annahme, dass der Überschlag durch einen Streamer, der den Gasraum zwischen Sprüh- und Niederschlagselektrode überbrückt, initiiert wird, findet man als Ausgangsereignis eine Elektronenlawine, die nach Raizer mindestens ein  $\alpha x$  von etwa 16 aufweisen muss. Voraussetzung für das Entstehen einer solchen Lawine ist praktisch das zumindest lokale und zeitweise Erreichen der Corona-Einsatzfeldstärke. Desweiteren muss die mittlere elektrische Feldstärke der Streamerausbreitungsfeldstärke entsprechen (siehe Kap.4.3). Da an der Sprühelektrode praktisch immer Bedingungen herrschen, die die Ausbildung der erforderlichen Elektronenlawine zulassen, beträgt die maximal zulässige mittlere elektrische Feldstärke im Elektrodenzwischenraum etwa 1MV/m für die negative Corona und etwa 0,5MV/m für die positive Corona (Ausnahmen siehe Kap. 4.3). Auf der Basis einer maximalen mittleren elektrischen Feldstärke im Elektrodenzwischenraum findet man daher:

$$\Delta U \leq (\bar{E}_{max} \cdot r_R - U_E)$$

### 10.4-3

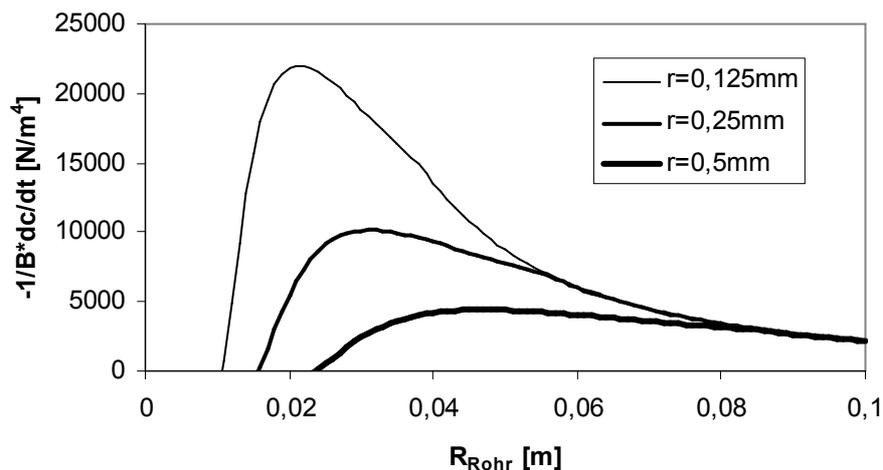
Es besteht allerdings auch die Möglichkeit, dass der überschlagsverursachende Streamer von der Niederschlagselektrode ausgeht. Im Fall der positiven Corona ist dies eher unwahrscheinlich, da ein entsprechender negativer Streamer von der Niederschlagselektrode deutlich höhere elektrische Feldstärken erfordert als der mögliche positive Streamer von der Sprühelektrode. Im Falle der negativen Corona kann eine Gasentladung an der Niederschlagselektrode hier einen positiven Streamer verursachen, der dann die mittlere

Überschlagsfeldstärke, entsprechend der Ausbeutungskriterien für den positiven Streamer, deutlich verringert. Die Ursache des Überschlags könnte dann in einer zu hohen Feldstärke an der Niederschlags Elektrode zu finden sein, die hier eine Elektronenlawine auslöst. Damit existiert eine zweite Beschränkung für die Differenz zwischen Betriebsspannung und Corona-Einsatzspannung, die durch Rücksprühen oder Überschlag von der Niederschlags Elektrode bestimmt ist. Für den ideal quervermischten Rohr-Draht-Elektroabscheider gilt daher zusätzlich:

$$\Delta U \leq \frac{1}{2} (E_{max,NE} \cdot r_R - E_E \cdot r_D)$$

#### 10.4-4

Unter Verwendung dieser Überschlagskriterien findet man prinzipiell das in Abbildung 10.4-1 für drei unterschiedliche Drahtdurchmesser dargestellte Verhalten der Abscheideleistung als Funktion des Rohrradius. Für jeden Drahtradius existiert demnach ein optimaler Rohrradius des Abscheiders. Es zeigt sich, dass eine Verringerung des Drahtdurchmessers in dem Bereich, in dem das Feld an der Niederschlags Elektrode die Abscheideleistung limitiert (große Rohrdurchmesser), praktisch keinen Einfluss auf das Abscheideverhalten hat. Ist die Abscheideleistung dagegen durch die mittlere elektrische Feldstärke im Gas limitiert, hat eine Verringerung des Drahtdurchmessers eine Erhöhung der Abscheideleistung zur Folge.



**Abbildung 10.4-1: Abscheideleistung eines gequenchten, ideal quervermischten Rohr-Draht-Elektroabscheiders für drei verschiedene Sprühdrahtdurchmesser als Funktion des Rohrdurchmessers. Die maximale elektrische Feldstärke an der Niederschlags Elektrode wurde bei 0,8MV/m festgelegt die maximale mittlere elektrische Feldstärke bei 0,6MV/m.**

## 10.5 Feldverteilung im gequenchten Abscheider nach Pauthenier

Nach dem Pauthenier'schen Ansatz zur Bestimmung des elektrischen Feldes unter gequenchten Bedingungen wird davon ausgegangen, dass sich die gesamte Ladungsmenge im Abstand  $r$  von der Rohr-Achse eines Rohr-Draht Abscheiders aus Ionen und teilchengebundener Raumladung zusammensetzt. Zur Beschreibung der Ionenraumladungsdichte wird die Kontinuitätsgleichung bezüglich des Ionenstroms verwendet. Ionenverluste durch Teilchenaufladung werden vernachlässigt.

Die Divergenz des elektrischen Feldes in Zylinderkoordinaten (linke Seite von Gleichung 10.5-1) ergibt sich demnach als Summe der Ionenraumladung am Radius  $r$  (erster Term auf der rechten Seite von Gleichung 10.5-1) und der partikelgebundenen Raumladung (zweiter Term auf der rechten Seite von Gleichung 10.5-1) dividiert durch die Permittivität der Luft. Die partikelgebundene Raumladung wird dabei allgemein durch Felddaufladungsgrenze, die zum Feld beim Radius  $r$  gehört, beschrieben.

$$\frac{dE}{dr} + \frac{E}{r} = \frac{I}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot Z_i \cdot E \cdot \epsilon_0} + \frac{c \cdot e}{\epsilon_0} \left( \frac{3 \cdot \epsilon}{\epsilon + 2} \right) \left( \frac{E \cdot d^2}{4 \cdot K_E \cdot e} \right)$$

10.5-1

Bzw.:

$$\frac{dE}{dr} - \frac{I}{2 \cdot \pi \cdot L \cdot Z_i \cdot \epsilon_0} \frac{1}{E \cdot r} - \left[ \frac{c \cdot e}{\epsilon_0} \left( \frac{3 \cdot \epsilon}{\epsilon + 2} \right) \left( \frac{d^2}{4 \cdot K_E \cdot e} \right) + \frac{1}{r} \right] \cdot E = 0$$

10.5-2

Man erhält also eine Bernoulli'sche Differentialgleichung der Form:

$$y' - \frac{a}{x} \cdot y^{-1} - \left( b - \frac{1}{x} \right) \cdot y = 0$$

10.5-3

Die durch die Substitution  $z=y^2$  bzw.  $dz=2ydy$  in die homogene Differentialgleichung erster Ordnung

$$z' - 2 \frac{a}{x} z - 2 \left( b - \frac{1}{x} \right) \cdot z = 0$$

10.5-4

überführt, und als solche gelöst werden kann. Die Lösung hat dabei die Form:

$$\left( \frac{\exp\{2 \cdot b \cdot x\}}{x^2} \cdot C - \frac{a(2 \cdot b \cdot x + 1)}{2 \cdot b^2 \cdot x^2} \right) = y^2.$$

10.5-5

Für das elektrische Feld am Ort  $r$  ergibt also:

$$\left( \frac{\exp\left\{ \left( \frac{3 \cdot \epsilon}{\epsilon + 2} \right) \left( \frac{d^2}{2 \cdot K_E \cdot e} \right) \cdot c \cdot r \right\}}{r^2} \cdot C - \frac{I}{\pi \cdot L \cdot Z_i \cdot \epsilon_0} \left( \left( \frac{3 \cdot \epsilon}{\epsilon + 2} \right) \left( \frac{d^2}{2 \cdot K_E \cdot e} \right) \cdot c \cdot r + 1 \right)}{\left( \left( \frac{3 \cdot \epsilon}{\epsilon + 2} \right) \left( \frac{d^2}{2 \cdot K_E \cdot e} \right) \cdot c \right)^2 \cdot r^2} \right) = E^2$$

10.5-6

Die Konstante  $C$  wird durch die Randbedingung  $E(r_{\text{Draht}}) = E_E$  ermittelt.

$$C = \left( E(r_{\text{Draht}})^2 + \frac{I}{\pi \cdot L \cdot Z_i \cdot \varepsilon_0} \left( \left( \frac{3 \cdot \varepsilon}{\varepsilon + 2} \right) \left( \frac{d^2}{2 \cdot K_E \cdot e} \right) \cdot c \cdot r_{\text{Draht}} + 1 \right) \right) \cdot \frac{r_{\text{Draht}}^2}{\exp \left\{ \left( \frac{3 \cdot \varepsilon}{\varepsilon + 2} \right) \left( \frac{d^2}{2 \cdot K_E \cdot e} \right) \cdot c \cdot r_{\text{Draht}} \right\}}$$

**10.5-7**

Mit der Abkürzung

$$a = \left( \frac{3 \cdot \varepsilon}{\varepsilon + 2} \right) \left( \frac{d^2}{4 \cdot K_E \cdot e} \right) \frac{ce}{\varepsilon_0} = c_s \cdot \left( \frac{3 \cdot \varepsilon}{\varepsilon + 2} \right),$$

**10.5-8**

wobei  $c_s$  die Oberflächenkonzentration des Aerosols ist, ergibt sich nach einfachen Umformungen:

$$E(r) = \frac{1}{r} \sqrt{\exp\{2 \cdot a \cdot (r - r_{\text{Draht}})\} \cdot \left( E_E^2 \cdot r_{\text{Draht}}^2 + \frac{I(2 \cdot a \cdot r_{\text{Draht}} + 1)}{4 \cdot a^2 \cdot \pi \cdot L \cdot Z_i \cdot \varepsilon_0} \right) - \frac{I \cdot (2 \cdot a \cdot r + 1)}{4 \cdot a^2 \cdot \pi \cdot L \cdot Z_i \cdot \varepsilon_0}}.$$

**10.5-9**

Der Strom ist dabei auf iterativem Wege so zu bestimmen, dass das Integral der elektrischen Feldstärke über den Radius der Arbeitsspannung entspricht.

## 10.6 Feldverteilung bei homogener teilchengebundener Raumladung

Unter der Annahme, dass der Strom ausschließlich durch die Ionen transportiert wird, gilt für den Strom:

$$I = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot Z_i \cdot \rho_i(r) \cdot E(r).$$

**10.6-1**

Das elektrische Feld am Ort  $r$  ergibt sich nach dem Satz von Gauß. Der erste Term steht für den Anteil des elektrischen Feldes, der durch die Oberflächenladung auf der Sprühelektrode verursacht wird, der zweite für das Feld der homogen über den Querschnitt des Abscheiders verteilten teilchengebundenen Raumladung, der dritte Term für den Feldanteil, der durch die Ionenraumladung verursacht wird. Da die Verteilung der Ionenraumladung hier unbekannt ist, wird dieser Term allgemein als Integral definiert.

$$I = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot Z_i \cdot \rho_i(r) \cdot \left( \frac{U_E}{r \cdot \ln \left( \frac{r_R}{r_D} \right)} + \frac{\rho_i \cdot (r^2 - r_w^2)}{2 \cdot \varepsilon_0 r} + \frac{1}{r \cdot \varepsilon_0} \cdot \int_{r_D}^r r \cdot \rho_i(r) dr \right)$$

**10.6-2**

Nimmt man an, dass der Ionenstrom keine Funktion des Radius ist (dies ist berechtigt, weil die abzuleitende Beziehung vor allem im Übergangsbereich zwischen gequenchtem Regime und Reingasregime Bedeutung hat und hier die Ionenstrahltransmission bereits sehr hoch ist), lassen sich die radiusunabhängigen Terme zusammenfassen:

$$\frac{I \cdot \varepsilon_0}{2 \cdot \pi \cdot L \cdot Z_i} = \rho_i(r) \cdot \left( \frac{\varepsilon_0 \cdot U_E}{\ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} + \frac{\rho_{ip} \cdot (r^2 - r_D^2)}{2} + \int_{r_D}^r r \cdot \rho_i(r) dr \right)$$

10.6-3

Eine Ableitung beider Seiten der Gleichung nach dem Radius r ergibt nun:

$$0 = \frac{d(\rho_i(r))}{dr} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0 \cdot U_E}{\ln\left(\frac{r_R}{r_D}\right)} + \frac{\rho_{ip} \cdot (r^2 - r_D^2)}{2} + \int_{r_D}^r r \cdot \rho_i(r) dr \right) + \rho_i(r) \cdot (\rho_{ip} \cdot r + r \cdot \rho_i(r))$$

10.6-4

Der geklammerte Term kann hier auf der Basis von Gleichung 10.6-3 ersetzt werden

$$0 = \frac{d(\rho_i(r))}{dr} \cdot \frac{I \cdot \varepsilon_0}{2 \cdot \pi \cdot L \cdot Z_i \cdot \rho_i(r)} + (\rho_{ip} \cdot \rho_i(r) \cdot r + r \cdot \rho_i(r)^2)$$

10.6-5

Trennung der Variablen ergibt

$$\frac{d(\rho_i(r))}{\rho_{ip} \cdot \rho_i(r)^2 + \rho_i(r)^3} \cdot \frac{I \cdot \varepsilon_0}{2 \cdot \pi \cdot L \cdot Z_i} = -r dr$$

10.6-6

Integriert man von  $\rho_i(r_D)$  bis  $\rho_i(r)$  ergibt sich:

$$\left[ -\frac{1}{\rho_{ip} \cdot \rho_i(r)} + \frac{1}{\rho_{ip}^2} \ln\left(\frac{\rho_{ip} + \rho_i(r)}{\rho_i(r)}\right) \right] + \left[ \frac{1}{\rho_{ip} \cdot \rho_i(r_D)} - \frac{1}{\rho_{ip}^2} \ln\left(\frac{\rho_{ip} + \rho_i(r_D)}{\rho_i(r_D)}\right) \right] \cdot \frac{I \varepsilon_0}{\pi \cdot L \cdot Z_i} = -(r^2 - r_D^2)$$

10.6-7

Diese Gleichung lässt sich zu

$$\left( \frac{\rho_{ip}}{\rho_i(r)} + 1 \right) \frac{\rho_i(r_D)}{\rho_{ip} + \rho_i(r_D)} \cdot \exp\left\{ \frac{\rho_{ip}}{\rho_i(r_D)} + \frac{(r^2 - r_D^2) \cdot \rho_{ip}^2 \cdot \pi \cdot L \cdot Z_i}{I \varepsilon_0} \right\} = \exp\left\{ \frac{\rho_{ip}}{\rho_i(r)} \right\}$$

10.6-8

umformen. Man erhält damit eine Gleichung der Form

$$(x+1)a_0 = \exp\{x\},$$

10.6-9

deren Lösung allgemein

$$x = - \left[ 1 + \text{Lambert}W \left( - \frac{\exp(-1)}{a_0} \right) \right]$$

10.6-10

ist. Für die Ionenraumladungsdichte am Radius r ergibt sich damit

$$\rho_i(r) = - \frac{\rho_{ip}}{1 + \text{Lambert}W_{-1} \left( - \frac{1}{\frac{\rho_i(r_D)}{\rho_{ip} + \rho_i(r_D)} \cdot \exp \left\{ \frac{\rho_{ip}}{\rho_i(r_D)} + \frac{(r^2 - r_D^2) \rho_{ip}^2 \cdot \pi \cdot L \cdot Z_i}{I \cdot \epsilon_0} + 1 \right\}} \right)}$$

10.6-11

oder unter Verwendung der Corona-Einsatzfeldstärke und der Ionenkonzentration an der Oberfläche des Sprühdrahtes:

$$\rho_i(r) = - \frac{\rho_{ip}}{1 + \text{Lambert}W_{-1} \left( - \frac{\left( \frac{2 \cdot \pi \cdot r_D \cdot L \cdot Z_i \cdot \rho_{ip}}{I} \right) E_E + 1}{\exp \left\{ \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot r_D \cdot L \cdot Z_i \cdot \rho_{ip}}{I} \right) \left( E_E + \frac{\rho_{ip} (r^2 - r_D^2)}{2 \cdot r_D \cdot \epsilon_0} \right) + 1 \right\}} \right)}$$

10.6-12

Für die Verteilung des elektrischen Feldes über den Radius ergibt aus der Ionenverteilung unter der Annahme der Ionenstromkontinuität:

$$E(r) = - \frac{I}{2\pi r L Z_i \rho_{ip}} \left[ 1 + \text{Lambert}W_{-1} \left( - \frac{\left( \frac{2\pi r_D L Z_i \rho_{ip}}{I} \right) E_E + 1}{\exp \left\{ \left( \frac{2\pi r_D L Z_i \rho_{ip}}{I} \right) \left( E_E + \frac{\rho_{ip} (r^2 - r_D^2)}{r_D 2\epsilon_0} \right) + 1 \right\}} \right) \right]$$

10.6-13

Eine Integration des elektrischen Feldes über den Radius ist, wie auch im Fall des Pauthenier'schen Ansatzes, nicht analytisch möglich.

## 10.7 Zur Lambert'schen W-Funktion

Die Lambert'sche W-Funktion ist definiert als die Lösung der Gleichung

$$y \cdot \exp(y) = x \Leftrightarrow y = \text{LambertW}(x)$$

### 10.7-1

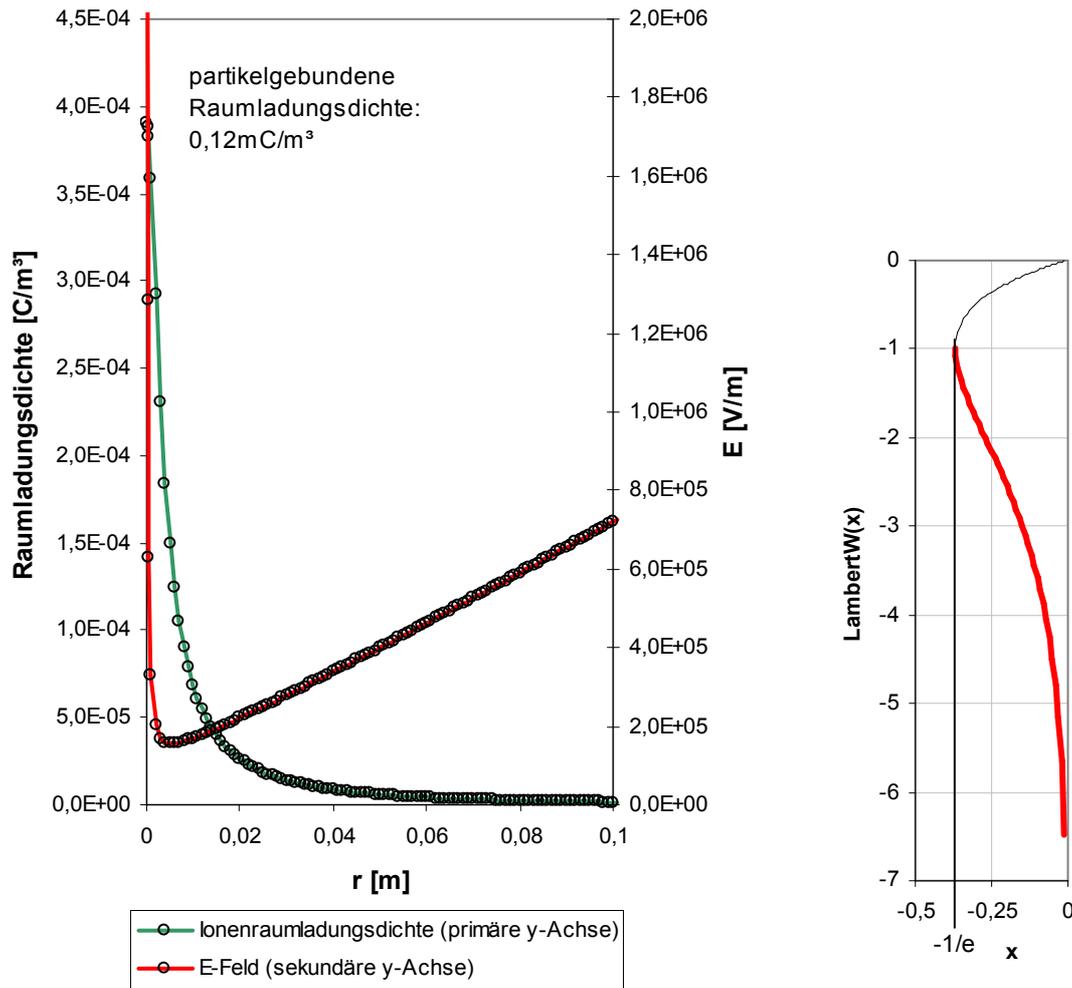
Damit ist die Lambert'sche W-Funktion im eigentlichen Sinne keine Funktion sondern lediglich eine Relation, weil die sie für Argumente kleiner Null nicht eindeutig definiert ist, siehe Abbildung 10.7-1 (rechts). Für die Berechnung der Ionenkonzentration und des elektrischen Feldes nach Gleichung 10.6-12 und 10.6-13 (Abbildung 10.7-1 links) muss der Ast mit Funktionswerten kleiner minus eins verwendet werden.

Der Wert der Lambert'schen W-Funktion kann über die folgende, schnell konvergierende Iteration bestimmt werden.

$$\text{LambertW}(x)_{\text{neu}} = \frac{x \cdot \exp(-\text{LambertW}(x)) + \text{LambertW}(x)^2}{\text{LambertW}(x) + 1}$$

### 10.7-2

Für Startwerte kleiner als minus eins ergibt sie die Werte des ( $f(x) < -1$ )-Astes der Funktion, der mit  $\text{LambertW}_{-1}$  bezeichnet wird. Für sehr kleine Argumente reicht eine 64 Bit Genauigkeit häufig nicht aus, so dass Programme mit besserer Genauigkeit (z.B. Maxima) verwendet werden müssen.



**Abbildung 10.7-1:** Verläufe des elektrischen Feldes im Übergangsbereich zwischen gequenchtem Regime und Reingaszustand bei homogener teilchengebundener Raumladung (links). Rechts: Verlauf der Lambert'schen W-Funktion – der zu verwendende Ast der Relation ist rot dargestellt.

## Symbole

$A_1$ [V/m]	Konstante zur Berechnung der Einsatzspannung nach Peek
$A_2$ [V/m <sup>0,5</sup> ]	Konstante zur Berechnung der Einsatzspannung nach Peek
$A_{ext}$ [m <sup>2</sup> ]	Ioneneinfangquerschnitt eines Teilchens
$A_K$ [cm <sup>2</sup> ]	Staubkuchenoberfläche
$A_{NE}$ [m <sup>2</sup> ]	Fläche der Niederschlags Elektrode
$A_p$ [m <sup>2</sup> ]	geometrische Projektionsfläche eines Partikels
$a$ [1/cm]	Elektronenanlagerungskoeffizient nach Townsend
$B$ [m/(Ns)]	mechanische Mobilität des Partikels
$C$ [As/V]	elektrische Kapazität
$CMD$ [m]	anzahlbezogener Median der Partikelgrößenverteilung
$Cu$ [-]	Cunningham-Korrekturfaktor
$c$ [1/m <sup>3</sup> ]	Anzahlkonzentration der Teilchen
$c_0$ [1/m <sup>3</sup> ]	Anzahlkonzentration der Teilchen
$c_{NE}$ [1/m <sup>3</sup> ]	Anzahlkonzentration der Teilchen an der Niederschlags Elektrode
$\bar{c}$ [1/m <sup>3</sup> ]	mittlere Anzahlkonzentration über dem Abscheiderquerschnitt
$c_\infty$ [1/m <sup>3</sup> ]	Anzahlkonzentration der Teilchen in großer Entfernung
$c_s$ [1/m]	Oberflächenkonzentration
$D_1$ [m <sup>2</sup> /s]	axialer, turbulenter Diffusionskoeffizient im Cooperman-Ansatz
$D_i$ [m <sup>2</sup> /s]	Diffusionskoeffizient der Spezies $i$
$D_p$ [m <sup>2</sup> /s]	thermischer Diffusionskoeffizient der Partikel
$d_p$ [m]	Partikeldurchmesser
$E$ [V/m]	elektrische Feldstärke
$E_E$ [V/m]	Einsatzfeldstärke der Corona-Entladung
$E_{Ext}$ [V/m]	externes elektrisches Feld
$E_{max,NE}$ [V/m]	maximale Feldstärke an der Niederschlags Elektrode
$\bar{E}_{max}$ [V/m]	maximale mittlere Feldstärke
$e$ [As]	Elementarladung
$f$ [-]	Verhältnis zwischen diffusivem elektrischem und Partikeltransport
$h_K$ [cm]	Staubkuchendicke
$I$ [A]	Strom
$I_p$ [A]	Ladestrom für ein Partikel
$i$ [A/m <sup>2</sup> ]	Stromdichte
$j$ [1/(sm <sup>2</sup> )]	Teilchenstromdichte
$k$ [J/K]	Boltzmann-Konstante
$k_M$ [-]	Exponent in der Matts-Öhnfeld-Gleichung
$k_c$ [1/m]	Korrekturfaktor nach Cooperman
$K$ [m <sup>3</sup> /s]	Koagulationskoeffizient
$\bar{K}$ [m <sup>3</sup> /s]	mittlerer Koagulationskoeffizient für Partikelgrößenverteilungen
$K_1$ [1/(cmTorr)]	Konstante zur Berechnung des Ionisationskoeffizienten

$K_2$ [V/(cmTorr)]	Konstante zur Berechnung des Ionisationskoeffizienten
$K_E$ [Vm/As]	$1/(4\pi\epsilon_0)$
$L$ [m]	Sprühdrahtlänge
$M$ [V/m]	elektrische Feldstärke
$N_e$ [-]	Elektronenanzahl
$N_i$ [1/m <sup>3</sup> ]	Ionenkonzentration
$N_{i,\infty}$ [1/m <sup>3</sup> ]	Ionenkonzentration in großer Entfernung zu Partikel
$N_p$ [-]	Partikelanzahl
$n$ [-]	Anzahl der Elementarladungen pro Teilchen
$\bar{n}$ [-]	mittlere Anzahl der Elementarladungen pro Teilchen
$\bar{n}_A$ [-]	normaler Einheitsvektor auf die Fläche A
$p$ [Pa]	Druck
$p_0$ [Pa]	Standarddruck
$Q$ [As]	Ladung
$Q_{innen}$ [As]	Ladung innerhalb einer geschlossenen Hüllfläche
$q_{Draht}$ [As]	Oberflächenladung auf dem Sprühdraht
$r$ [m]	Radius
$r_{Rohr}$ [m]	Rohrradius
$r_{Draht}$ [m]	Drahtradius
$S_S$ [K]	Sutherland Konstante
$s$ [m]	halbe Gassenweite
$T$ [K]	Temperatur
$T_0$ [K]	Standardtemperatur
$t$ [s]	Zeit (Verweilzeit)
$U_E$ [V]	Corona-Einsatzspannung
$\Delta U_K$ [V]	Potentialdifferenz über den Staubkuchen
$u$ [m/s]	Gasgeschwindigkeit
$v_S$ [m/s]	Ionenschallgeschwindigkeit
$w$ [m/s]	Wanderungsgeschwindigkeit der Partikel
$\bar{w}$ [m/s]	mittlere Wanderungsgeschwindigkeit der Partikel
$w_{NE}$ [m/s]	Wanderungsgeschwindigkeit der Partikel an der Niederschlagsselektrode
$\dot{V}$ [m <sup>3</sup> /s]	Aerosolvolumenstrom
$V$ [m <sup>3</sup> ]	Volumen
$x$ [m]	Längenkoordinate
$Z$ [m <sup>2</sup> /(Vs)]	elektrische Mobilität der Ladungsträger
$Z_i$ [m <sup>2</sup> /(Vs)]	Ionenmobilität
$Z_p$ [m <sup>2</sup> /(Vs)]	elektrische Mobilität der Partikel
$Z_1$ [m <sup>2</sup> /(Vs)]	elektrische Mobilität des einfach geladenen Partikels
$\alpha$ [1/cm]	1. Ionisationskoeffizient nach Townsend
$\beta$ [m <sup>3</sup> /s]	Partikel-Partikel-Kollisionsfrequenz
$\delta_r$ [-]	Korrektur für die Gasdichte
$\dot{\epsilon}$ [W/kg]	Energiedissipationsrate
$\epsilon_0$ [As/(Vm)]	Permittivität des Vakuums

$\varepsilon_k$ [-]	relative Permittivität der kontinuierlichen Phase
$\varepsilon_p$ [-]	relative Permittivität der Partikel
$\eta$ [Pas]	Viskosität
$\eta_T$ [-]	Tenngrad
$\Lambda$ [m <sup>3</sup> /s]	Ion-Partikel-Kombinationskoeffizient
$\bar{\Lambda}$ [m <sup>3</sup> /s]	mittlerer Ion-Partikel-Kombinationskoeffizient
$\lambda$ [m]	mittlere freie Weglänge
$\nu$ [-]	dimensionslose Ladung (Lawless-Modell)
$\rho$ [As/m <sup>3</sup> ]	Raumladungsdichte
$\bar{\rho}$ [As/m <sup>3</sup> ]	mittlere Raumladungsdichte über dem Abscheiderquerschnitt
$\rho_i$ [As/m <sup>3</sup> ]	Raumladungsdichte der Ionen
$\rho_{i,\infty}$ [As/m <sup>3</sup> ]	Raumladungsdichte der Ionen in großer Entfernung zum Partikel
$\rho_{i,p}$ [As/m <sup>3</sup> ]	teilchengebundene Raumladungsdichte
$\rho_L$ [kg/m <sup>3</sup> ]	Gasdichte
$\sigma_{Draht}$ [As/m <sup>2</sup> ]	Oberflächenladung auf dem Sprühdraht
$\sigma_D$ [N/m <sup>2</sup> ]	Druckspannung auf den Staubkuchen
$\sigma_{eff}$ [N/m <sup>2</sup> ]	Gesamtspannung auf den Staubkuchen
$\sigma_g$ [-]	geometrische Standardabweichung
$\sigma_Z$ [N/m <sup>2</sup> ]	Zugspannung auf den Staubkuchen
$\tau_L$ [-]	dimensionslose Zeit (Lawless-Modell)
$\varphi$ [V]	elektrisches Potential
$\omega_K$ [Ωcm]	spezifischer Staubwiderstand
$\omega$ [-]	dimensionsloses elektrisches Feld (Lawless-Modell)

## Quellen

- [Abdel-Salam1995] Abdel-Salam, M. Al-Hamouz, Z., Analysis of monopolar ionized field as influenced by diffusion, *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **1995**, 31(3), 484-493  
DOI: 10.1109/28.382107
- [Acker1968] Acker, F. E., Penney, G. W., Influence of Previous Positive Streamers on Streamer Propagation and Breakdown in a Positive Point-to-Plane Gap, *J. Appl. Phys.* **1968**, 39 (5), 2363-2369  
DOI: 10.1063/1.1656561
- [Adachi1973] Adachi, T., Ionic Wind in the Electrostatic Precipitator – Experimental Treatment by Schlieren Method, *Electr. Eng. Jpn.* **1973**, 93 (4), 43-49  
DOI: 10.1002/eej.4390930407
- [Aints1997] Aints, M. et al., Repetition of Streamers as a measure of content of electronegative additives in the air, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **1997**, 30, 210-220  
DOI: 10.1088/0022-3727/30/2/008
- [Amin1925a] Amin, M. R., Fast time Analysis of Intermittent Point-to-Plane Corona in Air, 1. The positive Point Burst Pulse Corona, *J. Appl. Phys.* **1925**, 25 (2), 210-216  
DOI: 10.1063/1.1721604
- [Amin1925b] Amin, M. R., Fast time Analysis of Intermittent Point-to-Plane Corona in Air, 2. The positive Pre-onset Streamer Corona, *J. Appl. Phys.* **1925**, 25 (3), 358-363  
DOI: 10.1063/1.1721641
- [Anagnostop. 2002] Anagnostopoulos, J., Bergeles, G. Corona discharge simulation in wire-duct electrostatic precipitator, *J. Electrostat.* **2002**, 54 (2), 129-147  
DOI: 10.1016/S0304-3886(01)00172-3
- [Arent1925] Arent, P., Kallmann, H. Über den Mechanismus der Aufladung von Nebelteilchen, *Zeitschrift für Physik*, **1925**, 35 (6), 421-441  
DOI: 10.1007/BF01385419
- [Aureille 1971] Aureille, R., Blanchot, P. Experimentelle Untersuchung des Einflusses verschiedener Parameter auf den Wirkungsgrad eines Elektrofilters, Staub – Reinhaltung der Luft **1971**, 31 (9), 371-375
- [Awad1975] Awad, M. B. Castle, G. S. P. Sparking Characteristics of a D.C. wire Corona discharge, *IEEE-IAS, Annual Meeting in Atlanta, Georgia*, **1975**, 773-777

- [Babaeva1996] Babaeva, N. Y., Naidis, G. V., Simulation of positive streamers in air in weak uniform electric fields, *Phys. Lett. A*, **1996** 215 (3-4), 187-190  
DOI: 10.1016/0375-9601(96)00225-3
- [Biskos2005a] Biskos, G. et al., Electrostatic characterisation of corone-wire aerosol chargers, *J. Electrostat.*, **2005** 63 (1), 69-82  
DOI: 10.1016/j.elstat.2004.07.001
- [Biskos2005b] Biskos, G. et. al., Unipolar diffusion charging of aerosol Particles in the transition regime, *J. Aerosol Sci.*, **2005** 36 (2), 247-265  
DOI: 10.1016/j.jaerosci.2004.09.002
- [Boutlendj 1993] Boutlendj, M. Allen, N. L. Pre-Breakdown streamer pulses in long air gaps under positive direct voltages, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **1993** 26, 760-766  
DOI: 10.1088/0022-3727/26/5/007
- [Briels2008] Briels, T. M. P. et al., Positive and negative streamers in ambient air: measuring diameter, velocity, and dissipated energy, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **2008**, 41, 1-11  
DOI: 10.1088/0022-3727/41/23/234004
- [Brocilo2004] Brocilo, D. et.al., Electrohydrodynamic flow patters in a wide spacing spike-plate electrostatic precipitator under negative Coronas, *Proceedings of the 5th International Conference on Applied Electrostatics (ICAES)*, 2004, 100-107, Elsevier,  
ISBN: 0-08-044584-5
- [Castle1974] Castle, G.S.P., Awad, M.B., Corona-Quenching in electrostatic precipitators, *IEEE Ind. Appl. Soc. Ann. Meet.* **1974**, 945-954.
- [Castle1975] Castle, G. S. P. The efficiency of electrostatic precipitators under conditions of Corona quenching, *APCA Journal*, **1975**, 25 (2), 172-176
- [Castle1984] Castle, G.S.P. Modelling of Corona Quenching Phenomena in Duct-Type electrostatic Precipitators, *Proceedings of the Second International Conference on Electrostatic Precipitation*, **1984**, Kyoto, 532-539  
ISBN-10: 9996827682
- [Castle1986] Castle, G.S.P. The analysis of Corona-Quenching in cylindrical Precipitators using space charge simulation, *IEEE transactions on industry applications*, **1986**, 1A-22 (1), 80-85  
DOI: 10.1109/TIA.1986.4504685
- [Chen1984] Chen, G. J., Wang, L. Q., Research and application of Electrostatic precipitator with wide spacing and cross-positioned cannal collecting plates in power plant, *Proceedings of the Second International Conference on Electrostatic Precipitation*, **1984**, Kyoto, Japan, 362-367  
ISBN-10: 9996827682

- [Choi1997] Choi, B. S., Fletcher, C. A. J., Computation of Particle transport in an electrostatic Precipitator, *J. Electrostat.*, **1997**, 40/41, 413-418  
DOI: 10.1016/S0304-3886(97)00080-6
- [Choi1998] Choi, B. S., Fletcher, C. A. J. Turbulent particle dispersion in an electrostatic precipitator, *Appl. Math. Modell.*, **1998**, 22 (12), 1009-1021  
DOI: 10.1016/S0307-904X(98)10034-3
- [Christina1991] Christina, S., Dinelli, G., Feliziani, M., Numerical computation of Corona space charge and V-I characteristic in DC electrostatic precipitators, *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **1991**, 27 (1), 147-153  
DOI: 10.1109/28.67546
- [Cloupeau1994] Cloupeau, M., Recipes for the use of EHD spraying in cone jet mode and notes on Corona discharge effects, *J. Aerosol Sci.*, **1994**, 25 (6), 1143-1157  
DOI: 10.1016/0021-8502(94)90206-2
- [Cooperman1960] Cooperman, P., A Theory for space charge limited currents with application to electrical precipitation, *A.I.E.E. Trans.*, **1960**, 79 (1) , 47-50
- [Cooperman1963] Cooperman. P., Dust space charge in electrostatic precipitation, *IEEE Trans. Comm. Elect.*, **1963**, 82
- [Cooperman1971] Cooperman, P., A new Theory of precipitator efficiency, *Atmos. Environ.*, **1971**, 5 (7), 541-551  
DOI: 10.1016/0004-6981(71)90064-3
- [Cooperman1982] Cooperman, P. Precipitator efficiency for log-normal distributions, *Atmos. Environ.*, **1982**, 16 (2), 307-313  
DOI: 10.1016/0004-6981(82)90447-4
- [Corless1996] Corless, R. M. et al., On the Lambert W Function, *Adv. Comput. Math.*, **1996**, 5 (1), 329-359  
DOI: 10.1007/BF02124750
- [Davidson1988] Davidson , J. H., McKinney, P. J. The role of fluid mechanics in electrostatic precipitator design, *Forum on industrial Applications of Fluid Mechanics, The Winter Annual Meeting of the ASME, Chicago, ASME FED*, **1988** (70), 55-60
- [Davidson1989] Davidson, J. H., Particulate Space Charge Induced Turbulence in Gas-Solid Flows With An Applied Electric Field, *Proceedings of the Third Joint ASCE/ASME Mechanics Conference*, **1989**, 66-71  
ISBN: 0791803414 (0-7918-0341-4)

- [Davidson1994] Davidson, J. H., Linnebur, P., 3-D model of electric field and space charge in the barbed plate-to-plate precipitator, *Proc. 1994 IEEE/IAS 29th Annual Meeting*, **1994**, 3, 1634-1641
- [Deutsch 1922] Deutsch, W., Bewegung und Ladung der Elektrizitätsträger im Zylinderkondensator, *Ann. Phys.*, **1922**, 373 (12), 1922, 335-344  
DOI: 10.1002/andp.19223731203
- [Deutsch 1931] Deutsch, W., Über die raumladungsbeschwerte Townsendentladung im dichten Nebel, *Ann. Phys.*, **1931**, 402 (7) 847-867  
DOI:10.1002/andp.19314020707
- [Ebert2008] Ebert, U., Positive and negative streamers in ambient air: modelling evolution and velocities, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **2008**, 41, 1-11  
DOI:10.1088/0022-3727/41/23/234005
- [Elmoursi1984a] Elmoursi, A.A., Castle, G.S.P. Modelling of Corona Quenching phenomena in Duct-Type electrostatic precipitators, *Proceedings of the Second international conference on electrostatic precipitation, Kyoto, Japan*, **1984**, 532-539
- [Elmoursi1984b] Elmoursi, A.A., Castle, G.S.P. Modelling of Corona characteristics in a wire-duct precipitator using the charge simulation technique, *Industrie application Society, IEEE-IAS, annual meeting 1984, Conf. Record, Chicargo, USA*, **1984**, 1192-1200
- [Elmoursi1987] Elmoursi, A.A., Castle, G.S.P. Modelling of Corona characteristics in a wire-duct precipitator using the charge simulation technique, *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **1987**, 1a-23, (1), 95-102  
DOI: 10.1109/TIA.1987.4504872
- [Feng1999] Feng, J. Q., An analysis of Corona currents between two concentric cylindrical electrodes, *J. Electrostat.*, **1999**, 46 (1), 37-48  
DOI: 10.1016/S0304-3886(98)00057-6
- [Fuchs1963] Fuchs, N.: On the stationary charge distribution on aerosol particles in a bipolar ionic atmosphere, *Pure Appl. Geophys.*, **1963**, 56 (1), 185-192  
DOI: 10.1007/BF01993343
- [Fuchs1964] Fuchs, N. A., *The Mechanics of Aerosols*, Pergamon, Oxford, **1964**
- [Gallo1976] Gallo, C. F., Lama, W. L., The sparking characteristics of needle-to-plane Coronas, *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **1976**, 1A-12 (3), 288-293  
DOI: 10.1109/TIA.1976.349425
- [Görner2001] Görner, K. (Hrsg.), Hübner, K. (Hrsg.), *Gasreinigung und Luftreinhaltung*, Springer Verlag Berlin, **2001**  
ISBN: 3540420061
- [Goldman1978] Goldman, M., Hartmann, G., Positive point to plane Corona; continuous and pulse components, *Proc. IEEE-IAS Annual Meeting*, **1978**

- [Groß1979] Groß, H., Zur Wirkung der Turbulenz in Elektroabscheidern, *Staub – Reinhaltung der Luft*, **1979**, 39 (6), 197-202
- [Hassid1987] Hassid, S., Oron, A., Gutfinger, C., An asymptotic description of electrostatic precipitation of charged particles in turbulent flow, *J. Aerosol Sci.*, **1987**, 18, (4), 357-367  
DOI: 10.1016/0021-8502(87)90034-6
- [Heinrich1979] Heinrich, D. O., Electrostatic Precipitator Collector Spacings above 300mm?, *Atmos. Environ.*, **1979**, 13 (12), 1707-1711  
DOI:10.1016/0004-6981(79)90330-5
- [Hinderer1991] Hinderer, A., Einfluss gepulster Spannungsversorgung auf die Abscheidung hochohmiger Stäube im Elektrofilter, *Dissertation, Universität Karlsruhe*, **1991**, VDI Verlag  
ISBN: 3-18-149221-3
- [Hinderer1992] Hinderer, A., Schwab, A. J., Die Staubabscheidung in einem Elektrofilter unter Berücksichtigung partikelbedingter Raumladungen, *Staub - Reinhaltung der Luft*, **1992**, 52 (7-8), 297-305
- [Hinds] Hinds, W. C., *Aerosol technology*, Wiley- Interscience, **1982**  
ISBN 0-471-19410-7
- [Hohlfeld1824] Hohlfeld, M. *Kaestners Archiv für die gesamte Naturlehre, Bd.3*, **1824**, 205-211
- [Jedrusik 2001] Jedrusik, M et al., Effect of the particle diameter and electrode geometry on the particle migration velocity in electrostatic precipitators, *J. Electrostat.*, **2001**, 51-52, 245-251  
DOI: 10.1016/S0304-3886(01)00047-X
- [Kasper1981] Kasper, G., Electrostatic Dispersion of homopolar charged Aerosols, *J. Colloid Interface Sci.*, **1981**, 81 (1), 32-40  
DOI: 10.1016/0021-9797(81)90298-8
- [Kip1938] Kip, A. F., Positive point-to-plane discharge in air at atmospheric pressure, *Phys. Rev.*, **1938**, 54 (2), 139-146  
DOI: 10.1103/PhysRev.54.139
- [Kip 1939] Kip, A. F., Onset studies Positive Point to plane Corona in Air at Atmospheric pressure, *Phys. Rev.*, **1939**, 55 (6), 549-556  
DOI: 10.1103/PhysRev.55.549
- [Koopmans1987] Koopmans, G., Hoogenboom, Q. Corona wind in a Plate-wire electrostatic precipitator, *Proceedings of the thrid international conference on electrostatic precipitation, Abano Terme, Italien*, **1987**, 495-501

- [Kostenko1976] Kostenko, M. V. (Ed), High-Voltage Engineering, (Energiya Moskow) **1976**
- [Lacroix1975] Lacroix, J. C., Atten, P., Electro-convection in a dielectric liquid layer subjected to unipolar injection, *J. Fluid Mech.*, **1975**, 69, 539  
DOI: 10.1017/S0022112075001553
- [Larry1967] Larry, E. F. et al, Particle precipitation by space charge in tubular flow, *Ind. Eng. Chem. Fundamen.*, **1967**, 6 (4), 519-526  
DOI: 10.1021/i160024a006
- [Lawless1984] Lawless, A., Sparks, E., A review of mathematical models for ESPs (electrostatic precipitators) and comparison of thier success, *Proceedings of the Second international conference on electrostatic precipitation, Kyoto, Japan, 1984.*, 513-522
- [Lawless1994] Lawless, P. A., Altmann, R. F. ESPM: An advanced electrostatic precipitator modell, *Industry Applications Society Annual Meeting, 1994., Conference Record, 1994*, Vol. 2, 1519-1526  
DOI: 10.1109/IAS.1994.377627
- [Lawless1996] Lawless, P.A., Particle charging bounds, symmetry relations and analytic rate model fort he continuum regime, *J. Aerosol Sci.*, **1996**, 27 (2), 191-215  
DOI: 10.1016/0021-8502(95)00541-2
- [Lee1984] Lee, K. W., Chen, H. coagulation rates of polydisperse particles, *Aerosol Sci. Technol*, **1984**, 3 (3), 327-334  
DOI: 10.1080/02786828408959020
- [Loeb1965] Loeb, L., Electrical Coronas, Their Basic Physical Mechanisms, *University of California Press. 1965*
- [Löffler1988] Löffler, F., Staubabscheiden, *Thieme Verlag Stuttgart, 1988*  
ISBN: 3137122015
- [Marquard2006] Marquard, A, Unipolare Aufladung nanoskaliger Aerosolpartikeln bei hohen Ladungsträgerdichten, *Cuvillier Verlag Göttingen, 2006*  
ISBN: 3867270902
- [Matts1984] Matts, S., Lindau, L.,. Some space charge problems encountered with large electrode spacing, *Proceedings of the Second International Conference on Electrostatic Precipitation, 1984*, Kyoto, Japan, 911-919
- [Mc Kinney1991] Mc Kinney, P.J., Current Distributions for Barbed Plate-to-Plane Coronas, *Industry Applications Society Annual Meeting, 1991., Conference Record, 1991*, Vol. 1, 713-719  
DOI: 10.1109/IAS.1991.178316

- [Meroth1996] Meroth, A. M, et al., Numerical computation of the turbulent particulated flow in an electrostatic precipitator, *Int. Symp. Filtration and Separation of Fine Dust*, Vienna, **1996**, 994–1001
- [Miller1951] Miller, C. G. Loeb, B. L., Positive Coaxial Cylindrical Corona discharges in Pure N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, and Mixtures Thereof, *Journal of Applied Physics*, **1951**, 22 (5), 494-503  
DOI: 10.1063/1.1700017
- [Miller1992] Miller, J., et al., Simulation des elektrischen Feldes in Elektrofiltern unter Berücksichtigung von Raumladungen, *Projekt Europäisches Forschungszentrum für Maßnahmen zur Luftreinhaltung*, 8. Kolloquium, Karlsruhe, **1992**, 421-439
- [Morrow1997a] Morrow, R., The theory of positive glow Corona, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **1997**, 30 (22), 3099-3114  
DOI: 10.1088/0022-3727/30/22/008
- [Morrow1997b] Morrow, R., Lowke, J. J., Streamer propagation in air, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **1997**, 30 (4), 614-627  
DOI: 10.1088/0022-3727/30/4/017
- [Neimarlija2009] Neimarlija, N. et al. Finite volume method for calculation of electrostatic fields in electrostatic precipitators, *J. Electrostat.*, **2009**, 67 (1), 37-47  
DOI: 10.1016/j.elstat.2008.10.007
- [Nibeleanu1986] Nibeleanu, S. Die Wahl des Gassenabstandes zwischen den Elektroden der Elektrofilter, *Staub – Reinhaltung der Luft*, **1986**, 46 (11), 467-468
- [Ohkubo1992] Ohkubo, T, et. al. Surface temperature profiles of the Corona wire in a plate type electrostatic precipitator, *Industry Applications Society Annual Meeting, 1992., Conference Record*, **1992**, Vol.2, 1546-1550  
DOI: 10.1109/IAS.1992.244381
- [Parker1996] Parker, K. R., Applied Electrostatic Precipitation, *Springer Netherlands*, **1996**  
ISBN: 9780751402667
- [Pauthenier1932] Pauthenier, M., Moreau-Hanot, M. La charge des particules spheriques dans un champ ionise, *J. Phys. Radium*, **1932**, 3 (12), 590-613  
DOI: 10.1051/jphysrad:jphysrad01932003012059000
- [Pauthenier1935] Pauthenier, M., Moreau-Hanot, M., Etouffement de la decharge couronne en millieu trouble, *J. Phys. Radium*, **1935**, 6 (6), 257-262  
DOI: 10.1051/jphysrad:0193500606025700
- [Petroll1985] Petroll, J., Borgward, V., Einfluss des Gassenabstandes auf die Staubabscheidung im Elektrofilter, *Staub – Reinhaltung der Luft*, **1985**, 45 (10), 493-500

- [Phelps1976] Phelps, C. T., Griffiths, R. F., Dependence of positive Corona streamer propagation on air pressure and water vapor content, *J. Appl. Phys.*, **1976**, 47 (7), 2929-2934  
DOI: 10.1063/1.323084
- [Raizer1991] Raizer, Y., P., Gas discharge physics, *Springer Verlag*, **1991**  
ISBN: 3-540-19462-2
- [Raizer2000] Raizer, Y. P., Lightning Physics and Lightning Protection, *Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia*, **2000**  
ISBN: 0750304774
- [Reess1997] Reess, T., Paillol, J., The role of the field-effect emission in Trichel pulse development in air at atmospheric pressure, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **1997**, 30 (22), 3115-3122  
DOI: 10.1088/0022-3727/30/22/009
- [Riebel2002] Riebel, U. et al., An experimental investigation on Corona quenching, *J. Electrostat.*, **2002**, 54 (2), 159-165  
DOI: 10.1016/S0304-3886(01)00175-9
- [Riehle1995] Riehle, C. Löffler, F., Grade efficiency and Eddy diffusivity models, *J. Electrostat.*, **1995**, 34 (4), 401-413  
DOI: 10.1016/0304-3886(94)00024-Q
- [Riehle1996] Riehle, C., Mass flux and effective migration velocity in electrostatic precipitators, *Powder Technol.*, **1996**, 86 (1), 95-102  
DOI: 10.1016/0032-5910(95)03042-5
- [Salam1986] Salam, M.A., Fouad, L., Modeling for particle charging in wire-tube electrostatic precipitator, *Conf. Record of the 1986 IEEE Industrial Applications Society Annual Meeting, Denver, USA, Vol.2*, **1986**, 1143-1150
- [Schmid2002] Schmid, H.-J. et al., On the Modelling of electro-hydrodynamic flow field in electrostatic precipitators, *Flow, Turbulence and Combustion*, **2002**, 68 (1), 63-89  
DOI: 10.1023/A:1015666116174
- [Serdyuk2001] Serdyuk, Y. V. et al., The propagation of positive streamers in a weak and uniform background electric field, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **2001**, 34 (4), 614-623  
DOI: 10.1088/0022-3727/34/4/323
- [Stommel2006] Stommel, Y. G. Neutralisation submicroner Aerosole durch hochfrequente Corona-Entladung, *Cuvillier Verlag Göttingen*, **2006**  
ISBN 3-86537-876-5
- [Strauss1991] Strauss, W. (Ed.), Air pollution Control Part 1, *Wiley-Interscience*, **1991**  
ISBN: 0471833207

- [Talaie2005] Talaie, M.R., Mathematical modelling of wire-duct single-stage electrostatic precipitators, *J. Hazar. Mater.*, **2005**, 124 (1-3), 44-52  
DOI: 10.1016/j.jhazmat.2005.01.007
- [Trichel1938] Trichel, G. W., The mechanism of negative point to plane Corona near onset, *Phys. Rev.*, **1938**, 54 (12), 1178-1184  
DOI: 10.1103/PhysRev.54.1078
- [Weber1980] Weber, E., Wiggers, H., Untersuchungen an einem Laborelektrofilter über die Einflüsse der Gassenbreite und der Gasgeschwindigkeit auf das Abscheideverhalten und die Staubkonzentrationsverteilung, *Staub – Reinhaltung der Luft*, **1980**, 40(11)292-294
- [White1963] White, H. J., Industrial Electrostatic Precipitation, *Addison-Wesley Pub Co*, **1963**  
ISBN: 0201086506
- [Wiggers1982] Wiggers, H., Untersuchungen an einem Laborelektrofilter, insbesondere über den Einfluss der Gasgeschwindigkeit und der Gassenbreite auf das Abscheideverhalten, *Staub – Reinhaltung der Luft*, **1982**, 42 (7), 292-294
- [Yu1977] Yu, C. P., Precipitation of unipolar charged particles in cylindrical and spherical vessels, *J. Aerosol Sci.*, **1977**, 8, 237-241