

**Untersuchungen zum Partikelabscheideverhalten submikroner Partikel
in Faserfiltern im elektrischen Feld**

Vom Fachbereich Elektrotechnik der
Gerhard-Mercator-Universität - Gesamthochschule Duisburg
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor Ingenieurs
genehmigten Dissertation

von

Frank Jordan

aus

Düsseldorf

Referent: Prof. Dr.-Ing. H. Fißan
Korreferent: Prof. Dr. phil. Gerhard Kasper
Tag der mündlichen Prüfung: 10. Dezember 2001

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent im Fachgebiet Prozeß- und Aerosolmeßtechnik des Fachbereiches Elektrotechnik an der Gerhard-Mercator-Universität – Gesamthochschule Duisburg.

Mein herzlicher Dank gilt dem Leiter des Fachgebiets Prozeß- und Aerosolmeßtechnik Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Fißan. Er gewährte mir freie wissenschaftliche Entfaltungsmöglichkeiten und stand mir mit seinen wertvollen Ratschlägen stets zur Seite. Weiterhin danke ich Ihm für seine Fairness und das in mich gesetzte Vertrauen.

Ich danke allen Kollegen des Fachgebiets, die durch vielfältige Diskussionen dazu beigetragen haben meine wissenschaftlichen Ambitionen zu fördern.

Zudem danke ich meiner Familie und meinen Freunden, insbesondere Marcus Kennedy und Ulrich Drost, die durch ihre geduldige humorvolle Motivationsarbeit zum Gelingen dieser Schrift beigetragen haben.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	v
1 Einleitung	1
2 Filterbeschreibung und Fertigung	5
2.1 Filteraufbau	5
2.1.1 Zwei-Gitter Anordnung	5
2.1.2 Drei-Gitter Anordnung	6
2.1.3 Makroskopische Filtrationsgrößen	7
2.2 Fertigung	8
2.2.1 Filtermaterial	9
2.2.2 Elektrodenmaterial	9
2.2.3 Kontaktierung und Fixierung	9
3 Definition der relevanten Eigenschaften des Aerosols	11
3.1 Ladungsverteilung nach Boltzmann	11
3.2 Partikelladung bei Hochtemperaturprozessen	13
3.3 Partikelladung bei dispergierten Aerosolen	14
4 Partikelabscheidung	17
4.1 Abscheidemechanismen	18
4.1.1 Interzeption	19
4.1.2 Impaktion	20
4.1.3 Diffusion	21
4.1.4 Abscheidung durch Coulombkräfte	23
4.1.5 Abscheidung durch Dipolkräfte	25
4.1.6 Abscheidung durch Spiegelladungskräfte	26
4.2 Partikelbewegungsgleichung	28
4.3 Definition des Einzelfaserabscheidegrades	29
4.3.1 Einzelfaserabscheidegrad ohne Diffusion	30

4.3.2	Einzelfaserabscheidegrad mit Diffusion	32
4.4	Ergebnisse der Einzelfaserabscheidegradberechnungen	33
4.4.1	Einzelfaserabscheidegrade bei einer Anströmgeschwindigkeit von 30 cm/s	33
4.5	Einzelfaserabscheidegrade bei einer Anströmgeschwindigkeit von 1 cm/s	39
5	Berechnung der Penetration bei unbeladenen Filtern	43
5.1	Ladungsverteilungen für Parameterstudien	43
5.2	Partikelfluß und Penetration	44
5.3	Effektiver Einzelfaserabscheidegrad und Gesamtpenetration	45
5.3.1	Effektiver Einzelfaserabscheidegrad	46
5.3.2	Gesamtpenetration	53
5.4	Ladungstransport	59
5.5	Depositionsort von Partikeln und Ladungen	59
5.5.1	Sektorabscheidegrad	61
6	Penetrationsmessungen an unbeladenen Filtern	73
7	Beladungsmessungen	81
7.1	Versuchsaufbau	81
7.1.1	Partikelgenerator	84
7.1.2	Photoauflader	85
7.1.3	Neutralisator	86
7.1.4	Photometer	87
7.1.5	Filterhalter	88
7.1.6	Manometer	89
7.2	Computergestützte Datenerfassungseinheit	89
7.3	Versuchsdurchführung	90
7.4	Verarbeitung der Meßwerte	92
7.4.1	Korrektur der Photometerdaten	92
7.4.2	Bestimmung der Penetration	95
7.4.3	Bestimmung der zeitabhängigen Massenbeladung	95
8	Experimentelle Beladungsergebnisse	99
8.1	Druckabfall an unbeladenen Filtern	100
8.2	Beladungsmessungen	101
8.2.1	Penetration und Druckabfall	101
8.2.2	Filtergüte	103
8.3	Auswertung der Beladungsmessungen	106
8.3.1	Güte von unbeladenen Filtern	107

8.3.2	Maximale Güte beladener Filter	108
8.3.3	Deponierte Masse im Gütemaximum	109
8.3.4	Druckabfall im Gütemaximum	110
8.3.5	Schichteffizienz unbeladener Filter	112
8.3.6	Schichteffizienz im Gütemaximum	114
9	Zusammenfassung und Ausblick	115
A	Elektrisches Feld der Einzelfaser	117
B	Elektrische Kräfte auf Partikel	121
B.1	Kraft auf elektrisch geladene Partikel	121
B.2	Kraft auf polarisierbare Partikel	122
C	Dimensionslose Bewegungsgleichung	125
D	Runge-Kutta-Fehlberg-Methode	127
E	Partikeldiffusion	131
F	Zufallszahlenerzeugung	135
G	Strömungsfeld nach Kuwabara	139
H	Elektrische Durchschlagsfestigkeit	143
H.1	Durchschlag elektrischer Anordnungen	143
H.1.1	Unselbständige Gasentladung	144
H.1.2	Selbständige Gasentladung	145
H.2	Überschlag elektrischer Anordnungen	150
H.2.1	Gleitentladungen an Isolierstoffoberflächen	151
H.2.2	Fremdschichtüberschlag längs Isolierstoffoberflächen	152
H.3	Experimentelle Untersuchungen	153
H.4	Bewertung der experimentellen Ergebnisse	154
	Literaturverzeichnis	157
	Abbildungsverzeichnis	163
	Tabellenverzeichnis	166
	Lebenslauf	169

Nomenklatur

Symbol	Dimension	Erklärung
b_P	s kg^{-1}	mechanische Partikelmobilität
c	-	Packungsdichte des Filtermaterials
c_s	-	Slipkorrektur nach Cunningham
e	A s	Elementarladung ($1,602189 \cdot 10^{-19} \text{A s}$)
\vec{e}_r	-	radialer Einheitsvektor (Zylinderkoordinaten)
\vec{e}_θ	-	tangentialer Einheitsvektor (Zylinderkoordinaten)
$f(n)$	-	Partikelanteil mit der Ladungsanzahl n
k	J K^{-1}	Boltzmann-Konstante ($1,380662 \cdot 10^{-23} \text{J K}^{-1}$)
Δl	m	Faserlängeneinheit
l	m	Filterdicke, Abstand zwischen Gitterelektroden
m_P	kg	Partikelmasse
n	-	Anzahl der Elementarladungen
n_{eff}	-	Effektivwert der Ladungsanzahl
n_P	m^{-3}	Partikelanzahlkonzentration
Δp	Pa	Druckabfall
\vec{p}_L	A s	Liniendipolmoment der polarisierten Faser
\vec{p}_P	A s m	Dipolmoment des polarisierten Partikels
q	A s	elektrische Ladung
r	m	radiale Ortsvariable (Zylinderkoordinaten)
r^*	m	dimensionslose radiale Ortsvariable r/R_P
\vec{r}	m	Ortsvektor
t	s	Zeit
t^*	-	dimensionslose Zeit
\vec{u}	m s^{-1}	Fluidgeschwindigkeitsvektor
\vec{u}_0	m s^{-1}	Fluidgeschwindigkeitsvektor
\vec{u}^*	-	dimensionsloser Fluidgeschwindigkeitsvektor

\vec{u}_{el}^*	-	dimensionsloser Geschwindigkeitsvektor durch Coulombkraft
\vec{u}_{ext}^*	-	dimensionsloser externer Geschwindigkeitsvektor
\vec{u}_{di}^*	-	dimensionsloser Geschwindigkeitsvektor durch Dipolkraft
\vec{u}_{im}^*	-	dimensionsloser Geschwindigkeitsvektor durch Spiegelladungskraft
\vec{u}_0	m s^{-1}	Filteranströmgeschwindigkeitsvektor
u_0	m s^{-1}	Filteranströmgeschwindigkeit
\vec{u}_{el}	m s^{-1}	Coulomb'scher Geschwindigkeitsvektor
\vec{u}_{di}	m s^{-1}	dielektrischer Geschwindigkeitsvektor
\vec{v}	m s^{-1}	Partikelgeschwindigkeitsvektor
\vec{v}^*	-	dimensionsloser Partikelgeschwindigkeitsvektor \vec{v}/u_0
y_{gr}	m	Abstand der Grenztrajektorie
A	-	Ladungsparameter bei dispergierten Aerosolen
D	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Diffusionskoeffizient
D_F	m	Faserdurchmesser
D_P	m	Partikeldurchmesser
\vec{E}	V m^{-1}	elektrischer Feldstärkevektor
E_h	V m^{-1}	homogene elektrische Feldstärke
\vec{E}_h	V m^{-1}	homogener elektrischer Feldstärkevektor
\vec{F}_{di}	N	dielektrische Kraft auf ungeladene Partikel
\vec{F}_{el}	N	elektrische Kraft auf geladene Partikel
\vec{F}_{ext}	N	externe Kraft auf Partikel
\vec{F}_{im}	N	Kraft durch Spiegelladung auf geladene Partikel
J_{Faser}	s^{-1}	Partikelstrom auf Filterfaser
J_{ges}	s^{-1}	Gesamtpartikelstrom durch projizierte Faserfläche
J_P	$\text{s}^{-1} \text{m}^{-1}$	Partikelstrom pro Faserlängeneinheit auf Filterfaser
K	-	Ladungsparameter bei dispergierten Aerosolen
K_u	-	hydrodynamischer Faktor
N_{El}	-	Coulomb'scher Parameter
N_{Di}	-	dielektrischer Parameter
N_{Im}	-	Spiegelladungsparameter
N_R	-	Interzeptionsparameter
N_{St}	-	Stokeszahl
P	-	Penetration

Pe	-	Peclet-Zahl
Re	-	Reynoldszahl
R_F	m	Faserradius
R_P	m	Partikelradius
T	K	Absoluttemperatur
U	V	Spannung, Potentialdifferenz
W_{ab}	-	Abscheidewahrscheinlichkeit
α_F	-	dielektrischer Faserparameter $(\varepsilon_{r,F} - 1)/(\varepsilon_{r,F} + 1)$
α_P	-	dielektrischer Partikelparameter $(\varepsilon_{r,P} - 1)/(\varepsilon_{r,P} + 2)$
ε_0	$A s V^{-1} m^{-1}$	elektrische Feldkonstante $(8,854187818 \cdot 10^{-12} A s V^{-1} m^{-1})$
$\varepsilon_{r,F}$	-	Dielektrizitätszahl des Fasermaterials
$\varepsilon_{r,P}$	-	Dielektrizitätszahl des Partikelmaterials
η	-	Einzelfaserabscheidegrad
η_D	-	Einzelfaserabscheidegrad der reinen Diffusion
$\eta_{I,R}$	-	Einzelfaserabscheidegrad der kombinierten Impaktion- Interzeption
η_R	-	Einzelfaserabscheidegrad der reinen Interzeption
θ	-	Winkel (Zylinderkoordinaten)
λ	m	mittlere freie Weglänge des Gases
μ	$kg m^{-1} s^{-1}$	dynamische Viskosität des Gases
ρ_G	$kg m^{-3}$	Dichte des Gases
ρ_P	$kg m^{-3}$	Dichte des Partikelmaterials
τ_s	s	Relaxationszeit

Kapitel 1

Einleitung

In der Industrie werden Faserfilter benutzt, um Partikel aus Gasen zu entfernen. Diese Filter sollen eine möglichst hohe Abscheideleistung bei minimalem Druckabfall aufweisen. Dadurch wird eine hohe Effizienz bei niedrigen Betriebskosten gewährleistet.

Die Effizienz der Abscheideleistung von Faserfiltermedien zeigt im submikronen Partikelgrößenbereich ein Minimum für Partikel mit Durchmessern um $0,3\ \mu\text{m}$. Der Grund dafür ist im Übergang zwischen Interzeptionsabscheidung und Diffusionsabscheidung zu sehen. Um dennoch in diesem Partikelgrößenbereich eine hohe Abscheideleistung zu erzielen, werden die Strukturparameter des Faserfiltermediums (Faserdurchmesser, Packungsdichte, Filterdicke) verändert. Die mechanischen Abscheidemechanismen können durch geeignete Wahl der Filterparameter ausgereizt werden. Zusätzliche Kraftwirkungen auf Partikel können den Filtrationsprozeß weiter verbessern. Naheliegend ist die Anwendung elektrostatischer Kräfte auf die Partikelabscheidung.

In der Literatur sind einige Beiträge zu finden, die sich mit der Verbesserung von Filtrationseigenschaften in Faserfiltermedien durch elektrostatische Effekte beschäftigen. Eine Möglichkeit besteht in der Anwendung sogenannter Elektretfilter (Lathrache und Fißan [19][20][21], Brown [3]). Ein Elektretfilter besteht aus Fasern, die aufgrund der Herstellung elektrische Ladungen tragen oder eine permanente elektrische Polarisation aufweisen. Diese geladenen oder polarisierten Fasern verursachen im Filtermedium elektrische Felder, die den Filtrationsprozeß positiv beeinflussen. Bei Elektretfiltern tritt allerdings eine Standzeitproblematik auf. Bei der Beaufschlagung des Filters mit elektrisch geladenen Partikeln werden die Ladungszustände der Fasern mit der Zeit kompensiert [21]. Die elektrischen Felder im Filtermedium nehmen ab und elektrostatische Effekte werden vernachlässigbar.

Eine standzeitfeste Filtration kann mit Hilfe externer elektrischer Felder erreicht werden. Das extern angelegte elektrische Feld polarisiert das Fasermaterial und bewirkt mikroskopisch inhomogene elektrische Felder im Filter. Durch elektrische Kräfte wird die Partikelabscheidung intensiviert. Erstmals wurden theoretische und experimentelle Untersuchungen von Zebel [34] und Havlíček [16] vorgestellt, die ein Filtermedium zwischen zwei Hochspannungselektroden fixierten.

Ziel dieser Arbeit ist es ein Filtersystem zu optimieren, das die Verbesserung der Abscheideleistung durch elektrische Felder gezielt nutzbar macht. Für den elektrisch unterstützten Filtrationsprozeß sollen geeignete Filtrationsparameter (Faserdurchmesser, Fasermaterial, Filterpackungsdichte, Filterdicke und angelegte elektrische Feldstärke) ermittelt werden, bei denen die Verbesserung durch zusätzliche elektrische Abscheidemechanismen maximiert werden kann.

Zunächst ist es erforderlich die komplexen Wechselwirkungen der elektrisch unterstützten Filtration zu verstehen, um eine Optimierung durchführen zu können. Dazu wird ein numerisches Modell entwickelt, das den elektrisch unterstützten Filtrationsprozeß beschreibt. Anhand von Simulationsergebnissen wird die Verbesserung der Filtrationseigenschaften durch zuschaltbare elektrische Felder bewertet und optimiert.

Die in der Literatur vorhandenen Veröffentlichungen, die sich mit der Modellierung des Filtrationsprozesses beschäftigen, analysieren in der Regel Partikeltrajektorien (Bahnkurven von Partikeln). Treffen Partikeltrajektorien auf Fasern, so gelten diese Partikel dort als abgeschieden. Die wichtigsten Schriften, die ein solches numerisches Modell beschreiben, werden hier kurz erwähnt.

Henry und Ariman [17] stellten 1981 ein Modell vor, das mittels analytisch bestimmter Partikeltrajektorien die Wirkung elektrischer Abscheidemechanismen verdeutlicht. Es benutzt das Strömungsfeld nach Kuwabara [26]. Dieses Modell vernachlässigt die Partikeldiffusion, obwohl bei Anströmgeschwindigkeiten unter 5 cm/s und Partikeln im submikronen Größenbereich um $0,25\ \mu\text{m}$ die Diffusion einen erheblichen Einfluß hat.

Rao und Faghri [30] lösten 1988 die Partikelbewegungsgleichung um Fasern numerisch, ohne direkte Einbeziehung der stochastischen Diffusionsbewegung in die Partikeltrajektorienberechnung. Zwei Jahre später bezogen sie elektrische Kräfte in ihr Modell ein [31]. Sie bestimmen die Fluidströmung numerisch. Die Partikeldiffusion fließt nicht in die Partikeltrajektorienberechnung ein, sondern wird als entkoppelt betrachtet und dem Partikeltrajektorienmodell überlagert.

Ramarao und Tien [29] entwickelten 1994 ein numerisches Modell in dem die Kopplung zwischen Interzeption, Impaktion und Diffusion untersucht wird. Darin treten keine elektrischen Abscheidemechanismen auf.

Brown [3] gibt empirische Gleichungen für die Wirkung unterschiedlicher Abscheidemechanismen an. Darin wird nicht mit einer Verkopplung aller auftretenden Abscheidemechanismen gerechnet.

Die bisher entwickelten Modelle der Filtration gelten in der Regel nur für dominante (wesentliche) Abscheidemechanismen unter Vernachlässigung der übrigen. Treten mehrere Abscheidemechanismen in gleicher Größenordnungen auf, so ist es nicht möglich die Auswirkungen der unterschiedlichen Abscheidemechanismen einfach zu überlagern. Bei dieser Betrachtungsweise gehen Wechselwirkungen (Koppelungen) zwischen den Abscheidemechanismen verloren.

Um diese Einschränkung aufzuheben, wird im Rahmen dieser Arbeit ein neues allgemeingültiges numerisches Modell entwickelt.

Es bestimmt zunächst die Partikelabscheidung an einer isolierten Faser (Einzelfaser). Dazu wird durch Partikeltrajektorienanalyse der sogenannte Einzelfaserabscheidegrad berechnet. Unter Berücksichtigung der Geometrie des Filters kann aus dem Einzelfaserabscheidegrad eine Aussage über das Penetrationsverhalten des Filters getroffen werden.

Partikeltrajektorien basieren auf der Differentialgleichung der Partikelbewegung, die über eine Kräftegleichgewichtsbeziehung hergeleitet werden kann. Im hier erstellten Modell werden sämtliche auftretenden Abscheidemechanismen bzw. auf Partikel wirkende Kräfte miteinander **gekoppelt** betrachtet, da somit das Modell den physikalischen Vorgang der Partikelabscheidung bestmöglich widerspiegelt. Insbesondere werden elektrostatische Abscheidemechanismen untersucht. Zusätzlich ist der Partikelabscheidemechanismus durch stochastische Brown'sche Bewegung (Diffusion) **direkt** in die Partikeltrajektorien zu integrieren. Die Diffusion wird als gekoppelter Abscheidemechanismus berücksichtigt. Im submikronen Partikelgrößenbereich hat die Diffusion immer einen wesentlichen Anteil an der Partikelabscheidung, der nicht entkoppelt von anderen Abscheidemechanismen betrachtet werden darf. Diese Vorgehensweise wird in der Literatur bisher nicht behandelt, ist aber im hier betrachteten Partikelgrößenbereich unbedingt erforderlich.

Das hier entwickelte Modell erlaubt Aussagen zur Optimierung der Filtrationsparameter.

Die Funktionsfähigkeit des entwickelten numerischen Modells wird durch den Vergleich mit

experimentellen Ergebnissen überprüft. Für unterschiedliche Filtermedien wurden numerische Berechnungen den experimentellen Daten gegenüber gestellt.

In einem weiteren Abschnitt dieser Arbeit geht es darum, nachzuweisen, in wieweit eine verbesserte Abscheideleistung durch elektrische Mikrofelder auch während der Partikelbeladung auftritt.

Auf der Basis der aus der Literatur bekannten relevanten Eigenschaften der abzuscheidenden Partikeln aus Prozeßaerosolen werden Testaerosole definiert, die das Verhalten von Prozeßaerosolen in der elektrischen Filtration abzuschätzen erlauben.

Es wird ein automatisierter Versuchsstand aufgebaut, bestehend aus (austauschbarem) Aerosolgenerator, Partikelaufladevorrichtungen und dem Filtersystem, sowie Meßeinrichtungen.

Die relative Konzentration der Partikel (anström- und abströmseitig des Filters) wird durch eine Streulichtmessungen bestimmt. Aus den Streulichtdaten wird die Penetration P der Partikel in Abhängigkeit der Zeit ermittelt.

Aus einer gravimetrischen Bestimmung der deponierten Partikelmasse und der ermittelten Partikelpenetration lässt sich die deponierte Partikelmasse in Abhängigkeit der Zeit berechnen. Die Bestimmung des Differenzdrucks Δp wird über ein Manometer vorgenommen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein automatischer Filterprüfstand entwickelt, der die Messdaten eines Beladungsexperiments aufzeichnet, und aus diesem die Größen Penetration und Flächenbeladung (deponierte Masse pro Filterfläche) berechnet.

Zusätzlich wurde die Sicherheit beim Betrieb der elektrisch unterstützten Filter dahingehend untersucht, ob eine ausreichende elektrische Durchschlagsfestigkeit gewährleistet ist. Dies ist dann erforderlich, wenn das Filter oder die abzuscheidenden Partikel aus brennbaren Materialien bestehen. Elektrische Entladungen im Filtermedium dürfen keinesfalls auftreten, da diese zur Selbstentzündung der Materialien führen könnten. Unterschiedliche Entlademechanismen wurden im Hinblick auf die Durchschlagsfestigkeit der eingesetzten Filter untersucht.

Es wurden Vermutungen geäußert, daß bei der Durchschlagsfestigkeit der Filter die relative Luftfeuchte einen wesentlichen Einfluß haben könnte. In experimentellen Untersuchungen wird dieser Einfluß ermittelt und bewertet.

Kapitel 2

Filterbeschreibung und Fertigung

In diesem Kapitel wird zunächst auf die untersuchten Filteranordnungen eingegangen. Anschließend werden die makroskopischen Filtrationsgrößen (Betriebsbedingungen) eingeführt.

2.1 Filteraufbau

Für die durchzuführenden Untersuchungen wurden zwei mögliche Filteranordnungen als geeignet erachtet. Diese Filteranordnungen werden hier kurz beschrieben. In Kapitel 5 werden die Eigenschaften der unterschiedlichen Anordnungen diskutiert.

2.1.1 Zwei-Gitter Anordnung

In Bild 2.1 ist der Aufbau eines untersuchten Filters dargestellt. Zwischen zwei gitterförmigen Elektroden ist ein Faserfiltermedium der Dicke l eingebettet. Das Filter wird senkrecht zu seiner Ebene von einem Aerosol durchströmt, wobei \vec{u}_0 die Anströmgeschwindigkeit darstellt. An den Elektroden liegt eine Potentialdifferenz U an, die ein elektrisches Feld innerhalb des Filtermediums hervorruft. Bei der Berechnung des elektrischen Feldes wird die vereinfachende Annahme getroffen, daß sich *makroskopisch* zwischen den gitterförmigen Elektroden das elektrische Feld E_h eines luftgefüllten Plattenkondensators ausbildet.

$$E_h = \frac{U}{l} \quad (2.1)$$

Diese Annahme wird durch die Geometrie der Anordnung gerechtfertigt. Die Maschenweite und Dicke der Elektroden ist vernachlässigbar gegenüber dem Gitterabstand l . E_h ist die homogene elektrische Feldstärke zwischen den Elektroden. Ihre Ausrichtung ist parallel zur Strömungsrichtung des Aerosols.

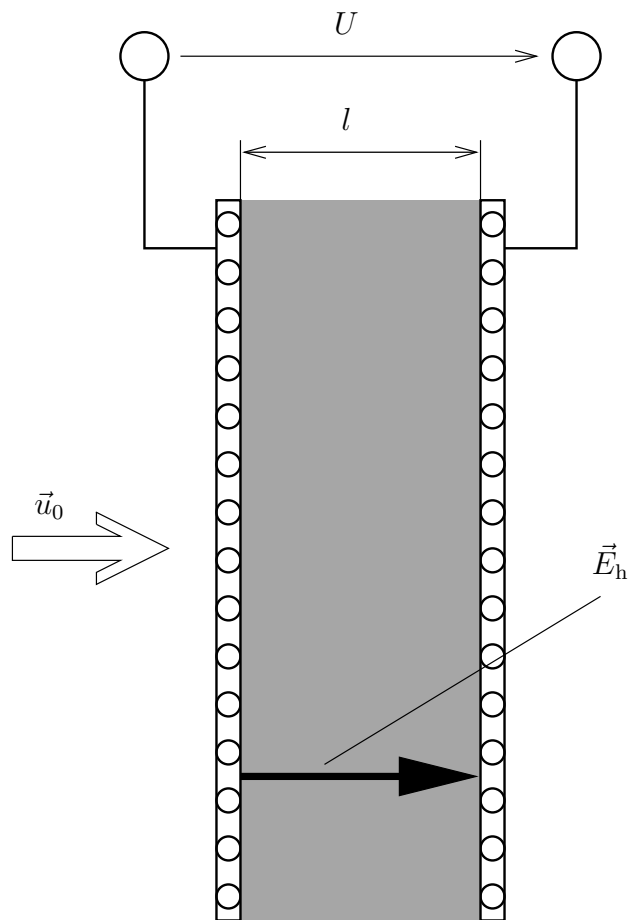


Abbildung 2.1: Filtermedium zwischen zwei Gitterelektroden

Durch Polarisierung des Filtermediums bzw. der Filterfasern (siehe Anhang A) werden *mikroskopisch* Dipolfelder der einzelnen Fasern dem homogenen elektrischen Feld E_h des Plattenkondensators überlagert. Die geringe Packungsdichte des Filtermediums ($c < 0,25$) bewirkt, daß sich die Dipolfelder der Fasern untereinander kaum beeinflussen und eine gegenseitige Wechselwirkung vernachlässigt werden kann.

2.1.2 Drei-Gitter Anordnung

In Bild 2.2 ist eine Filteranordnung dargestellt, in der zwei gleiche Filtermedien zwischen drei Gitterelektroden eingebettet sind. Der grundlegende Unterschied zur Zwei-Gitter Anordnung besteht darin, daß in einem eingebetteten Filtermedium die elektrische Feldstärke in Strömungsrichtung verläuft und im nächsten Filtermedium entgegengesetzt. Diese Filteranordnung dient dazu, beide Polaritäten elektrisch geladener Partikel gleichermaßen zu beeinflussen. Auf diesen Effekt wird später in der theoretischen Betrachtung näher eingegangen.

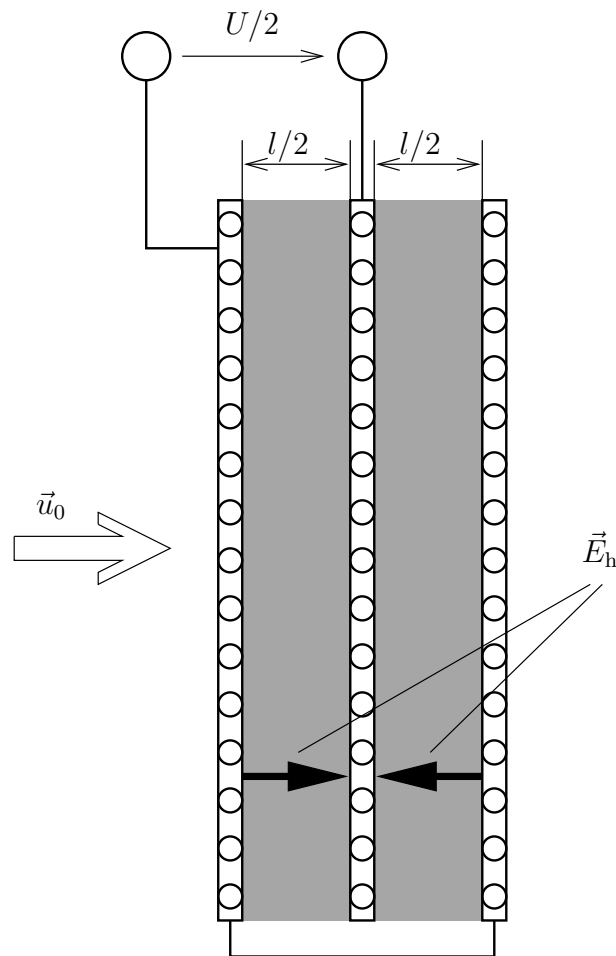


Abbildung 2.2: Filtermedium zwischen drei Gitterelektroden

2.1.3 Makroskopische Filtrationsgrößen

Für die Anwendung eines Luftfilters sind ohne Kenntnis der mikroskopischen Vorgänge drei Größen von besonderer Bedeutung. Das Filterverhalten wird durch die **Penetration** und den **Druckabfall** charakterisiert. Der Filterbetrieb wird durch die **Anströmgeschwindigkeit** gekennzeichnet.

- Die **Penetration** P beschreibt die relative Partikelkonzentration in Strömungsrichtung hinter dem Filter bezüglich der Konzentration vor dem Filter.
- Der **Druckabfall** Δp beschreibt die Druckdifferenz zwischen An- und Abströmseite des Filters.
- Die **Anströmgeschwindigkeit** u_0 ist die Geschwindigkeit, mit der das Aerosol dem Filter zugeführt wird.

In der Filtertechnik ist man stets bemüht, die Filterpenetration und den Druckverlust so gering wie möglich zu halten. Die Anströmgeschwindigkeit u_0 ist bei bekannter Filterfläche ein Maß für den Durchsatz gereinigter Luft. Die Penetration und der Druckverlust sind von der Anströmgeschwindigkeit abhängig. Unter der Annahme einer idealen Mischung lassen sich Penetration und Druckabfall über folgende Beziehungen [26], [28] bestimmen:

$$P = \exp\left(-4 \frac{l \cdot c}{D_F(1-c)\pi} \eta\right) \quad (2.2)$$

$$\Delta p = 16 \frac{l \cdot c \cdot \mu \cdot u_0}{D_F^2 K_u} \quad (2.3)$$

Penetration und Druckverlust ändern sich mit der Packungsdichte c und der Schichtdicke l des Filtermediums. Zusätzlich geht der Faserdurchmesser D_F in die Berechnungen ein. Eine entscheidende Größe zur Bestimmung der Penetration P stellt der Einzelfaserabscheidegrad η dar. Auf die Ermittlung des Einzelfaserabscheidegrades wird in Abschnitt 4.3 ausführlich eingegangen. Zur Ermittlung des Druckverlustes stellt der hydrodynamische Faktor K_u eine wichtige Größe dar. Unter Berücksichtigung des Strömungseinflusses regelmäßig angeordneter Nachbarfasern ist der hydrodynamische Faktor von der Packungsdichte des Mediums abhängig. Er stellt eine empirische Größe dar, die für das jeweilig verwendete Strömungsmodell gilt. Die hier vorgestellten Bestimmungsgleichungen für die Filterpenetration (Gleichung 2.2) und insbesondere die für den Druckabfall (Gleichung 2.3) dürfen nur als Abschätzung betrachtet werden, da sie als Modell nur für homogene Filtermedien gelten. Inhomogenitäten realer Filtermedien (z.B. Löcher, Schichtdickenschwankungen und vor allem räumliche Faserverteilungen und die Verteilung der Faserdurchmesser) bleiben darin unberücksichtigt.

Gleichungen 2.2 und 2.3 beschreiben die Abhängigkeiten der Penetration bzw. des Druckabfalls von den Filterbetriebsparametern und dem Einzelfaserabscheidegrad η bzw. dem hydrodynamischen Faktor K_u . Der Einzelfaserabscheidegrad η und der hydrodynamische Faktor K_u sind unter Kenntnis der Geometrie des Filters und den Betriebsbedingungen experimentell ermittelbar.

Im Rahmen dieser Arbeit werden diese Größen zusätzlich theoretisch durch ein mikroskopisches Filtrationsmodell (in Kapitel 4 beschrieben) bestimmt.

2.2 Fertigung

In diesem Abschnitt wird kurz auf die Fertigung der elektrisch unterstützten Filtermedien eingegangen.

2.2.1 Filtermaterial

Die zur Filtration von Prozeßaerosolen im Innenraumbereich eingesetzten Filtermedien bestehen in der Regel aus einem Stützgewebe, durch dessen Maschen ein Wirrfaservlies vernadelt wird. Nach der Vernadelung werden die Filtermedien einseitig thermisch behandelt (versengt), wobei das Fasermaterial angeschmolzen wird und sich die Fasern zur Fixierung verbinden. Die verwendeten Filtermedien haben eine Packungsdichte $c < 0,1$ und Faserdurchmesser $D_F > 10 \mu\text{m}$. Die Filtermedien sind wenige Millimeter dick und werden zu Taschen- oder Trommelfiltern weiterverarbeitet.

2.2.2 Elektrodenmaterial

Als Elektrodenmaterial kommen prinzipiell zwei unterschiedliche Materialien in Frage: Elektrisch leitendes Faservlies und Drahtgewebe.

Elektrisch leitendes Faservlies

Elektrisch leitendes Faservlies wird großtechnisch hergestellt und zur Abschirmung elektromagnetischer Wellen verwendet. Wirrfaservliese aus üblichen synthetischen Fasern mit Packungsdichten von etwa $c \approx 0,1$ und Faserdurchmessern um $D_F \approx 20 \mu\text{m}$ werden elektrisch leitend beschichtet. Die Beschichtung erfolgt entweder durch einen Lackiervorgang oder eine Kupferbedampfung. Die Fasern im Wirrfaservlies werden dabei mit einer dünnen elektrisch leitenden Schicht $< 1 \mu\text{m}$ überzogen. Als Beschichtungsmaterial wird in der Regel Kupfer verwendet, da es eine besonders hohe Leitfähigkeit aufweist. Nachteilig kann sich je nach gefiltertem Aerosol die geringe chemische Resistenz von Kupfer auswirken.

Drahtgewebe

Relativ teuer in der Herstellung sind großflächige Drahtgewebe. Diese sollten Faserdurchmesser von ca. $50 \mu\text{m}$ und Maschenweiten von ca. $300 \mu\text{m}$ aufweisen, um eine hohe mechanische Belastbarkeit bei minimaler Auswirkung auf die Gasströmung zu gewährleisten. Die Partikelabscheidung auf den Gitterelektroden soll zudem vernachlässigbar sein. Bei Drahtgeweben aus Edelstahl ist die chemische Resistenz höher als bei Kupfer.

2.2.3 Kontaktierung und Fixierung

Eine Kontaktierung der Elektroden ist bei der Zweigitteranordnung (Bild 2.1) besonders einfach. Da beide Elektroden von außen sofort zugänglich sind, kann ein elektrisch leitender Kon-

takt an einer beliebigen Stelle auf der leitenden Schicht aufsetzen und kontaktieren.

Bei der Dreigitteranordnung (Bild 2.2) können die äußeren beiden Elektroden entsprechend der Zweigitteranordnung kontaktiert werden. Das mittlere Gitter ist hier nicht sofort zugänglich. Zur Kontaktierung muß dieses entweder an einem Rand elektrisch isoliert herausgeführt werden oder es wird am Rand eine dünne Metallfolie zur Kontaktierung eingearbeitet.

Für die Herstellung der Filtermedien stellt die Fixierung der Elektroden das größere Problem dar. Auch das geschichtete Filtermedium bestehend aus Faserfiltern und Elektroden kann entweder vernadelt oder vernäht werden.

Nadeln

Beim Vernadeln werden kleine Stifte (Nadeln) mit Widerhacken durch das Medium gestoßen. Dabei verfangen sich Fasern in den Widerhacken und werden durch das Medium transportiert. Es tritt eine erhöhte Wahrscheinlichkeit auf, daß auch elektrisch leitende Fasern der Elektroden quer durch das Medium transportiert werden. Sie können je nach Lage zu Kurzschlüssen oder einer Verringerung der Durchschlagfestigkeit führen [12].

Vernähen

Beim Vernähen der Filterschichten besteht bei Verwendung von elektrisch leitendem Faser-material immer noch eine erhöhte Wahrscheinlichkeit von Kurzschlüssen durch transportierte leitende Fasern. Werden Drahtgewebe als Elektroden verwendet, so befinden sich die Drähte in einem festen Verbund und Kurzschlüsse werden verhindert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde aus Sicherheitsgründen (Durchschlagfestigkeit) als Elektrodenmaterial das Drahtgewebe gewählt und die Filterschichten durch vernähen fixiert.

Kapitel 3

Definition der relevanten Eigenschaften des Aerosols

Bevor der Prozeß der Filtration näher beschrieben wird, muß auf die für die elektrisch unterstützte Filtration wichtige Eigenschaft der Partikelladungsverteilung des zu filternden Aerosols eingegangen werden. Zur Abschätzung der Bedeutung elektrischer Effekte bei der Partikelabscheidung ist besonders der elektrische Ladungszustand der Partikel von Interesse. In diesem Kapitel wird kurz auf die Mechanismen eingegangen, die zur elektrischen Aufladung von Partikeln führen und es werden Parameter der Partikelladungsverteilung definiert. Voraussetzung für die Vorhersagbarkeit der Filtrationsverbesserung ist die Kenntnis der Ladungsverteilung der Partikel.

Ohne zusätzliche Konditionierung (z.B. elektrische unipolare Aufladung) der Partikel sind diese in der Regel immer bipolar aufgeladen. Es treten sowohl positiv- als auch negativ geladene Partikel auf. Der Ladungsschwerpunkt liegt dabei immer um Null (ungeladene Partikel) und kann je nach Entstehungsprozeß leicht in Richtung positiver oder negativer Gesamtladung verschoben sein. Es gibt zwei wesentliche Auflademechanismen, die Partikel mit bipolarer Ladungsverteilungen auszustatten. Diese werden im folgenden beschrieben.

3.1 Ladungsverteilung nach Boltzmann

Der Auflademechanismus, der eine Ladungsverteilung nach Boltzmann verursacht, ist die Anlagerung von Gasionen an Partikel. Die Gasmoleküle werden durch natürliche Radioaktivität ionisiert. Es treten sowohl positiv- als auch negativ geladene Gasionen in annähernd gleicher Konzentration auf. An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, daß hier nur der Auflademe-

chanismus der Diffusionsaufladung durch Ionen beider polaritäten betrachtet wird. Weitere Auflademechanismen wie beispielsweise die Thermoaufladung bleibt hier unberücksichtigt.

Die mittlere quadratische Partikelladung $\overline{q^2}$ ist aus einer energetischen Betrachtung bestimmbar. Die Energie des elektrischen Feldes der mittleren quadratischen Partikelladung muß gleich der Energie eines Freiheitsgrades (Freiheit der Ladung) nach Boltzmann sein,

$$\frac{\overline{q^2}}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot D_P} = \frac{1}{2} k \cdot T \quad (3.1)$$

Energie im elektrischen Feld der Ladung Energie für den Freiheitsgrad der Ladung
mit der elektrischen Feldkonstanten ε_0 , dem Partikeldurchmesser D_P , der Boltzmannkonstante k bei der Temperatur T . Wird die Partikelladung $q = n \cdot e$ aus der Anzahl n an Elementarladungen e , so ergibt sich der Effektivwert (quadratischer Mittelwert) $n_{\text{eff,boltz}}$ der Ladungsanzahl zu:

$$n_{\text{eff,boltz}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot D_P \cdot k \cdot T}{e^2}} \quad (3.2)$$

In Tabelle 3.1 ist $n_{\text{eff,boltz}}$ für unterschiedliche Partikeldurchmesser und Temperaturen aufgelistet. Die Ladung auf Partikeln mit Durchmessern ≥ 100 nm folgt einer Normalverteilung

$n_{\text{eff,boltz}}$	$T=293\text{K}$	$T=1293\text{K}$	$T=2293\text{K}$
$D_P = 0,2\mu\text{m}$	1,32	2,78	3,71
$D_P = 0,6\mu\text{m}$	2,29	4,82	6,42
$D_P = 1,0\mu\text{m}$	2,96	6,22	8,29

Tabelle 3.1: Quadratischer Mittelwert $n_{\text{eff,boltz}}$ der Partikelladung nach Boltzmann für unterschiedliche Temperaturen T und Partikeldurchmesser D_P

(Gaußverteilung) um den Mittelwert Null. Die Standardabweichung dieser Verteilung ist gerade der quadratische Mittelwert der Ladung. Setzt man nun Mittelwert und Standardabweichung der Ladungsanzahl (Gleichung 3.2) in die Gaußverteilung ein, so berechnet sich der jeweilige Anteil der einzelnen Ladungszahlen zu:

$$f_{\text{boltz}}(n) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot n_{\text{eff,boltz}}}} e^{-\frac{1}{2} \frac{n^2}{n_{\text{eff,boltz}}^2}} \quad (3.3)$$

Wenn ein Aerosol ausreichend Zeit hat mit den vorhandenen Gasionen wechselzuwirken, wird sich immer eine Boltzmann Ladungsverteilung auf den Partikeln einstellen. Je höher die Ionenkonzentration im Gas ist, desto schneller stellt sich die Boltzmann Ladungsverteilung ein. In der Atmosphäre beträgt die Ionenkonzentration etwa 1000 cm^{-3} , so daß die Boltzmann Ladungsverteilung nach etwa 100 Minuten erreicht wird [5].

3.2 Partikelladung bei Hochtemperaturprozessen

Bei Hochtemperaturprozessen (Schweißprozesse, Verbrennungsprozesse) wird durch thermische Ionisation eine sehr hohe Konzentration ($> 10^9 \text{ cm}^{-3}$) bipolarer Ionen erzeugt. Diese hohe Konzentration an Ionen führt dazu, daß eine Ladungsverteilung nach Boltzmann bei der dort vorherrschenden Temperatur innerhalb kürzester Zeit ($< 10^{-3} \text{ s}$) erreicht wird.

Außerhalb der heißen Zone nimmt die Ionenkonzentration schnell ab und geht auf Raumluftniveau (ca. 1000 cm^{-3}) zurück. Verlassen die Partikel die heiße Zone, so wird nicht unmittelbar eine Boltzmannladungsverteilung bei der niedrigeren Umgebungstemperatur erreicht, da die Ionenkonzentration in der Raumluft zu gering ist. Innerhalb von etwa 100 Minuten haben die Partikel wieder die Boltzmannladungsverteilung bei Raumtemperatur erreicht.

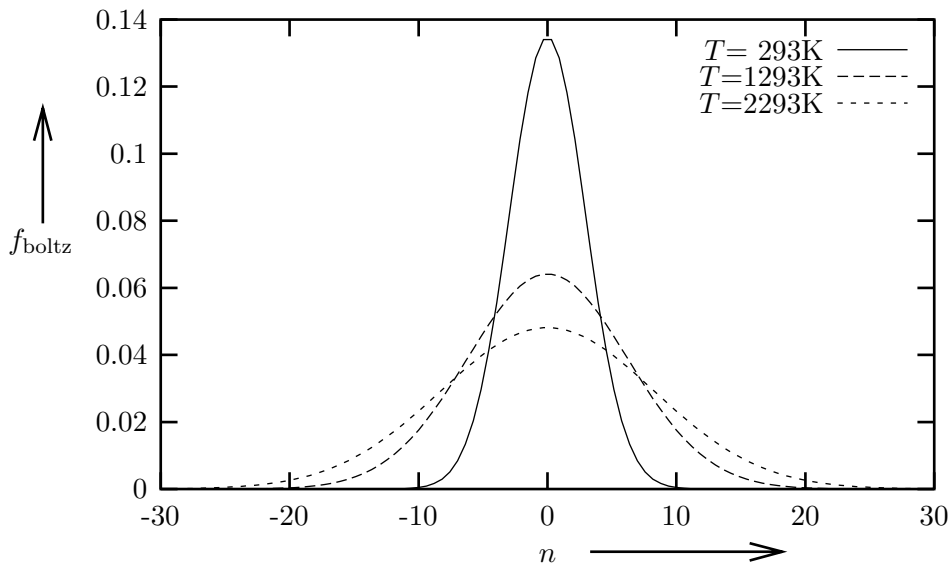


Abbildung 3.1: Ladungsverteilung nach Boltzmann für unterschiedliche Temperaturen beim Partikeldurchmesser $D_P = 1\mu\text{m}$

In Abbildung 3.1 sind die Ladungsverteilungen nach Boltzmann für einen Partikeldurchmesser $D_P = 1\mu\text{m}$ bei unterschiedlichen Temperaturen dargestellt. Erkennbar ist eine deutliche Abnahme des ungeladenen Partikelanteils bzw. der gering geladenen Partikel mit zunehmender Temperatur. Gleichzeitig steigt der Partikelanteil mit höheren Ladungszahlen an.

Um die höheren Ladungszustände der Partikel nach einem Hochtemperaturprozeß für eine verbesserte Filtration auszunutzen, ist es erforderlich, daß die Partikel möglichst schnell zum Filter geführt werden, da sie ihre Ladungen mit der Zeit verlieren und ihre Ladungsverteilung in die Boltzmann Ladungsverteilung bei Umgebungstemperatur übergeht.

3.3 Partikelladung bei dispergierten Aerosolen

Für Ladungsverteilungen dispergierter Aerosole gibt es keine entsprechende geschlossene Theorie. Die Ladungsverteilung der Partikel wird in diesem Fall experimentell bestimmt.

Die elektrische Aufladung erfolgt durch mechanische Reibung während des Dispergiervorgangs. Der arithmetische Mittelwert der Partikelladung liegt um Null und ist je nach Partikelmaterial und Dispergierungsvorgang unwesentlich in Richtung positiver oder negativer Ladung verschoben. Praktisch kann auch hier ein Mittelwert von Null angenommen werden.

In einer Reihe von Feldversuchen hat Johnston et. al. [23] den Mittelwert des Betrages der Partikelladung für unterschiedliche industrielle Prozesse und Dispergierungsarten bestimmt. Für die unterschiedlichen Prozesse und Dispergierungsarten wurde ein formaler Zusammenhang gefunden, der Partikelgröße und mittlere Ladungsanzahl in Verbindung bringt und anpaßt:

$$|q/e| = A \cdot \left(\frac{D_P}{1\mu\text{m}} \right)^K \quad (3.4)$$

Die Konstante A repräsentiert den Betrag der mittleren Ladungsanzahl auf Partikeln mit dem Durchmesser $D_P = 1\mu\text{m}$. K bestimmt die Abhängigkeit der Ladungsanzahl vom Partikeldurchmesser.

In Tabelle 3.2 sind die Ladungsparameter A und K für einige technische Prozesse aufgelistet. Unter der Annahme einer symmetrischen Ladungsverteilung um den Mittelwert Null (s.o.), läßt sich aus dem Betrag der mittleren Ladung der quadratische Mittelwert der Ladungsanzahl abschätzen:

$$n_{\text{eff,disp}} = A \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{D_P}{1\mu\text{m}} \right)^K \quad (3.5)$$

Die Anteile der einzelnen Ladungszahlen berechnen sich dabei zu:

$$f_{\text{disp}}(n) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot n_{\text{eff,disp}}}} e^{-\frac{1}{2} \frac{n^2}{n_{\text{eff,disp}}^2}} \quad (3.6)$$

Auch hier wird darauf hingewiesen, daß die hier vorgestellten Ladungsverteilungen für dispergierte Aerosole nicht stabil sind und nur unmittelbar nach dem Dispergierungsvorgang gelten. Die Ladungsverteilung gasgetragener Partikel verschiebt sich im Laufe der Zeit in Richtung Boltzmannladungverteilung. Praktisch können die höheren Ladungszustände dispergierter Aerosole bei der Filtration nur ausgenutzt werden, wenn zwischen der Dispergierung und der Filterung der Partikel nur wenige Minuten vergehen, da die Partikel ansonsten durch bipolare Gasionen entladen werden.

Fabrik/Material	Prozeß/Arbeitsschritt	<i>A</i>	<i>K</i>
Jute	Stapeln	22,3	1,03
	Ausbreiten	27,8	0,80
	Krempeln	28,6	1,19
	Ziehen	20,7	1,18
	Spinnen	13,2	1,44
	Wickeln	13,0	1,16
Baumwolle	Weben (1)	35,3	1,25
	Weben (2)	33,2	1,24
Flachs	Zerhacken/Ziehen	22,6	1,77
	Krempeln	49,8	1,12
	Weben	29,2	1,23
	Spinnen	10,3	1,84
	Wickeln	13,7	1,84
Glasfasern	Splitten	3,6	1,34
	Spinnen	4,8	1,04
	Wickeln	4,3	1,19
	Weben	4,4	1,44
Silikate	Silikat A	11,2	1,01
	Silikat C	10,1	1,21
	Silikat D	24,1	0,72
Gummi	Mischen	6,2	1,69
	Walzen	5,1	1,91
Batterie	Oxyd Produktion	2,9	0,90
	Löten	2,1	0,98
Steinbruch	Zerkleinerung (1)	22,0	1,50
	Zerkleinerung (2)	4,0	1,43
Kohlebergwerk	Stollen	25,0	1,20

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Ladungsmessungen an Prozeßaerosolen [23]

Kapitel 4

Partikelabscheidung

Nach Kenntnis der Partikelladung wird in diesem Kapitel zum Verständnis der makroskopischen Filtrationseigenschaften (aus Kapitel 2) auf Abscheidemechanismen eingegangen und ein mikroskopisches Modell der Partikelabscheidung in einem Faserfilter vorgestellt.

In einem Filter werden Partikel infolge unterschiedlicher physikalischer Effekte Kräften ausgesetzt, die ihre Bewegungsbahnen (Trajektorien) beeinflussen. Die einwirkenden Kräfte sollten möglichst auf eine Faser gerichtet sein, um Partikel auf deren Oberfläche zu führen. Trifft ein Partikel auf eine Faser, so bleibt es haften und gilt als abgeschieden. Diese Annahme trifft in der Regel für Partikel mit Durchmessern kleiner $2\ \mu\text{m}$ und Anströmgeschwindigkeiten kleiner $0,5\ \text{m/s}$ zu, die im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich untersucht werden.

Es ist nahezu unmöglich, den komplexen Aufbau eines Filters und alle wirkenden Abscheidemechanismen in einem Modell zu beschreiben. Daher wird der Filter in einer Modellannahme in kleine Elemente zerlegt, die jeweils eine einzelne isolierte Faser beinhalten. Die Partikelabscheidung wird mikroskopisch an dieser Einzelfaser untersucht. Dazu geht man von einer zylindrischen, unendlich langen Faser aus, die senkrecht zur Strömungsrichtung ausgerichtet ist. Für eine laminar (ohne Verwirbelungen) umströmte Faser gibt es unterschiedliche Modellvorstellungen über den Verlauf der Stromlinien um die Faser. Laminarität der Strömung kann vorausgesetzt werden, wenn die Reynolds-Zahl der Faserumströmung

$$Re = \frac{\rho_G \cdot D_F \cdot u_0}{\mu} \quad (4.1)$$

kleiner eins bleibt, was für die untersuchten Fälle im Rahmen dieser Arbeit immer gegeben ist. Die Reynolds-Zahl ist abhängig von der Dichte des Gases ρ_G und deren dynamischer Viskosität μ , dem Faserdurchmesser D_F und der Anströmgeschwindigkeit u_0 .

Ein vielfach angewandtes Modell der Umströmung von Filterfasern ist das Modell von Kuwabara [26]. Es betrachtet die Umströmung einer einzelnen Faser unter Berücksichtigung der Auswirkungen regelmäßig angeordneter, parallel verlaufender Nachbarfasern auf das Strömungsfeld. Dieses Strömungsmodell wird mit Erweiterungen von Pich [28] (aerodynamischer Schlupf auf der Faseroberfläche) im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich verwendet. Das Modell der Faserumströmung wird im Anhang G näher beschrieben.

Im folgenden werden zunächst die unterschiedlichen Abscheidemechanismen vorgestellt, um später über die Partikelbewegungsgleichung den Einzelfaserabscheidegrad zu definieren.

4.1 Abscheidemechanismen

Aufgrund unterschiedlicher physikalischer Effekte wird zwischen folgenden, hier näher untersuchten Abscheidemechanismen unterschieden:

- Interzeption
- Impaktion
- Diffusion
- Abscheidung durch Coulombkräfte
- Abscheidung durch Dipolkräfte
- Abscheidung durch Spiegelladungskräfte

Die ersten drei aufgeführten Abscheidemechanismen (Interzeption, Impaktion, Diffusion) werden als rein mechanisch bezeichnet. Ihnen liegen keine externen Kräfte zugrunde. Die Abscheidung durch Coulomb-, Dipol- und Spiegelladungskräfte werden als elektrische Abscheidemechanismen bezeichnet. Coulomb- und Dipolkräfte werden durch ein angelegtes externes elektrisches Feld hervorgerufen werden. Partikelabscheidung bzw. Bewegung aufgrund von Spiegelladungskräften tritt auch ohne externes elektrisches Feld bei allen elektrisch geladenen Partikeln auf. Jeder aufgeführte Abscheidemechanismus wird in den folgenden Abschnitten 4.1.1 – 4.1.6 kurz beschrieben. In der Modellvorstellung greifen alle auftretenden Kräfte stets im Partikelmittelpunkt an.

4.1.1 Interzeption

Die Abscheidung durch reine Interzeption setzt voraus, daß Partikelmittelpunkte genau den Strömungsbahnen des Fluids um die Fasern folgen. Es wirken keine externen Kräfte. Die Partikel werden als masselos angesehen.

Führt nun eine Stromlinie in einem geringeren Abstand als ein Partikelradius an einer Faser vorbei, so berührt das Partikel die Faser und bleibt haften. Das Partikel ist interzeptiert und gilt als abgeschieden. In Bild 4.1 ist eine umströmte Faser dargestellt. Das Fluid strömt

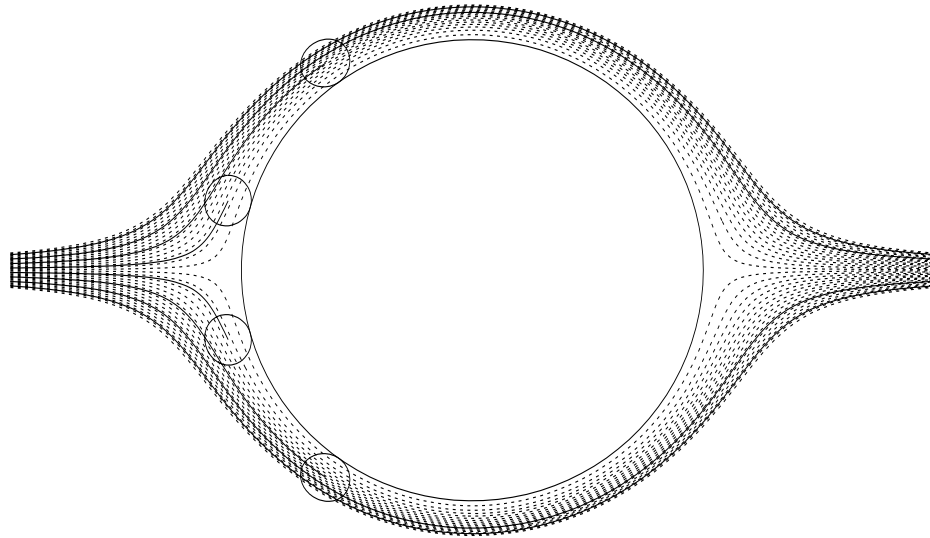


Abbildung 4.1: Partikelabscheidung durch Interzeption

von links nach rechts. Die Stromlinien werden durch die gestrichelten Linien dargestellt. Die durchgezogenen Linien beschreiben die Trajektorien der Partikelmittelpunkte.

Eine Beeinflussung der Fluidströmung durch Anwesenheit eines Partikels wird vernachlässigt und die Fluidgeschwindigkeit über dem Partikelquerschnitt wird als konstant angesehen.

Der Verlauf der Fluidbahnen ändert sich mit der Fluidgeschwindigkeit nur unwesentlich, da es sich um eine rein viskose Strömung handelt. Die Interzeption ist daher bei den hier untersuchten Filtergeometrien und Betriebsparametern der einzige untersuchte Abscheidemechanismus, der nicht von der Anströmgeschwindigkeit abhängt.

Ein Partikel gilt als abgeschieden, wenn der Abstand r seines Mittelpunktes vom Fasermittelpunkt kleiner als der Faserradius R_F + Partikelradius R_P wird. Normiert man diese Beziehung auf den Faserradius, so gelten Partikel als abgeschieden wenn

$$r^* < 1 + \frac{R_P}{R_F}. \quad (4.2)$$

Aus Gl. (4.2) läßt sich der sogenannte Interzeptionsparameter N_R ableiten. Er wird aus dem

Verhältnis zwischen Partikeldurchmesser D_P und Faserdurchmesser D_F bestimmt.

$$N_R = \frac{D_P}{D_F} \quad (4.3)$$

Über den Interzeptionsparameter N_R läßt sich der Einzelfaserabscheidegrad der reinen Interzeption η_R abschätzen [22]:

$$\eta_R = \frac{1-c}{K_u} N_R^2 (1+N_R)^{-\frac{2}{3(1-c)}} \quad (4.4)$$

Der Einzelfaserabscheidegrad der reinen Interzeption ist abhängig von der Packungsdichte c des Filters, dem hydrodynamischen Faktor K_u und dem Interzeptionsparameter N_R .

4.1.2 Impaktion

Die Ursache der Impaktion sind Trägheitskräfte, die an Partikeln angreifen. Damit Partikel den Strömungsbahnen des Fluids um eine Faser folgen können, müssen diese ständig ihre Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit ändern. Auf beschleunigte Massen wirken Trägheitskräfte. Die (massebehafteten) Partikel können so nur verzögert den Stromlinien des Fluids folgen. Sie verlassen die Stromlinien und ihre Trajektorien enden dadurch möglicherweise auf Fasern. Dieser Vorgang wird in Bild 4.2 deutlich. Sobald die Stromlinien (gestrichelte Linien) ihre

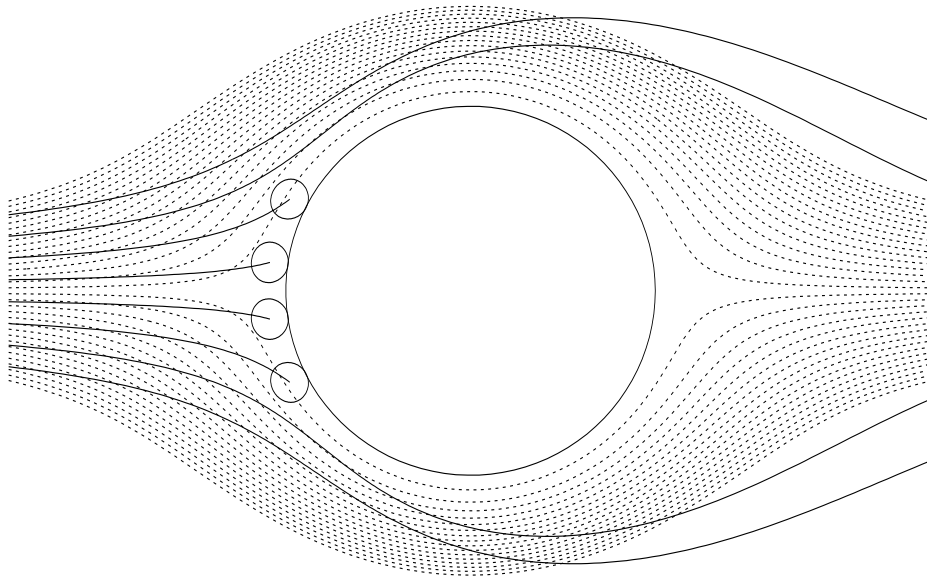


Abbildung 4.2: Partikelabscheidung durch Impaktion und Interzeption

Richtung stark ändern, werden Partikel durch Trägheitskräfte in ihrer ursprünglichen Richtung weitergetragen. Partikeltrajektorien (durchgezogene Linien) enden im Abstand R_P von der Faser, wenn Interzeption mit berücksichtigt wird (siehe Bild 4.2).

Für (massebehaftete) Partikel läßt sich eine Relaxationszeit τ_s angeben, die einen Zeitraum beschreibt, den ein Partikel benötigt, um auf eine neue Situation reagieren zu können. Die Relaxationszeit τ_s ist das Produkt aus Partikelmasse m_P und mechanischer Partikelmobilität b_P (siehe Anhang C).

$$\tau_s = m_P \cdot b_P \quad (4.5)$$

Wird τ_s auf die Zeit bezogen, die ein Partikel benötigt, um mit Anströmgeschwindigkeit u_0 die Strecke eines Faserradius R_F zurückzulegen, so erhält man einen dimensionslosen Impaktionsparameter N_{St} , die sogenannte Stokeszahl.

$$N_{St} = \tau_s \frac{u_0}{R_F} \quad (4.6)$$

$$= \frac{D_P^2 \rho_P c_s u_0}{18\mu R_F} \quad (4.7)$$

Sie ist ein Maß für die Trägheitsabscheidung der Partikel. Mit zunehmender Stokeszahl nimmt die Partikelabscheidung durch Impaktion zu. In der Praxis wird dieses Verhalten ausgenutzt, indem die Anströmgeschwindigkeit des Gases erhöht wird. Die Trägheitsabscheidung nimmt mit dem Quadrat der Partikelgröße zu und ist somit besonders effizient bei der Abscheidung größerer Partikel.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die Stokeszahl in der Literatur unterschiedlich definiert wird. Im Nenner tritt oft der Faserdurchmesser D_F anstelle des Faserradius R_F auf. Es ist reine Definitionssache, ob Längen auf den Faserdurchmesser oder auf den Faserradius bezogen werden. Im hier vorgestellten Modell gilt der Faserradius als Maß für Längen. (Im Anhang C wird die Stokeszahl ausführlich hergeleitet.)

Je größer die Partikel bei konstanter Partikeldichte werden, desto größer wird der Einfluß der Impaktion auf das Abscheideverhalten. Impaktion tritt wegen räumlichen Ausdehnung der Partikel immer in Verbindung mit Interzeption auf. Der Einzelfaserabscheidegrad der kombinierten Interzeption– Impaktion läßt sich über folgende Beziehung [32] abschätzen:

$$\eta_{I,R} = \eta_R + \frac{N_{St}}{2K_u^2} \left((29,6 - 28c^{0,26}) N_R^2 - 27,5 N_R^{2,8} \right) \quad (4.8)$$

Die empirische Gl. (4.8) gilt für das Kuwabara- Strömungsmodell mit Filterpackungsdichten von $0,0035 < c < 0,111$ und Interzeptionsparameterbereich $0,01 < N_R < 0,4$.

4.1.3 Diffusion

Für sehr kleine Partikel, deren Radius in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge des Gases liegt, $R_P \leq \lambda$, hat die Diffusion einen zunehmenden Einfluß auf die Partikelabscheidung.

Die Gasmoleküle des Aerosols führen eine thermische Bewegung (Brown'sche Molekularbewegung) aus. Die Wechselwirkung zwischen Partikeln und Gasmolekülen zwingt auch Partikel dazu, zufällige Bewegungen auszuführen. Diese sogenannte Diffusionsbewegung der Partikel wird den deterministischen Partikeltrajektorien (den Stromlinien des Fluids) überlagert. In

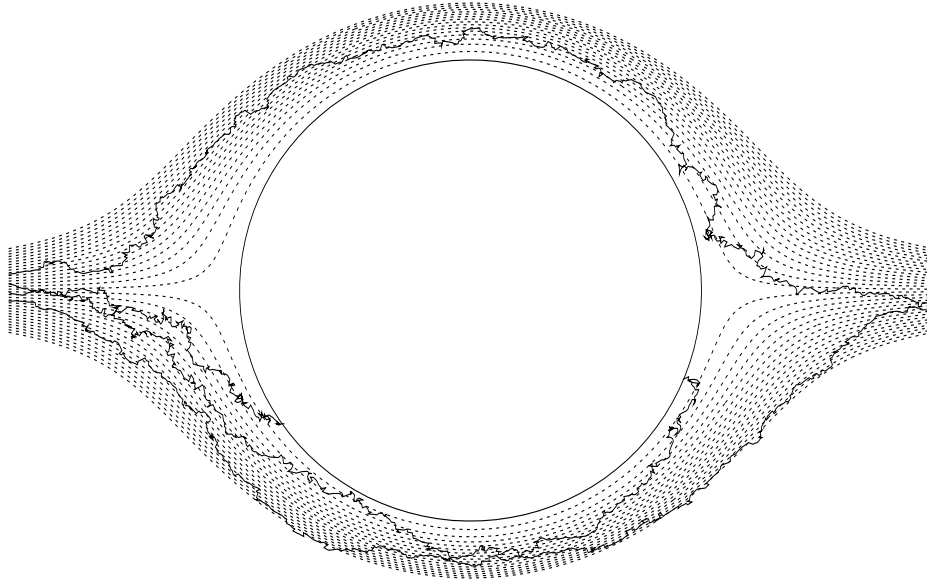


Abbildung 4.3: Partikelabscheidung durch Diffusion

Bild 4.3 wird dieser Zusammenhang deutlich. Die Strömungsbahnen des Fluids werden durch die gestrichelten Linien repräsentiert. Partikelbahnen werden mit durchgezogenen Linien dargestellt. Tritt Diffusion auf, so gibt es keine ausgezeichneten Partikeltrajektorien mehr. Jede Partikeltrajektorie unterscheidet sich von allen anderen, auch bei gleichen Startbedingungen. Die stochastische Bewegung der Partikel läßt nur die Angabe einer Aufenthaltswahrscheinlichkeit für den jeweiligen Aufenthaltsort zu. Den Partikeln lassen sich je nach Startposition bestimmte Auftreffwahrscheinlichkeiten auf Filterfasern zuordnen.

Eine Modellvorstellung zur Abscheidung durch Diffusion benutzt eine kontinuierliche Partikelverteilung im Raum. Die Partikel werden als punktförmig angesehen. Es wird nicht jedes einzelne Partikel betrachtet, das sich stochastisch bewegt, sondern ein kontinuierlicher Partikelstrom, der auf die Faser "driftet". Diese "Partikeldrift" wird durch einen Partikelkonzentrationsgradienten in der Nähe der Faser hervorgerufen. Sie ist umso größer, je kleiner die Partikel und die Anströmgeschwindigkeit werden. Ein Parameter, der diesen Zusammenhang beschreibt, ist die sogenannte Peclet-Zahl Pe . Sie ist definiert als [3]

$$Pe = \frac{D_F u_0}{D} \quad (4.9)$$

mit dem Diffusionskoeffizienten der Partikel D [5]:

$$D = kTb_P \quad (4.10)$$

Der Diffusionskoeffizient D steigt mit der Absoluttemperatur T und der mechanischen Partikelmobilität b_P . Die Proportionalitätskonstante k ist die Boltzmann-Konstante.

Der Einzelfaserabscheidegrad der Abscheidung durch reine Diffusion η_D wächst mit sinkender Peclet-Zahl [5]:

$$\eta_D = 2,58 \left(\frac{1-c}{K_u} \right)^{\frac{1}{3}} Pe^{-\frac{2}{3}} \quad (4.11)$$

Er ist weiterhin abhängig von der Packungsdichte c des Filtermediums und dem hydrodynamischen Faktor K_u der Strömung. Der Einzelfaserabscheidegrad der reinen Diffusion nimmt mit steigendem Faserdurchmesser und steigender Anströmgeschwindigkeit ab.

4.1.4 Abscheidung durch Coulombkräfte

Wird eine elektrische Ladung q einem elektrischen Feld \vec{E} ausgesetzt, so wirkt eine Coulombkraft \vec{F}_{el} auf die Ladung [11].

$$\vec{F}_{el} = q \cdot \vec{E} \quad (4.12)$$

Die auf eine Ladung wirkende Kraft weist in Richtung des elektrischen Feldes. Enden Feldlinien auf Fasern, so können Partikel durch Coulombkräfte dort abgeschieden werden.

Das elektrische Feld um eine Faser berechnet sich aus der Überlagerung des angelegten homogenen elektrischen Feldes und dem Dipolfeld der Faser (vergl. Anhang A). Die Kraftwirkung berechnet sich in Zylinderkoordinaten zu

$$\vec{F}_{el} = n \cdot e \cdot E_h \cdot \left[\begin{pmatrix} 1 + \alpha_F \left(\frac{R_F}{r} \right)^2 \\ -1 + \alpha_F \left(\frac{R_F}{r} \right)^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta \cdot \vec{e}_r \\ \sin \theta \cdot \vec{e}_\theta \end{pmatrix} \right] \quad (4.13)$$

wobei n die Anzahl der Elementarladungen e darstellt. E_h repräsentiert die makroskopische homogene elektrische Feldstärke bei angelegter Spannung.

Die Coulombsche Kraftwirkung auf elektrisch geladene Partikel ist in Bild 4.4 schematisch dargestellt. Elektrisch geladene Partikel erfahren eine Kraftwirkung durch das homogene elektrische Feld und werden zusätzlich durch das Dipolfeld der Faser beeinflusst.

Mit der Beziehung

$$\vec{u}_{el} = b_P \vec{F}_{el} \quad (4.14)$$

läßt sich eine Coulombsche Geschwindigkeit \vec{u}_{el} eines Partikels mit der mechanischen Mobilität b_P relativ zur Fluidgeschwindigkeit angeben. Wird diese Geschwindigkeit \vec{u}_{el} auf die Anströmgeschwindigkeit u_0 und die radiale Komponente r des Ortsvektors auf den Faserradius R_F

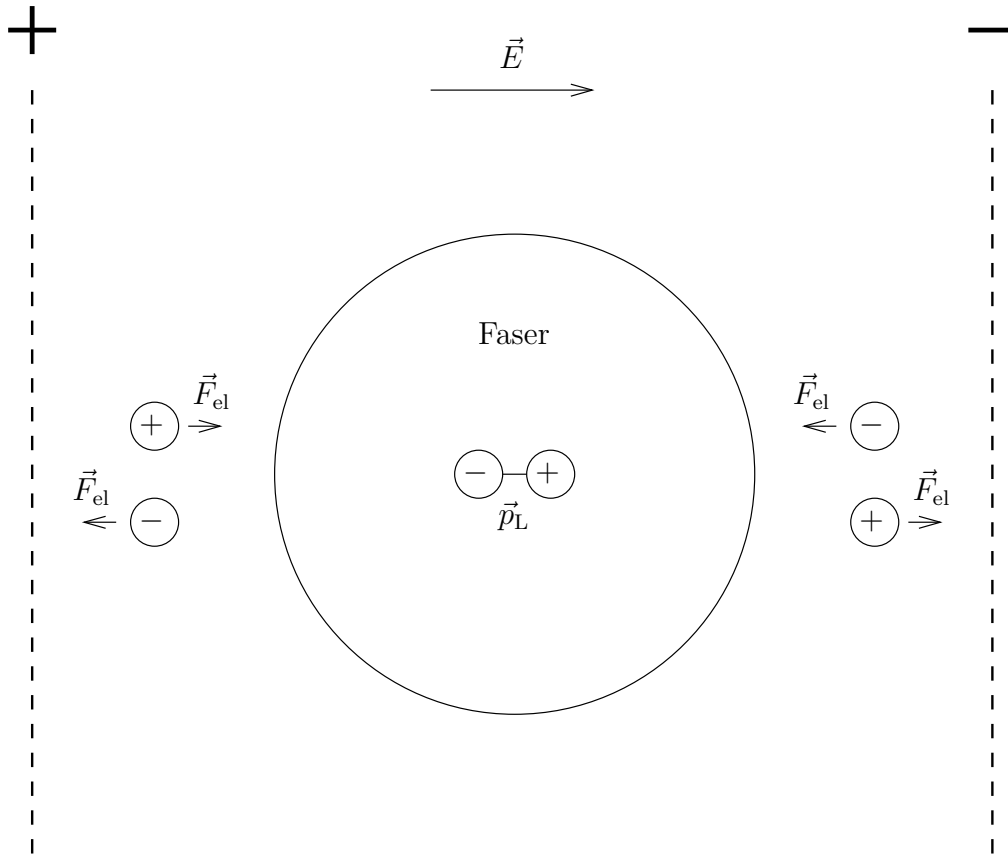


Abbildung 4.4: Coulombsche Kräfte

bezogen sowie die Beziehungen für die Kraftwirkung \vec{F}_{el} und die Partikelmobilität b_{P} eingesetzt, so erhält man folgende Gleichung für die dimensionslose elektrophoretische Geschwindigkeit:

$$\vec{u}_{\text{el}}^* = \underbrace{\frac{nec_s E_{\text{h}}}{3\pi\mu D_{\text{P}} u_0}}_{N_{\text{El}}} \left[\begin{pmatrix} 1 + \alpha_{\text{F}} \left(\frac{1}{r^*}\right)^2 \\ -1 + \alpha_{\text{F}} \left(\frac{1}{r^*}\right)^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta \cdot \vec{e}_{\text{r}} \\ \sin \theta \cdot \vec{e}_{\theta} \end{pmatrix} \right] \quad (4.15)$$

Die dimensionslose elektrophoretische Geschwindigkeit \vec{u}_{el}^* wird damit nur noch durch einen elektrophoretischen Parameter N_{El} und durch eine ortsabhängige Fluktuation $\vec{f}_{\text{el}}(r^*, \alpha_{\text{F}})$ beschrieben.

$$\vec{u}_{\text{el}}^* = N_{\text{El}} \cdot \vec{f}_{\text{el}}(r^*, \alpha_{\text{F}}) \quad (4.16)$$

Der elektrophoretische Parameter N_{El} kann zur Abschätzung des Einzelfaserabscheidegrades durch elektrophoretische Kräfte herangezogen werden. Er steigt mit zunehmender Partikelladung und fällt mit zunehmender Partikelgröße und Anströmgeschwindigkeit.

4.1.5 Abscheidung durch Dipolkräfte

Mit Dielektrophorese wird die Partikelbewegung aufgrund von elektrischen Dipolkräften bezeichnet. Befinden sich polarisierbare Partikel in einem elektrischen Feld, so bildet sich in

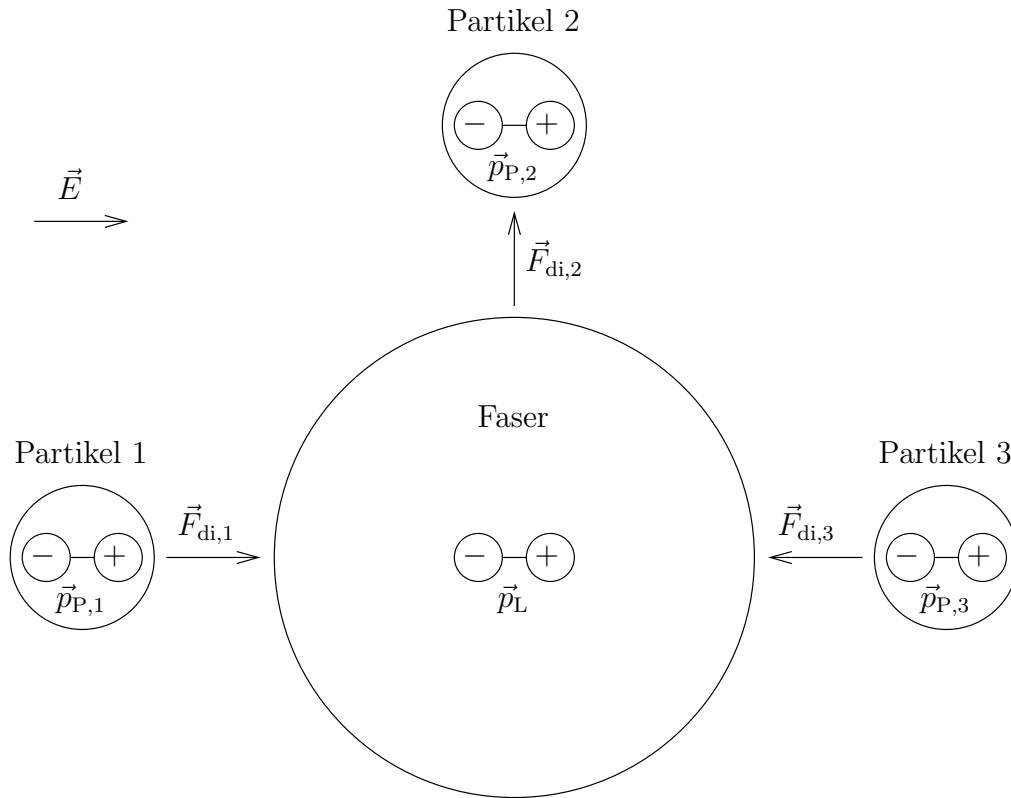


Abbildung 4.5: Dipolkraft auf Partikel

Partikeln elektrische Dipole aus. In polarisierbaren Fasern entstehen Liniendipole. Je nach Ausrichtung der Dipole von Partikel und Faser zueinander, wirkt auf Partikel eine Kraft, die als dielektrische Kraft F_{di} bezeichnet wird. (Herleitung in Anhang B.2)

In Bild 4.5 ist die Projektion einer zylindrischen Faser und drei kugelförmiger Partikel schematisch dargestellt. Durch ein angelegtes elektrisches Feld \vec{E}_h werden Faser und Partikel polarisiert. In der Faser bildet sich ein Liniendipol \vec{p}_L aus. Polarisierte Partikel tragen je nach Position die Dipolmomente $\vec{p}_{P,1}$ bis $\vec{p}_{P,3}$. Die Dipole sind jeweils durch getrennte Ladungen im Partikel- bzw. Fasermittelpunkt dargestellt. Das Dipolmoment $\vec{p}_{P,1}$ von Partikel 1 liegt auf einer Linie zu dem der Faser. Sie zeigen die gleiche Ausrichtung. Somit wirkt zwischen ihnen die anziehende Kraft $\vec{F}_{di,1}$. Das Partikel bewegt sich auf die Faser zu. In der Position von Partikel 2 wirkt eine leicht abstoßende Kraft $\vec{F}_{di,2}$. Hier haben zwar beide Dipolmomente $\vec{p}_{P,2}$ und \vec{p}_L in die gleiche Ausrichtung, sie liegen aber parallel zueinander. Das Partikel wird sich von der

Faser fortbewegen. Das Partikel in Position 3 verhält sich wie das Partikel in Position 1. Durch das angelegte elektrische Feld \vec{E}_h werden die Dipole erzeugt und ausgerichtet. Dipole erfahren in einem homogenen elektrischen Feld keine Kraftwirkung.

Die dielektrische Kraft auf polarisierte Partikel in der Nähe einer polarisierten Faser wird hier angegeben zu

$$\vec{F}_{\text{di}} = -\frac{2\pi\varepsilon_0 D_P^3 \alpha_P \alpha_F E_h^2}{D_F} \left(\frac{R_F}{r}\right)^3 \begin{pmatrix} \alpha_F \left(\frac{R_F}{r}\right)^2 + \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{e}_r \\ \vec{e}_\theta \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

Setzt man nun die mechanische Partikelmobilität b_P und die Dipolkraft \vec{F}_{di} in

$$\vec{u}_{\text{di}} = b_P \vec{F}_{\text{di}} \quad (4.18)$$

ein, so erhält man die dielektrophoretische Geschwindigkeit \vec{u}_{di} eines Partikels relativ zum Fluid. Wird die dielektrophoretische Geschwindigkeit \vec{u}_{di} auf die Anströmgeschwindigkeit u_0 und die radiale Komponente r des Ortsvektors auf den Faserradius R_F bezogen, so ergibt sich die folgende Beziehung für die dimensionslose elektrophoretische Geschwindigkeit:

$$\vec{u}_{\text{di}}^* = -\underbrace{\frac{2c_s\varepsilon_0 D_P^2 \alpha_P \alpha_F E_h^2}{3\mu D_F u_0}}_{N_{\text{Di}}} \left(\frac{1}{r^*}\right)^3 \begin{pmatrix} \alpha_F \left(\frac{1}{r^*}\right)^2 + \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{e}_r \\ \vec{e}_\theta \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

Auch hier kann die dimensionslose dielektrophoretische Geschwindigkeit \vec{u}_{di}^* nur durch einen dielektrophoretischen Parameter N_{Di} und durch eine ortsabhängige Fluktuation $\vec{f}_{\text{di}}(\vec{r}^*, \alpha_F)$ beschrieben werden:

$$\vec{u}_{\text{di}}^* = N_{\text{Di}} \cdot \vec{f}_{\text{di}}(\vec{r}^*, \alpha_F) \quad (4.20)$$

Der dielektrophoretische Parameter N_{Di} kann zur Abschätzung des Einzelfaserabscheidegrades durch dielektrophoretische Kräfte herangezogen werden. Die Abscheidung durch Dipolkräfte steigt mit dem Quadrat der elektrischen Feldstärke und wachsendem Partikeldurchmesser. Zunehmender Faserdurchmesser und ansteigende Anströmgeschwindigkeit verringern den Einfluß der Abscheidung durch Dipolkräfte.

4.1.6 Abscheidung durch Spiegelladungskräfte

Eine weitere Kraftwirkung tritt bei elektrisch geladenen Partikeln auf. Befindet sich ein elektrisch geladenes Partikel in der Nähe eines elektrisch leitenden- oder polarisierbaren Körpers, so wird in diesen eine sogenannte Spiegelladung induziert. Partikelladung und Spiegelladung haben entgegengesetzte Vorzeichen, so daß zwischen ihnen immer eine anziehende Kraftwirkung

herrscht. In Bild 4.6 sind schematisch eine polarisierbare Faser und einige elektrisch geladene Partikel dargestellt. Innerhalb der Faser werden die dargestellten Spiegelladungen induziert. Die jeweiligen Positionen und Größen der Spiegelladungen sind vom Fasermaterial und von den jeweiligen Partikelpositionen und Partikelladungen abhängig.

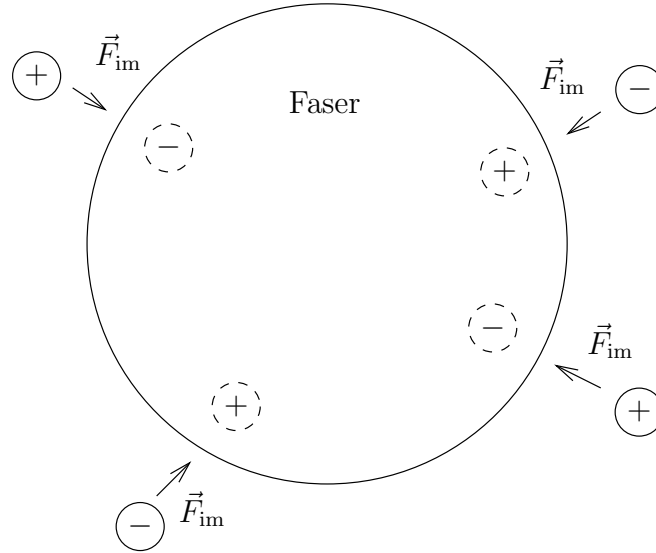


Abbildung 4.6: Spiegelladungskraft auf Partikel

An dieser Stelle wird die Größe der Kraftwirkung \vec{F}_{im} der Spiegelladung auf elektrisch geladene Partikel angegeben.

$$\vec{F}_{im} = -\frac{\alpha_F q^2}{16\pi\epsilon_0} \frac{1}{(r - R_F)^2} \vec{e}_r \quad (4.21)$$

Mit der Beziehung

$$\vec{u}_{im} = b_P \vec{F}_{im} \quad (4.22)$$

kann aus der Partikelmobilität b_P und der Kraftwirkung F_{im} eine Geschwindigkeitskomponente \vec{u}_{im} bestimmt werden, die nur durch Spiegelladungskräfte verursacht wird. In dimensionslosen Größen schreibt sich diese Geschwindigkeitskomponente zu

$$\vec{u}_{im}^* = -\frac{\alpha_F c_s q^2}{\underbrace{12\pi^2 \epsilon_0 \mu D_F^2 u_0 D_P}_{N_{Im}}} \frac{1}{(r^* - 1)^2} \vec{e}_r \quad (4.23)$$

Die dimensionslose Geschwindigkeit aufgrund von Spiegelladungskräften kann durch den Spiegelladungsparameter N_{Im} und durch eine Fluktuation $\vec{f}_{im}(r^*)$ beschrieben werden:

$$\vec{u}_{im}^* = N_{Im} \cdot \vec{f}_{im}(r^*) \quad (4.24)$$

Der Spiegelladungsparameter N_{im} kann zur Abschätzung des Einzelfaserabscheidegrades durch Spiegelladungskräfte herangezogen werden. Er nimmt mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit und zunehmendem Faserdurchmesser ab.

4.2 Partikelbewegungsgleichung

Im Anhang C wird aus einer Kräftebilanz die dimensionslose Bewegungsgleichung der Partikel hergeleitet. Sie lautet

$$N_{\text{St}} \frac{d\vec{v}^*}{dt^*} = \vec{u}^* + \vec{u}_{\text{ext}}^* - \vec{v}^* \quad (4.25)$$

Alle auftretenden Längen sind auf den Faserradius, und alle Geschwindigkeiten auf die Anströmgeschwindigkeit normiert. Die Zeitnormierung erfolgt durch den Faktor u_0/R_F (Anströmgeschwindigkeit/Faserradius).

In Gl. (4.25) tritt neben der Partikelgeschwindigkeit \vec{v}^* und der Fluidgeschwindigkeit \vec{u}^* die Stokeszahl N_{St} und eine "externe Geschwindigkeit" \vec{u}_{ext}^* auf. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Strömungsmodell von Kuwabara [26] [28] benutzt, welches der Bestimmung der Fluidgeschwindigkeit \vec{u}^* dient.

Die Stokeszahl beschreibt den Einfluß der Trägheitskräfte (vgl. Abschn. 4.1.2) auf die Partikelbahn. Durch die externe Geschwindigkeit \vec{u}_{ext}^* wird der Einfluß zusätzlich wirkender Kräfte in die Partikelbewegungsgleichung aufgenommen. In dieser Arbeit wird die Wirkung elektrischer Kräfte näher untersucht. Die externe Geschwindigkeit setzt sich hier durch die Überlagerung der elektrophoretischen Geschwindigkeit \vec{u}_{el}^* , der dielektrophoretischen Geschwindigkeit \vec{u}_{di}^* und der Geschwindigkeitskomponente durch Spiegelladungskräfte \vec{u}_{im}^* zusammen.

$$\vec{u}_{\text{ext}}^* = \vec{u}_{\text{el}}^* + \vec{u}_{\text{di}}^* + \vec{u}_{\text{im}}^* \quad (4.26)$$

Wird Gl. (4.26) mit Gl. (4.16), (4.20) und (4.24) in Gl. (4.25) eingesetzt, so erhält man ein kompaktes Modell der Bewegung von Partikeln um zylindrische Fasern unter dem Einfluß eines externen elektrischen Feldes.

$$N_{\text{St}} \frac{d\vec{v}^*}{dt^*} = \vec{u}^* - \vec{v}^* + N_{\text{El}} \cdot \vec{f}_{\text{el}}(\vec{r}^*, \alpha_F) + N_{\text{Di}} \cdot \vec{f}_{\text{di}}(\vec{r}^*, \alpha_F) + N_{\text{Im}} \cdot \vec{f}_{\text{im}}(\vec{r}^*) \quad (4.27)$$

In Gl. (4.27) wird die Partikelbewegung um eine Einzelfaser anhand von Parametern und Fluktuationen im Kuwabara-Strömungsfeld beschrieben. An den Beträgen der Parameter Stokeszahl N_{St} , elektrophoretischem Parameter N_{El} , dielektrophoretischem Parameter N_{Di} und Spiegelladungsparameter N_{Im} kann der Einfluß des jeweiligen Abscheidemechanismus abgeschätzt werden. Ist einer der Parameter Größenordnungen höher als die anderen, so kann der entsprechende

Abscheidemechanismus als dominant betrachtet werden. Die anderen Abscheidemechanismen können dann vernachlässigt werden.

In den vorangegangenen Überlegungen zu den Abscheidemechanismen wurden bei der Interzeption, Impaktion und Diffusion empirische Gleichungen angegeben, mit deren Hilfe sich aus dimensionslosen Parametern der Einzelfaserabscheidegrad abschätzen läßt. Diese Abschätzungen dürfen nur vorgenommen werden wenn der/die entsprechenden Beträge der zugehörigen dimensionslosen Parameter um Größenordnungen höher liegen als die restlichen. In diesem Fall werden die entsprechenden Abscheidemechanismen als dominant bezeichnet. Nur für wenige dominante Abscheidemechanismen (z.B bei Interzeption und Impaktion in Gl. 4.8) kann eine empirische Beschreibung der Kopplung gefunden werden.

In den hier durchgeführten Untersuchungen liegt die Problematik darin, daß bei submikronen Partikeln und Anströmgeschwindigkeiten unter 0,5 m/s kein Abscheidemechanismus als dominant angesehen werden kann. Es treten immer mehrere dimensionslose Parameter in gleichen Größenordnungen auf. Es gibt keine empirischen Lösungen, die alle hier auftretenden Abscheidemechanismen gleichzeitig berücksichtigen. Aus diesem Grund ist es erforderlich Gl. (4.27) numerisch zu lösen (siehe Anhang D, [15], [18]). Durch diese Vorgehensweise bleibt die **Kopplung** der einzelnen Abscheidemechanismen untereinander erhalten.

4.3 Definition des Einzelfaserabscheidegrades

Nachdem die Abscheidemechanismen und die Partikelbewegungsgleichung erläutert wurden, kann dazu übergegangen werden, das Filtrationsmodell mit der Bestimmung des Einzelfaserabscheidegrades zu vervollständigen.

Dazu werden folgende Annahmen getroffen:

- Die Aerosolströmung ist in genügend großer Entfernung von der Faser annähernd homogen und senkrecht zur Faser ausgerichtet.
- Die Partikel sind im anströmendem Aerosol gleichmäßig verteilt.

Diese Annahmen führen dazu, daß Fasern untereinander in ihrem Abscheideverhalten als unabhängig betrachtet werden können. Fasern "schatten" sich gegenseitig nicht ab. Zwischen den Fasern muß eine ideale Partikeldurchmischung erfolgen, damit anströmendes Aerosol immer eine homogene Partikelverteilung aufweist. Unter diesen Voraussetzungen wird der Einzelfaserabscheidegrad η wie folgt definiert.

$$\eta = \frac{J_{\text{Faser}}}{J_{\text{ges}}} \quad (4.28)$$

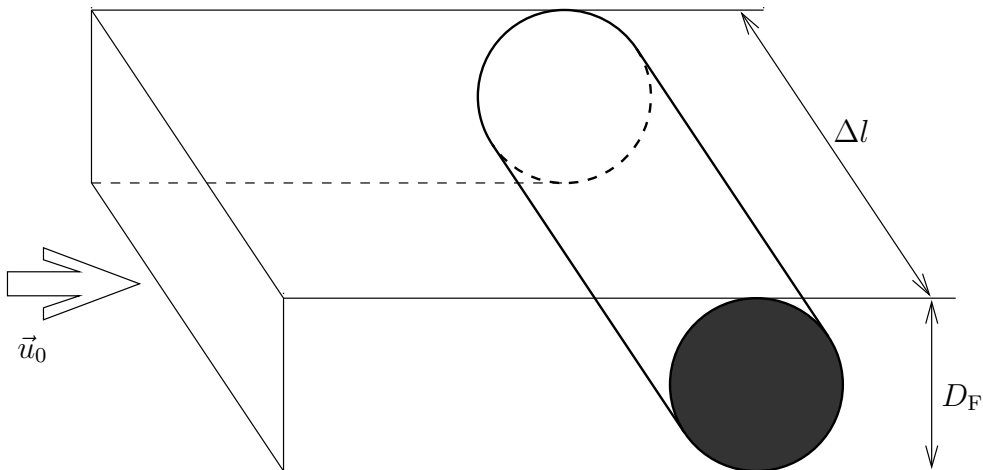


Abbildung 4.7: Einzelfaserabscheidung

Der Einzelfaserabscheidegrad η berechnet sich aus dem Verhältnis vom Partikelstrom J_{Faser} , der pro Längeneinheit auf die Faser auftrifft, zu dem Partikelstrom J_{ges} , der durch die projizierte Faserfläche tritt.

In Bild 4.7 ist ein Faserstück der Länge Δl mit dem Durchmesser D_{F} zu sehen. Es wird homogen mit der Anströmgeschwindigkeit \vec{u}_0 senkrecht zur Faser angeströmt. Der Partikelstrom J_{ges} der durch die projizierte Faserfläche tritt, berechnet sich zu

$$J_{\text{ges}} = u_0 D_{\text{F}} \Delta l n_{\text{P}} \quad (4.29)$$

mit der Partikelanzahlkonzentration n_{P} .

Durch die Analyse der Partikeltrajektorien wird im folgenden der auf die Faser auftreffende Partikelstrom J_{Faser} berechnet. Ist J_{Faser} bekannt, so läßt sich mittels Gl. (4.28) der Einzelfaserabscheidegrad bestimmen. Zunächst wird auf die Bestimmung des Einzelfaserabscheidegrades ohne die stochastische Diffusionsbewegung der Partikel eingegangen. Später folgt die Ermittlung unter Einbeziehung der Diffusionsbewegung.

4.3.1 Einzelfaserabscheidegrad ohne Diffusion

In Abschn. 4.2 wird die Differentialgleichung der Partikelbewegung angegeben. Diese Gleichung beschreibt die Trajektorien, auf denen sich Partikel in der Nähe der Faser bewegen. Je nach Startposition der Partikel kommen unterschiedliche Trajektorien zustande. In Bild 4.8 sind einige Trajektorien der Partikelmittelpunkte dargestellt. Alle Partikel starten im annähernd homogenen Teil der Strömung. Ihre Startpositionen unterscheiden sich jeweils in ihrem Abstand vom projizierten Fasermittelpunkt (gestrichelte Linie). Es gibt dabei eine Trajektorie,

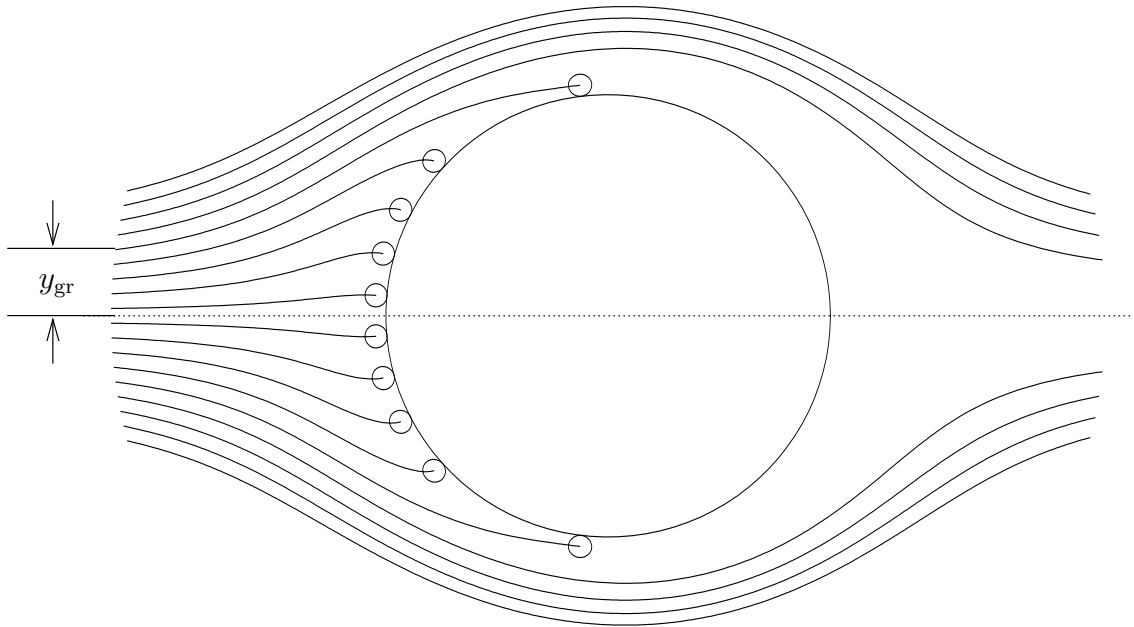


Abbildung 4.8: Grenztrajektorie zur Bestimmung des Einzelfaserabscheidegrades

die im Abstand y_{gr} startet und gerade noch zu einer Partikelabscheidung führt. Sie wird als Grenztrajektorie (“limiting trajectory”) bezeichnet.

In Bild 4.9 ist die Abscheidewahrscheinlichkeit der Partikel in Abhängigkeit von ihrer Startposition abgebildet. Die Partikeltrajektorien, deren Startabstand vom Fasermittelpunkt kleiner als y_{gr} ist, enden an der Faseroberfläche. Die Abscheidewahrscheinlichkeit dieser Partikel ist 1. Sie bildet den auftreffenden Partikelstrom J_{Faser} . Alle anderen Partikel umströmen die Faser und werden nicht abgeschieden. Somit kann der pro Längeneinheit auftreffende Partikelstrom wie folgt bestimmt werden:

$$J_{\text{Faser}} = 2u_0 y_{\text{gr}} \Delta \ln p \quad (4.30)$$

Setzt man diese Beziehung und Gl.(4.29) in Gl.(4.28) ein, so vereinfacht sich der Einzelfaserabscheidegrad zu

$$\eta = \frac{y_{\text{gr}}}{R_{\text{F}}} \quad (4.31)$$

Er berechnet sich nur noch aus dem relativen Abstand der Grenztrajektorie y_{gr} bezogen auf den Faserradius R_{F} .

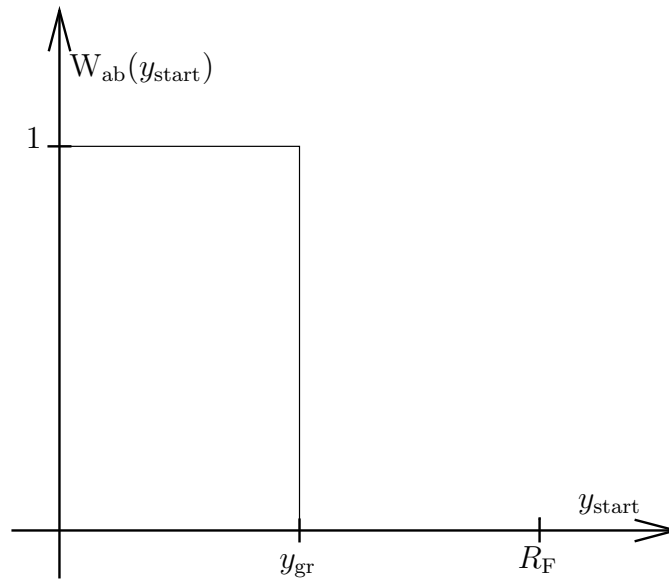


Abbildung 4.9: Abscheidewahrscheinlichkeit ohne Diffusion

4.3.2 Einzelfaserabscheidegrad mit Diffusion

Zur Berechnung von Partikeltrajektorien unter Berücksichtigung der Diffusion muß Gl.(4.27) ein dimensionsloser stochastischer Term \vec{A}^* hinzugefügt werden:

$$N_{St} \frac{d\vec{v}^*}{dt^*} = \vec{u}^* - \vec{v}^* + N_{El} \cdot \vec{f}_{el}(\vec{r}^*, \alpha_F) + N_{Di} \cdot \vec{f}_{di}(\vec{r}^*, \alpha_F) + N_{Im} \cdot \vec{f}_{im}(\vec{r}^*) + \vec{A}^* \quad (4.32)$$

Der Term \vec{A}^* beschreibt die zufällige Beschleunigung des Partikels durch Zusammenstöße mit Gasmolekülen. Wird Gl. (4.32) integriert (siehe Anhang E) so ergeben sich durch den Einfluß der Diffusion zufällige Partikeltrajektorien.

Durch die stochastische Diffusionsbewegung gibt es keine ausgezeichnete Grenztrajektorie y_{gr} mehr (siehe Bild 4.3). Vielmehr kann den Partikeln je nach Startposition nur eine Abscheidewahrscheinlichkeit $W_{ab,diff}(y_{start})$ zugeordnet werden (siehe Jordan und Fissan [25]). Der Verlauf einer möglichen Abscheidewahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Startpunkt y_{start} unter Berücksichtigung der Partikeldiffusion ist in Bild 4.10 dargestellt. Um auch für diesen Fall einen Einzelfaserabscheidegrad zu bestimmen, wird eine äquivalente Grenztrajektorie $y_{gr,diff}$ eingeführt. Sie errechnet sich aus der Fläche unter der Kurve der Partikelabscheidewahrscheinlichkeit. Diese Fläche muß der Fläche unter der gestrichelten Kurve entsprechen. Sie ist ein Maß für den Anteil abgeschiedener Partikel. Der Wert $y_{gr,diff}$ ergibt sich aus:

$$y_{gr,diff} = \int_0^\infty W_{ab,diff}(y) dy \quad (4.33)$$

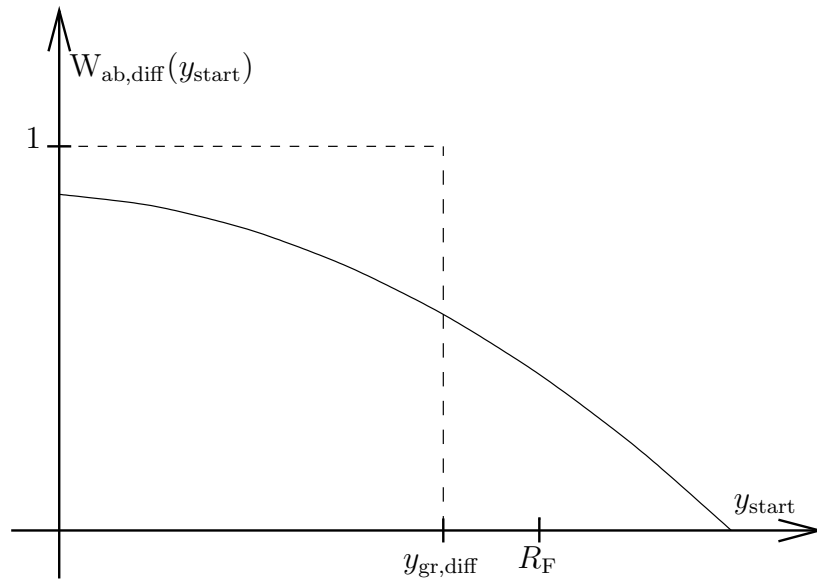


Abbildung 4.10: Abscheidewahrscheinlichkeit mit Diffusion

Nun läßt sich der Einzelfaserabscheidegrad wie in Gl. (4.31) schreiben als:

$$\eta = \frac{y_{gr,diff}}{R_F} \quad (4.34)$$

4.4 Ergebnisse der Einzelfaserabscheidegradberechnungen

In Rahmen dieser Arbeit wurden praktisch eingesetzte Filtermedien numerisch untersucht. Die Berechnungen wurde mit einem hier entwickeltem numerischen Modell (einer Software in C++) durchgeführt. Die Software simuliert den Filtrationsprozeß stellvertretend an einer einzelnen Filterfaser. Der Einzelfaserabscheidegrad wird durch Bahnkurvenanalyse ermittelt. Im numerischen Modell sind sämtliche Abscheide-Mechanismen integriert, die in dieser Arbeit vorgestellt wurden.

4.4.1 Einzelfaserabscheidegrade bei einer Anströmgeschwindigkeit von 30 cm/s

In diesem Abschnitt werden die numerischen Ergebnisse für in der Praxis typische Filterparameter dargestellt. Die den Berechnungen zugrundeliegenden Parameter sind in den Tabellen 4.1 zusammengestellt.

Das Partikelträrgas ist Luft bei Normaldruck und –temperatur. Als Filtermaterial wurden typische synthetische Fasern mit Durchmessern von $20 \mu\text{m}$ gewählt. Die Dielektrizitätszahl

Gasparameter	Formelzeichen	Wert
dynamische Viskosität	μ	$1,81 \cdot 10^{-5} \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$
mittlere freie Weglänge	λ	$6,5 \cdot 10^{-8} \text{ m}$
Temperatur	T	293 K

Filterparameter	Formelzeichen	Wert
Packungsdichte	c	0,04
Anströmgeschwindigkeit	u_0	30 cm/s
Faserdurchmesser	D_F	20 μm
Dielektrizitätszahl	$\varepsilon_{r,F}$	2

Partikelparameter	Formelzeichen	Wert
Partikeldurchmesser	D_P	0,2 μm – 1,0 μm
Partikeldichte	ρ_P	1000 kg/m^3
Dielektrizitätszahl	$\varepsilon_{r,P}$	2

Tabelle 4.1: Berechnungsparameter

des Fasermaterials entspricht der von typischen synthetischen Filterfasern. Es werden typische Filterpackungsdichten von 0,04 untersucht.

Der gewählte Partikeldurchmessergrößenbereich von 0,2 μm bis 1,0 μm hat in der Filtertechnik eine besondere Bedeutung. In diesem Bereich liegt in der Regel ein Penetrationsmaximum. Die Partikeldichte und die Dielektrizitätszahl entsprechen den Werten typischer Partikelmaterialien. Die zugeschaltete elektrische Feldstärke beträgt immer 2 kV/cm in Richtung des strömenden Fluids. Die Anzahl an Elementarladungen, die von Partikeln getragen werden, sind in den jeweiligen Diagrammen angegeben.

In den Bildern 4.11 bis 4.14 sind die Einzelfaserabscheidegrade für unterschiedliche Partikeldurchmesser D_P in Abhängigkeit der Ladungszahlen n dargestellt.

Es sind jeweils zwei unterschiedliche Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Partikel-

ladungsanzahl n abgebildet. Zu sehen ist der Einzelfaserabscheidegrad ohne zugeschaltetem elektrischen Feld (0 kV/cm) sowie die Einzelfaserabscheidegrade von Partikeln im elektrischen Feld (2 kV/cm). Auf ungeladene Partikel im elektrischen Feld wirken nur elektrische Dipolkräfte, wogegen auf elektrisch geladene Partikel sowohl Dipolkräfte als auch Coulombkräfte sowie Spiegelladungskräfte wirken.

Der Kurvenverlauf der Einzelfaserabscheidegrade ohne elektrische Kräfte stellt die Abscheidung aufgrund rein mechanischer Abscheidemechanismen und der Spiegelladungskräfte dar. Es ist jeweils ein Anstieg des Einzelfaserabscheidegrades für positiv geladene Partikel mit zunehmender Partikelladung erkennbar. Qualitativ kann dieser Anstieg durch den Anstieg des Spiegelladungsparameters N_{Im} aus Gleichung 4.23 begründet werden. Dieser Verlauf kennzeichnet herkömmliche Filtermedien, die ohne zusätzliche elektrische Felder arbeiten.

Wird ein elektrisches Feld zugeschaltet, so ist eine Verbesserung der Abscheideleistung (größerer Einzelfaserabscheidegrad) vor allem für positiv geladene Partikel erkennbar. Negativ geladene Partikel werden teilweise schlechter abgeschieden als Partikel, auf die keine elektrischen Kräfte wirken.

Die Ursache für dieses Verhalten liegt darin, daß für elektrisch positiv geladene Partikel die Kraftwirkung durch das angelegte elektrische Feld in Fluidströmungsrichtung zeigt. Für elektrisch negativ geladene Partikel tritt eine Kraftwirkung entgegengesetzt der Fluidströmung auf.

Wird an das Filtermedium ein elektrisches Feld angelegt, das entgegengesetzt zur Fluidströmungsrichtung zeigt (Umpolung der angelegten Spannung), so werden in diesem Fall negativ geladene Partikel verbessert abgeschieden. Dann wird allerdings die Abscheidung positiv geladener Partikel vermindert.

Diese Problematik wird umgangen, indem die in Abschnitt 2.1.2 beschriebene Dreigitteranordnung für den Aufbau des Filters gewählt wird. Im ersten Filterabschnitt zeigt das angelegte elektrische Feld in Richtung der Fluidströmung. In diesem Bereich wird zunächst eine Partikelpolarität bevorzugt abgeschieden. Im nächsten Filterabschnitt weist das elektrische Feld in entgegengesetzte Richtung. Darin wird dann die Partikelpolarität mit entgegengesetztem Vorzeichen verbessert abgeschieden.

Allgemein ist anhand der Bilder 4.11 bis 4.14 zu erkennen, daß mit steigender Partikelladung die Beeinflussung der Abscheidung durch zuschaltbare elektrische Felder zunimmt. Für positiv geladene Partikel besteht für die elektrische Feldrichtung in Fluidströmungsrichtung ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Einzelfaserabscheidegrad und Partikelladung.

Ungeladene Partikel ($n = 0$) zeigen keine wesentliche Verbesserung der Abscheidung durch Dipolkräfte. Der Unterschied Ihres Einzelfaserabscheidegrades mit und ohne angelegtem elektrischem Feld ist vernachlässigbar.

Die Partikelpolarität, die durch Zuschalten des elektrischen Feldes verschlechtert abgeschieden wird (hier negativ geladene Partikel) weist ein markantes Verhalten auf: Für kleinere Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ ist die Verschlechterung geringer als für größere Partikel. Grund hierfür ist die stärkere Brown'sche Bewegung kleiner Partikel. Durch Diffusion können die kleinen Partikel auf die Fasern gelangen, wogegen große Partikel die Fasern aufgrund der abstoßenden elektrischen Kräfte umfliegen und nicht deponieren.

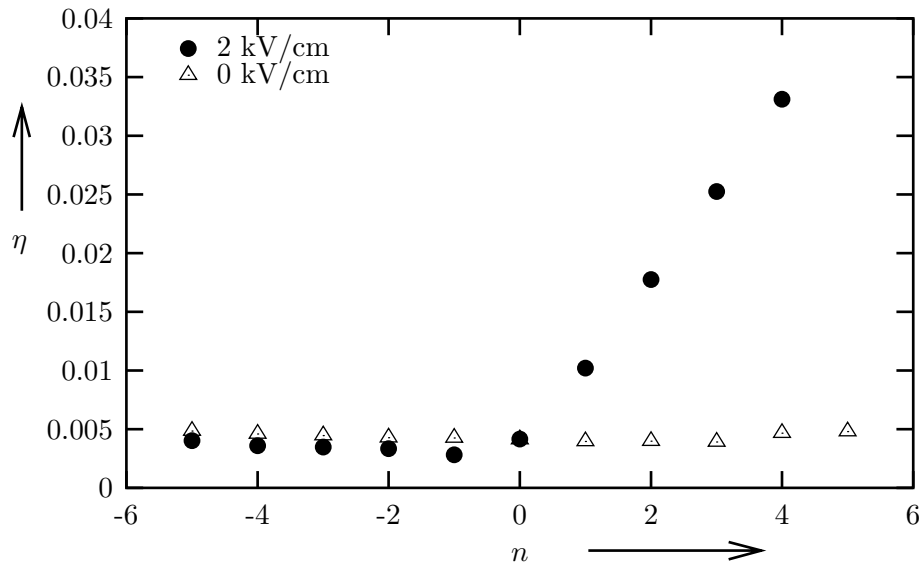


Abbildung 4.11: Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Partikelladung für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$

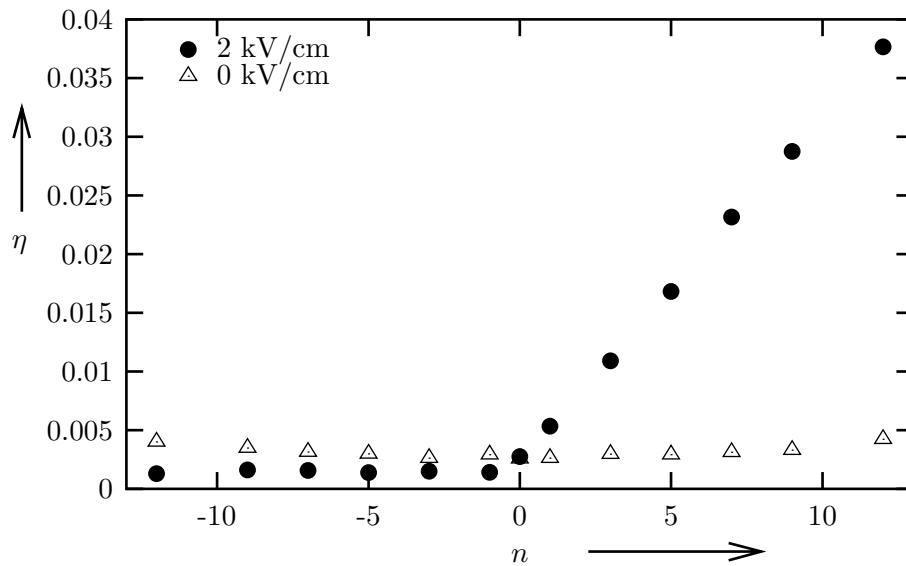


Abbildung 4.12: Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Partikelladung für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$

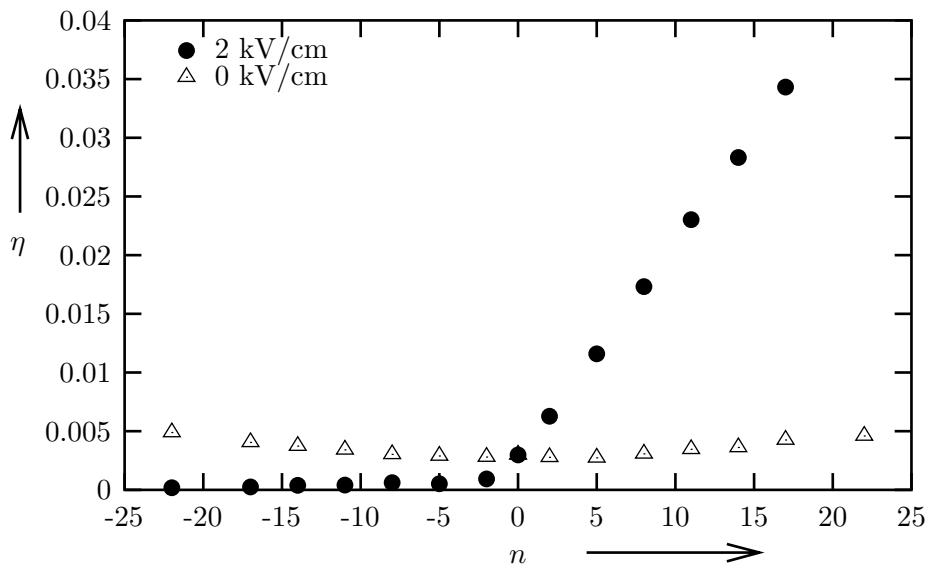


Abbildung 4.13: Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Partikelladung für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$

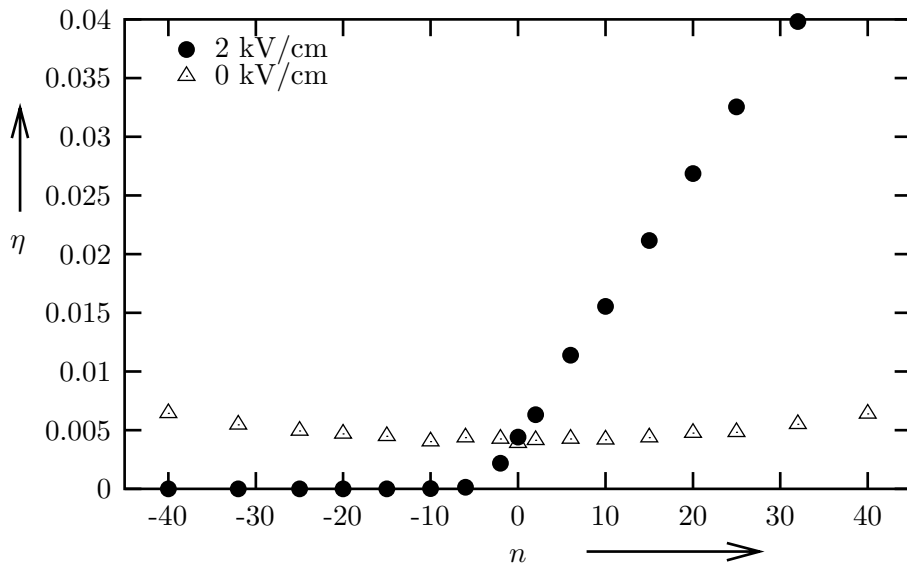


Abbildung 4.14: Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Partikelladung für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$

4.5 Einzelfaserabscheidegrade bei einer Anströmgeschwindigkeit von 1 cm/s

An dieser Stelle wird auf die Größe von Einzelfaserabscheidegraden in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für unterschiedliche Partikelladungszustände bei einer geringeren Anströmgeschwindigkeit als im letzten Abschnitt eingegangen. In den Bildern 4.15 bis 4.18 sind die Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für unterschiedliche Partikelladungszustände bei unterschiedlichen Faserdurchmessern dargestellt. Die Berechnungen wurden für eine Packungsdichte des Filters von $c = 0,05$ und einer Dielektrizitätszahl des Fasermaterials von $\varepsilon_{r,F} = 5$ durchgeführt. Es sind jeweils sechs unterschiedliche Kurven von Einzelfaserabscheidegraden abgebildet. Zu sehen ist der Einzelfaserabscheidegrad ohne Berücksichtigung elektrischer Kräfte sowie die Einzelfaserabscheidegrade von Partikeln mit elektrischen Ladungszuständen von doppelt negativ geladen bis doppelt positiv geladen. Auf ungeladene Partikel im elektrischen Feld wirken nur elektrische Dipolkräfte, wogegen auf elektrisch geladene Partikel sowohl Dipolkräfte als auch Coulombkräfte und Spiegelladungskräfte wirken.

Der Kurvenverlauf der Einzelfaserabscheidegrade ohne elektrische Kräfte stellt die Abscheidung aufgrund rein mechanischer Abscheidemechanismen dar. Dieser Verlauf kennzeichnet herkömmliche Filtermedien, die ohne zusätzliche elektrische Felder arbeiten.

Für ungeladene Partikel steigt der Einzelfaserabscheidegrad durch ein zugeschaltetes elektrisches Feld bei größeren Faserdurchmessern (Bild 4.17 und Bild 4.18) mit steigender Partikelgröße ab $D_P > 0,3 \mu m$ leicht an. Dieses Verhalten wird auf ein steigendes Dipolmoment mit zunehmender Partikel- und Fasergröße zurückgeführt, da das polarisierbare Volumen zunimmt. Allgemein ist anhand der Bilder 4.15 bis 4.18 zu erkennen, daß mit steigendem Faserdurchmesser die Beeinflussung der Abscheidung durch Zuschaltung des elektrischen Feldes zunimmt. Die größten Erhöhungen des Einzelfaserabscheidegrades können für elektrisch positiv geladene Partikel erzielt werden. Bei feinen Fasern ($D_F \leq 2 \mu m$) in den Bildern 4.15 und 4.16 ist auch eine Verringerung des Einzelfaserabscheidegrades durch ein elektrisches Feld möglich.

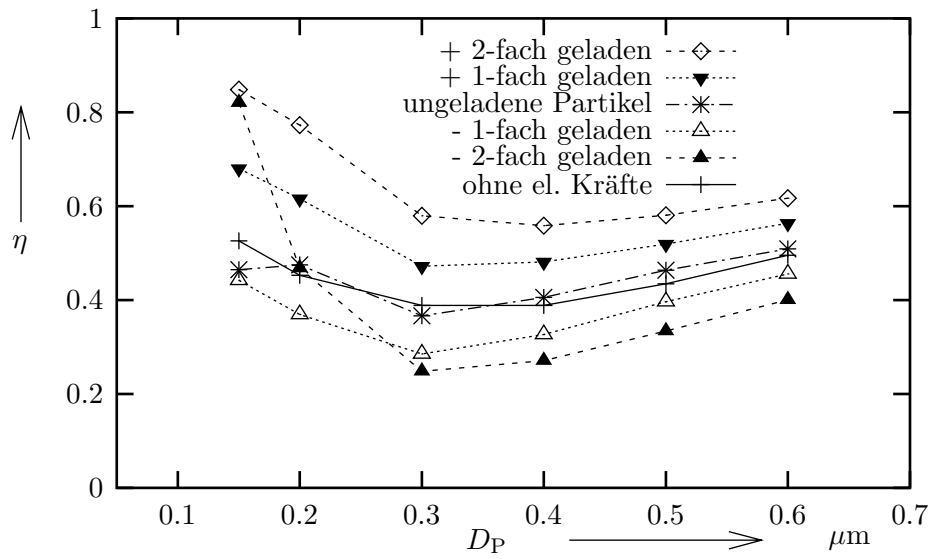


Abbildung 4.15: Einzelfaserabscheidegrad in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Faserdurchmesser von $1.0 \mu\text{m}$

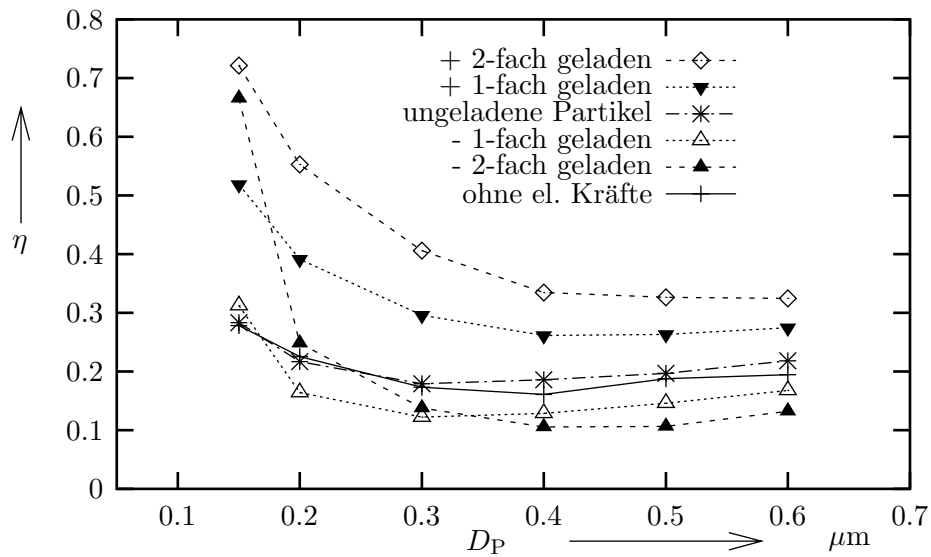


Abbildung 4.16: Einzelfaserabscheidegrad in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Faserdurchmesser von $2.0 \mu\text{m}$

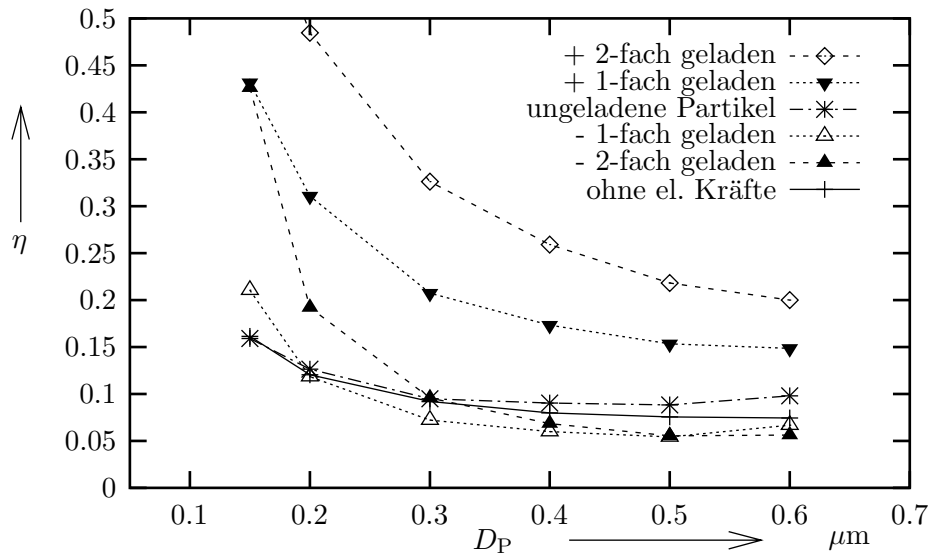


Abbildung 4.17: Einzelfaserabscheidegrad in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Faserdurchmesser von 4.0 μm

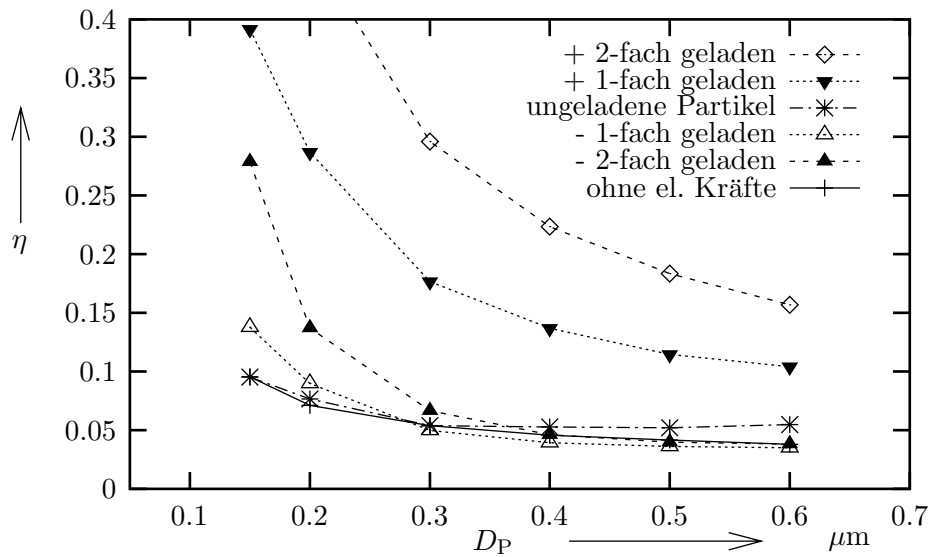


Abbildung 4.18: Einzelfaserabscheidegrad in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Faserdurchmesser von 7.5 μm

Kapitel 5

Berechnung der Penetration bei unbeladenen Filtern

Nachdem im vorigen Kapitel die Einzelfaserabscheidegrade für unterschiedlich elektrisch geladene Partikel vorgestellt wurden, muß zur Penetrationsberechnung eines Aerosols mit einer Ladungsverteilung eine Gewichtung der Einzelfaserabscheidegrade vorgenommen werden. Diese Gewichtung und die Auswirkung der Ladungen auf die Partikelabscheidung wird im folgenden beschrieben.

5.1 Ladungsverteilungen für Parameterstudien

In Kapitel 3 wurden die unterschiedlichen auftretenden Ladungsverteilungen in Aerosolen beschrieben. Die Ladungsverteilungen sind alle näherungsweise normalverteilt um den Mittelwert Null und besitzen jeweils eine Standardabweichung n_{eff} . Die Standardabweichung n_{eff} (quadratischer Mittelwert der Ladungsanzahl) ist charakteristisch für die gesamte Ladungsverteilung und beschreibt diese vollständig. Für die Form der Ladungsverteilung ist es unerheblich, wodurch das Aerosol aufgeladen wurde (Hochtemperaturprozeß oder Dispergierung). In Tabelle 5.1 ist n_{eff} für unterschiedliche Temperaturen aufgelistet (siehe Gleichung 3.2).

In Tabelle 5.2 sind die quadratischen Mittelwerte der Partikelladung für dispergierte Aerosole aufgelistet. Für die Aufladungsparameter A und K wurden typische Werte gewählt (siehe Tabelle 3.2 und Gleichung 3.5)

Die hier vorgestellten Berechnungen beziehen sich im wesentlichen auf die Ladungsverteilung nach Boltzmann bei Raumtemperatur und die Ladungsverteilung dispergierter Partikel mit den Ladungsverteilungsparametern $A=24$ und $K=1,2$. In den Berechnungen variiert hier nur der

n_{eff}	$T=293\text{K}$	$T=1293\text{K}$	$T=2293\text{K}$
$D_{\text{P}} = 0, 2\mu\text{m}$	1,32	2,78	3,71
$D_{\text{P}} = 0, 4\mu\text{m}$	1,87	3,93	5,24
$D_{\text{P}} = 0, 6\mu\text{m}$	2,29	4,82	6,42
$D_{\text{P}} = 1, 0\mu\text{m}$	2,96	6,22	8,29

Tabelle 5.1: Quadratischer Mittelwert n_{eff} der Partikelladung nach Boltzmann

n_{eff}	$A=8 \ K=1,2$	$A=16 \ K=1,2$	$A=24 \ K=1,2$
$D_{\text{P}} = 0, 2\mu\text{m}$	1,16	2,32	3,47
$D_{\text{P}} = 0, 4\mu\text{m}$	2,66	5,33	7,99
$D_{\text{P}} = 0, 6\mu\text{m}$	4,33	8,67	13,0
$D_{\text{P}} = 1, 0\mu\text{m}$	10,0	20,0	30,0

Tabelle 5.2: Quadratischer Mittelwert n_{eff} der Partikelladung für dispergierte Aerosole

quadratische Mittelwert der Ladungszahl (siehe Tabellen 5.1 und 5.2). Den Berechnungen liegen die in Abschnitt 4.4 gezeigten Einzelfaserabscheidegrade (Abbildungen 4.11 – 4.14) zugrunde.

5.2 Partikelfluß und Penetration

Der Partikeltransport wird durch den Einzelfaserabscheidegrad η repräsentiert, der als dimensionsloser Fluß von Partikeln auf Fasern interpretiert werden kann. Der dimensionsbehaftete Partikelfluß J_{P} auf die Faseroberfläche pro Faserlängeneinheit berechnet sich zu:

$$J_{\text{P}} = u_0 \cdot D_{\text{F}} \cdot n_{\text{P}} \cdot \eta \quad (5.1)$$

n_{P} ist hierbei die Partikelanzahlkonzentration. Sie nimmt mit der Tiefe l im Filter ab. Dieser Zusammenhang wird über die anströmseitige Partikelkonzentration $n_{\text{P},0}$ und ihrer Penetration $P(l)$ beschrieben:

$$n_{\text{P}}(l) = n_{\text{P},0} \cdot P(l) \quad (5.2)$$

Die Penetration in Gleichung (5.2) ist außer von den Filterparametern vom jeweiligen Einzelfaserabscheidegrad η abhängig (siehe Gl. 2.2). Ein monodisperses Aerosol, in dem alle Partikel die gleichen Eigenschaften (Dichte, Größe, Ladung, ...) haben, besitzt nur einen einzigen Einzelfaserabscheidegrad. Komplizierter wird es, wenn es sich um ein Aerosol handelt, indem Partikel

mit unterschiedlichen Eigenschaften (z.B. mit einer Ladungsverteilung) vorkommen. Für diesen Fall muß eine besondere Gewichtung eingeführt werden, die im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

5.3 Effektiver Einzelfaserabscheidegrad und Gesamtpenetration

Die Penetration (Gl.2.2) ist jeweils nur für eine untersuchte Partikelfraktion gültig, für die ein bestimmter Einzelfaserabscheidegrad ermittelt wurde. Soll ein Partikelkollektiv unterschiedlicher Eigenschaften (hier: Ladungszahl) untersucht werden, müssen die im Aerosol vorhandenen Partikel in Fraktionen unterschiedlicher Ladung unterteilt werden.

Im folgenden wird die Partikelpenetration in Abhängigkeit von der Tiefe im Filter l näher untersucht. Die Partikel sind monodispers und unterscheiden sich nur durch ihre Ladungszahl n . Ihr jeweiliger Anteil im Filter ist charakterisiert durch den Anteil der jeweiligen Partikelladung f_0 an der Anströmseite des Filters, sowie durch ihre jeweilige Penetration:

$$f(l, n) = f_0(n) \cdot P(l, \eta(n)) \quad (5.3)$$

Die Summe über alle anströmseitigen Partikelfraktionen ist normiert zu 1.

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} f_0(n) = 1 \quad (5.4)$$

Die Gesamtpenetration P_{ges} bis zur jeweiligen Filtertiefe l berechnet sich aus der Summe aller Partikelfraktionen an dieser Stelle:

$$P_{\text{ges}}(l) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(l, n) \quad (5.5)$$

Da die unterschiedlichen Partikelfraktionen verschieden stark abgeschieden werden, wird hier eine Gewichtung über die jeweiligen Anteile der Partikelfraktionen vorgenommen.

In einer Filterschicht (bei einer bestimmten Filtertiefe l) kann über diese Gewichtung ein effektiver Einzelfaserabscheidegrad $\eta_{\text{eff}}(l)$ definiert werden. Dazu werden alle Partikelfraktionen in der entsprechenden Filtertiefe l mit ihren zugehörigen Einzelfaserabscheidegraden multipliziert, aufsummiert und zur Normierung durch den Gesamtanteil der Partikel in dieser Filterschicht (Gesamtpenetration P_{ges}) dividiert:

$$\eta_{\text{eff}}(l) = \frac{1}{P_{\text{ges}}(l)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(l, n) \cdot \eta(n) \quad (5.6)$$

Der effektive Einzelfaserabscheidegrad ist die Größe, die den dimensionslosen Partikelfluß des Partikelkollektivs auf die Faser beschreibt. Der dimensionsbehaftete Partikelfluß in der jeweiligen Filtertiefe berechnet sich zu:

$$J_{P_{\text{ges}}}(l) = u_0 \cdot D_F \cdot n_{P,0} \cdot P_{\text{ges}}(l) \cdot \eta_{\text{eff}}(l) \quad (5.7)$$

$n_{P,0}$ ist hierbei die anströmseitige Partikelkonzentration.

5.3.1 Effektiver Einzelfaserabscheidegrad

In den Diagrammen für den effektiven Einzelfaserabscheidegrad sind jeweils drei unterschiedliche Kurvenverläufe dargestellt: ohne el. Feld (entspricht herkömmlichem Filter), 2 Gitter (entspricht 2 Gitter Anordnung aus Bild 2.1) und 3 Gitter (entsprechend 3 Gitter Anordnung aus Bild 2.2). Bei der 2 Gitter- und 3 Gitteranordnung wird immer ein elektrisches Feld von 2 kV/cm angelegt.

Die effektiven Einzelfaserabscheidegrade wurden in Abhängigkeit vom Druckverlust des Filters aufgetragen. Der Druckverlust des Filters wird über Gleichung 2.3 bestimmt. Zwischen Druckverlust und Filterdicke besteht ein linearer Zusammenhang, so daß die Diagramme auch als effektiver Einzelfaserabscheidegrad in Abhängigkeit von der Filtertiefe interpretiert werden können.

Boltzmann Ladungsverteilung bei Raumtemperatur $T = 293K$

In den Abbildungen 5.1 – 5.4 sind jeweils die effektiven Einzelfaserabscheidegrade (Gl. 5.6) für eine Ladungsverteilung nach Boltzmann dargestellt.

Für herkömmliche Filter (ohne angelegtes elektrisches Feld) gilt für den effektiven Einzelfaserabscheidegrad jeweils die durchgezogene Linie. Er ist in allen Fällen unabhängig von der Tiefe im Filter. Für Partikeldurchmesser von $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ liegt er etwa bei 0.004 und fällt auf unter 0.003 bei $D_P = 0,4 \mu\text{m}$. Bei $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ beträgt er auch 0.003 und steigt bei $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ auf über 0.004 an. Es ist erkennbar, daß für den feldfreien Filter das Abscheideminimum bei Partikeldurchmessern zwischen $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ und $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ liegen muß.

Der Kurvenverlauf für die 3 Gitter Anordnung liegt immer oberhalb der Kurve des feldfreien Filters. Hier macht sich die verbesserte Abscheidung der elektrisch geladenen Partikel beider Polaritäten bemerkbar. Durch die verstärkte Abscheidung der elektrisch geladenen Partikel werden diese hauptsächlich an der Anströmseite des Filters abgeschieden und ihr Anteil nimmt mit der Filtertiefe ab. Im Extremfall wurden im Filter alle geladenen Partikel abgeschieden,

so daß bei großer Filtertiefe nur noch ungeladene Partikel übrig sind. In diesem Fall fällt der effektive Einzelfaserabscheidegrad auf den des herkömmlichen Filters (ohne elektrischem Feld) ab.

Bei der 2 Gitter Anordnung ergibt sich zunächst in den anströmseitigen Filterschichten ein erhöhter effektiver Einzelfaserabscheidegrad gegenüber dem feldfreien Filtermedium. Die Verbesserung ist grundsätzlich geringer als die der 3 Gitter Anordnung. Dieses Verhalten resultiert aus der verbesserten Partikelabscheidung von nur einer Partikelpolarität (hier positiv geladen). Es tritt sogar der Fall ein, daß der effektive Einzelfaserabscheidegrad unterhalb dem eines feldfreien Filters fällt. Hier macht sich der geringere Einzelfaserabscheidegrad der entgegengesetzten Partikelpolarität bemerkbar.

Mit zunehmender Filtertiefe läuft der effektive Einzelfaserabscheidegrad asymptotisch gegen den Wert der Partikelfraktion mit dem geringsten Einzelfaserabscheidegrad. Partikel mit hohem Einzelfaserabscheidegrad werden anströmseitig abgeschieden und nur Partikel mit geringem Einzelfaserabscheidegrad können in die Filtertiefe eindringen.

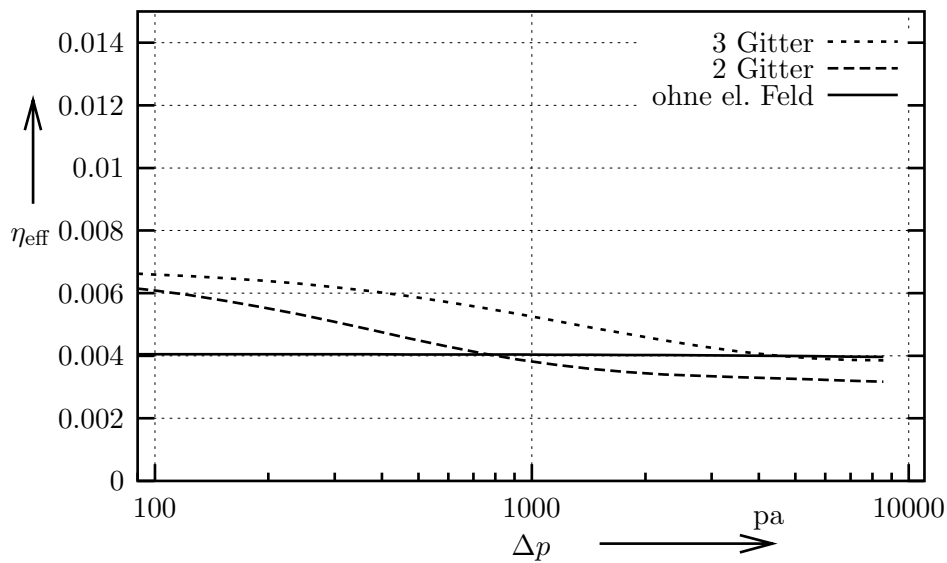


Abbildung 5.1: Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,32

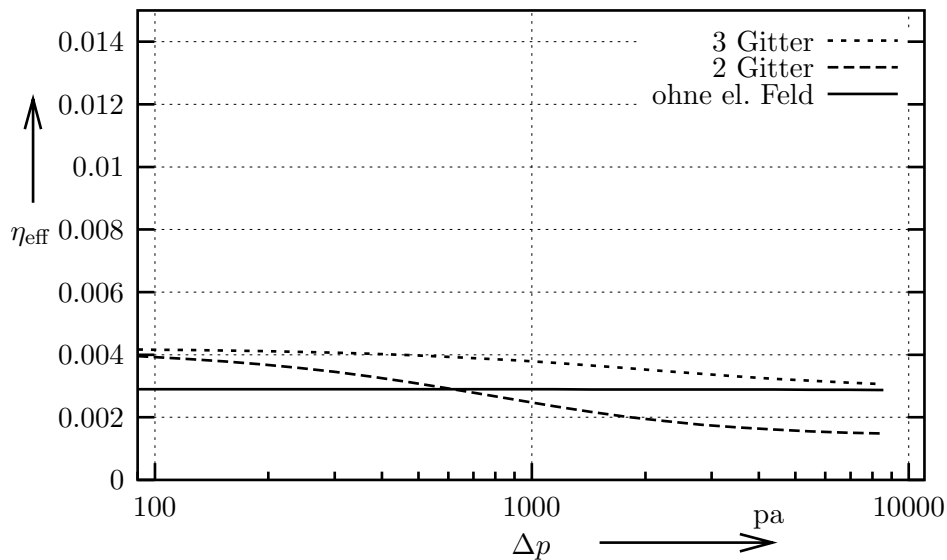


Abbildung 5.2: Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,82

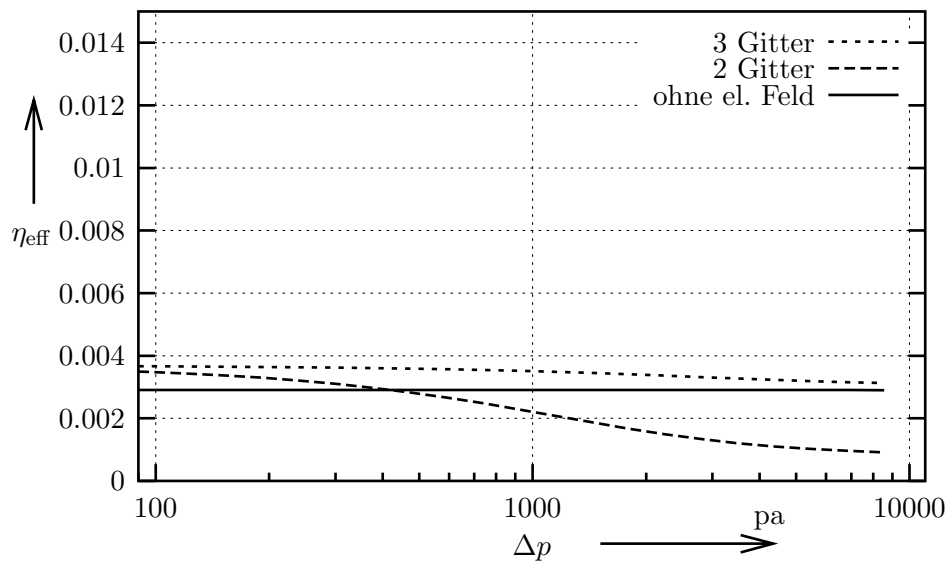


Abbildung 5.3: Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,29

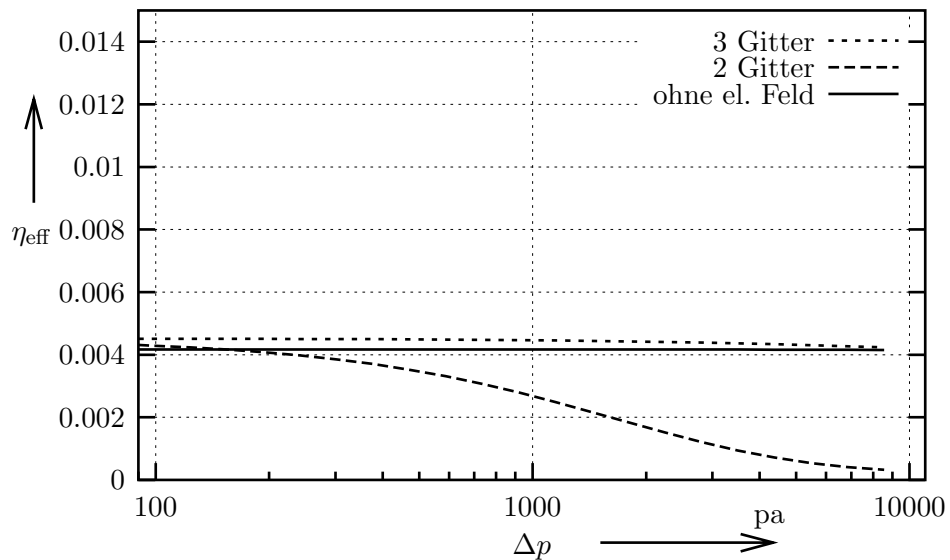


Abbildung 5.4: Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,96

Ladungsverteilung dispergiertes Aerosol

In den Abbildungen 5.5 – 5.8 sind jeweils die effektiven Einzelfaserabscheidegrade (Gl. 5.6) für die Ladungsverteilung eines dispergierten Aerosols dargestellt. Die Ladungsparameter sind $A = 24$ und $K = 1, 2$.

Für herkömmliche Filter (ohne angelegtes elektrisches Feld) gilt für den effektiven Einzelfaserabscheidegrad jeweils die durchgezogene Linie. Er zeigt in allen Fällen eine leichte Abhängigkeit von der Tiefe im Filter. Grund dafür ist die verbesserte Partikelabscheidung durch Spiegelladungskräfte. Besonders die betragsmäßig hochgeladenen Partikel werden in den ersten Filterschichten verstärkt abgeschieden. Mit zunehmender Filtertiefe sind diese Partikelanteile abgeschieden, so daß der effektive Einzelfaserabscheidegrad leicht absinkt.

Auch hier ist für den Filter ohne angelegtem elektrischen Feld ein Abscheideminimum zwischen $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ und $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ erkennbar.

Der Kurvenverlauf für die 3 Gitter Anordnung gleicht im wesentlichen dem des letzten Abschnitts. Die verbesserte Abscheidung der elektrisch geladenen Partikel ist hier besonders ausgeprägt, da die Partikel wesentlich mehr elektrische Ladungen tragen als bei der Boltzmann Ladungsverteilung bei Raumtemperatur.

Bei der 2 Gitter Anordnung ergibt sich auch hier in der Filtertiefe eine starke Absenkung des effektiven Einzelfaserabscheidegrades unterhalb dem des feldfreien Filters. Hier macht sich der geringere Einzelfaserabscheidegrad der entgegengesetzten Partikelpolarität bemerkbar. Im Extremfall fällt der effektive Einzelfaserabscheidegrad auf den geringsten im Aerosol vorkommenden Einzelfaserabscheidegrad ab. Beim Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ geht dieser sogar gegen Null.

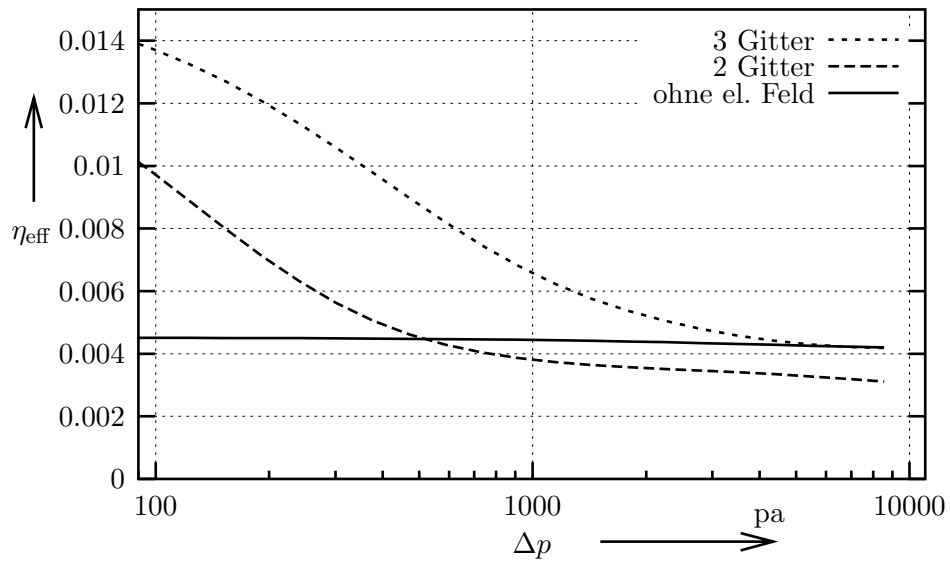


Abbildung 5.5: Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 4,28

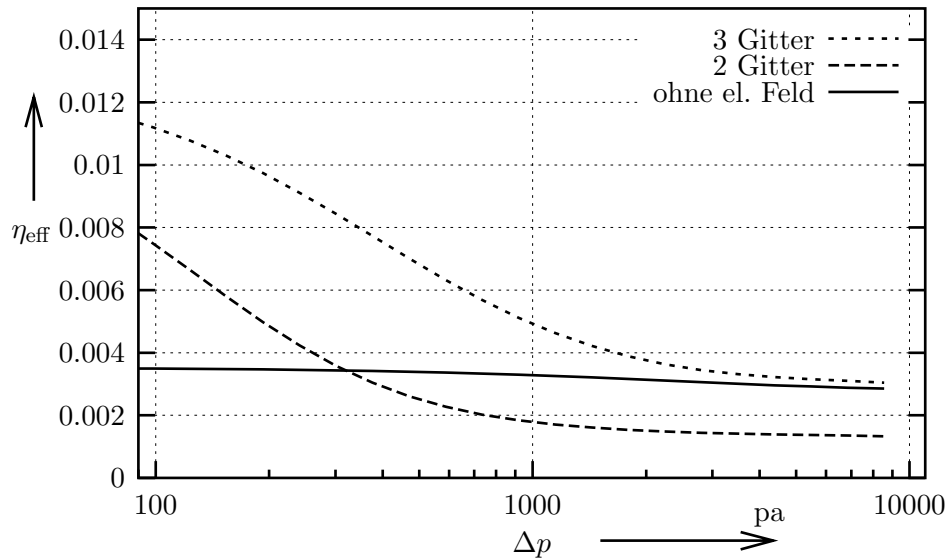


Abbildung 5.6: Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 9,72

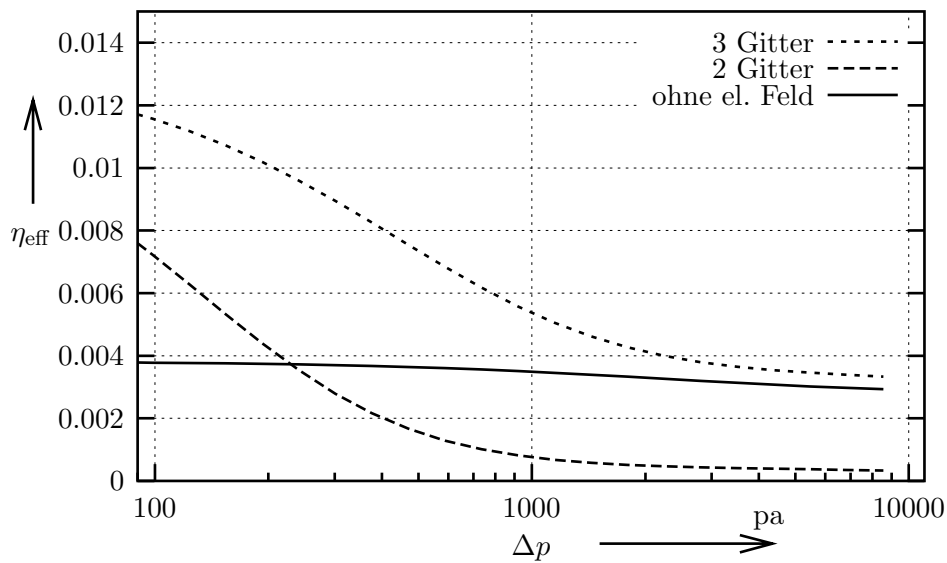


Abbildung 5.7: Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 15,94

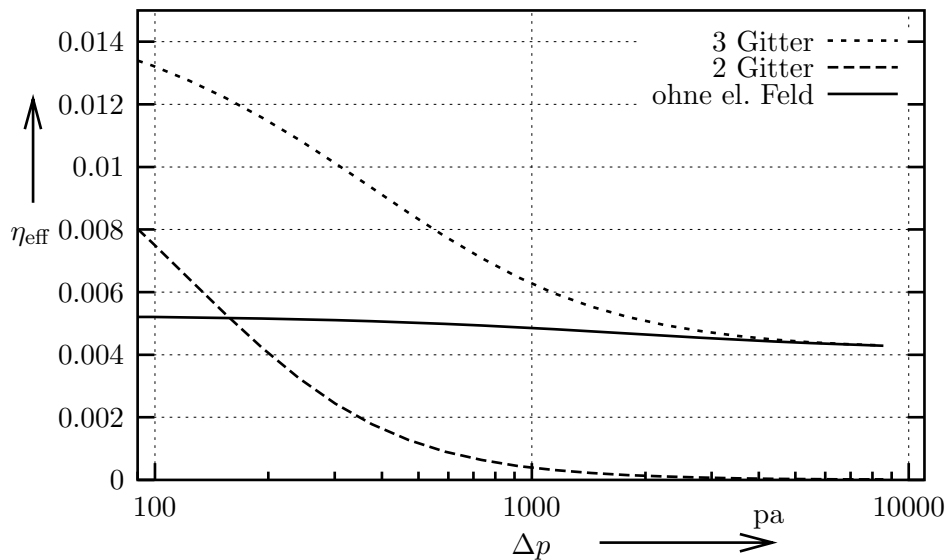


Abbildung 5.8: Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 29,49

5.3.2 Gesamtpenetration

In den Diagrammen für die Gesamtpenetration sind entsprechend den Diagrammen des effektiven Einzelfaserabscheidegrades auch jeweils drei unterschiedlichen Kurvenverläufe dargestellt: ohne el. Feld (entspricht herkömmlichem Filter), 2 Gitter (entspricht 2 Gitter Anordnung aus Bild 2.1) und 3 Gitter (entsprechend 3 Gitter Anordnung aus Bild 2.2). Bei der 2 Gitter- und 3 Gitteranordnung wird immer ein elektrisches Feld von 2 kV/cm angelegt.

Die Gesamtpenetration wurde in Abhängigkeit vom Druckverlust des Filters aufgetragen, der als Tiefe im Filter interpretiert werden kann. Eine Umrechnung kann über Gleichung 2.3 erfolgen.

Boltzmann Ladungsverteilung bei Raumtemperatur $T = 293K$

In den Abbildungen 5.9 – 5.12 sind jeweils die Gesamtpenetrationen (Gl. 5.5) für eine Ladungsverteilung nach Boltzmann dargestellt.

Für herkömmliche Filter (ohne angelegtes elektrisches Feld) gilt für die Gesamtpenetration jeweils die durchgezogene Linie.

Der Kurvenverlauf für die 3 Gitter Anordnung liegt immer unterhalb der Kurve des feldfreien Filters. Hier macht sich die verbesserte Abscheidung der elektrisch geladenen Partikel beider Polaritäten bemerkbar. Eine geringere Penetration ist hauptsächlich bei den kleineren Partikeln vorhanden. Die Verbesserung der Abscheidung ist aber relativ gering.

Bei der 2 Gitter Anordnung liegt die Kurve für die Penetration –wenn überhaupt– nur in den anströmseitigen Filterschichten unterhalb der Penetration des feldfreien Filters. Auffällig ist die verschlechterte Abscheidung der Partikel mit wachsender Filtertiefe. Dieses Verhalten war zu erwarten, da auch der entsprechende effektive Einzelfaserabscheidegrad im vorigen Abschnitt dieses Verhalten aufwies.

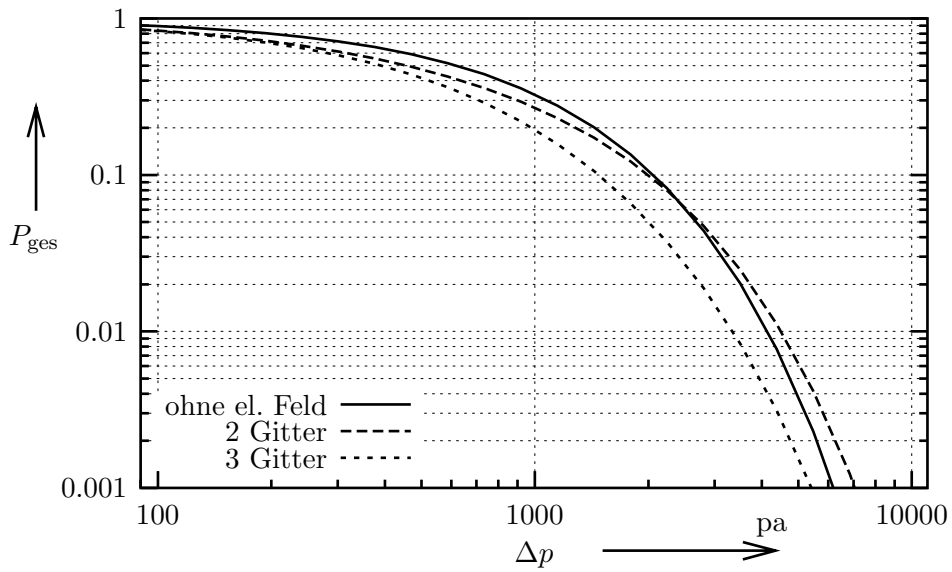


Abbildung 5.9: Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,32

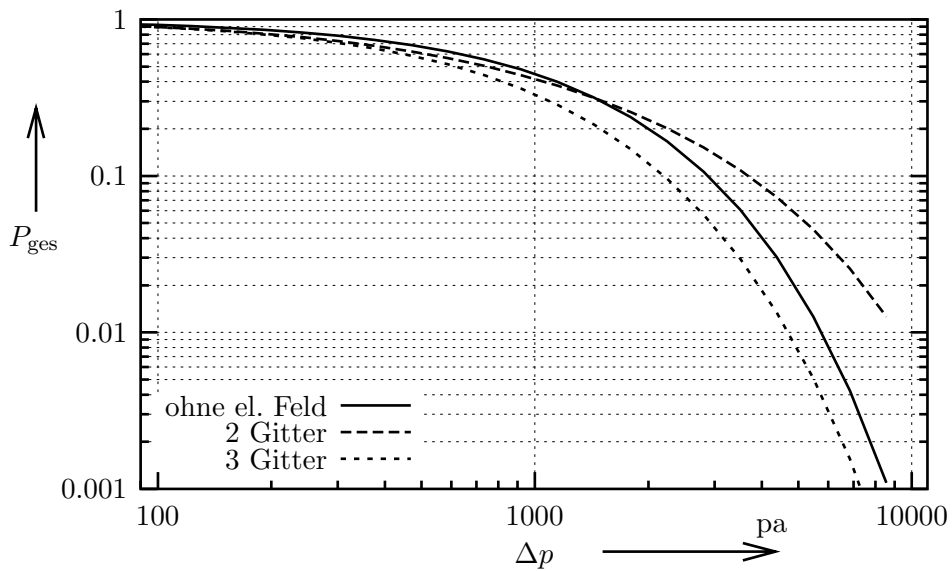


Abbildung 5.10: Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,82

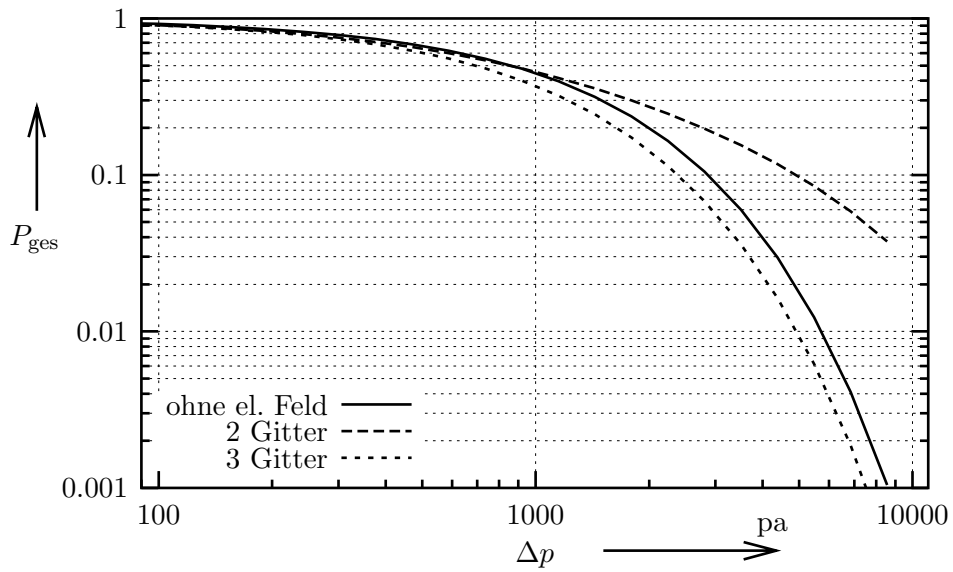


Abbildung 5.11: Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,29

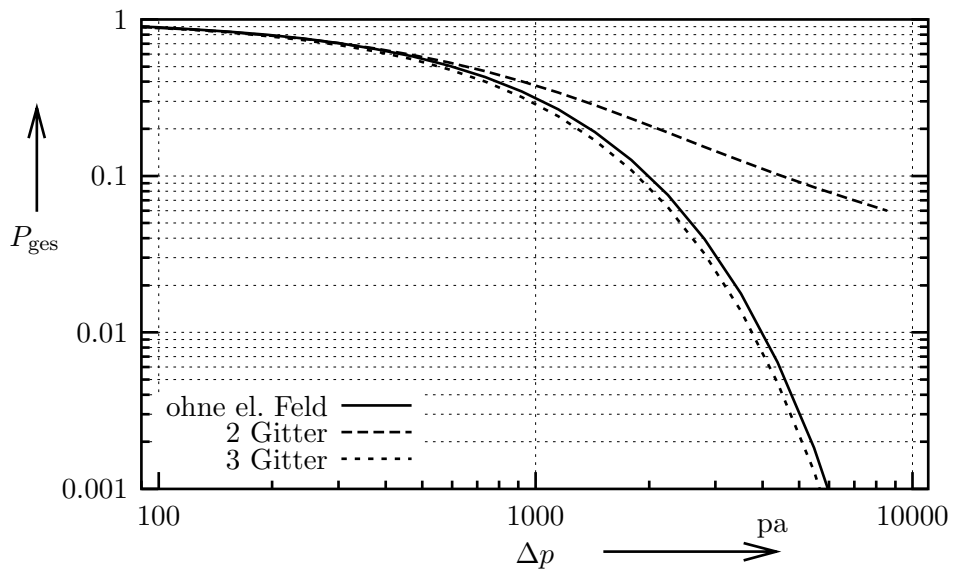


Abbildung 5.12: Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,96

Ladungsverteilung dispergiertes Aerosol

In den Abbildungen 5.13 – 5.16 sind jeweils die Gesamtpenetrationen (Gl. 5.5) für die Ladungsverteilung dispergierter Partikel mit den Ladungsparametern $A = 24$ und $K = 2,2$ dargestellt. Für herkömmliche Filter (ohne angelegtes elektrisches Feld) gilt für die Gesamtpenetration jeweils die durchgezogene Linie.

Der Kurvenverlauf für die 3 Gitter Anordnung liegt immer wesentlich unterhalb der Kurve des feldfreien Filters. Hier macht sich die verbesserte Abscheidung der elektrisch geladenen Partikel beider Polaritäten stark bemerkbar.

Bei der 2 Gitter Anordnung liegt die Kurve für die Penetration nur in den anströmseitigen Filterschichten unterhalb der Penetration des feldfreien Filters. Auch hier ist eine verschlechterte Abscheidung der Partikel mit wachsender Filtertiefe vorhanden.

Bei der 3 Gitter Anordnung ist für das elektrisch hochgeladene Aerosol immer eine starke Absenkung der Penetration erkennbar. Dieses Verhalten kann dazu genutzt werden, zukünftig dünnere Filtermedien mit geringerem Druckverlust bei gleicher Penetration zu fertigen. Soll die Penetration für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ beispielsweise 0,1 betragen, so ist nach Abbildung 5.15 ein herkömmliches (feldfreies) Filter mit einem Druckverlust von Δp ca. 2200 Pa einzusetzen (Druckverlust, bei dem die durchgezogene Kurve eine Penetration von 0,1 erreicht). Wird jetzt das gleiche Filtermedium in einer 3 Gitter Anordnung mit einem elektrischen Feld betrieben, kann ein dünneres Filtermedium eingesetzt werden, daß bei dieser Penetration einen Druckverlust von etwa 1000 Pa aufweist (Druckverlust, bei dem die kurzgestrichelte Kurve eine Penetration von 0,1 erreicht). Das entspricht mehr als einer Halbierung des Druckverlustes!

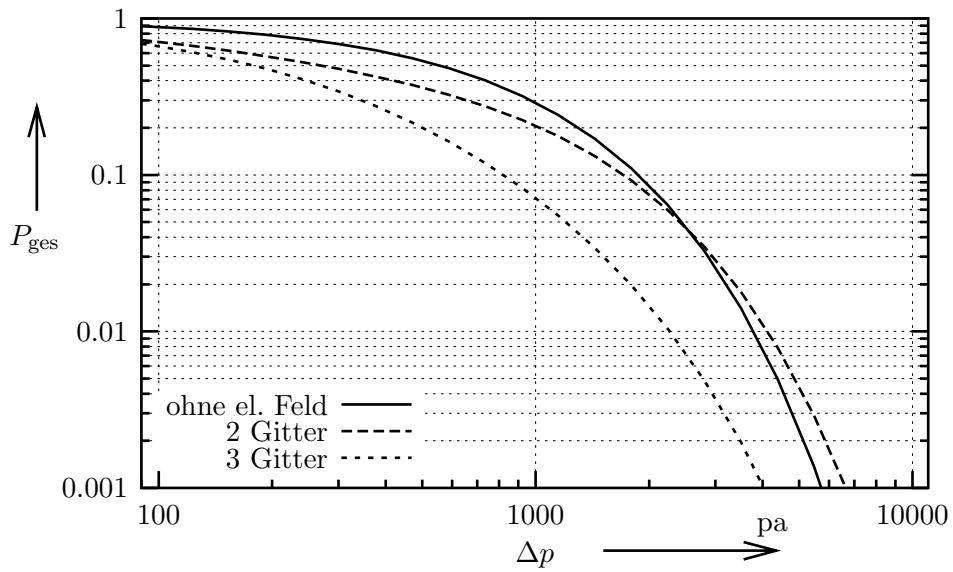


Abbildung 5.13: Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 4,28

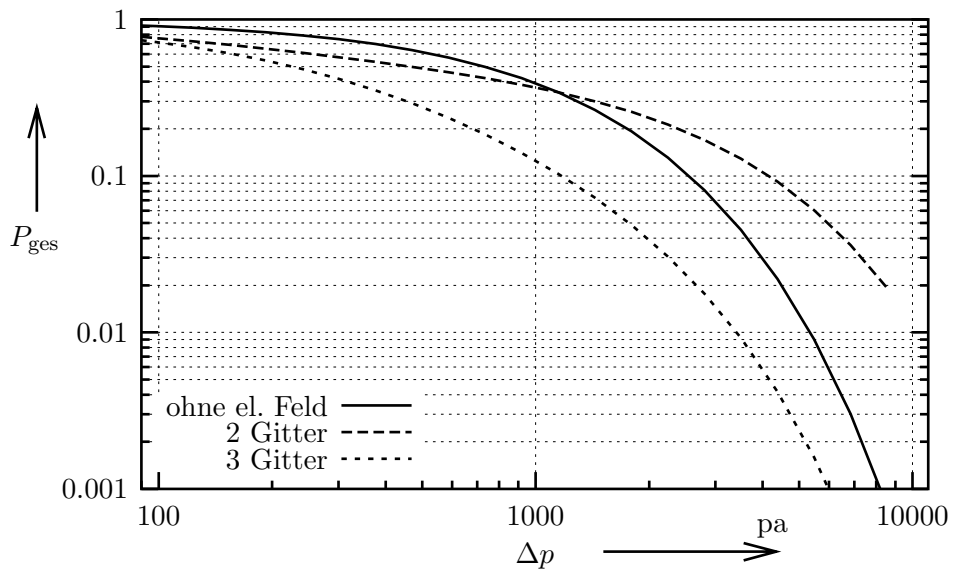


Abbildung 5.14: Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 9,72

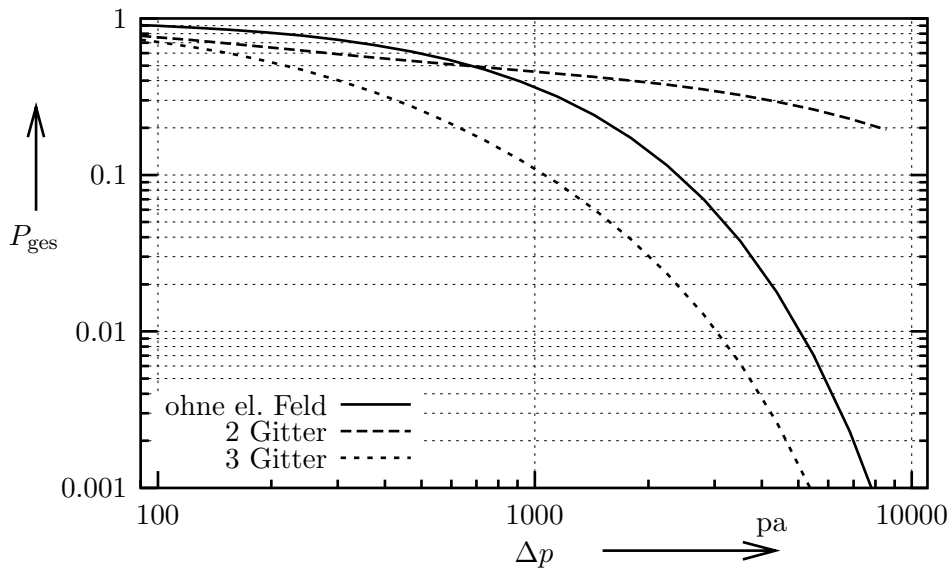


Abbildung 5.15: Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 15,94

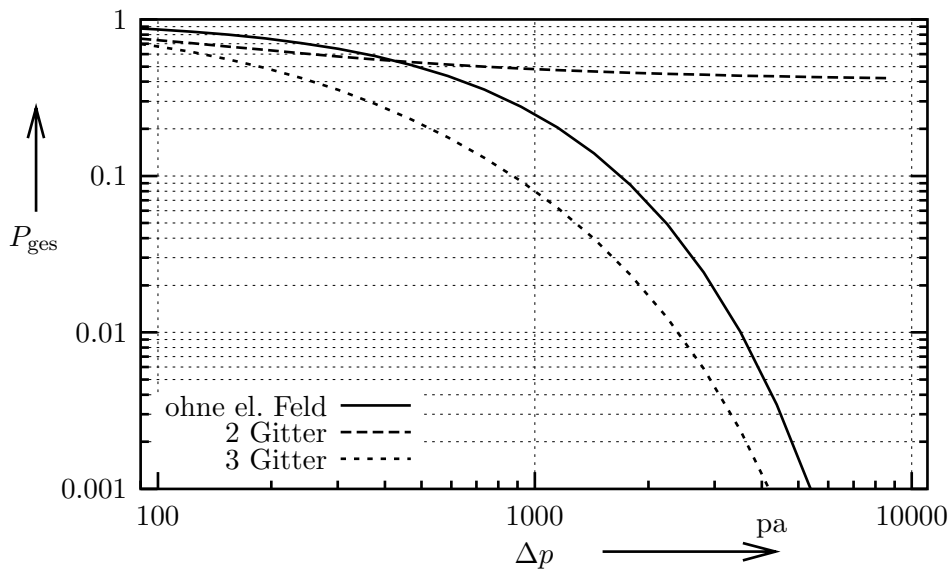


Abbildung 5.16: Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 29,49

5.4 Ladungstransport

Werden elektrisch geladene Partikel auf die nichtleitenden Fasern transportiert, so können sich die Fasern elektrisch aufladen. Daher wird zusätzlich der Transport von Ladungen auf die Fasern untersucht.

Der Transport von Ladungen auf Fasern wird in ähnlicher Weise wie der Transport von Partikeln auf Fasern berechnet. Hierbei wird die Abscheidung der Partikel zusätzlich mit ihrer jeweiligen Ladungsanzahl n gewichtet.

$$\eta_{\text{qeff}}(l) = \frac{1}{P_{\text{ges}}(l)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \cdot f(l, n) \cdot \eta(n) \quad (5.8)$$

Daraus ergibt sich der dimensionslose effektive Ladungsabscheidegrad $\eta_{\text{qeff}}(l)$. Der dimensionsbehaftete Ladungsfluß pro Faserlängeneinheit berechnet sich zu:

$$J_{\text{qges}}(l) = u_0 \cdot D_{\text{F}} \cdot n_{\text{P},0} \cdot P_{\text{ges}}(l) \cdot e \cdot \eta_{\text{qeff}}(l) \quad (5.9)$$

Aus dem Verhältnis von $\eta_{\text{qeff}}(l)$ und $\eta_{\text{eff}}(l)$ läßt sich die mittlere Ladungsanzahl $\bar{n}_{\text{q}}(l)$ der deponierten Partikel bestimmen.

$$\bar{n}_{\text{q}}(l) = \frac{\eta_{\text{qeff}}(l)}{\eta_{\text{eff}}(l)} \quad (5.10)$$

5.5 Depositionsort von Partikeln und Ladungen

Um den Druckverlustanstieg des Filters mit der Partikelbeladung zu verstehen, ist es erforderlich zu wissen, wo die Partikel auf den Filterfasern deponieren. In Abschnitt 5.2 wurde der Gesamtfluß J_{Pges} von Partikeln auf die Filterfasern in Abhängigkeit von der Filtertiefe bestimmt (Gl. 5.7). Hier geht es nun darum zu bestimmen, wie sich die deponierten Partikel in der Filtertiefe um die Filterfasern verteilen.

Zur Ermittlung des Depositionsortes von Partikeln wird die Faser in Sektoren unterteilt. Bei der Bestimmung des Einzelfaserabscheidegrades wird gezählt, wie viele Partikel in den einzelnen Sektoren deponieren. Aus den gezählten Partikeln wird der Anteil $a(i)$ der Partikel, die im Sektor i deponieren, bezüglich aller deponierten Partikel gebildet:

$$a(i) = \frac{\text{deponierte Partikel in Sektor } i}{\text{Gesamtzahl deponierter Partikel}} \quad (5.11)$$

Für die jeweils untersuchte Partikelfraktion läßt sich aus der Kenntnis des Einzelfaserabscheidegrades und der Aufteilung deponierter Partikel auf die Sektoren ein Sektorabscheidegrad η_{sek} definieren:

$$\eta_{\text{sek}}(i) = \eta \cdot a(i) \cdot \frac{1}{\Delta_{\text{sek}}} \quad (5.12)$$

Es findet eine Normierung über die Sektorbreite Δ_{sek} statt. Die Sektoren haben alle die gleiche Größe. Sie berechnet sich aus der Sektorenanzahl A_{sek} zu:

$$\Delta_{\text{sek}} = \frac{1}{A_{\text{sek}}} \quad (5.13)$$

Ohne Normierung sinkt der Sektorabscheidegrad mit steigender Sektorenanzahl. Die Partikel verteilen sich auf mehr Sektoren und damit wird der deponierte Partikelanteil pro Sektor geringer.

Der Sektorabscheidegrad beschreibt die winkelabhängige Verteilung des Einzelfaserabscheidegrades bezüglich der Faseroberfläche. Das arithmetische Mittel des Sektorabscheidegrades $\overline{\eta_{\text{sek}}}$ muß demnach wieder den Einzelfaserabscheidegrad ergeben:

$$\overline{\eta_{\text{sek}}} = \frac{1}{A_{\text{sek}}} \sum_{i=1}^{A_{\text{sek}}} \eta_{\text{sek}}(i) \quad (5.14)$$

$$= \frac{1}{A_{\text{sek}}} \cdot \eta \cdot \frac{1}{\Delta_{\text{sek}}} \underbrace{\sum_{i=1}^{A_{\text{sek}}} a(i)}_1 \quad (5.15)$$

$$= \eta \quad (5.16)$$

Der Sektorabscheidegrad stellt den dimensionslosen Partikelfluß auf den jeweiligen Sektor der Faseroberfläche dar. Dimensionsbehafet berechnet sich der Partikelfluß $J_{\text{P,sek}}(i)$ pro Faserlängeneinheit auf die Partikeloberfläche im Sektor i zu:

$$J_{\text{P,sek}}(i) = u_0 \cdot D_{\text{F}} \cdot n \cdot \Delta_{\text{sek}} \cdot \eta_{\text{sek}}(i) \quad (5.17)$$

Der Sektorabscheidegrad $\eta_{\text{sek}}(i)$ sowie der Partikelfluß in den jeweiligen Sektor $J_{\text{P,sek}}(i)$ gelten hier nur für eine bestimmte Partikelfraktion. Will man wiederum einen effektiven Sektorabscheidegrad bzw. Partikelfluß ermitteln, müssen die einzelnen Partikelfraktionen (charakterisiert durch ihre unterschiedlichen Ladungen q) entsprechend gewichtet werden. Auch die Partikelkonzentrationsabnahme mit der Filtertiefe l muß berücksichtigt werden.

$$\eta_{\text{eff,sek}}(l, i) = \frac{1}{P_{\text{ges}}(l)} \sum_{q=-\infty}^{\infty} f(l, q) \cdot \eta_{\text{sek}}(q, i) \quad (5.18)$$

Der Gesamtpartikelfluß in den jeweiligen Sektor i berechnet sich aus dem jeweiligem effektiven Sektorabscheidegrad zu:

$$J_{\text{P,ges,sek}}(l, i) = u_0 \cdot D_{\text{F}} \cdot n_0 \cdot P_{\text{ges}}(l) \cdot \Delta_{\text{sek}} \cdot \eta_{\text{sek,eff}}(l, i) \quad (5.19)$$

Entsprechend wird der effektive Sektorladungsabscheidegrad gebildet. Hier werden die jeweiligen Sektorabscheidegrade mit den Partikelfraktionen und ihren jeweiligen Ladungen gewichtet.

$$\eta_{\text{qeff,sek}}(l, i) = \frac{1}{P_{\text{ges}}(l)} \sum_{q=-\infty}^{\infty} q \cdot f(l, q) \cdot \eta_{\text{sek}}(q, i) \quad (5.20)$$

Der Gesamtladungsfluß in den jeweiligen Sektor i berechnet sich aus dem jeweiligem effektiven Sektorladungsabscheidegrad zu:

$$J_{\text{qges,sek}}(l, i) = u_0 \cdot D_F \cdot n_0 \cdot P_{\text{ges}}(l) \cdot e \cdot \Delta_{\text{sek}} \cdot \eta_{\text{sek,eff}}(l, i) \quad (5.21)$$

Aus dem Verhältnis von $\eta_{\text{qeff,sek}}(l, i)$ und $\eta_{\text{eff,sek}}(l, i)$ läßt sich die mittlere Ladungsanzahl $\overline{q_{\text{P,sek}}}(l, i)$ der deponierten Partikel im jeweiligen Sektor bestimmen.

$$\overline{q_{\text{P,sek}}}(l, i) = \frac{\eta_{\text{qeff,sek}}(l, i)}{\eta_{\text{eff,sek}}(l, i)} \quad (5.22)$$

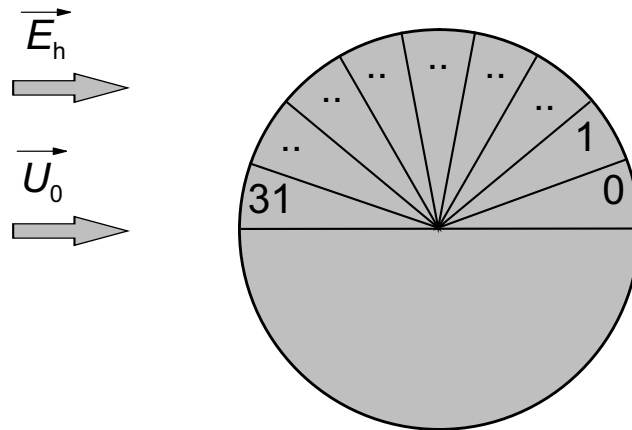


Abbildung 5.17: Anordnung der Sektoren auf der Faseroberfläche

5.5.1 Sektorabscheidegrad

Der Partikelfluß Gl. 5.7 auf die Filterfasern ist immer unmittelbar an der Anströmseite des Filters maximal (Abschnitt 5.2). An dieser Stelle im Filter befinden sich die Fasern mit der stärksten Partikeldeposition. Damit hat diese Position im Filter auch den stärksten Einfluß auf den Druckverlustanstieg. Im folgenden wird der dimensionslose Partikelfluß (Gl. 5.18) ,effektiver Sektorabscheidegrad) und der dimensionslose Ladungsfluß (Gl. 5.20, effektiver Sektorladungsabscheidegrad) für die Tiefe im Filter $l = 0$ (Anströmseite) in Abhängigkeit der Fasersektoren dargestellt. Die Faseroberfläche wurde, wie in Abbildung 5.17 dargestellt, in 32 Sektoren unterteilt. Es wurde nur die obere Faserhälfte ausgewertet, da Ober- und Unterhälfte zueinander symmetrisch sind. Es sind jeweils die Werte ohne angelegtem elektrischen Feld (0 kV/cm) und mit angelegtem elektrischen Feld (2 kV/cm) dargestellt.

Boltzmann Ladungsverteilung bei Raumtemperatur $T = 293K$

In den Abbildungen 5.18, 5.20, 5.22 und 5.24 ist jeweils der dimensionslose Partikelfluß auf die jeweiligen Sektoren der Faser dargestellt. Ohne elektrisches Feld ist die Abscheidung um

die Faser bestimmt durch die mechanischen Abscheidemechanismen. Bei kleinen Partikeln mit dem Durchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ findet die Abscheidung um die gesamte Faser statt. Hier ist der Einfluß der Diffusion erkennbar. Die heftigere Brown'sche Bewegung der kleineren Partikel ermöglicht bei kleinen Partikeln eine nahezu homogene Abscheidung der Partikel.

Mit steigendem Partikeldurchmesser verlagert sich die Abscheidung immer mehr in Richtung des vorderen Staupunktes (hier Sektor 31) der Fasern. Bei den Partikeln mit dem Durchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ deponieren schließlich keine Partikel mehr auf der Abströmseite der Fasern.

Wird das elektrische Feld von 2kV/cm zugeschaltet, so tritt für den gesamten untersuchten Partikelgrößenbereich eine verstärkte Partikelabscheidung in der Nähe des vorderen Staupunktes auf. Bei den kleineren Partikeln ist auch eine verstärkte Abscheidung in der Nähe des hinteren Staupunktes zu verzeichnen.

Dieses Verhalten resultiert aus der Partikelabscheidung durch Coulombkräfte. Aus den Abbildungen 5.19, 5.21, 5.23 und 5.25 wird erkennbar, welche Partikel für die verstärkte Abscheidung in der Nähe der Staupunkte verantwortlich sind. In der Nähe des vorderen Staupunktes werden vermehrt positive Ladungen auf die Faser transportiert (positiver Ladungsfluß). Im Bereich des hinteren, abströmseitigen Staupunktes (Sektor 0) findet ein negativer Ladungstransport statt. Zum Vergleich ist auch der Ladungstransport im feldfreien Filter aufgetragen. Er liegt immer um Null, d.h. es werden in gleicher Anzahl positive und negative Ladungen in die Sektoren transportiert.

Deutlich erkennbar ist die verbesserte Abscheidung in Staupunktnähe vor allem bei den kleineren Partikeln. Für Partikel mit einem Durchmesser von $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ wird keine wesentliche Verbesserung der Abscheidung erreicht. Hier überwiegt eindeutig die Impaktion (Trägheitsabscheidung). Es findet allerdings auch hier ein Transport positiver Ladungen in die Nähe des vorderen Staupunktes statt.

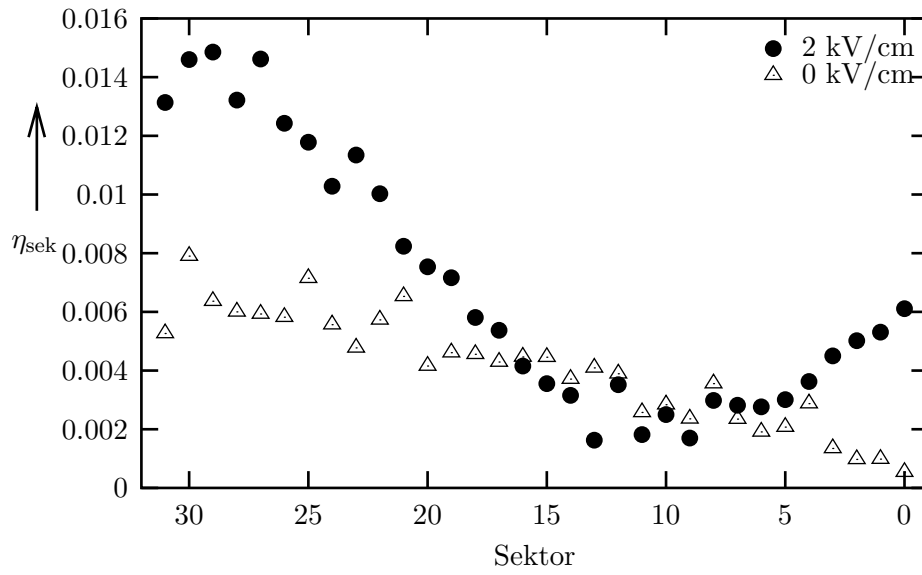


Abbildung 5.18: Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,32

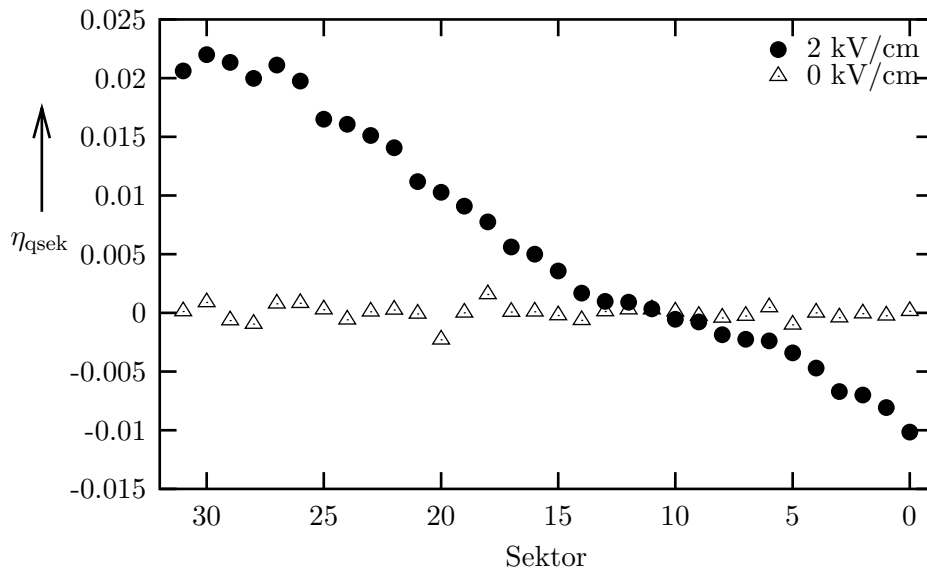


Abbildung 5.19: Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,32

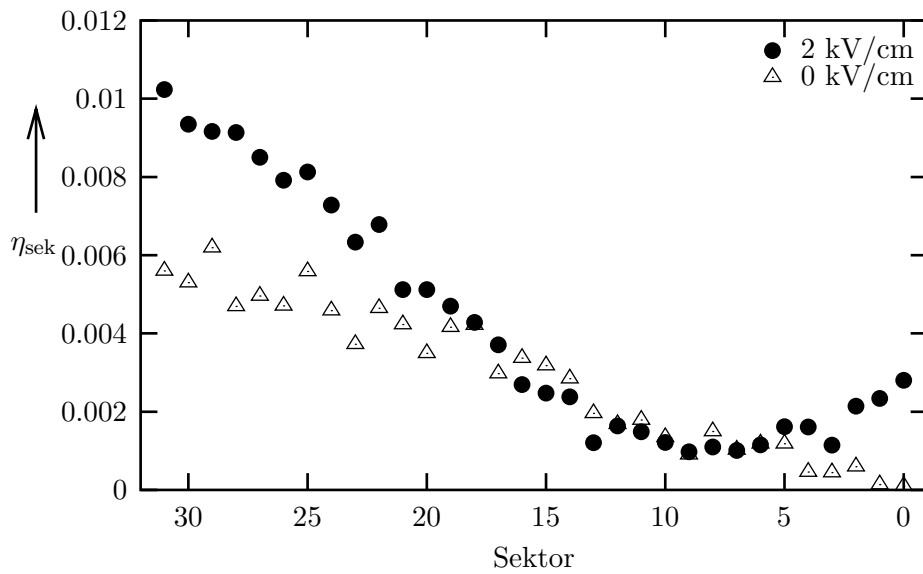


Abbildung 5.20: Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,87

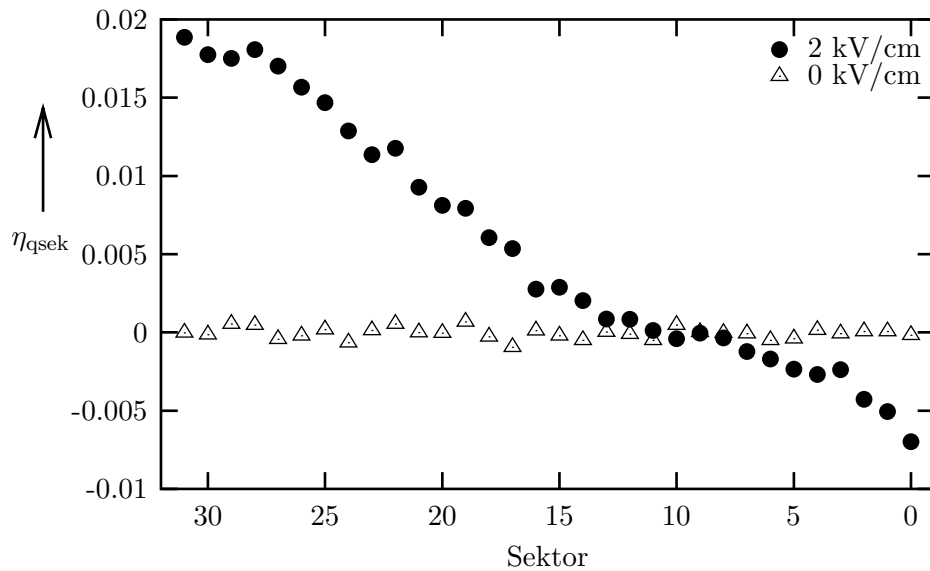


Abbildung 5.21: Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,87

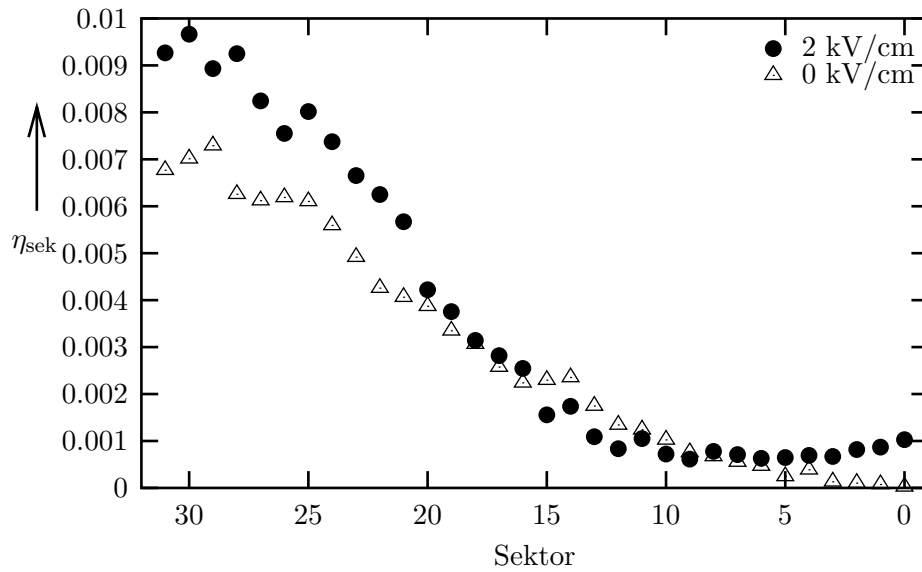


Abbildung 5.22: Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,29

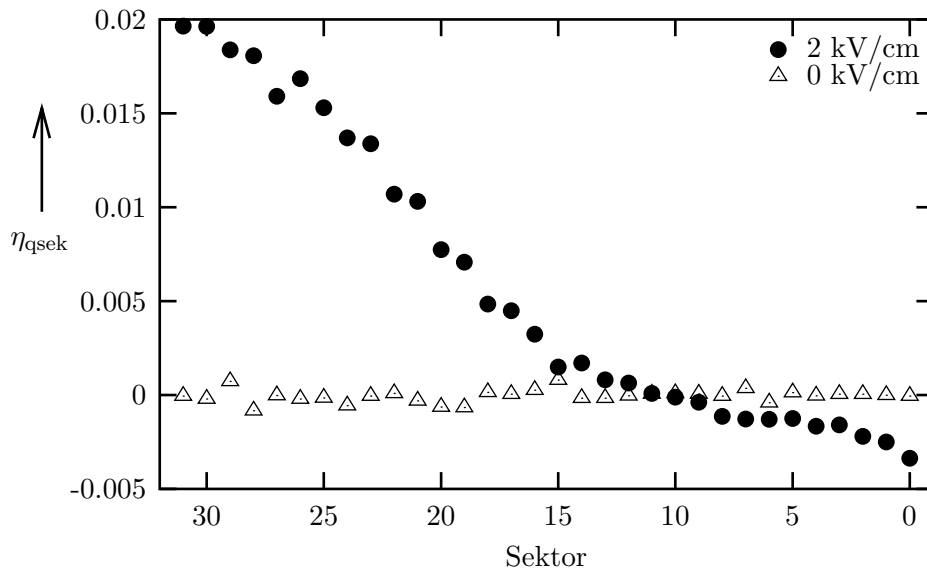


Abbildung 5.23: Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,29

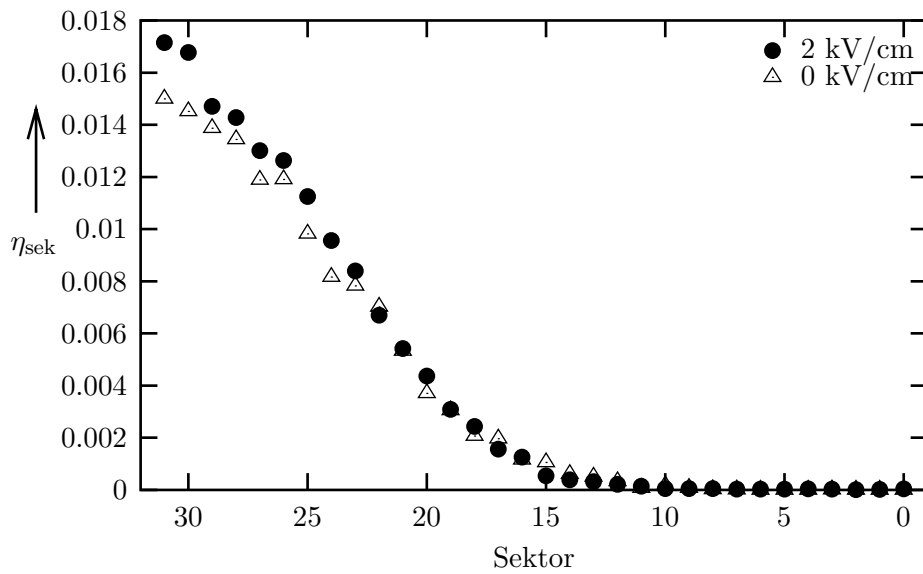


Abbildung 5.24: Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,96

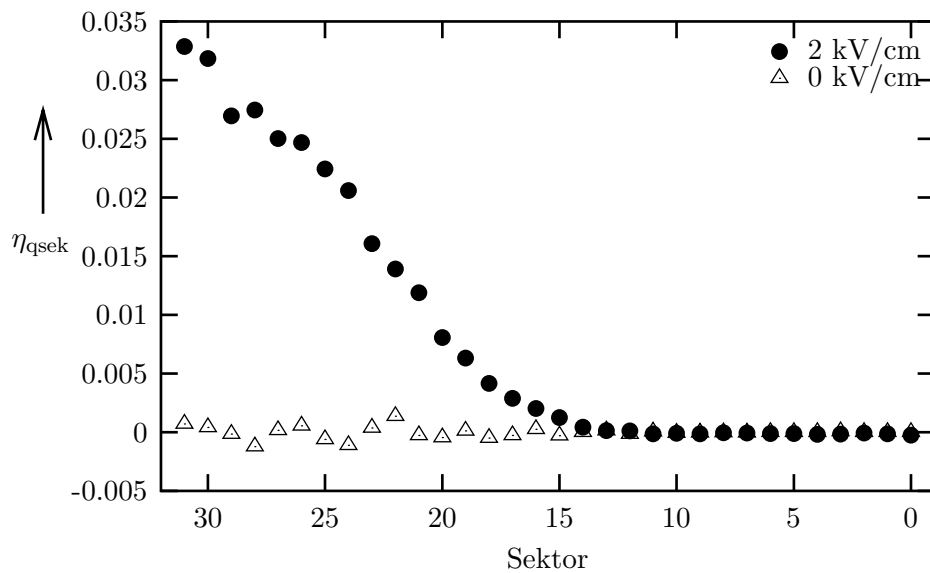


Abbildung 5.25: Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,96

Ladungsverteilung eines dispergierten Aerosols

Für das feldfreie Filter gelten hier die gleichen Aussagen, die im vorherigen Abschnitt getroffen wurden. Bei den kleineren Partikeln $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ wird die Abscheidung durch Diffusion bestimmt, bei größeren $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ überwiegt Impaktion.

Beim Zuschalten des elektrischen Feldes von 2kV/cm nimmt die Abscheidung der Partikel in Staupunktnähe mit steigendem quadratischem Mittelwert der Ladung zu.

Auch bei den großen Partikeln mit $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ dominiert bei hoher Partikelladung die elektrische Abscheidung gegenüber der Trägheitsabscheidung.

Speziell bei den kleineren Partikeln fällt eine verringerte Abscheidung mit elektrischem Feld gegenüber dem feldfreien Filter in den Winkelklassen um $15 - 10$ auf. Diese Winkelklassen liegen im Randbereich der Faser parallel zur Strömung. Durch eine geringere Depositionswahrscheinlichkeit von Partikeln in diesem Bereich kommt es zu einem geringeren Wachstum der Faser senkrecht zur Strömungsrichtung.

Der wesentliche Anteil der Partikel deponiert in der Nähe der Staupunkte. Durch dieses Depositionsverhalten wachsen die Strukturen aus deponiertem Partikelmaterial stromlinienförmig an. Es ist zu erwarten, daß der Druckabfall des Filters bei vorhandenem elektrischen Feld mit der Partikelbeladung verzögert ansteigt. Die elektrisch unterstützten Filter sollten daher bei gleichem Druckverlust ein erhöhtes Staubrückhaltevermögen besitzen. Dieses Verhalten wird in einem späteren Abschnitt experimentell untersucht.

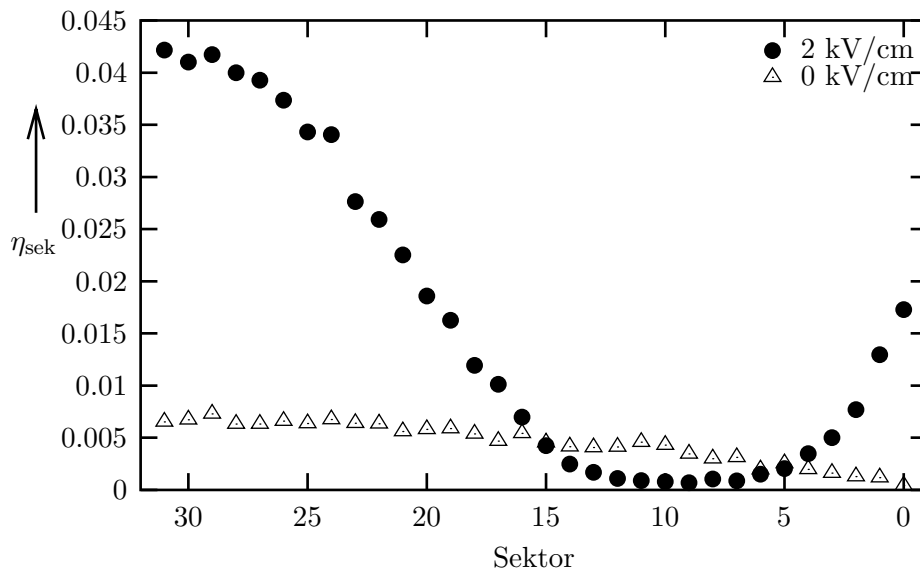


Abbildung 5.26: Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 3,47

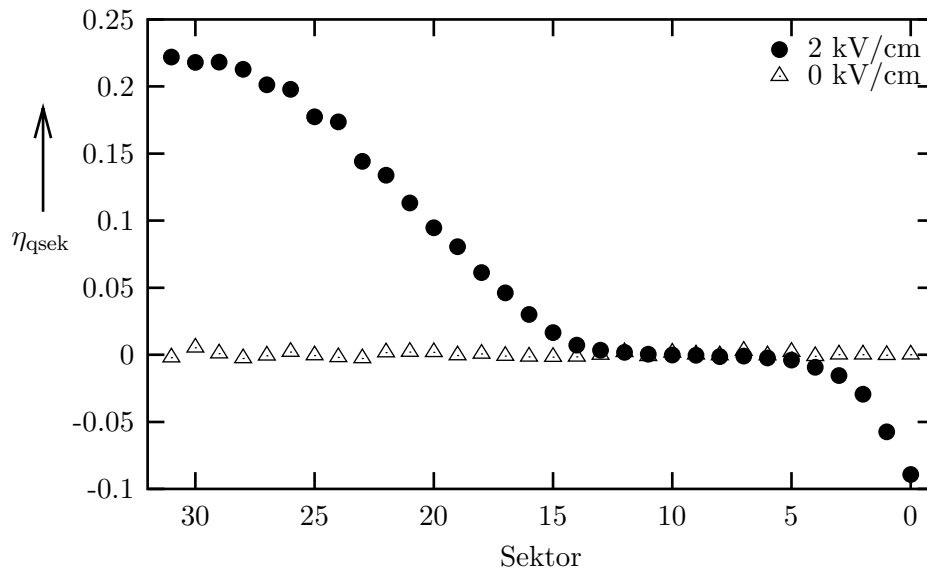


Abbildung 5.27: Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 3,47

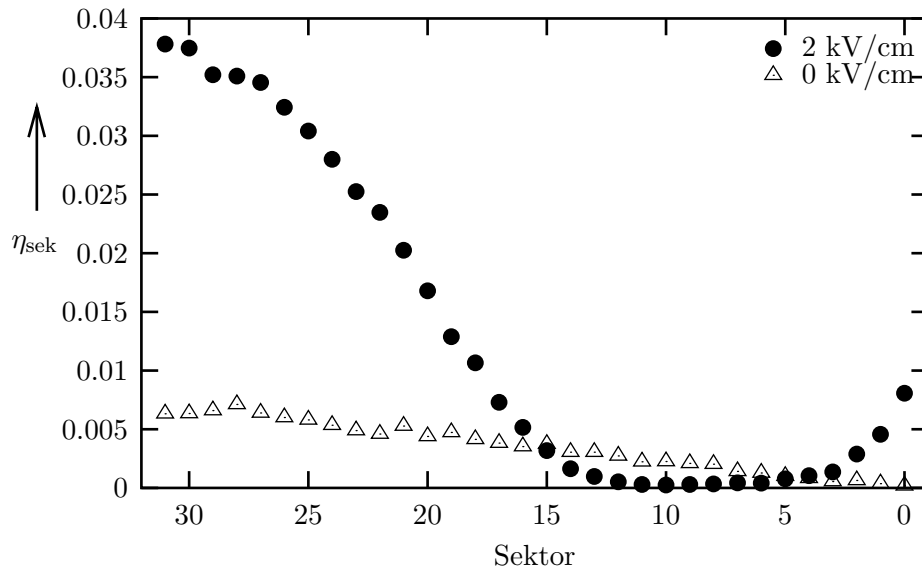


Abbildung 5.28: Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 7,99

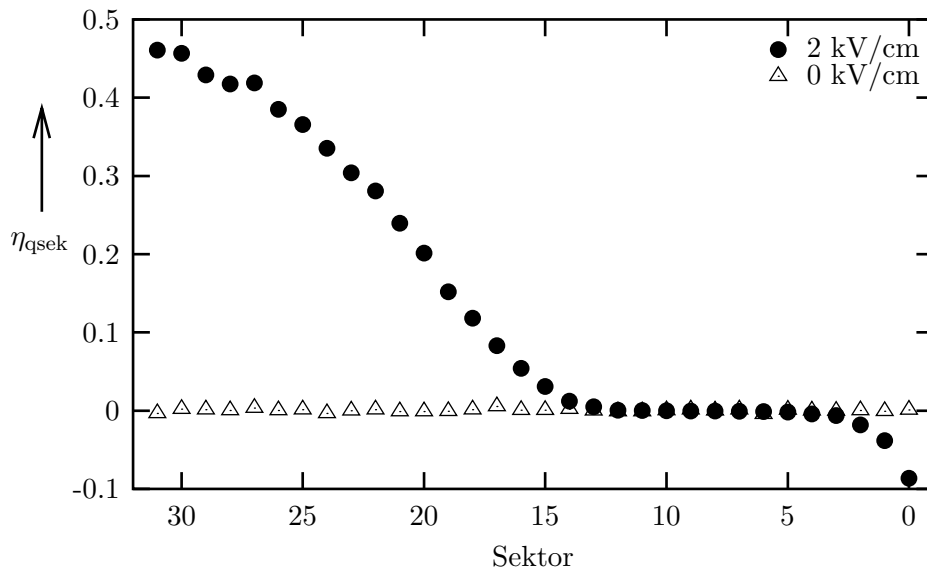


Abbildung 5.29: Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 7,99

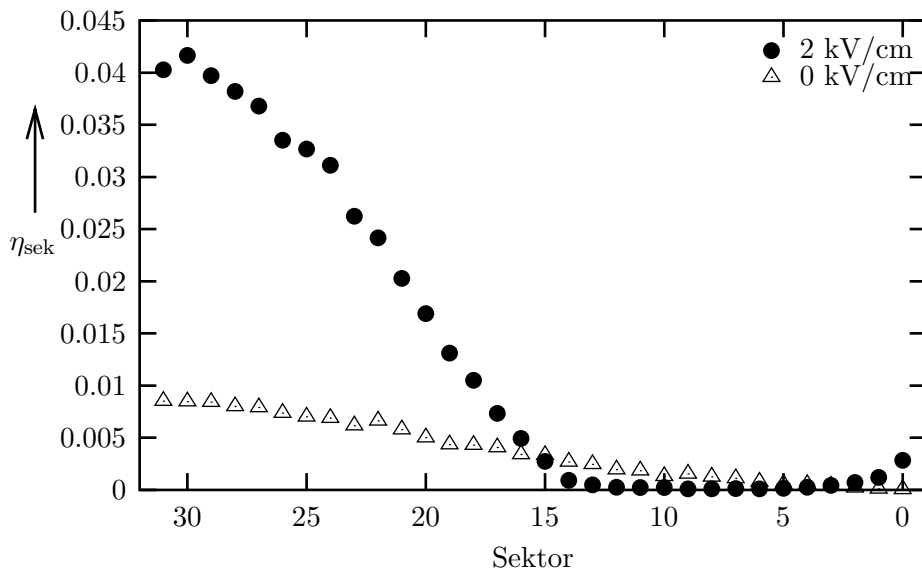


Abbildung 5.30: Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 13,0

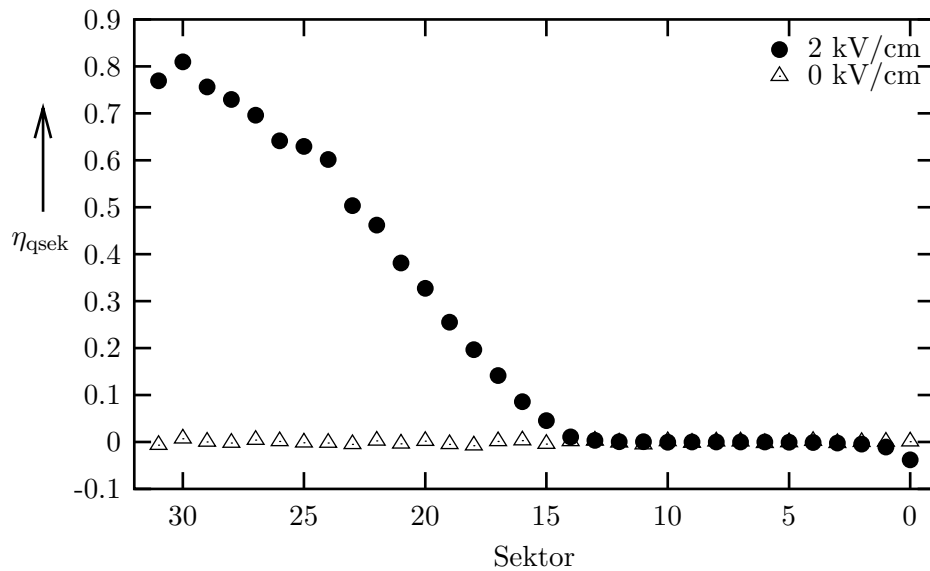


Abbildung 5.31: Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 13,0

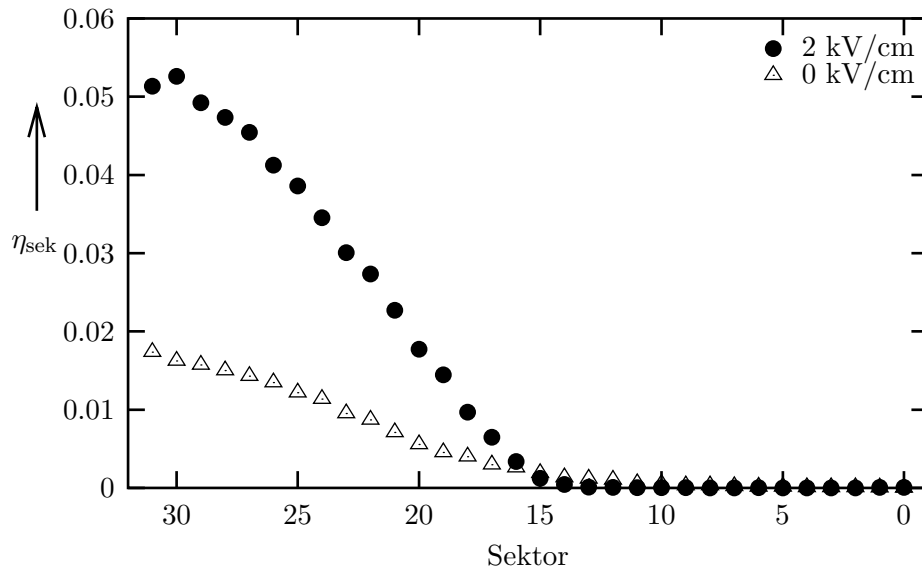


Abbildung 5.32: Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 30,0

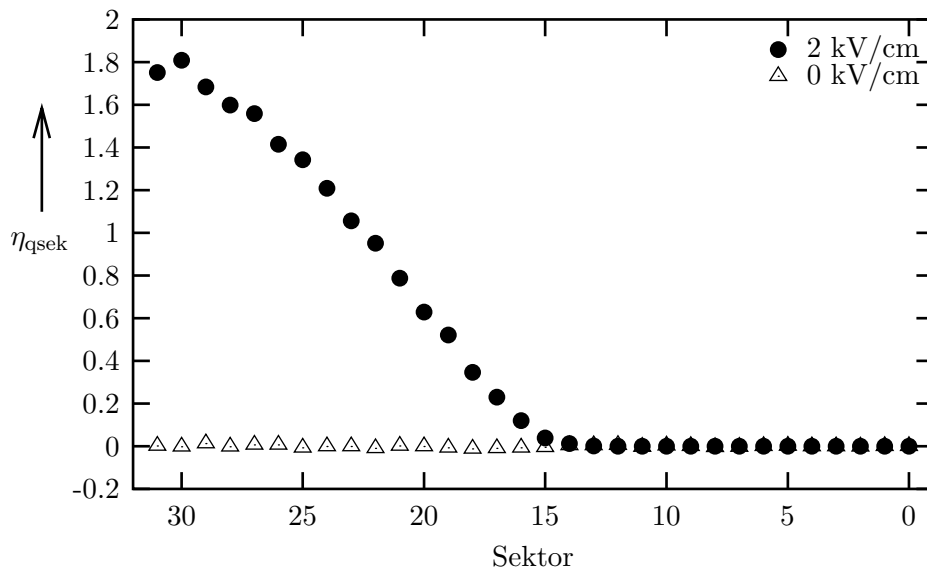


Abbildung 5.33: Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 30,0

Kapitel 6

Penetrationsmessungen an unbeladenen Filtern

In diesem Kapitel werden die theoretischen Berechnungen mit experimentellen Daten verglichen und die Funktionsfähigkeit des numerischen Modells sichergestellt.

In den experimentellen Untersuchungen kann nur die Penetration ($P = 1 - \text{Abscheidegrad}$) eines Aerosols meßtechnisch erfaßt werden. Ein Aerosol besteht aus einem Gas, in dem Partikel unterschiedlicher Größe vorhanden sind. Diese Partikel weisen unterschiedliche elektrische Ladungszustände auf. Für unterschiedliche Partikelgrößen und Ladungszustände ergeben sich die diskutierten unterschiedlichen Einzelfaserabscheidegrade. Es ist praktisch nicht möglich Einzelfaserabscheidegrade in einem Filtermedium direkt zu messen. Es kann nur die Penetration eines Aerosols gemessen werden, die sich durch unterschiedliche Partikelparameter (elektrische Ladung, Partikelgröße) aus unterschiedlichen Einzelfaserabscheidegraden zusammensetzt.

Zur experimentellen Ermittlung der Penetration P sowie des Druckverlustes Δp wurden unterschiedliche Filter bei einer Anströmgeschwindigkeit von $u_0 = 1 \text{ cm/s}$ mit einem flüssigen, monodispersen DEHS-Stickstoff Aerosol beaufschlagt. Diese geringe Anströmgeschwindigkeit wurde gewählt, da aus den vorherigen theoretischen Untersuchungen für diesen Fall eine wesentliche Verbesserung der Partikelabscheidung meßbar sein sollten.

Für den Partikeldurchmesser D_p werden Werte zwischen $0,1 \mu\text{m}$ und $0,4 \mu\text{m}$ gewählt, da in diesem Partikelgrößenbereich üblicherweise Faserfilter die geringste Abscheideleistung aufweisen. Die Ladungsverteilung in diesem Aerosol wird durch einen Neutralisator in eine Boltzmannverteilung überführt.

Die Partikelanzahlkonzentration vor dem Filtermedium liegt bei allen Experimenten unbeladener Filter in der Größenordnung 10^4 cm^{-3} . Diese geringe Partikelkonzentration wird gewählt,

damit Beladungseffekte vernachlässigbar bleiben.

Zur Bestimmung der Penetration wird eine Minute lang die Partikelanzahlkonzentration hinter dem Filtermedium gemessen und ins Verhältnis zur Partikelanzahlkonzentration vor dem Filtermedium gesetzt. Nach dem Zuschalten der Spannung $U = \pm 50 \text{ V}$ (bei einem Elektrodenabstand von $0,5 \text{ mm}$ ergibt sich eine elektrische Feldstärke von 2 kV/cm) ist die Penetration in gleicher Weise ermittelt worden.

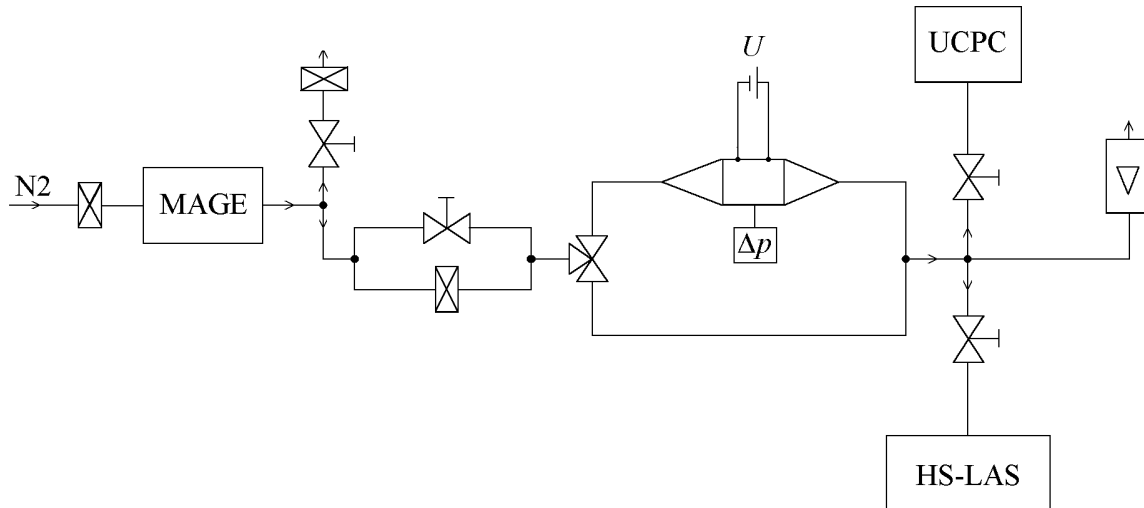


Abbildung 6.1: Versuchsaufbau

In Bild 6.1 ist der entsprechende Versuchsaufbau dargestellt. Jedes zu untersuchende Filtermedium wird im unbeladenen Zustand mit einem DEHS-Stickstoff-Aerosol aus einem Monodispersen Aerosol Generator (MAGE) beaufschlagt. Am Ausgang des Generators kann über einen Bypass der erforderliche Volumenstrom für die Filterstrecke eingestellt werden. Bevor das Aerosol über den Filterhalter oder dessen Bypass die Partikelzähler (UCPC, HS-LAS) erreicht, ist es notwendig die Partikelanzahlkonzentration den Anforderungen anzupassen. Zu diesem Zweck wird die Partikelanzahlkonzentration über einen Vorfilter entsprechend variiert. Mit dem UCPC (Ultrafine Condensation Particle Counter) wird die Partikelanzahlkonzentration gemessen. Das HS-LAS (High Sensitivity - Laser Aerosol Spectrometer) diente der Überwachung der Monodispersität und des Partikeldurchmessers des generierten Aerosols.

Bei den experimentellen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit werden die Fasermedien aus Tabelle 6.1 verwendet. Diese Filtermedien haben eine maximale Filterdicke von $l < 0,5 \text{ mm}$. Dieses Maß ergibt sich aus dem Elektrodenabstand im Filterhalter, in dem das Filtermedium zwischen zwei Elektroden aus einem Edeltstahlgewebe gehalten wird. Das Edeltstahlgewebe

(Leinenbindung) besteht aus Drähten mit $28\ \mu\text{m}$ Durchmesser und einer Maschenweite von $50\ \mu\text{m}$. Die Elektroden werden bei allen Experimenten an Spannungen $U = +50\ \text{V}$ und $-50\ \text{V}$ gelegt, so daß bei einer Spannungsdifferenz ΔU von $100\ \text{V}$ und einem Abstand $l = 0,5\ \text{mm}$ eine elektrische Feldstärke von $2\ \text{kV/cm}$ im Filtermedium vorherrscht. Je nach Wahl der Spannungsvorzeichen an den Klemmen der Filterelektroden, wirkt das elektrische Feld in Strömungsrichtung oder entgegengesetzt.

Nr.	Filtertyp	D_F [μm]	$\varepsilon_{r,F}$ [-]	c [-]	l [mm]	ΔP_{exp} pa
1.	ASHRAE Class 1000 LYDAIR Grade 1381	2 – 7	3 – 15	0,08	0,38	4,35
2.	Polyamid-Vlies, 2 Lagen CARL FREUDENBERG	9 – 20	4 – 6	0,11	0,5	1,31
3.	Polypropylen-Vlies SCHOELLER+HOESCH	3,5 – 5	2,3	0,27	0,081	3,61
4.	Fluorofiber TOMOEGEWA	45	4 – 6	0,31	0,3	2,51

Tabelle 6.1: Experimentelle Filterparameter

Es wurden zudem auch noch Filtermedien mit HEPA-Qualitäten (LYDAIR Grade 3428 und Du Pont-HDPE, nicht in der Tabelle aufgeführt) untersucht, bei denen die Abscheideleistung ohne zugeschaltetes elektrisches Feld bereits sehr hoch ausfiel. Für diese Filtermedien war bei einem neutralisiertem Aerosol keine Verbesserung durch das externe elektrische Feld nachweisbar. Dieses Verhalten liegt zum einen an der beschränkten Meßgenauigkeit des Versuchsaufbaues bei sehr geringen Penetrationen $P < 0,01$ aber auch an der Tatsache, daß bei Filtern mit sehr geringen Faserdurchmessern $D_F < 1\ \mu\text{m}$ die Verbesserung nur sehr gering ausfällt. Aus diesem Grund tauchen diese Medien in Tabelle 6.1 auch nicht auf.

Die aufgeführten Filtermedien sind auf ihre weiteren Parameter näher untersucht worden, wobei die Angaben zur Dielektrizitätszahl $\varepsilon_{r,F}$ der Literatur ([6]; [8]) entnommen wurden. Für das Glasfasermedium ASHRAE Class 1000 ist eine konkrete Angabe zum $\varepsilon_{r,F}$ nicht möglich, da bei Gläsern die Dielektrizitätszahl sehr von der chemischen Zusammensetzung abhängt, die nicht genau genug bekannt ist.

Aus Tabelle 6.1 ist zu entnehmen, daß die experimentell überprüften Filter für Faserdurchmesser D_F keine eindeutigen Werte aufweisen. Faserfilter beinhalten in der Regel Fasern, die einer statistischen Durchmesser-Verteilung unterliegen. Für die numerischen Berechnungen wurde für diese Filter jeweils der arithmetische Mittelwert des Faserdurchmessers herangezogen.

Sowohl eine Faserdurchmesser-Verteilung als auch lokale Änderungen der Filterdicke bzw. lokale Änderungen der Packungsdichte führen zu inhomogenen Filtern. Die bisher vorgestellte Theorie behandelt das Filter immer als ein homogenes Medium. Die Gleichungen 2.2 und 2.3 gelten quantitativ nicht für inhomogene Medien.

Um dennoch experimentelle Daten mit der Theorie vergleichen zu können ist es möglich, die Inhomogenitäten integral durch einen Faktor ξ zu berücksichtigen und in die Bestimmungsgleichungen von Penetration und Druckabfall aufzunehmen.

$$P = \exp\left(-4\xi \frac{l \cdot c}{D_F(1-c)\pi} \eta\right) \quad (6.1)$$

$$\Delta p = 16\xi \frac{l \cdot c \cdot \mu \cdot u_0}{D_F^2 K_u} \quad (6.2)$$

Der eingeführte Inhomogenitätsfaktor ξ wird über eine Druckabfallmessung bestimmt. Dazu wird der experimentell ermittelte Druckabfall ΔP_{exp} über dem Filter durch den theoretischen Druckabfall des homogenen Filters dividiert:

$$\xi_{\Delta P} = \Delta P_{exp} \frac{D_F^2 K_u}{16l \cdot c \cdot \mu \cdot u_0} \quad (6.3)$$

Praktisch kann dieser Inhomogenitätsfaktor als ein Skalierungsfaktor für die Dicke eines "homogenen" Filters angesehen werden. Wird die gemessene Filterdicke l eines inhomogenen Filters durch den ermittelten Inhomogenitätsfaktor dividiert, so ergibt sich ein homogenes Modellfilter einer Dicke $l(\Delta P)$ mit gleichem Druckabfall.

In Tabelle 6.2 sind die Parameter der Rechnungen für die entsprechenden Modellfilter sowie die ermittelten Inhomogenitätsfaktoren der Druckabfallanpassung für die untersuchten Filter aufgeführt. Weiterhin ist in der Tabelle für jedes Filter ein zusätzlicher Inhomogenitätsfaktor ξ_P angegeben, der für die Anpassung der theoretischen Penetration an die Meßdaten ohne elektrisches Feld benutzt wird.

Nr.	D_F [μm]	$\varepsilon_{r,F}$ [-]	c [-]	$\xi_{\Delta P}$ [-]	$l(\Delta P)$ [mm]	ξ_P [-]
1.	4,5	5	0,08	1,627	0,234	0,779
2.	14,5	5	0,11	1,237	0,404	1,155
3.	4,25	2,3	0,27	5,664	0,0143	0,65
4.	45	5	0,31	0,431	0,696	1,141

Tabelle 6.2: Theoretische Filterparameter und Inhomogenitätsfaktoren

Für den Vergleich der theoretisch berechneten Penetration mit den Meßdaten wurde wie folgt vorgegangen:

1. Durchführung der oben angegebenen Druckabfallanpassung und Bestimmung des Inhomogenitätsfaktors $\xi_{\Delta P}$.
2. Anpassung der theoretischen Penetrationsdaten an die Meßdaten **ohne** elektrisches Feld durch Variation des Inhomogenitätsfaktors ξ_P . Der zur Berechnung der Penetration angewendete Inhomogenitätsfaktor ξ berechnet sich aus der Multiplikation von $\xi_{\Delta P}$ mit ξ_P .
3. Unter Beibehaltung des ermittelten Skalierungsfaktors ξ wird die Penetration mit angelegtem elektrischem Feld berechnet. Für die theoretischen Daten mit und ohne angelegtem elektrischen Feld wird der gleiche Skalierungsfaktor ξ verwendet!

Durch diese Vorgehensweise wird eine Quantifizierung der Verbesserung der Abscheidung durch elektrische Effekte ermöglicht. Wenn die theoretisch berechnete Penetration bei angelegtem elektrischen Feld mit den Meßdaten zusammen fällt, gilt das numerische Filtrationsmodell für den jeweiligen Filtertyp als anwendbar.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß bei den hier durchgeführten Untersuchungen nicht das Ziel der Quantifizierung von rein mechanischer Partikelabscheidung im Vordergrund stand. Allein die Quantifizierung der Verbesserung der Abscheidung durch ein elektrisches Feld wird durch das numerische Modell mit der beschriebene Vorgehensweise erreicht.

In Abbildung 6.2 ist der Vergleich zwischen experimentell ermittelter Penetration und numerischer Berechnung für Filter 1 (ASHRAE Class 1000) dargestellt. Über den hier betrachteten Partikelgrößenbereich ist eine Absenkung der Penetration durch das elektrische Feld erkennbar. Theoretische und experimentelle Daten weisen recht gute Übereinstimmungen

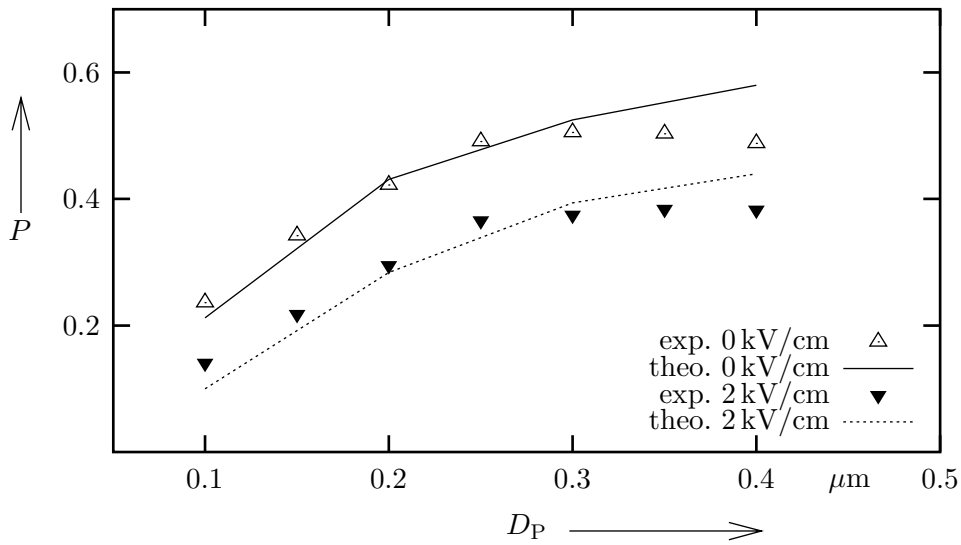


Abbildung 6.2: Vergleich von experimentell ermittelter und numerisch berechneter Penetration eines Boltzmann-ladungsverteilten Aerosols in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Filter 1

auf. Im Partikelgrößenbereich von $D_P > 0,3 \mu\text{m}$ sind leichte Abweichungen erkennbar. Generell ist für diesen Filtertyp eine Verbesserung der Abscheideleistung durch das numerische Modell vorhersagbar.

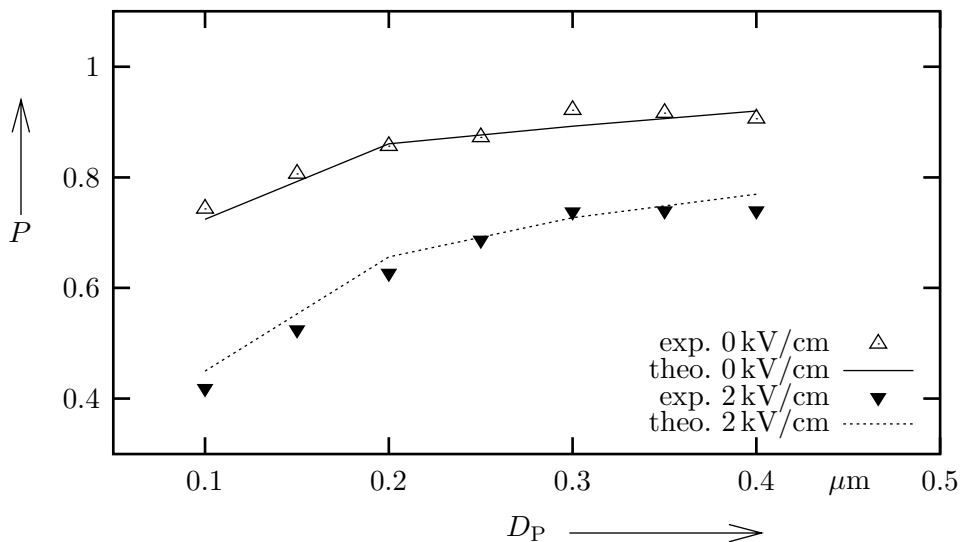


Abbildung 6.3: Vergleich von experimentell ermittelter- und numerisch berechneter Penetration eines Boltzmann-ladungsverteilten Aerosols in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Filter 2

Auch für Filter 2 (Polyamid-Vlies) ist in Abbildung 6.3 eine gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment zu verzeichnen. Hierbei wird eine stärkere Absenkung der Penetration durch

das elektrische Feld im Vergleich zu Filter 1 deutlich. Als Grund ist der größere Faserdurchmesser von Filter 2 zu sehen, der im elektrischen Feld ein stärkeres Dipolmoment hervorruft. Für Partikeldurchmesser von $D_P < 0,2 \mu\text{m}$ wird die Penetration durch das elektrische Feld mehr als halbiert.

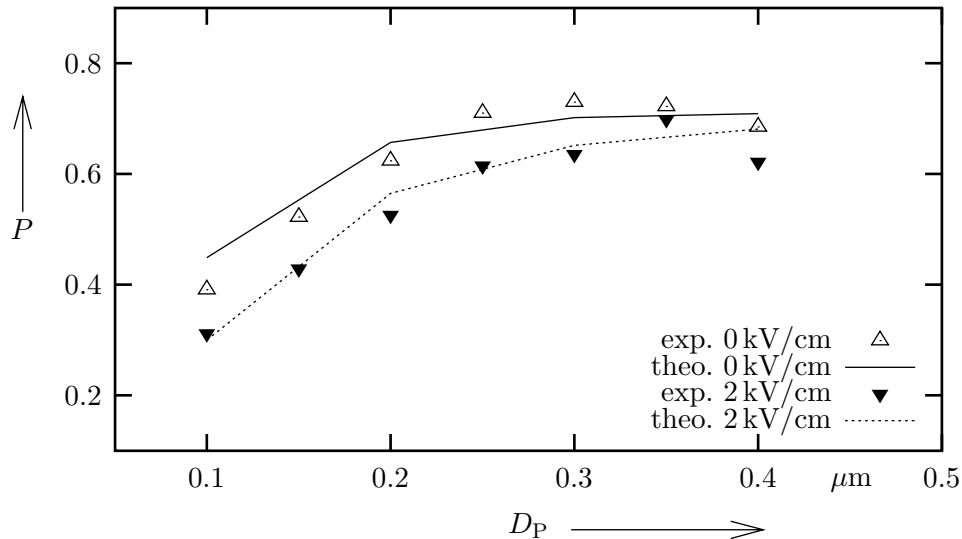


Abbildung 6.4: Vergleich von experimentell ermittelter- und numerisch berechneter Penetration eines Boltzmann-ladungsverteilten Aerosols in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Filter 3

In Abbildung 6.4 fällt die Verbesserung der Abscheideleistung durch das elektrische Feld bei Filter 3 geringer als bei den vorigen Filtern aus. Das liegt zum einen am geringen Faserdurchmesser und zum anderen an der kleineren Dielektrizitätszahl von $\epsilon_{r,F} = 2,3$. Eine relativ gute Übereinstimmung von theoretischen und experimentellen Daten ist auch hier erkennbar.

Bei Filter 4 in Abbildung 6.5 weicht die theoretisch vorhergesagte Verbesserung stark von den experimentellen Ergebnissen ab. Die Ursache hierfür ist die hohe Packungsdichte des Filters ($c = 0,31$) in Verbindung mit sehr dicken Filterfasern ($D_F = 45 \mu\text{m}$). In diesem Fall gilt das numerische Modell nicht, da die elektrischen Wechselwirkungen der Fasern untereinander unberücksichtigt bleiben. Die Dipolmomente benachbarter Fasern beeinflussen sich gegenseitig, so daß sich die Dipolkräfte teilweise aufheben und nicht nur in Richtung einer Faser wirken. Aus den experimentellen Daten geht hervor, daß die Verbesserung der Abscheideleistung durch das elektrische Feld für diesen Filtertyp eher gering ausfällt.

Aus den bisher gezeigten theoretischen und experimentellen Daten wird eine verbesserte Abscheidung durch elektrische Felder besonders bei geringeren Packungsdichten der Filter deutlich.

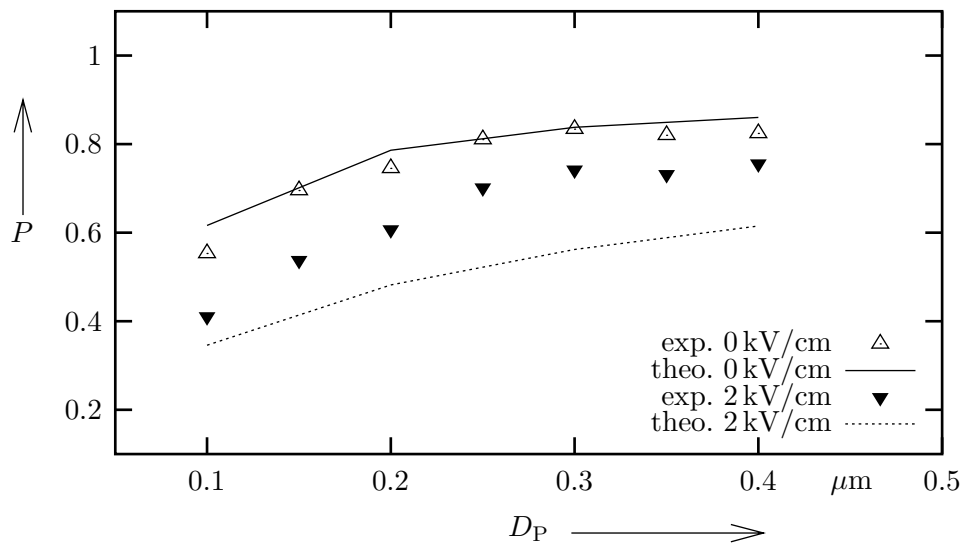


Abbildung 6.5: Vergleich von experimentell ermittelter- und numerisch berechneter Penetration eines Boltzmann-ladungsverteilten Aerosols in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Filter 4

Kapitel 7

Beladungsmessungen

In Kapitel 6 wurden experimentell nur unbeladene Filter untersucht, die mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Modell der Abscheidung theoretisch beschrieben werden können. Lagern sich größere Mengen an Partikeln im Filtermedium ein, so ist das vorgestellte Modell nicht mehr gültig, da es nur den unbeladenen Filter beschreiben kann. Daher muß der Fall der Partikelbeladung experimentell überprüft werden.

7.1 Versuchsaufbau

In Bild 7.1 ist der Aufbau des Filterprüfstandes zur Beladungsmessung an elektrisch unterstützten Faserfiltermedien dargestellt. Die Funktionsweise der einzelnen Geräte wird in den folgenden Abschnitten beschrieben. Hier soll zunächst ein Überblick über den Versuchsaufbau und den Ablauf einer Beladungsuntersuchung vermittelt werden. Die benötigten monodispersen Partikel werden durch einen Aerosolgenerator (MAGE) bereitgestellt (Abschnitt 7.1.1). Als Trägergas dient Stickstoff, der dem Aerosolgenerator über einen Flow Controller (FC) zugeführt wird.

Das erzeugte Aerosol wird zur definierten Aufladung durch einen Neutralisator oder einen Photoauflader geleitet. In einem Ausgleichgefäß wird das Aerosol mit partikelfreier Luft vermischt. Dadurch wird es möglich den Volumenstrom und damit die Anströmgeschwindigkeit durch den Filter zu regulieren. Der Volumenstrom wird über die Flow Controller (Bild 7.1) eingestellt. Aus dem Ausgleichgefäß kann ein Teilvolumenstrom entnommen und einem DMPS-System zugeführt werden. Dieses System dient zur Ermittlung der Partikelgröße und der Ladungsverteilung im Aerosol.

Das Beladungs-aerosol strömt aus dem Ausgleichgefäß anschließend durch einen Bypass oder

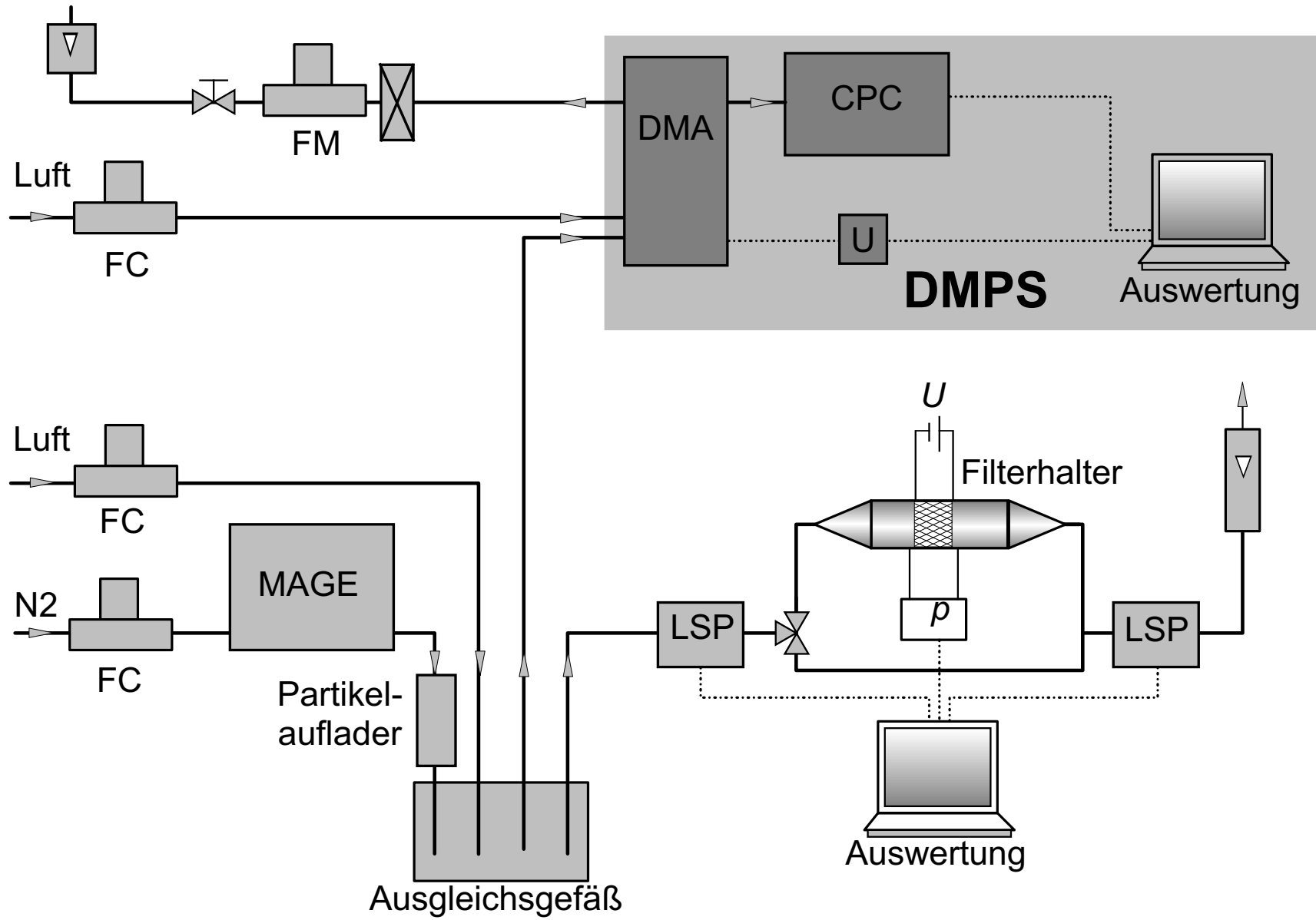
durch den Filter, der im Filterhalter fixiert ist.

Zur Durchführung der Beladungsmessung muß das Aerosol durch den Filter strömen. Dazu wird ein Magnetventil angesteuert, das das Aerosol durch den Filter leitet. In seiner Grundstellung (spannungsfreier Zustand) leitet das Magnetventil das Aerosol durch den Bypass. Durch diesen Einsatz des Magnetventils ist sichergestellt, daß beispielsweise bei einer Unterbrechung der Stromversorgung kein Überdruck im System entsteht. Die Messung der zeitlich veränderlichen Penetration $P(t)$ erfolgt durch eine Relativmessung von zwei Photometern. Photometer messen Streulichtsignale, die von der Partikelkonzentration abhängig sind. Aus dem Verhältnis der Partikelkonzentration vor und nach dem Filter läßt sich die Penetration ermitteln. Die Ausgangssignale der Photometer sind Gleichspannungssignale, die von einer computergestützten Datenerfassungseinheit aufgezeichnet werden. Aus den aufgezeichneten Daten läßt sich nach einer Messung die deponierte Filtermasse zu den jeweiligen Meßpunkten zeitabhängig berechnen. Dies geschieht mit einem in Kapitel 7.4 näher beschriebenen Umrechnungsverfahren.

Die gesamten Masse, die auf dem Filter während eines Beladungsexperiments deponiert, wird gravimetrisch bestimmt (durch Wiegen des Filters unmittelbar vor und nach einer Messung). Der Druckabfall über dem Filter wird während der Beladungsmessung mit einem Mikromanometer gemessen. Das Ausgangssignal (Spannung) des Mikromanometers wird von der computergestützten Datenerfassungseinheit aufgezeichnet.

Der Druckabfall ist das Abbruchkriterium der gesamten Messung. Sobald der Druckabfall über dem Filter einen vorher definierten maximalen Druck überschreitet, wird das Magnetventil durch ein Signal des Computers in seine Grundstellung gebracht, so daß das Aerosol durch den Bypass strömt und der Filter nicht weiter beladen wird. Aufgrund der Eigenschaften der Photometer ist es notwendig, vor und nach einer Beladungsmessung die Ausgangssignale der Photometer zu vergleichen, um den durch Verschmutzung verursachten Fehler der Photometer zu eliminieren.

Abbildung 7.1: Versuchsstand



7.1.1 Partikelgenerator

Um Parameterstudien an Filtern durchführen zu können, ist es notwendig, ein definiertes Aerosol bereitzustellen. Hierzu wird wie in Kapitel 6 ein Monodisperser Aerosol Generator (MAGE) genutzt. Das hier verwandte Gerät wurde von der Firma Coop. Lavoro E Ambientesri (Bologna, Italien) hergestellt. In Bild 7.2 ist ein Blockschaltbild des Aerosolgenerators dargestellt. Bei diesem Verfahren werden Kondensationskeime aus NaCl erzeugt, auf die dann anschließend Partikelmaterial (Carnaubawachs) kondensiert. Im Gegensatz zu den experimentellen Untersuchungen in Kapitel 6 bildet Carnaubawachs feste Partikel (Bei den Untersuchungen an unbeladenen Filtern wurde DEHS verwendet, das flüssige Partikel bildet). Feste Partikel sind hier gefordert, da diese nach der Deposition ihre Form behalten.

Als Trägergas wird Stickstoff benutzt, der dem MAGE bei einem Druck von ca. 2,5 bar zugeführt wird. Stickstoff eignet sich hierzu besonders gut, da es nicht oxidationsfähig ist und es daher zu keiner chemischen Reaktion mit dem Partikelmaterial kommt. Ein vorgeschalteter Flow Controller sorgt dafür, daß der zugeführte Volumenstrom 3,5 l/min beträgt. Im Zerstäuber (Bild 7.2 Nr. 1) werden feine Tröpfchen aus einer NaCl Lösung erzeugt, die durch den Gasstrom weiter transportiert werden. Die Lösung hat eine niedrige NaCl Konzentration von 300mg NaCl pro Liter bidestilliertem Wasser, so daß eine ungesättigte Lösung vorliegt.

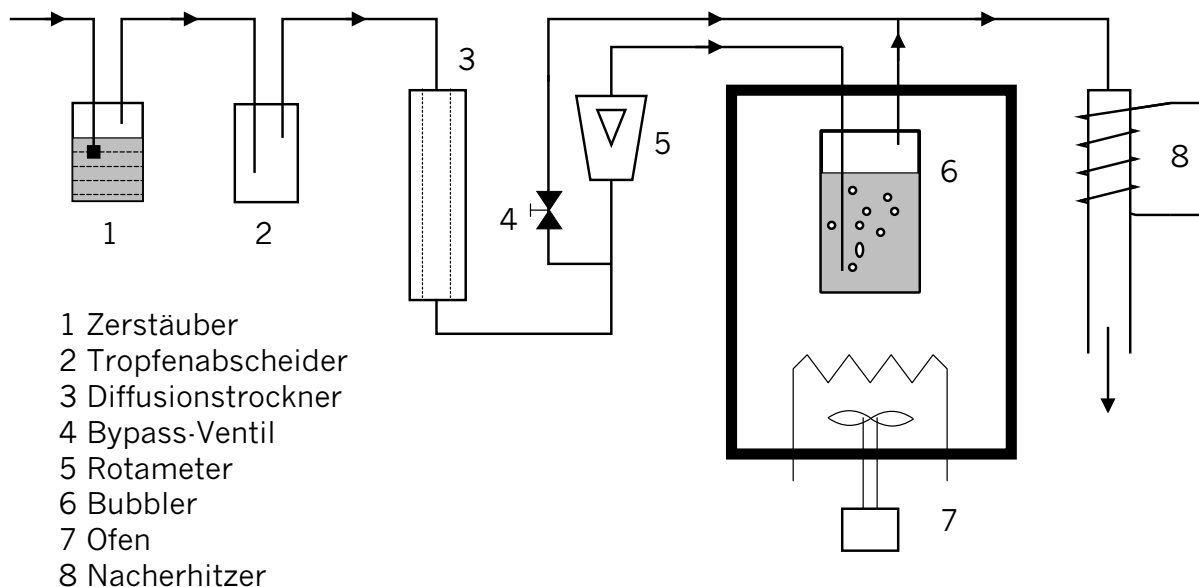


Abbildung 7.2: Funktionsschema des MAGE

Die groben Tropfen werden in einem Tropfenabscheider abgetrennt. Um den verbleibenden feinen Tröpfchen die Feuchtigkeit zu entziehen, werden sie durch den Diffusions Trockner (Bild 7.2, Nr. 3) geleitet. Es entsteht ein Aerosol aus NaCl-Partikeln, die einen Durchmesser von ca.

20-40 nm besitzen. Sie sind wesentlich kleiner als die gewünschte Partikelgröße und eignen sich somit als Kondensationskerne. Durch das Bypassventil (Bild 7.2, Nr. 4) kann der Volumenstrom des Aerosols in zwei Teilströme aufgeteilt werden. Ein Teilstrom fließt über ein Rotameter, das die Größe des eingestellten Volumenstroms durch den Bubbler (Bild 7.2, Nr. 5) anzeigt. Im Bubbler wird das Aerosol, bestehend aus dem Trägergas und den Kondensationskernen, durch ein beheiztes Bad flüssiger Partikelmasse (hier: Carnaubawachs) geleitet. Das Aerosol steigt in Blasen durch das Partikelmaterial auf und vermischt sich dabei mit dampfförmigem Partikelmaterial. Die geringere Temperatur außerhalb des beheizten Bades läßt die Partikelmasse auf den NaCl-Kernen kondensieren. Die Menge des verdampften Partikelmaterials hängt von der Temperatur des Ofens (Bild 7.2, Nr. 7) ab, der das Bad erhitzt. Daraus folgt, daß auch die Menge des kondensierten Materials und somit die Größe der Partikel von der eingestellten Temperatur abhängt. Diese wird über ein Thermostat eingestellt und konstant gehalten.

Die so erzeugten Partikel sind in ihrer Größe noch nicht monodispers. Um das zu erreichen, werden sie in den Nacherhitzer geleitet. Dort wird das Partikelmaterial teilweise verdampft. Dieser Dampf kondensiert beim anschließenden Durchströmen eines Abkühlrohres gleichmäßig auf allen verbleibenden Restpartikeln, wobei ein monodisperses Aerosol entsteht. Die geometrische Standardabweichung σ_g des Durchmessers der so erzeugten Partikel liegt um 1,06.

Die Abhängigkeit der Partikelgröße und der Konzentration von den Parametern Temperatur und Eingangsvolumenstrom sind den entsprechenden Kennlinien des MAGE zu entnehmen. Es lassen sich Partikel mit einem Durchmesser (count median diameter: CMD) von $0,2 \mu\text{m}$ bis zu $2 \mu\text{m}$ erzeugen.

7.1.2 Photoauflader

In einem Photoauflader werden Aerosolpartikel durch das Herauslösen von Elektronen elektrisch aufgeladen. Der Aufladungsmechanismus beruht auf dem Photoeffekt, der von Albert Einstein durch seine Lichtquanten Hypothese erstmals schlüssig interpretiert wurde. Danach wird die Energie des Lichtes durch einzelne Lichtquanten, sogenannte Photonen transportiert. Diese Photonen können Elektronen aus einem Festkörper (Metall) im Vakuum herauslösen, wenn sie auf diesen treffen. Diese allgemeine Theorie über Festkörper im Vakuum läßt sich auf Aerosolpartikel übertragen. Eine genauere Beschreibung des Photoeffektes an Aerosolpartikeln und der durch UV-Licht induzierten Änderung der elektrischen Beweglichkeit von Aerosolpartikeln ist in [27] beschrieben.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Photoauflader genutzt der eine Excimerlampe als Photonen-

quelle beinhaltet. Diese emittiert UV-Licht der Wellenlänge 172nm. Das Aerosol strömt durch ein Quarzglasrohr, das von der Excimerlampe ummantelt wird.

7.1.3 Neutralisator

Um die monodispersen Partikel des Aerosols in einen definierten elektrischen Ladungszustand zu bringen (Boltzmann-Ladungsverteilung), wird das Aerosol durch einen Neutralisator geleitet. Dieser erzeugt im Aerosol eine bipolare Ladungsverteilung, so daß das Aerosol, makroskopisch betrachtet, elektrisch neutral ist [10]. Ein Neutralisator besteht im wesentlichen aus einer radioaktiven Quelle, an der das Aerosol vorbeigeleitet wird. Als radioaktive Quelle dient ein α - oder β -Strahler. Ein α -Strahler zeichnet sich dadurch aus, daß die Maßnahmen zum Strahlenschutz nicht so aufwendig sind. Als Nachteil erweist sich aber, daß diese Quellen eine relativ kurze Halbwertszeit haben und deshalb häufig ausgetauscht werden müssen.

Daher wird hier ein β -Strahler benutzt, der eine wesentlich größere Halbwertszeit hat. Sie liegt für das im Rahmen dieser Arbeit genutzte Krypton 85 (Kr^{85}) bei ungefähr 10,8 Jahren. Ein entsprechend dimensionierter Schutzmantel stellt sicher, daß der Strahlenschutz gewährleistet ist. Der prinzipielle Aufbau eines Neutralisators ist in Bild 7.3 dargestellt. Bei der Strahlungsquelle handelt es sich um ein mit Kr^{85} Gas gefülltes Glasröhrchen.

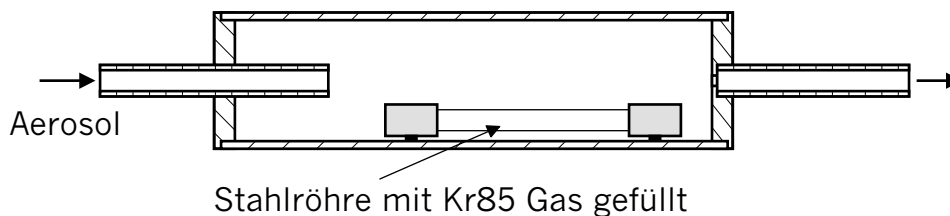


Abbildung 7.3: Aufbau des Neutralisators

Die von der Quelle emittierten Elektronen haben eine Energie von ungefähr 0,7 MeV, die sie bei Kollisionen mit den Gasmolekülen des Aerosols an diese abgeben. Dabei werden die Gasmoleküle ionisiert, und es entstehen positive Ionen. Die dabei freigewordenen Elektronen lagern nach sehr kurzer Zeit an Gasmolekülen an und bilden negative Ionen. Es befinden sich im Neutralisator immer positive und negative Ionen im Aerosol, wobei die Konzentration der positiven und negativen Ladungsträger gleich groß ist. Diese Ladungsträger lagern sich an Partikel an und laden diese somit elektrisch auf. Aufgrund gleicher Konzentrationen positiver und negativer Ladungsträger stellt sich für Partikel mit Durchmessern > 200 nm eine symmetrische bipolare Ladungsverteilung ein.

7.1.4 Photometer

Zur Bestimmung der Penetration P werden zwei Light Scattering Photometer (LSP) eingesetzt. Ein LSP ermöglicht es, eine Streulichtmessung an einem Aerosol vorzunehmen. Die Ausgangsgröße eines Photometers ist eine Spannung.

Im folgenden wird kurz auf die Theorie der Streulichtmessung an Aerosolen eingegangen und anschließend das im Rahmen dieser Arbeit genutzte LSP beschrieben. Eine grundsätzliche Theorie über das durch ein Aerosol gestreute Licht wurde 1908 von Gustav Mie entwickelt. Die Theorie beschreibt die Abhängigkeit der Intensität I des gestreuten Lichtes vom Winkel ϕ in einer Meßebeine (siehe Bild 7.4).

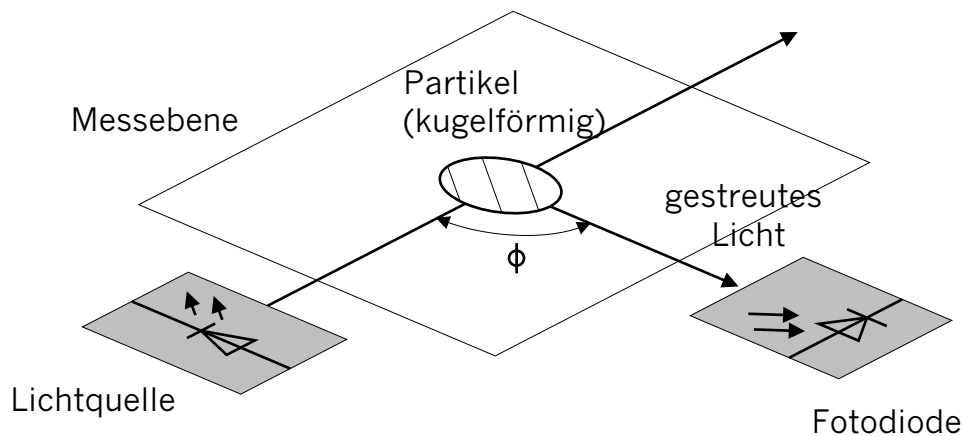


Abbildung 7.4: Streulichtmessung

Für feste Winkel ϕ hat die Intensität des detektierten Lichtes eine starke Abhängigkeit von der Größe der Partikel.

In den Arbeiten von D.C. Walsh [9] [33] wurde gezeigt, daß für ein monodisperses Aerosol mit Partikeln im Größenbereich von $0,5 \mu\text{m}$ bis zu $2,2 \mu\text{m}$ Durchmesser ein linearer Zusammenhang zwischen der Partikelkonzentration und der Streulichtintensität besteht.

Der Aufbau eines LSP ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Ein LSP besteht aus einem Gehäuse, zwei Lichtfallen (Rayleigh horns), einer Laserdiode und einer Fotodiode mit Optik. Der Winkel ϕ zwischen der LED und der Fotodiode beträgt 120° . Der durch den Laser erzeugte Lichtstrahl wird durch das den Photometer durchströmende Aerosol gestreut. Das gestreute Licht wird mit der Fotodiode detektiert und als Spannungssignal ausgegeben. Durch die vor der Fotodiode angebrachte Optik wird das Licht aus dem Meßvolumen auf die Detektionsfläche der Fotodiode abgebildet.

Um zu verhindern, daß Licht am Gehäuse reflektiert oder gestreut wird und so die Messung beeinflusst, ist das Gehäuse von innen matt schwarz lackiert.

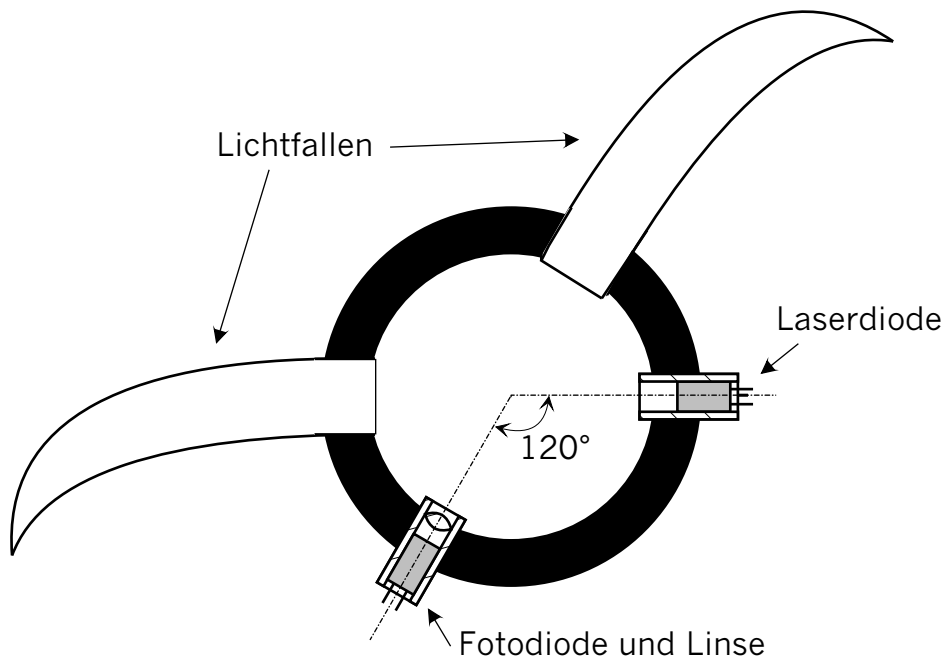


Abbildung 7.5: Aufbau der Photometer

Ein LSP liefert auch ohne einen Partikelstrom bereits ein geringes Ausgangssignal. Diese Spannung wird als Offset bezeichnet. Sie kann im Laufe der Zeit auch Schwankungen unterliegen. Es zeigt sich, daß trotz gleichen Aufbaus der LSP die beiden LSPs bei gleicher Partikelkonzentration nicht das gleiche Ausgangssignal liefern. Ursachen dafür sind die unterschiedlichen Lichtintensitäten der Laser, unterschiedliche Empfindlichkeiten der Fotodioden und Unterschiede bei der Verstärkung der Meßsignale. Um die Ausgangssignale der LSP vergleichbar zu machen, werden diese aufeinander abgeglichen (siehe Abschnitt 7.3). Es finden damit immer nur Relativmessungen statt.

Während einer Messung verschmutzen die beiden LSP durch Anlagerung von Partikeln auf der Laseroptik und der Detektoroptik, was zu einer Verfälschung der Messung führt. Um den Fehler zu eliminieren, wird das System vor und nach der Messung abgeglichen. Mit Hilfe der Daten des Abgleichs wird bei der Verarbeitung der Meßdaten eine Fehlerkorrektur vorgenommen. Die Umsetzung dieser Fehlerkorrektur wird in Abschnitt 7.4 erläutert. Die Ausgangsspannungen der LSPs werden verstärkt und von der computergestützten Datenerfassungseinheit aufgezeichnet.

7.1.5 Filterhalter

Der Aufbau des Filterhalters ist in Bild 7.6 dargestellt. Durch diesen gewählte Geometrie wird eine über die gesamte Filterfläche konstante Anströmgeschwindigkeit erreicht. Die Strömung im Filterhalter ist durch den kegelförmigen Zu- und Abströmbereich des Filters laminar, wodurch

Partikelverluste auf den Wandungen des Filterhalters weitestgehend vermieden werden.

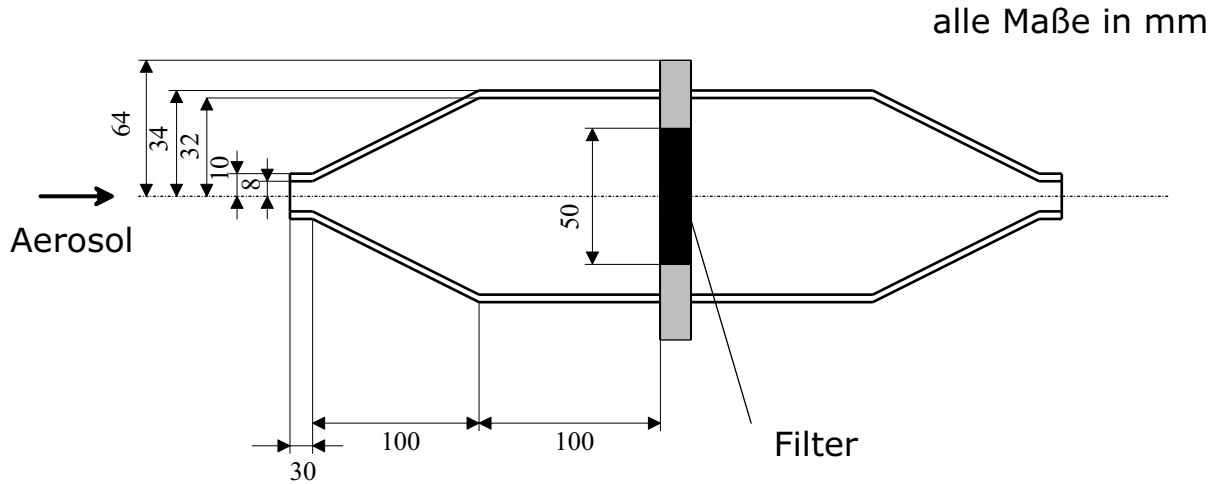


Abbildung 7.6: Aufbau des Filterhalters

7.1.6 Manometer

Zur Bestimmung des Druckabfalls über dem Filter, wird der Differenzdruck mit Hilfe eines Mikromanometers des Typs FCO 14 der Firma Furness Controll LTD aus Brexhill (GB) bestimmt. Hierbei handelt es sich um ein empfindliches Differenzdruck Meßgerät. Die maximale Überlastbarkeit des Gerätes beträgt das 10-fache des Meßbereiches. Die Ansprechempfindlichkeit des Gerätes kann über einen Potentiometer in einem Bereich von $200 \mu\text{s}$ bis zu 10 s eingestellt werden. Dieses Gerät darf nur zur Messung von Druck und Strömungen in nichtleitenden Gasen verwendet werden. Der Meßkopf kann Druckschwankungen von einer Frequenz bis zu 50 Hz folgen. Das Gerät verfügt über einen Ausgang, an dem eine dem gemessenen Druck Δp proportionale Ausgangsspannung $U(\Delta p)$ anliegt. Gleichung 7.1 stellt den linearen Zusammenhang mit dem Proportionalitätsfaktor k_p .

$$U(\Delta p) = k_p \cdot \Delta p \quad (7.1)$$

Dieses Spannungssignal wird von der computergestützten Datenerfassungseinheit aufgezeichnet.

7.2 Computergestützte Datenerfassungseinheit

Mit Hilfe der computergestützten Datenerfassungseinheit werden alle relevanten Daten der Messung eingelesen und in einer Datei gespeichert. Die Speicherdaten enthalten die Abgleichdaten (siehe Abschnitt 7.3) und die Meßdaten $U_{\text{LSP},1}(t)$, $U_{\text{LSP},2}(t)$ und $U_{\Delta p}(t)$. Aus diesen

Daten werden die gesuchten Größen Druckabfall $\Delta p(t)$, Penetration $P(t)$ und deponierte Masse $m_d(t)$ bestimmt. Zusätzlich wird über den Computer das Magnetventil angesteuert (siehe Bild 7.1).

Als Steuer- und Datenerfassungseinheit dient ein PC, der mit einer A/D-D/A-Wandlerkarte des Modells Me300 der Firma Meilhaus ausgerüstet ist. Die Karte verfügt über 16 analoge Eingangskanäle und 4 analoge Ausgänge. Der A/D-Teil ist vom Rest der Karte galvanisch entkoppelt. Der 12-Bit A/D-Wandler der Karte ermöglicht Summenabtastraten von bis zu 200 kHz für die Eingangskanäle. Es werden 3 Eingangskanäle genutzt, um die Ausgangsspannungen der beiden LSP ($U_{LSP,1}(t)$ und $U_{LSP,2}(t)$) sowie die Ausgangsspannung des Manometers ($U_{\Delta p}(t)$) aufzunehmen. Die Abtastung dieser 3 Meßwerte kann demnach maximal mit einer Abtastrate von 66 kHz realisiert werden (Summenabtastrate / 3). Über einen Ausgangskanal der Karte wird das Magnetventil angesteuert. Die Eingangskanäle verfügen über jeweils vier unterschiedliche Meßbereiche, die jeweils für jeden Kanal und für jeden Durchlauf der Messung separat gesetzt werden können. Da die Ausgangssignale der beiden Photometer und des Manometers unipolar sind, wird die Karte nur in diesem Bereich betrieben. Der maximale Meßbereich ist 0 V-10 V. Die Eingänge sind vor Überspannungen bis maximal 60 V geschützt. An den Ausgängen können im unipolaren Betrieb der Karte Ausgangssignale im Bereich von 0–10 V erzeugt werden.

7.3 Versuchsdurchführung

Zur Bestimmung des Beladungsverhaltens der elektrisch unterstützten Filter werden folgende Schritte durchgeführt.

1. Bestimmung der Filtermasse
2. Abgleich der Photometer
3. Beladung des Filters
4. Abgleich der Photometer
5. Bestimmung der Filtermasse

Diese Schritte werden im folgenden beschrieben.

Unmittelbar vor der Partikelbeladung des Filters wird seine Masse bestimmt. Dazu wird jeweils das Filtermedium und die Gitterelektroden separat mit einer Genauigkeit von $0,1 \mu\text{g}$ gewogen. Die Masse des unbeladenen Filtermediums wird mit $m_{\text{Filter,u}}$ bezeichnet. Die Gitterelektroden werden jeweils auch gewogen, um die Abscheidung von Partikeln darauf zu quantifizieren.

Wie bereits in Abschnitt 7.1.2 erwähnt wurde, kann es während der Messung zu einem Nullpunktdrift der Photometerspannung kommen. Der Einfluß der Photometerverschmutzung nimmt während der Messung zu. Um die Ausgangssignale beider Photometer miteinander vergleichbar zu machen, ist es notwendig vor und nach einer Messung einen Abgleich durchzuführen.

Zunächst wird das Aerosol mit maximaler Partikelkonzentration durch beide Photometer (Bypass) geleitet. Bei dem hier untersuchten Partikelgrößenbereich können Partikelverluste im Bypass vernachlässigt werden. Beide Photometer werden daher von einem identischen Aerosol mit gleicher Partikelkonzentration durchströmt. Die Spannungen beider Photometer werden gemessen und aufgezeichnet. Sie werden mit $U_{LSP1max,v}$ und $U_{LSP2max,v}$ bezeichnet.

Zur Nullpunktsbestimmung (Offset) wird diese Messung mit partikelfreier Luft wiederholt und die Ausgangsspannungen beider Photometer $U_{LSP1offs,v}$ und $U_{LSP2offs,v}$ gemessen.

Anhand dieser Messergebnisse wird ein Faktor ermittelt (siehe Abschnitt 7.4.1) der die Ergebnisse der beiden LSP miteinander vergleichbar macht. Es kann eine Relativmessung erfolgen, die den Einfluß der Verschmutzung und des Nullpunktdrifts berücksichtigt.

Nachdem der Abgleich der Photometer vor der Beladung stattgefunden hat, wird mit der Beladungsmessung begonnen. Das Aerosol wird statt durch den Bypass durch den Filterhalter mit Filter geführt. Es findet eine Beladung des Filters mit Partikeln statt. Während der Beladung werden in festen Intervallen (zwischen 2 Sekunden und 10 Sekunden) das Ausgangssignal des Manometers $U_{\Delta p}(t)$ sowie die Ausgangssignale der Photometer $U_{LSP1}(t)$ und $U_{LSP2}(t)$ aufgezeichnet.

Das Filter wird solange beladen, bis ein vorgegebener Druckabfall erreicht wird. Dann wird das Magnetventil umgeschaltet und der Aerosolstrom über den Bypass am Filterhalter vorbeigeleitet.

Unmittelbar nach der Messung werden die Photometer erneut abgeglichen. Die Ausgangsspannungen der Photometer während des Abgleiches nach der Beladung mit maximaler Partikelkonzentration werden mit $U_{LSP1max,n}$ und $U_{LSP2max,n}$ bezeichnet.

Auch der Nullpunkt (Offset) wird nach der Beladung mit partikelfreier Luft gemessen. Die Offsetspannungen der Photometer nach der Beladung werden mit $U_{LSP1offs,n}$ und $U_{LSP2offs,n}$ bezeichnet.

Unmittelbar nach der abgeschlossenen Partikelbeladungsmessung des Filters wird seine Masse mit den deponierten Partikeln bestimmt. Dazu werden das Filtermedium und die Gitterelektroden erneut separat gewogen. Die Masse des beladenen Filtermediums wird mit $m_{Filter,b}$

bezeichnet. Die Gitterelektroden werden nur zur Kontrolle mitgewogen. Die deponierte Masse auf den Gitterelektroden ist vernachlässigbar (immer $< 5\%$ der gesamten deponierten Masse).

7.4 Verarbeitung der Meßwerte

Nach Ausführung einer kompletten Messung liegt eine Meßdatei vor, die alle aufgezeichneten Daten enthält. Die Daten, die zur Weiterverarbeitung benötigt werden, sind hier aufgelistet:

- Spannungswerte beider Photometer während des Abgleichs vor ($U_{\text{LSP1max,v}}, U_{\text{LSP2max,v}}, U_{\text{LSP1offs,v}}, U_{\text{LSP2offs,v}}$) und nach ($U_{\text{LSP1max,n}}, U_{\text{LSP2max,n}}, U_{\text{LSP1offs,n}}, U_{\text{LSP2offs,n}}$) der Beladung
- Spannungswerte beider Photometer in Abhängigkeit von der Zeit ($U_{\text{LSP1}}(t), U_{\text{LSP2}}(t)$) während einer Messung
- Spannungswerte des Manometers in Abhängigkeit von der Zeit $U_{\Delta p}(t)$ während der Messung
- Anzahl der aufgenommenen Meßwerte (n_{mess})
- Masse $m_{\text{Filter,u}}$ des unbeladenen Filters
- Masse $m_{\text{Filter,b}}$ des beladenen Filters

Aus diesen Daten werden nach einer Beladungsmessung die gesuchten Größen Penetration $P(t)$, Druckabfall $\Delta p(t)$ und deponierte Masse auf dem Filter $m_d(t)$ berechnet. Die Berechnungsvorschriften werden in den folgenden Abschnitten (7.4.1 - 7.4.3) beschrieben.

7.4.1 Korrektur der Photometerdaten

Aus den Abgleichdaten der Photometer läßt sich ein Faktor k_{ph} ermitteln, der die Ausgangssignale ($U_{\text{LSP1}}(t)$ und $U_{\text{LSP2}}(t)$) der Photometer miteinander vergleichbar macht. Es wird die Annahme getroffen, daß der zeitabhängige Einfluß der Fehlerquellen (Offset und Verschmutzung) linear ist. Die Annahme läßt sich dadurch begründen, daß die Verschmutzung bei konstantem Volumenstrom und nahezu konstanter Partikelkonzentration mit der Zeit nahezu linear zunimmt.

Die Änderung der Ausgangssignale der beiden LSP durch andere Ursachen (Schwankungen in der Lichtintensität der Laser, Änderung der anliegenden Versorgungsspannung) ist vernachlässigbar, so daß die Linearisierung der Fehler eine gute Näherung darstellt.

Die Verschmutzung des ersten Photometers wird in der Regel stärker sein als die des zweiten. Daher wird die Spannung des zweiten Photometers als Bezugsspannung gewählt. Diese Wahl ist dadurch gerechtfertigt, daß sich das zweite Photometer in der Abluft des Filters befindet und dort die Partikelkonzentration geringer ist.

Allgemein gilt für die Ausgangsspannung $U_{\text{LSP}}(t)$ eines Photometers, das von einem monodispersen Aerosol mit der Konzentration $C(t)$ durchströmt wird, folgende Proportionalität:

$$(U_{\text{LSP}}(t) - U_{\text{LSPoffset}}(t)) \sim C(t) \quad (7.2)$$

Wie bereits beschrieben liefern zwei Photometer, die vom gleichen Aerosol durchströmt werden, nicht unbedingt das gleiche Ausgangssignal. Da bei den Ausgangssignalen für ein monodisperses Aerosol ein linearer Zusammenhang zwischen Ausgangsspannung und Partikelkonzentration besteht, kann ein Umrechnungsfaktor n_{ph} eingeführt werden:

$$(U_{\text{LSP1}}(t) - U_{\text{LSP1offs}}(t)) \cdot n_{\text{ph}} = U_{\text{LSP2}}(t) - U_{\text{LSP2offs}}(t) \quad (7.3)$$

Mit Hilfe des Faktors n_{ph} wird die Ausgangsgröße des ersten LSP so transformiert, daß sie mit der Ausgangsgröße des zweiten Photometers vergleichbar ist. Dieser Faktor kann mit Hilfe der Ausgangsspannungen während des Abgleichs der Photometer vor und nach der Filterbeladung bestimmt werden.

$$(U_{\text{LSP1max,v}} - U_{\text{LSP1offs,v}}) \cdot n_{\text{ph,v}} = U_{\text{LSP2max,v}} - U_{\text{LSP2offs,v}} \quad (7.4)$$

$$(U_{\text{LSP1max,n}} - U_{\text{LSP1offs,n}}) \cdot n_{\text{ph,n}} = U_{\text{LSP2max,n}} - U_{\text{LSP2offs,n}} \quad (7.5)$$

In der Regel ergeben sich (leicht) unterschiedliche Werte für die Umrechnungsfaktoren vor und nach der Beladung ($n_{\text{ph,v}}$ und $n_{\text{ph,n}}$). Dieses Verhalten resultiert aus der unterschiedlich starken Verschmutzung der Photometer.

$$n_{\text{ph,v}} = \frac{U_{\text{LSP2max,v}} - U_{\text{LSP2offs,v}}}{U_{\text{LSP1max,v}} - U_{\text{LSP1offs,v}}} \quad (7.6)$$

$$n_{\text{ph,n}} = \frac{U_{\text{LSP2max,n}} - U_{\text{LSP2offs,n}}}{U_{\text{LSP1max,n}} - U_{\text{LSP1offs,n}}} \quad (7.7)$$

Wird eine zeitlich konstante Verschmutzungsrate beider Photometer vorausgesetzt, kann aus den Umrechnungsfaktoren der Photometer vor und nach der Beladung ein zeitabhängiger Umrechnungsfaktor berechnet werden:

$$n_{\text{ph}}(t) = n_{\text{ph,v}} + (n_{\text{ph,n}} - n_{\text{ph,v}}) \frac{t}{t_{\text{ges}}} \quad (7.8)$$

Dabei stellt t_{ges} die gesamte Beladungszeit des Filters dar.

Es handelt sich bei den ermittelten Daten aber nicht um zeitkontinuierlich erfaßte, sondern um zeitdiskrete Größen.

Jeder Meßzeitpunkt t ist ein Vielfaches des Meßintervalls Δt . Bei konstanter Meßintervalllänge Δt gilt für den Zeitpunkt $t(i)$ des i -ten Meßwertes:

$$t(i) = i \cdot \Delta t \quad (7.9)$$

Die Meßpunkte laufen von $i = 1$ bis zur Anzahl n_{mess} der Meßpunkte.

Für die zeitdiskrete Verarbeitung der Meßwerte geht Gleichung (7.8) unter Berücksichtigung von Gleichung (7.9) über in:

$$n_{\text{ph}}(i) = n_{\text{ph,v}} + (n_{\text{ph,n}} - n_{\text{ph,v}}) \frac{i}{n_{\text{mess}}} \quad (7.10)$$

Es wird vorausgesetzt, daß zwischen dem Abgleichvorgang und der Beladungsmessung praktisch keine Verschmutzung der Photometer stattfindet, da die Abgleichszeit gegenüber der Dauer einer Beladungsmessung vernachlässigbar ist.

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (7.9) und (7.10) schreibt sich Gleichung (7.3) zeitdiskret als:

$$\underbrace{(U_{\text{LSP1}}(i) - U_{\text{LSP1offs}}(i)) \cdot n_{\text{ph}}(i)}_{U_{\text{LSP1,korr}}(i)} = \underbrace{U_{\text{LSP2}}(i) - U_{\text{LSP2offs}}(i)}_{U_{\text{LSP2,korr}}(i)} \quad (7.11)$$

Die Klammern geben an, wie die fehlerfreien (korrigierten) Ausgangssignale der Photometer $U_{\text{LSP1,korr}}(i)$ und $U_{\text{LSP2,korr}}(i)$ an jedem Meßpunkt i berechnet werden. Der Offset der Photometerspannung an jedem Meßpunkt ist allerdings noch unbekannt. Wird auch hier jeweils als erste Näherung eine zeitlich lineare Änderung der Offsetspannung angenommen, ergibt sich für die Offsetspannungen:

$$U_{\text{LSP1offs}}(i) = U_{\text{LSP1offs,v}} + (U_{\text{LSP1offs,n}} - U_{\text{LSP1offs,v}}) \frac{i}{n_{\text{mess}}} \quad (7.12)$$

$$U_{\text{LSP2offs}}(i) = U_{\text{LSP2offs,v}} + (U_{\text{LSP2offs,n}} - U_{\text{LSP2offs,v}}) \frac{i}{n_{\text{mess}}} \quad (7.13)$$

Somit berechnen sich die korrigierten Photometersignale zu:

$$U_{\text{LSP1,korr}}(i) = n_{\text{ph}}(i) \cdot (U_{\text{LSP1}} - U_{\text{LSP1offs}}(i)) \quad (7.14)$$

$$U_{\text{LSP2,korr}}(i) = U_{\text{LSP2}} - U_{\text{LSP2offs}}(i) \quad (7.15)$$

Diese korrigierten Photometerspannungen werden benutzt, um die Penetration zu berechnen.

7.4.2 Bestimmung der Penetration

In Abschnitt 7.1.2 wurde bereits darauf hingewiesen, daß für ein monodisperses Aerosol ein linearer Zusammenhang zwischen der Partikelkonzentration $C(t)$ und der Ausgangsspannung $U_{\text{LSP,korr}}(t)$ an einem Photometer besteht. Mit einer Proportionalitätskonstanten k_{ph} wird dieser Zusammenhang dargestellt mit:

$$C(t) = k_{\text{ph}} \cdot U_{\text{LSP,korr}}(t) \quad (7.16)$$

Durch den Abgleich und die Korrektur der Photometer ergeben sich für die korrigierten Ausgangsspannungen der Photometer gleiche Proportionalitätskonstanten k_{ph} . Für die gemessenen Partikelkonzentrationen in den Photometern ergibt sich:

$$C_1(t) = k_{\text{ph}} \cdot U_{\text{LSP1,korr}}(t) \quad (7.17)$$

$$C_2(t) = k_{\text{ph}} \cdot U_{\text{LSP2,korr}}(t) \quad (7.18)$$

Die Penetration (Durchdringungsgrad) der Partikel berechnet sich aus dem Verhältnis der Partikelkonzentration hinter dem Filter $C_2(t)$ (Abluft) zur Partikelkonzentration vor dem Filter $C_1(t)$ (Zuluft).

$$P(t) = \frac{C_2(t)}{C_1(t)} \quad (7.19)$$

Werden die von den Photometern gemessenen Partikelkonzentrationen in Gleichung (7.19) eingesetzt, kürzt sich die unbekannte Proportionalitätskonstante k_{ph} heraus, so daß die Penetration sofort aus den korrigierten Photometerspannungen berechnet werden kann:

$$P(t) = \frac{U_{\text{LSP2,korr}}(t)}{U_{\text{LSP1,korr}}(t)} \quad (7.20)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung (7.9) wird Gleichung (7.20) für die zeitdiskrete Verarbeitung zu:

$$P(i) = \frac{U_{\text{LSP2,korr}}(i)}{U_{\text{LSP1,korr}}(i)} \quad (7.21)$$

7.4.3 Bestimmung der zeitabhängigen Massenbeladung

Gesucht ist die auf dem Filter deponierte Masse in Abhängigkeit von der Zeit $m_d(t)$. Der Partikelmassenstrom $\dot{m}_P(t)$, der dem Filter zu jedem Zeitpunkt zugeführt wird, berechnet sich aus der Anströmgeschwindigkeit des Filters u_0 , der Filterfläche A_F und der Partikelmassenkonzentration $C_m(t)$ zu

$$\dot{m}_P(t) = u_0 \cdot A_F \cdot C_m(t) \quad (7.22)$$

Der Massenstrom von deponierten Partikeln $\dot{m}_d(t)$ auf dem Filter berechnet sich aus der Multiplikation des zugeführten Partikelmassenstromes $\dot{m}_p(t)$ mit dem Abscheidewirkungsgrad (1 - Penetration):

$$\dot{m}_d(t) = u_0 \cdot A_F \cdot C_m(t) \cdot (1 - P(t)) \quad (7.23)$$

Anströmgeschwindigkeit u_0 und Filterfläche A_F sind bekannte Größen. Die Penetration wird über Gleichung (7.20) berechnet. Die Massenkonzentration wird mit Gleichung (7.17) bestimmt. Darin kommt allerdings die unbekannte Proportionalitätskonstante der Photometer k_{ph} vor. Der Massenstrom deponierter Partikel schreibt sich somit zu:

$$\dot{m}_d(t) = u_0 \cdot A_F \cdot k_{ph} \cdot (U_{LSP1,korr}(t) - U_{LSP2,korr}(t)) \quad (7.24)$$

Die unbekannte Proportionalitätskonstante der Photometer k_{ph} wird über die bekannte deponierte Gesamtmasse $m_{d,ges}$ auf dem Filter bestimmt. Dazu wird der Massenstrom deponierter Partikel über den gesamten Beladungszeitraum t_{ges} aufintegriert.

$$m_{d,ges} = \int_0^{t_{ges}} \dot{m}_d(t) dt \quad (7.25)$$

$$= u_0 \cdot A_F \cdot k_{ph} \int_0^{t_{ges}} U_{LSP1,korr}(t) - U_{LSP2,korr}(t) dt \quad (7.26)$$

Für die unbekannte Photometerkonstante gilt demnach:

$$k_{ph} = \frac{m_{d,ges}}{u_0 \cdot A_F \cdot \int_0^{t_{ges}} U_{LSP1,korr}(t) - U_{LSP2,korr}(t) dt} \quad (7.27)$$

Bei der zeitdiskreten Verarbeitung wird unter Berücksichtigung von Gleichung (7.9) das Integral zu einer Summe:

$$\int_0^{t_{ges}} U_{LSP1,korr}(t) - U_{LSP2,korr}(t) dt = \Delta t \cdot \sum_{i=1}^{n_{mess}} U_{LSP1,korr}(i) - U_{LSP2,korr}(i) \quad (7.28)$$

Die Berechnungsvorschrift für die unbekannte Photometerkonstante wird zu:

$$k_{ph} = \frac{m_{d,ges}}{u_0 \cdot A_F \cdot \Delta t \cdot \sum_{i=1}^{n_{mess}} U_{LSP1,korr}(i) - U_{LSP2,korr}(i)} \quad (7.29)$$

Alle benötigten Größen sind nun bekannt. Zeitkontinuierlich berechnet sich die deponierte Partikelmasse in Abhängigkeit von der Zeit entsprechend Gleichung (7.25) zu:

$$m_d(t) = u_0 \cdot A_F \cdot k_{ph} \int_0^t U_{LSP1,korr}(t) - U_{LSP2,korr}(t) dt \quad (7.30)$$

$$= m_{d,ges} \frac{\int_0^t U_{LSP1,korr}(t) - U_{LSP2,korr}(t) dt}{\int_0^{t_{ges}} U_{LSP1,korr}(t) - U_{LSP2,korr}(t) dt} \quad (7.31)$$

Zeitdiskret wird daraus für die deponierte Partikelmasse bei Meßpunkt i :

$$m_d(i) = u_0 \cdot A_F \cdot k_{ph} \cdot \Delta t \cdot \sum_{j=1}^i U_{LSP1,korr}(j) - U_{LSP2,korr}(j) \quad (7.32)$$

$$= m_{d,ges} \frac{\sum_{j=1}^i U_{LSP1,korr}(j) - U_{LSP2,korr}(j)}{\sum_{j=1}^{n_{mess}} U_{LSP1,korr}(j) - U_{LSP2,korr}(j)} \quad (7.33)$$

Kapitel 8

Experimentelle Beladungsergebnisse

In den bisherigen Untersuchungen stellte sich heraus, daß die stärksten Verbesserungen der Filtrationseigenschaften durch elektrische Felder bei Filtermedien mit großen Faserdurchmessern ($D_F > 10 \mu\text{m}$) und kleinen Packungsdichten ($c < 0,08$) zu erwarten sind. Daher wurde für die Beladungsmessungen ein Filtermedium mit den in Tabelle 8.1 angegebenen Daten ausgewählt. Es handelt sich hierbei um ein Wirrfaservlies, das zur mechanischen Stabilisierung mit einem Stützgewebe vernadelt ist.

Filterparameter	Formelzeichen	Wert
mittlere Packungsdichte	c	0,05
mittlerer Faserdurchmesser	D_F	14 μm
mittlere Filterdicke	l	1,7 mm
Dielektrizitätszahl des Fasermaterials	$\varepsilon_{r,F}$	3

Tabelle 8.1: Filterparameter

In Tabelle 8.1 sind jeweils mittlere Größen für Packungsdichte, Faserdurchmesser und Filterdicke angegeben. Diese Größen können aufgrund der Herstellung der Filter lokal stark schwanken. Aus diesem oben angegebenen Filtermaterial wurde für jede Beladungsmessung eine Kreisscheibe gestanzt, die zwischen zwei elektrisch kontaktierten Gitterelektroden in den Filterhalter (siehe Abschnitt 7.1.5) eingesetzt wurden.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß für jedes Beladungsexperiment immer ein neuer Filter ausgestanzt und mit Partikeln beladen wurde. Daraus ergibt sich die Problematik, daß kein Beladungsexperiment unter exakt den gleichen Bedingungen wiederholt werden konnte. Jeder Filter weist eigene lokale Inhomogenitäten auf.

8.1 Druckabfall an unbeladenen Filtern

Eine Auswirkung der Filterinhomogenitäten wird bei der Untersuchung des Druckabfalls in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit an unbeladenen Filtern deutlich.

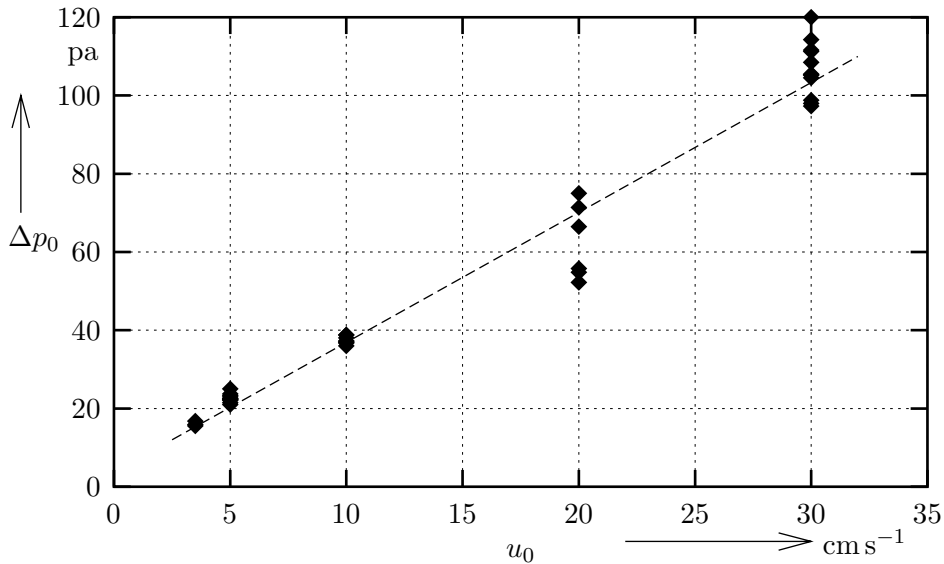


Abbildung 8.1: Druckabfall der unbeladenen Filter in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit

In Abbildung 8.1 ist der Druckabfall über das jeweilige Filter für unterschiedliche Anströmgeschwindigkeiten aufgetragen. Es wurden Beladungsuntersuchungen bei Anströmgeschwindigkeiten von 3,5 cm/s; 5 cm/s; 20 cm/s und 30 cm/s durchgeführt. Jede dargestellte Raute gibt den Druckabfall eines Filters bei der jeweiligen Anströmgeschwindigkeit zu Beginn einer Beladungsmessung wieder.

Im Idealfall müßte sich für den hier untersuchten Geschwindigkeitsbereich ein linearer Zusammenhang zwischen dem Druckabfall Δp_0 des unbeladenen Filters und der Anströmgeschwindigkeit u_0 ergeben. Der ideale lineare Zusammenhang (bei homogenen Filtern) wird durch die gestrichelte Linie angezeigt.

Die bei unbeladenen Filtern verwendete Modellvorstellung gibt den Zusammenhang zwischen Filtergeometrie, Anströmgeschwindigkeit und Druckverlust für homogene Medien wie folgt an:

$$\Delta p = \frac{16 \cdot l \cdot c \cdot \mu}{D_F^2 K u} u_0 \quad (8.1)$$

Reale Filtermedien weisen Inhomogenitäten auf. Daher wird zur Anwendung der obigen Gleichung der Inhomogenitätsfaktor ξ eingeführt (siehe Kapitel 6).

$$\Delta p = \xi \frac{16 \cdot l \cdot c \cdot \mu}{D_F^2 K u} u_0 \quad (8.2)$$

Wird eine Vielzahl von Filtern untersucht, so machen sich lokale Änderungen der Filterdicke l bzw. der Packungsdichte c einzelner Filter als Schwankungen von ξ bemerkbar.

Durch diese Vorgehensweise können die Filterparameter aller untersuchten Filter durch die mittleren Größen aus Tabelle 8.1 dargestellt werden, wobei sich für jeden Filter ein eigener Inhomogenitätsfaktor ξ ergibt.

Die Streuung der Inhomogenitätsfaktoren ξ der einzelnen Filter ist für die Abweichungen des Druckabfalls von der Ideallinie in Abbildung 8.1 verantwortlich.

In bei den Untersuchungen an unbeladenen Filtern in Kapitel 6 ist eine Schwankung von ξ der Filter noch nicht aufgefallen, da dort jeweils nur ein Filter untersucht wurde.

8.2 Beladungsmessungen

Für die Vergleichbarkeit der einzelnen Beladungsmessungen untereinander ist die Filterinhomogenität eine Störgröße, die sowohl das Penetrationsverhalten als auch den Druckanstieg in Abhängigkeit der Partikelbeladung beeinflusst.

Hier wird zunächst das charakteristische Beladungsverhalten eines Filters durch dessen Penetration und Druckverlust in Abhängigkeit von der deponierten Partikelmasse beschrieben.

Darauf aufbauend wird die Filtergüte definiert, wodurch sich die Auswirkungen der Filterinhomogenität in Penetration und Druckverlust teilweise kompensieren.

8.2.1 Penetration und Druckabfall

In Abbildung 8.2 ist exemplarisch für ein Beladungsexperiment die Partikelpenetration und der Druckabfall in Abhängigkeit der deponierten Partikelmasse aufgetragen. Die Form der Kurven ist bei allen hier durchgeführten Beladungsexperimenten ähnlich. Die Partikelbeladungsverteilung oder ein angelegtes elektrisches Feld hatten bei den Beladungsmessungen keinen Einfluß auf die generelle Form der Kurven.

Die Parameter der hier dargestellten Beladungsmessung sind wie folgt:

- Partikeldurchmesser: 650 nm
- Anströmgeschwindigkeit: 10 cm/s
- Partikelladungsverteilung aus Generator
- Kein angelegtes elektrisches Feld

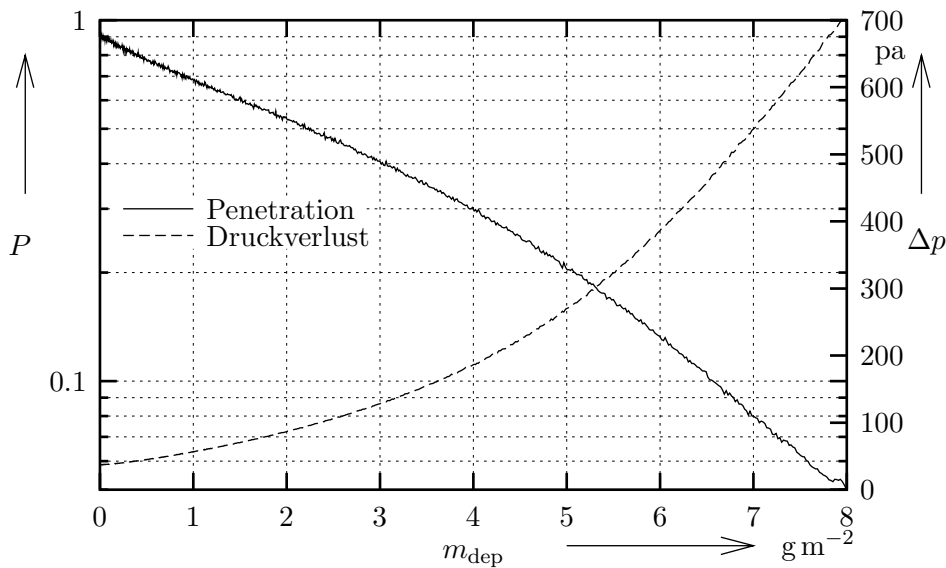


Abbildung 8.2: Penetration und Druckabfall in Abhängigkeit der deponierten Masse

Die durchgezogene Kurve zeigt die gemessene Penetration in Abhängigkeit der deponierten Partikelmasse. Die Penetration ist logarithmisch aufgetragen. Die Penetrationskurve jeder Beladungsmessung zeichnet sich durch folgendes charakteristisches Verhalten aus:

Die Partikelpenetration fällt mit zunehmender Beladung stetig. Im Bereich kleiner deponierter Massen (hier: $0 \text{ g/m}^2 - 3 \text{ g/m}^2$) fällt der Logarithmus der Penetration nahezu linear. Ein weiterer linearer Abfall des Logarithmus der Penetration ist im Bereich hoher Massenbeladung (hier: über 6 g/m^2) zu erkennen. Allerdings ist hier der Abfall wesentlich steiler als die Penetrationsabnahme zu Beginn der Beladung.

Im Bereich zwischen den linearen Penetrationsabnahmen (hier: $3 \text{ g/m}^2 - 6 \text{ g/m}^2$) existiert ein Übergangsbereich. Dieser Übergang wird mit "Filterclogging" bezeichnet. Er trennt den Bereich der reinen Tiefenfiltration (bei geringer deponierter Masse) gegen den Bereich der Filterkuchenbildung und Kuchenfiltration (bei hohen deponierten Massen) ab.

Die gestrichelte Kurve in Abbildung 8.2 zeigt die gemessene Druckabhängigkeit von der deponierten Masse. Der Druckverlust ist linear aufgetragen (rechte Achse). Zu Beginn der Beladung steigt der Druckabfall mit zunehmender deponierter Partikelmasse gering an. Der Anstieg des Druckabfalls verstärkt sich mit zunehmender Beladung.

Bei hoher Massenbeladung (hier: $> 7 \text{ g/m}^2$) stellt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Druckabfall und deponierter Partikelmasse ein. Der lineare Druckanstieg ist charakteristisch für den Aufbau eines Filterkuchens. Die Zunahme der Dicke des Filterkuchens bewirkt einen linearen Druckanstieg.

8.2.2 Filtergüte

Bei der Auswertung der experimentellen Untersuchungen wurde zunächst versucht, Aussagen über die Auswirkung des angelegten elektrischen Feldes durch den direkten Vergleich von Penetrationskurven bzw. Druckabfallkurven zu treffen. Dazu wurden mehrere Filter unter gleichen Bedingungen beladen, wobei einmal ein elektrisches Feld zugeschaltet war und im anderen Fall nicht.

Es ergaben sich dabei kaum reproduzierbare Messungen. Als Ursache dafür stellten sich die vorher angesprochenen Inhomogenitäten heraus. Um den Einfluß der Filterinhomogenitäten zu minimieren, wird im folgenden das Filtrationsverhalten anhand der Filtergüte diskutiert.

Die Filtergüte $q(m_{\text{dep}})$ in Abhängigkeit der deponierten Partikelmasse wird definiert zu:

$$q(m_{\text{dep}}) = \frac{-\ln(P(m_{\text{dep}}))}{\Delta p(m_{\text{dep}})} \quad (8.3)$$

Für unbeladene Filter lassen sich Druckabfall und Penetration mit den verwendeten Modellvorstellungen beschreiben. In Gleichung (8.2) wurde der Inhomogenitätsfaktor für den Druckverlust eingeführt. Dieser Faktor wird in die Bestimmungsgleichung der Penetration übernommen:

$$P = \exp\left(\xi \frac{-4 \cdot l \cdot c}{D_F(1-c)\pi} \eta\right) \quad (8.4)$$

Bei dem Inhomogenitätsfaktor ξ der Penetration handelt es sich um den gleichen Faktor, der beim Druckabfall des jeweiligen Filters eingeführt wurde. Schwankungen in der Filterdicke l , der Faserdurchmesserverteilung oder der Packungsdichte c werden durch die Änderungen des Inhomogenitätsfaktors beschrieben werden.

Wird Gleichung (8.3) für unbeladene Filter unter Berücksichtigung von Gleichung (8.2) und (8.4) ausgewertet, so ergibt sich für die Filtergüte q :

$$q = \eta \frac{D_F \cdot Ku}{4 \cdot \pi \cdot \mu_0 \cdot u_0 \cdot (1-c)} \quad (8.5)$$

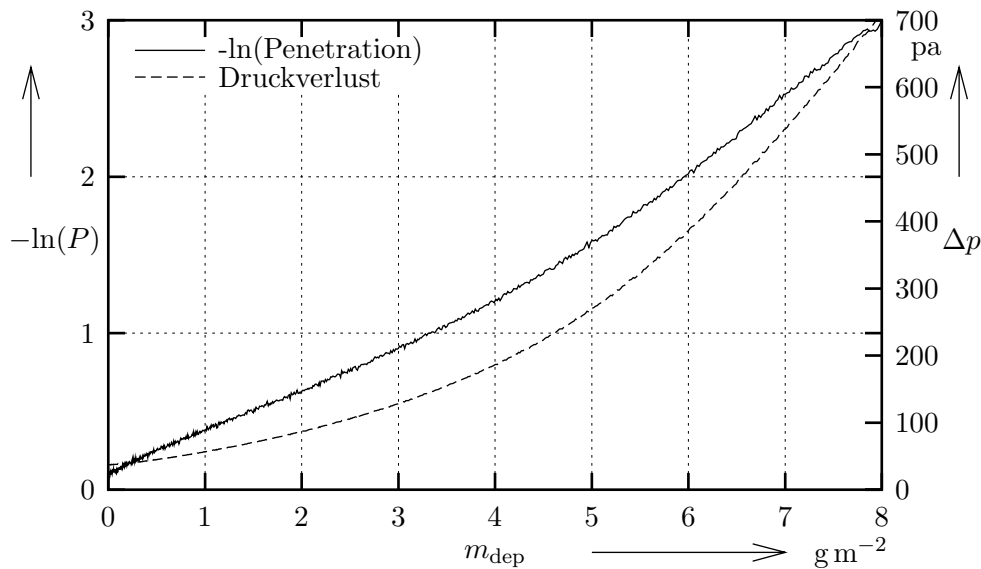


Abbildung 8.3: $-\ln(\text{Penetration})$ und Druckabfall in Abhängigkeit der deponierten Masse

In dieser Form wirken sich die Inhomogenitäten wesentlich schwächer aus als in den ursprünglichen Größen Penetration und Druckverlust, da sich ξ und l vollständig herauskürzen. Für kleine Packungsdichten c machen sich die Inhomogenitäten in $1 - c$ praktisch nicht mehr bemerkbar. Allein auf η könnten die Inhomogenitäten einen Einfluß haben.

Die Diskussion der geringeren Auswirkungen der Inhomogenitäten auf die Filtergüte wurde hier nur am Beispiel des unbeladenen Filters geführt. Diese Überlegungen wird im folgenden als Annahme auf den gesamten Filterbeladungsvorgang übertragen.

In Abbildung 8.3 wird die Bedeutung der Filtergüte verdeutlicht. Es wurden die gleichen Daten entsprechend Abbildung 8.2 verwendet. In diesem Diagramm sind Zähler und Nenner von Gleichung (8.3) aufgetragen.

Zu Beginn der Beladung nimmt $-\ln(P)$ stärker mit der Beladung als der Druckverlust zu. Daher muß die Filtergüte steigen. Bei hoher Beladung kehren sich die Verhältnisse um. Der Druck nimmt mit zunehmender Beladung stärker zu als $-\ln(P)$. Dort muß die Güte fallen. Im Zwischenbereich muß sich ein Gütemaximum befinden.

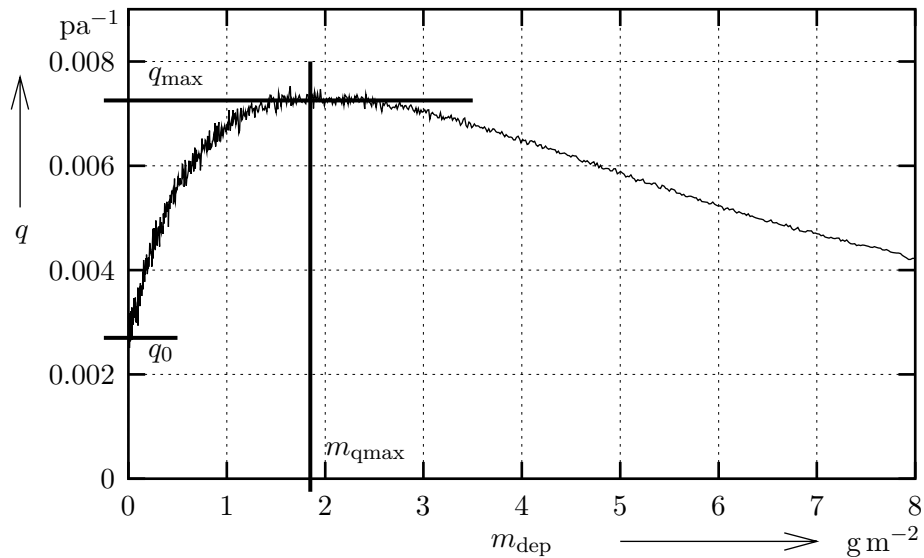


Abbildung 8.4: Filtergüte in Abhängigkeit der deponierten Masse

In Abbildung 8.4 ist die Güte in Abhängigkeit der deponierten Masse für die zuletzt gezeigten Daten abgebildet. Darin fallen drei charakteristische Größen auf:

- Güte des unbeladenen Filters q_0 : Je höher die Filtergüte zu Beginn der Beladung, desto besser ist die Abscheideleistung des Filters bzw. desto geringer sind die Energiekosten während des Filterbetriebs.
- Güte im Maximum q_{\max} : Siehe q_0 .
- Deponierte Masse, bei der das Gütemaximum auftritt $m_{q_{\max}}$: Je größer die Masse $m_{q_{\max}}$, desto höher ist die Standzeit der Filter. Weniger Abreinigungen bzw. Filterwechsel sind nötig.

Die Form der hier untersuchten Gütefunktionen in Abhängigkeit der deponierten Partikelmasse war für alle durchgeführten Beladungsexperimente immer gleich. Von einer geringen Anfangsgüte q_0 steigt die Gütekurve mit zunehmender deponierter Partikelmasse steil an. Es bildet sich ein Gütemaximum q_{\max} bei einer charakteristischen Partikelmasse $m_{q_{\max}}$ aus. Mit weiterer Zunahme von deponierter Partikelmasse fällt die Filtergüte ab.

In den folgenden Abschnitten werden an den charakteristischen Größen q_0 , q_{\max} und $m_{q_{\max}}$ der Gütefunktionen Parameterstudien vorgenommen, um den Einfluß von Anströmgeschwindigkeit, Partikelladung und elektrischem Feld zu untersuchen.

8.3 Auswertung der Beladungsmessungen

Folgende Parameter wurden bei den unterschiedlichen Beladungsexperimenten variiert:

- Anströmgeschwindigkeit: 3,5 cm/s; 5 cm/s; 10 cm/s; 20 cm/s; 30 cm/s
- Partikelladungsverteilung: Verteilung aus Generator; Verteilung nach UV-Aufladung
- Elektrische Feldstärke: 0 kV/cm; 2 kV/cm

Die Partikelgröße und die Ladungsverteilung des Aerosols wurden mit dem DMPS-System bestimmt. Der Partikeldurchmesser des monodispersen Aerosols lag bei allen Messungen im Größenbereich $500 \text{ nm} < D_p < 700 \text{ nm}$, wobei die geometrische Standardabweichung immer unter 1,06 lag. Genauer ließ sich die Partikelgröße am Partikelgenerator nicht einstellen. Sie schwankte von Tag zu Tag, war aber während der jeweiligen Messung stabil. Die Abhängigkeit der Filtergüte von der Partikelgröße ist in diesem Größenbereich vernachlässigbar, da dieser Größenbereich sich in der Nähe des Penetrationsmaximums befindet.

Die Ladungsverteilung des Aerosols aus dem Generator (ohne weitere Partikelaufladung) läßt sich durch eine diskrete Gaußverteilung (Gleichung 8.6) mit dem Mittelwert 0 und einer Standardabweichung (quadratischer Mittelwert) von $n_{\text{eff}} = 1,6$ beschreiben.

$$f(n) = \frac{e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{n}{n_{\text{eff}}}\right)^2}}{\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{n}{n_{\text{eff}}}\right)^2}} \quad (8.6)$$

Nach der Bestrahlung im UV-Auflader wird eine diskrete Gaußverteilung mit dem Mittelwert 0 und einer höheren Standardabweichung von $n_{\text{eff}} = 2,5$ erreicht.

Zur Veranschaulichung sind die Ladungsanteile in der folgenden Tabelle angegeben:

Prozentuale Ladungsanteile	$n = 0$	$n = \pm 1$	$n = \pm 2$	$n = \pm 3$	$n = \pm 4$
ohne UV-Aufladung ($n_{\text{eff}} = 1,6$)	31,2 %	23,0 %	9,1 %	2,2 %	0 %
mit UV-Aufladung ($n_{\text{eff}} = 2,5$)	20,6 %	18,0 %	12,1 %	6,2 %	3,4 %

Tabelle 8.2: Gemessene Ladungsverteilungen der Partikel

Bei den Beladungsexperimenten wurde eine elektrische Feldstärke von 1,2 kV/cm angelegt. Diese Größe ergibt sich, indem an den Gitterelektroden im Abstand von 1,7 mm (Filterdicke l) eine Spannung von 200 V angelegt wird.

Als Maß für den Parameter "Anströmgeschwindigkeit" wird in den folgenden Auswertungen der Druckabfall des jeweils unbeladenen Filters verwendet. Der Druckabfall hängt linear mit

der Anströmgeschwindigkeit zusammen (Abschnitt 8.1). Die Auswirkung der Filterinhomogenitäten bezüglich des Druckabfalls ist somit vernachlässigbar, da die Filter nur über ihren Anfangsdruckverlust charakterisiert werden.

8.3.1 Güte von unbeladenen Filtern

In Abbildung 8.5 ist die Anfangsfiltergüte q_0 des jeweils unbeladenen Filters in Abhängigkeit vom Anfangsdruckverlust aufgetragen. (Der Anfangsdruckverlust ist ein Maß für die Anströmgeschwindigkeit).

Jeder aus einer separaten Beladungsmessung berechnete Wert der Anfangsgüte wird durch ein Symbol gekennzeichnet. Ausgefüllte Symbole beziehen sich auf Messungen mit angelegtem elektrischen Feld, leere Symbole entsprechen Messungen ohne elektrischem Feld. Kreise entsprechen der Partikelladungsverteilung aus dem Partikelgenerator, Quadrate beziehen sich auf die Ladungsverteilung nach der UV-Aufladung.

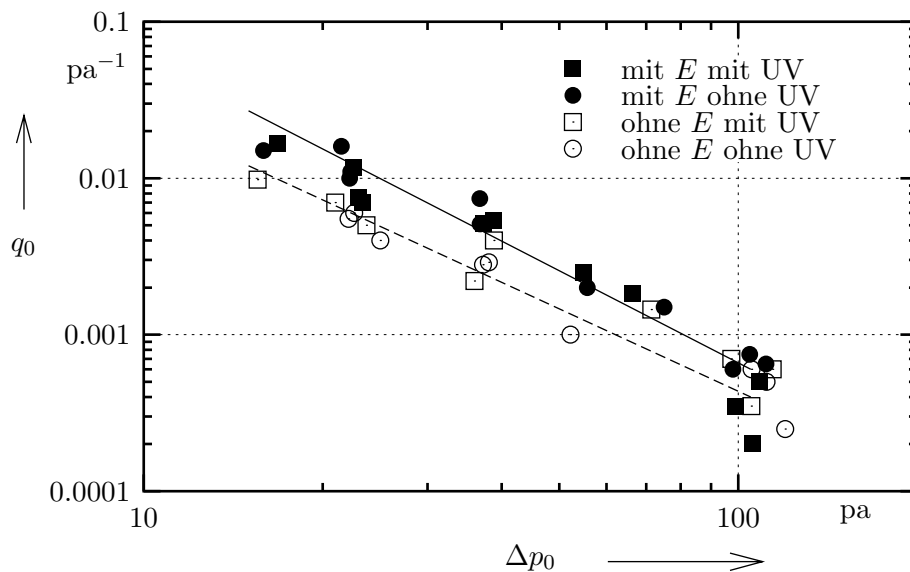


Abbildung 8.5: Güte des unbeladenen Filters in Abhängigkeit des Druckabfalls unbeladener Filter

Das Diagramm ist im doppelt logarithmischen Maßstab aufgetragen. Die Meßwerte weisen trotz minimiertem Einfluß der Inhomogenitäten eine erhebliche Streuung auf.

Für die untersuchten Partikelladungsverteilungen konnte hier kein Einfluß auf die Anfangsfiltergüte nachgewiesen werden. Die Anfangsgüte scheint im Rahmen der begrenzten Unterschiede in den Ladungsverteilungen unabhängig von der Ladungsverteilung zu sein.

Nachgewiesen werden kann der Einfluß des elektrischen Feldes auf die Anfangsfiltergüte. Dazu

sind im Diagramm zwei Trendlinien zu sehen. Die durchgezogene Linie bezieht sich auf alle Meßwerte mit angelegtem elektrischem Feld – die gestrichelte Linie ohne elektrischem Feld.

Diese Trendlinien (lineare Regression der logarithmischen Größen) liegen bei geringem Anfangsdruckverlust ($\hat{=}$ geringe Anströmgeschwindigkeit) weiter auseinander als bei höherem Anfangsdruckverlust. Die Güteverbesserung durch das elektrische Feld ist demnach bei geringen Anströmgeschwindigkeiten stärker als bei hoher Anströmgeschwindigkeit. Quantitativ wird die Filtergüte hier bei einer Anströmgeschwindigkeit von 5 cm/s mehr als verdoppelt, wobei die Güteverbesserung bei 30 cm/s durch einen Faktor von ca. 1,5 beschrieben werden kann.

Diese Verbesserung der Filtrationseigenschaften an unbeladenen Filtern wurde schon in den vorangegangenen Untersuchungen nachgewiesen und quantifiziert. Im folgenden wird untersucht, in wieweit die Güteverbesserung bei der Beladung aufrecht erhalten werden kann.

8.3.2 Maximale Güte beladener Filter

Entsprechend zum vorherigen Abschnitt wird hier die Filtergüte im Gütemaximum diskutiert. Dazu ist in Abbildung 8.6 die maximale Filtergüte in Abhängigkeit vom Anfangsdruckverlust des jeweiligen Filters aufgetragen. Die Symbole der Meßwerte entsprechen denen des vorigen Abschnitts.

Im Gütemaximum ist kein Einfluß der Partikelladungsverteilung auf die Größe der maximalen Güte q_{\max} erkennbar.

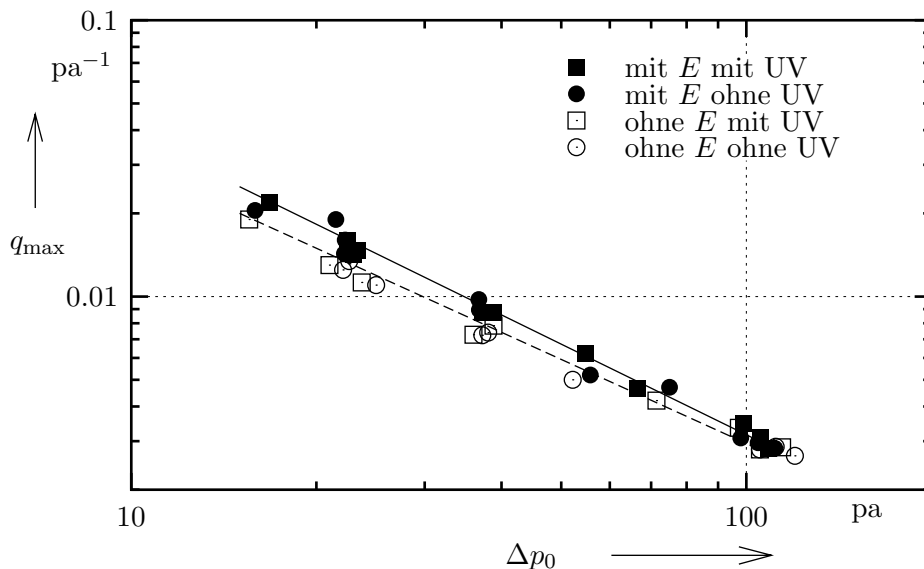


Abbildung 8.6: Maximale Güte des Filters in Abhängigkeit vom Druckabfall des unbeladenen Filters

Deutlich erkennbar ist der Einfluß des elektrischen Feldes auf die Größe der maximalen Güte. Für die Meßwerte mit angelegtem elektrischen Feld ist eine durchgezogene Trendlinie dargestellt, ohne elektrischem Feld eine gestrichelte.

Bei geringem Anfangsdruckverlust ($\hat{=}$ geringe Anströmgeschwindigkeit) ist der Unterschied zwischen der maximalen Güte mit und ohne elektrischem Feld wesentlich höher als bei hohem Anfangsdruckverlust. Die maximale Güte mit angelegtem elektrischen Feld ist bei gleicher Anströmgeschwindigkeit bzw. Anfangsdruckverlust immer höher als ohne Feld. Allerdings ist die relative Güteänderung geringer als bei den unbeladenen Filtern.

Im Gütemaximum nähert sich die Gütekurve (siehe Abbildung 8.4) mit elektrischem Feld der Güte ohne elektrischem Feld an. Mit zunehmender Massenbeladung laufen die Gütekurven mit und ohne elektrischem Feld zusammen. Dieser Trend ist hier allerdings nicht dargestellt. Wichtig für die Beladbarkeit der elektrisch unterstützten Filter ist jedoch die Fragestellung, bei welcher deponierten Masse das Gütemaximum auftritt. Auf die deponierte Masse im Gütemaximum wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen.

8.3.3 Deponierte Masse im Gütemaximum

In Abbildung 8.7 ist die deponierte Partikelmasse pro Filterflächeneinheit im Gütemaximum in Abhängigkeit des Anfangsdruckverlustes des jeweiligen Filters aufgetragen. Die Symbole wurden entsprechend der vorangegangenen Gütekurven gewählt.

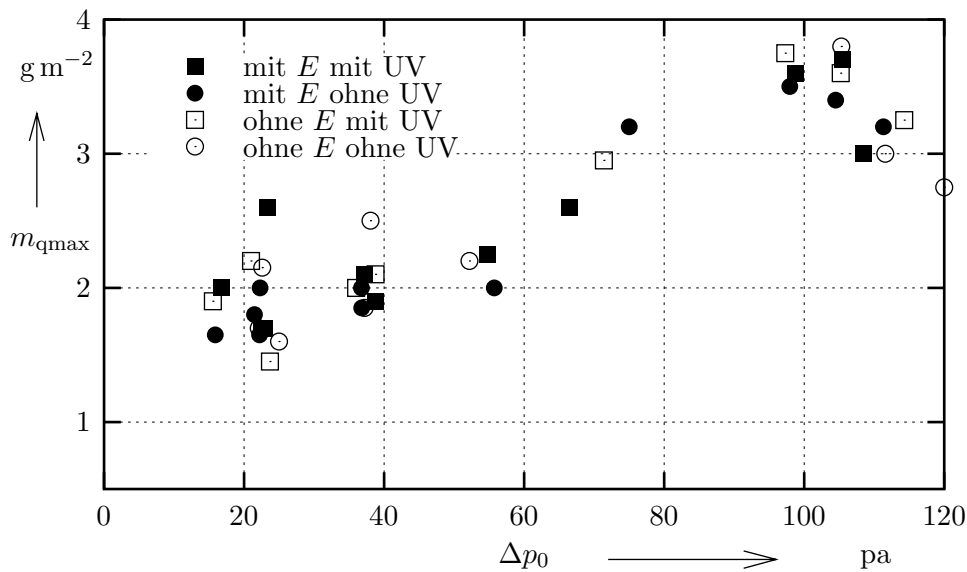


Abbildung 8.7: Deponierte Partikelmasse im Gütemaximum in Abhängigkeit vom Druckabfall des unbeladenen Filters

Die deponierte Partikelmasse im Gütemaximum scheint unabhängig vom angelegten elektrischen Feld und von der Ladungsverteilung zu sein. Es ist kein signifikanter Einfluß erkennbar. Der Einfluß der elektrischen Effekte auf die Struktur der Beladung scheint demnach vernachlässigbar.

Zudem variiert die Masse im Gütemaximum in einem weiten Bereich. Grund dafür sind vermutlich auch hier die Inhomogenitäten der Filter.

Als signifikant kann der Anstieg der Masse im Gütemaximum mit zunehmendem Anfangsdruckabfall bzw. Anströmgeschwindigkeit gesehen werden. Die mittlere deponierte Masse im Gütemaximum beträgt bei einer Anströmgeschwindigkeit von 5 cm/s etwa 1,7 g/m² und steigt auf etwa 3,2 g/m² bei einer Anströmgeschwindigkeit von 30 cm/s an.

8.3.4 Druckabfall im Gütemaximum

Ein weiteres Kriterium zur Bewertung der Filtrationseigenschaften bei der Beladung ist der Druckabfall. Dazu wird der Druckabfall an der Stelle des Gütemaximums untersucht.

Aufgetragen ist in Abbildung 8.8 der relative Druckanstieg im Gütemaximum bezüglich des jeweiligen Anfangsdruckverlustes in Abhängigkeit des Anfangsdruckverlustes. Es ist eine geringe Streuung der Meßwerte erkennbar, die auf Filterinhomogenitäten zurückzuführen ist.

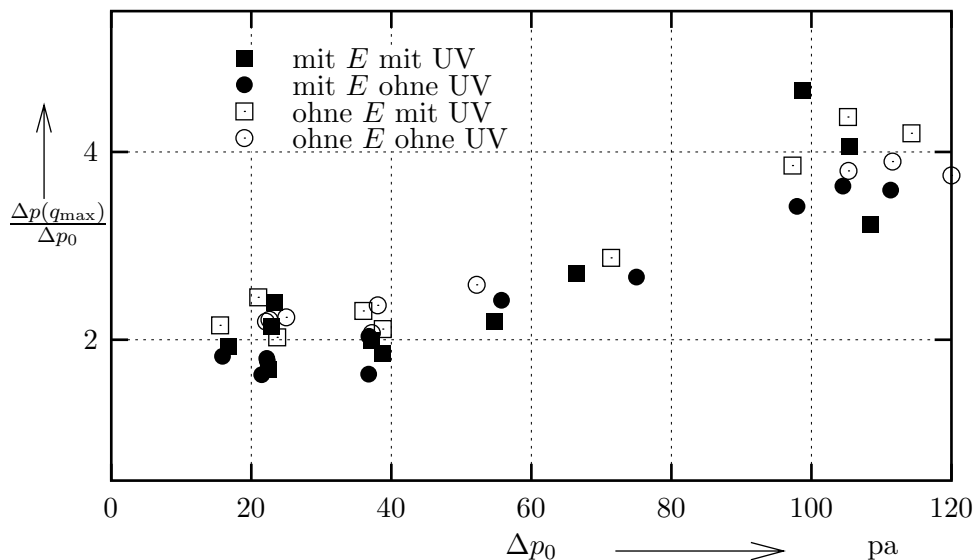


Abbildung 8.8: Relativer Druckunterschied im Gütemaximum bezüglich des Druckabfalls des unbeladenen Filters

Generell wird deutlich, daß der relative Druckanstieg im Gütemaximum mit zunehmendem Anfangsdruckverlust bzw. zunehmender Anströmgeschwindigkeit zunimmt. Beispielsweise tritt das Gütemaximum bei einer Anströmgeschwindigkeit von 5 cm/s bei einem verdoppelten Anfangsdruckverlust auf. Bei einer Anströmgeschwindigkeit von 30 cm/s hat sich der Anfangsdruckverlust im Gütemaximum in etwa vervierfacht.

Es ist kein signifikanter Einfluß der Partikelladungsverteilung auf den Druckverlustanstieg im Gütemaximum erkennbar. Dagegen scheint das elektrische Feld einen geringen Einfluß zu haben. Bei geringen Anfangsdruckverlusten bzw. Anströmgeschwindigkeiten liegt der Druckabfall mit angelegtem elektrischen Feld unterhalb dessen ohne Feld. Da im Gütemaximum jeweils etwa die gleiche Partikelmasse mit und ohne elektrischem Feld abgeschieden wird (siehe Abbildung 8.7) kann darauf geschlossen werden, daß bei vorherrschendem elektrischen Feld der Druckverlust mit zunehmender Beladung langsamer ansteigt. Dieses Verhalten ist allerdings nur bei geringen Anströmgeschwindigkeiten (< 10 cm/s) zu beobachten.

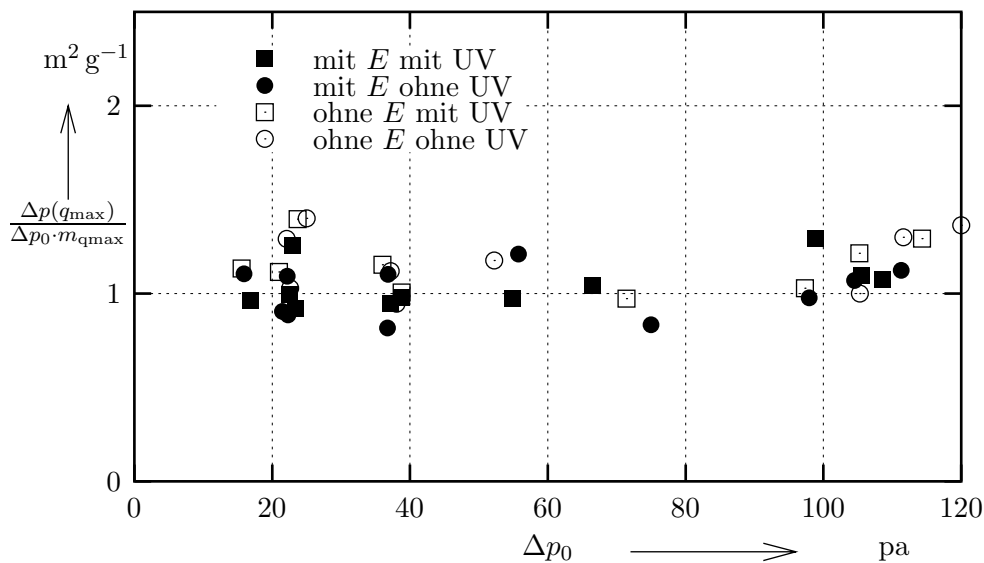


Abbildung 8.9: Relativer Druckunterschied im Gütemaximum bezüglich der deponierten Masse

Zur Veranschaulichung des oben genannten Zusammenhangs wird in Abbildung 8.9 der relative Druckanstieg auf die deponierte Masse im Gütemaximum bezogen. Besonders auffällig ist die Konstanz des relativen Druckanstiegs bezüglich der deponierten Masse in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit bzw. des Anfangsdruckverlustes der Filter. Alle Meßwerte liegen um $1 m^2 g^{-1}$. Im Gütemaximum ist demnach für den hier untersuchten Anströmgeschwindigkeitsbereich ein linearer Zusammenhang zwischen relativem Druckabfallan-

stieg und eingelagerter Partikelmasse erkennbar.

Bei genauerer Betrachtung ist bei geringer Anströmgeschwindigkeit bzw. Anfangsdruckverlust der relative Druckverlust pro deponierter Masse mit elektrischem Feld geringer als ohne (Ausgefüllte Symbole liegen bei geringeren Werten als die leeren Symbole). Daraus ergibt sich, daß der Druckabfall mit zunehmender Partikelbeladung bei anliegendem elektrischen Feld langsamer ansteigt als ohne Feld. Dieses Verhalten wurde in den numerischen Untersuchungen dieser Arbeit vorhergesagt.

8.3.5 Schichteffizienz unbeladener Filter

Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie kann nur an unbeladenen Filtern erfolgen, da das numerische Modell nur für unbeladene Filter gilt.

Um den Vergleich durchführen zu können, muß zunächst eine vergleichbare Größe gefunden werden. Dazu wird die gemessene Schichteffizienz $S_{\text{eff,g}}$ des unbeladenen Filters herangezogen, die sich aus dem natürlichen Logarithmus der gemessenen Penetration $P_{0,g}$ des unbeladenen Filters bestimmt:

$$S_{\text{eff,g}} = -\ln(P_{0,g}) = \frac{q_0}{\Delta p_0} \quad (8.7)$$

Die numerisch bestimmte Schichteffizienz wird mit Hilfe des effektiven Einzelfaserabscheidegrades η_{eff} (siehe Abschnitt 5.3) berechnet. Der effektive Einzelfaserabscheidegrad berücksichtigt die Ladungsverteilung der Partikel, das elektrische Feld, die Filtergeometrie und die Partikeleigenschaften.

In den numerischen Untersuchungen wurden Filterinhomogenitäten vernachlässigt, die hier berücksichtigt werden müssen. Daher wird an dieser Stelle für die Penetration Gleichung 8.8 verwendet:

$$P_{0,b} = \exp\left(\xi \frac{-4 \cdot l \cdot c}{D_F(1-c)\pi} \eta_{\text{eff}}\right) \quad (8.8)$$

Die berechnete Schichteffizienz $S_{\text{eff,b}}$ wird aus dem natürlichen Logarithmus der berechneten Penetration des unbeladenen Filters gebildet:

$$S_{\text{eff,b}} = -\ln(P_{0,b}) = \xi \frac{-4 \cdot l \cdot c}{D_F(1-c)\pi} \eta_{\text{eff}} \quad (8.9)$$

In Abbildung 8.10 sind die gemessenen Schichteffizienzen unbeladener Filter dargestellt. Jeder Meßwert wird durch ein Symbol repräsentiert. Gefüllte Symbole entsprechen den Meßwerten mit angelegtem elektrischen Feld, leere Symbole ohne angelegtes elektrisches Feld.

Die eingezeichneten Linien entsprechen den theoretischen Werten der Schichteffizienz. Der Inhomogenitätsfaktor ξ aus Gleichung 8.9 wurde dabei derart angepaßt, daß die theoretischen

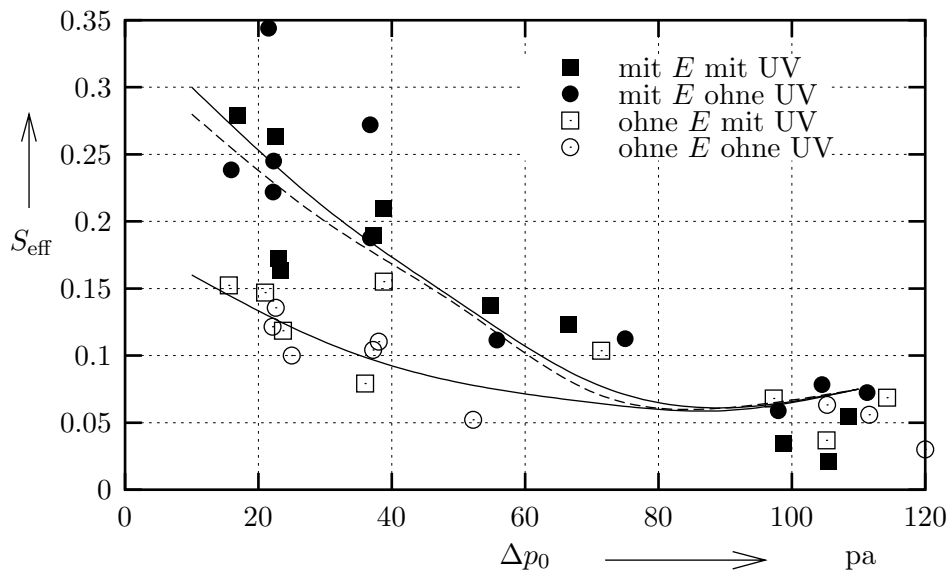


Abbildung 8.10: Schichteffizienz des unbeladenen Filters in Abhängigkeit vom Druckabfall des unbeladenen Filters

Werte ohne elektrisches Feld mit den Meßwerten ohne Feld übereinstimmen (Im Fall ohne angelegtes elektrisches Feld liegen die theoretischen Kurven beider untersuchten Ladungsverteilungen übereinander).

Der über die Anpassung der theoretischen Werte an die Meßwerte bestimmte Inhomogenitätsfaktor ξ ohne elektrisches Feld wird weiter verwendet, um die theoretischen Kurven mit elektrischem Feld zu berechnen.

Die obere durchgezogene Kurve repräsentiert die theoretischen Werte mit elektrischem Feld bei UV-aufgeladenem Aerosol. Die gestrichelte Kurve beschreibt die Werte des niedriger geladenen Aerosols aus dem Partikelgenerator.

Besonders ausgeprägt ist die Zunahme der Schichteffizienz durch Anlegen des elektrischen Feldes bei geringen Anströmgeschwindigkeiten (bei $3,5 \text{ cm/s} \cong 15 \text{ pa}$ Anfangsdruckabfall etwa Verdopplung der Schichteffizienz).

Bei höheren Anströmgeschwindigkeiten nähern sich die Schichteffizienzen unbeladener Filter mit und ohne elektrischem Feld aneinander an.

8.3.6 Schichteffizienz im Gütemaximum

Als weitere charakteristische Größe wird die Schichteffizienz $S_{\text{eff},q_{\text{max}}}$ im Gütemaximum näher untersucht. Sie ist definiert als:

$$S_{\text{eff},q_{\text{max}}} = -\ln(P(q_{\text{max}})) = \frac{q_{\text{max}}}{\Delta p(q_{\text{max}})} \quad (8.10)$$

Diese Größe ist in Abhängigkeit vom Anfangsdruckverlust des jeweiligen Filters in Abbildung 8.11 dargestellt.

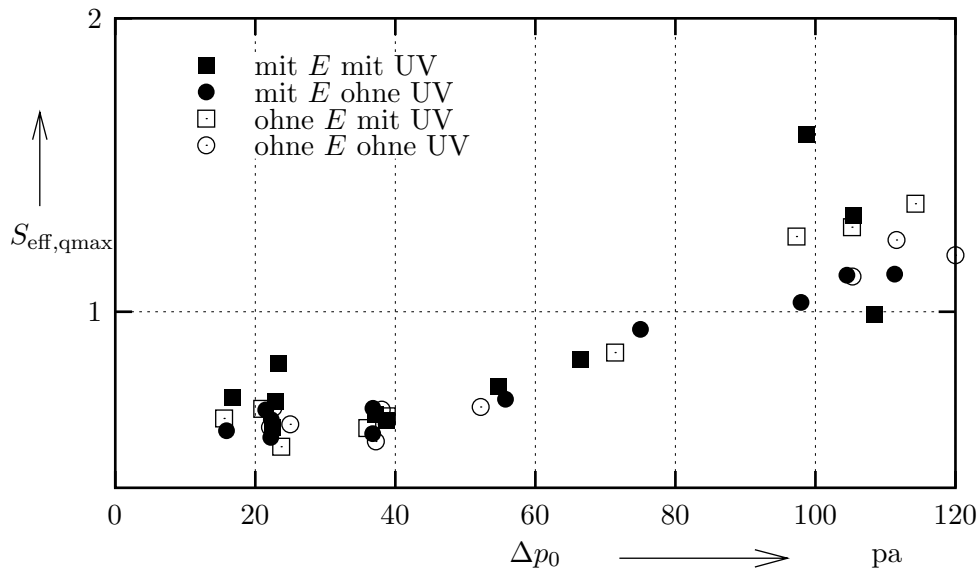


Abbildung 8.11: Schichteffizienz des Filters im Gütemaximum in Abhängigkeit vom Druckabfall des unbeladenen Filters

Auffällig ist darin die Zunahme der Schichteffizienz im Gütemaximum mit zunehmendem Anfangsdruckabfall bzw. zunehmender Anströmgeschwindigkeit der Filter. Dieser Trend ist vergleichbar mit der Zunahme des relativen Druckabfalls im Gütemaximum (Abbildung 8.9) bzw. der Zunahme der deponierten Masse im Gütemaximum (Abbildung 8.7).

Ein signifikanter Einfluß der Ladungsverteilung der Partikel oder des angelegten elektrischen Feldes auf die Schichteffizienz im Gütemaximum ist in Abbildung 8.11 nicht zu erkennen.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Dissertation wurden mechanische und elektrische Abscheidemechanismen detailliert vorgestellt. Unter Berücksichtigung aller auftretenden Abscheidemechanismen wurde ein Modell entwickelt, das durch Partikeltrajektorienanalyse auf die Abscheideleistung von faserförmigen Filtermedien schließen läßt. Im hier erstellten Modell werden erstmals alle auftretenden Abscheidemechanismen als gekoppelt betrachtet, inklusive der stochastischen Diffusionsbewegung. Diese Vorgehensweise ermöglicht eine annähernde Übereinstimmung von simulierter und physikalisch auftretender Partikelbewegung.

Durch Analyse der Partikeltrajektorien können mit dem entwickelten numerischen Modell Einzelfaserabscheidegrade für unterschiedliche Filter- und Partikelparameter bestimmt werden. Aus den Einzelfaserabscheidegraden werden die makroskopischen Filtrationseigenschaften von Faserfiltern vorhergesagt.

Der Vergleich zwischen numerischen Berechnungen und experimentellen Daten bestätigt die Gültigkeit des hier entwickelten Modells.

In den Modellrechnungen zeigt sich, daß der Durchmesser der Filterfasern für die Verbesserung der Abscheideleistung durch externe elektrische Felder von großer Bedeutung ist. Die zusätzlichen elektrischen Abscheidemechanismen zeigen bei größeren Faserdurchmessern ($D_F \geq 5 \mu\text{m}$) einen stärkeren Einfluß als bei feinen Fasern. Zusätzlich werden elektrisch ungeladene größere Partikel durch das Anlegen elektrischer Felder besser abgeschieden als kleinere Partikel.

Die Abscheidung großer Partikel findet in der Regel in Vorfiltern statt, bei denen große Fasern verwendet werden. Im Vorfilterbereich werden zur Zeit synthetische Fasern mit Durchmessern $> 5 \mu\text{m}$ eingesetzt. Für Filtermedien dieses Fasergrößenbereichs wurde in den

numerischen Untersuchungen eine entscheidende Verbesserung der Abscheideleistung durch Anlegen elektrischer Felder nachgewiesen.

Als weitere Erkenntnis der numerischen Untersuchungen ergibt sich, daß der Partikelladungszustand für die Verbesserung der Abscheideleistung durch elektrische Felder wesentlich ist. Es stellte sich heraus, daß die Ladungsverteilung der Partikel und insbesondere die Polarität der Partikelladungen das Abscheideverhalten maßgeblich beeinflussen. So ist bei einer bipolaren Ladungsverteilung der Einsatz eines zweistufigen Filters (3 Gitteranordnung) wünschenswert, um die Verbesserungen in der Abscheideleistung weiter zu erhöhen.

Als Einschränkung kann die geringe Anströmgeschwindigkeit von $u_0 < 5$ cm/s gesehen werden, bei der die elektrischen Abscheidemechanismen ihre größten Auswirkungen zeigen. Das liegt an den hier untersuchten Partikelladungsverteilungen. Es ist durchaus vorstellbar, die Partikelabscheidung auch bei höheren Anströmgeschwindigkeiten bis zu $u_0 \approx 30$ cm/s nutzbar zu machen. Allerdings ist es dann zwingend erforderlich, daß die Partikel hohe Ladungszustände aufweisen. Das kann entweder durch die Partikelgeneration (z.B. bei Verbrennungsprozessen) oder durch gezielte Partikelkonditionierung (elektrische Partikelaufladung) erfolgen.

Die sicherheitstechnischen Bedenken bezüglich der Durchschlagsfestigkeit konnten widerlegt werden. Die Spannung, bei der eine elektrische Entladung im Filtermedium auftritt, ist etwa um den Faktor 10 höher als die Betriebsspannung des Filters. Auch eine hohe relative Feuchte beeinträchtigt die Durchschlagsfestigkeit nicht negativ.

Die Ergebnisse der Beladungsexperimente zeigen, daß der Einfluß elektrischer Felder auf die Filtrationseigenschaften besonders deutlich bei unbeladenen bzw. schwach beladenen Filtern ist. Mit zunehmender Beladung nimmt der Einfluß elektrischer Abscheidemechanismen ab. Dieses Verhalten ist allerdings nicht von Nachteil, da gerade unbeladene Filter eine geringe Güte aufweisen und diese durch Anlegen eines elektrischen Feldes verbessert werden können. Lagern sich Partikel im Filter ein, so nimmt die Güte bis zu einem bestimmten Beladungszustand zu, wobei die Güte der Filter bei angelegtem elektrischen Feld stets höher ist als ohne Feld.

Anhang A

Elektrisches Feld der Einzelfaser

In ein homogenes elektrisches Feld

$$\vec{E}_h = E_h \cdot \vec{e}_x \quad E_h = \text{const.} \quad (\text{A.1})$$

wird in eine unendlich lange zylindrische Faser gebracht, die senkrecht zur elektrischen Feldrichtung verläuft. Die Faser ist polarisierbar und besitzt die Dielektrizitätszahl $\epsilon_{r,F}$.

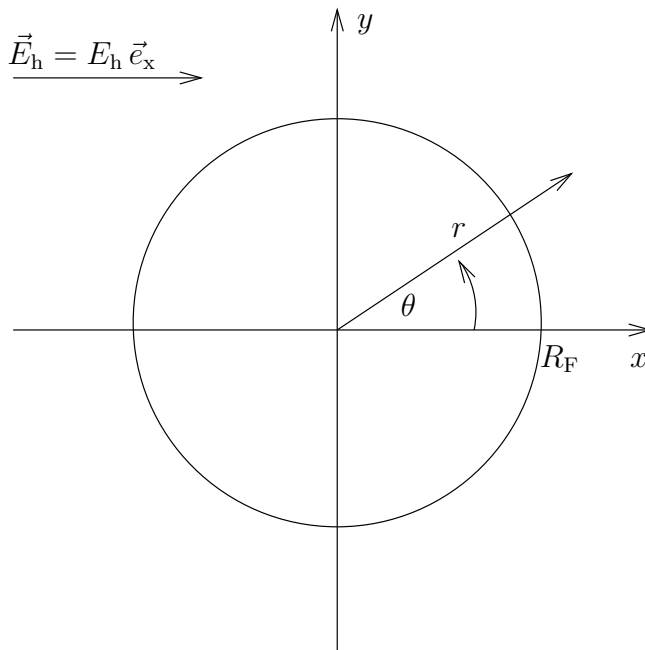


Abbildung A.1: Fasergeometrie

Im folgenden wird das resultierende elektrische Feld hergeleitet (vergl. [11]).

Innerhalb der Faser stellt sich ein homogener Feldverlauf $\vec{E}_{F,i}$ ein.

$$\vec{E}_{F,i} = E_{F,i} \cdot \vec{e}_x \quad E_{F,i} = \text{const.} \quad (\text{A.2})$$

Für das Potential innerhalb der Faser $\varphi_{F,i}$ gilt dann

$$\varphi_{F,i} = - \int_{P_0}^P \vec{E}_{F,i} \cdot d\vec{s} \quad (\text{A.3})$$

$$= - \int_{x_0}^x E_{F,i} dx \quad (\text{A.4})$$

$$= -E_{F,i} \cdot x + \varphi_0 \quad (\text{A.5})$$

wobei das Bezugspotential φ_0 zu 0 gesetzt werden kann.

Das Potential außerhalb der Faser berechnet sich aus der Überlagerung des Potentials des angelegten homogenen elektrischen Feldes \vec{E}_h und des Potentials eines Liniendipols.

$$\varphi_{F,a} = -E_h \cdot x + \frac{\vec{p}_{L,F} \cdot \vec{r}}{2\pi\epsilon_0 \cdot r^2} \quad (\text{A.6})$$

$\vec{p}_{L,F}$ entspricht dem Liniendipolmoment der dielektrischen Faser. Das Liniendipolmoment der Faser wird durch das angelegte elektrische Feld hervorgerufen und zeigt auch in dessen Richtung.

$$\vec{p}_{L,F} \cdot \vec{r} = p_{L,F} \cdot r \cdot \cos \theta \quad (\text{A.7})$$

Seine Größe $p_{L,F}$ ist direkt proportional zur angelegten Feldstärke E_h . Somit kann Gl. (A.6) mit der Proportionalitätskonstanten β_{el} umgeschrieben werden zu

$$\varphi_{F,a} = -E_h \cdot x + \frac{\beta_{el}}{r^2} \cdot E_h \cdot r \cdot \cos \theta \quad (\text{A.8})$$

Wird x durch $r \cdot \cos \theta$ substituiert, so schreiben sich Gl. (A.5) und Gl. (A.8) zu:

$$\varphi_{F,i} = -E_{F,i} \cdot r \cdot \cos \theta \quad r \leq R_F \quad (\text{A.9})$$

$$\varphi_{F,a} = E_h \cdot r \cdot \cos \theta \cdot \left(\frac{\beta_{el}}{r^2} - 1 \right) \quad r \geq R_F \quad (\text{A.10})$$

Die unbekanntenen Größen $E_{F,i}$ und β_{el} können nun durch Auswertung von folgenden Randbedingungen gewonnen werden:

- Stetigkeit des Potentials:

$$\varphi_{F,i}(R_F) = \varphi_{F,a}(R_F) \quad (\text{A.11})$$

$$E_{F,i} = E_h \cdot \left(1 - \frac{\beta_{el}}{R_F^2} \right) \quad (\text{A.12})$$

- Stetigkeit der elektrischen Verschiebungsdichte in Flächennormalenrichtung (ohne Flächenladung):

$$\varepsilon_{r,F} \cdot \frac{\partial \varphi_{F,i}}{\partial r} \Big|_{r=R_F} = \frac{\partial \varphi_{F,a}}{\partial r} \Big|_{r=R_F} \quad (\text{A.13})$$

$$\varepsilon_{r,F} \cdot E_{F,i} = E_h \cdot \left(1 + \frac{\beta_{el}}{R_F^2} \right) \quad (\text{A.14})$$

Aus Gl. (A.12) und Gl. (A.14) folgt:

$$\beta_{el} = R_F^2 \cdot \frac{\varepsilon_{r,F} - 1}{\varepsilon_{r,F} + 1} \quad (\text{A.15})$$

$$E_{F,i} = E_h \cdot \frac{2}{\varepsilon_{r,F} + 1} \quad (\text{A.16})$$

Zur Vereinfachung der resultierenden Feldstärkegleichungen wird der dielektrische Faserparameter

$$\alpha_F = \frac{\varepsilon_{r,F} - 1}{\varepsilon_{r,F} + 1} \quad (\text{A.17})$$

eingeführt. Das elektrische Feld im Außenraum der Faser berechnet sich aus

$$\vec{E}_{F,a} = -\text{grad}(\varphi_{F,a}) \quad (\text{A.18})$$

in Zylinderkoordinaten zu

$$\vec{E}_{F,a} = E_h \cdot \left[\begin{pmatrix} 1 + \alpha_F \left(\frac{R_F}{r} \right)^2 \\ -1 + \alpha_F \left(\frac{R_F}{r} \right)^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta \cdot \vec{e}_r \\ \sin \theta \cdot \vec{e}_\theta \end{pmatrix} \right] \quad (\text{A.19})$$

In kartesischen Koordinaten lautet Gl. (A.19)

$$\vec{E}_{F,a} = E_h \cdot \left[\begin{pmatrix} 1 + \alpha_F \left(\frac{R_F}{r} \right)^2 \cdot \cos 2\theta \\ \alpha_F \left(\frac{R_F}{r} \right)^2 \cdot \sin 2\theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{e}_x \\ \vec{e}_y \end{pmatrix} \right] \quad (\text{A.20})$$

Anhang B

Elektrische Kräfte auf Partikel

Es gibt drei Arten von elektrischen Kräften, die auf Partikel wirken können: Spiegelladungskräfte, Coulombkräfte und Dipolkräfte. Spiegelladungskräfte treten auf, wenn sich ein elektrisch geladenes Partikel vor einer polarisierbaren oder elektrisch leitenden Faser befindet. Die Partikelladung wird in die Faser eine Spiegelladung induzieren, die eine Kraftwirkung auf das Partikel ausübt. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Spiegelladungskraft vernachlässigt, da sie im Vergleich zu der Coulomb- und Dipolkraft sehr gering ausfällt. Hier soll zunächst auf die Coulombkraft elektrisch geladener Partikel eingegangen werden. Später wird auf die Dipolkraft eingegangen, die auf polarisierbare Partikel wirkt.

B.1 Kraft auf elektrisch geladene Partikel

Wird ein elektrisch geladenes Partikel einem elektrischen Feld ausgesetzt, so wirkt eine Coulombkraft \vec{F}_{el} auf das Partikel.

$$\vec{F}_{\text{el}} = q \cdot \vec{E} \tag{B.1}$$

Diese Kraft ist proportional zur elektrischen Feldstärke \vec{E} und zur Ladung q , die das Partikel trägt. Die Ladung q ist immer ein Vielfaches der Elementarladung e . Gl. (B.1) lässt sich umschreiben zu

$$\vec{F}_{\text{el}} = n \cdot e \cdot \vec{E} \tag{B.2}$$

wobei n die Anzahl an Elementarladungen auf dem Partikel angibt. Für den Spezialfall einer polarisierbaren elektrischen Faser in einem homogenen elektrischen Feld ist der Verlauf der

elektrischen Feldstärke bekannt. Aus Gl. (A.19) und Gl. (B.2) schreibt sich die Coulombkraft als

$$\vec{F}_{\text{el}} = n \cdot e \cdot E_{\text{h}} \cdot \left[\begin{pmatrix} 1 + \alpha_{\text{F}} \left(\frac{R_{\text{F}}}{r} \right)^2 \\ -1 + \alpha_{\text{F}} \left(\frac{R_{\text{F}}}{r} \right)^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta \cdot \vec{e}_{\text{r}} \\ \sin \theta \cdot \vec{e}_{\theta} \end{pmatrix} \right] \quad (\text{B.3})$$

B.2 Kraft auf polarisierbare Partikel

Auf elektrisch polarisierbare Partikel wirkt die Kraft

$$\vec{F}_{\text{di}} = |\vec{p}_{\text{P}}| \cdot \text{grad}|\vec{E}| \quad (\text{B.4})$$

wobei \vec{p}_{P} das Dipolmoment des Partikels darstellt, und \vec{E} das elektrische Feld, in dem es sich bewegt. Das Dipolmoment des Partikels wird wiederum durch das elektrische Feld hervorgerufen und berechnet sich für kugelförmige Partikel zu

$$\vec{p}_{\text{P}} = 4\pi\varepsilon_0 \cdot \alpha_{\text{P}} \cdot R_{\text{P}}^3 \cdot \vec{E} \quad (\text{B.5})$$

mit dem dielektrischen Partikelparameter

$$\alpha_{\text{P}} = \frac{\varepsilon_{\text{r,P}} - 1}{\varepsilon_{\text{r,P}} + 2} \quad (\text{B.6})$$

Dabei stellt R_{P} den Partikelradius und ε_{P} die relative Dielektrizitätszahl des Partikels dar. Das Dipolmoment des Partikels hat laut Gl. (B.5) die Richtung des elektrischen Feldes. Der Gradient des Feldstärkebetrages zeigt in dieselbe Richtung. Wird Gl. (B.5) in Gl. (B.4) eingesetzt, so erhält man eine kompakte Gleichung, die die Kraftwirkung auf ungeladene kugelförmige Partikel im elektrischen Feld beschreibt.

$$\vec{F}_{\text{di}} = 2\pi\varepsilon_0 \cdot \alpha_{\text{P}} \cdot R_{\text{P}}^3 \cdot \text{grad}(\vec{E}^2) \quad (\text{B.7})$$

Für den Spezialfall einer polarisierbaren elektrischen Faser in einem homogenen elektrischen Feld ist der Verlauf der elektrischen Feldstärke Gl. (A.19) bekannt. Im folgenden wird für diesen Fall $\text{grad}(\vec{E}^2)$ und die dielektrophoretische Kraft \vec{F}_{di} bestimmt.

$$\vec{E}^2 = E_{\text{h}}^2 \left[\left(1 + \alpha_{\text{F}} \left(\frac{R_{\text{F}}}{r} \right)^2 \right)^2 \cos^2 \theta + \left(-1 + \alpha_{\text{F}} \left(\frac{R_{\text{F}}}{r} \right)^2 \right)^2 \sin^2 \theta \right] \quad (\text{B.8})$$

$$\vec{E}^2 = E_{\text{h}}^2 \left(1 + 2 \cdot \alpha_{\text{F}} \left(\frac{R_{\text{F}}}{r} \right)^2 \cos 2\theta + \alpha_{\text{F}}^2 \left(\frac{R_{\text{F}}}{r} \right)^4 \right) \quad (\text{B.9})$$

$$\text{grad}(\vec{E}^2) = -\frac{4 \cdot \alpha_F \cdot E_h^2}{R_F} \left(\frac{R_F}{r}\right)^3 \begin{pmatrix} \alpha_F \left(\frac{R_F}{r}\right)^2 + \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{e}_r \\ \vec{e}_\theta \end{pmatrix} \quad (\text{B.10})$$

Aus Gl.(B.7) und Gl.(B.10) berechnet sich die Kraft auf ungeladene Partikel zu

$$\vec{F}_{\text{di}} = -\frac{2\pi\varepsilon_0 D_P^3 \alpha_P \alpha_F E_h^2}{D_F} \left(\frac{R_F}{r}\right)^3 \begin{pmatrix} \alpha_F \left(\frac{R_F}{r}\right)^2 + \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{e}_r \\ \vec{e}_\theta \end{pmatrix} \quad (\text{B.11})$$

Anhang C

Dimensionslose Bewegungsgleichung

Im folgenden wird die dimensionslose Bewegungsgleichung der Partikel hergeleitet. Die Kräftebilanz wird durch Gl. (C.1) beschrieben.

$$\underbrace{m_{\text{P}} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt}}_{\text{Trägheitskräfte}} + \underbrace{\frac{1}{b_{\text{P}}} \cdot (\vec{v} - \vec{u})}_{\text{Schleppkräfte}} = \underbrace{\vec{F}_{\text{ext}}}_{\text{Externe Kräfte}} \quad (\text{C.1})$$

Die Masse m_{P} der Partikel und deren mechanische Beweglichkeit b_{P} [5] berechnen sich zu

$$m_{\text{P}} = \frac{D_{\text{P}}^3 \pi}{6} \varrho_{\text{P}} \quad (\text{C.2})$$

$$b_{\text{P}} = \frac{c_{\text{s}}}{3\pi\mu D_{\text{P}}} \quad (\text{C.3})$$

Bezieht man nun alle Längen auf den Faserradius R_{F} , alle Geschwindigkeiten auf die Anströmgeschwindigkeit u_0 und alle Zeiten auf die Zeit, die benötigt wird, um mit der Anströmgeschwindigkeit die Strecke eines Faserradius zurückzulegen, so erhält man die dimensionslose Geschwindigkeit \vec{v}^* und die dimensionslose Zeit t^* .

$$\vec{v}^* = \frac{1}{u_0} \vec{v} \quad (\text{C.4})$$

$$t^* = \frac{u_0}{R_{\text{F}}} t \quad (\text{C.5})$$

Gl. (C.1) schreibt sich in dimensionslosen Größen zu

$$m_{\text{P}} \cdot \frac{u_0^2}{R_{\text{F}}} \frac{d\vec{v}^*}{dt^*} + \frac{1}{b_{\text{P}}} \cdot u_0 (\vec{v}^* - \vec{u}^*) = \vec{F}_{\text{ext}} \quad (\text{C.6})$$

Werden alle Konstanten dieser Differentialgleichung zu einer Konstanten zusammengefaßt, so schreibt sich Gl. (C.6) zu

$$\underbrace{\frac{D_P^2 \rho_P c_s u_0}{18 \mu R_F}}_{N_{St}} \cdot \frac{d\vec{v}^*}{dt^*} + \vec{v}^* - \vec{u}^* = \frac{1}{u_0} b_P \vec{F}_{ext} \quad (C.7)$$

Dabei ist N_{St} die sogenannte Stokeszahl, die eine Abschätzung des Verhältnisses Trägheitskräfte/Schleppkräften zuläßt. Je größer die Stokeszahl, desto größer ist der Einfluß der Trägheitskräfte auf die Partikelbewegung.

Der Term

$$\frac{1}{u_0} b_P \vec{F}_{ext} \quad (C.8)$$

kann als dimensionslose externe Geschwindigkeit \vec{u}_{ext}^* interpretiert werden. Somit lautet die dimensionslose Bewegungsgleichung der Partikelbewegung:

$$N_{St} \frac{d\vec{v}^*}{dt^*} = \vec{u}^* + \vec{u}_{ext}^* - \vec{v}^* \quad (C.9)$$

Anhang D

Runge-Kutta-Fehlberg-Methode

Oftmals treten in der Technik Differentialgleichungen auf, die analytisch nur sehr schwer (oder gar nicht) zu lösen sind. Um dennoch Lösungen zu erhalten, werden numerische Lösungsverfahren eingesetzt. Ein Verfahren zur Lösung des Anfangswertproblems

$$\frac{dy(t)}{dt} = f(t, y(t)) \quad y(t_0) = y_0 \quad (\text{D.1})$$

ist die hier beschriebene Runge-Kutta-Fehlberg-Methode ([15], [18]). Sie löst Anfangswertprobleme 1.Ordnung. Dieses Verfahren läßt sich allerdings auch für Differentialgleichungen höherer Ordnung einsetzen, da eine Differentialgleichung m -ter Ordnung ($m > 1$) in ein System von m Differentialgleichungen 1.Ordnung überführt werden kann. Die erste bis $(m - 1)$ -te Ableitung dienen als Zustandsvariablen des Systems. Man erhält also m Differentialgleichungen 1.Ordnung, die miteinander verknüpft sind und simultan gelöst werden müssen. Dieses System von Differentialgleichungen schreibt sich entsprechend Gl.(D.1) in vektorieller Form

$$\frac{d\vec{y}(t)}{dt} = f(t, \vec{y}(t)) \quad \vec{y}(t_0) = \vec{y}_0 \quad (\text{D.2})$$

wobei die Elemente des Lösungsvektors $\vec{y}(t)$ den Zustandsvariablen entsprechen. Für die weiteren Überlegungen wird die Form der Differentialgleichung nach Gl. (D.1) gewählt, da sich alle Rechenoperationen ohne weiteres auf Vektoren übertragen lassen.

Ausgehend vom Anfangswert y_0 wird eine Lösung für $y_1=y(t_1=t_0 + h)$ gesucht, deren Genauigkeit von der Schrittweite h abhängt. Diese Lösung $y_1=y(t_1)$ ist dann wiederum Anfangswert für den darauffolgenden Schritt, in dem $y_2=y(t_2=t_1 + h)$ berechnet wird. Es werden solange Lösungen für $y(t)$ berechnet, bis der Verlauf hinreichend weit bekannt ist. Die Runge-Kutta-Fehlberg-Methode beschreibt dazu die Rechenvorschrift, nach der jeweils der nächste Schritt $y_{i+1}=y(t_{i+1}=t_i + h)$ mit den jeweiligen Anfangsbedingungen $y_i=y(t_i)$ bestimmt wird.

Hier soll nicht die Runge-Kutta-Methode hergeleitet werden, sondern nur die Grundidee des numerischen Verfahrens erläutert werden. Dazu ist die Lösungsfunktion in einer Taylorreihe

$$y(t) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{y^{(\nu)}(t_i)}{\nu!} (t - t_i)^\nu \quad (\text{D.3})$$

um t_i zu entwickeln. $y^{(\nu)}(t_i)$ stellt die ν -te Ableitung der Lösungsfunktion an der Stelle t_i dar. Wird nun der Funktionswert an der Stelle $t=t_i + h$ bestimmt, so schreibt sich die Taylorreihe in Gl. (D.3) als

$$y(t_i + h) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{y^{(\nu)}(t_i)}{\nu!} h^\nu \quad (\text{D.4})$$

Bricht man diese Reihe in Gl. (D.4) nach dem q -ten Glied ab, so ergibt sich

$$y(t_i + h) = \sum_{\nu=0}^q \frac{y^{(\nu)}(t_i)}{\nu!} h^\nu + O(h^{q+1}) \quad (\text{D.5})$$

mit einem Abbruchfehler $O(h^{q+1})$. Der Abbruchfehler ist ein Polynom in h mit der niedrigsten Potenz h^{q+1} . Das heißt, der Fehler hat die Ordnung $q + 1$.

Die Runge-Kutta-Methode nutzt in ihrer Herleitung eine Taylorreihenentwicklung aus. Je nach Ordnung q der Runge-Kutta-Formel, wird eine bestimmte Anzahl s an Zwischenschritten benötigt. Bei jedem Zwischenschritt wird eine Hilfsgröße k_ν bestimmt. Die allgemeine Rechenvorschrift lautet:

$$\begin{aligned} k_0 &= f(t_i, y_i) \\ k_\nu &= f\left(t_i + c_\nu h, y_i + h \sum_{j=0}^{\nu-1} a_{\nu j} k_j\right) \quad (\nu = 1, \dots, s-1) \\ y_{i+1} &= y_i + h \sum_{\nu=0}^{s-1} b_\nu k_\nu \\ t_{i+1} &= t_i + h \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

Die in Gl. (D.6) auftretenden Konstanten $a_{\nu j}$, b_ν , c_ν sind charakteristische Größen der verwendeten Runge-Kutta-Formel. Für das klassische Runge-Kutta-Verfahren lauten diese:

c_ν	$a_{\nu j}$	b_ν
0		1/6
1/2	1/2	1/3
1/2	0 1/2	1/3
1	0 0 1	1/6

Dieses Verfahren ist 4. Ordnung. Die Ordnung einer Runge-Kutta-Formel ist definitionsgemäß so, daß sich ein Fehler pro Schritt von $O(h^{q+1})$ ergibt. Der Fehler verringert sich drastisch

mit Verkleinerung der Schrittweite. Eine höhere Ordnung einer Runge-Kutta-Formel läßt bei gleichem Fehler eine größere Schrittweite zu. Über den Absolutfehler läßt sich keine Aussage treffen.

Um effektiv zu rechnen, ist eine hohe Genauigkeit bei einem möglichst geringen Rechenaufwand wünschenswert. Durch Verkleinerung der Schrittweiten kann nahezu beliebig genau gerechnet werden, was allerdings die Schrittzahl und damit die Rechenzeit erhöht. Fehlberg [15] entwickelte sogenannte *eingebettete Verfahren* mit Schrittweitensteuerung. Die Effizienz der Berechnung wird mittels einer geeigneten Schrittweitensteuerung beachtlich erhöht. In Bereichen, in denen der Funktionswert $y(t)$ einen linearen Verlauf hat, kann (und sollte) die Schrittweite h viel größer gewählt werden, als in Bereichen, in denen sich der Funktionswert stark ändert.

Das Besondere an der Runge-Kutta-Fehlberg-Methode besteht darin, daß eine zweite Lösung \hat{y}_{i+1} berechnet wird, die nur der Fehlerabschätzung dient. Sie lautet

$$\hat{y}_{i+1} = y_i + h \sum_{\nu=0}^{s-1} \hat{b}_\nu k_\nu \quad (\text{D.7})$$

Die Berechnungsvorschriften beider Lösungen unterscheiden sich nur in den Konstanten b_ν und \hat{b}_ν , die die Ordnungen der Lösungen bestimmen. Die Lösung \hat{y}_{i+1} hat die Ordnung p . Die Lösung y_{i+1} mit Ordnung $q > p$ wird als genauer angesehen und als Ergebnis weiterverwendet. Der Betrag der Differenz aus den Lösungen ist ein Maß für den aktuellen Fehler.

$$err = \|y_{i+1} - \hat{y}_{i+1}\| \quad (\text{D.8})$$

Ist der gemachte Fehler err größer als eine geforderte Genauigkeit ε , so wird der aktuelle Schritt verworfen. Die Schrittweite wird über die Formel

$$h_{\text{neu}} = 0,9h \left(\frac{\varepsilon}{err} \right)^{\frac{1}{p+1}} \quad (\text{D.9})$$

verkleinert und der Schritt mit der neuen Schrittweite h_{neu} wiederholt. Ist der Fehler innerhalb der geforderten Genauigkeit ε , wird der Schritt akzeptiert und die nächste Schrittweite mittels Gl. (D.9) angepaßt. Folgende Punkte sollten allerdings bei der Schrittweitensteuerung beachtet werden:

- Die Schrittweite sollte nicht zu stark auf einmal verändert werden (z. B. nur zwischen 1/5 und 5mal des ursprünglichen Wertes).
- Direkt nach einem verworfenen Schritt sollte die Schrittweite nicht vergrößert werden.

In dieser Arbeit wird eine Runge-Kutta-Formel von Dormand und Prince [14] namens DOPRI RK5(4)7FM angewendet. Sie hat die Ordnungen $q = 5$ und $p = 4$ zur Fehlerabschätzung. Sie benötigt $s = 7$ Zwischenschritte. Ihre Konstanten sind in folgender Tabelle dargestellt:

c_ν	$a_{\nu j}$						b_ν	\hat{b}_ν
0							$\frac{35}{384}$	$\frac{5179}{57600}$
$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{5}$						0	0
$\frac{3}{10}$	$\frac{3}{40}$	$\frac{9}{40}$					$\frac{500}{1113}$	$\frac{7571}{16695}$
$\frac{4}{5}$	$\frac{44}{45}$	$-\frac{56}{15}$	$\frac{32}{9}$				$\frac{125}{192}$	$\frac{393}{640}$
$\frac{8}{9}$	$\frac{19372}{6561}$	$-\frac{25360}{2187}$	$\frac{64448}{6561}$	$-\frac{212}{729}$			$-\frac{2187}{6784}$	$-\frac{92097}{339200}$
1	$\frac{9017}{3168}$	$-\frac{355}{33}$	$\frac{46732}{5247}$	$\frac{49}{176}$	$-\frac{5103}{18656}$		$\frac{11}{84}$	$\frac{187}{2100}$
1	$\frac{35}{384}$	0	$\frac{500}{1113}$	$\frac{125}{192}$	$-\frac{2187}{6784}$	$\frac{11}{84}$	0	$\frac{1}{40}$

Anhang E

Partikeldiffusion

Werden submikrone Partikel in einem ruhenden Gas durch ein Mikroskop betrachtet, so wird eine irreguläre Bewegung der Partikel sichtbar. Diese sogenannte Brown'sche Bewegung entsteht durch Kollisionen mit Gasmolekülen. Ein Partikel erfährt in der Größenordnung 10^{21} Zusammenstöße mit Gasmolekülen pro Sekunde. Bei jeder Kollision findet ein Impulsaustausch statt, der eine Partikelbewegung hervorruft.

Um die Theorie der Brown'schen Bewegung mathematisch zu beschreiben, wird für die Partikel eine Kräftebilanz aufgestellt:

$$\underbrace{m_P \frac{d\vec{v}}{dt}}_{\text{Trägheitskräfte}} + \underbrace{\frac{1}{b_P} \vec{v}}_{\text{Schleppkräfte}} = \underbrace{\vec{F}_{\text{sto}}(t)}_{\text{Stochastische Kraft}} \quad (\text{E.1})$$

Die Impulsänderung pro Zeit, die auf Partikel wirkt, wird in der Kräftebilanz als stochastische Kraft berücksichtigt. Durch Umformung von Gl.(E.1) ergibt sich die sogenannte Langevin-Gleichung

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\beta \vec{v} + \vec{A}(t) \quad (\text{E.2})$$

mit der Partikelgeschwindigkeit \vec{v} , dem stochastischen Term $\vec{A}(t)$ und dem Kehrwert aus Partikelmasse und mechanischer Beweglichkeit

$$\beta = \frac{1}{m_P b_P} \quad (\text{E.3})$$

Die Langevin-Gleichung Gl.(E.2) ist stochastischer Natur und läßt sich nicht ohne weiteres lösen. Um dennoch zu einer Lösung zu gelangen, müssen folgende Forderungen an den stochastischen Term $\vec{A}(t)$ gestellt werden:

- $\vec{A}(t)$ ist unabhängig von der Partikelgeschwindigkeit \vec{v}
- $\vec{A}(t)$ variiert sehr viel schneller als \vec{v}

Die Langevin-Gleichung hat dann die formale Lösung:

$$\vec{v} - \vec{v}_0 \exp(-\beta t) = \exp(-\beta t) \int_0^t \exp(\beta \tau) \vec{A}(\tau) d\tau \quad (\text{E.4})$$

Betrachtet man nun ein kleines Zeitintervall Δt und bestimmt nach Gl.(E.4) eine neue Partikelgeschwindigkeit, so berechnet sie sich zu

$$\vec{v}(t + \Delta t) = \vec{v}(t) \exp(-\beta \Delta t) + \vec{\Delta}v(\Delta t) \quad (\text{E.5})$$

mit einer stochastischen Geschwindigkeitsänderung $\vec{\Delta}v(\Delta t)$. Integriert man diese Gleichung über das Zeitintervall Δt auf, so ergibt sich eine Gleichung für den neuen Ort

$$\vec{x}(t + \Delta t) = \vec{x}(t) + \frac{\vec{v}(t)}{\beta} (1 - \exp(-\beta \Delta t)) + \vec{\Delta}x(\Delta t) \quad (\text{E.6})$$

mit einer stochastischen Ortsverschiebung $\vec{\Delta}x(\Delta t)$.

Chandrasekhar [13] bestimmte 1943 mit Methoden der statistischen Physik die Verteilungsfunktionen von Geschwindigkeitsänderung und Ortsverschiebung der Brown'schen Bewegung. Sowohl die Geschwindigkeitsänderung $\vec{\Delta}v(\Delta t)$ als auch die Ortsverschiebung $\vec{\Delta}x(\Delta t)$ gehorchen einer Normalverteilung um den Erwartungswert 0. Ihre Varianzen berechnen sich zu

$$\sigma_{\vec{\Delta}v(\Delta t)}^2 = \frac{kT}{m_P} (1 - \exp(-2\beta \Delta t)) \quad (\text{E.7})$$

$$\sigma_{\vec{\Delta}x(\Delta t)}^2 = \frac{kT}{m_P \beta^2} (2\beta \Delta t - 3 + 4 \exp(-\beta \Delta t) - \exp(-2\beta \Delta t)) \quad (\text{E.8})$$

Zusätzlich ergibt sich ihre Kovarianz zu

$$\text{cov}(\vec{\Delta}v(\Delta t), \vec{\Delta}x(\Delta t)) = \frac{kT}{m_P \beta} (1 - \exp(-\beta \Delta t))^2 \quad (\text{E.9})$$

da $\vec{\Delta}v(\Delta t)$ und $\vec{\Delta}x(\Delta t)$ nicht unabhängig voneinander betrachtet werden dürfen. Stellt sich z.B. eine große Geschwindigkeitsänderung in eine Richtung ein, so wird auch mit hoher Wahrscheinlichkeit eine Ortsverschiebung in diese Richtung erfolgen.

In der 2-dimensionalen Ebene erhält man für die Wahrscheinlichkeitsverteilung der korrelierten Geschwindigkeits- und Ortsverschiebungen

$$W(\vec{\Delta}v, \vec{\Delta}x) = \frac{1}{4\pi^2(FG - H^2)} \exp\left(-\frac{F|\vec{\Delta}v|^2 - 2H(\vec{\Delta}v \cdot \vec{\Delta}x) + G|\vec{\Delta}x|^2}{2(FG - H^2)}\right) \quad (\text{E.10})$$

mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned} F &= \sigma_{\vec{\Delta}x(\Delta t)}^2 \\ G &= \sigma_{\vec{\Delta}v(\Delta t)}^2 \\ H &= \text{cov}(\vec{\Delta}v(\Delta t), \vec{\Delta}x(\Delta t)) \end{aligned}$$

Im 3-dimensionalen Raum schreibt sich die Wahrscheinlichkeitsverteilung der korrelierten Geschwindigkeits- und Ortsverschiebungen zu

$$W(\vec{\Delta v}, \vec{\Delta x}) = \frac{1}{8\pi^3 \sqrt{FG - H^2}^3} \exp\left(-\frac{F|\vec{\Delta v}|^2 - 2H(\vec{\Delta v} \cdot \vec{\Delta x}) + G|\vec{\Delta x}|^2}{2(FG - H^2)}\right) \quad (\text{E.11})$$

Für sehr große Zeitschritte ($\beta\Delta t \gg 1$) geht die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Geschwindigkeitsänderungen in die Maxwell'sche Verteilung über. Sie ist unabhängig von Δt und lautet

$$W(\vec{\Delta v}) = \frac{1}{2\pi\sigma_{\vec{\Delta v}}^2} \exp\left(-\frac{|\vec{\Delta v}|^2}{2\sigma_{\vec{\Delta v}}^2}\right) \quad (\text{E.12})$$

in der Ebene bzw.

$$W(\vec{\Delta v}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\vec{\Delta v}}^2}^3} \exp\left(-\frac{|\vec{\Delta v}|^2}{2\sigma_{\vec{\Delta v}}^2}\right) \quad (\text{E.13})$$

im 3-dimensionalen Raum. Für ihre Varianz gilt

$$\sigma_{\vec{\Delta v}}^2 = \frac{kT}{m_{\text{P}}} \quad (\text{E.14})$$

Die Verteilungsfunktion der Ortsverschiebung geht für große Zeitschritte in die Einstein'sche Verteilung über und lautet

$$W(\vec{\Delta x}) = \frac{1}{2\pi\sigma_{\vec{\Delta x}}^2} \exp\left(-\frac{|\vec{\Delta x}|^2}{2\sigma_{\vec{\Delta x}}^2}\right) \quad (\text{E.15})$$

in der Ebene bzw.

$$W(\vec{\Delta x}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\vec{\Delta x}}^2}^3} \exp\left(-\frac{|\vec{\Delta x}|^2}{2\sigma_{\vec{\Delta x}}^2}\right) \quad (\text{E.16})$$

im 3-dimensionalen Raum. Ihre Varianz

$$\sigma_{\vec{\Delta x}}^2 = \frac{2kT}{m_{\text{P}}\beta} \Delta t \quad (\text{E.17})$$

geht in die Einstein'sche Beziehung über:

$$\overline{\Delta x^2} = 2D\Delta t \quad (\text{E.18})$$

Das mittlere Ortsverschiebungsquadrat ist proportional zum Zeitintervall Δt und dem Diffusionskoeffizienten

$$D = kTb_{\text{P}} \quad (\text{E.19})$$

Für große Zeitschritte kann die Korrelation zwischen Ortsverschiebung und Geschwindigkeitsänderung vernachlässigt werden. Für diesen Fall genügt es, die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung Gl.(E.12) bzw. Gl.(E.13) und die Einstein'sche Ortsverschiebungen Gl.(E.15)

bzw. Gl.(E.16) für eine Partikelbahnberechnung heranzuziehen. Kommt jedoch das Produkt $\beta\Delta t$ in die Größenordnung 10 und kleiner, so muß die Korrelation auf jeden Fall in die Rechnung einfließen. In diesem Fall müssen Ortsverschiebungen und Geschwindigkeitsänderungen der allgemeinen Verteilungsfunktion in Gl.(E.10) bzw. Gl.(E.11) folgen.

Die zur Generierung der Wahrscheinlichkeitsverteilungen erforderlichen Zufallszahlen werden mit der in Anhang F beschriebenen Methode erzeugt.

Anhang F

Zufallszahlenerzeugung

Im Anhang E wurden die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Ortsverschiebungs- und Geschwindigkeitsänderungen von Partikeln in Gasen vorgestellt. Es sind mehrdimensionale Gaußverteilungen. In Rechnersystemen und Programmiersprachen werden in der Regel keine Zufallszahlen derart bereitgestellt. Vielmehr sind oftmals nur gleichverteilte Zufallszahlen im Bereich $[0;1]$ verfügbar. In diesem Kapitel wird ein Verfahren vorgestellt, das die Erzeugung beliebig verteilter Zufallszahlen mittels gleichverteilter Zufallszahlen ermöglicht. Diese Methode wird am Beispiel einer 1-dimensionalen Gaußverteilung erläutert.

Die Dichtefunktion gaußverteilter Zufallszahlen ξ mit dem Mittelwert 0 und der Standardabweichung σ_ξ lautet [2]:

$$f(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\xi} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\xi}{\sigma_\xi}\right)^2\right) \quad (\text{F.1})$$

Ihr Verlauf ist in Abbildung F.1 (durchgezogene Kurve) dargestellt. Der Funktionswert von $f(\xi)$ geht für $|\xi| \rightarrow \infty$ gegen 0.

Die Zufallszahlen ξ müssen auf ein Intervall beschränkt werden, in dem der Hauptteil der Verteilung liegt. Im hier vorgestellten Beispiel sollen die erzeugten Zufallszahlen im Bereich

$$-3\sigma_\xi \leq \xi \leq 3\sigma_\xi \quad (\text{F.2})$$

liegen. In diesem Intervall werden 99,73% aller Fälle berücksichtigt.

Zur Erzeugung gaußverteilter Zufallszahlen in diesem Intervall, deren Dichtefunktion Gl.(F.1) entspricht, werden zunächst zwei gleichverteilte Zufallszahlen ξ_G und ζ benötigt. Das Intervall der gleichverteilten Zufallszahl ξ_G soll dabei dem Intervall in Gl.(F.2) entsprechen. Die Zufallszahl ζ soll eine Gleichverteilung im Intervall $[0; W_{\max}]$ aufweisen. Die Intervallgrenzen sind in Abb. F.1 durch die punktierten Linien dargestellt und spannen eine Ebene auf.

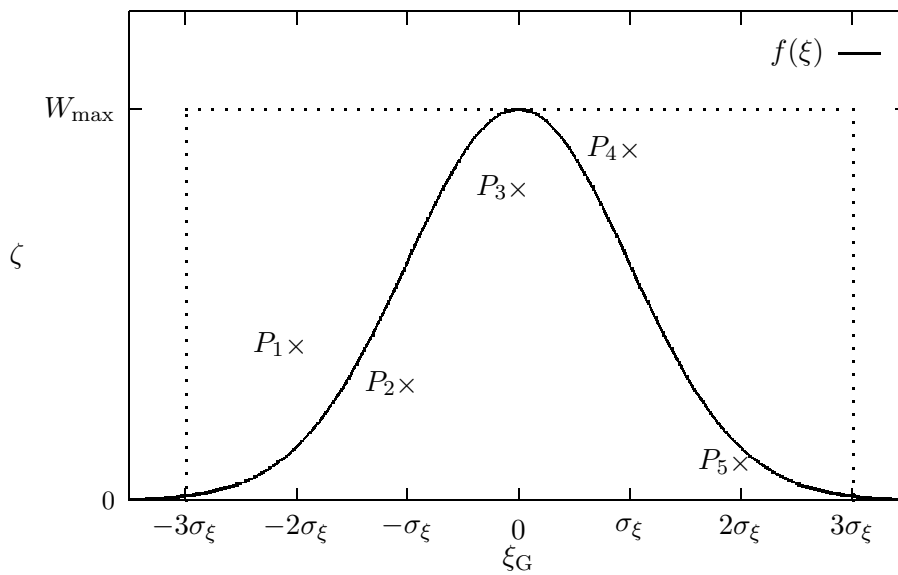


Abbildung F.1: Erzeugung gaußverteilter Zufallszahlen

Wird nun jeweils ein Satz beider Zufallszahlen ξ_G und ζ ausgewürfelt, so beschreibt dieser immer einen Punkt in der Ebene. Für eine große Anzahl ausgewürfelter Sätze stellt sich eine Gleichverteilung der Punkte in der aufgespannten Ebene ein. Liegt ein Punkt unterhalb des Funktionsverlaufes der Dichteverteilung, so wird die Zufallszahl ξ_G des Satzes als Zufallszahl ξ der Gaußverteilung akzeptiert. Andernfalls wird dieses ξ_G verworfen und trägt nicht zur erzeugten Gaußverteilung bei.

Mathematisch kann diese Regel folgendermaßen definiert werden: Falls

$$\zeta \leq f(\xi_G) \quad (\text{F.3})$$

wird dieses ξ_G als Element der gaußverteilten Zufallsvariablen aufgenommen. Andernfalls

$$\zeta > f(\xi_G) \quad (\text{F.4})$$

wird der Satz verworfen. Es werden immer neue Sätze von Zufallszahlen erzeugt. Geht die Anzahl der ausgewürfelten Sätze gegen unendlich, so werden die Zufallszahlen ξ_G der akzeptierten Sätze einer Gaußverteilung im beschränkten Intervall folgen.

In Abb. F.1 sind einige ausgewürfelte Sätze als Punkte eingezeichnet. Der Wert von ξ_G der Punkte P_1 und P_4 werden verworfen, wogegen ξ_G der Punkte P_2 , P_3 und P_5 als Werte der gaußverteilten Zufallsvariablen akzeptiert werden.

Zusammenfassend ist zu bemerken, daß dieses Verfahren auch für mehrdimensionale Wahrscheinlichkeitsverteilungen anwendbar ist. Für eine m -dimensionale Wahrscheinlichkeitsverteilung müssen $m + 1$ gleichverteilte Zufallszahlen zur Verfügung gestellt werden. Das sind zum

einen die m Zufallszahlen ξ_0, \dots, ξ_{m-1} selbst, und eine Testzahl ζ , die jeweils auf sinnvolle Intervalle skaliert werden müssen. Ein Satz von Zufallszahlen gehört der geforderten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung f an, wenn

$$\zeta \leq f(\xi_0, \dots, \xi_m) \tag{F.5}$$

erfüllt ist, ansonsten muß neu gewürfelt werden, bis ein Satz akzeptiert werden kann.

Zur Skalierung der erzeugenden Zufallszahlen ist zu bemerken, daß diese immer in einem Bereich liegen sollen, in dem eine genügend große Auftrittswahrscheinlichkeit existiert. Es macht kaum Sinn, in diesem Beispiel Zufallszahlen zu erzeugen, die im Intervall $-6\sigma_\xi \leq \xi \leq 6\sigma_\xi$ liegen. Es werden zwar annähernd 100 % aller möglichen Fälle berücksichtigt, aber nur auf Kosten der Anzahl ausgewürfelter Sätze. Mit Vergrößerung des berücksichtigten Intervalls nimmt die Erfolgswahrscheinlichkeit eines akzeptierten Satzes stark ab. Es werden im Verhältnis zu viele Sätze verworfen. Die Testzahl ζ muß immer auf das Intervall von 0 bis zum Maximalwert W_{\max} der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung angepaßt werden.

Anhang G

Strömungsfeld nach Kuwabara

Die Strömungsfunktion ψ eines strömenden Fluids um eine Einzelfaser muß in Zylinderkoordinaten die Differentialgleichung

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right)^2 \psi = 0 \quad (\text{G.1})$$

erfüllen. Diese Form der Differentialgleichung hat eine unendliche Vielfalt an Lösungen. Eine einfache Strömungsfunktion ψ , die diese Gleichung erfüllt, ist

$$\psi = g(r) \sin \theta \quad (\text{G.2})$$

Unter Berücksichtigung der Randbedingungen (Geschwindigkeitskomponenten auf der Oberfläche der Faser sind Null) leitete Kuwabara [26] folgende Lösung für ψ her

$$\psi = \frac{u_0}{2Ku} \left(A_{Ku} \cdot r + B_{Ku} \frac{R_F^2}{r} + C_{Ku} \cdot r \cdot \ln \frac{r}{R_F} + D_{Ku} \cdot \frac{r^3}{R_F^2} \right) \sin \theta \quad (\text{G.3})$$

mit den Konstanten

$$A_{Ku} = -1 + c \quad (\text{G.4})$$

$$B_{Ku} = 1 - \frac{1}{2}c \quad (\text{G.5})$$

$$C_{Ku} = 2 \quad (\text{G.6})$$

$$D_{Ku} = -\frac{1}{2}c \quad (\text{G.7})$$

$$Ku = -\frac{1}{2} \ln c - \frac{3}{4} + c - \frac{1}{4}c^2 \quad (\text{G.8})$$

die nur von der Packungsdichte c des Filtermediums abhängen.

Das Strömungsfeld ist innerhalb der sogenannten Kuwabara-Zelle mit dem Radius R_F/\sqrt{c} gültig. Die Kuwabara-Zelle ist in Abbildung G.1 dargestellt.

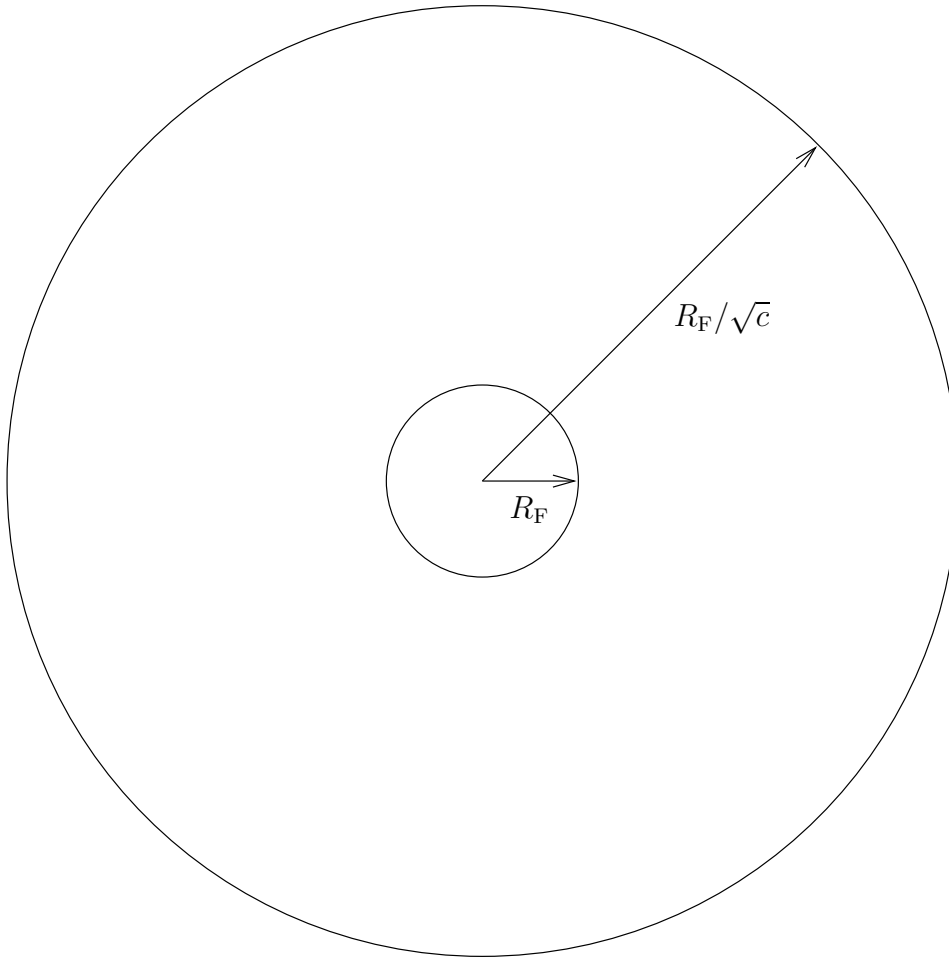


Abbildung G.1: Kuwabara-Zelle

Aus der Strömungsfunktion ψ berechnen sich die Geschwindigkeitskomponenten u_r und u_θ in Zylinderkoordinaten zu

$$u_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \quad (\text{G.9})$$

$$u_\theta = -\frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (\text{G.10})$$

\Leftrightarrow

$$u_r = \frac{u_0}{2Ku} \left(A_{Ku} + B_{Ku} \left(\frac{R_F}{r} \right)^2 + C_{Ku} \ln \frac{r}{R_F} + D_{Ku} \left(\frac{r}{R_F} \right)^2 \right) \cos \theta \quad (\text{G.11})$$

$$u_\theta = \frac{u_0}{2Ku} \left(-A_{Ku} + B_{Ku} \left(\frac{R_F}{r} \right)^2 - C_{Ku} \left(1 + \ln \frac{r}{R_F} \right) - 3D_{Ku} \left(\frac{r}{R_F} \right)^2 \right) \sin \theta \quad (\text{G.12})$$

Als dimensionslose Größen schreiben sich Gl.(G.11) und Gl.(G.12) zu

$$u_r^* = \frac{1}{2Ku} \left(A_{Ku} + B_{Ku} \frac{1}{r^{*2}} + C_{Ku} \ln r^* + D_{Ku} r^{*2} \right) \cos \theta \quad (\text{G.13})$$

$$u_\theta^* = \frac{1}{2Ku} \left(-A_{Ku} + B_{Ku} \frac{1}{r^{*2}} - C_{Ku} (1 + \ln r^*) - 3D_{Ku} r^{*2} \right) \sin \theta \quad (\text{G.14})$$

Falls der Faserradius R_F in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge λ^1 liegt, kann das strömende Fluid nicht mehr als Kontinuum betrachtet werden. Ein Maß dafür ist die Knudsenzahl

$$Kn_F = \frac{\lambda}{R_F} \quad (\text{G.15})$$

der Faser. Bei steigender Knudsenzahl muß die molekulare Natur des Gases in das Modell einfließen. Dazu wird angenommen, daß die tangentielle Geschwindigkeitskomponente des strömenden Fluids auf der Faseroberfläche nicht verschwindet. Dieser Vorgang wird in der Literatur als “aerodynamic slip” (Aerodynamischer Schlupf) bezeichnet. Pich [28] erweiterte das Modell der Einzelfaserumströmung von Kuwabara und modifizierte dazu die auftretenden Konstanten in folgender Weise.

$$A_{Ku} = -1 + c \quad (\text{G.16})$$

$$B_{Ku} = 1 - \frac{1}{2}c + 0,998 \cdot c \cdot Kn_F \quad (\text{G.17})$$

$$C_{Ku} = 2 \cdot (1 + 1,996 \cdot Kn_F) \quad (\text{G.18})$$

$$D_{Ku} = -\frac{1}{2}c \cdot (1 + 1,996 \cdot Kn_F) \quad (\text{G.19})$$

$$Ku = -\frac{1}{2} \ln c - \frac{3}{4} + c - \frac{1}{4}c^2 + 1,996 \cdot Kn_F \cdot \left(-\frac{1}{2} \ln c - \frac{1}{4} + \frac{1}{4}c^2\right) \quad (\text{G.20})$$

Das von Pich erweiterte Modell gilt für den sogenannten Slip-Bereich mit Knudsenzahlen $Kn_F \leq \frac{1}{4}$. D. h. für Faserdurchmesser $D_F \geq 0,52 \mu\text{m}$, die in dieser Arbeit ausschließlich auftreten, hat das Modell Gültigkeit. Für Faserradien mit $R_F \gg \lambda$ geht die Knudsenzahl gegen Null. Damit gehen die Konstanten des erweiterten Kuwabara Modells in ihre ursprünglichen Größen über.

¹Bei Luft mit Normaltemperatur ca. $0,065 \mu\text{m}$

Anhang H

Elektrische Durchschlagsfestigkeit

Bei der Filtration mit elektrisch unterstützten Filtermedien besteht prinzipiell die Gefahr, daß elektrische Durchschläge dazu führen, einen unerwünschten Strom fließen zu lassen. Dieser Strom führt zu einem Energieverlust beim Betrieb des Filters.

Viel wichtiger ist allerdings der sicherheitstechnische Aspekt bei Durchschlägen. Tritt ein Durchschlag auf, so kann die freiwerdende Energie groß genug werden, um das Filtermaterial oder das eingelagerte Partikelmaterial zu entzünden. Es besteht speziell die Befürchtung, daß Durchschläge bei hohen Luftfeuchtigkeiten vermehrt auftreten könnten und ein sicherer Betrieb der Filter dabei nicht gewährleistet werden kann.

Im folgenden wird die Durchschlagsfestigkeit der elektrisch unterstützten Filter untersucht. Dazu werden zunächst Durchschlag- Überschlagmechanismen erklärt. Die meßtechnische Überprüfung der Durchschlagsfestigkeit eines elektrisch unterstützten Filtermediums wird in Abschnitt H.3 vorgestellt.

H.1 Durchschlag elektrischer Anordnungen

Von einem Durchschlag spricht man, wenn sich zwischen zwei Elektroden ein Gas oder Gasgemisch befindet, durch das eine Entladung stattfindet. Hierbei wird ausschließlich der Ladungstransport durch das Gas betrachtet. Tritt ein Ladungstransport entlang von Oberflächen auf, so wird dieser als Überschlag bezeichnet.

Es gibt zwei unterschiedliche Durchschlagsarten (unselbständige Gasentladung und selbständige Gasentladung) die im folgenden erläutert werden.

H.1.1 Unselbständige Gasentladung

Um einen elektrischen Stromfluß hervorzurufen, müssen elektrische Ladungsträger zur Verfügung stehen. In Gasen sind diese Ladungsträger entweder Elektronen oder Gasionen. Diese geladenen Teilchen können entweder von außen hereingebracht werden oder sie werden durch einen von außen hervorgerufenen Einfluß (z.B. ionisierende Strahlung oder hohe Gastemperatur, die zur Thermoionisation führt) erzeugt. Wenn dieser Einfluß oder die Ursache nicht mehr vorhanden ist, so findet auch keine Gasentladung mehr statt. Man spricht dann von einer unselbständigen Gasentladung [4].

Ein Beispiel für eine unselbständige Gasentladung ist die permanente Gasentladung infolge natürlicher Strahlung, die im folgenden näher beschrieben wird.

Gasmoleküle sind natürlicher Strahlung wie beispielsweise der natürlichen Höhenstrahlung und natürlicher radioaktiven Strahlung der Erdrinde ausgesetzt. Wird einem Gasmolekül eine Energie größer als seine Ionisierungsenergie W_i zugeführt, so kann von diesem Gasmolekül ein Valenzelektron abgespalten werden. Es entsteht zusätzlich ein einfach positiv geladenes Gasion (Kation).

Die zugeführte Strahlungsenergie infolge natürlicher Strahlung erfüllt die obige Ionisationsbedingung. Die Ladungsträger-Generation g_i aufgrund dieser Quelle beträgt:

$$g_i = 5 - 20 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (\text{H.1})$$

Der Erzeugung von Ladungsträgern stehen Rekombinationsprozesse gegenüber. So beträgt die mittlere Lebensdauer eines freien Elektrons in elektronegativen Gasen wie beispielsweise Sauerstoff etwa 10 ns. Elektronegative Gase haben die Eigenschaft negative Ladungen, in diesem Fall Elektronen, an sich zu binden. Durch Anlagerung eines Elektrons wird aus einem neutralen Gasmolekül ein negatives Gasion (Anion), welches eine mittlere Lebensdauer von ca. 10 s besitzt. Aus Erzeugungsrate und Lebensdauer folgt, daß im feldfreien Gas eine Konzentration n_i der Anionen und Kationen von etwa

$$n_i \approx 500 \text{ cm}^{-3} \quad (\text{H.2})$$

anzunehmen ist [7].

Ein von außen angelegtes elektrisches Feld übt auf Ladungen der Größe q eine Kraft gemäß folgender Gleichung

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} \quad (\text{H.3})$$

aus. Zwischen den Zusammenstößen mit anderen Gasmolekülen werden die Ladungsträger

durch das elektrische Feld im leeren Raum beschleunigt:

$$\vec{F} = m_i \cdot \frac{d\vec{v}_i}{dt} \quad (\text{H.4})$$

Das elektrische Feld verursacht eine linear mit der Zeit ansteigende Geschwindigkeit \vec{v}_i der Ladungsträger. Dabei ist diese Geschwindigkeit umso größer, je kleiner die Masse m_i des Ladungsträgers ist. Die Ladungsträgergeschwindigkeit wächst jedoch nicht über alle Grenzen hinaus an, da in einem Gas Zusammenstöße von Ladungsträgern mit Gasmolekülen stattfinden. Es stellt sich eine mittlere Geschwindigkeit, die sogenannte Driftgeschwindigkeit \vec{v}_D ein, die der angelegten elektrischen Feldstärke \vec{E} und der elektrischen Mobilität z_i näherungsweise proportional ist.

$$\vec{v}_D = z_i \cdot \vec{E} \quad (\text{H.5})$$

Bei der unselbständigen Gasentladung ist die Stromdichte durch die Anzahl der vorhandenen Ladungsträger begrenzt. Eine Sättigungsstromdichte wird erreicht, falls alle pro Zeiteinheit erzeugten Ladungsträger zu den Elektroden driften und nicht rekombinieren. Die Sättigungsstromdichte kann nur erhöht werden, falls die Erzeugungsrate der Ladungsträger Ionen gesteigert wird.

H.1.2 Selbständige Gasentladung

Entgegen der unselbständigen Gasentladung werden bei der selbständigen Gasentladung Ladungsträger erzeugt. Dabei tritt zunächst ein Zündvorgang auf, der die Entladung hervorruft. "Eine selbständige Gasentladung liegt vor, wenn alle Stromleitungsvorgänge, die einmal durch den Zündvorgang in Gang gesetzt wurden, weiterhin bestehen bleiben, sich weiter ausbauen oder weiter selbständig ablaufen, gleichsam außer Kontrolle des äußeren Einflusses oder der äußeren Ursache" [4].

Bei Erreichen einer Zündfeldstärke E_Z wird hier die Ladung gezündet. Die Erzeugungsrate beruht hier auf Ladungsträgervermehrung durch Stoßionisation, die als eine interne Quelle der Ladungsträgererzeugung betrachtet werden kann. Der Entladungsstrom steigt bei relativ kleiner Spannungserhöhung überproportional an.

Bei hohen elektrischen Feldstärken erfahren geladene Teilchen je nach elektrischer Ladung eine Kraft in Richtung des angelegten elektrischen Feldes und besitzen dementsprechend eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente in Feldrichtung. Elektrisch ungeladene Gasmoleküle werden als ortsfest angenommen, da auf sie keine elektrische Kraft wirkt.

Werden Gasmoleküle ionisiert, so entstehen zunächst Kationen und freie Elektronen. Bei hohen elektrischen Feldstärken werden Elektronen stark beschleunigt. Sie nehmen dabei vom elektri-

schen Feld eine hohe kinetische Energie auf, die weitaus größer als die Anlagerungsenergie an neutrale Gasmoleküle ist. Dadurch sinkt die Wahrscheinlichkeit einer Elektronenanlagerung an ungeladene Gasmoleküle und die Bildung negativer Ionen. Im statistischen Mittel kollidiert ein Ladungsträger nach einer Strecke, der mittleren freien Weglänge, mit einem Gasmolekül. Die kinetische Energie dieses Ladungsträgers läßt sich dann mit folgender Gleichung berechnen:

$$W_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m \cdot v^2 = q \cdot E \cdot \lambda \quad (\text{H.6})$$

Sie ist unabhängig von der Masse des betrachteten Ladungsträgers. Die mittlere freie Weglänge λ der Elektronen ist etwa das Vierfache der mittleren freien Weglänge von Ionen. Somit werden energieabhängige Wirkungen in erster Linie von Elektronen erwartet [7].

Elektronen kollidieren auf ihrem Weg zur Anode mit neutralen Gasmolekülen. Wird angenommen, daß jede Kollision eines Elektrons mit einem Gasmolekül ein zentraler unelastischer Stoß ist, so geben die Elektronen bei jedem Stoß einen Teil oder sogar ihre gesamte kinetische Energie an Gasmoleküle ab. Falls bei einem unelastischen Stoß eines Elektrons gegen ein Gasmolekül die kinetische Energie des Elektrons die Ionisierungsenergie des Gasmoleküls übersteigt, ist die Ionisierungsbedingung erfüllt und das Gasmolekül spaltet eines seiner Valenzelektronen ab. Somit ist nach dem Stoß die doppelte Ladungsträgeranzahl vorhanden. Es wird dabei angenommen, daß keine Ladungsträger von außen hereingebracht werden oder verloren gehen. Die notwendige Stoßionisierungsweglänge beträgt:

$$\lambda_i = \frac{W_i}{q \cdot E} \quad (\text{H.7})$$

Für die weiteren Betrachtungen wird der Ionisierungskoeffizient α_i eingeführt. Der Ionisierungskoeffizient ist definiert als der Reziprokwert der Stoßionisierungsweglänge

$$\alpha_i = \frac{1}{\lambda_i} \quad (\text{H.8})$$

Er gibt die mittlere Zahl der ionisierenden Stöße je Längeneinheit an.

Bei Anlagerung von Elektronen an elektronegativen Gasmolekülen wird die Anzahl der Ladungsträger, die eine Stoßionisation durchführen können, verringert. Somit läßt sich eine neue Größe, der effektive Ionisierungskoeffizient

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha_i - \mu_A \quad (\text{H.9})$$

definieren, wobei μ_A als Anlagerungskoeffizient bezeichnet wird. Bei hinreichend hohen Feldstärken wird die Elektronenkonzentration durch lawinenartige Fortsetzung der Stoßionisation erhöht. Die Zunahme der Elektronenkonzentration innerhalb eines Wegelementes dx

ergibt sich aus der Elektronenkonzentration N_e zu Beginn dieses Wegelementes und aus dem effektiven Ionisierungskoeffizienten α_{eff} :

$$\frac{dN_e}{dx} = N_e \cdot \alpha_{\text{eff}} \quad (\text{H.10})$$

Der effektive Ionisierungskoeffizient α_{eff} ist von der elektrischen Feldstärke E am Ionisierungsort abhängig:

$$\alpha_{\text{eff}} = f(E) \quad (\text{H.11})$$

Bei einem inhomogenen elektrischen Feld ist somit auch der Ionisierungskoeffizient α_{eff} ortsabhängig.

Als Lösung der Differentialgleichung (H.10) ergibt sich die Elektronenanzahlkonzentration N_e nach einer Wegstrecke s zu:

$$N_e = N_{e0} \cdot e^{\int_0^s \alpha_{\text{eff}}(x) dx} \quad (\text{H.12})$$

Für positives α_{eff} wächst also die Elektronenzahl exponentiell (d.h. lawinenartig) an. Im Gegensatz zur unselbständigen Gasentladung kann die hier auftretende Stromdichte ohne Änderungen der äußeren Quelle erhöht werden.

Die Ursache für den Gasdurchschlag ist ein lawinenartiges Wachstum der Ladungsträgerdichte. Es existieren zwei verschiedene Mechanismen, Townsend- und Streamermechanismus, die den Gasdurchschlag einleiten. Sie werden im folgenden erläutert.

Townsend-Mechanismus

Zur Erläuterung des Townsend-Mechanismus wird ein homogenes elektrisches Feld zwischen zwei parallel angeordneten Metallelektroden betrachtet. Der Abstand zwischen den beiden Elektroden beträgt l . Die Anode befindet sich an der Stelle $x = l$ und die Kathode an der Stelle $x = 0$. In Abbildung H.1 ist diese Anordnung dargestellt.

In unmittelbarer Nähe der Kathode wird eine Anzahl N_{e0} von freien Elektronen vorausgesetzt, die als Primärelektronen bezeichnet werden. Bei einem angelegten äußeren elektrischen Feld werden die Primärelektronen in Richtung der Anode beschleunigt. Auf dem Weg zur Anode vergrößert sich ihre Anzahl durch Stoßionisation mit neutralen Gasmolekülen. Nach einer Strecke s kann die Anzahl der Elektronen mittels Gleichung (H.12) bestimmt werden.

Auf dieser Strecke hinterläßt jedes freigewordene Elektron ein positiv geladenes Gasion. Die positiven Gasionen bewegen sich in Richtung der Kathode. Deren Anzahl läßt sich mit Hilfe folgender Gleichung berechnen:

$$N_i = N_{e0} \cdot \left(e^{\int_0^s \alpha_{\text{eff}}(x) dx} - 1 \right) = N_e - N_{e0} \quad (\text{H.13})$$

Die von den Kationen im elektrischen Feld aufgenommene Energie ist nicht ausreichend, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren. Ihre Anzahl steigt somit auf dem Weg zur Kathode nicht weiter an.

Prallen die Ladungsträger auf die Metallelektroden, so übertragen diese ihre kinetische Energie auf die Leitungselektronen des Metalls. Ist die übertragene kinetische Energie größer als die Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Metall, so können Metallelektroden die Metalloberfläche verlassen.

Die aus der Anode emittierten Elektronen werden unmittelbar von dieser wieder angezogen und sind deshalb für weitere Betrachtungen nicht von Bedeutung. Die durch Ionenaufprall aus der Kathode emittierten Elektronen stellen allerdings Startelektronen für eine Sekundärlawine dar. Sie werden deshalb als Sekundärelektronen bezeichnet. Ihre Anzahl ist der Ionenanzahl proportional:

$$N_{e02} = \delta \cdot N_{e0} \cdot \left(e^{\int_0^s \alpha_{\text{eff}}(x) dx} - 1 \right) = \delta \cdot N_i \quad (\text{H.14})$$

Die Proportionalitätskonstante δ in Gleichung (H.14) wird als Nachlieferungskoeffizient, Rückwirkungskoeffizient oder 2. Townsend'scher Ionisierungskoeffizient bezeichnet. Dieser ist vom verwendeten Gas, vom Kathodenmaterial, von der elektrischen Feldstärke und vom Gasdruck abhängig. Ein lawinenartiges Wachstum der Ladungsträgerdichte ist nur möglich, wenn die Konzentration der Sekundärelektronen N_{e02} höher als die der Primärelektronen N_{e0} ist:

$$N_{e02} > N_{e0} \quad (\text{H.15})$$

Nach Einsetzen von Gl.(H.14) in Gl.(H.15) ergibt sich als Zündbedingung für einen Durchschlagmechanismus nach Townsend:

$$\int_0^s \alpha_{\text{eff}}(x) dx > \ln\left(1 + \frac{1}{\delta}\right) \quad (\text{H.16})$$

Streamer-Mechanismus

Der Ausgangspunkt für den Streamer-Mechanismus ist die Bildung einer Primärlawine im homogenen elektrischen Feld. Dabei wird wieder die Anordnung aus Abbildung H.1 betrachtet. Wird als Medium zwischen den Elektroden ein Gas verwendet, das nur eine geringe Elektro negativität aufweist, so werden sich kaum Elektronen an Gasmoleküle anlagern. In diesem Fall enthält die Lawine genausoviele Elektronen wie Kationen.

Die elektrische Mobilität der Elektronen $z_{i,e}$ ist sehr viel größer als die der Kationen $z_{i,I}$. Aus diesem Grund sammeln sich Elektronen im vorderen Bereich einer sich ausbildenden Lawine an, der als Lawinenkopf bezeichnet wird. Kationen können wegen ihrer relativ geringen elektrischen

Mobilität als ortsfest angenommen werden. Sie bleiben am Entstehungsort zurück und bilden den sogenannten Lawinenschwanz.

Die Ladungsdichte im Lawinenkopf ist im Gegensatz zur Ladungsdichte im Lawinenschwanz sehr hoch, da die positiv geladenen Gasionen über einen größeren Raumbereich verteilt sind. Die hohen Ladungsdichteunterschiede in der Lawine rufen ein Raumladungsfeld hervor. Bei der Überlagerung des angelegten homogenen elektrischen Feldes mit dem Raumladungsfeld ergibt sich ein Feldverlauf entsprechend Abbildung H.1.

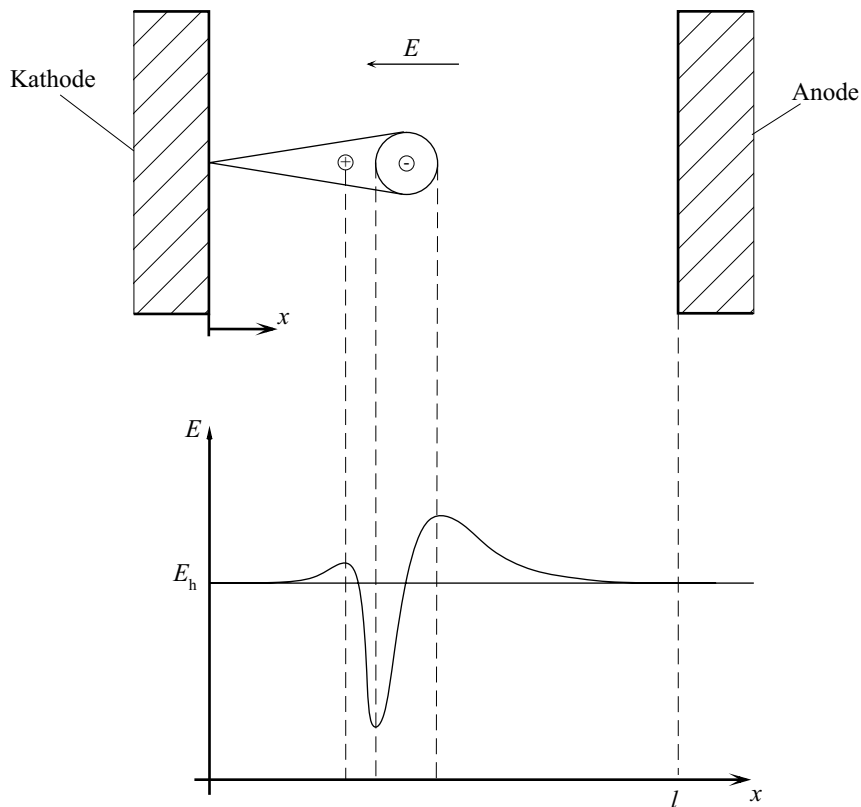


Abbildung H.1: Lawinenbildung bei elektrischem Durchschlag

Das elektrische Feld wird unmittelbar vor dem Lawinenkopf durch die hohe Raumladung der Elektronen stark angehoben. Im Bereich des Lawinenschwanzes ist ebenfalls eine Feldanhebung vorhanden. Zwischen diesen beiden Bereichen nimmt die Gesamtfeldstärke ein Minimum an.

Wird eine kritische Lawinenlänge l_k erreicht, die die Bedingung

$$\int_0^{l_k} \alpha_{\text{eff}}(x) dx = 18 - 20 \quad (\text{H.17})$$

erfüllt, kommt es aufgrund einer starken Feldanhebung im Vorfeld der Lawine zu einer stark erhöhten Ionisation und Vorwachs geschwindigkeit.

Die Ladungsträger nehmen im stärkeren elektrischen Feld eine hohe kinetische Energie auf, die

sie bei Kollisionen mit Gasmolekülen teilweise als Strahlung abgeben. Diese Strahlungsemission tritt verstärkt im Wellenlängenbereich

$$\lambda \leq 100 \text{ nm} \quad (\text{H.18})$$

auf. Aus diesem Grund können die Bereiche, in denen aufgrund der Raumladung eine starke Feldanhebung auftritt, als Photonenquellen betrachtet werden [4]. Die hohe Strahlungsenergie der Photonen W_{Ph} übersteigt die Ionisierungsenergie W_i der Gasmoleküle. Dadurch können Gasmoleküle ionisiert werden. Es werden neue Elektronen frei, die für die Bildung weiterer Lawinen zur Verfügung stehen. Die neu eingeleiteten Lawinen werden als Sekundärlawinen bezeichnet.

Die Zündung von Sekundärlawinen und die permanente Fortsetzung dieses Prozesses führt zur Bildung einer großen Anzahl von Lawinen zwischen den beiden Elektroden. Beim Zusammenwachsen dieser Lawinen bildet sich ein Kanal, der als Streamer bezeichnet wird. Erreicht der Streamer die Elektroden, so wird er innerhalb einer kurzen Zeit aufgeheizt und thermoionisiert. Er wird hochleitend, und es kommt zu einem Ladungsaustausch zwischen den Elektroden. Ein Durchschlag liegt vor.

H.2 Überschlag elektrischer Anordnungen

Bei einem Durchschlag findet die Entladung ausschließlich im Gas statt. Im Gegensatz dazu tritt ein sogenannter Überschlag an der Grenzfläche zweier unterschiedlicher Isolierstoffe an der Oberfläche auf.

Es gibt zwei grundsätzliche Anordnungen, bei denen ein elektrischer Überschlag auf der Oberfläche eines vom Gas umgebenen Dielektrikums auftreten kann. Sie sind in Abbildung (H.2) dargestellt.

In Anordnung a) ist das von außen anliegende elektrische Feld parallel zur Oberfläche gerichtet. Die elektrische Festigkeit einer solchen Anordnung ist geringer als die einer vergleichbaren Gasstrecke, weil in der Umgebung der dielektrischen Grenzschicht eine Feldverzerrung (und damit eine Feldverstärkung) eintreten kann. Die Ursache für diese Feldverzerrung ist zum einen durch die Ungleichförmigkeit der Oberfläche, zum anderen durch Fremdschichtbildung beziehungsweise Verschmutzung und Befeuchtung begründet.

Die Gasentladung erfolgt aufgrund des tangential gerichteten elektrischen Feldes parallel zur Oberfläche. Sie wird oft durch erhöhte Feldstärken im sogenannten "Tripel-Punkt" zwischen der Elektrode, Isolierstoff und Gas gezündet. Bei glatter und reiner Oberfläche kann das Durch-

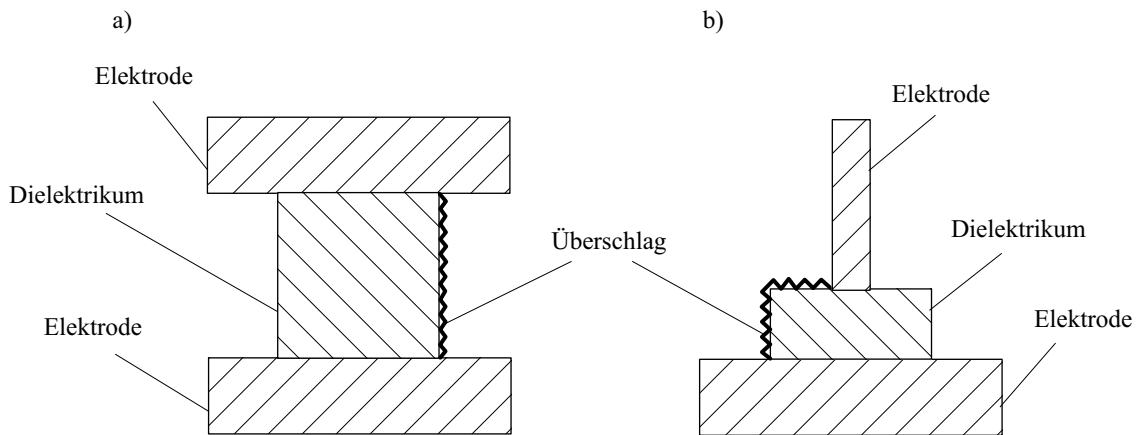


Abbildung H.2: Grenzschnittüberschlag

schlagverhalten einer reinen Gasstrecke erreicht werden. Bei dieser Anordnung wird das makroskopische elektrische Feld von der Oberfläche nicht beeinflusst.

In Anordnung b) ist das von außen anliegende elektrische Feld senkrecht zur Oberfläche gerichtet. Der Isolierstoff wirkt hier als eine Barriere, die den direkten Gasdurchschlag verhindert. Die Entladung muß sich entlang der Isolierstoffoberfläche als eine sogenannte Gleitentladung ausbilden. Setzt man eine große Isolierstoffplatte voraus, so hat diese Anordnung bei großen Schlagweiten eine stark inhomogene Feldverteilung.

H.2.1 Gleitentladungen an Isolierstoffoberflächen

Betrachtet wird die Anordnung entsprechend Abbildung (H.2 b). Aufgrund der vertikalen Feldkomponente treffen Ladungsträger auf die Isolierstoffoberfläche auf, da sie eine Kraft in Richtung des elektrischen Feldes erfahren. Es können Ladungsträger eingefangen oder aus dem Isolierstoff herausgelöst werden. Der Einfluß des Feststoffes auf die Gasentladung ist jedoch sehr beschränkt. Man kann annehmen, daß die Gleitentladung nahe der Oberfläche ohne große Wechselwirkung mit dem Isolierstoff stattfindet. Der Entladungsaufbau ist unabhängig von der Art des Isolierstoffes. Bei Gleichspannung wird die Feldverteilung von den Leitfähigkeiten des Isolierstoffes und der Fremdschichten bestimmt, das Gas ist vergleichsweise hochohmig. Es handelt sich um eine geführte Gasentladung, wie sie auch in einem reinen Gas auftritt. Bei Gleitentladungen ergeben sich prinzipiell die gleichen optischen Erscheinungen wie bei einem Gasdurchschlag.

H.2.2 Fremdschichtüberschlag längs Isolierstoffoberflächen

Anlagerung von Wasser z.B. bei hoher Luftfeuchtigkeit führt zu einer Befeuchtung der Isolierstoffoberfläche. In Verbindung mit Schmutzablagerungen wie Staub, Ruß, ölige Partikel und dissoziierbare Bestandteile entstehen elektrolytisch schwach leitende Schichten.

Bei Gleichspannung wird die Feldverteilung schon bei geringen Schichtleitfähigkeiten durch die Fremdschichten bestimmt.

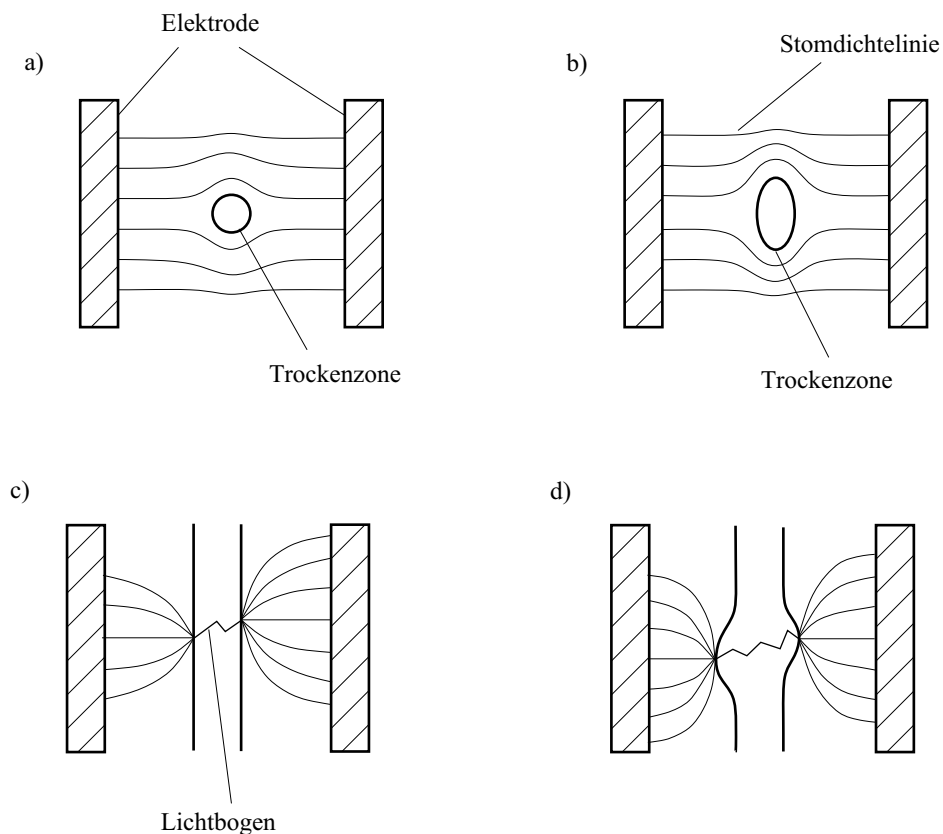


Abbildung H.3: Entwicklung des Fremdschichtüberschlags

Eine ortsabhängige und zeitlichen Entwicklung des Fremdschichtüberschlags, dem sogenannten Kriechüberschlag, wird in Abbildung (H.3) deutlich.

Es wird angenommen, daß es lokal zu einer begrenzten Austrocknung kommt a). In dieser Trockenzone ist die Leitfähigkeit noch geringer als in der schwach leitenden Schmutzschicht. Dadurch fließt der elektrische Kriechstrom nicht mehr durch diese Zone, stattdessen steigt die Stromdichte in unmittelbarer Umgebung der Trockenzone an.

Es stellen sich auf beide Seiten dieser Trockenzone Gebiete erhöhter Stromdichten ein (dargestellt durch geringere Abstände der Stromlinien), was eine Erwärmung dieser Gebiete zur Folge hat. Das Wasser verdampft in den erwärmten Gebieten, so daß die Trockenzone senkrecht zu

den elektrischen Stromdichtelinien wächst b).

Bei einer kompletten Unterbrechung des Strompfades c) kommt es aufgrund der anliegenden Spannung, zur Zündung eines sogenannten Vorlichtbogens.

Die Trockenzone breitet sich in Richtung des Lichtbogenfußpunktes in Folge von erhöhter Wärmeentwicklung weiter aus d), bis schließlich die gesamte Strecke vom Lichtbogen überbrückt wird und der Überschlag vollendet ist. Die Entwicklung des Fremdschichtüberschlags wird auch durch das Material des Isolierstoffes beeinflusst.

H.3 Experimentelle Untersuchungen

Aus den theoretischen Überlegungen kann kein Entlademechanismus eindeutig der hier auftretenden Problematik zugeordnet werden. Zwischen den Elektroden befindet sich das Filtermedium, das aus einem geringen Anteil Filterfasern und hauptsächlich aus luftgefülltem Raum besteht. Eine quantitative Erfassung der Durchschlagsfestigkeit ist nicht möglich, da mehrere Entlademechanismen gleichzeitig wirken.

Im Filtermedium zwischen den Elektroden können sowohl Durchschläge (in der Gasphase) als auch Überschläge (auf den Faseroberflächen) auftreten. Die Wahrscheinlichkeit, daß durchgängige Oberflächen zwischen den Elektroden über Filterfasern im Medium vorhanden sind, ist gering. Wenn sich eine Entladung im Filtermedium ausbildet, so wird sie sich teilweise entlang Filterfasern und teilweise unabhängig von Faseroberflächen durch das Gas bewegen.

Da die Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Entlademechanismen in der Literatur nur wenig bekannt sind, wurde die Durchschlagsfestigkeit experimentell überprüft.

Als Filtermedium diente Filtertyp 1 aus Tabelle 6.1, das entsprechend Abbildung (2.1) zwischen zwei Gitterelektroden eingebettet wurde. Dieses Filter hatte einen Elektrodenabstand von etwa 0,2 mm. Es wurde mit befeuchteter partikelbeladener Luft (NaCl-Aerosol) bei einer Temperatur von 22°C und einem Luftdruck von 1023 hPa jeweils mindestens 2 h durchströmt. Wenn die relative Feuchtigkeit der Luft verändert wurde, hatte das Filter eine ausreichende Zeit (> 2 h), sich den neuen Gegebenheiten anzupassen.

Um die Durchschlagsfestigkeit zu überprüfen, wurde an das konditionierte Filter eine kontinuierlich steigende Spannung angelegt und gemessen. Trat eine Entladung auf, so wurde dieses durch den Zusammenbruch der angelegten Spannung deutlich.

Die Spannungswerte, bei denen Zusammenbrüche auftraten, streuten in relativ weiten Bereichen. In Abbildung (H.4) ist die Durchschlagsspannung in Abhängigkeit von der relativen Feuch-

te dargestellt. Es sind jeweils die gemessenen Mittelwerte der Durchschlagspannungen sowie die zugehörige Standardabweichung durch Fehlerbalken dargestellt. Es ist erkennbar, daß die Feuchte nur einen geringen Einfluß auf die Durchschlagspannung hat. Die Durchschlagspannung steigt sogar leicht mit der Luftfeuchte an.

Die übliche Betriebsspannung des Filters von 100 V ($U = \pm 50\text{V}$) ist weit unterhalb der Zündspannung U_Z . Die Wahrscheinlichkeit einer elektrischen Entladungen bei einer Betriebsspannung von 100 V (gestrichelte Linie in Abbildung H.4) ist somit sehr gering.

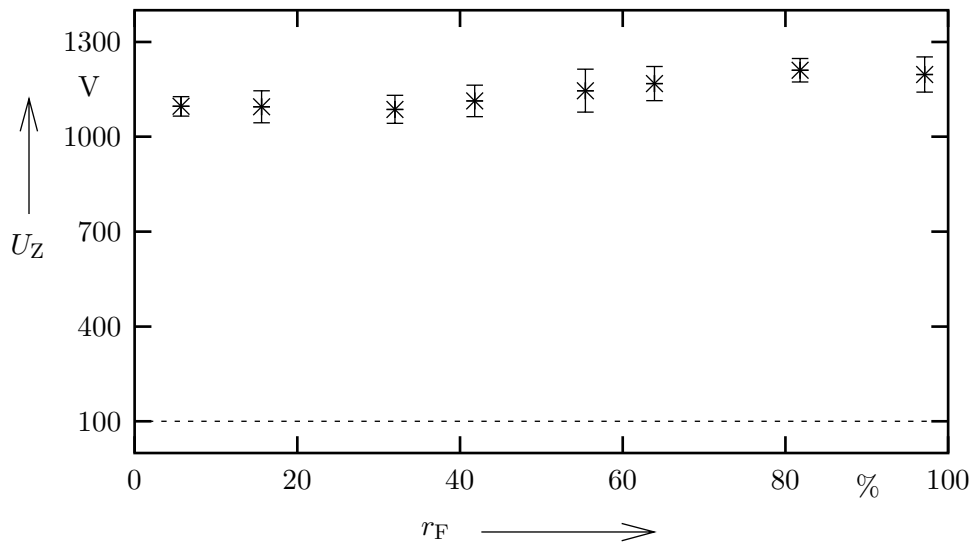


Abbildung H.4: Durchschlagspannung in Abhängigkeit von der relativen Feuchte

H.4 Bewertung der experimentellen Ergebnisse

Der Anstieg der Durchschlagspannung wird wie folgt begründet: Die Konzentration freier Elektronen verringert sich durch ihre Anlagerung an Wassermoleküle. Die daraus resultierenden negativen Ionen tragen nicht zu einer Ladungsträgervermehrung bei. Mit einer reduzierten Elektronenkonzentration kommt es erst bei höheren elektrischen Feldstärken zur Lawinenbildung und damit zu einem Durchschlag.

Dieses Verhalten ist in der Literatur bei luftgefüllten Durchschlagstrecken bekannt [1].

Die hier untersuchte Durchschlagstecke ist allerdings nicht vollständig luftgefüllt, sondern es befinden sich zusätzlich Fasern darin. Die im Filtermedium vorhandenen Fasern müßten Oberflächeneffekte hervorrufen, wie sie beim Überschlag (Abschnitt H.2) auftreten. Hohe Luftfeuchtigkeiten sollten die Durchschlagspannung absenken. Hier wurde dieser Effekt nicht beobachtet.

Die Ursache dafür ist die relativ geringe Packungsdichte (hier: $c \approx 0,1$) des Filtermediums. Filter geringer Packungsdichten können somit als luftgefüllte Durchschlagstrecke betrachtet werden.

Literaturverzeichnis

Bücher

- [1] BEYER, M.; BOECK, W.; MÖLLER, K.; ZANGEL, W. (1986)
Hochspannungstechnik: Theoretische und praktische Grundlagen für die Anwendung
Berlin: Springer

- [2] BRONSTEIN, I.N.; SEMENDJAJEW K.A. (1989)
Taschenbuch der Mathematik
Frankfurt am Main: Verlag Harri Deutsch

- [3] BROWN, R.C. (1993)
Air Filtration
New York: Pergamon Press

- [4] HASENPUSCH, O. (1991)
Hochspannungstechnik: Einführung in die Grundlagen
München: Franzis

- [5] HINDS, W.C. (1982)
Aerosol Technology
New York: John Wiley & Sons

- [6] KUCHLING, H. (1981)
Taschenbuch der Physik
Frankfurt am Main: Harri Deutsch

- [7] PEIER, D. (1987)
Einführung in die elektrische Energietechnik
Heidelberg: Hüttig

- [8] SAECHTLING, H. (1977)
Kunststoff-Taschenbuch
München: Carl Hanser
- [9] WALSH, D.C. (1995)
The Behaviour of Electrically Active and Prefilter Fibrous Filters Under Solid Aerosol Load
PhD-Thesis, Loughborough University of Technology
- [10] WIEDENSOHLER, A. (1996)
Die bipolare Diffusionsaufladung von Partikeln in chemisch trägen Reinstgasen
Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg
- [11] WOLFF, I. (1991)
Grundlagen und Anwendungen der Maxwellschen Theorie I
Ein Repetitorium
Mannheim: Verlag Bibliographisches Institut, Band 818

Veröffentlichungen

- [12] BROWN, R.C.; WAKE, D.; SMITH, P.A. (1994)
An electrically augmented filter made from conducting and dielectric fibres
Journal of Electrostatics 33: 393 – 412
- [13] CHANDRASEKHAR, S. (1943)
Stochastic Problems in Physics and Astronomy
Chapter II: *The Theory of the Brownian Motion*
Rev. Mod. Phys. 15(1): 20 – 44
- [14] DORMAND, J.R.; PRINCE, P.J. (1980)
A family of embedded Runge-Kutta formulare
Journal of Computat. and Appl. Math. 6: 19 – 26
- [15] FEHLBERG, E. (1969)
Klassische Runge-Kutta-Formeln fünfter und siebenter Ordnung mit Schrittweiten-Kontrolle
Computing 4: 93 – 106 mit Berichtigung in Band 5

- [16] HAVLIČEK, V. (1961)
The improvement of efficiency of fibrous dielectric filters by application of an external electric field
Int. J. Air Water Poll. 4(3/4): 225 – 236
- [17] HENRY, F.; ARIMAN, T. (1981)
Cell Model of Aerosol Collection by Fibrous Filters in an Electrostatic Field
Journal of Aerosol Science, 12(2): 91 – 103
- [18] HEINZEL, G. (1992)
Moderne Runge-Kutta-Verfahren zur Lösung von Differentialgleichungen
c't 8: 172 – 185
- [19] LATHRACHE, R.; FISSAN, H. (1989)
Grundlegende Untersuchungen zum Abscheideverhalten der Elektret-Filter.
Teil 1: Bestimmung der Abscheidegrade
Staub – Reinhaltung der Luft 49(9): 309 – 314
- [20] LATHRACHE, R.; FISSAN, H. (1989)
Grundlegende Untersuchungen zum Abscheideverhalten der Elektret-Filter.
Teil 2: Bewertung der Filtrationseigenschaften
Staub – Reinhaltung der Luft 49(10): 365 – 370
- [21] LATHRACHE, R.; FISSAN, H. (1989)
Grundlegende Untersuchungen zum Abscheideverhalten der Elektret-Filter.
Teil 3: Änderung der Filtrationseigenschaften durch Partikelbeladung
Staub – Reinhaltung der Luft 49(11): 407 – 411
- [22] LEE, K.W.; LIU, B.Y.H. (1982)
Theoretical study of aerosol filtration in fibrous filters
Aerosol Science and Technology, 1: 147 – 161
- [23] JOHNSTON, A.M.; VINCENT, J.H.; JONES, A.D. (1985)
Measurement of Electric Charge for Workplace Aerosols
Annals of occupational Hygiene 29(2): 271 – 284

- [24] JORDAN, F.; FISSAN, H. (1997)
*Verbesserung der Abscheideleistung von Luftfiltermedien
durch elektrische Mikrofelder*
Vortrag 34.FLT-Mitgliederversammlung am 5.06.1997 in Frankfurt
- [25] JORDAN, F.; FISSAN, H. (1998)
Particle Deposition in Electrified Fibrous Filtermedia
Proceedings PARTEC98, 4th European Symposium Separation of Particles from Gases,
Nürnberg/Germany, 10-12 March 1998, 266-275
- [26] KUWABARA, S. (1959)
*The forces experienced by randomly distributed parallel circular cylinders or spheres in a
viscous flow at small Reynolds numbers*
Journal of the Physical Society of Japan, 14(4): 527 – 532
- [27] MAISELS, A.; JORDAN, F.; FISSAN, H. (2001)
Dynamics of the aerosol particle photocharging process
accepted by Journal of applied physics
- [28] PICH, J. (1971)
Pressure characteristics of fibrous aerosol filters
Journal of Colloid and Interface Science 37(4): 912 – 917
- [29] RAMARAO, B.V.; TIEN, C.; MOHAN, S. (1994)
*Calculation of Single Fiber Efficiencies for Interception and Impaction with Superposed
Brownian Motion*
Journal of Aerosol Science, 25(2): 295 – 313
- [30] RAO, N.; FAGHRI, M. (1988)
Computer Modeling of Aerosol Filtration by Fibrous Filters
Aerosol Science and Technology 8: 133 – 156
- [31] RAO, N.; FAGHRI, M. (1990)
Computer Modeling of Electrical Enhancement in Fibrous Filters
Aerosol Science and Technology 13: 127 – 143

-
- [32] STECHINA, I.B.; KIRSCH, A.A. (1969)
Studies on fibrous aerosol filters – IV. Calculation of aerosol deposition in model filters in the region of maximum penetration
Annals of occupational Hygiene 12: 1 – 8
- [33] WALSH, D.C.; STENHOUSE, I. (1996)
Experimental Studies of Electrically Active Fibrous Filter Loading
Part. Part. Syst. Character. 13: 47-53
- [34] ZEBEL, G. (1965)
Deposition of Aerosol flowing past a cylindrical fiber in a uniform electric field
Journal of Colloid and Interface Science 20: 522 – 543

Abbildungsverzeichnis

2.1	Filtermedium zwischen zwei Gitterelektroden	6
2.2	Filtermedium zwischen drei Gitterelektroden	7
3.1	Ladungsverteilung nach Boltzmann für unterschiedliche Temperaturen beim Partikeldurchmesser $D_P = 1\mu\text{m}$	13
4.1	Partikelabscheidung durch Interzeption	19
4.2	Partikelabscheidung durch Impaktion und Interzeption	20
4.3	Partikelabscheidung durch Diffusion	22
4.4	Coulombsche Kräfte	24
4.5	Dipolkraft auf Partikel	25
4.6	Spiegelladungskraft auf Partikel	27
4.7	Einzelfaserabscheidung	30
4.8	Grenztrajektorie zur Bestimmung des Einzelfaserabscheidegrades	31
4.9	Abscheidewahrscheinlichkeit ohne Diffusion	32
4.10	Abscheidewahrscheinlichkeit mit Diffusion	33
4.11	Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Partikelladung für Partikeldurch- messer $D_P = 0,2\mu\text{m}$	37
4.12	Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Partikelladung für Partikeldurch- messer $D_P = 0,4\mu\text{m}$	37
4.13	Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Partikelladung für Partikeldurch- messer $D_P = 0,6\mu\text{m}$	38
4.14	Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Partikelladung für Partikeldurch- messer $D_P = 1,0\mu\text{m}$	38
4.15	Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Faser- durchmesser von $1.0\mu\text{m}$	40
4.16	Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Faser- durchmesser von $2.0\mu\text{m}$	40
4.17	Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Faser- durchmesser von $4.0\mu\text{m}$	41
4.18	Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Faser- durchmesser von $7.5\mu\text{m}$	41

5.1	Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,32	48
5.2	Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,82	48
5.3	Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,29	49
5.4	Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,96	49
5.5	Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 4,28	51
5.6	Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 9,72	51
5.7	Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 15,94	52
5.8	Effektive Einzelfaserabscheidegrade in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 29,49	52
5.9	Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,32	54
5.10	Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,82	54
5.11	Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,29	55
5.12	Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,96	55
5.13	Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 4,28	57
5.14	Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 9,72	57
5.15	Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 15,94	58
5.16	Penetration in Abhängigkeit der Filtertiefe für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 29,49	58
5.17	Anordnung der Sektoren auf der Faseroberfläche	61
5.18	Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,32	63
5.19	Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,32	63
5.20	Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,87	64
5.21	Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 1,87	64

5.22	Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,29	65
5.23	Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,29	65
5.24	Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,96	66
5.25	Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 2,96	66
5.26	Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 3,47	68
5.27	Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 3,47	68
5.28	Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 7,99	69
5.29	Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,4 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 7,99	69
5.30	Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,6 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 13,0	70
5.31	Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 0,2 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 13,0	70
5.32	Dimensionsloser Partikelfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 30,0	71
5.33	Dimensionsloser Ladungsfluß auf Fasersektoren für Partikeldurchmesser $D_P = 1,0 \mu\text{m}$ bei quadratischem Mittelwert der Ladung von 30,0	71
6.1	Versuchsaufbau	74
6.2	Vergleich von experimentell ermittelter und numerisch berechneter Penetration eines Boltzmann-ladungsverteilten Aerosols in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Filter 1	78
6.3	Vergleich von experimentell ermittelter und numerisch berechneter Penetration eines Boltzmann-ladungsverteilten Aerosols in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Filter 2	78
6.4	Vergleich von experimentell ermittelter- und numerisch berechneter Penetration eines Boltzmann-ladungsverteilten Aerosols in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Filter 3	79
6.5	Vergleich von experimentell ermittelter und numerisch berechneter Penetration eines Boltzmann-ladungsverteilten Aerosols in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für Filter 4	80
7.1	Versuchsstand	83
7.2	Funktionsschema des MAGE	84
7.3	Aufbau des Neutralisators	86

7.4	Streulichtmessung	87
7.5	Aufbau der Photometer	88
7.6	Aufbau des Filterhalters	89
8.1	Druckabfall der unbeladenen Filter in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit	100
8.2	Penetration und Druckabfall in Abhängigkeit der deponierten Masse	102
8.3	$-\ln(\text{Penetration})$ und Druckabfall in Abhängigkeit der deponierten Masse	104
8.4	Filtergüte in Abhängigkeit der deponierten Masse	105
8.5	Güte des unbeladenen Filters in Abhängigkeit des Druckabfalls unbeladener Filter	107
8.6	Maximale Güte des Filters in Abhängigkeit vom Druckabfall des unbeladenen Filters	108
8.7	Deponierte Partikelmasse im Gütemaximum in Abhängigkeit vom Druckabfall des unbeladenen Filters	109
8.8	Relativer Druckunterschied im Gütemaximum bezüglich des Druckabfalls des unbeladenen Filters	110
8.9	Relativer Druckunterschied im Gütemaximum bezüglich der deponierten Masse	111
8.10	Schichteffizienz des unbeladenen Filters in Abhängigkeit vom Druckabfall des unbeladenen Filters	113
8.11	Schichteffizienz des Filters im Gütemaximum in Abhängigkeit vom Druckabfall des unbeladenen Filters	114
A.1	Fasergeometrie	117
F.1	Erzeugung gaußverteilter Zufallszahlen	136
G.1	Kuwabara-Zelle	140
H.1	Lawinenbildung bei elektrischem Durchschlag	149
H.2	Grenzschichtüberschlag	151
H.3	Entwicklung des Fremdschichtüberschlags	152
H.4	Durchschlagsspannung in Abhängigkeit von der relativen Feuchte	154

Tabellenverzeichnis

3.1	Quadratischer Mittelwert $n_{\text{eff,boltz}}$ der Partikelladung nach Boltzmann für unterschiedliche Temperaturen T und Partikeldurchmesser D_P	12
3.2	Ergebnisse der Ladungsmessungen an Prozeßaerosolen [23]	15
4.1	Berechnungsparameter	34
5.1	Quadratischer Mittelwert n_{eff} der Partikelladung nach Boltzmann	44
5.2	Quadratischer Mittelwert n_{eff} der Partikelladung für dispergierte Aerosole . . .	44
6.1	Experimentelle Filterparameter	75
6.2	Theoretische Filterparameter und Inhomogenitätsfaktoren	77
8.1	Filterparameter	99
8.2	Gemessene Ladungsverteilungen der Partikel	106

Frank Jordan
Millrather Weg 41
40699 Erkrath
Email: frank@f-jordan.de

Persönliche Angaben:

Geburtsdatum: 1.10.1969
Geburtsort: Düsseldorf
Familienstand: verheiratet, Tochter Cathrine
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schule: 08/80 - 07/86 Realschule Erkrath
08/86 - 05/89 Heinrich-Hertz-Kollegschule und
Fachschule für Technik, Düsseldorf
Abschluß: allgemeine Hochschulreife
Abschluß: Staatlich geprüfter
elektrotechnischer Assistent

Studium: 08/89 - 06/95 Studium der Elektrotechnik,
Gerhard-Mercator-Universität Duisburg,
Studienrichtung Informationstechnik,
Vertiefungsrichtung Technische Informatik,
Abschluß: Diplom-Ingenieur

Grundwehrdienst: 07/95 - 04/96 Richtfunker und Militärkraftfahrer,
Gustav-Heinemann-Kaserne, Essen
Vertrauensperson der Mannschaften

Promotion: 12/01 Dissertation im Fachbereich Elektrotechnik,
Gerhard-Mercator-Universität Duisburg,
Abschluß: Doktor-Ingenieur

Praktika/Berufliche Erfahrung:

06/89 - 09/89 Fachpraktikum bei NEC Electronics (Europe) GmbH
04/90 - 09/90 Techniker bei NEC Electronics (Europe) GmbH
03/91 - 04/91 Techniker bei NEC Electronics (Europe) GmbH
07/91 - 06/94 studentische Hilfskraft im Fachgebiet
Prozeß- und Aerosolmeßtechnik,
Gerhard-Mercator-Universität Duisburg
04/96 - 08/02 wissenschaftlicher Angestellter im Fachgebiet
Prozeß- und Aerosolmeßtechnik,
Gerhard-Mercator-Universität Duisburg