

A microscopic image showing several vertical tubes of a tube bundle condenser. The tubes are covered with a dense layer of small, bright, spherical droplets of condensed water, illustrating the formation and behavior of mist or fog within the condenser.

Bildung und Verhalten von Nebel
in einem Rohrbündelkondensator

Arne Manthey

BILDUNG UND VERHALTEN VON NEBEL
IN EINEM
ROHRBÜNDELKONDENSATOR

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)
von der Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik
der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von
Dipl.-Ing. Arne Manthey
aus Stuttgart

Referent : Prof. Dr.-Ing. K. Schaber
Korreferent : Prof. Dr.-Ing. M. Kind
Tag des Kolloquiums : 17. Februar 2000

Anmerkung zur PDF–Version:

Aus technischen Gründen mußte für die PDF–Version der Dissertation eine andere Schrift gewählt werden. Aus diesem Grund weicht das Seitenlayout von der gedruckten Fassung und von der Postscript–Fassung ab.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1995 bis 1999 auf Anregung von Prof. Dr.–Ing. K. Schaber während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Technische Thermodynamik und Kältetechnik der Universität Fridericiana in Karlsruhe.

Prof. Schaber gab mir die nötige Freiheit, um ein neues Forschungsprojekt aufzubauen und die Grundlagen für weitere Untersuchungen zu legen. Für das Vertrauen und die Unterstützung, die er mir dabei als Doktorvater gegeben hat, bedanke ich mich sehr herzlich.

Herrn Prof. Dr.–Ing. M. Kind danke ich für die Übernahme des Korreferates und die Anregungen, die er zu dieser Arbeit beigetragen hat.

Der guten Seele des Institutes, Frau Monika Neumann, danke ich für ihre Unterstützung bei vielen Fragen, die sich in Dingen der Finanzierung und Verwaltung ergaben.

Meinen Zimmerkollegen Stefan Bonekamp und Britta Helfgen danke ich für die anregenden Diskussionen, die oft über fachliche Belange hinausgingen. Meinem Kollegen Nils Elm bin ich sehr dankbar für viele Gespräche, die mich in den verschiedenen Phasen meiner Promotion oft motiviert haben.

Der Erfolg einer experimentellen Arbeit hängt in wesentlichem Maße von der Unterstützung durch fachkundige Techniker ab. Daher gilt mein Dank den Herren Michael Heber, Helmut Draksler und Günter Grösch für ihre Mitarbeit. Besonders Herr Draksler war eine große Hilfe bei vielen Problemen, die sich während des Aufbaus und Betriebes der Versuchsanlage ergaben.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Herren Sven Ude und Daniel Fouquet, für die sehr engagierte Mitarbeit im Rahmen ihrer Seminararbeiten. In besonderem Maße danke ich Herrn Alexander Mitsos, der in seiner Diplomarbeit wesentliche Impulse für das Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Karlsruhe, 20. Januar 2000

Arne Manthey

*Alles
ist verbunden.
Was die Erde befällt,
befällt auch die
Söhne der
Erde.*

Häuptling Seattle, 1855

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung	1
1.2	Stand des Wissens	2
1.3	Zielsetzung	5
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Nebelbildung bei der Kondensation	7
2.1.1	Prozeßweg und Sättigungsverlauf	7
2.1.2	Keimbildung	10
2.2	Partikeltransport	12
2.2.1	Viskose Widerstandskraft	12
2.2.2	Sedimentation	14
2.2.3	Diffusiophorese	15
2.2.4	Thermophorese	16
2.3	Koagulationsmechanismen	20
2.3.1	Thermische Koagulation	21
2.3.2	Kinematische Koagulation	23
3	Experimenteller Teil	25
3.1	Versuchsanlage	25
3.1.1	Grundkonzept	25
3.1.2	Sättigung der Luft	26
3.1.3	Aufbau des Kondensators	27
3.1.4	Meßschlitten	30
3.1.5	Zufuhr von Primärkeimen	31
3.1.6	Regelung und Meßwerterfassung	32
3.1.7	Gesamtanlage	33
3.2	Drei-Wellenlängen-Extinktionsmeßverfahren	35
3.3	Untersuchung der Primärkeime	37
3.3.1	Räucherkegel	37
3.3.2	Salzkeimgenerator	40
3.4	Durchführung der Experimente	43
3.4.1	Messung ohne Primärkeime	43
3.4.2	Stationäre Messungen	43
3.4.3	Dynamische Messungen	49

II

4	Simulation	52
4.1	Modellbeschreibung	52
4.1.1	Modellreduktion (Ringspalt–Modell)	54
4.1.2	Grundlegende allgemeine Annahmen	54
4.1.3	Berechnung des Volumenstromes und der Verweilzeit	56
4.2	Abschätzungen	58
4.2.1	Druckverlust im Kondensator	58
4.2.2	Einfluß der Koagulation	58
4.3	Eindimensionale Berechnungen	60
4.3.1	Kondensation ohne Nebelbildung in einem Ringspalt	60
4.3.2	Simulation der Nebelbildung mit SENECA	64
4.4	Mehrdimensionale Berechnungen	67
4.4.1	Strömungssimulation mit FIDAP	67
4.4.2	Vergleichbarkeit mit eindimensionalen Ergebnissen	68
4.4.3	Zweidimensionale Simulation eines Ringspaltes	69
4.4.4	Dreidimensionale Simulation der realen Geometrie	70
4.5	Partikelabscheidung durch phoretische Kräfte	72
5	Ergebnisse und Diskussion	75
5.1	Aerosolparameter über der Kondensatorlänge	75
5.2	Einfluß des Volumenstromes	78
5.3	Temperatur– und Sättigungsverläufe	81
5.4	Einfluß der horizontalen Meßposition	86
5.5	Abnahme der Partikelkonzentration	88
5.6	Nebelbeladung	90
5.7	Nebelbildungsgrenze	91
5.8	Vermeidung der Nebelbildung	95
6	Zusammenfassung	99
A	Definitionen und Berechnungsformeln	103
A.1	Dichte	103
A.2	Wärmekapazität	103
A.3	Diffusionskoeffizient	104
A.4	Wärmeleitfähigkeit	104
A.5	Viskosität	105
A.6	Dampf–Flüssigkeits–Gleichgewicht (VLE)	106
A.7	Wärmeübergangskoeffizient	106

B Herleitung der Bilanzgleichungen	107
B.1 Massenbilanz	107
B.2 Energiebilanz	107
B.3 Geschlossene Gleichung für den Prozeßweg	108
C Berechnung des Sättigers	110
C.1 Beladung im Austritt des Sättigers	110
C.2 Druckverlust im Sättiger	111
D Meßreihen	112
D.1 Meßreihen vor dem Umbau des Kondensators	112
D.2 Meßreihen nach dem Umbau des Kondensators	117
Literatur	122

Liste der Formelzeichen

Skalare Größen mit lateinischen Buchstaben

A^F	m^2	Freie Querschnittsfläche des Kondensators
A^K	m^2	Kühlfläche des Kondensators
a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit
\bar{c}	m/s	Mittlere Teilchengeschwindigkeit
c_p	$\text{J}/(\text{kg K})$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_W	1	Widerstandsbeiwert für die Partikelumströmung
C_u	1	Gleitkorrektur-Faktor
D	m^2/s	Diffusionskoeffizient
d_p	μm	Partikeldurchmesser
d_H	m	Hydraulischer Durchmesser des Kondensators
ΔG	J	Freie Keimbildungsenthalpie
Δh_V	J/kg	Verdampfungsenthalpie von Wasser
J	$1(\text{m}^3\text{s})$	Stoßfaktor für die Keimbildung
K	1	Stoßfaktor für die Keimbildung
K_A	1	Ackermann-Korrektur
K_S	1	Stefan-Korrektur
K_{tK}	m^3/s	Vorfaktor für thermische Koagulation
K_{th}	1	Vorfaktor für die thermophoretische Geschwindigkeit
L	m	Kondensatorlänge
L_{Cha}	m	Charakteristische Länge
M	kg/kmol	Molmasse
\dot{M}	kg/s	Massenstrom
m	kg	Masse
\dot{m}	$\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$	Massenstromdichte
N	$1/\text{m}^3$	Anzahlkonzentration der Partikeln
N_N	$1/\text{m}_N^3$	Partikelanzahl pro Normkubikmeter
N_V	m^3/m^3	Volumenkonzentration der Partikeln
\dot{N}_K	$1/(\text{m}^3\text{s})$	Koagulationsrate
\dot{n}	$1/\text{s}$	Partikelstrom
p	Pa	Druck
Δp	Pa	Druckverlust im Kondensator

q_r	1/m	Verteilungsdichte einer Menge
\dot{Q}	J/s	Wärmestrom
\dot{q}	J/(m ² s)	Wärmestromdichte
R	m	Radius des Kondensators
R^A	m	Außenradius des Ringspalts
R^I	m	Innenradius des Ringspalts
R^K	m	Radius der Kühlrohre
S	1	Sättigungsgrad
S_{krit}	1	Kritischer Sättigungsgrad
T	K	Absolute Temperatur
t	°C	Temperatur
U^F	m	Benetzter Umfang im Kondensator
V	m ³	Volumen
\dot{V}	m ³ /s	Volumenstrom
v_{1+Y}	m ³ /kg	Spezifisches Volumen feuchter Luft
Y	1	Massenbeladung von Wasserdampf
Y_P	g/kg	Partikelbeladung (g Nebel/kg Luft)
y	mm	Horizontale Meßposition
\tilde{y}	1	Molenbruch von Wasserdampf
z	cm	Vertikale Meßposition
z, x, y	m, m, m	Die kartesischen Koordinaten
z, r	m, m	Die zwei ersten zylindrischen Koordinaten

Skalare Größen mit griechischen Buchstaben

α	J/(m ² s)	Wärmeübergangskoeffizient
β	m/s	Stoffübergangskoeffizient
δ	m	Grenzschichtdicke
η	kg/(ms)	Scherviskosität (dynamische Viskosität)
φ	1	Relative Feuchte
Λ	m	Freie Weglänge der Moleküle
λ	W/(mK)	Wärmeleitfähigkeit
ν	m ² /s	Kinematische Viskosität
θ	1	Kontaktwinkel
ρ	kg/m ³	Dichte

VI

σ	1	Geom. Standardabweichung der Partikelverteilung
σ_S	N/m	Oberflächenspannung
τ	s	Zeit
$\hat{\tau}$	s	Mittlere Verweilzeit im Kondensator
ξ	1	Massenbruch
ψ	1	Relative Partikelbeladung
ζ	1	Widerstandsbeiwert für die Kondensatordurchströmung

Indizes

Untengestellte

D	Dampf
$diff$	Diffusiophorese
F	Film
G	Nebelgrenze
I	Inertgas
i, j	Komponenten, Element, Summationsindex
K	Kühlmittel
kK	Kinematische Koagulation
L	Trockene Luft
max	Maximal
min	Minimal
N	Normzustand
P	Partikel
S	Sättigung
sed	Sedimentation
th	Thermophorese
tK	Thermische Koagulation
W	Widerstand
z, x, y	Komponenten eines Vektors in kartesischen Koordinaten
z, r	Komponenten eines Vektors in zylindrischen Koordinaten

Obengestellte

<i>aus</i>	Am Kondensatoraustritt
<i>ein</i>	Am Kondensatoreintritt
<i>K</i>	An der Kühlfläche
<i>M</i>	Bei der Volumenstrom-Meßstelle
<i>S</i>	Im Sättiger

Partikeldurchmesser

$*,0$	Mengenart ist Anzahl
$*,1$	Mengenart ist Länge
$*,2$	Mengenart ist Fläche
$*,3$	Mengenart ist Volumen
$50,*$	Medianwert
<i>NV</i>	Anzahl-Volumen-Durchmesser

Vektorielle Größen

\vec{F}	$(\text{kg m})/\text{s}^2$	Äußere Kraft auf Partikeln
\vec{g}	m^2/s	Gravitationsbeschleunigung
$\vec{\mathbf{i}}$	$\text{mol}/(\text{m}^2 \text{s})$	Wasserdampf-Molenstrom-Vektor
\vec{q}_w	$\text{J}/(\text{m}^2 \text{s})$	Wärmestrom-Vektor
\vec{u}	m/s	Kontinuums-Geschwindigkeit
\vec{w}	m/s	Partikel-Geschwindigkeit

Konstanten

c_{pD}	$= 1850 \text{ J}/(\text{kg K})$	Spezifische Wärmekapazität von Wasserdampf
c_{pL}	$= 1000 \text{ J}/(\text{kg K})$	Spezifische Wärmekapazität trockener Luft
k_B	$= 1,3802 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$	Boltzmannkonstante
M_D	$= 18,015 \text{ kg/kmol}$	Molmasse von Wasser
M_L	$= 28,96 \text{ kg/kmol}$	Molmasse von trockener Luft
NU_D	$= 12,7$	Diffusionsvolumen von Wasser
NU_L	$= 20,1$	Diffusionsvolumen von trockener Luft
\mathbf{R}	$= 8314 \text{ J}/(\text{kmol K})$	Allgemeine Gaskonstante

Dimensionslose Kennzahlen

$$Kd = \frac{\Lambda}{d_H} \quad \text{Knudsenzahl der Apparatur}$$

$$Kn = \frac{2\Lambda}{d_P} \quad \text{Knudsenzahl der Partikeln}$$

$$Le = \frac{a}{D} = \frac{Sc}{Pr} \quad \text{Lewiszahl}$$

$$Lf = \frac{\alpha}{\beta \rho c_p} \quad \text{Lewisfaktor}$$

$$Nu = \frac{\alpha d_H}{\lambda} \quad \text{Nusseltzahl für die Kondensatordurchströmung}$$

$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad \text{Prandtlzahl}$$

$$Re = \frac{\dot{V} d_H}{A_F v} \quad \text{Reynoldszahl für die Kondensatordurchströmung}$$

$$Re_P = \frac{|\vec{w} - \vec{u}| d_P}{v} \quad \text{Reynoldszahl für die Partikelumströmung}$$

$$Sc = \frac{v}{D} \quad \text{Schmidtzahl}$$

$$Sh = \frac{\beta d_H}{D} \quad \text{Sherwoodzahl für die Kondensatordurchströmung}$$

1 Einleitung

1.1 Einführung

Ein Gemisch aus einem Gas und feinsten Partikeln mit Abmessungen kleiner als $10\ \mu\text{m}$ bezeichnet man als Aerosol. Handelt es sich bei diesen Partikeln um Flüssigkeitströpfchen, so spricht man von Nebel. Aerosole mit festen Partikeln werden als Rauch bezeichnet. Aerosole können bei der Übersättigung eines Gas/Dampf-Gemisches entstehen. Dabei muß die Temperatur des Gemisches unter den Taupunkt des Dampfes fallen bzw. der Partialdruck des Dampfes über dessen Sättigungsdruck steigen.

Während das Auftreten von Nebel in der Natur ein sehr bekanntes Phänomen ist, wurde die Nebelbildung bei der Auslegung von industriellen Prozessen in der Vergangenheit oft vernachlässigt. Da die Anzahl und Größe der Nebelpartikeln oft so gering sind, daß der Nebel mit bloßem Auge nicht wahrnehmbar ist, gestaltet sich der Nachweis in technischen Anlagen als schwierig. Außerdem ist es meist nicht möglich, in das Innere der Apparate zu sehen. Durch immer weiter verbesserte optische Meßmethoden wurde inzwischen jedoch klar, daß viele Betriebsprobleme in technischen Prozessen entweder direkt oder indirekt auf Aerosol- oder Nebelbildung zurückgeführt werden können.

Sind einmal Aerosole entstanden, können diese unbehindert in nachfolgende Anlagenteile verschleppt werden. Dort kann es, beispielsweise im Falle von Salz- oder Säureaerosolen, zu Korrosion und Ablagerungen in Apparaten kommen, was erhöhte Instandhaltungskosten verursacht. In Reaktoren kann die Standzeit von Katalysatoren durch Aerosole vermindert werden. Aerosolbildung in Trennstufen wie Absorbern oder Kondensatoren kann zur Verschleppung unerwünschter Stoffe in nachfolgende Prozeßstufen und damit zu Produktschädigung führen. Bei der Abluftreinigung kann eine Nebelbildung erhöhte Emissionen verursachen, da mit dem Nebel oft Schadstoffe ausgetragen werden.

Zur Beseitigung eines Aerosolproblems werden teilweise aufwendige Filter (z.B. Elektrofilter) nachgerüstet. Diese Filter bringen oft weitere Nachteile wie erhöhten Druckverlust, Verschmutzungsgefahr oder zusätzlichen Energiebedarf mit sich.

Es zeigt sich also, daß durch die Aerosolentstehung in industriellen Anlagen hohe Folgekosten in unterschiedlichen Bereichen entstehen können. Daher ist es

sinnvoll, die Möglichkeit der Aerosolbildung schon bei der Planung von Anlagen zu berücksichtigen und Maßnahmen zur Vermeidung von Aerosolen zu treffen. Hierzu ist allerdings ein tiefgreifendes Verständnis für die Vorgänge nötig, die zur Aerosolbildung führen können.

Eine in der Praxis oft gestellte Aufgabe ist die Abtrennung und Rückgewinnung von Lösungsmitteln aus einem beladenen Gasstrom durch Kondensation. Dabei kann unter bestimmten Bedingungen ein Teil des Lösungsmittels in Form von Nebel auskondensieren. Da der Nebel den Kondensator mit der Gasphase verläßt, kann dieser Anteil nicht als Kondensat zurückgeführt werden, was zu einer geringeren Ausbeute führt. Zusätzlich können in den nachfolgenden Anlagenteilen die vorher beschriebenen Probleme auftreten.

1.2 Stand des Wissens

Nebelbildung in Kondensatoren wurde erstmals 1941 von Colburn und Edison [16] behandelt. Sie verwendeten eine einfache Gleichung von Colburn und Drew [15], die den Verlauf des Dampfpartialdruckes in Abhängigkeit der Gastemperatur bei einem Kondensationsprozeß beschreibt. Dabei wurden die Bilanzen für den Energie- und Stofftransport über eine Beziehung von Chilton und Colburn [13] verknüpft, die dem Lewis'schen Gesetz entspricht. Durch den Vergleich mit der Sättigungskurve konnte eine qualitative Aussage über eine mögliche Nebelbildung aufgrund der somit feststellbaren Übersättigung gemacht werden. Außerdem fanden sie eine Methode, die Nebelbildung durch simultanes Heizen zu vermeiden, welche in neuerer Zeit von Kaufmann [38, 37] wieder aufgegriffen wurde. Die Wirksamkeit dieser Methode wurde experimentell für Gemische von Luft mit Wasser, Butylalkohol und Trichlorethylen bestätigt.

Johnstone *et.al.* [33] betrachteten die Nebelbildung erstmals mit einem Filmmodell für den Wärme- und Stoffübergang. Dabei untersuchten sie die Verläufe der Gastemperatur und der Sättigungstemperatur im Film auf Schnittpunkte, die das Auftreten einer Übersättigung kennzeichnen. Sie stellten fest, daß sich die Temperaturverlaufskurven bei unterschiedlichen Randbedingungen (Temperatur und Zusammensetzung der Kernströmung und Temperatur an der Kühlwand) in der Kernströmung, im Film oder gar nicht schneiden. Bei bestimmten Randbedingungen fallen die Tangenten beider Kurven an der Kühlfläche zusammen.

Diese Tangentenbedingung wurde als kritische Bedingung für Nebelbildung identifiziert. Hierbei gingen sie von der Annahme aus, daß der Nebel bereits bei Überschreiten der Sättigung durch heterogene Keimbildung entsteht. Es wurden experimentelle Untersuchungen mit Stickstoff und Wasser, n-Butylalkohol und Schwefel bei Tropfen- und Filmkondensation durchgeführt. Dabei wurden Primärkeime in Form von sublimierten NaCl-Partikeln zugeführt um heterogene Keimbildung zu ermöglichen. Das Auftreten des Nebels wurde bei verschiedenen Versuchsparametern durch die Tangentenbedingung relativ gut vorhergesagt. Es wurde auf die starke Abhängigkeit der Nebelbildung von der Existenz von Primärkeimen hingewiesen. Die Autoren stellten fest, daß die Nebelbildung durch Tropfenkondensation begünstigt wird, da die Temperatur der Phasengrenzfläche geringer als bei der Filmkondensation ist.

Einen sehr umfangreichen Überblick über die Theorie der Nebelentstehung und deren Auswirkung auf technische Prozesse bietet das Werk von Amelin [2] aus dem Jahr 1967. Amelin beschreibt die Nebelbildung bei der adiabatischen Expansion, in Mischprozessen, bei chemischen Reaktionen und Wärme- und Stoffaustauschvorgängen. Darüberhinaus gibt er konkrete Hinweise zur Vermeidung der Nebelbildung bei diesen Prozessen. Die Nebelbildung bei der Kondensation wurde zusätzlich mit einem einfachen Versuchsaufbau experimentell untersucht. Hierzu wurde ein Luft/Wasserdampf-Gemisch in einem Doppelrohrwärmeübertrager abgekühlt. Dabei wurde der Grad der Sättigung im Ein- und Austritt für eine geringe Anzahl von Betriebsbedingungen bestimmt. Die entstehende Nebelmenge wurde bei diesen Untersuchungen nicht ermittelt. Außerdem blieben Mechanismen der Partikeldynamik bei der Betrachtung der Nebelproblematik weitgehend unberücksichtigt.

Rosner und Epstein [49] führten theoretische Untersuchungen der Nebelbildung bei Wasser/Luft-Gemischen mit homogener Keimbildung, also ohne das Vorhandensein von Primärkeimen, durch. Die Gemischtemperatur wurde dabei auf 25°C festgelegt, während die Kühlwandtemperatur von -70°C bis 60°C und die relative Feuchte von 0,1 bis 5 variiert wurden. Dabei wurde berücksichtigt, daß nach Katz [36] der kritische Sättigungsgrad für die homogene Keimbildung mit steigender Temperatur abnimmt. Es zeigte sich, daß bei einer Kühlwandtemperatur, die 60 K unterhalb des Taupunktes liegt, immer mit homogener Keimbildung zu rechnen ist. Bei einer kleineren Temperaturdifferenz ist die homogene Keim-

bildung entweder zu langsam oder überhaupt nicht möglich.

Steinmeyer [53] untersuchte die Auswirkung der Anzahl von Primärkeimen auf die resultierende Nebelbeladung und die Größe der Nebelpartikeln. Dabei wurden verschiedene Wärmeübertrager mit verschiedenen Luft/Lösungsmittel-Gemischen simuliert. Es wurden Keimkonzentrationen von 10^2 bis 10^7 Partikeln pro cm^3 eingestellt. Mit zunehmender Anzahl an Keimen stieg der Lösungsmittelanteil im Nebel an, während die Partikelgröße abnahm. Dabei war für große Keimkonzentrationen eine gewisse Sättigung im Lösungsmittelanteil festzustellen. Die maximale Menge von im Nebel gebundenem Lösungsmittel lag dabei zwischen 5 und 15%.

Die Auswirkung der Nebelbildung auf den Wärme- und Stoffaustausch wurde von Aref'yev und Averkiyev [3] untersucht. Sie stellten fest, daß die Nebelbildung den Stoffaustausch begünstigt und den Wärmeaustausch vermindert.

Brouwers [12] betrachtete die Nebelbildung bei der Kondensation von Wasser in Kunststoff-Kondensatoren und entwickelte neue Filmmodelle mit unabhängiger Temperatur-, Konzentrations- und Nebelgrenzschicht. Er verbesserte die Nebelbedingung nach Johnstone und bewertete dessen experimentelle Ergebnisse mit seiner neuen Formel. Allerdings war keine signifikante Verbesserung in der Nebel-Vorhersage zu erkennen. Seine Berechnungen ergaben dabei, daß die Masse des entstehenden Nebels maximal 10% der Masse des dampfförmig zugeführten Wassers ausmacht.

Kaufmann [38, 39, 37] untersuchte die Nebelbildung bei der Kondensation verschiedener Lösungsmittel in einem Glaskondensator. Ein mit Lösungsmittel beladener Stickstoffstrom wurde dabei gesättigt oder leicht überhitzt in den Kondensator eingeleitet. Im Austritt wurde die Restbeladung mit einem Flammenionisationsdetektor (FID) bestimmt. Der damit bestimmbare Gesamtabsciedeград des Lösungsmittels im Kondensator stand dabei im Vordergrund der Untersuchungen. Sowohl homogene als auch heterogene Keimbildung wurde untersucht. Bei der Untersuchung der heterogenen Keimbildung wurden einerseits künstlich hergestellte Mischungen mit Fremdkeimen (Rauch) und andererseits Abgase aus einem realen Prozeß verwendet. Die Eigenschaften der Fremdkeime wurden dabei allerdings nicht genauer untersucht. Für die keimfreien Gemische wurde festgestellt, daß kein Nebel gebildet wird, wenn die Temperaturdifferenz zwischen Ein- und Austritt nicht mehr als 22 K beträgt. Außerdem wurde die Möglichkeit der

Nebelvermeidung durch simultanes Heizen bei der Kondensation theoretisch und experimentell untersucht. Dabei wurde auch eine kommerzielle Bauform eines entsprechenden Kondensators diskutiert. Ergänzend wurden mit dem ebenfalls in dieser Arbeit verwendeten 3-Wellenlängen-Extinktionsverfahren (3-WEM) die Aerosolparameter gemessen. Dabei ist allerdings zu beachten, daß die verwendete Versuchsanlage nicht für den Einsatz dieses Meßverfahrens ausgelegt wurde. Die daraus resultierenden Ergebnisse dienten lediglich zur Ergänzung der FID-Messungen. Zwischen der mit dem 3-WEM gemessenen Volumenkonzentration des Lösungsmittelnebels und der mit dem FID ermittelten Gesamtlösungsmittelkonzentration abzüglich der gasförmigen Anteile (was der Nebelkonzentration entspricht) ergab sich aber eine Diskrepanz, die nicht aufgeklärt werden konnte. Die bei der Kondensation entstehenden Nebelpartikeln hatten eine Größe von 2–3 μm bei stark variierender Anzahlkonzentration. Da die Kühlfläche als sehr dichte innenliegende Spiralwendel ausgeführt war, konnte nur an drei festgelegten Punkten gemessen werden. Somit war eine Untersuchung der Partikeldynamik mit dieser Anlage nicht möglich.

1.3 Zielsetzung

Ziel dieser Arbeit war es, die Bildung und das Verhalten von Nebel im Innern eines Rohrbündelkondensators zu charakterisieren und die Grenzen der Nebelbildung aufzuzeigen.

Zu diesem Zweck wurde eine Versuchsanlage geplant und aufgebaut, die einen Einblick in das Innere eines einfachen Rohrbündelkondensators erlaubt. Der Kondensator wurde so konstruiert, daß die Nebeleigenschaften mit einem optischen Partikelmeßgerät nach dem 3-Wellenlängen-Extinktionsverfahren an jeder Stelle des Kondensators quantitativ erfaßt werden können. Damit war es erstmalig möglich, die Aerosolparameter kontinuierlich über der Kondensatorlänge zu verfolgen.

Im Mittelpunkt der Untersuchungen standen die Fragen, wie sich verschiedene Betriebsparameter auf den Ort und die Stärke der Nebelbildung auswirken und wie die Eigenschaften von Primärkeimen aus verschiedenen Quellen die Nebelbildung beeinflussen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Nebelbildung bei der Kondensation

Nebel kann in gasförmigen Stoffgemischen auftreten, bei denen mindestens eine Komponente bei den gegebenen Bedingungen kondensierbar ist. Grundvoraussetzung für die Entstehung von Nebel bei der Kondensation ist die Übersättigung des Gemisches. Der Sättigungsgrad S eines Gas/Dampf–Gemisches ist dabei als das Verhältnis des Partialdrucks p_D aller kondensierbaren Komponenten zum entsprechenden Sättigungspartialdruck $p_{D,S}$ bei gleicher Temperatur definiert:

$$S = \frac{p_D}{p_{D,S}} > 1 \quad (1)$$

Übersättigungen können in verschiedenen natürlichen oder technischen Prozessen entstehen [21]. Die Vermischung feuchter Gasströme unterschiedlicher Temperatur (Atemluft im Winter) führt ebenso zu Übersättigungszuständen wie die Expansion von Dämpfen oder von Gas/Dampf–Gemischen (Nebelbildung in Dampfturbinen). Besonders hohe Übersättigungen können bei chemischen Reaktionen in der Gasphase auftreten, bei denen ein Produkt einen geringen Sättigungsdampfdruck besitzt (z.B. Ammoniumchloridrauch bei der Reaktion von HCl mit NH₃). Auch bei der schnellen Expansion überkritischer Lösungen, bei denen der gelöste Stoff bei geringem Druck eine viel geringere Löslichkeit als bei hohem Druck hat, können hohe Übersättigungen auftreten. Die Ursache für Übersättigungen bei Absorptionsvorgängen und den hier betrachteten Kondensationsprozessen sind die zwischen der Gas– und Kondensatphase simultan, aber mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ablaufenden Wärme– und Stoffaustauschvorgänge.

2.1.1 Prozeßweg und Sättigungsverlauf

Die Höhe des maximalen Sättigungsgrades hängt vom Verlauf der Zustandsänderung des Gemisches während der Kondensation ab. Diese wird stark durch die Stoffdaten des Gas/Dampf–Gemisches beeinflusst. Je größer die Moleküle des Dampfes sind, desto langsamer ist die Diffusion verglichen mit der Wärmeleitung. Als Maß hierfür wird die Lewiszahl betrachtet, die als das Verhältnis der Tempe-

raturleitfähigkeit zum Diffusionskoeffizienten definiert ist:

$$Le = \frac{a}{D} = \frac{\lambda}{\rho c_p D} \quad (2)$$

Um den Prozeßverlauf in einem Kondensationsprozeß abzuschätzen, kann man die differentiellen Bilanzen für den Wärme- und Stoffaustausch über das Lewis'sche Gesetz verknüpfen. Unter der Annahme mäßiger Beladungen Y , konstanter Filmtemperatur t_F , konstanter Lewiszahl und turbulenter Rohrströmung erhält man (s. Anhang B):

$$Y(t) = Y_S(t_F) + (Y^{ein} - Y_S(t_F)) \left[\frac{t - t_F}{t^{ein} - t_F} \right]^{Le^{-2/3}} \quad (3)$$

mit der Gleichgewichtsbeladung über dem Kondensatfilm:

$$Y_S(t_F) = \frac{M_D}{M_I} \frac{p_{D,S}(t_F)}{p - p_{D,S}(t_F)} \quad (4)$$

In Bild 1 sind die Prozeßpfade für Wasser ($Le \approx 1$) und zwei hypothetischen Stoffen mit gleicher Sättigungskurve, aber höherer Lewiszahl ($Le = 2$) bzw. geringerer Lewiszahl ($Le = 0,5$) aufgetragen. Die Eintrittsbedingungen sind mit $t^{ein} = 70^\circ\text{C}$ und $Y^{ein} = 150 \text{ g/kg}$ angenommen worden. Als konstante Filmtemperatur wurde $t_F = 15^\circ\text{C}$ gewählt. Es ist bei diesen Diagrammen zu beachten, daß darin die Nebelbildung selbst nicht berücksichtigt wurde. Bei Einbeziehung der Nebelbildung baut sich eine Übersättigung sehr schnell wieder ab.

Für $Le = 1$ hat der Prozeßpfad die Gestalt einer Geraden. Höhere Lewiszahlen, wie sie für Gemische von Lösungsmitteln mit Luft gelten, führen zu nach oben gekrümmten Prozeßpfaden, während kleinere Lewiszahlen nach unten gekrümmte Kurven ergeben. Es ist deutlich zu erkennen, daß bei höherer Lewiszahl die maximale Übersättigung größer ist. Bei Lewiszahlen kleiner eins ist es möglich, daß sich nach einer geringen Übersättigung wieder eine Untersättigung einstellt. Für Lösungsmittel ergeben sich somit im Vergleich zu Wasserdampf höhere Übersättigungen.

Auch die Temperatur und Beladung zu Beginn des Kondensationsprozesses haben eine große Auswirkung auf den Sättigungsverlauf. Wird beispielsweise die Eintrittstemperatur bei gleichbleibender Eintrittsbeladung immer weiter erhöht,

so verschiebt sich das Niveau des Prozeßverlaufes nach unten, was wiederum eine Erniedrigung des maximalen Sättigungsgrades zur Folge hat. Dies gilt ebenso bei einer Absenkung der Eintrittsbeladung bei gleichbleibender Eintrittstemperatur. Einen ähnlichen Einfluß auf den Prozeßverlauf hat die Wahl der Kühl- bzw. Filmtemperatur. Wird die Kühltemperatur erhöht, so verringert sich die durch den Übersättigungsbereich verlaufende Teilstrecke des Prozeßverlaufes. Bei einer bestimmten Kühltemperatur ist schließlich bei den gegebenen Eintrittsbedingungen keine Übersättigung mehr möglich.

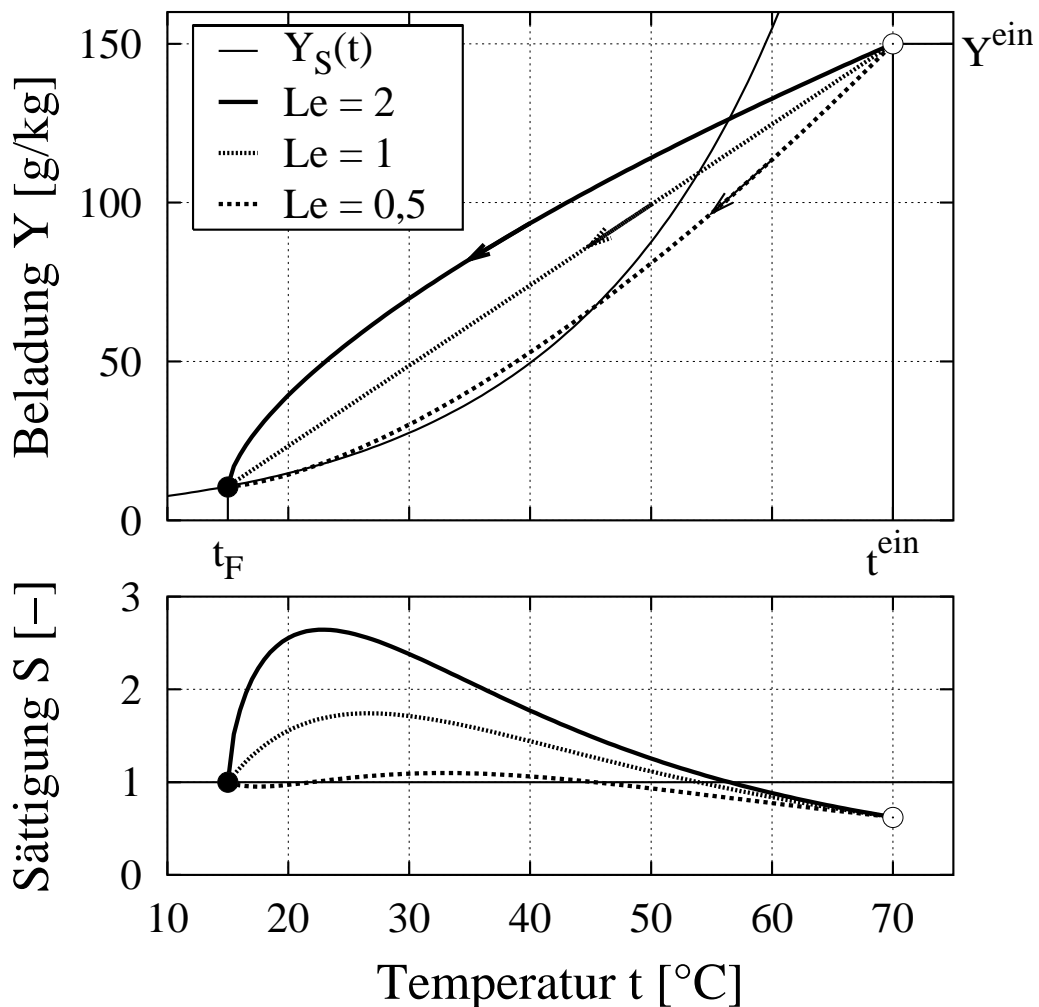


Bild 1: Prozeßwege und Sättigungsverlauf $Y_S(t)$ bei der Kondensation von Gemischen mit verschiedener Lewiszahl

Wie man an der Krümmung der Sättigungslinie erkennen kann, ist für $Le > 1$ immer eine Übersättigung möglich, solange $t^{ein} > t_F$ gilt. Für $Le \leq 1$ gibt es bei einer bestimmten Eintrittsbeladung eine Grenzeintrittstemperatur, oberhalb derer keine Übersättigung und damit keine Nebelbildung auftreten kann.

2.1.2 Keimbildung

Die Übersättigung der Gasphase ist eine notwendige, aber keine hinreichende Voraussetzung für die Bildung von Nebel. Eine zusätzliche Bedingung ist die Entstehung von wachstumsfähigen Molekülclustern durch kurzzeitige Zusammenlagerung von Molekülen. Mit zunehmender Übersättigung steigt die Wahrscheinlichkeit für die Bildung solcher wachstumsfähiger Cluster, die als Keime bezeichnet werden. Solange die Übersättigung besteht, kondensiert an diesen Keimen weiterer Dampf auf, wodurch sie zu größeren Nebeltropfen anwachsen. Dadurch wird die bestehende Übersättigung sehr schnell abgebaut, womit die Keimbildung und später das Keimwachstum wieder zum Erliegen kommen. Die Zahl der pro Volumen- und Zeiteinheit gebildeten wachstumsfähigen Keime wird als Keimbildungsrate definiert. Nach Volmer [59, 8] gilt für die Keimbildungsrate:

$$J = K \exp\left(\frac{-\Delta G}{k_B T}\right) \quad (5)$$

Hierbei ist ΔG die freie Bildungsenthalpie eines Keims und k_B die Boltzmann-Konstante. Der Stoßfaktor K kann als Zahl der gaskinetischen Zusammenstöße pro Volumen- und Zeiteinheit betrachtet werden.

Als kritischer Sättigungsgrad S_{krit} wird derjenige betrachtet, bei dem die Keimbildungsrate J im gegebenen zeitlichen Rahmen ein nennenswertes, d.h. an hinreichender Partikelbildung beobachtbares Ausmaß erreicht [21]. In der Atmosphärenphysik rechnet man hierfür mit einer Keimbildungsrate von $1 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$. Für technische Prozesse wird der kritische Sättigungsgrad bei einer Keimbildungsrate von 10^4 bis $10^6 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ angegeben [51, 50]. Die Größe des kritischen Sättigungsgrades hängt von der Art der Keimbildung ab. Man unterscheidet hierbei zwischen homogener und heterogener Keimbildung.

Homogene Keimbildung

Bei der homogenen Keimbildung entstehen die Keime aus temporären Molekülclustern, die eine kritische Größe überschritten haben und somit wachstumsfähig sind. Die freie Bildungsenthalpie eines homogenen Flüssigkeitskeims mit dem Radius r_P beträgt:

$$\Delta G = \frac{4}{3}\pi r_P^2 \cdot \sigma_S \quad (6)$$

Der Radius eines Keims in Abhängigkeit des Sättigungsgrades folgt aus der Kelvin–Gleichung:

$$r_P = \frac{2\sigma_s M}{\rho R T \ln S} \quad (7)$$

Der Stoßfaktor K ergibt sich aus gaskinetischen Überlegungen und wurde von Becker [8] für Wasser bei Standardbedingungen und einem Wasserdampfpartialdruck von 10 mbar zu $10^{25}/(\text{cm}^3\text{s})$ abgeschätzt.

Setzt man (7) und (6) in (5) ein, so erhält man eine Bestimmungsgleichung für den kritischen Sättigungsgrad. In Bild 2 ist der Verlauf des kritischen Sättigungsgrades über der Temperatur für zwei verschiedene Keimbildungsraten

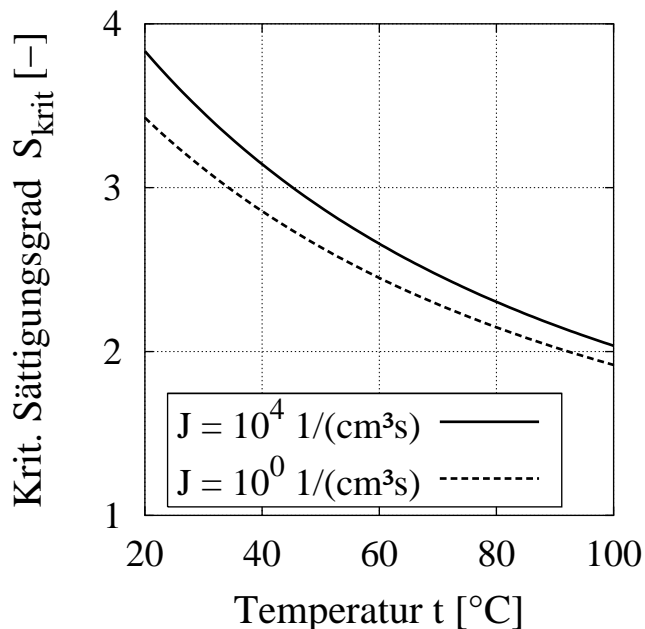


Bild 2: Kritischer Sättigungsgrad für Wasser in Abhängigkeit von der Temperatur und der Keimbildungsrate

dargestellt. Es zeigt sich, daß der kritische Sättigungsgrad weniger von der gewählten Keimbildungsrate abhängt, als vielmehr von der in der Gasphase vorherrschenden Temperatur. Für Wasser ist somit eine kritische Übersättigung von $S_{krit} = 2 \dots 4$ nötig, um eine nennenswerte Nebelbildung zu erhalten. Je nach Stoffsystem kann dieser Bereich stark variieren. So wurde für die Bildung von Schwefelsäure–Aerosolen ein kritischer Sättigungsgrad von $S_{krit} = 7 \dots 9$ errechnet [45].

Heterogene Keimbildung

Für die heterogene Keimbildung sind Primärkeime im Gemisch erforderlich, an deren Oberfläche eine sekundäre Keimbildung stattfindet. In der Umgebungsluft sind immer solche Keime, meist in Form von Salzpartikeln, vorhanden. Unabhängig vom Ort hat die Größenverteilung dieser Primärkeime ihr Maximum im Bereich von 10 bis 100 nm [34]. Die Anzahlkonzentration dieser Partikeln beträgt in Ballungsgebieten bis zu $4 \cdot 10^6$ $1/\text{cm}^3$, während sie auf dem Land nur etwa $7 \cdot 10^4$ $1/\text{cm}^3$ erreicht [30, 34, 65].

Die Rate der sekundären Keimbildung wird durch Anzahl, Benetzbarkeit und Größe der Primärkeime beeinflusst. Dies wird mit einem Korrekturfaktor bei der Berechnung der freien Bildungsenthalpie des Sekundärkeims berücksichtigt [23]:

$$\Delta G = \frac{4}{3}\pi r_P^2 \cdot \sigma_S \cdot f\left(\cos \Theta, \frac{R_P}{r_P}\right) \quad (8)$$

Hierbei wird angenommen, daß die Primärkeime Kugeln mit dem Radius R_P sind. Der Winkel Θ ist der Kontaktwinkel zwischen Primär- und Sekundärkeim. Die kritische Übersättigung für die heterogene Keimbildung ist wesentlich niedriger als für die homogene Keimbildung. Bei vollständig benetzbaren Primärkeimen, die größer als 10 nm sind, liegt diese nur knapp über eins [23]. Experimentelle Untersuchungen haben kritische Übersättigungen von $S_{krit} < 1,01$ ergeben [30, 65].

Die Anzahl der durch heterogene Keimbildung erzeugten Aerosolpartikeln ist begrenzt durch die Zahl der benetzbaren Primärkeime. Bei sehr hoher Übersättigung kann es auch bei vorhandenen Primärkeimen zusätzlich zu homogener Keimbildung kommen.

2.2 Partikeltransport

Befinden sich Partikeln in einem Kontinuum, so bewegen sich diese im allgemeinen nicht schlupffrei, sondern mit einer Relativgeschwindigkeit zum Fluid. Für das Kräftegleichgewicht an einer Partikel konstanter Masse gilt:

$$m_P \frac{d\vec{w}}{d\tau} = \sum_i \vec{F}_i \quad (9)$$

Es gibt verschiedene Kräfte, wie viskose Widerstandskraft, Gewichtskraft und Auftriebskraft, sowie elektrostatische, thermophoretische, diffusiophoretische, photophoretische und akustische Kräfte. Bei kleinen Partikeln kann die Beschleunigungsphase vernachlässigt werden, so daß von einer stationären Geschwindigkeit ausgegangen werden kann.

2.2.1 Viskose Widerstandskraft

Partikeln, die sich in einem viskosen Medium bewegen, erfahren eine Widerstandskraft. Die Widerstandskraft einer kugelförmigen Partikel mit dem Durch-

messer d_P bei einer Relativgeschwindigkeit $\vec{w} - \vec{u}$ wird folgenderweise dargestellt:

$$\vec{F}_W = -\frac{1}{2} c_W Re_P \rho |\vec{w} - \vec{u}| (\vec{w} - \vec{u}) \frac{\pi}{4} d_P^2; \quad Re_P = \frac{|\vec{w} - \vec{u}| d_P}{\nu} \quad (10)$$

Dabei sind c_W der Widerstandsbeiwert und Re_P die Reynoldszahl der Partikelumströmung. Stokes hat für die schleichende Umströmung einer Kugel ($Re_P \ll 1$) den Widerstandsbeiwert zu $c_W = 24/Re_P$ berechnet.

$$\vec{F}_{W,Stokes} = -3\pi\eta d_P (\vec{w} - \vec{u}) \quad (11)$$

Dabei wurde an der Phasengrenze Haftbedingung angenommen. Für gasförmige und flüssige Partikeln haben Hadamarard und Rybczynski eine Formel hergeleitet, die bei einem Viskositätsverhältnis von $\eta_P/\eta \rightarrow \infty$ identisch mit der von Stokes und für $\eta_P/\eta \rightarrow 0$ um den Faktor 1,5 kleiner ist [14]:

$$\vec{F}_{W,HR} = -\frac{2 + 3\frac{\eta_P}{\eta}}{1 + \frac{\eta_P}{\eta}} \pi\eta d_P (\vec{w} - \vec{u}) \quad (12)$$

Bei Wassertropfen in Luft ist das Verhältnis der Viskositäten stets größer als 10. Somit unterscheiden sich die zwei Formeln um höchstens 3%. Es ist deshalb in diesem Fall unbedenklich, die einfachere Formel von Stokes zu benutzen.

Für kleine Partikeln in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge der Fluidmoleküle muß zusätzlich der Gleitkorrektur-Faktor Cu berücksichtigt werden [30]:

$$\vec{F}_W = -\frac{3\pi\eta d_P (\vec{w} - \vec{u})}{Cu} \quad (13)$$

Cunningham [17] berechnete den Gleitkorrektur-Faktor zu:

$$Cu = 1 + A Kn \quad (14)$$

Diese Beziehung wurde in späteren Untersuchungen erweitert:

$$Cu = 1 + Kn \left(A + B \exp\left(-\frac{C}{Kn}\right) \right) \quad (15)$$

Die Werte A , B , C hängen von der Gasart, der Temperatur, dem Druck und der Partikeloberfläche ab (von der Art, wie der Stoßimpuls der Moleküle übertragen

wird) [35]. Somit ist die Größe der Widerstandskraft immer mit Unsicherheiten von einigen Prozent behaftet. Üblich sind die folgende Werte:

$$A = 1,257; \quad B = 0,4; \quad C = 1,1$$

Man findet auch andere Werte in der Literatur, die jedoch meist nur geringfügig andere Resultate ergeben [35]. Die Knudsenzahl Kn ist das Verhältnis der mittleren freien Weglänge Λ zum Partikelradius:

$$Kn = \frac{2\Lambda}{d_P} \quad (16)$$

Mit der mittleren Teilchengeschwindigkeit

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8RT}{M\pi}} \quad (17)$$

ergibt sich die mittlere freie Weglänge zu [25]:

$$\Lambda = \frac{2\eta}{\rho\bar{c}} = \frac{\eta}{\rho} \sqrt{\frac{\pi M}{2RT}} \quad (18)$$

Je nach Wert der Knudsenzahl unterscheidet man 3 verschiedene Bereiche, von denen nur die ersten zwei im Rahmen dieser Arbeit interessant sind:

- Kontinuumsbereich (slip flow regime). Hierfür gilt $Kn \ll 1$, d.h. die Partikeln sind viel größer als die mittlere freie Weglänge der Moleküle.
- Übergangsbereich (Knudsen regime, transition region). Die Partikeln liegen in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge der Moleküle.
- Molekularkinetischer Bereich (free molecule regime). Hierfür gilt $Kn \gg 1$, d.h. die Partikeln sind viel kleiner als die mittlere freie Weglänge der Moleküle.

2.2.2 Sedimentation

Im Gravitationsfeld sedimentieren Partikeln aufgrund der Gewichtskraft, verringert durch den Auftrieb. Bei kleinen Partikeln ist die Sedimentation sehr langsam. Setzt man die Gewichtskraft $gV(\rho_P - \rho)$ für den Fall einer Kugel gleich der Sto-

kes'schen Widerstandskraft, so erhält man als Sedimentationsgeschwindigkeit:

$$\vec{w}_{sed} = \frac{d_P^2}{18\eta} (\rho_P - \rho) \vec{g} \quad (19)$$

Für einen Partikeldurchmesser von $d_P = 3 \mu\text{m}$ bekommt man eine Sedimentationsgeschwindigkeit $|\vec{w}_{sed}| \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{m/s}$, die für die hier betrachteten Verhältnisse vernachlässigbar ist.

2.2.3 Diffusiophorese

Befinden sich Partikeln in einem Fluid, in dem eine oder mehrere Komponenten diffundieren, so erfahren die Partikeln eine Kraft in Richtung des Diffusionsstroms und bewegen sich entsprechend. Dieses Phänomen wird Diffusiophorese genannt. Für den Fall kleiner Partikeln ($Kn > 1$) kann dieser Effekt durch den Impulsaustausch diffundierender Moleküle mit den Partikeln erklärt werden. Dabei ist der in Diffusionsrichtung übertragene Impuls größer als der in Gegenrichtung übertragene Impuls.

Bei großen Partikeln ($Kn < 1$) wird die Diffusiophorese kontinuumsmechanisch durch die Umströmung mit den diffundierenden Stoffen beschrieben. Bei der Herleitung der Partikelgeschwindigkeit wird zwischen äquimolarer und einseitiger Diffusion unterschieden. Bei der Kondensation bei Anwesenheit eines nichtkondensierbaren Trägergases ist die Diffusion einseitig.

Waldmann und Schmitt [60] geben als diffusiophoretische Geschwindigkeit für große Partikeln in einseitiger Diffusion eines Zweikomponentenfluids an:

$$\vec{w}_{diff} = -[1 + \sigma_{DL}(1 - \tilde{y})] \frac{D \text{grad } \tilde{y}}{1 - \tilde{y}} \quad (20)$$

\tilde{y} ist der Molanteil des diffundierenden Dampfes. Dabei wurde die Arbeit von Kramers und Kistemaker [41] berücksichtigt, wonach die Geschwindigkeit an der Oberfläche einer durch Diffusion überströmten Platte von Null verschieden ist (keine Haftbedingung) und in Richtung des Konzentrationsgradienten zeigt. Danach gilt für den Faktor σ_{DL} (diffusion slip factor):

$$\sigma_{DL} = \frac{M_D - M_L}{M + \sqrt{M_D M_L}} \quad , \quad M = \tilde{y} M_D + (1 - \tilde{y}) M_L \quad (21)$$

Setzt man Gl. (21) in Gl. (20) ein, so erhält man:

$$\vec{w}_{diff} = -\frac{\sqrt{M_D}}{\tilde{y}\sqrt{M_D} + (1-\tilde{y})\sqrt{M_L}} \frac{D \text{ grad } \tilde{y}}{1-\tilde{y}} \quad (22)$$

Whitmore und Meisen [62] haben in einer späteren Arbeit der Annahme eines diffusionsbedingten Schlupfes widersprochen und geben für die diffusiophoretische Geschwindigkeit die mittlere Massengeschwindigkeit der Gasmischung an:

$$\vec{w}_{diff} = -\frac{M_D}{\tilde{y}M_D + (1-\tilde{y})M_L} \frac{D \text{ grad } \tilde{y}}{1-\tilde{y}} \quad (23)$$

Die Gleichungen (23) und (22) unterscheiden sich im Bereich von $\tilde{y} = 0 \dots 0,3$ um 20...27%. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Formel von Whitmore und Meisen benutzt.

2.2.4 Thermophorese

Unter Thermophorese versteht man die Relativbewegung, die Partikeln in einem Fluid erfahren, wenn ein Temperaturgradient in der Gasphase existiert. Für kleine Partikeln ($Kn > 1$) wird dies, ähnlich wie bei der Diffusiophorese, durch den unterschiedlich großen Impulsaustausch mit den Gasmolekülen auf der kalten und warmen Seite des Partikels erklärt.

Bei großen Partikeln ($Kn < 1$) wird von einem Temperaturgradienten an der Oberfläche einer Partikel ausgegangen. Eppstein [22] hat 1929 berechnet, daß sich bei unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit von Partikel und Gasphase (Wasserpartikel/Luft: $\lambda_P/\lambda_L > 20$) in der Gasphase nahe der Partikeloberfläche ein Geschwindigkeitsfeld in Richtung der heißeren Partikelseite ergibt. Als Reaktion erfährt die Partikel eine Kraft, die dem Temperaturgradienten der Gasphase entgegengesetzt ist [60]:

$$\vec{F}_{th} \sim -\text{grad } T \quad (24)$$

Daraus folgt für die thermophoretische Geschwindigkeit:

$$\vec{w}_{th} = -K_{th} \frac{\eta \text{ grad } T}{\rho T} \quad (25)$$

In der Literatur sind seither eine große Anzahl von Formeln für die Berechnung

der thermophoretischen Kraft und der daraus resultierenden Geschwindigkeit erschienen. Neben zahlreichen Meßmethoden wurde mit verschiedenen theoretischen Ansätzen versucht, die thermophoretische Kraft zu bestimmen. Diese Ansätze können in vier Kategorien unterteilt werden [55]:

- Hydrodynamische Analysen.
- Ansätze kinetischer Gastheorie höherer Ordnung.
- Phänomenologische Ansätze unter Benutzung der Postulate der irreversiblen Thermodynamik.
- Lösungsansätze der Boltzmann- oder der Bhatnagar-Gross-Krook-Gleichungen (BGK-Gleichungen) [9].

Es mangelt aber immer noch an zuverlässigen experimentellen Daten und an ausreichend genauen Berechnungsansätzen [44, 18]. Bei den Messungen existiert das Problem der Überlagerung anderer Effekte auf den (relativ kleinen) Effekt der Thermophorese, und in den theoretischen Betrachtungen werden gravierende Vereinfachungen gemacht [44].

Der thermophoretische Vorfaktor K_{th} wird entweder konstant oder als Funktion der Knudsenzahl Kn und des Verhältnisses der Wärmeleitfähigkeiten λ_p/λ angegeben. Als weitere Parameter erscheinen ein Temperatur-Sprungkoeffizient C_t (temperature jump constant), ein Geschwindigkeits-Sprungkoeffizient C_m (velocity jump constant) und ein thermischer Gleitkoeffizient C_s (thermal slip coefficient) [40, 11].

Diese Koeffizienten werden entweder für das spezielle Gas/Partikel-System experimentell ermittelt oder auf die Akkomodationskoeffizienten a_t (thermal accommodation coefficient) und a_m (momentum accommodation coefficient) zurückgeführt [11]. Vollständige Akkomodation ($a_t = a_m = 1$) bedeutet, daß Gasmoleküle, die auf eine Partikel auftreffen, beim Verlassen der Partikel im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht mit der Partikeloberfläche sind [11].

Nach Kennard [40] und Ivchenko [31] ergeben sich folgende Beziehungen:

$$C_t = \frac{15}{8} \frac{2 - a_t}{a_t} \quad (\text{eiatomige Gase}) \quad (26)$$

$$C_t = \frac{2 - a_t}{a_t} \frac{2}{1 + c_v/c_p} \frac{1}{Pr} \quad (\text{mehratomige Gase}) \quad (27)$$

$$C_m = \frac{2 - a_m}{a_m} \quad (28)$$

$$C_s = 1,5 \frac{0,624 + 0,3736 a_t}{1,2528 + 0,0306 a_t} \quad (29)$$

Für vollständige thermische Akkomodation sind die folgenden Werte üblich:

$$C_t = 2,18; \quad C_m = 1,14; \quad C_s = 1,17$$

In der Literatur konnten keine Werte dieser Konstanten für das System von Nebelpartikeln in feuchter Luft gefunden werden.

Bakanov [5, 6, 7] hat das Problem der Flüchtigkeit der Partikeln angesprochen. Sobald ein Stoffaustausch zwischen der kontinuierlichen und der dispersen Phase stattfindet, stimmt die Randbedingung der verschwindenden Radialgeschwindigkeit an den Partikeln nicht mehr. Bakanov stellt die Vermutung an, daß möglicherweise deshalb experimentell ermittelte Ergebnisse die berechneten Werte um den Faktor 30...50 übersteigen. Diese Erkenntnis deckt sich mit der Arbeit von Truitt und Davis [56]. Diese haben in einem Dampfaerosolabscheider Abscheidegrade ermittelt, die über den vorhergesagten Werten für Thermo- und Diffusiophorese lagen.

In Tabelle 1 wird eine Sammlung verschiedener Berechnungsformeln für große Partikeln ($Kn < 1$) angegeben. Die daraus resultierenden Vorfaktoren sind in Bild 3 in Abhängigkeit der Knudsenzahl aufgetragen.

Nr.	Literatur	Formel	Parameter	Gültigkeitsbereich
1	Derjaguin, Yalamov [20], 1965 nach Eppstein [22], 1929	$1,5 \frac{\lambda/\lambda_p}{1+2\lambda/\lambda_p}$	—	$\lambda/\lambda_p > 0,1; Kn \ll 1$
2	Whitmore, Meisen [63], 1977 nach Eppstein [22], 1929	$1,8 \frac{\lambda/\lambda_p}{1+2\lambda/\lambda_p}$	—	$\lambda/\lambda_p > 0,1; Kn \ll 1$
3	Derjaguin, Yalamov [20], 1965	$\frac{4\lambda+0,5\lambda_p+C_t Kn \lambda_p}{2\lambda+\lambda_p+2C_t Kn \lambda_p}$	keine Angabe	große Partikeln
4	Derjaguin et al. [19], 1976	$C_s \frac{1+C_t Kn \lambda_p/\lambda}{1+0,5\lambda_p/\lambda+C_t Kn \lambda_p/\lambda}$	$C_t = 2,16; C_s = 1,1$	große Partikeln
5	Talbot et al. [55], 1980	$2 C_s \frac{\lambda/\lambda_p+C_t Kn}{1+2\lambda/\lambda_p+2C_t Kn}$	$C_s = 2; C_t = 2,16$	große Partikeln
6	nach Derj. et al. Talbot et al. [55], 1980	$2 C_s \frac{\lambda/\lambda_p+C_t Kn}{1+2\lambda/\lambda_p+2C_t Kn}$	$C_s = 1,5; C_t = 2,16$	große Partikeln
7	Whitmore, Meisen [63], 1977 nach Jacobsen, Brock [32], 1965	$\frac{1,5\lambda/\lambda_p+C_t Kn+1,33 b C_m Kn (\lambda/\lambda_p+C_t Kn-1)}{(1+3C_m Kn)(1+2\lambda/\lambda_p+2C_t Kn)}$	$C_t = 3,32; C_m = 1,0;$ $b = 2,4$	NaCl in Luft $Kn \approx 1$
8	Talbot et al. [55], 1980 nach Brock [11], 1962 ^a	$2 C_s \frac{\lambda/\lambda_p+C_t Kn}{(1+2\lambda/\lambda_p+2C_t Kn)(1+2C_m Kn)}$	$C_t = 2,18; C_m = 1,14;$ $C_s = 0,75$	$Kn < 0,1$
9	Talbot et al. [55], 1980 nach Brock [11], 1962	$2 C_s \frac{(\lambda/\lambda_p+C_t Kn)}{(1+2\lambda/\lambda_p+2C_t Kn)(1+2C_m Kn)}$	$C_t = 2,18; C_m = 1,14;$ $C_s = 1,17$	$Kn < 0,1$
10	Talbot et al. [55], 1980	$2 C_s \frac{(\lambda/\lambda_p+C_t Kn)[1+Kn(A+B \exp(-C/Kn))]}{(1+2\lambda/\lambda_p+2C_t Kn)(1+3C_m Kn)}$	$C_t = 2,18; C_m = 1,14;$ $C_s = 1,17; A = 1,2; B = 0,41; C = 0,88$	$Kn = 0 \dots \infty$

Tabelle 1: Vorfaktoren K_{th} für die thermophoretische Geschwindigkeit nach Gl. (25).

^aBrock hat in [11] die thermophoretische Kraft berechnet und kein C_s benutzt. Zu dieser Geschwindigkeit gelangt man bei Benutzung der Widerstandskraft von Stokes Gl. (11) und Verallgemeinerung der Gleichung mit Einführung von $C_s = 0,75$.

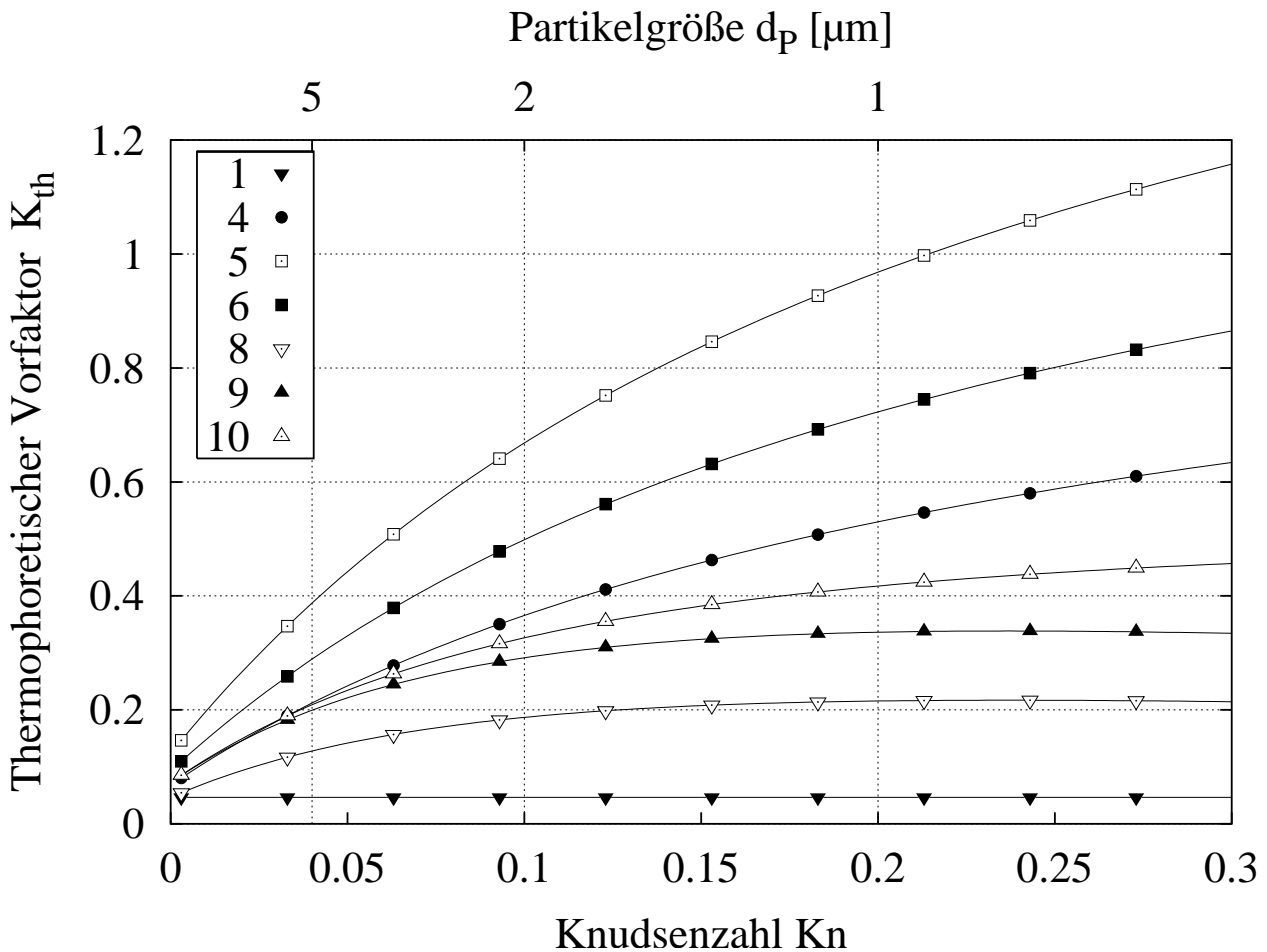


Bild 3: Vorfaktoren K_{th} verschiedener Autoren für die thermophoretische Geschwindigkeit nach Tabelle 1 bei $\lambda/\lambda_P = 0,03$

Die Verläufe des thermophoretischen Vorfaktors zeigen eine deutliche Abhängigkeit von der Knudsenzahl. Somit ist bei polydispersen Systemen eigentlich eine Tropfengrößenverteilung zu berücksichtigen. Da jedoch die Unterschiede zwischen den einzelnen Modellen ohnehin beträchtlich sind, wurde diese Abhängigkeit nicht berücksichtigt und mit einem konstanten mittleren thermophoretischen Vorfaktor von 0,5 gerechnet.

2.3 Koagulationsmechanismen

Unter Koagulation versteht man einen Prozeß, bei dem sich Partikeln durch eine Relativgeschwindigkeit treffen und danach eine Partikel bilden [30, 64]. Es gibt dabei verschiedene Mechanismen, die zu Koagulation führen können. Im Folgenden wird die thermische und die kinematische Koagulation vorgestellt.

Koagulation führt zur Abnahme der Anzahlkonzentration N und zur Zunah-

me des Anzahl–Volumen–Durchmessers d_{NV} bei konstanter Volumenkonzentration N_V :

$$N(\tau) (d_{NV}(\tau))^3 = \text{const.} \quad (30)$$

Dabei kann keine eindeutige Aussage darüber gemacht werden, ob die Standardabweichung σ der Verteilung durch die Koagulation größer oder kleiner wird (Verteilung breiter oder schmaler), da es hierbei entgegengesetzte Effekte gibt. Für logarithmisch normalverteilte Partikeln mit einer Standardabweichung $\sigma < 0,7$ ist es nach Hinds [30] eine vernünftige Näherung, anzunehmen, daß die Standardabweichung konstant bleibt und die Koagulationsrate dieselbe wie bei monodispersen Partikeln mit dem Anzahl–Volumen–Durchmesser d_{NV} ist. Friedlander [25] sprach in diesem Zusammenhang von einer selbsterhaltenden Größenverteilung (“self–preserving size distribution”). Er stellte fest, daß die Form der Größenverteilung eines Partikelkollektivs bei der Koagulation zu verschiedenen Zeiten gleich ist.

2.3.1 Thermische Koagulation

Bei hohen Konzentrationen können sich Partikeln durch die Brown’sche Bewegung treffen und dabei koagulieren. Dieses Phänomen wird thermische Koagulation genannt. Die thermische Koagulationsrate kann nach Fuchs [26, 30] berechnet werden zu:

$$\frac{dN}{d\tau} = \dot{N}_{tK} = -K_{tK} (N(\tau))^2 \quad (31)$$

Für den Vorfaktor K_{tK} gilt im Fall monodisperser Partikeln:

$$K_{tK} = 4\pi d_P D_P \quad (32)$$

Der Diffusionskoeffizient D_P der Partikeln kann nach der Stokes–Einstein–Gleichung berechnet werden:

$$D_P = \frac{k_B T C_u(Kn)}{3\pi\eta d_P} \quad (33)$$

Die Partikelgröße fließt daher nur mit der Gleitkorrektur C_u in die Koagulationskonstante ein. Für einen konstanten Vorfaktor K_{tK} ($Kn \ll 1$ und $T = \text{const.}$) und

$N(\tau = 0_s) = N^{ein}$ bekommt man für die Anzahlkonzentration N in Abhängigkeit von der Zeit:

$$N(\tau) = \frac{N^{ein}}{1 + K_{tK} N^{ein} \tau} \quad (34)$$

Sind die Partikeln bidispers verteilt (mit den Durchmessern $d_{P,1}$, $d_{P,2}$), so erhält man für die Koagulationskonstante [30]:

$$K_{tK} = \pi (d_{P,1} + d_{P,2}) (D_{P,1} + D_{P,2}) \quad (35)$$

Für den Fall polydispenser, diskret verteilter Partikeln bekommt man mit dem Anteil f_i der Partikelgröße $d_{P,i}$:

$$K_{tK} = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^k \pi (d_{P,i} + d_{P,j}) (D_{P,i} + D_{P,j}) f_i f_j \quad (36)$$

Hins gibt für die thermische Koagulation einer logarithmisch normalen Verteilung bei Standardbedingungen folgende Tabelle an:

Tabelle 2: Vorfaktor K_{tK} für thermische Koagulation in $10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$ für logarithmisch normalverteilte Partikeln bei $T = 298 \text{ K}$ und $p = 1 \text{ bar}$ berechnet nach Gl. (36) ([30], S.243).

$d_{50,0} [\mu\text{m}]$	GSD=1,0	GSD=1,5	GSD=2,0	GSD=2,5
0,05	14,9	18,5	30,7	58,4
0,1	8,6	10,5	16,7	30,9
0,2	5,6	6,6	9,9	17,3
0,5	4,0	4,5	6,1	9,5
1,0	3,5	3,8	4,9	7,0
2,0	3,2	3,5	4,3	5,8

GSD = Geometric Standard Deviation = $\exp(\sigma)$

Um die thermische Koagulation bei einer anderen Temperatur zu berechnen, müssen die Werte aus der Tabelle mit dem Faktor $T/298 \text{ K}$ korrigiert werden. Die thermische Koagulationsrate ist nach Tabelle 2 besonders groß für breite Verteilungen sehr kleiner Partikeln. Eine spätere Betrachtung der Dynamik von Keimbildung

und Keimwachstum zeigt, daß die bei der Kondensation entstehenden Nebelpartikeln sehr schnell auf ihre endgültige Größe anwachsen. Somit ist es zulässig, den Vorfaktor K_{tK} mit den Aerosolparametern der ausgebildeten Partikelverteilung zu bestimmen (Messungen: $d_{50,0} \approx 2$ und $\sigma = 1,5$). Für die thermische Koagulation wird daher in dieser Arbeit ein Vorfaktor von $K_{tK} = 3,5 \cdot 10^{-6} \cdot T/298 \text{ K}$ verwendet.

2.3.2 Kinematische Koagulation

Unter kinematischer Koagulation versteht man die Koagulation durch unterschiedliche Partikel-Geschwindigkeiten, welche andere Ursachen als die Brown'sche Bewegung haben. Unterschiedliche Geschwindigkeiten können durch die Existenz eines Geschwindigkeitsgradienten in der kontinuierlichen Phase (gradient coagulation, shear coagulation) oder durch phoretische Geschwindigkeiten hervorgerufen werden. Der Fall der Scherkoagulation ist leicht zu berechnen und zu veranschaulichen:

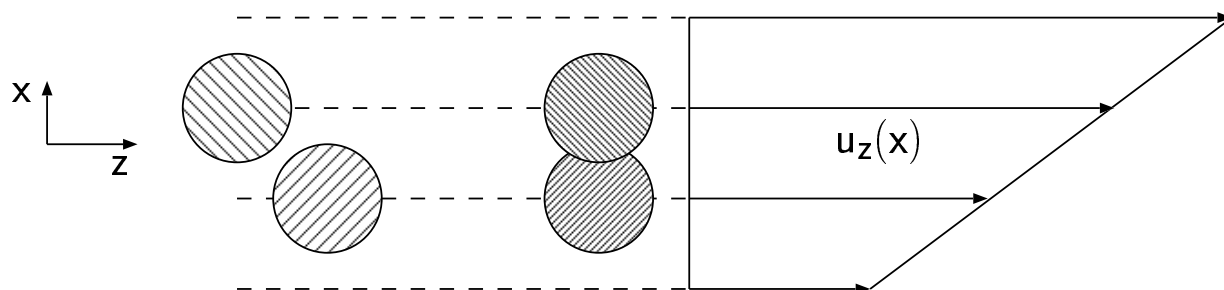


Bild 4: Veranschaulichung der Scherkoagulation ([30], S.246).

Für eine laminare Strömung gilt für das Verhältnis der Scherkoagulationsrate zur thermischen Koagulationsrate [64, 30]:

$$\frac{\dot{N}_{kK}}{\dot{N}_{tK}} = \frac{d_P^2}{6\pi D_P} \frac{\partial u_z}{\partial x} \quad (37)$$

Mit Gl. (31) und Gl. (32) ergibt sich:

$$\dot{N}_{kK}(\tau) = -\frac{2}{3} \frac{\partial u_z}{\partial x} (d_P(\tau))^3 (N(\tau))^2 \quad (38)$$

Nach Gl. (30) gilt:

$$(d_P(\tau))^3 = \frac{N^{ein}}{N(\tau)} (d_P^{ein})^3 \quad (39)$$

Damit folgt aus Gl. (38):

$$\frac{dN}{d\tau} = \dot{N}_{kK}(\tau) = -\frac{2}{3} \frac{\partial u_z}{\partial x} (d_P^{ein})^3 N^{ein} N(\tau) \quad (40)$$

Nach der Integration erhält man schließlich die Funktion der Partikelanzahl in Abhängigkeit von der Verweilzeit längs eines Stromfadens:

$$N(\tau) = N^{ein} \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\partial u_z}{\partial x} (d_P^{ein})^3 N^{ein} \tau\right) \quad (41)$$

3 Experimenteller Teil

3.1 Versuchsanlage

3.1.1 Grundkonzept

Die Grundidee bei der Planung der Versuchsanlage war es, eine Möglichkeit zu finden, mit der die Entstehung und das Verhalten von Nebel im Inneren eines Kondensators untersucht werden kann. Eine Voraussetzung hierzu war die Verfügbarkeit eines geeigneten optischen Meßgeräts, welches die Eigenschaften des Nebels online und *in situ* mißt, ohne dabei die Aerosolparameter zu verändern. Dies war durch das am ITTK vorhandene Drei-Wellenlängen-Extinktionsmeßgerät (3-WEM) gegeben (siehe Abschnitt 3.2). Um den Aufwand bezüglich Materialauswahl, Dichtigkeitsanforderung und Explosionsschutz gering zu halten, wurde die Anlage für Atmosphärendruck mit Wasser als Lösungsmittel ausgelegt. Der durchzusetzende Luftstrom wurde anfänglich auf 5 kg/h bei einer maximalen Wasserdampfbeladung von 200 g/kg festgelegt.

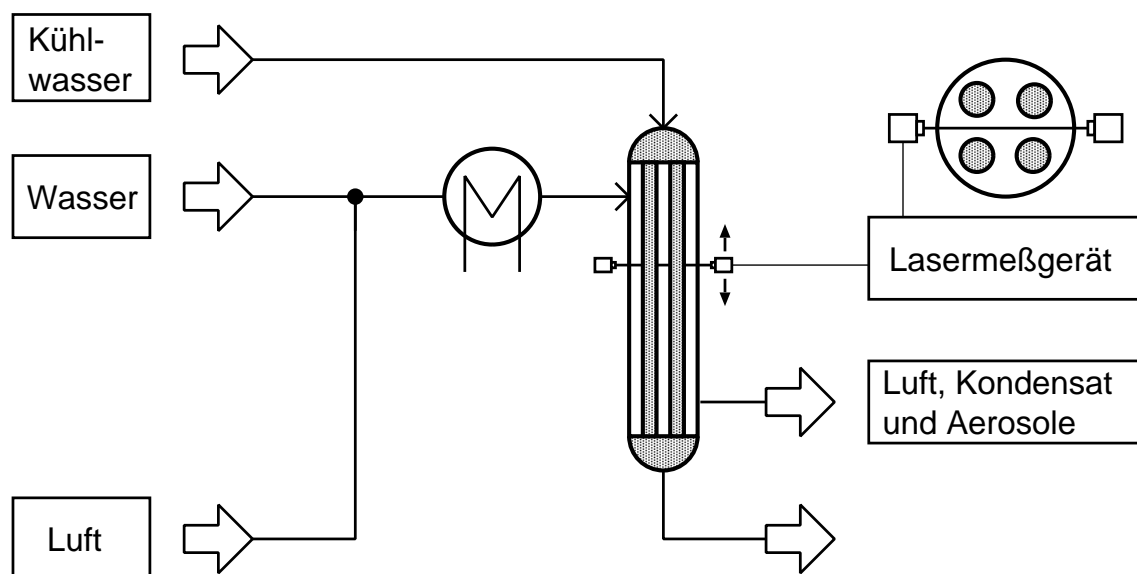


Bild 5: Grundfließbild des Versuchsaufbaus

Aus diesen Vorgaben ergibt sich das in Bild 5 dargestellte Grundfließbild. Der Prozeß teilt sich in zwei Verfahrensschritte auf: Im ersten Schritt muß ein trockener Luftstrom mit Wasser aufgesättigt und zur Vermeidung vorzeitiger Kondensation überhitzt werden. Die so erzeugte heiße feuchte Luft wird im zweiten Schritt in den Kondensator geleitet, wo sie wieder abkühlt und der Wasserdampf an den Kühlrohren und als Nebel auskondensiert.

Um das Verhalten des Nebels gut verfolgen zu können, muß die Außenwand des Kondensators aus Glas bestehen. Die Meßköpfe des 3-WEM sollen in ihrer Position frei über der Kondensatorlänge verschiebbar sein, um an jeder Stelle messen zu können. Die gemessenen Eigenschaften sind die Volumenkonzentration N_V , der anzahlvolumetrische Durchmesser d_{NV} und die geometrische Standardabweichung σ der Partikelverteilung.

3.1.2 Sättigung der Luft

Um einen trockenen Luftstrom von 5 kg/h auf eine Beladung von 200 g/kg (dies entspricht einer Sättigungstemperatur von ca. 65°C) aufzusättigen, ist ein Wasserstrom von 1 kg/h und ein Wärmestrom von 650 W nötig.

Die Aufsättigung der trockenen Luft findet in einer Packungskolonne (Innendurchmesser 100 mm) statt (Bild 6). Hierzu wird die Luft vorgeheizt und in der Packung (Mellapak M250.Y von Sulzer, Höhe 1161 mm) im Gegenstrom mit heißem Wasser geführt.

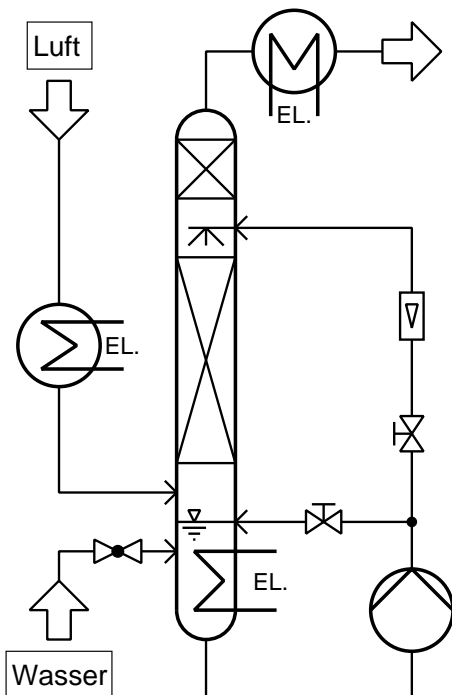


Bild 6: *Luftsättigung*

Im Kopf der Kolonne befindet sich eine Gewebepackung (Sulzer BX, Höhe 165 mm), die dafür sorgt, daß mitgerissene Tropfen aus dem Gemisch entfernt werden.

Ein nachgeschalteter Heizschlauch (Winkler WSP 251/25/010) überhitzt das gesättigte Gemisch, um vorzeitige Kondensation zu vermeiden und die gewünschte Temperatur im Kondensatoreintritt einzustellen. Die Maximaltemperatur im Heizschlauch beträgt 250°C, wodurch das Gemisch bis ca. 140°C aufgeheizt werden kann. Zur Vermeidung von Wärmeverlusten ist der Sättiger und die Zuleitung zum Kondensator wärmeisoliert.

Das für die Sättigung verwendete entmineralisierte Wasser wird bei Versuchsbeginn im Sumpf der Kolonne vorgelegt und auf die gewünschte Sättigungstemperatur aufgeheizt. Eine Pumpe fördert einen Wasserstrom von ca. 100 l/h zum Kopf der Kolonne, während ein Reststrom zur besseren Durchmischung wieder in den Sumpf geleitet wird. Der Kolonnensumpf hat ein Fassungsvermögen von 20 l, wodurch ein unterbrechungsfreier stationärer Be-

trieb während eines Versuchstages gewährleistet ist.

3.1.3 Aufbau des Kondensators

Eine wichtige Größe bei der Auslegung des Kondensators ist der Innendurchmesser, der zugleich auch der Meßlänge für das 3-WEM entspricht. Um auch noch geringe Partikelkonzentrationen erfassen zu können, muß der Durchmesser möglichst groß gewählt werden (s. Kap. 3.2).

Andererseits steigt der Volumenstrom und damit der gesamte apparative Aufwand für den Betrieb der Anlage mit dem Quadrat des Durchmessers, sofern man von einer konstanten Strömungsgeschwindigkeit ausgeht. Daher wurde ein Innendurchmesser von 100 mm gewählt, wodurch der Meßbereich des 3-WEM zwischen 10^5 und 10^7 Partikeln pro cm^3 liegt.

Da bei liegendem Betrieb das von den Kühlrohren herabrieselnde Kondensat den Strahlengang des Meßgerätes stören würde, ist eine vertikale Anordnung mit einer Gesamthöhe von 3 m gewählt worden.

Damit im Verlauf der Kondensation kein Beschlag auf der Innenwand des Glasmantels entsteht, mußte der Kondensatormantel als Doppelglasmantel ausgeführt werden, durch dessen Ringspalt heiße Luft strömt. Aus konstruktiven Gründen wurde der Mantel aus zwei Teilstücken (QVF DPS 4/1500) zusammengesetzt (Bild 7).

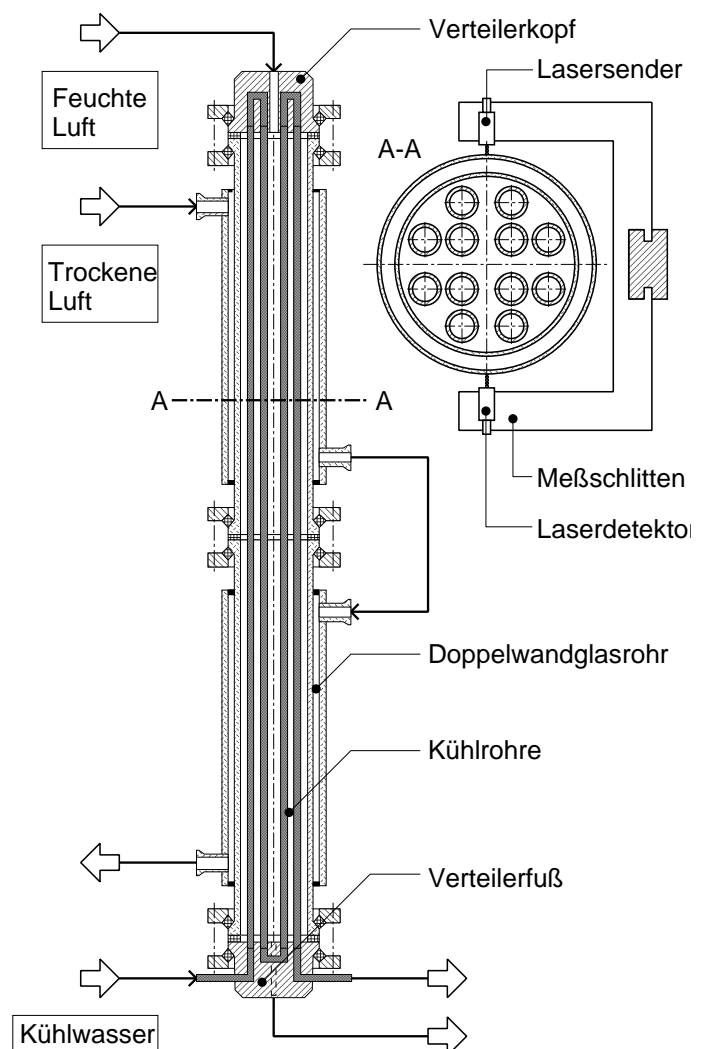


Bild 7: Kondensatoraufbau

Um eine möglichst homogene Kühlwirkung zu erzielen, wurden 12 Kühlrohre aus Stahl (Außendurchmesser 18 mm) als Rohrbündel eingesetzt, wobei ein ausrei-

chend großer Spalt von 10 mm in der Symmetrielinie für das 3-WEM belassen wurde. Die Kühlrohre werden von Leitungswasser durchströmt, welches am unteren Ende des Kondensators zu- und abgeführt wird. Am Fuß des Kondensators wird auch die Luft und das Kondensat wieder abgeführt.

Am Kopf und am Fuß des Kondensators befindet sich jeweils ein Verteiler, der das Kühlwasser durch die einzelnen Kühlrohre führt (Bild 8). Die Kühlrohre sind dabei so verschaltet, daß sie in Reihe durchströmt werden. Die Stromführung des Kühlwassers hat jedoch keine große Bedeutung, da der Kühlwasserstrom so groß gewählt wird (300 l/h), daß man von annähernd konstanter Kühltemperatur ausgehen kann. Für die betrachteten Parameter ergibt sich eine Temperaturerhöhung von 2–3 K. Die inneren 4 Kühlrohre und die äußeren 8 Kühlrohre haben jeweils einen getrennten Ein- und Auslaß. Somit ist es prinzipiell möglich, den Kondensator mit einer anderen spezifischen Kühlfläche zu betreiben. Im Rahmen dieser Arbeit waren jedoch alle Kühlrohre zusammenschaltet.

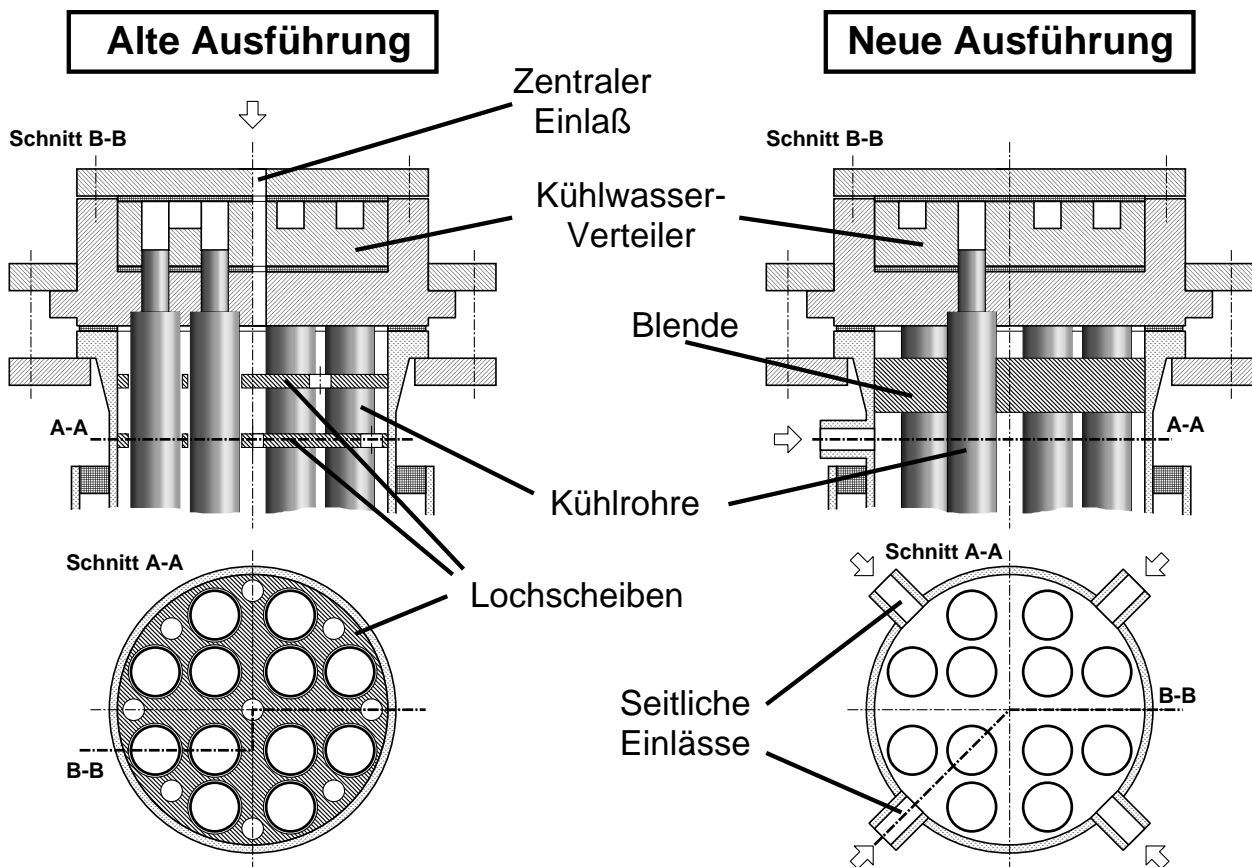


Bild 8: Kondensatorkopf vor und nach dem Umbau

Bild 9 zeigt die Vorderansicht der Versuchsanlage mit der Sättigerkolonne (links mit schwarzer Isolierung) und dem Kondensator (rechts).

Bei den ersten Messungen wurde das Gemisch durch eine zentrale Öffnung in den Kondensator geleitet (Bild 8 links). Dabei gewährten zwei gegeneinander versetzte Lochscheiben nach dem Eintritt eine gute Verteilung des Gemisches über dem Querschnitt. Die Konsequenz aus dieser Stromführung war jedoch, daß sich das Gemisch bereits vor Erreichen der ersten möglichen 3-WEM-Meßstelle soweit abkühlen konnte, daß es zu einer unerwünschten vorzeitigen Nebelbildung kam.

Zur Abhilfe wurden von einem Glasbläser vier seitliche Einlaßstutzen knapp oberhalb des oberen Doppelmantels angebracht (Bild 8 rechts). Der Gesamtstrom wird kurz vor dem Kondensatoreintritt symmetrisch aufgeteilt und mit den Glasstutzen verbunden. Alle Leitungen wurden mit einem Heizdraht umwickelt und isoliert. Dadurch wird sichergestellt, daß sich auch in den Zuleitungen kein Nebel bilden kann. In einen der Seiteneinlässe wurde zusätzlich ein Temperaturfühler eingesetzt, um die Eintrittstemperatur zu bestimmen.

Das Gemisch tritt damit symmetrisch von 4 Seiten in den Kondensator ein und wird danach um 90° nach unten umgelenkt. Eine Blende oberhalb des Eintritts verhindert eine Strömung nach oben. Durch diese Anordnung ist es möglich, mit dem 3-WEM die Nebelentstehung direkt im Eintritt zu messen.

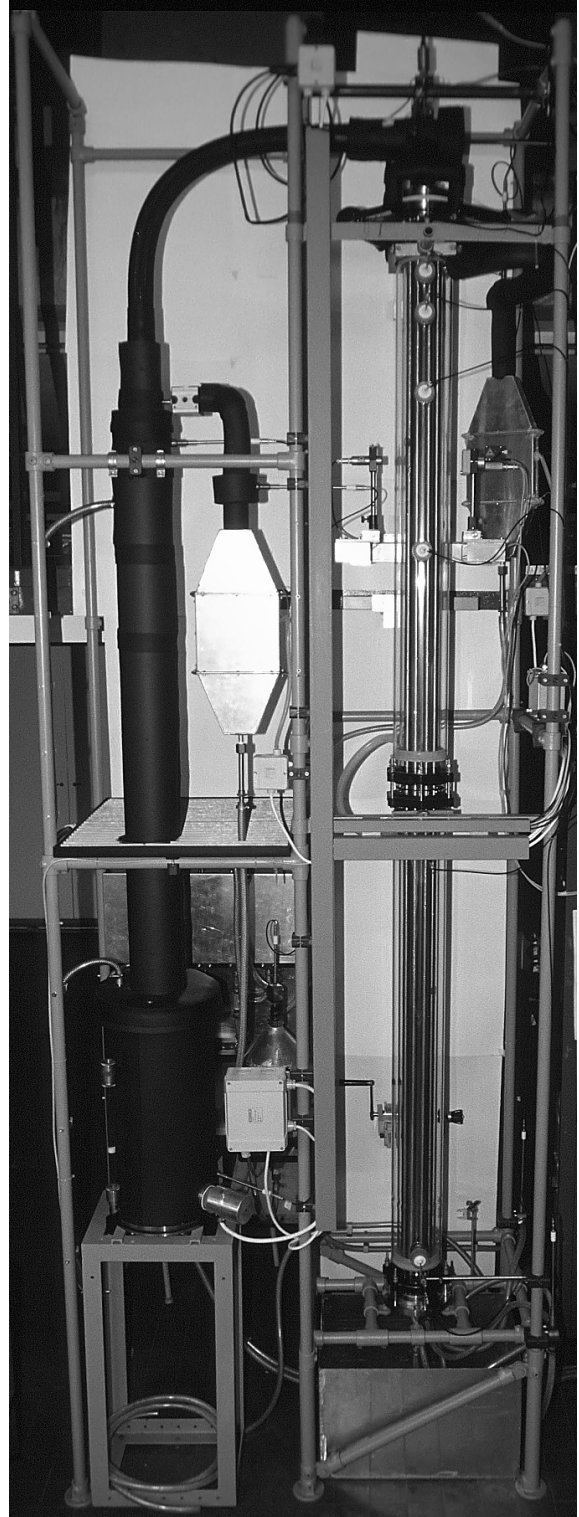


Bild 9: Vorderansicht

Im Zuge dieser Umbaumaßnahmen wurden zusätzlich noch sechs Temperaturmeßstellen durch die Außenwand des Kondensators gelegt. Die erste Meßstelle befindet sich 7,5 cm unterhalb der Einlaßstutzen. Danach folgen die restlichen Meßstellen mit den Abständen 10 cm, 20 cm, 40 cm, 80 cm und 120 cm (Bild 9). Dadurch ist es möglich, ein vollständiges Temperaturprofil längs der Kondensatorlänge zu erfassen.

3.1.4 Meßschlitten

Die Meßköpfe des 3-WEM sind auf einem Schlitten gegenüberliegend befestigt und justiert (Bild 10). Der Meßschlitten ist auf einer senkrecht stehenden optischen Bank so gelagert, daß er mit einer Seilwinde stufenlos vertikal bewegt werden kann. Bedingt durch die konstruktiven Gegebenheiten der Glasrohre (Dichtungen und Flansche) kann die Messung jedoch nicht überall durchgeführt werden (Bild 7). Die für Messungen nutzbare Länge beträgt daher 2,5 m mit einer ca. 30 cm großen Lücke in der Mitte.

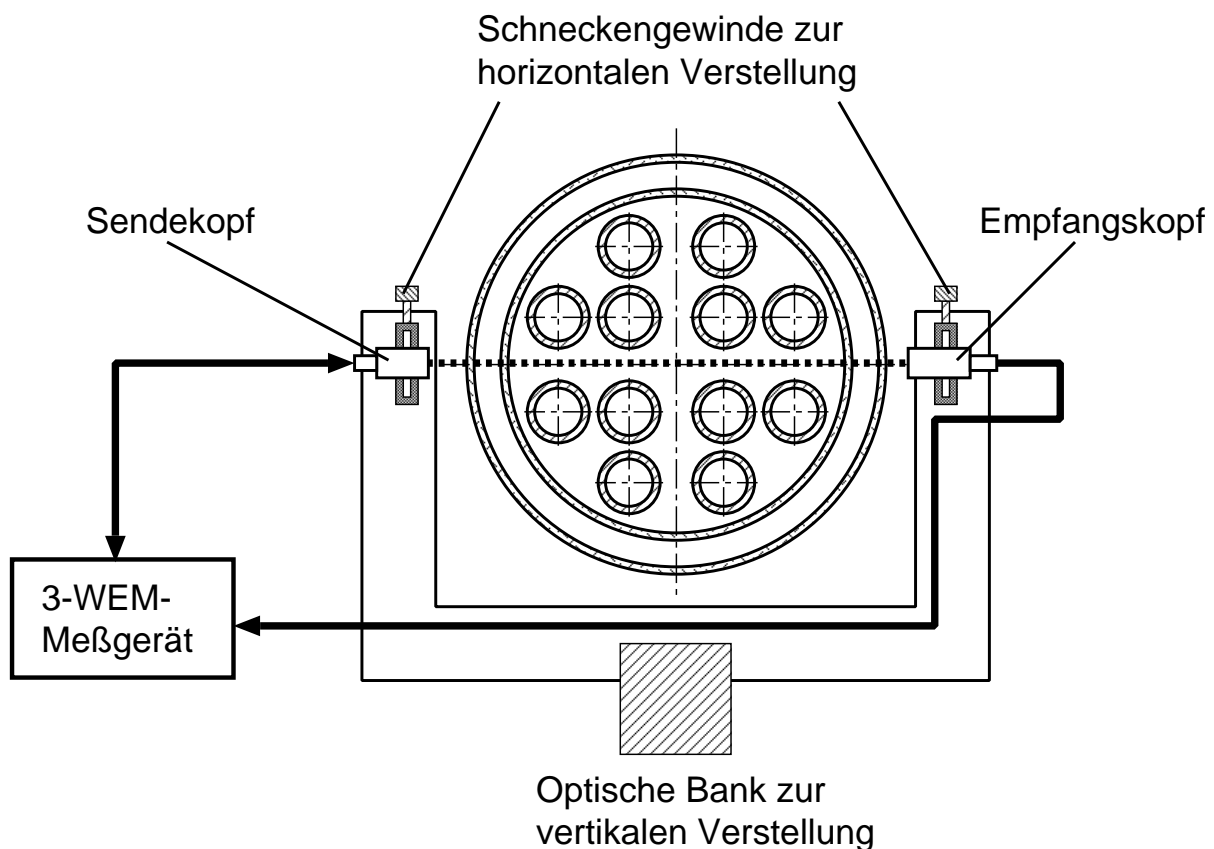


Bild 10: Meßschlitten zur Positionierung der 3-WEM-Meßköpfe in vertikaler und horizontaler Richtung

Um auch Meßwerte außerhalb der Mittellinie des Kondensators in der Nähe der Kühlrohre aufnehmen zu können, wurden die Meßköpfe zusätzlich auf einer horizontalen Verstelleinrichtung montiert. Durch ein Schneckengewinde kann jeder Meßkopf um 10 mm in beide Richtungen verschoben werden.

3.1.5 Zufuhr von Primärkeimen

Da die Lewiszahl des verwendeten Luft/ Wasser–Gemisches zu klein für homogene Keimbildung ist, müssen zur Ermöglichung der heterogenen Keimbildung Primärkeime zugegeben werden. Eine einfache Möglichkeit zur Erzeugung solcher Primärkeime ist das Abbrennen von Holzkohle oder Räucherkegeln. Die Räucherkegel haben hierbei den Vorteil, daß sie selbständig brennen, ohne ständig angefacht zu werden.

In der Versuchsanlage wird vor dem Sättiger durch eine Strahlpumpe Luft aus einer Abzugsvorrichtung angesaugt, um die Keime zuzuführen. (Bild 11). Die heterogene Nebelbildung im Kondensator kann somit sehr einfach gestartet werden, indem ein brennender Räucherkegel unter die Abzugsglocke gestellt wird.

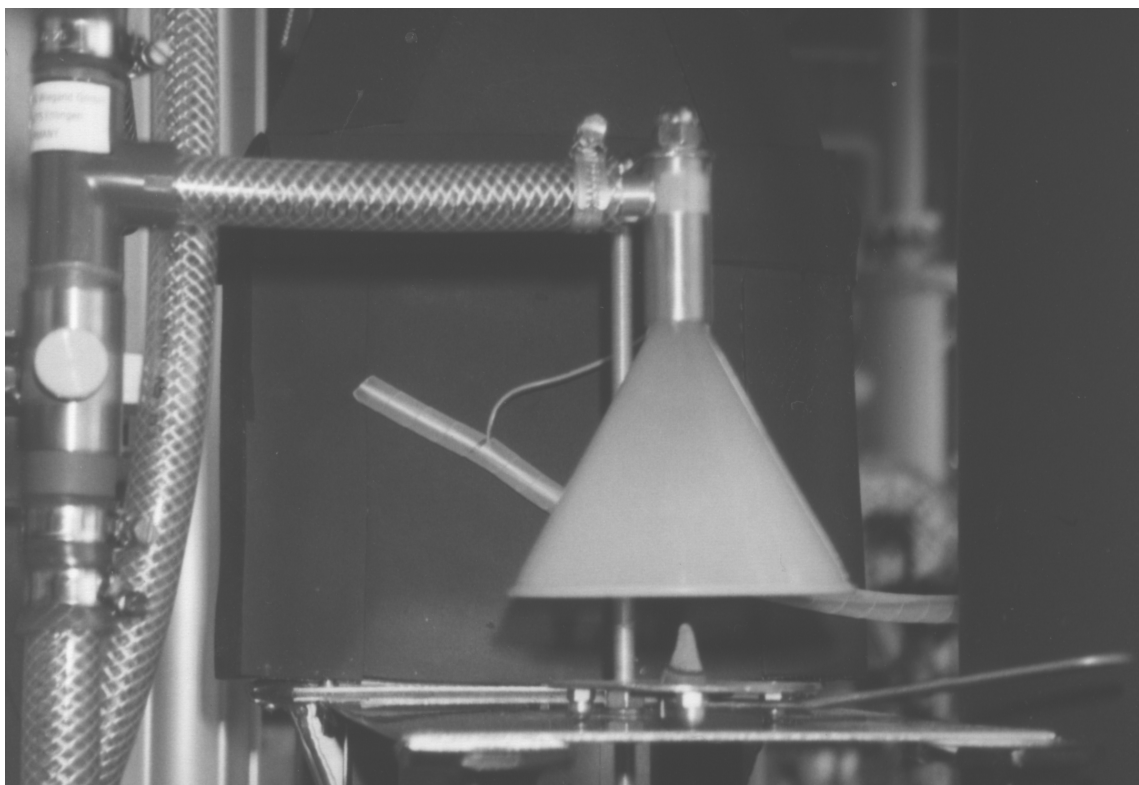


Bild 11: *Zufuhr von Rauch als Kondensationskerne*

3.1.6 Regelung und Meßwerterfassung

Alle Heizer werden mit PID–Reglern (Störk Tronic ST 72–34.02) geregelt. Bis auf den Heizschlauch wird stets die direkt nach dem Heizer gemessene Gemischtemperatur als Regelgröße verwendet. Beim Heizschlauch wird die Manteltemperatur im Innern geregelt.

Sämtliche Temperaturen werden mit Pt100–Sensoren gemessen, die Volumenströme mit Rotametern. Für die Bestimmung des Luftvolumenstromes wird der am Rotameter abgelesene Wert mit dem gleichzeitig gemessenen Druck korrigiert:

$$\dot{V}_L = \dot{V}_{L,Anzeige} \cdot \sqrt{p/p_{kal}} \quad \text{mit } p_{kal} = 1,013 \text{ bar} \quad (42)$$

Zur Messung der relativen Feuchte im Kondensatoreintritt wird ein kapazitiver Feuchtesensor (Jumo D 90.507–F21) verwendet. Der Sensor wurde mit der Karl–Fischer–Titrationsmethode kalibriert. Im Verlauf der Versuche hat sich jedoch gezeigt, daß die Messung für hohe Temperaturen nicht mehr zuverlässig ist (Bild 12). Außerdem führen starke Temperaturänderungen im Eintritt kurzfristig zu sehr star-

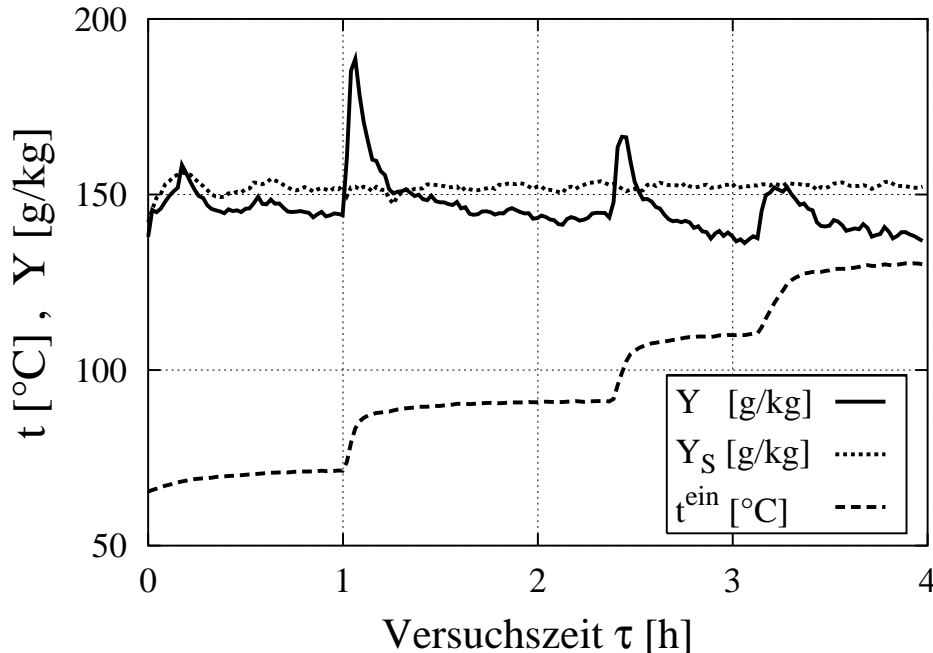


Bild 12: Mit dem Feuchtesensor bestimmte Beladung Y im Vergleich zur Sättigungbeladung Y_S bei einer Sättigertemperatur von $t_S = 55^\circ\text{C}$ und verschiedenen Eintrittstemperaturen t^{ein}

ken Abweichungen. Die Messungen bei Sättigungstemperatur im Kondensator-

eintritt zeigen, daß die Eintrittsbeladung der Sättigungsbeladung im Austritt des Sättigers innerhalb einer Abweichung von ca. 3% entspricht. Die Berechnungen des Sättigers bestätigen, daß das Gemisch im Austritt immer als gesättigt angenommen werden kann (siehe Bild 57 im Anhang C). Daher wird zur Versuchsauswertung die Beladung über die Temperatur im Austritt des Sättigers bestimmt.

Die nicht für die Regelung verwendeten Meßgrößen werden von einem Multifunktionsmeter (PREMA 8017) mit SCPI-Schnittstelle erfaßt. Die SCPI-Schnittstelle leitet die Meßdaten an einen PC weiter. Dort werden die Daten weiterverarbeitet und in grafischer Form visualisiert. Dabei werden die Zeitverläufe aller Werte in einem Intervall von 30 Minuten angezeigt, um den stationären Zustand der Anlage zu erkennen. Außerdem wird der aktuelle Temperaturverlauf über der Kondensatorlänge dargestellt.

3.1.7 Gesamtanlage

Das Gesamtfließbild der Anlage ist in Bild 13 dargestellt. Die benötigte Prozeßluft wird über einen Kompressor bereitgestellt. Der Kompressor liefert maximal $86 \text{ m}^3/\text{h}$ bei einem Betriebsdruck von 4,5 bar. Um die Luft von Ölresten aus dem Kompressor zu befreien, wird sie durch einen Aktivkohlefilter geleitet. Durch einen Druckminderer (V2) wird danach der erforderliche Vordruck eingestellt.

Ein Teilstrom der Luft wird aufgeheizt (H1) und durch den Ringspalt des Glasdoppelmantels geleitet. Dadurch wird die Bildung eines Beschlages an der Innenseite des Kondensators vermieden, welche die Messung der Aerosolparameter beeinträchtigen würde.

Der Hauptstrom wird über eine Luftstrahlpumpe mit Kondensationskernen (Rauch) versetzt und über einen Vorheizer (H2) in den Sättiger geleitet. Nach dem Tropfenabscheider wird das Gemisch auf die gewünschte Temperatur gebracht und in den Kondensator geleitet.

Eine beheizte Bypass-Leitung (V7,H3) ermöglicht die Trocknung des Kondensators zu Versuchsbeginn.

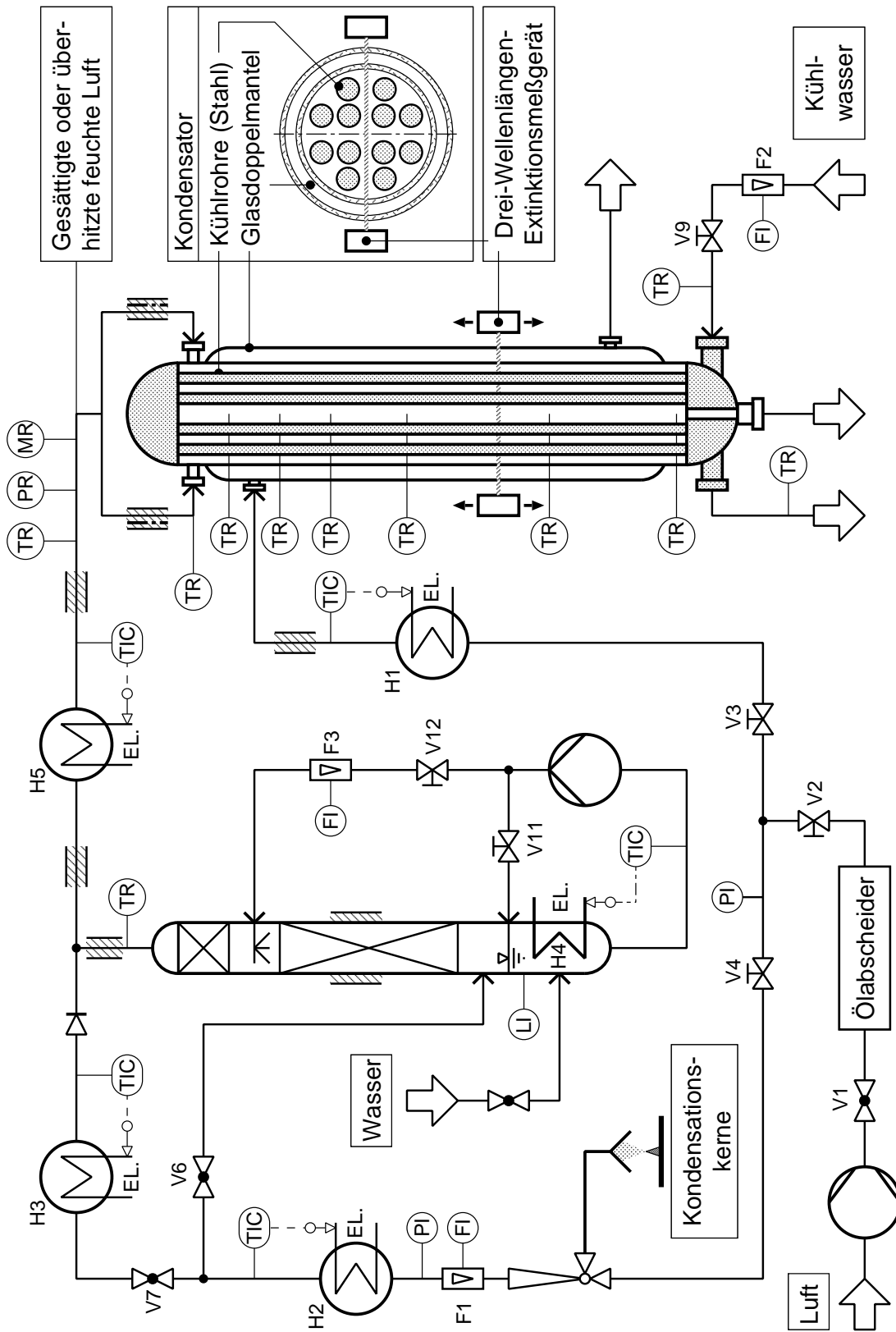


Bild 13: RI-Fließbild der Versuchsanlage

3.2 Drei-Wellenlängen-Extinktionsmeßverfahren

Zur Messung der Partikelverteilung und -konzentration wurde ein Drei-Wellenlängen-Extinktionsmeßgerät (3-WEM) der Firma Wizard Zahoransky eingesetzt, welches am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe entwickelt wurde [52].

Das Meßprinzip beruht auf der Extinktion von drei monochromatischen Lichtstrahlen mit unterschiedlicher Wellenlänge beim Durchgang durch ein Partikelkollektiv. Unter dem Begriff der Extinktion sind dabei die optischen Phänomene Brechung, Beugung und Reflexion zusammengefaßt. Der Auswertung der gemessenen Daten liegen folgende Annahmen zugrunde:

- Die Partikeln sind kugelförmig.
- Die Partikelgröße der Verteilung ist logarithmisch normalverteilt.
- Es treten keine Mehrfachstreuungen auf.

Die bei der Messung bestimmten Größen sind die Volumenkonzentration N_V (Gesamtpartikelvolumen pro Meßvolumen), der anzahlvolumetrische Durchmesser d_{NV} und die Standardabweichung σ der Anzahldichte Verteilung. Dem anzahlvolumetrischen Durchmesser liegt die Annahme eines monodispersen Partikelkollektivs mit dem Einzeldurchmesser d_{NV} zugrunde, dessen Gesamtvolumen dem des polydispersen Partikelkollektivs entspricht. Die Anzahldichte Verteilung einer logarithmisch normalen Verteilung lautet:

$$q_0(d_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} d_p \ln \sigma} \exp \left(-\frac{[\ln(d_p) - \ln(d_{50,0})]^2}{2(\ln \sigma)^2} \right) \quad (43)$$

Dabei besteht zwischen dem Mediandurchmesser $d_{50,0}$ der Anzahldichte Verteilung und dem anzahlvolumetrischen Durchmesser d_{NV} die folgende Beziehung:

$$\ln d_{50,0} = \ln d_{NV} - 1,5 (\ln \sigma)^2 \quad (44)$$

Aus der Volumenkonzentration kann man mit der mittleren Partikeldichte die Massenbeladung (z.B. in mg/m^3) bestimmen, wie sie oft bei der Abluftreinigung von Interesse ist (TA Luft). Eine weitere gebräuchliche Partikelkonzentration ist die

Anzahlkonzentration N in Partikeln pro Meßvolumen:

$$N = \frac{N_V}{\frac{\pi}{6} d_{NV}^3} \quad (45)$$

Der Meßbereich des 3-WEM ist von der Länge des durchstrahlten, partikelgefüllten Meßvolumens abhängig (Bild 14). Die minimale Anzahlkonzentration liegt bei einer Extinktion von 5% und die maximale Anzahlkonzentration bei 95%.

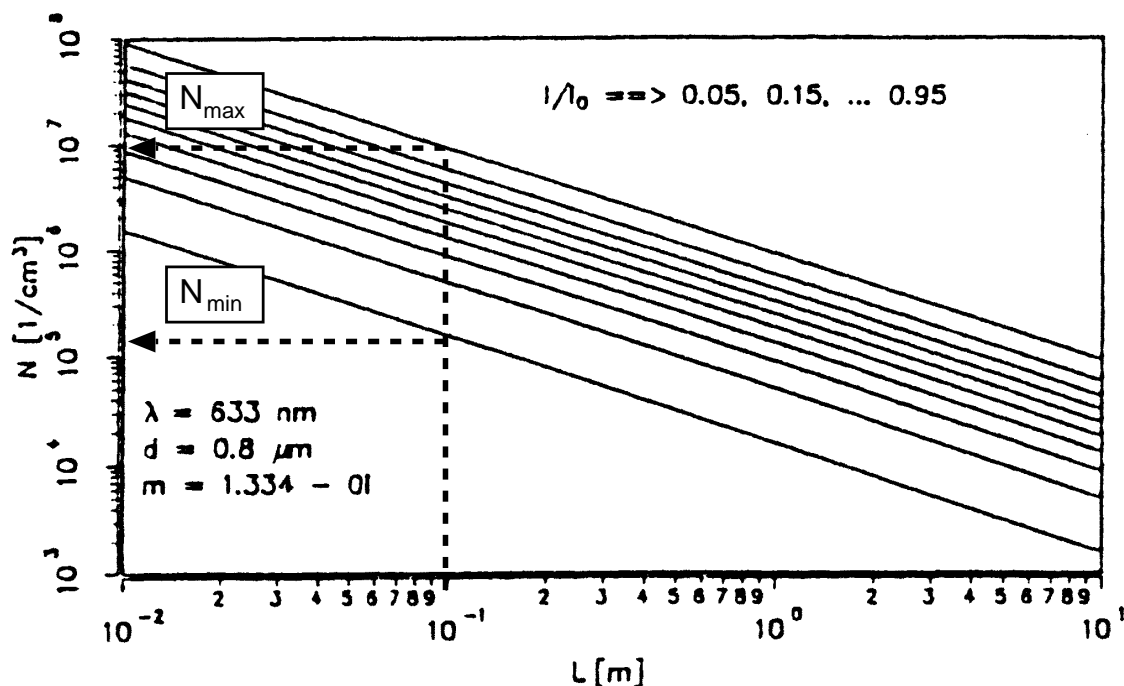


Bild 14: Meßbereich des 3-Wellenlängenextinktionsmeßgerätes in Abhängigkeit von der Meßlänge für Wassertröpfchen mit $0,8 \text{ } \mu\text{m}$ Durchmesser bei einer Wellenlänge von 633 nm

Je größer die partikelgefüllte Meßlänge ist, die der Laserstrahl durchläuft, desto geringere Aerosolkonzentrationen können erfaßt werden. Der Meßbereich hängt somit direkt vom Innendurchmesser des Kondensators ab. Für den gewählten Innendurchmesser von 100 mm ergibt sich somit eine meßbare Anzahlkonzentration zwischen 10^5 und 10^7 Partikeln pro cm^3 .

Die Konzentrationsmaße des 3-WEM sind auf das feste Meßvolumen bezogen. Da der Gasstrom heiß in den Kondensator gelangt und sich dort schnell abkühlt, erhöht sich die Dichte am Anfang sehr stark. Eine Abschätzung mit den maximalen Eintrittsbedingungen $t^{\text{ein}} = 140^\circ \text{C}$ und $Y^{\text{ein}} = 265 \text{ g/kg}$ ergibt eine Erhöhung der Dichte um etwa 50%. Daher ist es auch sinnvoll, folgende Konzentrationsmaße zu

verwenden:

Die Partikelbeladung:

$$Y_P = \frac{m_P}{m_L} = \frac{\rho_P V_P}{(1 - \xi) \rho V} = \frac{\rho_P}{(1 - \xi) \rho} N_V \quad , \quad \xi = \frac{m_D}{m_D + m_L} \quad (46)$$

Die auf das Normvolumen der trockenen Luft bezogene Anzahlkonzentration:

$$N_N = \frac{n_P}{V_{L,N}} \quad (47)$$

Für das Normvolumen der im Meßvolumen enthaltenen trockenen Luft gilt:

$$V_{L,N} = \frac{m_L \mathbf{R} T_N}{M_L p_N} = \frac{\mathbf{R} T_N}{M_L p_N} (1 - \xi) \rho V \quad (48)$$

Vor Beginn der eigentlichen Messung muß zuerst bei partikelfreiem Meßvolumen eine Referenzmessung durchgeführt werden, mit der die Abschwächung der Lichtstrahlen durch den Glasmantel und die feuchte Luft bestimmt wird. Da das Meßgerät eine gewisse Drift aufweist, darf die nachfolgende Partikelmessung nicht zu lang dauern. Für jeden Meßpunkt genügt dabei eine Meßzeit von 5–7 Minuten. Bei den meisten Meßreihen wurde der Ort am Kondensator bei gleichbleibenden Betriebsparametern variiert. Da der Glasmantel an keiner Stelle die gleichen optischen Eigenschaften hat, muß die Referenzmessung ohnehin vor jedem Meßpunkt neu durchgeführt werden.

3.3 Untersuchung der Primärkeime

3.3.1 Räucherkegel

Die verwendeten Räucherkegel haben eine Höhe von 20 mm und einen Basisdurchmesser von ca. 15 mm. Einmal angezündet brennen sie selbständig ab, wobei die Asche nicht abfällt, sondern in der Kegelform verbleibt. Die Brenndauer eines solchen Kegels beträgt ca. 15 Minuten. Zu Beginn der Versuchsreihen wurden 3–WEM–Messungen mit Rauch aus den Räucherkegeln mit trockener Luft durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, daß die Rauchpartikeln für sich alleine kein Meßsignal ergeben. Zusammen mit feuchter Luft werden dagegen Nebeltropfen gebildet. Bild 15 zeigt die Aerosolparameter des erzeugten Nebels als Funktion der Meßdauer bei einem vollständig abbrennenden Räucherkegel. Zum Zeitpunkt

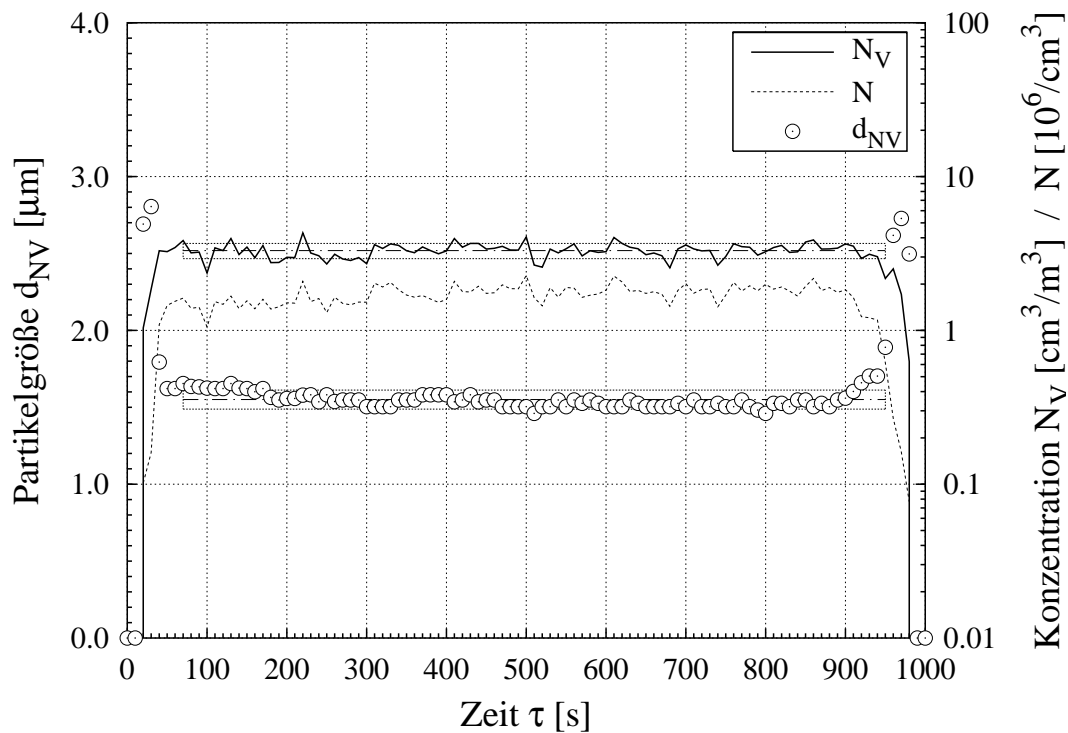


Bild 15: Nebelbildung durch heterogene Kondensation mit einem Räucherkegel als Fremdkeimquelle. Mit dem 3-WEM ermittelte Partikelgröße und Nebelkonzentration über der Brenndauer des Räucherkegels

$\tau=0$ wird eine Referenzmessung durchgeführt und der frisch entzündete Räucherkegel unter die Absaugvorrichtung gestellt. Nach einer Verzögerungszeit von etwa 10 Sekunden beginnt die Nebelbildung zuerst mit einer verhältnismäßig geringen Anzahl großer Tropfen. Nach weiteren 30 Sekunden haben sich die Werte stabilisiert und bleiben über der gesamten Brenndauer des Räucherkegels annähernd konstant. Nach der Wegnahme des nahezu abgebrannten Kegels steigt die Partikelgröße d_{NV} bei gleichzeitiger Abnahme der Anzahlkonzentration N , bis die Nebelbildung am Ende schließlich zusammenbricht.

Das Verhalten am Anfang der Messung läßt sich dadurch erklären, daß zu diesem Zeitpunkt erst wenige der Rauchpartikeln im Gemisch vorhanden sind. Da die Übersättigung ausreicht, um heterogene Keimbildung zu ermöglichen, entstehen nur relativ wenige Nebeltropfen. Da das Wachstumspotential während der gesamten Zeit unverändert groß ist, müssen diese wenigen Nebeltropfen folgerichtig größer werden als die Nachfolgenden. Ein entsprechendes Verhalten ist auch am Ende des Versuches zu beobachten, wenn zum Schluß nur noch Restkeime in den Kondensator gelangen. Das wichtigste Ergebnis aus diesem Versuch ist

der Nachweis, daß der Rauch aus Räucherkegeln geeignet ist, über einen längeren Zeitraum eine gleichbleibende Zahl an Kondensationskernen zu erzeugen und somit eine konstante Nebelbildung zu gewährleisten.

Zusätzlich wurde die Partikelgrößenverteilung des Rauches außerhalb der Versuchsanlage mit einem SMPS (Scanning Mobility Particle Sizer) gemessen (Bild 16). Dazu wurde der Rauch eines Räucherkegels bei Umgebungsbedingungen mit einer Vakuumpumpe eingesaugt und vollständig durch das Meßgerät geleitet.

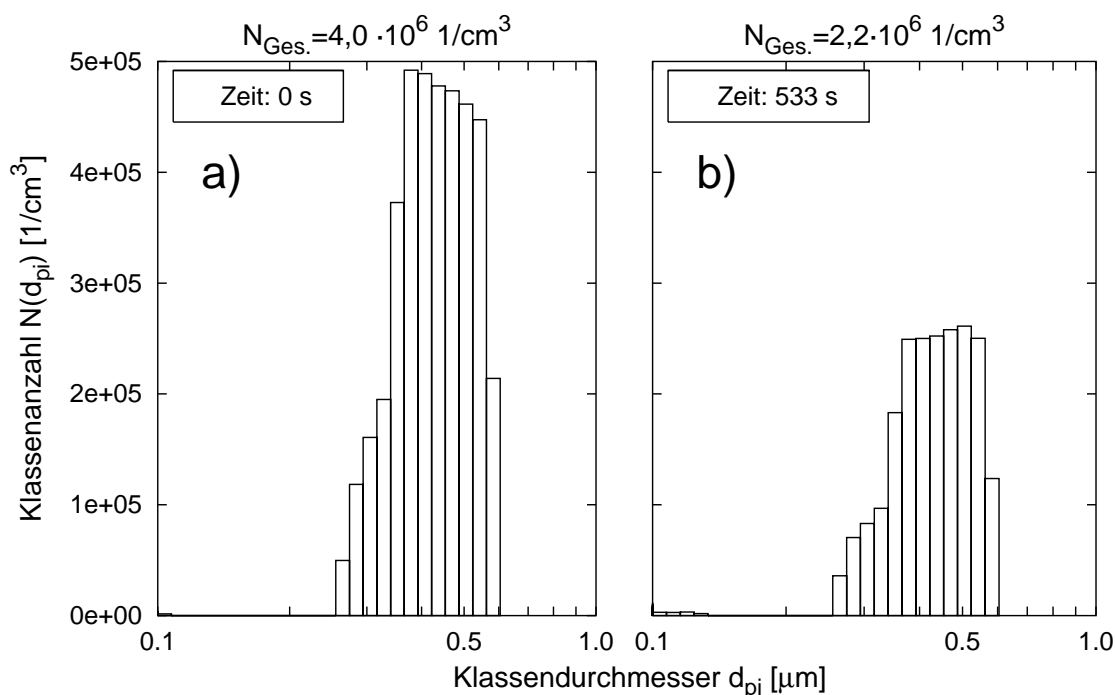


Bild 16: Mit dem SMPS außerhalb der Versuchsanlage gemessene Partikelgrößenverteilung des Rauches eines Räucherkegels

Das linke Bild (a) zeigt die Verteilung zu Beginn des Abbrandes und das rechte Bild (b) zeigt die Verteilung nach knapp 10 Minuten. Die Größe der Rauchpartikeln liegt stets im Bereich zwischen 300 und 600 nm, während die Gesamtanzahl in der betrachteten Zeit um etwa die Hälfte abnimmt. Trotz dieser starken Abnahme der Rauchpartikeln ändert sich, wie vorher gezeigt, offensichtlich die Anzahl der benetzbaren Kondensationskerne nicht wesentlich. Es muß daher angenommen werden, daß die hohen Anfangskonzentrationen der Rauchpartikeln zu Beginn des Abbrandes in der Luftstrahlpumpe und im Sättiger durch Deposition der größeren Partikeln deutlich reduziert werden.

In einem weiteren Versuch zur Auswirkung der Primärpartikelanzahl auf die

Nebelbildung wurde zuerst ein einzelner (Bild 17, linke Seite) und danach zwei Räucherkegel verwendet (Bild 17, rechte Seite).

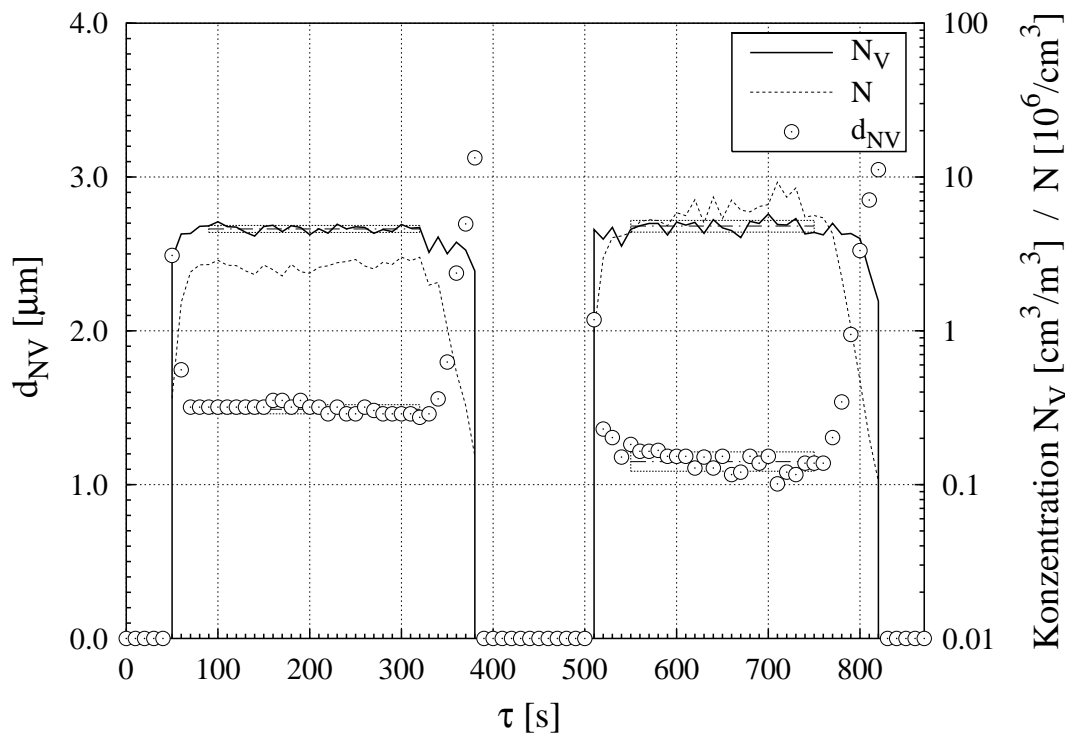


Bild 17: Nebelbildung durch heterogene Kondensation bei $Y^{ein} = 140$ g/kg und $t^{ein} = 70^\circ\text{C}$ mit einem Räucherkegel (links) und zwei Räucherkegeln (rechts) als Keimquelle. Mit dem 3-WEM ermittelte Partikelgröße und Nebelkonzentration über der Brenndauer der Räucherkegel

Durch die Verdopplung der Räucherkegel hat sich die Zahl N der Nebelpartikeln (gestrichelte Linie) ebenfalls von $3 \cdot 10^6$ 1/cm³ auf $6 \cdot 10^6$ 1/cm³ verdoppelt. Die Volumenkonzentration N_V ist dagegen mit $4,6 - 4,8$ cm³/m³ in beiden Fällen nahezu gleich, was bedeutet, daß die als Nebel auskondensierende Flüssigkeitsmenge ebenfalls näherungsweise gleich bleibt. Folgerichtig wird dadurch die Tropfengröße bei Erhöhung der Primärpartikelkonzentration entsprechend kleiner.

3.3.2 Salzkeimgenerator

Um einen Vergleich mit anderen Primärkeimen durchführen zu können, wurde ein kommerzieller Salzkeimgenerator der Firma Palas benutzt. Das Prinzip der Keimerzeugung beruht dabei auf der Versprühung einer Kochsalzlösung mit einer

abschließenden Abscheidung der großen Tropfen in einem Zyklon. Die kleinen Tropfen dampfen danach in sehr kurzer Zeit ein, wodurch aus jedem Tropfen ein Salzkeim entsteht.

Die Versprühung geschieht mit einer Zweistoff-Düse mit partikelfreier Druckluft aus einer Flaschenbatterie. Die einstellbaren Parameter sind die Salzkonzentration der versprühten Lösung und der Druck vor der Düse. Auch hierfür wurden Untersuchungen mit einem SMPS durchgeführt. In Bild 18 ist die Partikelverteilung bei Verwendung einer wässrigen NaCl-Lösung mit einer Konzentration von 1 g/l und variablem Vordruck gezeigt.

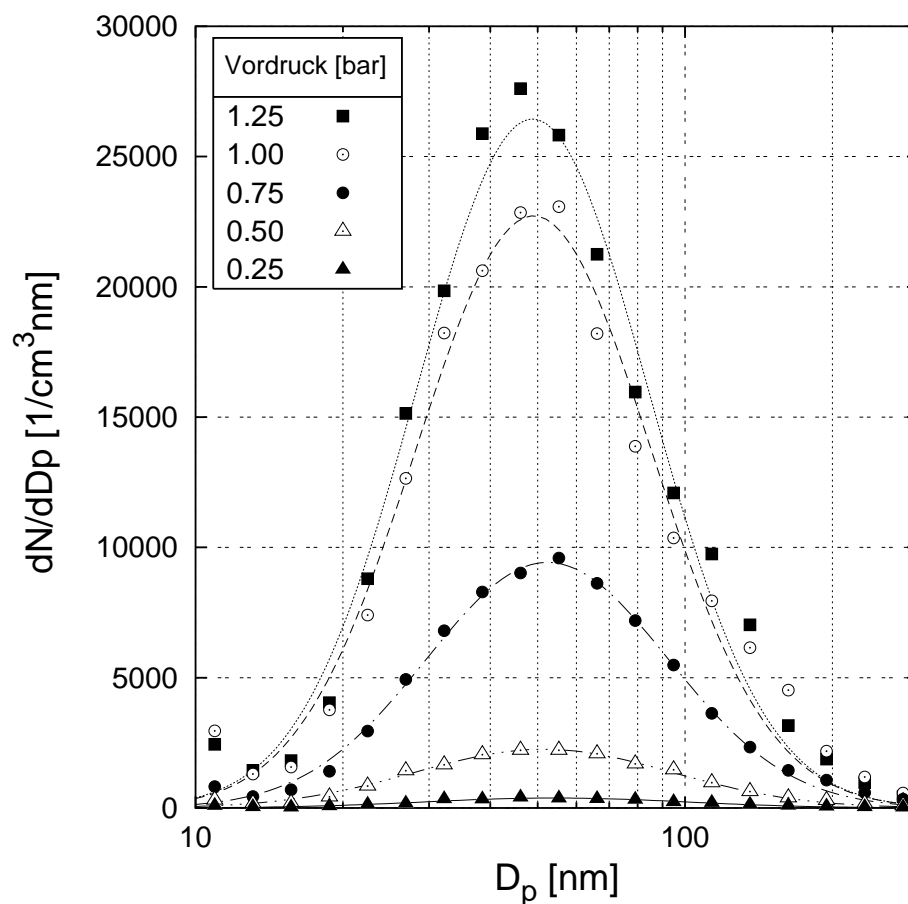


Bild 18: Mit dem SMPS gemessene Partikelverteilung von Salzkeimen aus einem PALAS-Aerosolgenerator bei verschiedenen Vordrücken. Die Anfangskonzentration der NaCl-Lösung betrug 1 g/l.

Der Mediandurchmesser der Salzpartikeln beträgt knapp 60 nm und liegt damit in der Größenordnung der in natürlicher Luft vorkommenden Keime [34]. Somit sind die Salzpartikeln um den Faktor 5 kleiner als die Rauchpartikeln aus den Räucherkegeln. Die Anzahlkonzentration steigt mit zunehmendem Vordruck an,

wobei sich die Partikelgröße kaum verändert.

Um die Nebelbildung durch Zugabe von Salzpartikeln zu untersuchen, wurde der Auslaß des Salzkeimgenerators direkt an den Kopfeinlaß des Kondensators angeschlossen. Damit wurden die Primärkeime dem Gemisch erst kurz vor Beginn des Kondensationsvorganges zugemischt. Die Konzentration der Salzlösung betrug 1 g/l und der Vordruck wurde von 0,4 bis 1,45 bar variiert. Das Ergebnis der 3-WEM-Messung ist in Bild 19 dargestellt.

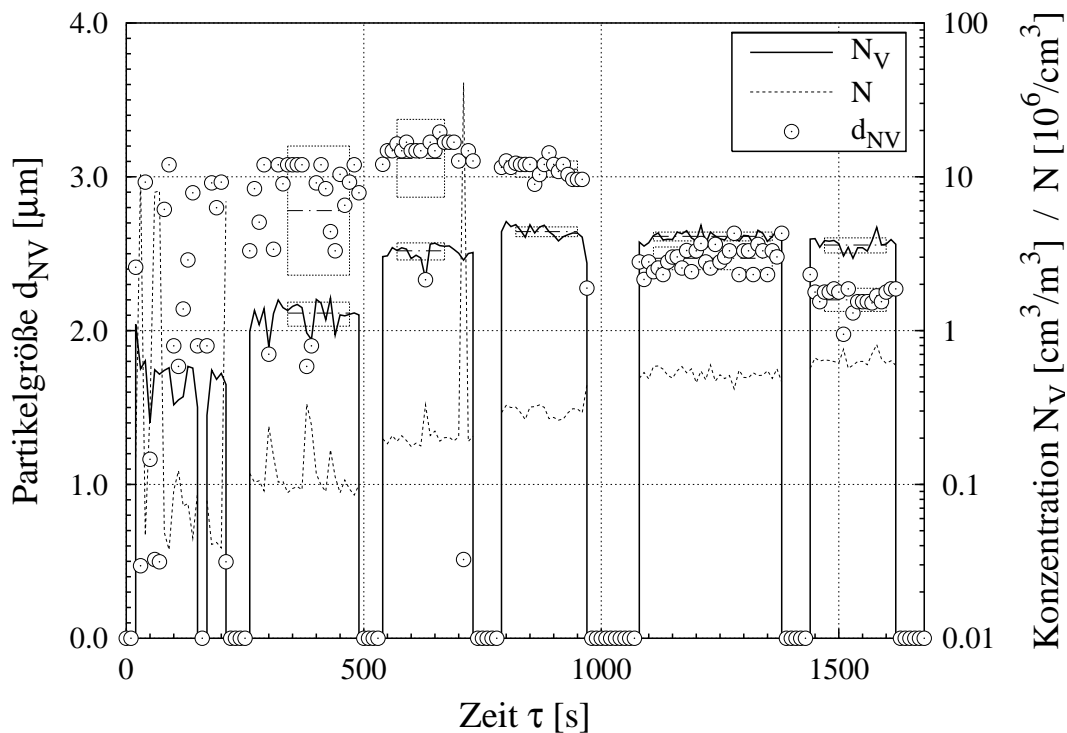


Bild 19: Nebelbildung mit Salzkeimen als Kondensationskerne aus einer NaCl-Lösung mit $c=1\text{g/l}$ bei Vordrücken von $p=0,4/0,5/0,75/1,0/1,25/1,45$ bar (von links nach rechts). Versuchsbedingungen: $Y^{\text{ein}} = 140 \text{ g/kg}$ und $t^{\text{ein}} = 70^\circ\text{C}$

Es zeigt sich, daß auch hier die Volumenkonzentration N_V für höhere Primärkeimkonzentrationen (Vordruck $\geq 0,75$) relativ konstant bleibt. Der Wert liegt mit $N_V = 4 \text{ cm}^3/\text{m}^3$ etwas unter den Räucherkegel-Messungen. Nur für eine sehr geringe Anzahl von Primärkeimen ist eine Abnahme der Volumenkonzentration zu erkennen. Die Anzahlkonzentration N des Nebels steigt erwartungsgemäß mit der Zahl der Primärpartikeln, während die Partikelgröße abnimmt.

Die Untersuchungen mit Rauch und Salzkeimen zeigen, daß die durch heterogene Keimbildung entstehende Nebelmenge nur in geringem Maße von der Art

und Anzahl der beteiligten Kondensationskerne abhängig ist. Nur die Anzahlkonzentration und damit auch die Partikelgröße zeigen eine starke Abhängigkeit. In der Praxis ist die Zusammensetzung und Konzentration von Fremdkeimen meistens unbekannt. Da die gesamte Nebelmenge oft die entscheidende Größe ist, kann diese aber dennoch gut abgeschätzt werden.

3.4 Durchführung der Experimente

3.4.1 Messung ohne Primärkeime

Zu Beginn der Messungen wurde untersucht, ob trotz der geringen Lewiszahl des Gemisches homogene Keimbildung im Kondensator beobachtet werden kann. Hierzu wurde die Referenzmessung des 3-WEM bei völlig trockenem Kondensator im Bypass-Betrieb (ohne Sättiger) durchgeführt. Bei anschließenden Messungen mit feuchter Luft konnten jedoch selbst bei hoher Beladung und vollständiger Sättigung im Kondensatoreintritt keine Partikeln nachgewiesen werden. Für alle weiteren Messungen wurden daher die Referenzmessungen des 3-WEM bei feuchtem Betrieb (ohne Kondensationskerne) durchgeführt. Da die Zeit für die Einstellung des stationären Zustandes etwa eine Stunde beträgt, bedeutete dies eine wesentliche Zeitersparnis.

3.4.2 Stationäre Messungen

Die meisten Untersuchungen wurden bei stationären Betriebsbedingungen durchgeführt. Für jede Meßreihe werden zuerst die gewünschten Versuchsparameter, die die Eintrittsbedingungen am Kondensatoreintritt festlegen, an der Anlage eingestellt. Die Wertebereiche der Parameter in den durchgeführten Messungen sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

Über die Wassertemperatur im Sättiger wird die Eintrittsbeladung festgelegt. Wie in Anhang C gezeigt wird, kann davon ausgegangen werden, daß die Luft am Kopf der Kolonne gesättigt ist. Die Beladung wird über Gl. (105) mit der Temperatur im Austritt des Sättigers und dem Druck im Eintritt des Kondensators bestimmt. Die Eintrittstemperatur wird über den Heizschlauch eingestellt. Nach den Umbaumaßnahmen kann dies zusätzlich auch durch die Begleitheizung der seitlichen Einlässe erfolgen. Die Messung der Eintrittstemperatur geschieht in einem der seitlichen Einlässe.

Tabelle 3: *Versuchsparameter und ihre Wertebereiche (Standardwerte in Fettdruck)*

Vertikale Meßposition	z	[cm]	0...250
Horizontale Meßposition ¹	y	[mm]	-4... 0 ...4
Eintrittstemperatur	t^{ein}	[°C]	45...140 ²
Eintrittsbeladung	Y^{ein}	[g/kg]	60...265
Luftvolumenstrom (trocken)	\dot{V}_L	[m ³ /h]	2... 3,5 ...10
Kühlwasserstrom	\dot{V}_K	[l/h]	300
Sättigerwasserstrom	\dot{V}_S	[l/h]	100

¹ Nach dem Umbau der Versuchsanlage

² Der für die Untersuchung sinnvolle Bereich ist abhängig von der Beladung

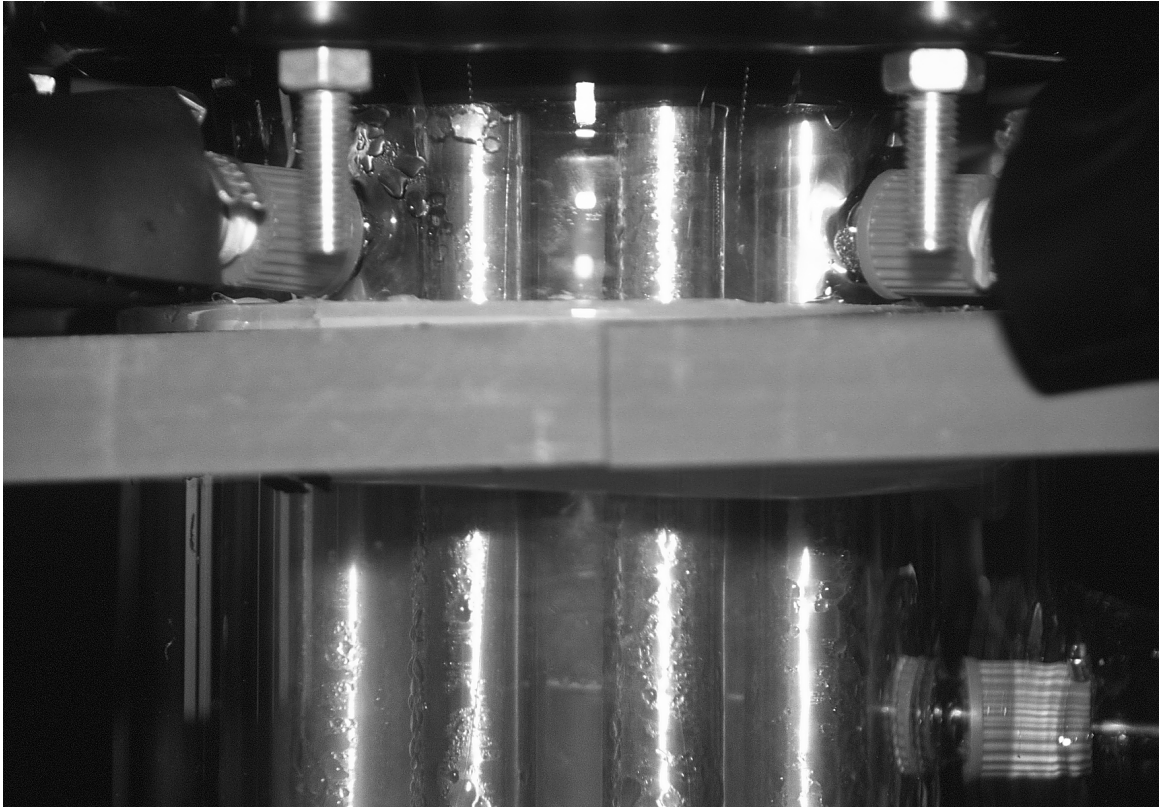


Bild 20: *Nebelbildung im Kondensatoreintritt*

Bild 20 zeigt den Eintrittsbereich mit zwei seitlichen Einlässen (oben) und der ersten Temperaturmeßstelle (unten) bei der Kondensation mit Nebelbildung bei $Y^{ein} = 265 \text{ g/kg}$ und $t^{ein} = 70^\circ\text{C}$. Im Bereich des Meßfühlers ist der Nebel als leichter Schleier zu erkennen. Weiter unten (Bild 21) ist der Nebel sehr dicht. Mit bloßem Auge ist dabei zu erkennen, daß der Nebel nicht gleichmäßig verteilt ist, sondern in Schwaden herunterfließt. Bei näherer Betrachtung erscheint der Nebel direkt an der Kühlfläche dichter als in der Mitte des Stromes. Außerdem fällt auf, daß es sich bei der Kondensation an den Kühlrohren um Tropfenkondensation handelt.



Bild 21: *Nebel im oberen Drittel des Kondensators*

Für jeden Meßpunkt wurde eine 3–WEM–Messung durchgeführt, wie sie in Kap. 3.3, S. 37 beschrieben wurde. Dabei ist stets ein neuer Räucherkegel verwendet worden. Die Zeitdauer für jeden Meßpunkt betrug zwischen 5 und 10 Minuten. Es wurde zusätzlich ein Programm geschrieben, welches in den Ergebnisdaten (siehe Bilder 15 und 17) nach Plateaus¹ mit konstanter Partikelgröße sucht und die

¹Standardabweichung der Partikelgröße für mindestens 10 Meßpunkte kleiner als 0,1

Mittelwerte und Standardabweichungen der entsprechenden Meßwerte bestimmt. Die daraus ermittelten Daten bilden die Grundlage für die weiteren Untersuchungen.

Variation der vertikalen Meßposition (Ortsverlauf)

In der Regel wurde innerhalb einer Meßreihe die vertikale Meßposition z variiert, um einen Ortsverlauf der Aerosolparameter im Kondensator zu erhalten. Für jeden Ortsverlauf wurden zwischen 6 und 10 Meßpunkte aufgenommen. Die durchschnittliche Dauer für eine solche Meßreihe betrug ca. 60 Minuten. Nach einer Änderung der Betriebsparameter mußte zusätzlich etwa 1–2 Stunden gewartet werden, bis sich ein stationärer Zustand eingestellt hatte. Somit konnten an einem Tag 3–4 Meßreihen durchgeführt werden. In Bild 22 ist ein typischer Ortsverlauf zu sehen, der nach den Umbaumaßnahmen ermittelt wurde.

Im oberen Bild (a) ist die Volumenkonzentration N_V und die Anzahlkonzentration N über der Kondensatorlänge aufgetragen. Im Eintritt bei $z = 0$ cm konnte mit dem 3–WEM bei diesen Versuchsparametern noch keine Nebelbildung festgestellt werden. Mit bloßem Auge war jedoch zu beobachten, daß sich die ersten Nebelsträhnen kurz nach dem Eintritt des Gemisches beim ersten Überstreichen der Kühlrohre bilden. Diese Nebelmenge kann jedoch vom 3–WEM, bedingt durch die kurze Meßlänge, nicht nachgewiesen werden. Im weiteren Verlauf des Eintrittsbereiches steigen die Konzentrationen N_V und N stark an. Während die Volumenkonzentration danach stagniert oder nur leicht abnimmt, fällt die Anzahlkonzentration sehr stark ab.

Das mittlere Bild (b) zeigt den Verlauf des Mediantdurchmessers d_0 der Anzahlverteilung als durchgezogene Linie. Um die Breite der Verteilung zu verdeutlichen, wurden zusätzlich die entsprechenden Durchmesser bei 16% und 84% eingezeichnet (gestrichelte Linien). Es ist deutlich zu erkennen, wie die Partikelgröße im Verlauf des Kondensationsprozesses zunimmt. Da die Größe und die Anzahlkonzentration über die Volumenkonzentration verknüpft sind (Gl. 45), geht diese Zunahme von d_0 mit der Abnahme von N einher. Dies war ein sehr überraschendes Ergebnis, da man bisher annahm, daß sich die Größe der Nebelpartikeln nach einem sehr schnellen Bildungsprozeß kaum noch ändert.

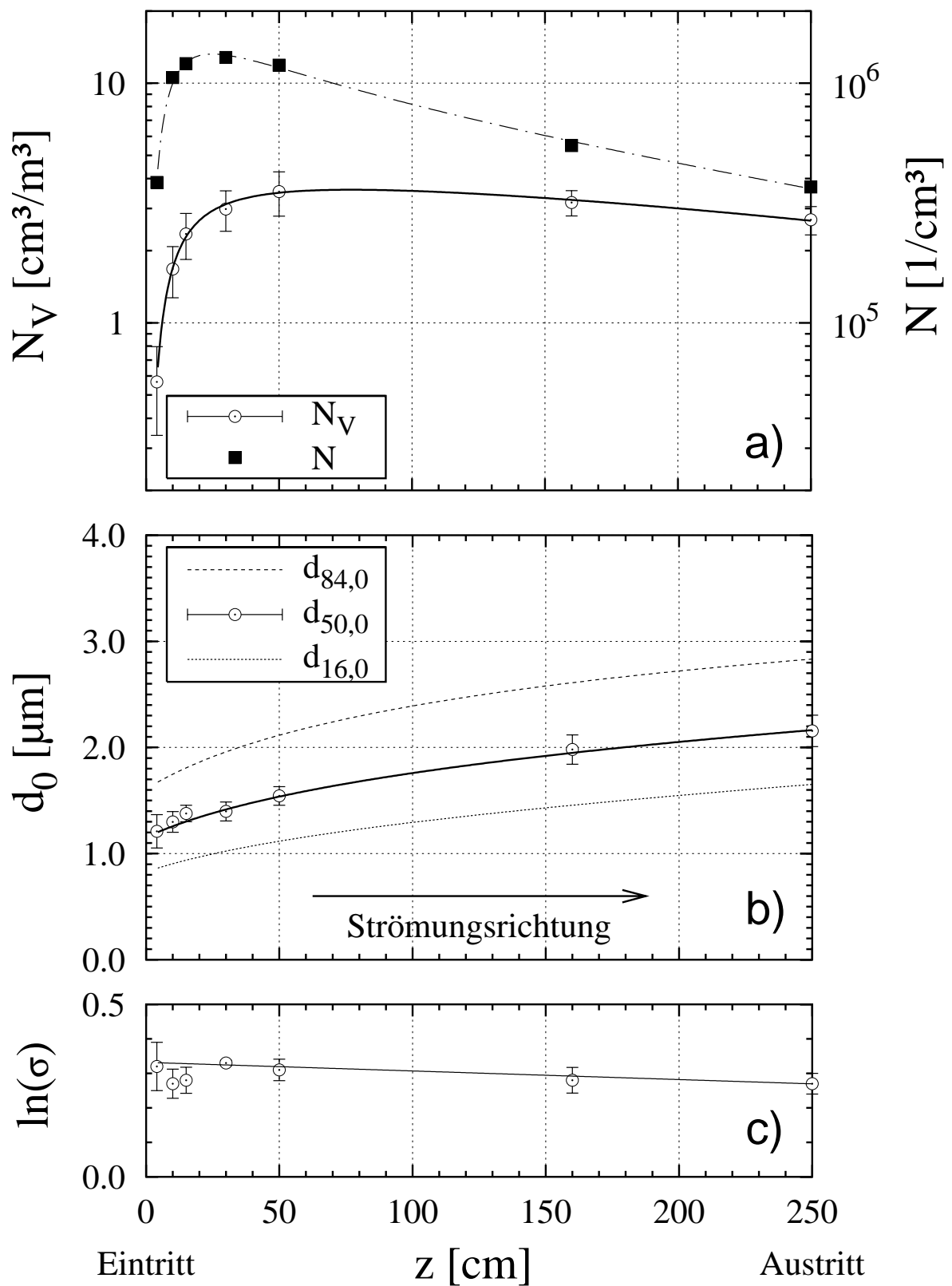
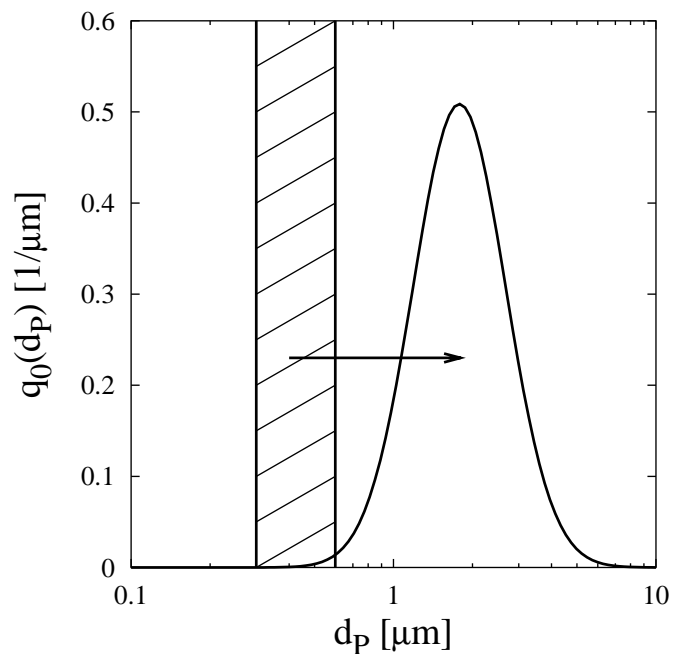


Bild 22: Ortsverlauf der Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{in} = 265$ g/kg und $t^{in} = 102^\circ\text{C}$

Im unteren Bild ist schließlich der Logarithmus der Standardabweichung der Partikelverteilung aufgetragen. Dieser Wert liegt in allen Versuchsergebnissen zwischen 0,2 und 0,5 und zeigt keine besondere Abhängigkeit von der Ortskoordinate.

Die Größe der Fehlerbalken in den Diagrammen beschreibt dabei, wie stark der jeweilige Wert bei der zugehörigen Einzelmessung geschwankt hat (Standardabweichung). Der starke Anstieg der Nebelkonzentration im Eintritt konnte vor der Neugestaltung des Kondensatoreintrittes gar nicht oder nur im Ansatz beobachtet werden. In beiden Fällen war der Nebel aber schon an der ersten Meßposition sichtbar. Die starke Abnahme der Anzahlkonzentration und die Zunahme der Partikelgröße war immer zu beobachten.

Um die Partikelverteilung des entstehenden Nebels zu veranschaulichen, ist in Bild 23 die Anzahlverteilungsdichte q_0 des bei $Y^{ein} = 265 \text{ g/kg}$ und $t^{ein} = 102^\circ\text{C}$ aus dem Kondensator austretenden Nebels aufgetragen (s. Bild 22 bei $z = 250 \text{ cm}$). Zum Vergleich mit den Fremdkeimen wurde der



Größenbereich der Rauchpartikel als schraffierter Bereich eingezeichnet. Es ist zu erkennen, daß die Nebelpartikeln in einem recht schmalen Bereich zwischen 1 und $3 \mu\text{m}$ verteilt sind.

Bild 23: Partikelgröße der Rauchpartikeln (schraffierter Bereich) und Verteilungsdichte des daraus entstehenden Nebels bei $z = 250 \text{ cm}$ (rechte Kurve, entsprechend den Werten aus Bild 22)

Für die weiteren Untersuchungen wurde die Volumenkonzentration N_V mit einer Exponential-Funktion der Form

$$N_V(z) = \exp \left[\frac{a_0 + a_1 z + a_2 z^2 + a_3 z^3}{a_4 + a_5 z} \right] \quad (49)$$

und der anzahlvolumetrische Durchmesser d_{NV} mit einer Logarithmus-Funktion

der Form

$$d_{NV}(z) = b_0 + b_1 \ln(z + b_2) \quad (50)$$

angepaßt. Diese Funktionen sind in Bild 22 als durchgezogene Linien eingezeichnet. Die Anzahlkonzentration N ergibt sich aus N_V und d_{NV} gemäß Gl. (45).

Parameterstudien

Bei jeder Eintrittsbeladung wurden Ortsverläufe bei verschiedenen Eintrittstemperaturen gemessen. Ausgehend von der Sättigungstemperatur wurde die Eintrittstemperatur stufenweise solange gesteigert, bis schließlich keine Nebelbildung mehr auftrat oder die maximal mögliche Betriebstemperatur erreicht war.

Durch eine Erhöhung des Luftvolumenstromes bei gleichbleibender Temperatur und Beladung im Eintritt sollte untersucht werden, ob sich dadurch die Nebelbildungszone tiefer in den Kondensator hinein verschieben läßt. Die Durchführung dieser Experimente gestaltete sich allerdings langwieriger, als die Versuche mit Erhöhung der Eintrittstemperatur, da sich die Temperatur und Beladung mit dem Volumenstrom ändern. Daher mußte jeder Betriebspunkt sorgfältig neu eingestellt werden. Dadurch erhöhte sich die Vorbereitungszeit für diese Meßreihen auf bis zu drei Stunden.

Nach dem Einbau der horizontalen Verstellmöglichkeit für die Lasermeßköpfe wurde untersucht, ob sich die Aerosolparameter in der Mittellinie und am Rand des Spaltes unterscheiden.

3.4.3 Dynamische Messungen

Eine wichtige Größe für die Auslegung von Kondensatoren bezüglich einer möglichen Nebelbildung ist die Eintrittstemperatur t^{ein} , oberhalb derer keine heterogene Nebelbildung mehr beobachtet wird. Die genaue Lage dieser Grenze ist jedoch mit den stationären Messungen nur sehr mühsam zu ermitteln. Daher wurden bei verschiedenen Eintrittsbeladungen dynamische Messungen durchgeführt, bei denen die Temperatur im Eintritt, ausgehend von der Sättigungstemperatur kontinuierlich erhöht wurde. Nach dem Überschreiten der Grenztemperatur t_G^{ein} wurde die Temperatur wieder abgesenkt, bis die Sättigungstemperatur wieder erreicht war.

Die Meßdaten des 3-WEM wurden anschließend mit den Daten der Anlagenmeßwerterfassung gekoppelt, so daß die Aerosolparameter in Abhängigkeit von

der Eintrittstemperatur vorlagen. Zusätzlich wurde abgeschätzt, bei welcher Temperatur mit dem bloßen Auge kein Nebel mehr zu sehen war. In Bild 24 sind die Ergebnisse der Messung bei $z = 15$ cm und $Y^{ein} = 60$ g/kg dargestellt.

Um den Einfluß der Aufheizgeschwindigkeit zu ermitteln, wurde das Aufheizen mit zwei unterschiedlichen Geschwindigkeiten durchgeführt. Das langsame Aufheizen wurde mit einem Sollwertsprung des Heizschlauches durchgeführt ($dt/d\tau \approx 1$ K/Min), beim schnellen Aufheizen wurde zusätzlich die Begleitheizung der Zuleitungen im Eintritt auf volle Leistung geschaltet ($dt/d\tau \approx 3$ K/Min).

Die Partikelkonzentrationen nehmen mit steigender Temperatur stark ab, während die Partikelgröße nur leicht abnimmt. Wie in den Diagrammen zu erkennen ist, hat die Aufheizgeschwindigkeit keinen erkennbaren Einfluß auf den Verlauf der Aerosolparameter. Beim Vergleich des Aufheizvorganges mit dem Abkühlungsvorgang ist eine leichte Hysterese festzustellen. Auch der Wert der Grenztemperatur unterscheidet sich dabei um 2–3 K.

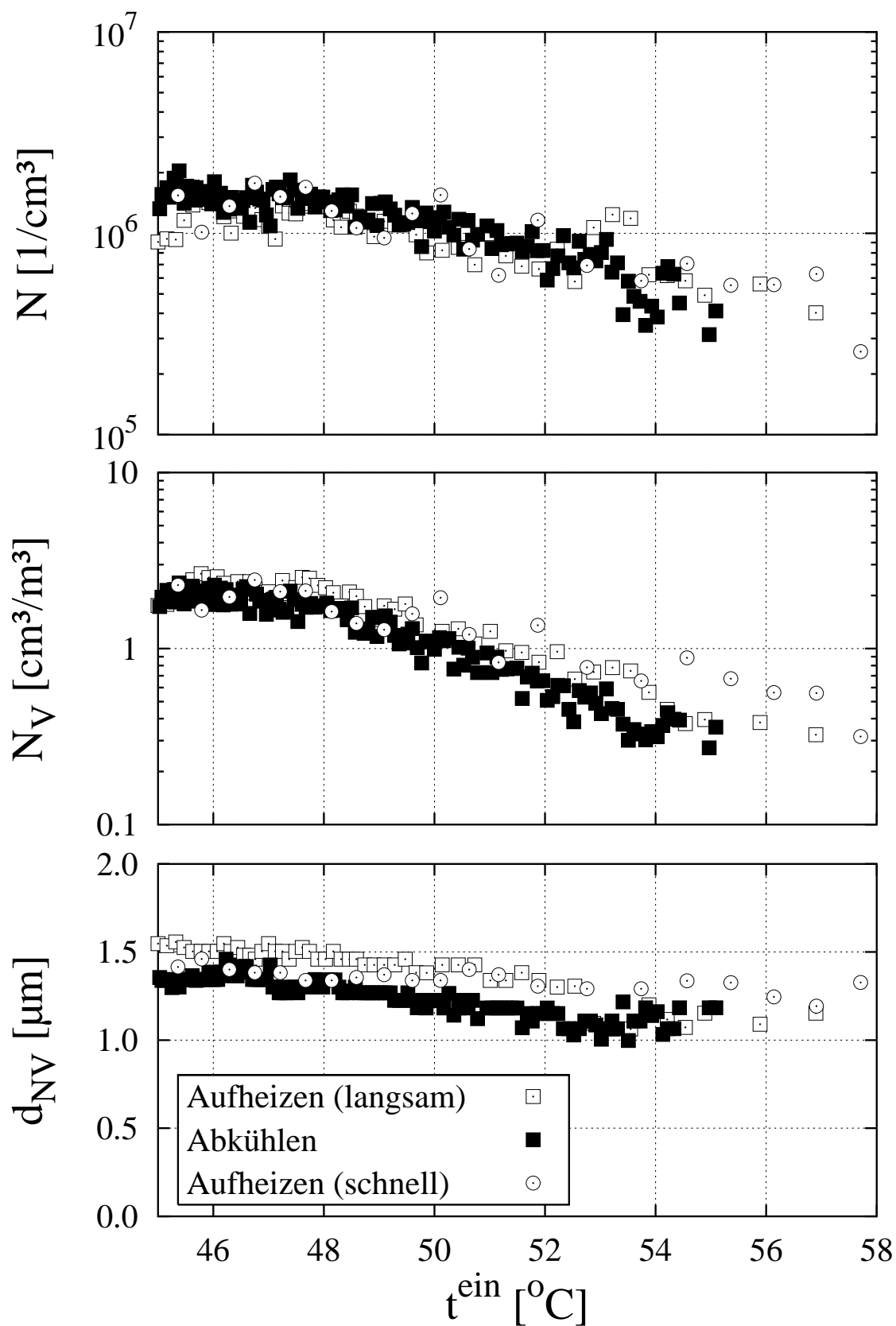


Bild 24: Dynamisch gemessene Aerosolparameter in Abhängigkeit von der Eintrittstemperatur t^{ein} bei $z=15$ cm und $Y^{\text{ein}}=60$ g/kg

4 Simulation

Zur Interpretation der experimentellen Ergebnisse wurden mehrere theoretische Methoden unterschiedlicher Modellierungstiefe herangezogen. Ein Ziel der Berechnungen war es, das Auftreten von Übersättigungszuständen für verschiedene Prozeßparameter zu beschreiben und mit den experimentellen Ergebnissen zu vergleichen. Hierzu wurden mit verschiedenen Modellen die Felder für Geschwindigkeit, Temperatur und Konzentration in der Gasphase durch eine stationäre Rechnung ermittelt, ohne die Nebelbildung zu berücksichtigen. Aus diesen Ergebnissen wurden anschließend durch Vergleich mit der Sättigungskurve $Y_S(t)$ von Wasser der Verlauf des Sättigungsgrades berechnet. Zusätzlich wurde untersucht, ob eine Grenztemperatur für die Nebelbildung mit diesen Berechnungen ermittelt werden kann.

Weiterhin wurde untersucht, inwiefern partikeldynamische Prozesse einen Einfluß auf die Aerosolparameter im Verlauf der Kondensation haben. Diese Untersuchungen dienen als erste Identifikation relevanter Mechanismen. Daher wird die Betrachtung der Partikeldynamik unabhängig von der Keimbildung und den strömungsmechanischen Vorgängen durchgeführt. Das bedeutet, daß die Partikeldynamik erst dann betrachtet wird, wenn die Aerosolbildung abgeschlossen ist (maximale Volumenkonzentration) und daß die kontinuierliche Phase nicht durch die disperse Phase beeinflusst wird.

Durch eine Simulation der Kondensation mit Einbeziehung der Nebelbildung sollte die schnelle Kinetik der Keimbildung und des Keimwachstums veranschaulicht werden. Dadurch wird auch die Entkoppelung der Vorgänge der Nebelbildung von der Partikeldynamik begründet. Zusätzlich wurde untersucht, wie gut die berechnete Nebelmenge mit der gemessenen übereinstimmt.

4.1 Modellbeschreibung

Eine rigorose Modellierung der Vorgänge im Kondensator erfordert die getrennte Bilanzierung von Aerosolpartikeln, Gasphase, Kondensat und Kühlmittel mit den entsprechenden Wärme- und Stoffströmen (Bild 25, oben). Bei der Simulation der Kondensation mit Einbeziehung der Nebelbildung wurde das Berechnungspaket SENECA (Kap. 4.3.2) verwendet, das auf einer eindimensionalen rigorosen

Modellierung beruht. Für Berechnungen ohne simultane Nebelbildung genügt allerdings die alleinige Betrachtung der Gasphase (Bild 25, unten).

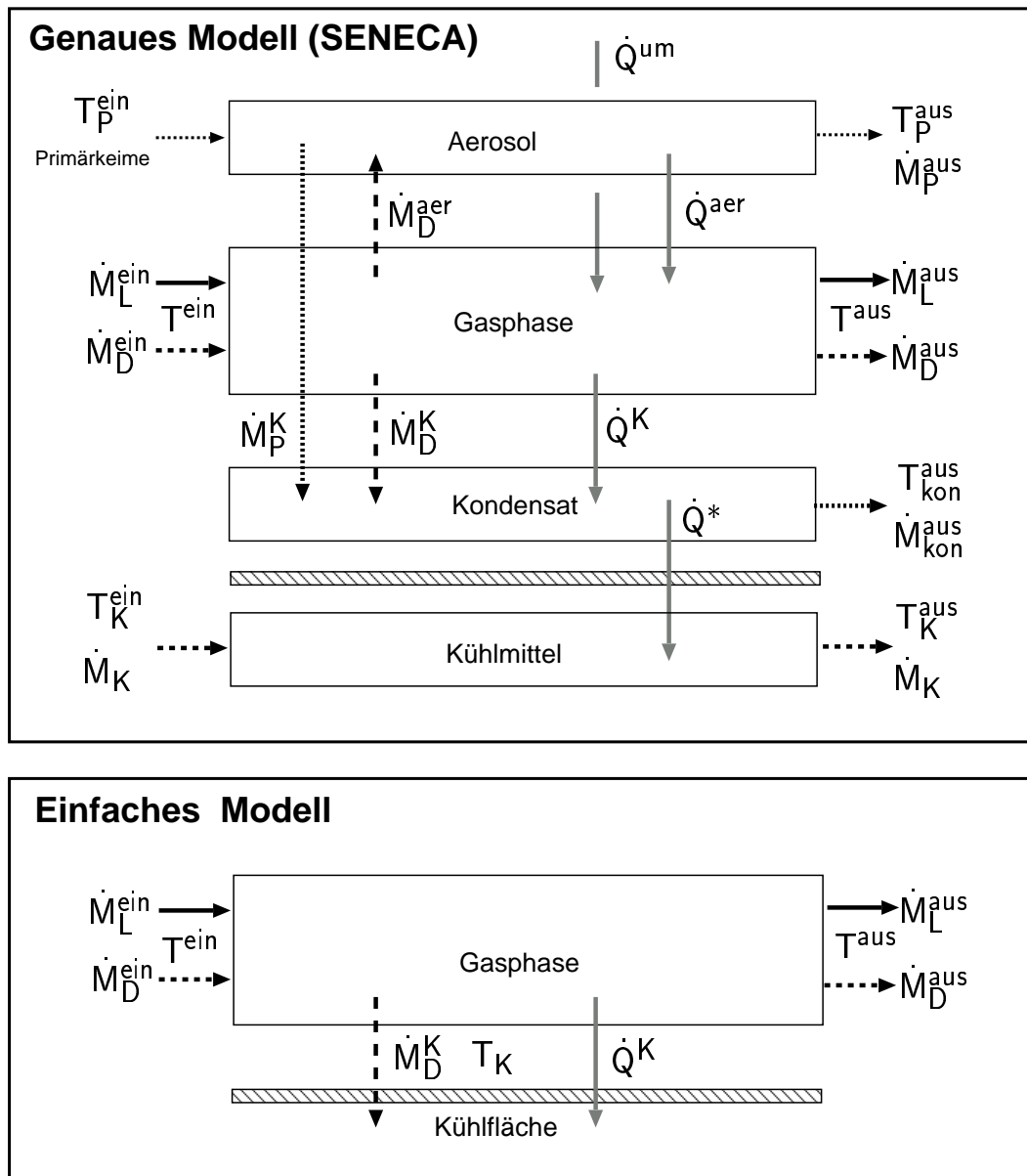


Bild 25: Rigoroses Modell (SENECA) und einfaches Modell der Wärme- und Stoffströme im Kondensator bei eindimensionaler Betrachtung

Zur Erklärung lokaler Einflüsse und zur Berechnung lokaler Sättigungsgrade sowie der Partikeldynamik wurden zwei- und dreidimensionalen Modelle entwickelt. Sowohl für die ein- als auch für die zweidimensionalen Modelle wird ein Ringspalt als Ersatzgeometrie verwendet. Die mehrdimensionalen Modelle wurden mit dem Strömungs-Simulationsprogramm FIDAP (Kap. 4.4) berechnet.

4.1.1 Modellreduktion (Ringspalt-Modell)

Die Geometrie des Kondensators ist nicht rotationssymmetrisch, was eigentlich eine dreidimensionale Rechnung notwendig macht. Man kann aber vereinfachend die komplizierte Geometrie durch einen Ringspalt ersetzen (Bild 26). Die Abmessungen des Ringspalts werden dabei so gewählt, daß der freie Strömungsquerschnitt A^F und die Gesamtkühlfläche A^K dem realen Vorbild entsprechen. Dadurch wird der benetzte Umfang und damit der hydraulische Durchmesser $d_H = 4A^F/U^F$ verfälscht (statt 19,3mm nur 13,7mm). Die Reynoldszahl wird dadurch um 30% kleiner als beim realen Kondensator.

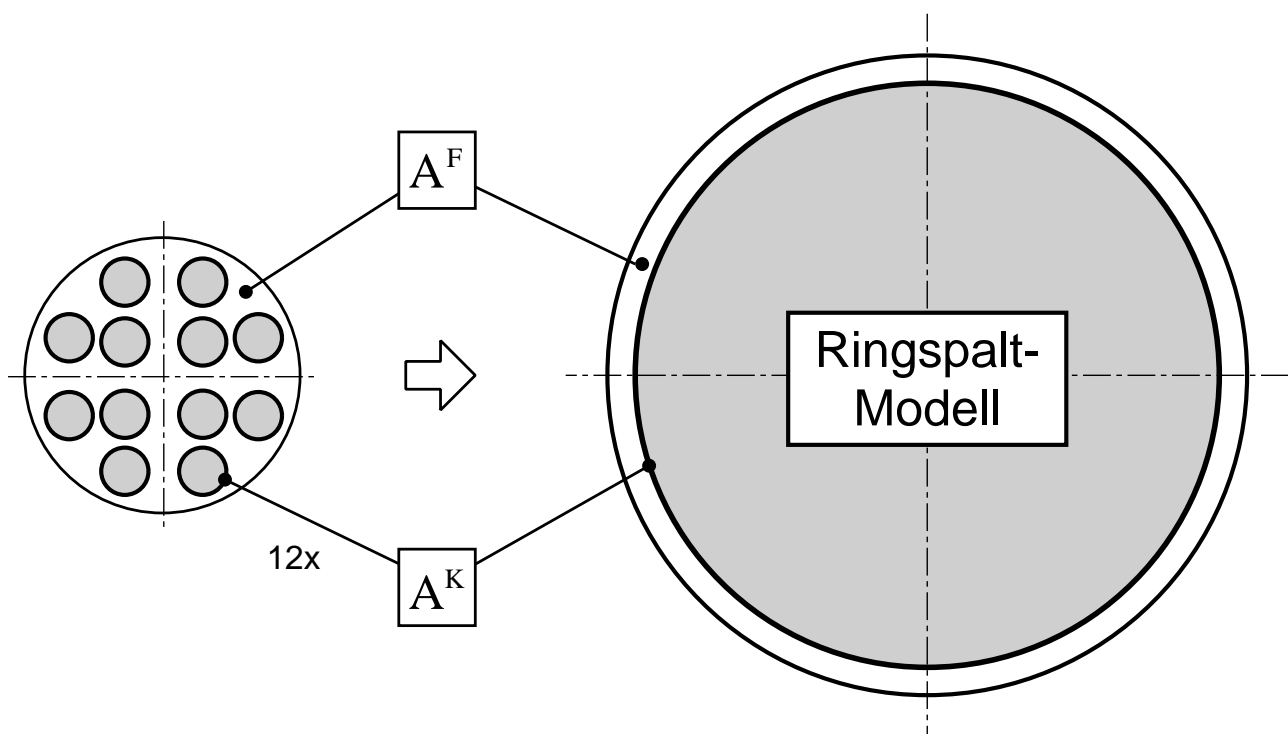


Bild 26: Ringspalt als Ersatzmodell für den realen Kondensatorquerschnitt, maßstabsgetreue Darstellung

4.1.2 Grundlegende allgemeine Annahmen

Bei der Modellierung und Simulation des Kondensators wurden folgende Annahmen zugrundegelegt:

Berechnung der Gasphase:

- Das Luft/Wasserdampf-Gemisch wird als Gemisch idealer Gase behandelt. Luft wird als eine Komponente angesehen.

- Experimentell wurde an der Kühlfläche Tropfenkondensation des Wassers beobachtet. Zur Tropfenkondensation gibt es insbesondere für hohe Inertgasanteile keine ausreichenden Berechnungsmodelle [54]. Da zudem in den folgenden Betrachtungen nur die Zustände in der Gasphase von Interesse sind, wird die Kühlfläche beim einfachen eindimensionalen Modell und bei den mehrdimensionalen Modellen durch eine semipermeable Wand dargestellt, durch die nur Wasserdampf gelangt.
- Der Kühlwasserstrom wurde in den experimentellen Untersuchungen so groß gewählt, daß seine Erwärmung sehr klein ist (< 3 K). Vernachlässigt man noch den Wärmeübertragungswiderstand der Kühlrohre, so kann mit konstanter Temperatur t^K und Konzentration $Y_S(t^K)$ an der Phasengrenze gerechnet werden.
- Die Abhängigkeit der Dichte von Temperatur und Zusammensetzung wird berücksichtigt, nicht aber die Druckabhängigkeit (Anh. A.1). Da sehr kleine Machzahlen ($Ma \approx 10^{-4}$) herrschen und der Druckverlust verschwindend klein ist, ist dies gerechtfertigt.
- Die Gasphase wird als ein Newton-Medium betrachtet.
- Für den Stoffübergang im eindimensionalen Modell wird das Fick'sche Gesetz mit Berücksichtigung der Stefan-Korrektur verwendet.
- Der Wärmeübergang im eindimensionalen Modell wird über das Fourier'sche Gesetz mit Einbeziehung der Ackermann-Korrektur berechnet.
- Die Strömung wird als laminar angesehen, was bei den herrschenden Reynoldszahlen ($Re \approx 300$) gewährleistet und auch im Experiment bis auf Einlaßturbulenzen zu beobachten ist.
- Im Kondensatoreinlaß wird eine Pfropfenströmung angenommen.
- Der äußere Mantel wird als adiabat angenommen.

Berechnung der partikeldynamischen Prozesse:

- Es wird mit monodisperser Verteilung kugelförmiger Partikeln gerechnet.

- Aufgrund der vertikalen Strömung werden keine Sedimentationseffekte berücksichtigt.
- Sonstige Abscheidungsmechanismen wie akustische Abscheidung, Photo-phorese und elektrostatische Kräfte werden vernachlässigt.
- An den Kühlrohren wird eine Haftwahrscheinlichkeit von eins für die Partikeln angenommen. Dies ist bei Nebeltröpfchen (flüssige Partikeln) eine plausible Annahme.
- Axialer Schlupf der Partikeln wird nicht berücksichtigt.
- Es wird angenommen, daß an jeder Stelle eine stationäre radial gerichtete phoretische Geschwindigkeit herrscht, d.h. Beschleunigungseffekte werden nicht berücksichtigt.

4.1.3 Berechnung des Volumenstromes und der Verweilzeit

Abmessungen des Kondensators

Für die reale Kondensatorgeometrie ergeben sich die folgenden Modellparameter:

Kondensator–Innenradius:	R	=	50 mm	
Kühlrohr–Außenradius:	R^K	=	9 mm	
Kühlfläche:	A^K	=	$12(2\pi R^K L)$	= 2,035 m ²
Freie Querschnittsfläche:	A^F	=	$\pi(R^2 - 12(R^K)^2)$	= $4,80 \cdot 10^{-3}$ m ²
Benetzter Umfang:	U^F	=	$2\pi(R + 12R^K)$	= 0,993 m
Hydraulischer Durchmesser:	d_H	=	$4A^F / U^F$	= 19,3 mm

Abmessungen des Ringspaltes

Für das Ersatzmodell des Ringspaltes erhält man folgende Größen:

$$\begin{aligned}
\text{Innenradius} \quad R^I &= 12R^K = 108 \text{ mm} \\
\text{Außenradius} \quad R^A &= \sqrt{132(R^K)^2 + R^2} = 114,856 \text{ mm} \\
\text{Hydraulischer Durchmesser: } d_H &= 4A^F/U^F = 13,7 \text{ mm}
\end{aligned}$$

Volumenstrom und mittlere Verweilzeit im Kondensator

Der Volumenstrom \dot{V}^M an der Volumenstrommeßstelle vor dem Sättiger wird mit einem Rotameter bei Umgebungstemperatur $T^M \approx 298 \text{ K}$ und bei unbeladener Luft $Y^M = 0$ gemessen. Mit Vernachlässigung des Druckverlustes im Sättiger (siehe Tabelle 4 in Anhang C) gilt für den Volumenstrom am Kondensatoreintritt:

$$\dot{V}^{ein} = \dot{V}^M \frac{v_{1+Y}^{ein}}{v_{1+Y}(T^M, Y=0)} = \dot{V}^M \frac{T^{ein}}{T^M} \left(1 + \frac{M_L}{M_D} Y^{ein} \right) \quad (51)$$

Entlang des Kondensators nimmt einerseits der Massenstrom durch die Wasserdampfkondensation ab, andererseits die Dichte durch die Wasserdampfkondensation und die Abkühlung zu. Für den Volumenstrom entlang des Kondensators gilt daher:

$$\dot{V}(z) = \dot{V}^{ein} \frac{v_{1+Y}(z)}{v_{1+Y}^{ein}} = \dot{V}^{ein} \frac{T(z)}{T^{ein}} \frac{1 + M_L/M_D Y(z)}{1 + M_L/M_D Y^{ein}} \quad (52)$$

$$\dot{V}^{aus} = \dot{V}^M \frac{v_{1+Y}^{aus}}{v_{1+Y}^M} = \dot{V}^M \frac{T^{aus}}{T^M} \left(1 + \frac{M_L}{M_D} Y^{aus} \right) \quad (53)$$

Unter der Annahme von thermischem Gleichgewicht am Kondensatoraustritt gilt mit $T^{aus} \approx T^M$ und $Y^{aus} \approx 0$:

$$\dot{V}^{aus} \approx \dot{V}^M \quad (54)$$

Zur Berechnung der mittleren Verweilzeit $\hat{\tau}$ müssen die Strömungsfelder bekannt sein. Zur Abschätzung des Wertebereichs kann man diese mit den Eintritts- bzw. Austrittswerten bilden: $\hat{\tau}_{min} = V/\dot{V}^{ein}$ bzw. $\hat{\tau}_{max} = V/\dot{V}^{aus}$. Die meisten Messungen in dieser Arbeit wurden mit einem Volumenstrom $\dot{V}^M = 3,5 \text{ m}^3/\text{h} \approx 1 \text{ l/s}$ durchgeführt, was zu einer maximalen mittleren Verweilzeit von $\hat{\tau}_{max} \approx 14 \text{ s}$ führt.

4.2 Abschätzungen

4.2.1 Druckverlust im Kondensator

Im VDI-Wärmeatlas [58] findet man in Abschnitt Lb für den Druckverlust in einem Ringspalt der Länge L bei laminarer ausgebildeter Strömung:

$$\Delta p = \zeta \frac{\rho u^2}{2d_H} L \quad (55)$$

$$u = \frac{\dot{V}}{A^F} \quad ; \quad \zeta = \phi \frac{64}{Re} \quad ; \quad Re = \frac{u \rho d_H}{\eta} \quad (56)$$

Für den Korrekturwert ϕ gilt:

$$\frac{R^I}{R^A} \rightarrow 0 \implies \phi \rightarrow 1 \quad \text{und} \quad \frac{R^I}{R^A} \rightarrow 1 \implies \phi \rightarrow 1,5 \quad (57)$$

Der somit berechnete Druckverlust entspricht je nach Volumenstrom und Ringspaltabmessungen $\Delta p \approx 2 \dots 3$ Pa. Also kann ohne weiteres inkompressibel und mit konstantem Druck gerechnet werden.

4.2.2 Einfluß der Koagulation

Thermische Koagulation

Mit Gl. (32) aus Kapitel 2.3.1 wird bei $T = 400$ K der Vorfaktor für thermische und monodisperse Koagulation zu $K_{tK} \approx 0,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$ berechnet. Bei einer Verweilzeit von $\hat{\tau} = 14$ s und einer Anfangskonzentration von $N^{ein} = 2 \cdot 10^{12}/\text{m}^3$ (maximale Anzahlkonzentration für alle Versuche) beträgt die Abnahme der Partikelanzahl entsprechend Gl. (34) weniger als 1,3%. Es sei angemerkt, daß mit der oben genannten Berechnung die thermische Koagulation stark nach oben abgeschätzt wird. In der Realität kühlt sich das Gas/Dampf-Gemisch rasch ab, wodurch die thermische Koagulation stark abnimmt.

Unter Benutzung der Werte für K_{tK} in Tabelle 2 (Kap. 2.3.1) für die thermische Koagulationsrate bei logarithmisch normaler Verteilung erhält man für die experimentell bestimmte Partikelgrößenverteilung ($d_{50,0} \approx 2 \mu\text{m}$ und $\sigma = 1,5$) einen Wert von $K_{tK} \approx 3,5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$ für Standardbedingungen, also ebenfalls $K_{tK} \approx 0,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$ für $T = 400$ K.

Scherkoagulation

In einem Ringspalt gilt für das Geschwindigkeitsprofil bei laminarer Strömung [1]:

$$u_z(r) = \frac{6}{\pi} \dot{V} \frac{(r - R^I)(R^A - r)}{(R^A + R^I)(R^A - R^I)^3} \quad (58)$$

Die Verweilzeit ist dadurch eine Funktion vom Radius:

$$\hat{\tau}(z, r) = \frac{\pi z}{6 \dot{V}} \frac{(R^A + R^I)(R^A - R^I)^3}{(r - R^I)(R^A - r)} \quad (59)$$

Der Geschwindigkeitsgradient ergibt sich zu:

$$\frac{\partial u_z}{\partial r} = \frac{6}{\pi} \dot{V} \frac{2r - (R^I + R^A)}{(R^A + R^I)(R^A - R^I)^3} \quad (60)$$

Für jeden Stromfaden bekommt man entsprechend Gl. (41) unter der Annahme, daß die Koagulation die einzige Ursache für die Abnahme der Partikelanzahlkonzentration und die Zunahme der Partikelgröße ist:

$$N(z, r) = N^{ein} \exp \left(-\frac{2}{3} \frac{|R^A + R^I - 2r|}{(r - R^I)(R^A - r)} (d_P^{ein})^3 N^{ein} z \right) \quad (61)$$

Der Abfall der Partikelkonzentration hängt also nur von der Geometrie des Ringspalts sowie von der Partikelgröße und -anzahlkonzentration am Eintritt ab. Mittelt man dann die Konzentration über die Fläche, ergibt sich die mittlere Konzentration in Abhängigkeit der Längskoordinate z :

$$\bar{N}(z) = \frac{1}{A^F} \iint_{A^F} N(z, r) dA^F \quad (62)$$

Für Partikeldurchmesser von beispielsweise $d_P = 2 \mu\text{m}$ bei einer typischen Anfangskonzentration von $N^{ein} = 2 \cdot 10^{12} \text{ 1/m}^3$ und der Länge von $z = L = 3 \text{ m}$ erhält man eine Anzahlverringerung von 10%, d.h. deutlich mehr als bei der thermischen Koagulation. Mit der Beziehung

$$N_V^{ein} = \frac{\pi}{6} (d_{NV}^{ein})^3 N^{ein} \quad (63)$$

folgt:

$$\frac{\bar{N}(z)}{N^{ein}} = \frac{1}{A^F} \iint_{A^F} \exp \left(-\frac{4}{\pi} \frac{z |R^A + R^I - 2r|}{(r - R^I)(R^A - r)} N_V^{ein} \right) dA^F \quad (64)$$

Es bleibt noch zu berücksichtigen, daß der Volumenstrom entlang des Kondensators nicht konstant ist. In Gleichung (64) ist es deshalb nötig, die relative

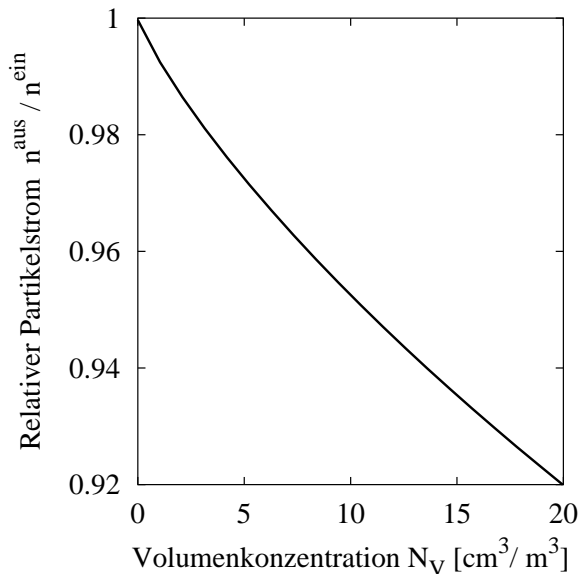


Bild 27: Abnahme des Partikelstroms durch Scherkoagulation bei laminarer Strömung im Ringspalt.

Konzentration $N(z)/N^{\text{ein}}$ durch den relativen Partikelstrom $\dot{n}(z)/\dot{n}^{\text{ein}}$ zu ersetzen.

In Bild 27 ist der relative Partikelstrom im Austritt des Kondensators $\dot{n}^{\text{aus}}/\dot{n}^{\text{ein}}$ in Abhängigkeit der Volumenkonzentration des Nebels für $z=L=3$ m, $R^I=0,108$ m und $R^A=0,115$ m aufgetragen. Man erkennt, daß der relative Partikelstrom mit zunehmender Volumenkonzentration abnimmt. Diese einfachen Berechnungen zeigen, daß die Scherkoagulation bei den gemessenen Partikel-Konzentrationen ($N_V \approx 1 \dots 12 \cdot 10^{-6}$) durchaus von Bedeutung ist.

4.3 Eindimensionale Berechnungen

4.3.1 Kondensation ohne Nebelbildung in einem Ringspalt

Die zur Berechnung des stationären und dynamischen Verhaltens von Kondensatoren nötigen Modelle wurden von Botsch [10] ausführlich behandelt. Die Herleitung der benötigten Bilanzgleichungen ist in Anhang B ausführlich dargestellt. Die stationäre Komponentenbilanz der Gasphase für ein Gemisch aus Luft und kondensierbarem Dampf lautet danach in differentieller Form:

$$\dot{M}_L \frac{dY}{dA^K} = -\dot{m}_D \quad (65)$$

Für die Massenstromdichte des Dampfes gilt bei einseitigem Stoffübergang unter Einbeziehung der Stefan-Korrektur [4]:

$$\dot{m}_D = M_D \frac{p}{RT} \beta \ln \left(\frac{1-y^K}{1-y} \right) \quad (66)$$

Umgeformt mit $y = \frac{Y}{Y+M_D/M_L}$ folgt:

$$\dot{m}_D = M_D \frac{p}{RT} \beta \ln \left(\frac{Y + M_D/M_L}{Y^K + M_D/M_L} \right) \quad (67)$$

Die Energiebilanz lautet:

$$(1 + Y) c_p \dot{M}_L \frac{dt}{dA^K} = -\dot{q} \quad (68)$$

Für die Wärmestromdichte gilt mit Berücksichtigung der Ackermann–Korrektur K_A für hohe Stoffstromdichten:

$$\dot{q} = K_A \alpha (t - t^K) \quad (69)$$

$$K_A = \frac{\Phi_A}{\exp(\Phi_A) - 1} \quad (70)$$

$$\Phi_A = \frac{\dot{m}_D c_{p,D}}{\alpha} \quad (71)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient α ergibt sich aus einer Nusseltgleichung der Form:

$$Nu = \frac{\alpha d_H}{\lambda} = f(Re, Pr) \quad (72)$$

Die für den Ringspalt verwendeten Beziehungen sind in Anh. A.7 dargelegt. Der Stoffübergangskoeffizient β ergibt sich näherungsweise aus der Lewis'schen Beziehung [4]:

$$\beta = \frac{\alpha}{\rho c_p} Le^{-2/3} \quad (73)$$

Im Gegensatz zur vereinfachten Beziehung für den Prozeßweg (Kap. 2.1.1, Gl. (3)) ist die Lewiszahl nicht konstant, da die Abhängigkeit von der Temperatur und der Zusammensetzung nicht vernachlässigt wird. Das sich daraus ergebende Differentialgleichungssystem (65) und (68) kann mit geringem Aufwand numerisch gelöst werden. Bei der Berechnung werden die Stoffwerte innerhalb eines diskreten Bilanzelementes als konstant angenommen. Die differentielle Kondensatorfläche wird dabei auf eine diskrete Längskoordinate $\Delta z \approx dA / (2\pi R^I)$ zurückgeführt. Bild 28 zeigt die Prozeßwege, die sich bei einer Eintrittsbeladung von $Y^{ein} = 265 \text{ g/kg}$ und verschiedenen Eintrittstemperaturen ergeben. Die Prozeßwe-

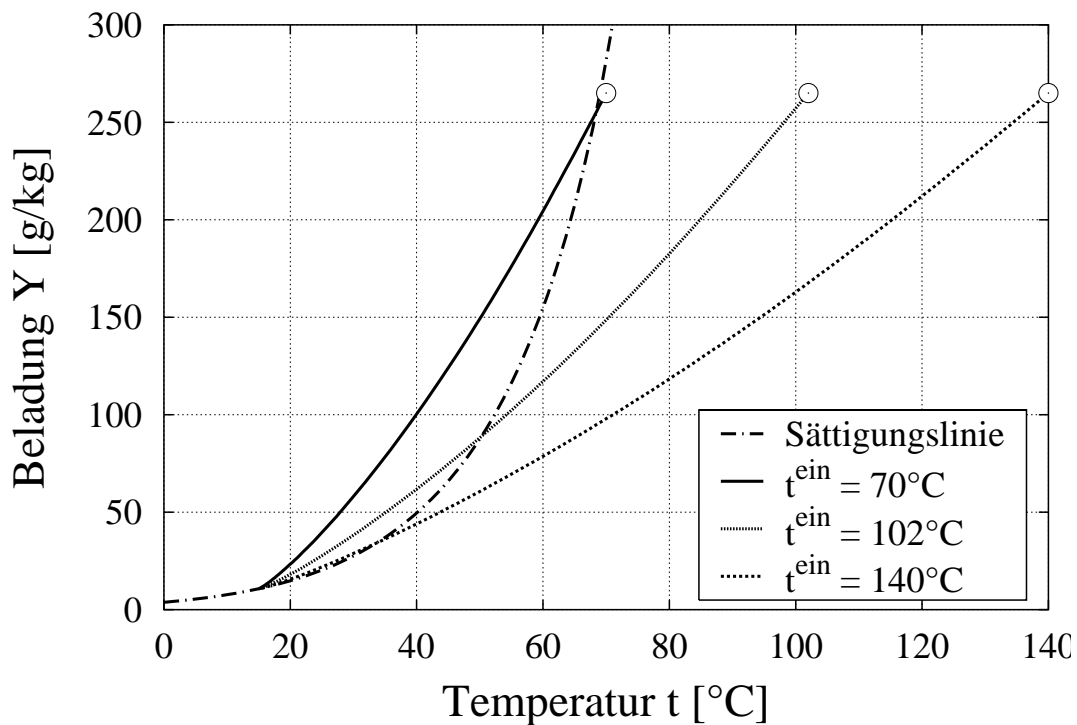


Bild 28: Prozeßwege bei eindimensionaler Simulation und $Y^{ein} = 265$ g/kg für verschiedene Eintrittstemperaturen

ge zeigen einen nach unten gekrümmten Verlauf, da die Lewiszahl des Gemisches kleiner als eins ist.

Da die Lewiszahl eine temperatur- und konzentrationsabhängige Gemischgröße ist, ändert sie sich im Prozeßverlauf beträchtlich (Bild 29). Der für die Betrachtung der Nebelbildung wichtige Sättigungsgrad reagiert sehr sensibel auf Änderungen der Lewiszahl. Die in Kap. 2.1.1 getroffene Annahme einer konstanten Lewiszahl ist daher für eine genauere Betrachtung der Vorgänge nicht gerechtfertigt.

Die zugehörigen Sättigungsverläufe sind in Bild 30 dargestellt. An der durchgezogenen Kurve ($t^{ein} = 70^\circ\text{C}$) zeigt sich, daß das Maximum des Sättigungsgrades für ein gesättigtes Gemisch im Eintritt kleiner oder gleich 2 ist. Aus den Prozeßverläufen (Bild 28) kann man erkennen, daß dieser maximale Sättigungsgrad mit zunehmender Eintrittsbeladung steigt. Die Eintrittsbeladung von $Y^{ein} = 265$ g/kg ist die maximale Beladung, die bei den Versuchen verwendet wurde. Da die kritische Übersättigung für homogene Keimbildung im maßgeblichen Temperaturbereich größer als 2 ist (Bild 2, S.11), konnte es in keinem der Experimente zu homogener Nebelbildung kommen.

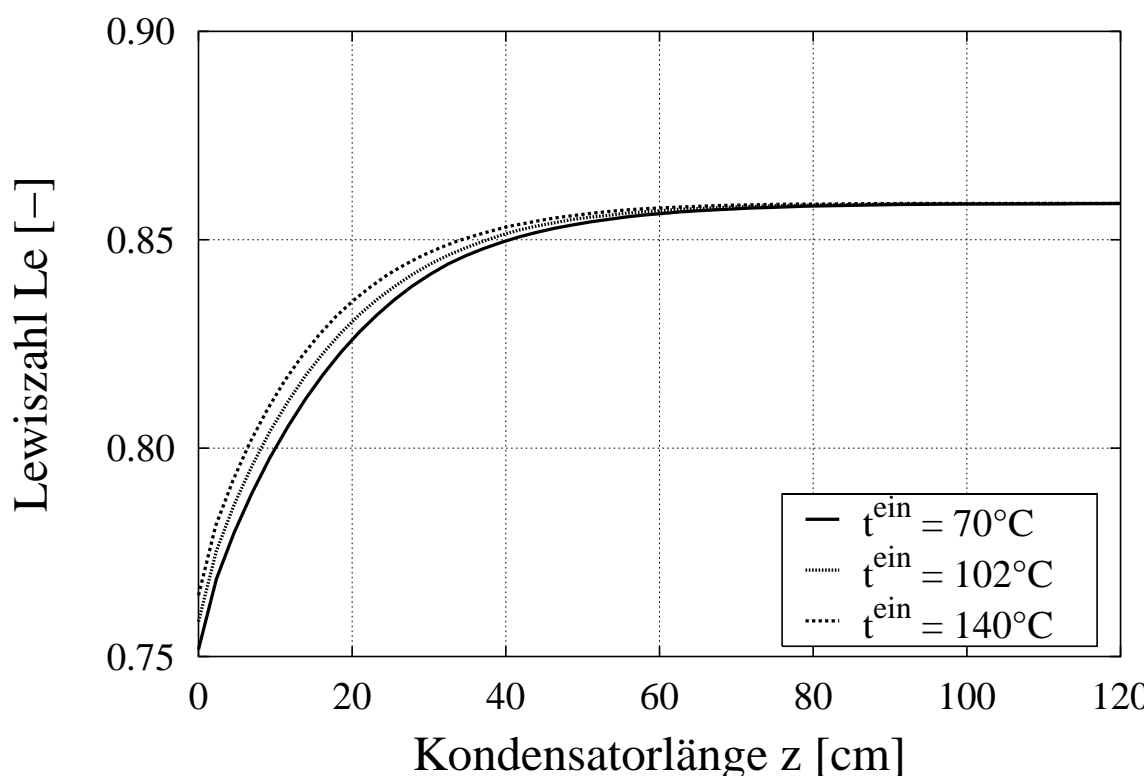


Bild 29: Lewiszahl über der Kondensatorlänge bei eindimensionaler Simulation und $Y^{\text{ein}} = 265 \text{ g/kg}$ für verschiedene Eintrittstemperaturen

Ein wichtiger Punkt ist der Ort, an dem erstmals eine Übersättigung ($S > 1$) erreicht wird. Bild 30 zeigt, daß sich dieser Punkt mit zunehmender Eintrittstemperatur immer weiter in den Kondensator verschiebt. Ein Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen bei $t^{\text{ein}} = 102^\circ\text{C}$ (Bild 22, S.47) zeigt jedoch, daß die Nebelbildung in Wirklichkeit bereits nach wenigen Zentimetern nachzuweisen ist. Dies liegt daran, daß sich bereits im Eintritt des Kondensators neben einer Temperatur- und Konzentrationsgrenzschicht auch eine Art Nebelgrenzschicht von der Kühlwand ausgehend aufbaut. Um dieses Verhalten noch genauer zu untersuchen, wurden mehrdimensionale Berechnungen des Ringspaltes und des realen Kondensators mit FIDAP durchgeführt (Kap. 4.4).

Bei einer Eintrittstemperatur von $t^{\text{ein}} = 140^\circ\text{C}$ wird gerade noch Übersättigung erreicht. Diese Eintrittstemperatur t_G^{ein} kennzeichnet die Nebelgrenze für heterogene Keimbildung. In den experimentellen Untersuchungen wurde bei diesen Eintrittsbedingungen gerade noch Nebel nachgewiesen (Kap. 5.1). Dies zeigt, daß das Modell in dieser Hinsicht recht gut geeignet ist, die Nebelbildung zu charakterisieren.

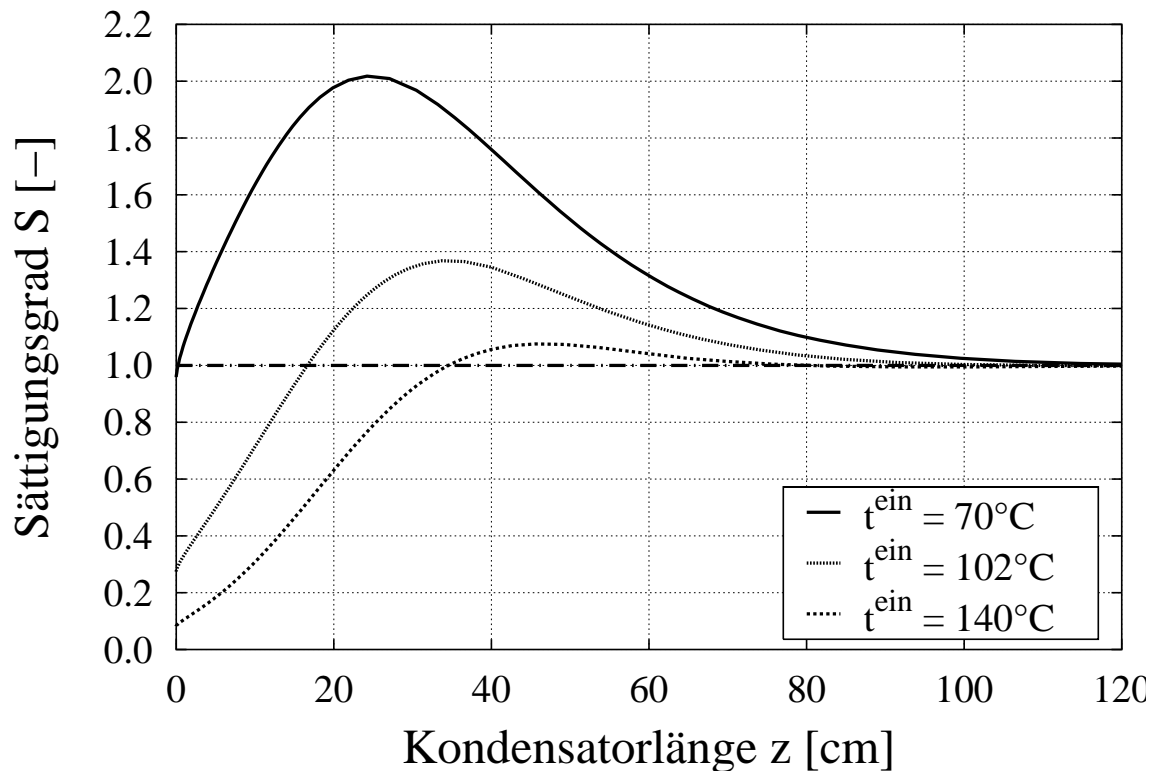


Bild 30: Sättigungsgrad über der Kondensatorlänge bei eindimensionaler Simulation und $Y^{\text{ein}} = 265 \text{ g/kg}$ für verschiedene Eintrittstemperaturen

4.3.2 Simulation der Nebelbildung mit SENECA

Zur Simulation von kontinuierlichen Gas–Flüssigkeits–Kontaktapparaten (Absorptionskolonnen, Strahlwäscher und Kondensatoren) unter Berücksichtigung der Aerosolbildung wurde am Institut für Technische Thermodynamik und Kältetechnik in Zusammenarbeit mit dem Konrad–Zuse–Zentrum in Berlin das umfangreiche Berechnungspaket SENECA (Simulation with Extrapolation methods and Newton techniques of Chemical processes with Aerosol formation) entwickelt [42].

Der betrachtete Apparat wird durch ein rigoroses Modell dargestellt (Bild 25, S. 53) und eindimensional diskretisiert. Dabei werden für jede Stützstelle die Modellgleichungen des Wärme– und Stoffaustausches für die Flüssig–, Gas– und Aerosolphase formuliert. Dies ergibt ein sehr großes Differentialgleichungssystem mit Blockstruktur. Da die Aerosolbildung erst bei Überschreiten der Sättigungsgrenze auftritt, werden die entsprechenden Gleichungen erst im Verlauf der Berechnungen zugeschaltet. Dieses Vorgehen erfordert einen speziell angepassten

Differentialgleichungslöser, der vom Konrad–Zuse–Zentrum entwickelt wurde.

SENECA berechnet die heterogene Keimbildung und das sich anschließende Keimwachstum unter Vorgabe einer Primärpartikelverteilung im Eintritt. Die Größe der ermittelten Nebelpartikel ist sehr stark abhängig von der Größe und Anzahl der Primärpartikeln. Da die Anzahl an benetzbaren Primärpartikeln im Eintritt nicht genau bekannt ist, dienen die folgenden Betrachtungen nur der Veranschaulichung und Abschätzung der Keimbildungskinetik.

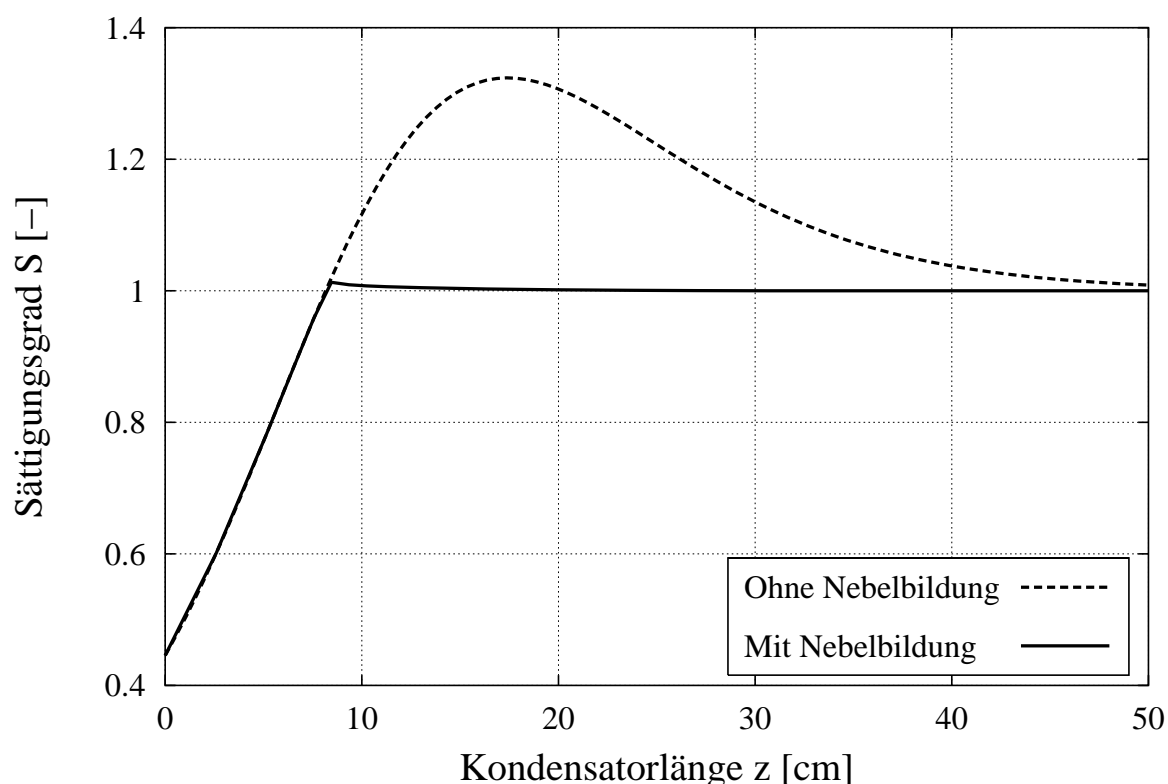


Bild 31: Sättigungsverlauf bei $Y^{in} = 265 \text{ g/kg}$, $t^{in} = 91^\circ\text{C}$ und $t_K = 15^\circ\text{C}$ mit und ohne Berücksichtigung der Nebelbildung. Berechnung mit SENECA.

In Bild 31 ist der Sättigungsverlauf bei der Kondensation mit und ohne Berücksichtigung der Nebelbildung dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, daß der Sättigungsgrad des Gemisches bei Einbeziehung der Nebelbildung nur leicht eins übersteigt, und sich danach sofort wieder dem Wert $S = 1$ annähert. Die Nebelbildung findet so schnell statt, daß sich keine größere Übersättigung aufbauen kann.

Denselben Sachverhalt kann man beim Verlauf des Tropfenwachstums in Bild 32 erkennen. Die Tropfen entstehen durch sekundäre Keimbildung mit einer bestimmten Keimgröße und wachsen danach sehr schnell an, bis sie innerhalb

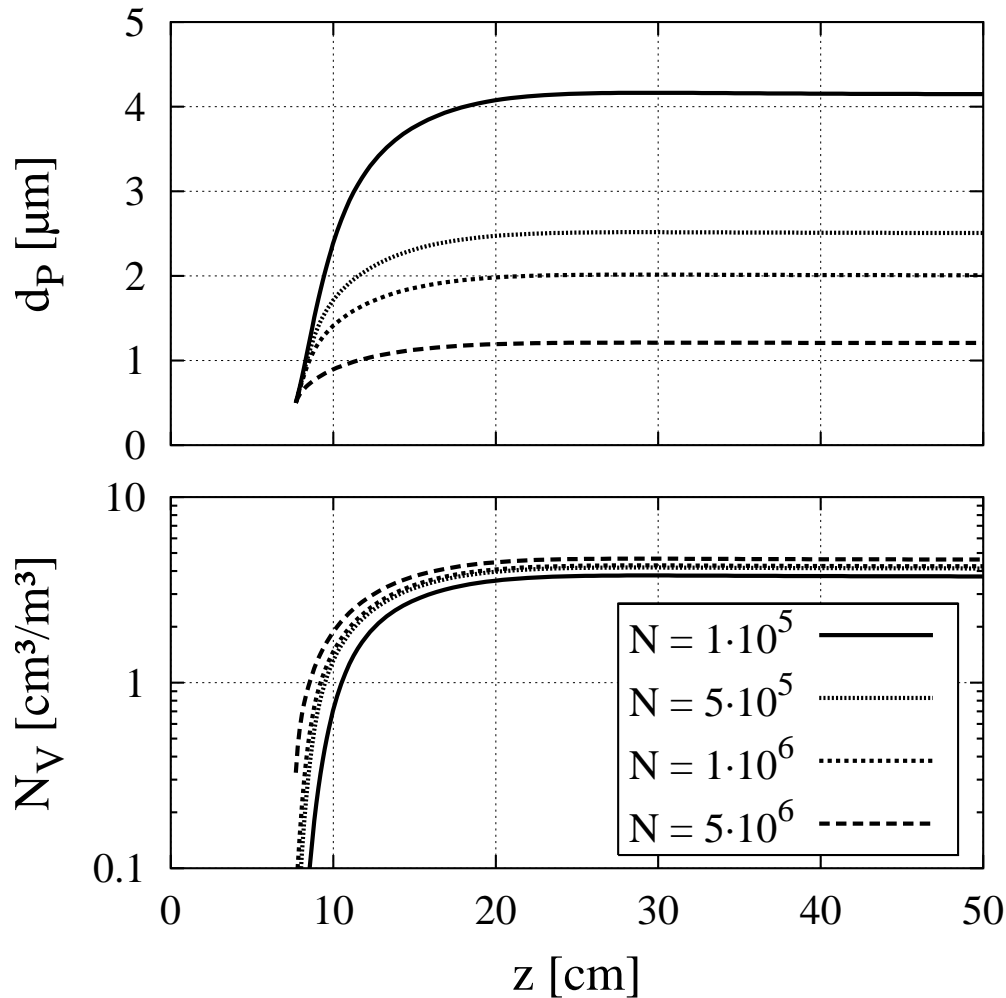


Bild 32: Wachstum der Größe und der Volumenkonzentration der Nebeltropfen im Verlauf der Kondensation bei verschiedenen Keimkonzentrationen. $Y^{in} = 265 \text{ g/kg}$, $t^{in} = 91^\circ\text{C}$, $t_K = 15^\circ\text{C}$. Berechnung mit SENECA.

einer Strecke von 20 cm ausgewachsen sind. Das entspricht in diesem Fall einer Zeit von 0,9 s. Ein weiteres Wachstum durch Kondensation von Dampf auf die Nebelpartikeln ist danach nicht mehr möglich, da die hierzu nötige Übersättigung fehlt.

Die Partikelanzahl N wird anfangs festgelegt und ändert sich im Verlauf der Simulation nicht. Man kann erkennen, daß die endgültige Größe der Nebeltropfen sehr stark von der Partikelkonzentration abhängt. Betrachtet man jedoch die daraus resultierende Volumenkonzentration N_V des Nebels, so stellt man fest, daß diese nur sehr schwach von der Partikelkonzentration abhängt. Viel größer ist dagegen der Einfluß der Eintrittsbedingungen (Kap. 5.7).

4.4 Mehrdimensionale Berechnungen

4.4.1 Strömungssimulation mit FIDAP

Die mehrdimensionalen Berechnungen wurden mit dem Strömungs-Simulationsprogramm FIDAP durchgeführt. Das Programm FIDAP ist eine Implementierung der Methode der finiten Elemente (FEM) zur Simulation von Strömungen. Die Methode der finiten Elemente ist ein numerisches Näherungsverfahren zur Lösung von partiellen Differentialgleichungs-Systemen und wurde ursprünglich für die Festigkeitslehre entwickelt [61, 47].

Hierbei wird das betrachtete zwei- oder dreidimensionale Gebiet in geeigneter Form diskretisiert, wobei die Diskretisierung in Bereichen großer Gradienten feiner sein muß als in Bereichen niedriger Gradienten. Die Elemente können verschiedene Formen und Knotenanzahl haben. Für zweidimensionale Analysen werden üblicherweise dreieck- und viereckförmige Elemente und für dreidimensionale Analysen keil- (Hexaeder, wedge), quader- (brick), und tetraederförmige Elemente benutzt. Die Anzahl der verwendeten Elemente kann dabei in der Größenordnung bis 10^5 liegen. Die Diskretisierung kann automatisch, halbautomatisch oder manuell durchgeführt werden. Zusätzlich müssen die Art der Problemstellung (stationär oder instationär, mit oder ohne Wärme/Stoffübertragung, etc.), geeignete Randbedingungen und die für das Problem gültigen Stoffwerte spezifiziert werden.

Bei der Berechnung werden für jedes Element interne Näherungsansätze für die gesuchten Feldgrößen verwendet. Dadurch kann das partielle Differentialgleichungs-System in ein algebraisches Gleichungssystem für die Werte an den Knoten der einzelnen Elemente umgewandelt werden. Das hierdurch entstehende lineare oder nichtlineare Gleichungssystem wird mit einem Iterationsverfahren gelöst. In einer anschließenden Nachbearbeitung können abgeleitete Größen und Partikelbahnen berechnet werden. Der gesamte Datensatz kann danach in geeigneter Form visualisiert werden.

Eine wichtige Vorüberlegung für die mehrdimensionale Berechnung ist die Auswahl geeigneter Randbedingungen. Die Phasengrenze Gas/Kondensatfilm ist durchlässig für den Wasserdampf, nicht aber für die Luft. Die richtige Randbedingung an der Kühlfläche ist also eine freie Radialgeschwindigkeit für Wasserdampf und ein verschwindender Massenfluß an Trägergas (trockene Luft). Das Simulati-

onspaket FIDAP erlaubt diese Randbedingung aber nicht, da der Gesamtmassenstrom konstant gehalten wird. Die Folge ist, daß der Massenstrom an Wasser, der das System durch die Abnahme der Dampfkonzentration verläßt, durch Trägergas ersetzt wird.

Man kann dieses Problem mit mehreren Durchgängen der Simulation umgehen. Im ersten Durchgang gibt man als Randbedingung an, daß kein Stoffstrom durch die Kühlfläche fließt. Mit dem resultierenden Konzentrationsfeld berechnet man den austretenden Wasserdampfstrom, den man als radial austretenden Massenstrom im zweiten Durchgang angibt. Diesen Vorgang könnte man iterativ fortsetzen, bis der austretende Massenstrom genau mit dem Wasserdampf-Massenstrom übereinstimmt (keine Zufuhr von Trägerkomponente). Dies ist praktisch bei der zweiten Iteration der Fall.

Es zeigt sich jedoch, daß Temperatur- und Konzentrationsfeld durch das fälschlich zugeführte Trägergas kaum beeinflußt werden. Es lohnt sich deshalb nicht, den viel größeren Aufwand der obengenannten Iteration zu betreiben. Dagegen wird der Volumenstrom und somit die Axialgeschwindigkeit bei großen Eintrittsbeladungen durch die Zufuhr von Trägergas deutlich verfälscht. Diese Tatsache kann bei Benutzung der Axialgeschwindigkeit für die Berechnung der Partikelbahnen näherungsweise berücksichtigt werden, indem die Axialgeschwindigkeit mit dem Faktor $(1 + \tilde{Y}(z))/(1 + \tilde{Y}^{ein})$ korrigiert wird.

4.4.2 Vergleichbarkeit mit eindimensionalen Ergebnissen

Um die Ergebnisse der mehrdimensionalen Modelle quantitativ mit den eindimensionalen Berechnungen vergleichen zu können, werden die im zwei- und dreidimensionalen Modell berechneten Felder über den Querschnitt gemittelt. Dazu wird über alle Elemente i summiert.

$$\bar{T}(z) = \frac{\sum_i \rho_i c_{p,i} T_i A_i^F}{\sum_i \rho_i c_{p,i} A_i^F} \quad (74)$$

$$\bar{\xi}(z) = \frac{\sum_i \rho_i \xi_i A_i^F}{\sum_i \rho_i A_i^F} \quad (75)$$

Bereiche hoher Temperatur und Wasserdampfkonzentration haben eine kleinere Dichte und spezifische Wärmekapazität als Bereiche niedriger Temperatur und werden dadurch schwächer gewichtet.

4.4.3 Zweidimensionale Simulation eines Ringspaltes

Der Ringspalt wurde zweidimensional mit zylindrischen Koordinaten (z und r) berechnet. Dabei wurde der Querschnitt mit rechteckigen vierknotigen Elementen und einer Diskretisierung von 600×50 Elementen vernetzt. In axialer Richtung wurde das letzte Element 10 mal so groß wie das erste erstellt. In radialer Richtung wurden die Elemente außen und innen feiner als in der Mitte gewählt.

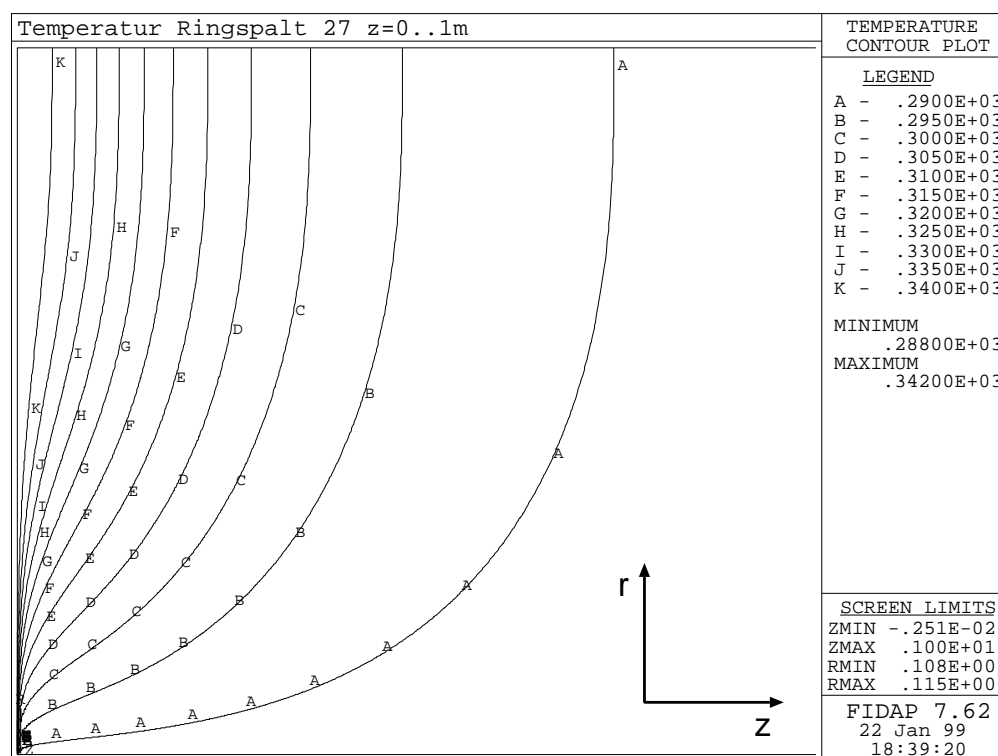


Bild 33: Isothermen im Querschnitt des Ringspaltes von $z = 0 \dots 1$ m und $r = 108 \dots 115$ mm bei $Y^{ein} = 200$ g/kg und $t^{ein} = 70^\circ\text{C}$

In Bild 33 sind die Isothermen im Querschnitt des Ringspaltes für $Y^{ein} = 200$ g/kg und $t^{ein} = 70^\circ\text{C}$ gezeigt. Dabei ist zu beachten, daß der Ringspalt stark verzerrt dargestellt wird. Auf der horizontalen Achse ist das erste Drittel des Kondensators ($z = 0 \dots 1$ m) aufgetragen, während der Abstand zwischen Innenradius R^I und Außenradius R^A auf der Ordinate nur 7 mm beträgt.

Wie im eindimensionalen Modell wird auch hier beobachtet, daß die Temperatur schnell ausgeglichen wird. Bereits nach 0,5 m ist die Kühlwassertemperatur nahezu erreicht.

4.4.4 Dreidimensionale Simulation der realen Geometrie

Aufgrund der Symmetrie des Kondensators ist es ausreichend, $1/8$ des Querschnittes zu modellieren (Bild 34), was eine entsprechend feinere Diskretisierung als bei Modellierung des vollen Querschnittes erlaubt. Bei der gegebenen Geometrie haben sich sechsknotige keilförmige Elemente (Dreiecks-Prisma) als geeignet erwiesen. Das Gitter hat ungefähr $1,5 \cdot 10^6$ Elemente, bei einer modellierten Länge von $z = 1,5$ m.

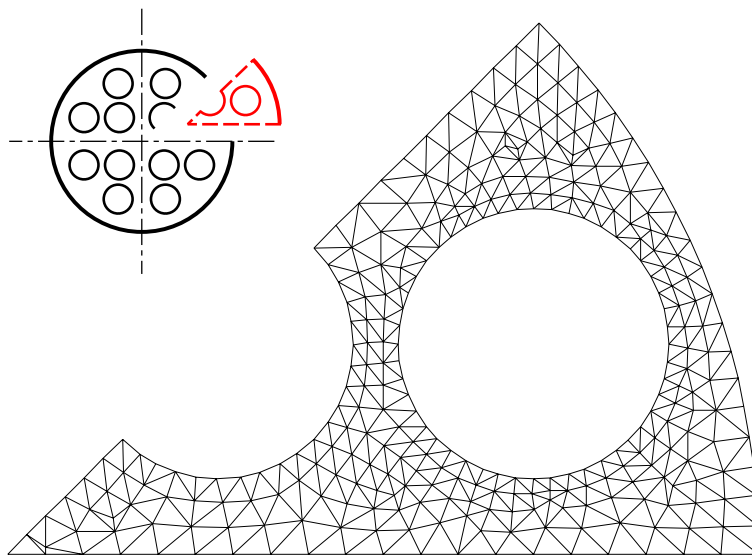


Bild 34: *Diskretisierung im Querschnitt des dreidimensionalen Modells*

Zusätzlich zu den vorher definierten Randbedingungen wurde angenommen, daß senkrecht zu den Symmetrieflächen keine Massenströme, kein Wärmestrom und keine Schubspannungen auftreten. In Bild 35 sind die Isothermen der dreidimensionalen Berechnung im Querschnitt bei $z = 5$ cm dargestellt.

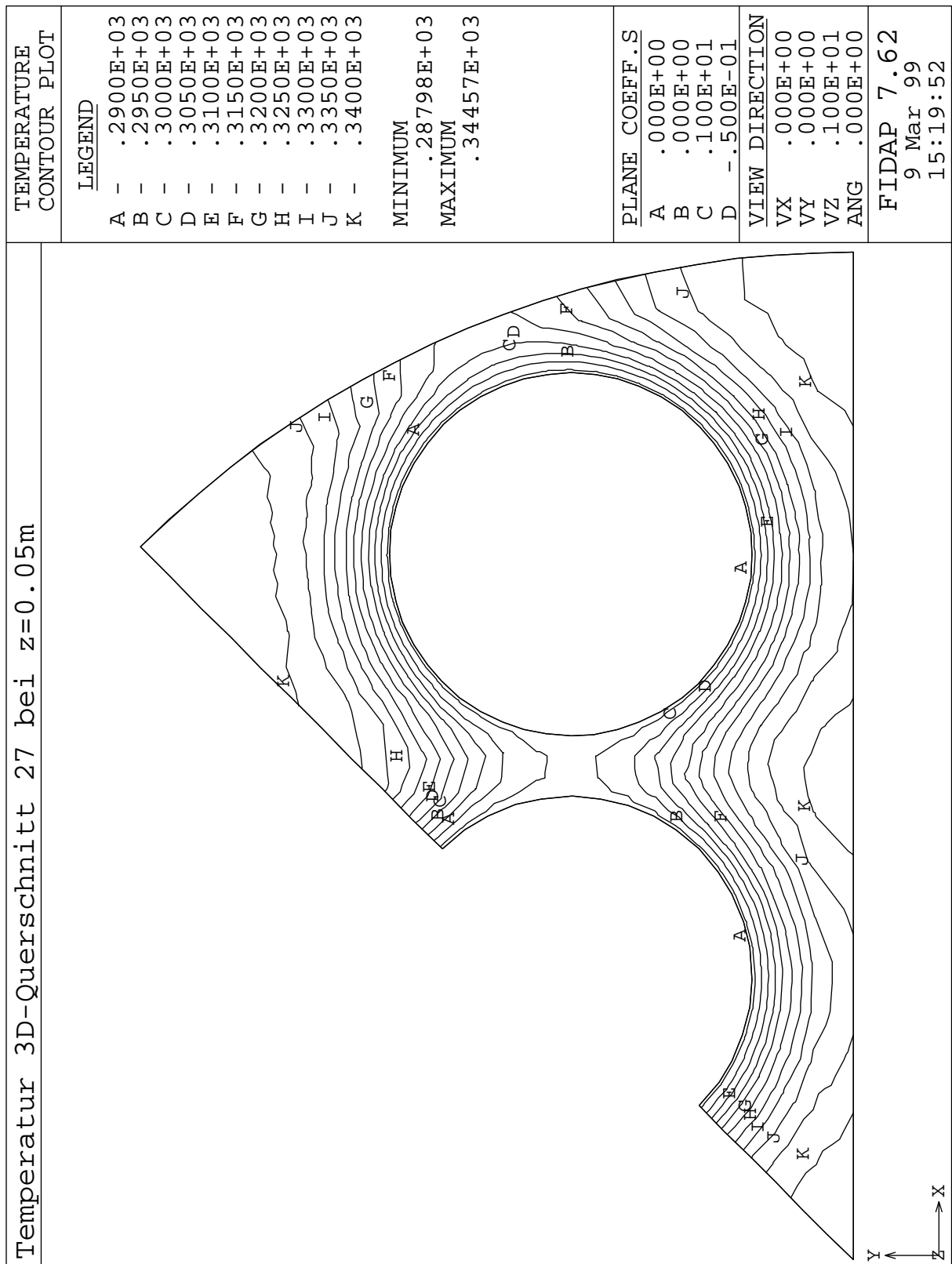


Bild 35: Isothermen im Querschnitt bei $z = 5 \text{ cm}$, $Y^{ein} = 200 \text{ g/kg}$ und $t^{ein} = 70^\circ \text{C}$, dreidimensionale Simulation

4.5 Partikelabscheidung durch phoretische Kräfte

Zur Berechnung der Partikelabscheidung werden die in Kap. 2.2 vorgestellten phoretischen Geschwindigkeiten für die verschiedenen Modelle berechnet. Wie Goldsmith und May [29] experimentell nachgewiesen haben, können dabei die einzelnen Geschwindigkeiten aufaddiert werden.

Berechnung der Abscheidung bei eindimensionaler Rechnung

Für die eindimensionale Simulation lautet die differentielle Partikelbilanz im Kondensator:

$$\frac{d\dot{n}_P}{dA} = - (|w_{th}| + |w_{diff}|) N \quad (76)$$

Die phoretischen Geschwindigkeiten werden nach (23) und (25) bestimmt. Die dabei einzusetzenden Gradienten an der Phasengrenze werden über die Grenzschichtdicken bestimmt:

$$\text{grad} T \approx \frac{T - T^K}{\delta_t} = \frac{\alpha}{\lambda} (T - T^K) \quad (77)$$

$$\text{grad} y \approx \frac{y - y^K}{\delta_y} = \frac{\beta}{D} (y - y^K) \quad (78)$$

Die Partikelbilanz (76) wird simultan mit den Gleichungen der Komponentenbilanz (65) und Energiebilanz (68) gelöst. Um abschätzen zu können, wie stark sich diese Vereinfachung auf die Gradienten auswirkt, sind in Bild 36 die Verläufe der Temperatur und des Molanteils im Ringspalt für zwei verschiedene Modelle aufgetragen. Die gekrümmten Kurven sind Ergebnisse, die mit zweidimensionaler Rechnung bestimmt wurden.

Die geraden Linien stehen für die idealisierten Verläufe nach der Grenzschicht-Theorie. Die waagerechte Linie kennzeichnet den Wert der Kernströmung und die schräge Linie beschreibt den Anstieg in der Grenzschicht, wobei die Steigung den Gradienten aus Gl. (77) bzw. Gl. (78) entspricht. Dabei zeigt sich, daß der Temperaturgradient mit der eindimensionalen Betrachtung etwas überschätzt wird, während der Konzentrationsgradient sehr gut mit der zweidimensionalen Rechnung übereinstimmt.

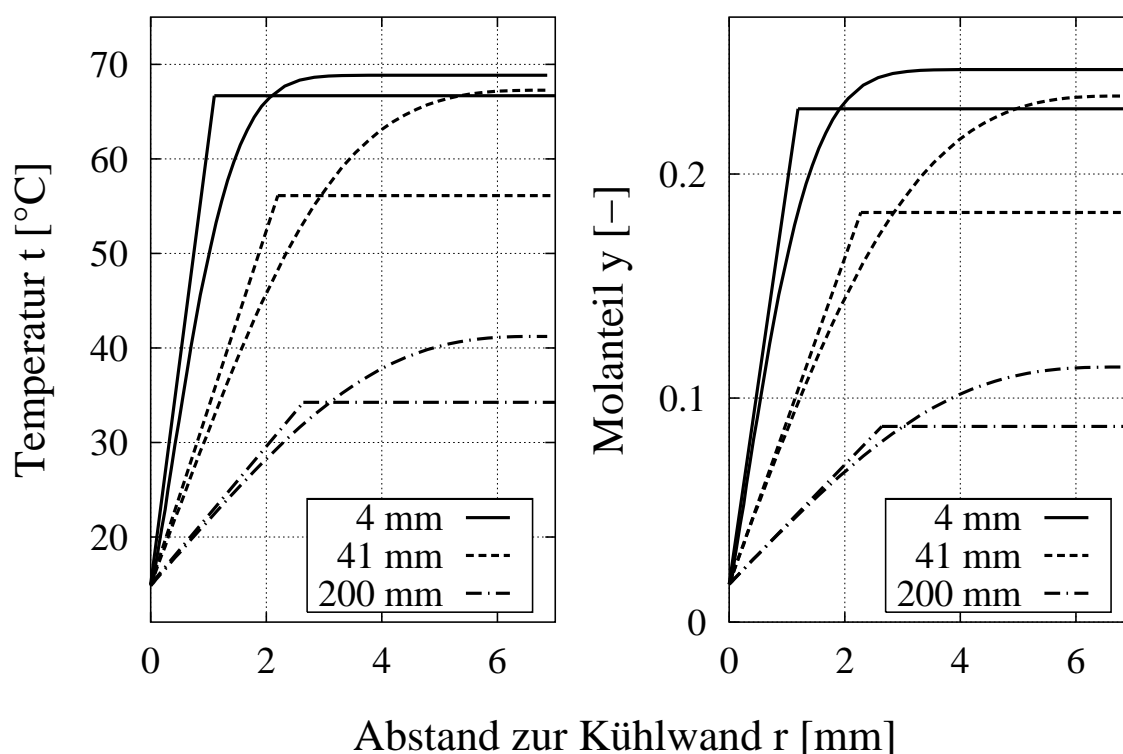


Bild 36: Verlauf der Temperatur und des Molanteils im Ringspalt für $Y^{ein} = 200 \text{ g/kg}$ und $t^{ein} = 70^\circ \text{C}$ an verschiedenen vertikalen Positionen. Vergleich zwischen zweidimensionaler Berechnung (gekrümmte Kurven) und Grenzschicht-Theorie (Geraden)

Berechnung der Abscheidung bei mehrdimensionaler Rechnung

Um die Partikelabscheidung bei den mehrdimensionalen Simulationen zu bestimmen, werden Partikeln im Eintritt gleichmäßig über den Querschnitt verteilt und deren Bahnen berechnet. Diese Berechnung findet im Anschluß an die FIDAP-Berechnung statt. Die für die Berechnung der phoretischen Partikelgeschwindigkeiten nötigen Temperatur- und Konzentrationsfelder werden aus der Ausgabedatei von FIDAP entnommen.

Sobald eine Partikel die Wand berührt, wird sie als abgeschieden betrachtet. Somit kann auf die mittlere Partikel-Konzentration über der Länge rückgeschlossen werden. Die Partikelbahnberechnung findet unter Benutzung der Diskretisierung aus FIDAP statt. Die Zeitschritte werden dabei so gewählt, daß sich die Partikeln in z -Richtung von Knoten zu Knoten bewegen:

$$\Delta\tau = \frac{z_{i+1} - z_i}{w_z} \quad (79)$$

Am Anfang ($i=0$) wird $z_i=z_0=0$ m gesetzt. In jedem weiteren Schritt erhöht sich die z -Koordinate entsprechend der bei der Simulation gewählten Diskretisierung. Es wird angenommen, daß sich die Partikeln axial schlupffrei ($w_z = u_z$) bewegen. Die folgenden Gleichungen wurden für die Bahnberechnung der Partikeln verwendet:

- Zweidimensionales Modell:

$$w_r = w_{diff,r} + w_{th,r} \quad (80)$$

$$r(z_{i+1}) = r(z_i) + w_r \Delta\tau \quad (81)$$

Eine Partikel startet bei $\tau=0$ s mit einem bestimmten Eintrittsradius $r(z_0)=r^{ein}$. In jedem Schritt wird die radiale Partikelgeschwindigkeit w_r entsprechend der örtlichen Gradienten bestimmt. Der Radius $r(z_{i+1})$ für den folgenden Schritt wird entsprechend der Bewegungsgleichung berechnet.

- Dreidimensionales Modell:

$$w_x = w_{diff,x} + w_{th,x} \quad (82)$$

$$w_y = w_{diff,y} + w_{th,y} \quad (83)$$

$$x(z_{i+1}) = x(z_i) + w_x \Delta\tau \quad (84)$$

$$y(z_{i+1}) = y(z_i) + w_y \Delta\tau \quad (85)$$

Das Vorgehen im dreidimensionalen Modell entspricht dem für das zweidimensionale Modell beschriebenen Weg mit dem Unterschied, daß nun zwei Bewegungskordinaten x und y berechnet werden. Entsprechend sind auch zwei Geschwindigkeitskomponenten w_x und w_y zu bestimmen.

Die Werte der Felder sind nur an den Knoten der Elemente gegeben, daher werden Werte zwischen den Knoten linear interpoliert. Durch die Aufzählung der abgesehenen Partikeln an der Kühlfläche wird der relative Partikelstrom an jeder Stelle berechnet:

$$\frac{\dot{n}(z)}{\dot{n}^{ein}} = \frac{N(z)\dot{V}(z)}{N^{ein}\dot{V}^{ein}} \quad (86)$$

5 Ergebnisse und Diskussion

5.1 Aerosolparameter über der Kondensatorlänge

Die Aerosolparameter über der Kondensatorlänge wurden für die Eintrittsbelastungen 80, 110, 140, 180, 200 und 265 g/kg bei unterschiedlichen Eintrittstemperaturen mit dem 3-WEM gemessen [57, 46, 24]. In den Bildern 37 und 38 sind die Ergebnisse bei 110 und 265 g/kg mit verschiedenen Eintrittstemperaturen gezeigt. Die Kühltemperatur betrug dabei ca. 15°C und der Luftvolumenstrom wurde auf 3,5 m³/h eingestellt. Um den Einfluß des veränderlichen Volumenstroms auszuschalten, wurden als Konzentrationsmaße die Anzahlkonzentration N_N in Partikeln pro cm³ trockener Luft bei Normbedingungen und die Nebelbeladung Y_P in Gramm Nebel pro Kilogramm trockener Luft verwendet.

Der Verlauf der Aerosolparameter läßt sich in zwei Bereiche unterteilen, einen kurzen Einlaufbereich und einen langen Auslaufbereich, der nur durch das Ende des Kondensators begrenzt wird.

Einlaufbereich

Im Einlaufbereich wird der Verlauf der Nebeleigenschaften durch die Keimbildung und das Keimwachstum dominiert. Die Partikelgröße d_{NV} beginnt mit einem endlichen Wert und steigt danach an. Die Konzentrationen Y_P und N_N steigen anfangs sehr stark an, bis sie ein Maximum erreichen. Das Ende des Einlaufbereiches ist durch das Maximum der Konzentrationswerte gekennzeichnet. Mit größerer Eintrittstemperatur wandert der Ort des Maximums weiter in den Kondensator hinein. Die Länge des Einlaufbereiches liegt zwischen 0 und 20 cm.

Direkt im Eintritt ($z = 0$ cm) ist der Nebel mit dem 3-WEM nur für hohe Belastungen und Temperaturen nahe der Sättigungstemperatur meßbar (hohe Übersättigung). Bei steigender Eintrittstemperatur verschiebt sich der meßbare Anfang der Nebelbildung weiter in den Kondensator hinein.

Die Verringerung der Nebelbeladung durch eine höhere Eintrittstemperatur ist mit der Abnahme der maximalen Übersättigung (vgl. Bild 30, S.64) zu erklären, wodurch das Potential für das Wachstum der Nebelpartikeln sinkt.

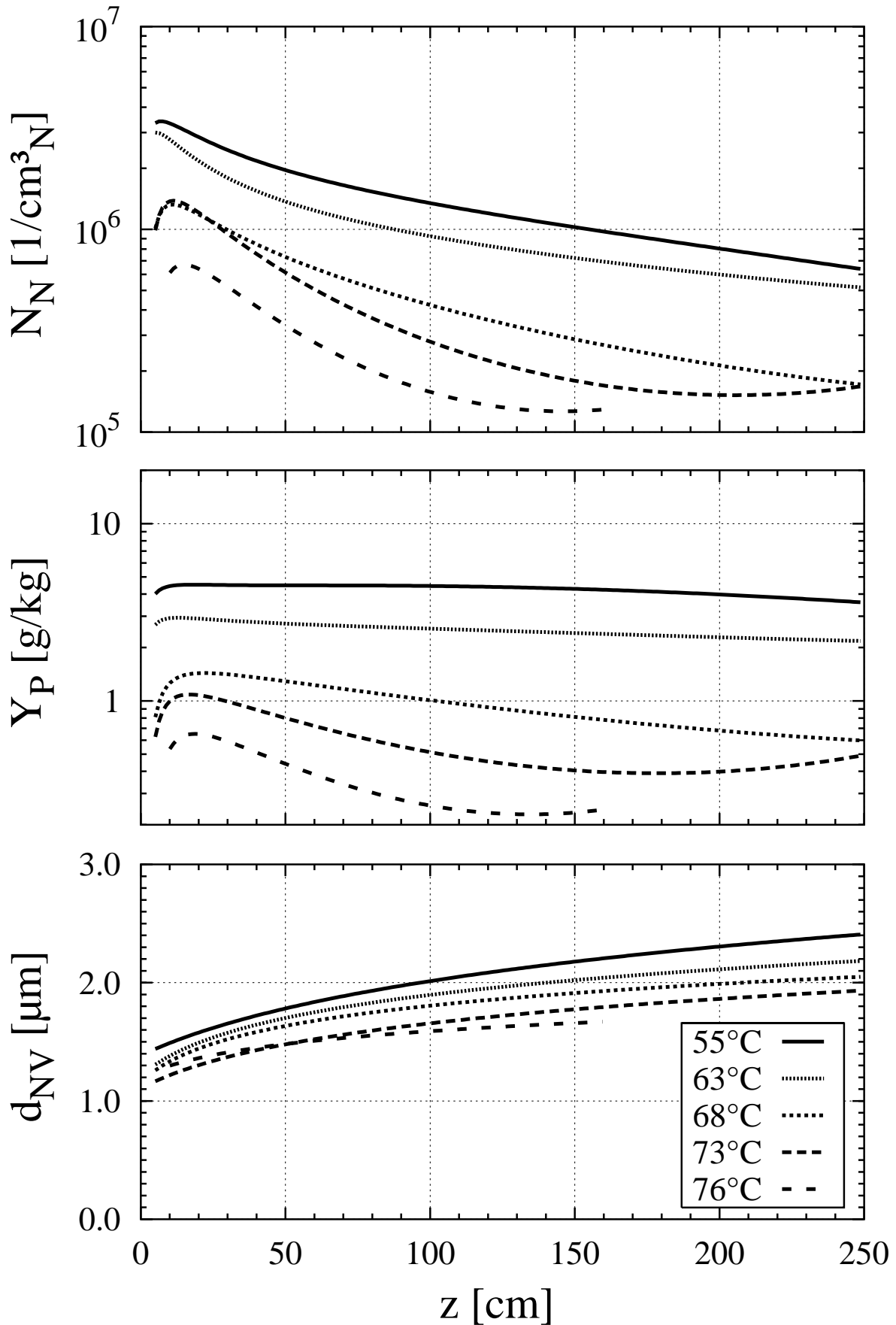


Bild 37: Gemessene Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{\text{ein}}=110 \text{ g}/\text{kg}$ ($t_S=55^\circ\text{C}$) und verschiedenen Eintrittstemperaturen. Die Kurven wurden an 5–7 Meßpunkte angepaßt.

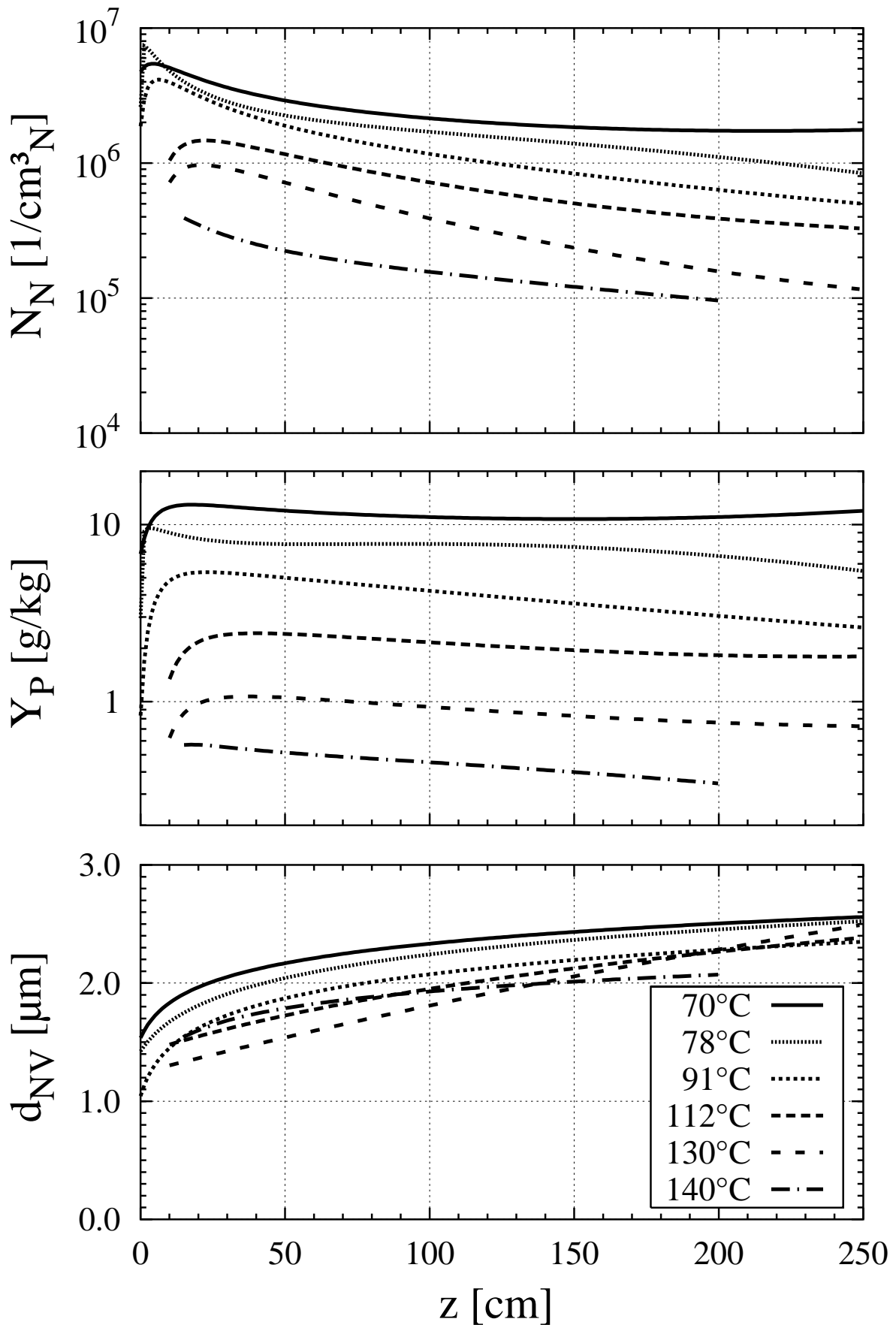


Bild 38: Gemessene Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{\text{ein}}=265 \text{ g/kg}$ ($t_S=70^\circ\text{C}$) und verschiedenen Eintrittstemperaturen Die Kurven wurden an 6–8 Meßpunkte angepaßt.

Auslaufbereich

Im Auslaufbereich nimmt die Partikelgröße weiter zu, wobei die Steigung gegenüber dem Einlaufbereich geringer ist. Die Nebelbeladung bleibt bei tiefen Eintrittstemperaturen relativ konstant und fällt bei höheren Eintrittstemperaturen leicht ab. Durch das stetige Wachstum der Partikeln nimmt die Anzahlkonzentration dagegen so stark ab, daß sie am Ende des Kondensators auf bis zu einem Zehntel der maximalen Anzahlkonzentration absinkt.

Wie bei der Simulation der Nebelbildung mit SENECA (Kap. 4.3.2) gezeigt wurde, wachsen die Nebelkeime innerhalb einer Sekunde zu ihrer endgültigen Größe an. In dieser Zeit wird auch die Übersättigung vollständig abgebaut. Damit kommt die Kondensation als Mechanismus für das im Auslaufbereich beobachtete Wachstum der Nebelpartikeln nicht in Frage. Bei geringen Eintrittstemperaturen bleibt die Volumenkonzentration bzw. die Nebelbeladung relativ konstant. Daher liegt die Vermutung nahe, daß die Abnahme der Anzahlkonzentration vorwiegend durch Koagulation verursacht wird. Bei höheren Eintrittstemperaturen ist zusätzlich eine signifikante Abnahme der Volumenkonzentration festzustellen. Damit kommen auch phoretische Effekte als Ursache für die Abnahme der Anzahlkonzentration in Betracht. Bisher nahm man an, daß sich die Anzahl der Partikeln bei den technisch üblichen Verweilzeiten (in diesem Fall ca. 15 s) nicht nennenswert durch Koagulation oder Phorese ändert. Da die gezeigten Ergebnisse dieser Annahme widersprechen, werden diese Effekte in Kap. 5.5 etwas genauer betrachtet.

5.2 Einfluß des Volumenstromes

Durch eine Variierung des Volumenstromes sollte geklärt werden, ob und in welchem Umfang sich damit die Entstehung des Nebels im Kondensator verschieben läßt. In Bild 39 ist die Auswirkung des Volumenstromes für konstante Temperatur und Beladung im Eintritt gezeigt.

Der Einlaufbereich wurde durch eine Erhöhung des Volumenstromes von $3,7 \text{ m}^3/\text{h}$ auf $10,5 \text{ m}^3/\text{h}$ von 20 cm auf 40 cm in den Kondensator hineinverschoben. Der meßbare Anfang der Nebelbildung ändert sich jedoch nur geringfügig. Dieser Effekt konnte erst nach der Neugestaltung der Gemischzufuhr im Eintritt in dieser ausgeprägten Form beobachtet werden.

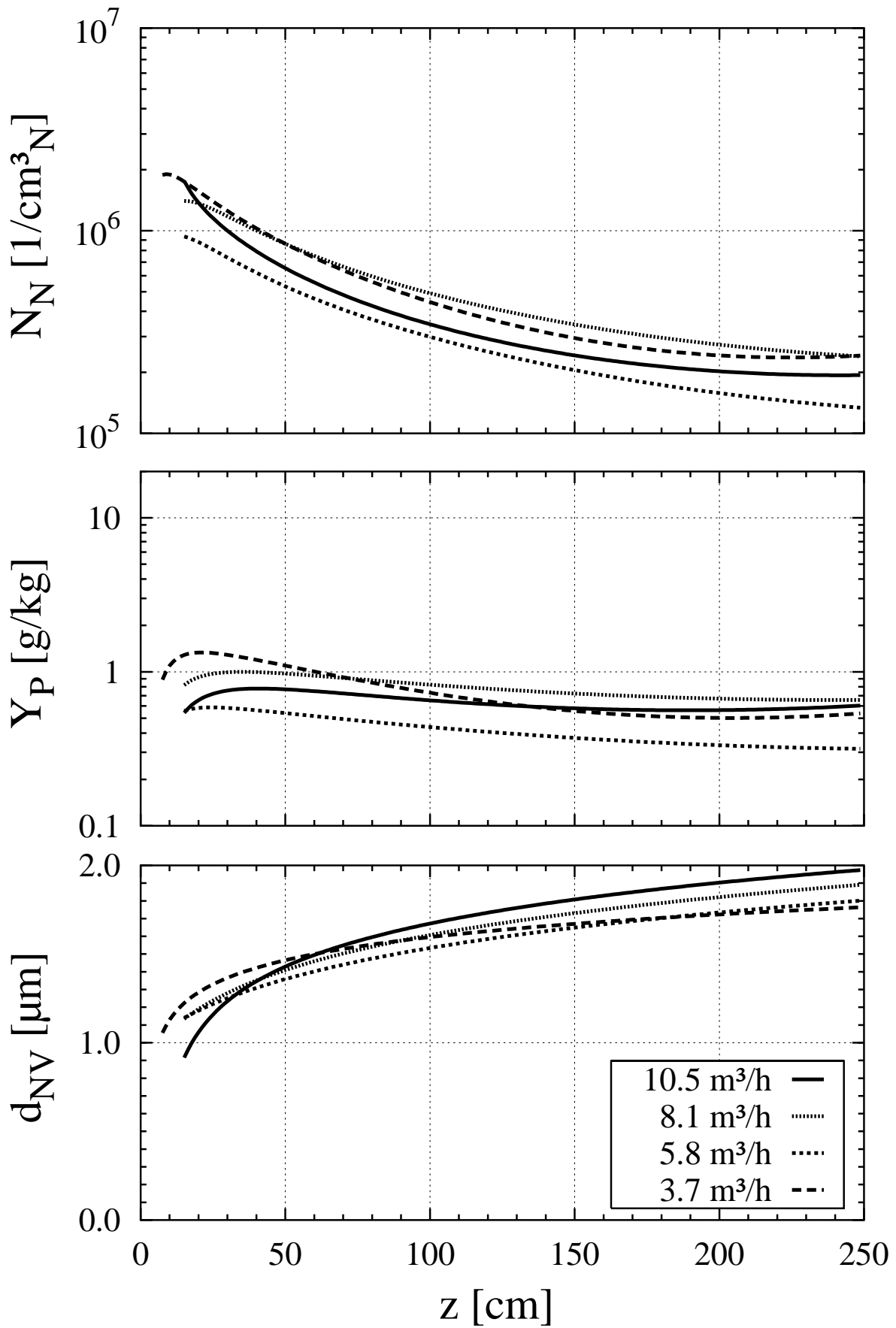


Bild 39: Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{ein}=110$ g/kg und $t^{ein}=70^\circ$ C bei verschiedenen Volumenströmen

In der Form der Ortsverläufe ist lediglich zu erkennen, daß die Partikelgröße mit steigendem Volumenstrom stärker zunimmt. Die Höhe der Nebelbeladung und der Anzahlkonzentration zeigt dagegen keine eindeutige Abhängigkeit vom Volumenstrom. Zur Erklärung ist in Bild 40 der eindimensional berechnete Verlauf des Sättigungsgrades für die vorgegebenen Bedingungen dargestellt. Die maximale

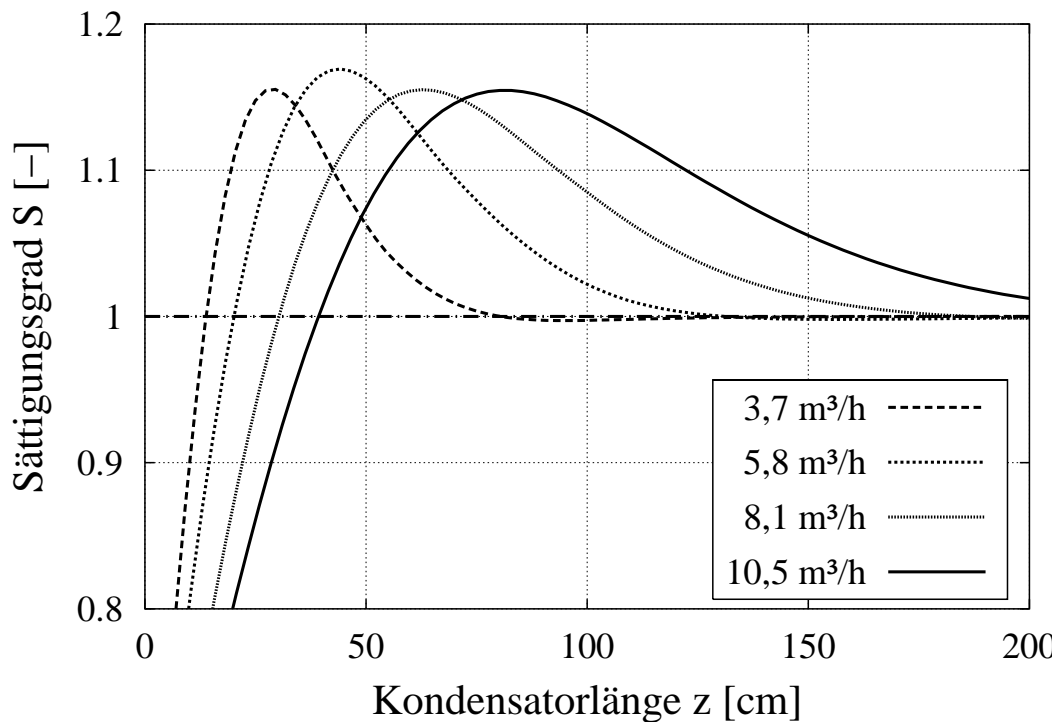


Bild 40: Sättigungsverlauf im Kondensator bei $Y^{in}=110$ g/kg und $t^{in}=70^\circ\text{C}$. Eindimensionale Simulationsergebnisse für verschiedene Luftvolumenströme \dot{V}_L .

Übersättigung bleibt auf einem relativ konstanten Niveau. Dies erklärt die Tatsache, daß sich die Nebelbeladung Y_P nicht mit dem Volumenstrom ändert. Die gleichbleibende Anzahlkonzentration N_N kann damit erklärt werden, daß durch den höheren Volumenstrom auch mehr Rauchkeime mit der Luftstrahlpumpe eingesaugt werden.

Weiterhin ist zu erkennen, daß der Punkt, an dem Übersättigung erreicht wird, sich mit höherem Volumenstrom weiter nach rechts (in den Kondensator hinein) verschiebt. Nach diesem Ergebnis sollte der Beginn der Nebelbildung durch einen höheren Volumenstrom jedoch stärker verschoben werden, als dies im Experiment zu beobachten war. Die Ursache hierfür wird im nächsten Kapitel untersucht.

5.3 Temperatur- und Sättigungsverläufe

In Bild 41 sind die mit den verschiedenen Modellen berechneten Temperaturverläufe als Linien und die gemessenen Temperaturen als Punkte für die Kondensation bei $Y^{in}=200$ g/kg und $t^{in}=70^\circ\text{C}$ aufgetragen.

Bis auf den Einlaufbereich wird der gemessene Temperaturverlauf durch die berechneten Kurven gut dargestellt. Der verhältnismäßig starke Abfall der gemessenen Temperatur im Eintrittsbereich bis 7 cm kann auf die starke Verwirbelung durch die Umlenkung der vier Eintrittsströme und dem damit verbundenen intensiven Kontakt mit der Kühlfläche zurückgeführt werden.

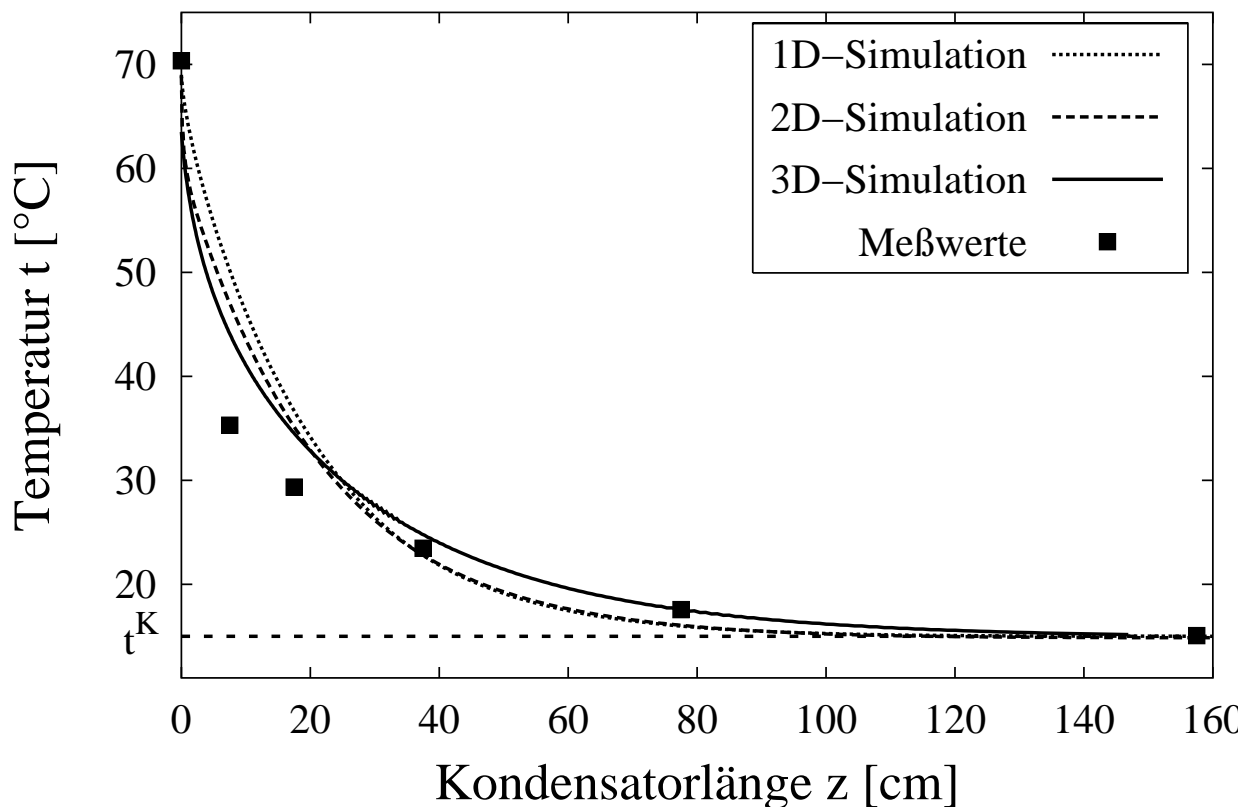


Bild 41: Temperaturverlauf im Kondensator bei $Y^{in}=200$ g/kg und $t^{in}=70^\circ\text{C}$, Meßwerte und Simulationsergebnisse

Der Temperaturverlauf zeigt außerdem, daß der Kondensator für die untersuchten Betriebsbedingungen (Luftvolumenstrom und Beladung) überdimensioniert ist. Der Kondensator soll jedoch auch mit anderen Lösungsmitteln betrieben werden können, deren höhere Molmasse auch eine höhere Beladung zur Folge haben wird. Zudem kann auch noch der Luftvolumenstrom gesteigert werden. Somit ist

die Dimensionierung des Kondensators gerechtfertigt.

Die Sättigungsverläufe der verschiedenen Modelle sind in Bild 42 gezeigt. Die mit FIDAP berechneten Verläufe zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit dem eindimensionalen Modell. Dies zeigt erneut, daß das eindimensionale Modell gut geeignet ist, das Auftreten von Übersättigungszuständen vorherzusagen.

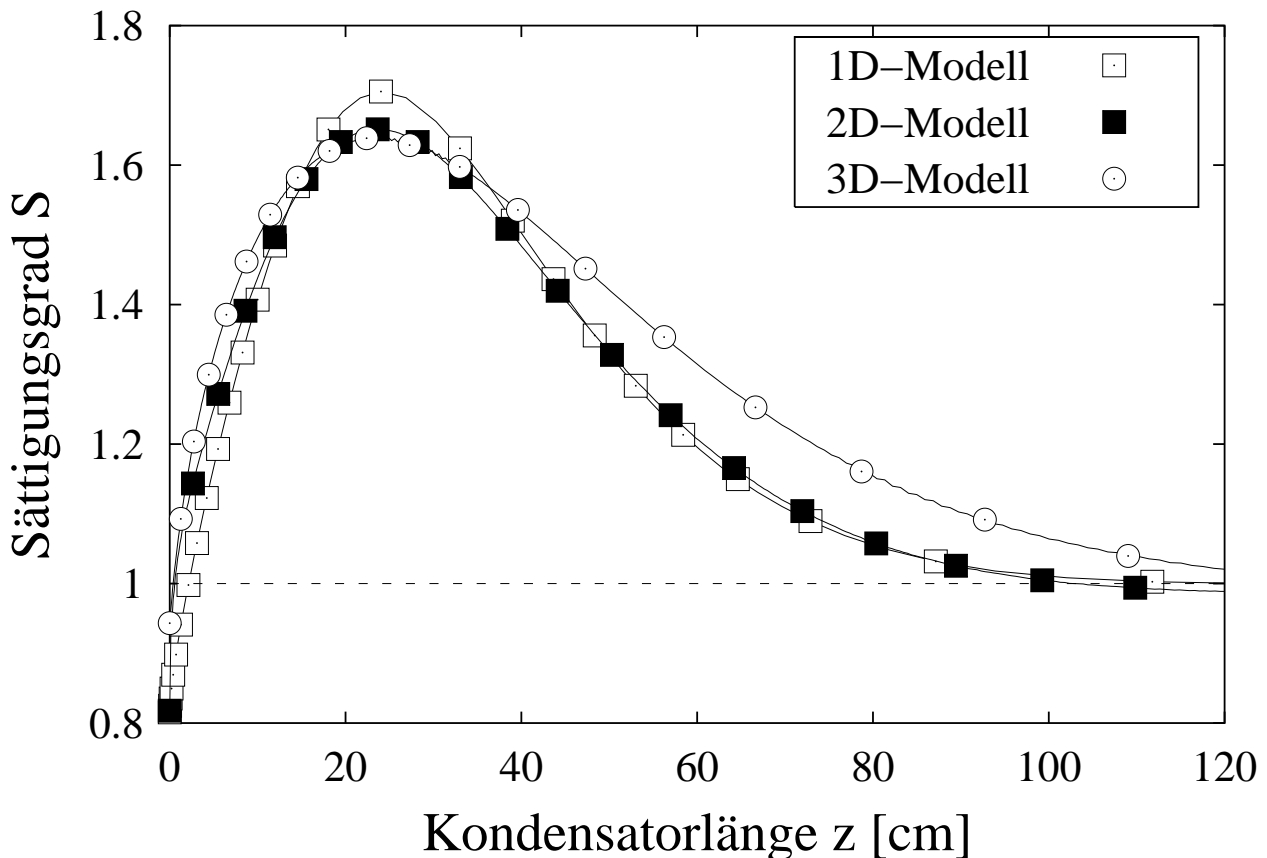


Bild 42: Simulationsergebnisse des Sättigungsverlaufes im Kondensator bei $Y^{ein}=200$ g/kg und $t^{ein}=70^\circ\text{C}$

Wie schon vorher festgestellt wurde (Kap. 4.3.1 und Kap. 5.2), wird die Sättigungslinie ($S = 1$) bei der eindimensionalen Simulation erst nach einer gewissen Strecke überschritten. Die experimentellen Untersuchungen zeigen jedoch, daß sich der Nebel bereits im Eintritt oder nur wenige Zentimeter danach nachweisen läßt. Die Ursache hierfür wird deutlich, wenn die Vorgänge im Kondensator mehrdimensional betrachtet werden.

Zur Veranschaulichung wurden die Sättigungsverläufe zweidimensional im Ringspalt und dreidimensional in der realen Kondensatorgeometrie berechnet (Bilder 43 und 44). Die farbigen Kurven kennzeichnen bei diesen Bildern Linien konstanten Sättigungsgrades in einem Abstand von 0,05. Dunkelblaue Linien

stehen für untersättigte Bereiche, während die anderen Farben übersättigte Bereich kennzeichnen. Das Maximum der Übersättigung liegt in den roten Bereichen.

Bild 43 zeigt den Sättigungsverlauf im zweidimensional berechneten Ringspalt. Man kann deutlich erkennen, wie sich in der Nähe der Kühlwand (unten) bereits im Eintritt (links) eine Zone hoher Übersättigung ausbildet, die sich dann in den Spalt hinein bis zur Außenwand ausdehnt und schließlich wieder abklingt. Bei höheren Temperaturen ist es möglich, daß eine Übersättigung nur in Kühlwandnähe auftritt und die äußeren Schichten (oben) an keiner Stelle übersättigt werden.

Auch die dreidimensionale Berechnung des Kondensators zeigt bereits in einem Querschnitt bei $z=5$ cm (Bild 44) ausgeprägte Übersättigungszonen in der Nähe der Kühlwand. Der maximale lokale Sättigungsgrad S liegt in beiden Fällen über 1,8 und ist damit größer als die in Bild 42 gezeigte gemittelte Übersättigung.

Diese Berechnungen zeigen, daß die Nebelbildung bereits beim ersten Kontakt des Gemisches mit der Kühlfläche auftritt, sofern Nebel bei den gegebenen Eintrittsbedingungen entstehen kann. Für geringe Eintrittssättigungen konnte dies sogar mit dem bloßen Auge bestätigt werden, da das 3-WEM geringe Nebelkonzentrationen im Eintritt bei der vorgegebenen Meßlänge nicht messen kann.

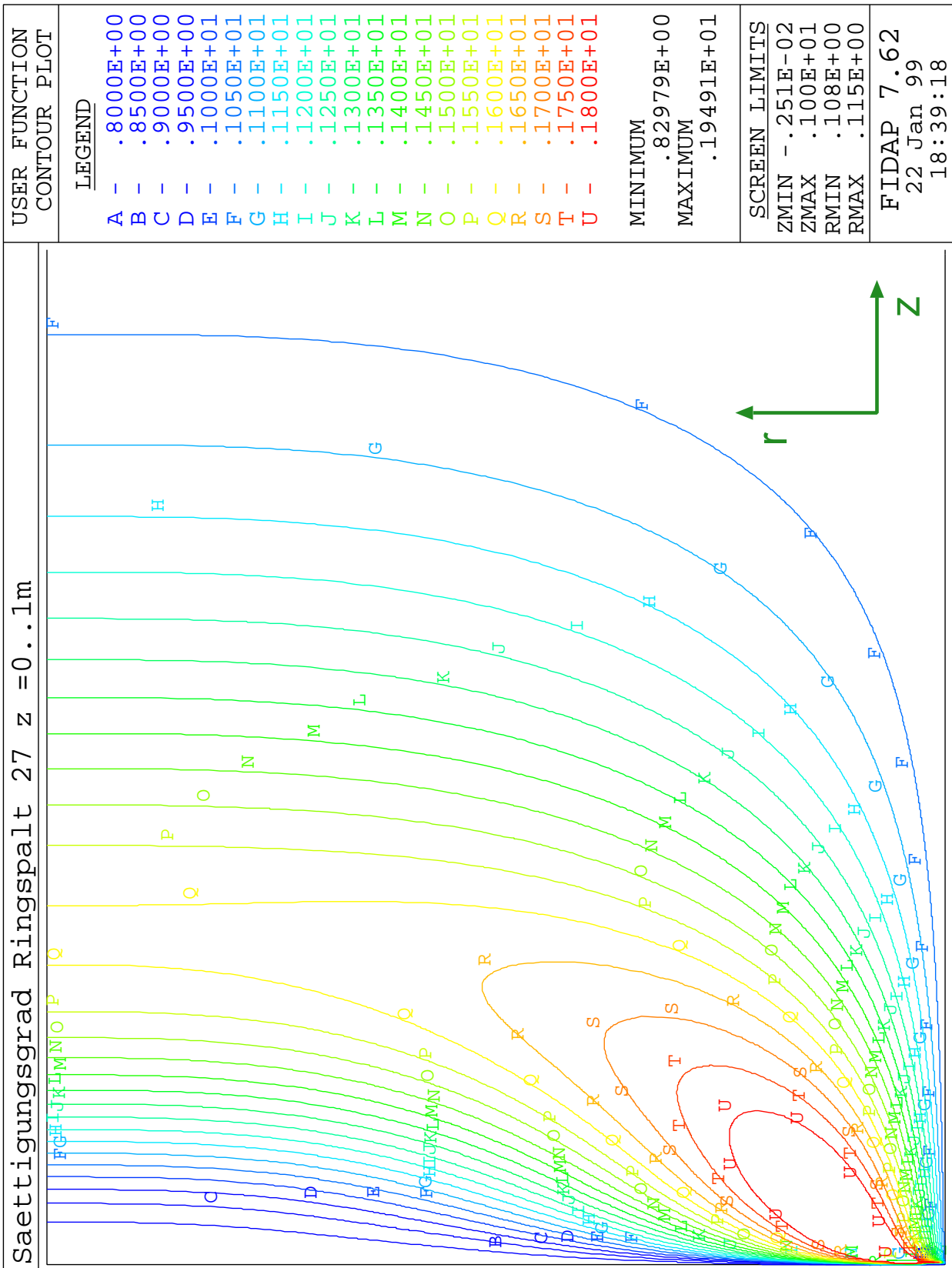


Bild 43: Sättigungsverlauf im zweidimensional berechneten Ringspalt von $z=0 \dots 1$ m und $r=108 \dots 115$ mm, bei $Y^{in}=200$ g/kg und $t^{in}=70^\circ$ C

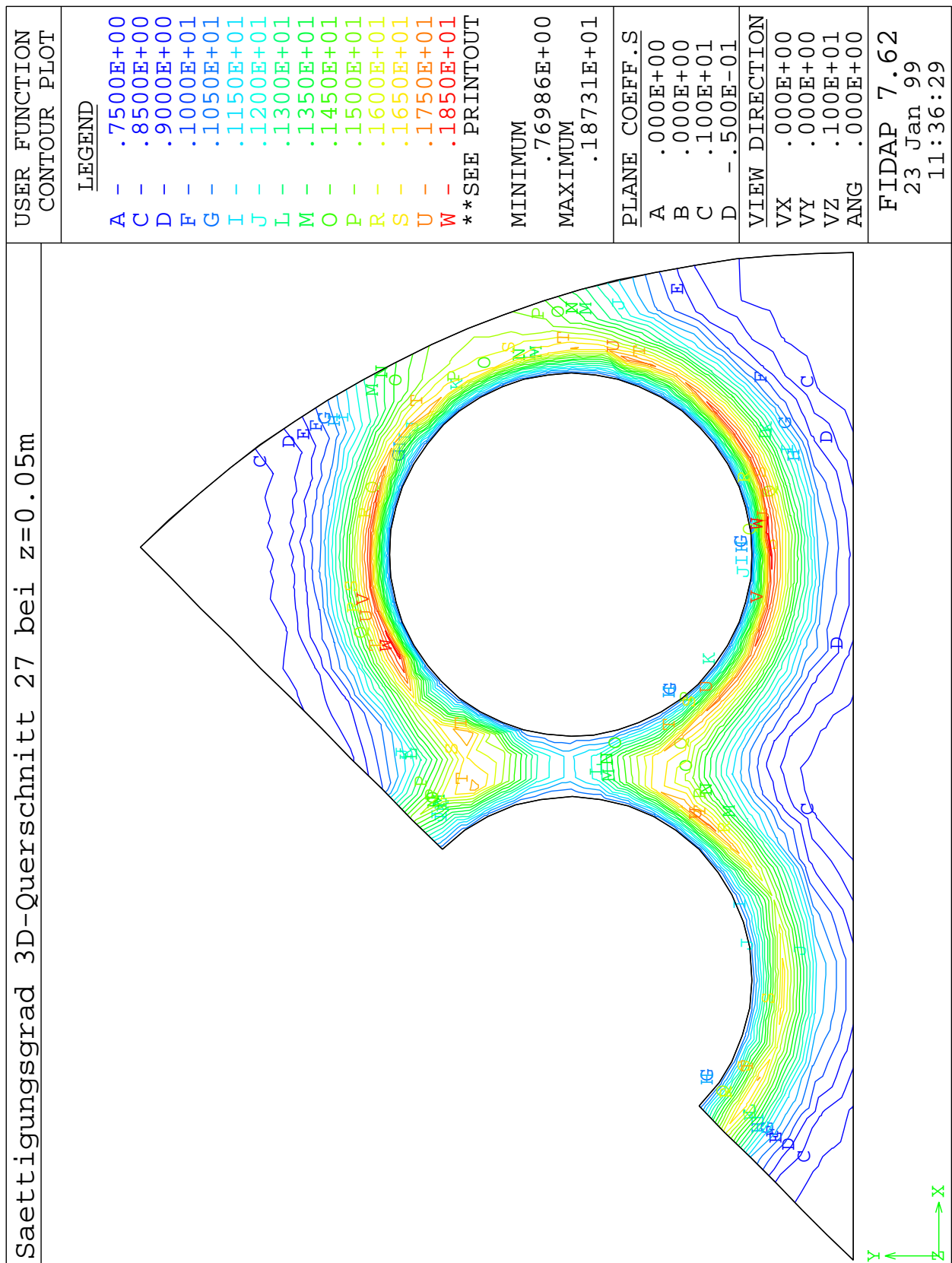


Bild 44: Sättigungsverlauf im Querschnitt des Kondensators bei $z=5$ cm, $Y^{ein}=200$ g/kg und $t^{ein}=70^\circ\text{C}$, dreidimensionale Simulation der realen Geometrie

5.4 Einfluß der horizontalen Meßposition

Wie im vorigen Abschnitt festgestellt wurde, ist hinsichtlich Temperatur, Konzentration und Sättigungsgrad mit starken lokalen Unterschieden zu rechnen. Zur Untersuchung dieses Sachverhaltes wurden die Meßköpfe des 3-WEM mit einer horizontalen Verstelleinrichtung versehen.

Um herauszufinden, wie sich die Aerosolparameter in der Nähe der Kühlwand verhalten, wurde die Meßposition um jeweils 3–4 mm von der Mittellinie in beide Richtungen verschoben. Bild 45 zeigt die Ergebnisse bei drei verschiedenen vertikalen Meßpositionen. Die Abszisse kennzeichnet dabei die Auslenkung von der Mittellinie.

Es zeigt sich, daß weder die Volumenkonzentration noch die Partikelgröße, und damit auch die Anzahlkonzentration eine besondere Abhängigkeit von der horizontalen Meßposition aufweist. An den Fehlerbalken kann man jedoch erkennen, daß die Werte insbesondere im Eintritt des Kondensators eine nicht unerhebliche Schwankung aufweisen. Dies läßt sich auf temporäre Effekte wie Einlauf-turbulenzen oder örtlich veränderbare Nebelsträhnen zurückführen. Somit konnten in dem untersuchten Meßfenster keine ausgewiesenen lokalen Unterschiede in den Aerosolparameter nachgewiesen werden.

Eine Messung in einer Entfernung von 1–2 mm von der Kühlfläche war wegen herunterlaufender Kondensattropfen nicht möglich. Daher erlauben diese Messungen keine Aussagen über die Aerosolparameter im Bereich der Phasengrenze. Da das Meßergebnis ohnehin ein Mittelwert aus dem Querschnitt darstellt, ist diese Meßmethode nicht für die Ermittlung lokaler Werte geeignet.

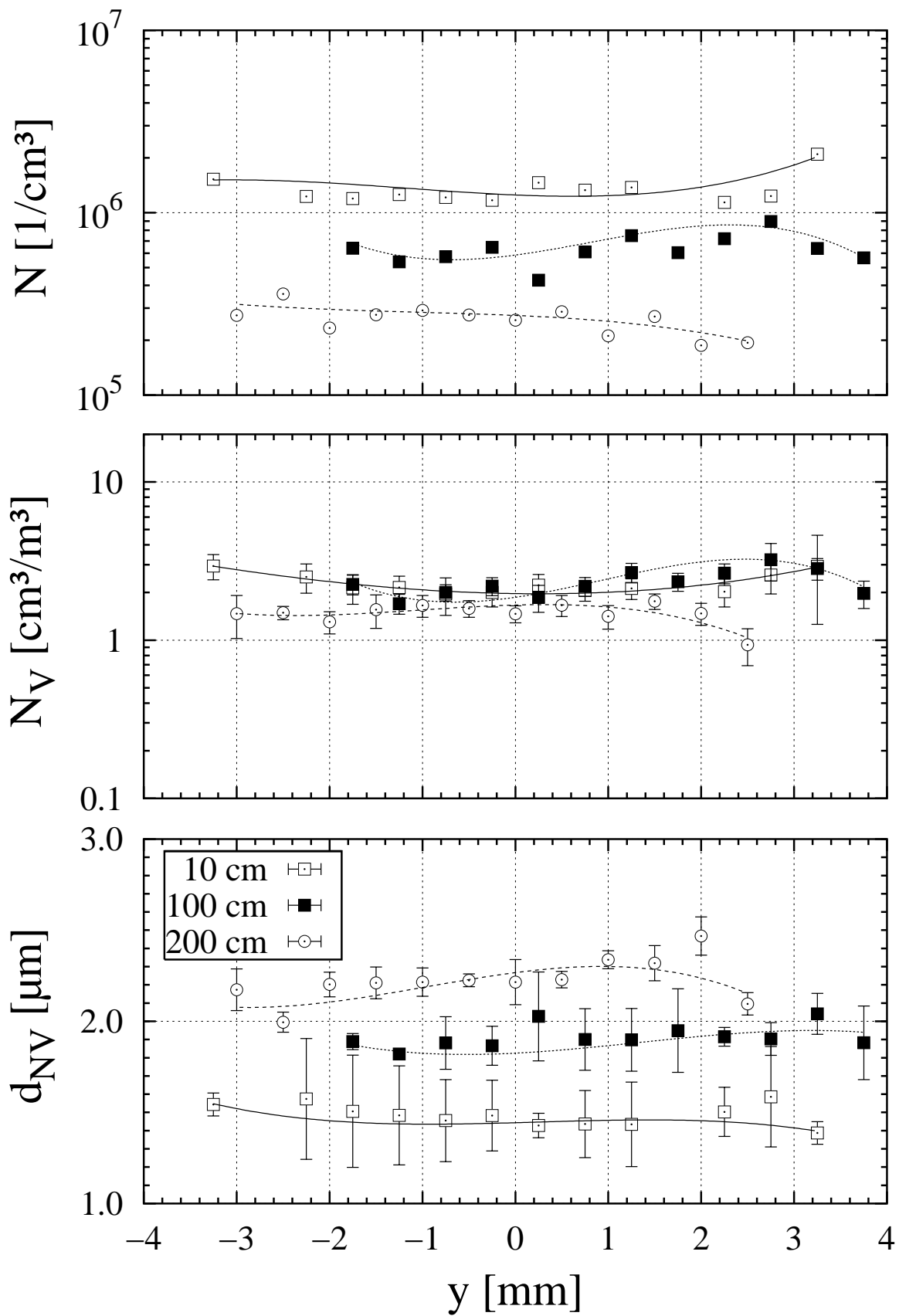


Bild 45: Abhängigkeit der Aerosolparameter von der horizontalen Meßposition im Spalt bei verschiedenen vertikalen Positionen

5.5 Abnahme der Partikelkonzentration

Die mit den Simulationsrechnungen ermittelten Temperatur- und Konzentrationsfelder wurden verwendet, um die Auswirkung von Koagulation und Phorese auf den Verlauf der Partikelanzahlkonzentration zu bestimmen. In Bild 46 ist die durch Phorese hervorgerufene Abnahme der Anzahlkonzentration (auf trockene Luft bezogen) im Kondensator relativ zur Anzahlkonzentration im Eintritt für verschiedene Modelle dargestellt.

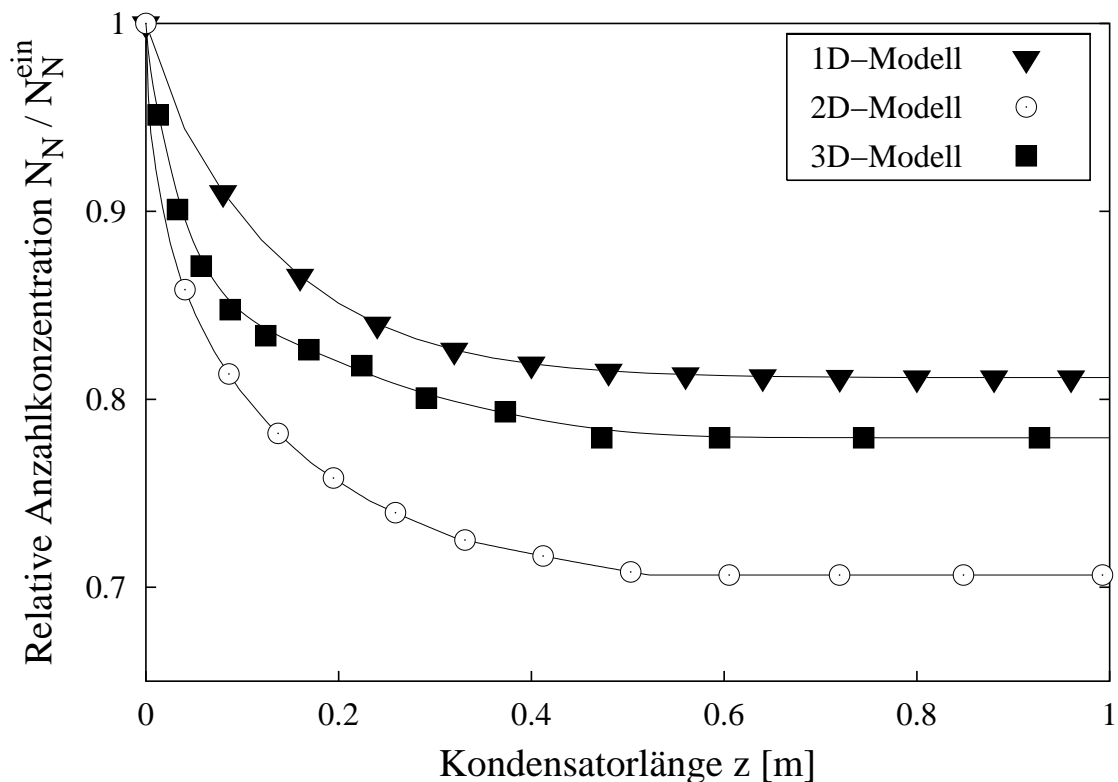


Bild 46: Vergleich der Partikelabnahme bei $Y^{ein} = 200 \text{ g/kg}$, $t^{ein} = 70^\circ\text{C}$, $\dot{V}_L = 3,5 \text{ m}^3/\text{h}$ und $t_K = 15^\circ\text{C}$ durch Diffusiophorese und Thermophorese. Simulation mit verschiedenen Modellen.

Es zeigt sich, daß die phoretischen Kräfte nur in den ersten 50 cm des Kondensators wirken, da sich die Temperatur- und Konzentrationsverläufe bis dahin ausgeglichen haben. Der Verlauf der eindimensionalen Berechnung liegt recht nahe an dem der dreidimensionalen Berechnung, während die zweidimensionale Berechnung eine wesentlich größere Abscheidung vorhersagt. Da der Rechenaufwand für die mehrdimensionalen Simulationen beträchtlich ist, werden im weiteren nur noch Ergebnisse aus eindimensionalen Berechnungen gezeigt.

In Bild 47 sind die Ergebnisse der eindimensionalen Simulation im Vergleich mit Meßergebnissen dargestellt. Die oberste Linie zeigt den Einfluß der thermischen Koagulation. Bei den folgenden Linien wurde immer jeweils ein weiterer Effekt dazugenommen. Die unterste durchgezogene Linie beinhaltet damit alle genannten Effekte. Die Thermophorese wurde mit einem mittleren Vorfaktor von $K_{th} = 0,5$ bestimmt (siehe Bild 3, S.20).

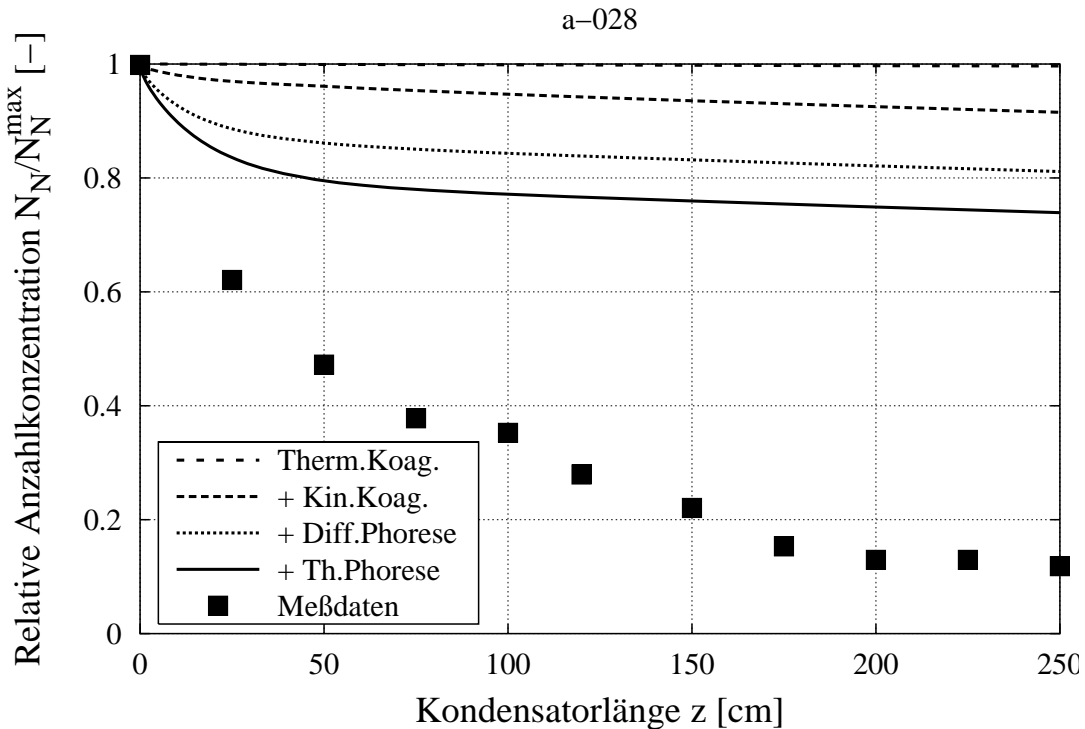


Bild 47: Simulation der Abnahme der Partikelkonzentration bei $Y^{ein} = 200 \text{ g/kg}$ und $t^{ein} = 94^\circ \text{C}$. Additive Ergebnisse verschiedener Effekte im Vergleich mit Meßergebnissen

Die Anzahlkonzentration nimmt durch Koagulation auf der gesamten Kondensatorlänge stetig ab, während sie durch Phorese, wegen der starken Gradienten im Eintritt, nur zu Beginn abnimmt. Die Abscheidung durch Diffusiophorese hat in diesem Fall den größten Einfluß auf die Reduzierung der Anzahlkonzentration. Je nach Wahl des thermophoretischen Vorfaktors kann die Thermophorese auch einen größeren Einfluß haben.

Da sowohl die Temperatur als auch die Verweilzeit im Kondensator nicht besonders groß sind, hat die thermische Koagulation fast keine Auswirkung. Auch die kinematische Koagulation hat verglichen mit den phoretischen Effekten keinen großen Einfluß.

Der Vergleich mit den Meßdaten zeigt keine Übereinstimmung der Simulation mit der gemessenen Realität, und insbesondere der geringe Einfluß der Koagulation widerspricht den Überlegungen, die sich aus dem Verlauf der Volumenkonzentration gegenüber der Anzahlkonzentration ergeben haben (Kap. 5.1).

Es zeigt sich also, daß die verfügbaren Modellansätze nicht geeignet sind, um die starke Abnahme der Partikeln über der Kondensatorlänge zu erklären. Mit bloßem Auge ist zu sehen, daß der Nebel nicht gleichmäßig über den Querschnitt des Kondensators verteilt ist, sondern in teilweise unterbrochenen Strähnen fließt. Es ist daher denkbar, daß es Zonen großer lokaler Partikelkonzentrationen gibt, die eine schnellere Koagulation begünstigen.

5.6 Nebelbeladung

Die maximale Nebelmenge entsteht bei einem gesättigten Gemisch im Eintritt. Diese maximale Nebelbeladung liegt bei den durchgeführten Untersuchungen stets im Bereich zwischen 3 und 6% der gesamten Eintrittsbeladung. Um die Messungen bei verschiedenen Eintrittsbeladungen besser vergleichen zu können, wird die relative Nebelbeladung eingeführt:

$$\Psi = \frac{Y_P}{Y_{ein}} \quad (87)$$

Die relative Nebelbeladung beschreibt den Anteil des dampfförmig zugeführten Wassers, das den Kondensator als Nebeltropfen verläßt. Trägt man die relative Nebelbeladung über dem Sättigungsgrad im Kondensatoreintritt auf, so erhält man die in Bild 48 dargestellten Verläufe. Die Symbole kennzeichnen dabei Ergebnisse aus den dynamischen Messungen bei unterschiedlichen Eintrittsbeladungen. Die Messungen wurden alle bei der Kondensatorposition $z = 15$ cm durchgeführt, wo die Nebelbeladung meist maximal ist. Es zeigt sich, daß die relative Nebelbeladung stets proportional zum Sättigungsgrad verläuft. Für Eintrittsbeladungen oberhalb 100 g/kg liegen die Ergebnisse alle in einem engen Bereich, so daß für diese Beladungen eine einzige Gerade ausreicht, um die entstehende Nebelmenge für beliebige Eintrittsbedingungen zu charakterisieren. Erst für geringere Eintrittsbeladungen verschiebt sich diese Gerade leicht nach unten, wobei die Steigung in jedem Fall gleich bleibt.

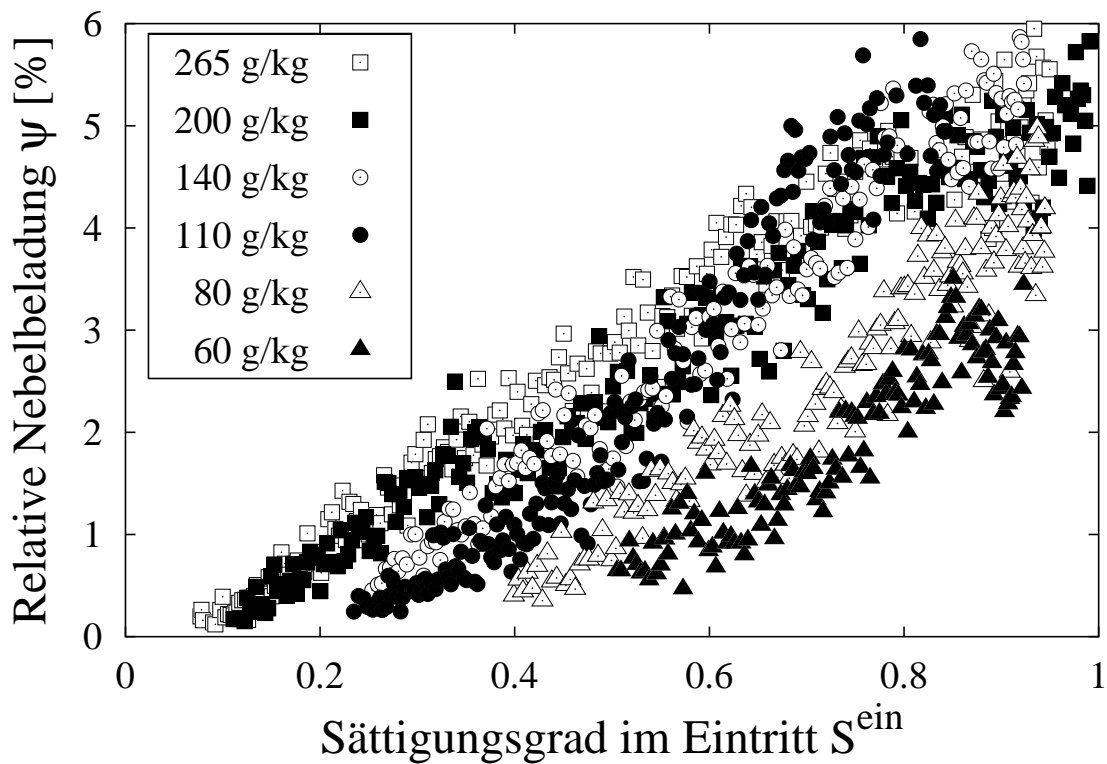


Bild 48: Relative Nebelbeladung in Abhängigkeit vom Sättigungsgrad im Eintritt bei $\dot{V}_L = 3,5 \text{ m}^3/\text{h}$ und $t_K = 15^\circ\text{C}$ für verschiedene Eintrittsbeladungen

5.7 Nebelbildungsgrenze

Bild 49 zeigt den Verlauf der Volumenkonzentration bei den dynamischen Aufheizversuchen für verschiedene Eintrittsbeladungen. Hierbei ist in der halb-logarithmischen Darstellung für hohe Volumenkonzentrationen eine lineare Abhängigkeit zu erkennen, was bedeutet, daß die Volumenkonzentration exponentiell mit der Eintrittstemperatur abnimmt. Die maximale Temperatur bei einer bestimmten Beladung kennzeichnet die Nebelgrenze, oberhalb derer kein Nebel mehr nachgewiesen werden kann. Diese Temperatur ist eine wichtige Größe zur Vermeidung der Nebelbildung bei der Auslegung von Kondensatoren.

Es wurden zusätzlich Simulationen mit SENECA durchgeführt. Wie in Kap. 4.3.2 festgestellt wurde, ist die berechnete Volumenkonzentration nur sehr wenig von der Anzahlkonzentration der Primärpartikeln abhängig. Da die Zahl der Primärpartikeln nicht genau bekannt ist, eignet sich die berechnete Volumenkonzentration daher sehr gut für den Vergleich mit den experimentellen Daten. Für die Berechnung wurde eine konstante Anzahlkonzentration von $2 \cdot 10^6 \text{ 1/cm}^3$

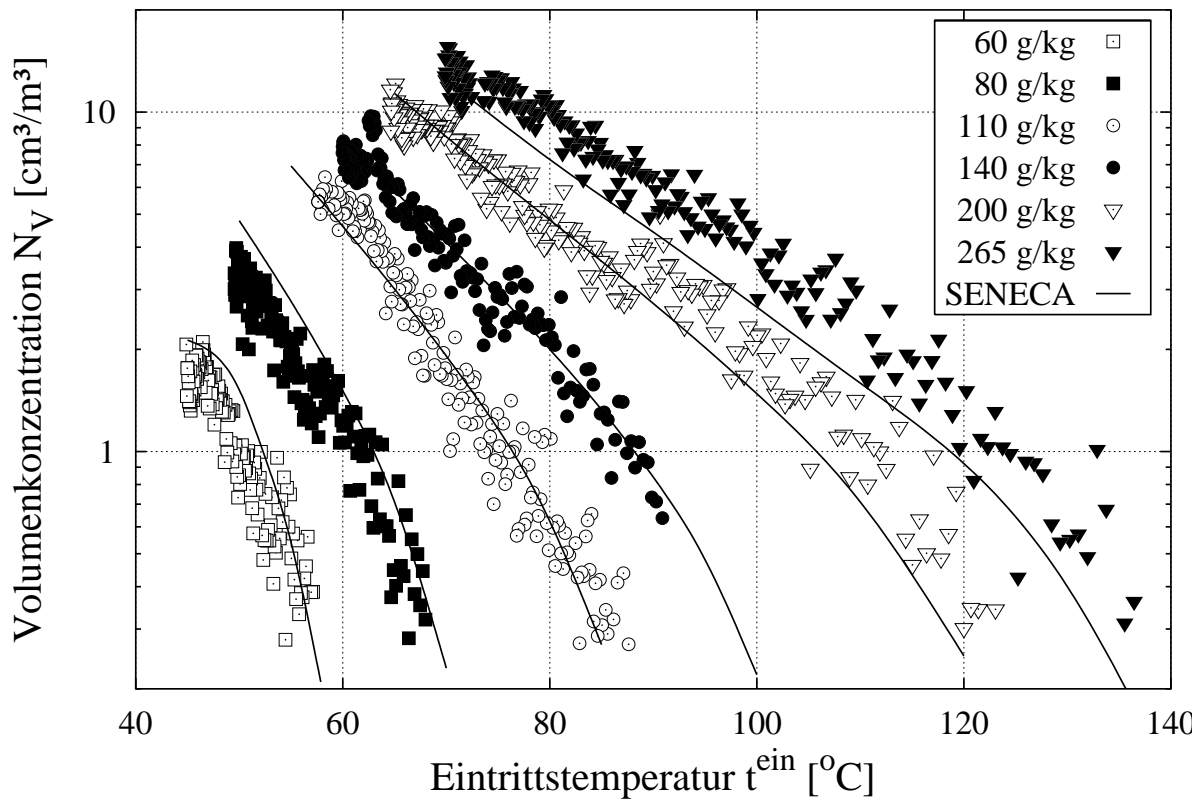


Bild 49: Volumenkonzentration an der Stelle $z=15$ cm in Abhängigkeit von der Eintrittstemperatur bei dynamischen Messungen mit verschiedenen Eintrittsbeladungen im Vergleich mit SENECA-Simulationsergebnissen

angenommen. Die bei unterschiedlichen Eintrittsbedingungen berechneten Volumenkonzentrationen sind als Kurven in Bild 49 eingezeichnet. Es zeigt sich, daß die experimentell ermittelte Volumenkonzentration sehr gut durch die SENECA-Simulation beschrieben werden kann.

In Bild 50 ist ein vergleichbares Ergebnis mit stationären Meßwerten bei $Y^{\text{ein}}=265$ g/kg gezeigt. Auch hier ist eine vergleichbare Abhängigkeit der Volumenkonzentration zu erkennen. Die Partikelgröße sinkt leicht mit zunehmender Temperatur, während die Standardabweichung relativ konstant bleibt.

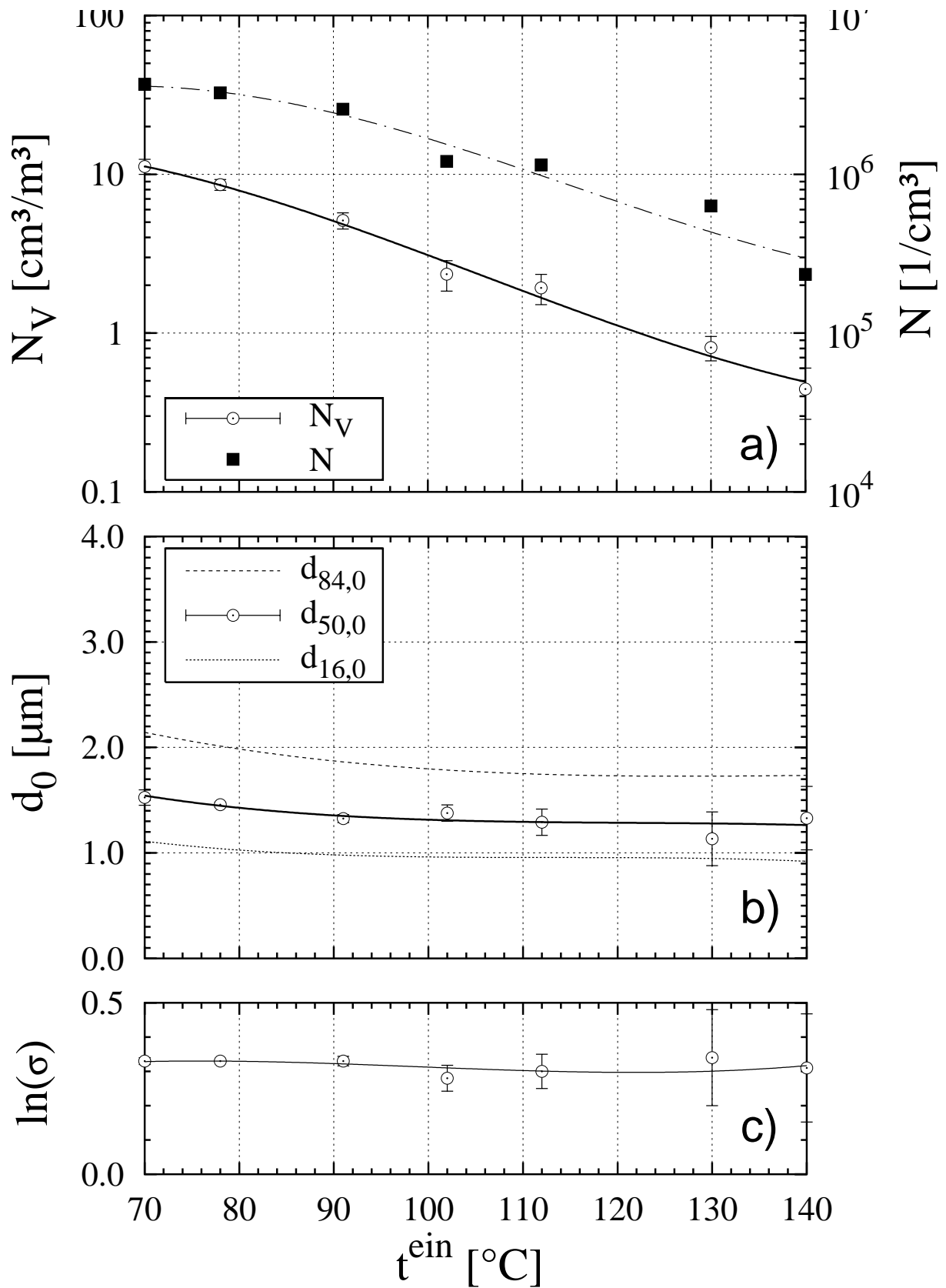


Bild 50: Gemessene Aerosolparameter bei $Y^{\text{ein}}=265$ g/kg, $z=15$ cm, $\dot{V}_L=3,5$ m³/h und $t_K=15^\circ\text{C}$ und stationärem Betrieb in Abhängigkeit der Eintrittstemperatur

Um den Betriebsbereich des Kondensators zu charakterisieren, in dem Nebelbildung möglich ist, sind in Bild 51 die dynamisch ermittelten Nebelgrenztemperaturen (Nachweisgrenze) als helle Kreise über der Eintrittsbeladung aufgetragen. Die schwarzen Kreise entsprechen den Eintrittsbedingungen der stationär durchgeführten Messungen, wobei die Fläche der Kreise proportional zur gemessenen maximalen Nebelbeladung ist.

Die durchgezogene Linie kennzeichnet die mit SENECA berechnete Nebelgrenze für eine konstante Kühlwassertemperatur von 15°C . Auch hier zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Doch auch mit dem einfachen eindimensionalen Modell (Kap. 4.3.1) ist die Nebelgrenze noch recht gut zu beschreiben (gestrichelte Kurve). Die gepunktete Linie stellt die Nebelgrenze nach der Tangentenbedingung von Johnstone [33] dar, die jedoch einen zu breiten Nebelbereich voraussagt.

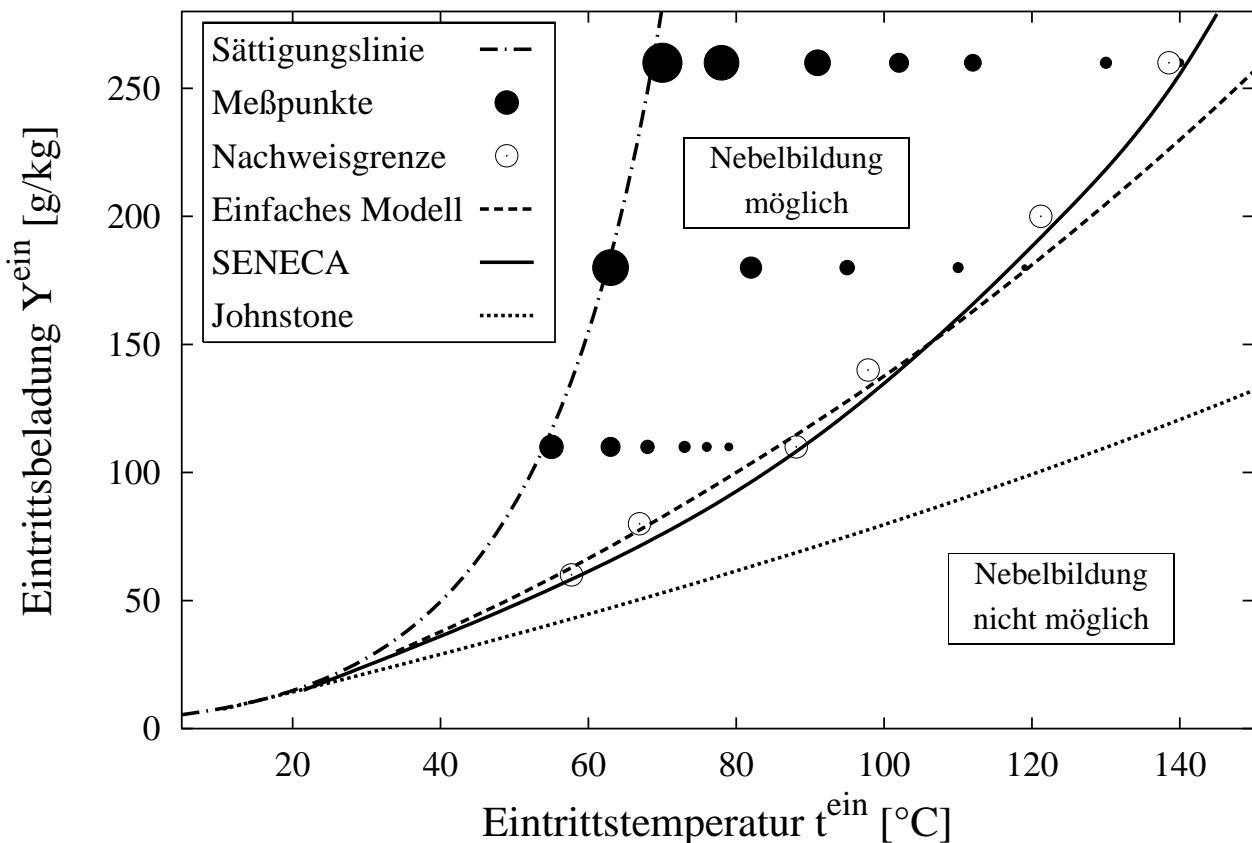


Bild 51: Nebelgrenze als Funktion der Eintrittsbeladung und Eintrittstemperatur für eine Kühltemperatur von 15°C und einem Volumenstrom von $3,5 \text{ m}^3/\text{h}$

Mit der hier ermittelten Nebelgrenze kann vorausgesagt werden, ob für gegebene Eintrittsbedingungen (Beladung, Temperatur, Volumenstrom und Kühltemperatur) bei der Kondensation eines Luft/Wasser-Gemisches in Anwesenheit von Kondensationskernen mit Nebelbildung zu rechnen ist. Liegt der Eintrittszustand über der Nebelgrenze, kann sich Nebel bilden. Unterhalb der Nebelgrenze ist eine Nebelbildung nicht möglich. Um beispielsweise den Wassergehalt eines Gemisches ohne Nebelbildung von 260 g/kg auf 11 g/kg (Sättigungsbeladung bei $t_K = 15^\circ\text{C}$) zu reduzieren, wäre es daher denkbar, das Gemisch vor dem Kondensator auf über 140°C zu überhitzen. Dies bringt jedoch einen erheblichen Energieaufwand von ca. 100 kJ/kg mit sich.

5.8 Vermeidung der Nebelbildung

Um Nebelbildung bei der Auslegung eines Kondensationsprozesses ohne hohen Energieaufwand ausschließen zu können, ist es hilfreich, die Nebelgrenzkurven für verschiedene Kühlwassertemperaturen zu betrachten. Bild 52 zeigt die Nebelgrenzkurven für Kühltemperaturen von 15°C , 30°C und 45°C .

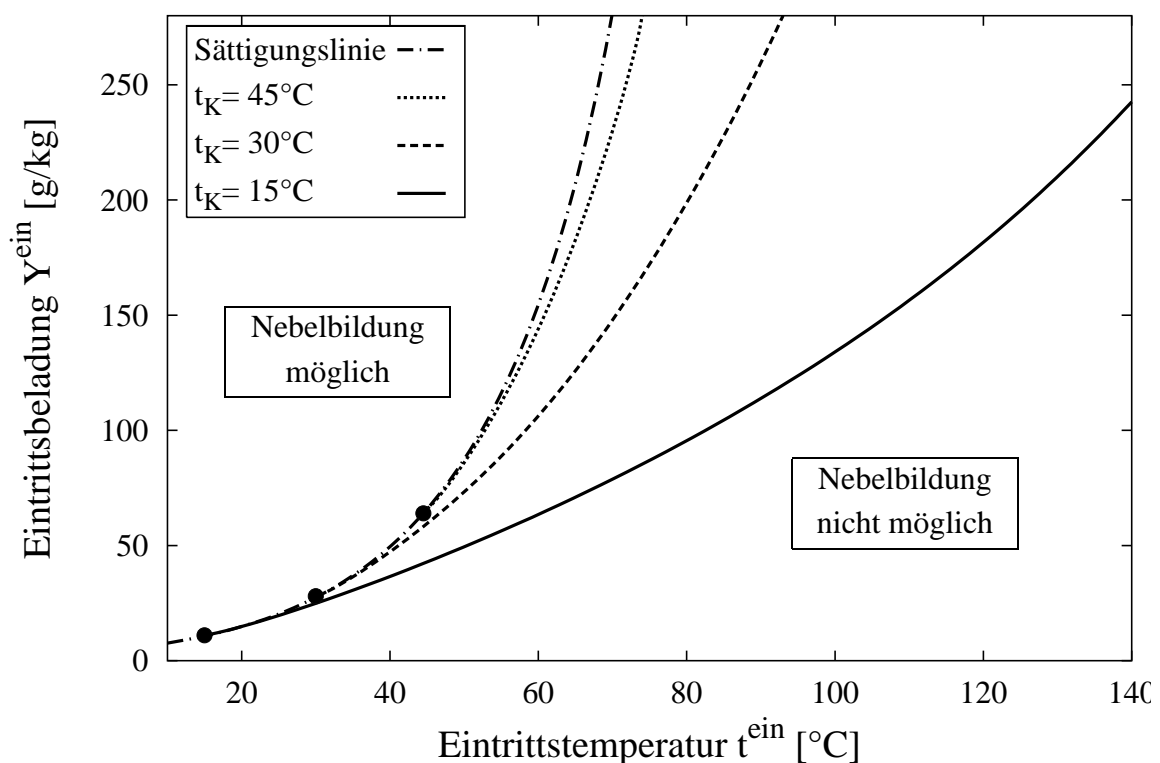


Bild 52: Mit SENECA berechnete Nebelgrenzkurven für verschiedene konstante Kühltemperaturen

Es zeigt sich, daß die Lage der Nebelgrenze sehr stark von der Temperatur des Kühlwassers abhängig ist. Eine Erhöhung der Kühlwassertemperatur um nur 30 K führt dazu, daß die Nebelgrenzkurve sehr nahe an der Sättigungskurve anliegt. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, durch eine mehrstufige Kondensation bei verschiedenen Kühlwassertemperaturen eine Nebelbildung zu vermeiden. Dazu muß die Gemischtemperatur nach jeder Stufe auf eine Temperatur aufgeheizt werden, die jenseits der Nebelgrenze für die Kühlwassertemperatur der nächsten Stufe liegt. In Bild 53 ist der Prozeßweg eines zweistufigen Kondensationsprozesses mit einer Zwischenüberhitzung eingezeichnet.

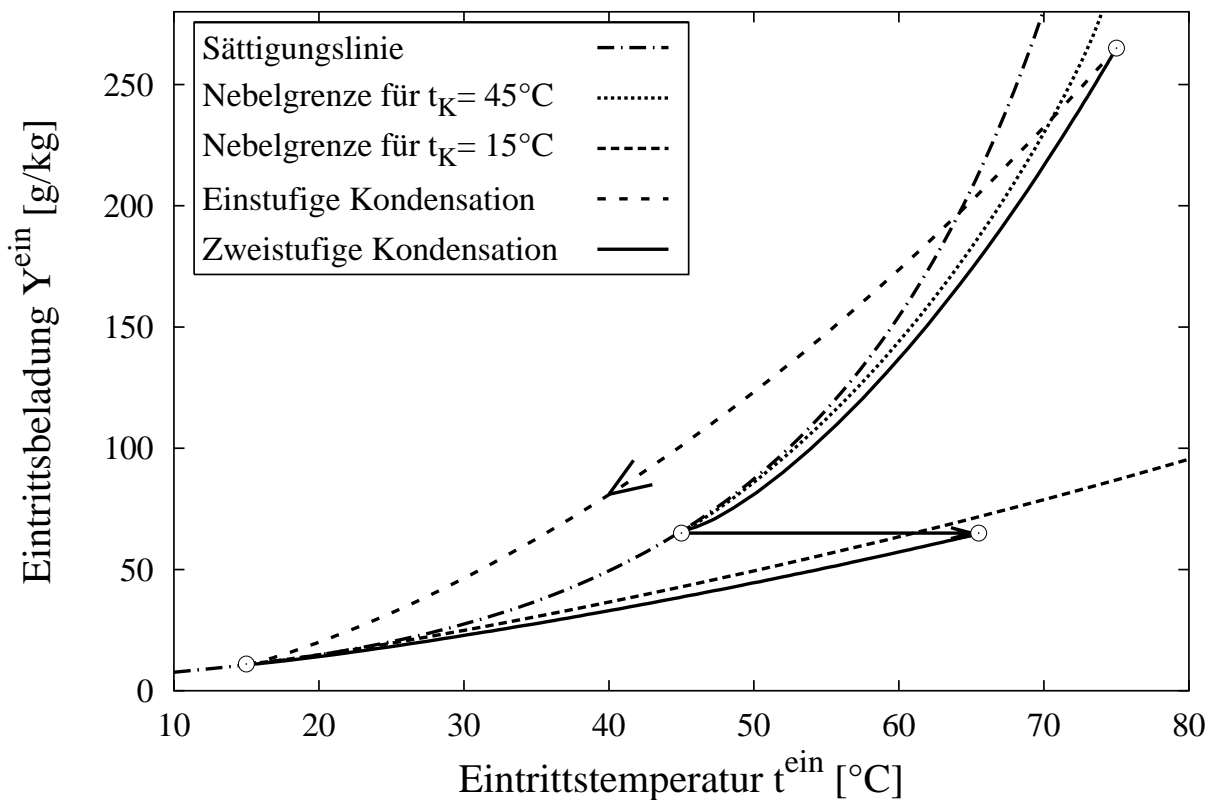


Bild 53: *Prozeßwege bei einstufiger Kondensation mit Nebelbildung und bei zweistufiger Kondensation mit Zwischenüberhitzung*

Die Zwischenüberhitzung erfordert in diesem Beispiel eine Wärmemenge von ca. 20 kJ/kg und bringt damit gegenüber dem vorigen Beispiel eine Reduzierung des Energiebedarfes um den Faktor 5.

Doch selbst ohne die Zwischenüberhitzung wäre die entstehende Nebelmenge bei der anschließenden zweiten Stufe wesentlich geringer als bei einer einstufigen Kondensation ohne Überhitzung (gestrichelter Prozeßweg). Für die einstufige

Kondensation kann man in Bild 49 eine Volumenkonzentration von ca. $10 \text{ cm}^3/\text{m}^3$ ablesen ($Y^{ein} = 260 \text{ g/kg}$ und $t^{ein} = 75^\circ\text{C}$) und für die zweite Stufe der zweistufigen Kondensation ($Y^{ein} = 65 \text{ g/kg}$ und $t^{ein} = 65^\circ\text{C}$) ergibt sich ein Wert von ca. $2 \text{ cm}^3/\text{m}^3$. Ein Vergleich der Nebelmenge für beide Fälle ergibt erneut eine Verbesserung um den Faktor 5.

Bei der Anwesenheit von Kondensationskernen gelingt die Vermeidung der Nebelbildung nur für Lewiszahlen kleiner eins. Für größere Lewiszahlen ist der Prozeßweg nach oben gekrümmt und schneidet daher stets die Sättigungslinie, wenn die Eintrittsbeladung größer als die Sättigungsbeladung bei Kühltemperatur ist. Eine Verminderung der Nebelmenge durch mehrstufige Betriebsweise ist jedoch weiterhin möglich.

Ist keine ausreichende Anzahl von Kondensationskernen vorhanden, kann Nebel nur bei Gemischen mit großer Lewiszahl durch homogene Keimbildung ent-

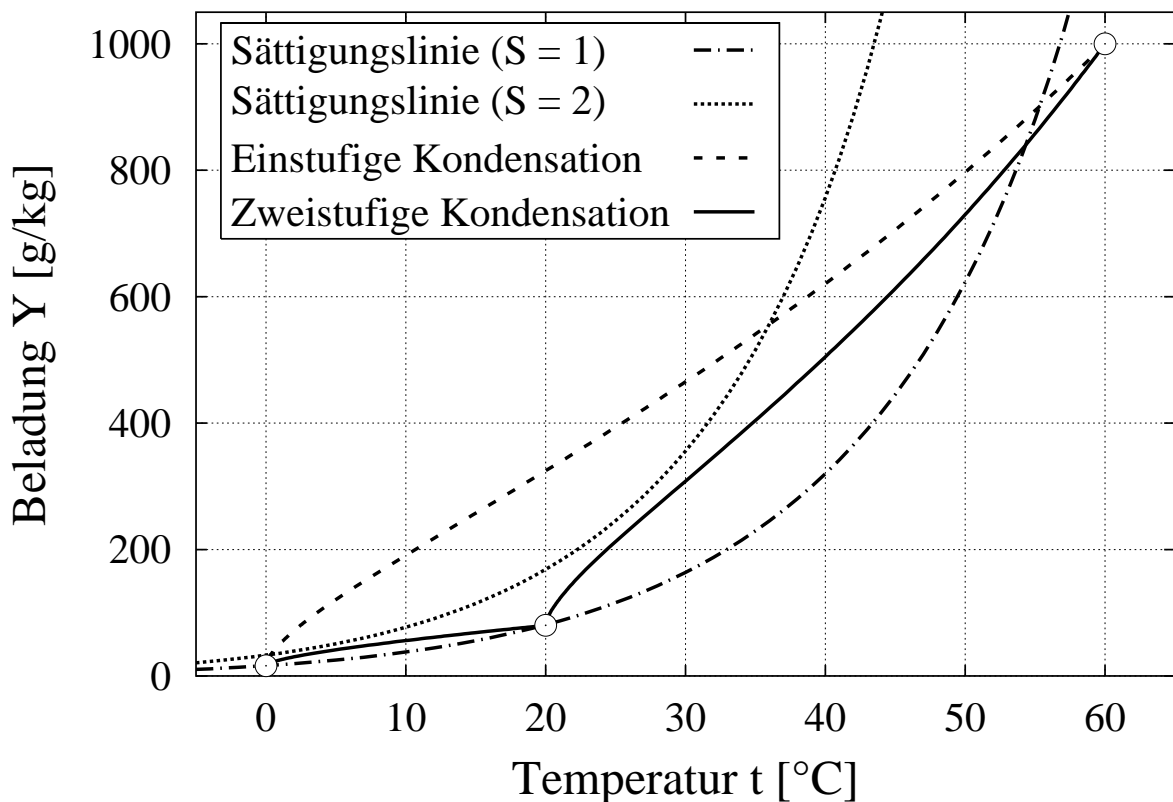


Bild 54: Prozeßwege bei der Kondensation eines Isopropanol/Luft-Gemisches ($Le \approx 2$) bei einstufiger Kondensation mit möglicher Nebelbildung und bei zweistufiger Kondensation ohne Nebelbildung. Berechnung mit einfachem eindimensionalen Modell

stehen. In diesem Fall ist es wieder möglich, die Nebelbildung durch eine geeignete Wahl der Prozeßparameter zu vermeiden. In Bild 54 sind zwei verschiedene Prozeßwege bei der Kondensation eines Isopropanol/Luft-Gemisches aufgetragen.

Im Verlauf des einstufigen Prozesses wird die Linie für den Sättigungsgrad $S = 2$ deutlich überschritten, während dies bei der zweistufigen Prozeßführung nicht geschieht. Bei zwei- oder mehrstufigen Prozessen ist die erreichbare Übersättigung so klein, daß homogene Keimbildung sicher vermieden wird. Bei einstufigen Prozessen kann dagegen der maximale Sättigungsgrad so groß sein, daß homogene Keimbildung nicht ausgeschlossen werden kann.

6 Zusammenfassung

Es ist gelungen, die Bildung und das Verhalten von Nebel bei der Kondensation von feuchter Luft in einem vertikalen Rohrbündelkondensator zu messen und zu charakterisieren. Für das Luft/Wasser-System konnte im Rahmen der möglichen Versuchsparameter der Nebel nur durch heterogene Keimbildung erzeugt werden. Die hierzu verwendeten Räucherkegel waren als konstante Quelle für Kondensationskerne geeignet. In den Versuchen hat sich gezeigt, daß die Nebelmenge von der Anzahl der Kondensationskerne relativ unabhängig ist, wenn diese Anzahl ein gewisses Niveau überschreitet. Eine größere Anzahlkonzentration an Kondensationskernen hat bei der Bildung von Nebel lediglich zur Folge, daß größere Partikeln in geringerer Zahl entstehen.

In einer kurzen Einlaufzone konnte die Entstehung der Partikeln als starker Anstieg in der Konzentration beobachtet werden. Dieser Vorgang ist nach einer Verweilzeit von einer Sekunde abgeschlossen. Eindimensionale Berechnungen führen zu dem Schluß, daß das Erreichen der Sättigung und damit der Beginn der Nebelbildung mit abnehmendem Eintrittssättigungsgrad oder steigendem Volumenstrom weiter in den Kondensator hineinwandert. Wenn Nebelbildung auftrat, so konnten die ersten Nebelsträhnen jedoch, unabhängig vom Sättigungsgrad im Eintritt, bereits beim ersten Kontakt der feuchten Luft mit den Kühlrohren beobachtet werden. Dieses Verhalten konnte nach mehrdimensionalen Berechnungen durch starke lokale Übersättigungen im Eintritt an der Kühlwand erklärt werden.

Nach der Einlaufzone, in der auch die normale Kondensation an den Kühlrohren weitgehend abgeschlossen ist, wurde eine starke Abnahme der Partikelanzahlkonzentration um den Faktor 5 bis 10 festgestellt. Als Ursache für dieses Verhalten werden partikeldynamische Prozesse wie phoretische Abscheidung oder Koagulation angenommen. Da die Volumenkonzentration dabei jedoch relativ konstant bleibt, wird Koagulation als Hauptursache vermutet. Eine Berechnung der Koagulation mit gängigen Modellen aus der Literatur ergab allerdings eine Abnahme der Anzahlkonzentration, die nur etwa 5% der gemessenen Abnahme entspricht. Durch die beobachteten örtlichen und zeitlichen Schwankungen des Nebelflusses (Schwaden und Strähnen) könnte der Einfluß der Koagulation erheblich verstärkt werden. In diesem Zusammenhang wurden auch Messungen außerhalb der Mittellinie des Kondensators gemacht. Dabei wurde festgestellt, daß sich die Aerosolparameter in dem betrachteten Querschnitt nicht signifikant ändern. Da mit dem

verwendeten laseroptischen Meßverfahren die Aerosolparameter über dem gesamten Strahlengang gemittelt werden, ist eine genauere Bestimmung von Werten an einzelnen Punkten des Querschnittes zur Bestätigung lokaler Schwankungen nicht möglich.

In mehreren Versuchsreihen wurde die Auswirkung der Eintrittsbedingungen auf die Nebelbildung untersucht. Dabei wurde das Verhalten der Aerosolparameter über der Kondensatorlänge für verschiedene Eintrittsbeladungen und Eintrittstemperaturen ermittelt. Es zeigte sich, daß sowohl die Konzentrationen, wie auch die Größe der Partikeln mit zunehmender Eintrittstemperatur – und damit abnehmender Eintrittssättigung – abnehmen. Dieses Verhalten konnte mit den Ergebnissen einer eindimensionalen Simulation durch die Abnahme des maximalen Sättigungsgrades im Prozeßverlauf erklärt werden.

Bei den Untersuchungen wurde festgestellt, daß die Nebelmenge immer in einer gewissen Relation zur Eintrittsbeladung steht. Daher wurde die relative Nebelbeladung untersucht, die als das Verhältnis der Nebelmenge zur Dampfbeladung im Eintritt definiert ist. Die relative Nebelbeladung nimmt dabei proportional mit dem Sättigungsgrad zu, bis sie für ein gesättigtes Gemisch maximal wird. Die maximal erreichbare relative Nebelbeladung für ein gesättigtes Gemisch im Eintritt liegt zwischen 3% und 6%.

Eine wichtige Größe für die Auslegung von Kondensatoren unter Berücksichtigung der Nebelbildung ist die Nebelgrenztemperatur für eine bestimmte Eintrittsbeladung und Kühltemperatur. Zur Ermittlung der Nebelgrenze wurden dynamische Messungen bei verschiedenen Eintrittsbeladungen durchgeführt, bei denen die Grenzeintrittstemperatur für die Nebelbildung festgestellt wurde. Damit wurde in der Parameterebene der Eintrittsbedingungen ein Gebiet abgegrenzt, in dem heterogene Nebelbildung möglich ist. Begleitende eindimensionale Berechnungen mit dem Simulationspaket SENECA haben für die Volumenkonzentration und die Nebelgrenze eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen ergeben. Somit kann die Nebelgrenze als wichtige Größe für die praktische Anwendung sowohl mit experimentellen Untersuchungen als auch mit einfachen eindimensionalen Modellen gut beschrieben werden.

Abschließend wurde die Anwendung der Ergebnisse dieser Arbeit für die Auslegung von Kondensatoren diskutiert. Zur Vermeidung der Nebelbildung bei der Planung von Kondensatoren werden zweistufige Kondensationsprozesse empfohlen.

Es hat sich gezeigt, daß die Bildung und das Verhalten von Nebel in einem Kondensator ein sehr komplexes durch lokale Effekte geprägtes Phänomen ist, welches durch einfache eindimensionale theoretische Modelle der Partikeldynamik nicht ausreichend genau beschrieben werden kann.

Eindimensionale Prozeßmodelle sind aber für Auslegungsrechnungen und zur Abschätzung der maximal entstehenden Nebelmenge in Kondensatoren sehr gut geeignet.

A Definitionen und Berechnungsformeln

A.1 Dichte

Für die Dichte idealer Gase gilt:

$$\rho = \frac{pM}{\mathbf{R}T} \quad (88)$$

Mit der Gemischmolmasse:

$$M = \sum_i \tilde{y}_i M_i \quad (89)$$

folgt für ein Zweikomponentengemisch:

$$\rho = \frac{p}{\mathbf{R}T} [\tilde{y}M_D + (1 - \tilde{y})M_L] \quad (90)$$

Zwischen zwei benachbarten Temperaturen T_u , T_o kann die Dichte ohne großen Fehler linearisiert werden.

$$\rho = \rho(T_u) \left(1 - \frac{T - T_u}{T_o} \right) \quad (91)$$

Diese Linearisierung ist beim Simulationspaket Paket FIDAP vorteilhaft, da hierdurch eine Entkopplung vom Druck p erfolgt. In FIDAP wird die Dichte im Fall eines Zweikomponentenfluids geschrieben als:

$$\rho = \rho(T = T_u, \xi = 0) \frac{1 - \beta_T (T - T_u)}{1 + [(M_L/M_D - 1)\xi]} \quad (92)$$

Für den kubischen Ausdehnungskoeffizienten β_T ist der Kehrwert der oberen Temperatur zu nehmen: $\beta_T = 1/T_o$. Rechnet man über einen großen Temperaturbereich, so muß β_T temperaturabhängig dargestellt werden.

A.2 Wärmekapazität

Für ein N -Komponenten Gemisch idealer Gase gilt:

$$c_p(T, \xi_i) = \sum_{i=1}^N \xi_i c_{p,i}(T) \quad (93)$$

Für Luft/Wasserdampf–Gemische gilt damit:

$$c_p = \xi c_{p,D} + (1 - \xi) c_{p,L} \quad (94)$$

mit $c_{p,L} = 1 \frac{kJ}{kgK}$ und $c_{p,D} = [1,858 + t(9,404 \cdot 10^{-5} + 3,73 \cdot 10^{-7}t)] \frac{kJ}{kgK}$

Die Gleichung für die Wärmekapazität des Wasserdampfes wurde an Meßdaten aus dem VDI-Wärmeatlas [58] angepaßt.

A.3 Diffusionskoeffizient

Der Diffusionskoeffizient für ein Luft/Wasserdampf–Gemisch kann nach einer Näherungsformel von Fuller, Schettler und Giddings berechnet werden ([58], Abs. Da35 und [27, 28]):

$$D = 0,01013 \frac{\left(M_D^{-1} + M_L^{-1}\right)^{0,5}}{\left(NU_D^{1/3} + NU_L^{1/3}\right)^2} \frac{T^{1,75}}{p} \quad (95)$$

Die Konstanten NU_i werden Diffusionsvolumina genannt und sind in [58] für verschiedene Stoffe und Atomgruppen tabelliert. Für Luft und Wasser erhält man:

$$NU_D = 12,7 \quad NU_L = 20,1 \quad M_D = 18,015 \quad M_L = 28,96$$

A.4 Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit eines Gemisches kann nach der Mischungsregel von Wasiljewa berechnet werden [48]:

$$\lambda = \sum_{i=1}^N \frac{\tilde{y}_i \lambda_i}{\sum_{j=1}^N \tilde{y}_j A_{ij}} \quad , \quad A_{ii} \equiv 1 \quad (96)$$

Die Wechselwirkungsparameter A_{ij} und die Wärmeleitfähigkeiten der Reinstoffe λ_i sind temperaturabhängig. Für binäre Gemische bekommt man:

$$\lambda = \frac{\tilde{y} \lambda_D}{\tilde{y} + (1 - \tilde{y}) A_{DL}} + \frac{(1 - \tilde{y}) \lambda_L}{\tilde{y} A_{LD} + (1 - \tilde{y})} \quad (97)$$

Für ein Luft/Wasserdampf–Gemisch kann zwischen $T = 300\text{ K}$ und $T = 450\text{ K}$ mit konstanten Wechselwirkungsparametern gerechnet werden: $A_{DL} = 5,5$; $A_{LD} = 0,45$.

Die Wärmeleitfähigkeit der Luft wurde von Körber [43] mit Meßwerten aus [58] approximiert:

$$\lambda_L = -7,224 \cdot 10^{-3} + 3,382 \cdot 10^{-4} \sqrt{T} \ln(T) \quad (98)$$

Für den Wasserdampf wurde ein Ansatz von Reid, Prausnitz und Poling [48] benutzt:

$$\lambda_D = -7,341 \cdot 10^{-3} + T (-1,013 \cdot 10^{-5} + 1,801 \cdot 10^{-7} T - 9,1 \cdot 10^{-11} T^2) \quad (99)$$

A.5 Viskosität

Für die Scherviskosität eines Gemisches müssen ebenfalls Mischungsregeln beachtet werden. Hierfür kann die Wilke–Gleichung benutzt werden [48]:

$$\eta = \sum_{i=1}^N \frac{\tilde{y}_i \eta_i}{\sum_{j=1}^N \tilde{y}_j \Phi_{ij}} \quad \Phi_{ii} \equiv 1 \quad (100)$$

Die Wechselwirkungsparameter Φ_{ij} und die Viskositäten der Reinstoffe η_i sind temperaturabhängig. Für binäre Gemische bekommt man:

$$\eta = \frac{\tilde{y} \eta_D}{\tilde{y} + (1 - \tilde{y}) \Phi_{DL}} + \frac{(1 - \tilde{y}) \eta_L}{\tilde{y} \Phi_{LD} + (1 - \tilde{y})} \quad (101)$$

Die Reinstoffwerte wurden von Körber [43] mit den experimentellen Daten aus [58] approximiert:

$$\eta_D = 9,201 \cdot 10^{-6} + 1,995 \cdot 10^{-8} (T - 273,15)^{1,093} \quad (102)$$

$$\eta_L = 1,723 \cdot 10^{-5} + 5,790 \cdot 10^{-8} (T - 273,15)^{0,956} \quad (103)$$

Die Wechselwirkungsparameter können im Bereich von $T = 300\text{ K}$ bis $T = 450\text{ K}$ konstant eingesetzt werden: $\Phi_{LD} = 1,35$; $\Phi_{DL} = 0,75$

A.6 Dampf–Flüssigkeits–Gleichgewicht (VLE)

Wie in der Wärme– und Stoffübertragung üblich, wird angenommen, daß an der Phasengrenze zwischen der Gasphase und der Flüssigkeitsphase Gleichgewicht herrscht. Dadurch ist der Partialdruck des Wasserdampfes gleich dem Satttdampfdruck bei der Phasengrenztemperatur. Für die Dampfdruckkurve von Wasser wurde die Antoine–Gleichung verwendet:

$$p_{D,S}(T) = p_0 \cdot \exp\left(A + \frac{B}{T/\text{K} + C}\right) \quad (104)$$

Im Bereich zwischen 300 und 450 K kann die Dampfdruckkurve mit folgenden Werten sehr gut angepaßt werden:

$$p_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}; \quad A = 11,8169; \quad B = 3898,68; \quad C = -42,855$$

Daraus bekommt man:

$$y_S(T, p) = \frac{p_{D,S}(T)}{p} \quad \text{und} \quad Y_S(T, p) = \frac{M_D}{M_L} \frac{1}{\frac{1}{y_S(T, p)} - 1} \quad (105)$$

A.7 Wärmeübergangskoeffizient

Für einen Ringspalt sind in [58] Abschnitt Gb mittlere Nusseltzahlen angegeben. Für ein einfaches Rohr sind in Abschnitt Ga sowohl mittlere als auch lokale Nusseltzahlen angegeben. Ein Vergleich ergibt für die lokalen Nusseltzahlen eines Ringspalts (äußere Wand adiabat, innere Wand isotherm):

$$Nu = (Nu_1^3 + Nu_2^3 + Nu_3^3)^{1/3} \quad (106)$$

$$Nu_1 = 3,66 + 1,2 \left(\frac{R^I}{R^A}\right)^{-0,8} \quad (107)$$

$$Nu_2 = 1,077 \left[1 + 0,14 \left(\frac{R^I}{R^A}\right)^{-0,5}\right] \left(Re Pr \frac{d_H}{z}\right)^{1/3} \quad (108)$$

$$Nu_3 = 0,5 \left(\frac{2}{1 + 22 Pr}\right)^{1/6} \sqrt{Re Pr \frac{d_H}{z}} \quad (109)$$

B Herleitung der Bilanzgleichungen

Der Kondensator kann mit dem in Bild 55 dargestellten Modell beschrieben werden. Die Änderung der spezifischen Wärmekapazität der Reinstoffe $c_{p,D}$ und $c_{p,L}$ (Temperaturabhängigkeit) wird bei der Bilanzierung des differentiellen Kondensatorelementes vernachlässigt.

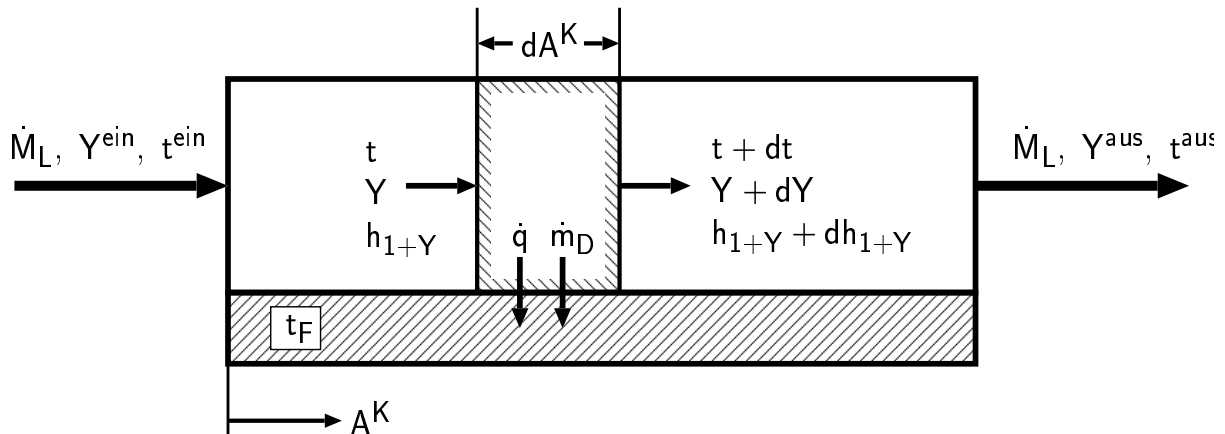


Bild 55: *Eindimensionales Bilanzmodell des Kondensators*

B.1 Massenbilanz

Für die Massenbilanz des Wasserdampfes gilt für ein differentielles Element der Länge dA^K :

$$\dot{M}_L Y = \dot{M}_L (Y + dY) + \dot{m}_D dA^K \quad (110)$$

$$\Leftrightarrow \dot{M}_L \frac{dY}{dA^K} = -\dot{m}_D \quad (111)$$

B.2 Energiebilanz

Die Energiebilanz lautet entsprechend:

$$\begin{aligned} \dot{M}_L h_{1+Y} &= \dot{M}_L (h_{1+Y} + dh_{1+Y}) \\ &+ \dot{q} dA^K + (\Delta h_V + c_{p,D} t) \underbrace{\dot{m}_D dA^K}_{-\dot{M}_L dY} \end{aligned} \quad (112)$$

$$\Leftrightarrow \dot{M}_L dh_{1+Y} = -\dot{q} dA^K + \dot{M}_L dY (\Delta h_V + c_{p,D} t) \quad (113)$$

Mit der Beziehung für die Enthalpie

$$h_{1+Y} = c_{p,L}t + Y(\Delta h_V + c_{p,D}t) \quad (114)$$

$$\Rightarrow dh_{1+Y} = c_{p,L}dt + (\Delta h_V + c_{p,D}t)dY + Yc_{p,D}dt \quad (115)$$

folgt aus Gl. (113):

$$\dot{M}_L(c_{p,L} + Yc_{p,D})dt = -\dot{q}dA^K \quad (116)$$

Für die spezifische Wärmekapazität des Gemisches gilt Gl. (94):

$$c_p = \xi c_{p,D} + (1 - \xi)c_{p,L}$$

$$\Leftrightarrow c_p = \frac{Y}{1+Y}c_{p,D} + \frac{1}{1+Y}c_{p,L} \quad (117)$$

$$\Leftrightarrow c_{p,L} + Yc_{p,D} = (1+Y)c_p \quad (118)$$

Damit folgt aus Gl. (116):

$$(1+Y)c_p\dot{M}_L\frac{dt}{dA^K} = -\dot{q} \quad (119)$$

B.3 Geschlossene Gleichung für den Prozeßweg

Für die Massenstromdichte \dot{m}_D des kondensierenden Wasserdampfes gilt nach Baehr und Stephan [4] für geringe Beladungen ($Y \ll 1$):

$$\dot{m}_D = \rho_L \beta (Y - Y_F) \quad (120)$$

Damit lautet die Massenbilanz für den Wasserdampf:

$$\dot{M}_L \frac{dY}{dA^K} = -\rho_L \beta (Y - Y_F) \quad (121)$$

Mit der Wärmestromdichte

$$\dot{q} = \alpha(t - t_F) \quad (122)$$

folgt bei kleinen Beladungen ($1 + Y \approx 1$) für die Energiebilanz entsprechend Gl. (116):

$$c_p \dot{M}_L \frac{dt}{dA^K} = -\alpha(t - t_F) \quad (123)$$

Dividiert man die Massenbilanz (121) durch die Energiebilanz (123), so erhält man eine von der Länge dA^K unabhängige Differentialgleichung:

$$\frac{dY}{dt} = \frac{\rho c_p \beta}{\alpha} \frac{Y - Y_F}{t - t_F} \quad (124)$$

Durch Trennung der Variablen und Integration

$$\int_{Y^{ein}}^Y \frac{dY}{Y - Y_F} = \frac{\rho c_p \beta}{\alpha} \int_{t^{ein}}^t \frac{dt}{t - t_F} \quad (125)$$

erhält man unter Einbeziehung der Lewis'schen Beziehung

$$\frac{\rho c_p \beta}{\alpha} = Le^{-2/3} \quad (126)$$

eine explizite Gleichung für den Prozeßweg $Y(t)$:

$$Y(t) = Y_F + (Y^{ein} - Y_F) \left[\frac{t - t_F}{t^{ein} - t_F} \right]^{Le^{-2/3}} \quad (127)$$

C Berechnung des Sättigers

C.1 Beladung im Austritt des Sättigers

Das Verhalten des Sättigers wurde mit dem kommerziellen Prozeßsimulator ASPEN Plus simuliert. Die eingebaute Packung hat eine Höhe von 1161 mm. Um die Anzahl der theoretischen Stufenzahl zu bestimmen, wird zuerst der Gasbelastungsfaktor

$$F = u_L \sqrt{\rho_L} \quad (128)$$

abgeschätzt. Die Leerrohrgeschwindigkeit liegt bei Volumenströmen von 3 bis 10 m³/h und einer freien Querschnittsfläche von $7,85 \cdot 10^{-3}$ m² zwischen 0,11 und 0,35 m/s. Mit einer Luftdichte von 1 kg/m³ ergeben sich damit Werte für den Gasbelastungsfaktor von maximal $0,35 \sqrt{\text{Pa}}$. Nach Unterlagen der Firma Sulzer für den Packungstyp Mellapack 250.Y ergibt sich eine theoretische Stufenzahl von 3,5 Stufen pro Meter. Daher wird für die Simulation eine Stufenzahl von 4 angenommen.

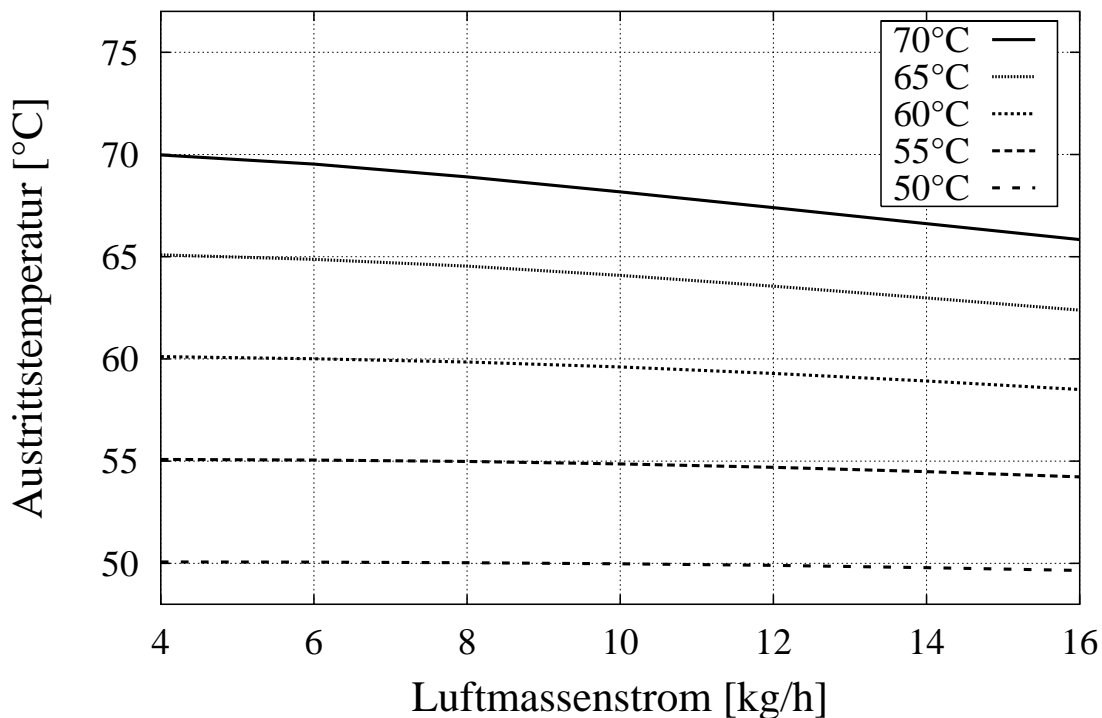


Bild 56: Temperatur t^S im Austritt des Sättigers in Abhängigkeit des Luftmassenstromes \dot{M}_L bei Wassereintrittstemperaturen von 50°C bis 70°C

In Bild 56 ist der Verlauf der Austrittstemperatur der feuchten Luft aus dem Sättiger über dem Luftmassenstrom aufgetragen. Dabei wurde die Wassertemperatur im Eintritt des Sättigers von 50 bis 70°C variiert. Bei den meisten Versuchen wurde ein Luftmassenstrom von ca. 3,5 kg/h eingestellt. Für diesen Fall ist zu erkennen, daß die Temperatur des Wassers erreicht wird. Bei höheren Luftmassenströmen wird diese vor allem bei hohen Temperaturen nicht mehr erreicht.

Bild 57 zeigt die Beladung des austretenden Gemisches über der Sättigungsbeladung bei der entsprechenden Austrittstemperatur. In jedem der betrachteten Fälle wurde die vollständige Aufsättigung der Luft mit Wasser erreicht. Daher ist es ausreichend, zur Bestimmung der Gemischbeladung die Temperatur im Austritt des Sättigers zu messen.

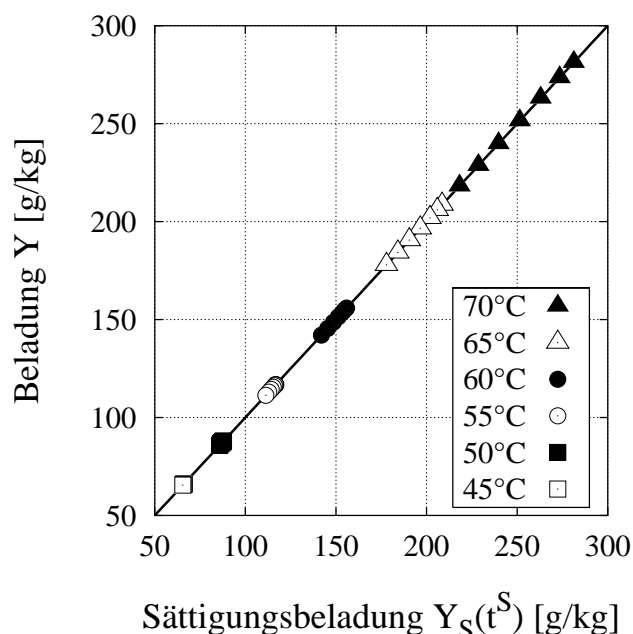


Bild 57: Beladung des austretenden Gemisches über der Sättigungsbeladung im Austritt des Sättigers bei Wassertemperaturen von 45°C bis 70°C

C.2 Druckverlust im Sättiger

Um den Druckverlust im Sättiger abzuschätzen wurde das Berechnungsprogramm SULPAK der Firma Sulzer verwendet. Bei einer Flüssigkeitsbelastung von 100 kg/h und 1,2 m Packungshöhe (4 theoretische Stufen) ergibt sich für verschiedene Gasbelastungen der in Tabelle 4 angegebene Druckverlust.

\dot{M}_L [kg/h]	Δp [mbar]
3,5	18
10	49
15	72

Tabelle 4: Druckverlust im Sättiger für verschiedene Gasbelastungen

D Meßreihen

Im Folgenden werden die Parameter und Ergebnisse der wichtigsten Meßreihen aufgelistet. In den Tabellen sind die Parameter der einzelnen Meßreihen eingetragen. In der ersten Zeile sind die konstanten Parameter aufgelistet, und die Bedeutung der Werte in den Spalten ist wie folgt:

i	Laufende Nummer der Meßreihe
# _{ges}	Gesamtzahl der durchgeführten Messungen
z [cm]	Ortsbereich, in dem Nebel gemessen wurde
t^{ein} oder \dot{V}_L	Variierter Betriebsparameter

D.1 Meßreihen vor dem Umbau des Kondensators

In den nachfolgenden Tabellen sind die Versuchsparameter der Meßreihen vor dem Umbau des Kondensatoreintritts aufgelistet:

$Y^{ein} = 80 \text{ g/kg}$, $t^S = 50^\circ\text{C}$, $\dot{V}_L = 3,5 \text{ m}^3/\text{h}$
--

i	# _{ges}	z [cm]	t^{ein} [°C]
25	15	0...250	54
26	11	0...250	61
24	11	0...150	67
7	19	0...250	67

Bild 58

$Y^{ein} = 140 \text{ g/kg}$, $t^S = 60^\circ\text{C}$, $\dot{V}_L = 3,5 \text{ m}^3/\text{h}$

i	# _{ges}	z [cm]	t^{ein} [°C]
9	6	0...250	71
10	6	0...250	90
11	6	0...250	110
12	6	0...250	130

Bild 59

$Y^{ein} = 200 \text{ g/kg}$, $t^S = 65^\circ\text{C}$, $\dot{V}_L = 3,5 \text{ m}^3/\text{h}$

i	# _{ges}	z [cm]	t^{ein} [°C]
27	11	0...250	70
28	12	0...250	94
29	13	0...250	113
30	12	0...200	134

Bild 60

$Y^{ein} = 140 \text{ g/kg}$, $t^S = 60^\circ\text{C}$, $t^{ein} = 72^\circ\text{C}$

i	# _{ges}	z [cm]	V_L [m ³ /h]
22a	6	0...250	4,7
22b	6	0...250	3,5
22c	6	0...250	2,7

Bild 61

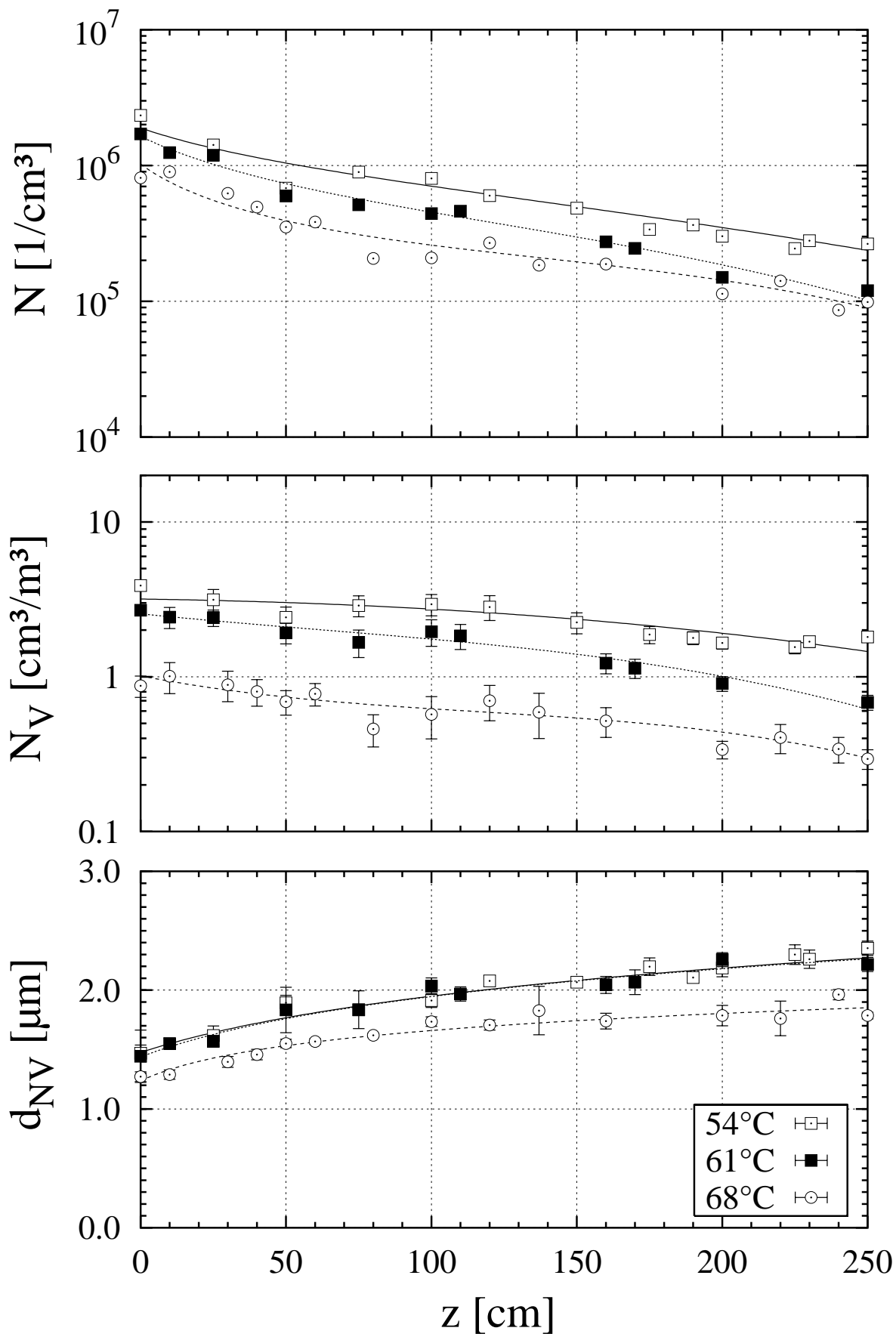


Bild 58: Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{\text{ein}}=80$ g/kg und verschiedenen Eintrittstemperaturen

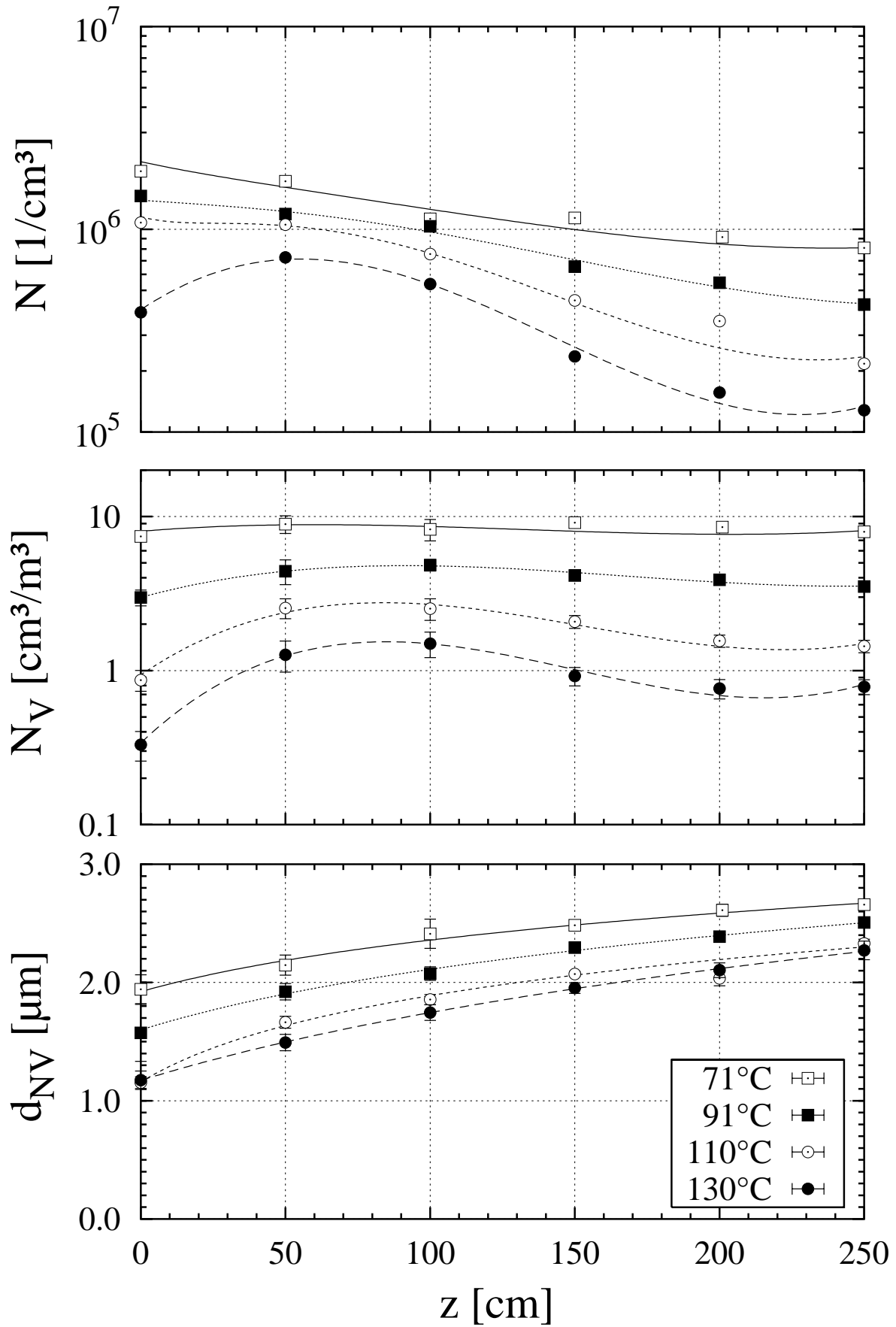


Bild 59: Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{in}=140$ g/kg und verschiedenen Eintrittstemperaturen

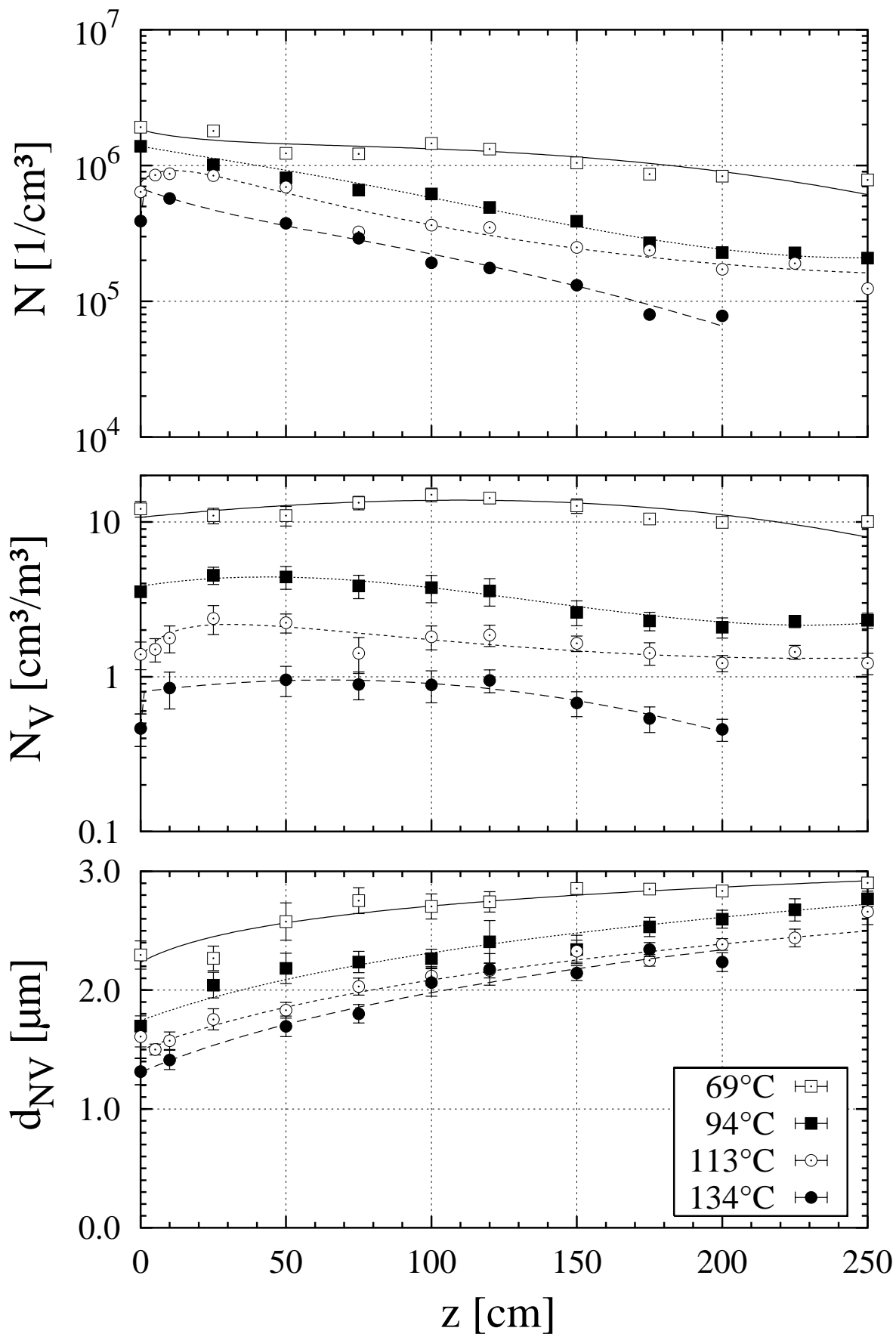


Bild 60: Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{\text{ein}}=200$ g/kg und verschiedenen Eintrittstemperaturen

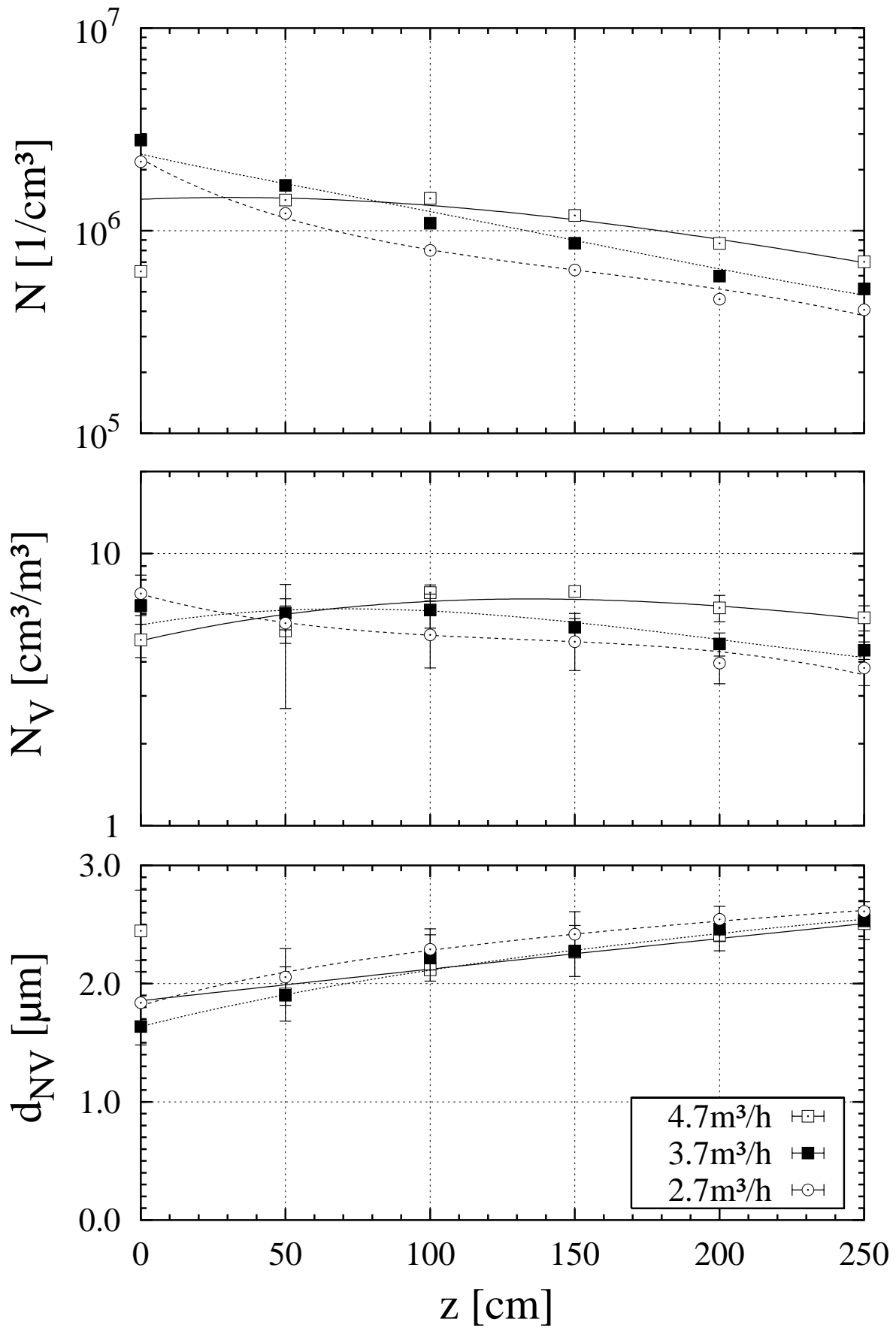


Bild 61: Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{\text{ein}}=140$ g/kg und verschiedenen Luftvolumenströmen

D.2 Meßreihen nach dem Umbau des Kondensators

In den nachfolgenden Tabellen sind die Versuchsp Parameter der Meßreihen nach dem Umbau des Kondensatoreintritts aufgelistet. Die Eintrittstemperaturen dieser Meßreihen sind nicht mit denen der vorhergehenden Messungen vergleichbar, da die Meßposition nicht dieselbe ist.

$$Y^{\text{ein}} = 110 \text{ g/kg}, t^S = 55^\circ\text{C},$$

$$\dot{V}_L = 3,5 \text{ m}^3/\text{h}$$

i	# _{ges}	z [cm]	t^{ein} [°C]
42	7	4...250	55
43	7	4...250	63
47	7	4...150	68
44	7	4...250	73
45	7	4...160	76
46	8	4...50	79

Bild 62

$$Y^{\text{ein}} = 265 \text{ g/kg}, t^S = 70^\circ\text{C},$$

$$\dot{V}_L = 3,5 \text{ m}^3/\text{h}$$

i	# _{ges}	z [cm]	t^{ein} [°C]
50	9	0...250	70
51	8	0...250	78
56	8	0...250	91
52	8	4...250	102
53	6	10...250	112
54	6	10...250	130
57	7	15...200	140

Bild 64

$$Y^{\text{ein}} = 180 \text{ g/kg}, t^S = 63^\circ\text{C},$$

$$\dot{V}_L = 3,5 \text{ m}^3/\text{h}$$

i	# _{ges}	z [cm]	t^{ein} [°C]
72	9	0...250	63
71	9	4...250	82
70	9	4...250	95

Bild 63

$$Y^{\text{ein}} = 110 \text{ g/kg}, t^S = 55^\circ\text{C},$$

$$t^{\text{ein}} = 70^\circ\text{C}$$

i	# _{ges}	z [cm]	V_L [m ³ /h]
65	8	15...250	10,5
64	8	15...250	8,1
63	8	15...250	5,8
68	8	7,5...250	3,7

Bild 65

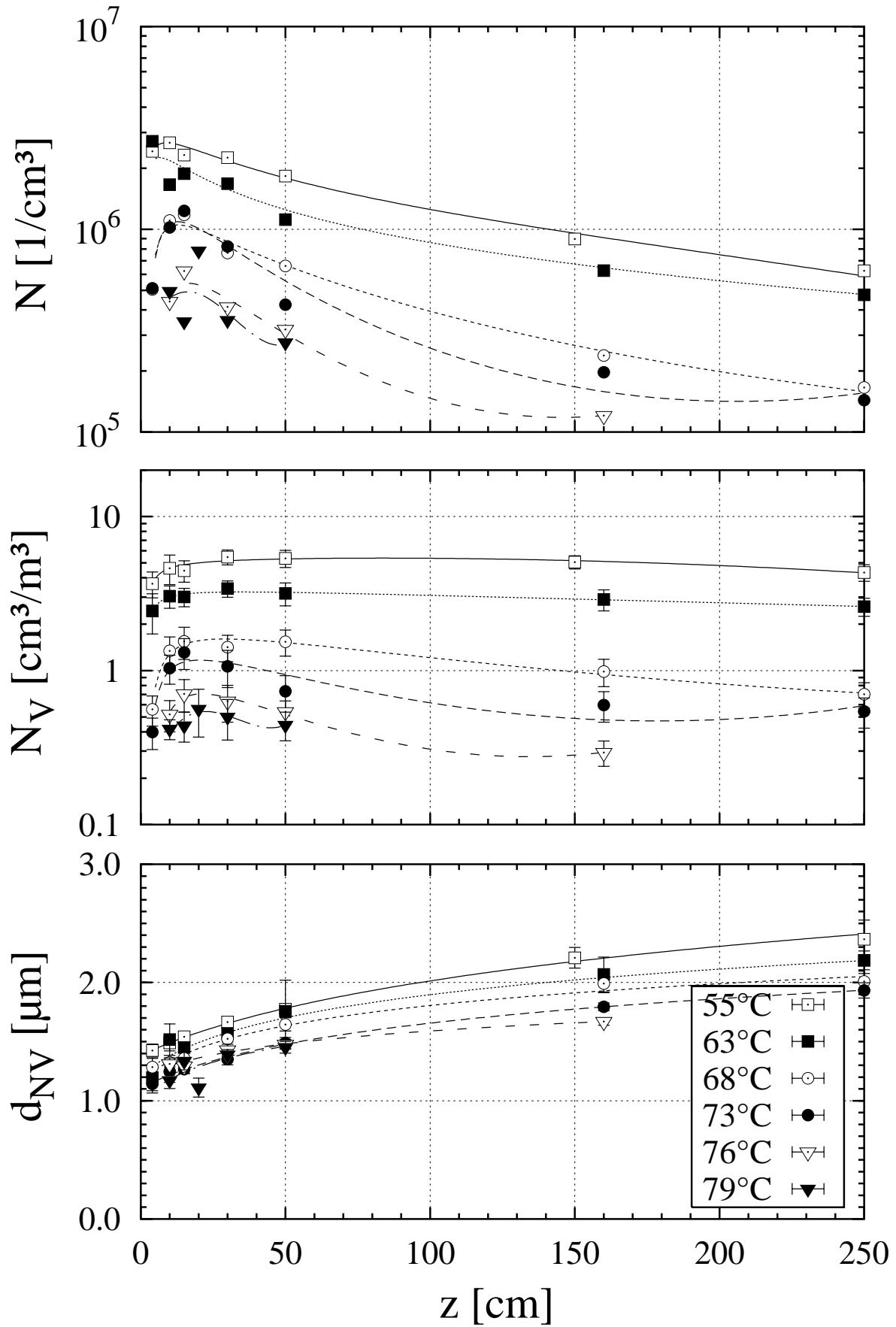


Bild 62: Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{\text{ein}}=110$ g/kg und verschiedenen Eintrittstemperaturen

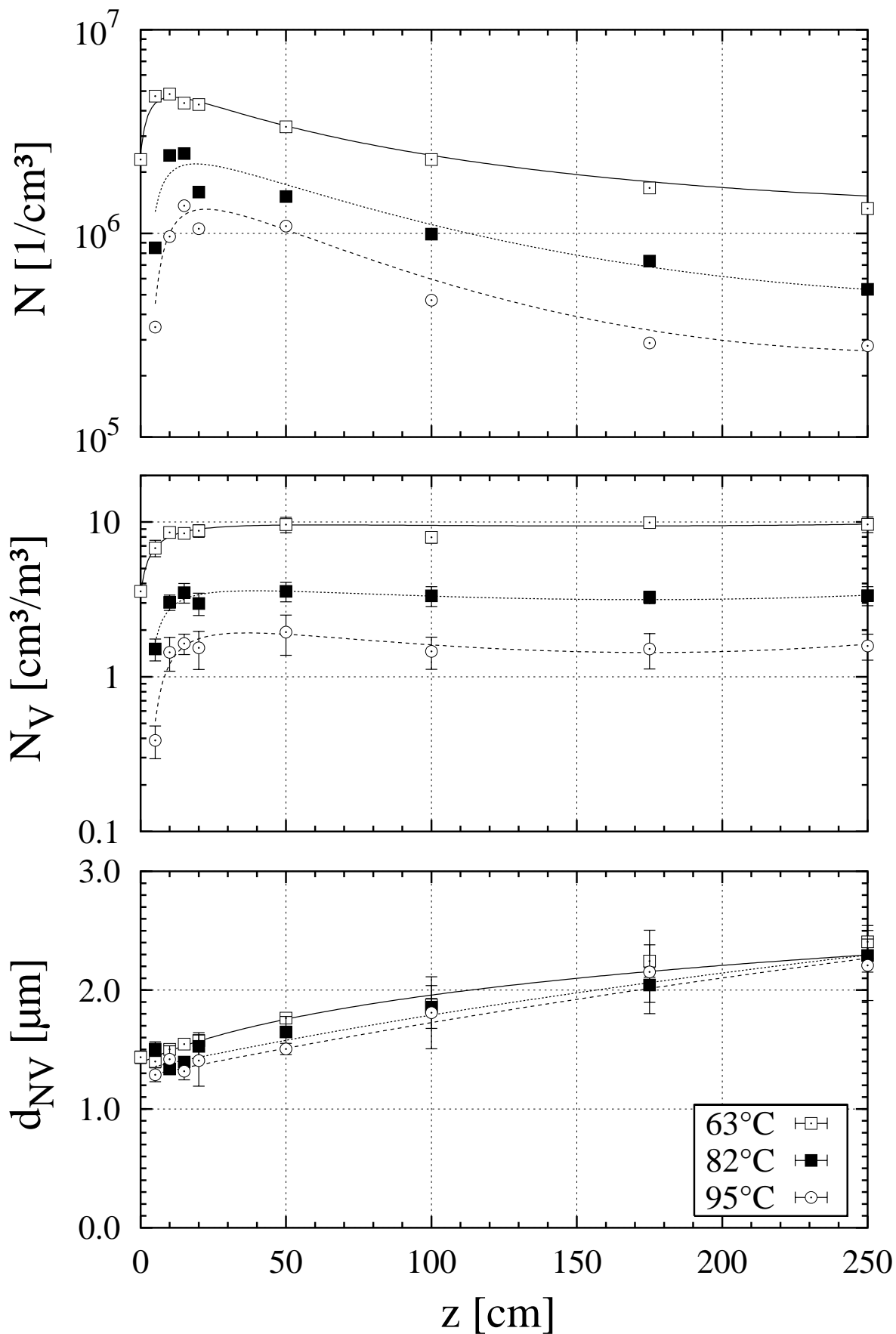


Bild 63: Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{\text{ein}}=180$ g/kg und verschiedenen Eintrittstemperaturen

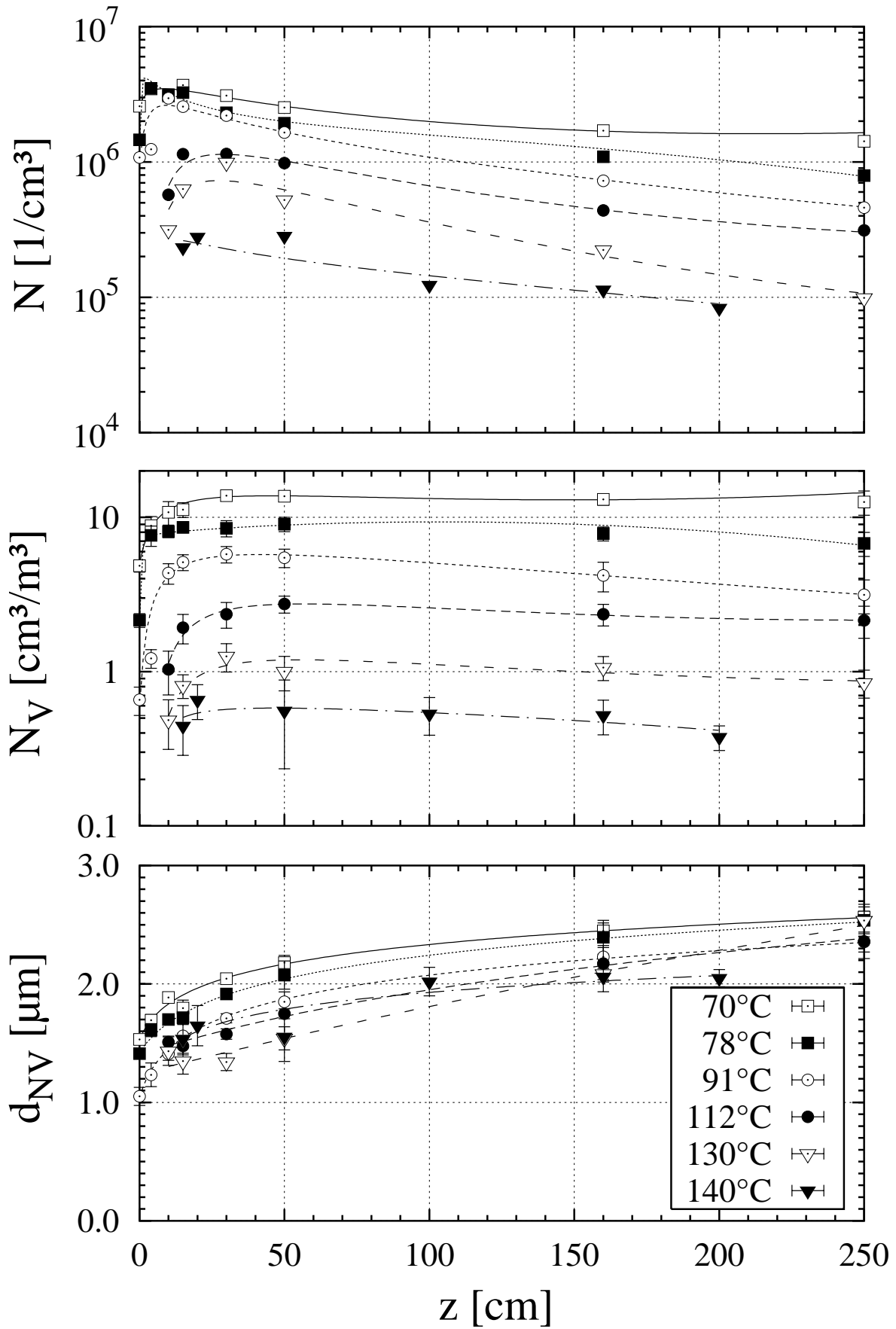


Bild 64: Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{in}=265$ g/kg und verschiedenen Eintrittstemperaturen

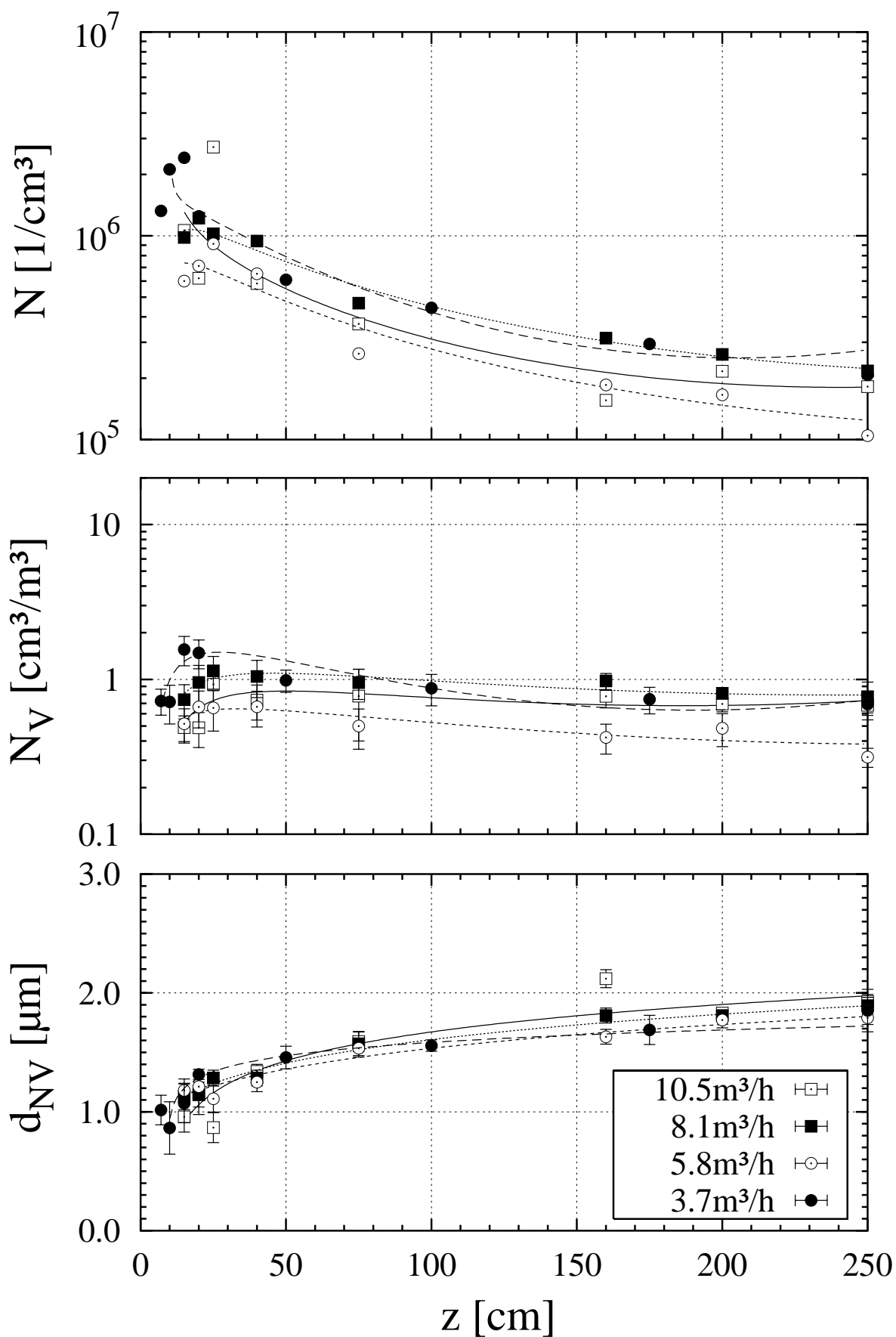


Bild 65: Aerosolparameter über der Kondensatorlänge bei $Y^{in}=110 \text{ g/kg}$ und verschiedenen Luftvolumenströmen

Literatur

- [1] ALBRING, W.: *Angewandte Strömungslehre*. Akademie Verlag, 1990
- [2] AMELIN, A. G.: *Theory of Fog Condensation*. 2. Israel Programm for Scientific Translations, 1967
- [3] AREF'YEV, K. M. ; AVERKIYEV, A. G.: Effect of Fog Formation at the Evaporation Surface on Coefficients of Heat and Mass Transfer during Evaporative Cooling of Water. In: *Heat Transfer – Soviet–Research* 11 (1979), S. 143–147
- [4] BAEHR, H. D. ; STEPHAN, K.: *Wärme– und Stoffübertragung*. Springer Verlag, 1996. – S. 88
- [5] BAKANOV, S. P.: On the Effect of Volatility on Thermophoresis of Aerosols. In: *J. of Aerosol Sci.* 26 (1995), Nr. Suppl. 1, S. 323–324
- [6] BAKANOV, S. P.: On the Effect of Volatility on Thermophoresis of Aerosols. In: *J. of Aerosol Sci.* 27 (1996), Nr. Suppl. 1, S. 279–280
- [7] BAKANOV, S. P.: The Effect of Volatility on Aerosol Motion. In: *J. of Aerosol Sci.* 28 (1997), Nr. Suppl.1, S. 635–636
- [8] BECKER, R.: *Theorie der Wärme*. Springer Verlag, 1961
- [9] BHATNAGAR, P. L. ; GROSS, E. P. ; KROOK, M.: A Modell of Collision Processes in Gases. In: *Phys. Rev.* 94 (1954), S. 511–525
- [10] BOTSCH, T. W.: *Modelle zur Beschreibung des stationären und des dynamischen Verhaltens von Rohrbündelkondensatoren*. Institut für Technische Thermodynamik und Thermische Verfahrenstechnik, Universität Stuttgart, Dissertation, 1997
- [11] BROCK, J. R.: On the Theorie of Thermal Forces Acting on Aerosol Particles. In: *J. of Colloid Science* 17 (1962), S. 768–780
- [12] BROUWERS, H. J. H.: *Film models for transport phenomena with fog formation*, Technische Universiteit Eindhoven, Dissertation, 1990
- [13] CHILTON, T. H. ; COLBURN, A. P.: In: *Ind. Eng. Chem.* 26 (1934), S. 317
- [14] CLIFT, R. ; GRACE, J.: *Bubbles, Drops, Particles*. Academic Press, 1978

- [15] COLBURN, A. P. ; DREW, T. B.: The condensation of mixed vapors. In: *A.I.Ch.E* 33 (1937), S. 197–212
- [16] COLBURN, A. P. ; EDISON, A. G.: Prevention of Fog in Cooler–Condensers. In: *Ind. Eng. Chem.* 33 (1941), S. 457–458
- [17] CUNNINGHAM, E.: In: *Proc. Roy. Soc.* 83 (1910), S. 357
- [18] DAVIS, E. J. ; LI, W.: Measurement of the Thermophoretic Force by Electrodynamic Levitation: Microspheres in Air. In: *J. of Aerosol Sci.* 26 (1995), Nr. 7, S. 1063–1085
- [19] DERJAGUIN, B. V. ; RABINOVICH, Y. I. ; STOROZHILOVA, A. I. ; SHCHERBINA, G. I.: Measurement of the Coefficient of Thermal Slip of Gases and the Thermophoresis Velocity of Large-Size Aerosol Particles. In: *J. Colloid and Interface Science* 57 (1976), Nr. 3, S. 451–461
- [20] DERJAGUIN, B. V. ; YALAMOV, Y.: On the Theorie of Thermal Forces Acting on Aerosol Particles. In: *J. of Colloid Science* 20 (1965), S. 555–570
- [21] EHRLER, F. ; SCHABER, K.: Spontane Kondensation und Aerosolbildung. In: *VDI–Wärmeatlas*. Springer Verlag, 1997, Kapitel Je
- [22] EPPSTEIN, P. S.: Zur Theorie des Radiometers. In: *Z. Physik* 54 (1929), S. 537–563
- [23] FLETCHER, N. H.: Size effect in heterogeneous nucleation. In: *J. Chem. Phys.* 29 (1958), S. 572–576
- [24] FOUQUET, D.: *Grenzen der Nebelbildung in einem Kondensator*, Universität Karlsruhe (TH), Institut für Technische Thermodynamik und Kältetechnik, Seminararbeit, 1999
- [25] FRIEDLANDER, S. K.: *Smoke, Dust and Haze*. Wiley, New York, 1978
- [26] FUCHS, N. A.: *The Mechanics of Aerosols*. Pergamon Press, New York, 1964
- [27] FULLER, E. N. ; GIDDINGS, J. C.: In: *Ind. Eng. Chem* 3 (1965), S. 222
- [28] FULLER, E. N. ; SCHETTLER, P. D. ; GIDDINGS, J. C.: In: *Ind. Eng. Chem* 58 (1966), S. 18

- [29] GOLDSMITH, P. ; MAY, F. G.: Diffusiophoresis and Thermophoresis in Water Vapor Systems. In: DAVIES, C. N. (Hrsg.): *Aerosol Science*. Academic Press Inc., 1966, Kapitel 7, S. 163–194
- [30] HINDS, W. C.: *Aerosol Technology. Properties, Behaviour, and Measurement of Airborne Particles*. John Wiley & Sons, New York, 1982
- [31] IVCHENKO, I. N. ; YALAMOV, Y. I. . Russian J. Phys. Chem., 45:317. 1971
- [32] JACOBSEN, S. ; BROCK, J. R.: In: *J. Colloid Sci.* 20 (1965), S. 465
- [33] JOHNSTONE, H. F. ; KELLEY, M. D. ; MCKINLEY, D. L.: Fog formation in cooler–condensers. In: *Ind. Eng. Chem.* 42 (1950), S. 2298–2302
- [34] JUNGE, C. E.: In: *Adv. Geophys.* 4 (1958), S. 1
- [35] KASPER, G.: *Gas-Partikel-Systeme I-II*. Universität Karlsruhe (TH), Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Angewandte Mechanik, 1998. – Vorlesungsskript
- [36] KATZ, J. L. ; OSTERMIER, B. J.: Diffusion Cloud-Chamber Investigation of Homogeneous Nucleation. In: *J. Chem. Phys.* 47 (1967), S. 478–487
- [37] KAUFMANN, S. ; LORETZ, Y. ; HILFIKER, K.: Prevention of fog in a condenser by simultaneous heating and cooling. In: *Heat and Mass Transfer* 32 (1997), S. 403–410
- [38] KAUFMANN, S.: *Kondensation von Dampf aus Gemischen mit inertem Gas*. Fachhochschule Zentralschweiz, 1999
- [39] KAUFMANN, S. ; NAUER, U.: Experimentelle Untersuchung der Aerosolbildung bei der Kondensation von Stickstoff–Lösungsmitteldampf–Gemischen. (1997). – Forschungsbericht
- [40] KENNARD, E. H.: *Kinetic Theory of Gases*. McGraw–Hill , New York, 1938
- [41] KRAMERS, H. A. ; KISTEMAKER, J.: On the Slip of a Diffusing Gas Mixture Along a Wall. In: *Physica* 8 (1943), S. 699–713
- [42] KÖRBER, J. ; SCHABER, K.: Modelling of heat and mass transfer with fog formation. In: *Proc. 10. Int. Heat Transfer Conf., Brighton IChemE Sym. Ser.* 135, Vol. 3, 1994, S. 341–346

- [43] KÖRBER, J. h2o.for. Fortran–Unterprogramme für die Berechnung von Stoffwerten. Universität Karlsruhe (TH), Institut für Technische Thermodynamik und Kältetechnik, 1998
- [44] LOYALKA, S. K.: Thermophoretic Force on a Single Particle-I. Numerical Solution of the Linearized Boltzmann Equation. In: *J. of Aerosol Sci.* 23 (1992), Nr. 3, S. 291–300
- [45] MIRABEL, P. ; KATZ, J. L.: Binary homogenous nucleation as a mechanism for the formation of aerosols. In: *J. Chem. Phys.* 60 (1974), S. 1138–1144
- [46] MITSOS, A.: *Abscheideverhalten von Aerosolen in einem Kondensator*, Universität Karlsruhe (TH), Institut für Technische Thermodynamik und Kältetechnik, Diplomarbeit, 1999
- [47] REDDY: *An Introduction to the Finite Element Method*. New York : McGraw–Hill, 1993
- [48] REID, R. C. ; PRAUSNITZ, J. ; POLING, B.: *The Properties of Gases and Liquids*. Mc-Graw–Hill, International Edition, 1988
- [49] ROSNER, D. E. ; EPSTEIN, M.: Fog formation conditions near cool surfaces. In: *J. of Colloid and Interface Science* 28 (1968), S. 60–65
- [50] SCHABER, K.: Aerosolbildung bei der Absorption und Partialkondensation. In: *Chem.-Ing.-Tech.* 62 (1990), S. 793–804
- [51] SCHABER, K.: Aerosolbildung durch spontane Phasenübergänge bei Absorptions– und Kondensationsprozessen. In: *Chem.-Ing.-Tech.* 67 (1995), S. 793–804
- [52] SCHABER, K. ; SCHENKEL, A. ; ZAHORANSKY, R.: Drei–Wellenlängen–Extinktionsverfahren zur Charakterisierung von Aerosolen unter industriellen Bedingungen. In: *Technisches Messen* 61 (1994), S. 295–300
- [53] STEINMEYER, D. E.: Fog formation in partial condensers. In: *Chem. Ing. Prog.* 68 (1972), S. 64–68
- [54] STRAUB, J. ; WAAS, P.: Tropfenkondensation. In: *VDI–Wärmeatlas*. 8. VDI–GVC, 1997, Kapitel Jc

- [55] TALBOT, L. ; CHENG, R. K. ; SCHEFER, R. W. ; WILLIS, D. R.: Thermophoresis of Particles in a Heated Boundary Layer. In: *J. of Fluid Mech.* 101 (1980), Nr. 4, S. 737–758
- [56] TRUITT, J. ; DAVIS, R. J.: The Function of Condensing Steam in Aerosol Scrubbers. In: *American Ind. Hygiene Assoc. J.* (1971), S. 583
- [57] UDE, S.: *Inbetriebnahme und Durchführung erster Experimente an einer Anlage zur Untersuchung der Aerosolentstehung bei partieller Kondensation*, Universität Karlsruhe (TH), Institut für Technische Thermodynamik und Kältetechnik, Seminararbeit, 1998
- [58] VDI: *VDI-Wärmeatlas: Berechnungsblätter für die Wärmeübertragung.* 8. Springer Verlag, 1997
- [59] VOLMER, M.: *Kinetik der Phasenbildung.* Theodor Steinkopf Verlag, 1939
- [60] WALDMANN, L. ; SCHMITT, K. H.: Thermophoresis and Diffusiophoresis of Aerosols. In: DAVIES, C. N. (Hrsg.): *Aerosol Science.* Academic Press Inc., 1966, Kapitel 6, S. 137–162
- [61] WEBER, H.: *Einführung in die Methode der finiten Elemente.* Universität Karlsruhe (TH), Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Angewandte Mechanik,, 1997. – Vorlesungsskript
- [62] WHITMORE, P. J. ; MEISEN, A.: The Theory of Diffusiophoresis for Large Aerosol Particles. In: *J. of Aerosol Sci* 7 (1976), S. 297–310
- [63] WHITMORE, P. J. ; MEISEN, A.: Estimation of Thermo- and Diffusiophoretic Particle Deposition. In: *The Canadian J. of Chemical Engineering* 55 (1977), S. 279–285
- [64] ZEBEL, G.: Coagulation of Aerosols. In: DAVIES, C. N. (Hrsg.): *Aerosol Science.* Academic Press Inc., 1966, Kapitel 2, S. 31–58
- [65] ZETTLEMOYER, A. C.: *Nucleation.* Marcel Dekker Inc., 1969