

**Partikelbewegung unter dem Einfluss elektrischer und thermophoretischer
Kräfte in einer Rohrströmung**

Dem Fachbereich Maschinenbau
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte
Dissertation

von
Dipl.-Ing. Lars Reime
geboren am 23.04.1975 in Stadthagen

2004

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. D. Mewes

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. mult. Dr. med. h.c. H.-D. Haferkamp

Vorsitzende der Prüfungskommission: PD Dr.-Ing. habil. A. Luke

Tag der Promotion: 13.12.2004

Vorwort

Wie alles sich zum Ganzen webt,
eins in dem andern wirkt und lebt!

Faust, Der Tragödie Erster Teil

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verfahrenstechnik der Universität Hannover.

Dem Leiter des Instituts, Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Mewes, welcher mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte, gilt mein besonderer Dank. Er hat mir für die Arbeit stets ein großes Maß an persönlicher Freiheit und Vertrauen entgegengebracht und es verstanden, mein Verständnis der physikalischen Grundlagen zu schärfen.

Ich bedanke mich ebenfalls bei Frau PD Dr.-Ing. habil. A. Luke und Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. mult. Dr. med. h.c. H.-D. Haferkamp für das freundliche Interesse, das sie der Arbeit im Rahmen Ihrer Tätigkeit als Vorsitzende der Prüfungskommission bzw. als Mitprüfer entgegengebracht haben.

Ganz herzlich bedanke ich mich bei meinen Kollegen und ehemaligen Kollegen, die mir während der Bewältigung meiner Aufgaben in den vier Jahren am Institut oftmals beratend, meistens aber auch tatkräftig unterstützend, zur Seite standen. Mein besonderer Dank gilt dabei meinen ehemaligen Kommilitonen Karijm Salem, Thorsten Vauth und Dierk Wiemann, die immer ein offenes Ohr, auch für Angelegenheiten außerhalb des wissenschaftlichen Lebens, hatten. Bedanken möchte ich mich zudem bei allen Mitarbeitern der Werkstatt. Dabei war für mich von größter Bedeutung, dass Herr Steding, Herr Schickedanz sowie Herr Siedenbergs stets Zeit für ein Gespräch hatten und meinen Aufgaben immer eine hohe Priorität einräumten. Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn Streichert dafür bedanken, dass er erfolgreich für den Einsatz der elektronischen Medien sorgte, jedoch im Besonderen dafür, dass ich in ihm einen sehr interessanten Gesprächspartner für Belange des Alpinismus sowie gesellschafts-politischer Organisationsformen gefunden habe.

Ich bedanke mich ebenfalls sehr herzlich bei meinen zahlreichen Studenten, die einen Großteil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Dabei möchte ich besonders

Alexander Scharf und Karsten Oehlert hervorheben, die durch kritische Anmerkungen und neue Ideen der Arbeit wichtige Impulse gaben, sowie Galabina Aleksieva und Stefan Naber, die mich ausdauernd bei der Durchführung der experimentellen Untersuchungen unterstützten.

Für die Unterstützung in den Bereichen des täglichen Lebens danke ich meinen Eltern sowie meinen beiden Schwestern Silke und Margit. Petya gilt mein herzlichster Dank, da sie mir jederzeit liebevoll zur Seite stand.

Meinen Kollegen Bastian Mahr und Matthias Andre danke ich für die spannenden Badminton-Matche bzw. für die ausdauernden Radfahrten und die darin ausgefahrenen Bergwertungen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die zweijährige Förderung des Forschungsvorhabens im Rahmen des SPP „Handhabung hochdisperser Pulver“.

Beckedorf, Januar 2005Lars Reime

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen	VII
Kurzfassung.....	XI
1. Einleitung	1
2. Problemstellung.....	3
3. Bekannte Ergebnisse zur Partikelabscheidung infolge Thermophorese	6
3.1. Definition der Abscheidung	6
3.2. Laminare Rohrströmungen.....	6
3.2. Turbulente Rohrströmungen	13
4. Physikalische Grundlagen für die Partikelbewegung.....	20
4.1. Temperaturfeld	20
4.2. Strömungsfeld	21
4.3. Partikelbewegung	24
4.3.1. Thermophorese.....	25
4.3.2. Elektrische Kraft	34
4.3.3. Partikeldiffusion	35
4.4. Berechnen der Abscheidung mit Hilfe von Partikelbahnen	38
5. Experimentelle Untersuchungen	40
5.1. Aufbau der Versuchsanlage	40
5.2. Aufbau und Funktionsweise der Korona-Triode.....	41
5.2.1. Auflademechanismen	43
5.3. Ladung der Partikeln	44
5.3.1. Aufbau und Funktionsweise des Plattenkondensators	44
5.3.2. Berechnen der Partikelladung	45
5.3.3 Messergebnisse zur Partikelladung	47
5.4. Aufbau der Messstrecke	50
5.4.1. Aufbau des doppelwandigen Glasrohrs.....	50
5.4.2. Messen der abgeschiedenen Masse mit Hilfe der Lichtschwächung	52
5.4.3. Aufbau des Messingrohres	54
5.4.4. Erhitzen des entlang der Rohrmitte gespannten Drahtes	55
6. Numerische Berechnung der Partikelbewegung	57
6.1 Berechnungsgitter.....	57
6.2 Randbedingungen.....	58

6.3 Disperse Phase.....	59
6.4. Ergebnisse der numerischen Berechnung	60
7. Abscheidung der geladenen Partikeln	68
8. Experimentelle Ergebnisse	74
8.1. Partikeln	74
8.2. Laminare Rohrströmungen.....	75
8.2.1. Monosphärische Partikeln	75
8.2.1.1. Messungen mit Hilfe des Glasrohres	75
8.2.1.2. Messungen mit Hilfe des Messingrohres	78
8.2.2. Polydisperse Partikeln	85
8.3. Turbulente Rohrströmungen	86
8.3.1. Messungen mit Hilfe des Glasrohres	86
8.3.2. Messungen mit Hilfe des Messingrohres	88
8.4. Diskussion der Messergebnisse.....	93
9. Schlussbetrachtungen	95
Literaturverzeichnis.....	98

Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit des Gases
a	= 0,98	Reflexionskoeffizient
B_i	-	Koeffizient
c	$1/\text{m}^3$	Partikelanzahlkonzentration
c_m	-	Impulsaustauschkoeffizient
c_p	J/kg K	spezifische Wärmekapazität
c_s	-	Thermischer Schlupfkoeffizient
C_c	-	Cunningham-Schlupfkorrektur
c_t	-	Temperatursprungkoeffizient
c_{tm}	-	Koeffizient
D	m^2/s	Partikeldiffusionskoeffizient
d	m	Durchmesser
d_p	m	Partikeldurchmesser
E	V/m	elektrische Feldstärke
E	-	Abscheidung
E_t	-	maximale thermophoretische Abscheidung
e^-	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$	Elementarladung
F	N	Kraft
f	$(\text{m/s})^{-k}$	Verteilungsfunktion
f	$(\text{m/s})^{-k}$	Verteilungsfunktion nach der Kollision
g	= 9,81 m/s^2	Erdbeschleunigung
K_{th}	-	thermophoretischer Koeffizient
k	= 1,38054 10^{-23}J/K	Boltzmann-Konstante
L	m	Länge der Messstrecke
l	m	Länge
M	kg	Masse
\dot{m}	$\text{kg/m}^2 \text{s}$	Massenstromdichte
N_i	$1/\text{m}^3$	Ionenkonzentration

N_n	-	Koeffizient
P	-	Wahrscheinlichkeit
p	Pa	Druck
Q_3		Häufigkeitsverteilung
q_p	A s	Partikelladung
R	m	Rohrradius
r	m	Radius
r_s	-	Eintrittsradius der Partikeln
r^+	-	dimensionsloser Radius
T	K	Temperatur
T	%	Transmission
t	s	Zeit
U	V	Spannung
v	m/s	Strömungsgeschwindigkeit
\bar{v}	m/s	mittlere Strömungsgeschwindigkeit
y	m	Wandabstand
y_M	-	Molanteil
Z_i	$m^2/(V s)$	Mobilität der Ionen
z	m	Axialkoordinate

Griechische Formelzeichen

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
α	$K m^2/W$	Wärmeübergangskoeffizient
β_{th}	-	thermophoretischer Parameter
ε	-	relative Permittivität
Φ	-	dimensionslose Partikelkonzentration
ψ		Widerstandszahl der Rohrströmung
κ	-	Grad der Dimension der Verteilungsfunktion f
κ_1	= 0,4	Konstante nach Prandtl
λ	W/mK	Wärmeleitkoeffizient
μ	A s	mittlere Partikelladung

η	Pa s	dynamische Viskosität
Λ	m	mittlere freie Weglänge
λ_n	-	Eigenwerte
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
Θ	-	dimensionslose Temperatur
Θ^*	-	dimensionslose Temperaturdifferenz
ρ	kg/m^3	Dichte
σ	A s	Standardabweichung der Ladungsverteilung
σ_c	m	Kollisionsdurchmesser der Gasmoleküle
τ	N/m^2	Schubspannung
ζ		Widerstandszahl der Partikeln

Indices

0	Anfangszustand
aus	Austritt
c	nach Cunningham
D	Diffusion
D	Draht
e	Eintritt
el	elektrisch
g	Gas
ges	gesamt
Grenz	Grenzwert
max	maximal
M	Molekül
p	Partikel
rel	relativ
S	Schüttung
Sp	Sprühdraht
t	total
th	thermophoretisch
U	Umgebung
W	Widerstand

w Wand

Kennzahlen

<u>Formelzeichen</u>	<u>Definition</u>	<u>Bedeutung</u>
Kn	$\text{Kn} \equiv \frac{\Lambda}{d_p}$	Knudsen-Zahl
Le	$\text{Le} \equiv \frac{a}{D}$	Partikel-Lewis-Zahl
Nu	$\text{Nu} \equiv 2 \frac{\alpha R}{\lambda_g}$	Nusselt-Zahl
Pe	$\text{Pe} \equiv 2 \frac{u R}{a}$	Peclet-Zahl
Pr	$\text{Pr} \equiv \frac{\nu}{a}$	Prandtl-Zahl
Re	$\text{Re} \equiv 2 \frac{u R}{\nu}$	Reynolds-Zahl
Sc	$\text{Sc} \equiv \frac{\nu}{D}$	Schmidt-Zahl
St	$\text{St} \equiv \frac{\rho_p d_p^2 u}{18 \eta L}$	Stokes-Zahl
z^*	$z^* \equiv \frac{z}{R \text{ Pe}}$	dimensionslose axiale Koordinate

Kurzfassung

Reime, Lars

Partikelbewegung unter dem Einfluss elektrischer und thermophoretischer Kräfte in einer Rohrströmung

In vielen technischen Anwendungen werden sehr feine Partikeln pneumatisch transportiert und dabei gleichzeitig gekühlt. Die Bewegung der Partikeln unterliegt dabei neben Widerstands- und Oberflächenkräften auch solchen die durch Temperatur-, elektrische Potential- oder Konzentrationsunterschiede bedingt sind. Um den Einfluss thermophoretischer und elektrischer Kräfte auf die Partikelbewegung mit experimentellen Methoden zu untersuchen werden in der vorliegenden Arbeit die Partikeln zunächst mit Hilfe der Koronaentladung unipolar aufgeladen. Anschließend treten sie in eine vertikal aufwärts gerichtete Rohrströmung ein. Zwischen einem entlang der Rohrachse gespannten Draht und der Rohrwand befindet sich ein elektrisches Feld mit variabler Feldstärke. Es wird durch Anlegen einer Spannung zwischen dem Draht und der Rohrwand erzeugt. Durch Kühlen der Rohrwand wird zusätzlich ein wandnaher Temperaturgradient im zweiphasigem Strömungsfeld aus Partikeln und Luft eingestellt.

Die an die Rohrwand gelangenden und abgeschiedenen Partikeln unterliegen dem Einfluss thermophoretischer und elektrischer Kräfte sowie der Partikeldiffusion, die in radialer Richtung wirksam sind.

Die experimentellen Untersuchungen werden für laminare und turbulente Rohrströmungen durchgeführt. Dabei werden mono- und polydisperse Partikeln in einen erhitzten Luftstrom dispergiert und durch ein vertikal angeordnetes doppelwandiges Glasrohr, dessen innere Wand temperiert ist, geleitet. Die Abscheidung der Partikeln an der gekühlten Wand wird als Funktion der Zeit gemessen. Die Rohrwand ist außerdem elektrisch leitend, so dass zwischen ihr und einem entlang der Rohrsachse gespannten ein elektrisches Feld angelegt werden kann. Die an der Rohrwand abgeschiedenen Partikeln werden mit Hilfe der Lichtschwächung beobachtet und unter Einsatz eines Messingrohres in Abhängigkeit von der axialen Koordinate gemessen. Dazu ist das Messingrohr in äquidistante Abschnitte unterteilt. Die Masse der anhaftenden Partikeln, wird für den jeweiligen Abschnitt gravimetrisch ermittelt. Aus den Ergebnissen folgt, dass die Abscheidung der Partikeln sowohl für die laminare als auch für die turbulente Rohrströmung wesentlich verringert werden kann, wenn die thermophoretischen durch die elektrischen Kräfte kompensiert werden. Die theoretischen

Arbeiten führen zum Berechnen der Abscheidung unter dem Einfluss thermophoretischer und elektrischer Kräfte sowie der Partikeldiffusion.

Stichworte: Thermophorese, Elektrophorese, Partikel, Abscheidung, Aerosol

Abstract

Reime, Lars

The movement of particles under the influence of thermophoretical and electrical forces in tube flow

In many technical applications ultrafine particles are to be handled by pneumatic transport. Often dispersed aerosols have to be tempered or cooled while flowing through a pipe. The movement of the dispersed particles is subject to forces from inertia, gravitation, diffusion, friction and electrical forces as well as to forces, which are due to strong temperature gradients in the zone of heat transfer. In order to measure the influence of thermophoretical and electrical forces, the particles are first unipolarly charged with the aid of a corona electrode. Afterwards the particles enter the flow field of a vertical tube where a wire is strained along the tube axle. Between the wire and the tube wall an electrical field with variable field strength is generated. The strong temperature gradients are generated in the two phase flow field by cooling the tube wall. Thus the deposition at the tube wall is affected.

The deposition of the particles at the tube wall is influenced by thermophoretical, electrical and diffusion forces. These forces are acting in radial direction. The experiments are accomplished for laminar and turbulent pipe flow. Powders consisting of monospherical particles and powders with a polydisperse particle sharing are used. With the aid of a double-walled glass tube, whose internal tube wall is tempered, the deposition in dependence of time is measured. The internal tube layer is conductive, so that between the axially strained wire and the tube wall an electrical field is generated. The deposition of the particles at the tube wall is measured with the aid of a light extinction system. With the aid of a brass tube the deposition is measured in dependence of the axial coordinate. For this purpose the brass tube is subjected into equidistant parts. The deposition for each part is measured. From the measurement results it becomes obvious that the deposition of the particles at the cooled tube wall can be substantially reduced with the electrical force for laminar and turbulent pipe flow. Subsequently, with the help of the measurement results, models are developed for the calculation of the deposition of the particles under the influence of thermophoretical, electrical and diffusion forces.

keywords: thermophoresis, electrophoresis, particle, deposition, precipitation, aerosol

1. Einleitung

Partikeln sehr kleiner Abmessungen werden in vielen Bereichen der Medizin und Industrie verwendet. Sie sind ebenfalls in Produkten des täglichen Lebens von besonderer Bedeutung. Ihre Herstellung erfolgt häufig durch Desublimation [1], [2] aus der Gasphase. Da der spezifische Energiebedarf für das Erzeugen von Pulvern mit Verfahren aus der mechanischen Verfahrenstechnik, wie z.B. Zerkleinern durch Mahlen, mit zunehmender Feinheit des Produktes stark ansteigt, scheiden konventionelle Herstellungsverfahren aus. Die Desublimation erfolgt bei hohen Temperaturen. Anschließend ist es daher nötig das Partikel-Gasgemisch zu kühlen. Dabei unterliegen die Partikeln neben Trägheits-, Gravitations- und Reibungskräften auch solchen, die durch Oberflächenwechselwirkungen und Temperaturgradienten im Strömungsfeld bedingt sind. Dadurch tritt neben der Agglomeration im Strömungsfeld auch die Abscheidung an den Wänden auf. Die Partikeln werden dabei durch thermophoretische Kräfte in Richtung des negativen Temperaturgradienten beschleunigt. Sofern die Rohrwand gekühlt ist, bedeutet dies, dass sie in ihrer Richtung beschleunigt werden, um an ihr zu haften. Dadurch wird der Strömungsquerschnitt verkleinert sowie der Wärmeübergang verschlechtert.

In zahlreichen Publikationen werden Ergebnisse zum Transport sehr kleiner fester Partikeln in gekühlten Rohrströmungen mitgeteilt. So wird der Partikeltransport in gekühlten turbulenten Rohrströmungen unter dem Einfluss gleichzeitiger Konvektion und Thermophorese sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht [3 bis 12]. Ebenfalls wird der Partikeltransport für den Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Rohrströmung gemessen [13]. Demgegenüber werden Ergebnisse zum Partikeltransport in einer gekühlten laminaren Rohrströmung mitgeteilt [14 bis 27]. Über den Transport submikroner Partikeln an eine laminar umströmte Kreisscheibe liegen ebenfalls Ergebnisse [28, 29] vor. Untersuchungen zum Partikeltransport zu einer laminar senkrecht angeströmten Oberfläche werden von Opiolka [30] durchgeführt. Von Schmidt, Fißan und Schmidt [29] sowie Opiolka [30] wird jeweils zusätzlich eine elektrische Kraft, die auf die Partikeln wirkt, berücksichtigt. Für Rohrkrümmer und Rohrleitungen mit rechteckigem Querschnitt wird von Schmidt [31] der Transport und die Abscheidung submikroner Partikeln gemessen. Die ungewollte Abscheidung von Partikeln in Probeentnahmeleitungen wird von Sager, Schmidt und Schmidt [32] berechnet. Ergebnisse zur Abscheidung von Partikeln unter dem Einfluss thermophoretischer Kräfte werden ebenfalls mitgeteilt [33 bis 36].

Von allen genannten Forschergruppen wird weder für die turbulente noch für die laminare Rohrströmung das Abscheiden von Partikeln an den Rohrwänden unter dem Einfluss einer elektrischen Kraft, um die Abscheidung zu verringern, berücksichtigt. Das Abscheiden stellt einerseits ein Verlust von Produkt dar, andererseits wird der Wärmetransport durch die Rohrwand verringert oder die katalytische Wirksamkeit von Oberflächen vermindert, indem z.B. Partikeln aus Russ an einem Katalysator abgeschieden werden. Außerdem können Agglomerate, die sich an den Wänden durch das Abscheiden der Partikeln bilden, in die Strömung zurückgelangen. Dadurch wird das Produkt polydispers. Aus den genannten Gründen ist es notwendig, das Abscheiden von Partikeln an Rohrwänden zu vermeiden.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher, die Bewegung der Partikeln während des Transports durch Rohrleitungen so zu beeinflussen, dass ein Abscheiden der Partikeln an der Rohrwand verhindert oder minimiert wird. Auf experimentellem Wege wird die Bewegung sphärischer Partikeln mit Abmessungen im Mikrometerbereich unter dem Einfluss von Impuls-, thermophoretischen und elektrischen Kräften gemessen. Dazu werden die vorliegenden Partikeln in Form eines Pulvers mit variablem Feststoffanteil in einem Luftstrom dispergiert. Anschließend werden sie entlang einer gekühlten vertikalen Rohrleitung aufwärts gefördert. In dieser unterliegt ihre Bewegung neben den Kräften des Gravitationsfeldes auch denen der Temperatur und des elektrischen Feldes. Das elektrische Feld wird durch Anlegen einer Spannung zwischen der Rohrwand und einem entlang der Rohrmitte gespannten Draht erzeugt. Damit durch das elektrische Feld auf die Partikeln eine Kraft wirksam ist, werden diese vor dem Eintritt in die Rohrleitung elektrostatisch aufgeladen. Dazu dient eine Koronaentladung (einer Korona-Triode), mit der die Partikeln unipolar aufgeladen werden. Der Betrag und das Vorzeichen der Spannung, die zwischen der Rohrwand und dem entlang der Rohrachse gespannten Draht angelegt ist, wird so gewählt, dass die auf die Partikeln wirksam werdende elektrische Kraft in Richtung der Rohrmitte gerichtet ist. Der an der Rohrwand abgeschiedene Partikelmassenstrom wird gemessen.

Neben den experimentellen Arbeiten wird ein Modell entwickelt, mit dessen Hilfe die Abscheidung von Partikeln an der Rohrwand aus einer gekühlten laminaren Strömung unter dem Einfluss von Impuls-, thermophoretischen und elektrischen Kräften berechnet wird. Dazu wird auf die bekannten Impuls-, und Energiebilanzen, die für die Abscheidung von Partikeln in laminaren Rohrströmungen gelten, zurückgegriffen.

2. Problemstellung

Eine Rohrleitung mit kreisförmigen Querschnitt wird von einem erhitzten Gas, in dem feste Partikeln suspendiert sind, durchströmt. Dabei wird das Abscheiden von Partikeln an der gekühlten Rohrwand beobachtet. Die Partikeln werden in axialer Richtung transportiert und in radialer Richtung durch thermophoretische und Impulskräfte beschleunigt. Die thermophoretischen Kräfte (Kapitel 4.3.1.) werden durch Temperaturgradienten, der molekulare Transport (siehe Kapitel 4.3.3.) hat seine Ursache in Gradienten der Partikelkonzentration in der Gasphase. In axialer Richtung werden die Partikeln, durch die aus der Konvektion des Strömungsfeldes resultierenden Impulskräfte, transportiert. Thermophoretische und molekulare Impulskräfte werden in axialer Richtung, konvektive Impulskräfte in radialer Richtung vernachlässigt. Das laminare Strömungsfeld ist am Eintritt in die Rohrstrecke voll ausgebildet und die Temperatur des Partikel-Gasgemisches ist über den Querschnitt konstant. Die Wandtemperatur entlang der Rohrstrecke ist ebenfalls konstant.

Das Abscheiden der Partikeln kann mit Hilfe des Geschwindigkeits-, des Temperatur- und des Konzentrationsfeldes berechnet werden. Dabei werden Partikeln sehr kleinen Durchmessers vorausgesetzt. Die Stokes-Zahlen der Partikeln sind sehr klein, d.h. die Partikeln haben die gleiche Geschwindigkeit wie das Gas. Es wird davon ausgegangen, dass durch die Partikeln das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld nicht beeinflusst wird. Für das Berechnen der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder wird somit die Anwesenheit der Partikeln nicht berücksichtigt. Im Folgenden werden die für das Berechnen der Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand notwendigen Gleichungen hergeleitet.

Für das Berechnen der thermophoretischen Kraft ist die Kenntnis des Temperaturfeldes notwendig. Das Temperaturfeld wird mit Hilfe einer Energiebilanz berechnet. Für das Geschwindigkeitsprofil in einer laminaren Rohrströmung gilt das Hagen-Poiseuillschen-Gesetz (siehe Kapitel 3.2.)

$$v(r) = 2\bar{v} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]. \quad (2.1)$$

Hierin bedeuten \bar{v} die mittlere Geschwindigkeit, r die radiale Koordinate und R der Rohrradius. Unter Berücksichtigung des Hagen-Poiseuillschen-Gesetzes lautet die Energiegleichung in dimensionsloser Form

$$\left(1 - r^{+2}\right) \frac{\partial \Theta}{\partial z^+} = \frac{1}{\text{Pe}} \nabla^2 \Theta. \quad (2.2)$$

Es gilt

$$\Theta \equiv \frac{T - T_w}{T_e - T_w} \quad \text{dimensionslose Temperatur} \quad (2.3)$$

$$r^+ \equiv \frac{r}{R} \quad \text{dimensionslose radiale Koordinate} \quad (2.4)$$

$$z^+ \equiv \frac{z}{R} \quad \text{dimensionslose axiale Koordinate} \quad (2.5)$$

$$\text{Pe} \equiv \frac{2 \bar{v} R}{a} \quad \text{Peclet-Zahl} \quad (2.6)$$

T_e ist die Eingangstemperatur und T_w die Wandtemperatur, mit a ist der Temperaturleitkoeffizient des Gases angegeben.

Der Partikeltransport unter Berücksichtigung thermophoretischer und molekularer Impulskräfte, so genannter diffusiver Kräfte folgt aus der Massenbilanz

$$\left(1 - r^{+2}\right) \frac{\partial \Phi}{\partial z^+} = \frac{D}{2 \bar{v} R} \nabla^2 \Phi - \frac{1}{2 \bar{v} R} \nabla(v_{\text{th}} \Phi). \quad (2.7)$$

Hierin bedeuten D der Partikeldiffusionskoeffizient und $\Phi = \frac{c}{c_e}$ die dimensionslose

Raumkonzentration. Die thermophoretische Geschwindigkeit lautet

$$v_{\text{th}} = -K_{\text{th}} \cdot v \frac{1}{\Theta^* + \Theta} \cdot \nabla \Theta \quad (2.8)$$

mit der dimensionslosen Temperaturdifferenz

$$\Theta^* \equiv \frac{T_w}{T_e - T_w}. \quad (2.9)$$

Nach Einsetzen der Gl. (2.8) in Gl. (2.7) folgt für die Massenbilanz der partikelförmigen Phase

$$\left(1 - r^{+2}\right) \frac{\partial \Phi}{\partial z^+} = \frac{\text{Pr}}{\text{Pe}_g} \left[\frac{1}{\text{Sc}} \nabla^2 \Phi + \nabla \cdot \left(\Phi \frac{K_{\text{th}}}{\Theta + \Theta^*} \nabla \Theta \right) \right] \quad (2.10)$$

mit

$$\text{Sc} \equiv \frac{v}{D} \quad \text{Schmidt-Zahl (2.11)}$$

und

$$\text{Pr} \equiv \frac{v}{a}. \quad \text{Prandtl-Zahl (2.12)}$$

Es bedeutet v die kinematische Viskosität und K_{th} der thermophoretische Koeffizient, der mit Gl.(4.25) berechnet werden kann. Aus Gl.(2.10) folgt, dass das Verhältnis aus dem durch Partikeldiffusion transportiertem Massenstrom zu dem durch Thermophorese transportiertem mit Hilfe der Schmidt-Zahl abzuschätzen ist. Für Partikeln mit Durchmessern um $1\mu\text{m}$ gilt $\text{Sc} \approx 10^5$. Die Diffusion ist somit nur in einer sehr dünnen Schicht an der Wand wirksam. Daher wird von vielen Forschern die Partikeldiffusion für das Lösen der Gl.(2.10) vernachlässigt. Für große Peclet-Zahlen kann die thermophoretische Kraft sowie die Wärmeleitung in axialer Richtung vernachlässigt werden.

3. Bekannte Ergebnisse zur Partikelabscheidung infolge Thermophorese

3.1. Definition der Abscheidung

Die Abscheidung ist definiert als das Verhältnis zwischen dem Massenstrom der Partikeln am Eintritt in die Rohrstrecke \dot{m}_{ein} und dem Massenstrom der Partikeln \dot{m}_{ab} , der an der Rohrwand zwischen dem Eintritt und der Axialkoordinate z abgeschieden wird. Es gilt

$$E(z) \equiv \frac{\dot{m}_{\text{ab}}}{\dot{m}_{\text{ein}}}. \quad (3.1)$$

Die Abscheidung wird durch Lösen der Gl.(2.10) und Gl.(2.2) berechnet. In den folgenden Kapiteln werden die Gleichungen bzw. Ergebnisse zum Berechnen der Abscheidung der unterschiedlichen Forschergruppen dargestellt. Zusätzlich wird von einigen Autoren eine maximale thermophoretische Abscheidung mit

$$E_t \equiv E(z \rightarrow \infty) \quad (3.2)$$

definiert. E_t wird unter der Annahme berechnet, dass für die Abscheidung an der Rohrwand nur die thermophoretische Kraft relevant ist, d.h. die Partikeldiffusion wird vernachlässigt. Es werden daher nur Partikeln bis zu der Lauflänge abgeschieden, an der die Gastemperatur gleich der Wandtemperatur ist und somit keine Temperaturgradienten mehr in dem Partikel-Gasgemisch vorhanden sind.

3.2. Laminare Rohrströmungen

Ergebnisse von Walker, Homsy und Geyling [17]

Walker, Homsy und Geyling lösen die Gln.(2.2) und (2.10) um die Abscheidung für kleine Rohrlängen zu berechnen. Dabei nehmen sie ein lineares Geschwindigkeitsprofil in der wandnahen Grenzschicht an und berücksichtigen nur dort die Partikeldiffusion. Die Partikelkonzentration variiert in der Grenzschicht zwischen $\Phi = 0$ an der Wand und $\Phi = \Phi_0$ an der Grenzschichtoberfläche. Die Partikelkonzentration Φ_0 wird auf numerischem Wege

berechnet und anschließend tabellarisch für unterschiedliche Temperaturen und Werte für K_{th} von Walker, Homsy und Geyling angegeben. Mit Hilfe einer Approximation kann sie mit

$$\Phi_0 = \frac{\Theta^*}{1 + \Theta^*} \quad (3.3)$$

berechnet werden. Für kleine Rohrlängen geben Walker, Homsy und Geyling die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand mit

$$E(z) = 4,07 \frac{\text{Pr} K_{th}}{\Theta^*} \left(\frac{z}{R \cdot \text{Pe}_g} \right)^{2/3} \cdot \Phi_0 \quad (3.4)$$

an. Die Abscheidung für große Rohrlängen wird auf numerischem Wege berechnet. Die maximale thermophoretische Abscheidung an der Rohrwand lautet

$$E_t = \frac{\text{Pr} K_{th} \Phi_0}{\Theta^*}. \quad (3.5)$$

Ergebnisse von Batchelor und Shen [20]

Von Batchelor und Shen wird die Partikelabscheidung an den Rohrwänden als Funktion der Rohrlänge berechnet. Das Strömungsfeld wird in eine Kernströmung und eine Grenzschichtströmung eingeteilt. Da die Geschwindigkeit des Gases in axialer Richtung in der Grenzschicht sehr klein ist, wird angenommen, dass Partikeln in der Grenzschicht nur in radialer Richtung transportiert werden. Daher wird davon ausgegangen, dass die axiale Koordinate der Partikeln beim Eintritt in die Grenzschicht den Ort der Rohrwand markiert, an der die Partikeln abgeschieden werden. In der Grenzschicht wird die Diffusion vernachlässigt. Dabei wird wiederum (siehe Walker, Homsy und Geyling [17]) angenommen, dass die dimensionslose Partikelkonzentration in der Grenzschicht zwischen $\Phi = 0$ an der Wand und $\Phi = \Phi_0$ variiert. Die dimensionslose Konzentration lautet

$$\Phi_0 = \frac{\Theta^*}{1 + \Theta^*} \left(1 + \frac{1 - \text{Pr} \cdot K_{th}}{1 + \Theta^*} \right). \quad (3.6)$$

Das Temperaturfeld wird mit Hilfe der von Nusselt und Graetz [37] angegebenen Lösung berechnet. Die Abscheidung lautet

$$E(z) = \text{Pr} \cdot K_{\text{th}} \left\{ 1 + (1 - \text{Pr} \cdot K_{\text{th}}) \frac{1}{1 + \Theta^*} \right\} \cdot \{E(z)\}_{\text{Pr} \cdot K_{\text{th}}=1} \quad (3.7)$$

mit

$$\{E(z)\}_{\text{Pr} \cdot K_{\text{th}}=1} = 4 \frac{1}{1 + \Theta^*} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{N_n R_n'(1)}{\lambda_n^2} \cdot \left[1 - e^{\left(\frac{\lambda_n^2 \cdot z}{R \cdot \text{Pe}} \right)} \right] \quad (3.8)$$

Die Variablen N_n , λ_n und $R_n'(1)$ werden der Arbeit von Sellars, Tribus und Klein [39] entnommen. Sie lauten

$$\lambda_n = 4n + 8/3 \quad (3.9)$$

$$N_n = (-1)^n 2,84606 \lambda_n^{-2/3} \quad (3.10)$$

$$R_n'(1) = -\frac{2,02552}{N_n} \lambda_n^{-1/3} \quad (3.11)$$

Die Gleichung zum Berechnen der maximalen thermophoretischen Abscheidung lautet

$$E_t = \text{Pr} \cdot K_{\text{th}} \frac{1}{1 + \Theta^*} \cdot \left\{ 1 + (1 - \text{Pr} \cdot K_{\text{th}}) \frac{1}{1 + \Theta^*} \right\}. \quad (3.12)$$

Ergebnisse von Montassier, Boulaud und Renoux [18]

Zum Berechnen der Abscheidung werden von Montassier, Boulaud und Renoux experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Dazu werden Partikeln in einen Gasstrom dispergiert um das Gemisch anschließend zu erhitzen. Danach wird in einer gekühlten Rohrstrecke die Abscheidung gemessen. Dazu wird die Messtrecke in äquidistante Abschnitte

eingeteilt. Für jeden Abschnitt wird die abgeschiedene Masse gemessen. Mit zunehmender Rohrlänge wird die innerhalb eines Abschnitts abgeschiedene Masse geringer.

Die Abscheidung wird angegeben mit

$$E(z) = 3,2 \cdot \frac{\text{Pr} \cdot K_{\text{th}}}{1 + \Theta^*} \left(1 + \frac{1 - \text{Pr} \cdot K_{\text{th}}}{1 + \Theta^*} \right) (z^*)^{2/3} \quad \text{für } \text{Kn} \geq 0,2 \quad \text{und } z^* < 0,15 \quad (3.13)$$

und mit

$$E(z) = 1,7 \cdot \frac{\text{Pr} \cdot K_{\text{th}}}{1 + \Theta^*} \left(1 + \frac{1 - \text{Pr} \cdot K_{\text{th}}}{1 + \Theta^*} \right) (z^*)^{0,58} \quad \text{für } \text{Kn} < 0,2 \quad \text{und } z^* < 0,15 \quad (3.14)$$

für die Einlaufkennzahl gilt

$$z^* \equiv \frac{1}{\text{Re Pr R}} \frac{z}{R} \quad (3.15)$$

mit der Reynolds-Zahl

$$\text{Re} \equiv \frac{2 \bar{v} R}{\nu} \quad (3.16)$$

Hierin ist \bar{v} die mittlere Geschwindigkeit des Gemisches und ν die Viskosität.

Ergebnisse von Startmann [14]

Von Startmann wird das Abscheiden von Partikeln an einer gekühlten Rohrwand unter dem Einfluss der Konvektion, der Thermophorese und gleichzeitiger Partikeldiffusion untersucht. Die Abscheidung wird auf numerischem Wege berechnet. Dabei werden die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte, die axiale Wärmeleitung, die axiale Thermophorese und die Form der radialen Konzentrationsverteilung am Eintritt in die gekühlte Rohrstrecke variiert. Beim Berechnen der maximalen thermophoretischen Abscheidung wird der thermophoretische Parameter eingeführt. Er lautet

$$\beta_{\text{th}} = \frac{\text{Pr} K_{\text{th}} + 0,025}{\Theta^* + 0,28}. \quad (3.17)$$

Die maximale thermophoretische Abscheidung ist dann

$$E_t = 1,0 - \exp(-0,845 \beta_{\text{th}}^{0,932}). \quad (3.18)$$

Die experimentellen Untersuchungen werden in einem Gegenstrom-Wärmetauscher durchgeführt, um das Abscheiden von monodispersen kugelförmigen NaCl-Partikeln an einer gekühlten Rohrwand zu messen. Zusätzlich wird die Abscheidung auf numerischen Wege berechnet und mit den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen verglichen. Mit Hilfe der experimentellen Ergebnisse wird dargelegt, dass die Abscheidung durch das Konzentrationsprofil am Eintritt in die gekühlte Rohrstrecke beeinflusst wird. Wohingegen der Einfluss der axialen Wärmeleitung, der Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte sowie der axialen Thermophorese experimentell nicht nachgewiesen werden kann. Die Diffusion hat auf die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand nur für Partikel-Lewis-Zahlen $Le < 10000$ und für geringe Strömungsgeschwindigkeiten bzw. Temperaturgradienten (d.h. kleine thermophoretische Parameter, $\beta_{\text{th}} < 1$) einen Einfluss.

Ergebnisse von Pratsinis und Kim [25]

Von Pratsinis und Kim wird das Abscheiden der Partikeln an der Rohrwand in einer laminaren Rohrströmung unter dem Einfluss der Thermophorese, Partikeldiffusion und Koagulation auf theoretischem Wege untersucht. Dabei wird angenommen, dass die Partikelgrößenverteilung durch eine Normalverteilung beschrieben werden kann. Die für das Berechnen der Abscheidung formulierten Bilanzgleichungen werden numerisch gelöst.

Für den Fall geringer Partikelkonzentrationen, d.h. ohne Einfluss der Koagulation, wird der Einfluss der Schmidt-Zahl, der dimensionslosen Temperaturdifferenz und der Rohrlänge auf theoretischem Wege untersucht. Dabei wird für kleine Rohrlängen eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Walker, Homsy und Geyling [17] festgestellt.

Unter dem Einfluss der Koagulation wächst der mittlere Partikeldurchmesser, so dass die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand zurück geht. Die thermophoretische Kraft ist die dominante Kraft für den Partikeltransport in Richtung zur Rohrwand.

Ergebnisse von Nishio, Kitani und Takahashi [13]

Von Nishio, Kitani und Takahashi wird das Abscheiden von Partikeln in einer Rohrstrecke mit konstanter Wandtemperatur sowohl experimentell als auch theoretisch untersucht. Dazu wird das Strömungsfeld in eine wandnahe Grenzschicht und den Kernbereich eingeteilt. Der Temperaturgradient in der Grenzschicht für den Fall konstanter Wärmeleitung wird von Nishio, Kitani und Takahashi mit

$$\left(\frac{d\Theta}{dr^+}\right)_z = \frac{1}{2} \text{Nu} \cdot e^{(-4\text{Nu}z^*)} \quad (3.19)$$

berechnet. Hierin ist die Nusselt-Zahl,

$$\text{Nu} \equiv 2 \frac{\alpha R}{\lambda_g}. \quad (3.20)$$

Die Definition für den Wärmeübergangskoeffizienten lautet

$$\alpha \equiv \frac{\dot{q}}{\Delta T_{\ln}} \quad (3.21)$$

mit der logarithmischen Temperaturdifferenz

$$\Delta T_{\ln} = \frac{(T_w - T_e) - (T_w - T_a)}{\ln\left(\frac{T_w - T_e}{T_w - T_a}\right)}. \quad (3.22)$$

Hierin ist T_w die Wand-, T_e die Eintritts- und T_a die Austrittstemperatur des Gases. Mit λ_g wird die Wärmeleitfähigkeit des Gases bezeichnet. Für die laminare Rohrströmung lautet die Nusselt-Zahl

$$\text{Nu} = 1,86 \cdot \left(\text{Re Pr} \frac{2R}{l}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{0,14}. \quad (3.23)$$

Hierin ist η die Viskosität des Gases, bzw. η_w die Viskosität des Gases an der Rohrwand und l ist die für den Wärmeübergang maßgebende Rohrlänge. Die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand geben Nishio, Kitani und Takahashi mit

$$E(z) = 1 - \exp \left[- \text{Pr} K_{\text{th}} \frac{(T_e - T_w)}{\Delta T_{\text{In}}} \{ 1 - e^{(-4\text{Nu} z^*)} \} \right] \quad (3.24)$$

an. Anschließend wird von Nishio, Kitani und Takahashi das Abscheiden der Partikeln an der Rohrwand gemessen. Dazu durchströmt das partikelhaltige Gasgemisch eine gekühlte Rohrstrecke. Die Rohrstrecke wird in äquidistante Abschnitte unterteilt und die Abscheidung pro Abschnitt gemessen. Die experimentellen Ergebnisse für die Abscheidung stimmen mit den durch Gl. (3.24) berechneten überein.

Ergebnisse von Weinberg [21 und 23]

Die Partikelabscheidung an den Wänden einer gekühlten Rohrströmung wird von Weinberg für den Fall variabler Raumkonzentrationen der partikelförmigen Phase berechnet. Hierzu werden konstante Stoffwerte angenommen. Die Abscheidung wird mit Hilfe der berechneten Partikelbahnen ermittelt. Dabei wird vorausgesetzt, dass alle Partikeln für die Rohrlängen $z < z_s$ abgeschieden sind, welche in Rohrwandnähe $r > r_s$ in das Rohr eintreten. Für die mit $r = r_s$ eintretenden findet die Abscheidung bei $z = z_s$ statt. Für das am Eintritt in die Rohrstrecke ausgebildete laminare Strömungsfeld lautet die Abscheidung

$$E(z) = 1 - a^{-1} \int_0^{r_s} r^+ (1 - r^+) f(r^+) dr^+ \quad (3.25)$$

Hierin wird mit $f(r^+)$ das Konzentrationsprofil am Rohreintritt beschrieben und mit a eine empirisch zu ermittelnde Konstante angegeben. Der Radius r_s folgt aus

$$(1 - r^{+2})^2 = - \frac{4}{1 + \Theta^*} \int_0^z \left(\frac{\partial \Theta}{\partial r^+} \right)_{r^+=1} dr^+ \quad (3.26)$$

In Bild 3.1 ist ein Vergleich der berechneten Abscheidungen einzelner Forschergruppen dargestellt. Aufgetragen ist die Abscheidung in Abhängigkeit von der axialen Koordinate.

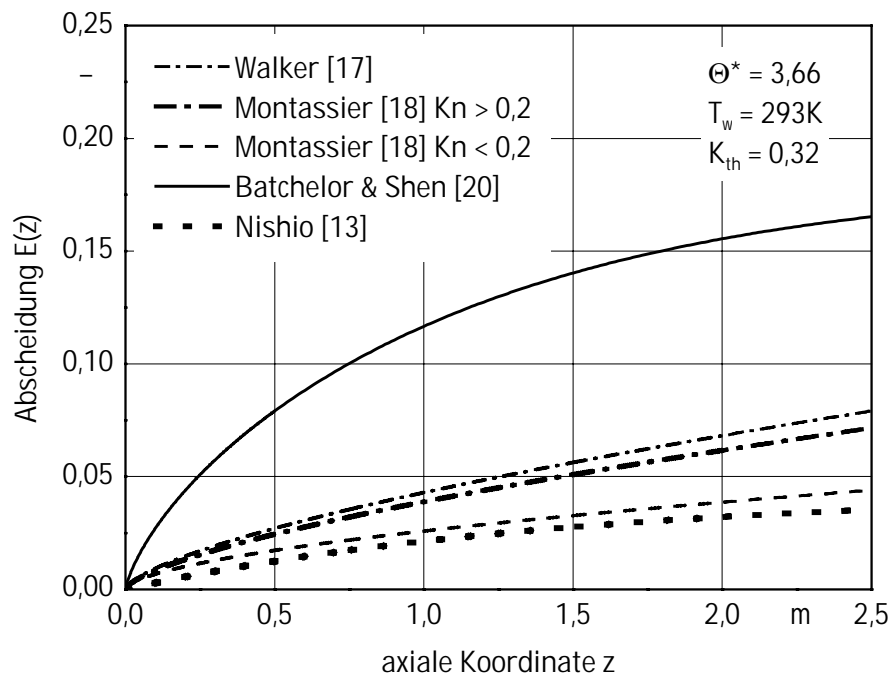


Bild 3.1: Berechnete Abscheidung für die laminare Rohrströmung mit der Wandtemperatur $T_w = 293K$, der Eintrittstemperatur des Partikel-Gasgemisches $T_e = 373K$ und dem thermophoretischen Koeffizient $K_{th} = 0,32$.

3.2. Turbulente Rohrströmungen

Für das Berechnen der Abscheidung von Partikeln an den Wänden in einer gekühlten turbulenten Rohrströmung wird diese in eine Kernströmung und eine laminare Unterschicht eingeteilt. Im Bereich der Kernströmung werden die Partikeln nur durch turbulente Querbewegungen in radialer Richtung transportiert. Die thermophoretische Kraft ist vernachlässigbar. In der laminaren Unterschicht wird die Bewegung der Partikeln durch die thermophoretische Kraft und durch Partikeldiffusion beeinflusst. In axialer Richtung werden die Partikeln sowohl in der Kernströmung als auch in der laminaren Unterschicht der Gasströmung schlupffrei transportiert. Die thermophoretische Kraft und die Partikeldiffusion werden in axialer Richtung vernachlässigt.

Ergebnisse von Nishio, Kitani und Takahashi [13]

Von Nishio, Kitani und Takahashi wird das Abscheiden von Partikeln aus einer turbulenten Rohrströmung mit Gl.(3.24) berechnet. Der Wärmeübergangskoeffizient für die turbulente Rohrströmung wird gemäß

$$\text{Nu} = 0,023 \cdot \text{Re}^{0,8} \cdot \text{Pr}^{1/3} \quad (3.27)$$

berechnet.

Die Abscheidung wird in einer gekühlten Rohrstrecke gemessen. Das Rohr ist dazu in äquidistante Abschnitte eingeteilt. Es werden Natriumoxid-Partikeln mit dem mittleren Durchmesser $1\mu\text{m}$ verwendet. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen die durch Gl.(3.24) und Gl.(3.27) berechenbaren Werte, sofern der thermophoretische Koeffizient K_{th} mit der Gl.(4.14) nach Brock [38] berechnet wird.

Liegen die Reynoldszahlen im Bereich von $\text{Re} = 2300..5000$, so wird Die Nusselt-Zahl nach Gnielinski [40] mit

$$\text{Nu} = \frac{\xi/8 (\text{Re}-1000) \text{Pr}}{1 + 12,7\sqrt{\xi/8}(\text{Pr}^{2/3}-1)} \left\{ 1 + \left(2 \frac{\text{R}}{1} \right)^{2/3} \right\} \quad (3.28)$$

und

$$\xi = (1,82 \log_{10} \text{Re} - 1,64)^{-2} \quad (3.29)$$

angegeben. Die Nusselt-Zahl wird gemäß Gl.(3.20) definiert, die Prandtl-Zahl gemäß Gl.(2.12). In Gl.(3.28) bedeutet l die für den Wärmetransport maßgebliche Rohrlänge.

Ergebnisse von Byers und Calvert [4]

Für das Berechnen der Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand nehmen Byers und Calvert an, dass die Partikeldiffusion in der laminaren Unterschicht vernachlässigbar ist. Für Prandtl-Zahlen von $\text{Pr} \approx 1$ sowie konstante Reynolds-, Widerstands- und Nusselt-Zahlen lautet der Temperaturgradient in der laminaren Unterschicht

$$\left(\frac{d\Theta}{dr^+}\right)_w = -\frac{\text{Re}\psi}{2} e^{(-\text{Nu}z^*)}. \quad (3.30)$$

Der thermophoretische Koeffizient K_{th} wird mit der Gleichung von Brock [38] (siehe Gl.(4.14) Kapitel 4.3.1.) berechnet. Die Abscheidung lautet

$$E(z) = 1 - \exp\left[-\frac{1}{6} \frac{\text{Nu Re}\psi}{a} \cdot (1 + C_s \cdot \text{Kn}) d_p \cdot \frac{K_{\text{th}}}{C_s} \cdot c_{\text{tm}} \cdot \text{Kn} \cdot (T_e - T_w) (1 - e^{(-4\text{Nu}z^*)})\right]. \quad (3.31)$$

Hierin wird mit ψ der Widerstandszahl

$$\psi = \frac{0,3164}{\text{Re}^{1/4}}, \quad (3.32)$$

mit C_s (Gl.(4.12)) eine Schlupfkorrektur nach Friedlander und mit Kn die Knudsen-Zahl gemäß Gl.(4.9) angegeben. In Gl.(3.31) ist $c_{\text{tm}} = 0,461 \frac{\text{m}}{\text{sK}}$ ein Koeffizient für die thermische

Geschwindigkeit und a die Wärmeleitfähigkeit des Gemisches.

Die Experimente werden in einem Kupferrohr mit gekühlter Rohrwand durchgeführt. Der Durchmesser der verwendeten Natriumchlorid-Partikeln liegt zwischen 0,3 und 1,3 μm . Mit steigendem Partikeldurchmesser nimmt die Abscheidung ab. Des Weiteren werden die Einflüsse der Eintrittstemperatur des Partikel-Gasgemisches und der Reynolds-Zahl auf die Abscheidung gemessen. Für steigende Temperaturen sowie sinkende Reynolds-Zahl nimmt die Abscheidung zu. Die experimentellen Ergebnisse weichen besonders für kleine Partikeldurchmesser von den berechneten ab. Für Partikeldurchmesser im Bereich 1 μm stimmen die theoretisch berechneten Abscheidungen und die experimentellen Werte überein. Die Annahme, dass die Partikeldiffusion für das Berechnen der Abscheidung vernachlässigt werden kann, wird durch die experimentellen Untersuchungen bestätigt.

Ergebnisse von Romay, Takagaki, Pui und Lin [11]

Von Romay, Takagaki, Pui und Lin [11] wird die Abscheidung aus einer turbulenten Rohrströmung experimentell und theoretisch untersucht. Die Abscheidung lautet

$$E(z) = 1 - \left[\frac{\Theta^* + \exp(-4Nu z^*)}{1 + \Theta^*} \right]^{\text{Pr} \cdot \text{Kth}} \quad (3.33)$$

Die Nusselt-Zahl ist gemäß Gl.(3.20), die dimensionslose Koordinate in axialer Richtung z^* ist gemäß Gl.(3.15) und die dimensionslose Temperaturdifferenz Θ^* ist mit Gl.(2.9) definiert. In den experimentellen Untersuchungen werden Partikeln im Durchmesserbereich von $d_p = 0,1 \dots 0,7 \mu\text{m}$ eingesetzt. Die Abscheidung der Partikeln wird in einem 0,965m langen Messrohr für unterschiedliche Reynolds-Zahlen und Eingangstemperaturen gemessen. Anschließend werden die gemessenen Abscheidungen mit den durch Gl.(3.33) berechneten verglichen. Die berechneten Werte sind geringer als die gemessenen. Dies wird auf ein nicht-kolbenförmiges Konzentrationsprofil mit erhöhten Raumkonzentrationen im Bereich der Rohrwand und am Eintritt in die Messstrecke zurückgeführt. Vor der Messstrecke wird das Partikel-Gasgemisch mit Hilfe einer beheizten Rohres erwärmt. Dadurch werden die Partikeln aufgrund der thermophoretischen Kraft in Richtung der Rohrmitte beschleunigt. Durch die turbulenten Querbewegungen in der Kernströmung und im Übergangsbereich werden die Partikeln jedoch auch in Richtung zur Rohrwand beschleunigt. Es wird angenommen, dass durch diese beiden gegenläufigen Effekte die Partikelanzahlkonzentration in einem geringen Abstand zur Rohrwand erhöht wird. Des Weiteren wird angenommen, dass durch die turbulenten Querbewegungen die Geschwindigkeit der Partikeln in Richtung der Rohrwand während des Eintritts in die laminare Unterschicht sehr groß ist. Diese zusätzliche Geschwindigkeit wird jedoch beim Herleiten der Gl.(3.33) nicht berücksichtigt, so dass eine zu geringe Abscheidung berechnet wird.

Ergebnisse von Whitmore und Meisen [8]

Von Whitmore und Meisen wird das Abscheiden von Partikeln in einer turbulenten Rohrströmung berechnet und mit Ergebnissen aus experimentellen Untersuchungen von Nishio, Kitani und Takahashi [13] verglichen. Die Strömung ist stationär. Es werden nur geringe Feststoffanteile betrachtet, von denen angenommen wird, dass ihre Konzentration in der Kernströmung unabhängig vom Radius ist. Die Wärme- bzw. Stoffströme werden in der laminaren Unterschicht in axialer Richtung vernachlässigt, so dass die Partikeln in radialer Richtung nur infolge der thermophoretischen Kraft und der Partikeldiffusion transportiert

werden. Des Weiteren wird angenommen, dass alle Partikeln, die in die laminare Unterschicht eintreten, auch an der Rohrwand abgeschieden werden. Die Abscheidung wird unter Berücksichtigung der thermophoretischen Kraft mit

$$E(z) = 1 - \left(\frac{T(z)}{T_e} \right)^{K_{th} \cdot Pr} \quad (3.34)$$

berechnet, wobei die Prandtl-Zahl als konstant angenommen wird. Mit $T(z)$ wird die Temperatur des Partikel-Gasgemisches als Funktion der Lauflänge angegeben. Für den Fall, dass die Partikeln innerhalb der laminaren Unterschicht in radialer Richtung nur durch molekularen Impulsaustausch beschleunigt werden lautet die Abscheidung

$$E_D(z) = 1 - \frac{[y_M]_e}{[y_M]_z} \quad (3.35)$$

Hierin sind mit $[y_M]_e$ und $[y_M]_z$ die Molanteile der Partikeln in der Mischphase am Eintritt bzw. an der axialen Koordinate z angegeben. Wird davon ausgegangen, dass die Thermophorese und die Partikeldiffusion sich nicht wechselseitig beeinflussen, so wird die Abscheidung für den Fall gleichzeitiger Thermophorese und Partikeldiffusion mit

$$E_{ges}(z) = 1 - (1 - E(z))(1 - E_D(z)) \quad (3.36)$$

berechnet. Der Vergleich zwischen den von Nishio, Kitani und Takahashi [13] gemessenen und den mit Gl.(3.36) berechneten Abscheidungen weist gute Übereinstimmungen für größere Rohrlängen auf. Die gemessenen Abscheidungen werden für kurze Rohrlängen nicht richtig wiedergegeben. Die Gln.(3.34) und (3.35) sind nur sehr eingeschränkt anwendbar, da sie die Kenntnis der Temperatur und des Molanteils der Partikeln an der Mischphase an jedem Ort der Rohrleitung voraussetzen.

Ergebnisse von Singh und Byers [3]

Das turbulente Strömungsfeld wird wiederum in eine turbulente Kernströmung und eine laminare Unterschicht eingeteilt. In der laminaren Unterschicht wird die Bewegung der

Partikeln infolge der Partikeldiffusion vernachlässigt. Die Abscheidung an der Rohrwand wird auf numerischem Wege berechnet und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Letztere werden in einer mit Wasser gekühlten Kupferrohrleitung durchgeführt. Für die Messungen wird ein polydisperses Aerosol eingesetzt. Dabei werden Partikeln mit kleinem Durchmesser näher zum Eintrittsquerschnitt der Messstrecke abgeschieden, während Partikeln größeren Durchmessers hauptsächlich bei größeren Rohrlängen abgeschieden werden. Dieses wird auf die größere thermophoretische Kraft, die auf die kleineren Partikeln wirkt, zurückgeführt. Die experimentellen Ergebnisse zur Abscheidung stimmen mit den theoretisch berechneten überein.

Ergebnisse von Nadkarni und Mahalingham [12]

Von Nadkarni und Mahalingham wird die Abscheidung der Partikeln in einer gekühlten, voll ausgebildeten laminaren oder turbulenten Rohrströmung auf numerischem Wege berechnet. Es werden die Partikeldiffusion, Thermophorese, Gravitation, die Kondensation von Dampf auf den Partikeln sowie die homogene Keimbildung des kondensierenden Dampfes, ein Konzentrationsprofil am Eintritt in die gekühlte Rohrstrecke und die Agglomeration der Partikeln berücksichtigt. Die Berechnungen werden für einen polydispersen partikelförmigen Feststoff durchgeführt. Die Abscheidung steigt sowohl für turbulente als auch für laminare Strömung mit zunehmendem Durchmesser der Partikeln an. Daher wird angenommen, dass die Partikeldiffusion gegenüber dem Einfluss der Summe der anderen Kräfte vernachlässigbar ist.

Anschließend werden die numerisch berechneten Ergebnisse mit experimentellen verglichen. Die experimentellen Untersuchungen werden in einem gekühlten Stahlrohr mit 7,7mm Durchmesser und 2,13m Länge durchgeführt. Die Partikelgrößenverteilung im Austrittsquerschnitt der Messstrecke wird gemessen. Aus den Ergebnissen folgt, dass die Anzahlkonzentration der Partikeln am Eintritt in die Messstrecke einen sehr geringen Einfluss auf die Partikelgrößenverteilung am Austritt hat. Der Einfluss der Agglomeration auf die Abscheidung lässt sich somit experimentell nicht nachweisen. Der Massenstrom des Partikel-Gasgemisches hat am Eintritt in die Rohrstrecke auf die fraktionelle Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand einen sehr geringen Einfluss. Die Partikelgrößenverteilungen im Austrittsquerschnitt der Messstrecke sind für unterschiedliche Massenströme sehr ähnlich. Für große Temperaturdifferenzen, d.h. große thermophoretische Kräfte im Bereich der Rohrwand,

wird eine Zunahme der Abscheidung für alle Partikeldurchmesser berechnet und gemessen. Die Form der Partikelgrößenverteilung wird im Austrittsquerschnitt der Messstrecke durch die Variation der Temperaturdifferenzen zwischen der Rohrwand und dem Partikel-Gasgemisch nicht beeinflusst. Somit haben die Kondensation und Keimbildung nur einen geringen Einfluss auf die Abscheidung, während die Thermophorese einen großen Einfluss hat.

Die numerischen Berechnungen und experimentellen Ergebnisse weisen eine gute Übereinstimmung auf.

In Bild 3.2 ist beispielhaft ein Vergleich der berechneten Abscheidungen unterschiedlicher Forschergruppen [4, 13 und 11] dargestellt. Die Abscheidung wächst in axialer Richtung.

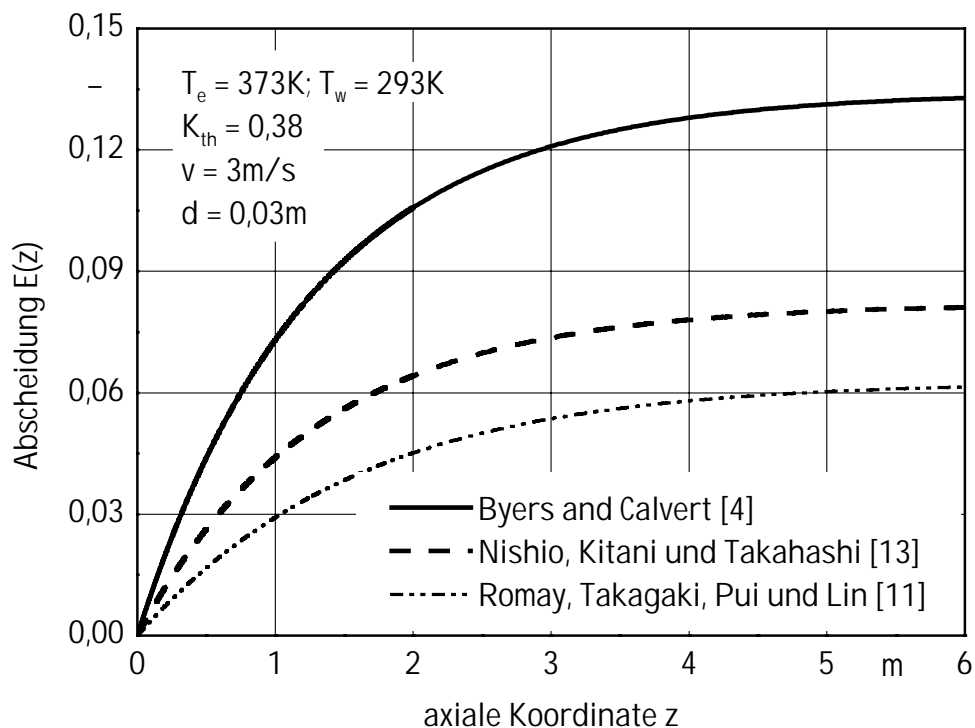


Bild 3.2: Vergleich der Abscheidung für die turbulente Rohrströmung. Die Wandtemperatur ist $T_w = 293\text{K}$, die Eintrittstemperatur $T_e = 373\text{K}$ und der thermophoretische Koeffizient $K_{th} = 0,38$. Die mittlere Geschwindigkeit des Partikel-Gasgemisches ist $\bar{v} = 3\text{m/s}$, die Reynold-Zahl $Re = 4680$.

4. Physikalische Grundlagen für die Partikelbewegung

4.1. Temperaturfeld

Um die Bewegung der Partikeln in der Rohrströmung zu beeinflussen, wird in der Rohrmitte axial ein Draht gespannt, so dass zwischen der Rohrwand und dem Draht durch Anlegen einer Spannung ein elektrisches Feld erzeugt wird. In diesem wird eine Kraft auf die elektrisch aufgeladenen Partikeln ausgeübt.

Das Temperaturfeld wird unter der Annahme berechnet, dass kein Draht in der Mitte des Rohres gespannt ist. Diese wesentliche Vereinfachung der Berechnungen ist möglich, da das Temperaturprofil nur für relativ kleine Rohrlängen, der sogenannten thermischen Einlaufänge, berechnet wird. Des Weiteren ist für das Berechnen der Abscheidung nur die thermophoretische Kraft, d.h. der Temperaturgradient, an der Rohrwand bedeutsam. Durch den in der Rohrmitte gespannten Draht wird das Temperaturprofil in Rohrwandnähe nicht beeinflusst.

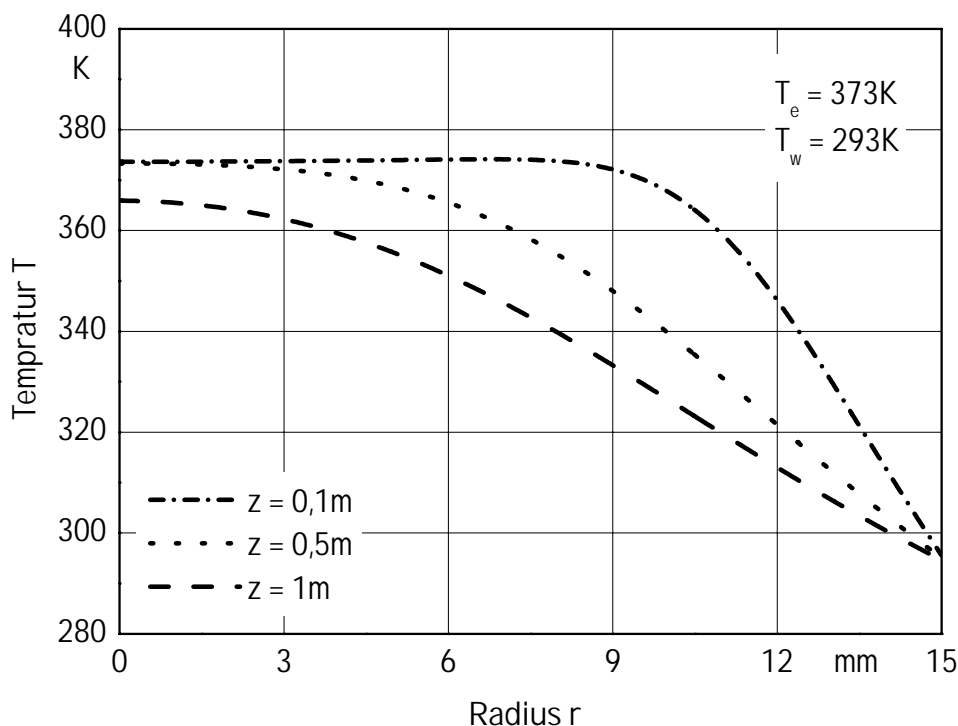


Bild 4.1: Temperaturprofile für eine laminare Rohrströmung mit der Rohrlänge z als Parameter, die Eintrittstemperatur ist $T_e = 373\text{K}$, die Wandtemperatur $T_w = 293\text{K}$ und der Rohrradius $R = 15\text{mm}$)

Das Temperaturprofil wird für die ausgebildete laminare Rohrströmung berechnet. Im Eintrittsquerschnitt springt die Wandtemperatur von $T_w = T_e$ auf $T_w < T_e$. Für das Geschwindigkeitsprofil gilt das Hagen-Poiseuillesche Gesetz Gl.(2.1).

Zum Berechnen des Temperaturprofils werden folgende Annahmen getroffen:

1. die Wandtemperatur ist konstant
2. die Temperatur am Eintrittsquerschnitt in die temperierte Rohrstrecke ist unabhängig von der radialen Koordinate
3. das Temperaturfeld wird durch die Partikeln nicht beeinflusst

In Bild 4.1 sind radiale Temperaturverläufe für verschiedene axiale Position, die auf numerischen Wege berechnet werden, beispielhaft dargestellt. Mit zunehmender Lauflänge z wird der Temperaturgradient an der Rohrwand kleiner.

4.2. Strömungsfeld

Die Abscheidung der Partikeln wird sowohl für laminare als auch für turbulente Strömungsfelder in einem Rohr, in dessen Mitte axial ein Draht gespannt wird, experimentell untersucht. Das Geschwindigkeitsprofil entspricht somit dem in einem konzentrischen Ringspalt mit sehr dünnem inneren Zylinder. Für den laminaren Fall lautet das Strömungsprofil nach Bird, Stewart und Lightfoot [45]

$$v(r) = 2\bar{v} \left[\frac{1 - (r^+)^2 + 1 - (r_D/R)^2 \cdot \frac{1}{\ln(R/r_D)} \ln(r^+)}{b} \right] \quad (4.1)$$

mit

$$b = 1 + \left(\frac{r_D}{R} \right) \left[1 - (r_D/R)^2 \cdot \frac{1}{\ln(R/r_D)} \right]. \quad (4.2)$$

Hierin wird mit $r^+ = r/R$ der dimensionslose Radius, mit R der Rohrradius, mit r_D der Radius des axial gespannten Drahtes und mit \bar{v} die mittlere Geschwindigkeit des Partikel-

Gasgemisches angegeben. Das Geschwindigkeitsprofil ist in Bild 4.2 dargestellt. Dargestellt ist ebenfalls das Strömungsprofil für die laminare Rohrströmung berechnet mit dem Hagen-Poiseuillschen-Gesetz (Gl. (2.1)) sowie das Strömungsprofil für einen Ringspalt, welches numerisch mit dem Programm FLUENT6.1 berechnet wird. Dabei ist die Eingangstemperatur 423K und die Wandtemperatur 293K. In der Nähe der Rohrwand kann das Geschwindigkeitsprofil für den Ringspalt durch das Hagen-Poiseuillsche-Gesetz mit guter Näherung ersetzt werden.

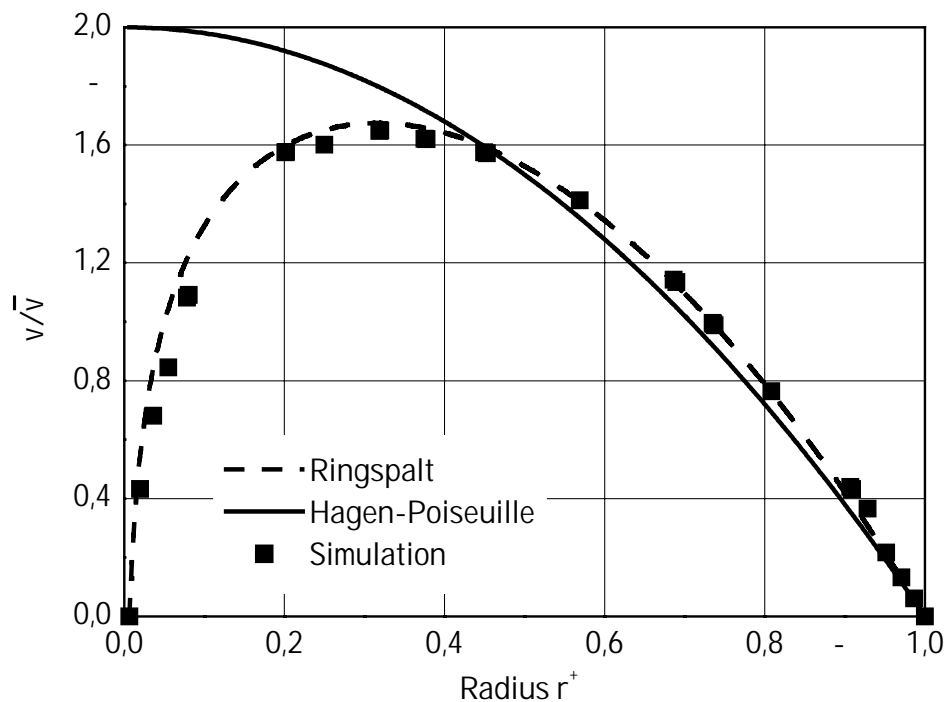


Bild 4.2: Strömungsprofil für laminare Rohrströmung, die Eintrittstemperatur ist $T_e = 373K$, die Wandtemperatur $T_w = 293K$ und der Rohrradius $R = 15mm$

Das Geschwindigkeitsprofil für das turbulente Strömungsfeld wird mit dem sogenannten 1/7-Potenz-Gesetz sowie mit der Gleichung nach (Eck [46]) berechnet

$$v(r) = \bar{v} \left[1 + \sqrt{\psi \left(1,435 - 2,15 \cdot \log_{10} \left(\frac{R}{R-r} \right) \right)} \right] \quad (4.3)$$

und ist in Bild 4.3 dargestellt. Die Widerstandszahl wird nach Blasius [47] mit

$$\psi = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}} \quad (4.4)$$

berechnet. Ebenfalls ist das für den Ringspalt auf numerischem Wege berechnete Geschwindigkeitsprofil aufgetragen.

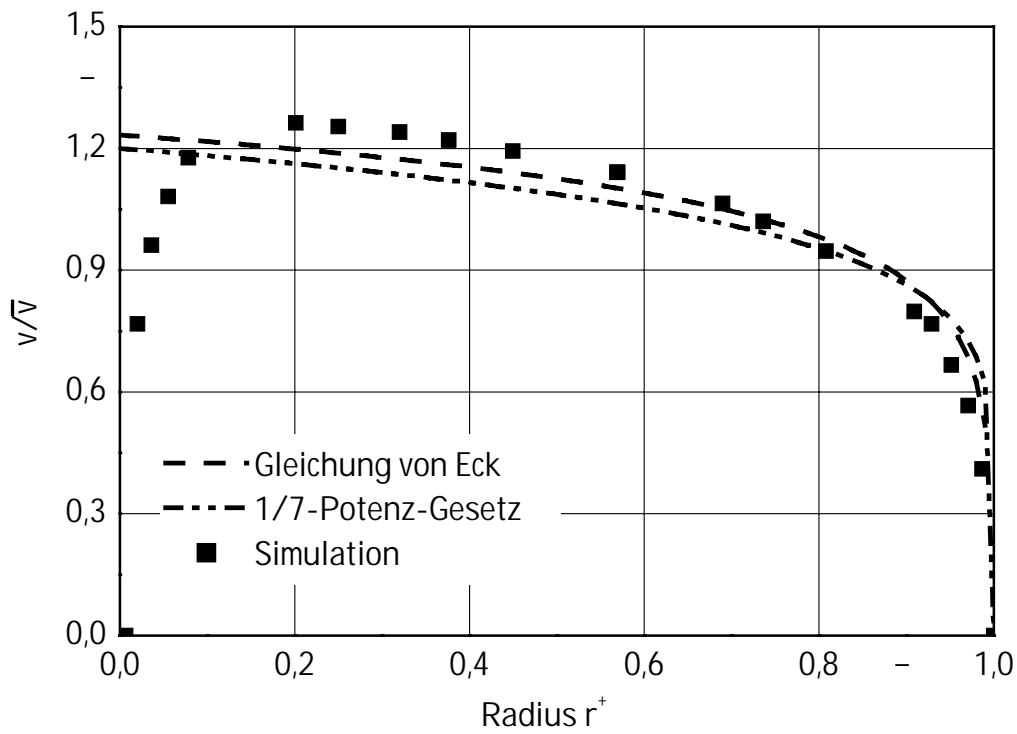


Bild 4.3: Strömungsprofil für turbulente Rohrströmung, die Eintrittstemperatur ist $T_e = 373K$, die Wandtemperatur $T_w = 293K$ und der Rohrradius $R = 15mm$

4.3. Partikelbewegung

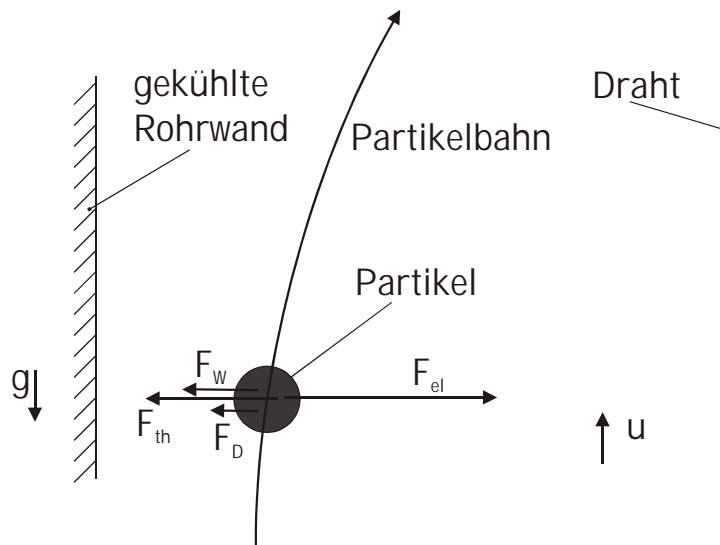


Bild 4.4: Kräfte, die die Bewegung der Partikeln beeinflussen

In den Experimenten werden Partikeln mit Durchmessern im Bereich von $0,5..1,2\mu\text{m}$ verwendet. Die Gewichtskraft ist sehr klein und kann vernachlässigt werden, so dass die Geschwindigkeit der Partikeln in axialer Richtung mit der Gasgeschwindigkeit übereinstimmt. In Bild 4.4 sind die Kräfte, die die Bewegung der Partikeln in der Nähe der Rohrwand beeinflussen, dargestellt. In radialer Richtung wird die Bewegung der Partikeln durch die thermophoretische (F_{th}), die elektrische (F_{el}) und die Widerstandskraft (F_w) sowie durch die Impulskräfte bedingt durch Gradienten der Partikeldichte in der Gasphase (F_D), durch die sogenannte Partikeldiffusion, beeinflusst. Die Bewegung der Partikeln wird mit Hilfe einer Kräftebilanz

$$M_p \frac{dv_p}{dt} = \sum F_i \quad (4.5)$$

berechnet. Hierin ist M_p die Partikelmasse, v_p die Partikelgeschwindigkeit, t die Zeit und mit F_i werden die unterschiedlichen Kräfte bezeichnet. Die Widerstandskraft lautet

$$F_w = \zeta A_p \rho \frac{v_{rel}^2}{2} \quad (4.6)$$

Hierin bedeuten ζ die Widerstandszahl der Partikeln, A_p die für den Strömungswiderstand maßgebende Fläche, ρ die Dichte des Gases und v_{rel} die Relativgeschwindigkeit mit der Definition

$$v_{\text{rel}} \equiv v - v_p \quad (4.7)$$

Mit v wird die Geschwindigkeit des Gases in radialer Richtung bezeichnet.

Die thermophoretische und die elektrische Kraft sowie die Partikeldiffusion werden in den folgenden drei Kapiteln erläutert.

4.3.1. Thermophorese

Tyndall [50] hat 1870 beobachtet, dass in einer Kammer, die mit einem Partikel-Gasgemisch gefüllt ist, sich in der Nähe heißer Oberflächen partikelfreie Zonen bilden. In Bild 4.1 ist die partikelfreie Zone um einen rauchumströmten heißen Zylinder dargestellt.

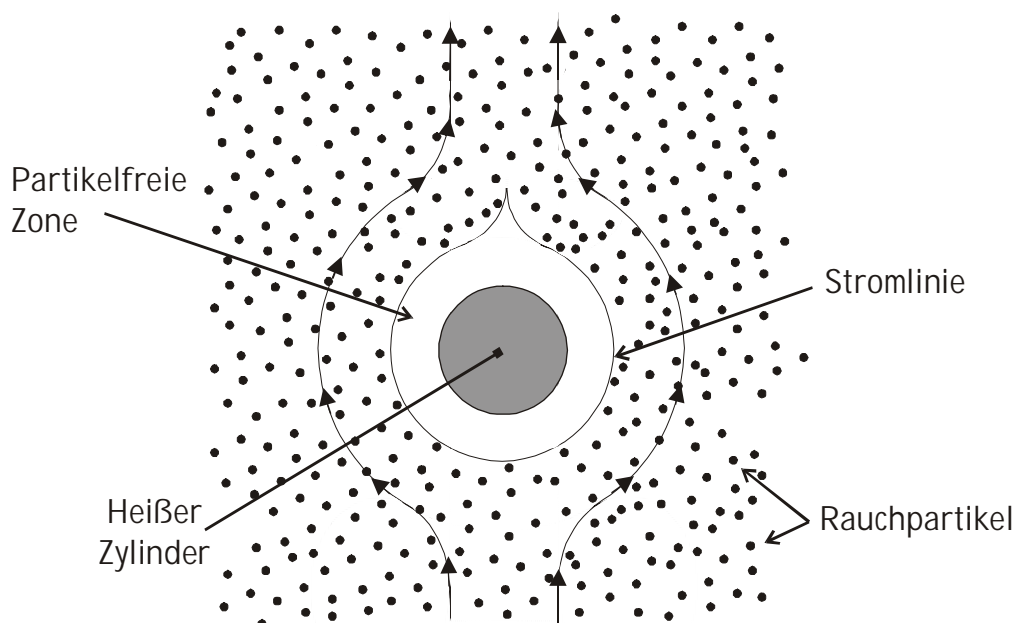


Bild 4.5: Partikelfreie Zone um einen rauchumströmten Zylinder

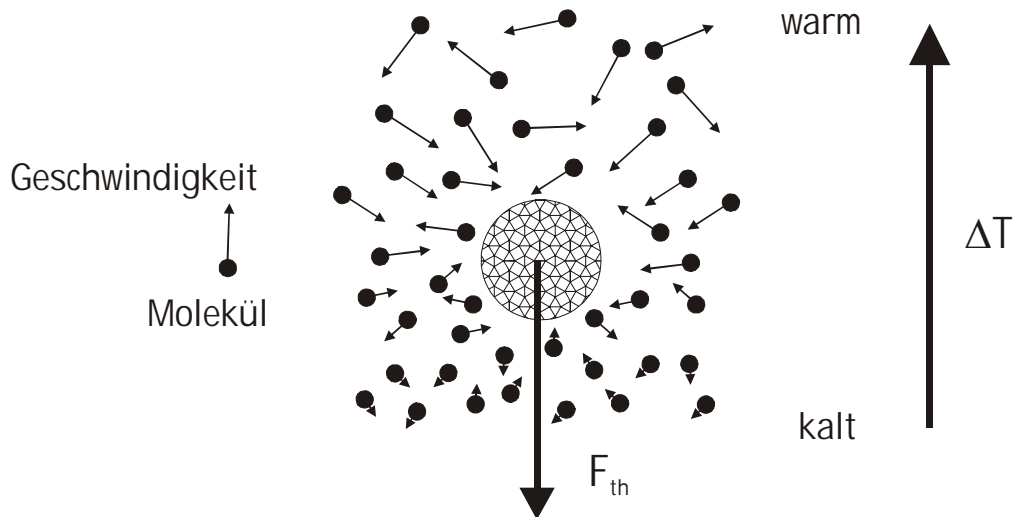


Bild 4.6: Impulsaustausch zwischen den Gasmolekülen und einer Partikel

In Experimenten hat Aitken [51] 1884 gezeigt, dass Partikeln, welche in einem Gas dispergiert sind, in Richtung des negativen Temperaturgradienten beschleunigt werden. Dabei ist die kinetische Energie der Gasmoleküle auf der „heißen“ Seite der Partikel größer als die auf der „kalten“ Seite (siehe Bild 4.6). Die daraus resultierende Kraft ist die thermophoretische Kraft.

Die Bewegung der Partikeln aufgrund des Temperaturgradienten resultieren aus dem molekularen Impulsaustausch mit den Gasmolekülen. Die Geschwindigkeiten der Gasmoleküle werden mit der allgemeinsten Form der Verteilungsfunktion, der Boltzmann-Gleichung

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i^{x,y,z} w_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_i^{x,y,z} \frac{F_i}{M_m} \frac{\partial f}{\partial w_i} = \int_{w=-\infty}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{r^*} (f' f'_1 - f f_1) w_{rel} r dr d\varphi dw \quad (4.8)$$

berechnet [52]. Hierin wird mit f die Verteilungsfunktion der molekularen Geschwindigkeiten vor einem Zusammenstoß und mit f' nach einem Zusammenstoß angegeben. Mit w_i wird die Geschwindigkeit der Gasmoleküle angegeben, mit F_i eine äußere Kraft, mit M_M die Masse der Moleküle, mit w_{rel} die Relativgeschwindigkeit zwischen zwei Molekülen, mit x,y und z die Raumkoordinaten und mit $r dr d\varphi dw$ wird das Zylinderelement beschrieben, in dem die Zusammenstöße stattfinden.

Aus Experimenten verschiedener Forschergruppen folgt, dass die thermophoretische Kraft von der Knudsen-Zahl

$$\text{Kn} \equiv \frac{\Lambda}{d_p} \quad (4.9)$$

abhängig ist. Die Knudsen-Zahl beschreibt das Verhältnis zwischen der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle Λ und dem Partikeldurchmesser d_p . Die mittlere freie Weglänge nach Jeans [53] lautet

$$\Lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k_B T}{p \pi \sigma_c} \quad (4.10)$$

Hierin ist k_B die Boltzmann-Konstante, p der Druck, T die Temperatur des Gases und σ_c der Kollisionsdurchmesser der Gasmoleküle. Für das Berechnen der thermophoretischen Kraft werden drei Bereiche der Knudsen-Zahl unterschieden:

- Bereich der freien Molekülbewegung ($\text{Kn} \rightarrow \infty$)
- Übergangsbereich ($\text{Kn} \approx 1$)
- Kontinuumsbereich ($\text{Kn} \rightarrow 0$)

Dabei ist die thermophoretische Kraft, welche auf die Partikeln wirkt, für die drei Bereiche der Knudsen-Zahl auf unterschiedliche Ursachen zurückzuführen. Für den Bereich der freien Molekülbewegung resultiert die thermophoretische Kraft aus einem molekularen Impulsaustausch zwischen der Partikel und den Gasmolekülen. Da die Moleküle des die Partikeln umgebenden Gases aufgrund des Temperaturgradienten auf zwei Seiten einer Partikel lokal unterschiedliche kinetische Energien besitzen, werden auf der wärmeren Partikelhälfte, durch Kollisionen einer Partikel mit Molekülen des Gases, größere Impulse übertragen als auf der kühleren Seite. Aus diesem Grund wirkt eine resultierende Kraft auf die Partikel in Richtung niedriger Temperaturen, d.h. in Richtung des negativen Temperaturgradienten.

Im Kontinuums- oder Gleitströmungsbereich wirkt die thermophoretische Kraft aufgrund von mikroskopischen Gasströmungen an der Partikeloberfläche. Dabei wird für große Partikeln von einem Temperaturgradienten an der Oberfläche ausgegangen. Aufgrund der

unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten von der Partikel und der Gasphase wird ein Geschwindigkeitsfeld in der Gasphase in der Nähe der Partikeloberfläche erzeugt, in dem das Gas in die Richtung des positiven Temperaturgradienten beschleunigt wird. Als Reaktion erfährt die Partikel eine Kraft, die dem Temperaturgradienten der Gasphase entgegengesetzt ist. Die Partikeln werden somit in Richtung niedriger Temperaturen beschleunigt.

Der Durchmesser der in den experimentellen Untersuchungen verwendeten Partikeln ist im Bereich von $1\mu\text{m}$. Die Größenordnung der Knudsen-Zahlen ist somit 10^{-2} . Demzufolge sind die in dieser Arbeit auftretenden Strömungen dem Bereich der Gleitströmung zuzuordnen.

Die thermophoretische Kraft laute für alle drei Bereiche

$$F_{\text{th}} = -\frac{3\pi\eta^2 \cdot d_p}{\rho C_s} \cdot K_{\text{th}} \cdot \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \quad (4.11)$$

Hierin ist T die absolute Temperatur in der Nähe der Partikel, K_{th} der thermophoretische Koeffizient, d_p der Partikeldurchmesser, ρ die Dichte, η die Viskosität und C_s eine Schlupfkorrektur nach Friedlander [49]. Diese lautet

$$C_s = 1 + \frac{2\Lambda}{d_p} \left(1,257 + 0,4 \cdot \exp\left(-0,55 \frac{d_p}{\Lambda}\right) \right) \quad (4.12)$$

Die thermophoretische Kraft wird von zahlreichen Forschergruppen sowohl experimentell als auch theoretisch in Abhängigkeit von den Materialeigenschaften der Partikeln bzw. des Gases ermittelt [54 und 55]. Dazu werden die Partikeln in einer Milikan-Zelle mit Hilfe der elektrischen Kraft in der Schwebe gehalten. Aus dem Gleichgewicht zwischen der thermophoretischen und der elektrischen Kraft wird die thermophoretische Kraft berechnet. Negative Thermophorese wird von Sone und Aoki [56] beobachtet. Das Auftreten der negativen Thermophorese kann jedoch von anderen Forschergruppen nicht bestätigt werden. Es liegen zahlreiche Ergebnisse von experimentellen und theoretischen Untersuchungen für den Bereich sehr kleiner Knudsen-Zahlen vor [57 bis 61]. Die thermophoretische Kraft auf Natriumchlorid-Partikeln wird ebenfalls experimentell untersucht [62]. Von Zheng [63] und Bakanov [64] wird jeweils ein Überblick über die bisherigen Stand der Forschung gegeben. In einem detaillierten Überblick werden von Oostra [65] die unterschiedlichen Versuchsaufbauten verschiedener Forschergruppen zum Messen der thermophoretischen

Kraft beschrieben. Im Folgenden werden für die drei Bereiche der Knudsen-Zahl die thermophoretischen Koeffizienten einiger Forschergruppen aufgeführt.

Kontinuumsbereich

Epstein [66] hat für den Kontinuumsbereich als erster eine Gleichung zum Berechnen der thermophoretischen Kraft entwickelt. Eine kugelförmige Partikel wird von Epstein in ein Temperaturfeld mit konstantem Temperaturgradienten eingebracht. Zum Berechnen der thermophoretischen Kraft wird nur der konduktive Wärmetransport berücksichtigt. Die konvektiven Anteile werden vernachlässigt. Der thermophoretische Koeffizient nach Epstein lautet

$$K_{th} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_g}{2\lambda_g + \lambda_p} \quad (4.13)$$

Hierin sind λ_g und λ_p die Wärmeleitfähigkeit des Gases bzw. der Partikel. Mit Hilfe der Gleichung von Epstein wird die thermophoretische Kraft für Partikeln mit geringer Wärmeleitfähigkeit in sehr guter Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen berechnet, während für Partikeln mit großer Wärmeleitfähigkeit (z.B. NaCl) die thermophoretische Kraft wesentlich zu gering ist (siehe Schadt und Cadle [67]).

Von Brock [38] wird dies darauf zurückgeführt, dass von Epstein der konvektive Wärmetransport an der Partikeloberfläche vernachlässigt wird. Brock hat Epsteins theoretische Grundlagen korrigiert, indem er den konvektiven Wärmetransport und einen Temperatursprung an der Partikeloberfläche berücksichtigt. Für den thermophoretischen Koeffizienten nach Brock gilt

$$K_{th} = \frac{3}{2} c_s \cdot \frac{\left(\frac{\lambda_g}{\lambda_p} + c_t \cdot \frac{2\Lambda}{d_p} \right)}{\left(1 + 3c_m \frac{2\lambda}{d_p} \right) \left(1 + 2 \frac{\lambda_g}{\lambda_p} + 2c_t \frac{2\Lambda}{d_p} \right)} \quad (4.14)$$

Hierin wird mit c_t der Temperatursprung, mit c_m das Gleiten und mit c_s der thermische Schlupf an der Partikeloberfläche beschrieben. Mit c_s wird hierbei der Temperaturverlauf im

Gas und in der Partikel mit dem Strömungsfeld (siehe Talbot, Cheng, Schefer und Willis [68]) verbunden. Die Koeffizienten werden von Batchelor und Shen [20] definiert:

$$c_m = 1,146 \quad ; \quad c_s = 1,147 \quad ; \quad c_t = 2,20$$

Derjaguin und Yalamov [69], [70] und [71] berechnen die thermophoretische Geschwindigkeit, indem sie eine Ansammlung gleich großer zufällig verteilter kugelförmiger Partikel betrachten, wobei die Partikeln groß gegenüber der mittleren freien Weglänge der Luft sind. Es wird angenommen, dass das Volumen, welches durch die Partikel ausgefüllt wird, vernachlässigbar gegenüber dem Gasvolumen ist. Die mittlere Geschwindigkeit, mit der das Gas durch die Partikeln strömt, wird mit der thermophoretischen Geschwindigkeit gleichgesetzt. Der thermophoretische Koeffizient unter Berücksichtigung von Schlupf an der Partikeloberfläche und einem Temperatursprung an der Oberfläche lautet dann

$$K_{th} = 2,2 \cdot \frac{\left(\frac{\lambda_g}{\lambda_p} + c_t \cdot \frac{2\Lambda}{d_p} \right)}{1 + 2 \frac{\lambda_g}{\lambda_p} + 2 c_t \cdot \frac{2\Lambda}{d_p}} \quad (4.15)$$

Von Loyalka [72], der die linearisierte Boltzmann-Gleichung für den gesamten Bereich der Knudsen-Zahl löst, wird der thermophoretische Koeffizient im Bereich der Gleitströmung mit

$$K_{th} = \frac{1}{8} \cdot \frac{\rho C_s d_p}{\eta} \sqrt{\frac{2kT}{M_m}} \cdot T \quad (4.16)$$

berechnet. Hierin wird mit M_M die Masse der Gasmoleküle angegeben.

Ohwada und Sone [73] berücksichtigen den Einfluss der thermischen Spannungen an der Partikeloberfläche auf die Geschwindigkeit der Partikeln. Der thermophoretische Koeffizient lautet

$$K_{th} = \frac{4}{5} \pi a_4 \text{Pr Kn}^2 \cdot \frac{\rho \cdot C_s \cdot d_p \cdot k_g}{\eta^2} \sqrt{\frac{M_m \cdot T}{2k}} \quad (4.17)$$

Hierin ist Pr die Prandtl-Zahl gemäß Gl. (2.12) und a_4 ein Koeffizient der tabellarisch von Ohwada und Sone [73] angegeben wird.

Bereich der freien Molekülbewegung

Im Bereich der freien Molekülbewegung sind die Partikeln im Verhältnis zur mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle sehr klein. Da die Bewegung der Gasmoleküle somit von den Partikeln nicht beeinflusst wird, kann ihre Geschwindigkeit mit Hilfe der Maxwell'schen Verteilungsfunktion

$$f_m(w_x, w_y, w_z) = \sqrt{\frac{M_m}{2\pi k_B T}} \cdot \exp\left[-\frac{M_m}{2kT}(w_x^2 + w_y^2 + w_z^2)\right] \quad (4.18)$$

berechnet werden. Hierin ist $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ die Boltzmann-Konstante und T die Gastemperatur. Mit w_x , w_y und w_z werden die Geschwindigkeitskomponenten in x , y und z -Richtung angegeben.

Auf der Grundlage der Maxwell'schen-Verteilungsfunktion und unter Vernachlässigung des Kollisionsterms berechnet Waldmann [74] die thermophoretische Kraft zu

$$F_{th} = -\frac{8}{45} d_p^2 k_g \sqrt{\frac{\pi M_m}{8k_B T}} \cdot \nabla T \quad (4.19)$$

Der thermophoretische Koeffizient wird von Waldmann mit

$$K_{th} = 0,55 \quad (4.20)$$

angegeben. Um den thermophoretischen Koeffizienten für den gesamten Bereich der Knudsen-Zahl zu berechnen werden von Takata, Sone und Aoki [75] sowie Loyalka [72 und 76] durch Linearisieren der Boltzmann-Gleichung diese geschlossen gelöst. Zusätzlich werden von Takata, Sone und Aoki die Reflexion der Gasmoleküle an der Partikeloberfläche berücksichtigt sowie vorausgesetzt, dass die Gasmoleküle nicht miteinander kollidieren. Somit wird auch hier der Kollisionsterm in der Boltzmann-Gleichung vernachlässigt. Für den thermophoretischen Koeffizienten gilt

$$K_{th} = \frac{1}{48\pi} \frac{\rho C_s d_p k_g}{\eta^2} h_T(Kn) \sqrt{\frac{M_m \cdot T}{2k_B}}. \quad (4.21)$$

Der Koeffizient $h_T(Kn)$ nimmt für sehr große Kn-Zahlen, den Wert 1,942 an. Loyalka [76] berechnet unter ähnlichen Annahmen den thermophoretischen Koeffizienten mit

$$K_{th} = \frac{2}{45} \frac{\rho C_s d_p k_g}{\eta^2} \sqrt{\frac{2M_M \cdot T}{\pi k_B}}. \quad (4.22)$$

Übergangsbereich

Im Übergangsbereich kann weder von der Maxwell'schen Verteilungsfunktion der molekularen Geschwindigkeiten noch von einer Gleitströmung an der Partikeloberfläche ausgegangen werden. Zum Berechnen des thermophoretischen Koeffizienten wird, analog zum Bereich der freien Molekülbewegung, der von den Molekülen auf die Partikel durch Kollision übertragende Impuls bilanziert. Die Verteilungsfunktion der molekularen Geschwindigkeiten wird jedoch durch intermolekulare Kollisionen beeinflusst. Dieses wird von Brock [77] berücksichtigt, so dass der thermophoretische Koeffizient für den Übergangsbereich mit

$$K_{th} = \frac{2}{45} \left\{ \left[0,06 + 0,09a + 0,28a \left(1 - \frac{a\lambda_g}{2\lambda_p} \right) \right] \cdot \frac{d_p}{2\Lambda} - 1 \right\} \frac{\rho C_s d_p \lambda_g}{\eta^2} \sqrt{\frac{2M_M T}{\pi k}} \quad (4.23)$$

berechnet werden kann. Hierin ist a der Reflexionskoeffizient, der mit $a = 0,98$ angegeben wird.

Gesamter Bereich der Knudsen-Zahl

Von Talbot, Cheng, Schefer und Willis [68] wird gezeigt, dass durch Erweitern der Gl.(4.14) von Brock [38] mit einem Widerstandsgesetz nach Millikan

$$C_{s,T} = 1 + \frac{2\lambda}{d_p} \left(1,2 + 0,41 \cdot \exp\left(-0,44 \frac{d_p}{\lambda}\right) \right) \quad (4.24)$$

der thermophoretische Koeffizient für den gesamten Bereich der Knudsen-Zahl mit

$$K_{th} = 2c_s \frac{\frac{k_g}{k_p} + \frac{2c_t \lambda}{d_p}}{\left(1 + \frac{6c_m \lambda}{d_p}\right) \left(1 + \frac{2k_g}{k_p} + \frac{4c_t \lambda}{d_p}\right)} C_{s,T} \quad (4.25)$$

berechnet werden kann.

Von Lipatov und Chernova [78] werden Experimente mit NaCl-Partikeln für $Kn = 0,4...50$ durchgeführt. Die Messwerte werden mit Hilfe einer Korrelationsfunktion angenähert. Der thermophoretische Koeffizient K_{th} lautet

$$K_{th} = 0,7 - 9,7 \cdot 10^{-2} Kn^{-1} + 7,7 \cdot 10^{-3} Kn^{-2}. \quad (4.26)$$

In Bild 4.7 ist der thermophoretische Koeffizient K_{th} als Funktion der Knudsen-Zahl nach theoretischen Ergebnissen verschiedener Forschergruppen dargestellt. Für sehr kleine Knudsen-Zahlen stimmen die berechneten thermophoretischen Koeffizienten von Talbot, Cheng, Schefer und Willis [68] und Epstein [66] überein. Für sehr große Knudsen-Zahlen konvergiert Gl.(4.25) von Talbot, Cheng, Schefer und Willis in Gl.(4.20) von Waldmann. Die von Derjaguin [69], [70], [71] berechneten thermophoretischen Koeffizienten stimmen für kleine Knudsen-Zahlen mit denen durch Gl.(4.25) berechneten gut überein. Von Brock [38] werden etwas geringere Werte für den thermophoretischen Koeffizienten berechnet. Die für den Übergangsbereich von Brock [77] vorgeschlagene Gl.(4.23) hat im Bereich $Kn \approx 1$ einen sehr steilen Verlauf, so dass für kleine Unterschiede der Knudsen-Zahl große Unterschiede in den Werten für den Koeffizienten berechnet werden. Lipatov und Chernova [78] sowie Loyalka [72] berechnen für große Knudsen-Zahlen größere Werte für den Koeffizienten als Waldmann [74], während die von Takata, Sone und Aoki [75] sowie Loyalka [76] wesentlich kleiner sind.

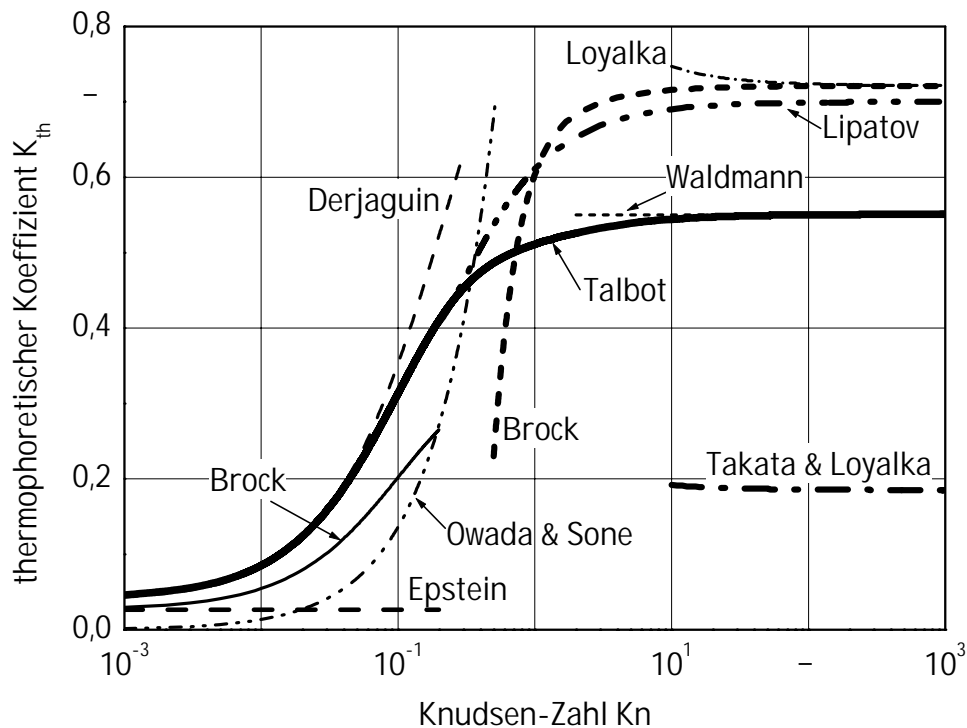


Bild 4.7: Vergleich berechneter thermophoretischer Koeffizienten K_{th} in Abhängigkeit von der Knudsen-Zahl Kn

4.3.2. Elektrische Kraft

Auf eine Partikel mit der elektrischen Ladung q_p wirkt die elektrische Kraft

$$F_{el} = q_p E . \quad (4.27)$$

Hierin ist E die elektrische Feldstärke. Die elektrischen Feldlinien in der Rohrleitung entsprechen (Der Versuchsaufbau wird in Kapitel 5.1 beschrieben.) geometrisch denen in einem Zylinderkondensator. Entlang der Rohrmitte wird ein elektrisch leitender Draht gespannt. Die elektrische Feldstärke in Abhängigkeit vom Radius r und der axialen Koordinate lautet

$$E(r) = \frac{\Delta U}{r \ln\left(\frac{R}{r_D}\right)} ; r_D \leq r \leq R . \quad (4.28)$$

Hierin ist R der Innendurchmesser der Rohrleitung, r_D der Durchmesser des Drahtes und ΔU die Potentialdifferenz zwischen dem Draht und der Rohrwand.

4.3.3. Partikeldiffusion

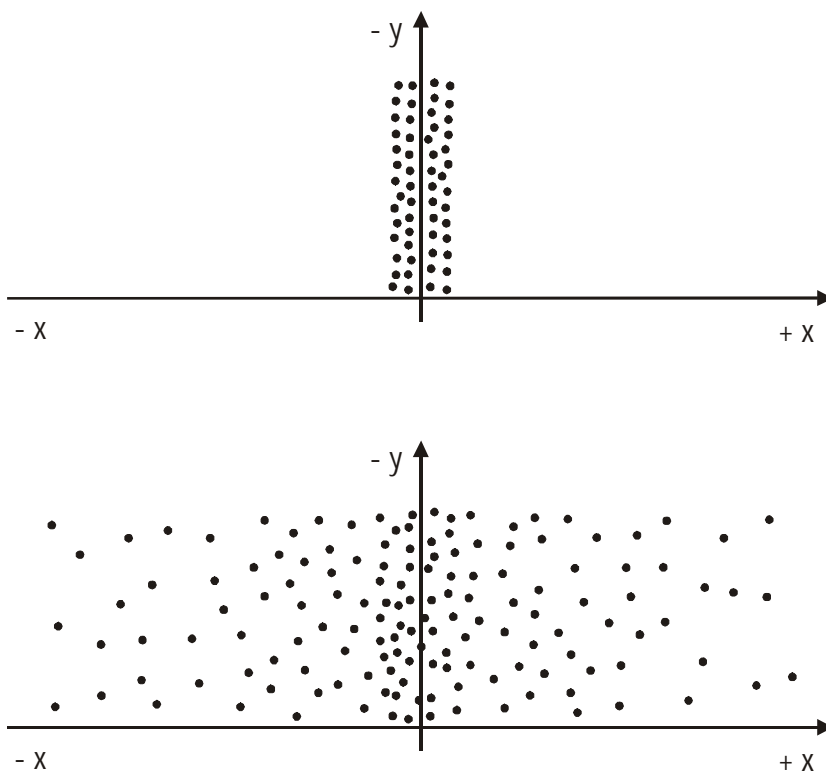


Bild 4.8: Partikeldiffusion

Robert Brown beobachtete 1827 als Erster eine ungerichtete Bewegung von Pollen in Wasser. Ungefähr 50 Jahre später wurden die gleichen Beobachtungen für Rauchpartikeln in Luft gemacht. Die ungerichtete mikroskopische Partikelbewegung wird als Brownsche Partikelbewegung bezeichnet. Sie resultiert aus dem molekularen Impulsaustausch zwischen den dispergierten Partikeln und den Molekülen des Gases, welches die Partikeln umgibt. Wird ein Aerosolvolumen betrachtet in dem ein Konzentrationsgradient auftritt, so werden die

Partikeln in Richtung des negativen Konzentrationsgradienten beschleunigt. Diese Bewegung wird als Partikeldiffusion bezeichnet. Sie ist beispielhaft in Bild 4.8 dargestellt.

Eine große Anzahl der Partikeln gleicher Größe sei in der Region um $x = 0$ für den Zeitpunkt $t = 0$ konzentriert. Aufgrund des Impulsaustausches zwischen den Partikeln und den Gasmolekülen werden die Partikeln in Richtung der niedrigeren Konzentration, d.h. in Richtung des negativen Konzentrationsgradienten, beschleunigt. Für die Zeit $t \rightarrow \infty$ werden die Partikeln gleichmäßig über den ganzen Raum verteilt, es sind keine Konzentrationsgradienten mehr vorhanden. Die Partikelanzahlstromdichte \dot{n}_D wird in radialer Richtung der dispergierten Partikeln mit dem Fick'schen Gesetz berechnet. Sie lautet

$$\dot{n}_D = D_p \frac{dc}{dr} \quad (4.29)$$

Hierin ist D_p der Partikeldiffusionskoeffizient und c die Partikelanzahlkonzentration. Die Kraft, die auf Partikeln in einem Konzentrationsgradient wirkt, wird mit

$$F_D = -\frac{k_B T}{c} \frac{dc}{dr} \quad (4.30)$$

berechnet. Hierin ist k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur des Gases. Der Partikeldiffusionskoeffizient wird mit

$$D_p = \frac{k_B T C_s}{3 \pi \eta d_p} \quad (4.31)$$

berechnet. Hierin ist C_s die Schlupfkorrektur gemäß Gl.(4.12). In Tabelle 4.1 ist der Partikeldiffusionskoeffizient für verschieden Partikeldurchmesser dargestellt.

In den Experimenten der vorliegenden Arbeit werden Partikeln sehr kleiner Abmessungen pneumatisch durch Rohrleitungen transportiert. Kollidieren diese Partikeln mit der Rohrwand, so werden sie in der Regel nicht reflektiert, sondern aufgrund der auftretenden Van-der-Waals-Kräfte zwischen der Rohrwand und den Partikeln abgeschieden. Sie bleiben an der Oberfläche haften. Für die Anzahlkonzentration der Partikeln an der Rohrwand gilt

$$c_w = 0. \quad (4.32)$$

Daraus resultiert ein Konzentrationsgradient der dispersen Phase im Gasstrom. Die Partikeln werden aufgrund der Partikeldiffusion in Richtung der Rohrwand beschleunigt. In Bild 4.9 ist das Konzentrationsprofil in der Nähe der Rohrwand dargestellt (nach Hinds [48]).

Partikeldurchmesser d_p [μm]	Diffusionskoeffizient D_p [m^2/s]
0,001	$3,93 \cdot 10^{-6}$
0,01	$4,17 \cdot 10^{-8}$
0,1	$7,12 \cdot 10^{-10}$
0,5	$6,73 \cdot 10^{-11}$
1,0	$2,86 \cdot 10^{-11}$
1,2	$2,31 \cdot 10^{-11}$
10	$2,40 \cdot 10^{-12}$

Tabelle 4.1: Partikeldiffusionskoeffizient in Luft bei 293K für unterschiedliche Partikeldurchmesser

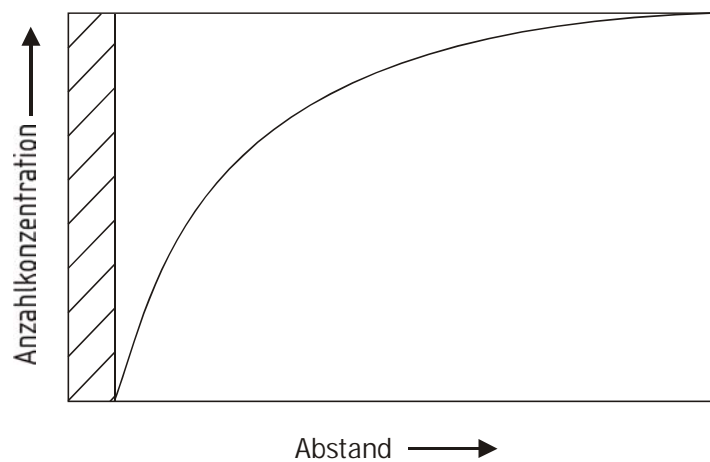


Bild 4.9: Partikelanzahlkonzentration in der Nähe der Rohrwand

4.4. Berechnen der Abscheidung mit Hilfe von Partikelbahnen

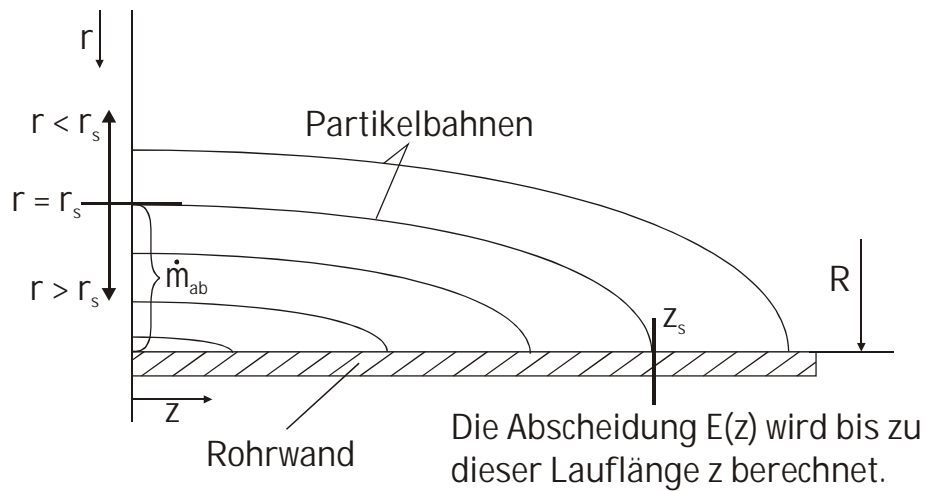


Bild 4.10: Partikelbahnen

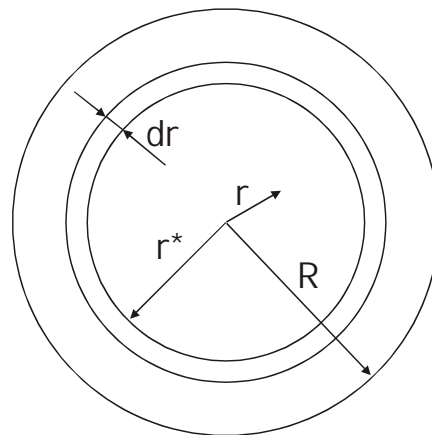


Bild 4.11: Rohrquerschnitt

Die Abscheidung bis zu der axialen Position z_s wird mit Hilfe von Partikelbahnkurven berechnet. In Bild 4.10 sind beispielhaft Partikelbahnen für unterschiedliche Startpositionen dargestellt. Es wird angenommen, dass Partikeln die in die gekühlte Rohrstrecke an einem Ort mit dem Radius r_s eintreten nach einem Flugweg in axialer Richtung bei der Koordinate z_s abgeschieden werden. Partikeln mit dem Eintrittsradius $r > r_s$ werden früher, d.h. stromaufwärts, an der Rohrwand abgeschieden Partikeln mit dem Eintrittsradius $r < r_s$ werden später, d.h. stromabwärts an der Rohrwand abgeschieden.

Die Abscheidung wird mit

$$E(z) = \frac{\dot{m}_{ab}}{\dot{m}_{ein}} \quad (4.33)$$

berechnet. Hierin wird mit

$$\dot{m}_{ein} = \rho \bar{v} A = \rho \bar{v} \pi R^2 \quad (4.34)$$

der durch den gesamten Rohrquerschnitt in die gekühlte Rohrstrecke eintretende Partikelmassenstrom (siehe Bild 4.11) und mit

$$\dot{m}_{ab} = \int_{r_s}^R d\dot{m} = \rho \int_{r_s}^R v_p(r) dA = \rho \int_{r_s}^R v_p(r) 2\pi r dr \quad (4.35)$$

der an der Rohrwand abgeschiedene Partikelmassenstrom angegeben. Hierin ist ρ die Dichte des Gemisches und v_p die Geschwindigkeit der Partikeln. Der Partikelmassenstrom \dot{m}_{ab} tritt somit durch die Fläche A , die durch die Radien r_s und R begrenzt wird, ein. Für die laminare Rohrströmung wird nach Einsetzen der Gl.(4.1) in Gl.(4.35) die Abscheidung mit

$$E(z) = \frac{1}{b(R^2 - r_D^2)} \left[R^2(1 - kR^2) + r_s^2 \left(\left(\frac{r_s}{R} \right)^2 - 2k \ln \left(\frac{r_s}{R} \right) + k - 2 \right) \right] \quad (4.36)$$

mit

$$k = \frac{1 - \left(\frac{r_D}{R} \right)^2}{\ln \left(\frac{r_0}{R} \right)} \quad \text{und} \quad b = 1 + \left(\frac{r_D}{R} \right) - k \quad (4.37)$$

berechnet. Für die turbulente Rohrströmung wird die Abscheidung auf numerischem Wege berechnet.

5. Experimentelle Untersuchungen

5.1. Aufbau der Versuchsanlage

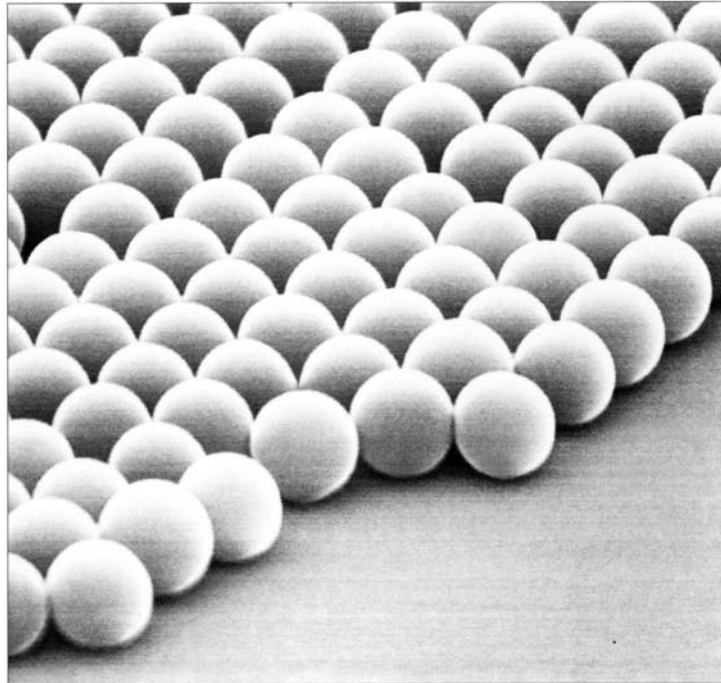


Bild 5.1: REM Aufnahme der Partikeln mit einem Durchmesser von $1\mu\text{m}$

In Bild 5.2 ist das RI-Fliessbild der Versuchsanlage, um die Abscheidung feinsten Partikeln unter dem Einfluss thermophoretischer und elektrischer Kräfte sowie der Partikeldiffusion zu messen, dargestellt. Umgebungsluft wird mit Hilfe eines Gebläses (1) angesaugt und einem Reinluftfilter (2) zugeführt. In dem Reinluftfilter werden feinste in der Luft befindliche Partikeln abgeschieden. Mit einem Feststoffdispergierer der Firma Palas werden sphärische Partikeln gleichen Durchmessers der Firma Merck (siehe Bild 5.1) in den Luftstrom dispergiert. Es werden SiO_2 -Partikeln mit den Durchmessern $0,5\mu\text{m}$, $1,0\mu\text{m}$ und $1,2\mu\text{m}$ verwendet. Die Anzahlkonzentration der in den Luftstrom dispergierten Partikeln wird am Feststoffdispergierer eingestellt. Anschließend passiert das Partikel-Gasgemisch die Korona-Triode (4), in der die Partikeln unipolar aufgeladen werden. Die Ladung der Partikeln wird in einem Plattenkondensator mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie gemessen. Der Aufbau des Plattenkondensators und die Ergebnisse der Ladungsmessung werden in Kapitel 5.3 beschrieben. Anschließend strömt das Partikel-Gasgemisch in eine Konditionierungsstrecke

(5) in der die Strömung laminarisiert und temperiert wird. Danach strömt das Gemisch durch die Messstrecke (6), in welcher die Abscheidung der Partikeln unter dem Einfluss thermophoretischer und elektrischer Kräfte gemessen wird. Die Temperatur der Rohrwand wird mit Hilfe eines Kühlkreislaufs eingestellt. Der genaue Aufbau der Messstrecke wird in Kapitel 5.4 beschrieben. Mit Hilfe eines Partikelzählers (8) wird die Partikelanzahlkonzentration am Eintritt in die Messstrecke gemessen. In einem Taschenfilter (7) werden anschließend die im Luftstrom dispergierten Partikeln abgeschieden.

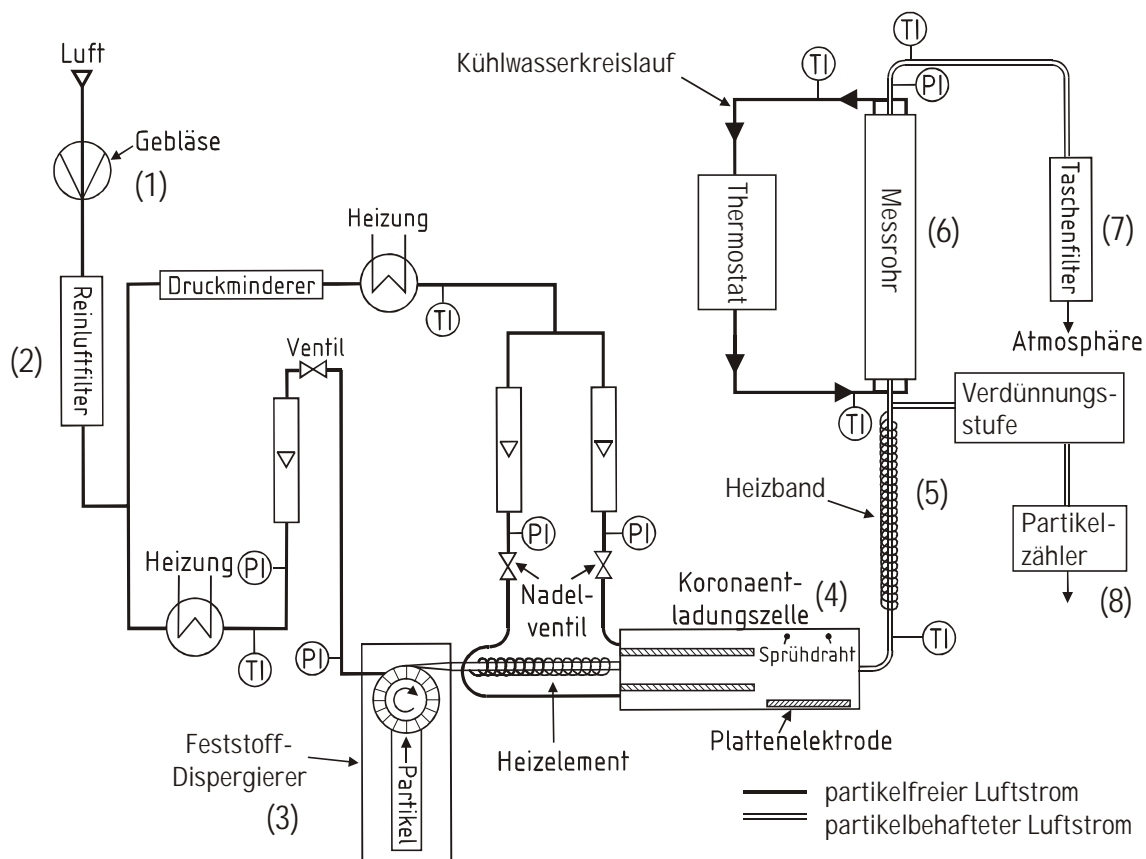


Bild 5.2: RI-Fliessbild der Versuchsanlage

5.2. Aufbau und Funktionsweise der Korona-Triode

In Bild 5.3 ist der Aufbau der Korona-Triode ([79] und [80]) dargestellt. Gegenüber einer Plattenelektrode werden zwei Sprühdrähte quer zur Strömungsrichtung gespannt. An die Sprühdrähte wird ein negatives Potential von 14kV gelegt. Zwischen den Sprühdrähten und der Plattenelektrode befindet sich ein Gitter. An das Gitter wird eine Rechteckspannung von $\pm 80V$ und 60Hz gelegt. Die Plattenelektrode wird geerdet.

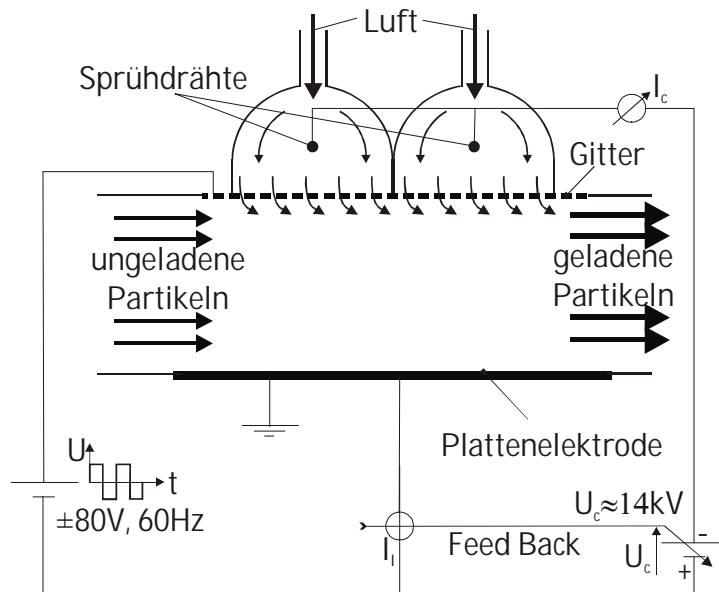


Bild 5.3: Aufbau der Korona-Triode

Aufgrund der starken elektrischen Feldstärke im Bereich der Sprühdrähte wird die Luft in deren unmittelbarer Nähe ionisiert. Die Anionen werden in die Richtung des Gitters beschleunigt; die Kationen in die Richtung der Sprühdrähte. Für den negativen Teil der Periode der Rechteckspannung ist auf dem Gitter ein um 80 Volt niedrigeres Potential als auf der Plattenelektrode, so dass die Anionen dieses passieren und in den Bereich zwischen dem Gitter und der Plattenelektrode gelangen.

Der partikelbeladene Luftstrom wird zwischen dem Gitter und der Plattenelektrode hindurchgeführt. Durch Kollision der Partikeln mit den Anionen werden diese unipolar negativ aufgeladen. Von einem Sperrluftstrom werden die Sprühdrähte umströmt, damit die Partikeln nicht in den Bereich der Sprühdrähte gelangen.

Durch das Anlegen einer Rechteckspannung am Gitter wird ein Abscheiden der geladenen Partikeln an der Plattenelektrode verhindert. Die Kraft, die aufgrund des elektrischen Feldes zwischen Gitter und Plattenelektrode auf eine geladene Partikel wirkt, wechselt mit einer Frequenz von 60Hz das Vorzeichen. Aufgrund der Massenträgheit der Partikeln werden diese nicht in die Richtung der Plattenelektrode oder des Gitters beschleunigt.

5.2.1. Auflademechanismen

Partikeln können mit Hilfe von vier prinzipiellen Mechanismen elektrisch aufgeladen werden (Hinds [48]). Dazu gehören das Aufladen mit Hilfe einer Flamme, die die Partikeln passieren. Die hohe Temperatur in der Flamme ionisiert das Gas, so dass durch die Kollisionen der Ionen mit den Partikeln diese aufgeladen werden. Partikeln können z.B. durch Reibung, aufgeladen werden, dieses wird als das mechanische Aufladen bezeichnet. Weiterhin gehören dazu das Aufladen durch Diffusion und das Aufladen durch Ionen in einem elektrischen Feld, welches als Feldaufladung bezeichnet wird. Die beiden letztgenannten Auflademechanismen sind für das Aufladen der Partikeln in der Korona-Triode bedeutsam. Sie werden im Folgenden kurz beschrieben.

Aufladen durch Diffusion

Partikeln, die in einem ionisierten Gas dispergiert sind, werden durch zufällige Kollisionen mit den Ionen aufgeladen. Ein Ion, welches mit einem Partikel kollidiert, bleibt an diesem haften. Die Kollisionen der Ionen mit den Partikeln resultieren aus der Brownschen Bewegung der Ionen und der Partikeln. Für das Aufladen ist kein äußeres elektrisches Feld notwendig.

Felddaufladung

Unter der Felddaufladung wird das Aufladen von Partikeln durch Ionen in einem elektrischen Feld verstanden. Durch die hohen Geschwindigkeiten der Ionen in einem elektrischen Feld kommt es zu häufigen Kollisionen zwischen Ionen und Partikeln. Durch eine Partikel, die in ein homogenes elektrisches Feld eingebracht wird, ändert sich der Verlauf der Feldlinien gemäß Bild 5.4. Die Feldlinien enden teilweise auf den Partikeln. Da die Ionen entlang der Feldlinien beschleunigt werden, kollidieren sie mit den Partikeln und bleiben an diesen haften. Für den Bereich der Felddaufladung gilt (Hinds [48])

$$q_p \sim d_p^2. \quad (5.1)$$

Hierin ist q_p die Ladung und d_p der Durchmesser der Partikeln.

In der Korona-Triode werden sie durch eine Kombination beider Mechanismen aufgeladen. Für Partikeln mit Durchmessern $d_p > 150\text{nm}$ ist die Felddaufladung der dominierende Mechanismus (Hinds [48]).

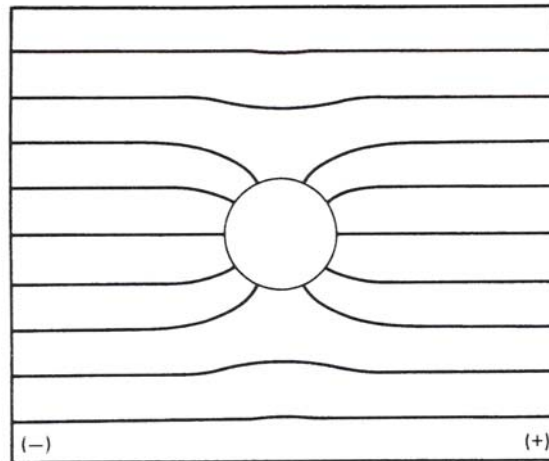


Bild 5.4: Feldlinienverlauf in der Nähe einer ungeladenen Partikel (aus Hinds [48])

5.3. Ladung der Partikeln

5.3.1. Aufbau und Funktionsweise des Plattenkondensators

Im Plattenkondensator wird die Ladung der Partikeln mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie gemessen. Eine Fotografie der Versuchsstrecke ist in Bild 5.5, das Funktionsprinzip in Bild 5.6 dargestellt. Das Partikel-Gasgemisch passiert zwei parallel zur Strömungsrichtung angeordnete Kondensatorplatten. An die eine Kondensatorplatte wird ein positives Potential von 5kV gelegt, die andere Kondensatorplatte wird geerdet. Die negativ geladenen Partikeln werden in Richtung der positiven Kondensatorplatte beschleunigt. Dem Plattenkondensator vorgeschaltet ist eine 1m lange Vorlaufstrecke (die Vorlaufstrecke ist nicht in Bild 5.5 dargestellt) um die Strömung zu laminarisieren.

Die Seitenwände des Plattenkondensators sind optisch transparent, so dass mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie die Geschwindigkeiten der Partikeln in und quer zur Strömungsrichtung gemessen werden.

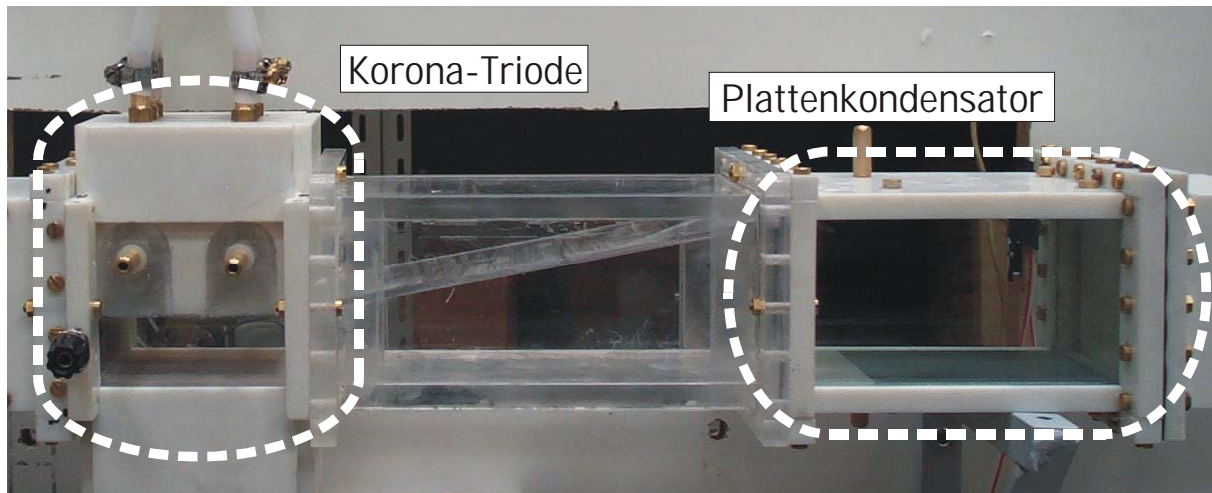


Bild 5.5: Aufbau der Versuchsstrecke zum Messen der Partikelladung

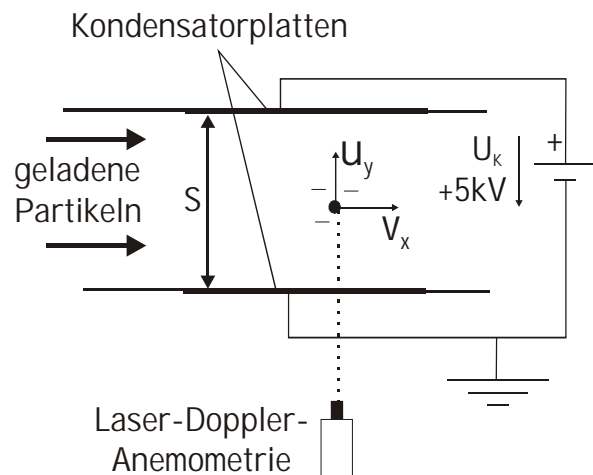


Bild 5.6: Aufbau des Plattenkondensators

5.3.2. Berechnen der Partikelladung

Die Ladung einzelner Partikeln kann mit Hilfe bekannter Partikelgeschwindigkeiten berechnet werden. Dazu wird letztere im Plattenkondensator mit der Laser-Doppler-Anemometrie gemessen. In Bild 5.7 sind die im Plattenkondensator an den Partikeln quer zur Strömungsrichtung angreifenden Kräfte dargestellt. Das Kräftegleichgewicht lautet in vertikaler Richtung

$$F_{el} - F_w = 0 \quad (5.2)$$

Hierin ist F_{el} die elektrische Kraft gemäß Gl.(4.27) und F_w die Widerstandskraft gemäß Gl.(4.6). Die Gewichtskraft wird aufgrund der sehr geringen Partikeldurchmesser vernachlässigt.

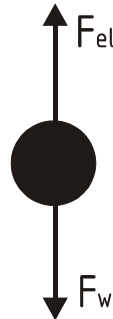


Bild 5.7: Kräftegleichgewicht an einer Partikel im elektrischen Feld des Plattenkondensators

Die Geschwindigkeit der Partikeln ist stationär, da die Partikeln nach wenigen Millisekunden auf die maximale Geschwindigkeit im elektrischen Feld beschleunigt werden. Die Stokes-Zahlen der Partikeln sind sehr klein. Die Widerstandskraft wird mit einer Schlupf-Korrektur C_s nach Friedlander [49] berechnet. Die Ladung der Partikeln ergibt sich nach Einsetzen von Gl.(4.27) und Gl.(4.6) in Gl.(5.2)

$$q_p = \frac{s}{\Delta U} \left[v_p \frac{3\pi\eta d_p}{C_s} \right] \quad (5.3)$$

Hierin ist v_p die mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie gemessene Partikelgeschwindigkeit in Richtung der positiven Kondensatorplatte, d_p ist der Partikeldurchmesser und η die dynamische Viskosität. Mit ΔU wird die Potentialdifferenz zwischen den Kondensatorplatten und mit s der Abstand zwischen den Kondensatorplatten angegeben.

5.3.3 Messergebnisse zur Partikelladung

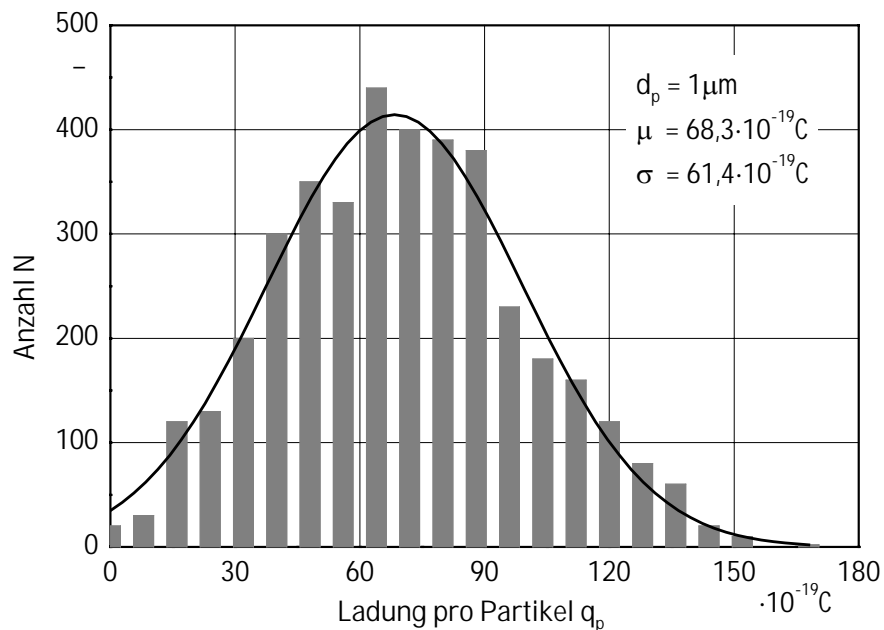


Bild 5.8: Beispiel einer gemessenen Ladungsverteilung für Partikeln mit einem Durchmesser von $d_p = 1 \mu\text{m}$

In **Bild 5.8** ist beispielhaft eine Ladungsverteilung dargestellt. Aufgetragen ist die gemessene Anzahl der Partikeln über der Ladung pro Partikel. Die Ladungsverteilung kann mit Hilfe der Gaußschen Normalverteilungsfunktion

$$P(q_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \exp\left(-\frac{(q_p - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.4)$$

beschrieben werden. Die mittlere Partikelladung ist $\mu = 68,3 \cdot 10^{-19} \text{C}$ und die Standardabweichung $\sigma = 61,4 \cdot 10^{-19} \text{C}$. In dem aufgeladenen Partikel-Gasgemisch befinden sich somit auch solche Partikeln, die eine geringere Anzahl an Elementarladungen aufweisen, und solche, die nicht aufgeladen sind. Dieses ist für das Verständnis des Abscheidens von Partikeln an der Rohrwand unter dem Einfluss thermophoretischer und elektrischer Kräfte von Bedeutung (siehe Kapitel 6).

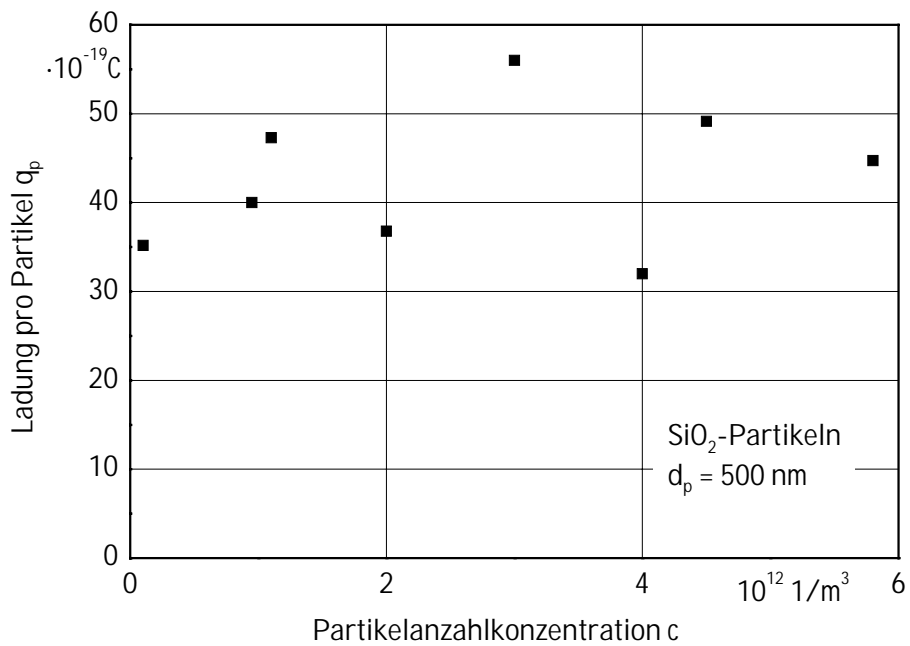


Bild 5.9: Gemessene Ladung in Abhängigkeit von der Konzentration für Partikeln mit 500nm Durchmesser

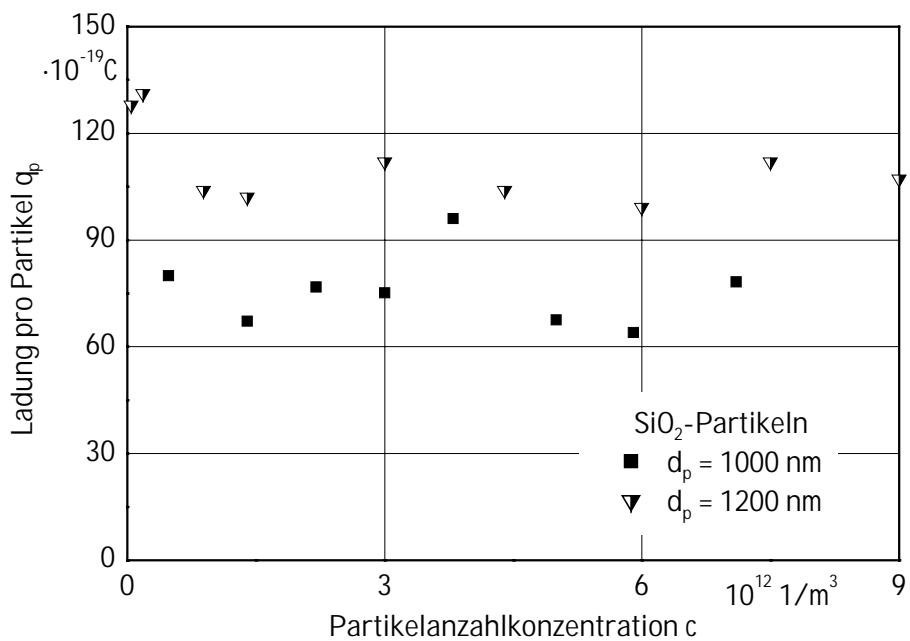


Bild 5.10: Gemessene Ladung in Abhängigkeit von der Konzentration für Partikeln mit 1000nm und 1200nm Durchmesser

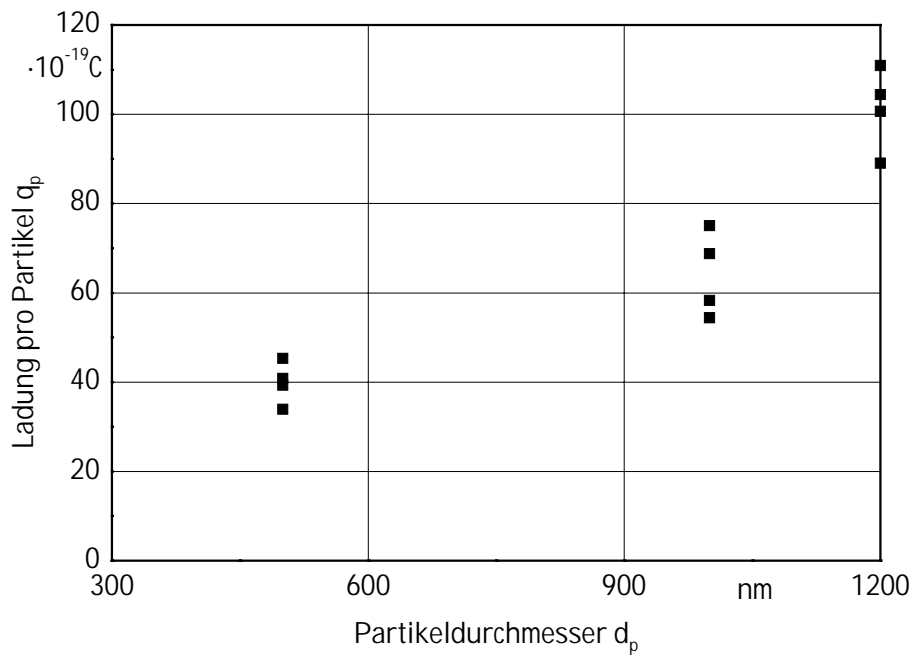


Bild 5.11: Gemessene Partikelladung in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser

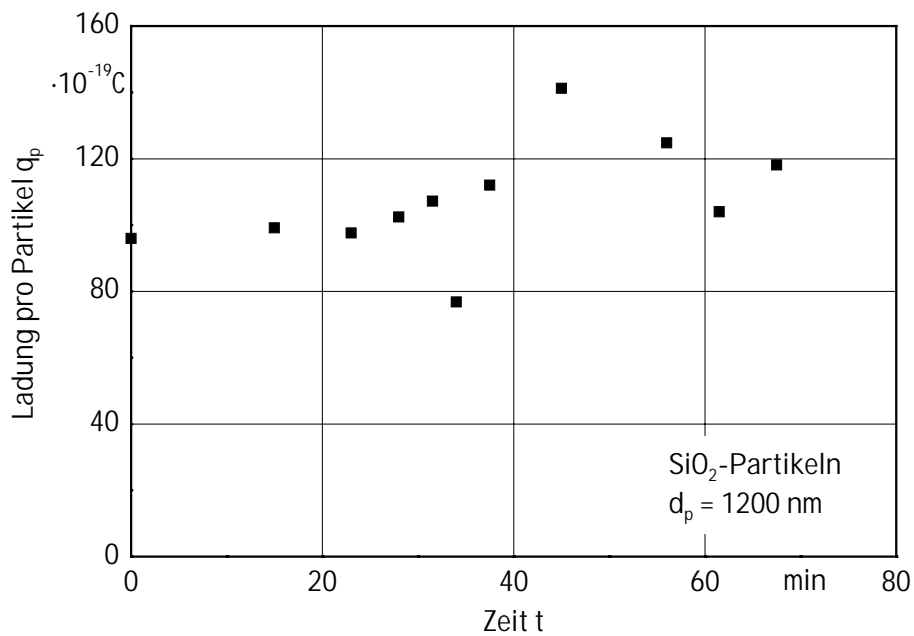


Bild 5.12: Gemessene Partikelladung in Abhängigkeit von der Zeit

Die Partikelladungen werden für verschiedene Partikelanzahlkonzentrationen und für Partikeldurchmesser von 500nm, 1000nm und 1200nm gemessen. In Bild 5.9 und Bild 5.10 sind die mittleren Ladungen in Abhängigkeit von der Konzentration für die drei unterschiedlichen Partikeldurchmesser dargestellt. Aus den Messungen folgt, dass die mittlere Ladung unabhängig von der Partikelanzahlkonzentration ist. In Bild 5.11 ist die mittlere Ladung in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser dargestellt. In Übereinstimmung mit Gl.(5.1) nimmt mit zunehmendem Partikeldurchmesser die mittlere Ladung quadratisch, d.h. flächenproportional, zu.

In Bild 5.12 ist die Partikelladung in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Für eine Versuchszeit von 70min ist die mittlere Partikelladung konstant. Daher können Versuche mit einer Dauer von mehr als 1h durchgeführt werden, ohne dass das Messergebnis aufgrund einer möglichen Abnahme der mittleren Ladung des Partikel-Gasgemisches beeinflusst wird.

5.4. Aufbau der Messstrecke

Um die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand unter dem Einfluss thermophoretischer und elektrischer Kräfte zu messen, wird ein doppelwandiges Glasrohr und ein Messingrohr verwendet. Diese werden in den folgenden Kapiteln beschrieben.

5.4.1. Aufbau des doppelwandigen Glasrohrs

Mit Hilfe der in Bild 5.13 schematisch dargestellten Messstrecke wird der Einfluss der thermophoretischen und elektrischen Kräfte auf die Abscheidung der Partikeln in Abhängigkeit von der Zeit gemessen. Bild 5.14 zeigt ein Foto des Eintrittsbereiches der Messstrecke. Die Messstrecke ist 1m lang und besteht aus einem doppelwandigen Glasrohr. Durch das innere Glasrohr, mit einem Innendurchmesser von 30mm, werden die Partikeln pneumatisch transportiert. Um die innere Rohrwand zu temperieren strömt zwischen den konzentrisch angeordneten Glasrohren Kühlwasser mit einer Temperatur von 293K. Damit die innere Rohrwand der Rohrstrecke elektrisch leitend ist, wird eine transparente leitfähige Schicht aufgedampft. Sie ermöglicht das störungsfreie Beobachten der Strömung mit Hilfe optischer Methoden an jedem Ort der Rohrleitung. Entlang der Rohrmitte wird ein elektrisch leitender Draht (Radius $r_D = 0,1\text{mm}$) gespannt.

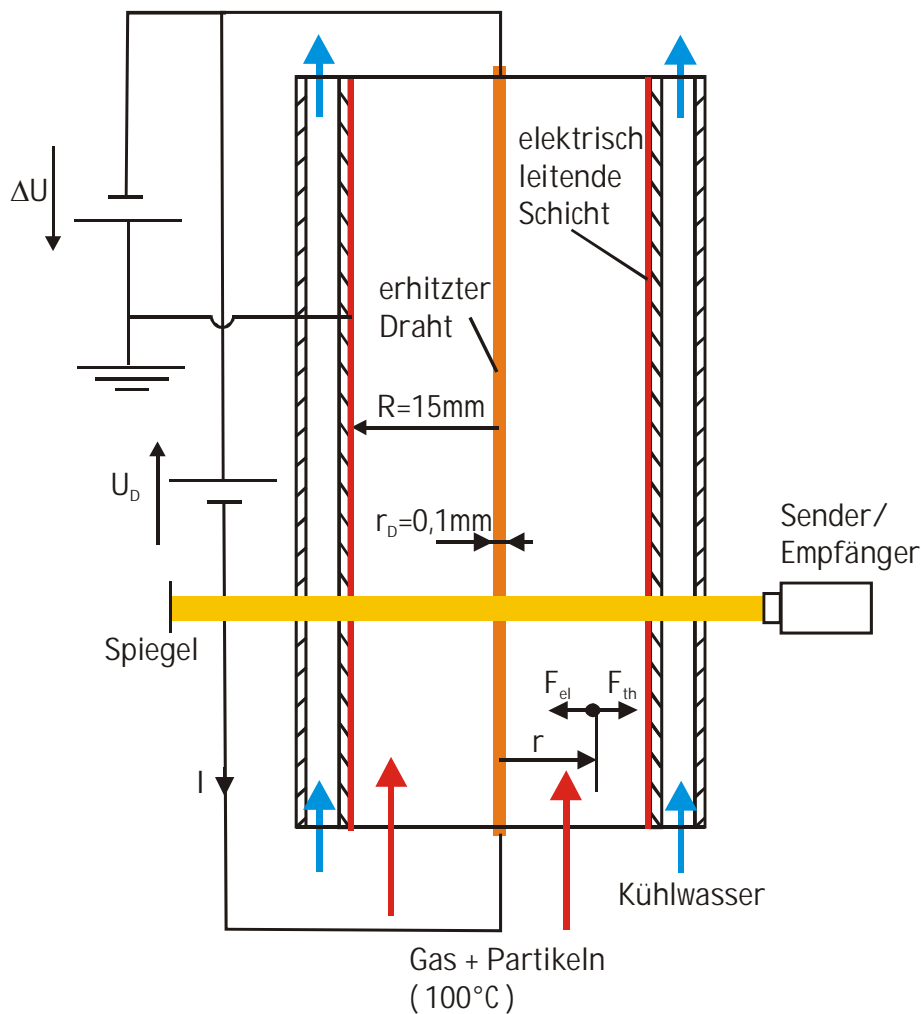


Bild 5.13: Doppelwandiges Glasrohr für das Messen thermophoretischer und elektrischer Kräfte

Die elektrisch leitende Schicht wird geerdet. An den Draht wird ein positives Potential gelegt, welches zwischen 0V und 1000V variiert werden kann. Mit Hilfe des elektrischen Feldes zwischen der elektrisch leitenden Schicht und dem entlang der Rohrmitte gespannten Draht wird auf die negativ geladenen Partikeln somit eine zur Rohrmitte gerichtete elektrische Kraft ausgeübt, die mit Gl.(4.27) berechnet wird. Zusätzlich wird der Draht elektrisch erhitzt. Dadurch wird verhindert, dass die Partikeln an dem Draht abgeschieden werden (siehe Kapitel 5.4.4.).

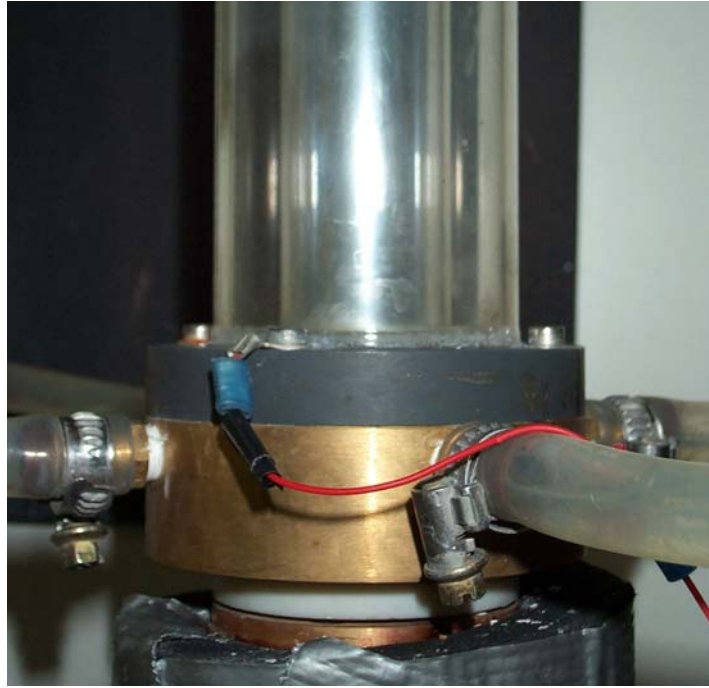


Bild 5.14: Eintrittsbereich des Glassrohres

5.4.2. Messen der abgeschiedenen Masse mit Hilfe der Lichtschwächung

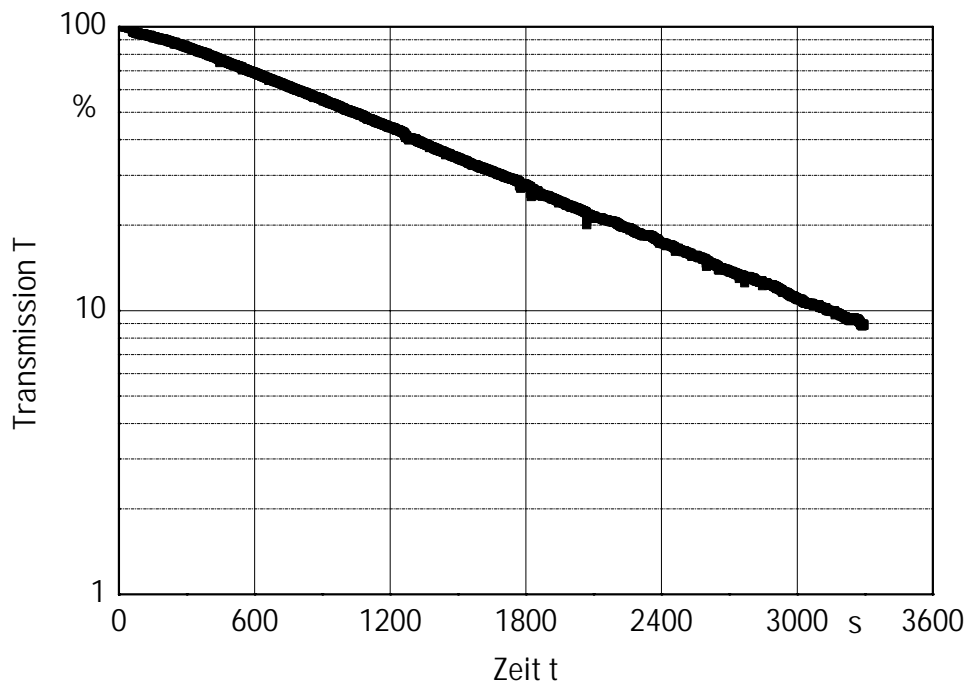


Bild 5.15: Transmission in Abhängigkeit von der Zeit

Um die an der Rohrwand abgeschiedene Partikelmasse zu messen wird das Glasrohr senkrecht von infrarotem Licht durchstrahlt. Das Licht wird an einem Spiegel (siehe Bild 5.13) reflektiert und von dem Sender-/ Empfängermodul empfangen, wobei die Transmission gemessen wird. Um mit Hilfe der Transmission die Masse der an der Rohrwand abgeschiedenen Partikeln zu berechnen wird eine Kalibrierung durchgeführt. Dazu wird die Transmission in Abhängigkeit von der Zeit gemessen. Die Partikelanzahlkonzentration am Eintritt in die Messstrecke sowie die Eintrittstemperaturen und das Geschwindigkeitsprofil sind stationär. In Bild 5.15 ist der Verlauf der Transmission in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Für die Transmission gilt der Zusammenhang

$$\frac{\ln(T/T_0)}{t} = \text{konst.} \quad (5.5)$$

Hierin ist t die Zeit, T die Transmission und T_0 die Transmission an dem Zeitpunkt $t = 0$.

Nach 3300s wird die Masse der im Rohr abgeschiedenen Partikeln gemessen. Dazu werden die Partikeln aus dem Rohr ausgewaschen und anschließend mit einer Genauigkeit von $\pm 10^{-4}$ g gewogen.

Für die Zeit $t_0 = 0$ ist die an der Rohrwand abgeschiedene Partikelmasse $m_0 = 0$ und die Transmission des Lichtes $T_0 = 100\%$. Für die gesamte Versuchszeit t_{ges} – in Bild 5.15 ist $t_{\text{ges}} = 3300\text{s}$ – wird die Partikelmasse m_{ges} der entsprechenden Transmission T_{min} – in Bild 5.15 ist $T_{\text{min}} = 8,7\%$ - zugeordnet. Die an der Rohrwand abgeschiedene Partikelmasse wird dann mit

$$m_{\text{ab}}(T) = \frac{\ln(T/T_0)}{\ln(T_{\text{min}}/T_0)} \cdot m_{\text{ges}} \quad (5.6)$$

berechnet.

5.4.3. Aufbau des Messingrohres



Bild 5.16: Teilweise montiertes Messingrohr

Mit Hilfe des Messingrohres wird die Abscheidung unter dem Einfluss thermophoretischer und elektrischer Kräfte in Abhängigkeit von der axialen Koordinate gemessen. Es besteht aus 10 äquidistanten Abschnitten mit einer Länge von jeweils 10cm, die ineinander geschraubt werden. Ein Foto des teilweise montierten Messingrohres ist in Bild 5.16 dargestellt. Das Messingrohr ist von einem Glasrohr umgeben. Um die Rohrwand zu temperieren strömt zwischen dem Glasrohr und dem Messingrohr Kühlwasser. Entlang der Rohrmitte ist ebenfalls ein Draht gespannt, so dass zwischen diesem und der Rohrwand ein elektrisches Feld erzeugt wird, durch das die Bewegung der Partikeln beeinflusst wird. Die auf den 10 Rohrabschnitten abgeschiedene Partikelmasse wird auf gravimetrischem Wege ermittelt. Dazu werden die einzelnen Rohrabschnitte jeweils mit Partikeln und ohne Partikeln gewogen. Die Differenz entspricht der abgeschiedene Partikelmasse. Die Genauigkeit der Waage beträgt $\pm 10^{-4}$ g.

5.4.4. Erhitzen des entlang der Rohrmitte gespannten Drahtes

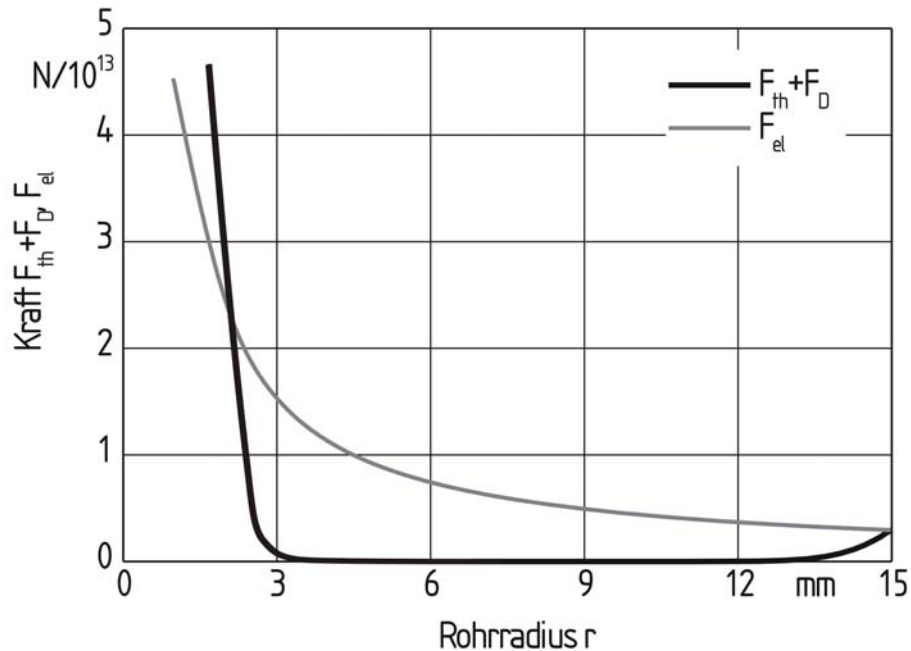


Bild 5.17: Verlauf der elektrischen und thermophoretischen Kraft am Rohreintritt

Um zu verhindern, dass die Partikeln an der Rohrwand abgeschieden werden, wird dem Temperaturfeld ein elektrisches Feld überlagert, so dass die Bewegung der Partikeln in radialer Richtung zusätzlich durch eine elektrische Kraft beeinflusst wird. Die Kräfte, die in radialer Richtung auf die Partikeln in der Nähe der Rohrwand wirken, sind in Bild 4.4 dargestellt. Durch die thermophoretische Kraft und die Partikeldiffusion werden die Partikeln in Richtung der Rohrwand beschleunigt. Damit ein Partikel mit der Ladung q_p nicht an der Rohrwand abgeschieden wird, muss die Bedingung

$$|F_{el}| \geq |F_{th}| + |F_D| \quad (5.7)$$

erfüllt werden. Hierin ist F_{el} die elektrische (Gl.(4.27)), F_{th} die thermophoretische (Gl.(4.11)) und F_D die Kraft infolge eines Konzentrationsgradienten (Gl.(4.30)). Durch die elektrische Kraft werden die Partikeln in Richtung der Rohrmitte beschleunigt. In Bild 5.17 sind die

radialen Verläufe der Kräfte beispielhaft dargestellt. Der Verlauf der elektrischen Kraft ist hyperbolisch, so dass die elektrische Kraft in der Nähe des Drahtes maximal ist. Um zu verhindern, dass die elektrisch geladenen Partikeln an dem Draht abgeschieden werden, wird dieser elektrisch auf eine Temperatur von 1220K erhitzt. Dadurch wirkt auf die Partikeln, in unmittelbarer Nähe des Drahtes, zusätzlich eine thermophoretische Kraft in Richtung der Rohrwand, deren Betrag größer als der der elektrischen ist. Folglich werden die Partikeln in die Richtung der Rohrwand beschleunigt.

Der Radius des axial gespannten Drahtes von 0,1mm ist im Verhältnis zum Radius des Messrohres von 15mm sehr klein. Der durch den Draht in die Strömung eingebrachte Wärmestrom ist daher klein im Verhältnis zu dem Wärmestrom, der über die gekühlte Rohrwand abgeführt wird. Das Partikel-Gasgemisch wird somit weiterhin deutlich gekühlt. Ein beispielhafter Verlauf der mittleren Temperaturen am Ein- und Austritt in die Rohrstrecke ist in Bild 5.18 dargestellt. Wird der Draht nicht erhitzt, so ist für eine Eintrittstemperatur von 423K und eine Wandtemperatur von 293K die Austrittstemperatur ca. 324K. Wird der Draht erhitzt, so ist die Austrittstemperatur 340K. Die Kühlwirkung der Rohrstrecke wird somit nur geringfügig verringert.

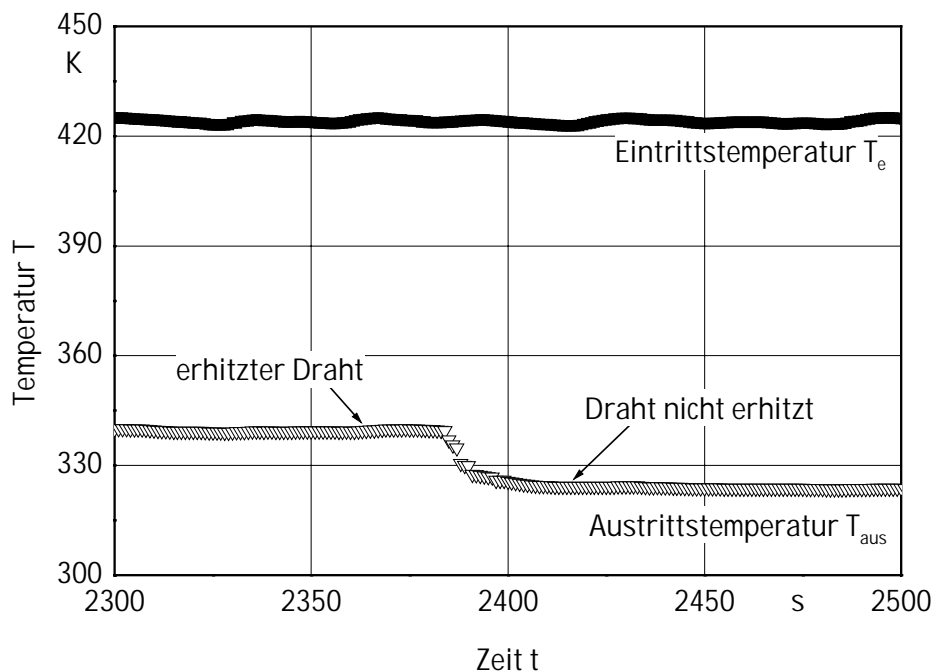


Bild 5.18: Temperaturverlauf während der Messung

6. Numerische Berechnung der Partikelbewegung

Um die Partikelbahnen auf numerischem Wege zu berechnen wird die Simulationssoftware FLUENT 6.1 verwendet. Die Simulationssoftware ist in drei Module unterteilt, die für eine Strömungssimulation chronologisch durchlaufen werden.

Als Preprocessor wird das Programm GAMBIT der Firma FLUENT verwendet. Mit diesem Programm werden die Geometrie und das Gitter erstellt. Nach dem Erstellen eines Berechnungsgitters mit definierten Oberflächen und Strömungsein- und -austrittsstellen wird das Modell mit dem CFD-Solver (Computational Fluid Dynamic-Solver) weiter bearbeitet. Im CFD-Solver werden die Randbedingungen wie Temperaturen, Drücke, Geschwindigkeitsprofil am Eintritt in die Rohrstrecke und Stoffeigenschaften definiert. Anschließend wird auf numerischem Wege mit Hilfe der Impulserhaltungs-, Kontinuitäts- und Energieerhaltungsgleichungen das Strömungs- und Temperaturfeld berechnet. Danach kann mit Hilfe eines Post-Prozessors das Strömungs- bzw. Temperaturfeld graphisch ausgegeben werden. Neben der graphischen Ausgabe besteht im Post-Prozessor die Möglichkeit, Partikeln als eine disperse Phase in die Strömung einzufügen, und das Modell durch Einbinden von selbsterstellten Funktionen UDF (User Defined Funktions) zu erweitern.

6.1 Berechnungsgitter

Das für die Simulation verwendete Gitter zum Berechnen der Partikelbahnen ist in Bild 6.1 dargestellt. Es besteht aus zwei koaxial angeordneten Zylindern, wobei der äußere mit einem Durchmesser von 30mm die Messtrecke und der innere mit einem Durchmesser von 2mm den in der Rohrmitte gespannten Draht darstellt. Die Gesamtlänge der beiden Zylinder beträgt 2m. Die Zylinder sind auf dieser Länge je in zwei Bereiche mit je einer Länge von 1m unterteilt.

Da in der Nähe der Rohrwand und des erhitzten Drahtes die Temperaturgradienten sehr groß sind, werden dort sehr engmaschige Gitterbereiche verwendet. Die Länge der Zellen beträgt 5mm, so dass die Rohrleitung in 400 äquidistante Ebenen unterteilt ist, wobei in jeder Ebene 514 Zellen angeordnet sind. Daraus ergibt sich auf 400 Ebenen eine Gesamtanzahl von ca. $2 \cdot 10^5$ Zellen.

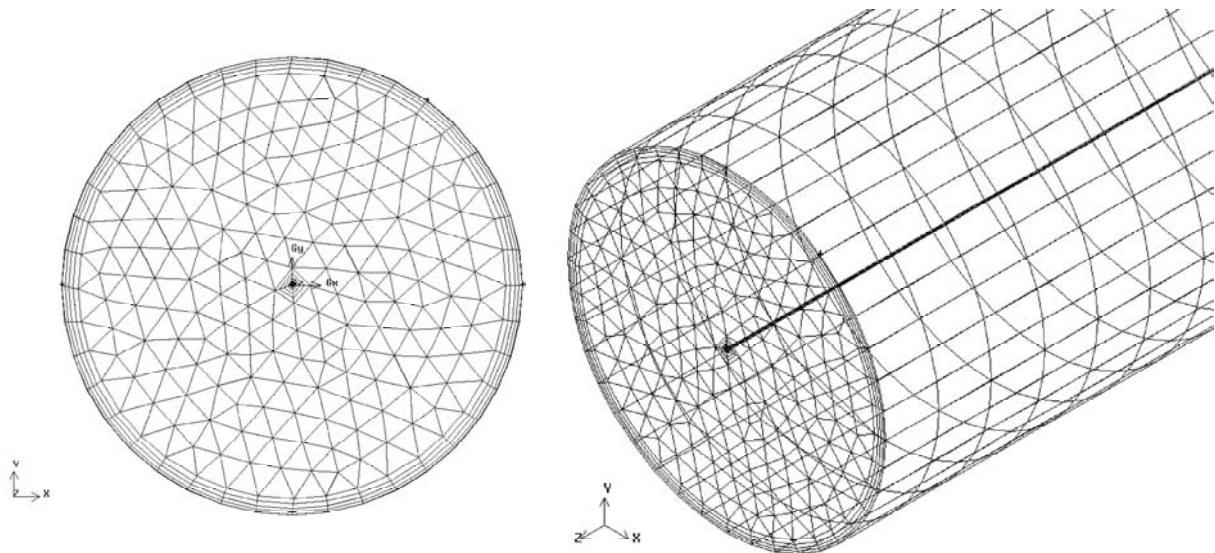


Bild 6.1: Gittergeometrie

6.2 Randbedingungen

Die 2m lange Rohrstrecke wird in den Bereich der Einlaufströmung und den der Messstrecke unterteilt. Entlang des Einlaufbereiches verändert sich allein das Geschwindigkeitsprofil. Dort wirken weder thermophoretische noch elektrische Kräfte auf die Partikeln. Die Strömung ist in diesem Teil adiabat. In der Messtrecke wird Wärme über die Rohrwand abgeführt und der Draht erhitzt. Dadurch entstehen große Temperaturgradienten in unmittelbarer Nähe des Drahtes und der Rohrwand in der Strömung. Des Weiteren wirkt auf die Partikeln eine elektrische Kraft, deren Größe durch Variation der Potentialdifferenz zwischen dem Draht und der Rohrwand verändert werden kann.

Für das Berechnen der Geschwindigkeits- und Temperaturprofile werden für die Oberflächen und das Partikel-Gasgemisch Rand- und Anfangsbedingungen festgelegt. Während für die Rohrwand Temperaturen, Materialeigenschaften und das Verhalten von Partikeln nach Kollision mit der Wand festgelegt werden, wird für den Strömungseintritt die Eintrittstemperatur und mittlere Geschwindigkeit des Partikel-Gasgemisches und für den Strömungsausritt der Umgebungsdruck definiert.

Die Rand- und Anfangsbedingungen werden wie folgt definiert. Entlang der Rohrmitte wird ein Draht aus Nickel gespannt. Das Partikel-Gasgemisch strömt entweder durch ein Messing- oder Glasrohr. Es wird angenommen, dass die Partikeln, sofern sie mit dem Draht oder der

Rohrwand kollidieren, an dieser bzw. diesem haften bleiben, d.h. sie werden abgeschieden. Die gekühlte Rohrwand hat eine Temperatur von 293K, der erhitzte Draht von 1220K. Die Einlaufstrecke ist adiabatisch, wobei die Eintrittstemperatur des Partikel-Gasgemisches zwischen 293K und 423K variiert werden kann. Die Abscheidung wird für laminare oder turbulente Strömungen berechnet, wobei das Geschwindigkeitsprofil am Rohreintritt als kolbenförmig angenommen wird. Des Weiteren ist die Partikelanzahlkonzentration gering, so dass durch die Partikeln weder das Geschwindigkeits- noch das Temperaturfeld beeinflusst werden. Für das Partikel-Gasgemisch wird eine mittlere Dichte bzw. Viskosität angenommen. Der Umgebungsdruck am Austritt ist 101300Pa und die Umgebungstemperatur ist 293K.

Für das Berechnen des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes wird der Segregated Solver verwendet. Hierbei werden die Impuls-, Massen- und Energieerhaltungsgleichungen voneinander entkoppelt auf numerischen Wege gelöst. Die Rechnung gilt als abgeschlossen, wenn die Differenz zweier Iterationsschritte ein Konvergenzkriterium unterschreitet.

6.3 Disperse Phase

Nach dem Berechnen der Geschwindigkeits- und Temperaturprofile, werden die Partikelbahnen mit Hilfe eines Post-Prozessors berechnet. Die Partikeln werden am Rohreintrittsquerschnitt gleichmäßig verteilt in die Strömung eingespeist. Die Bewegung der Partikeln wird mit der thermophoretischen (Gl.(4.11)), elektrischen (Gl.(4.27)) und der Widerstandskraft (Gl.(4.6)) berechnet. Die Partikeldiffusion wird vernachlässigt.

Die Partikeln bestehen aus Siliziumdioxid und sind monosphärisch. Der Partikeldurchmesser wird zwischen 0,5, 1,0 und 1,2 μm variiert. Für große Peclet-Zahlen (die Peclet-Zahl ist gemäß Gl.(2.6) definiert) kann die thermophoretische Kraft in axialer Richtung vernachlässigt werden [17]. Die in den experimentellen Untersuchungen auftretenden Peclet-Zahlen sind im Bereich von 10^3 . Der Fehler aufgrund dieser Vernachlässigung ist in der Größenordnung von Pe^{-1} . Die thermophoretische Kraft wird somit nur in radialer Richtung berücksichtigt. Die Partikeldiffusion kann für große Schmidt-Zahlen, $\text{Sc} \approx 10^5$, vernachlässigt werden (siehe z.B. Walker, Homsy und Geyling [17], Batchelor und Shen [20], Nadkarni und Mahalingham [12]).

Die elektrische Kraft wird mit Hilfe eine User Defined Function (UDF) in die Simulation eingebunden. Es handelt sich hierbei um ein extern erstelltes C-Programm, dass in FLUENT kompiliert wird.

6.4. Ergebnisse der numerischen Berechnung

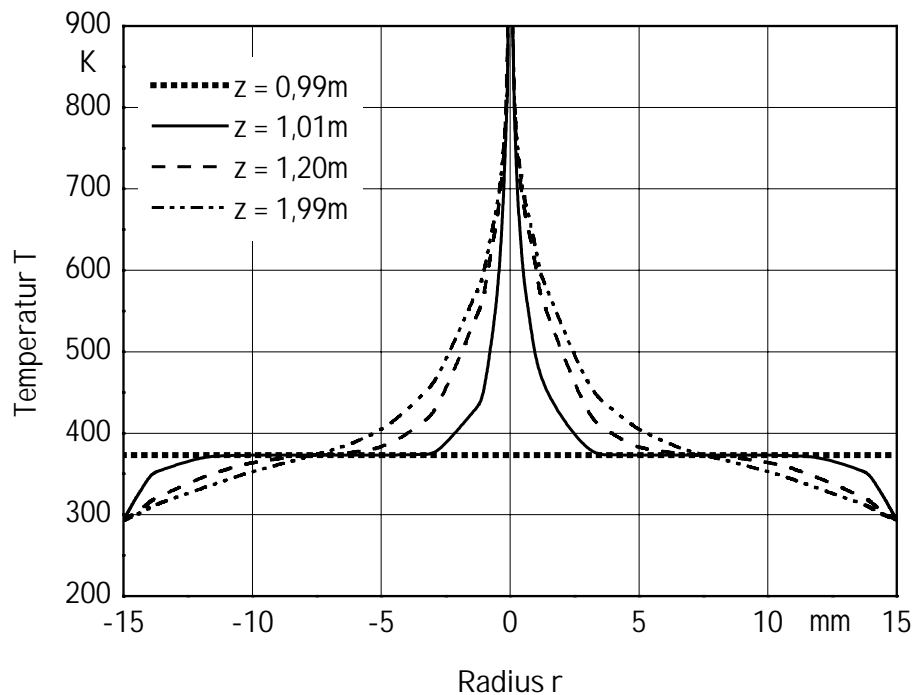


Bild 6.2: Temperaturprofile

In Bild 6.2 sind beispielhaft Temperaturprofile in Abhängigkeit vom Rohrradius für verschiedene Rohrlängen dargestellt. Für den Bereich der adiabaten Rohrströmung (von 0..1m) ist das Temperaturprofil kolbenförmig. Am Eintritt in die gekühlte Rohrstrecke sind sowohl an der Rohrwand als auch in der Nähe des Drahtes sehr große Temperaturgradienten vorhanden. Mit zunehmender Rohrlänge werden die Temperaturgradienten geringer, so dass die thermophoretische Kraft an der Rohrwand und am Draht abnimmt.

Anschließend werden die Partikelbahnen mit Hilfe des im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Post-Prozessors berechnet. Die Partikeln werden am Eintritt in die gekühlte Rohrstrecke für verschiedene Eintrittsradien in die Strömung aufgegeben. Die

Partikelkonzentration ist über dem Rohreintrittsquerschnitt der gekühlten Rohrstrecke konstant.

Von Walker, Homsy und Geyling [17], Montassier, Boulaud und Renoux [18] sowie Startmann [14] wird eine maximale thermophoretische Abscheidung berechnet (siehe Kapitel 3.2.). Dabei wird die Annahme getroffen, dass die Bewegung der Partikeln in radialer Richtung nur durch die thermophoretische Kraft beeinflusst wird. Die Partikeldiffusion wird vernachlässigt. Es werden daher nur Partikeln bis zu der Rohrlänge abgeschieden, für die die Gastemperatur gleich der Wandtemperatur ist. Für die mittlere Gasgeschwindigkeit 0,05m/s und die Eintrittstemperatur 423K ist nach einem Meter gekühlter Rohrstrecke die mittlere Gastemperatur gleich der Wandtemperatur (293K). Es sind daher in der Strömung keine Temperaturgradienten mehr vorhanden. Die Partikeln werden somit für den Fall der laminaren Rohrströmung allein axialer Richtung transportiert, sofern die Partikeldiffusion vernachlässigt wird.

Unter dem Einfluss der thermophoretischen und elektrischen Kraft wird ebenfalls eine maximale Abscheidung – analog zur maximalen thermophoretischen Abscheidung – in Abhängigkeit von der Ladung definiert. Sie lautet

$$E_{\max}(q_p) \equiv \frac{\dot{m}_{\text{ab,max}}(q_p)}{\dot{m}_{\text{ein}}} \quad (6.1)$$

Die maximale Abscheidung wird mit Hilfe von Partikelbahnkurven berechnet. Dabei wird den Partikeln eine wählbare Ladung zugeordnet und ihre Eintrittsposition im Rohreintrittsquerschnitt durch die ebenfalls wählbare radiale Koordinate festgelegt. Dabei wird vorausgesetzt, dass alle Partikeln entlang des Rohres mit $z < 2m$ abgeschieden sind, wenn diese in Rohrwandnähe, $r \geq r_s$, in das Rohr eintreten. Partikeln für die die elektrische Kraft während der gesamten gekühlten Rohrstrecke größer als die thermophoretische ist, werden nicht abgeschieden. In [Bild 6.3](#) ist der Startradius in Abhängigkeit von der Ladung aufgetragen. [Bild 6.4](#) gibt den Zusammenhang zwischen dem Startradius und der Partikelladung wieder.

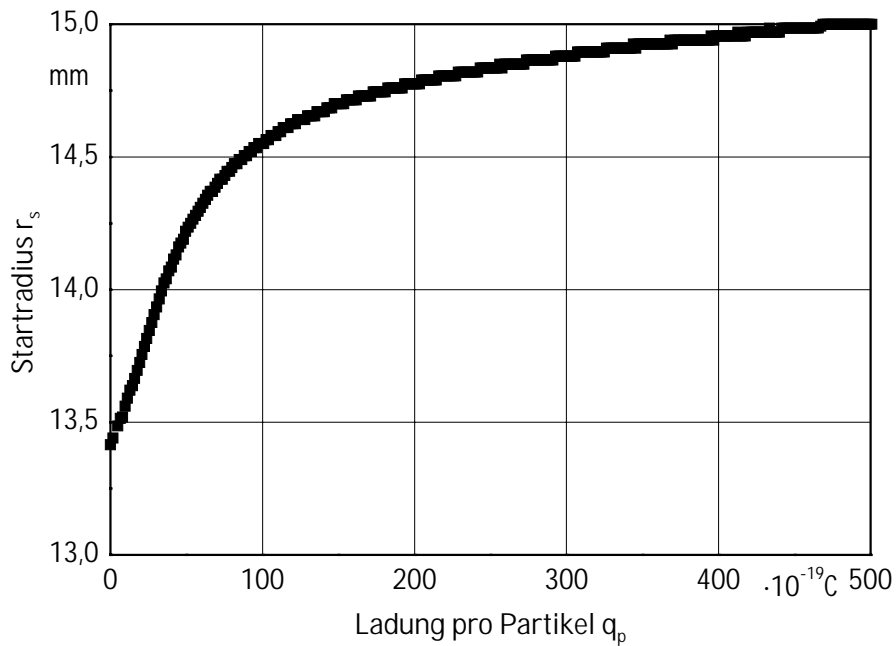


Bild 6.3: Eintrittskordinate r_s für die maximale Abscheidung in Abhängigkeit von der Partikelladung. Die Eintrittstemperatur des Gases ist 423K, die Temperatur der Rohrwand ist 293K und die mittlere Gasgeschwindigkeit ist 0,05m/s.

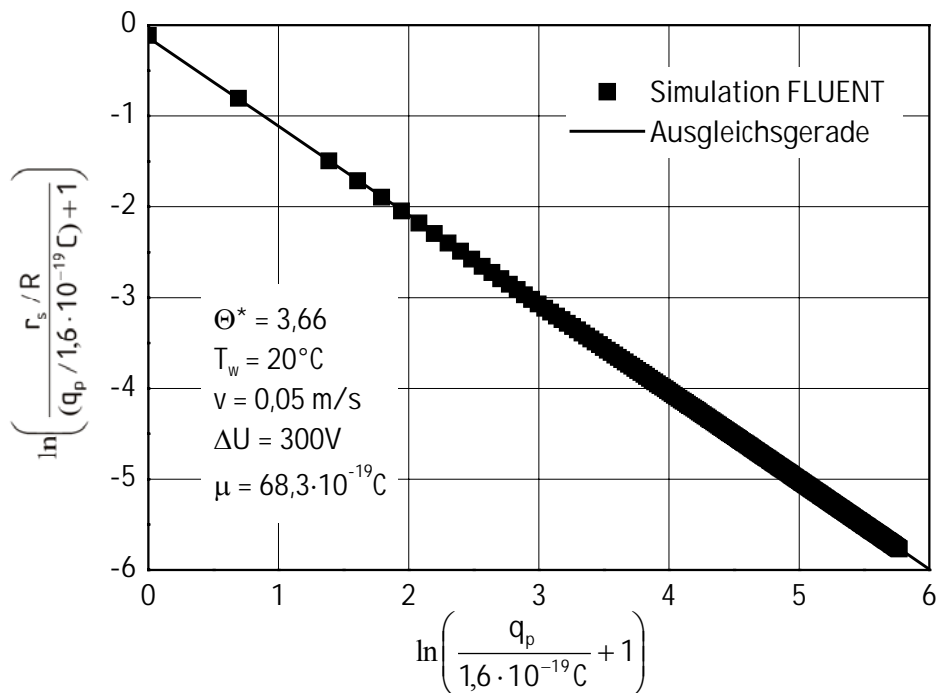


Bild 6.4: Eintrittskordinate in Abhängigkeit von der Partikelladung

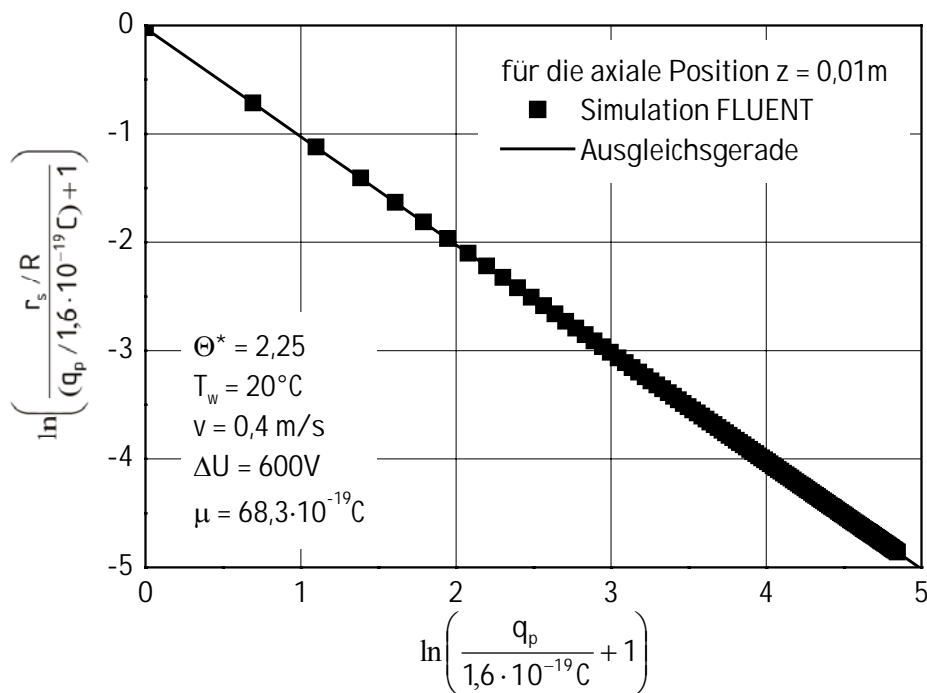


Bild 6.5: Eintrittskordinate in Abhängigkeit von der Partikelladung für die axiale Position $z = 0,01\text{m}$

In **Bild 6.5** ist der Zusammenhang zwischen dem Startradius und der Partikelladung an einer beliebigen axialen Position (es ist beispielhaft die axiale Position $z = 0,01\text{m}$ dargestellt) aufgetragen. In Kapitel 7 wird auf der Grundlage von **Bild 6.4** und **Bild 6.5** ein Modell zum Berechnen der Abscheidung von Partikeln aus einem geladenen Partikel-Gasgemisch in einer gekühlten laminaren Rohrströmung entwickelt.

Partikelbahnkurven

Für das Berechnen der Partikelbahnen werden folgende Annahmen getroffen: Aufgrund der sehr kleinen Stokes-Zahlen der Partikeln entspricht deren Geschwindigkeit in axialer Richtung der Gaskgeschwindigkeit. Die thermophoretische Kraft in axialer Richtung wird vernachlässigt. In radialer Richtung wird die Bewegung der Partikeln durch die thermophoretische, elektrische und die Widerstandskraft beeinflusst. Die Partikeldiffusion wird vernachlässigt.

Die Berechnungen werden für einen Partikeldurchmesser von $1\mu\text{m}$ und einer mittleren Partikelladung von $68,3 \cdot 10^{-19}\text{C}$ durchgeführt (siehe Bild 5.11). Die Potentialdifferenz zwischen dem Draht und der Rohrwand ist 200V . Für den Fall, dass auf die Partikeln zusätzlich die elektrische Kraft wirkt, wird der Draht auf 1220K erhitzt.

In Bild 6.6 sind die berechneten Partikelbahnkurven für den Fall dargestellt, dass keine elektrische Kraft auf die Partikeln in der Messstrecke wirkt. Die Partikeln werden somit an der Rohrwand abgeschieden. In Bild 6.7 sind die Partikelbahnkurven für den Fall dargestellt, dass auf die Partikeln in radialer Richtung zusätzlich eine elektrische Kraft wirkt. Es wird deutlich, dass das Abscheiden der Partikeln an der Rohrwand mit Hilfe eines elektrischen Feldes zwischen dem Draht und der Rohrwand verhindert werden kann.

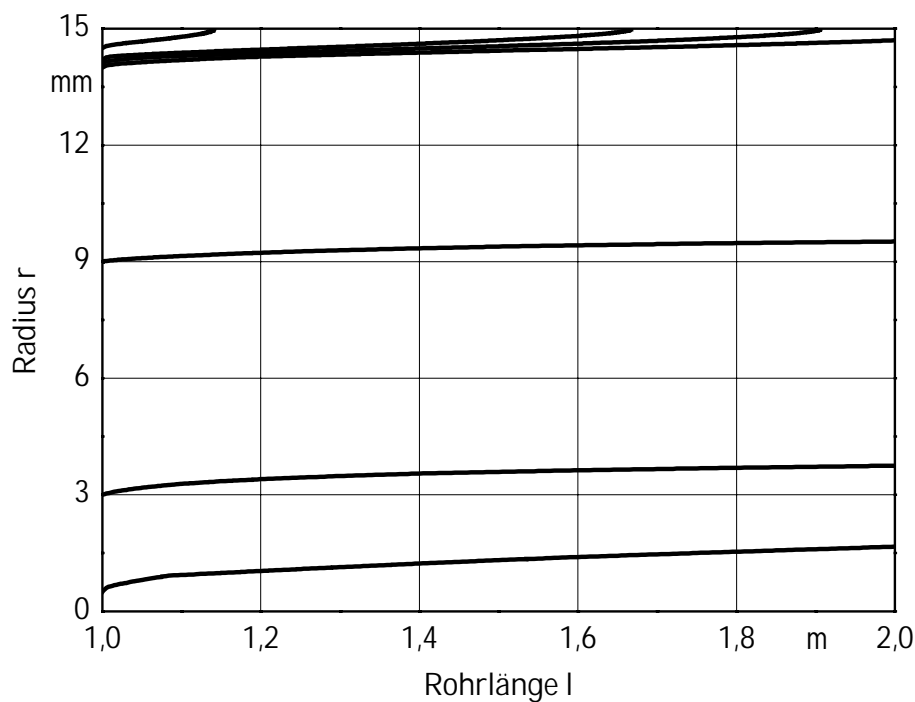


Bild 6.6: Partikelbahnkurven unter dem Einfluss der thermophoretischer Kräfte, die in radialer Richtung auf die Partikeln wirken

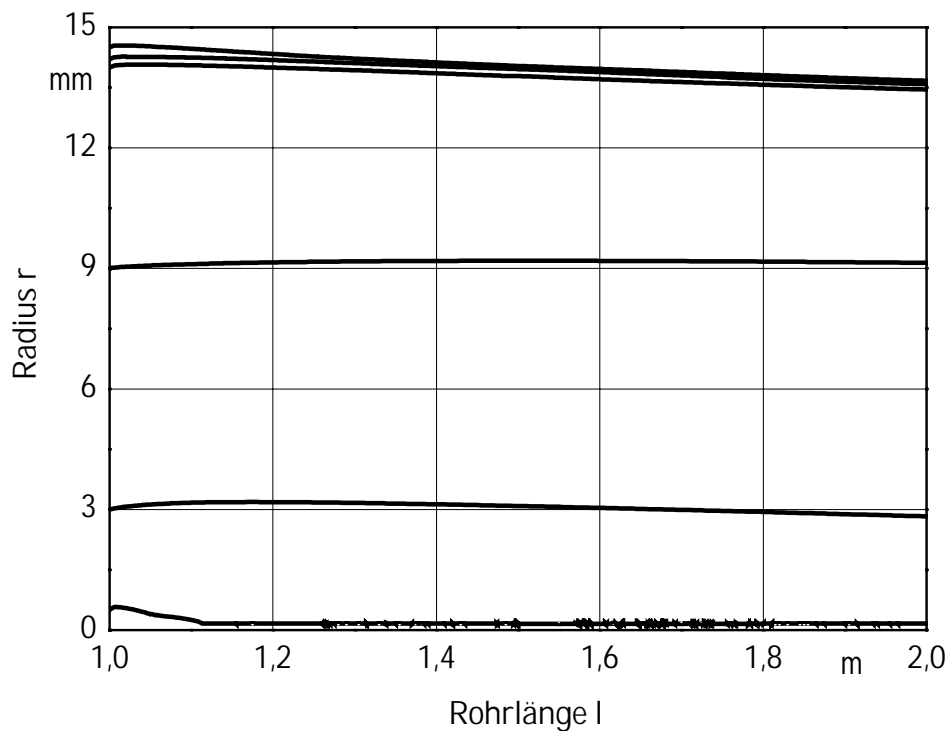


Bild 6.7: Partikelbahnkurven unter dem Einfluss der thermophoretischer und elektrischer Kräfte, die in radialer Richtung wirken

Der in der Rohrmitte gespannte Draht wird erhitzt um das Abscheiden der Partikeln an diesem zu verhindern. Dadurch ist die thermophoretische Kraft in dessen Nähe größer als die elektrische, so dass die Partikeln im Bereich des Drahtes in die Richtung zur Rohrwand beschleunigt werden. Die Partikeln werden daher weder an der Rohrwand noch am Draht abgeschieden. Mit Hilfe der Eintrittsradien der Partikeln in die gekühlte Rohrstrecke wird die Abscheidung mit Gl. (4.36) ermittelt.

Von Walker, Homsy und Geyling [17] sowie Montassier, Boulaud und Renoux [18] wird die Abscheidung der Partikeln gemäß

$$\frac{E(z^*)}{E_t} = a \cdot (z^*)^b \quad (6.2)$$

berechnet. Hierin ist z^* die Einlaufkennzahl. Die Koeffizienten a und b (siehe Gl.(3.4) und Gl.(3.13) bzw. (3.14)) werden durch eine Korrelation mit Hilfe der Messwerte berechnet. Die

maximale thermophoretische Abscheidung wird mit Gl.(3.18) von Startmann [14] berechnet. In den Experimenten wird die Eingangstemperatur zwischen 323K und 423K variiert, wobei die Wandtemperatur 293K ist. In Bild 6.8 und Bild 6.9 ist das auf numerischem Wege berechnete Abscheidungsverhältnis in Abhängigkeit von der Einlaufkennzahl aufgetragen. In Bild 6.8 wird die Eingangstemperatur, in Bild 6.9 der Partikeldurchmesser variiert. Aus Bild 6.8 und Bild 6.9 wird deutlich, dass die berechneten Abscheidungsverhältnisse sowohl für unterschiedliche Eingangstemperaturen als auch Partikeldurchmesser übereinstimmen. Die Abscheidung kann daher mit Gl.(6.2) berechnet werden.

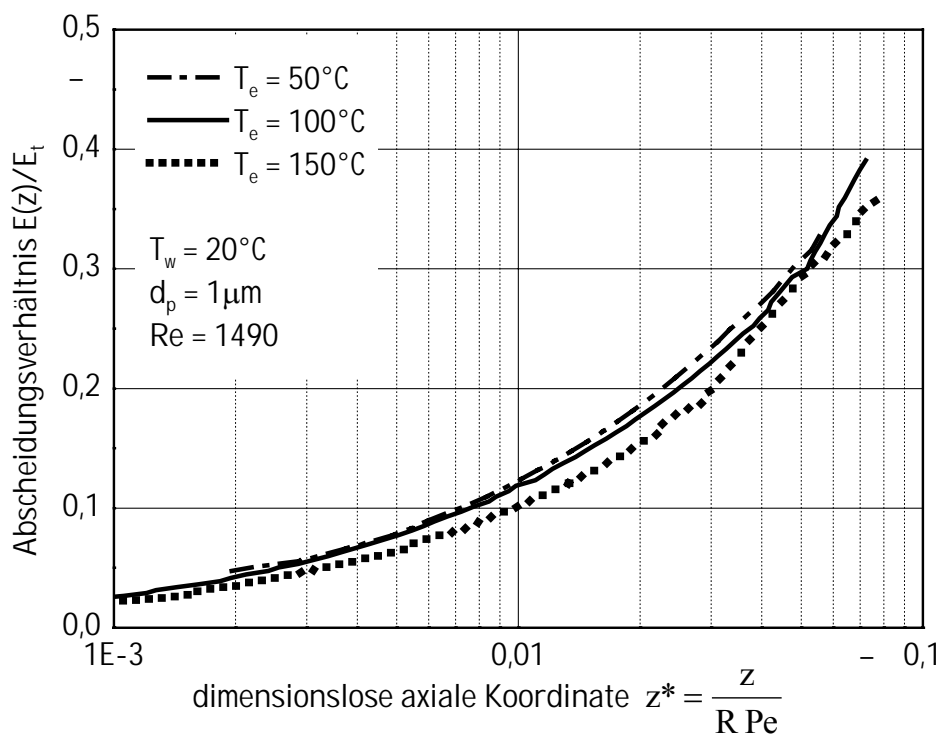


Bild 6.8: Abscheidung für unterschiedliche Eingangstemperaturen T_e

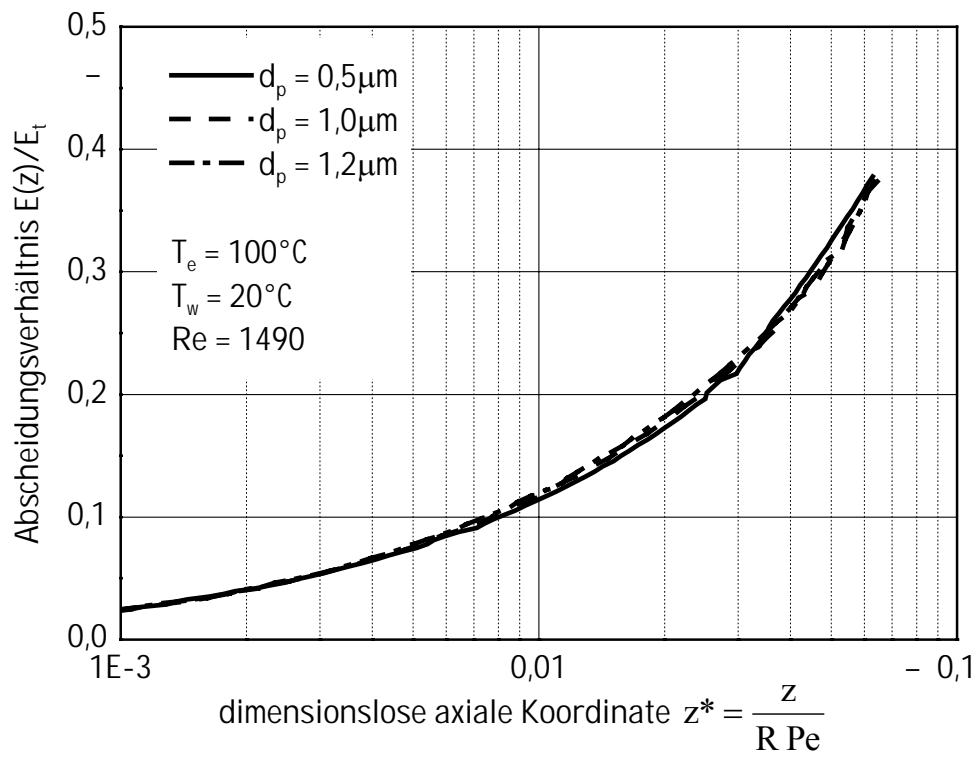


Bild 6.9: Abscheidung für unterschiedliche Partikeldurchmesser d_p

7. Abscheidung der geladenen Partikeln

Im Folgenden wird ein Modell entwickelt, mit dem die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand unter dem Einfluss thermophoretischer und elektrischer Kräfte berechnet werden kann. Es werden folgende Annahmen getroffen:

- Die Strömung am Eintritt in die gekühlte Rohrstrecke ist voll ausgebildet.
- Die Strömung ist laminar.
- Die kinematische Viskosität ist abhängig von der Temperatur.
- Alle weiteren Stoffwerte sind konstant und werden für die logarithmische Temperaturdifferenz ΔT_{\ln} gemäß Gl.(3.22) angegeben.
- Von den Partikeln wird das Strömungs- und Temperaturfeld sowie das elektrische Feld nicht beeinflusst.
- Das Temperatur- und Konzentrationsprofil am Eintritt in die gekühlte Rohrstrecke ist kolbenförmig.
- Die Temperatur der Wand ist konstant.
- Die Partikelbahnkurven schneiden sich nicht.
- Partikeln die in Kontakt mit der Rohrwand kommen, werden an dieser abgeschieden. Ein Wiedereintritt von Partikeln in die Strömung wird nicht berücksichtigt.
- Alle Partikeln haben den gleichen Durchmesser und sind kugelförmig.
- Die Ladung auf den Partikeln ist normal verteilt, die mittlere Ladung μ und die Standardabweichung σ sind bekannt.
- Es findet keine Agglomeration statt.
- Die Geschwindigkeit der Partikeln in axialer Richtung ist gleich der Gasgeschwindigkeit. Die thermophoretische Kraft in axialer Richtung wird vernachlässigt.
- In radialer Richtung wird die Bewegung der Partikeln nur durch die thermophoretische und elektrische Kraft beeinflusst. Die Partikeldiffusion wird vernachlässigt.

Zur Berechnung der Abscheidung elektrostatisch geladener Partikeln aus einer Rohrströmung sind Kenntnisse zum thermophoretischen Abscheidungsverhalten eines Partikel-Gasgemisches notwendig, dessen Partikeln elektrostatisch neutral sind. Diese Abscheidung wird mit Gl.(8.3) und die maximale thermophoretische Abscheidung mit der Gl.(3.18) von

Startmann [14] berechnet. Aus den in Kapitel 6 beschriebenen Ergebnissen folgt, dass der Zusammenhang zwischen dem Eintrittsradius der Partikeln und der Partikelladung linear ist (siehe Bild 6.4). Es wird angenommen, dass alle Partikeln für die Rohrlängen $z < z_s$ an der Rohrwand abgeschieden werden, welche in Rohrwandnähe $r \geq r_s$ in die gekühlte Rohrleitung eintreten. Partikeln mit der gleichen Ladung, die auf den Radien $r < r_s$ in das Rohr eintreten, werden nicht an der Rohrwand abgeschieden. Der Radius r_s wird im Folgenden als Grenzradius bezeichnet. Eine Partikel mit dem Eintrittsradius $r_s = R$ und der maximalen Ladung $q_p = q_{p,max}$ wird an der Rohrwand direkt am Eintritt in die gekühlte Rohrstrecke ($z = 0$) abgeschieden, während Partikeln mit der Ladung $q_p > q_{p,max}$ nicht an der Rohrwand abgeschieden werden. D.h. für Partikeln mit einer Ladung $q_p > q_{p,max}$ ist die elektrische Kraft für die gesamte Rohrstrecke größer als die thermophoretische Kraft. Diese maximale Ladung wird an den Koordinaten $r_s = R$ und $z = 0$ mit Hilfe des Kräftegleichgewichts berechnet. Es gilt

$$F_{th}(r_s = R, z = 0) = F_{el}(q_{p,max}, z = 0). \quad (7.1)$$

Die Gleichung zum Berechnen der maximalen Ladung lautet dann

$$q_{p,max} = F_{th}(r_s = R, z = 0) \frac{R \ln\left(\frac{R}{r_D}\right)}{\Delta U(z = 0)}. \quad (7.2)$$

Die thermophoretische Kraft wird mit Gl.(4.11) berechnet. Für den Fall, dass die Partikeln elektrostatisch nicht geladen sind ($q_p = 0$) und für sehr lange Rohrstrecken ($z \rightarrow \infty$) wird die Abscheidung maximal. Die Gleichung zum Berechnen des Grenzradius lautet

$$r_s(z \rightarrow \infty, q_p = 0) = R(1 - E_t^{0,5})^{0,5}. \quad (7.3)$$

Hierin ist E_t die maximale thermophoretische Abscheidung, die mit der Gl.(3.18) von Stratmann [14] berechnet wird. Mit Hilfe der beiden Punkte P1($r_s = R, q_p = q_{p,max}$) und P2($r_s(z^* \rightarrow \infty) = f(E_t), q_p = 0$) wird dann der Grenzradius in Abhängigkeit von der Partikelladung mit

$$r_s(z^* \rightarrow \infty, q_p) = R \left(\frac{q_p}{1,6 \cdot 10^{-19} C} + 1 \right) \cdot \exp \left(m_1 \cdot \ln \left(\frac{q_p}{1,6 \cdot 10^{-19} C} + 1 \right) + b_1 \right) \quad (7.4)$$

berechnet. Hierin sind m_1 und b_1 die Steigung bzw. der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinate. Für die maximale Abscheidung in Abhängigkeit von der Partikelladung gilt (siehe Gl.(4.36))

$$E_{\max}(q_p) = \frac{1}{b(R^2 - r_D^2)} \left[R^2(1 - kR^2) + (r_s(q_p))^2 \left(\left(\frac{r_s(q_p)}{R} \right)^2 - 2k \ln \left(\frac{r_s(q_p)}{R} \right) + k - 2 \right) \right]. \quad (7.5)$$

Die Koeffizienten k und b werden mit Gl.(4.37) berechnet.

Die Anzahlverteilung der Ladungen auf den Partikeln wird mit Hilfe der Gaußschen Normalverteilungsfunktion

$$P(q_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \exp \left(- \frac{(q_p - \mu)^2}{2 \sigma^2} \right). \quad (7.6)$$

beschrieben. Die maximale Abscheidung aus einem geladenen Partikel-Gasgemisch lautet

$$E_{\max, \text{ges}} = \sum_{q_p=0}^{q_{p, \max}} E_{\max}(q_p) \cdot P(q_p). \quad (7.7)$$

Die Abscheidung aus einem geladenen Partikel-Gasgemisches an der Rohrwand bis zu der axialen Koordinate z wird im Folgenden berechnet. Dazu wird die Grenzladung $q_{p, \text{Grenz}}$ definiert, durch die die Partikelladung für jede axiale Koordinate in zwei Bereiche aufgeteilt wird. Für den ersten Bereich wird davon ausgegangen, dass Partikeln mit der Ladung $q_p > q_{p, \text{Grenz}}$ nur stromaufwärts an der Rohrwand abgeschieden werden. D.h. die elektrische Kraft, die auf die Partikeln wirkt, ist für Partikeln mit der Ladung $q_p > q_{p, \text{Grenz}}$ größer als die thermophoretische Kraft. Daher werden diese Partikeln in Richtung zur Rohrmitte beschleunigt. Die Grenzladung an der axialen Position z wird mit Hilfe des Kräftegleichgewichts

$$F_{th}(r_s = R, z) = F_{el}(q_{p,Grenz}, z) \quad (7.8)$$

mit

$$q_{p,Grenz} = F_{th}(r_s = R, z) \cdot \frac{R \ln\left(\frac{R}{r_D}\right)}{\Delta U(z)} \quad (7.9)$$

ermittelt. Der Grenzradius für Partikeln mit der Ladung $q_{p,Grenz}$ wird dann mit Hilfe der Gl.(7.4) berechnet. Es gilt

$$r_s(q_{p,Grenz}) = R \left(\frac{q_{p,Grenz}}{1,6 \cdot 10^{-10} C} + 1 \right) \cdot \exp \left(m_1 \cdot \ln \left(\frac{q_{p,Grenz}}{1,6 \cdot 10^{-10} C} + 1 \right) + b_1 \right). \quad (7.10)$$

Die Konstanten m_1 und b_1 entsprechen denen in Gl.(7.4). Die Abscheidung der Partikeln mit diesen Ladungen ($q_p > q_{p,Grenz}$) kann dann mit Gl.(7.5) für die maximale Abscheidung berechnet werden.

Für Partikeln mit der Ladung $q_p < q_{p,Grenz}$ ist die thermophoretische Kraft in der Nähe der Rohrwand größer als die elektrische Kraft. Diese Partikeln werden daher in die Richtung zur Rohrwand beschleunigt und an dieser abgeschieden. In Bild 6.5 ist beispielhaft für die axiale Koordinate $z = 0,01m$ der Eintrittsradius in Abhängigkeit von der Partikelladung logarithmisch und dimensionslos aufgetragen. Der Grenzradius für Partikeln, deren Ladung neutral ist und die an der axialen Koordinate z abgeschieden werden, wird mit

$$r_s(z, q_p = 0) = R (1 - E(z)^{0,5})^{0,5} \quad (7.11)$$

berechnet. Hierin ist $E(z)$ die Abscheidung eines elektrostatisch nicht geladenen Partikel-Gasgemisches, die aus Gl.(8.3) folgt. Mit Hilfe der beiden Punkte P1($r_s = r_s(q_{p,Grenz})$, $q_p = q_{p,Grenz}$) und P2($r_s = r_s(z, q_p=0)$, $q_p = 0$) gilt dann für den Grenzradius

$$r_s(z, q_p < q_{p,Grenz}) = \left(\frac{q_p}{1,6 \cdot 10^{-19} C} + 1 \right) \cdot \exp \left(m_2 \cdot \ln \left(\frac{q_p}{1,6 \cdot 10^{-19} C} + 1 \right) + b_2 \right). \quad (7.12)$$

Hierin sind m_2 und b_2 die Steigung bzw. der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinate. Für die Partikeln mit einer Partikelladung kleiner als die Grenzladung ($q_p < q_{p,Grenz}$) lautet die Gleichung zum Berechnen der Abscheidung (siehe Gl.(4.36))

$$E(z, q_p) = \frac{1}{b(R^2 - r_D^2)} \left[R^2(1 - kR^2) + (r_s(z, q_p))^2 \left(\left(\frac{r_s(z, q_p)}{R} \right)^2 - 2k \ln \left(\frac{r_s(z, q_p)}{R} \right) + k - 2 \right) \right] \quad (7.13)$$

Die Koeffizienten k und b folgen aus Gl.(4.37). Die Abscheidung aus einem geladenen Partikel-Gasgemisch in Abhängigkeit von der axialen Koordinate lautet

$$E_{ges}(z) = \sum_{q_p=0}^{q_{p,Grenz}} E(z, q_p) \cdot P(q_p) + \sum_{q_p=q_{p,Grenz}}^{q_{p,max}} E_{max}(q_p) \cdot P(q_p) \quad (7.14)$$

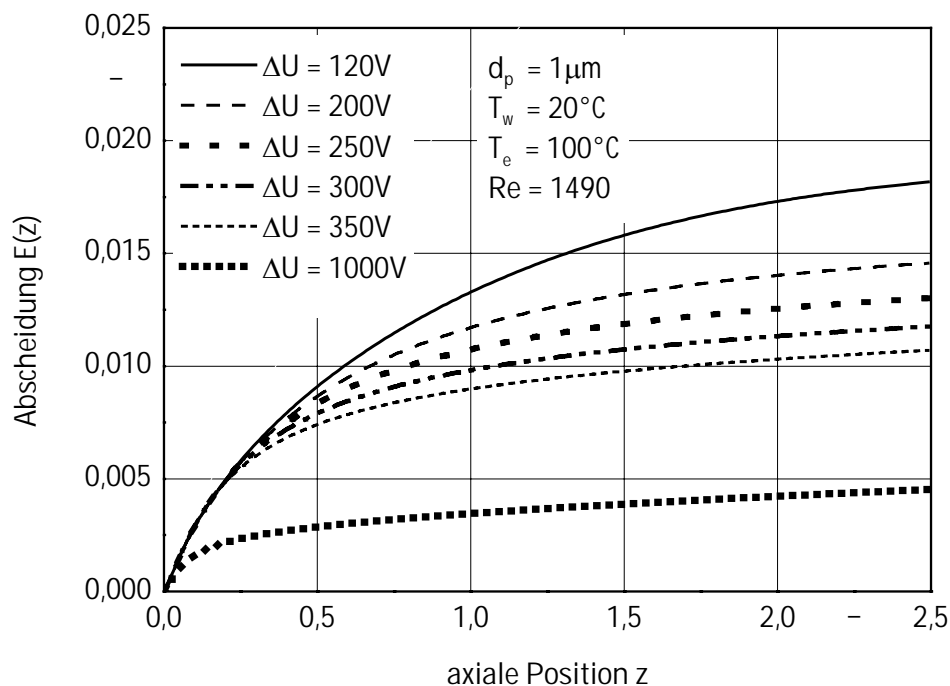


Bild 7.1: Abscheidung $E(z)$ in Abhängigkeit von der Potentialdifferenz ΔU zwischen Draht und Rohrwand. Die mittlere Ladung ist $\mu = 68,3 \cdot 10^{-19}C$ und die Standardabweichung ist $\sigma = 61,4 \cdot 10^{-19}C$.

In Bild 7.1 ist die Abscheidung für unterschiedliche Potentialdifferenzen zwischen der Rohrwand und dem entlang der Rohrmitte gespannten Draht dargestellt. Je größer die Potentialdifferenz wird, desto geringer wird die Abscheidung. Es wird jedoch deutlich, dass auch für große Potentialdifferenzen Partikeln an der Rohrwand abgeschieden werden. Dieses ist darauf zurückzuführen, dass im Partikel-Gasgemisch Partikeln mit kleinen elektrostatischen Ladungen vorhanden sind, so dass die thermophoretische Kraft in der Nähe der Rohrwand auch für große Rohrlängen größer als die elektrische Kraft ist. Diese Partikeln werden somit in die Richtung zur Rohrwand beschleunigt und bleiben an dieser haften.

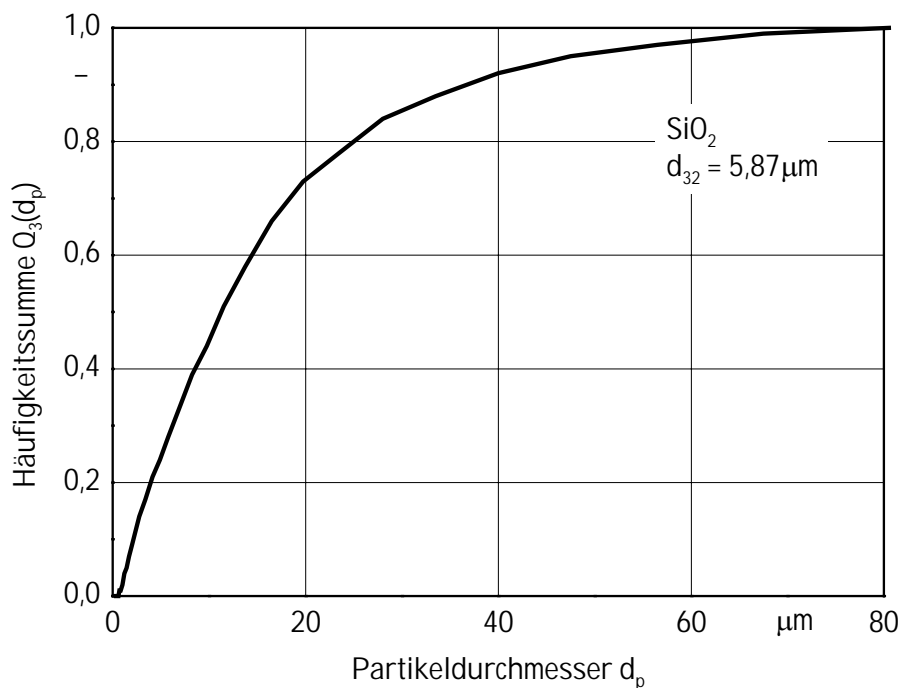
8. Experimentelle Ergebnisse

8.1. Partikeln

In den Experimenten werden Pulver aus Siliziumdioxid mit monosphärischen und polydispersen Partikeln verwendet. Eine Fotografie der monosphärischen Partikeln, die mit einem Raster-Elektronen-Mikroskop angefertigt worden ist, ist in [Bild 5.1](#) dargestellt. Mit Hilfe einer Häufigkeitsverteilungen und dem Sauterdurchmesser werden die polydispersen Pulver charakterisiert. Die Definition des Sauterdurchmessers lautet

$$d_{32} \equiv \frac{\sum_{i=1}^k n_i d_{p,i}^3}{\sum_{i=1}^k n_i d_{p,i}^2} \quad (8.1)$$

Hierin ist n die Anzahl der Partikeln in der jeweiligen Durchmesserklasse und d_p der Partikeldurchmesser.



[Bild 8.1](#): Gemessene Häufigkeitsverteilung für das Pulver SiO₂-A

In Bild 8.1 und Bild 8.2 sind die Häufigkeitsverteilungen der beiden polydispersen Pulver dargestellt. Diese werden mit Hilfe eines Laserbeugungsspektrometers gemessen. Das Pulver SiO₂-A besteht aus Einzelpartikeln mit einem Sauterdurchmesser von 5,87µm und einer Schüttdichte von 125,1kg/m³. Das Pulver SiO₂-B besteht aus langkettigen Agglomeraten mit einem Sauterdurchmesser von 28,2µm. Aufgrund der sehr langkettigen Agglomerate ist die Schüttdichte mit 44,74kg/m³ sehr gering.

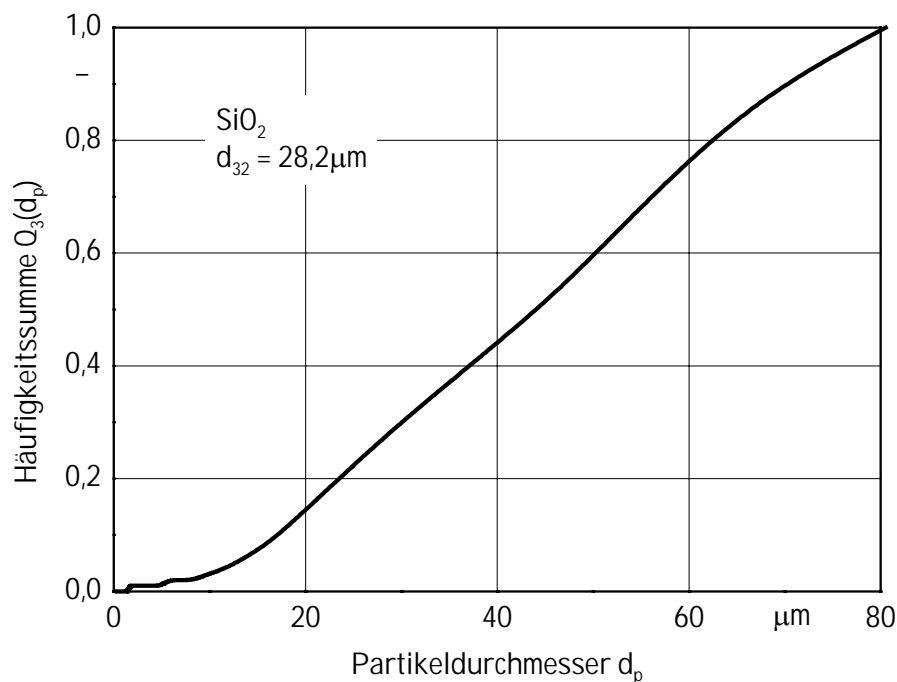


Bild 8.2: Gemessene Häufigkeitsverteilung für das Pulver SiO₂-B

8.2. Laminare Rohrströmungen

8.2.1. Monosphärische Partikeln

8.2.1.1. Messungen mit Hilfe des Glasrohres

In Bild 8.3 ist die Abscheidung in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Im Abstand von 15 Minuten werden Fotos des Glasrohres angefertigt. In den Reihen b und d wird die Abscheidung für den Fall dargestellt, dass die Partikeln in radialer Richtung nur durch die

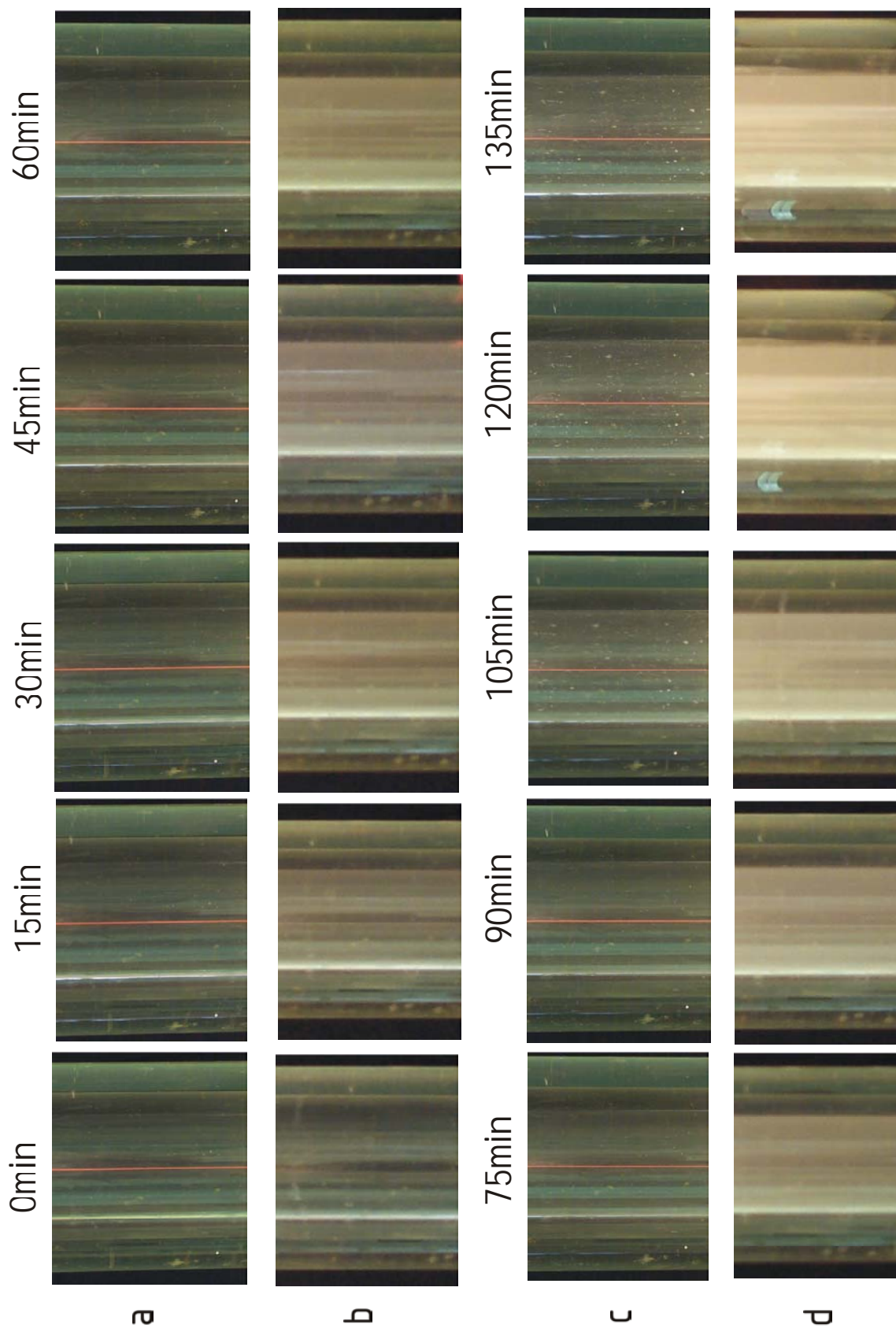


Bild 8.3: Vergleich der Partikelabscheidung an der Rohrwand für einen Partikeldurchmesser von $1\mu\text{m}$, eine Reynolds-Zahl von $\text{Re} = 1490$, eine Rohrwandtemperatur von 293K und eine Eintrittstemperatur von 373K .

thermophoretische Kraft und die Partikeldiffusion beschleunigt werden. In den Reihen a und c sind Fotografien für der Fall dargestellt, dass dem Temperaturfeld ein elektrisches Feld überlagert wird, so dass die Partikeln aufgrund der elektrischen Kraft in die Richtung zur Rohrmitte beschleunigt werden. Um das elektrische Feld zu erzeugen wird die Rohrwand geerdet und an den axial gespannten Draht eine Spannung von +200V gelegt. Zwischen den beiden zentrisch angeordneten Glasrohren fließt das Kühlwasser. Die Wand des inneren Rohres wird mit zunehmender Partikelabscheidung weiß. Je stärker die Abscheidung ist, desto stärker ist die weiße Färbung der Rohrwand. In den Reihen a und c ist zusätzlich der in der Rohrmitte axial gespannte Draht zu sehen. Er erscheint rot, da er mit Hilfe eines Stromes erhitzt wird. Aus den Ergebnissen (Bild 8.3) folgt, dass die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand durch die elektrische Kraft verringert werden kann.

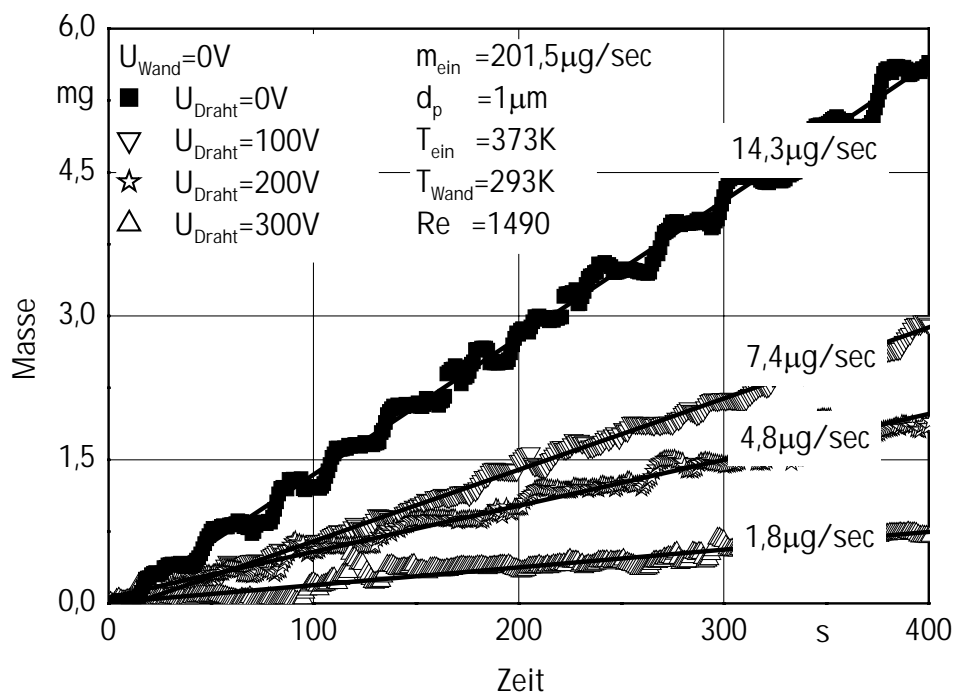


Bild 8.4: Vergleich der Abscheidung für unterschiedliche Potentialdifferenzen. Der Partikelmassenstrom am Eintritt in die Messtrecke ist $201,5\mu\text{g/s}$, die mittlere Geschwindigkeit ist 1m/s , die Reynolds-Zahl ist $\text{Re} = 1490$, die Wandtemperatur ist 293K und die Eintrittstemperatur ist 373K .

In Bild 8.4 ist die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand für verschiedene Potentialdifferenzen zwischen dem Draht und der Rohrwand dargestellt. Die Strömung ist

laminar. Für den Fall, dass auf die Partikeln keine elektrische Kraft wirkt, wird ein Partikelmassenstrom von $\dot{m}_{ab} = 14,3\mu\text{g/s}$ an der Rohrwand abgeschieden. Mit zunehmender Potentialdifferenz zwischen Draht und Rohrwand wird die Abscheidung an der Rohrwand verringert. Für eine Potentialdifferenz von 100V wird die Abscheidung halbiert und für eine Potentialdifferenz von 300V wird die Abscheidung an der gekühlten Rohrwand um 87% reduziert.

In Bild 8.5 ist die Reduktion der Abscheidung für unterschiedliche Partikeldurchmesser in Abhängigkeit von der Partikelanzahlkonzentration am Eintritt in die gekühlte Rohrstrecke dargestellt. Die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand wird unabhängig von der Partikelanzahlkonzentration zwischen 40 und 80% reduziert.

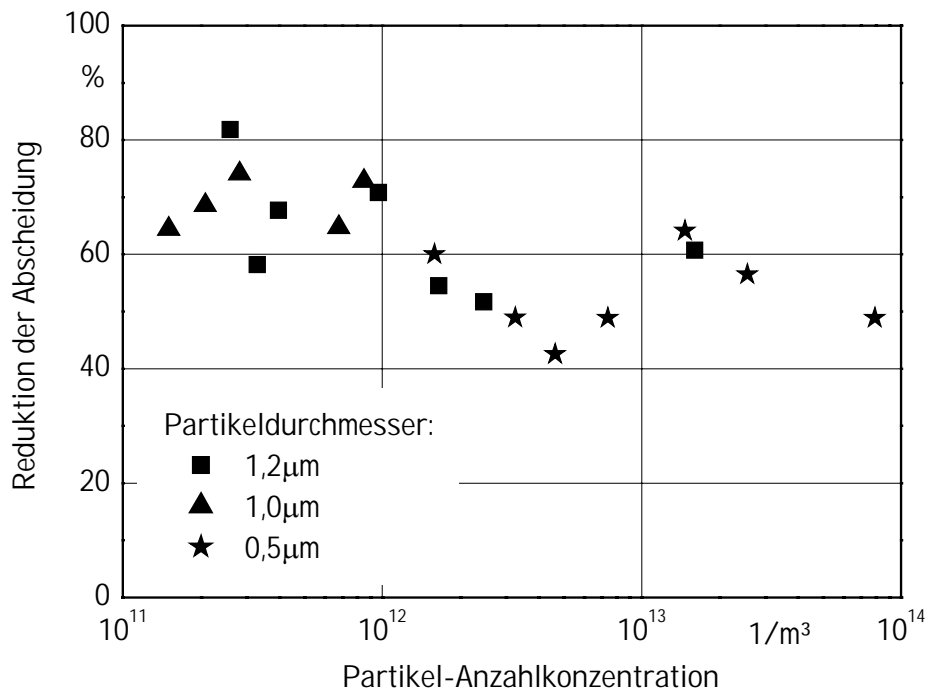


Bild 8.5: Vergleich der Abscheidung mit und ohne elektrischem Feld für unterschiedliche Partikel-Anzahlkonzentrationen am Eintritt in die Messstrecke

8.2.1.2. Messungen mit Hilfe des Messingrohres

Mit dem Messingrohr wird die Abscheidung in Abhängigkeit von der axialen Koordinate gemessen. In Bild 8.6 ist die Abscheidung für unterschiedliche dimensionslose

Temperaturdifferenzen Θ^* aufgetragen. Θ^* ist gemäß Gl.(2.9) definiert. Die Partikeln sind elektrostatisch neutral. Mit zunehmender Temperaturdifferenz Θ^* nimmt die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand zu. Dieses ist darauf zurückzuführen, dass für größere Eingangstemperaturen die Temperaturgradienten in der Nähe der Rohrwand steigen, so dass auch die thermophoretische Kraft in Richtung zur Rohrwand steigt. Die Partikeln erfahren somit eine größere Beschleunigung in die Richtung zur Rohrwand.

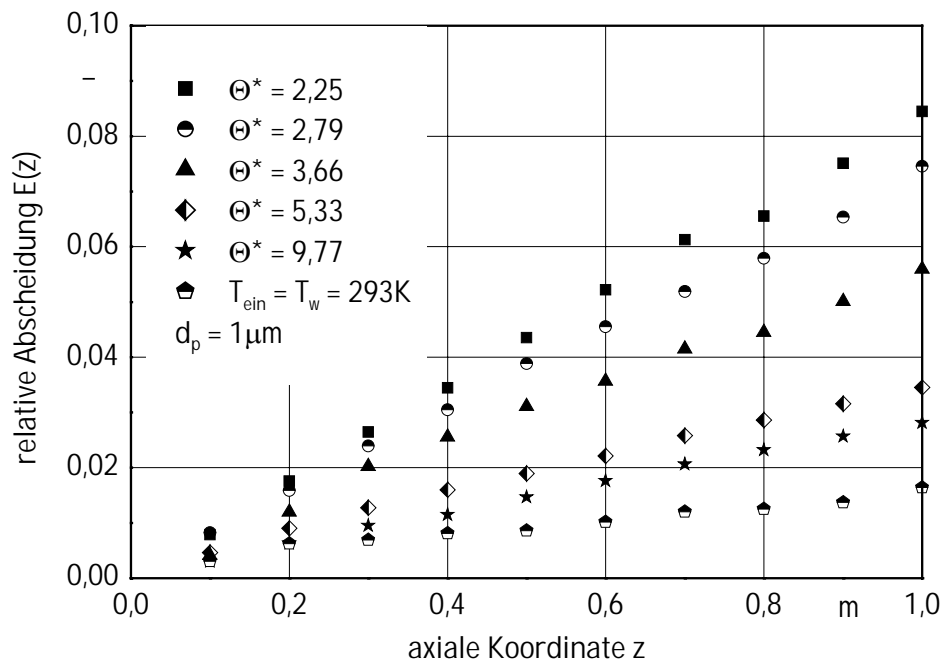


Bild 8.6: Abscheidung für unterschiedliche Eingangstemperaturen. Die Wandtemperatur ist 293K und der Partikeldurchmesser $1\mu\text{m}$ und die Reynolds-Zahl $Re = 1490$

In **Bild 8.7** sind die in **Bild 8.6** dargestellten Messwerte dimensionslos aufgetragen. Dazu wird die Abscheidung durch die maximale thermophoretische Abscheidung dividiert und über der dimensionslosen axialen Koordinate aufgetragen. Die maximale thermophoretische Abscheidung wird wiederum mit Gl.(3.18) von Startmann [14] berechnet. Zusätzlich sind in **Bild 8.7** Messwerte für Partikeldurchmesser von $0,5\mu\text{m}$ und $1,2\mu\text{m}$ aufgetragen und solche, die mit Hilfe des Glasrohres gemessen werden. Dabei ist der Partikeldurchmesser $1,0\mu\text{m}$ und die Eingangstemperatur wird zwischen 373K, 398K und 423K variiert. Sowohl für die dimensionslosen Temperaturdifferenzen als auch für die verschiedenen Partikeldurchmesser liegen die Messwerte nahe beieinander. Auch die mit Hilfe des Glasrohres gemessenen Werte

liegen im Bereich der Messwerte vom Messingrohr, so dass mit Hilfe der Ausgleichsfunktion (durchgezogene Linie)

$$\frac{E(z^*)}{E_{t_Stratmann}} = 6,02 \cdot z^{*0,85} \quad \text{für } z^* < 0,74 \quad (8.2)$$

die Abscheidung $E(z)$ mit

$$E(z) = 6,02 \left[1 - \exp(-0,845 \cdot \beta_{th})^{0,932} \right] (z^*)^{0,85} \quad (8.3)$$

berechnet werden kann. Hierin ist z^* die dimensionslose axiale Koordinate gemäß Gl.(3.15) und mit β_{th} der thermophoretische Koeffizient, der mit Gl (3.17) berechnet wird. Die Länge des Glasrohrs bzw. Messingrohrs beträgt jeweils 1m, so dass für eine maximale Eingangstemperatur von 423K und einen Rohrdurchmesser von 15mm $z^*_{max} = 0,74$ ist. Die Gl.(8.3) ist somit für $z^* < 0,74$ gültig.

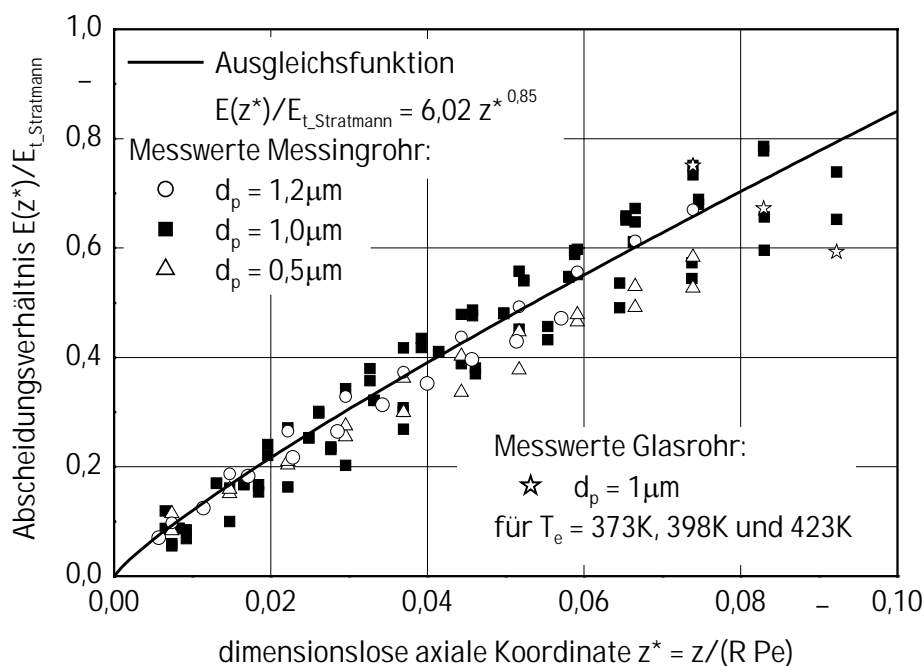


Bild 8.7: Abscheidungsverhältnis in Abhängigkeit von der dimensionlosen axialen Koordinate

Von Montassier, Boulaud und Renoux [18] werden zwei Bereiche der Knudsen-Zahl zum Berechnen der Abscheidung unterschieden. Für den Bereich $Kn > 0,2$ wird die Abscheidung mit Gl.(3.13) berechnet und für $Kn < 0,2$ mit Gl.(3.14). In den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit wird die Knudsen-Zahl zwischen $Kn = 0,11$ und $Kn = 0,26$ variiert. Durch die Ergebnisse der Experimente kann jedoch die Unterteilung in zwei Bereiche der Knudsen-Zahl von Montassier, Boulaud und Renoux [18] nicht bestätigt werden.

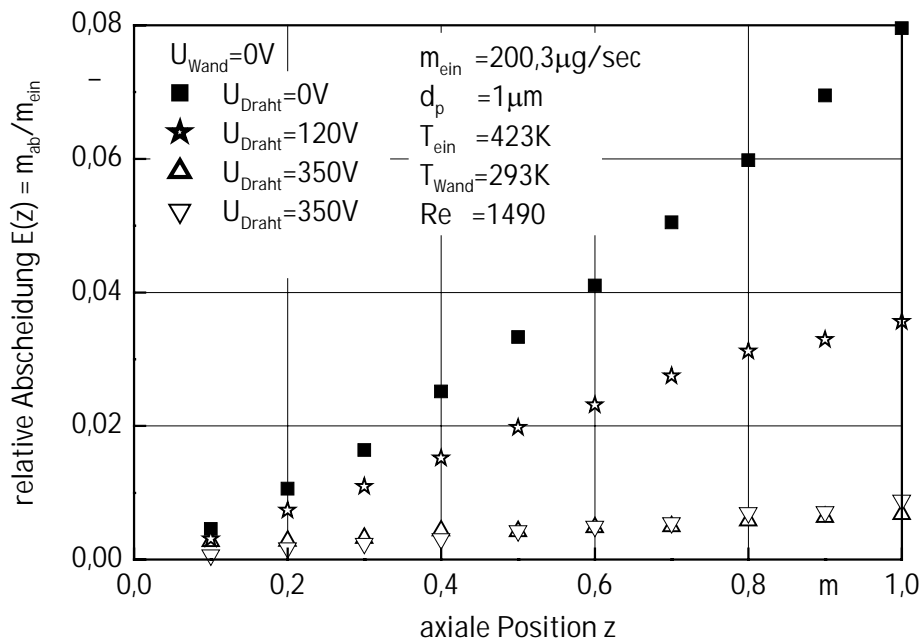


Bild 8.8: Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand für verschiedene Potentialdifferenzen. Der Partikelmassenstrom am Eintritt in die Messtrecke ist $200,3\mu\text{g/s}$, die Reynolds-Zahl beträgt $Re = 1490$. Die Wandtemperatur des Glasrohres ist 293K und die Eintrittstemperatur des Partikel-Gasgemisch ist 423K .

In Bild 8.8 ist die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand für verschiedene Potentialdifferenzen zwischen Draht und Rohrwand dargestellt. Die Strömung ist laminar. Für den Fall, dass auf die Partikeln keine elektrische Kraft wirkt, ist die kumulierte relative Abscheidung für 1m Rohrlänge 0,08. Mit zunehmender Potentialdifferenz zwischen dem Draht und der Rohrwand wird die Abscheidung an der Rohrwand deutlich verringert. Für eine Potentialdifferenz von 120V ist die Abscheidung 0,035, sie wird somit halbiert. Für eine Potentialdifferenz von 350V wird die Abscheidung an der gekühlten Rohrwand um 90% auf 0,008 reduziert.

In Bild 8.9 sind die in Bild 8.8 dargestellten Messergebnisse dimensionslos aufgetragen. Dazu wird die Abscheidung für ein geladenes Partikel-Gasgemisch durch die maximale Abscheidung für ein geladenes Partikel-Gasgemisch dividiert und über der dimensionslosen axialen Koordinate aufgetragen. Die maximale Abscheidung wird mit Gl.(7.7) berechnet. Des Weiteren ist die Abscheidung (berechnet mit Gl.(7.14)) für unterschiedliche Potentialdifferenzen zwischen dem Draht und der Rohrwand sowie für verschiedene Eingangstemperaturen aufgetragen. Dabei ist die mittlere Partikelladung $\mu = 68,3 \cdot 10^{-19} \text{C}$ und die Standardabweichung $\sigma = 61,4 \cdot 10^{-19} \text{C}$.

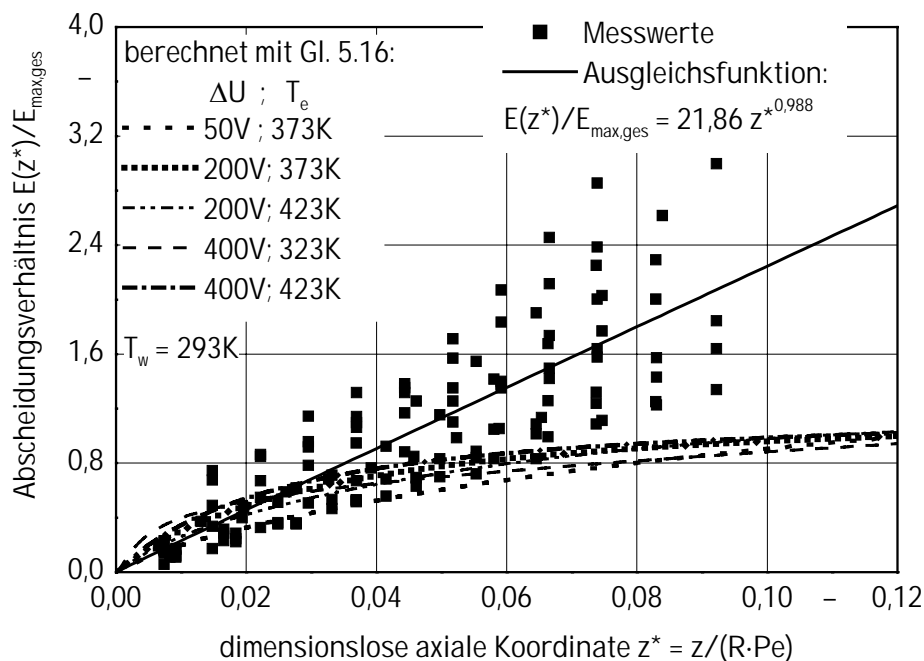


Bild 8.9: Abscheidung dividiert durch die maximale Abscheidung in Abhängigkeit von der dimensionslosen axialen Koordinate für eine mittlere Partikelladung von $\mu = 68,3 \cdot 10^{-19} \text{C}$ und eine Standardabweichung von $\sigma = 61,4 \cdot 10^{-19} \text{C}$

Aus Bild 8.9 wird deutlich, dass auch für große Potentialdifferenzen ein Teil der Partikeln an der Rohrwand abgeschieden wird. Da die elektrische Ladung der Partikeln normal verteilt ist, (siehe Bild 5.8), sind in dem Gasgemisch auch Partikeln vorhanden, deren elektrische Ladung sehr gering ist. Für diese Partikeln ist die thermophoretische Kraft in der Nähe der Rohrwand für weite Strecken größer als die elektrische Kraft. Diese Partikeln werden somit bis zu der axialen Koordinate an der beide Kräfte den gleichen Betrag haben in die Richtung der Rohrwand beschleunigt und an dieser abgeschieden.

Für kleine Werte der dimensionslosen axialen Koordinate z^* stimmen die mit Gl.(7.14) berechneten Abscheidungen gut mit den Messergebnissen überein. Für größere Werte von z^* sind die mit Gl.(7.14) berechneten Abscheidungen geringer als die gemessenen. Die Messwerte werden daher mit einer Ausgleichsfunktion angenähert, so dass sowohl für unterschiedlichen Eingangstemperaturen als auch für die verschiedenen Potentialdifferenzen der Verlauf der Messwerte durch die Ausgleichsfunktion wiedergegeben wird. Die Abscheidung eines geladenen Partikel-Gasgemisches wird dann mit

$$E_{\text{ges}}(z) = 21,86 \cdot E_{\text{max,ges}} \cdot (z^*)^{0,988} \quad (8.4)$$

berechnet. Hierin ist $E_{\text{max,ges}}$ die maximale Abscheidung eines geladenen Partikel-Gasgemisches gemäß Gl.(7.9). Die Gl.(8.4) ist ebenfalls gültig für $z^* < 0,74$.

Werden in Bild 8.9 die Verläufe für sehr große Potentialdifferenzen zwischen dem Draht und der Rohrwand von z.B. 2000V eingetragen, so weichen diese für den Bereich $0,005 < z^* < 0,08$ stark von den in Bild 8.9 dargestellten Verläufen ab. Dieses gilt ebenfalls für sehr große mittlere Partikelladungen. Für die in den experimentellen Untersuchungen mit Hilfe der Korona-Triode erzielte mittlere Ladung von $68,3 \cdot 10^{-19} \text{C}$ und Potentialdifferenzen zwischen 50V und 400V ist die Abweichung zwischen den mit Gl.(7.14) berechneten Abscheidungen $E_{\text{ges}}(z)$ relativ gering. Ihr Gültigkeitsbereich ist daher so einzuschränken, dass die Bedingung

$$\Delta U \cdot \mu < 2700 \cdot 10^{-19} \text{CV} \quad (8.5)$$

erfüllt wird. Dieses ist jedoch keine wesentliche Einschränkung der Anwendbarkeit von Gl.(8.4), da die Partikeln mit einer großen Ladung (z.B. $q_p > 160 \cdot 10^{-19} \text{C}$) für Potentialdifferenzen größer als 400V eine starke Beschleunigung in die Richtung zum Draht erfahren. Dieses folgt aus der starken elektrischen Feldstärke in der Nähe des erhitzten Drahtes. Sofern die thermophoretische Kraft in der Nähe des Drahtes kleiner als die elektrische Kraft ist, werden diese Partikeln auf dem Draht abgeschieden. Daraus folgt, dass auch die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand zunimmt. Durch die Partikeln wird eine "Isolationsschicht" um den Draht gebildet, so dass die Ladungen der äußeren Partikellagen nicht abfließen. Die Abscheidung der Partikeln an dem Draht ist in Bild 8.10 dargestellt. Da an den Draht ein positives Potential gelegt wird und die Partikeln negativ geladen sind, wird das elektrische Feld zwischen dem Draht und der Rohrwand geschwächt bzw. zerstört. In

zahlreichen experimentellen Untersuchungen ist beobachtet worden, dass für Potentialdifferenzen größer als 400V und für eine mittlere Partikelladung von $68,3 \cdot 10^{-19} \text{C}$, die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand steigt. Die Abscheidung für den Fall das zusätzlich auf die Partikeln eine elektrische Kraft wirkt, wird, entgegen der Zielsetzung, gegenüber der Abscheidung, hervorgerufen durch die thermophoretische Kraft und die Partikeldiffusion, nicht vermindert sondern erhöht.

Um zu verhindern, dass die Partikeln an dem Draht abgeschieden werden wird dieser elektrisch erhitzt, so dass auf die Partikeln in der Nähe des Drahtes eine thermophoretische Kraft in Richtung der Rohrwand wirkt. Das Erhöhen der Temperatur des Drahtes ist jedoch nur bis zu einer bestimmten Wert sinnvoll, da für sehr große Temperaturen das Partikel-Gasgemisch nicht mehr gekühlt wird. Die Potentialdifferenz kann daher nur bis zu einem Grenzwert erhöht werden für den die Ungleichung (8.5) erfüllt wird. Aus diesen Gründen kann die Abscheidung für ein geladenes Partikel-Gasgemisch mit Gl.(8.4) für technisch sinnvolle Parameter in guter Näherung berechnet werden.

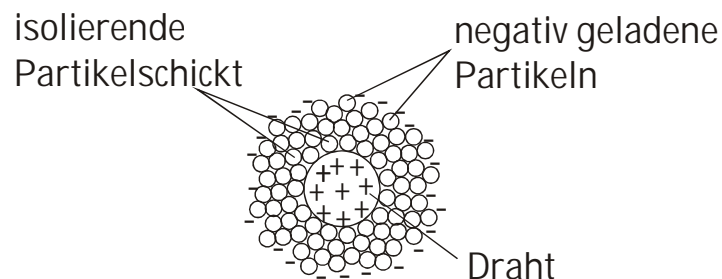


Bild 8.10: Abscheidung der Partikeln an dem erhitzten Draht

8.2.2. Polydisperse Partikeln

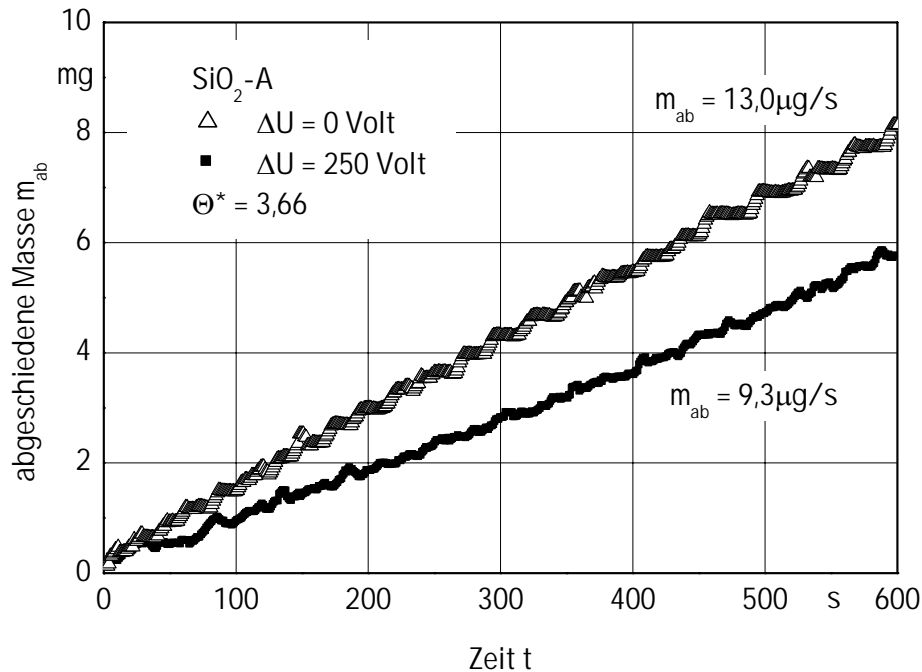


Bild 8.11: Vergleich der Abscheidung mit und ohne elektrische Kraft für $\text{SiO}_2\text{-A}$

In Bild 8.11 ist die Abscheidung für das Pulver $\text{SiO}_2\text{-A}$ dargestellt. Für den Fall, dass die Bewegung der Partikeln nicht durch eine elektrische Kraft beeinflusst wird, ist der an der Rohrwand abgeschiedene Massenstrom $13 \mu\text{g/s}$. Wirkt zusätzlich auf die Partikeln die elektrische Kraft in Richtung der Rohrachse, so wird die Abscheidung an der Rohrwand um ca. 30% auf $9,3 \mu\text{g/s}$ reduziert. Die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand wird somit gegenüber den monosphärischen Partikeln weniger stark reduziert.

Die Partikeldurchmesser für das Pulver $\text{SiO}_2\text{-A}$ variieren zwischen $0,7 \mu\text{m}$ und $80 \mu\text{m}$. Da die Ladung der Partikeln proportional zur Partikeloberfläche ist, wirkt auf die Partikeln mit kleinen Durchmessern eine geringe elektrische Kraft. Die thermophoretische Kraft in der Nähe der Rohrwand ist daher für kleine Partikeln größer als die elektrische Kraft, so dass diese Partikeln in Richtung zur Rohrwand beschleunigt und an dieser abgeschieden werden. Ein Erhöhen der Potentialdifferenz zwischen der Rohrwand und dem Draht auf beispielsweise 1000V ist jedoch nicht möglich, da auf die Partikeln mit einem großen Durchmesser und großen Ladungen dann eine starke elektrische Kraft wirkt, so dass diese Partikeln an dem

Draht abgeschieden werden. Werden Partikeln an dem Draht abgeschieden, so wird das elektrische Feld (siehe Bild 8.10) gestört. Dieser Vorgang wird ausführlich in Kapitel 8.2.1.2. beschrieben. Daher wird für Pulver mit einer polydispersen Partikelverteilung die Abscheidung an der Rohrwand weniger reduziert als für Pulver mit Partikeln gleichen Durchmessers.

8.3. Turbulente Rohrströmungen

8.3.1. Messungen mit Hilfe des Glasrohres

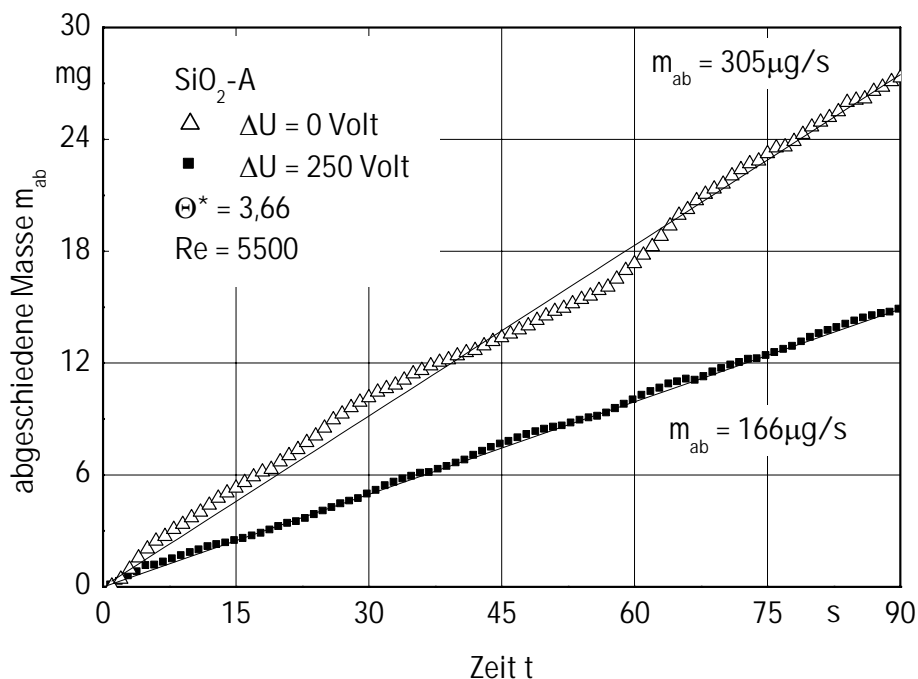


Bild 8.12: Vergleich der Abscheidung mit und ohne elektrische Kraft für das Pulver SiO₂-A. Die dimensionlose Temperaturdifferenz ist 3,66 ,die Wandtemperatur 293K und die Reynolds-Zahl 5500.

In Bild 8.12 ist die Abscheidung für das Pulver SiO₂-A aufgetragen. Wird die Bewegung der Partikeln in radialer Richtung nur durch die thermophoretische Kraft und die Partikeldiffusion beeinflusst, so ist der an der Rohrwand abgeschiedene Partikelmassenstrom 305μg/s . Wird dem Temperatur- und Konzentrationsfeld ein elektrisches Feld überlagert, so

dass die Bewegung der geladenen Partikeln in radialer Richtung zusätzlich durch die elektrische Kraft beeinflusst wird, so wird die Abscheidung um 46% auf $166\mu\text{g/s}$ reduziert. Dabei ist die Potentialdifferenz zwischen dem Draht und der Rohrwand 250V .

In Bild 8.13 ist die Abscheidung für das Pulver $\text{SiO}_2\text{-B}$ dargestellt. Durch die elektrische Kraft wird die Abscheidung von $106\mu\text{g/s}$ für eine Potentialdifferenz von 0V um 41% auf $63\mu\text{g/s}$ für eine Potentialdifferenz 200V reduziert.

Für beide Pulver kann die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand für die turbulente Rohrströmung somit verringert werden.

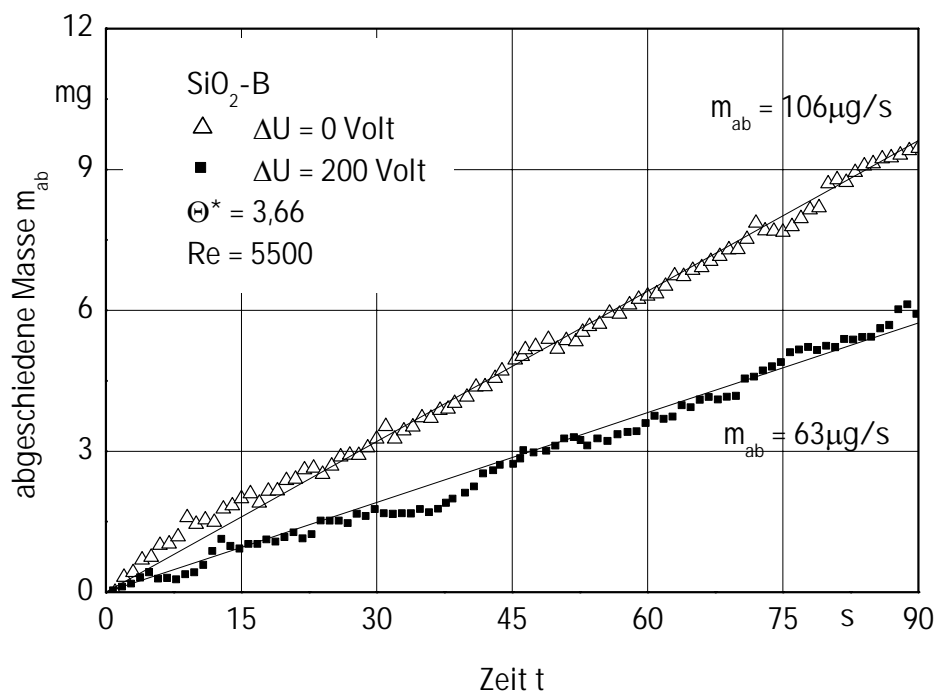


Bild 8.13: Vergleich der Abscheidung mit und ohne elektrische Kraft für das Pulver $\text{SiO}_2\text{-B}$. Die dimensionlose Temperaturdifferenz ist $3,66$ mit einer Wandtemperatur von 293K und die Reynolds-Zahl ist 5500 .

8.3.2. Messungen mit Hilfe des Messingrohres

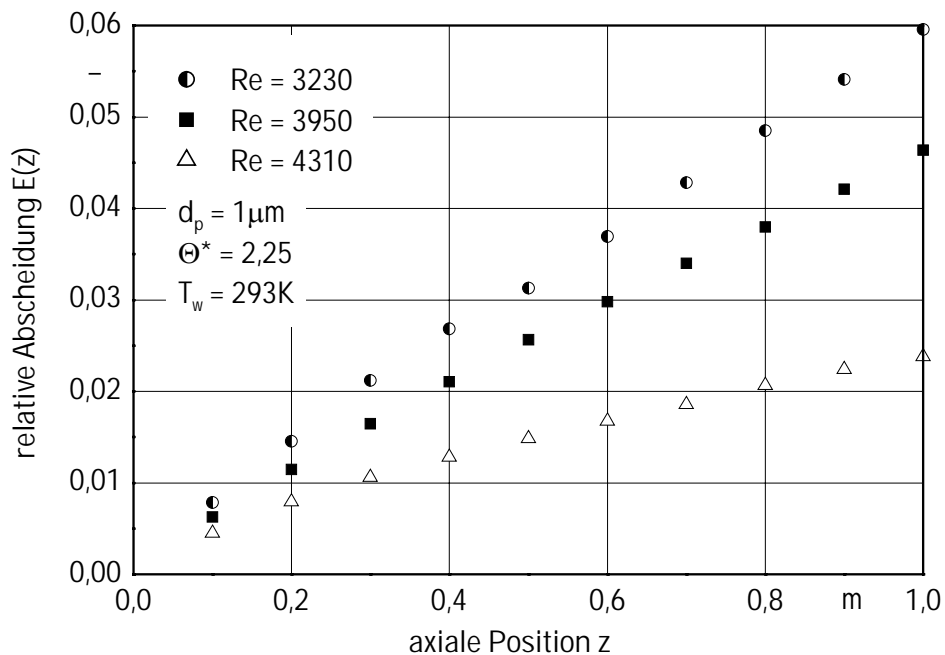


Bild 8.14: Vergleich der Abscheidung für unterschiedliche Reynolds-Zahlen. Die dimensionlose Temperaturdifferenz ist 2,25 mit einer Wandtemperatur von 293K und der Partikeldurchmesser ist $1 \mu\text{m}$.

In Bild 8.14 ist die Abscheidung für unterschiedliche Reynolds-Zahlen Re dargestellt. Aus den Messwerten folgt, dass mit zunehmender Reynolds-Zahl die Abscheidung abnimmt. Dieses Ergebnis wird ebenfalls durch die Gl.(3.31) sowie durch die experimentellen Untersuchungen von Byers und Calvert [4] sowie Nishio, Kitani und Takahashi [13] bestätigt.

In Bild 8.15 ist die Abscheidung für unterschiedliche Reynold-Zahlen und Eingangstemperaturen dimensionslos aufgetragen. Des Weiteren ist die Abscheidung berechnet mit der Gl.(3.31) von Byers und Calvert [4] (durchgezogene Linie) aufgetragen. Entsprechend der maximalen thermophoretischen Abscheidung für die laminare Rohrströmung wird eine maximale thermophoretische Abscheidung für die turbulente Rohrströmung definiert.

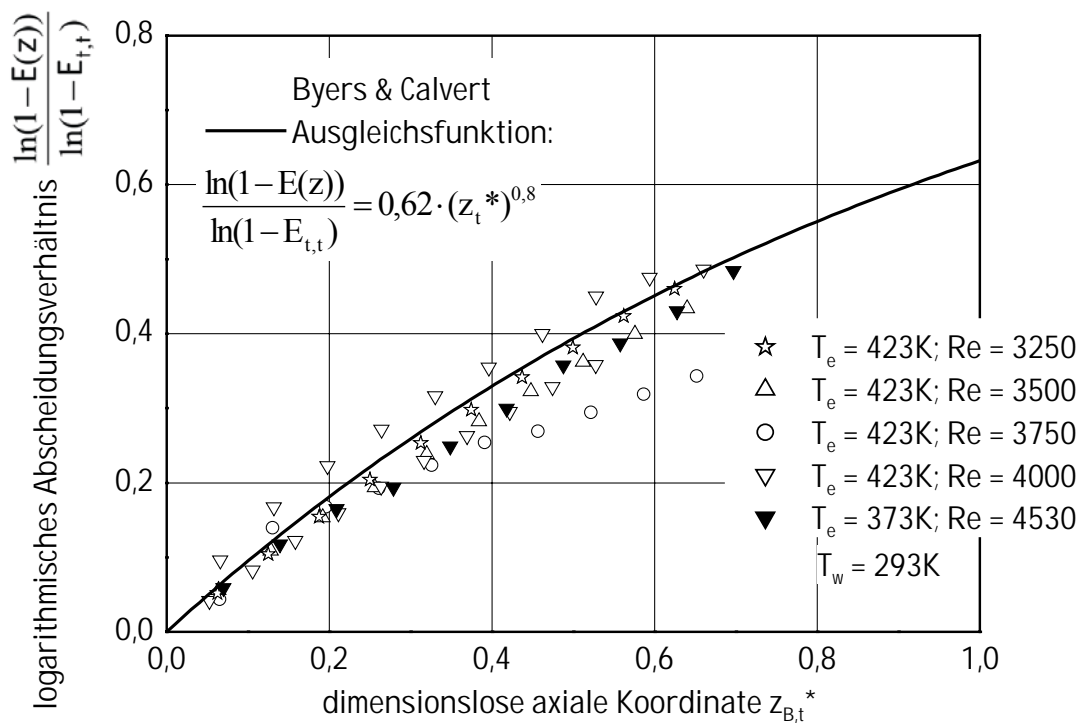


Bild 8.15: Logarithmisches Abscheidungsverhältnis in Abhängigkeit von der dimensionslosen axialen Koordinate nach Byers und Calvert [4]

Die maximale thermophoretische Abscheidung unter Berücksichtigung von Gl.(3.31) lautet

$$E_{t,t} \equiv E(z \rightarrow \infty) = 1 - \exp \left[- \frac{1}{6} \frac{\text{Nu Re } \psi}{a} \cdot (1 + C_s \cdot \text{Kn}) d_p \cdot \frac{K_{\text{th}}}{C_s} \cdot c_{\text{tm}} \cdot \text{Kn} \cdot (T_e - T_w) \right]. \quad (8.6)$$

Hierin ist Nu die Nusselt-Zahl gemäß Gl.(3.19), Re die Reynolds-Zahl gemäß Gl.(3.16), ψ die Widerstandszahl nach Blasius gemäß Gl.(3.32), K_{th} der thermophoretische Koeffizient, der z.B. mit Gl.(4.25) berechnet werden kann, C_s die Schlupfkorrektur gemäß Gl.(4.12) und Kn die Knudsen-Zahl gemäß Gl.(4.9). In Gl.(8.6) ist a die Temperaturleitfähigkeit des Partikel-Gasgemisches, d_p der Partikeldurchmesser, $c_{\text{tm}} = 0,461 \frac{\text{m}}{\text{sK}}$ ein Koeffizient für die thermische

Geschwindigkeit, T_e die Eintrittstemperatur des Gemisches und T_w die Wandtemperatur. Nach Einsetzen von Gl.(8.6) in Gl.(3.31) und Umstellen gilt für das dimensionslose logarithmische Abscheidungsverhältnis

$$\frac{\ln(1 - E(z))}{\ln(1 - E_{t,t})} = 1 - \exp(z_{B,t}^*) \quad (8.7)$$

Die dimensionslose axiale Koordinate für die turbulente Rohrströmung wird von Byers und Calvert [4] mit

$$z_{B,t}^* = 2 \frac{\text{Nu}}{\text{Re Pr}} \frac{z}{R} \quad (8.8)$$

angegeben. Hierin ist R der Rohrradius. Die in Bild 8.15 dargestellten Messergebnisse werden durch die von Byers und Calvert [4] angegebene Gl.(3.31) in guter Näherung wiedergegeben. Für Reynolds-Zahlen im Bereich $2300..10^6$ kann die Nusselt-Zahl Nu mit der Gl.(3.28) von Gnielinski [40] berechnet werden.

Für turbulente Strömungsfelder mit Reynolds-Zahlen größer 2300 steigt entsprechend Gl.(3.27) die Nusselt-Zahl proportional zu $\text{Re}^{0,8}$:

$$\text{Nu} \sim \text{Re}^{0,8} \quad \text{für } \text{Re} > 2300. \quad (8.9)$$

Die Definition der dimensionslosen axialen Koordinate z_t^* für die turbulente Rohrströmung lautet

$$z_t^* \equiv \frac{z}{R \text{Re}^{0,2} \text{Pr}} \quad (8.10)$$

In Bild 8.16 sind die in Bild 8.15 dargestellten Messergebnisse über der axialen Koordinate z_t^* aufgetragen. Sowohl die Messwerte für die unterschiedlichen Reynolds-Zahlen als auch für die zwei Eingangstemperaturen werden durch die Ausgleichsfunktion (durchgezogene Linie)

$$\frac{\ln(1 - E(z))}{\ln(1 - E_{t,t})} = 0,038 \cdot (z_t^*)^{0,86} \quad (8.11)$$

in sehr guter Näherung wiedergegeben. Die Abscheidung $E(z)$ für die turbulente Rohrströmung kann somit mit der Gl.(8.11) berechnet werden.

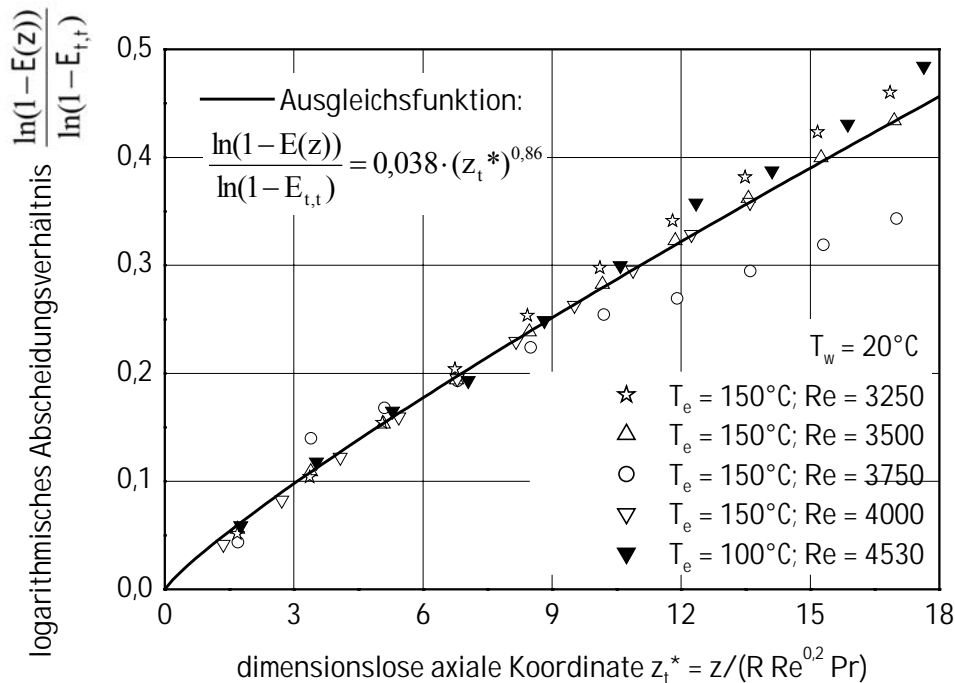


Bild 8.16: Logarithmisches Abscheidungsverhältnis in Abhängigkeit von der dimensionlosen axialen Koordinate z_t^*

In den Bildern Bild 8.17 bis Bild 8.19 werden für unterschiedliche Reynolds-Zahlen und Eingangstemperaturen die Abscheidungen der Partikeln an der Rohrwand verglichen. Für die offenen Symbole wird die Bewegung der Partikeln in radialer Richtung nur durch die thermophoretische Kraft und Partikeldiffusion beeinflusst. Für die geschlossene Symbole wirkt auf die Partikeln in radialer Richtung zusätzlich die elektrischer Kraft. Die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand wird zwischen 78% und 89% reduziert. Aus den Messergebnissen folgt, dass ebenfalls für die turbulente Rohrströmung die Abscheidung an der Rohrwand mit Hilfe einer elektrischen Kraft reduziert wird.

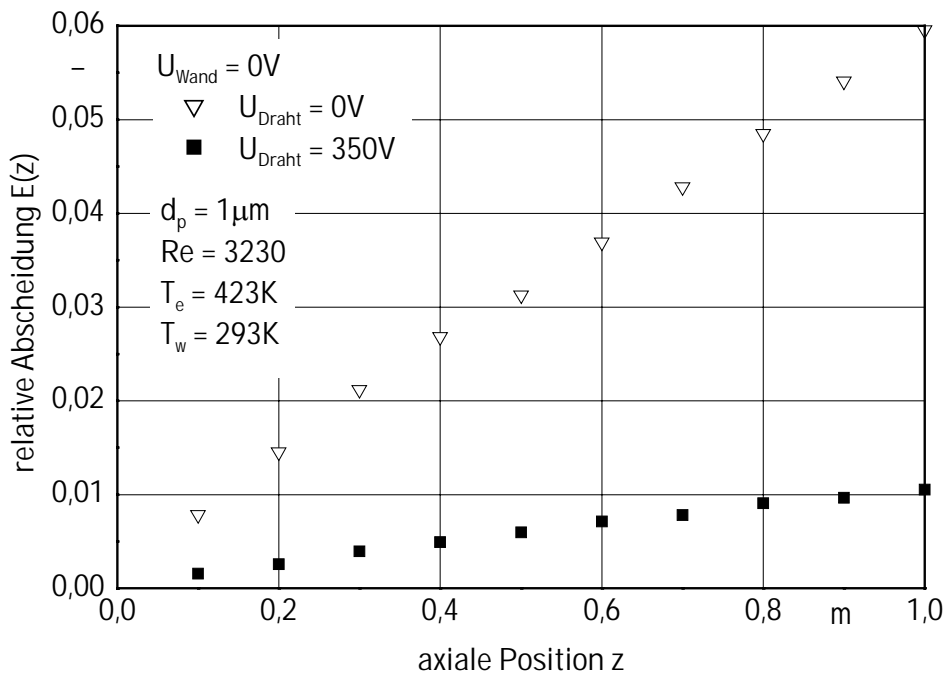


Bild 8.17: Abscheidung in Abhängigkeit von der axialen Koordinate z für eine Reynolds-Zahl von $Re = 3230$ und eine Eintrittstemperatur von $423K$

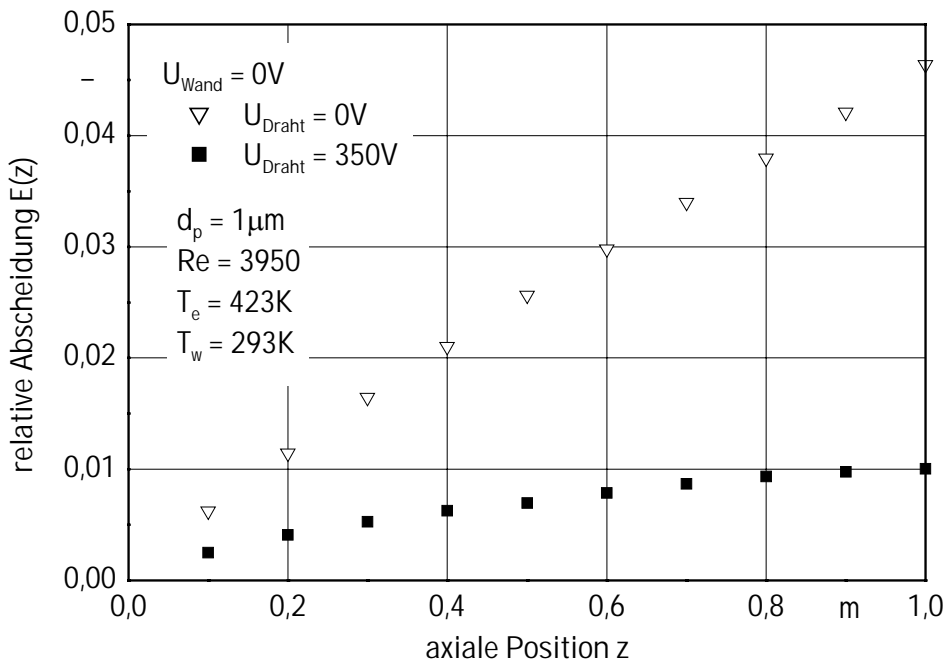


Bild 8.18: Abscheidung in Abhängigkeit von der axialen Koordinate z für eine Reynolds-Zahl von $Re = 3950$ und eine Eintrittstemperatur von $423K$

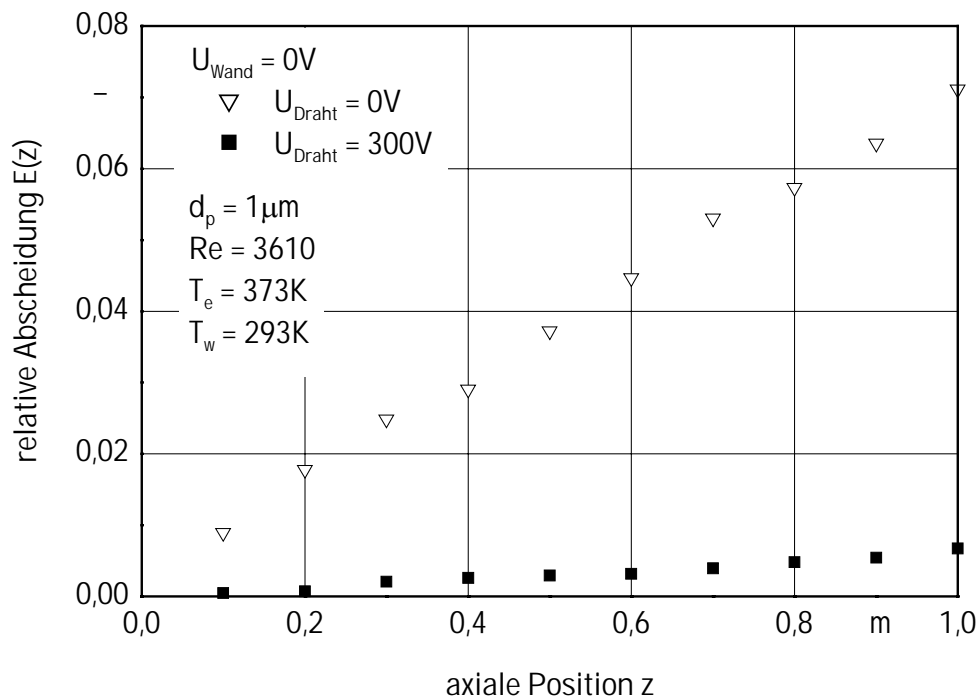


Bild 8.19: Abscheidung in Abhängigkeit von der axialen Koordinate z für eine Reynolds-Zahl von $Re = 3610$ und eine Eintrittstemperatur von 373K

8.4. Diskussion der Messergebnisse

Aus den Messergebnissen folgt, dass mit Hilfe der elektrischen Kraft zwischen dem erhitzten Draht und der Rohrwand die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand für die laminare und turbulente Rohrströmung erheblich reduziert wird.

Wird zwischen dem axial gespannten Draht und der Rohrwand ein elektrisches Feld erzeugt, so wird die Bewegung der geladenen Partikeln zusätzlich durch eine elektrische Kraft, die in die Richtung zur Rohrmitte wirkt, beeinflusst. Für die laminare Strömung gilt: Ist die elektrische Kraft größer als die Summe der thermophoretischen Kraft und der Kraft aufgrund des Konzentrationsgradienten, der sogenannten diffusiven Kraft, so werden die Partikeln in die Richtung zur Rohrmitte beschleunigt. Partikeln mit einer geringen Ladung, für die die elektrische Kraft kleiner als die Summe der eben genannten Kräfte ist, werden in Richtung zur Rohrwand beschleunigt und an dieser abgeschieden. Daraus folgt, dass auch unter dem

Einfluss der elektrischen Kraft ein geringer Anteil der Partikeln an der Rohrwand abgeschieden wird.

Das turbulente Strömungsfeld wird in den Kernbereich, Übergangsbereich und die laminare Unterschicht eingeteilt. Im Kernbereich wird die Bewegung der Partikeln durch turbulente Querbewegungen beeinflusst. Die thermophoretische und elektrische Kraft sowie die Partikeldiffusion haben dort keinen Einfluss auf die Bewegung der Partikeln. Im Übergangsbereich klingen die turbulenten Bewegungen ab. In der laminaren Unterschicht wird die Bewegung der Partikeln in radialer Richtung durch die thermophoretische und elektrische Kraft sowie die Partikeldiffusion beeinflusst. In der laminaren Unterschicht werden die Partikeln in Richtung der Rohrwand beschleunigt, sofern die elektrische Kraft kleiner als die Summe aus thermophoretischen und der diffusiven Kräften ist. Für größere elektrische Kräfte tritt der umgekehrte Fall ein: die Partikeln bewegen sich in Richtung zur Rohrmitte. Somit wird auch für die turbulente Rohrströmung die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand verringert.

9. Schlussbetrachtungen

Mit Hilfe der experimentellen Ergebnisse wird dargelegt, dass die Abscheidung monosphärischer Partikeln an der Rohrwand für laminare und turbulente Rohrströmungen deutlich verringert werden kann. Dies gilt auch für Pulver mit einer polydispersen Partikelverteilung. Die Abscheidung wird sowohl für den Fall reduziert, dass Einzelpartikeln im Gasstrom dispergiert sind, als auch für den Fall, dass die Partikeln aus langkettigen Agglomeraten bestehen. Es wird jedoch beobachtet, dass die Abscheidung für die Agglomerate größer ist. Um die Abscheidung der Partikeln an der Rohrwand zu vermeiden, werden diese zuerst elektrostatisch unipolar aufgeladen. Dem Temperatur- und Konzentrationsfeld wird dann ein elektrisches Feld überlagert, so dass die Partikeln in Richtung der Rohrmitte beschleunigt werden. Die Abscheidung an der Rohrwand ist abhängig von der Ladung der Partikeln. Je enger die Verteilung der Ladung auf den Partikeln ist, d.h. je geringer die Standardabweichung der Ladungsverteilung ist, desto stärker kann die Abscheidung reduziert werden.

Für die laminare Rohrströmung wird eine Gleichung zum Berechnen der Abscheidung aus einem ungeladenen Partikel-Gasgemisch aus den experimentellen Untersuchungen hergeleitet. Die Abscheidung wird mit Gl.(8.3) berechnet. In Bild 9.1 ist die so berechnete Abscheidung im Vergleich zu den Ergebnisse der Gleichungen von in Kapitel 3 (siehe Bild 3.1) erläuterten Forschergruppen dargestellt. Der thermophoretische Koeffizient K_{th} wird nach Talbot, Cheng, Schefer und Willis [68] mit Gl.(4.25) berechnet. Mit Ausnahme der Gleichung von Batchelor und Shen [20] wird mit Gl.(8.3) eine größere Abscheidung als von den anderen Forschergruppen berechnet. Die Gl.(3.7) von Batchelor und Shen [20] wird jedoch nicht mit Messergebnissen verglichen und ist daher nur bedingt aussagekräftig. Die experimentellen Untersuchungen der Forschergruppen werden alle in Rohrleitungen mit Radien kleiner als 5mm durchgeführt. Dadurch wird die Abscheidung der Partikeln besonders durch Randeffekte, wie z.B. die Form des Konzentrationsprofils am Eintritt in die Messstrecke, beeinflusst. Es werden daher zu kleine Abscheidungen gemessen. In den experimentellen Untersuchungen der vorliegenden Arbeit ist der Radius der Messstrecke 15mm, so dass der Einfluss der Randeffekte auf die Messergebnisse gering ist.

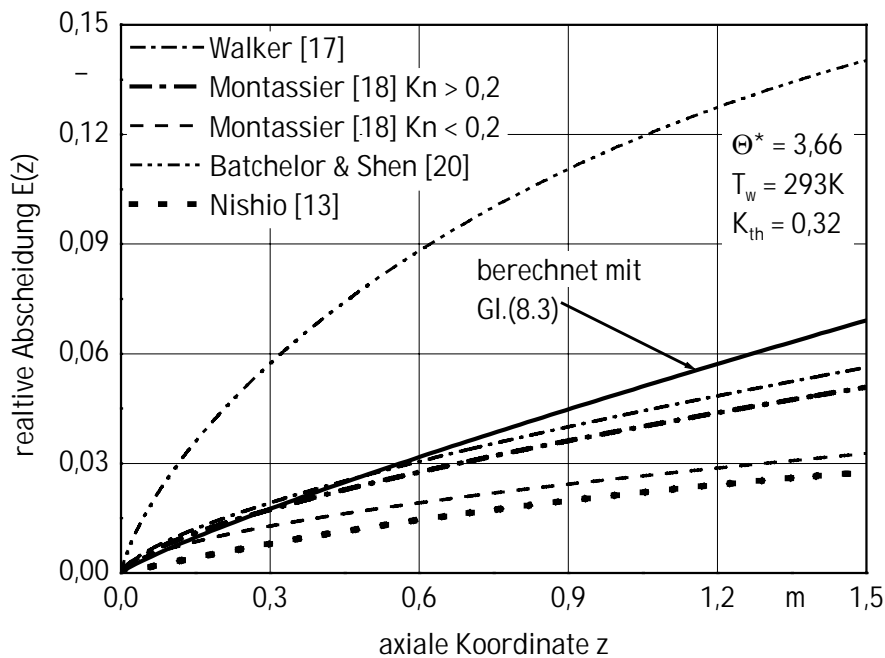


Bild 9.1: Vergleich der Abscheidung für die laminare Rohrströmung

Mit Hilfe der Ergebnisse aus experimentellen Untersuchungen wird die Gleichung (8.4) zum Berechnen der Abscheidung aus einem geladenen Partikel-Gasgemisch für die laminare Rohrströmung hergeleitet. Dazu werden die Partikeln mit Hilfe der Koronaentladung unipolar negativ aufgeladen. Es wird ein elektrisches Feld zwischen einem entlang der Rohrachse gespannten Draht und der Rohrwand erzeugt. Die Abscheidung an der Rohrwand wird gemessen. Für das Berechnen der Abscheidung wird jedoch die Kenntnis der Ladungsverteilung auf den Partikeln vorausgesetzt.

Für die turbulente Rohrströmung kann die Abscheidung aus einem ungeladenen Partikel-Gasgemisches mit Gl.(8.11) berechnet werden. Sie wird ebenfalls mit Hilfe von experimentellen Ergebnissen hergeleitet. In Bild 9.2 ist die so berechnete Abscheidung im Vergleich zu verschiedenen in Kapitel 3 erläuterten Ergebnissen unterschiedlicher Forschergruppen dargestellt. Der thermophoretische Koeffizient K_{th} wird nach Talbot, Cheng, Schefer und Willis [68] mit Gl.(4.25) berechnet. Von Nishio, Kitani und Takahashi [11] sowie Romay, Takagaki, Pui und Lin [13] werden zu geringe Abscheidungen berechnet. Im Gegensatz dazu wird sie mit der Gl.(3.31) von Byers und Calvert [4] als zu groß berechnet.

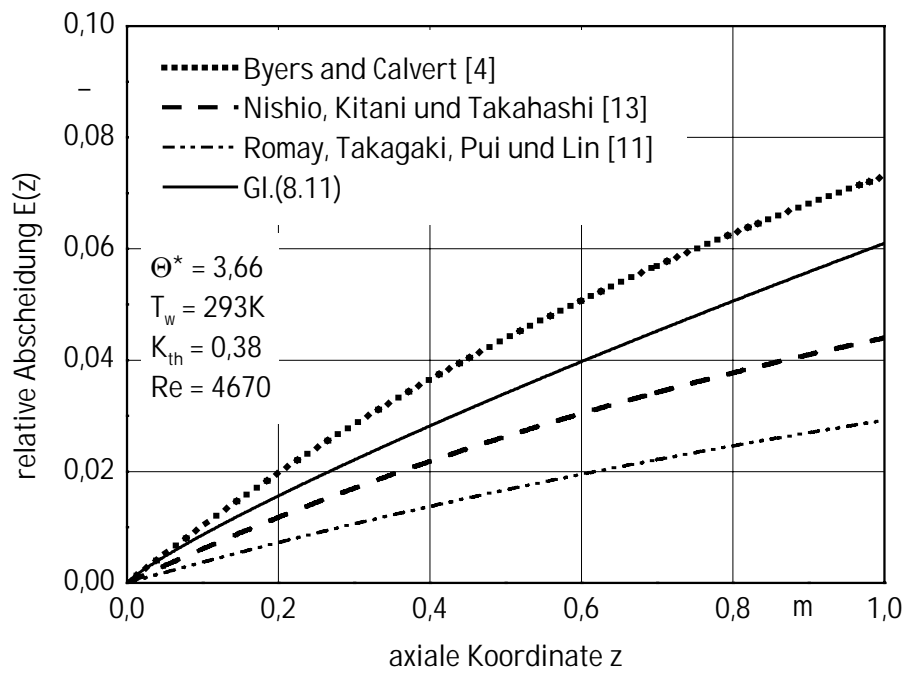


Bild 9.2: Vergleich der Abscheidung für die turbulente Rohrströmung

Literaturverzeichnis

- [1] A. Wagner: Partikelbildung durch Desublimation in einer adiabaten expandierenden Gasströmung. Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 3, Nr. 628 (1999)
- [2] A. Wagner, D. Mewes: Generation of Fine Solid Particles by Continuous Desublimation in a Gas Mixture. Fine Solid Particles, Shaker-Verlag Aachen, 1997
- [3] B. Singh, R. L. Byers: Particle Deposition Due to Thermal Force in the Transition and Near-Continuum Regimes; Ind. Eng. Chem. Fundam. 11 (1972) 1, 127-133
- [4] R. L. Byers, S. Calvert: Particle Deposition from Turbulent Streams by Means of Thermal Force; I&EC Fundamentals, 8 (1969) 4, 646-655
- [5] M. S. El-Shobokshy: A Method for Reducing The Deposition of Small Particles from Turbulent Fluid by Creating a Thermal Gradient at the Surface; The Canadian Journal of Chemical Engineering 59 (1981) 4, 155-157
- [6] A.I. Leont'ev, E.A. Tsalko: Transport of Aerosol Particles in a Nonisothermal Turbulent Stream, High Temperature 7 (1969) 4, 654-661
- [7] A. A. Ots, I. R. Mikk, H. A. Käär: Heat Surface Fouling by Graphite Particles Deposition from Turbulent Gas Flow; 8th International Heat Transfer Conference (San Francisco 1986), s. 2561-2565
- [8] P. J. Whitmore, A. Meisen: Estimation of Thermo- and Diffusiophoretic Particle Deposition; The Canadian Journal of Chemical Engineering 55 (1977) 6, 279-285
- [9] P. J. Whitmore, A. Meisen: Diffusiophoresis under Turbulent Conditions; Aerosol Science and Technology, 4 (1973), 435-446
- [10] S. A. Slater, A. D. Leeming, J. B. Young: Particle Deposition from Two-Dimensional Turbulent Gas Flows; International Journal of Multiphase Flow, 29 (2003), 721-750
- [11] F. J. Romay, S.S. Takagaki, Y. H. Pui, Y.H. Lin: Thermophoretic Deposition of Aerosol Particles in a Turbulent Pipe Flow; Journal of Aerosol Science, 29 (1998) 8, 943-959
- [12] A. R. Nadkarni, R. Mahalingam: Aerosol Behavior in Temperature and Concentration Gradient Fields in Nonisothermal Tube Flow; AIChE Journal 31 (1985) 4, 603-614

- [13] G. Nishio, S. Kitani, K. Takahashi: Thermophoretic Depositino of Aerosol Particles in a Heat-Exchanger Pipe; *Ind. Eng. Chem., Process Des. Develop.* 13 (1974) 4, 408-415
- [14] F. Stratmann: Partikeltransport in einer gekühlten laminaren Rohrströmung durch gleichzeitige Konvektion, Diffusion und Thermophorese, Dissertation (1992), Gerhard-Mercator-Universität-Gesamtschule Duisburg
- [15] F. Stratmann, H. Fissan: Convection, Diffusion and Thermophoresis in Cooled Laminar Tube Flow; *Journal of Aerosol Science*, 19 (1988) 7, 793-796
- [16] F. Stratmann, S. Friedlander, H. Fissan, A Papperger: Suppression of Particle Deposition to Surfaces by the Thermophoretic Force; *Journal of Aerosol Science*, 18 (1987) 6, 651-654
- [17] K. L. Walker, G. M. Homsy, F. T. Geyling: Thermphoretic Deposition of Small Particles in Laminar Tube Flow; *Journal of Colloid and Interface Science* 69 (1979) 1, 138-147
- [18] N. Montassier, D. Boulaud, A. Renoux: Experimental Study of Thermophoretic Particle Deposition in Laminar Tube Flow; *Journal of Aerosol Science* 22 (1991) 5, 677-687
- [19] N. Montassier, D. Boulaud, F. Stratmann, H. Fissan: Comparison between Experimental Study and Theoretical Modes of Thermophoretic Particle Deposition in Laminar Tube Flow; *Journal of Aerosol Science*, 21 (1990), 85-88
- [20] G. K. Batchelor, C. Shen: Thermophoretic Deposition of Particles in Gas Flowing Over Cold Surfaces 107 (1985) 1, 21-37
- [21] M. C. Weinberg: Thermophoretic Deposition in a Tube with a Variable Wall Temperature; *Journal of Colloid and Interface Science* 87 (1982) 2, 579-580
- [22] M. C. Weinberg: Calculation of Thermophoretic Deposition Efficiency of Particles in Tubes; *Journal of Colloid and Interface Science* 84 (1981) 2, 550-551
- [23] M. C. Weinberg: Thermophoretic Deposition Efficiency for a Nonuniform Inlet Particle Concentration; *Journal of the American Ceramic Society* 65 (1982) 12, 638-641
- [24] M. Moo-Young, K. Yamaguchi: Analysis of Thermophoretic Deposition of Aerosol Particles from Laminar-Flow Gas Streams; *Chemical Engineering Science* 30 (1975), 1291-1295

- [25] S. E. Pratsinis, K. S. Kim: Particle Coagulation, Diffusion and Thermophoresis in Laminar Tube Flows; *J. Aerosol Sci.*, 20 (1989) 1, 101-111
- [26] M. S. El-Shobokshy: Investigation on the Effect of Thermal Forces on Micron Size Aerosol Particles in Laminar Flow; *Chemical Engineering Science*, 40 (1985) 7, 1317-1319
- [27] H. Schäfer: Das Abscheiden submikroner Partikeln durch thermische Kräfte und Diffusionskräfte, Dissertation (1995), Universität Hannover
- [28] F. Schmidt: Transport submikroner Partikel zu einer laminar umströmten Kreisscheibe, Dissertation (1994), Gerhard-Mercator-Universität-Gesamtschule Duisburg
- [29] F. Schmidt, H. Fißan, K. G. Schmidt: Numerische Berechnung des Partikeltransportes zu einer laminar angeströmten Kreisscheibe, Dissertation (1994), Gerhard-Mercator-Universität-Gesamtschule Duisburg
- [30] S. Opiolka: Partikeltransport zu laminar senkrecht angeströmten Oberfläche, Dissertation (1992), Universität-Gesamthochschule-Duisburg
- [31] F. Schmidt: Transport und Abscheidung submikroner Partikel; Habilitationsschrift, (2001), Gerhard- Mercator- Universität Duisburg, 2001
- [32] C. Sager, F. Schmidt, K. G. Schmidt: Untersuchungen zur Partikeldeposition in Probenahmeleitungen aufgrund verschiedener Transportmechanismen; 61 (2001) 5, 207-211
- [33] Y. C. Chang, M. B. Ranade, J. W. Gentry: Thermophoretic Deposition of Aerosol Particles on Transport Tubes; *Journal of Aerosol Science* 21 (1990), 81-84
- [34] A. L. Yarin, T. L. Nudlina: Thermophoretic Deposition of Fine Particles From Longitudinal Flow Over a Cylinder; *Journal of Aerosol Science*, 233 (1992) 2, 87-95
- [35] S. L. Goren: Thermophoresis of Aerosol Particles in the Laminar Boundary Layer on a Flat Plate; *Journal of Colloid and Interface Science*, 61 (1977) 1, 77-85
- [36] Y. Ye, D. Y. H. Pui, B. Y. H. Liu, S. Opiolka, S. Blumhorst, H. Fissan: Thermophoretic Effect of Particle Deposition on a Free Standing Semiconductor Wafer in a Clean Room; *Journal of Aerosol Science*, 22 (1991) 1, 63-72
- [37] L. Graetz: Über die Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten; *Ann. Phys., Neue Folge* 18 (1883), 79-94 und 25 (1885), 337-357

- [38] J. R. Brock: On the Theory of Thermal Forces Acting on Aerosol Particles; Journal of Colloid Science 17 (1962), 768-780
- [39] J. R. Sellars, M. Tribus, J. S. Klein: Heat Transfer to Laminar Flow in a Round Tube or Flat Conduit – The Graetz Problem Extended; Transactions of the ASME (1956) 2, 441-448
- [40] VDI-Wärmeatlas, Berechnungsblätter für den Wärmeübergang; 7. Auflage, VDI Verlag, Düsseldorf 1994
- [41] W. Nußelt: Die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von der Rohrlänge; Z. Ver. Dtsch. Ing. 54 (1910), 1154-1158
- [42] M. Jakob: Heat Transfer; 4. Auflage, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1955
- [43] H. D. Baehr, K. Stephan: Wärme- und Stoffübertragung; Springer-Verlag, Berlin, 1994
- [44] G. N. Brown: Heat or Mass Transfer in a Fluid in Laminar Flow in a Circular Duct or Flat Conduit; Amer. Inst. Chem. Eng. J. 6 (1960), 179-183
- [45] R. Baron-Bird, W. E. Stewart, E. N. Lightfoot: Transport Phenomena; John Wiley & Sons, Inc., New York 1966
- [46] B. Eck: Technische Strömungslehre, Band 1: Grundlagen; 9. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1988
- [47] Blasius: Mitt. Forschungsarbeit; VDI Heft 131 (1913)
- [48] W. C. Hinds: Aerosol Technology, Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles; 2. Auflage, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1999
- [49] S. K. Friedlander, H. F. Johnstone: Deposition of Suspended Particles from Turbulent Gas Streams; Industrial and Engineering Chemistry, 49 (1957) 7, 1151-1156
- [50] J. Tyndall: On Dust and Disease; proc. R. Inst., 6 (1870), 1-14
- [51] J. Aitken: On the Formation of Small Clear Spaces in Dusty Air; Trans. R. Soc. Edinb. 32 (1884), 239-272
- [52] S. Chapman, T.G. Cowling: The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases; Cambridge University Press, 3rd Edition, Cambridge 1970
- [53] J. H. Jeans: The Dynamical Theory of Gases, Cambridge University Press, London 1925

- [54] W. Li, E. J. Davis: The Effects of Gas and Particle Properties on Thermophoresis; *J. Aerosol Sci.*, 26 (1995) 7, 1085-1099
- [55] W. Li, E. J. Davis: Measurement of the Thermophoretic Force by Electrodynamic Levitation: Microspheres in Air; *J. Aerosol Sci.*, 26 (1995) 7, 1063-1083
- [56] Y. Sone, K. Aoki: Negative Thermophoresis: Thermal Stress Slip Flow Around a Spherical Particle in a Rarefied Gas; *Program of Astronaut Aeronaut*, 74 (1980), 489-503
- [57] S. P. Bakanov: Thermophoresis in Gases at Small Knudsen Numbers; *Sov. Phys. Usp.*, 35 (1992) 9, 783-792
- [58] B. V. Derjaguin, A. I. Storozhilova, Y. I. Rahinovich: Experimental Verification of the Theory of Thermophoresis of Aerosol Particles, *Journal of Colloid and Interface Science*, 21 (1966), 35-58
- [59] B. V. Derjaguin, Y. I. Yalamov: Theory of Diffusiophoresis of Large Nonvolatile Aerosol Particles; *Research in Surface Forces*, Consultants Bureau, New York 1967, 427-437
- [60] B. V. Derjaguin, Y. I. Yalamov: Theory of Thermophoresis of Large Aerosol Particles; *Journal of Colloid Science*, 20 (1965), 555-570
- [61] B. V. Derjaguin, Y. L. Rabinovich, A. L. Storozhilova, G. I. Shcherbina: Measurement of the Coefficient of Thermal Slip of Gases and the Thermophoresis Velocity of Large-Size Aerosol Particles; *Journal of Colloid and Interface Science*, 57 (1976) 3, 451-461
- [62] S. Jacobsen, J. R. Brock: The Thermal Force on Spherical Sodium Chloride Aerosols; *Journal of Colloid Science*, 20 (1965), 544-554
- [63] F. Zheng: Thermophoresis of Spherical and Non-Spherical Particles: a Review of Theories and Experiments; *Journal of Colloid and Interface Science*, 97 (2002), 255-278
- [64] S. P. Bakanov: Thermophoresis of Aerosols: A Review; *Journal of Aerosol Science*, 22 (1991) 1, 215-218
- [65] W. Oostra: An experimental approach into the phenomenon of thermophoresis, Dissertation (1998), Technische Universitat Delft
- [66] P. S. Epstein: Zur Theorie des Radiometers; *Zeitschrift fur Physik* 54 (1929), 537-563

- [67] C. F. Schadt, R. D. Cadle: Thermal Forces on Aerosol Particles; *J. Phys. Chem.* 65 (1961), 1689-1694
- [68] L. Talbot, R. K. Cheng, R. W. Schefer, D. R. Willis: Thermophoresis of Particles in a Heated Boundary Layer; *Journal of Fluid Mechanics*, 101 (1980) 4, 737-758
- [69] B. V. Derjaguin, Y. Yalamov: Theory of Thermophoresis of Large Aerosol Particles; *Journal of Colloid Science*, 20 (1965), 555-570
- [70] B. V. Derjaguin, Y. Yalamov: Theory of the Thermophoresis of Moderately Large Aerosol Particles; *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 155 (1964) 4, 886-889
- [71] B. V. Derjaguin, S. P. Bakanov: Theory of the Thermophoresis of Large Solid Aerosol Particles; *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 147 (1962) 1, 139-142
- [72] S. K. Loyalka: Thermophoretic Force on a Single Particle - I. Numerical Solution of the Linearized Boltzmann Equation; *Journal of Aerosol Science*, 23(1992)3, 291-300
- [73] T. Ohwada, Y. Sone: Analysis of Thermal Stress Slip Flow and Negative Thermophoresis using the Boltzmann Equation for Hard-Sphere Molecules; *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, 11 (1992) 4, 389-414
- [74] L. Waldmann: Über die Kraft eines inhomogenen Gases auf kleine suspendierte Kugeln; *Zeitschrift für Naturforschung*, 14a (1959) 7, 589-599
- [75] S. Takata, Y. Sone, K. Aoki: Numerical Analysis of a Uniform Flow of a Rarefied Gas Past a Sphere on the Basis of the Boltzmann Equation for Hard-Sphere Molecules; *The Physics of Fluids*, 5 (1993) 3, 716-737
- [76] S. K. Loyalka: Motion of a Sphere in a Gas: Numerical Solution of the Linearized Boltzmann Equation; *The Physics of Fluids*, 4 (1992) 5, 1049-1056
- [77] J. R. Brock: The Thermal Force in the Transition Region; *Journal of Colloid and Interface Science*, 23 (1967), 448-452
- [78] G. N. Lipatov, E. A. Chernova: Thermophoresis of Highly Dispersed Aerosols; *J. Aerosol Sci.*, 20 (1989) 8, 931-933
- [79] G. W. Hewitt: The Charging of Small Particles for Electrostatic Precipitation; *Transactions of the AIEE*, 70 (1951), 1186-1191
- [80] O. N. Oliveira, Jr. and G.F. Leal Ferriera: Grid-to-plate current-voltage characteristics of a corona triode; *Rev. Sci. Instrum.*, 56 (1985) 10, 1957-1961

- [81] A. Gutsch: Agglomeration feinsten gasgetragener Partikeln unter dem Einfluss elektrischer Kräfte, Dissertation (1995), Universität Karlsruhe
- [82] G. Merziger, G. Mühlbach, D. Wille, T. Wirth: Formeln + Hilfen zur höheren Mathematik, 1. Auflage, Binomi Verlag, Springe 1993
- [83] W. H. McAdams: Heat Transmission; 3. Auflage, McGraw-Hill Book Company, Inc., Toronto 1954
- [84] A. Zahradnicek: Untersuchung zur Dispergierung von Quarz- und Kalksteinfraktionen im Korngrößenbereich 0,5 – 10 µm in strömenden Gasen, Dissertation (1976), Universität Karlsruhe
- [85] N. A. Fuchs: The Mechanics of Aerosols; Translated by R.E. Daislay and M. Fuchs, Pergamon Press, London 1964
- [86] P. H. McMurry: A Review of Atmospheric Aerosol Measurements; Atmospheric Environment 34 (2000), 1959-1999
- [87] S. K. Friedlander, H. F. Johnstone: Deposition of Suspended Particles from Turbulent Gas Streams; Industrial and Engineering Chemistry, 49 (1957) 7, 1151-1156

Lebenslauf

Lars Holger Reime, geboren am 23. April 1975 in Stadthagen, Kreis Schaumburg, als Sohn von Gerhard und Frauke Reime, geb. Fobbe.

Schulbesuch

1981 – 1985	Grundschule Beckedorf
1985 – 1987	Orientierungsstufe Stadthagen
1987 – 1994	Neues Gymnasium Stadthagen
1994	Abitur

Wehrdienst

1994 – 1995	Wehrdienst in Rotenburg/ Wümme und Fassberg
-------------	---

Studium

1995 – 1997	Grundstudium Maschinenbau an der Universität Hannover
1997 – 2000	Hauptstudium Maschinenbau mit der Vertiefungsrichtung Verfahrenstechnik an der Universität Hannover
September 2000	Diplom

Berufstätigkeit

Oktober 2000 – November 2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verfahrenstechnik der Universität Hannover Leitung: Prof. Dr.-Ing. D. Mewes
------------------------------	---

Hannover, im Oktober 2004