

***Kondensation von Wasserdampf oder
eines Wasserdampf/Stickstoff-
Gemisches in einem horizontalen Rohr***

Weihua Li

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3950

ISSN 0944-2952

Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik Jül-3950

D 294 (Diss., Bochum, Univ., 2002)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461/61-5220 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Doktorandentätigkeit am Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik (ISR) der Forschungszentrum Jülich GmbH. Der hierzu abgefasste Bericht ist eine von der Fakultät für Maschinenbau der Ruhr-Universität Bochum genehmigte Dissertation (Tag der mündlichen Prüfung: 09.05.2001).

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. E. F. Hicken, Direktor am ISR und Inhaber der Professur für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik an der Ruhr-Universität Bochum, für die Themenstellung, sein in mich gesetztes Vertrauen und sein reges Interesse am Fortgang meiner Arbeit. Seine wertvollen Anregungen waren mir stets eine große Hilfe und haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Unger, Inhaber des Lehrstuhls für Nukleare und Neue Energiesysteme an der Ruhr-Universität Bochum, danke ich für das Interesse an dieser Arbeit, für die freundliche Übernahme der Korreferats sowie die kritische Durchsicht. Herrn Prof. Dr.-Ing. E. Welp danke ich für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Herrn Prof. M. Z. Peng vom Institut für Nukleare Energietechnik an der Tsinghua Universität, Beijing, danke ich für die Förderung meiner Person und sein Interesse für meine Arbeit.

Ich möchte mich ganz herzlich bei allen Mitarbeitern des Instituts für die kollegiale und freundliche Unterstützung sowie Hilfsbereitschaft beim Bearbeiten der Thematik bedanken. Besonders hervorheben möchte ich die NOKO-Gruppe. Der Versuchsstandleiter Herr Jaegers sowie seine Mitarbeiter Herr David, Herr Müskes und Herr Escherich haben mich bei der Durchführung und Auswertung der Experimente unterstützt. Mein Dank gilt Frau Koschmieder und Herrn Roßner für die Unterstützung bei der Benutzung des Rechenprogramms ATHLET. Für die Unterstützung bei der Anfertigung meiner Doktorarbeit möchte ich mich bei Herrn Dr. Verfondern, Herrn Jaegers und Herrn Nathan bedanken. Herrn Dr. Prasser vom Forschungszentrum Rossendorf danke ich für die Unterstützung bei der Auswertung der Experimente. Des weiteren gilt mein Dank Frau Schulz, Frau Reiche-Begemann und Herrn Dr. Fethke.

Schließlich gilt mein Dank meiner Familie, meinem lieben Ehemann Zhang Youjie und meiner lieben Tochter Hongyu, für ihr Verständnis, ihre Geduld und ihre moralische Unterstützung während der vergangenen Jahre.

Jülich, im Mai 2001

Weihua Li

Kondensation von Wasserdampf oder eines Wasserdampf/Stickstoff-Gemisches in einem horizontalen Rohr

Weihua Li

Kurzfassung

Mit der thermohydraulischen Versuchsanlage NOKO sind wichtige Komponenten für passive Sicherheitssysteme als Teil des Sicherheitskonzepts zukünftiger Leichtwasserreaktoren hinsichtlich deren Wirksamkeit untersucht worden.

In dieser Arbeit wird die Kondensation von Wasserdampf bzw. Dampf/Stickstoff-Gemischen in einem langen horizontalen Rohr analytisch und experimentell untersucht. Dazu wurden an der NOKO-Versuchsanlage insgesamt 35 Versuche durchgeführt und ein zwei-dimensionales Rechenmodell KANIWAR entwickelt. Bei den Experimenten wurden neben Temperaturen, Drücken, Druckdifferenzen auch die lokalen Kondensatfilmdicken durch verstellbare Nadelsonden gemessen.

Die Experimente zur Kondensation von Wasserdampf bei verschiedenen Drücken (1, 3, 7 MPa) haben gezeigt, dass die Filmdicken am Umfang des Rohres sehr unterschiedlich waren; sie erreichten Werte von mehr als 10 mm im Sumpf im Vergleich zu rund 1 mm am übrigen Umfang. Mit steigender Dampfgeschwindigkeit verringerten sich die Filmdicken. In einigen Versuchen konnten auch Wellen an der Filmoberfläche des Sumpfes beobachtet werden. In den Experimenten zur Kondensation von Dampf/Stickstoff-Gemischen wurde im Grundsatz dieselbe Abhängigkeit der Filmdicken vom Umfang festgestellt, nur waren sie kleiner wegen der geringeren Kondensatmenge. Zwischen den Dampf/Stickstoff-Gemischen im Kernbereich und der Kondensatfilmoberfläche wurden Temperaturdifferenzen bis zu einigen 10 K gemessen; sie waren unten und oben geringer als an den Seiten.

Das Rechenmodell KANIWAR beschreibt die Kondensation von Wasserdampf bzw. von Wasserdampf/Stickstoff-Gemischen in einem langen waagerechten Rohr. Schubspannung, Wellenrauigkeit und die Saugwirkung an der Phasengrenze werden berücksichtigt. KANIWAR kann die lokalen Werte, z.B. die Filmdicke, den Wärmeübergangskoeffizienten, die Temperatur und die Inertgaskonzentration im Kernbereich sowie an der Kondensatfilmoberfläche berechnen. Das Rechenmodell lieferte auch Ergebnisse für einige messtechnisch nicht erfassbare Größen, so dass durch Parameterrechnungen weitere Erkenntnisse zum Verständnis der Kondensation gewonnen werden konnten. Insbesondere konnte die Abhängigkeit der Filmdicken vom Umfang quantitativ bestätigt werden. Die Kondensatgeschwindigkeit in Umfangsrichtung erreichte je nach axialer Gasgeschwindigkeit dieselbe Größenordnung wie die axiale Geschwindigkeit; die Abhängigkeit von der axialen Kerngeschwindigkeit war beträchtlich. Bei Anwesenheit von Inertgas wurden die durch die Diffusionsgrenzschicht bedingten Temperaturdifferenzen zwischen Kernströmung und Kondensatfilmoberfläche sowohl quantitativ als auch bzgl. der Abhängigkeit in Umfangsrichtung bestätigt.

Die Experimente sind auch mit dem Rechenprogramm ATHLET nachgerechnet worden. Der Vergleich der mit KANIWAR und ATHLET gerechneten Wärmestromdichten zeigte, dass die Übereinstimmung bei höherem Druck besser ist als bei niedrigerem, wobei sich Abweichungen bis zu etwa 40% ergeben.

Condensation of Steam or Steam/Nitrogen-Mixtures in a Horizontal Tube

Weihua Li

Abstract

In the thermal hydraulic test facility NOKO at the Research Center Juelich, several important components of passive safety systems, which are foreseen to be installed as a part of the safety concept of the innovative boiling water reactor SWR-1000, have been investigated.

In this work, the condensation of steam or steam/nitrogen-mixtures in a horizontal tube has been analytically and experimentally studied. A total of 35 tests has been carried out, where besides temperatures, pressures, pressure drops and flow rates, also the local distribution of the condensate film thickness was measured using moving needle probes. In a concomitant effort, a two-dimensional analysis model KANIWAR has been developed.

The experiments with condensation of steam at different pressures (1, 3, 7 MPa) have shown that the film thickness varies significantly over the circumference inside the tube reaching values of more than 10 mm in the accumulated condensing layer in comparison to about 1 mm in the condensing thin film layer. The film thickness in the accumulated condensing layer decreases with increasing steam velocity at the inlet. Also the waviness at the surface of the accumulated condensing layer has been observed in some of the tests. In the experiments with condensation of a steam/nitrogen-mixture, the same dependency on the circumference was verified in principle, too. However, they were smaller due to lower condensation rates. The temperature difference between the bulk of the mixture and the interface was measured to be in the order of a few 10 K; they were lower at the bottom and top of the tube than on the sides.

The analysis model KANIWAR describes the condensation of steam or steam/nitrogen mixtures in a long horizontal tube. It considers shear stresses, waviness, and the suction effect at the interface. KANIWAR allows the calculation of the local distribution, e.g., of the film thickness, the heat transfer coefficient, the temperature and the inert gas concentration in the bulk of the mixture as well as at the interface. The analysis model also provides data, which could not be gathered in the experiments due to inappropriate measuring devices, thus, by means of parameter calculations, enables the study and improves the understanding of condensation processes. In particular, the dependency of film thickness on the circumference could be quantitatively verified. The condensation velocity in the circumference has been found to reach the same magnitude as that in axial direction. The condensation velocity in the circumference substantially depends on the axial steam velocity. At the presence of non-condensable gases, the temperature difference between the bulk of the mixture and the interface due to diffusion layer as well as the dependence on circumference could be quantitatively verified.

The experiments have also been calculated using the ATHLET code. The comparison between the calculated heat flux using KANIWAR and ATHLET showed that at higher pressures, the heat flux values are in better agreement than at lower pressures; the maximum deviation is about 40%.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	iii
Kurzfassung	v
Abstract	vii
Inhaltsverzeichnis	ix
Formelzeichen	xiii
1 Einleitung und Aufgabenstellung.....	1
2 Stand des Wissens	5
2.1 Passive Sicherheitssysteme und der Notkondensator des SWR-1000	5
2.2 Wärmeübertragung in den Notkondensatoren.....	8
2.3 Kondensation von Wasserdampf.....	10
2.3.1 Theoretische Grundlagen der Kondensation	10
2.3.2 Kondensation im horizontalen Rohr.....	12
2.4 Kondensation bei Anwesenheit von Inertgas	14
2.4.1 Theoretische Grundlagen	14
2.4.2 Einfluss verschiedener Parameter auf die Kondensation	17
2.5 Bisherige Arbeiten auf dem Gebiet der Kondensation von Wasserdampf und Wasserdampf/Inertgas-Gemischen	19
2.5.1 Experimente und empirische Korrelationen.....	19
2.5.2 Analytische Modelle.....	24
2.6 Rechenprogramm ATHLET	29
3 Experimente zur Kondensation im Einzelrohr	33
3.1 Beschreibung der modifizierten NOKO-Versuchsanlage	33
3.1.1 Einzelrohr.....	36
3.1.2 Verwendete Messtechnik und Datenerfassung	37
3.2 Testmatrix	40
3.3 Versuchsdurchführung.....	41
3.4 Versuchsauswertung	45
3.4.1 Energiebilanz und Ungenauigkeitsanalyse	45
3.4.2 Kondensatfilmdicke und Ungenauigkeitsanalyse.....	49
3.5 Experimentelle Ergebnisse	50
3.5.1 Kondensation von Dampf	50

3.5.2	Kondensation von Wasserdampf/Inertgas-Gemischen.....	55
4	Rechnerische Analyse der Kondensation im Einzelrohr mit dem Rechenmodell KANIWAR	65
4.1	Einführung.....	65
4.2	Geometrische Aufteilung des Berechnungsgebietes	65
4.3	Modellierung der Kondensation eines Wasserdampf/Inertgas- Gemisches im leicht geneigten Rohr	66
4.3.1	Analyse des Kondensatfilms.....	67
4.3.2	Analyse des Kondensatsumpfes.....	72
4.3.3	Analyse des Gemisches aus Wasserdampf und Inertgas	76
4.3.4	Wärmeübergang an der Innenseite des Rohres	79
4.4	Wärmeübergang an der Außenseite des Rohres.....	80
4.5	Numerisches Lösungsverfahren	81
4.6	Übersicht	87
5	Modellrechnungen zur Kondensation von Wasserdampf	89
5.1	Rechenfälle	89
5.2	Rechnungen mit dem ATHLET-Code	90
5.2.1	Nodalisierung in ATHLET	90
5.2.2	Wärmestromdichten.....	91
5.2.3	Wärmewiderstände	92
5.2.4	Fiktive Kondensatfilmdicken	92
5.3	Rechnungen mit KANIWAR	94
5.3.1	Nodalisierung in KANIWAR	94
5.3.2	Kondensatfilmdicken.....	94
5.3.3	Geschwindigkeiten des Kondensats und des Dampfes	99
5.3.4	Lokale Wärmestromdichten	100
5.4	Sensitivitätsstudien mit dem KANIWAR-Code	101
5.4.1	Schubspannung	101
5.4.2	Wellen.....	103
5.4.3	Nodalisierung	104
5.5	Vergleich KANIWAR mit ATHLET	106
5.6	Vergleich der KANIWAR Rechnungen mit den Experimenten	106
6	Modellrechnungen zur Kondensation von Wasserdampf bei Anwesenheit von Inertgas	109
6.1	Rechnungen mit dem ATHLET-Code	109

6.1.1	Konzentration des Inertgases in der Gasströmung.....	109
6.1.2	Dampftemperatur in der Gasströmung	110
6.1.3	Massenstrom und Leistung.....	111
6.2	Rechnungen mit dem KANIWAR-Code	113
6.2.1	Filmdicke.....	113
6.2.2	Konzentration des Inertgases	115
6.2.3	Verteilung der Temperatur.....	116
6.2.4	Lokale Wärmewiderstände	119
6.2.5	Wärmeübergangskoeffizienten und Wärmestromdichten.....	121
6.3	Vergleich KANIWAR mit ATHLET.....	122
6.4	Vergleich der ATHLET- und KANIWAR-Rechnungen mit den Experimenten.....	123
7	Zusammenfassung und Ausblick.....	127
	Literatur	131

Formelzeichen

Lateinische Buchstaben

Zeichen	Bedeutung	SI-Einheit
A	Fläche	m^2
A_D	Querschnittsfläche des Dampfes	m^2
a	Temperaturleitfähigkeit	m^2/s
c	Stoffmengenkonzentration (Massenkonzentration)	—
c_m	molare Konzentration des Gemisches	mol/m^3
c_{mix}	Schallgeschwindigkeit des Gemisches	m/s
c_p	spezifische isobare Wärmekapazität	$\text{J}/(\text{kg K})$
c_{ref}	Schallgeschwindigkeit des Referenzgases	m/s
c_v	spezifische isochore Wärmekapazität	$\text{J}/(\text{kg K})$
D	Diffusionskoeffizient	m^2/s
d	Durchmesser	m
d_h	hydraulischer Durchmesser	m
E	Faktor für Verstärkung des Impulsaustausches	—
f	Oszillatorfrequenz	Hz
g	Erdbeschleunigung	m/s^2
g_r	$g_r = g \sin \theta$ effektive Erdbeschleunigung	m/s^2
h	spezifische Enthalpie	J/kg
k	Wärmedurchgangskoeffizient	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$
k_c	effektive Wärmeleitfähigkeit für (siehe Gl. (2.25))	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$
L	Länge	m
M	Molmasse	kg/mol
$\dot{M}$	Massenstrom	kg/s
$\dot{m}$	Massenstromdichte	$\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
$\dot{n}$	molare Massenstromdichte (Stoffmengenstromdichte)	$\text{mol}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
P	Leistung	W
p	Druck	Pa
Q	Wärme	J
$\dot{Q}$	Wärmestrom	W

$\dot{q}$	Wärmestromdichte	W/m ²
R	Gaskonstante	J/kg·K
R_m	molare Gaskonstante	J/mol·K
R_w	Wärmewiderstand der Wand	m ² K/W
r	Verhältnis (siehe Gl. (4.41))	—
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
U	Umfang	m
$U_{\max}$	maximale Ungenauigkeit	—
U_{wahr}	wahrscheinliche Ungenauigkeit	—
u	Geschwindigkeit in Umfangsrichtung	m/s
v	Geschwindigkeit	m/s
W	Arbeit	W
w	Geschwindigkeit in axialer Richtung	m/s
x	Koordinate	m
x^*	Strömungsdampfgehalt	—
y	Koordinate	m
z	axiale Koordinate	m

Griechische Buchstaben

Zeichen	Bedeutung	SI-Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient	W/(m ² ·K)
β	Stoffübergangskoeffizient	m
β_r	Verhältnis von Düsendurchmesser zu Rohrdurchmesser	—
$\dot{\Gamma}$	Massenstrom pro Längeneinheit (Rieselmenge)	kg/(m·s)
χ	molarer Anteil in der Gasphase	—
Δ	Differenz	—
δ	Dicke; Grenzschichtdicke	m
ε	volumetrischer Dampfgehalt A_D/A	—
ϕ	Umfangswinkel	rad
η	dynamische Viskosität	kg/(m·s)
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/(m·K)
ν	kinematische Viskosität	m ² /s

θ	Winkel	rad
ρ	Dichte	kg/m ³
τ	Schubspannung	N/m ²
τ_P	Schubspannung an der Phasengrenze	N/m ²
ξ	Massenanteil in der Gasphase	—
ξ^*	Reibungsbeiwert (siehe. Gl. (4.62))	—
ξ_r	Reibungsanteil des Reibungsbeiwertes (siehe. Gl. (4.62))	—
ξ_F	Formanteil des Reibungsbeiwertes (siehe. Gl. (4.62))	—
∂	partielle Ableitung	—

Indizes

Zeichen	Bedeutung
a	außen
B	Blasensieden
D	Dampf
Diff	Diffusion
f	Flüssigkeit
F	Film
G	Gas
g	Schwerkraft
i	innen
l	an der Phasengrenze
k	Kondensation
l	laminar
L	Längsrichtung
m	mittel
meß	Messung
nG	nicht kondensierbares Gas, Inertgas
r	Reibung
ref	Referenz
s	Sättigung
S	Sumpf
t	total
T	Temperatur

turb	turbulent
U	Umfangsrichtung
ü	Übergang
W	Wand
well	Welle
x	Koordinate
y	Koordinate
z	Koordinate
δ	an der Kondensatoberfläche

Dimensionslose Kennzahlen

$Ja = c_p (T_s - T_l) / h_{FG}$	Jakob-Zahl
$Nu = \alpha L / \lambda$	Nusselt-Zahl
$Pr = \nu / a$	Prandtl-Zahl
$Re = wL / \nu$	Reynolds-Zahl
$Re = \dot{\Gamma} / \eta$	Reynolds-Zahl des Kondensatfilms
$Sc = \nu / D$	Schmidt-Zahl
$Sh = \alpha_c d / k_c$	Sherwood-Zahl

Abkürzungen

ATHLET	Analyse der Thermalhydraulik bei Lecks und Transienten
GEKO	Gebäudekondensator
GCSM	Regel- und Leittechnik Modul in ATHLET
KANIWAR	Kondensation von Wasserdampf bei Anwesenheit von Inertgas in einem waagerechten Rohr
LWR	Leichtwasserreaktor
NOKO	NOKO Versuchsanlage im FZJ/ISR
PIG	Passiver Impulsgeber
RDB	Reaktordruckbehälter
SHB	Sicherheitsbehälter
SKE	Steinkohleeinheit
SWR	Siedewasserreaktor
FZJ	Forschungszentrum Jülich GmbH
GRS	Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit mbH
IAEA	International Atomic Energy Agency
ISR	Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Mit der Bevölkerungszunahme auf der Welt und mit dem zu erwartenden stärkeren Wirtschaftswachstum insbesondere in den Entwicklungsländer wird der weltweite Primärenergiebedarf weiter ansteigen. Die neueste Studie von WEC/IIASA [WEC-98] "Global Energy Perspectives" prognostiziert, dass die weltweite Energienachfrage von heute rund 13 Mrd. t SKE in den nächsten 20 Jahren um rund 50% auf dann über 19 Mrd. t SKE ansteigen wird. Um den nötigen Bedarf decken zu können, müssen alle Energieträger, darunter auch nach Meinung vieler Fachleute die Kernenergie, genutzt werden.

Ein Vorteil der Kernenergie ist, dass keine CO₂-Emissionen freigesetzt werden und dadurch keine Auswirkungen auf die Erwärmung der Erdatmosphäre auftreten. Andererseits haben nach dem Störfall von Three Miles Island 1979 und insbesondere nach dem schweren Reaktorunfall von Tschernobyl 1986 die Unsicherheit und Angst in der Bevölkerung vor dem Einsatz der Kernenergie deutlich zugenommen. Die Sicherheit der nuklearen Energieerzeugung in bestehenden und auch in zukünftigen Anlagen ist nun noch mehr in den Fokus der Beachtung von Bevölkerung und Forschung gerückt.

Um im Energieangebot eine wichtige Rolle spielen zu können, ist es notwendig, gleichzeitig die Sicherheit und die Wirtschaftlichkeit der Kernkraftwerke zu erhöhen. Bei den neu entwickelten Reaktorlinien ist es eine unabdingbare Voraussetzung, dass die Auswirkung eines Kernschmelzunfalls bei Leichtwasserreaktoren (LWR) auf die Anlage selbst begrenzt bleibt, so dass keine Katastrophenschutzmaßnahmen für die Bevölkerung in der Umgebung des Kernkraftwerks notwendig werden.

Passive Sicherheitssysteme und inhärente Sicherheit werden deshalb zu den wesentlichen Entwicklungsrichtungen für zukünftige nukleare Stromerzeugungsanlagen gehören. Durch die Verwendung von passiven Sicherheitssystemen im LWR wird die Sicherheit erhöht, weil diese Systeme den Einfluss durch das Betriebspersonal auf das Systemverhalten reduzieren und aktive Sicherheitssysteme ersetzen. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit eines Störfalles verringert. Auslegungsstörfälle können durch passive Sicherheitssysteme beherrscht werden. Diese Systeme funktionieren nach einfachen physikalischen Gesetzen wie z.B. Gravitation, Naturumlauf und/oder Verdampfen oder Kondensieren und benötigen keine übliche Energieversorgung.

Das Konzept des Siedewasserreaktors SWR-1000 der Siemens AG zeichnet sich durch ein innovatives Sicherheitskonzept aus, das den bereits sehr hohen Sicherheitsstand der SWR weiter erhöht und die Wirtschaftlichkeit gleichzeitig verbessert. Die wesentlichen innovativen Merkmale sind:

- großes Wasservolumen im Reaktordruckbehälter (RDB) zur Erzielung eines thermohydraulisch gutmütigen Verhaltens im Falle von Störungen,
- passive Nachwärmeabfuhr aus dem Reaktordruckbehälter,
- passive Nachwärmeabfuhr aus dem Sicherheitsbehälter (SHB),

- große Wärmespeicherfähigkeit innerhalb des Sicherheitsbehälters durch große Wassermengen im Flutbecken und in der Kondensationskammer,
- passives Flutsystem zur Kernkühlung,
- passive Sicherheits- bzw. Schaltfunktionen,
- passive Störfallbeherrschung ohne leittechnische Maßnahmen, Energieversorgung oder Eingriffe seitens des Betriebspersonals innerhalb der ersten Tage eines eventuellen Störfalls,
- passive Sicherheitssysteme zum Schutz der Umwelt vor radioaktiven Stoffen.

Bevor diese passiven Sicherheitssysteme in Reaktoren eingesetzt werden können, bedarf es einer ausführlichen Untersuchung bezüglich deren Wirksamkeit, sowohl unter Störfallbedingungen aus normalem Reaktorbetrieb ebenso wie während Stillstandszeiten. Am Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik (ISR) der Forschungszentrum Jülich GmbH (FZJ) wurden passive Sicherheitssysteme für das SWR-1000 Reaktorkonzept sowohl experimentell als auch analytisch untersucht [SCA-96, FEM-98, HIJ-00, HIV-00]. Die hier betrachteten Sicherheitssysteme sind der Notkondensator zur passiven Nachwärmeabfuhr aus dem Reaktordruckbehälter, der Gebäudekondensator zur passiven Nachwärmeabfuhr aus dem Sicherheitsbehälter sowie der passive Impulsgeber, der Ventile mittels passiv erzeugter Schaltsignale ansteuert.

Die vier für den SWR-1000 vorgesehenen Notkondensatoren sind Wärmetauscher, die die Nachwärme aus dem RDB in das Flutbecken übertragen. Jeder der Notkondensatoren besteht aus einem waagrecht in einem Wasserbecken liegenden U-Rohr-Bündel. Die Notkondensatoren wirken rein passiv, d.h. ohne Zufuhr von Fremdenergie, und werden allein durch die Füllstandsabsenkung im RDB zur Nachwärmeabfuhr aktiviert. Wenn der Füllstand im RDB sinkt, entleeren sich die Wärmetauscherrohre. Infolgedessen kann Wasserdampf in die Rohre des Notkondensators eintreten, der dort kondensiert. Das Kondensat fließt durch eine Ablaufleitung in den RDB zurück.

Im Kernreaktor werden durch Radiolyse im wesentlichen im Kernbereich Wasserstoff oder Sauerstoff gebildet, die in der Regel außerhalb des Kerns rekombiniert werden. Außerdem sorgt das Reaktorwasser-Reinigungssystem dafür, dass keine unzulässig hohen Inertgaskonzentrationen im Wasser auftreten. Bei Störfällen mit Kernschäden können jedoch durch eine Reaktion von Wasserdampf mit dem Zirkonium der Brennstab-Hüllrohre beträchtliche Wasserstoffmengen entstehen.

Weil nicht-kondensierbare Gase die Wärmeübertragung verschlechtern und der Umlauf des Dampfes bzw. Kondensats dadurch behindert wird, ist die Kondensation bei Anwesenheit von Gemischen aus Wasserdampf und nicht-kondensierbaren Gasen grundsätzlich ein wichtiges technisches Problem für Kondensatoren. Über die Kondensation von Wasserdampf im Notkondensator sind Experimente durchgeführt und die Ergebnisse analysiert worden (siehe Kap. 2).

Nachrechnungen mit verschiedenen Rechenprogrammen haben ergeben, dass mit den verfügbaren Rechenmodellen die integral übertragene Energie im Notkondensator gut berechnet werden kann [SCA-96, HIV-00]. Jedoch haben sich

beträchtliche Unterschiede beim lokalen Wärmeübergang durch Kondensation ergeben [CHD-99]. Diese Unterschiede wirkten sich auf den integralen Wärmeübergang nicht wesentlich aus, da der Wärmewiderstand der Rohrwand relativ groß war. Vorversuche wurden mit dem ersten Bündel durchgeführt. Über die Kondensation von Wasserdampf bei Anwesenheit von Inertgasen im Notkondensator liegen bislang noch keine experimentellen Daten vor; entsprechende Analysen sind ebenfalls noch nicht durchgeführt worden.

Die Kondensation von Wasserdampf - auch bei Anwesenheit von Inertgasen – tritt in vielen Anwendungen auf, z.B. in Kondensatoren oder Wärmeübertragern. Eine genaue Kenntnis der Vorgänge bei der Kondensation ist daher von grundlegendem Interesse.

In dieser Arbeit werden mehrere Forschungsschwerpunkte behandelt:

- experimentelle Ermittlung der lokalen Kondensation von Wasserdampf in einem horizontalen Rohr;
- orientierende Experimente zum Einfluss von Stickstoff auf die Kondensation eines Dampf/Stickstoff-Gemisches in einem horizontalen Rohr;
- Analyse der Kondensation im waagerechten (leicht geneigten) Einzelrohr durch Modellierung mit dem hierzu speziell entwickelten Rechenprogramm KANIWAR;
- Analyse und Nachrechnung des Notkondensators mit dem bereits existierenden und validierten Rechenprogramm ATHLET.

Die experimentellen Untersuchungen werden in der NOKO-Versuchsanlage am Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik (ISR) des FZJ durchgeführt. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Rechenprogramm KANIWAR für Kondensation von Wasserdampf bei Anwesenheit von Inertgas in einem waagerechten oder leicht geneigten Rohr wird verifiziert und validiert. Das Rechenprogramm ATHLET, das von der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH entwickelt wurde, eignet sich zur Berechnung der Thermohydraulik von Kühlmittelverlust- und Transientenstörfällen in Leichtwasserreaktoren.

Die vorliegende Arbeit ist im einzelnen wie folgt gegliedert:

In Kapitel 2 wird zunächst eine Beschreibung der Konzepte von passiven Sicherheitssystemen und die Funktionsweise der Notkondensatoren im SWR-1000 beschrieben. Danach werden die Phänomene, die bei der Wärmeübertragung durch Kondensation sowohl von Wasserdampf als auch von Gemischen aus Wasserdampf und Inertgas eine Rolle spielen, dargestellt. Anschließend wird ein Überblick über die vorhandene Literatur auf dem Gebiet der Kondensation bei Anwesenheit von Inertgasen gegeben.

In Kapitel 3 werden die experimentellen Ergebnisse zu den Einzelrohrversuchen dargestellt und diskutiert. Zunächst wird die NOKO-Versuchsanlage, deren Hauptkomponenten und die Instrumentierung beschrieben. Die wichtigsten Instrumente in der Versuchsanlage im Hinblick auf die Einzelrohrsexperimente sind verstellbare Sonden, mit denen die Kondensatfilmstärke und der Temperaturverlauf im Rohr gemessen werden können. Im Anschluss hieran folgt die Vorstellung und Diskus-

sion der Testmatrix, die sich an den möglichen Randbedingungen im RDB des SWR-1000 in unterschiedlichen Störfallsequenzen orientiert. Anschließend wird die Durchführung eines Experimentes, die Versuchsauswertung und deren Unsicherheiten beschrieben. Daran schließen sich die Darstellung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse an.

In Kapitel 4 wird ein neues Kondensationsmodell vorgestellt. Das Ziel der Entwicklung des Rechenprogramms KANIWAR ist die Untersuchung der Kondensation von Wasserdampf und von Wasserdampf/Stickstoff-Gemischen in einem waagerechten oder leicht geneigten Rohr, die von bisher vorliegenden Rechenprogrammen nicht berechnet werden kann. Für das mathematische Modell wird ein langes leicht geneigtes Rohr betrachtet. Gesättigter Wasserdampf mit oder ohne Inertgas fließt in axialer Richtung des Rohres und kondensiert. Das Kondensat fließt sowohl in axialer als auch in peripherer Richtung an der Rohrrinnenwand. An der Außenseite ist das Rohr von unterkühltem oder gesättigtem Wasser umgeben. Die Schwerpunkte dieses Kapitels sind die Bestimmung der Dicke des Kondensatfilms, des Umfangwinkels des Kondensatsumpfes und der Wärmeübergangskoeffizienten im Rohr.

In Kapitel 5 werden die mit KANIWAR und mit ATHLET für Wasserdampf ermittelten Rechenergebnisse dargestellt und die Größen der Kondensatfilmdicke, Temperaturverteilung und Wärmeübergangskoeffizienten im Rohr diskutiert. Für den KANIWAR-Code werden zusätzlich Sensitivitätsstudien erstellt. Die Rechenergebnisse werden mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

In Kapitel 6 wird der Einfluss des Inertgases auf den Kondensationsvorgang in einem leicht geneigten Rohr diskutiert. Dazu werden zunächst Rechnungen mit ATHLET durchgeführt und diskutiert und der Vergleich zwischen den Rechenergebnissen und den experimentellen Ergebnissen dargestellt. Danach werden die mit KANIWAR gerechneten Ergebnisse dargestellt und diskutiert. Anschließend werden die Rechenergebnisse von KANIWAR mit denen von ATHLET verglichen.

In Kapitel 7 erfolgt eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse. Abschließend wird ein Ausblick auf zukünftig mögliche weitergehende Arbeiten gegeben.

2 Stand des Wissens

2.1 Passive Sicherheitssysteme und der Notkondensator des SWR-1000

Die zentrale Aufgabe bei der Entwicklung des Konzeptes des SWR-1000 ist die grundsätzliche Verbesserung der Sicherheitsqualität durch die Einführung passiver Systeme zur Übernahme von Sicherheitsfunktionen bei Transienten und Störfällen in LWR. Die Sicherheitsfunktion dieser Systeme ist unabhängig von der Versorgung mit elektrischer oder anderer Energiesysteme und in den meisten Fällen von der Ansteuerung durch die Leittechnik. Die passiven Systeme sind dadurch charakterisiert, dass sie naturgesetzliche Eigenschaften wie z.B. Schwerkraft, Naturumlauf oder Druckunterschiede zur Erfüllung der Sicherheitsfunktion nutzen. Die umfassende und quantitative Bewertung der Zuverlässigkeit passiver Systeme ist derzeit noch im Gange. Die Kriterien für funktionale Anforderungen während der Lebensdauer des Systems, Test-, Inspektions-, und Wartungsmöglichkeiten, Einzelfehler sowie Redundanz, Diversität, Quantifizierung der Zuverlässigkeit, Beeinflussung durch menschliche Handlungen sowie Kosten werden z.B. von Hicken [HIE-96] diskutiert.

Sowohl bei Transienten als auch bei Störfällen in LWR müssen die folgenden Sicherheitsfunktionen erfüllt werden:

- Schnellabschaltung des Reaktors,
- Durchdringungsabschluss des SHB,
- RDB-Druckbegrenzung bzw. -Druckentlastung,
- Wärmeabfuhr aus dem RDB,
- Wärmeabfuhr aus dem SHB,
- RDB-Nachspeisung bzw. Füllstandshaltung.

Diese Sicherheitsfunktionen können durch passiv wirkende Systeme erreicht werden. Diese werden hinsichtlich des Grades ihrer Passivität nach der International Atomic Energy Agency (IAEA) in vier Kategorien A-D unterteilt [IAEA-91], wobei Kategorie A den höchsten Grad an Passivität darstellt. In Tabelle 2.1 sind diese Kategorien und entsprechende Beispiele angegeben.

Unter Berücksichtigung der Erfahrungen mit passiven Sicherheitssystemen und der Richtlinie des Einzelfehlers sowie der Redundanz werden sowohl aktive als auch passive Sicherheitssysteme im SWR-1000 verwendet. Mit den passiven Systemen sind während des Leistungsbetriebes alle zu unterstellenden Störfälle zu beherrschen. Damit ist es möglich, die Redundanz der aktiven Nachwärmeabfuhr- und Kernflutsysteme auf $2 \times 100\%$ zu begrenzen. Aufgrund der langen Karenzzeiten ist auch bei Ereignissen im Stillstandsbetrieb, bei denen die passiven Systeme nur teilweise funktionsfähig sind, die Redundanz der aktiven Systeme als ausreichend anzusehen.

Tabelle 2.1: Einteilung von passiven Systemen nach IAEA [IAEA-91]

Kriterium	Kategorie			
	A	B	C	D
Bewegliche Fluide	-	×	×	×
Bewegliche Teile	-	-	×	×
Signale	-	-	-	×
Externe Energieversorgung	-	-	-	Batterie, Druckspeicher
Beispiel	Rohrleitung	Notkondensator	Passiver Impulsgeber	Reaktorschnellabschaltung

Der Sicherheitsbehälter ist eine sehr wichtige Komponente beim SWR-1000. Seine Aufgabe ist es, die Umgebung unter allen Störfallbedingungen gegen die Freisetzung radioaktiver Stoffe und Direktstrahlung zu schützen. Er ist in eine Druck- und vier Kondensationskammern unterteilt. Abb. 2.1 zeigt einen Schnitt durch den Sicherheitsbehälter des SWR-1000.

Das Notkondensatorsystem ist ein vollkommen passives System, mit dem sowohl die nach einem Störfall anfallende Nachwärme als auch die im RDB gespeicherte Wärme durch Notkondensatoren aus dem RDB in das Flutbecken abgeführt werden kann. Das Notkondensatorsystem besteht aus vier getrennten Teilsystemen. Jedes Notkondensatorteilsystem besteht aus einer Dampf-Zulaufleitung, einem Notkondensator und einer Kondensatablaufleitung (s. Abb. 2.2). Die Notkondensatoren sind ohne Absperrung mit dem RDB verbunden und werden allein durch den Füllstandsabfall im RDB aktiviert [BRD-98, HIE-96]. Während des Reaktorbetriebes übernimmt der Notkondensator keine Funktion, da die Wärmetauscherrohre aufgrund der Einbaulage in Relation zum RDB-Normalfüllstand mit kaltem Kondensat gefüllt sind und deshalb keine Wärmeübertragung möglich ist. Wenn jedoch der Füllstand im RDB sinkt, entleeren sich die Wärmetauscherrohre allmählich. Infolgedessen tritt zur gleichen Zeit Dampf in die Rohre des Notkondensators ein und kondensiert. Das Kondensat fließt aufgrund der Gravitation zurück in den RDB oberhalb des Kerns.

Die Notkondensatoren für den SWR-1000 sind horizontale U-Rohr-Bündel, deren Rohre zwischen zwei Sammlern angeordnet sind. Ein Sammler ist mit dem RDB über die Zulaufleitung, ein zweiter über die Ablaufleitung verbunden. Jedes Rohrbündel besteht aus 104 Rohren. Die Rohre sind ca. 10 m lang, besitzen einen Innendurchmesser von 44,3 mm, eine Wanddicke von 2,0 mm und werden aus austenitischem Stahl gefertigt. Die Rohrbündel haben zusammen eine nominelle Wärmeübertragungsleistung von 4×56 MW bei 7,1 MPa Reaktordruck.

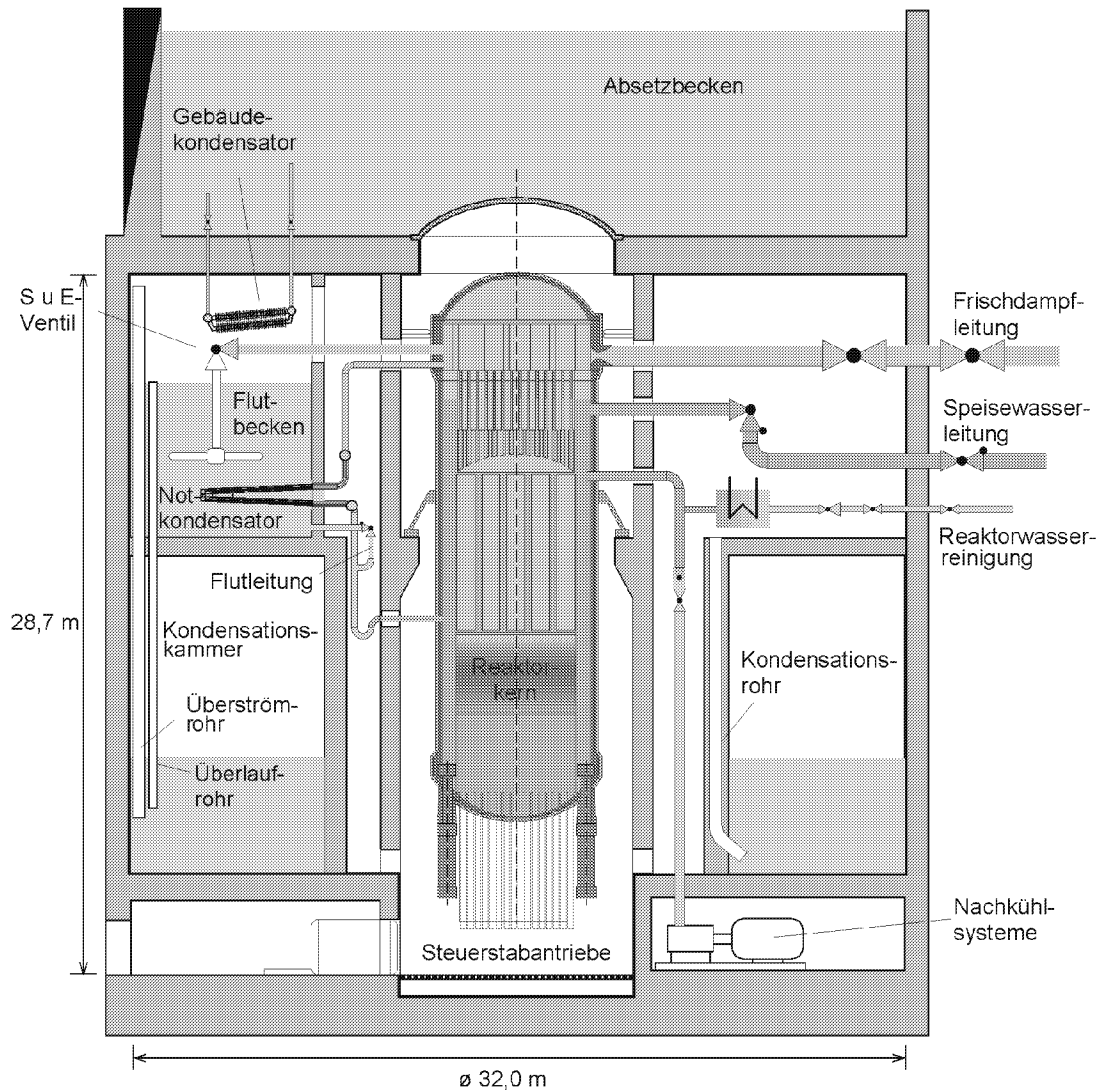


Abb. 2.1: Sicherheitsbehälter des SWR-1000 mit Einbauten

Das Flutbecken mit einem Wasservolumen von etwa 3600 m³ dient als Wärmesenke für die Notkondensatoren sowie zur Aufnahme bzw. Kondensation des Dampfes des Sicherheits- und Entlastungssystems. Ferner wird das Wasser des Flutbeckens durch seine geodätische Höhenlage für die passive Flutung des Reaktorkerns nach RDB-Druckentlastung bei Kühlmittelverluststörfällen herangezogen. Dazu öffnen Rückschlagventile selbsttätig die Flutleitungen beim Unterschreiten des Druckes des Flutbeckens. Bei einem schweren Störfall mit Kernschmelzen wird Wasser des Flutbeckens für die Außenkühlung des RDB herangezogen.

Die vier Gebäudekondensatoren (GEKO) sind dafür konzipiert, Nachwärme bei ausgefallenen aktiven Nachwärmeabfuhrsystemen passiv aus dem Sicherheitsbehälter in das oberhalb des SHB im Reaktorgebäude angeordnete Absetzbecken abzuführen. Sie werden durch steigende Temperaturen im SHB bei ansteigendem Dampfpartialdruck wirksam. Jeder Gebäudekondensator hat eine nominelle Wärmeleistung von 4 MW, das Absetzbecken dient als Wärmesenke für die Gebäudekondensatoren.

Passive Impulsgeber (PIG) werden im SWR-1000 für sicherheitstechnisch relevante Schalthandlungen installiert. Sie werden ohne elektrische Energie, Fremdmedien und leittechnische Signale zur Auslösung einer Reaktorschnellabschaltung, eines Durchdringungsabschlusses der Frischdampfleitungen oder einer automatischen Druckentlastung des RDB mit eigenmediumbetätigten Armaturen verwendet. Der PIG besteht aus einem kleinen Wärmetauscher, der mit dem RDB über eine nicht-absperrbare Rohrleitung verbunden ist. Sie wirken vollkommen unabhängig von der Sicherheitsleittechnik und reagieren allein auf den absinkenden RDB-Füllstand bei hohem RDB-Druck.

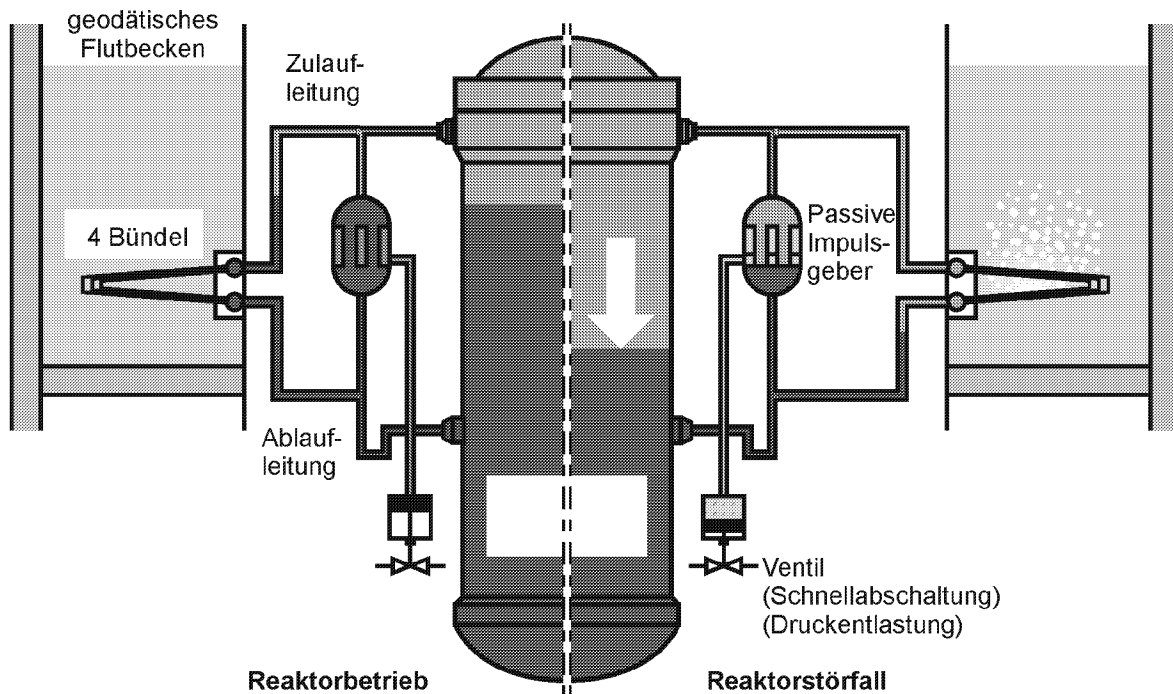


Abb. 2.2: Notkondensatorsystem und passiver Impulsgeber des SWR-1000

2.2 Wärmeübertragung in den Notkondensatoren

Die Wärmeleistung des Notkondensators hängt ab von der Wärmeübertragungsfläche A , dem Wärmedurchgangskoeffizienten k und der Temperaturdifferenz ($T_G - T_a$) zwischen dem Medium im Rohr und außerhalb des Rohres:

$$\dot{Q} = A \cdot k \cdot (T_G - T_a) \quad . \quad (2.1)$$

Der Wärmedurchgangskoeffizient k setzt sich aus drei Teilen zusammen, dem Widerstand bei der Wärmeübertragung an der Innenseite, dem Wärmewiderstand R_w der Wand und dem Widerstand bei der Wärmeübertragung an der Außenseite. Der Wärmedurchgangskoeffizient k berechnet sich über Gleichung (2.2):

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_i} \cdot \frac{A_a}{A_i} + R_w + \frac{1}{\alpha_a} . \quad (2.2)$$

Der Wärmewiderstand R_w der Wand ist abhängig von der Wärmeleitfähigkeit des Rohrmaterials und von der Wanddicke.

Die Wandtemperatur liegt zwischen der Temperatur der Flüssigkeit im Rohr und der außerhalb des Rohres. Sie hängt von dem Wärmeübergangskoeffizienten an der Innenseite, dem Wärmeübergangskoeffizienten an der Außenseite und der Fluidtemperatur ab. Im Rohr liegt der Druck zwischen 1 und 7 MPa, damit erreicht die Sättigungstemperatur Werte zwischen 180 und 286 °C. Außerhalb des Rohres entspricht der Druck dem Umgebungsdruck und die Sättigungstemperatur somit 100 °C. In den meisten Fällen ist die Wandtemperatur an der Außenseite der Wärmetauscherrohre größer oder gleich der Sättigungstemperatur des Kühlwassers.

An der Außenseite des Rohres wird die Wärme durch freie Konvektion und Sieden von der Wand zum Wasser übertragen. Da die Wärmetauscherrohre des Notkondensators im Wasser des Flutbeckens liegen, herrscht an der Außenseite der Rohre zumindest eine freie konvektive Wärmeübertragung vor. Wenn die Wandtemperatur an der Außenseite der Wärmetauscherrohre größer oder gleich der Sättigungstemperatur ist, siedet das Wasser in diesen Bereichen des Bündels.

Im Inneren der Wärmetauscherrohre kondensiert der gesättigte Dampf. Entlang des Rohres ändern sich Strömungsform, Dampfgehalt, Temperatur, Geschwindigkeit und andere thermohydraulische Parameter. Deshalb ändert sich auch der Wärmeübergangskoeffizient entlang des Rohres.

Wenn der Dampf nicht-kondensierbares Gas (Inertgas) enthält, wird die Wärmeübertragung der Kondensation verschlechtert. Bei der Kondensation eines Inertgas/Wasserdampf-Gemisches bleibt das Inertgas in der Strömung. Da die Phasengrenze für das Inertgas nicht durchlässig ist, bildet das Inertgas vor dem Kondensatfilm eine Diffusionsgrenzschicht mit hohem Inertgasanteil, während eine Filmkondensation des Wasserdampfes stattfindet. Diese Diffusionsgrenzschicht beherrscht den gesamten Widerstand des Wärmeübergangs und den Widerstand des Stoffübergangs zwischen Gasphase und Flüssigkeit. Der Dampf muss durch diese Grenzschicht hindurch zur Oberfläche der Phasengrenze durch Diffusion transportiert werden. Die Temperatur des Gemisches aus Dampf und Inertgas an der Oberfläche des Kondensats ändert sich mit dem Inertgasanteil. Die Anwesenheit von Inertgas verschlechtert den Wärmeübergang daher erheblich.

2.3 Kondensation von Wasserdampf

2.3.1 Theoretische Grundlagen der Kondensation

Die Kondensation kann in unterschiedlicher Weise erfolgen. Die Kondensation von Wasserdampf an einer gekühlten Wand erfolgt in Form von Filmkondensation, d.h. das Kondensat bildet einen Kondensatfilm an der Wand (siehe Abb. 2.3). Der Vorgang der Wärmeübertragung verläuft wie folgt: Zunächst wird der gesättigte Dampf infolge von Strömung und Diffusion an die Phasengrenze transportiert. Dann findet die eigentliche Kondensation an der Phasengrenze statt. Anschließend wird die frei werdende Wärmeenergie durch Wärmeleitung und Konvektion durch den Kondensatfilm an die kühle Wand transportiert. Das Verhalten des Kondensatfilms wird von der Fluidodynamik unter Einfluss von Schwerkraft, Schubspannung und Oberflächenspannung des Dampfes und des Kondensates bestimmt.

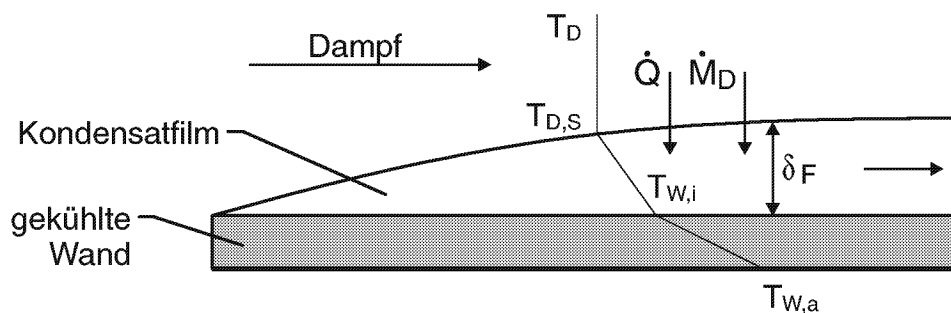


Abb. 2.3: Filmkondensation von reinem Dampf

Bereits im Jahre 1916 hatte Nusselt [NUW-16] eine einfache Theorie zur Berechnung des Wärmeübergangs bei laminarer Filmkondensation an Rohren und an senkrechten oder geneigten Wänden entwickelt. Diese Theorie wird im technischen Schrifttum als Nusselt'sche Wasserhauttheorie bezeichnet.

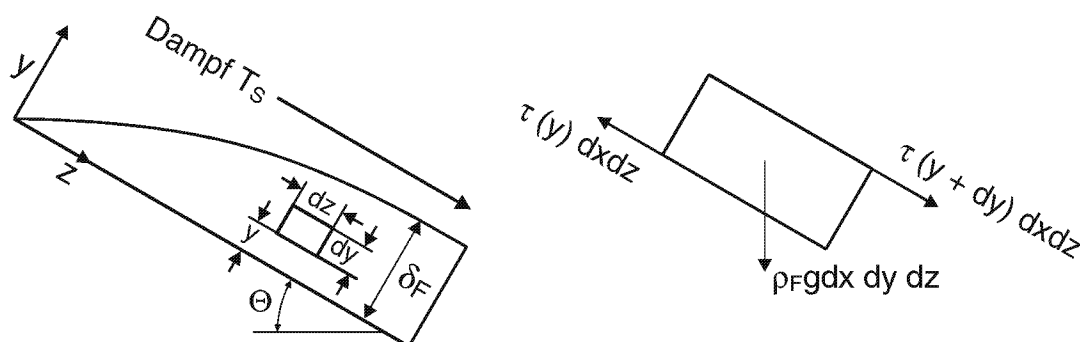


Abb. 2.4: Laminarer Kondensatfilm an einer geneigten Wand und Kräftebilanz

Wie Abb. 2.4 zeigt, soll gesättigter Dampf der Temperatur T_s mit Geschwindigkeit w_G fließen und an einer geneigten Wand kondensieren, deren Temperatur T_w konstant und niedriger als die Sättigungstemperatur ist. Es bildet sich ein Kondensatfilm. Unter dem Einfluss der Schwerkraft und der Schubspannung fließt das Kondensat nach unten und die Filmdicke nimmt dabei stetig zu. Aus einer Kräftebilanz erhält man das Geschwindigkeitsprofil

$$\rho_F g \, dx \, dy \sin \theta + \tau(y + dy) \, dx \, dz + p(z) \, dx \, dy = \tau(y) \, dx \, dz + p(z + dz) \, dx \, dy. \quad (2.3)$$

Mit

$$\tau(y + dy) - \tau(y) = (\partial \tau / \partial y) dy \quad \text{und}$$

$$p(z + dz) - p(z) = (dp/dz) dz$$

erhält man hieraus

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = -\rho_F g \sin \theta + \frac{dp}{dz}. \quad (2.4)$$

Das Kondensat kann wie eine Newton'sche Flüssigkeit behandelt werden. Damit gilt für die Schubspannung

$$\tau = \eta_F \frac{\partial w}{\partial y}. \quad (2.5)$$

Unter der Annahme einer temperaturunabhängigen dynamischen Viskosität geht (2.4) über in

$$\eta_F \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = -\rho_F g \sin \theta + \frac{dp}{dz}, \quad (2.6)$$

woraus man nach Integration das in der Koordinate y parabolische Geschwindigkeitsprofil erhält

$$w = \frac{-\rho_F g \sin \theta + dp/dz}{2\eta_F} y^2 + C_1 \cdot y + C_0. \quad (2.7)$$

Die Koeffizienten C_1 und C_0 können aus zwei Randbedingungen bestimmt werden. An der Wand, $y=0$, ist die Geschwindigkeit $w=0$. Die Änderung der Geschwindigkeit an der Kondensatoberfläche, $y=\delta$, steht mit der vom strömenden Dampf ausgeübten Schubspannung in folgender Beziehung: $\eta_F(\partial w / \partial y) = \tau_\delta$. Damit erhält man für die Geschwindigkeit

$$w = \frac{-dp/dz + \rho_F g \sin \theta}{2\eta_F} \left(2 \frac{y}{\delta} - \frac{y^2}{\delta^2} \right) + \frac{\tau_\delta}{\eta_F} y. \quad (2.8)$$

Die mittlere Geschwindigkeit erhält man zu

$$w_m = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta w \, dy = \frac{-dp/dz + \rho_F g \sin \theta}{3\eta_F} \delta^2 + \frac{\tau_\delta}{2\eta_F} \delta \quad (2.9)$$

und daraus den Massenstrom pro Einheitsbreite zu

$$\dot{\Gamma} = w_m \rho_F \delta = \frac{\rho_F (-d p / d z + \rho_F g \sin \theta)}{3 \eta_F} \delta^3 + \frac{\rho_F \tau_\delta}{2 \eta_F} \delta^2 . \quad (2.10)$$

Die bei der Kondensation freiwerdende Wärme ist abzuführen. An der Kondensatoberfläche ist die Wärmestromdichte gleich der Massenstromdichte der Kondensation multipliziert mit der Verdampfungsenthalpie, d.h. $\dot{q}_\delta = \dot{m}_c h_{FG}$. Andererseits herrscht ein Energiegleichgewicht an der Kondensatoberfläche, d.h. dieser Wärmestrom wird durch Wärmeleitung und Konvektion durch den Kondensatfilm übertragen. Falls die durch Konvektion im Kondensatfilm übertragene Wärme vernachlässigbar ist und eine konstante Wärmeleitfähigkeit des Kondensats vorausgesetzt wird, erhält man aus dem Fourier'schen Gesetz die übertragene Wärmestromdichte

$$\dot{m}_c h_{FG} = \dot{q}_\delta = \frac{\lambda_F}{\delta} (T_S - T_W) . \quad (2.11)$$

Aus den Gleichungen (2.10) und (2.11) kann man die Filmdicke ermitteln

$$\frac{\rho_F (-d p / d z + \rho_F g \sin \theta)}{3 \eta_F} \delta^4 + \frac{\rho_F \tau_\delta}{2 \eta_F} \delta^3 = \frac{\lambda_F (T_S - T_W)}{h_{FG}} z . \quad (2.12)$$

Die Schubspannung τ_δ ist gegeben durch

$$\tau_\delta = \frac{\zeta}{8} \rho_G w_G^2 . \quad (2.13)$$

2.3.2 Kondensation im horizontalen Rohr

Bei der Kondensation von Dampf im horizontalen oder leicht geneigten Rohr wirken die Schwerkraft und die Reibungskraft an der Kondensatoberfläche nicht in gleicher Richtung. In den meisten Fällen kann die Schwerkraft nicht vernachlässigt werden. Sie bewirkt, dass die kondensierende Flüssigkeit zur tiefsten Stelle des Rohres strömt. Deshalb ist die Filmdicke am Umfang des Rohres stark unterschiedlich.

Wenn Dampf im horizontalen Rohr fließt und gleichzeitig kondensiert, ändern sich die Parameter des Dampfes und der Flüssigkeit entlang des Rohres, z.B. der Dampfgehalt in der Strömung und die Dampfgeschwindigkeit. Deshalb ändert sich auch das Verhältnis zwischen der Schwerkraft und der Reibungskraft an der Kondensatoberfläche. Wenn der Dampf in der Mitte des Rohres mit hoher Geschwindigkeit strömt, dominiert an der Kondensatoberfläche die Reibungskraft gegenüber der Schwerkraft. Die Flüssigkeit strömt deshalb in Längsrichtung als Film an der Innenwand des Rohres. Allerdings ist wegen der Schwerkraft der Flüssigkeitsfilm im oberen Rohrbereich dünner als im unteren. Diese Strömungsform nennt man Ringströmung.

Mit der Verringerung der Dampfgeschwindigkeit dominiert allmählich die Schwerkraft auf den Kondensatfilm gegenüber der Reibungskraft an der Phasengrenze. Aufgrund der Schwerkraft strömt das Kondensat zum Boden des Rohres und bildet dort einen Sumpf. Damit strömt die Flüssigkeit im unteren und der Dampf im oberen Teil des Querschnitts. Diese Strömungsform nennt man Schichtenströmung. Bei einem im Vergleich zur Flüssigkeit geringeren Volumenstrom des Dampfes wird der Sumpf größer, wobei die überwiegend vorhandene Flüssigkeit von gasförmigen Bereichen durchsetzt ist (Schwallströmung). In Abb. 2.5 sind die typischen Strömungsformen dargestellt, die bei Kondensation im horizontalen Rohr auftreten können.

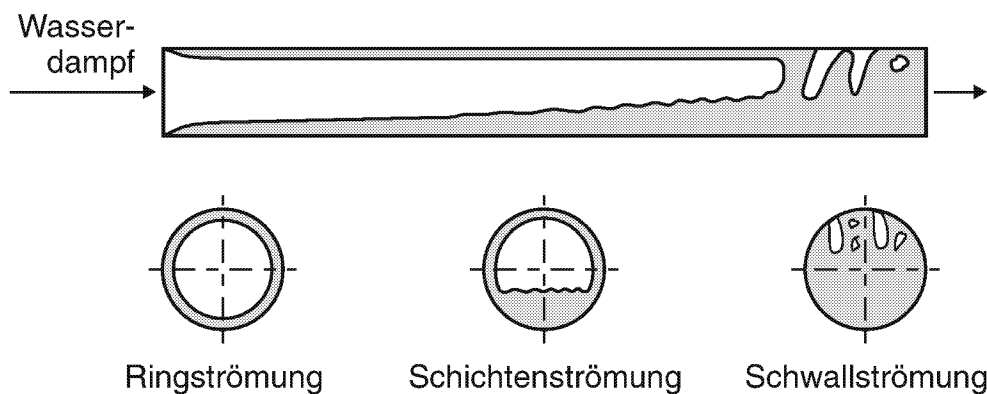


Abb. 2.5: Strömungsformen bei der Kondensation im horizontalen Rohr

Bei der Kondensation von Wasserdampf besitzt der Wärmetransport vom Dampf zur Phasengrenze ein sehr hohes Potential, so dass der Kondensationsvorgang durch die Wärmeübertragung im Kondensatfilm bestimmt wird.

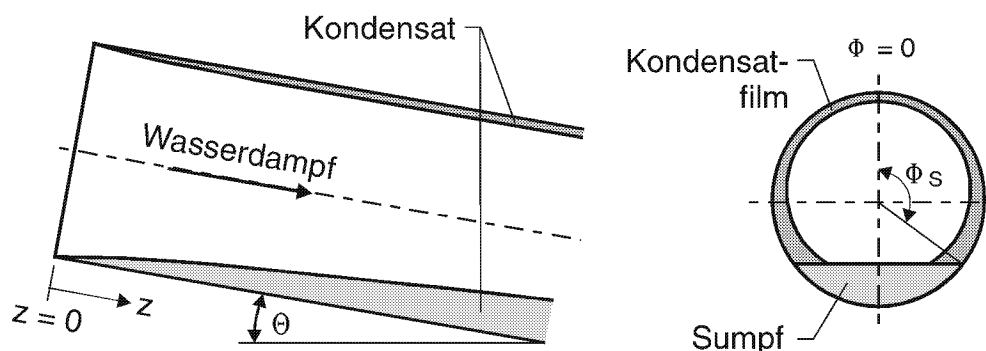


Abb. 2.6: Modell für Kondensation im geneigten Rohr

Betrachtet wird gesättigter Wasserdampf, der mit einer Temperatur T_s in einem leicht geneigten Rohr fließt und kondensiert. Das Rohr ist mit einem Neigungswinkel θ geneigt. Der reine Wasserdampf tritt im Rohr bei $z=0$ ein und fließt in z -Richtung dem Rohr entlang. Das Kondensat fließt in Umfangsrichtung aufgrund der Schwerkraft tangential zum Umfangskreis, während es in der axialen Richtung aufgrund der Reibungskraft an der Phasengrenze und der Schwerkraft strömt. Am Boden des Rohres bildet das Kondensat einen Sumpf mit dem Umfangswinkel ϕ_s .

(siehe Abb. 2.6). Das Kondensat im Sumpf fließt in axialer Richtung dem Rohr entlang.

Durch die unterschiedliche Filmdicke ist der örtliche Wärmeübergang am Umfang des Rohres nicht überall gleich. Für die Analyse der Kondensation von Dampf bzw. von Dampf/Inertgas-Gemischen im geneigten Rohr werden deshalb der Einfachheit halber drei unterschiedliche Strömungszonen berücksichtigt, nämlich der Kondensatfilm ($0 \leq \phi \leq \phi_s$), der Kondensatsumpf ($\phi_s < \phi \leq \pi$) und der Wasserdampf. Bei der Analyse des Kondensatfilms kann die Nusselt'sche Wasserhauttheorie verwendet werden, weil er sehr dünn ist. Die Analyse des Wasserdampf/Inertgas-Gemisches wird im folgenden beschrieben.

2.4 Kondensation bei Anwesenheit von Inertgas

2.4.1 Theoretische Grundlagen

Im Gegensatz zur Kondensation von reinem Wasserdampf bleibt bei der Kondensation eines Wasserdampf/Inertgas-Gemisches immer ein Gasanteil, nämlich das Inertgas, in der Strömung. Während der Wasserdampf kondensiert, bildet sich vor dem Kondensatfilm eine Diffusionsgrenzschicht mit hohem Inertgasanteil (siehe Abb. 2.7). Diese Diffusionsgrenzschicht beherrscht den gesamten Wärmeübergangswiderstand und den Stoffübergangswiderstand zwischen Gasphase und Flüssigkeit. Der Dampf muss durch diese Grenzschicht durch Diffusion hindurch zur Phasengrenzfläche transportiert werden. Dieser Diffusionsvorgang verschlechtert den Wärmeübergang erheblich.

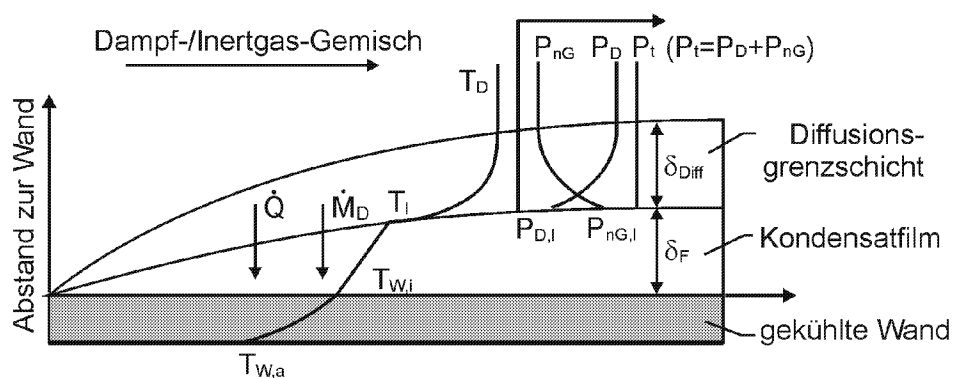


Abb. 2.7: Einfluss von Inertgas auf die Kondensation

Da die Phasengrenze für das Inertgas nicht durchlässig ist, reichert sich das Inertgas dort an. Deshalb nimmt der Partialdruck des Inertgases p_{nG} in Richtung der Phasengrenze zu. Da der Gesamtdruck p nahezu konstant bleibt, fällt der Partialdruck p_D des Dampfes entsprechend ab. Gemäß dem räumlichen Verlauf des Partialdruckes p_D sinkt auch die Sättigungstemperatur des Dampfes an der Phasengrenzfläche T_i mit zunehmender Inertgaskonzentration vor der Grenzfläche. Es resultiert daraus eine geringere Temperaturdifferenz zwischen Phasengrenze und Wand

als bei Kondensation von reinem Wasserdampf. Mit zunehmender Konzentration des Inertgases steigt der Widerstand der Grenzschicht für die Diffusion des Wasserdampfes zur Phasengrenzfläche an. Dadurch sinken der Massenstrom und der Wärmestrom.

Da der Wasserdampf durch die Diffusionsgrenzschicht hindurch zur Phasengrenze durch Diffusion transportiert wird, ist die entsprechende Massenstromdichte des kondensierten Dampfes $\dot{m}_D$ von den Konzentrationen des Dampfes und des Inertgases im Kern der Gasströmung und an der Phasengrenzfläche abhängig. Aufgrund der stationären Diffusionsgleichung und deren Voraussetzungen gilt in der Diffusionsgrenzschicht für die molaren Massenstromdichte des Dampfes und des Inertgases

$$\dot{n}_D = \dot{n}\chi_D + Dc_m \frac{d\chi_D}{dy} , \quad (2.14a)$$

$$\dot{n}_{nG} = \dot{n}\chi_{nG} + Dc_m \frac{d\chi_{nG}}{dy} . \quad (2.14b)$$

Da die Phasengrenze für das Inertgas nicht durchlässig ist, hat deren molare Massenstromdichte an der Phasengrenze den Wert null, $\dot{n}_{nG} = 0$. Der Molanteil ergibt sich zu

$$\chi_D = 1 - \chi_{nG} \text{ und } \frac{d\chi_D}{dy} = -\frac{d\chi_{nG}}{dy} .$$

Deshalb erhält man aus (2.14a/b) die Gleichung

$$\dot{n}_D(1 - \chi_D) - Dc_m \frac{d\chi_D}{dy} = 0 . \quad (2.15)$$

Durch Integration zwischen der Phasengrenze ($y=0$) und dem Rand der Diffusionsschicht ($y=\delta_{Diff}$) erhält man aus Gleichung (2.15)

$$\dot{n}_D = \frac{Dc_m}{\delta_{Diff}} \ln \frac{1 - \chi_{D,I}}{1 - \chi_{D,G}} . \quad (2.16)$$

Sind $\dot{n}_D = \dot{m}_D / M_D$ und $c_m = p_t / RT_m$, dann ergibt sich

$$\dot{m}_D = \frac{Dp_t M_D}{RT_m \delta_{Diff}} \ln \frac{1 - \chi_{D,I}}{1 - \chi_{D,G}} . \quad (2.17)$$

Wird der Wärmeübergangskoeffizient der Kondensation an der Phasengrenze mit α_k definiert

$$\alpha_k = \frac{\dot{m}_D h_{FG}}{T_{G,s} - T_I} , \quad (2.18)$$

so erhält man nach Substitution für den Wärmeübergangskoeffizienten der Kondensation an der Phasengrenze

$$\alpha_k = \frac{Dp_t M_D h_{FG}}{R_m T_m (T_{G,s} - T_I) \delta_{\text{Diff}}} \ln \frac{1 - \chi_{D,I}}{1 - \chi_{D,G}} . \quad (2.19)$$

Wenn dp/dT die Neigung der Tangente an der Dampfdruckkurve bei der Temperatur T ist und $v_D \gg v_F$ ist und der Dampf als ein ideales Gas betrachtet wird, so gilt nach Clausius-Clapeyron

$$\frac{dp}{dT} = \frac{p_D M_D h_{FG}}{R_m T^2} . \quad (2.20)$$

Aus

$$\frac{dp}{dT} = \frac{p_{D,G} - p_{D,I}}{T_{G,s} - T_I} = \frac{(\chi_{D,G} - \chi_{D,I}) p_t}{T_{G,s} - T_I} ,$$

$$\chi_{D,m} = \frac{\chi_{D,G} - \chi_{D,I}}{\ln(\chi_{D,G} / \chi_{D,I})}$$

ergibt sich

$$T_{G,s} - T_I = \frac{R_m^2 T^2}{M_D h_{FG}} \ln(\chi_{D,G} / \chi_{D,I}) . \quad (2.21)$$

Aus den Gleichungen (2.19) und (2.21) und $p_D = \chi_D p_t$ erhält man dann

$$\alpha_k = \frac{1}{\Phi T_m \delta_{\text{Diff}}} \left(\frac{Dp_t M_D^2 h_{FG}^2}{R_m^2 T^2} \right) . \quad (2.22)$$

Dabei ist Φ das Verhältnis des Logarithmus der mittleren Gaskonzentration zum Logarithmus der mittleren Dampfkonzentration

$$\Phi = \frac{\chi_{G,m}}{\chi_{D,m}} = \frac{\ln[(1 - \chi_{nG,G}) / (1 - \chi_{nG,I})]}{\ln[\chi_{nG,G} / \chi_{nG,I}]} . \quad (2.23)$$

Die effektive Kondensationswärmeleitfähigkeit k_c wird nach Peterson [KAT-93] definiert

$$\frac{k_c}{\delta_{\text{Diff}}} = \alpha_k . \quad (2.24)$$

In der obigen Gleichung steht δ_{Diff} für die Dicke der Diffusionsschicht. Man erhält die effektive Kondensationswärmeleitfähigkeit durch Einsetzen von Gleichung (2.22) in Gleichung (2.24)

$$k_c = \frac{1}{\Phi T_m} \left(\frac{Dp_t M_D^2 h_{FG}^2}{R_m^2 T^2} \right) . \quad (2.25)$$

Der Gesamtwärmeübergang an der Innenseite des Rohres besteht aus drei Anteilen: dem Wärmeübergang im Kondensatfilm, dem Wärmeübergang der Kondensation, d.h. vom Massenübergang durch die Diffusionsschicht, und dem Wärmeübergang durch Konvektion. Entsprechend der Energiebilanz an der Phasengrenze gilt

$$\alpha_F(T_I - T_W) = \alpha_k(T_{G,s} - T_I) + \alpha_G(T_G - T_I) . \quad (2.26)$$

Die gesamte Wärmestromdichte ist dann

$$\dot{q} = \alpha_i(T_{G,s} - T_W) \quad (2.27)$$

mit

$$\frac{1}{\alpha_i} = \frac{1}{\alpha_k + \alpha_G \left(\frac{T_G - T_I}{T_{G,s} - T_I} \right)} + \frac{1}{\alpha_F} . \quad (2.28)$$

Ist $T_G = T_{G,s}$, dann wird Gleichung (2.28) zu

$$\frac{1}{\alpha_i} = \frac{1}{\alpha_k + \alpha_G} + \frac{1}{\alpha_F} . \quad (2.29)$$

2.4.2 Einfluss verschiedener Parameter auf die Kondensation

Viele Parameter beeinflussen die Kondensation des Gas/Dampf-Gemisches. Unter diesen Parametern sind einige z.B. die Konzentration des Inertgases, die Stoffwerte des Inertgases, die Parameter des Gemisches und die Geometrie, welche einen großen Einfluss auf den Kondensationsvorgang haben.

Einer der wichtigsten Parameter ist die Inertgaskonzentration. Der Konzentrationsverlauf wirkt maßgeblich auf die Strömung und die Strömungsform. Während der Kondensation wird das Inertgas durch Konvektion zur Kondensatoberfläche und durch Diffusion zurück in die Gemischströmung transportiert. Die Konzentration des Inertgases beeinflusst sowohl den Partialdruck des Dampfes bzw. des Inertgases als auch die Temperatur an der Phasengrenze. Wenn die Konzentration des Inertgases hoch ist, so ist die Temperatur an der Phasengrenze $T_I = T_s(p_D)$ niedrig. Deshalb wird die Differenz zwischen der Temperatur an der Phasengrenze und der Temperatur an der Innenseite der Wand $T_I - T_W$ und damit auch die gesamte Wärmestromdichte kleiner. Mit δ als Kondensatfilmdicke gilt für die Wärmestromdichte der Kondensation von reinem Dampf sowie bei Anwesenheit von Inertgas:

$$\dot{q} = \frac{\lambda_F}{\delta} (T_s - T_W) , \quad (2.30)$$

$$\dot{q}_G = \frac{\lambda_F}{\delta} (T_I - T_W) . \quad (2.31)$$

Das Verhältnis

$$\frac{\dot{q}_G}{\dot{q}} = \frac{T_I - T_W}{T_s - T_W} \leq 1$$

gibt an, um wieviel die Wärmestromdichte durch das Inertgas verringert wird.

Wenn eine hohe Inertgaskonzentration vorliegt, wird die Diffusionsgrenzschicht dicker. Deshalb verringert sich der Massenstrom des Dampfes, der durch die Diffusionsgrenzschicht transportiert wird, und die Kondensationsgeschwindigkeit nimmt ab. Die Konzentration des Inertgases beeinflusst somit den Wärme- und Massenübergang.

Unterschiedliche Inertgase beeinflussen den Wärmeübergang nicht im gleichen Maße, weil ihre Stoffwerte, z.B. der Diffusionskoeffizient, die Wärmeleitfähigkeit, die spezifische Wärmekapazität oder die Dichte unterschiedlich sind. Bei Gasen mit einem größeren Diffusionskoeffizienten ist die Diffusionsgrenzschichtdicke kleiner als bei solchen mit kleineren Diffusionskoeffizienten. Somit wächst der Wärmeübergangskoeffizient der Diffusionsgrenzschicht mit zunehmendem Diffusionskoeffizienten.

Auch der Druck des Gemisches hat einen starken Einfluss auf die Kondensation. Der Gesamtdruck ist ein Parameter, der direkt in die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten eingeht (siehe Gleichung (2.22)). Weiterhin bewirkt ein höherer Druck eine größere Dampftemperatur, eine kleinere Verdampfungsenthalpie und auch einen kleineren Diffusionskoeffizienten.

Der Einfluss der Parameter an der Phasengrenzoberfläche ist ebenfalls sehr wichtig, insbesondere wenn eine hohe Reynolds-Zahl des Gasgemisches vorliegt. Die Schubspannung an der Phasengrenzoberfläche verringert die Kondensatfilmdicke bzw. den Widerstand des Wärmedurchgangs. Da die abfließende Kondensatmenge stromabwärts zunimmt, wächst auch die Filmdicke ständig an. Herausreißen von Zungen aus dem Film und ihr Mitriss mit der Strömung verringern die Filmdicke dann wieder. Die Welligkeit des Kondensatfilms beeinflusst den Wärmeübergangskoeffizienten der Kondensation. Die mitgeführten Tropfen lassen den Wärmeübergang durch die Diffusionsgrenzschicht ansteigen.

Die Geometrie hat auch einen starken Einfluss auf die Kondensation. Es besteht ein großer Unterschied zwischen einem senkrechten und einem horizontalen Rohr nicht nur bei der Kondensation von Dampf, sondern auch bei der Kondensation eines Dampf/Inertgas-Gemisches. Wegen der Kondensation ändern sich entlang des Rohres alle Parameter, z.B. der Dampfgehalt, die Geschwindigkeit, die Strömungsform und der Partialdruck des Inertgases sowie des Dampfes.

2.5 Bisherige Arbeiten auf dem Gebiet der Kondensation von Wasserdampf und Wasserdampf/Inertgas-Gemischen

Die Kondensation von Wasserdampf und Wasserdampf/Inertgas-Gemischen werden seit vielen Jahren untersucht und es liegt eine große Anzahl von Veröffentlichungen dazu vor. Die Erforschung des Kondensationsvorgangs von Wasserdampf und Wasserdampf bei Anwesenheit von Inertgasen ist mit Hilfe analytischer und experimenteller Methoden durchgeführt worden.

2.5.1 Experimente und empirische Korrelationen

Experimente waren und sind eine wichtige Methode zur wissenschaftlichen Untersuchung der Kondensation. Auf der Basis der Ergebnisse von Experimenten werden empirische oder semi-empirische Korrelationen entwickelt, die dann für die Berechnung und Auslegung neuer Kondensatoren benutzt werden können.

Viele Experimente [BLF-79, CAE-51, CHJ-62, GRU-52, JAM-29, KIH-70, KOJ-62, SCF-69, SHM-79, SOJ-68, UET-72] zur Untersuchung der Kondensation von Wasserdampf im senkrechten und waagerechten Rohr wurden durchgeführt. Aus den Ergebnissen wurden verschiedene Korrelationen zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensationen entwickelt. In Tabelle 2.2 sind einige oft benutzte Korrelationen dargestellt.

Ziel der meisten Experimente war die Ermittlung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten. Die Temperaturen an der Wand oder die Temperaturen des gekühlten Mediums waren deshalb die wichtigsten gemessenen Parameter. Um die Strömungsform [TAT-82] zu ermitteln, wurden auch viele Experimente durchgeführt, in denen verschiedene Methoden wie z.B. Ultraschall, optische Methoden oder Nadelsonden benutzt wurden. In einigen Experimenten [FUT-89] wurde die Filmdicke gemessen. Allerdings ist die Strömung bei der Kondensation in einem horizontalen Rohr nicht gleich der Strömung ohne Massenübergang. In den Experimenten von Kindler [KIH-70] wurde der lokale Wärmeübergang bei der Kondensation von Wasserdampf in einem waagerechten Rohr gemessen. Die lokale Wärmestromdichte wurde aufgrund der Berechnung des Temperaturfeldes in der Rohrwand ermittelt. Um für die Temperaturfeldberechnung eine genügend große Anzahl von Messwerten zu bekommen, wurden eine Reihe von Temperaturfühlern in die Rohrwand eingebaut. Dazu wurde ein Rohr mit dicker Wandstärke (Innendurchmesser des Rohres beträgt 60 mm und Außendurchmesser 101,3 mm) gewählt. Bisher wurde kein Experiment durchgeführt, bei dem die Filmdicke des Kondensats im horizontalen Rohr unmittelbar gemessen wurde.

Es ist bekannt, dass schon geringe Mengen nicht-kondensierbarer Gase die Kondensation von Wasserdampf stark einschränken. Durch Experimente fand Othmer bereits 1929 heraus [OTD-29], dass bei einem Anteil von 0,5% Luft in ruhendem Wasserdampf der Wärmeübergangskoeffizient um 50% kleiner ist als bei reinem Dampf.

Tabelle 2.2 Korrelationen verschiedener Autoren zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von Wasserdampf

	Korrelation	Gültigkeitsbereich
Nusselt [COJ-72]	$\alpha_{\text{Nu}} = 0,943 \left(\frac{g \rho_F (\rho_F - \rho_D) h_{\text{FG}} \lambda_F^3}{\eta_F (T_s - T_w)} \frac{1}{H} \right)^{1/4}$	laminar, senkrecht Rohr
Chao [CHJ-62]	$\alpha = 0,296 \left(\frac{g \rho_1 (\rho_1 - \rho_v) h_{\text{fg}} k_1^3}{d \mu (T_s - T_w)} \right)^{1/4}$	laminar, waagrecht Rohr Schichtenströmung, $2\phi=120^\circ$
Huhn [HUJ-83]	$\alpha_x = (\alpha_{x,l}^4 + (f \alpha_{\text{Nu}})^4)^{0,25}$ $\alpha_{x,l} = (2 \text{Re}_F)^{-0,5}$	laminar $\text{Re}_F \leq 2000$, $\theta \leq 30^\circ$
Carpenter /Colburn [CAE-51]	$Nu = 0,046 \text{Re}_D \text{Pr}_F^{0,5} \left(\frac{\rho_D}{\rho_F} \right)^{0,5} \frac{\eta_D}{\eta_F} \tau^{0,5}$	turbulent $\text{Re}_D \geq 2300$
Shah [SHM-79]	$Nu = 0,023 \text{Re}_F^{0,8} \text{Pr}_F^{0,4} * [(1 - x^*)^{0,8} + 3,8(1 - x^*)^{0,04} x^{0,76} \left(\frac{P}{P_{\text{cri}}} \right)^{0,38}]$	turbulent $q = 158 - 1,6 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$ $p = 0,07 - 18 \text{ MPa}$ $\text{Re}_F = 350 - 10^6$
Chen [POW-87]	$Nu = 0,023 [(1 - x) \text{Re}_F]^{0,8} \text{Pr}_F^{0,4} * f$	turbulent, senkrecht Rohr $\text{Re} \geq 2300$
Soliman [SOJ-68]	$Nu = 0,036 \text{Re}_G \text{Pr}_F^{0,65} \left(\frac{\eta_G}{\eta_F} \right) \left(\frac{\rho_F}{\rho_G} \right)^{0,5} f^{0,5}$	turbulent $\text{Pr} = 2 - 10$

Früher untersuchte man den Einfluss von Inertgasen auf die Kondensation an einer ebenen Platte oder auf der Außenseite eines Rohres (z.B. Meisenburg [MES-35], Minkowycz [MIW-66] und Sparrow [SPE-67]). Borishansky et al. [BOV-77] führten experimentelle Untersuchungen zur Kondensation von Dampf und Dampf/Inertgas-Gemischen im Rohr durch, und Dehbi [DEA-91] machte Experimente zur Kondensation von Dampf/Inertgas-Gemischen bei freier Strömung. Schrader [SCH-66] stellte eine dimensionslose Gleichung für den Wärmeübergang bei der Kondensation von Dampf mit Inertgasanteilen auf. Renker [REW-55] entwickelte eine Korrelation für die Kondensation im senkrechten Rohr bei Anwesenheit von Inertgasen im Dampf. Das wichtigste Ergebnis aller Untersuchungen ist die Bestimmung eines mittleren Wärmeübergangskoeffizienten.

In den letzten Jahren wurden weitere Experimente zur Kondensation von Dampf bei Anwesenheit von Inertgasen im Rohr durchgeführt. Ein Ziel dieser neueren Untersuchungen war die Auslegung des Notkondensators als passives Sicherheitssystem der nächsten Siedewasserreaktorgeneration. Experimente zur Kondensation mit und ohne Inertgas wurden von Vierow [VIK-90], Ogg [OGD-91], Siddique [SIM-93], Kuhn [KUS-95] an der University of California in Berkeley (UCB) und von Hasanein [HAH-96] am Massachusetts Institute of Technology

(MIT) durchgeführt. Die Experimentiereinrichtungen wurden so ausgelegt, dass die örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten im senkrechten Rohr ermittelt werden konnten. Aufgrund der experimentellen Daten wurden verschiedene empirische Korrelationen entwickelt.

In Tabelle 2.3 sind einige semi-empirische Korrelationen zur Berechnung von Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von Wasserdampf mit Inertgasanteil aufgelistet.

Meisenburg [MES-35] hat die Kondensation von Wasserdampf bei Anwesenheit von Inertgas in einem einzelnen senkrechten Rohr untersucht. In sehr einfacher Form drückt er den Einfluss des Inertgases auf den Wärmeübergang bei der Kondensation aus. Der Wärmeübergangskoeffizient ändert sich danach etwa umgekehrt proportional zur neunten Wurzel aus dem Masseanteil des im Gemisch vorhandenen Inertgases. Die Größe α_{Nu} wird aus der Nusselt'schen Gleichung berechnet.

Schrader [SCH-66] untersuchte die Kondensation von Wasserdampf bei der Anwesenheit von Stickstoff als Inertgas an der Außenwand eines leicht geneigten Rohres. Aufgrund der Ergebnisse der Experimente entwickelte Schrader ebenfalls eine Korrelation. Der Wärmeübergangskoeffizient der Kondensation ändert sich danach proportional zum Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von reinem Dampf, umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Konzentration des Inertgases und proportional zur Wurzel aus der Schmidt-Zahl. Der Wärmeübergangskoeffizient α_0 für die Kondensation von Dampf wird für die laminare Kondensation an der Außenwand eines waagerechten Rohres nach Nusselt berechnet.

In den letzten Jahren wurde die Renker Korrelation [REW-55] auch für die laminare Kondensation an der Innenseite eines horizontalen Rohres benutzt, für die nach Chato [CHJ-62] $C=0,296$ gilt. Die Renker Korrelation ist gültig, wenn der Molanteil des Inertgases zwischen 0-30% liegt. Für die Kondensation von Wasserdampf bei der Anwesenheit von Inertgas in einem einzelnen senkrechten Rohr, das von außen mit Wasser gekühlt wurde, zerlegte Renker den Widerstand des Wärmetransports in zwei Anteile, den Widerstand im Kondensatfilm und den in der Diffusionsgrenzschicht. Im Kondensatfilm strömt die Flüssigkeit laminar. Die Wärme wird durch reine Wärmeleitung durch den Kondensatfilm zur Wand übertragen. Der Wärmeübergangskoeffizient durch die Diffusionsschicht α_{Diff} wird nach der Gleichung, die aus der Diffusionstheorie abgeleitet wird, berechnet. Die Korrelation zur Berechnung der Dicke der Diffusionsschicht wurde von Renker (Tabelle 2.3) entwickelt.

Vierow [VIK-90] untersuchte ebenfalls die Kondensation von Wasserdampf bei Anwesenheit von Inertgasen in einem einzelnen senkrechten Rohr, um dadurch den örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten abzuleiten. Aufgrund des Vergleichs der experimentellen Ergebnisse mit denen von Rechnungen nach der Nusselt-Theorie definierte er einen so genannten "Degradation Factor" f , das Verhältnis von dem gerechneten bzw. gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten zu dem, der nach Nusselt bestimmt wird. Der Degradation Factor f ist das Produkt zweier Zahlen f_1 und f_2 . Dabei ist der Faktor f_1 eine Funktion der Schubspannung an der Phasengrenzfläche und der Reynolds-Zahl des Gasgemisches. Der Faktor f_2 wird

bestimmt durch den Einfluss des Inertgases und ist deshalb eine Funktion des örtlichen Gasanteils.

Tabelle 2.3 Korrelationen verschiedener Autoren zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von Dampf/Inertgas-Gemischen

	Korrelation	Gültigkeitsbereich
Meisenburg [MES-35]	$\alpha = \xi_{nG}^{-0,11} \alpha_{NU}$ $\alpha_{NU} = 0,943 \left(\frac{g \rho_F (\rho_F - \rho_D) h_{FG} \lambda_F^3}{\eta_F (T_s - T_w)} \frac{1}{H} \right)^{1/4}$	senkrechtes Rohr $\chi=0-3\%$
Schrader [SCH-66]	$\alpha = 1,3 C_g^{-0,5} Sc^{0,5} \alpha_0$ $\alpha_0 = 0,728 \left(\frac{g \rho_1 (\rho_1 - \rho_v) h_{fg} k_1^3}{d \mu (T_s - T_w)} \right)^{1/4}$	waagerechtes Rohr $0,04 < p < 0,27 \text{ MPa}$ $0,9 < w < 4,9 \text{ m/s}$ $0,01 < C_G < 0,28$
Renker [REW-55]	$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha_k} + \frac{1}{\alpha_{Diff}}$ $\alpha_k = \lambda / \delta_k$ $\alpha_{Diff} = \frac{D p h_{FG}}{(T_s - T_1) R T \delta_{Diff}} \ln \frac{p - p_{D,G}}{p - p_{D,I}}$ $d / \delta_{Diff} = 0,0105 Re_G^{0,95} Sc_G^{0,92}$	laminar $\chi=0-30\%$ $w=2-25 \text{ m/s}$
Vierow [VIK-90]	$\alpha = (1 + Re_m^a)(1 - \chi_G^b) \alpha_{Nu}$ $\alpha_{Nu} = \frac{\delta_{F,0}}{\lambda_F} ; \delta_{F,0} = \left(\frac{3 \eta_F \Gamma}{g \rho_F (\rho_F - \rho_D)} \right)^{1/3}$	senkrechtes Rohr
Kuhn [KUS-95]	$\alpha = f \cdot \alpha_{Nu} = (f_{11} \times f_{12}) f_2 \cdot \alpha_{Nu}$ $f_{11} = \delta_F / \delta_{Nu} ; f_{12} = 1 + 7,32 \times 10^{-4} Re_F$ $f_2 = 1 - a \xi_{nG}^b$	senkrechtes Rohr $0,1 < p < 0,5 \text{ MPa}$ $0,01 < \xi < 0,40$
Siddique [SIM-93]	$Nu = 1,137 Re^{0,404} \xi_a^{-1,105} Ja^{-0,741}$ $Nu = 0,537 Re^{0,433} \xi_{He}^{-0,969} Ja^{-0,624}$	senkrechtes Rohr $0,1 < \xi_a < 0,95 ; 445 < Re < 22700$ $0,02 < \xi_{He} < 0,52 ; 300 < Re < 11400$ $0,004 < Ja < 0,07$
Hasanein [HAH-96]	$Nu = 1,279 Re^{0,256} (1 - 1,681 \xi_a) \xi_{He}^{-0,741} Ja^{-0,952}$	senkrechtes Rohr $0,0 < \xi_a < 0,574 ; 0,02 < \xi_{He} < 0,52$ $846 < Re < 24460 ; 0,007 < Ja < 0,102$

Kuhn [KUS-97] entwickelte unterschiedliche Korrelationen durch Modifizierung der Vierow'schen Degradation-Factor-Methode unter Verwendung der Diffusions-grenzschichttheorie und des Massenübergangsleitungsmodells. Kuhn machte eine Modifikation zur Vierow'schen Korrelation. Er berechnete den Faktor f nach $f=(f_{11} \cdot f_{12}) f_2$. Dabei stellt der Faktor f_{11} den Einfluss der Schubspannung an der Phasengrenzoberfläche dar. Der Faktor f_{12} beinhaltet den Einfluss der Wellenbildung sowie andere Einflüsse und ist abhängig von der Geschwindigkeit des Kondensats bzw. der Reynolds-Zahl. Der Einfluss des Inertgases wird wie bei Vierow mit dem Faktor f_2 modelliert

$$f_2 = 1 - a \xi_{nG}^b, \quad (2.51)$$

wobei für ein Gemisch aus Dampf und Luft gilt:

$$a=2,601, \quad b=0,708 \quad \text{für } \xi_{nG} < 0,1 \text{ und}$$

$$a=1,0, \quad b=0,292 \quad \text{für } \xi_{nG} > 0,1,$$

und für ein Gemisch aus Dampf und Helium:

$$a=35,81, \quad b=1,074 \quad \text{für } 0,003 < \xi_{nG} < 0,01,$$

$$a=2,09, \quad b=0,457 \quad \text{für } 0,01 < \xi_{nG} < 0,1 \text{ und}$$

$$a=1,0, \quad b=0,137 \quad \text{für } \xi_{nG} > 0,1.$$

Siddique [SIM-93] und Hasanein [HAH-96] führten experimentelle Untersuchungen durch, um den örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von Dampf in Anwesenheit unterschiedlicher Inertgase (Luft, Wasserstoff und Helium) in senkrechten Rohren zu ermitteln. Aufgrund der experimentellen Ergebnisse wurden verschiedene Korrelationen entwickelt, in denen die örtliche Nusselt-Zahl eine Funktion der örtlichen Reynolds-Zahl, der Jakob-Zahl, der Schmidt-Zahl und des Masseanteils des Inertgases ist.

Siddique entwickelte seine Korrelationen zunächst entsprechend folgender Form

$$Nu = C \cdot Re^a Sc^b Ja^c \left(\frac{\xi_{nG,I} - \xi_{nG,G}}{\xi_{nG,I}} \right)^d. \quad (2.32)$$

Später modifizierte er die Darstellung gemäß

$$Nu = C \cdot Re^a \xi_{nG}^b Ja^c. \quad (2.33)$$

Für unterschiedliche Inertgase gelten für die Exponenten a , b , c , d , und die Konstante C unterschiedliche Werte. Diese sind mit den Gültigkeitsbereichen in Tabelle 2.2 angegeben.

Hasanein untersuchte die Kondensation von Wasserdampf/Helium/Luft-Gemischen. Er entwickelte seine Korrelationen nach folgender Form

$$Nu = C \cdot Re^a \xi_{nG}^b Ja^c \quad (2.34)$$

und

$$Nu = C \cdot Re^g Sc^h Ja^i . \quad (2.35)$$

Für das Inertgas Helium sind die entsprechenden Werte für die Exponenten und die Konstante ebenfalls in Tabelle 2.2 angegeben.

Die oben genannten Experimente sind alle für die Kondensation von Wasserdampf mit nicht-kondensierbaren Gasen im senkrechten Rohr gültig. Allerdings gibt es keine Experimente, in denen der Einfluss von Inertgasen auf das System berücksichtigt wird.

2.5.2 Analytische Modelle

Bei Kondensation von Wasserdampf in einem horizontalen Rohr soll eine zwei-phasige Strömung berücksichtigt werden. Die meisten bisherigen Forschungsarbeiten analysierten nur einfache Fälle, in denen ein oder zwei wichtige Parameter berücksichtigt wurden.

Chen [CHI-87] entwickelte ein analytisches Modell, in dem die Einflüsse der Strömung des Wasserdampfes von der Schubspannung an der Phasengrenze und von den Druckgradienten berücksichtigt wurden. In seinem physikalischen Modell fließt das Kondensat in Umfangsrichtung aufgrund der Schwerkraft, während es in axialer Richtung aufgrund der Schubspannung an der Kondensatoberfläche fließt. Das Kondensat bildet einen Sumpf im Boden des Rohres. Im oberen Rohrbereich fließt das Kondensat am Umfang der Rohres nicht axial symmetrisch.

Moalem und Sideman [MOD-76, MOD-82] entwickelten für ein leicht geneigtes Rohr ein Kondensationsmodell. Im Modell wird vorausgesetzt, dass die Strömungsform im Rohr eine Schichtenströmung ist und dass das Kondensat laminar fließt. Die Kondensatfilmdicke wird nach der Annäherung der Nusselt'sche Lösung für eine senkrechte Wand ermittelt.

Ahmed [AHD-93] entwickelte eine Modell zur Simulation der Desalination von Wasser. In seinem Modell kondensiert Wasserdampf im Rohr, während das Wasser an der Außenseite des Rohres verdampft. In seinem Kondensationsmodell wird vorausgesetzt, dass die Strömungsform eine laminare Schichtenströmung ist und der Kondensatfilm sehr dünn ist. Die Schubspannung an der Phasengrenze und die unterschiedliche Wandtemperatur sind berücksichtigt.

Die analytischen Modelle zur Kondensation von Gemischen aus Dampf mit nicht-kondensierbaren Gasen werden anhand der Analyse der Kondensationsprozesse und der Modelle der Kondensation von Wasserdampf aufgebaut. Bei der theoretischen Analyse der Kondensation von Wasserdampf/Inertgas-Gemischen wird normalerweise angenommen, dass sich der Kondensationsprozess an der Grenzfläche zwischen Gemisch und Kondensat abspielt. Hierbei benutzt man zwei Methoden: die Zwei-Fluid Methode sowie die Wärme- und Massenübergang-Analogie Methode.

Die Formulierung der Zwei-Fluid Methode basiert auf den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie. Zunächst werden die Bilanzgleichungen für die Grenzschicht des Dampf/Inertgas-Gemisches und des Kondensats aufgebaut.

Danach wird die Wärmestromdichte durch Lösung dieser Bilanzgleichungen berechnet.

In der Wärme- und Massenübergang-Analogie Methode wird ferner angenommen, dass an der Grenzfläche eine ausgeglichene Wärmebilanz herrscht, d.h. die durch den Kondensatfilm transportierte Wärmemenge ist gleich der von dem Gemisch auf die Oberfläche des Kondensatfilms übertragene Wärmemenge. Die Kondensationswärmestromdichte erhält man durch eine schrittweise Iteration, welche von Colburn und Hougen [COH-34] als erste für die Kondensation benutzt worden ist. Die Wärme, die vom Dampf/Inertgas-Gemisch übertragen wird, besteht aus der Wärme des Inertgases und der Kondensationsenthalpie, die bei Kondensation an der Grenzfläche freigesetzt wird. Der Massenübergang wird durch Analogie-betrachtung aus dem Wärmeübergang bestimmt. Die Temperatur an der Grenzfläche wird iterativ ermittelt.

Die analytischen Modelle zur Kondensation von Wasserdampf bei Anwesenheit von Inertgasen im Rohr wurden noch nicht für horizontale oder geneigte Rohre aufgestellt, sondern nur für senkrechte Rohre. Da bei der Kondensation von Wasserdampf im horizontalen oder leicht geneigten Rohr die auf das Kondensat ausgeübte Schwerkraft und die Reibungskraft nicht in gleicher Richtung wirken, sind die analytischen Modelle für ein horizontales Rohr wesentlich aufwendiger als für ein senkrechtes Rohr.

Zwei-Fluid Analogie Methode

Die Zwei-Fluid Methode basiert auf der Formulierung von Massen-, Impuls- und Energieerhaltung. Zunächst werden die Bilanzgleichungen für das Zwei-Fluid System aufgestellt. Dann wird die Wärmestromdichte durch die Lösung dieser Bilanzgleichungen berechnet. Ghiaasiaan [GHS-95] entwickelte ein Modell für die Berechnung der Kondensation von Dampf bei Anwesenheit von Inertgas im Zwei-Phasen-System. In diesem Modell werden die sieben Bilanzgleichungen für ein Zwei-Fluid-System benutzt, wobei eine ein-dimensionale und stationäre Strömung vorausgesetzt wird. Die sieben Bilanzgleichungen sind:

- Massenbilanz für das Gemisch aus Dampf und Inertgas,
- Massenbilanz für die im Dampf verteilten Tröpfchen,
- Massenbilanz für das Inertgas,
- Massenbilanz für das Kondensat,
- Impulsbilanz für das Gemisch aus Inertgasen und dispersen Tröpfchen,
- Impulsbilanz für das Kondensat,
- Energiebilanz.

Aus diesen sieben Gleichungen und unter Verwendung der thermodynamischen Beziehungen bekommt man ein Gleichungssystem der Form:

$$\mathbf{AY} = \mathbf{C} \quad (2.36)$$

Dabei ist $\mathbf{Y}$ der Lösungsvektor, der aus 7 Elementen besteht und die Unbekannten der o.g. Bilanzen enthält. Er wird definiert durch

$$\mathbf{Y} = \left(\frac{dp}{dz}, \frac{du_l}{dz}, \frac{du_v}{dz}, \frac{dx_n}{dz}, \frac{dh_l}{dz}, \frac{d\varepsilon_v}{dz}, \frac{d\varepsilon_d}{dz} \right)^T \quad (2.37)$$

$\mathbf{A}$ wird durch eine 7×7 Matrix beschrieben; $\mathbf{C}$ ist ebenfalls ein 7-dimensionalen Vektor bestehend aus Konstanten.

Um diese Bilanzgleichungen lösen zu können, wird noch die Energiebilanz an der Phasengrenzfläche benötigt, wo der Wärme- und Massenübergang mit einer Phasenänderung verbunden ist. Für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten im Kondensatfilm und des Wärmeübergangs vom Gasgemisch zur Kondensatoberfläche werden noch weitere Annahmen (z.B. zur Filmdicke) für die Lösung des Gleichungssystems benötigt [GHS-95].

Wärme- und Massenübergang Analogie Methode

Während der Dampf des Dampf/Inertgas-Gemisches kondensiert, reichert sich das Inertgas vor dem Kondensatfilm an, wo sich eine Diffusionsgrenzschicht bildet. In dieser Grenzschicht nimmt der Partialdruck des Inertgases in Richtung der Phasengrenze zu. Da der Gesamtdruck nahezu konstant ist, fällt der Partialdruck des Dampfes entsprechend ab. Die Folge ist ein Absinken der Temperatur an der Phasengrenzoberfläche mit zunehmender Inertgas-Konzentration vor der Grenzfläche. Die vom Gemisch zur Grenzoberfläche übertragene Wärme besteht aus zwei Anteilen: die durch Konvektion transportierte Wärme des Gemisches und die durch Massenübergang transportierte Kondensationswärme des Wasserdampfes. Die Wärme- und Massenübergang Analogie Methode geht davon aus, dass eine Analogie zwischen dem Wärmeübergang und dem Massenübergang durch Diffusion besteht.

Gemäß der Diffusionsschichttheorie besteht der gesamte Wärmeübergang an der Innenseite des Rohres aus drei Anteilen: der Wärmeübergang im Kondensatfilm α_F , der Wärmeübergang α_k durch Massenübergang durch die Diffusionsschicht und der Wärmeübergang α_G durch Konvektion. Weiterhin wird angenommen, dass an der Grenzfläche ein Wärmegleichgewicht besteht, d.h. die durch den Kondensatfilm transportierte Wärmemenge ist gleich der von dem Dampf/Inertgas-Gemisch auf die Oberfläche des Kondensatfilms übertragene Wärmemenge.

Seit Colburn und Hougen [COH-34] als erste die Wärme- und Massenübergang Analogie Methode für die Kondensation benutzt haben, wurde diese Methode für die Kondensation im senkrechten Rohr weiter entwickelt. Wang [WAC-88], Siddique [SIM-94], Hasanein [HAH-96], Kageyama/Peterson [KAT-93], Munoz-Cobo und Herranz [MUJ-96] entwickelten jeweils ein eigenes Modell. Aber es gibt viele Faktoren, welche die Kondensation beeinflussen, und es gestaltet sich schwierig, alle Faktoren in einem Modell zu berücksichtigen.

Wang [WAC-88] entwickelte ein Modell für die Kondensation von Dampf/Inertgas-Gemischen in einem senkrechten Rohr. In diesem Modell wird ein laminarer Kondensatfilm angenommen und der Einfluss der Schubspannung τ_i an der Grenzflä-

che berücksichtigt. Es wird auch der Prozess der Saugwirkung an der Grenzfläche durch Kondensation berücksichtigt. Allerdings wird der Effekt der Unterkühlung des Kondensatfilms vernachlässigt.

Im Modell von Siddique [SIM-94] wird ebenfalls ein laminarer Kondensatfilm angenommen. Der Einfluss der Schubspannung τ_i an der Grenzfläche und die Unterkühlung des Kondensatfilms werden vernachlässigt. Das Modell beschreibt den Prozess der Kondensation bzw. die Saugwirkung an der Grenzfläche nach der Kays-Moffat Korrelation. Bei turbulenter Strömung des Kondensats werden Wärmeübergang und Massenübergang durch die Rauigkeit und das Wellenbild beeinflusst. Auf diese Weise wird der Einfluss der Wellenrauheit auch in diesem Modell berücksichtigt.

Das Hasanein Modell [HAH-96] wurde entwickelt, um einen örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten für die Kondensation von Wasserdampf/Inertgas-Gemischen in einem senkrechten Rohr zu berechnen. Zuerst wird der Wärmeübergang der flüssigen Phase bestimmt und aus der Wandtemperatur berechnet man die Temperatur der Phasengrenzoberfläche. Anschließend wird der Wärmeübergang von dem Dampfraum (das Gemisch aus Luft, Helium und Wasserdampf) durch die Diffusionsgrenzschicht an die Phasengrenzoberfläche ermittelt.

Im Kageyama/Peterson Modell [KAT-93] wird eine effektive Kondensationswärmeleitfähigkeit definiert, um die Bewertung der Kondensation mit dem Wärmeübergang zu erleichtern. Der Wärmeübergangskoeffizient der Flüssigkeitsschicht wird nach der Blangetti-Korrelation berechnet. Für ein Gemisch aus Gas und Dampf wird die modifizierte Dittus-Boelter-Gleichung benutzt. Dieses Modell verwendet ein einfaches 9-Schritt Verfahren zur Berechnung des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten.

Die effektive Kondensationswärmeleitfähigkeit k_c wird von Peterson definiert als

$$k_c = \frac{1}{\Phi T_m} \left(\frac{h_{fg}^2 P_0 M_v^2 D_0}{R^2 T_0^2} \right), \quad (2.38)$$

wobei

$$\Phi = \frac{\chi_{G,m}}{\chi_{D,m}} = \frac{\ln[(1 - \chi_{G,Gem}) / (1 - \chi_{G,I})]}{\ln[\chi_{G,Gem} / \chi_{G,I}]}. \quad (2.39)$$

In der obigen Definition ist Φ das Verhältnis des Logarithmus der mittleren Gas-konzentration zum Logarithmus der mittleren Dampfkonzentration. Aus der Nusselt-Zahl und der Dittus-Boelter-Gleichung gilt für den Wärmeübergang:

$$Nu = \alpha_G d / \lambda_G \quad \text{und} \quad Nu = C_G Re^{0,8} Pr^{0,35}. \quad (2.40)$$

Durch die Analogie zwischen Wärmeübergang und Massenübergang gilt bei der Sherwood-Zahl für den Massenübergang

$$Sh = \alpha_k d / k_c \quad \text{und} \quad Sh = C_k Re^{0,8} Sc^{0,35}. \quad (2.41)$$

Im Kondensatfilm wird die Blangetti Methode [BLF-79] benutzt. Danach müssen für den Wärmeübergang im Kondensatfilm das laminare und turbulente Verhalten berücksichtigt werden. Die örtliche Nusselt-Zahl ist dann [VDI-88]

$$Nu = \frac{\alpha_F L}{\lambda_F} = (Nu_{\text{lam}}^4 + Nu_{\text{turb}}^4)^{1/4} . \quad (2.42)$$

Das von Kageyama verwendete 9-Schritt Verfahren zur Berechnung des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten wird nach folgenden neun Schritten durchgeführt:

1. Berechnung der örtlichen Massenstromdichte und der Mol-Anteile des Gases im Dampfraum,
2. Annahme von Anfangswerten für die örtliche Grenzflächentemperatur und die Gaskonzentration,
3. Berechnung der Reynolds-Zahlen für Gemisch und Film,
4. Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten des Kondensatfilms,
5. Berechnung der Sherwood-Zahl für den Massentransport und der Nusselt-Zahl für den Wärmetransport,
6. Berechnung der Kondensationswärmeleitfähigkeit,
7. Berechnung der örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten,
8. Berechnung der örtlichen Wärmestromdichte,
9. Berechnung der Temperatur und der Gaskonzentration an der Phasengrenzfläche.

Das Rechenergebnis wird mit den für Temperatur und Gaskonzentration an der Phasengrenzfläche angenommenen Werten verglichen. Bei größeren Unterschieden werden nach Korrektur der Anfangswerte die Schritte 3 - 9 wiederholt.

Im so genannten UPV-CIEMAT Modell [MUJ-96], das von Munoz-Cobo und Heranz entwickelt wurde, wird ebenfalls die Analogie zwischen Wärme- und Massenübergang verwendet. In diesem Modell werden zusätzlich der Einfluss der Schubspannung auf die Geschwindigkeit des Kondensats sowie der Einfluss der Saugwirkung berücksichtigt. Der Einfluss von Tropfen und Wellenrauhigkeit wird jeweils durch eine korrigierte Konstante beschrieben.

Alles in allem gibt es bisher kein Modell, mit dem die Kondensation in einem langen horizontalen Rohr und die Naturkonvektion an der Außenseite simuliert werden können, wobei der Einfluss von Inertgas auf die Kondensation mit berücksichtigt ist und der lokale Wärmeübergangskoeffizient berechnet werden kann. Deshalb ist es erforderlich, dass ein neues Modell entwickelt wird.

2.6 Rechenprogramm ATHLET

Das Programmsystem ATHLET (Analyse der Thermalhydraulik bei Lecks und Transienten) ist von der GRS mit der Zielsetzung entwickelt worden, das gesamte Spektrum von Kühlmittelverlust- und Transientenstörfällen in Leichtwasserreaktoren mit einem Code berechnen zu können [AUH-98]. ATHLET besitzt eine streng modulare Struktur. Die Basis-Module dienen zur Simulation

- der Thermofluidodynamik (TFD),
- des Wärmetransports und der Wärmeleitung (HECU),
- der Neutronenkinetik (NEUKIN) sowie
- der Regel- und Leittechnik (GCSM).

Die Thermofluidodynamik besitzt innerhalb des ATHLET-Codes eine zentrale Bedeutung. Die aktuelle ATHLET Version (ATHLET Mod. 1.2a) enthält zur Modellierung einer Zwei-Phasen-Strömung optional ein 4-, 5- und 6-Gleichungssystem. Die Auswahl des jeweiligen Grundgleichungsmodells nimmt der Anwender in Abhängigkeit von der jeweiligen Problemstellung vor.

In der aktuellen ATHLET Version ist die wesentliche fluiddynamische Alternative das 5-Gleichungssystem. Hierin sind separierte Massen- und Energiebilanzen sowie eine homogene Impulsbilanz enthalten. Die lösbaren Variablen sind Druck, Temperatur des Dampfes und der Flüssigkeit, Massenqualität und Massenstrom. Bei diesem Model können die Temperaturen der verschiedenen Phasen unterschiedlich zur Sättigungstemperatur sein. Weiterhin wird das mechanische Ungleichgewicht zwischen den Phasen sowie der Wasserspiegel im Behälter erfasst.

ATHLET bietet auch ein Zwei-Fluid-, 6-Gleichungssystem, das getrennte Gleichungen für beide Massen, Energie und Impuls verwendet und in dem die nicht-kondensierbaren Gase berücksichtigt werden. Das 4-Gleichungssystem enthält die Gleichungen für die getrennte Massenbilanz sowie die homogene Energie- und Impulsbilanz, mit dem ein eingeschränkt thermisches Ungleichgewicht simuliert werden kann.

Falls der Wärmetransport insbesondere durch Kondensation und Verdampfung erfolgt, sind die Module für Wärmetransport und Wärmeleitung sehr wichtig. Der Wärmestrom ergibt sich aus der Oberfläche der Struktur, dem jeweiligen Wärmeübergangskoeffizienten sowie der Differenz aus Fluid- und Wandtemperatur. In ATHLET sind prinzipiell drei verschiedene Optionen zur Vorgabe bzw. Ermittlung von Wärmeübergangskoeffizienten enthalten. Die erste Option sieht vor, dass für den Wärmeübergangskoeffizienten ein konstanter Wert innerhalb des Eingabedatensatzes vorgegeben wird. Bei der zweiten Option können Wärmeübergangskoeffizienten mit Hilfe von Signalen des GCSM-Moduls spezifiziert werden. Die dritte Option ist dadurch gekennzeichnet, dass die Wärmeübergangskoeffizienten aus empirischen Korrelationen berechnet werden. Es steht ein breites Angebot an Wärmeübergangskorrelationen zur Verfügung, deren Bedingungen für ein- und zwei-phasigen Wärmetransport gelten. Die Unterscheidung erfolgt gemäß den vier vorherrschenden Regimen:

- Regime I: Wärmestrom vom Fluid zur Wand, falls die Wandtemperatur niedriger als die Fluidtemperatur und niedriger als die Sättigungstemperatur ist (Kondensation).
- Regime II: Wärmestrom von der Wand zum Fluid, falls die Wandtemperatur höher als die Fluidtemperatur, aber die Wärmestromdichte niedriger als die kritische Wärmestromdichte ist (Blasensieden).
- Regime III: Wärmestrom von der Wand zum Fluid, falls die Wärmestromdichte höher als die kritische Wärmestromdichte, aber niedriger als die minimale Wärmestromdichte für die Filmverdampfung ist (Übergangssieden).
- Regime IV: Wärmestrom von der Wand zum Fluid, falls die Wandtemperatur höher als die minimale Wärmestromdichte für die Filmverdampfung ist (Filmsieden).

Tabelle 2.4: Bestimmung des Fluid-Zustandes im Unterprogramm MHTCN1

Bereich*	Fluid-Zustand	Bedingung
1	Unterkühlte Flüssigkeit	$x^* \leq \text{POL}(1)$
2	Interpolationsbereich zwischen den Bereichen 1 und 5	$\text{POL}(1) \leq x^* \leq \text{POL}(2)$
5	Zwei-Phasen-Gemisch	$x^* \geq \text{POL}(2)$ und $\varepsilon \leq \text{POL}(3)$
6	Interpolationsbereich zwischen den Bereichen 5 und 9	$\text{POL}(3) \leq \varepsilon \leq \text{POL}(4)$
9	Dampf	$\varepsilon \geq \text{POL}(4)$

* Nummerierung entsprechend der Bezeichnung in ATHLET

Bei der Kondensation sind entsprechende Korrelationen zur Ermittlung der Wärmeübergangskoeffizienten im Unterprogramm MHTCN1 von ATHLET enthalten. In diesem Unterprogramm werden die Wärmeübergangskoeffizienten für die vom Fluid an die Wand der Strukturen (z.B. Rohre, ebene Platten) übertragenen Wärmeströme berechnet. Zunächst wird der im jeweiligen Kontrollvolumen vorliegende Fluidzustand anhand des enthalpiebezogenen Dampfgehaltes x^* bzw. des volumetrischen Dampfgehaltes ε bestimmt (siehe Tabelle 2.4). Im einzelnen werden hierbei fünf Bereiche unterschieden: Flüssigkeit, Zwei-Phasen-Gemisch, Dampf und zwei dazwischen liegende Interpolationsbereiche. Die Bereichsgrenzen werden durch Grenzwerte POL(1) - POL(4) festgelegt, die in ATHLET mit POL(1)=0,05, POL(2)=0, POL(3)=0,99, POL(4)=0,995 vorgeben sind und gegebenenfalls durch Vorgabe neuer Werte im Eingabedatensatz ersetzt werden können.

Innerhalb der einzelnen Bereiche können die Wärmeübergangskoeffizienten aus den verschiedenen Optionen bestimmt werden. Die Berechnungsoptionen für die Bereiche 1, 5 und 9 sind in Tabelle 2.5 aufgeführt. Bei einem waagrecht angeordneten Kondensator wird der Wärmeübergangskoeffizient bei laminarer Film-

kondensation nach Chato [COJ-62] berechnet. Für die Interpolationsbereiche werden die Wärmeübergangskoeffizienten anhand der Korrelation der benachbarten Bereiche mit den entsprechenden Grenzwerten für x^* bzw. ε bestimmt und zwischen diesen Werten interpoliert.

Tabelle 2.5: Optionen zur Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten im Unterprogramm MHTCN1

Bereich	Bedingung	Option	Strömungseigenschaft
1		Dittus-Boelter I	erzwungene turbulente Flüssigkeitsströmung
		Mc Adams	freie konvektive Flüssigkeitsströmung
		20 W/m ² K	Mindestwert
5	$T_w \geq T_s$	Chen	erzwungene turbulente Zwei-Phasen-Strömung
		Mc Adams	freie konvektive Flüssigkeitsströmung
		20 W/m ² K	Mindestwert
	$T_w \leq T_s$	Nusselt oder Chato	laminare Filmkondensation
		Carpenter - Colburn	turbulente Filmkondensation
9	$T_w \geq T_s$	Hausen	erzwungene laminare Dampfströmung
		Dittus-Boelter II oder Mc Eligot	erzwungene turbulente Dampfströmung
		10 W/m ² K	Mindestwert
	$T_w \leq T_s$	Nusselt oder Chato	laminare Filmkondensation
		Carpenter-Colburn	turbulente Filmkondensation

In der aktuellen ATHLET Version werden die nicht-kondensierbaren Gase im Thermofluidynamik-Modul simuliert. Dabei wird vorausgesetzt, dass alle Gase wie ideale Gase bzw. ideale Gemische behandelt werden können, und dass Temperatur und Geschwindigkeit des Gases gleich der Dampftemperatur bzw. der Dampfgeschwindigkeit sind. Zunächst wird für jede Gaskomponente eine zusätzliche Gleichung für die Massenbilanz des Gases gelöst. Das Gemisch aus Dampf und Gas wird als ein homogenes Gemisch mit mittleren Eigenschaften behandelt. Dann wird der Einfluss des Gases im Thermofluidynamik-Modul wie folgt berücksichtigt:

Wandreibungs-Modell und Drift-Modell:

Die Anwesenheit des Gases wird nur durch die Eigenschaften (spezifische Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit, Viskosität) des Gemisches aus Dampf und Gas berücksichtigt.

Verdampfungs- und Kondensations-Modell und Wärmeübergangs-Modell:

Die Anwesenheit des Gases wird dadurch berücksichtigt, dass die Eigenschaften des Gemisches aus Dampf und Gas (spezifische Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit, Viskosität) den Eigenschaften des Fluids entsprechen und die Sättigungstemperatur des Dampfes derjenigen des Fluids entspricht.

Mit dem ATHLET-Code kann die integral abgeführte Energie des waagrecht angeordneten Notkondensators berechnet werden. Die Berechnung lokaler Kondensationsraten auf der Innenseite der Rohre ist allerdings mit diesem Code nicht möglich. Um den lokalen Wärmeübergang berechnen zu können, soll ein neues, eigenständiges Modell entwickelt werden.

3 Experimente zur Kondensation im Einzelrohr

3.1 Beschreibung der modifizierten NOKO-Versuchsanlage

Die NOKO-Versuchsanlage ist ein Thermohydraulik-Versuchsstand, in dem das Betriebsverhalten von passiven Sicherheitseinrichtungen des von der Siemens Energieerzeugung AG entwickelten SWR-1000 untersucht werden kann. Zu den in der Anlage untersuchten Komponenten zählen der Notkondensator, der Gebäudekondensator, der passive Impulsgeber und das passive Flutsystem. NOKO wurde im Rahmen eines Gemeinschaftsprojektes unter der Leitung des FZJ, gefördert durch das Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF) sowie mit der Beteiligung von Energieversorgungsunternehmen und der Siemens AG Bereich KWU im Jahre 1994 im Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik des FZJ aufgebaut.

Ein Schaltbild der NOKO-Versuchsanlage ist in Abb. 3.1 zu sehen. Die Anlage setzt sich aus drei Sektionen zusammen. Die erste stellt den Primärkreislauf mit dem zylindrischen Druckgefäß (Durchmesser: 0,448 m, Höhe: 12,6 m) und dem Notkondensatorbündel dar. Die zweite Sektion beinhaltet den Sekundärkreislauf mit dem in Abb. 3.2 gezeigten Kondensatorbehälter (Durchmesser: 2 m, Länge: 6,4 m) und dem Abblasetank (Durchmesser: 2,35 m, Länge: 4,5 m). Das System zur Dampferzeugung, mit dem Elektrokessel und dem Separator als die wesentlichen Komponente, ist die dritte Sektion.

Die wichtigsten Betriebsdaten der NOKO-Versuchsanlage sind:

Primärseite:	Druck	max. 7 MPa
	Temperatur	max. 286 °C
	Leistung	max. 3,8 MW
Sekundärseite:	Druck	max. 1 MPa
	Temperatur	max. 180 °C

Eine ausführliche Beschreibung der Versuchsanlage findet man in [SJA-96], [SCA-96] und [JAH-00].

Zur Durchführung der Einzelrohrversuche wurde die Anlage wie folgt modifiziert: Die Zuleitung (Nennweite DN65) des Einzelrohres ist ca. 1 m unterhalb der Durchsatzmesseinrichtung (PD2.6A/B) parallel zur Dampfleitung zum eingebauten Notkondensatorbündel eingebunden (siehe Abb. 3.3). Über die Normdüse PD2.7A/B und den Kugelhahn V2.10 gelangt der Dampf zum Einzelrohr. Das im Kondensatorbehälter eingebaute Einzelrohr ist über eine eigene Kondensatablaufleitung (Nennweite DN25) mit dem Druckgefäß verbunden. Die Anbindung am Druckgefäß erfolgt am höchsten Anschluss. In der Kondensatablaufleitung ist ein Siphon von 2 m Höhe zwecks Zirkulationssperre eingebaut.

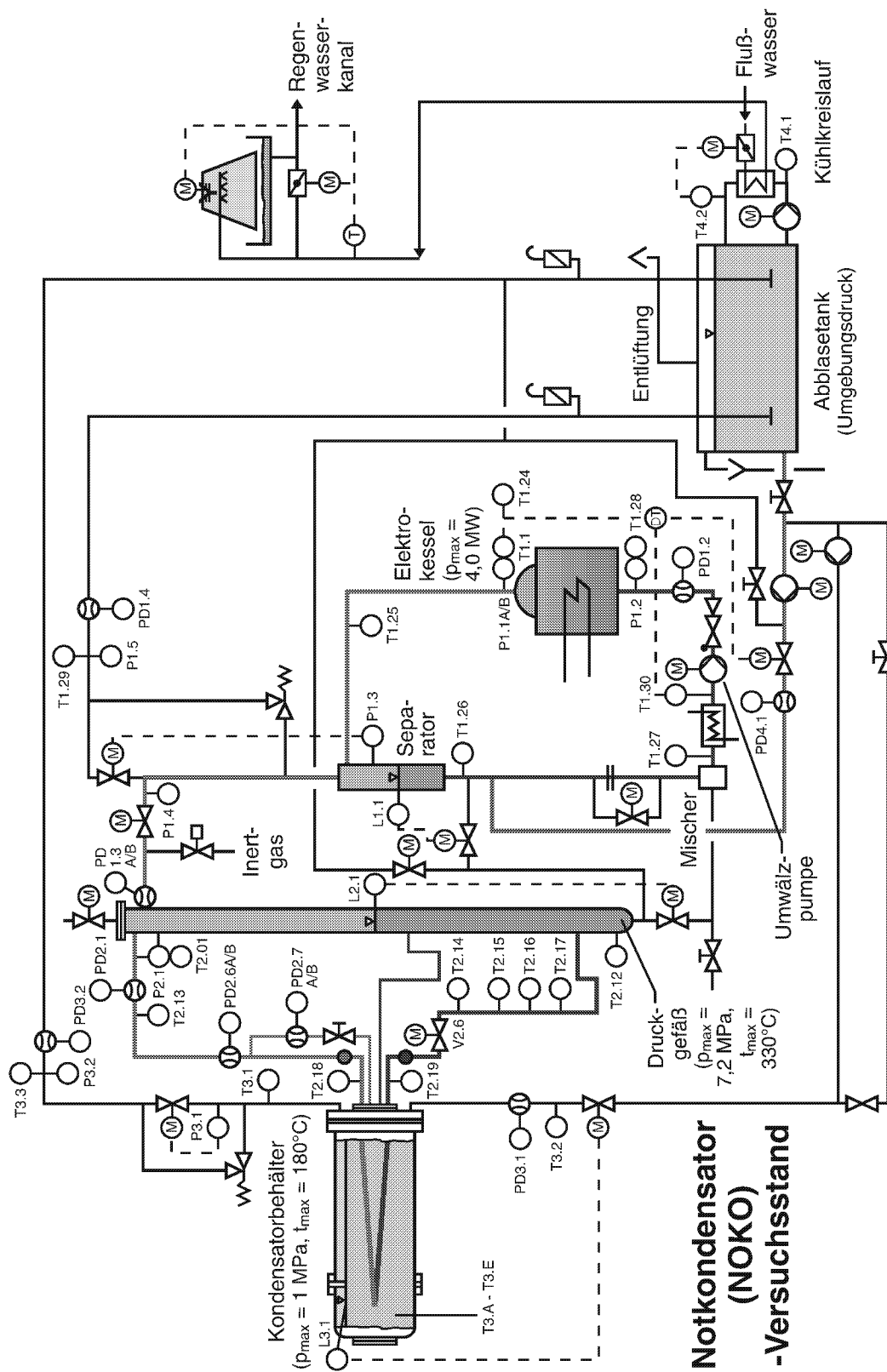


Abb. 3.1: Schaltbild des NOKO-Versuchsstands

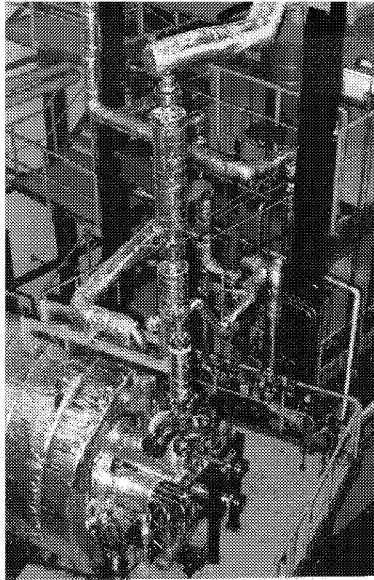


Abb. 3.2: Kondensatorbehälter mit Dampfzulaufleitung

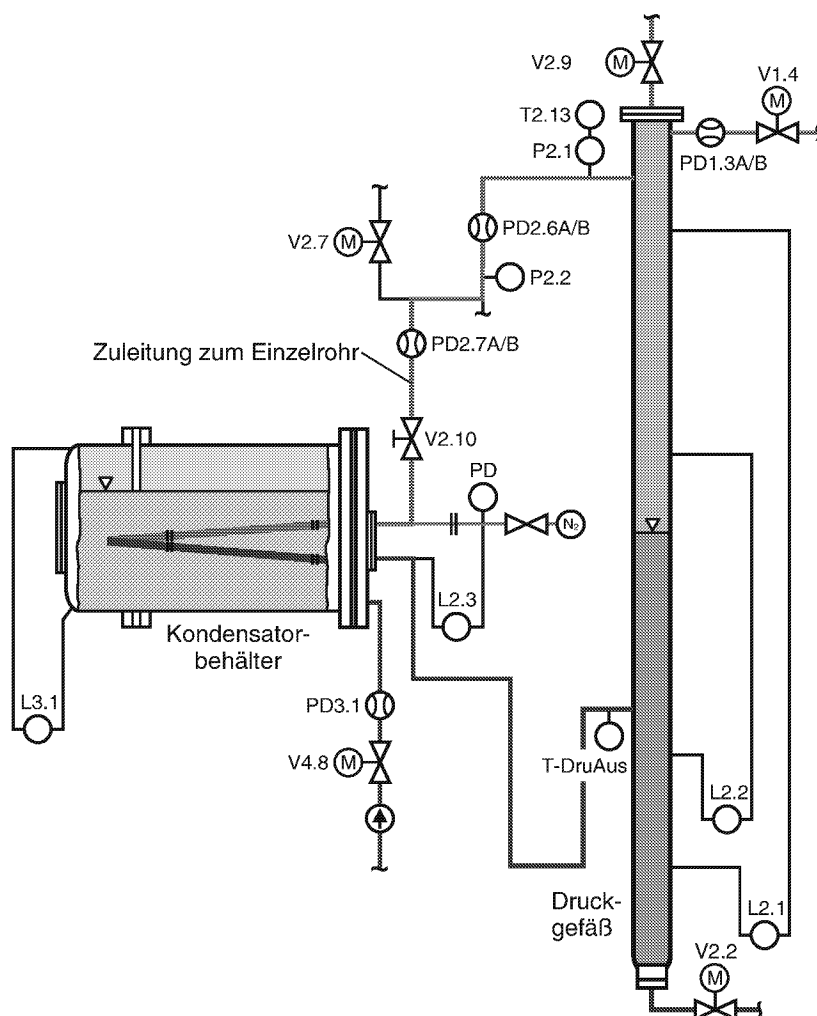


Abb. 3.3: Versuchsaufbau Einzelrohr

3.1.1 Einzelrohr

Parallel zum Notkondensatorbündel ist ein Einzelrohr im Kondensatorbehälter eingebaut. Das Einzelrohr hat etwa die gleichen Abmessungen und besteht aus dem gleichen Material wie die Rohre des Notkondensatorbündels. Der Innendurchmesser beträgt $d_i=44,3$ mm und die Wandstärke $\delta=2$ mm. An drei Positionen sind vier jeweils um 60° versetzte Stutzen zur Aufnahme von verstellbaren, kombinierten Nadelsonden/Thermoelementen angebracht, wie in Abb. 3.4 dargestellt. Weitere geometrische Daten sowie die genaue Ausführung sind in Abb. 3.4 angegeben. Der Abstand zwischen Eintritt und Austritt des Rohres in der Vertikalen beträgt 530 mm. Die beiden Schenkel des Einzelrohres sind mit Flanschen durch einen 180° Bogen miteinander verbunden. Die Anbindung an den Dampfkreislauf erfolgt ebenfalls mit Flanschverbindungen. Die beiden Rohrstücke im Kondensatorbehälter haben einen äußeren Durchmesser von 44,5 mm und eine Wandstärke von 2,9 mm. Außerhalb des Behälters sind die Rohrstücke durch Reduzierungen mit zwei T-Stücken verbunden. Diese T-Stücke dienen einerseits zur Anbindung an die Dampfzulaufleitung bzw. Kondensatablaufleitung und andererseits zur Einführung von Messleitungen bzw. zur Anbindung verschiedener Messeinrichtungen (siehe auch Abb. 3.7).

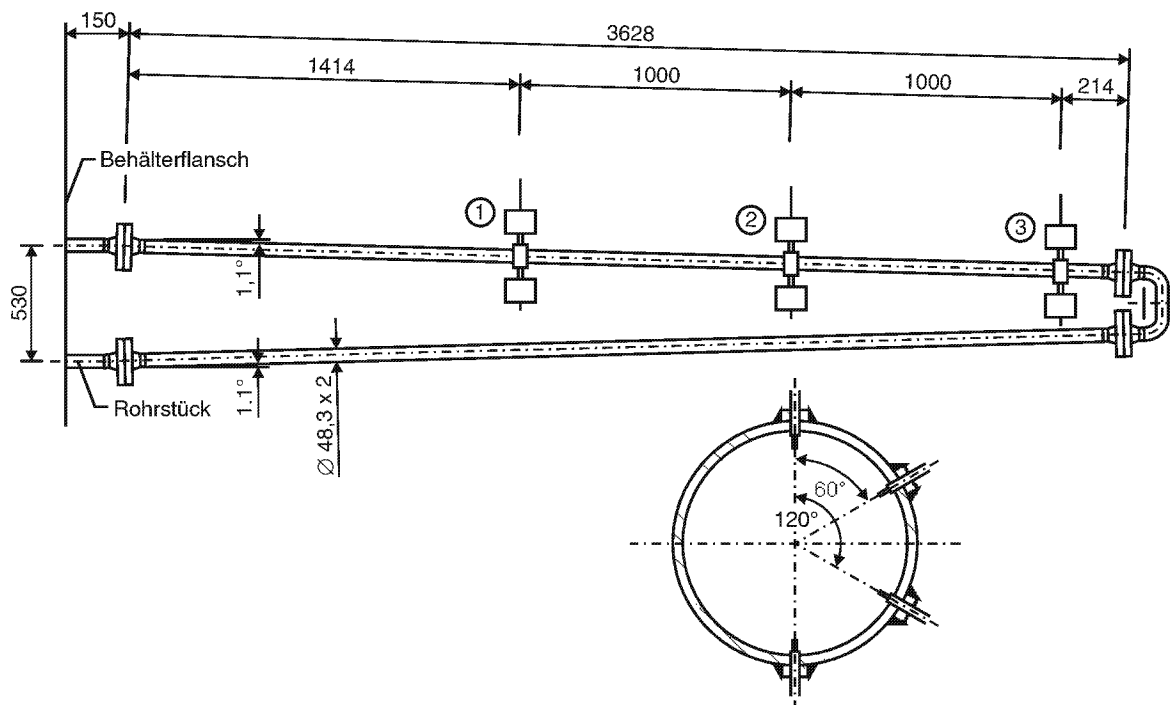


Abb. 3.4: Instrumentierung des Einzelrohres – Positionen der verstellbaren Nadelsonden

3.1.2 Verwendete Messtechnik und Datenerfassung

Zur Messung und Analyse der thermohydraulischen Vorgänge ist das Einzelrohr mit einer umfangreichen Messtechnik ausgestattet.

An ca. 70 Messstellen innerhalb der NOKO-Anlage werden Massenstrom, Druck, Temperatur, Differenzdruck, Füllstand und Konzentration der nicht-kondensierbaren Gase aufgenommen und zur späteren Analyse gespeichert. Um die Filmdicke des Kondensats an der Innenseite des Rohres ermitteln zu können, werden verstellbare, kombinierte Nadelsonden/Thermoelemente (siehe Abb. 3.5) verwendet. Die verstellbaren Sonden werden jeweils von einem Motor in radialer Richtung zur Mitte des Rohres hin bewegt. Es ist eine Vor- und Rückwärtsbewegung möglich. Die Signale der Nadelsonden zum Aggregatzustand (Dampf/Wasser) werden mit einer Frequenz von 5000 Hz mittels eines PC aufgezeichnet. Die Positionen der Nadelsonden werden mit einer Frequenz von 10 Hz von einem weiteren PC aufgezeichnet. Die beiden Rechner sind miteinander gekoppelt, so dass nur der PC zum Sondenantrieb gestartet werden muss; der zweite Rechner wird dann zeitgleich gestartet.

Um die Kondensatfilmdicke zu ermitteln, werden die vier verstellbaren Nadelsonden verwendet, die jeweils bei den Umfangswinkeln von 0° , 60° , 120° und 180° positioniert sind. Die Nadelsonden können bei Bedarf an drei verschiedene Positionen des Einzelrohres umgesetzt werden (siehe Abb. 3.4). An jedem dieser Querschnitte können vier Nadelsonden eingebaut werden, wovon jede von einem Motor über eine zwischengeschaltetes einstufiges Getriebe in radialer Richtung des Rohres angetrieben wird (siehe Abb. 3.6). Der maximale Bewegungsbereich einer Sonde liegt zwischen 0 und 12 mm.

Die im Einzelrohr installierten Nadelsonden (Abb. 3.5) sind spezielle Instrumente für den Einsatz in einer Zwei-Phasen-Strömung. Sie wurden am Forschungszentrum Rossendorf (FZR) entwickelt und basieren auf der Messung der elektrischen Leitfähigkeit des Mediums. Gas und Wasser besitzen eine stark unterschiedliche elektrische Leitfähigkeit. Im Bereich der thermohydraulischen Parameter ist die Leitfähigkeit des Gases (Wasserdampf oder Gemisch aus Dampf und nicht-kondensierbaren Gasen) vernachlässigbar, während Wasser eine merkliche Leitfähigkeit (mindestens $0,5 \mu\text{S}/\text{cm}$) aufweist. Die elektrische Leitfähigkeit des Wassers hängt von der Konzentration der Verunreinigungen ab. Auch besteht eine starke Abhängigkeit von der Wassertemperatur.

Die unterschiedliche elektrische Leitfähigkeit von Wasser und Dampf (bzw. Gas) wird verwendet, um den Aggregatzustand des Mediums an der Spitze der Nadelsonde zu bestimmen. Wenn eine niedrige Spannung der Nadelsonde zugeführt wird, fließt ein elektrischer Strom von der Spitze der Nadelsonde zum äußeren Rohr. Der Strom wird unterbrochen, wenn die Spitze der Nadelsonde von Dampf bzw. Gas bedeckt wird. Der gemessene Strom wird in ein Spannungssignal umgesetzt. Nach dem A/D Konverter wird das Signal erfasst und in einem Computer gespeichert. Gleichzeitig wird der Abstand der Nadelsonden zur Innenwand gemessen (Position der Sondenspitze im Rohr). Durch Auswertung des Nadelsondensignals sowie den Vergleich mit der Position der Nadelsondenspitze kann die Filmdicke bestimmt werden.

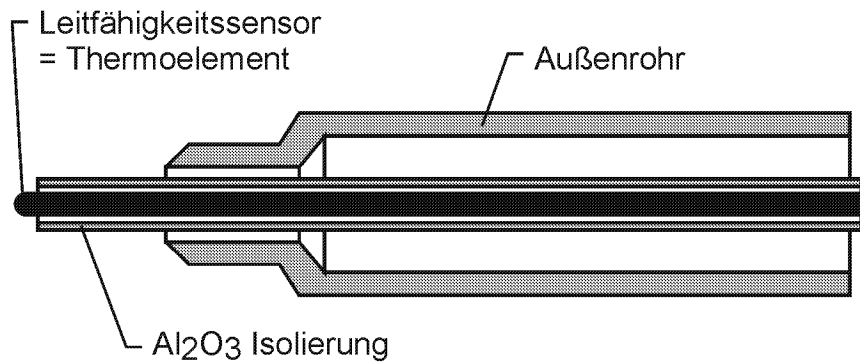


Abb. 3.5: Kombinierte Thermoelemente und Leitfähigkeitssensor

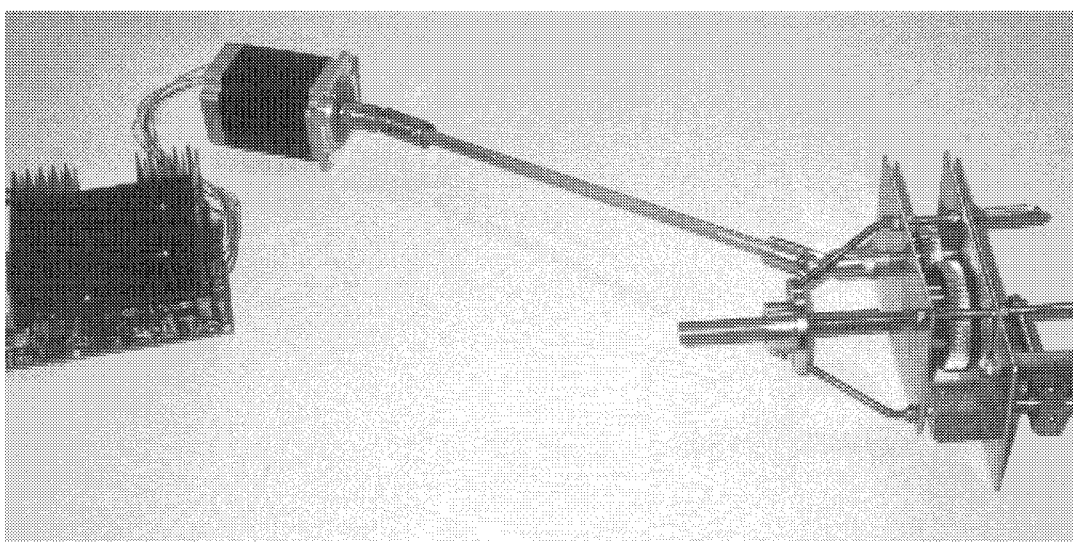
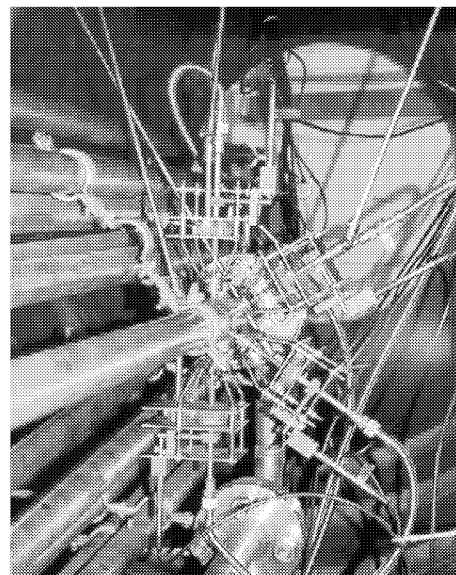
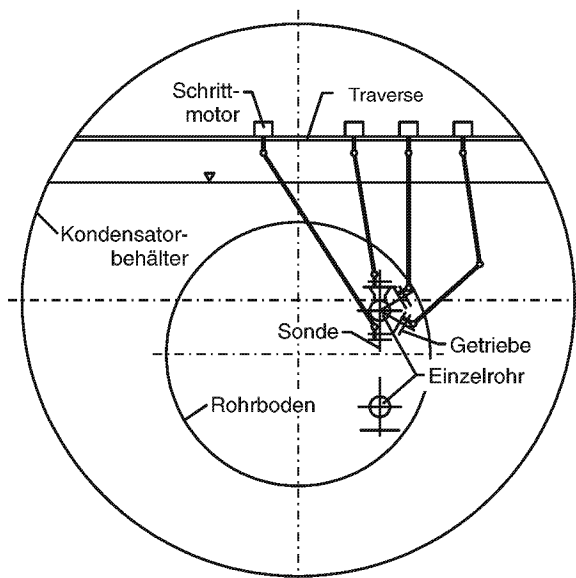


Abb. 3.6: Einbau der Antriebe der Nadelsonde für Einzelrohr (oben) und Nadelsonde mit Ausführung (unten)

Die Spitze der Nadelsonde ist nicht nur eine Elektrode, sondern auch ein Mikrothermoelement. Während der Aggregatzustand des Mediums durch das Signal der Nadelsonde bestimmt wird, kann die Temperatur des Mediums ebenfalls gemessen werden. Dadurch erhält man Kenntnis von der Temperaturverteilung im Dampf bzw. Dampf/Inertgas-Gemisch sowie im Kondensat.

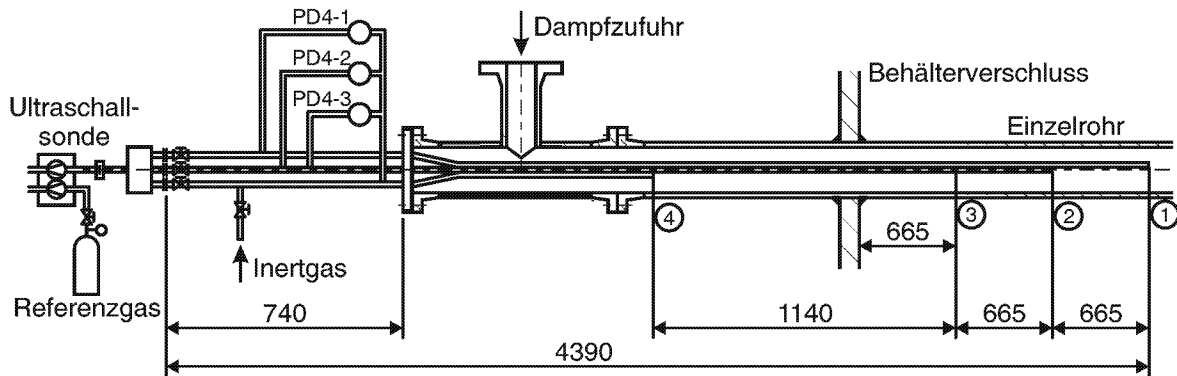


Abb. 3.7: Instrumentierung des Einzelrohres – Druckverlust und Gasanalyse

Im Einzelrohr werden der Druckverlust durch Differenzdruckgeber und die Konzentration des Inertgases durch eine Ultraschallsonde (siehe Abb. 3.7) gemessen. In der Ultraschallsonde [ZIL-98] wird das zu analysierende Gasgemisch Schall-schwingungen ausgesetzt und die auftretende Schallgeschwindigkeit gemessen. Dazu werden fluidisch-akustische Oszillatoren verwenden. Dabei gilt für die Oszillatorfrequenz f

$$f = K \cdot c_{\text{mix}} \quad , \quad (3.1)$$

wobei K eine Oszillatorkonstante und c_{mix} die Schallgeschwindigkeit ist. Im Messzustand saugt ein Ejektor durch den Messoszillator das Messgas und gleichzeitig durch den Referenzoszillator ein Referenzgas (z.B. trockene Luft aus der Umgebung) an. Das Verhältnis der Frequenzen ist dann gegeben durch

$$Q(\xi, K) = \frac{f_{\text{meß}}}{f_{\text{ref}}} = \frac{K_{\text{meß}}}{K_{\text{ref}}} \frac{c_{\text{mix}}}{c_{\text{ref}}} \quad . \quad (3.2)$$

Für ein ideales Binärgas aus Wasserdampf („1“) und Stickstoff („2“) mit den Masseanteilen ξ_1 bzw. $\xi_2 (=1-\xi_1)$ gilt

$$c_{\text{mix}} = \sqrt{\frac{\xi_1 c_{p,1} + \xi_2 c_{p,2}}{\xi_1 c_{v,1} + \xi_2 c_{v,2}}} \left(\frac{\xi_1}{M_1} + \frac{\xi_2}{M_2} \right) RT \quad . \quad (3.3)$$

Aus der Schallgeschwindigkeit können somit die Anteile des binären Gemisches bestimmt werden.

Drei Röhrchen ($\phi 6 \times 1$) sind in der Mitte des Einzelrohres und ein Röhrchen vor dem Eingang des Einzelrohres (außerhalb des Kondensatorbehälters) installiert (Positionen 1 bis 4 in Abb. 3.7). Die Differenzdrücke zwischen jeweils dem 1. und 4., dem 2. und 4. sowie dem 3. und 4. Röhrchen werden aufgezeichnet. Darüber hinaus wird das Wasserdampf/Stickstoff-Gemisch durch diese Röhrchen aus dem Einzelrohr für die Analyse in der Ultraschallsonde entnommen. Eine Bestimmung zur Verteilung des Inertgases im oberen Schenkel ist hierdurch möglich. Das Inertgas wird durch das 4. Röhrchen dem Wasserdampf zugeführt.

3.2 Testmatrix

Die Experimente mit dem Einzelrohr haben folgende Zielsetzung:

1. Untersuchung der Kondensation von Wasserdampf bzw. Wasserdampf/Inertgas-Gemischen in einem horizontalen Rohr;
2. Ermittlung des Betriebsverhaltens des Notkondensators bei Anwesenheit von Inertgas in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern.

Die wichtigsten Parameter in den Tests zu Punkt 1 sind gegeben durch

- den Druck des Wasserdampfes,
- den Massenstrom des Wasserdampfes sowie
- den Massenstrom oder die Konzentration des Inertgases.

Die wichtigsten Parameter in den Tests zu Punkt 2 sind gegeben durch

- den Druck des Primärsystems,
- den Füllstand im Druckgefäß sowie
- die Menge des Inertgases im Rohr.

Druck und Füllstand im Druckgefäß werden so variiert, dass dadurch für den SWR-1000 typische thermohydraulische Randbedingungen simuliert werden. Aus Sicherheitsgründen wird Stickstoff an Stelle von Wasserstoff, der im RDB im Falle eines Kernschmelzunfalls gebildet werden kann, als nicht-kondensierbares Gas im Experiment benutzt.

Die Testmatrix der Einzelrohrversuche umfasst insgesamt 35 Experimente und ist in sechs Testserien unterteilt (siehe Tabelle 3.1). In jeder werden Experimente ohne und mit Stickstoff durchgeführt. Die Sekundärseite steht unter Umgebungsdruck. Die Temperaturen im Kondensatorbehälter liegen zwischen 30 und 90 °C. Während mancher Experimente wurde Sieden des Wassers am Einzelrohr beobachtet.

In den Serien A, C und E ist der Füllstand im Druckgefäß so niedrig gewählt, dass das Einzelrohr leer bleibt, d.h. am Austritt des Rohres ist in der Regel noch Dampf vorhanden. Bei den Versuchen mit Inertgas wird Stickstoff kontinuierlich durch eine Düse (Durchmesser 0,2 mm oder 0,3 mm) aus einer Druckgasflasche in das Einzelrohr eingespeist.

In den Serien B, D und F wird der Füllstand im Druckgefäß so eingestellt, dass der Wasserspiegel sich im Rohrbogen befindet. Die Einspeisung des Stickstoffs erfolgt auf zwei Arten: kontinuierlich über eine längere Zeit oder schnell innerhalb einer kurzen Zeit. Bei der kontinuierlichen Einspeisung wird Stickstoff wie bei den Versuchen der Serie A durch eine Düse in das Einzelrohr eingespeist. Bei der schnellen Einspeisung wird Stickstoff ohne Düse direkt aus einer 2-Liter-Gasflasche in das Einzelrohr eingespeist. Die zugeführte Gasmenge wird durch Gewichtsbestimmung der Gasflasche vor und nach dem Einspeisen ermittelt.

Tabelle 3.1 Testmatrix der Einzelrohr-Experimente

Testserie	Anzahl	Primärseite		Sekundärseite	
		Druck MPa	Füllstand	Druck MPa	Temperatur °C
A	8 (5)*	1	Einzelrohr leer	0,1	30 – 90
B	19 (6)	1	Einzelrohr halb leer	0,1	30 – 90
C	2 (2)	3	Einzelrohr leer	0,1	30 – 90
D	2 (2)	3	Einzelrohr halb leer	0,1	30 – 90
E	2 (2)	7	Einzelrohr leer	0,1	30 – 90
F	2 (2)	7	Einzelrohr halb leer	0,1	30 – 90

* Anzahl der Experimente mit Wasserdampf

3.3 Versuchsdurchführung

Nachfolgend wird die Durchführung eines Experiments anhand des zeitlichen Verlaufs der wichtigsten Parameter am Beispiel eines Tests erläutert. Die in Abb. 3.8a dargestellten Parameter sind der Druck im Druckgefäß, der Massenstrom in der Zulaufleitung zum Einzelrohr, die Druckdifferenz über das Einzelrohr und der Füllstand im Druckgefäß. Die in Abb. 3.8b dargestellten Parameter sind das Signal und die Bewegung der Nadelsonden sowie die Temperatur. Die Daten der Nadelsonde sind nur für den Zeitraum des Messintervalls gespeichert.

Die Ausführung des Experiments lässt sich in drei Zeitphasen unterteilen, wie in Abb. 3.8a durch den unterschiedlichen Schattierungsgrad angedeutet wird. Diese sind die Vorbereitung der Versuchsanlage, das Einstellen der Parameter für das jeweilige Experiment sowie das eigentliche Messintervall, in dem die Daten des Experimentes aufgenommen werden.

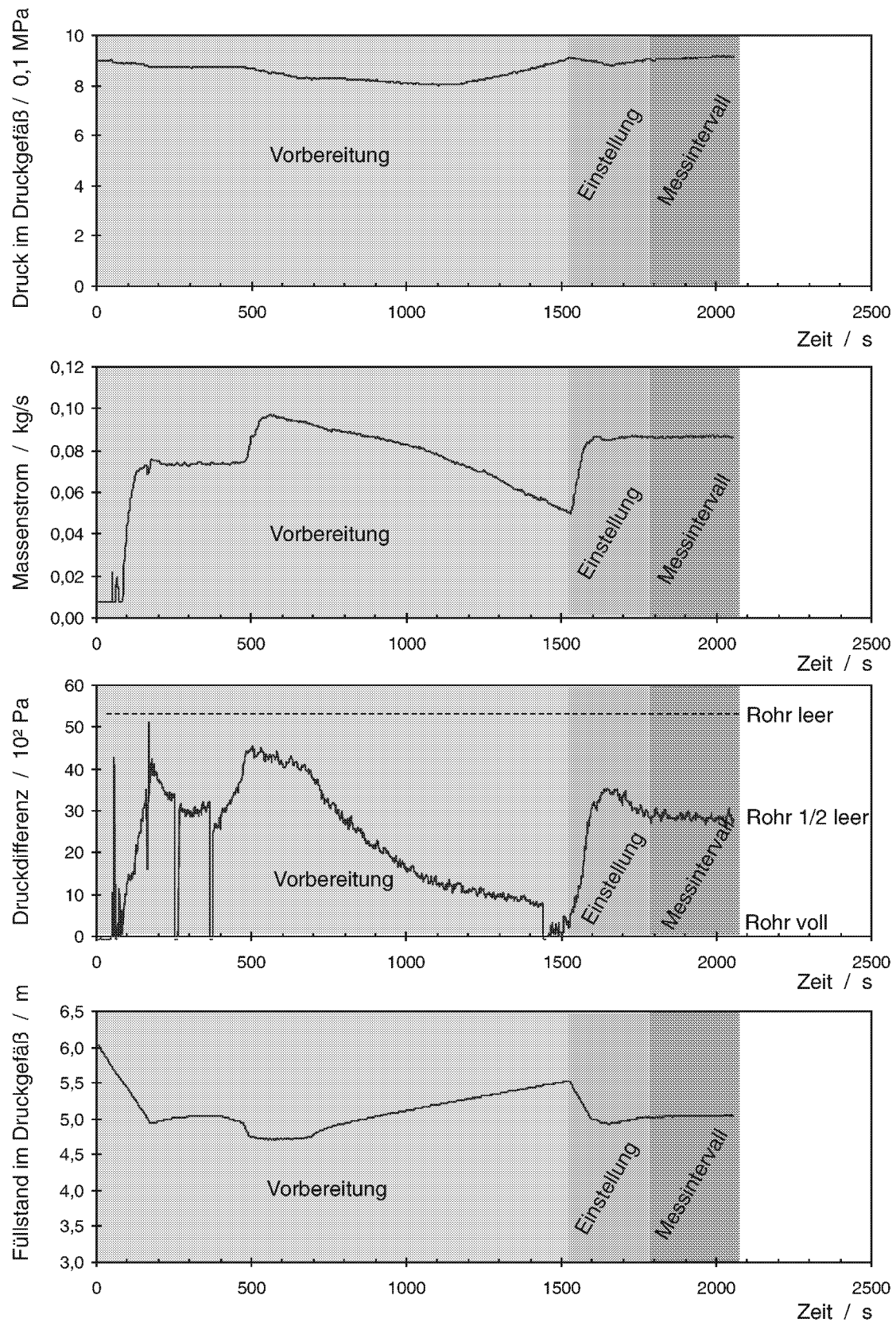


Abb. 3.8a: Ausgewählte Messdaten am Beispiel eines Experiments der Serie B: Druck im Druckgefäß, Dampfmassenstrom zum Einzelrohr, Druckdifferenz über das Einzelrohr und Füllstand im Druckgefäß (von oben nach unten)

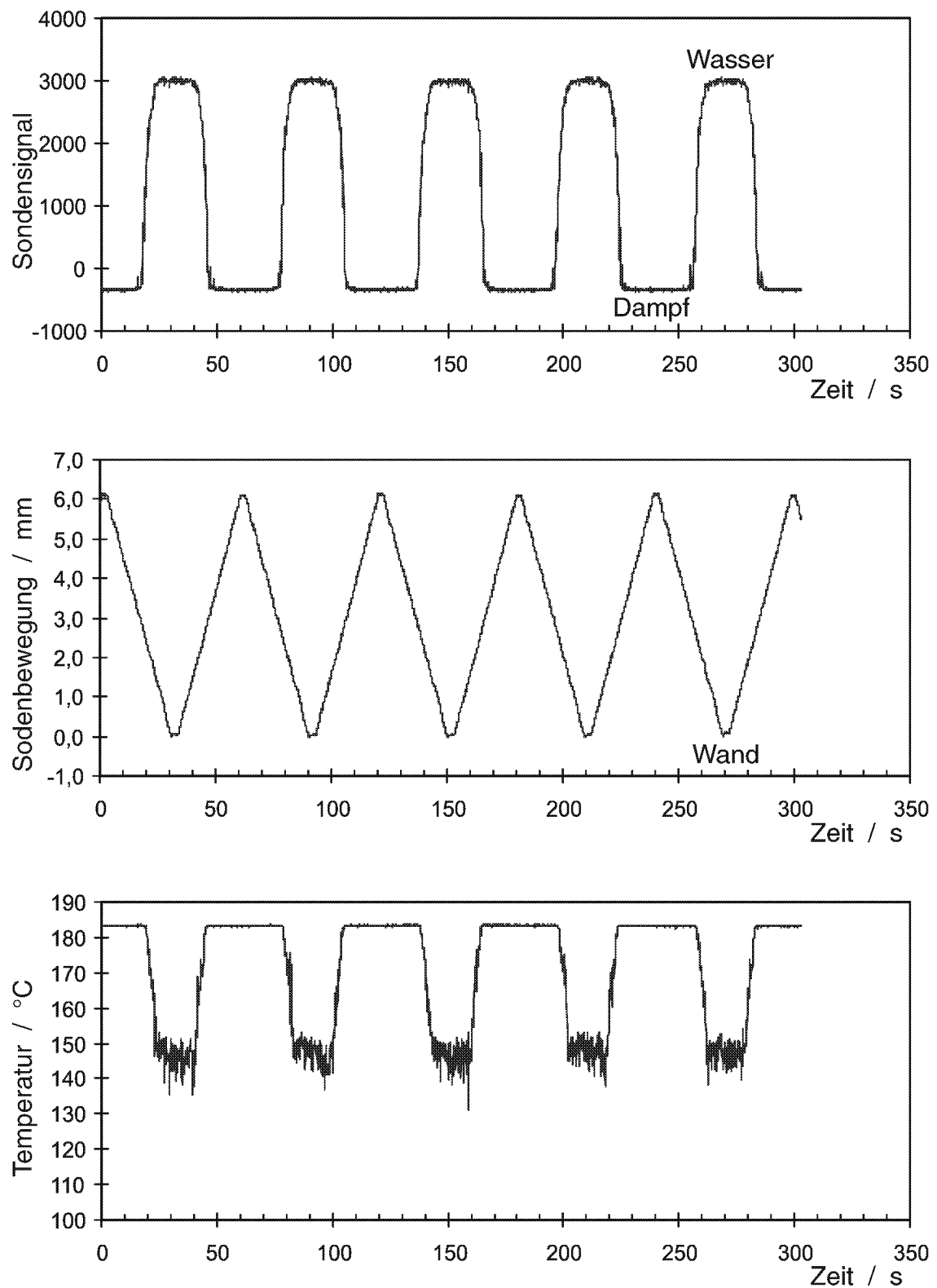


Abb. 3.8b: Sondensignal, Sondenbewegung und Temperatur der Nadelsonde (für die Position 120°) am Beispiel eines Experiments der Serie A

a) Vorbereitung der Versuchsanlage:

Zu Beginn eines Versuchstages, an dem in der Regel mehrere Experimente nacheinander gefahren werden, wird zunächst die Nullpunkteinstellung der verschiedenen Messeinrichtungen überprüft und in einer Datei abgespeichert. Anschließend wird die Versuchsanlage aufgeheizt. Hierfür wird zuerst der Elektrokesselkreislauf mit Hilfe der Umwälzpumpe auf etwa 120°C vorgewärmt. Anschließend wird der Elektrokessel bei niedrigster Leistung (0,75 MW) eingeschaltet. Nach kurzer Zeit erreicht der Kesselkreislauf den eingestellten Drucksollwert. Danach wird über eine Regelarmatur das als Druckpolster aufgebrauchte Gas abgelassen. Zur gleichen Zeit wird Dampf aus dem Separator zum Druckgefäß geleitet, um die Wassertemperatur im Druckgefäß auf Betriebstemperatur zu bringen sowie den Druck im Druckgefäß auf den Drucksollwert anzuheben. Der Füllstand im Druckgefäß wird auf einen so hohen Wert eingestellt, dass das Einzelrohr mit Wasser gefüllt ist. Der Kugelhahn in der Dampfzuleitung ist geöffnet.

Die Entlüftung des Druckgefäßes ist der nächste Schritt in der Vorbereitungsphase. Dies ist ein überaus wichtiger Punkt der Vorbereitung, weil sichergestellt werden muss, dass im Druckgefäß keine Inertgase enthalten sind. Zunächst werden vorhandene Inertgase über Ventil V2.7 (siehe Abb. 3.3) aus der Zulaufleitung und über Ventil V2.9 aus dem Druckgefäß abgelassen. Dazu ist es notwendig, dass der Füllstand im Druckgefäß hoch ist. Nachdem lange genug (mehrere Minuten) abgelassen worden ist, wird der Füllstand abgesenkt, bis Dampf in das Einzelrohr einströmt. Eventuell hier noch vorhandene Inertgase werden dann über das Inertgas-Einspeiseventil abgelassen, wobei der Füllstand leicht angehoben wird. Sobald Wasser austritt, ist diese Prozedur beendet. Mit Hilfe der Ultraschallsonde wird überprüft, ob Inertgas im Einzelrohr vorhanden ist. Mehrmaliges leichtes Absenken und Aufkondensieren bei gleichzeitigem Prüfen über die Ultraschallsonde geben Aufschluss über die Dampfqualität.

b) Einstellung der Parameter für das Experiment

Nach dieser Vorbereitung folgt das Einstellen der Parameter für das geplante Experiment. Der Füllstand im Druckbehälter wird auf die gewünschte Höhe eingestellt, so dass sich der Füllstand im Rohrbogen des Einzelrohrs befindet. Die einzustellende Höhe wird durch die Messung der Druckdifferenz über das Einzelrohr L2.3 (PD-ER) (siehe Abb. 3.3) überprüft.

c) Aufzeichnung der Daten für das Experiment

Die NOKO-Betriebsdatenerfassung und die Aufzeichnung der Nadelsondensignale (Zustand und Position) wird gestartet. Der Füllstand im Einzelrohr wird während des Experiments (mit reinem Wasserdampf) konstant gehalten. In diesem Zeitraum wird der Füllstand im Einzelrohr über das Ventil V2.2 (siehe Abb. 3.3) (Rücklauf über Mischer) von Hand reguliert.

Für den im Anschluss an diesen Dampf-Versuch stattfindenden Dampf/Inertgas-Versuch wird die Druckgasflasche angeschraubt. Das Inertgas wird aus der Gas-

flasche über das Einspeiseventil in das Einzelrohr eingespeist. Durch Messen des Gewichts der Gasflasche vor und nach dem Einspeisen kann die Menge des zugeführten Inertgases ermittelt werden. Der Massenstrom des Inertgases (über der Düseneinspeisung) kann ebenfalls berechnet werden. Fünf Minuten nach der Inertgaseinspeisung wird das Experiment beendet. Die Datenaufzeichnung wird gestoppt.

Nach Abschluss des Experimentes folgt die Vorbereitung für das nachfolgende Experiment. Um möglichst keine Inertgase in den Druckbehälter gelangen zu lassen, wird der Füllstand im Druckbehälter durch Kondensation von Dampf im Einzelrohr oder durch kurzzeitiges Einspeisen von Sattwasser angehoben.

3.4 Versuchsauswertung

Um das Betriebsverhalten des Notkondensators bei Anwesenheit von Inertgasen zu ermitteln, wird die im Einzelrohr übertragene Leistung aus den Messwerten berechnet. Die Beschreibung der Vorgehensweise zur Bestimmung der Leistung und die dazu durchgeführte Ungenauigkeitsanalyse erfolgt im nachfolgenden Kapitel 3.4.1. Um die Kondensatfilmdicke im Einzelrohr zu bestimmen, werden die Signale und die Positionen der Nadelsonden verwendet. Die Auswertung der Filmdicke und deren Ungenauigkeitsanalyse wird in Kapitel 3.4.2 vorgestellt.

3.4.1 Energiebilanz und Ungenauigkeitsanalyse

Die Energiebilanz für das Einzelrohr (vgl. Abb. 3.9) lautet:

$$\dot{Q} = (\dot{M}_D h_{D,s} + \dot{M}_G h_G) - \dot{M}_a h_a . \quad (3.4)$$

$\dot{M}_D$ ist der Dampfmassenstrom, der mit Hilfe einer in der Zulaufleitung angeordneten Düse gemessen wird. $\dot{M}_a$ ist der Massenstrom des Kondensats in der Rücklaufleitung, der im stationären Betriebszustand gleich dem Dampfmassenstrom ist. Die spezifische Enthalpie $h_{D,s}$ ist die Enthalpie des gesättigten Dampfes und h_a die Enthalpie des meist unterkühlten Kondensats in der Rücklaufleitung. Beide Enthalpien werden in Abhängigkeit vom gemessenen Druck und von der gemessenen Temperatur unter Verwendung einer Wasserdampf-tafel berechnet. $\dot{M}_G$ ist der Massenstrom des eingespeisten Gases. Da der Massenstrom des Gases sehr klein ist, kann $\dot{M}_G h_G$ in Gleichung (3.4) vernachlässigt werden. Damit erhält man

$$\dot{Q} = \dot{M}_D (h_{D,s} - h_a) . \quad (3.5)$$

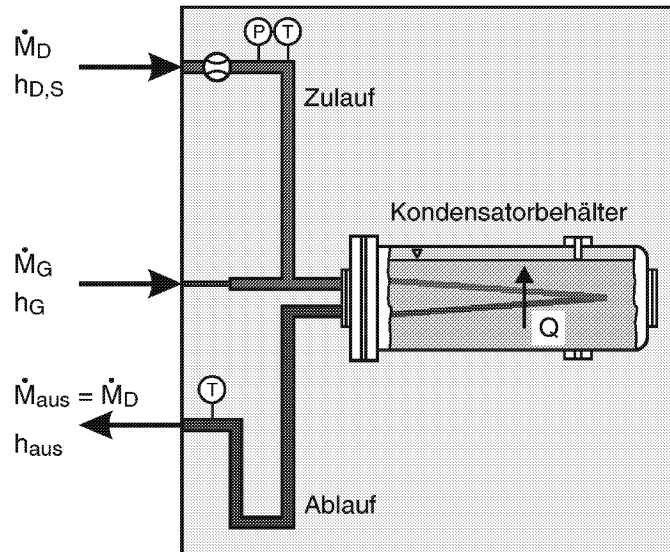


Abb. 3.9: Energiebilanzraum für das Einzelrohr

Nachfolgend wird eine Ungenauigkeitsanalyse der Energiebilanz für das Einzelrohr durchgeführt. Nach DIN 1319 [DIN-95] wird ein Wertebereich für den technischen Bereich empfohlen, innerhalb dessen der wahre Messwert mit einer statistischen Wahrscheinlichkeit von 95% liegt. In der Ungenauigkeitsanalyse müssen sowohl die Kalibrier- und Messungenauigkeiten der Messgeber als auch die Ungenauigkeiten in der Messdatenerfassung berücksichtigt werden. Die Ungenauigkeiten der Messdatenerfassung liegen für die Thermoelemente bei 0,4% des Kalibrierbereiches und für alle übrigen Messaufnehmer bei 0,2% des Kalibrierbereiches. Bei den Differenzdruckaufnehmern zur Messung der Massenströme muss zusätzlich noch eine aus dem Messaufbau resultierende Ungenauigkeit von 0,1% berücksichtigt werden.

Generell ist zwischen der maximalen und der mittleren oder wahrscheinlichen Ungenauigkeit einer von fehlerbehafteten Parametern i abhängigen Funktion $f(i)$ zu unterscheiden. Die maximale Ungenauigkeit $U_{\max}$ ist die Summe der Produkte aus den partiellen Ableitungen der fehlerbehafteten Parameter $\partial f(i)/\partial i$ und den jeweiligen Ungenauigkeiten der fehlerbehafteten Parameter U_i

$$U_{\max} = \pm \left| \sum_i \frac{\partial f(i)}{\partial i} U_i \right|. \quad (3.6)$$

Die wahrscheinliche Ungenauigkeit U_{wahr} ist definiert als Wurzel aus der Summe der Quadrate von $\partial f(i)/\partial i$ und U_i

$$U_{\text{wahr}} = \pm \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial f(i)}{\partial i} U_i \right)^2}. \quad (3.7)$$

Gemäß den beiden obigen Gleichungen können die maximalen und wahrscheinlichen Ungenauigkeiten für die Messung von Temperatur, Druck und Massenstrom bestimmt werden.

Der Massenstrom wird mittels einer Messdüse gemessen. Nach DIN 1952 [DIN-82] bzw. ISO 5168 [ISO-91] erhält man die wahrscheinliche Unsicherheit des Massenstroms

$$U_{\dot{M}, \text{wahr}} = \pm \left[U_{\alpha}^2 + U_{\varepsilon}^2 + 4 \left(\frac{\beta_r^4}{\alpha} \right)^2 U_D^2 + 4 \left(1 + \frac{\beta_r^4}{\alpha} \right)^2 U_d^2 + \frac{1}{4} U_{\Delta p}^2 + \frac{1}{4} U_{\rho}^2 \right]. \quad (3.8)$$

Dabei bedeuten U_{α} die Unsicherheit der Durchflusszahl α bzw. des Durchflusskoeffizienten, U_{ε} die Unsicherheit der Expansionszahl ε , U_D die Unsicherheit des Rohrdurchmessers, U_d die Unsicherheit des Düsendurchmessers, $U_{\Delta p}$ die Unsicherheit des gemessenen Differenzdrucks und U_{ρ} die Unsicherheit der Dichte des strömenden Mediums. β_r ist das Verhältnis von Düsendurchmesser zu Rohrdurchmesser

$$\beta_r = \frac{d}{D}. \quad (3.9)$$

Die relative Unsicherheit des Durchflusskoeffizienten ergibt sich nach DIN 1952

$$\frac{U_{\alpha}}{\alpha} = \begin{cases} \pm 0,8\% & \text{für } \beta_r \leq 0,6 \\ \pm (2\beta_r - 0,4)\% & \text{für } \beta_r \geq 0,6 \end{cases}. \quad (3.10)$$

Für die in der Dampfzulaufleitung installierte Düse mit $d = 37,5$ mm und $D = 67,1$ mm, d.h. mit $\beta = 0,56$, ergibt sich

$$\frac{U_{\alpha}}{\alpha} = \pm 0,8\%. \quad (3.11)$$

Die relative Unsicherheit der Expansionszahl ε ergibt sich aus

$$\frac{U_{\varepsilon}}{\varepsilon} = \pm 2 \frac{\Delta p}{p} \%. \quad (3.12)$$

Δp ist der gemessene Differenzdruck und p der Absolutdruck.

Die relativen Unsicherheiten des Rohrdurchmessers und des Düsendurchmessers sind nach DIN 1952 jeweils 0,05%, d.h.

$$\frac{U_D}{D} = \frac{U_d}{d} = \pm 0,05\%. \quad (3.13)$$

Die wahrscheinliche Unsicherheit der Differenzdruckmessung ergibt sich nach Gleichung (3.7) aus den Werten für die Unsicherheit der Kalibrierung des Messaufnehmers U_{kal} , die Unsicherheit des Messaufnehmers selbst U_{Mess} und die Unsicherheit der Datenerfassung U_{Dat} . Weiterhin ist eine Konstante zur Berücksichtigung von Unsicherheiten durch den Messaufbau U_{auf} zu addieren. Es gilt dann

$$U_{\Delta p} = \pm \left(\sqrt{U_{\text{kal}}^2 + U_{\text{Mess}}^2 + U_{\text{Dat}}^2} + |U_{\text{auf}}| \right). \quad (3.14)$$

Die Unsicherheit in der Dichte des Dampfes wird berechnet aus der Differenz der Dichten, die aus dem Druck sowie der Temperatur ohne und mit Messfehlern bestimmt wird:

$$U_{\rho} = \pm \left| \rho(p + U_p, T + U_T) - \rho(p, T) \right|. \quad (3.15)$$

Die Werte für die wahrscheinlichen Unsicherheiten sind in den Tabellen 3.1, 3.2 und 3.3 zusammengefasst.

Tabelle 3.1: Wahrscheinliche Unsicherheiten bei der Temperaturmessung

Kalibrierung	Messaufnehmer	Datenerfassung	Kalibrierbereich	Gesamt
0,375%	$\approx 0\%$	0,4%	0 – 400 °C	1,1 K

Tabelle 3.2: Wahrscheinliche Unsicherheiten bei der Druckmessung

Kalibrierung	Messaufnehmer	Datenerfassung	Kalibrierbereich	Gesamt
0,05%	0,1%	0,2%	0 – 25 MPa	0,58%

Tabelle 3.3: Wahrscheinliche Unsicherheit des Differenzdrucks bei der Massenstrommessung

U_{kal}/p	U_{Mess}/p	U_{Dat}/p	U_{auf}/p	Kalibrierbereich	Gesamt
0,05%	0,1%	0,2%	4,0%	0 – 50 kPa	4,3%

Die maximale relative Ungenauigkeit der Leistung des Einzelrohrs wird berechnet nach

$$\frac{U_{\dot{Q}}}{\dot{Q}} = \pm \left(\left| \frac{U_{\dot{M}_D}}{\dot{M}_D} \right| + \left| \frac{U_{h_{D,s}} + U_{h_a}}{h_{D,s} - h_a} \right| \right) \quad (3.16)$$

und entsprechend die wahrscheinliche relative Ungenauigkeit nach

$$\frac{U_{\dot{Q}}}{\dot{Q}} = \pm \sqrt{\left(\frac{U_{\dot{M}_D}}{\dot{M}_D} \right)^2 + \left(\frac{U_{h_{D,s}} + U_{h_a}}{h_{D,s} - h_a} \right)^2}. \quad (3.17)$$

3.4.2 Kondensatfilmdicke und Ungenauigkeitsanalyse

Um die Kondensatfilmdicke sowie die Höhe des Kondensatsumpfes zu ermitteln, werden, wie bereits erwähnt, die Signale der verstellbaren Nadelsonden analysiert und mit der Position der Spitze der Nadelsonden verglichen.

In Abb. 3.10 sind der ideale Verlauf eines Sondensignals und der Bewegung der Nadelsonde dargestellt. Liegt die Nadelsonde im Wasser, so liefern die Sonden-signale einen Höchstwert (hohe elektrische Leitfähigkeit). Liegt die Nadelsonde dagegen im Dampf bzw. Gas, so ist das Sondensignal auf einem Tiefstwert (geringe elektrische Leitfähigkeit). Die Nadelsonde wird durch einen Motor angetrieben und bewegt sich hin und her. Wenn die Spitze der Nadelsonde sich aus dem Dampfbereich heraus in das Wasser bewegt, steigt der Wert des Sondensignals steil bis zum Höchstwert an. Wenn die Nadelsondenspitze – umgekehrt – sich aus dem Wasser in den Dampfbereich bewegt, fällt der Wert des Sondensignals steil bis auf den Tiefstwert ab.

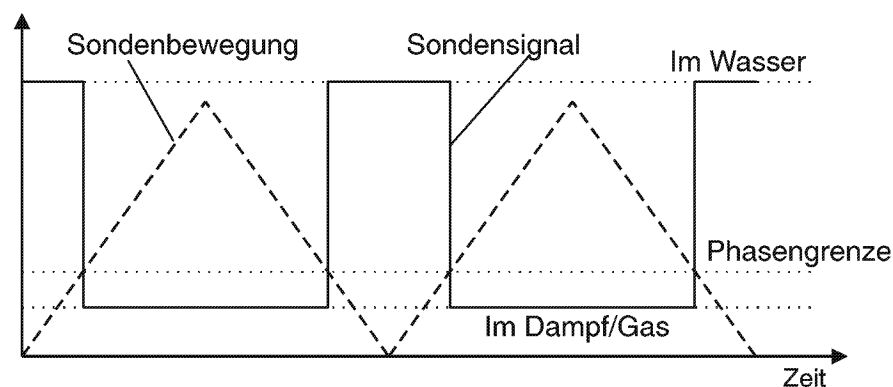


Abb. 3.10: Idealer Verlauf des Sondensignals und der Sondenbewegung zur Bestimmung der Filmdicke

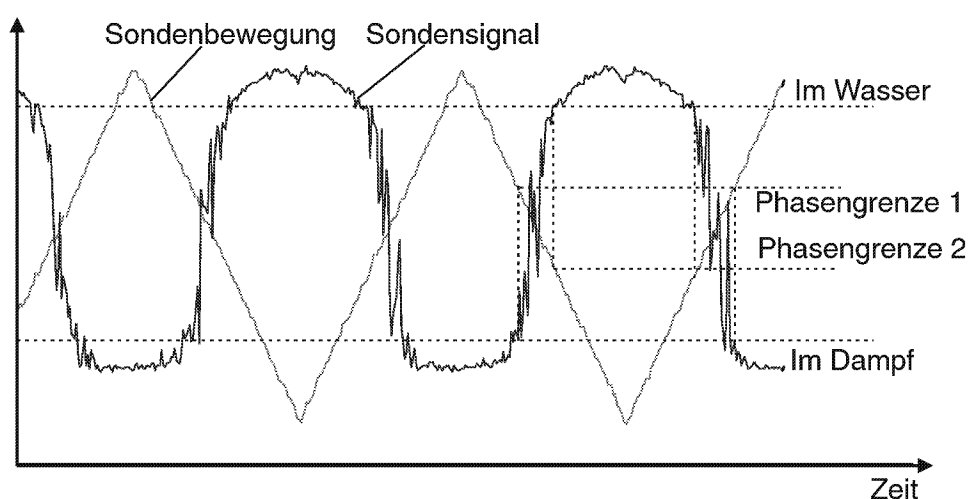


Abb. 3.11: Im Experiment gemessener Verlauf des Sondensignals und der Sondenbewegung zur Bestimmung der Filmdicke in einem Experiment

Der Zeitpunkt des Übergangs über die Phasengrenze wird ermittelt und mit der Bewegung der Nadelsonde verglichen. Dadurch erhält man die exakte Position der Nadelsondenspitze an der Phasengrenze bzw. die Dicke des Kondensatfilms.

Das bei den Experimenten tatsächlich gemessene Sondensignal weicht aus verschiedenen Gründen von der Idealform ab (siehe Abb. 3.11). Ein Grund ist die Tatsache, dass die Sondensignale von der Wassertemperatur bzw. Dampftemperatur abhängen. Ein anderer ist die Möglichkeit der Wellenbildung an der Oberfläche des Kondensatfilms. Noch ein weiterer Grund liegt in der Oberflächenspannung an der Spitze der Nadelsonde beim Eintauchen bzw. beim Wiederhervortreten aus dem Wasserfilm. Als Ergebnis erhält man einen Bereich, gekennzeichnet in Abb. 3.11 durch die gestrichelten Linien ‚Phasengrenze 1‘ und ‚Phasengrenze 2‘, anstelle eines einzelnen exakten Wertes für die Phasengrenze.

Für die Bestimmung der Kondensatfilmdicken spielen die absoluten Werte der Sondensignale keine Rolle. Es genügt lediglich die binäre Information, die den Aggregatzustand (gasförmig oder flüssig) des Mediums an Spitze der Nadelsonde charakterisiert. Sie wird bestimmt durch das Überschreiten bzw. Unterschreiten vorher festgelegter Niveaulinien, wie sie in Abb. 3.11 durch die oberste und unterste waagerechte gestrichelte Linie angegeben ist. Damit ergibt sich für den Phasengrenzübergang nicht mehr nur ein Zeitpunkt, sondern ein ganzes Zeitintervall (benachbarte, vertikale gestrichelte Linien in Abb. 3.11).

Die wahrscheinliche Ungenauigkeit der Filmdicke hängt prinzipiell von der Ungenauigkeit der Sondensignale und von der Sondenbewegung ab. Hinsichtlich der Ungenauigkeit der Sondensignale bei der Bestimmung der binären Informationen wird ein von DIN 1319 empfohlener statistischer Wahrscheinlichkeitswert von 5% berücksichtigt.

In der Ungenauigkeitsanalyse für die Sondenbewegung müssen sowohl die Kalibrierengenauigkeit U_{Kal} und die Messungenauigkeiten U_{Mess} der Messgeber als auch die Ungenauigkeiten bei der Messdatenerfassung U_{Dat} berücksichtigt werden. Weiter muss zusätzlich noch eine Ungenauigkeit für den Messaufbau U_{Auf} beachtet werden. Die Werte der genannten Ungenauigkeiten sind in Tabelle 3.4 dargestellt.

Tabelle 3.4: Wahrscheinliche Unsicherheiten bei der Sondenbewegung

U_{Kal}/δ	U_{Mess}/δ	U_{Dat}/δ	U_{Auf}	Kalibrierbereich	Gesamt
0,03%	0,1%	0,2%	0,5 mm	0 – 12 mm	0,51 mm

3.5 Experimentelle Ergebnisse

3.5.1 Kondensation von Dampf

Insgesamt 19 Experimente mit einer Kondensation von Dampf wurden in sechs Testserien durchgeführt. Die Testmatrix ist in Tabelle 3.5 dargestellt. Bei den Versuchen C3 und D6 konnten die Nadelsonden nicht bewegt werden. In den Versu-

chen B5 und B12 war unerwartet Inertgas in das Einzelrohr eingedrungen. Die Ursache war wahrscheinlich das Ansaugen von Luft durch eine nicht fest angezogene Stopfbuchse der Umwälzpumpe. Die Auswertung der übrigen Experimente zur Kondensation von Dampf betrifft die Ermittlung der Filmdicken und der Temperaturverteilung in Kondensat.

Tabelle 3.5: Experimente mit Kondensation von Dampf

Versuch	Druck im RDB MPa	PD-ER 10 ² Pa	Massenstrom (kg/s)	Position der Nadelsonden
A1	0,99	60	0,15	3
A2	1,03	44	0,16	2
A3	1,00	60	0,16	2
A5	1,00	46	0,12	3
A7	1,03	48	0,12	3
B1	1,01	28	0,084	3
B5	1,03	27	0,063	3
B10	1,03	26	0,115	2
B11	1,01	30	0,071	2
B12	1,02	35	0,057	3
B15	1,01	32	0,084	3
C1	3,00	53	0,22	3
C3	2,94	54	0,24	--
D1	3,05	30	0,12	3
D6	3,02	29	0,14	--
E1	6,96	54	0,38	3
E3	6,98	52	0,39	2
F1	6,81	26	0,16	3
F6	7,21	32	0,18	2

3.5.1.1 Filmdicke

Durch das periodische Ein- und Ausfahren konnte über die Sondensignale jeweils mehrere Male das Profil gemessen werden. Die Sondensignale wurden analysiert und mit der Position der Spitze der Nadelsonden verglichen. Daraus wurden die Filmdicken ermittelt. Die experimentellen Ergebnisse sind in Tabelle 3.6 dargestellt. Bei den in der Tabelle 3.5 mit * gekennzeichneten Tests war das elektrische Leitfähigkeitssignal leider ausgefallen. In diesen Fällen wurden die Filmdicken da-

her aus der Temperaturverteilung im Vergleich zu den anderen Sonden abgeschätzt.

Tabelle 3.6: Filmdicken bei der Kondensation von Dampf im horizontalen Rohr

Versuche	Filmdicke [mm]				Position
	0°	60°	120°	180°	
A1	1,4 – 1,8 *	0,2 – 0,4	0,9 – 2,1	1,3 – 6,8	3
A2	0,1	0 – 1,3 *	0,9 – 1,8	1,2 – 5,0	2
A3	0,1	0 – 1,2 *	0,6 – 2,1	1,8 – 5,0	2
A5	0,2 – 0,7	0 – 0,8 *	0,9 – 1,5	4,3 – 8,7	3
A7	0 – 1,0 *	0 – 1,0 *	**	3,3 – 8,8	3
B1	0,5 – 2,1 *	0,3 – 0,7	1,2 – 1,6	5,0 – 8,1	3
B5 ***	0,1	0,1	0,1	4,0 – 6,4	3
B10	0,1	0 – 1,1 *	0,8 – 1,5	3,6 – 7,0	2
B11	0,1	0 – 0,9 *	0,3 – 0,8	3,0 – 8,0	2
B12 ***	0,1	0,1	0,1	5,5 – 6,7	3
B15	0 – 1,9 *	0 – 1,4 *	**	6,1 – 7,9	3
C1	1,0 – 1,6 *	0,4 – 0,8	0,8 – 1,8	4,9 – 9,0	3
D1	0 – 0,7 *	0,1	0,1	7,1 – 9,5	3
E1	1,5 – 3,0 *	0,1 – 0,5	0,7 – 1,8	7,4 – 12	3
E3	0,7 – 1,2	0,4 – 0,7 *	0,6 – 1,7	9,5 – 12	2
F1	1,4 – 2,3 *	0,1	0 – 2,3	9,7 – 12	3
F6	0,2 – 0,6	0 – 1,0 *	1,1 – 1,7	9,5 – 12	2

* Nadelsonde bedeckt

** Nadelsonde bewegt sich nicht

*** Inertgas unerwartet anwesend

Aus dem Vergleich kann man schließen, dass die Filmdicken an der Position 180° beträchtlich größer sind als an den anderen Positionen (0°, 60° und 120°). Das bedeutet, dass die Strömungsform im horizontalen Einzelrohr der erwarteten Schichtenströmung entspricht. Weiterhin sind die Filmdicken bei 120° größer als bei 60°. In den meisten Versuchen zeigte sich, dass die Kondensatfilmdicken am Scheitelpunkt (0°) größer waren als an den Positionen 60° und 120°.

Aus dem Vergleich zwischen den Positionen 2 und 3 am Rohr (siehe Abb. 3.4) kann man erkennen, dass die Filmdicke des Kondensats am Boden (180°) bei 1 MPa (Serie A und B) an der Position 2 (näher zum Eintritt des Einzelrohrs) kleiner ist als an der Position 3. Bei 60° und 120° sind die Unterschiede zwischen den Positionen 2 und 3 nicht so groß.

Die Massenströme bei den Versuchsserien A, C und E sind aufgrund des entleerten Einzelrohres jeweils größer als bei den Versuchsserien B, D und F. Die Filmdicken am Boden sind wie erwartet bei höheren Dampfmassenströmen kleiner als bei niedrigeren.

Aus dem Vergleich zwischen Tests bei verschiedenen Drücken kann man sehen, dass der Kondensatfilm am Boden (180°) bei höherem Druck dicker ist als bei niedrigerem Druck.

3.5.1.2 Temperaturprofil

Es wurde in Abschnitt 3.4.3 dargelegt, dass die Positionsbestimmung der Nadelsondenspitze mit einer gewissen Unsicherheit behaftet ist. Für die Ermittlung des Temperaturprofils ist als Nullpunkt der Sonde (Herausfahren aus der Rohrwand) diejenige Position festgelegt worden, bei der ein Temperaturanstieg zu beobachten ist.

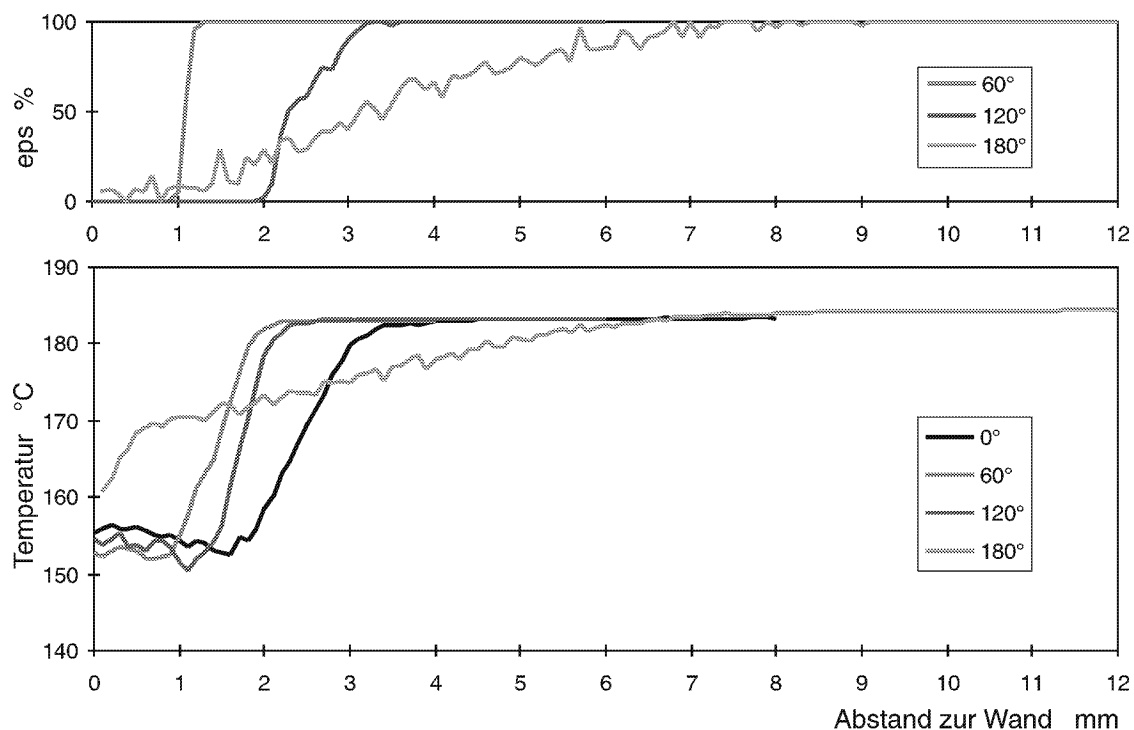


Abb. 3.12: Dampf- bzw. Gasgehalts- (eps) und Temperaturprofile in Abhängigkeit vom Abstand zur Wand im Versuch A1 (1 MPa)

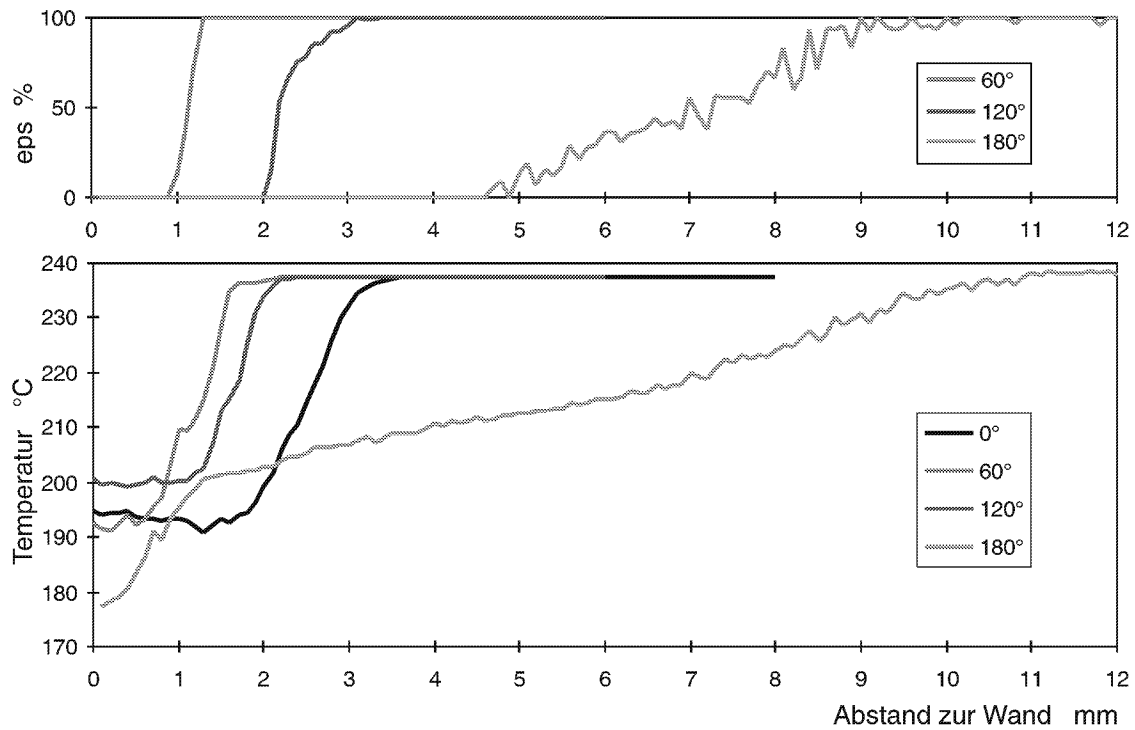


Abb. 3.13: Dampf- bzw. Gasgehalts- (eps) und Temperaturprofile in Abhängigkeit vom Abstand zur Wand im Versuch C1 (3 MPa)

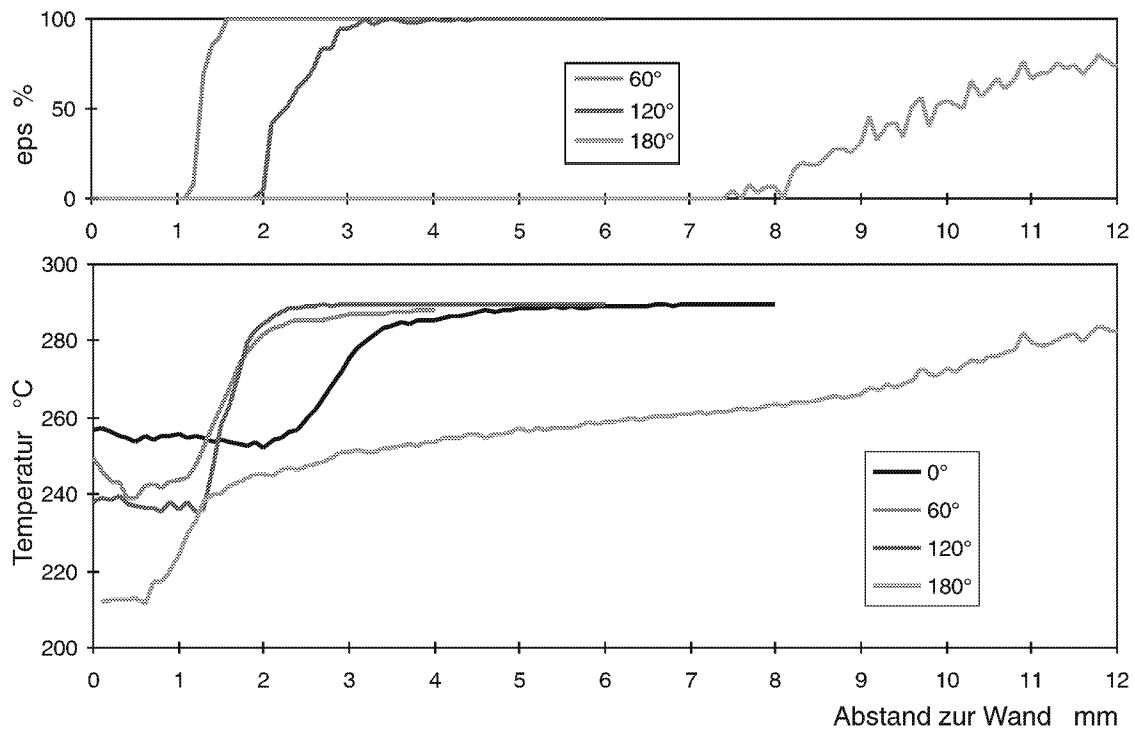


Abb. 3.14: Dampf- bzw. Gasgehalts- (eps) und Temperaturprofile in Abhängigkeit vom Abstand zur Wand im Versuch E1 (7 MPa)

In den Abbn. 3.12 bis 3.14 sind die gemessenen Profile des Dampfgehalts und der Temperatur aus den Versuchen A1, C1 und E1 dargestellt. In den jeweils oberen Teilbildern sind die Dampfgehalte aus dem Sondensignal und der Sondenbewegung bestimmt worden. Wenn der Dampfgehalt null ist, liegt die Nadelsonde im Kondensat. Wenn der Dampfgehalt 100% ist, liegt die Nadelsonde in der Gasströmung. Der Übergangsbereich zeigt den Phasenübergang.

Aus den unteren Teilbildern erkennt man, dass die Temperaturen im Kondensat an den Positionen 60° (S2) und 120° (S3) in etwa linear bis zum Erreichen der Sättigungstemperatur ansteigen. Am Boden (S4, 180°) steigt die Temperatur unmittelbar an der Wand zunächst steil an. Danach zeigt die Kurve einen deutlich flacheren Anstieg, bis die Sättigungstemperatur erreicht ist. Die Temperatur zeigt wegen der wahrscheinlichen Wellenbewegungen des Kondensatumpfes leichte Fluktuationen an der Phasengrenze. In einem Bereich laminarer Strömung des Kondensats treten starke Temperaturgradienten auf. Dann erfolgt ein Übergang zur turbulenten Strömung.

Die Abb. 3.14 enthält Hinweise darauf, dass die Gasströmung in der Nähe des Kondensatfilms möglicherweise Tröpfchen enthält. Wie man der Aufzeichnung des Leitfähigkeitssignals entnehmen kann, wird schon eine Gasströmung ($\epsilon_{ps}=100\%$) angezeigt, obwohl die Temperatur noch nicht ganz die Sättigungstemperatur erreicht hat.

3.5.1.3 Druckdifferenz im Rohr

Die Druckdifferenzmessung erfolgte mittels vier, im Zentrum des Rohres angebrachten dünnen (Innendurchmesser 4 mm) Messleitungen. Diese waren am Rohranfang aus dem Einzelrohr heraus auf drei Differenzdrucknehmer, PD-41, PD-42 und PD-43, geführt worden (siehe auch Kapitel 3.1.2). Vor Versuchsbeginn, d.h. im drucklosen Zustand, wurden die Messleitungen ausgiebig mit kaltem Wasser gespült und die Messwerte auf Plausibilität hin überprüft. Während des Versuchs wurden dann die Messleitungen von Dampf umspült und erwärmt. Hierdurch wurde auch das in den Messleitungen vorhandene Wasser erwärmt und teilweise verdampft. Dies wiederum hatte zur Folge, dass ein zuverlässiges Messen des Druckabfalls in den verschiedenen Rohrabschnitten nicht mehr möglich war.

3.5.2 Kondensation von Wasserdampf/Inertgas-Gemischen

Insgesamt wurden 16 Experimente zur Kondensation von Wasserdampf/Stickstoff-Gemischen durchgeführt. Die Testmatrix ist in Tabelle 3.7 dargestellt.

Bei diesen Versuchen mit einer Einspeisung von Inertgas ist der spezielle Aufbau der Versuchsanordnung zu beachten. Durch die U-förmige Rohrführung und die Zirkulationssperre kann das Inertgas das Rohr nicht durchströmen, sondern es sammelt sich – je nach Einstellung des Füllstandes im Druckgefäß – vor der sich bildenden Wasseroberfläche an. Die Wasseroberfläche wird in den Tests so eingestellt, dass sie sich einmal im Rohrbogen (dies hat eine geringere Sensitivität

bei Füllstandsschwankungen zur Folge) und das andere Mal am Rohrende oder außerhalb des Rohres befindet. Das axiale Inertgas-Konzentrationsprofil ist während der Inertgas-Einspeisung transient, bis sich kurze Zeit nach Ende der Einspeisung ein stationärer Zustand einstellt.

Während der Durchführung dieser Versuche mit Inertgas (Stickstoff) traten mehrfach technische Probleme auf: Durch die Bewegung der Sonden traten in der 60° Position Leckagen durch die Stopfbuchse (speziell bei 7 MPa) auf. Durch die undichte Stelle entwich Inertgas, dessen Menge nicht erfasst werden konnte. Das ursprüngliche Teflon-Material in der Stopfbuchse musste durch ein härteres Material ersetzt werden.

Tabelle 3.7: Experimente zur Kondensation von Dampf/Stickstoff-Gemischen

Versuch	Druck im RDB [MPa]	Menge des zugeführten Stickstoffs [g]	Art der Einspeisung	Position der Nadelsonden	Bemerkung
A4	1,0	300	kontinuierlich	2	
A6	1,0	58,3	kontinuierlich	3	
A8	1,0	58,5	kontinuierlich	3	
B2	1,0	38,8	schnell	3	
B3	1,0	52,8	schnell	3	folgt auf B2
B4	1,0	67,1	schnell	3	folgt auf B3
B6	1,0	41,1	schnell	3	
B7	1,0	53,1	schnell	3	folgt auf B6
B8	1,0	65,5	schnell	3	folgt auf B7
B9	1,0	59,3	kontinuierlich	3	
B13	1,0	17,6	schnell	3	
B14	1,0	44,2	schnell	3	folgt auf B13
B16	1,0	15,8	schnell	3	
B17	1,0	35,6	schnell	3	folgt auf B17
B18	1,0	54,2	schnell	--	
B19	1,0	53,6	schnell	--	

3.5.2.1 Massenstrom

In Abb. 3.15 sind der Massenstrom des Dampfes, die Druckdifferenz über das Einzelrohr und der Druck im Druckgefäß für den Versuch A6 dargestellt. In diesem Versuch wird das Inertgas ab dem Zeitpunkt $t=40$ s in das Einzelrohr durch eine Düse (Durchmesser 0,3 mm) aus der Druckgasflasche eingespeist. Während des 60 s dauernden Einspeisevorgangs werden insgesamt 58,3 g Inertgas in das Rohr eingespeist. In der Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass sich der Massenstrom des Dampfes am Eintritt und damit die Leistung des Einzelrohres während des Einspeisevorgangs verringert. In der ersten Phase sinkt der Massenstrom schnell ab. In der zweiten Hälfte des Einspeisevorgangs verringert sich der Massenstrom nur noch langsam. Nach Abschluss der Gaszuführung ändert sich der Massenstrom praktisch nicht mehr. Der verringerte Massenstrom hat eine kleinere Druckdifferenz zur Folge; dadurch steigt der Wasserspiegel im Einzelrohr an.

In Abb. 3.16 sind die entsprechenden Ergebnisse für den Versuch B9 dargestellt. Vor dem Einspeisen des Stickstoffs ist das Einzelrohr zur Hälfte entleert. Das Inertgas wird ab dem Zeitpunkt $t=80$ s in das Einzelrohr durch eine Düse (Durchmesser 0,2 mm) aus der Druckgasflasche kontinuierlich eingespeist. Der Einspeisevorgang dauert 400 s; dabei werden insgesamt 59,3 g Inertgas dem Einzelrohr zugeführt. Anfangs verringert sich der Massenstrom sehr rasch. Nach einer kurzen Phase eines in etwa konstanten Massenstroms im Zeitraum 120 – 200 s sinkt der Massenstrom weiter ab. Zum Zeitpunkt $t=380$ s erreicht der Massenstrom ein Minimum, um danach wieder langsam etwas anzusteigen.

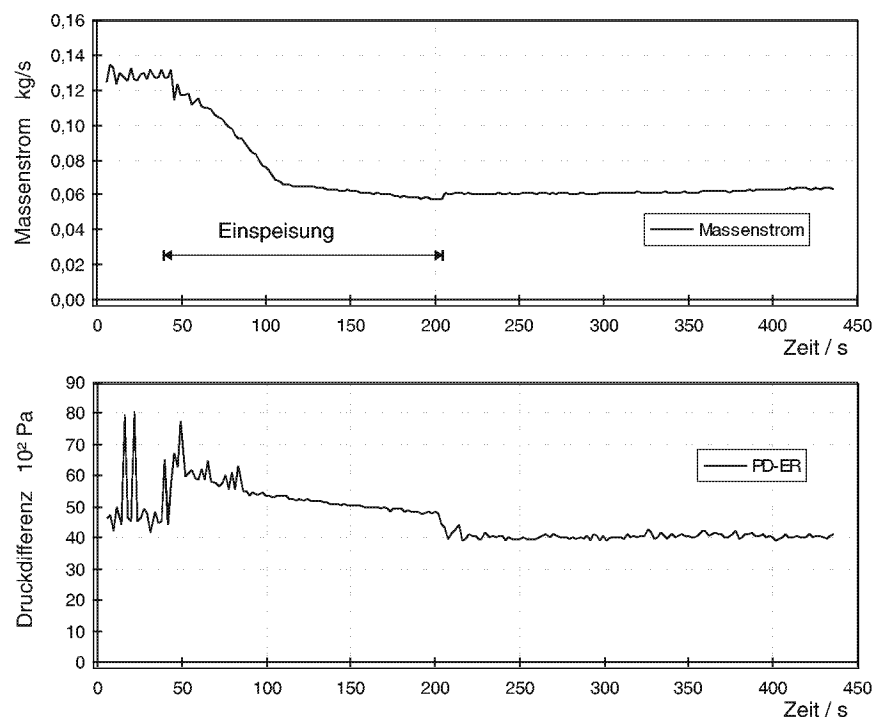


Abb. 3.15: Zeitlicher Verlauf des Dampfmassenstroms zum Einzelrohr sowie der Druckdifferenz über das Einzelrohr für den Versuch A6

In Abb. 3.17 sind die Ergebnisse aus den Versuchen B13 und B14 dargestellt. Zum Zeitpunkt $t=90$ s werden 17,6 g Inertgas schlagartig in das Einzelrohr eingespeist. Der Massenstrom des Dampfes fällt steil von 0,073 kg/s auf ein Minimum ab und steigt dann unmittelbar wieder auf einen Wert von 0,057 kg/s an. Dieser Wert verändert sich nur noch wenig, bis erneut Inertgas, diesmal 36,6 g, schlagartig in das Einzelrohr eingebracht werden. Die Änderung des Massenstroms ist ähnlich wie bei der ersten Einspeisung ein kurzzeitiges Absinken verbunden mit einem Wiederansteigen und Stabilisieren auf einem etwas niedrigeren Niveau. Nach zweimaligem Einspeisen von Inertgas ändert sich der Massenstrom nicht mehr. Die Spitzen in der Druckdifferenzkurve werden durch die Einspeisevorgänge hervorgerufen.

Die oben beschriebenen experimentellen Ergebnisse lassen erkennen, dass die Anwesenheit von Inertgas in dem Kondensatorrohr eine deutliche Leistungsreduktion zur Folge hat.

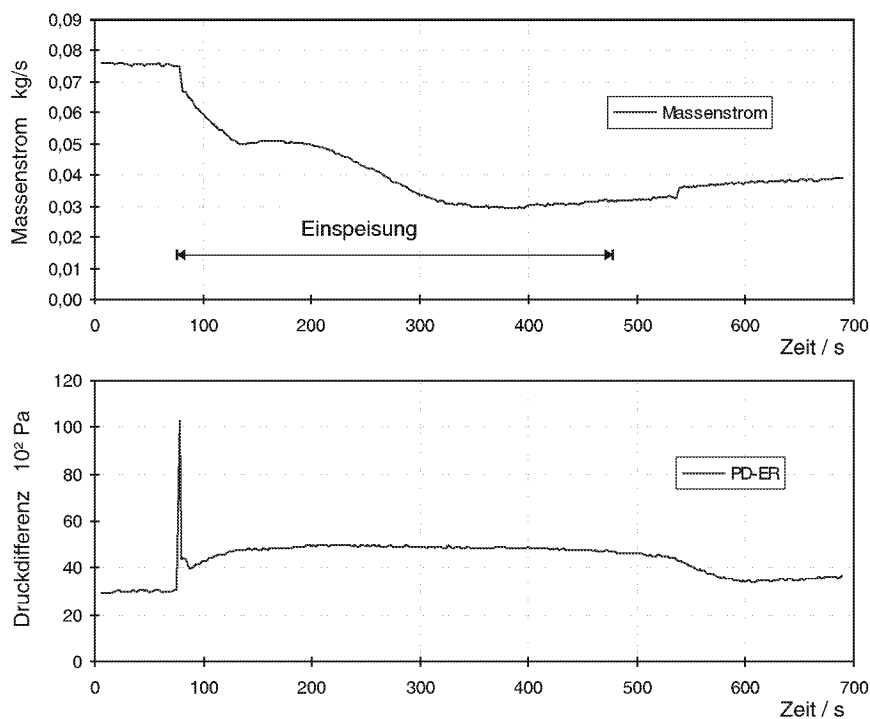


Abb. 3.16: Zeitlicher Verlauf des Dampfmassenstroms zum Einzelrohr sowie der Druckdifferenz über das Einzelrohr für den Versuch B9

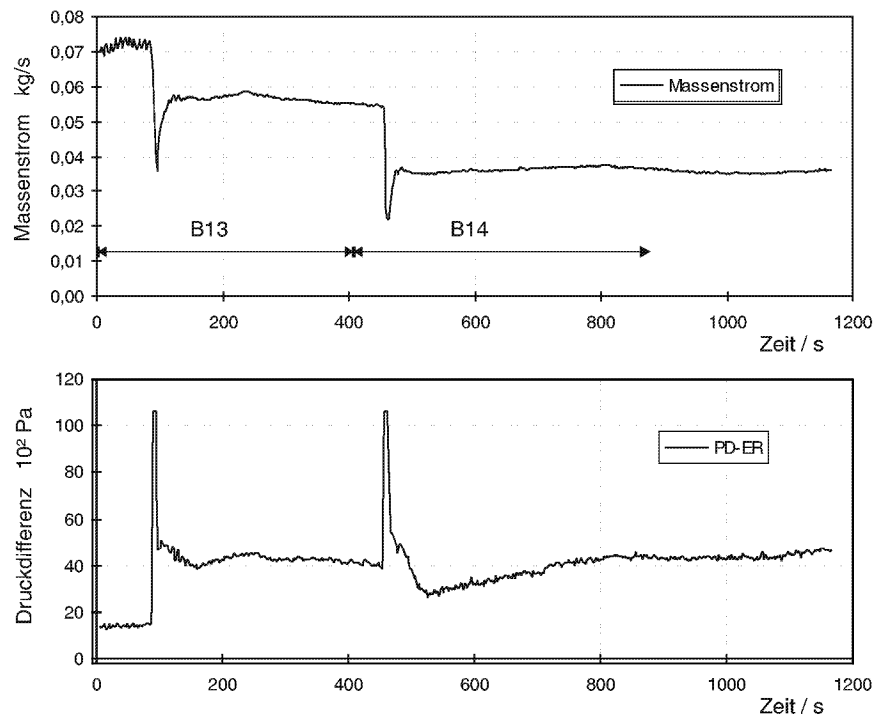


Abb. 3.17: Zeitlicher Verlauf des Dampfmassenstroms zum Einzelrohr sowie der Druckdifferenz über das Einzelrohr für die Versuche B13 und B14

3.5.2.2 Temperatur

In den Abb. 3.18 und 3.19 sind die zeitlichen Temperaturverläufe jeweils für etwa einen Zyklus der Sondenbewegung zusammen mit dem Sondensignal an den verschiedenen Umfangspositionen für die Versuche B13 bzw. A6 dargestellt.

Man erkennt deutlich eine Korrelation zwischen der Temperatur in der Gasströmung und der Sondenbewegung, d.h. die Temperatur ändert sich in radialer Richtung mit der niedrigeren Temperatur in Wandnähe. Dies bedeutet, dass die Konzentration des Inertgases in radialer Richtung ebenfalls variiert. Bei 0° , 60° und 120° im Versuch B13 (siehe Abb. 3.18) zeigt das Sondensignal an, dass die Spitze der Sonde immer in der Gasströmung liegt. Weil allerdings der Kondensatfilm zu dünn ist, kann die Filmdicke nicht gemessen werden. Ebenso trifft dies zu bei 0° und 60° im Versuch A6 (siehe Abb. 3.19).

Im jeweils untersten Teilbild der Abb. 3.18 und Abb. 3.19 (180°) ist der Temperaturverlauf im Kondensatsumpf zu sehen. Dort steigt die Temperatur von der Wand bis zur Phasengrenze an. Nach Erreichen eines Maximums an der Phasengrenze fällt sie innerhalb der Gasströmung wieder ab. Der Grund hierfür liegt darin, dass an dieser Stelle im Sumpf Kondensat zusammenfließt, das stromaufwärts entstanden ist und eine höhere Temperatur besitzt. Die Temperaturabsenkung im Gasgemisch ist möglicherweise darauf zurückzuführen, dass ein Teil des Kondensats an der Kondensatoberfläche wieder verdampft und dadurch dem Gasgemisch Wärme entzieht.

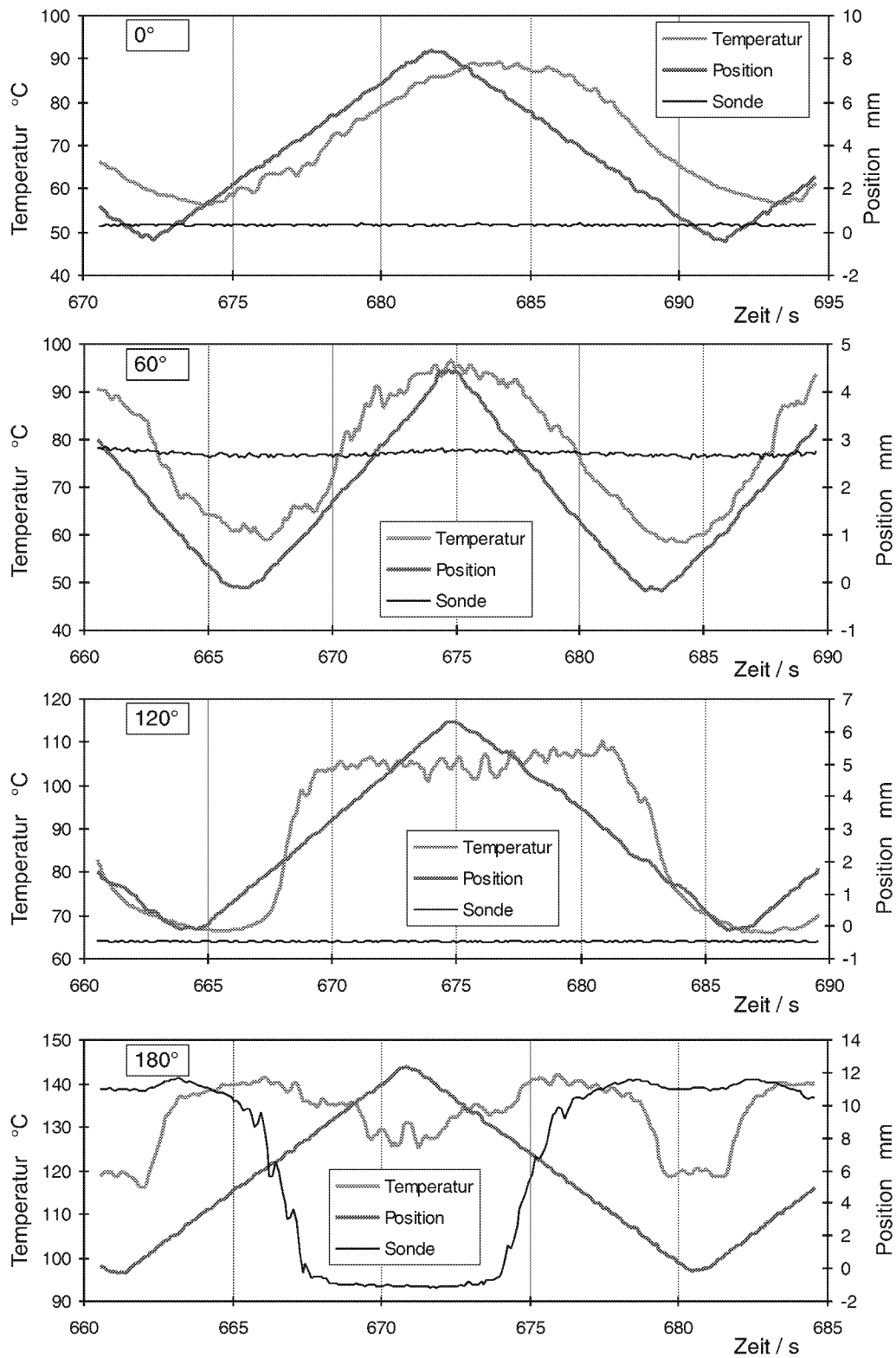


Abb. 3.18: Zeitlicher Verlauf der Temperatur und der Position des Signals der Nadelsonde an den verschiedenen Umfangspositionen für den Versuch B13 (Position 3)

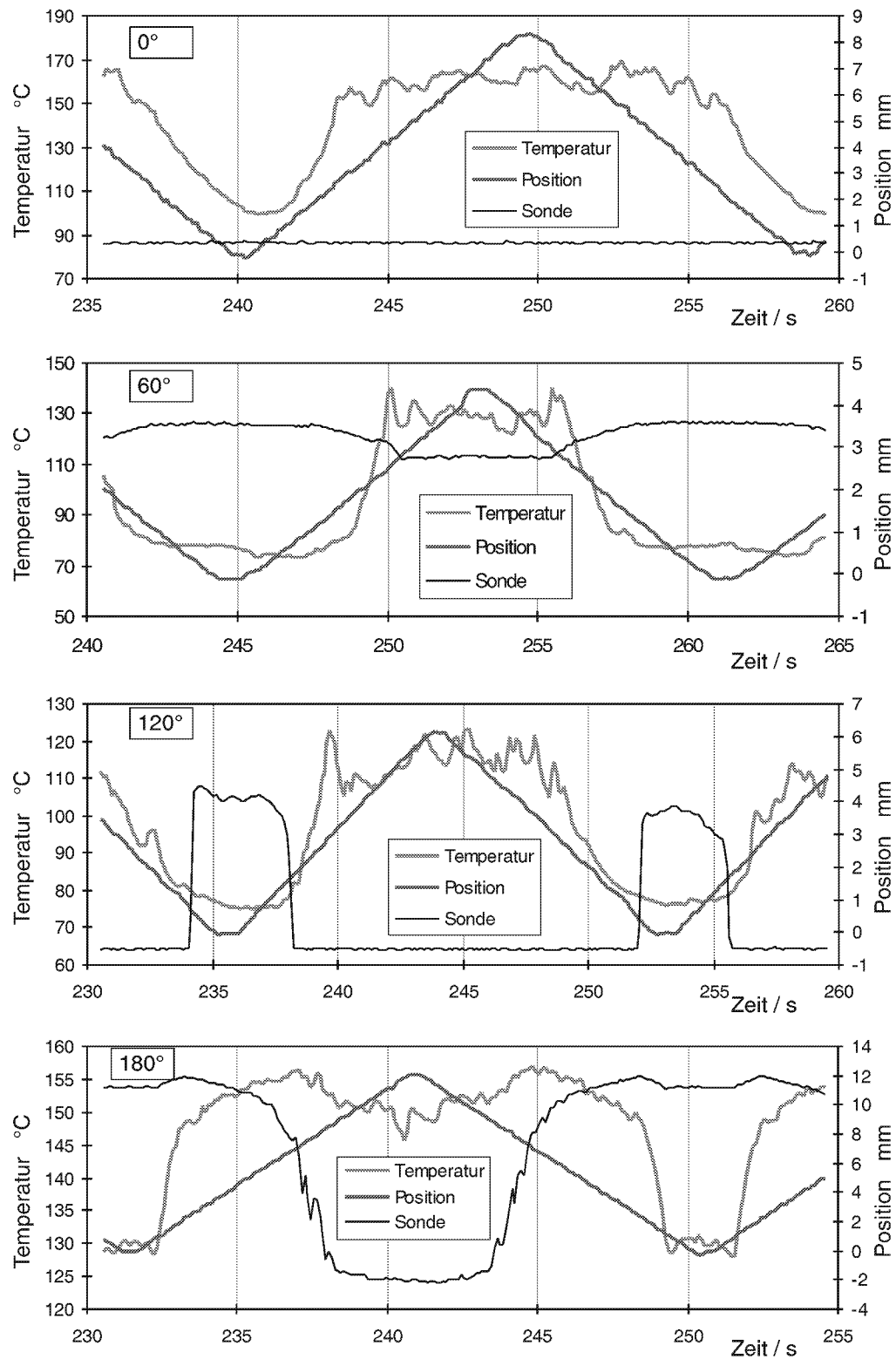


Abb. 3.19: Zeitlicher Verlauf der Temperatur und der Position des Signals der Nadelsonde an den verschiedenen Umfangspositionen für den Versuch A6 (Position 3)

Im Kondensat steigt die Temperatur von der Wand bis zur Phasengrenze an. Die Temperatur an der Kondensatoberfläche ist niedriger als die Sättigungstemperatur bei Gesamtdruck, nicht wie bei der Kondensation von Wasserdampf. Aus dem Vergleich der Temperaturen an verschiedenen Positionen erkennt man, dass die Temperatur an der Kondensatoberfläche bei 180° (Sumpf) niedriger ist als bei 60° und 120° (an den Seiten).

In Abb. 3.20 sind die experimentellen Ergebnisse für die Temperaturdifferenzen zwischen dem Kernbereich und der Kondensatoberfläche bei einem Druck von 1 MPa dargestellt. Die Temperaturdifferenzen zwischen dem Kernbereich und der Kondensatoberfläche sind an den Seiten größer als im unteren Bereich des Rohres. Die Ursache liegt darin, dass die Kondensation an den Seiten stärker ist als unten. Die stärkere Kondensation bewirkt eine höhere Inertgaskonzentration an der Phasengrenze. Da die Temperatur der Sättigungstemperatur des Dampfes entspricht und der Gesamtdruck nahezu konstant bleibt, ist die Temperatur des Gemisches niedriger, wenn die Inertgaskonzentration höher ist.

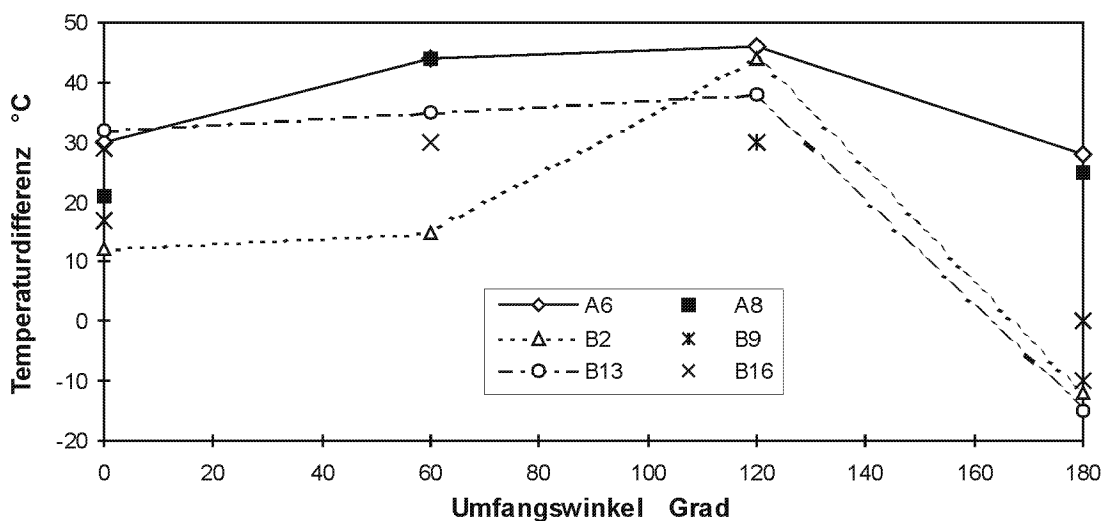


Abb. 3.20: Experimentell ermittelte Temperaturdifferenzen zwischen dem Kernbereich und der Kondensatfilmoberfläche (1 MPa, Pos. 3)

3.5.2.3 Konzentration des Inertgases

In Abb. 3.21 sind die Ergebnisse für den Sonderversuch B18 dargestellt. Bei diesem Versuch waren die verschiedenen Sonden ausgefallen. Durch die Messung sollte überprüft werden, ob das Inertgas ein axiales Profil aufweist oder ob es sich als ein Pfropfen vor der Wasseroberfläche ausbildet. Zum Zeitpunkt $t=880$ s wer-

den 54,2 g Stickstoff schlagartig in das Einzelrohr eingespeist. Dann wird die Inertgas-Konzentration durch die Zipser-Sonde an verschiedenen axialen Positionen (siehe Abb. 3.7) durch Probenentnahme überprüft. In der Abb. 3.21 sind der zeitliche Verlauf des Dampfgehalts sowie die Druckdifferenz zwischen dem Eintritt und dem Austritt des Einzelrohres eingezeichnet. Man erkennt, dass durch die Zugabe des Inertgases eine Spitze im Druckdifferenz-Signal entsteht (oberstes Teilbild). Danach fällt die Druckdifferenz langsam ab, was darauf schließen lässt, dass der Wasserspiegel im Einzelrohr infolge der Einspeisung des Inertgases langsam ansteigt.

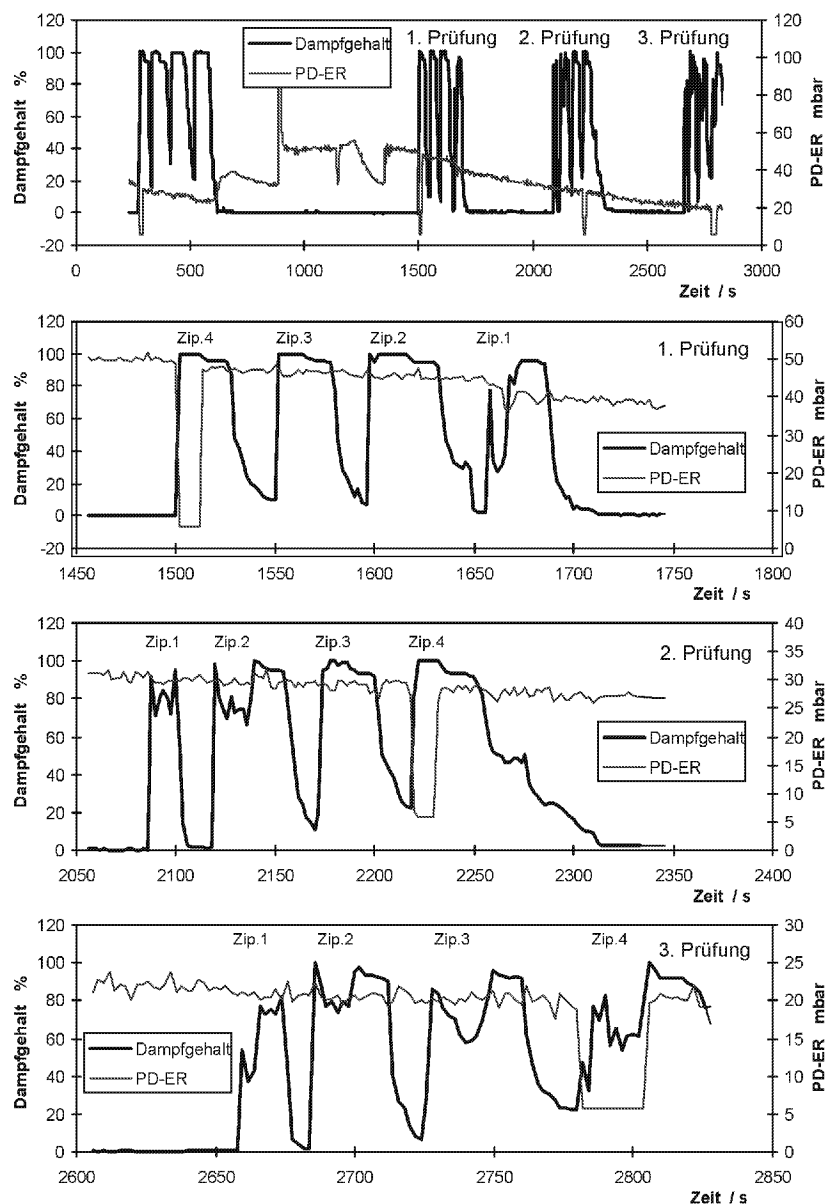


Abb. 3.21: Zeitlicher Verlauf des Dampfgehalts und der Druckdifferenz zwischen dem Eintritt und dem Austritt des Einzelrohres für den Versuch B18

In den drei unteren Teilbildern von Abb. 3.21 sind mit höherer Zeitauflösung noch einmal die Kurvenabschnitte dargestellt, welche die Inertgasüberprüfungen abdecken. Bei der ersten Inertgasüberprüfung (im Zeitintervall $t=1500$ bis 1700 s) zeigen die Sonden Zip.4, Zip.3 und Zip.2 Dampf an, nur Zip.1 zeigt ein Dampf/Stickstoff-Gemisch an. Bei der zweiten Inertgasüberprüfung (im Zeitintervall $t=2080$ bis 2250 s) zeigen nur Zip.4 Dampf, Zip.3 fast reinen Dampf, Zip.2 und Zip.1 jeweils ein Dampf/Stickstoff-Gemisch an. Bei der dritten Inertgasüberprüfung (im Zeitintervall $t=2650$ bis 2830 s) zeigen alle Zipser-Sonden ein Wasserdampf/Stickstoff-Gemisch an.

In Abb. 3.22 sind die Masse des Inertgases im Rohr und die gerechnete Position zum Rohreintritt, von der ab man Inertgas feststellen würde, falls es einen Pfropfen für denselben Test B18 bildete, dargestellt. Zwischen 900 s und 1650 s bewegt sich diese Position in Richtung Rohreintritt wegen des Ansteigens des Wasserspiegels im Rohr (entsprechend dem Absinken der Druckdifferenz PD-ER, siehe oberstes Teilbild in Abb. 3.22). Infolge der Entlüftung während der Inertgasüberprüfungen sowie der Lösung von Stickstoff im Kondensat verkleinert sich die Inertgasmasse (gestrichelte Kurve in Abb. 3.22). Bei der zweiten und dritten Überprüfung sollten die Sonden Zip.2 und Zip.3, falls das Inertgas einen Pfropfen bildet, laut Rechnung nicht im Inertgas liegen (die gestrichelten Linien für Zip2 und Zip3 liegen unterhalb der gerechneten ‚Positions‘-Kurve). Die Prüfungen zeigen aber, dass diese Sonden in einem Wasserdampf/Inertgas-Gemisch liegen. Dies lässt darauf schließen, dass das Inertgas im Einzelrohr keinen richtigen Pfropfen bildet. Die Länge der Gemischzone kann nicht genau ermittelt werden, da bei der dritten Überprüfung an der Position Zip 1 immer noch ein Dampfgehalt von ca. 50% identifiziert wird (siehe unteres Teilbild in Abb. 3.21); die Gemischzone erstreckt sich also vom Rohreintritt aus gesehen noch über mindestens 2 m.

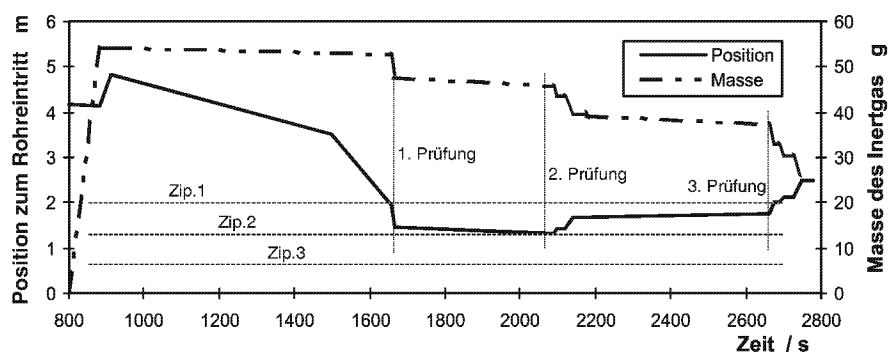


Abb. 3.22: Zeitlicher Verlauf von Masse und gerechneter Position des Inertgases im Einzelrohr für den Versuch B18

4 Rechnerische Analyse der Kondensation im Einzelrohr mit dem Rechenmodell KANIWAR

4.1 Einführung

Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben, ist bei Kondensation in waagerechten oder leicht geneigten Rohren eine symmetrische Form des Kondensats nicht mehr gegeben, so dass auf eine 2-dimensionale Beschreibung zurückgegriffen werden muss. Die gleichzeitige Berücksichtigung der Anwesenheit von Inertgas führte zur Entwicklung des Rechenmodells KANIWAR (Kondensation von Wasserdampf bei Anwesenheit von Intertgas in einem waagerechten Rohr).

Wie in den folgenden Abschnitten noch ausführlich erläutert wird, zieht das mathematische Modell ein langes, leicht geneigtes Rohr in Betracht, in dem ein Gemisch aus gesättigtem Wasserdampf und Inertgas in axialer Richtung fließt und kondensiert. KANIWAR enthält als Grenzfall natürlich auch die Möglichkeit, gesättigten Wasserdampf ohne Inertgas zu beschreiben. Schubspannung, Wellenrauhigkeit und Saugwirkung an der Phasengrenze werden dabei berücksichtigt. An der Außenseite ist das Rohr von unterkühltem oder fast gesättigtem Wasser umgeben.

4.2 Geometrische Aufteilung des Berechnungsgebietes

Die Wärmeübergangsgleichungen und die Strömungsgleichungen bei Kondensation im Rohr sowie der Wärmeübergang außerhalb des Rohres werden numerisch gelöst. Aus diesem Grunde wird das Rohr in axialer Richtung (z) in mehrere Berechnungsabschnitte und auch in Umfangsrichtung in weitere Segmente unterteilt (siehe Abb. 4.1). Da der Rohrquerschnitt als spiegelsymmetrisch zur vertikalen Achse angenommen wird, wird im Rechenverfahren nur das halbe Rohr betrachtet.

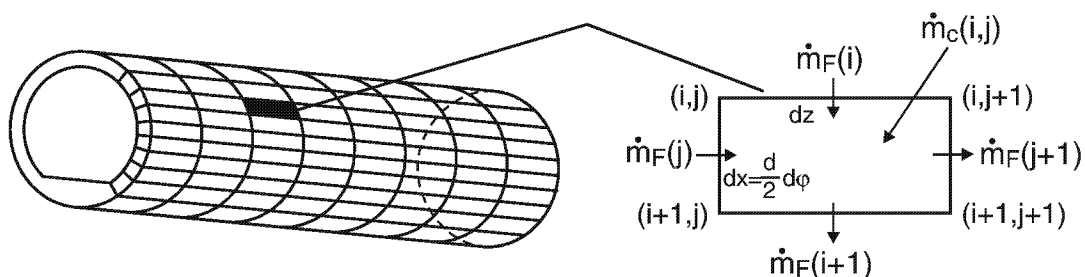


Abb. 4.1: Rechengitter für den Kondensatfilms im leicht geneigten Rohr

4.3 Modellierung der Kondensation eines Wasserdampf/Inertgas-Gemisches im leicht geneigten Rohr

Bei der Analyse der Kondensation von Gemischen aus Wasserdampf und Inertgas im horizontalen Rohr kann die Nusselt'sche Wasserhauttheorie unter Berücksichtigung des Sumpfes am Boden des Rohres verwendet werden. Deren Zulässigkeit wurde bereits in Kapitel 2.3.2 begründet.

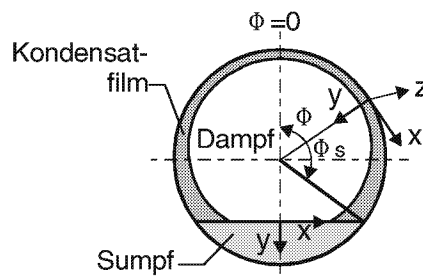


Abb. 4.2: Strömungsform bei der Kondensation im leicht geneigten Rohr

Betrachtet wird ein Gemisch aus Wasserdampf und Inertgas, das mit einer Temperatur T_G und einem Gasanteil χ_{nG} in einem leicht geneigten Rohr fließt und kondensiert. Das Rohr ist um den Neigungswinkel θ gegenüber der Horizontalen geneigt. Das Gemisch tritt im Rohr bei $z=0$ ein und fließt in z -Richtung durch das Rohr. Kondensierter Wasserdampf bildet an der Innenseite des Rohres einen Film und fließt in x -Richtung aufgrund der Schwerkraft tangential zum Umfang. Die y -Koordinate beschreibt die radiale Richtung. Am Boden des Rohres bildet das Kondensat einen Sumpf mit dem Umfangswinkel ϕ_s (siehe Abb. 4.2). Das Kondensat im Sumpf fließt ebenso wie das Gasgemisch in axialer Richtung durch das Rohr.

Bei der Aufstellung des analytischen Modells werden folgende Annahmen getroffen:

- Der Zustand sowie die hydrodynamisch und thermisch ausgebildete Strömung werden stets stationär betrachtet.
- Die Strömung des Films wird wie eine Grenzschichtströmung behandelt, wobei die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Wand gegenüber der Geschwindigkeitskomponente längs der Wand vernachlässigt werden kann. Der Druck senkrecht zur Wand wird als konstant angenommen.
- Die Kondensatfilmdicke ist sehr klein gegenüber dem Rohrdurchmesser. Der Einfluss der Krümmung in Umfangsrichtung wird vernachlässigt.
- Die Temperatur an der Phasengrenze entspricht der Sättigungstemperatur des Dampfes $T_1 = T_S(p_{D,1})$.
- Die Stoffwerte des Kondensats sind über die Filmdicke konstant.
- Die Temperatur der Wand ist variabel $T_W = T_W(\phi, z)$.

- In der Gasströmung im zentralen Kern des Rohres werden keine Flüssigkeitstropfen transportiert.

4.3.1 Analyse des Kondensatfilms

4.3.1.1 Strömung des Kondensatfilms

Zur detaillierten Untersuchung wird ein Volumenelement des Kondensatfilms betrachtet (Abb. 4.3).

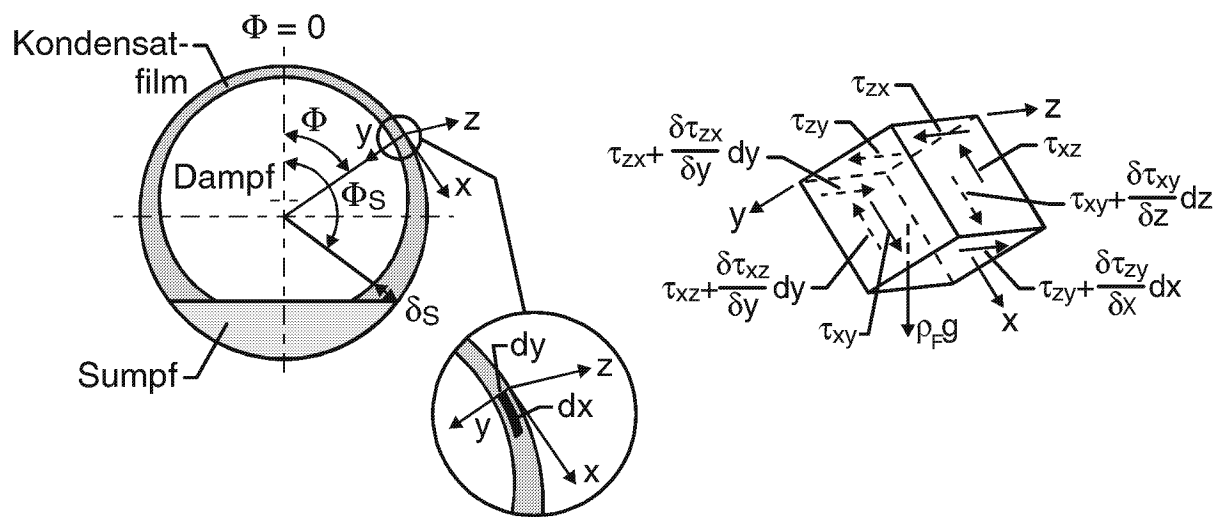


Abb. 4.3: Rechengitter-Element des Kondensatfilms im leicht geneigten Rohr

Die Kontinuitätsgleichung lautet damit

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.1)$$

Unter der Annahme einer stationären Strömung ergibt sich aus der Kräftebilanz in Umfangsrichtung

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial z} + \rho_F g \cos \theta \sin \phi = 0 \quad (4.2)$$

und in axialer Richtung

$$\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial x} - \frac{dp}{dz} + \rho_F g \sin \theta = 0 \quad (4.3)$$

Da das Kondensat als eine Newton'sche Flüssigkeit betrachtet werden kann, gilt für die Schubspannung in Umfangsrichtung

$$\tau_{xz} = \eta_F \frac{\partial u}{\partial y}, \quad \tau_{xy} = \eta_F \frac{\partial u}{\partial z} \quad (4.4)$$

und in axialer Richtung

$$\tau_{zx} = \eta_F \frac{\partial w}{\partial y}, \quad \tau_{zy} = \eta_F \frac{\partial w}{\partial x}. \quad (4.5)$$

Unter der Annahme einer temperaturunabhängigen dynamischen Viskosität gehen die Gleichungen (4.2) und (4.3) über in

$$\eta_F \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \rho_F g \cos \theta \sin \phi = 0 \quad (4.6)$$

und

$$\eta_F \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) - \frac{dp}{dz} + \rho_F g \sin \theta = 0. \quad (4.7)$$

Für einen dünnen Kondensatfilm gilt:

$$\partial^2 u / \partial y^2 \gg \partial^2 u / \partial z^2 \quad \text{bzw.} \quad \partial^2 w / \partial y^2 \gg \partial^2 w / \partial x^2.$$

Somit vereinfachen sich die Gleichungen (4.6) und (4.7) zu

$$\eta_F \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \rho_F g \cos \theta \sin \phi = 0 \quad (4.8)$$

und

$$\eta_F \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{dp}{dz} + \rho_F g \sin \theta = 0. \quad (4.9)$$

Geschwindigkeit und Massenstrom in Umfangsrichtung

Zur Berechnung der Geschwindigkeitsprofile in Umfangsrichtung wird Gleichung (4.8) herangezogen. Nach Integration erhält man

$$u = \frac{-\rho_F g \cos \theta \sin \phi}{2\eta_F} y^2 + C_1 \cdot y + C_0. \quad (4.10)$$

Die Koeffizienten C_1 und C_0 können aus zwei Randbedingungen bestimmt werden. An der Wand, $y=0$, ist die Geschwindigkeit $u=0$. Wegen der vom Dampf/Inertgas auf den Kondensatfilm nur in Längsrichtung ausgeübten Schubspannung gilt an der Kondensatoberfläche, $y=\delta$: $\partial u / \partial y = 0$. Damit erhält man für die Geschwindigkeit in Umfangsrichtung

$$u = \frac{\rho_F g \cos \theta \sin \phi}{\eta_F} \delta^2 \left[\frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \right]. \quad (4.11)$$

Im KANIWAR Modell wird nun für jedes Segment in Umfangsrichtung eine über die Filmdicke gemittelte Geschwindigkeit bestimmt:

$$u_m = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta u \, dy = \frac{\rho_F g \cos \theta \sin \phi}{3\eta_F} \delta^2 . \quad (4.12)$$

Aus der mittleren Geschwindigkeit ergibt sich dann der abfließende Massenstrom des Kondensatfilms pro Einheitslänge in Umfangsrichtung zu

$$\dot{\Gamma}_{F,U} = \frac{\partial \dot{M}_{F,U}}{\partial z} = u_F \rho_F \delta = \frac{\rho_F^2 g \cos \theta \sin \phi}{3\eta_F} \delta^3 . \quad (4.13)$$

Geschwindigkeit und Massenstrom in axialer Richtung

Zur Berechnung der Geschwindigkeitsprofile in axialer Richtung wird Gleichung (4.9) integriert:

$$w = \frac{-\rho_F g \sin \theta + dp/dz}{2\eta_F} y^2 + C_1 \cdot y + C_0 . \quad (4.14)$$

Die Koeffizienten C_1 und C_0 können ebenso aus zwei Randbedingungen bestimmt werden. An der Wand, $y=0$, ist die Geschwindigkeit $w=0$. Wegen der vom strömenden Dampf/Inertgas auf den Kondensatfilm nur in Längsrichtung ausgeübten Schubspannung gilt an der Kondensatoberfläche, $y=\delta$: $\partial w / \partial y = \tau_p$. Damit erhält man für die Geschwindigkeit in axialer Richtung

$$w = \frac{1}{\eta_F} \left\{ \left(\frac{dp}{dz} - \rho_F g \sin \theta \right) \delta^2 \left(\frac{y^2}{2\delta^2} - \frac{y}{\delta} \right) + \tau_p y \right\} . \quad (4.15)$$

Die über die Filmdicke gemittelte Geschwindigkeit in axialer Richtung, die im KANIWAR Modell für jedes Segment ermittelt wird, erhält man zu

$$w_m = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta w \, dy = \frac{-dp/dz + \rho_F g \sin \theta}{3\eta_F} \delta^2 + \frac{\tau_p}{2\eta_F} \delta . \quad (4.16)$$

Aus der mittleren Geschwindigkeit ergibt sich dann der abfließende Massenstrom des Kondensats in axialer Richtung pro Einheitslänge zu

$$\dot{\Gamma}_{F,L} = \frac{\partial \dot{M}_{F,L}}{\partial x} = w_m \rho_F \delta = \frac{\rho_F (-dp/dz + \rho_F g \sin \theta)}{3\eta_F} \delta^3 + \frac{\rho_F \tau_p}{2\eta_F} \delta^2 . \quad (4.17)$$

Filmdicke

Aus der Kontinuitätsgleichung ergibt sich

$$\rho_F \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta u \, dy + \rho_F \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\delta w \, dy = \dot{m}_k , \quad (4.18)$$

wobei die Geschwindigkeit u und w nach (4.11) und (4.15) zu bestimmen sind.

Für jedes Segment in Abb. 4.1 geht dann Gleichung (4.18) über in

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}[\rho_F(\delta \cdot w_m)_{i,j+1} + \rho_F(\delta \cdot w_m)_{i+1,j+1}]\Delta x_{i,j+1} - \frac{1}{2}[\rho_F(\delta \cdot w_m)_{i,j} + \rho_F(\delta \cdot w_m)_{i+1,j}]\Delta x_{i,j} \\ & + \frac{1}{2}[\rho_F(\delta \cdot u_m)_{i+1,j+1} + \rho_F(\delta \cdot w_m)_{i+1,j}]\Delta z - \frac{1}{2}[\rho_F(\delta \cdot u_m)_{i,j+1} + \rho_F(\delta \cdot w_m)_{i,j}]\Delta z \\ & = (\dot{m}_k)_{i,j} \frac{1}{2}(\Delta x_{i,j} + \Delta x_{i,j+1})\Delta z. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Hieraus lässt sich die Dicke $\delta_F(\phi, z)$ des Kondensatfilms durch Iteration ermitteln. Die mittleren Geschwindigkeiten u_m und w_m sind nach (4.12) und (4.16) zu bestimmen. Schubspannung $\tau_p(z)$ und Druck $dp/dz=f(z)$ werden aus der Strömungsgleichung des Dampfes bestimmt. Die Massenstromdichte $\dot{m}_k$ des kondensierenden Dampfes wird aus der Energiebilanz an der Phasengrenze abgeleitet.

4.3.1.2 Wärmeübergang im Kondensatfilm

Im Kondensatfilm wird die Wärme durch Wärmeleitung und Konvektion von der Oberfläche des Kondensats an die kühlere Wand übertragen. Ist der Wärmeübergangskoeffizient α_F , dann erhält man für die Wärmestromdichte

$$\dot{q}_F = \alpha_F(T_I - T_W) . \quad (4.20)$$

Wie oben erwähnt, fließt das Kondensat sowohl in axialer Richtung als auch in Umfangsrichtung. Falls das Kondensat in Umfangsrichtung mit einer mittleren Geschwindigkeit u_m und in axialer Richtung mit einer mittleren Geschwindigkeit w_m fließt, berechnet sich eine mittlere Geschwindigkeit nach

$$w_F = \sqrt{u_m^2 + w_m^2} . \quad (4.21)$$

Die Reynolds-Zahl für die Strömung des Kondensats wird berechnet nach

$$\text{Re}_F = \frac{\dot{\Gamma}}{\eta_F} = \frac{\rho_F w_F \delta}{\eta_F} . \quad (4.22)$$

Ist die Reynolds-Zahl Re_F kleiner als $\text{Re}_{F,\text{well}}$, ist der Kondensatfilm wellenfrei, d.h. die Strömung des Kondensatfilms ist eine laminare Strömung und der Wärmetransport findet nur durch Wärmeleitung von der Phasengrenze zur Wand statt. In diesem Fall wird der Wärmeübergangskoeffizient gemäß der Nusselt'schen Wasserhauttheorie berechnet nach

$$\alpha_{F,\text{Nu}} = \lambda_F / \delta_F . \quad (4.23)$$

$\text{Re}_{F,\text{well}}$ ist die kritische Reynolds-Zahl, bei der die Wellenbildung erst an der Oberfläche des Kondensats einsetzt. Da Wellen zu einer im statistischen Mittel geringeren Filmdicke führen, wird der Wärmeübergang durch Wellenbildung verbessert. Um den Einfluss der Wellenbildung zu berücksichtigen, wird ein Korrekturfaktor f_{well} größer als eins eingeführt. Der Wärmeübergangskoeffizient in diesem Fall

ist gleich dem Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{F,Nu}$ nach der Nusselt'schen Wasserhauttheorie multipliziert mit dem Korrekturfaktor

$$\alpha_{F,well} = f_{well} \cdot \alpha_{F,Nu} . \quad (4.24)$$

Ein typischer Wert für den Korrekturfaktor ist $f_{well}=1,15$ [BAH-94, VDI-88]. Die kritische Reynolds-Zahl ist sehr klein; ein Wert von $Re_{F,well}=10$ [HUJ-83] wird in dieser Arbeit benutzt.

Die Nusselt'sche Wasserhauttheorie setzt eine laminare Filmströmung voraus. Aber mit zunehmender Reynolds-Zahl wird der Film wellig und geht schließlich in einen turbulenten Film über. Über die Größe der Reynolds-Zahl für den Umschlag findet man in der Literatur [BAH-94, BLF-79, HUJ-83, JAK-76, TRR-72, VDI-88] unterschiedliche Angaben. In KANIWAR wird der Übergang bei einer Reynolds-Zahl von

$$Re_{F,\ddot{u}} = 115 \cdot Pr^{-0,635}$$

angenommen. Der Wärmeübergang bei turbulentem Film ist deutlich besser als bei laminarem Film. Schwerkraft und Schubspannung sind die hauptsächlichen Ursachen, die eine turbulente Strömung des Films hervorrufen. Aber bei Kondensation in einem leicht geneigten Rohr üben beide ihren Einfluss nicht in dieselbe Richtung aus und müssen daher unterschiedlich behandelt werden.

Wird die Schwerkraft mit berücksichtigt, so gilt für die charakteristische Länge [VDI-88]

$$L_g = \left(\frac{(\eta_F / \rho_F)^2}{g \sin \theta} \right)^{(1/3)} . \quad (4.25)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{F,g}$ wird berechnet gemäß der Definition der Nusselt-Zahl

$$\alpha_{F,g} = \frac{\lambda_F}{L_g} Nu_{F,g} . \quad (4.26)$$

Die Nusselt-Zahl $Nu_{F,g}$ setzt sich aus einem laminaren und turbulenten Anteil zusammen

$$Nu_{F,g} = (Nu_{F,g,lam}^4 + Nu_{F,g,turb}^4)^{0,25} , \quad (4.27)$$

mit

$$Nu_{F,g,lam} = (3 Re_F)^{-1/3} \quad (4.28)$$

und

$$Nu_{F,g,turb} = 0,0325 Re_F^{1/4} Pr^{1/2} . \quad (4.29)$$

Wird die Schubspannung mit berücksichtigt, so gilt für die charakteristische Länge

$$L_r = \frac{\eta_F / \rho_F}{\sqrt{\tau_p / \rho_F}} . \quad (4.30)$$

Der zugehörige Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{F,r}$ wird berechnet gemäß

$$\alpha_{F,r} = \frac{\lambda_F}{L_p} Nu_{F,r} . \quad (4.31)$$

Für die Nusselt-Zahl $Nu_{F,r}$ gilt analog wie bei Gleichung (4.27) [VDI-88]

$$Nu_{F,r} = (Nu_{F,r,lam}^4 + Nu_{F,r,turb}^4)^{0,25} . \quad (4.32)$$

Dabei ist

$$Nu_{F,r,lam} = (2 Re_F)^{-1/2} \quad (4.33)$$

und

$$Nu_{F,r,turb} = 0,083 Re^n Pr^{0,3} , \quad (4.34)$$

wobei für den Exponenten $n = 0,152/(1 + Pr)$ gilt.

Der mittlere turbulente Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{F,turb}$ wird nun ermittelt nach

$$\alpha_{F,turb} = (\alpha_{F,g}^2 + \alpha_{F,r}^2)^{0,5} . \quad (4.35)$$

Der Gesamtwärmeübergangskoeffizient α_F ergibt sich dann zu [VDI-88]

$$\alpha_F = \sqrt[4]{(f_{well} \alpha_{F,Nu})^4 + \alpha_{F,turb}^4} . \quad (4.36)$$

4.3.2 Analyse des Kondensatsumpfes

4.3.2.1 Strömung des Kondensatsumpfes

Für die Strömung des Kondensats im Sumpf des Rohres wird angenommen, dass das Kondensat nur in axialer Richtung strömt.

Man betrachte ein Volumenelement des Kondensatsumpfes (siehe Abb. 4.4). Die Kontinuitätsgleichung lautet dann

$$\frac{\partial w}{\partial z} = 0 . \quad (4.37)$$

Aus der Kräftebilanz in axialer Richtung ergibt sich

$$\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial x} - \frac{dp}{dz} + \rho_F g \sin \theta = 0 . \quad (4.38)$$

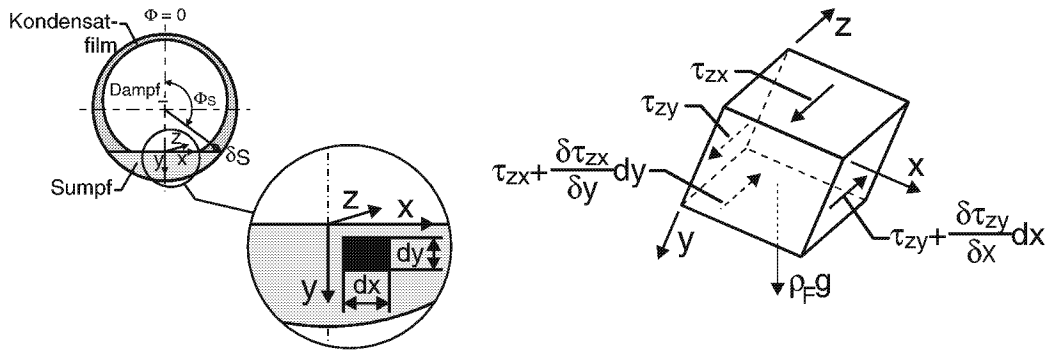


Abb. 4.4: Rechengitter-Element des Kondensatsumpfes im leicht geneigten Rohr

Das Kondensat kann wiederum als eine Newton'sche Flüssigkeit betrachtet werden; damit gilt

$$\tau_{zx} = \eta_F \frac{\partial w}{\partial y}, \quad \tau_{zy} = \eta_F \frac{\partial w}{\partial x}. \quad (4.39)$$

Unter der Annahme einer temperaturunabhängigen dynamischen Viskosität geht (4.38) über in

$$\eta_F \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) - \frac{dp}{dz} + \rho_F g \sin \theta = 0. \quad (4.40)$$

Man definiert r als das Verhältnis der zwei Differentialquotienten zweiter Ordnung

$$r = (\partial^2 w / \partial x^2) / (\partial^2 w / \partial y^2). \quad (4.41)$$

Dieses Verhältnis ist unabhängig von y . Damit wird Gleichung (4.40) zu

$$\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = \frac{1}{\eta_F (1+r)} \left(\frac{dp}{dz} - \rho_F g \sin \theta \right). \quad (4.42)$$

Geschwindigkeit und Massenstrom

Nach Integration der Gleichung (4.42) erhält man die Geschwindigkeitsprofile im Sumpf

$$w = \frac{-\rho_F g \sin \theta + dp/dz}{2\eta_F (1+r)} y^2 + C_1 \cdot y + C_0. \quad (4.43)$$

Die Koeffizienten C_1 und C_0 können aus zwei Randbedingungen bestimmt werden. An der Wand, $y=y_0$, ist die Geschwindigkeit $w=0$. An der Oberfläche des Sumpfes, $y=0$, übt das strömende Dampf/Inertgas-Gemisch eine Schubspannung in Längsrichtung auf den Sumpf aus, d.h. $\partial w / \partial y = \tau_p$. Damit erhält man die Geschwindigkeit

$$w = \frac{1}{2\eta_F(1+r)} \left(\frac{dp}{dz} - \rho_F g \sin \theta \right) (y^2 - y_0^2) + \frac{\tau_p}{\eta_F} (y - y_0) . \quad (4.44)$$

Für den Massenstrom $\dot{M}_s$ im Sumpf in axialer Richtung gilt dann

$$\dot{M}_s = \iint_{A_s(z)} \rho_F w \, dA = 2\rho_F \int_0^a \int_0^{y_0} w \, dy \, dx \quad (4.45)$$

und nach Integration unter Verwendung von Gleichung (4.44)

$$\begin{aligned} \dot{M}_s = & -\frac{\rho_F}{\eta_F(1+r)} \left(\frac{dp}{dz} - \rho_F g \sin \theta \right) (d/2)^4 \left[\frac{1}{6} \alpha^3 \beta - \frac{5}{4} \alpha \beta + \left(\frac{1}{4} + \beta^2 \right) (\pi - \phi_s) \right] \\ & + \frac{\rho_F \tau_p}{\eta_F} (d/2)^3 \left[\alpha - \frac{1}{3} \alpha^3 - \beta (\pi - \phi_s) \right] \end{aligned} \quad (4.45a)$$

wobei $a = \frac{1}{2} d \alpha$, $b = \frac{1}{2} d \beta$, $\alpha = \sin(\pi - \phi_s)$, $\beta = \cos(\pi - \phi_s)$ und $y_0 = \sqrt{\frac{1}{4} d^2 - x^2} - b$.

Umfangswinkel für den Sumpf

An der Oberfläche des Kondensatumpfes kondensiert der Wasserdampf ebenfalls. Aufgrund der Massenbilanz im Sumpf ist die Änderung des Massenstroms $\dot{M}_s$ im Sumpf über der Rohrlänge gleich dem Massenstrom der Flüssigkeit, der in jeder axialen Längeneinheit aus dem Kondensatfilm bei $\phi = \phi_s$ in den Kondensatsumpf strömt und an der Oberfläche des Sumpfes kondensiert. Somit gilt

$$d\dot{M}_s / dz = 2\dot{\Gamma}_{F,U}(\phi_s) + \int_{\phi_s}^{\pi} \dot{m}_s d\phi . \quad (4.46)$$

Dabei werden der Massenstrom $\dot{M}_s$ und der Massenstrom pro Einheit der Rohrlänge $\dot{\Gamma}_{F,U}(\phi_s)$ jeweils aus den Gleichungen (4.45) und (4.13) berechnet. $\dot{m}_s$ ist die Massenstromdichte des kondensierenden Dampfes.

Der Wärmeübergangskoeffizient des Kondensatumpfes ist vernachlässigbar klein gegenüber dem Wärmeübergangskoeffizienten des Kondensatfilms im oberen Teil des Rohres. Der Massenübergang an der Oberfläche des Sumpfes ist deshalb bei der Betrachtung der Kondensation im horizontalen oder leicht geneigten Rohr vernachlässigbar und Gleichung (4.46) geht über in

$$\begin{aligned}
& - \frac{\rho_F}{\eta_F(1+r)} (d/2)^4 \left[\frac{1}{6} \alpha^3 \beta - \frac{5}{4} \alpha \beta + \left(\frac{1}{4} + \beta^2 \right) (\pi - \phi_s) \right] \frac{d}{dz} \left(\frac{dp}{dz} \right) \\
& - \frac{\rho_F}{\eta_F(1+r)} \left(\frac{dp}{dz} - \rho_F g \sin \theta \right) (d/2)^4 \left[\frac{2}{3} \alpha^4 - 2\alpha^2 + 2\alpha \beta (\pi - \phi_s) \right] \frac{d\phi_s}{dz} \\
& + \frac{\rho_F}{\eta_F} (d/2)^3 \left[\alpha - \frac{1}{3} \alpha^3 - \beta (\pi - \phi_s) \right] \frac{d\tau_P}{dz} + \frac{\rho_F \tau_P}{\mu_F} (d/2)^3 \left[\alpha^2 \beta - \alpha (\pi - \phi_s) \right] \frac{d\phi_s}{dz} \\
& = \frac{2\rho_F^2 g \cos \theta \sin \phi_s}{3\eta_F} \delta_s^3.
\end{aligned} \tag{4.47}$$

Aus der Massenbilanzgleichung bzw. den Gleichungen (4.46) und (4.47) kann $\phi_s = \phi_s(z)$ iterativ bestimmt werden, wobei die anderen Variablen, z.B. δ_s , τ_P und dp/dz bekannt sind.

4.3.2.2 Wärmeübergang im Kondensatsumpf

Ist der Wärmeübergangskoeffizient des Kondensatsumpfes α_s , so erhält man die Wärmestromdichte

$$\dot{q}_s = \alpha_s (T_I - T_W) . \tag{4.48}$$

Im Kondensatsumpf wird die Wärme durch Wärmeleitung und Konvektion zur Wand transportiert. Der Wärmeübergangskoeffizient setzt sich aus einem laminaren und einem turbulenten Anteil zusammen

$$\alpha_s = \sqrt[4]{(f_{\text{well}} \alpha_{s,\text{lam}})^4 + \alpha_{s,\text{turb}}^4} , \tag{4.49}$$

mit

$$\alpha_{s,\text{lam}} = \lambda_F / \delta_s , \tag{4.50}$$

$$\alpha_{s,\text{turb}} = \frac{\lambda_F}{d} Nu_{s,\text{turb}} . \tag{4.51}$$

Die Nusselt-Zahl $Nu_{s,\text{turb}}$ wird berechnet nach Rossen-Myers [COJ-72]

$$Nu_{s,\text{turb}} = \frac{\Phi_{F,G} \sqrt{8 Re_{F,S}}}{5 + 5[\ln(5 Pr + 1)] Pr^{-1}} , \tag{4.52}$$

mit

$$\Phi_{F,G}^2 = 1 + \frac{20}{X} + \frac{1}{X^2} . \tag{4.53}$$

Dabei ist X der sogenannte Lockhart-Martinelli-Parameter:

$$X = \frac{(dp/dz)_F}{(dp/dz)_G} = \left(\frac{1-x^*}{x^*} \right)^{0.9} \left(\frac{\eta_F}{\eta_G} \right)^{0.1} \left(\frac{\rho_G}{\rho_F} \right)^{0.5} . \tag{4.54}$$

4.3.3 Analyse des Gemisches aus Wasserdampf und Inertgas

Im Folgenden wird die Strömung eines Gemisches aus Wasserdampf und Inertgas in axialer Richtung des Rohres betrachtet. Die nachfolgende Analyse des Dampf/Inertgas-Gemisches gilt unter weiteren Voraussetzungen:

- Das nicht-kondensierbare Gas wird lokal ideal mit dem Wasserdampf vermischt; das Gemisch befindet sich im thermodynamischen Gleichgewicht.
- Die Phasengrenze ist nicht durchlässig für das Inertgas.
- Das nicht-kondensierbare Gas verhält sich wie ein ideales Gas.
- Der Dampf im Gemisch befindet sich im Sättigungszustand.

4.3.3.1 Strömung des Gemisches

Das Inertgas/Wasserdampf-Gemisch strömt in axialer Richtung durch das Rohr. Die Kontinuitätsgleichung lautet dann

$$\frac{d}{dz}(\rho_G w_G \varepsilon_G) = \dot{m}_D \frac{P_G}{A} . \quad (4.55)$$

Die Kontinuitätsgleichung für das Inertgas lautet

$$\frac{d}{dz}(\rho_G w_G \varepsilon_G \xi_{nG}) = 0 . \quad (4.56)$$

Die Impulsbilanz für das Gemisch besagt, dass die Summe aus Druck-, Reibungs- und Schwerkraft gleich der Änderung des Impulsstromes ist, unter Vernachlässigung des Impulsaustausches zwischen Wasserdampf und Kondensat wegen der Phasenumwandlung:

$$-\frac{dp}{dz} = \tau_p \frac{4}{d_h} - \rho_G g \sin \theta + \rho_G w_G \frac{dw_G}{dz} . \quad (4.57)$$

Dabei ist ρ_G die mittlere Dichte des Gemisches, ε_G der volumetrische Gasgehalt, d_h der hydraulische Durchmesser des Gemisches.

Der hydraulische Durchmesser d_h wird durch $d_h = 4A_G/U_G$ definiert. Die Durchtrittsfläche A_G des Gemisches und die Umgrenzung U_G werden berechnet nach

$$A_G = (2\phi_s - \sin 2\phi_s) d^2 / 8 , \quad (4.58)$$

und

$$U_G = d[\phi_s - \sin(\pi - \phi_s)] . \quad (4.59)$$

Der volumetrische Dampfgehalt ε_G ist dann

$$\varepsilon_G = A_G / A = (2\phi_s - \sin 2\phi_s) / (2\pi) . \quad (4.60)$$

Die örtliche Schubspannung an der Phasengrenze wird berechnet nach

$$\tau_p = \frac{\xi^*}{8} \rho_G w_G^2, \quad (4.61)$$

wobei ξ^* der Reibungsbeiwert mit Stofftransport ist. Im zwei-phasigen Gebiet wird dieser berechnet nach

$$\xi^* = E \cdot \xi_r + \xi_F. \quad (4.62)$$

ξ_r ist der Reibungsanteil wie bei einer trockenen glatten Wand, und ξ_F symbolisiert einen Formanteil. E bezeichnet einen Faktor für die Verstärkung des Impulsaustausches, die durch die absaugende Wirkung bei der Kondensation erzeugt wird.

ξ_r wird bei ein-phasiger Strömung durch die Blasius-Gleichung für den turbulenten Bereich und durch die Hagen-Poiseuille-Gleichung für den laminaren Bereich berechnet. Die Strömungsformen werden durch die Reynolds-Zahl $Re_D = w_D d_h / \nu_D$ bestimmt.

$$\xi_r = 0,3164 / Re^{-0,25} \quad \text{turbulenter Bereich,} \quad (4.63a)$$

$$\xi_r = 64 / Re \quad \text{laminarer Bereich.} \quad (4.63b)$$

Der Formanteil ξ_F des Reibungsbeiwerts hängt hauptsächlich von dem Parameter $G = \dot{\Gamma} / \rho_F$ ab.

Der Korrekturfaktor E berücksichtigt gemäß dem Filmmodell nur die Wirkung der Absaugegeschwindigkeit auf das axiale Geschwindigkeitsprofil. Aus der Filmtheorie ergibt sich

$$E = \frac{\varphi}{\exp(\varphi) - 1}, \quad (4.64)$$

mit

$$\varphi = \left| \frac{\dot{m}_k / (\rho_G w_G)}{\xi_r / 8} \right|. \quad (4.65)$$

4.3.3.2 Wärmeübergang von Gemischen zur Kondensatoberfläche

Die Wärme, die vom Gemisch zur Kondensatoberfläche übertragen wird, setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, nämlich der Kondensationsenthalpie des Dampfes und der Konvektionswärme. Über der Diffusionsgrenzschicht lautet die Energiebilanz [BAH-94]:

$$\dot{Q} = \dot{Q}_k + \dot{Q}_G = \dot{M}_D h_{FG} + \alpha_G A (T_G - T_I). \quad (4.66)$$

In der obigen Gleichung bezeichnet $\dot{M}_D$ den Massenstrom des an die Kondensatoberfläche transportierten Dampfes und α_G den Wärmeübergangskoeffizienten.

Mit der Definition des Wärmeübergangskoeffizienten α_k der Kondensation bzw. des Massenübergangs

$$\alpha_k = \frac{\dot{m}_D h_{FG}}{T_{G,s} - T_I} \quad (4.67)$$

ergibt sich aus Gleichung (4.43)

$$\dot{Q} = \alpha_k A (T_{G,s} - T_I) + \alpha_G A (T_G - T_I) . \quad (4.68)$$

Für den Wärmeübergang wird der Wärmeübergangskoeffizient α_G aufgrund der Definition der Nusselt-Zahl

$$Nu_G = \alpha_G d_h / \lambda_G \quad (4.69)$$

nach der Korrelation für eine ein-phasige Strömung berechnet:

$$Nu_G = C_G \cdot Re_G^{n_1} Pr_G^{n_2} . \quad (4.70)$$

Wie vorher erwähnt, reichert sich das Inertgas vor dem Kondensatfilm an und bildet eine Diffusionsgrenzschicht. Der Dampf wird durch diese Grenzschicht hindurch zur Phasengrenze durch Diffusion transportiert. Der entsprechende Massenstrom ist abhängig von den Konzentrationen des Dampfes und des Inertgases im Kern der Strömung und an der Phasengrenze. Um den Massenstrom bzw. den Wärmeübergangskoeffizienten α_c zu berechnen, geht man zunächst von der Definition der effektiven Kondensationswärmeleitfähigkeit k_c aus (siehe hierzu auch Abschnitt 2.4.1).

In Analogie zur Definition der Nusselt-Zahl für den Wärmeübergang wird die Sherwood-Zahl für den Massenübergang definiert:

$$Sh_G = \alpha_k d_h / k_c . \quad (4.71)$$

Die Sherwood-Zahl wird berechnet nach der Korrelation, in der Nu_G und Pr_G jeweils durch Sh_G bzw. Sc_G ersetzt werden. Dann gilt:

$$Sh_G = C_k \cdot Re_G^{n_1} Sc_G^{n_2} . \quad (4.72)$$

Die Schmidt-Zahl ist definiert durch $Sc = \nu / D$.

Durch die Kondensation verringert sich der Dampfmassenstrom entlang des Rohres. Die Massenbilanz erhält man nach

$$h_{FG} \frac{d\dot{M}_D(z)}{dz} = \frac{d\dot{Q}_k(z)}{dz} . \quad (4.73)$$

4.3.4 Wärmeübergang an der Innenseite des Rohres

Der Gesamtwärmestrom sowie die Wärmestromdichte sind gegeben durch

$$\dot{Q} = \int_A \alpha_i (T_{G,s} - T_W) dA \quad (4.74)$$

bzw.

$$\dot{q} = \alpha_i (T_{G,s} - T_W) . \quad (4.75)$$

Im Falle des Wasserdampf/Inertgas-Gemisches werden bei der Wärmeströmung drei Teilbereiche unterschieden:

- a) Die bei der Kondensation frei werdende und durch Konvektion bzw. Diffusion an die Kondensatoberfläche transportierte Wärme wird beschrieben durch den Wärmestrom und die Wärmestromdichte:

$$\dot{Q}_k = \int_A \alpha_k (T_{G,s} - T_I) dA \quad \text{und} \quad (4.76)$$

$$\dot{q}_k = \alpha_k (T_{G,s} - T_I) . \quad (4.77)$$

- b) Wärmestrom und Wärmestromdichte durch Konvektion werden beschrieben durch:

$$\dot{Q}_G = \int_A \alpha_G (T_G - T_I) dA \quad \text{und} \quad (4.78)$$

$$\dot{q}_G = \alpha_G (T_G - T_I) . \quad (4.79)$$

- c) Die weiter durch den Kondensatfilm von der Kondensatoberfläche an die kühlere Rohrwand übertragene Wärme und Wärmestromdichte werden beschrieben durch:

$$\dot{Q}_F = \int_A \alpha_F (T_I - T_W) dA \quad \text{und} \quad (4.80)$$

$$\dot{q}_F = \alpha_F (T_I - T_W) . \quad (4.81)$$

Andererseits gilt für die Energiebilanz an der Oberfläche des Kondensats

$$\dot{Q}_k + \dot{Q}_G = \dot{Q}_F = \dot{Q} . \quad (4.82)$$

Daraus ergibt sich

$$\alpha_F (T_I - T_W) = \alpha_k (T_{G,s} - T_I) + \alpha_G (T_G - T_I) \quad (4.83)$$

und

$$\frac{1}{\alpha_i} = \frac{1}{\alpha_k + \alpha_G \left(\frac{T_G - T_I}{T_{G,s} - T_I} \right)} + \frac{1}{\alpha_F} . \quad (4.84)$$

Ist $T_G = T_{G,s}$, dann wird die Gleichung (4.84) zu

$$\frac{1}{\alpha_i} = \frac{1}{\alpha_k + \alpha_G} + \frac{1}{\alpha_F} . \quad (4.85)$$

Nimmt man eine Unterkühlung des Kondensats an, so wird die Verdampfungsenthalpie h_{FG} durch die Enthalpiedifferenz h_{FG}^* ersetzt. Die Enthalpiedifferenz h_{FG}^* ist die Summe zweier Anteile: die Verdampfungsenthalpie h_{FG} und die unterkühlte mittlere Energie des Kondensats. Nach Rohsenow [ROW-56] erhält man für h_{FG}^* den Wert

$$h_{FG}^* = h_{FG} + 0,68c_{p,F}(T_I - T_W) . \quad (4.86)$$

Dann gilt für die Gesamtwärmestromdichte an der Wand

$$\dot{q} = \dot{m}_k h_{FG}^* + \alpha_G (T_G - T_I) . \quad (4.87)$$

4.4 Wärmeübergang an der Außenseite des Rohres

An der Außenseite ist das Rohr von unterkühltem oder fast gesättigtem Wasser umgeben. Deshalb wird die im Rohr freigesetzte Wärme durch freie Konvektion und Sieden von der Außenwand des Rohres zum Wasser aufgenommen.

Sind die Temperatur der Außenwand T_W , die Temperatur des umgebenden Wassers T_a und der Wärmeübergangskoeffizient α_a , so erhält man folgende Gleichungen für den Wärmestrom und die Wärmestromdichte

$$\dot{Q} = \int_A \alpha_a (T_{W,a} - T_a) dA \quad \text{und} \quad (4.88)$$

$$\dot{q} = \alpha_a (T_{W,a} - T_a) . \quad (4.89)$$

Für die natürliche Konvektion an einem horizontalen Rohr wird die Wärmeübertragung nach Churchill-Chu [VDI-88] berechnet

$$Nu_{\text{konv}} = \left\{ 0,60 + \frac{0,387 Ra^{1/6}}{[1 + (0,559 / Pr)^{9/16}]^{8/27}} \right\}^2 , \quad (4.90)$$

wobei der Außendurchmesser des Rohres d der charakteristischen Länge entspricht. Die Rayleigh-Zahl ist $Ra = Gr \cdot Pr$. Die Grashof-Zahl wird berechnet nach

$$Gr = \frac{g d^3}{\eta_F} \beta (T_{W,a} - T_a) . \quad (4.91)$$

Damit erhält man den Wärmeübergangskoeffizienten für die natürliche Konvektion

$$\alpha_{\text{konv}} = \frac{\lambda_F}{d} Nu_{\text{konv}} . \quad (4.92)$$

Die Wärmestromdichte ist dann

$$\dot{q} = \alpha_{\text{konv}} (T_{W,a} - T_a) . \quad (4.93)$$

Für Blasensieden wird der Wärmeübergangskoeffizient berechnet nach der Chen-Korrelation [COJ-72] ohne Konvektion

$$\alpha_B = 0,00122 \left[\frac{\lambda_F^{0,79} c_{p,F}^{0,45} \rho_F^{0,49}}{\sigma^{0,5} \eta_F^{0,29} h_{FG}^{0,24} \rho_G^{0,24}} \right] (\Delta T_s)^{0,24} (p_W - p)^{0,75} , \quad (4.94)$$

wobei $p_W = p_s(T_W)$. Ferner gilt für $\Delta T_s = T_{W,a} - T_s$

$$\Delta T_s = 0,79 \dot{q}^{0,25} \exp \left(- \frac{p}{6,2 \times 10^6} \right) . \quad (4.95)$$

Die Wärmestromdichte ist dann

$$\dot{q} = \alpha_B (T_{W,a} - T_s) . \quad (4.96)$$

Bei unterkühltem Sieden wird der Wärmeübergangskoeffizient durch Interpolation zwischen α_{konv} und α_B , bezogen auf den Grad der Unterkühlung, ermittelt.

4.5 Numerisches Lösungsverfahren

Beginnend mit dem ersten Rohrabchnitt bei $z=0$ wird für jeden Abschnitt des Rohres die numerische Rechnung gemäß den folgenden Teilschritten ausgeführt:

1. Die Eintrittswerte für den Massenstrom des Dampfes und des Inertgases, den Massenstrom des Kondensats, die Kondensatfilmdicke, den Umfangswinkel des Sumpfes und die Geschwindigkeit des Kondensats werden aus dem vorigen Abschnitt des Rechengitters übernommen. Für den ersten Abschnitt gelten die Anfangsrandbedingungen entsprechend der Problemstellung.
2. Für die Wärmestromdichte und die Temperatur an der Wand werden Anfangswerte gesetzt. Der Umfangswinkel des Sumpfes am Austritt des Gitterabschnitts wird ebenso vorbesetzt.
3. Der Massenstrom des Wasserdampfes und des Inertgases am Austritt und die Konzentration des Inertgases im Kern des Gemisches werden berechnet.
4. Die Geschwindigkeit des Gemisches wird berechnet. Dann wird die Druckdifferenz nach Gleichung (4.57) ermittelt.
5. Die Wärmeübergangskoeffizienten an der Innenseite des Rohres und das Geschwindigkeitsprofil des Kondensats werden berechnet. Die Rechnung wird

beim Umfangswinkel $\phi=0$ gestartet und für jedes Element auf dem Umfang des Halbrohres durchlaufen. In der Rechnung werden die Massen-, Impuls- und Energiebilanzgleichungen benutzt. Dabei wird wie folgt verfahren:

- a- Der Wärmeübergangskoeffizient durch Konvektion wird nach Gleichung (4.69) bzw. (4.70) berechnet.
- b- Die Temperatur und der Gasanteil an der Phasengrenze werden vorgegeben.
- c- Der Wärmeübergangskoeffizient durch Diffusion wird nach Gleichung (4.71) bzw. (4.72) berechnet. Darin wird die effektive Kondensationswärmeleitfähigkeit nach Gleichung (2.25) berechnet und die Analogie zwischen Wärmeübergang und Massenübergang angewendet.
- d- Für $\phi=0$ werden die Filmdicke und die Geschwindigkeit am Austritt des Abschnitts ermittelt.
 - i- Ein Anfangswert für die Kondensatfilmdicke wird angenommen.
 - ii- Die Schubspannung wird berechnet.
 - iii- Die Geschwindigkeit des Kondensats in axialer Richtung wird nach Gleichung (4.16) berechnet. Die Geschwindigkeit in Umfangsrichtung ist null.
 - iv- Der Wärmeübergangskoeffizient des Kondensatfilms wird nach Gleichung (4.23), (4.24) bzw. (4.36) berechnet. Die Wärmestromdichte folgt dann aus Gleichung (4.20).
 - v- Der neue Wert für die Kondensatfilmdicke wird aus der Massenbilanz berechnet.
 - vi- Die Schritte i bis v werden so oft wiederholt, bis die Änderung der Filmdicke ein gewisses Konvergenzkriterium unterschritten, d.h. die Filmdicke praktisch einen konstanten Wert erreicht hat.
- e- Für das Element des Kondensatfilms $0 < \phi \leq \phi_s$ werden die Filmdicke und die Geschwindigkeit am Austritt des Abschnitts ermittelt. Der Wärmeübergangskoeffizient und die Wärmestromdichte des Elements werden berechnet. Dazu werden die folgenden Schritte ausgeführt:
 - i- Ein Anfangswert für die Kondensatfilmdicke wird angenommen.
 - ii- Die Schubspannung wird berechnet.
 - iii- Die Geschwindigkeitskomponenten des Kondensats in Umfangsrichtung und in axialer Richtung werden nach Gleichungen (4.12) und (4.16) berechnet.
 - iv- Der Wärmeübergangskoeffizient des Kondensatfilms wird nach Gleichung (4.23), (4.24) bzw. (4.36) berechnet. Die Wärmestromdichte folgt dann aus Gleichung (4.20).
 - v- Der neue Wert für die Kondensatfilmdicke wird aus der Massenbilanz nach Gleichung (4.19) berechnet.

- vi- Die Schritte i bis v werden so oft wiederholt, bis die Änderung der Filmdicke ein gewisses Konvergenzkriterium unterschritten, d.h. die Filmdicke praktisch einen konstanten Wert erreicht hat.
 - f- Für den Kondensatsumpf werden der Umfangswinkel und die Geschwindigkeit am Austritt des Abschnitts ermittelt. Der Wärmeübergangskoeffizient und die Wärmestromdichte werden berechnet. Es werden die folgenden Schritte ausgeführt:
 - i- Ein Anfangswert für den Umfangswinkel wird angenommen.
 - ii- Der Wärmeübergangskoeffizient des Kondensatsumpfes wird nach Gleichung (4.51) bzw. (4.52) berechnet. Die Wärmestromdichte folgt dann aus Gleichung (4.48).
 - iii- Aus der Massenbilanz erhält man den Massenstrom des Kondensats nach Gleichung (4.46).
 - iv- Der neue Umfangswinkel des Sumpfes ergibt sich dann aus Gleichung (4.47).
 - v- Die durchschnittliche Geschwindigkeit in axialer Richtung wird nach Gleichung (4.44) berechnet.
 - vi- Die Schritte i bis v werden so oft wiederholt, bis die Änderung des Umfangswinkels des Sumpfes ein gewisses Konvergenzkriterium unterschritten, d.h. der Umfangswinkel einen konstanten Wert erreicht hat.
 - g- Der Wärmeübergangskoeffizient an der Innenseite des Rohres und die Wärmestromdichte werden nach den Gleichungen (4.85) und (4.75) berechnet.
 - h- Die neue Temperatur an der Phasengrenze wird nach (4.81) berechnet .
 - i- Die neue Konzentration des Inertgases an der Phasengrenze wird mit $\chi_{nG,I} = 1 - \chi_{D,I}$, $\chi_{D,I} = p_{D,I} / p_t$ und $p_{D,I} = p_s(T_I)$ berechnet.
 - j- Die Rechenergebnisse werden mit den angenommenen Werten verglichen. Die Schritte b bis i werden so oft wiederholt, bis die Differenzen ein zuvor definiertes Konvergenzkriterium unterschritten haben.
 - k- Die Schritte b bis j werden für das nächste Rechenelement wiederholt.
6. Der Wärmestrom für diesen Abschnitt wird erneut berechnet nach Gl. (4.74).
 7. Der Massenstrom des Wasserdampfes im Rohr und der Inertgasanteil werden erneut berechnet.
 8. Die Schritte 3 bis 7 werden so oft wiederholt, bis die Parameter, z.B die lineare Wärmestromdichte oder der Massenstrom, in etwa konstante Werte erreicht haben.
 9. Die Wärmeübergangskoeffizienten außerhalb des Rohres werden berechnet. Der Wärmeübergangskoeffizient der Naturkonvektion wird nach Gleichung

(4.92) berechnet. Der Wärmeübergangskoeffizient für Sieden wird nach Gleichung (4.94) berechnet.

10. Der Wärmewiderstand der Rohrwand wird berechnet.

11. Der Wärmedurchgangskoeffizient und der Wärmestrom bzw. die Wärmestromdichte werden jeweils entsprechend den Gleichungen (2.2) und (2.1) berechnet.

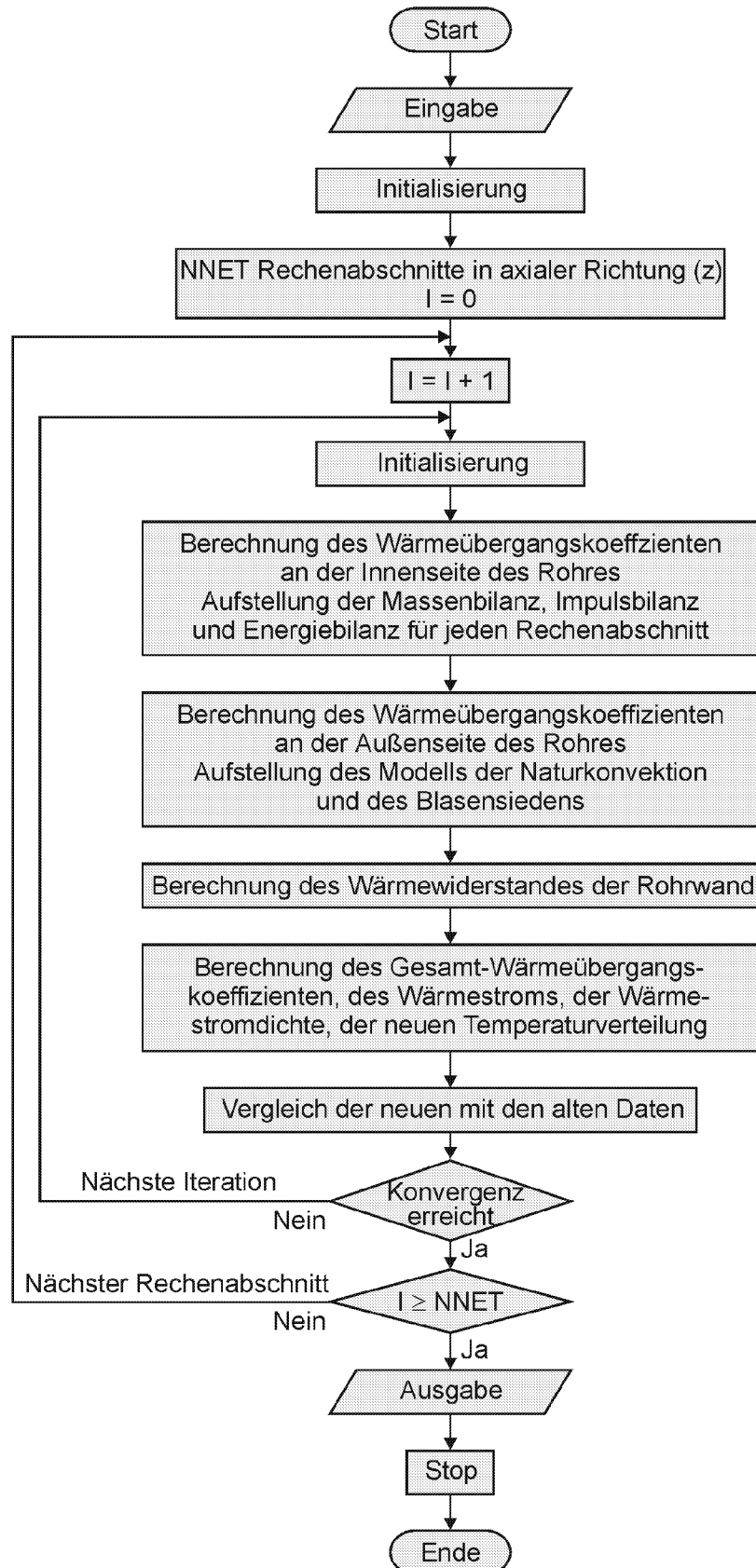
12. Die Temperaturverteilung an der Wand wird nach den Gleichungen (4.75) bzw. (4.89) ermittelt.

13. Die neuen Rechenwerte werden mit den angenommenen bzw. vorhergehenden Werten verglichen. Die Schritte 2 bis 12 werden so oft wiederholt, bis die Differenzen ein zuvor definiertes Konvergenzkriterium unterschritten haben.

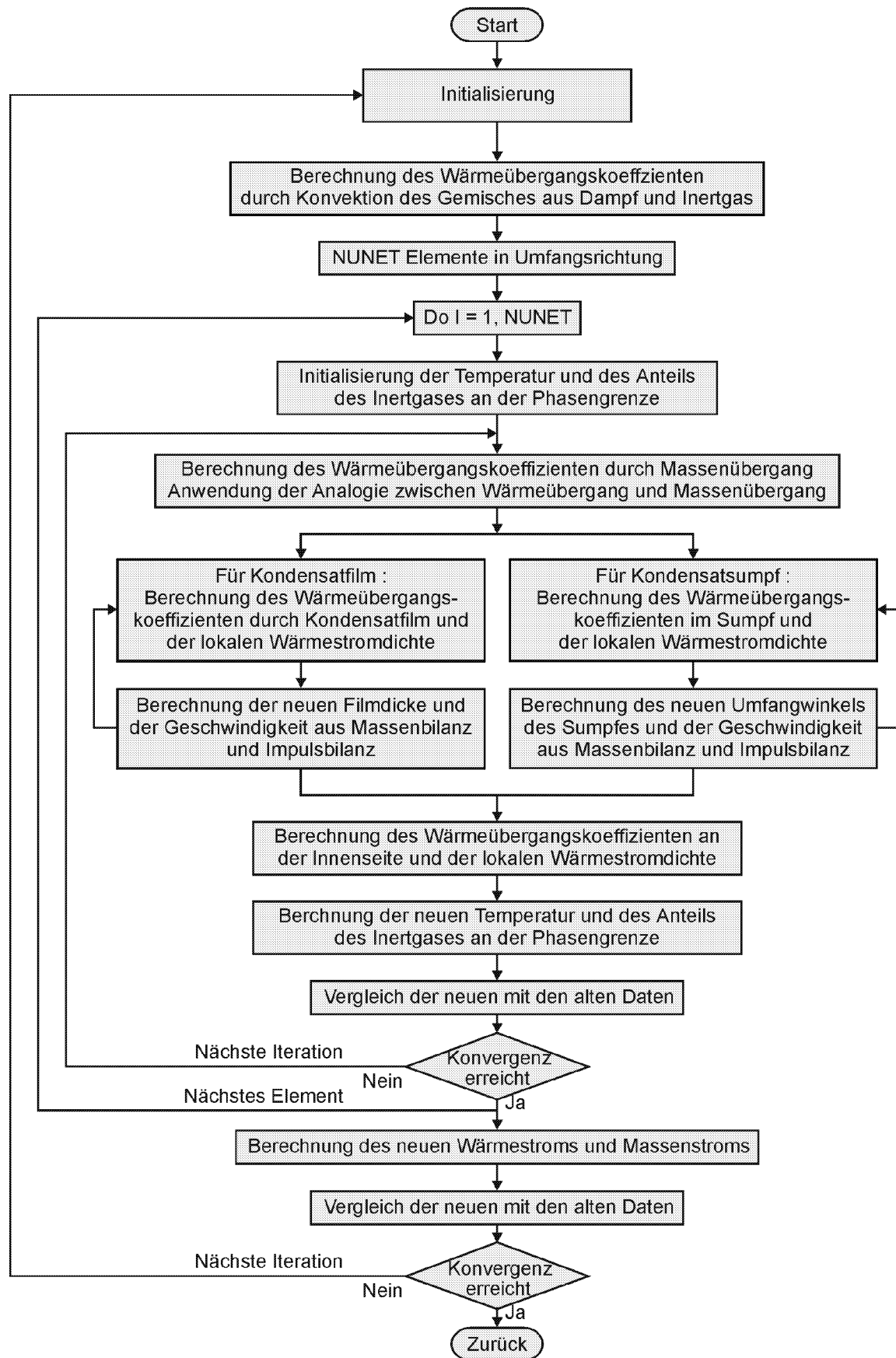
14. Die Schritte 2 bis 13 werden für den nächsten Rohrabschnitt wiederholt, bis das ganze Rohr fertig abgearbeitet ist.

Eine Übersicht über die oben beschriebenen Berechnungsschritte wird in den beiden nachfolgenden Flussdiagrammen wiedergegeben.

KANIWAR Flussdiagramm



KANIWAR Flussdiagramm - An der Innenseite des Rohres



4.6 Übersicht

Die Tabelle 4.1 fasst noch einmal die wichtigsten Formeln zusammen.

Tabelle 4.1: Übersicht über die im Rechenmodell verwendeten Formeln

Strömungs- zonen		Formel	Gültigkeitsbereich
Kondensat- film	Wärmestromdichte	$\dot{q}_F = \alpha_F (T_I - T_W)$	
	Wärmeübergangs- koeffizient	$\alpha_{F,Nu} = \lambda_F / \delta_F$	laminar ohne Wellen
		$\alpha_{F,well} = f_{well} \cdot \alpha_{F,Nu}$	Wellen $Re_F < 115 \cdot Pr^{-0,635}$
		$\alpha_F = \sqrt[4]{(f_{well} \alpha_{F,Nu})^4 + \alpha_{F,turb}^4}$	turbulent $Re_F > 115 \cdot Pr^{-0,635}$
	Geschwindigkeit	$u_m = \frac{\rho_F g \cos \theta \sin \phi}{3\mu_F} \delta^2$ $w_m = \frac{-dp/dz + \rho_F g \sin \theta}{3\eta_F} \delta^2 + \frac{\tau_p}{2\eta_F} \delta$	
Sumpf	Geschwindigkeit	$w = \frac{1}{2\eta_F(1+r)} \left(\frac{dp}{dz} - \rho_F g \sin \theta \right) (y^2 - y_0^2) + \frac{\tau_i}{\eta_F} (y - y_0)$	
Gas- strömung	Temperatur	$T_D = T_S(p_D) ; T_I = T_S(p_{D,I})$	
	Wärmeübergang an der Kondensat- o- berfläche	$\dot{q} = \alpha_k (T_{G,s} - T_I) + \alpha_G (T_G - T_I)$ $Nu_G = 0,023 Re_G^{0,8} Pr_G^{0,4}$ $Sh = 0,023 Re_G^{0,8} Sc_G^{0,4}$	turbulent
	Schubspannung	$\tau_p = \frac{\xi^*}{8} \rho_G w_G^2$ $\xi^* = E \cdot \xi_r + \xi_F$ $E = \frac{\varphi}{\exp(\varphi) - 1} \quad \varphi = - \left \frac{\dot{m}_c / (\rho_G w_G)}{\xi_R / 8} \right $	

5 Modellrechnungen zur Kondensation von Wasserdampf

In diesem Kapitel werden Modellrechnungen mit den Codes ATHLET und KANIWAR für das horizontale bzw. leicht geneigte Einzelrohr durchgeführt und deren Ergebnisse beschrieben. Für den KANIWAR-Code werden darüber hinaus Sensitivitätsstudien erstellt.

5.1 Rechenfälle

In Tabelle 5.1 sind die geometrischen Daten des Einzelrohrs und die Parameter des Wasserdampfes für die zu betrachtenden Rechenfälle zusammengestellt. Tabelle 5.2 zeigt die für die einzelnen Rechnungen mit ATHLET und KANIWAR ausgewählten Variationen der Randbedingungen.

Die Kondensation im Rohr wird im Wesentlichen von der Wandtemperatur der Innenseite des Rohres beeinflusst. Diese wiederum ist abhängig vom Wärmewiderstand der Rohrwand und vom Wärmeübergang an der Außenseite des Rohres. Die Annahmen in den Rechnungen zur Kühlwassertemperatur an der Außenseite von 80 °C und zum Druck von 0,1 MPa (Umgebungsdruck) entsprechen etwa den Werten für die in dieser Arbeit geschilderten Experimente.

In den nachstehenden Abschnitten sind die gerechneten lokalen und mittleren Wärmestromdichten, die Kondensatfilmdicken am Umfang sowie die Geschwindigkeiten des Kondensats und des Dampfes dargestellt. Die Ergebnisse werden abschließend mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

Tabelle 5.1: Geometrische Daten des Einzelrohrs und thermohydraulische Parameter des Fluids

Parameter	Wert / Bereich	Einheit
Innendurchmesser des Rohres	44,3	mm
Wanddicke des Rohres	2,0	mm
Rohrlänge	8,166	m
Neigungswinkel	1,1	°
Druck im Rohr	1,0 - 7,0	MPa
Massenstrom am Rohreintritt	$\leq 0,50$	kg/s
Temperatur des Dampfes	$\leq 286,0$	°C
Druck des Kühlwassers an der Außenseite des Rohres	0,1	MPa
Temperatur des Kühlwassers	80,0	°C

Tabelle 5.2: Auswahl der Rechnungen mit ATHLET und KANIWAR

Nr.	Wasserspiegel im Rohr	Druck im Rohr [MPa]	Eintritts-Massenstrom [kg/s]
1	Rohr leer	1,0	0,100
2	Rohr halb leer	1,0	0,069
3	Rohr leer	3,0	0,232
4	Rohr halb leer	3,0	0,134
5	Rohr leer	7,0	0,389
6	Rohr halb leer	7,0	0,215

5.2 Rechnungen mit dem ATHLET-Code

5.2.1 Nodalisierung in ATHLET

Sämtliche ATHLET-Rechnungen werden mit dem in Abb. 5.1 dargestellten Modell für die NOKO-Experimente durchgeführt. Das Modell für ein NOKO-Experiment umfasst die Komponenten Druckgefäß, Einzelrohr (ROHR), Kondensatorbehälter sowie die Leitungen (NOZU, NOAB). Das Druckgefäß selbst besteht aus den Objekten oberes Plenum (RDB-UP), mittleres Plenum (RDB-MP) und unteres Plenum (RDB-LP). Druckregelung und Füllstandsregelung werden mit Hilfe so genannter GCSM-Signale modelliert. Dabei bezeichnet DZU die Dampfzufuhr und WAB den Wasserablauf. Das Einzelrohr ist in Längsrichtung in 24 gleich große (mit Ausnahme des Eintrittsbereichs und des Rohrbogens) Kontrollvolumina unterteilt.

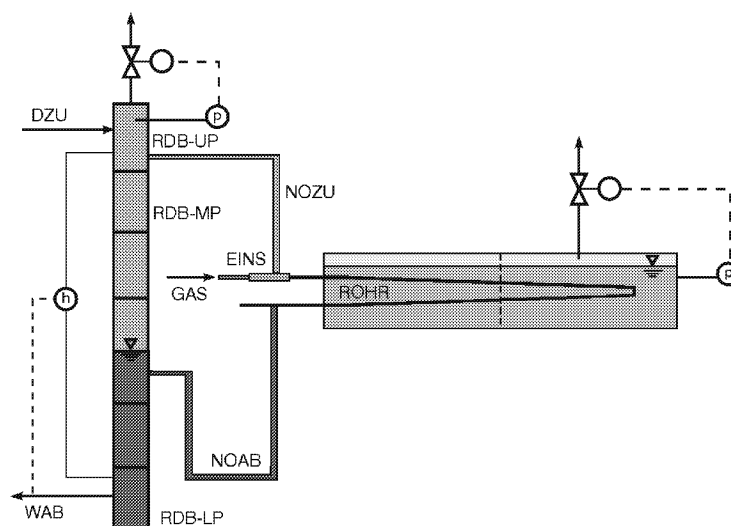


Abb. 5.1: Nodalisationsschema zur Rechnung der NOKO-Experimente mit ATHLET

5.2.2 Wärmestromdichten

In Abb. 5.2 sind die Wärmestromdichten für alle sechs Rechenfälle (siehe Tabelle 5.2), d.h. bei verschiedenen Drücken und mit verschiedenen Massenströmen, dargestellt. Aus dem Vergleich kann man direkt sehen, dass die Wärmestromdichten bei höherem Druck größer sind als bei niedrigerem Druck. Der Grund liegt darin, dass bei höherem Druck die Dampftemperatur bzw. die Temperaturdifferenz zwischen dem Medium innerhalb und außerhalb des Rohres höher ist als bei niedrigerem Druck und andererseits die Wärmestromdichte sich proportional mit der Temperaturdifferenz ändert. Des weiteren ist die Wärmestromdichte bei hohem Dampfmassenstrom größer als bei geringem Massenstrom, wie man dem Vergleich der Kurven mit den schwarzen Symbolen mit denen mit den weißen Symbolen entnehmen kann.

Steht das gesamte Rohr für die Kondensation des Dampfes zur Verfügung (durchgezogene Kurven der Rechenfälle Nr. 1, 3, 5 in Abb. 5.2), so ist der Eintrittsmassenstrom und damit auch die Dampfgeschwindigkeit größer als bei einem Rohr mit nur halber für die Kondensation wirksamen Rohrlänge (Kurven Nr. 2, 4, 6). Dies bedingt eine höhere Schubspannung an der Grenzfläche zwischen Dampf und Kondensatfilm mit der Folge einer höheren Kondensatfilmgeschwindigkeit und einer geringeren Filmdicke. Folglich ist der Gesamtwärmewiderstand geringer und die Wärmestromdichte steigt an. Dies ist deutlich in Abb. 5.2 zu erkennen.

Die kurzzeitige Änderung der Wärmestromdichte in Abb. 5.2 bei der Rohrlänge von ca. 4 m entsteht durch das vertikale Rohrstück im Rohrbogen, der in ATHLET unterschiedlich von waagerechten Rohren modelliert wird.

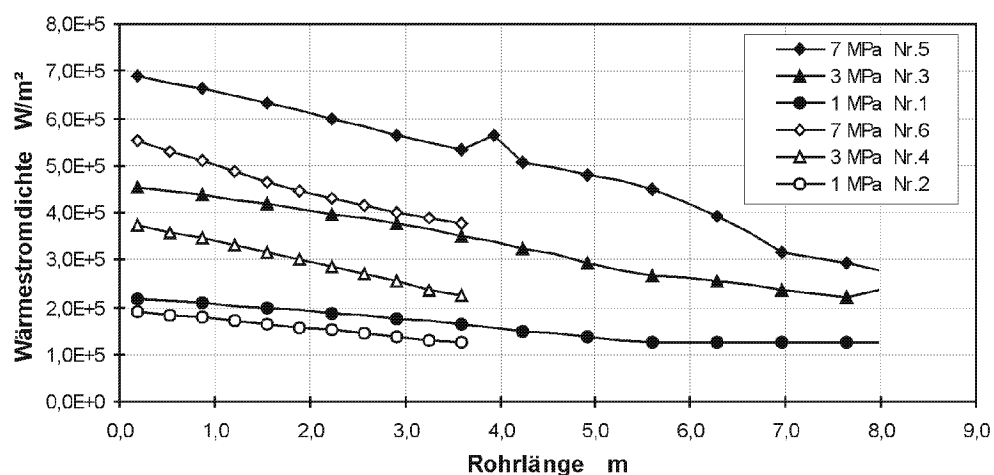


Abb. 5.2: ATHLET-Rechnung zur Wärmestromdichte entlang des Rohres bei verschiedenen Drücken (zu den Rechenfällen siehe Tabelle 5.2)

5.2.3 Wärmewiderstände

In Abb. 5.3 werden die mit ATHLET errechneten Wärmewiderstände entlang des Rohres unter der Annahme, dass sich der Wasserspiegel nicht im Rohr befindet (Rechenfälle 1, 3, 5) für die Drücke 7 MPa, 3 MPa bzw. 1 MPa dargestellt. Zunächst kann man in jedem der Teilbilder erkennen, dass der Gesamtwärmewiderstand (jeweils oberste Kurve) mit zunehmender Rohrlänge stark ansteigt. Dabei wird der Anstieg durch die Teil-Wärmewiderstände an der Innen- und Außenseite des Rohres bestimmt, während der Beitrag durch die Wand konstant bleibt. Dies kann mit dem kleiner werdenden Dampfgehalt im Rohr begründet werden.

Bei hohen Wärmestromdichten kann die Temperatur an der Außenseite des Rohres die Sättigungstemperatur des außen befindlichen Wassers übersteigen. Dann liegt unterkühltes Sieden vor mit einem guten Wärmeübergangskoeffizienten und folglich geringerem Wärmewiderstand. Wird die Sättigungstemperatur an der Rohraußenseite nicht überschritten, erfolgt der Wärmeübergang mittels Naturkonvektion, was einen größeren Wärmewiderstand zur Folge hat.

Aus dem Vergleich der drei Teilbilder ergibt sich, dass bei höherem Druck der Beitrag der Außenseite zum Gesamtwärmewiderstand kleiner wird, da wegen des unterkühlten Siedens dort eine höhere Wärmestromdichte zu erwarten ist. Gleichzeitig wird dadurch die Bedeutung des Beitrags der Innenseite größer.

Die verschiedenen Wärmeübertragungsbereiche sind deutlich in der Abbildung zu erkennen. Im letzten Rohrdrittel bei einem Druck von 1 MPa (siehe Abb. 5.3 (c)) bleibt der Wärmewiderstand konstant; hier liegt ein Wärmeübertrag an der Rohraußenseite durch Naturkonvektion vor.

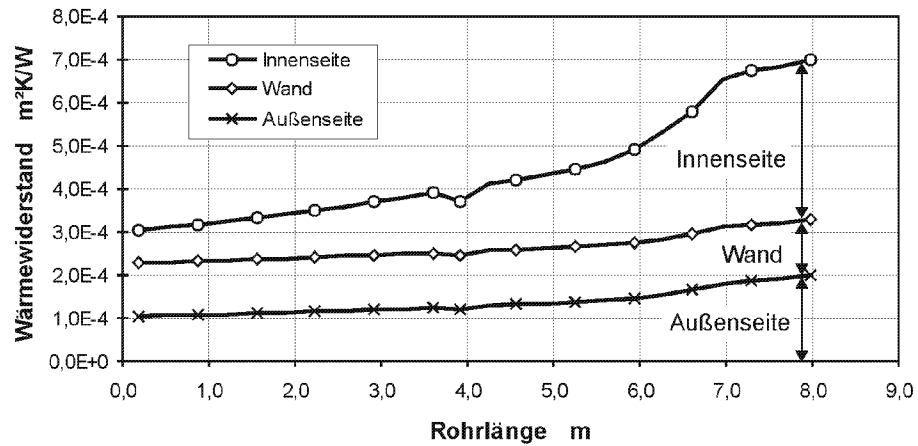
5.2.4 Fiktive Kondensatfilmdicken

Mit dem ATHLET-Modell kann keine Kondensatfilmdicke berechnet werden. Allerdings kann in ATHLET eine fiktive Filmdicke aus dem Wärmeübergang durch Kondensation abgeleitet werden. Dieser wird entsprechend dem implementierten Heat Transfer Package (siehe Kapitel 2) ermittelt. Die fiktive Filmdicke wird nach

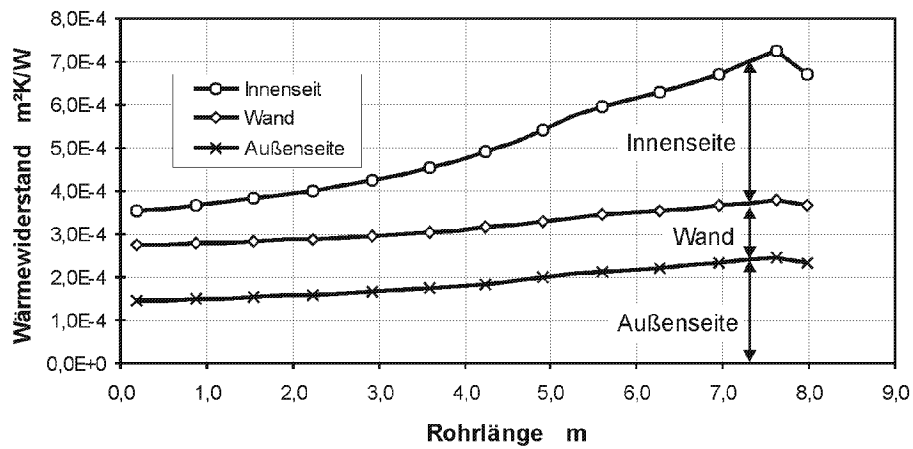
$$\delta_{\text{Film}} = \frac{\lambda_{\text{F}}}{\alpha_{\text{Kond}}} \quad (5.1)$$

berechnet und als in Umfangsrichtung konstant angenommen. Sie ist in Abb. 5.4 für die Rechenfälle Nr. 1 und 2 (1 MPa) bzw. 5 und 6 (7 MPa) bis zu einer Rohrlänge von 3.5 m dargestellt.

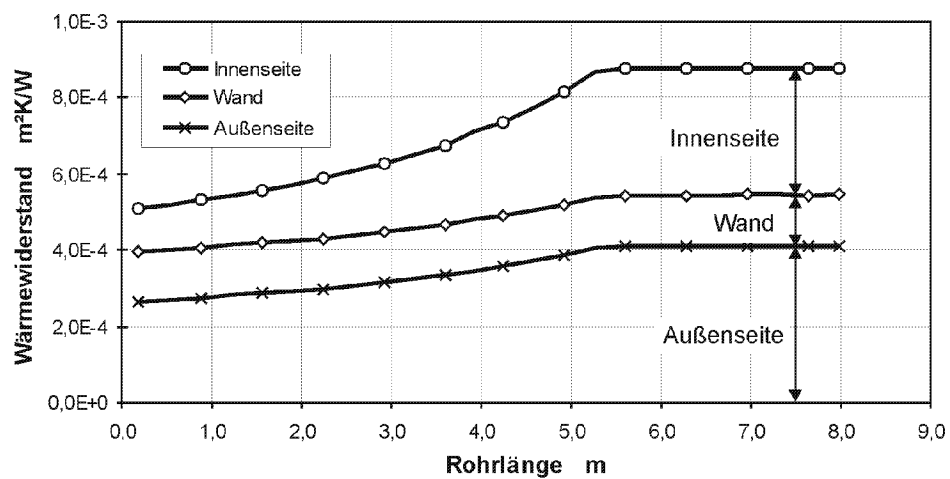
Erwartungsgemäß steigt die Dicke des Kondensatfilms mit zunehmender Rohrlänge an; mit zunehmendem Druck wird sie kleiner. Die Filmdicke wird ebenso mit zunehmendem Dampfmassenstrom kleiner.



(a) Druck: 7 MPa (Rechenfall Nr. 5)



(b) Druck: 3 MPa (Rechenfall Nr. 3)



(c) Druck: 1 MPa (Rechenfall Nr. 1)

Abb. 5.3: ATHLET-Rechnung zum Wärmewiderstand entlang des Rohres

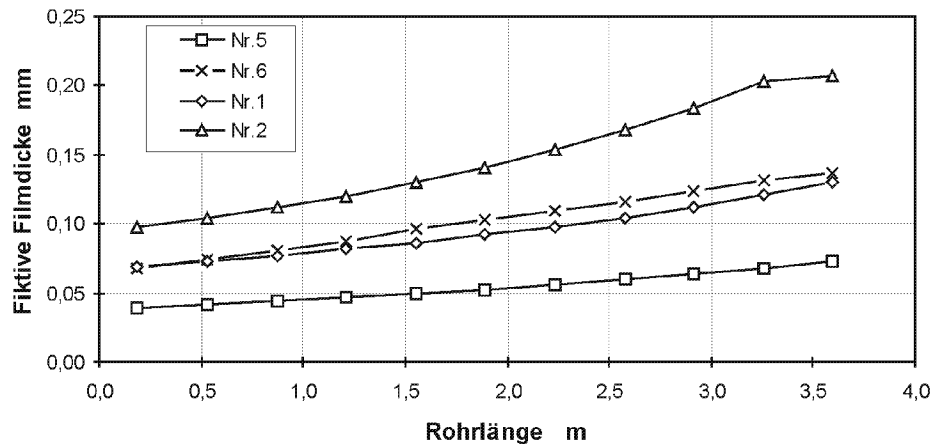


Abb. 5.4: Aus ATHLET-Rechnung abgeleitete fiktive Filmdicken entlang des Rohres bei verschiedenen Drücken und Massenströmen

5.3 Rechnungen mit KANIWAR

5.3.1 Nodalisierung in KANIWAR

Wie in Kapitel 4 beschrieben, ist das Einzelrohr in axialer Richtung und in Umfangsrichtung in eine Vielzahl von Rechen-Abschnitten unterteilt. Für die hier dargestellten Rechnungen wurde das Rohr in axialer Richtung in 39 Abschnitte (bei einer Gesamtlänge von $L=3,778$ m) oder in 74 Abschnitte ($L=7,988$ m) unterteilt. In Umfangsrichtung wurde das (Halb-)Rohr gleichmäßig in 12 Elemente unterteilt.

5.3.2 Kondensatfilmdicken

Durch die Kondensation des Dampfes entlang des Rohres verkleinert sich der Massenstrom und damit auch die Geschwindigkeit des Dampfes. Wegen der sich ändernden Schubspannung an der Phasengrenze hat dies dann eine Änderung des Verhältnisses zwischen Schwerkraft und Reibungskraft zur Folge und damit einen direkten Einfluss auf die Kondensatfilmdicke sowohl in Längs- als auch in Umfangsrichtung des (fast) waagerechten Rohres.

In Abb. 5.5 sind die mit KANIWAR gerechneten Filmdicken in Umfangsrichtung an drei verschiedenen axialen Positionen des Rohres dargestellt. Man beachte, dass in dieser Darstellung nur die Sumpfhöhe quantitativ korrekt (bezogen auf den Rohrdurchmesser) dargestellt ist; der Film oberhalb des Sumpfes ist wegen seiner geringen Dicke übertrieben dargestellt. Man erkennt zunächst sehr anschaulich, dass die im horizontalen Kondensationsrohr erwartete Ausbildung des Sumpfes, aber auch die Filmverdickung im oberen Rohrbereich sehr gut reproduziert werden. Sowohl Sumpfhöhe (180°) als auch die obere (0°) Filmverdickung wachsen mit zunehmender Rohrlänge. Eine solche nicht-rotationssymmetrische Form des Kondensatfilms kann aus ATHLET-Rechnungen nicht abgeleitet werden.

Ein Vergleich der Filmdicken für dieselbe axiale Position ergibt eine Abnahme der Filmdicken von (a) nach (c) trotz des ebenfalls abnehmenden Dampfmassenstroms. Hier zeigt sich, dass der gleichfalls abnehmende Druck der dominierende Parameter ist und die insgesamt geringeren Filmdicken verursacht.

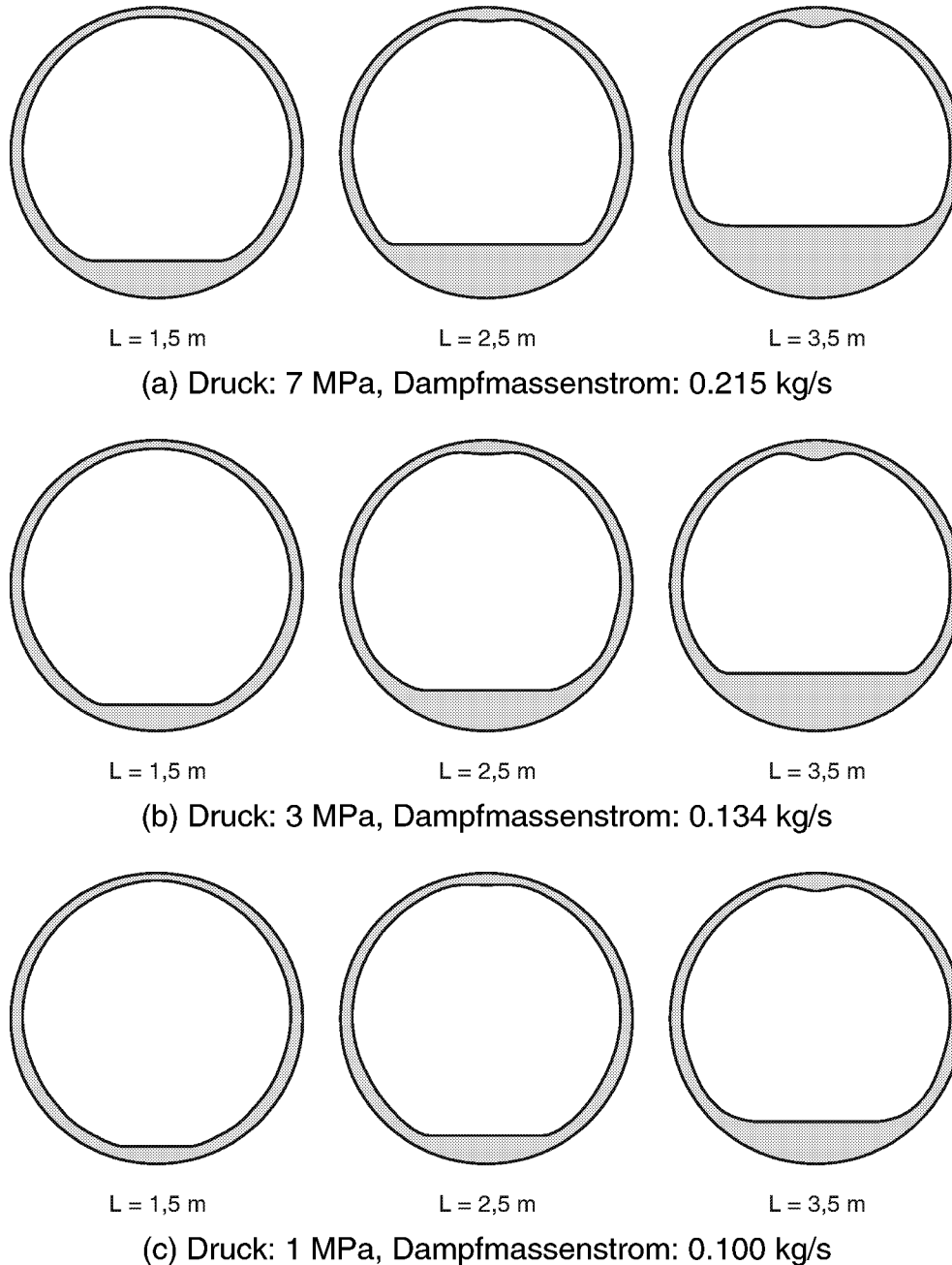
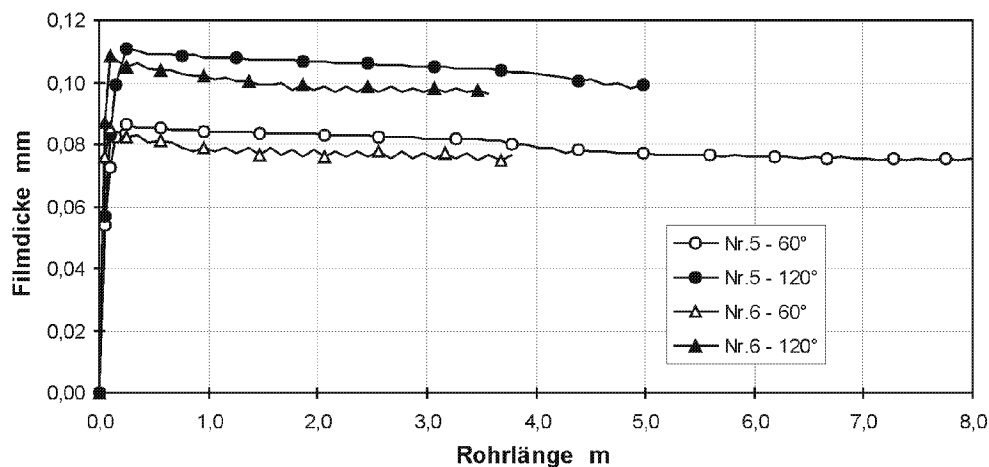


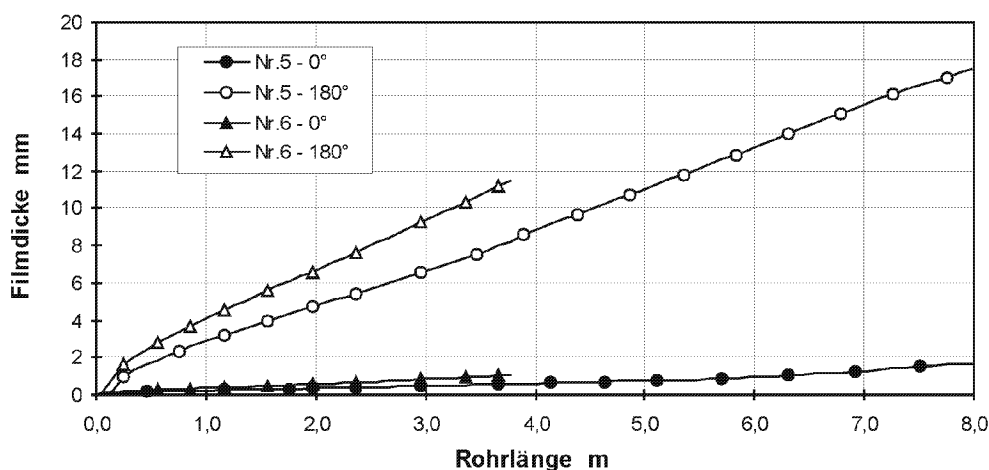
Abb. 5.5: KANIWAR-Rechnung zur Kondensatfilmdicke in Umfangsrichtung für verschiedene axiale Positionen (zur anschaulicheren Darstellung wurde der Kondensatfilm maßstäblich im Vergleich zum Rohrdurchmesser wie folgt verändert: unten (Sumpf) 1:1, oben 3:1, an den Seiten 20:1)

In den Abb. 5.6, 5.7 und 5.8 sind die Filmdicken in einer anderen Darstellung entlang des Rohres bei verschiedenen Massenströme jeweils bei Drücken von 7 MPa, 3 MPa und 1 MPa für die Umfangswinkel 0° (oben), 60° , 120° und 180° (unten) dargestellt.

Die Kondensatfilmdicke bei 60° und 120° steigt auf einer kurzen Strecke nach Eintritt auf ein Maximum an. Danach verkleinern sich die Filmdicken geringfügig entlang des Rohres. Die Ursache dafür ist, dass kurz nach dem Eintritt die Geschwindigkeit des Dampfes noch groß und die Filmdicke noch klein ist. Die Reibungskraft dominiert deswegen den Fluss des Kondensats. Die Strömungsform in diesem Bereich ist ähnlich einer Ringströmung; nur wegen der Schwerkraft ist der Film im oberen Rohrbereich dünner als im unteren Bereich. Im weiteren Verlauf des Rohres jedoch dominiert die Schwerkraft den Fluss des Kondensats. Die Filmdicken an den seitlichen Umfangspositionen verringern sich in axialer Richtung infolge der Wirkung der Reibungskraft (jeweils obere Teilbilder).



(a)

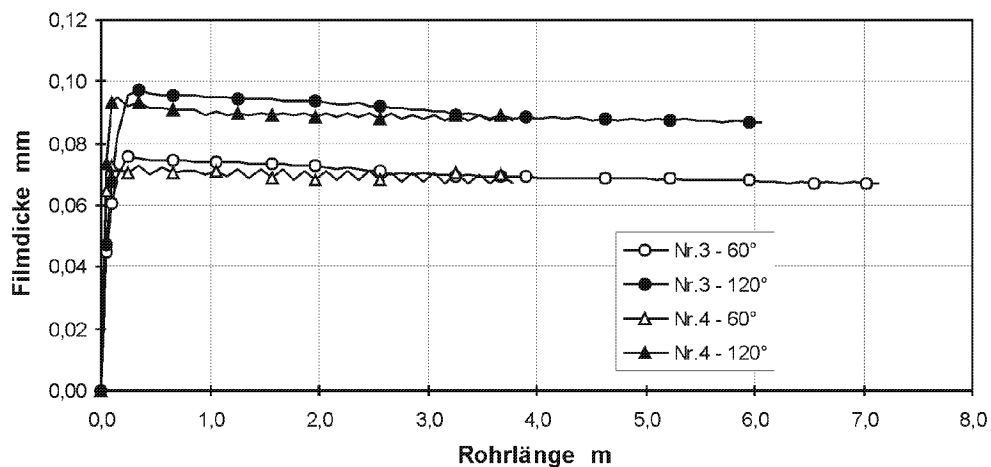


(b)

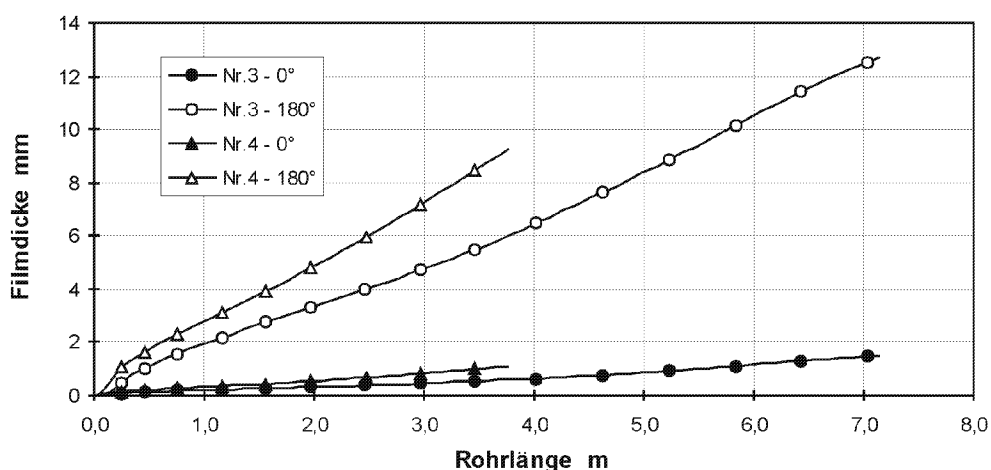
Abb. 5.6: KANIWAR-Rechnung zur Filmdicke entlang des Rohres bei einem Druck von 7 MPa

Im Gegensatz hierzu steigen die Filmdicken an den Umfangspositionen 0° und 180° stetig mit der Rohrlänge an (untere Teilbilder). Bei 0° , d.h. oben im Innenrohr, entsteht eine Filmverdünnung dadurch, dass das Kondensat nicht zur Seite abfließen kann. Bei 180° , d.h. am Rohrboden, läuft das Kondensat zusammen und bildet den Sumpf mit stark ansteigenden „Film“-Dicken.

Anhand der Abbildungen kann man auch die Filmdicken für verschiedene Dampfmassenströme miteinander vergleichen. Je größer der Massenstrom, desto länger die Eintrittsstrecke. Auf der übrigen Kondensationsstrecke (bei 60° und 120°) ist der Film an demselben Querschnitt bei größeren Massenströmen dicker als bei kleineren. Dies liegt daran, dass die Geschwindigkeit bzw. Reibungskraft um so größer ist, je größer der Massenstrom ist. Die größere Reibungskraft steigert die axiale Geschwindigkeitskomponente des Kondensats (siehe Abb. 5.9 und 5.10), die das Kondensat veranlasst, eine längere Strecke zu fließen, was wiederum die Filmdicke anwachsen lässt. Da jedoch die Schwerkraft den Fluss des Kondensats dominiert, ist die Differenz der Filmdicken bei verschiedenen Massenströmen nicht sehr groß.



(a)

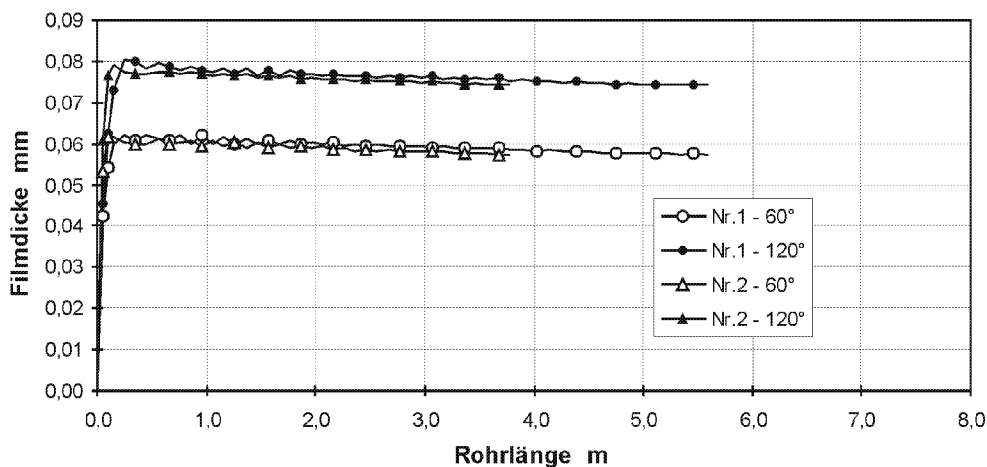


(b)

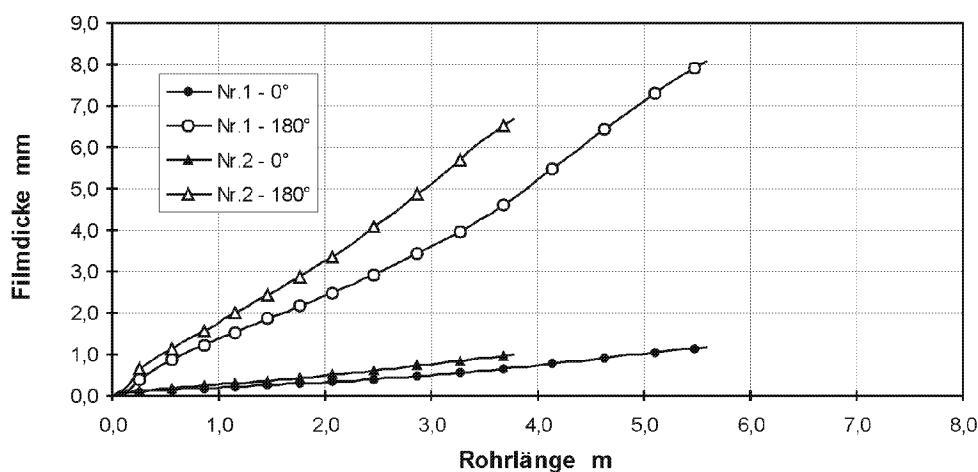
Abb. 5.7: KANIWAR-Rechnung zur Filmdicke entlang des Rohres bei einem Druck von 3 MPa

Die Filmdicken bei 180° (Sumpf) sind bei größeren Massenströmen kleiner als bei kleineren. Ein großer Massenstrom des Dampfes bedeutet eine große Dampfgeschwindigkeit im Rohr. Damit strömt auch das Kondensat, sowohl im Film als auch im Sumpf mit größerer axialer Geschwindigkeit unter Wirkung der Reibungskraft. Eine größere axiale Geschwindigkeit im Kondensatfilm verkleinert den zum Sumpf strömenden Massenstrom. Eine größere axiale Geschwindigkeit im Sumpf verkleinert die Durchtrittsfläche des strömenden Kondensats. Beide Effekte bewirken, dass die Filmdicke im Sumpf kleiner wird.

Ein Vergleich der Filmdicken bei 7 MPa, 3 MPa und 1 MPa zeigt, dass bei höherem Druck größere Filmdicken zu erwarten sind als bei niedrigerem Druck. Die Ursache liegt darin, dass bei höherem Druck die Dampftemperatur höher ist, die Temperaturdifferenz zwischen dem Medium innerhalb und außerhalb des Rohres deshalb größer ist, und somit der Wärmeübergang stärker ist. Da dadurch mehr Dampf kondensiert, wird der Kondensatfilm dicker.



(a)



(b)

Abb. 5.8: KANIWAR-Rechnung zur Filmdicke entlang des Rohres bei einem Druck von 1 MPa

5.3.3 Geschwindigkeiten des Kondensats und des Dampfes

Durch die Kondensation des Dampfes verringert sich die Geschwindigkeit des Dampfes entlang des Rohres. Diese wird zusammen mit der Kondensatgeschwindigkeiten in axialer Richtung für verschiedene Umfangspositionen in Abb. 5.9 für den Fall eines Druckes von 7 MPa dargestellt. Bis auf Schwankungen für das Kondensat im Eintrittsbereich erkennt man den abfallenden Charakter in allen Geschwindigkeitskurven. Der Abfall ist für die axiale Sumpfgeschwindigkeit am geringsten. Die Geschwindigkeit des Kondensats steigt für die Umfangsposition 120° bei Rohrlänge $L=3,6$ m stark an, da dort das Kondensat vom Film zum Sumpf wechselt.

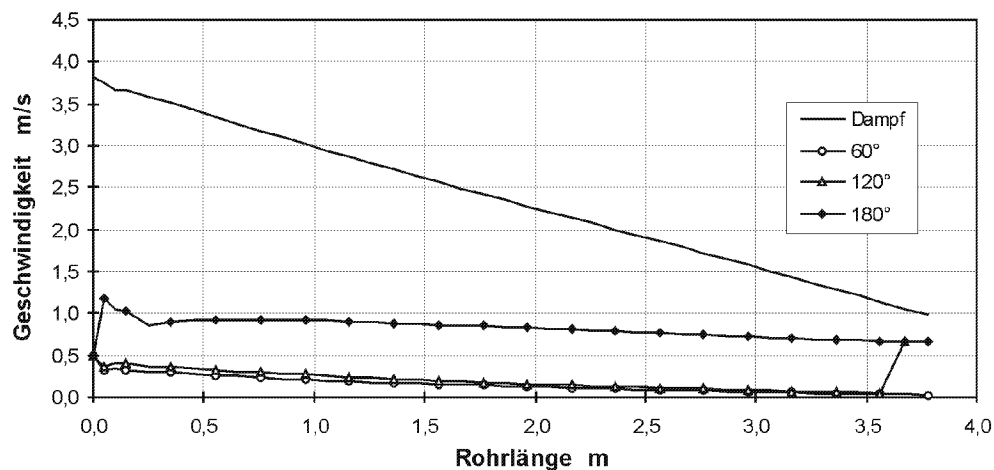


Abb. 5.9: KANIWAR-Rechnung zu den Geschwindigkeiten von Kondensat und Dampf in axialer Richtung bei einem Druck von 7 MPa (Nr. 6)

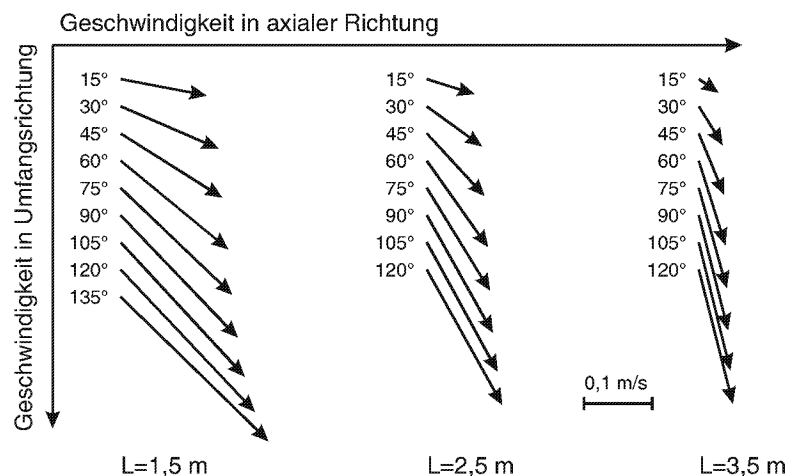


Abb. 5.10: KANIWAR-Rechnung zu den Geschwindigkeiten des Kondensats in Umfangsrichtung bei einem Druck von 7 MPa (Nr. 6)

In Abb. 5.10 sind die Geschwindigkeitsvektoren des Kondensatfilms in axialer und in Umfangsrichtung dargestellt. Durch den Vergleich erkennt man die Änderung der Geschwindigkeit zwischen axialer und Umfangsrichtung. An der näher zum Eingang gelegenen Position (z.B. $L=1,5$ m) fließt das Kondensat hauptsächlich in axialer Richtung. An der weiter von Eingang entfernten Position (z.B. $L=3,5$ m) fließt das Kondensat hauptsächlich in Umfangsrichtung. Die Ursache liegt darin, dass die an der Kondensatoberfläche wirkende Schubspannung sich wegen der Kondensation des Dampfes entlang des Rohres verringert.

5.3.4 Lokale Wärmestromdichten

Bei Kondensation in einem horizontalen oder leicht geneigten Rohr ist der Wärmeübergang am Umfang wegen der variierenden Filmdicken des Kondensats nicht konstant.

In Abb. 5.11 ist die lokale Wärmestromdichte über den Umfang bei einem Druck von 7 MPa dargestellt. Die Wärmestromdichten im oberen Rohrbereich (Kondensatfilm) sind beträchtlich höher als im unteren Bereich (Sumpf). Im oberen Rohrbereich sind die Wärmestromdichten in einem Querschnitt nahe dem Eintritt ($L=1,5$ m) höher als in einem weiter entfernt gelegenen Querschnitt ($L=3,5$ m). Die Unterschiede sind jedoch relativ klein.

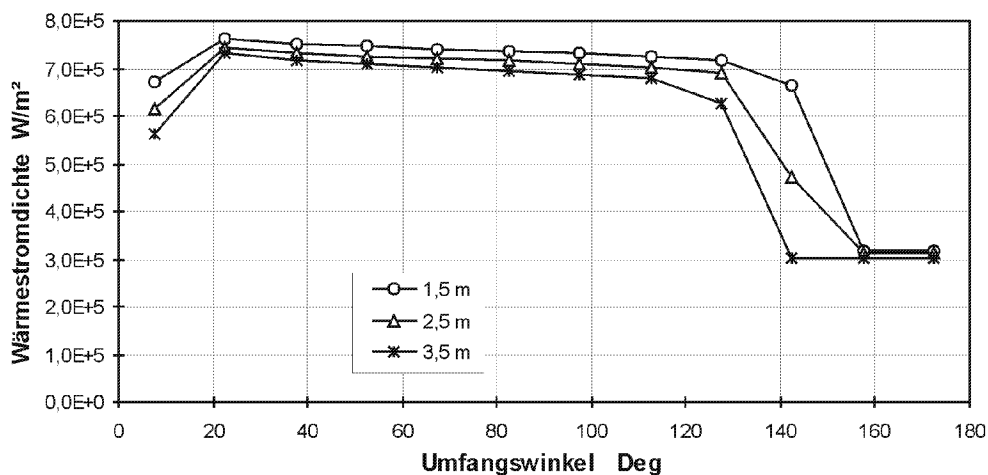


Abb. 5.11: KANIWAR-Rechnung zu den lokalen Wärmestromdichten in Umfangsrichtung bei einem Druck von 7 MPa (Nr. 5)

In Abb. 5.12 ist die lokale Wärmestromdichte am Umfang, bezogen auf die mittlere Wärmestromdichte, bei einem Querschnitt ($L=3,5$ m) für verschiedene Drücke dargestellt. Die Verteilung der relativen Wärmestromdichten über den Umfang zeigt offensichtlich keine große Abhängigkeit vom Systemdruck. Die Änderung der relativen Wärmestromdichte bei ca. 130° im Falle von 3 MPa entsteht möglicherweise dadurch, dass dort die Kondensatströmung in den turbulenten Bereich übergeht.

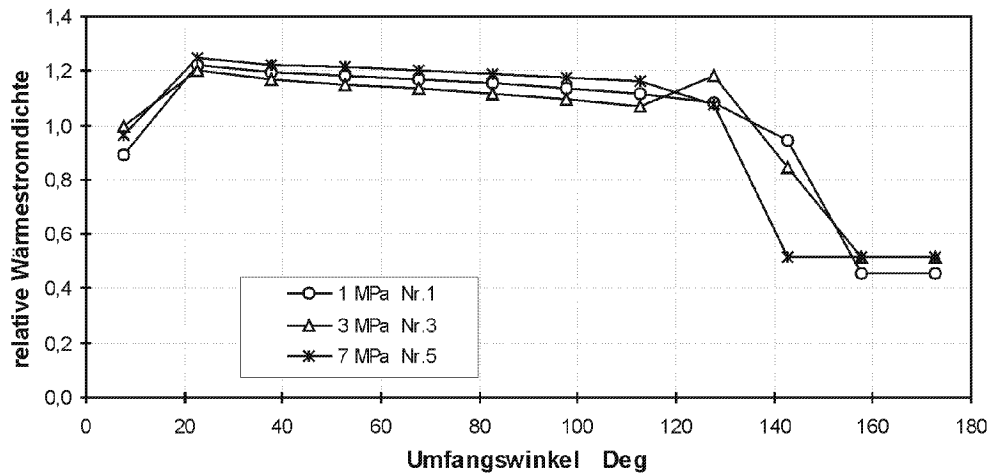


Abb. 5.12: KANIWAR-Rechnung zu den lokalen Wärmestromdichten in Umfangsrichtung an der axialen Position $L = 3,5$ m

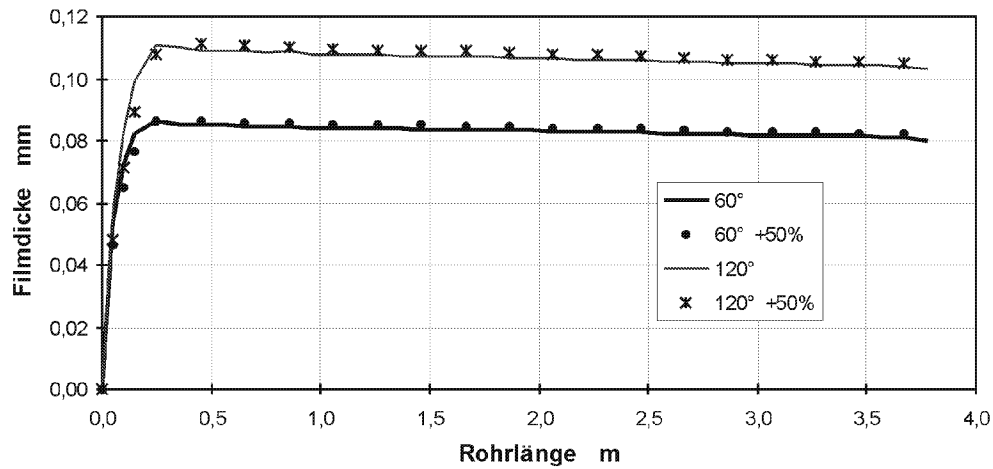
5.4 Sensitivitätsstudien mit dem KANIWAR-Code

In diesem Kapitel wird die Sensitivität des KANIWAR-Rechenmodells für verschiedene Parameter untersucht. Die Schubspannung an der Phasengrenze ist ein wichtiger Parameter für die Strömung des Dampfes und des Kondensats im horizontalen Rohr. Ebenso üben die Wellen einen Einfluss auf den Wärmeübergang durch den Kondensatfilm aus. Außerdem soll die Nodalisierung durch eine unterschiedliche Unterteilung der Elemente in KANIWAR und ihr Einfluss auf die Rechenergebnisse überprüft werden.

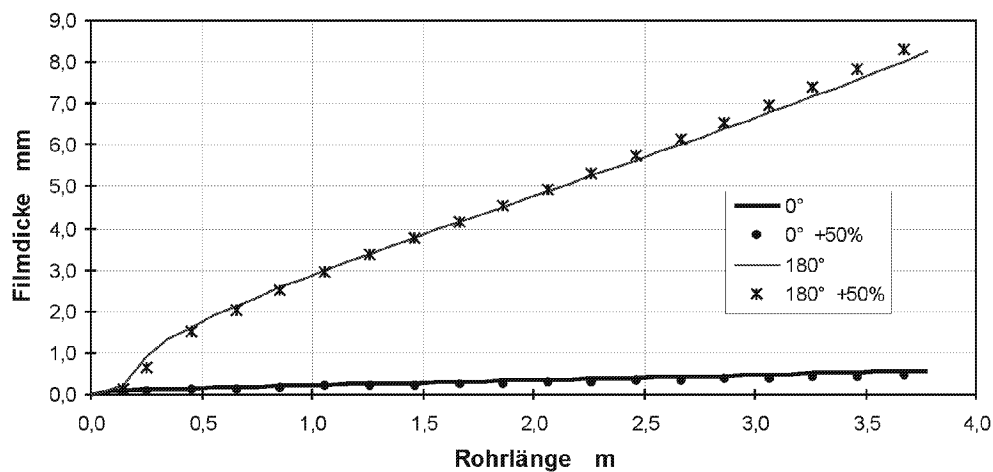
5.4.1 Schubspannung

Um den Einfluss der Schubspannung zu ermitteln, wird eine Rechnung mit einer um 50% erhöhten Schubspannung durchgeführt. Die Abb. 5.13 und 5.14 enthalten den Vergleich der Filmdicken für die beiden verschiedenen Schubspannungen.

Der Vergleich zeigt, dass die Filmdicken sich nur marginal ändern. Die Ursache für die geringen Unterschiede liegt darin, dass die von der Schwerkraft dominierte Kondensatströmung in axialer Richtung nur durch die Schubspannung beeinflusst wird. Für die Strömung des Kondensats in Umfangsrichtung spielt die Schubspannung praktisch keine Rolle.



(a)



(b)

Abb. 5.13: KANIWAR-Rechnung zum Einfluss der Variation der Schubspannung auf die Filmdicke in Längsrichtung bei einem Druck von 7 MPa (Nr. 5)

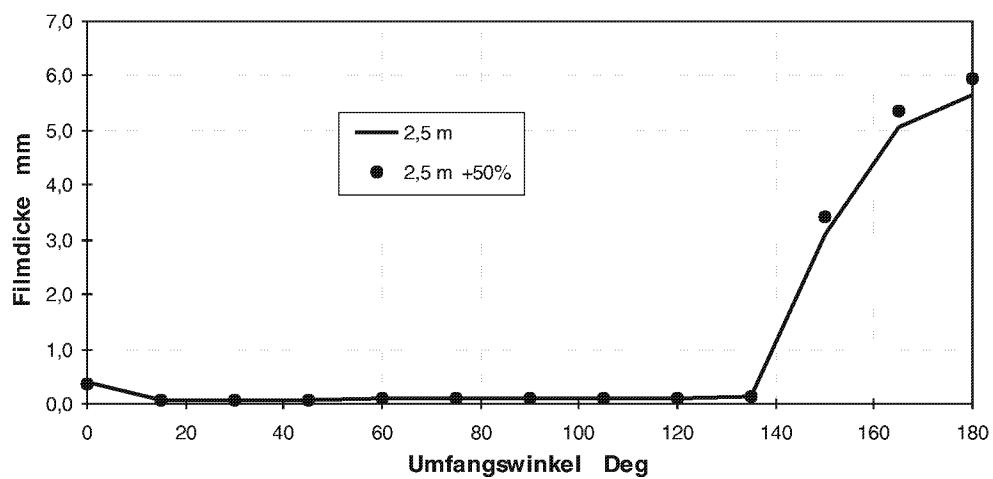
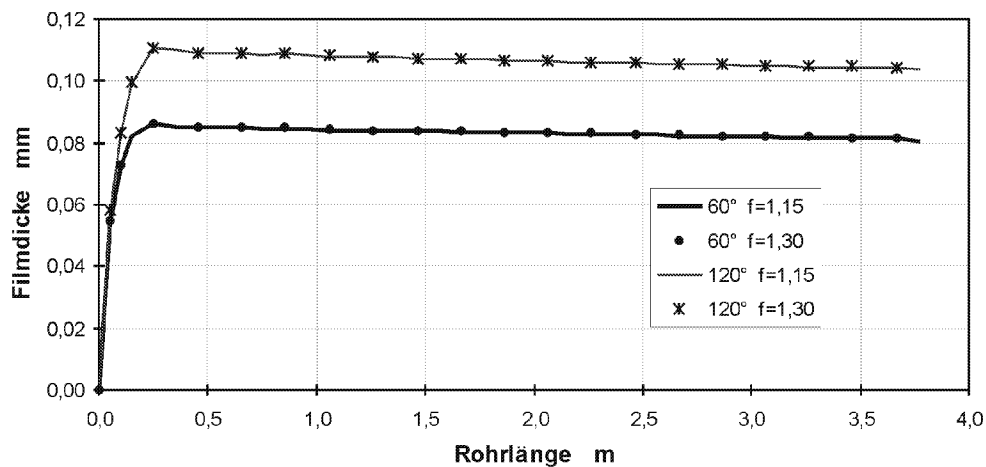


Abb. 5.14: KANIWAR-Rechnung zum Einfluss der Variation der Schubspannung auf die Filmdicke in Umfangsrichtung an der axialen Position $L=2,5$ m bei einem Druck von 7 MPa (Nr.5)

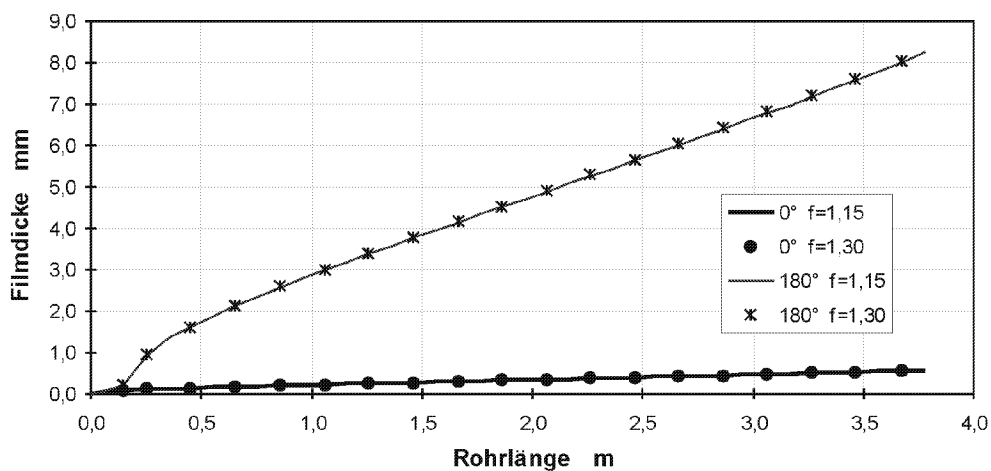
5.4.2 Wellen

In Kapitel 4 wurde erwähnt, dass die Wärme durch Wärmeleitung und Konvektion durch den Kondensatfilm übertragen wird. Ist die Reynolds-Zahl kleiner als die kritische Reynolds-Zahl für Wellenbildung, wird die Wärme nur durch Wärmeleitung übertragen. Für Reynolds-Zahlen größer als die kritische Reynolds-Zahl für Wellenbildung wird ein Korrekturfaktor für den Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund des Einflusses der Wellenbildung eingeführt. Ist die Reynolds-Zahl größer als die kritische Reynolds-Zahl für den Übergang zur turbulenten Filmströmung, muss konvektiver Wärmeübergang berücksichtigt werden.

Um den rechnerischen Einfluss von Wellen auf die Filmdicke zu studieren, wird die Zusatzrechnung mit einem Korrekturfaktor 1,30 statt 1,15 für Wellen durchgeführt. Der Vergleich in den Abbn. 5.15 und 5.16 zeigt, dass sowohl die Filmdicken als auch die Wärmestromdichten bei beiden Korrekturfaktoren praktisch unverändert sind.



(a)



(b)

Abb. 5.15: KANIWAR-Rechnung zum Einfluss der Variation des Wellen-Korrekturfaktors auf die Filmdicke in Längsrichtung bei einem Druck von 7 MPa (Nr. 5)

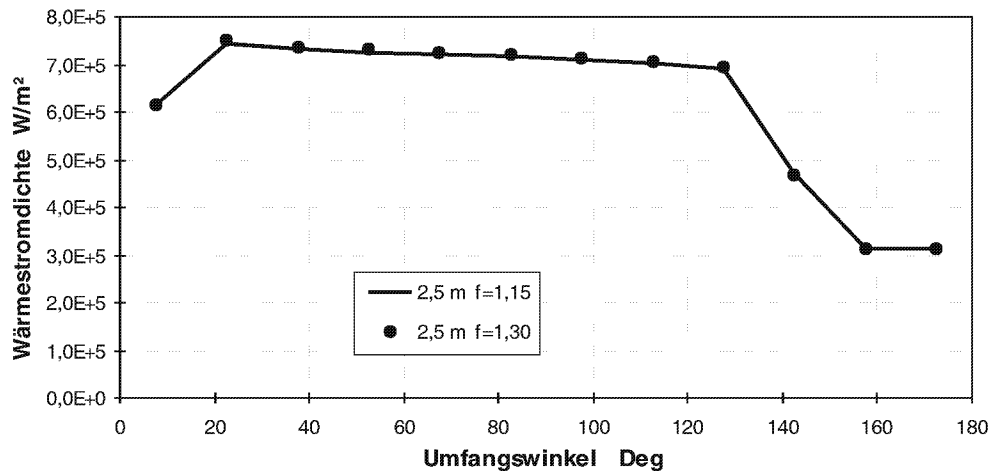


Abb. 5.16: KANIWAR-Rechnung zum Einfluss der Variation des Wellen-Korrekturfaktors auf die Wärmestromdichte in Umfangsrichtung bei einem Druck von 7 MPa (Nr. 5)

Die Ursache liegt darin, dass die Reynolds-Zahl Re_F des Kondensats bereits größer als die kritische Reynolds-Zahl für den Übergang laminar/turbulent ist. In diesem Fall ist der Einfluss des Wellen-Korrekturfaktors auf den Wärmedurchgang im Kondensat vernachlässigbar.

5.4.3 Nodalisierung

Um die Sensitivität der Nodalisierung zu studieren, wird eine Rechnung mit einem feineren Rechengitter durchgeführt. Das Rohr (Länge 3,778 m) wird in axialer Richtung ungleichmäßig in 75 Abschnitte gegenüber 39 in der Referenzrechnung unterteilt. In Umfangsrichtung wird das Rohr gleichmäßig in 36 Elemente anstatt 24 unterteilt.

Die Abbn. 5.17 und 5.18 zeigen den Vergleich der Filmdicken bei einem Druck von 1 MPa mit den verschiedenen Rechengittern. Daraus kann man sehen, dass die Übereinstimmung der Filmdicken bei beiden Gittern relativ gut ist. Die größte Abweichung (zu kleineren Filmdicken) wird für den Kondensatsumpf erwartet. Insgesamt aber kann man davon ausgehen, dass die gewählte Gittereinteilung ausreichend ist.

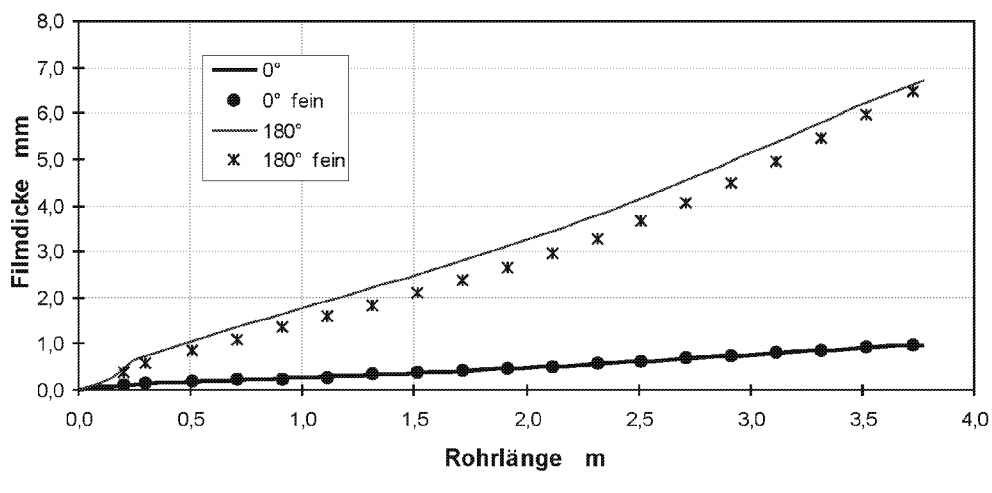
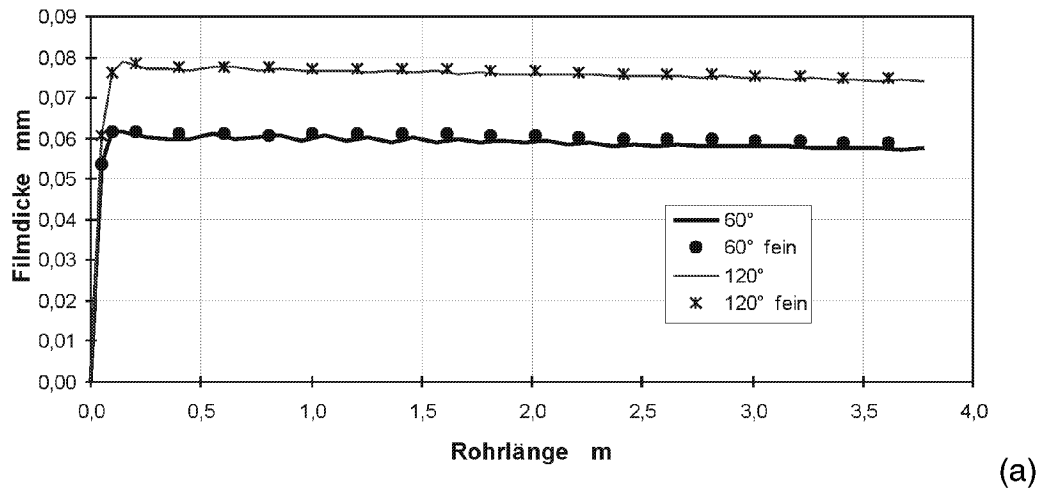


Abb. 5.17: KANIWAR-Rechnung zum Einfluss einer feineren Rechengittereinteilung auf die Filmdicke in Längsrichtung bei einem Druck von 1 MPa (Nr. 2)

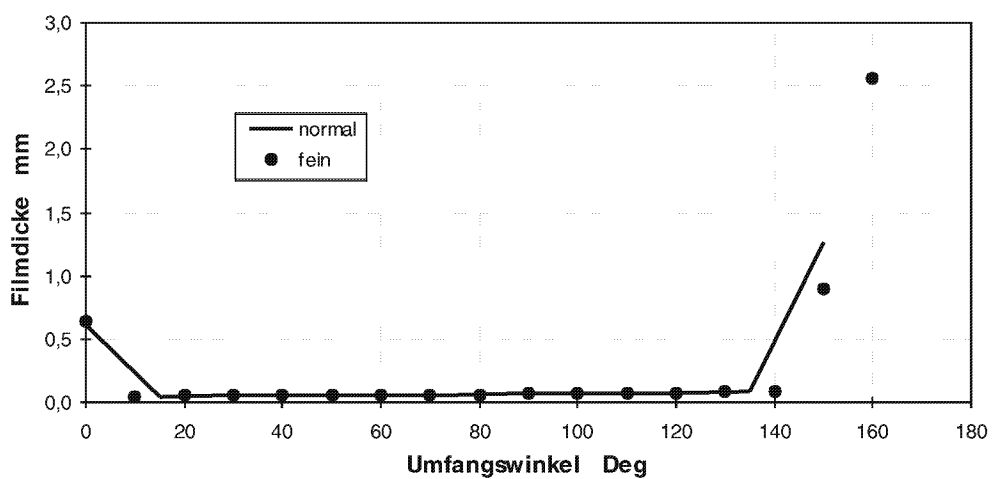


Abb. 5.18: KANIWAR-Rechnung zum Einfluss einer feineren Rechengittereinteilung auf die Filmdicke in Umfangsrichtung an der axialen Position $L=2,5$ m bei einem Druck von 1 MPa (Nr. 1)

5.5 Vergleich KANIWAR mit ATHLET

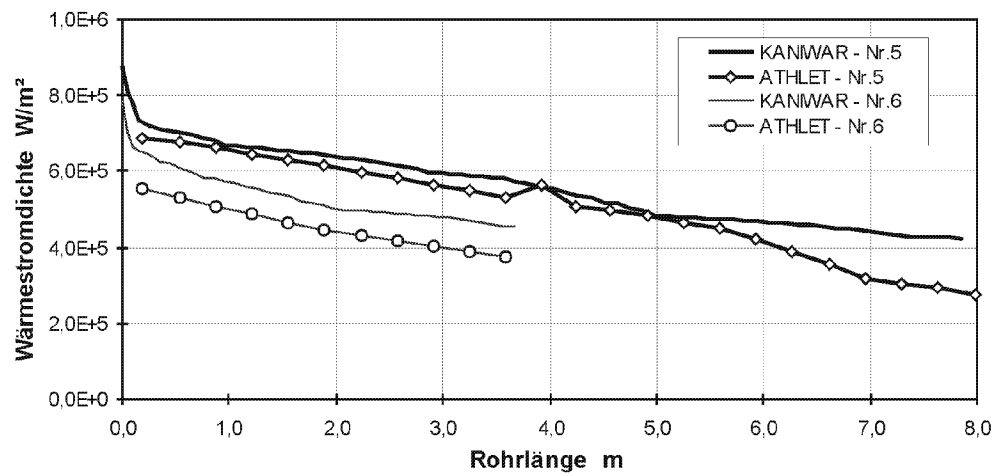
Ein Vergleich der Wärmestromdichten, die mit KANIWAR und ATHLET berechnet werden, ist in Abb. 5.19 dargestellt. Da KANIWAR ein zwei-dimensional Code ist, wird für den Vergleich ein über dem Umfang gemittelter Wert für die Wärmestromdichte genommen.

Aus dem Vergleich kann man schließen, dass die Rechenergebnisse mit KANIWAR und mit ATHLET nur teilweise gut übereinstimmen. Die Übereinstimmung ist bei höherem Druck besser als bei niedrigerem Druck, wo sich Abweichungen bis zu etwa 40% ergeben haben. Des weiteren ist die Übereinstimmung bei höherem Dampfgehalt, d.h. im vorderen Teil des Kondensationsrohres, besser als bei niedrigerem Dampfgehalt im hinteren Teil des Rohres. Andererseits liegen die mit KANIWAR berechneten Wärmestromdichten jeweils über denen von ATHLET.

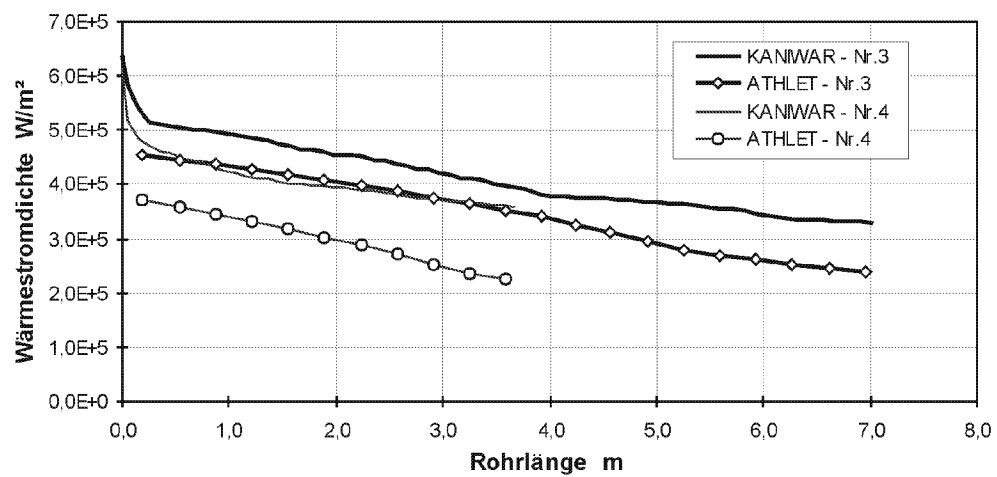
5.6 Vergleich der KANIWAR Rechnungen mit den Experimenten

In diesem Abschnitt werden die rechnerischen Ergebnisse zur Kondensatfilmdicke mit dem KANIWAR-Rechenmodell und die experimentellen Ergebnisse, die durch die Messungen mit den verstellbaren Nadelsonden an den Umfangspositionen 0°, 60°, 120° und 180° gewonnen wurden, miteinander verglichen.

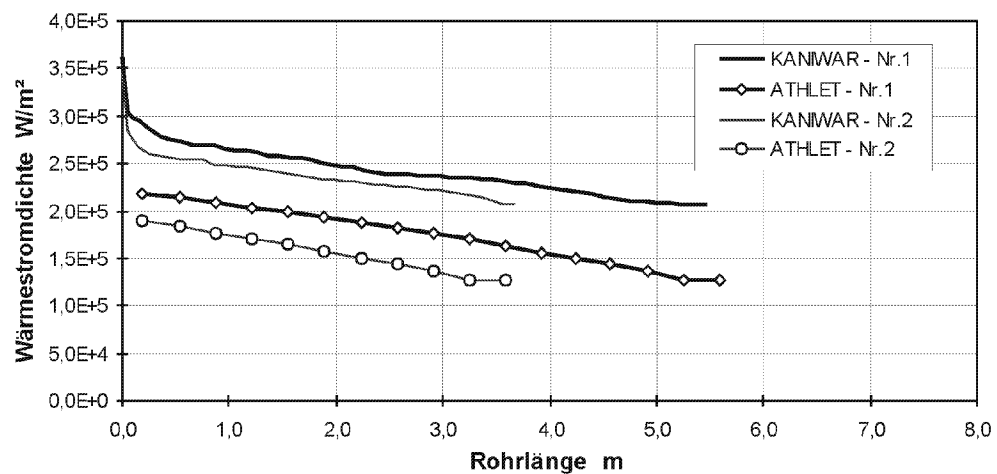
In Abb. 5.20 ist den Vergleich der Filmdicken bei einem Druck von 7 MPa dargestellt, in Abb. 5.21 der entsprechende Vergleich für 1 MPa. Der jeweilige Vergleich der Teilbilder (a) und (b) zeigt, dass mit abnehmendem Dampfmassenstrom die Dicke des Kondensatfilms überall auf dem Umfang zunimmt. Dies wird auch durch die Messungen bestätigt.



(a) Druck: 7 MPa



(b) Druck: 3 MPa



(c) Druck: 1 MPa

Abb. 5.19: Vergleich KANIWAR mit ATHLET zu den Wärmestromdichten

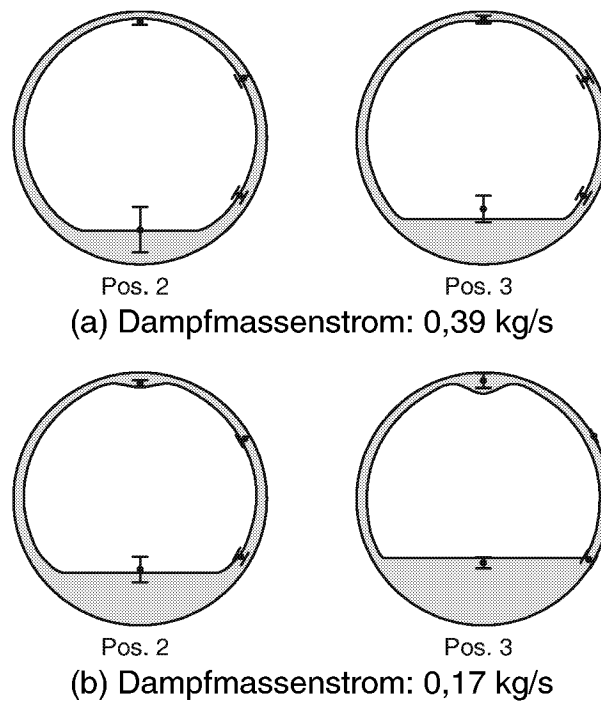


Abb. 5.20: Vergleich der mit KANIWAR gerechneten Filmdicken mit den experimentellen Ergebnissen für einen Druck von 7 MPa (zur anschaulicheren Darstellung wurde der Kondensatfilm maßstäblich im Vergleich zum Rohrdurchmesser wie folgt verändert: unten (Sumpf) 1:1, oben 3:1, an den Seiten 20:1) (zu Pos. 2, Pos. 3 siehe Abb. 3.4)

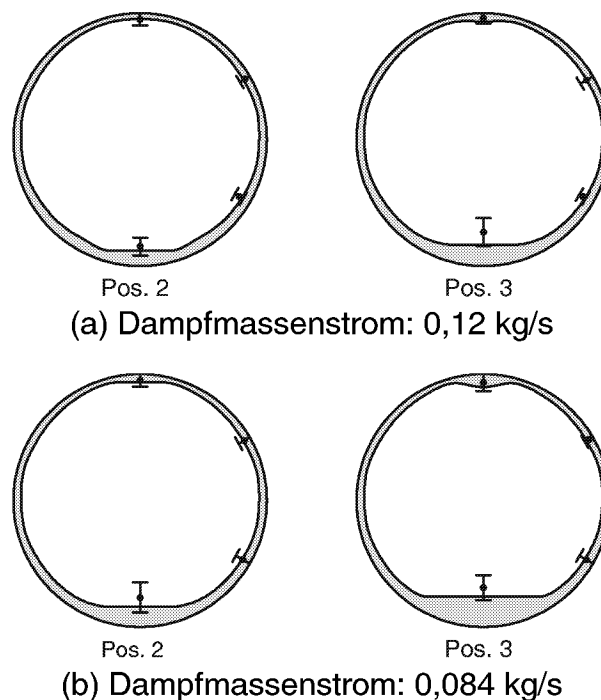


Abb. 5.21: Vergleich der mit KANIWAR gerechneten Filmdicken mit den experimentellen Ergebnissen für einen Druck von 1 MPa (zum Maßstab siehe Abb. 5.20)

6 Modellrechnungen zur Kondensation von Wasserdampf bei Anwesenheit von Inertgas

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Rechnungen mit ATHLET und KANIWAR zur Kondensation von Wasserdampf bei Anwesenheit von Inertgasen im horizontalen bzw. leicht geneigten Einzelrohr vorgestellt.

6.1 Rechnungen mit dem ATHLET-Code

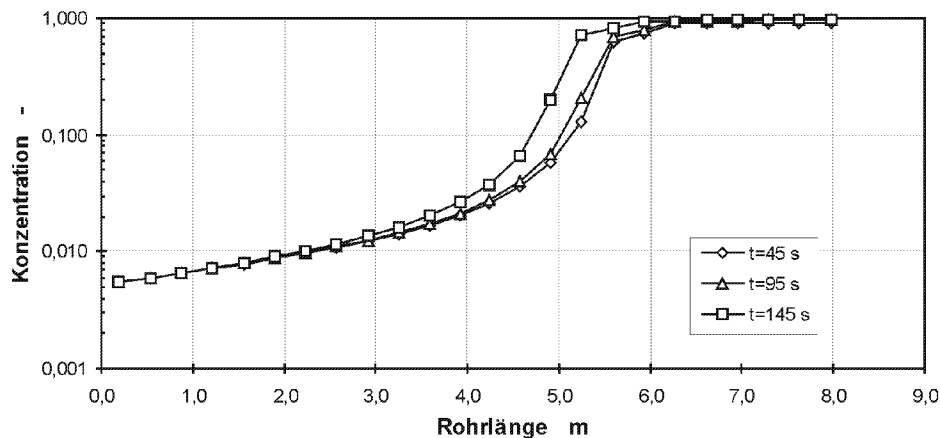
Die Rechnungen mit dem ATHLET-Code basieren auf derselben Modellstruktur, die bereits in Kapitel 5 benutzt und beschrieben wurde.

Für die hier betrachteten Rechenfälle wird angenommen, dass zunächst reiner Dampf in das Einzelrohr einfließt und dort kondensiert. Ab dem Zeitpunkt $t=0$ s wird das Inertgas dem Dampf zugemischt, bevor das Gemisch dann in das Kondensationsrohr eintritt. Die Konzentration des Inertgases am Eintritt ist immer 0,5%, d.h. die eingespeiste Inertgasmenge nimmt mit dem Massenstrom ab. Der Einspeisevorgang dauert 150 s im Falle eines Drucks von 1 MPa und 300 s im Falle eines Drucks von 7 MPa.

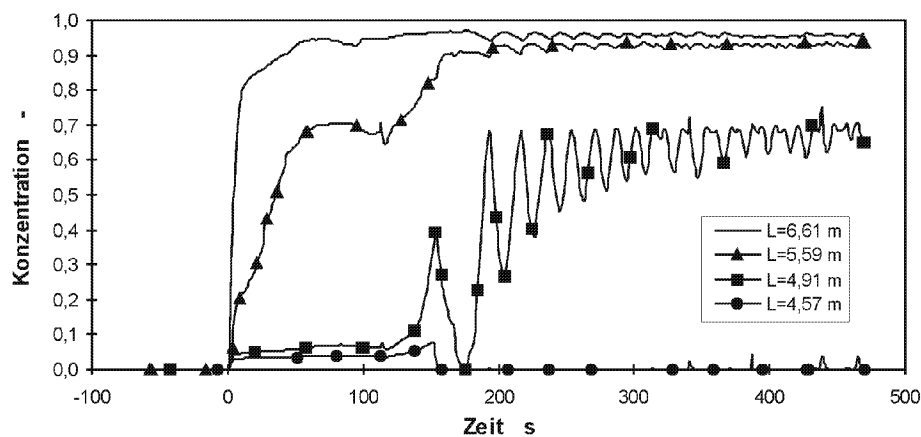
6.1.1 Konzentration des Inertgases in der Gasströmung

In den Abbn. 6.1 und 6.2 sind die Konzentrationen des Inertgases in der Gasströmung bei einem Druck von 1 MPa bzw. 7 MPa dargestellt. Die Verläufe der Konzentrationsprofile zeigen, dass mit der Kondensation des Dampfes die Konzentration des Inertgases entlang des Rohres ansteigt. Da das Inertgas nicht mit dem Kondensat aus dem Einzelrohr fließen kann, sammelt es sich im Rohr an. Während des Einspeisevorgangs wächst diese Inertgas-„Sammelzone“.

Diesen Effekt erkennt man auch an den zeitlichen Konzentrationsverläufen. Hier sieht man, dass die Inertgaskonzentrationen an den beiden axialen Positionen am hinteren Ende des Rohres mit dem Beginn der Einspeisung auf einen sehr hohen Wert $> 80\%$ (für den Fall 7 MPa) ansteigen. Demgegenüber zeigt die dem Eintritt am nächsten gelegene Position ($L=3,59$ m) lediglich während der Inertgaszuführung eine geringe Konzentration an, die anschließend auf Null abfällt und sich nicht mehr ändert. Der transiente Verlauf an der Position $L=4,57$ m im Fall 7 MPa zeigt nach etwa 150 s eine deutliche Akkumulation des Inertgases an und erreicht nach 300 s einen Konzentrationswert von etwa 90% (7 MPa). Im Falle eines Drucks von 1 MPa (Abb. 6.1 (b)) werden die hohen Konzentrationsniveaus etwas verzögert erreicht. Die Rechenkurve für $L=4,91$ m zeigt starke Schwankungen in der Konzentration, die auf entsprechende Schwankungen des Wasserspiegels im Rohr infolge der plötzlichen Änderung der Eintrittskonzentration des Inertgases mit dem Ende des Einspeisevorgangs und der damit verbundenen Änderung in der Kondensationsmenge zurückzuführen sind.



(a) Konzentrationsprofil über der Rohrlänge während des Einspeisevorgangs

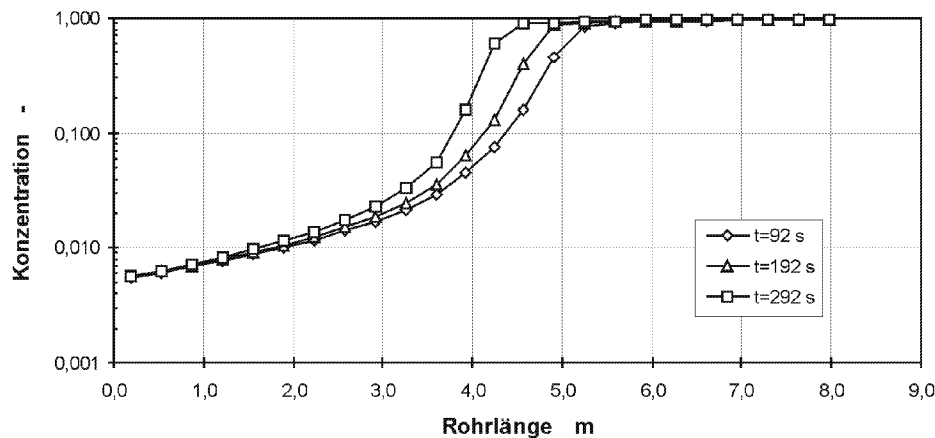


(b) Zeitlicher Verlauf der Konzentration

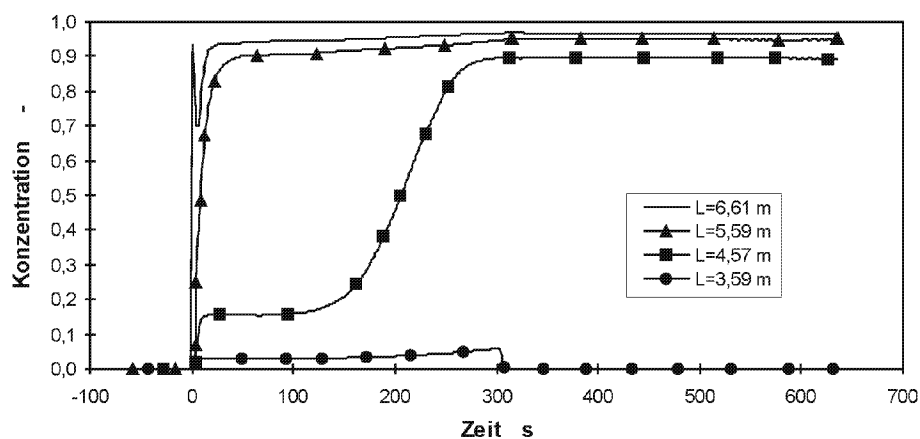
Abb. 6.1: ATHLET-Rechnung zur Konzentration des Inertgases in der Gasströmung bei einem Druck von 1 MPa (Dampfmassenstrom am Eintritt: 0,069 kg/s)

6.1.2 Dampftemperatur in der Gasströmung

In ATHLET wird vorausgesetzt, dass die Dampftemperatur der Sättigungstemperatur des Dampfes entspricht. Ändert sich die Konzentration des Inertgases in der Gasströmung, so wird sich auch die Temperatur des Dampfes ändern. In Abb. 6.3 ist die Verteilung der Dampftemperaturen entlang des Rohres jeweils bei einem Druck von 1 MPa (oben) und 7 MPa (unten) dargestellt. Die Dampftemperatur sinkt entlang des Rohres, weil die Konzentration des Inertgases ansteigt. Aus den Profilen wird das Absinken der Dampftemperaturen im hinteren Teil des Rohres, wo hohe Inertgaskonzentrationen erreicht werden, deutlich erkennbar. Mit zunehmender Einspeisedauer, d.h. mit ansteigender Konzentration des Inertgases im Rohr, schiebt sich die axiale Position im Rohr, bei der ein Absinken der Temperatur des Dampfes beobachtet wird, nach vorne. Entsprechend niedriger ist auch ihr am Rohrende erreichter Wert. Kurz vor Ende des Einspeisevorgangs hat sich die Dampftemperatur im Falle des Drucks von 1 MPa (Teilbild (a)) von anfangs 180 °C auf rund 80 °C und im Falle des Drucks von 7 MPa (Teilbild (b)) von anfangs 280 °C auf rund 130 °C am Rohrende erniedrigt.



(a) Konzentrationsprofil über der Rohrlänge während des Einspeisevorgangs



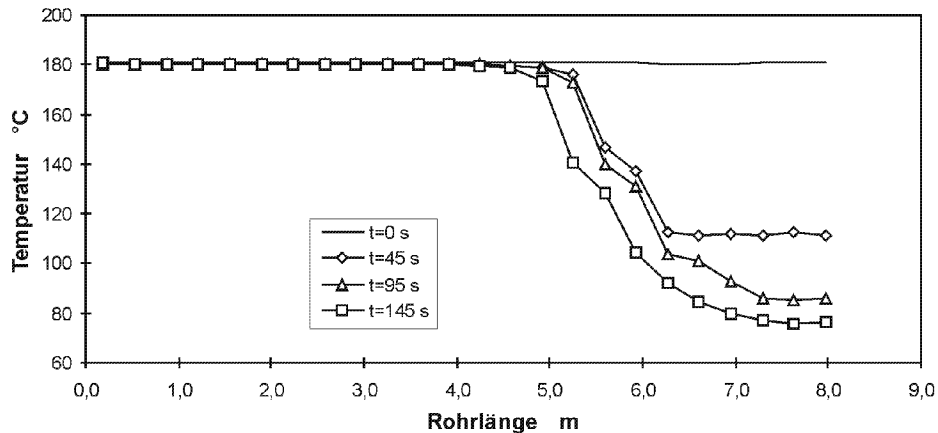
(b) Zeitlicher Verlauf der Konzentration

Abb. 6.2: ATHLET-Rechnung zur Konzentration des Inertgases in der Gasströmung bei einem Druck von 7 MPa (Dampfmassenstrom am Eintritt: 0,215 kg/s)

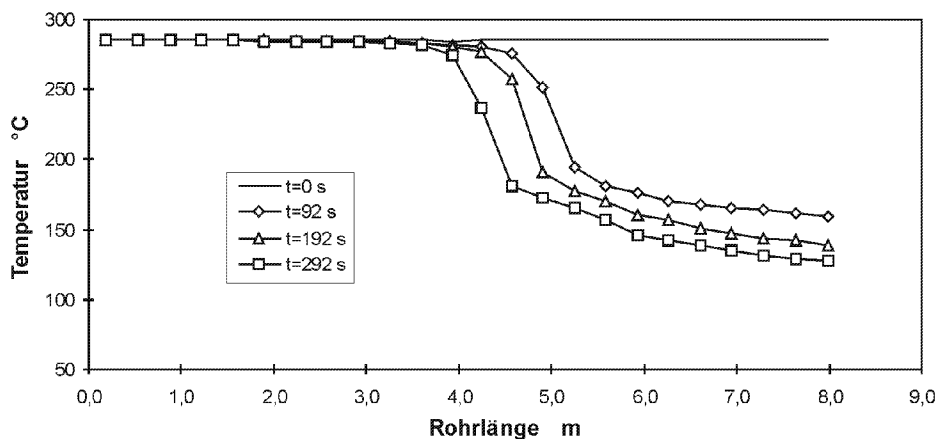
6.1.3 Massenstrom und Leistung

Da sich die Dampftemperatur bzw. die Temperaturdifferenz des Mediums zwischen Innen- und Außenbereich des Rohres durch die Anwesenheit des Inertgases verringert, wird die Wärmestromdichte kleiner. Dadurch kann weniger Dampf kondensieren, was wiederum den Massenstrom des Dampfes verkleinert. Dies ist gleichbedeutend mit einer Reduzierung der Leistung des Einzelrohrs.

Abb. 6.4 zeigt den zeitlichen Verlauf des Dampfmassenstroms beim Eintritt in das Einzelrohr und die Leistung des Einzelrohres für die Drücke 1 MPa (a) und 7 MPa (b). Man erkennt anhand des qualitativ in etwa gleichen Verlauf beider Größen ihren direkten Zusammenhang, wobei die Kurven im Falle des geringeren Drucks wiederum stärkeren Schwankungen unterworfen sind. Mit Beginn der Inertgaseinspeisung fällt die Leistung zunächst steil ab, bleibt dann für eine Weile auf dem neuen Niveau, um danach bis zum Ende des Einspeisevorgangs allmählich weiter abzunehmen.



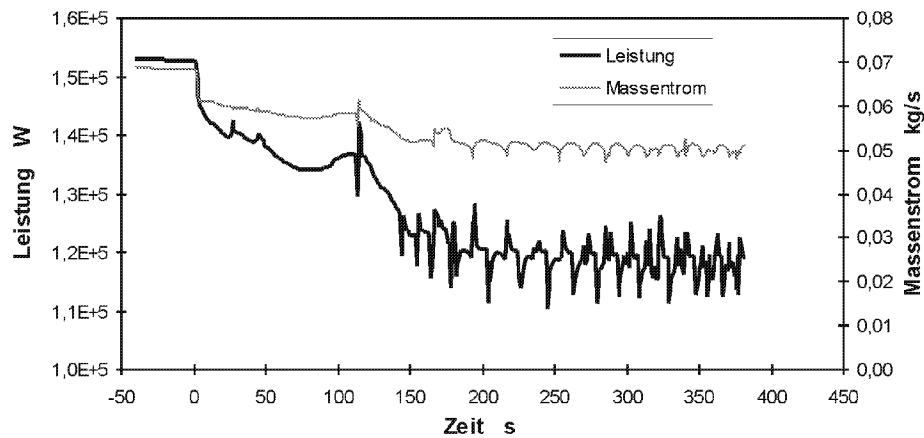
(a) Druck: 1 MPa, Dampfmassenstrom am Eintritt: 0,069 kg/s



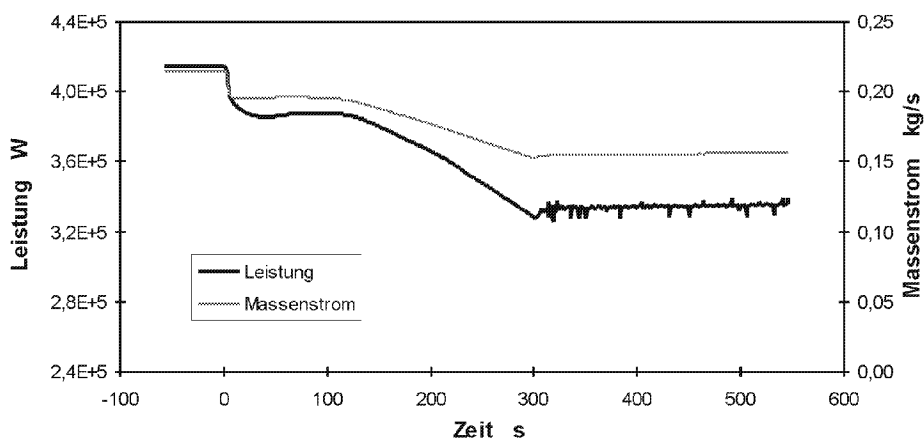
(b) Druck: 7 MPa, Dampfmassenstrom am Eintritt: 0,215 kg/s

Abb. 6.3: ATHLET-Rechnung zur Verteilung der Dampftemperatur entlang des Rohres

Das in das Einzelrohr eingespeiste Inertgas sammelt sich allmählich vor dem Wasserspiegel an. Dabei bildet sich eine Zone aus, in der eine Mischung aus Inertgas und Wasser fließt, so dass sich der eigentliche Wasserspiegel im Rohr erniedrigt. Liegt der Wasserspiegel nicht mehr innerhalb des Einzelrohrs und ist die eingespeiste Menge des Inertgases nur noch gering, so fließt das Inertgas durch das Rohr und kann sich nicht im Einzelrohr ansammeln, sondern erst in der Ablaufleitung. Die Leistung des Einzelrohres ändert sich während dieser Zeit nicht (konstantes Teilstück der Kurven im Zeitintervall bis etwa 100 s). Sobald die akkumulierte Inertgasmenge wieder in das Einzelrohr hineinreicht, verringern sich Leistung und der Massenstrom weiter.



(a) Druck: 1 MPa



(b) Druck: 7 MPa

Abb. 6.4: ATHLET-Rechnung zum Dampfmassenstrom am Eintritt des Rohres und zur Leistung des Einzelrohres

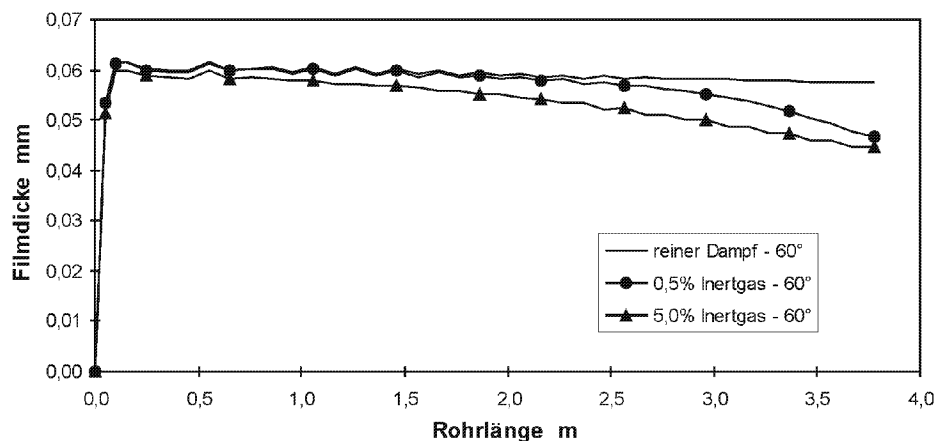
6.2 Rechnungen mit dem KANIWAR-Code

6.2.1 Filmdicke

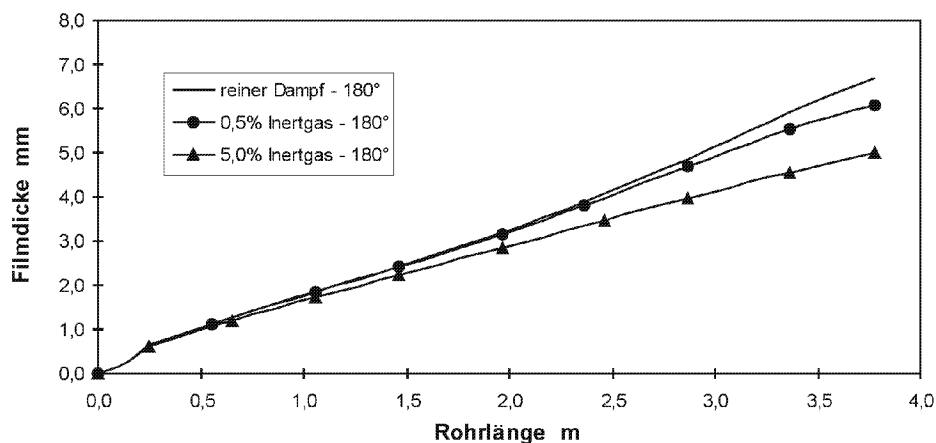
Wenn Inertgas im Dampf vorhanden ist, verschlechtert sich die Kondensation im Rohr. Zunächst wird dadurch die Dampftemperatur erniedrigt, aber auch der Wärmeübergangskoeffizient verringert sich. Infolge des verschlechterten Wärmeübergangs an der Kondensatoberfläche wird somit der Kondensatfilm dünner.

Abb. 6.5 enthält die Variation der Filmdicken über die Rohrlänge für verschiedene Konzentrationen des Inertgases. Die Änderungen der Filmdicke fallen an weiter vom Eingang entfernten Positionen größer aus als an Positionen im vorderen Bereich des Rohres. Die Ursache liegt darin, dass die Konzentration des Inertgases in der Gasströmung entlang des Rohres mit zunehmender Kondensation ansteigt.

In Abb. 6.6 ist die Kondensatfilmdicke über den Umfang für verschiedene Konzentrationen des Inertgases dargestellt. Dabei ist der oben beschriebene Effekt, nämlich die Abnahme der Filmdicke bei höheren Inertgaskonzentrationen, gut zu erkennen. Wenn allerdings die Konzentration des Inertgases niedrig ist, bleibt dessen Einfluss ebenfalls gering. Hohe Konzentrationen von Inertgas im Gemisch sorgen dafür, dass weniger Dampf kondensiert und dadurch die Filmdicken auf dem ganzen Umfang kleiner werden. Wegen der geringeren Kondensation wird die Geschwindigkeit des Gemisches und dadurch auch die Reibungskraft größer. Wie in Kapitel 4 erwähnt, ist jedoch der Einfluss der Geschwindigkeit auf die Filmdicke relativ gering.



(a) seitliche Umfangsposition (60°)



(b) Sumpf (180°)

Abb. 6.5: KANIWAR-Rechnung zur Filmdicke entlang des Rohres für verschiedene Konzentrationen des Inertgases (1 MPa, Massenstrom am Eintritt 0,069 kg/s, $L=2,5$ m)

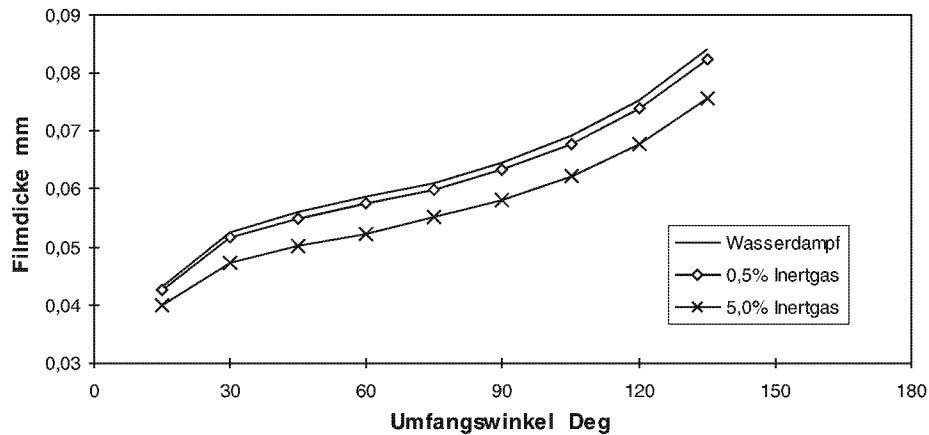


Abb. 6.6: KANIWAR-Rechnung zur Filmdicke am Umfang des Rohres für verschiedene Konzentrationen des Inertgases (1 MPa, Massenstrom am Eintritt 0,069 kg/s, $L=2,5$ m)

6.2.2 Konzentration des Inertgases

Während der Massenstrom des Wasserdampfes sich beim Durchströmen des Rohres in axialer Richtung aufgrund der Kondensation verkleinert, bleibt der Massenstrom des Inertgases unverändert. Die Konzentration des Inertgases in der Gasströmung steigt damit in Richtung des Dampfstromes allmählich an. In Abb. 6.7 ist die molare Konzentration des Inertgases in dem im Kernbereich des Rohres strömenden Gasgemisch dargestellt. Es ist erwartungsgemäß ein Anstieg der molaren Inertgaskonzentration zu sehen, der über die Rohrlänge rund eine Größenordnung ausmacht. Er fällt im Falle der niedrigeren Massen-Konzentration am Eintritt (0.5%) geringfügig stärker aus.

Außerdem ändert sich die Konzentration des Inertgases auch radial und in Umfangsrichtung. Die Konzentration an der Phasengrenzfläche hängt ab von der Konzentration im Kernbereich, vom Wärmeübergang und vom Diffusionskoeffizienten. Abb. 6.8 zeigt die molare Konzentration des Inertgases in Umfangsrichtung an zwei axialen Positionen im Rohr. In Umfangsrichtung sind die Konzentrationen des Inertgases wegen des unterschiedlichen Wärmeübergangs nicht konstant; sie nehmen vielmehr an den Seiten mit zunehmendem Umfangswinkel langsam ab. Das Niveau der molaren Konzentration bei der größeren Längenposition ($L=2,5$ m, obere Kurve in Abb. 6.8) liegt erwartungsgemäß höher als bei kleineren Längen ($L=1,5$ m, untere Kurve), da dort schon mehr Dampf kondensiert ist.

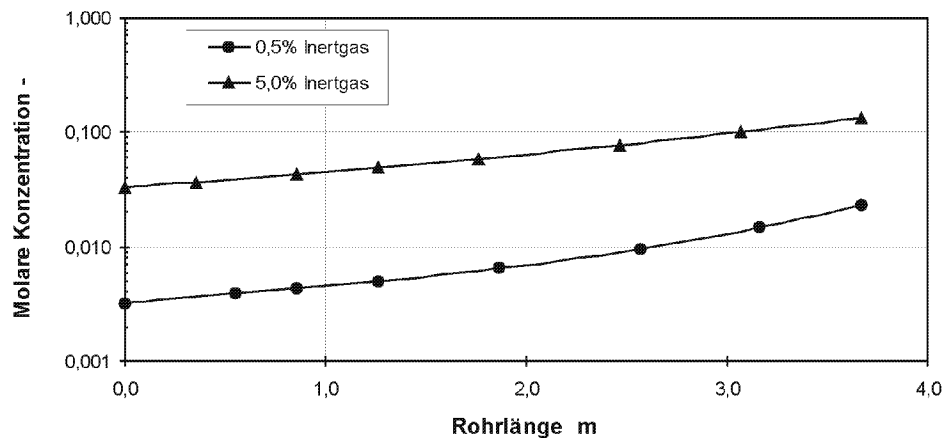


Abb. 6.7: KANIWAR-Rechnung zur Konzentration des Inertgases in der Gasströmung entlang des Rohres (1 MPa, Massenstrom am Eintritt 0,069 kg/s)

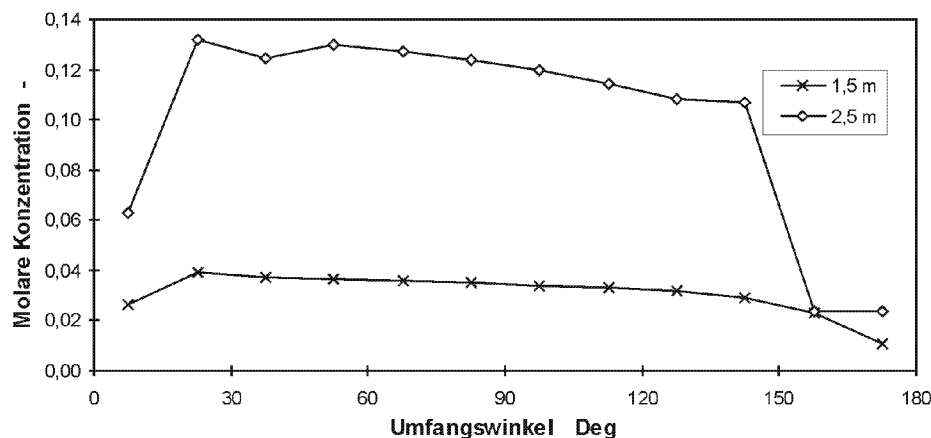


Abb. 6.8: KANIWAR-Rechnung zur Konzentration des Inertgases an der Phasengrenze über den Umfang des Rohres (1 MPa, Massenstrom am Eintritt 0,069 kg/s, 0,5% Inertgas am Eintritt)

6.2.3 Verteilung der Temperatur

Eine der in dieser Arbeit getroffenen Voraussetzungen war, dass die Temperatur des Wasserdampf/Inertgas-Gemisches der Sättigungstemperatur bei dem Partialdruck des Dampfes entspricht. Die Dampftemperatur im Kernbereich des Rohres und an der Oberfläche des Kondensats hängt deshalb vom Gesamtdruck und von der lokalen Konzentration des Inertgases ab.

In Abb. 6.9 sind die Profile der Dampftemperatur entlang des Rohres für verschiedene Inertgaskonzentrationen dargestellt. Ist die Konzentration sehr niedrig (z.B. 0,5% am Eintritt), so ändert sich die Dampftemperatur nur geringfügig (1 K am Rohrende). Höhere Konzentrationen des Inertgases führen auch zu einer stärkeren Temperaturänderung (etwa 6 K im Falle von 5% Konzentration). Da der Anteil

des Inertgases mit zunehmender Rohrlänge anwächst, sinkt die Dampftemperatur im hinteren Rohrbereich entsprechend stärker ab.

In Abb. 6.10 sind die mit KANIWAR gerechneten Dampftemperaturen im Kernbereich und an der Phasengrenze für verschiedene Umfangspositionen dargestellt. Man erkennt zunächst, dass sich die Temperaturen an der Phasengrenze deutlich stärker ändern als im Kernbereich des Rohres. Ferner kann man aus dem Vergleich sehen, dass die Differenz der Temperaturen zwischen Kernbereich und Phasengrenze bei hohen Konzentrationen des Inertgases besonders groß ist. Die Ursache liegt darin, dass bei hoher Konzentration der Diffusionskoeffizient klein ist, was wiederum den Transport von Inertgas von der Phasengrenze in den Kernbereich verringert. Die Differenz der Inertgaskonzentrationen bzw. der Temperaturen zwischen Kernbereich und Phasengrenze wird deshalb größer.

Die Temperaturdifferenz zwischen Kernbereich und Phasengrenze steigt bei gleichen Konzentrationen im Kernbereich (Vergleich (c) mit (b) in Abb. 6.10) mit dem Druck. Dafür gibt es zwei Ursachen: Bei hohem Druck ist der Diffusionskoeffizient klein, weshalb die Diffusionswirkung auf die Diffusionsgrenzschicht klein bleibt. Eine weitere liegt darin, dass die Differenz der Dampfpartialdrücke zwischen Kernbereich und Phasengrenze bei verschiedenen Drücken auch dann nicht gleich ist, wenn die Konzentrationen im Kernbereich und an der Phasengrenze jeweils gleich bleiben. So beträgt die Differenz der Dampfpartialdrücke bei einer Differenz der Inertgaskonzentrationen zwischen Kernbereich und Phasengrenze von 5% etwa 0.35 MPa bei einem Systemdruck von 7 MPa und 0.05 MPa bei einem Systemdruck von 1 MPa.

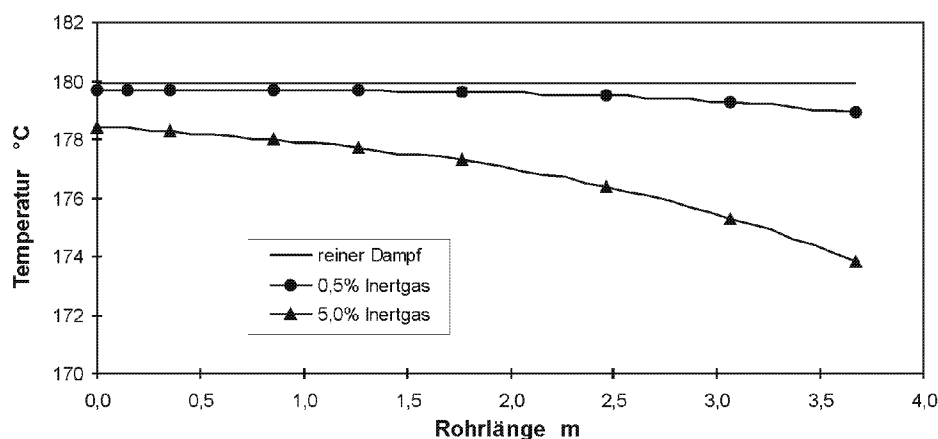
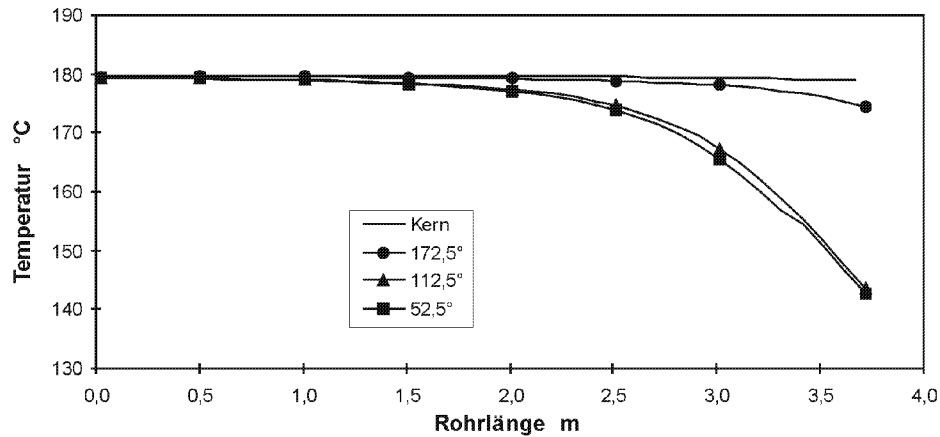
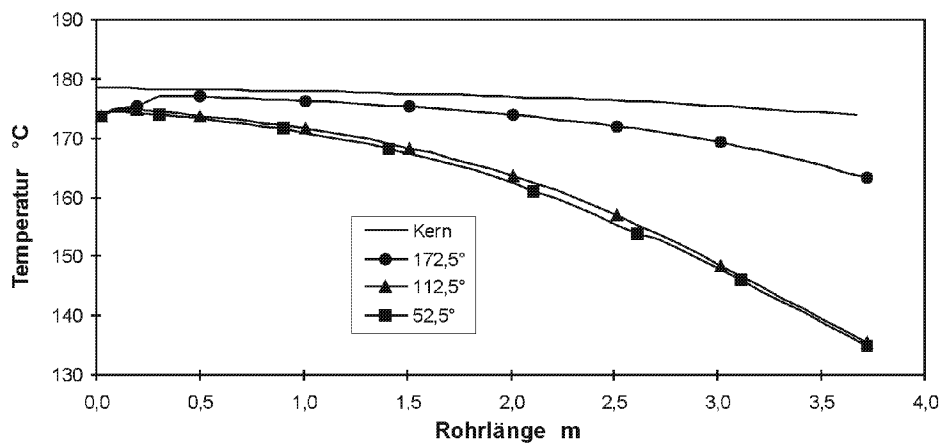


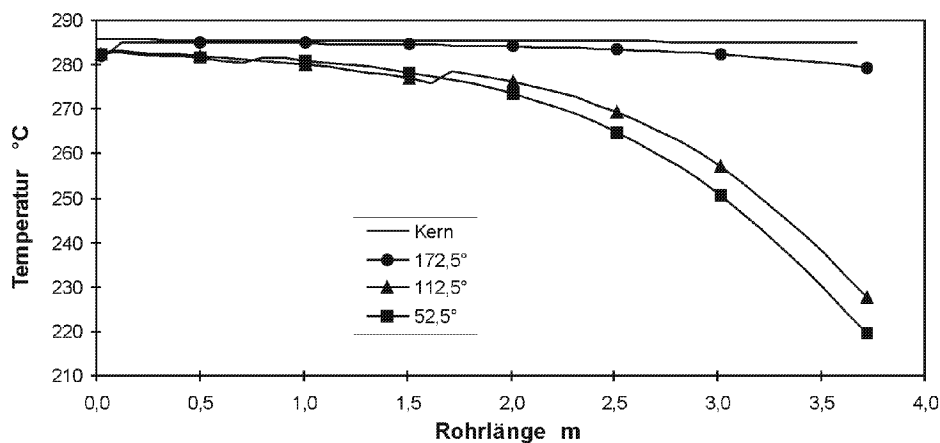
Abb. 6.9: KANIWAR-Rechnung zur Dampftemperatur entlang des Rohres (1 MPa, Massenstrom am Eintritt 0,069 kg/s)



(a) Druck: 1 MPa, Eintrittsmassenstrom: 0,069 kg/s, Inertgas am Eintritt: 0,5%



(b) Druck: 1 MPa, Eintrittsmassenstrom: 0,069 kg/s, Inertgas am Eintritt: 5.0%



(c) Druck: 7 MPa, Eintrittsmassenstrom: 0,215 kg/s, Inertgas am Eintritt: 5.0%

Abb. 6.10: KANIWAR-Rechnung zur Temperatur an der Phasengrenze

6.2.4 Lokale Wärmewiderstände

In Abb. 6.11 sind die mit KANIWAR gerechneten Wärmewiderstände im Rohr über den Umfang dargestellt. Der Wärmewiderstand, der sich bekanntlich aus zwei Teilen zusammensetzt: dem Wärmewiderstand in der Gasströmung zur Phasengrenze sowie dem Wärmewiderstand im Kondensat von der Phasengrenze bis zur Rohrwand, ändert sich im Kondensat mit dem Umfangswinkel, da er stark von der Filmdicke abhängt (jeweils untere Kurve in Abb. 6.11). Dieser Teilwärmewiderstand erreicht deutlich höhere Werte am Rohrumfang oben (Filmverdickung) und unten (Sumpf), wo er den Hauptbeitrag zum Gesamtwärmewiderstand im Rohr ausmacht. Damit steigt der Gesamtwärmewiderstand im Rohr mit dem Umfangswinkel zunächst allmählich, dann mit Erreichen des Sumpfes steil an.

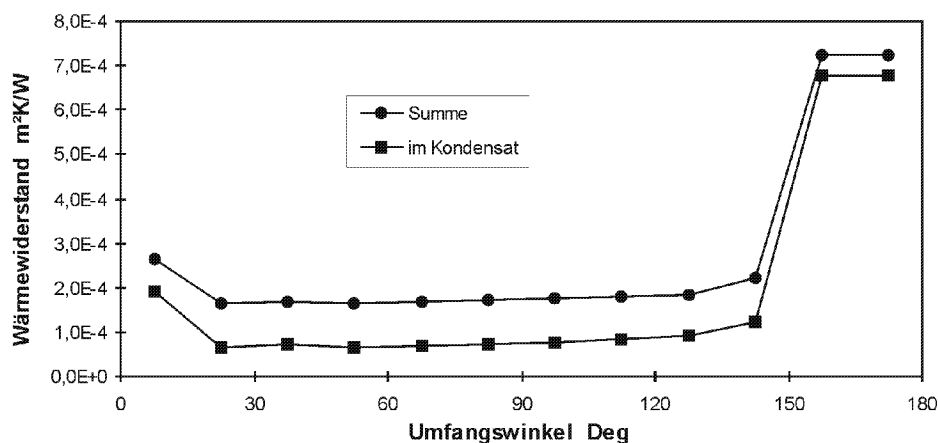
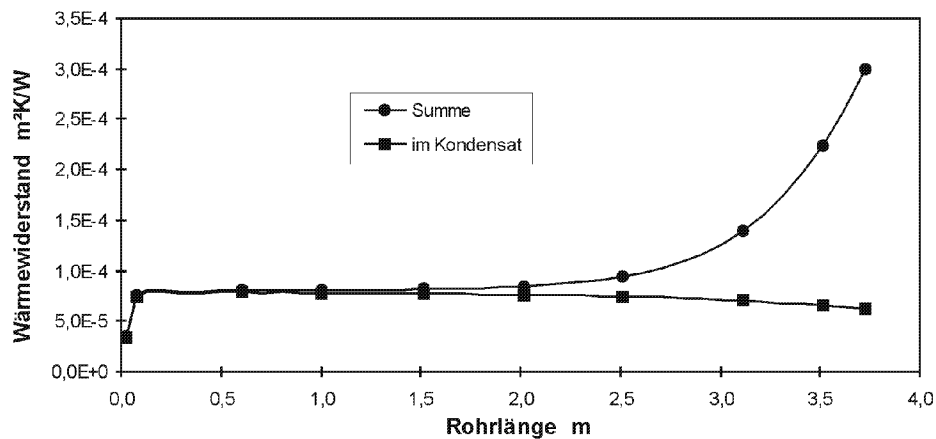


Abb. 6.11: KANIWAR-Rechnung zum Wärmewiderstand im Rohr über dem Umfang an der axialen Position $L=2,5$ m (1 MPa, Massenstrom am Eintritt 0,069 kg/s, 5,0% Inertgas am Eintritt)

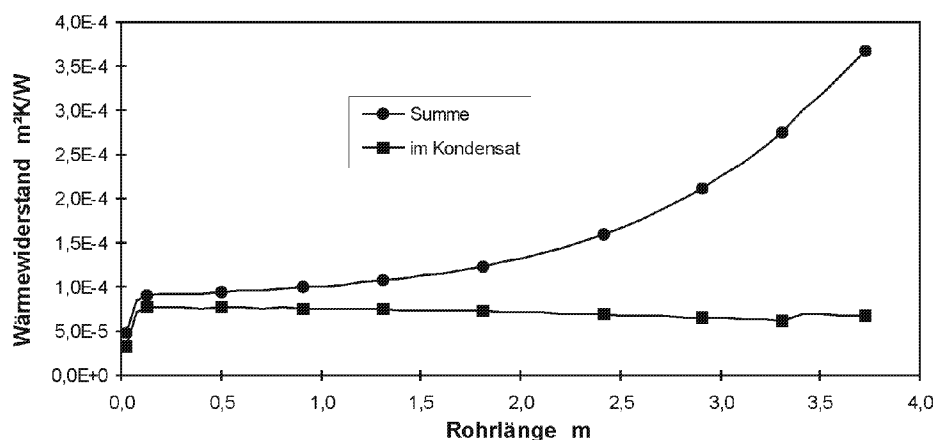
In Abb. 6.12 sind die Wärmewiderstände im Rohr über die Rohrlänge geplottet. Bei sehr kleinen Konzentrationen des Inertgases ist der Wärmewiderstand in der Gasströmung (jeweils Differenz zwischen beiden Kurven in Abb. 6.11) sehr klein im Vergleich zum Wärmewiderstand im Kondensat. Mit zunehmender Konzentration des Inertgases wird das Verhältnis des Wärmewiderstandes in der Gasströmung zu dem im Kondensat auch größer. Die Abhängigkeit des Beitrags der Gasströmung zum Wärmewiderstand von der Inertgaskonzentration zeigt sich auch bei dem Vergleich der Teilbilder (a) und (b). Im Fall der höheren Eintrittskonzentration wächst dieser Teilwiderstand bereits sehr früh an, wohingegen er im Fall der kleineren Eintrittskonzentration erst auf dem letzten Drittel des Rohres deutlich erkennbar ansteigt.

Die Wärmewiderstände bei gleichem Umfangswinkel ändern sich auch in axialer Richtung (Abb. 6.12 (b)). Bei geringer Konzentration des Inertgases am Eintritt wird der Wärmewiderstand im Rohr meistens von dem Wärmewiderstand im Kondensat bestimmt. Der Gesamtwärmewiderstand steigt deshalb zunächst in der Eintrittsstrecke an, fällt dann etwas ab und steigt anschließend wieder langsam

an. Bei hoher Konzentration des Inertgases am Eintritt steigt der Gesamtwärme-widerstand in der Eintrittsstrecke zunächst langsam und danach schneller an.



(a) Inertgaskonzentration am Eintritt: 0.5%



(b) Inertgaskonzentration am Eintritt: 5.0%

Abb. 6.12: KANIWAR-Rechnung zum Wärmewiderstand entlang des Rohres (1 MPa, Massenstrom am Eintritt 0,069 kg/s, 67,5°)

In Abb. 6.13 sind die Wärmewiderstände an der gleichen Umfangsposition (67,5°) für den Fall eines höheren Drucks gezeigt. Aus dem Vergleich mit Abb. 6.12 (a) kann man sehen, dass für den überwiegenden Teil des Rohres die Wärmewiderstände bei höherem Druck größer sind als bei niedrigerem Druck. Die Ursache liegt darin, dass bei höherem Druck die Filmdicken größer sind. Eine andere Ursache liegt darin, dass der Diffusionskoeffizient bei hohem Druck klein ist. Somit bleibt die effektive Kondensationswärmeleitfähigkeit klein.

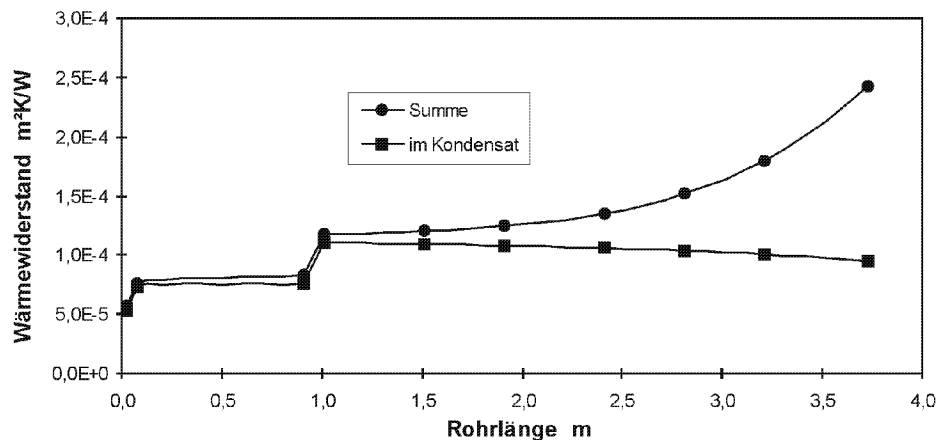


Abb. 6.13: KANIWAR-Rechnung zum Wärmewiderstand entlang des Rohres (7 MPa, Massenstrom am Eintritt 0,215 kg/s, 67,5°, Inertgaskonzentration am Eintritt: 0,5%)

6.2.5 Wärmeübergangskoeffizienten und Wärmestromdichten

Für die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten und die lokalen Wärmestromdichten lassen sich in Umfangsrichtung Durchschnittswerte ermitteln. In Abb. 6.14 und Abb. 6.15 sind jeweils die über den Umfang gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten und Wärmestromdichten für verschiedene Konzentrationen des Inertgases am Eintritt dargestellt. Bei höheren Konzentrationen sind die Wärmestromdichten kleiner als bei geringeren Inertgaskonzentrationen bzw. bei reinem Wasserdampf. Hierfür gibt es zwei Ursachen. Zunächst ist die Dampftemperatur bei höheren Konzentrationen niedriger als bei geringeren Konzentrationen bzw. reinem Dampf. Zweitens sind die Wärmeübergangskoeffizienten im Rohr bei Anwesenheit von Inertgas kleiner als bei Kondensation von reinem Dampf.

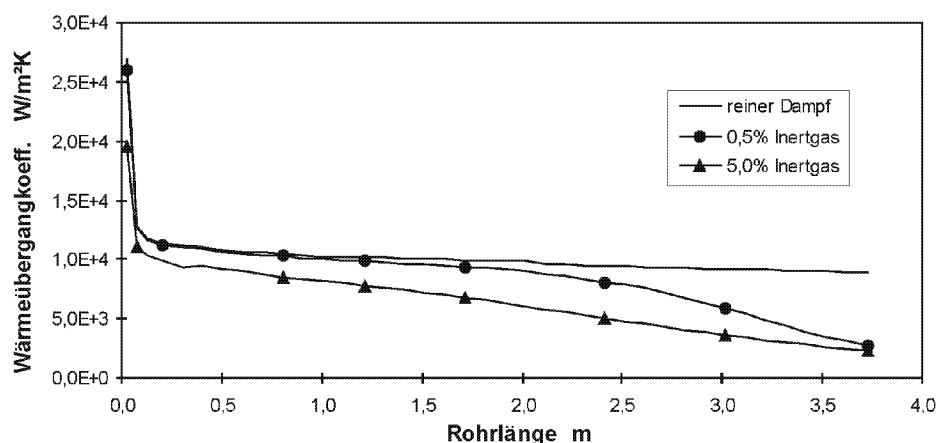


Abb. 6.14: Mittlerer Wärmeübergangskoeffizient entlang des Rohres bei verschiedenen Konzentrationen des Inertgases (1 MPa, Massenstrom 0,069 kg/s am Eintritt)

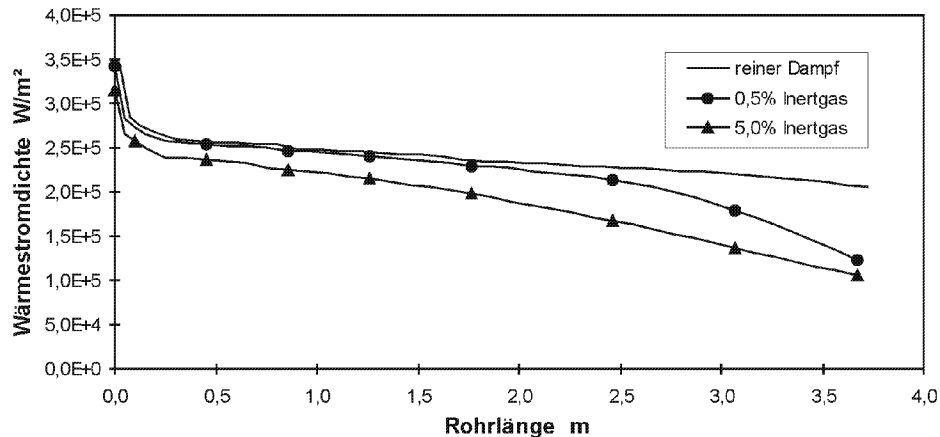


Abb. 6.15: Mittlere Wärmestromdichte entlang des Rohres bei verschiedenen Konzentrationen des Inertgases (1 MPa, Massenstrom 0,069 kg/s am Eintritt)

6.3 Vergleich KANIWAR mit ATHLET

Da KANIWAR ein zwei-dimensional und ATHLET ein ein-dimensional Code ist, müssen Mittelwerte aus den mit KANIWAR gerechneten Ergebnissen über dem Umfang gebildet werden, um einen Vergleich der Ergebnisse durchführen zu können. In beiden Codes wird vorausgesetzt, dass die Temperatur des Gemisches der Sättigungstemperatur bei dem Partialdruck des Dampfes entspricht. Die Temperatur im Kernbereich des Rohres hängt deshalb von der Konzentration des Inertgases ab. Diese wiederum hängt von der Konzentration des Inertgases am Eintritt ab sowie von der Menge des zwischen Eintritt des Rohres und betrachteter Längenposition kondensierten Wasserdampfes ab. Deshalb genügt es hier, nur die Wärmeübergangskoeffizienten und die Wärmestromdichten miteinander zu vergleichen.

In Abb. 6.16 und 6.17 ist ein Vergleich der mit KANIWAR und ATHLET gerechneten Ergebnisse dargestellt. Aus dem Vergleich kann man sehen, dass die Wärmeübergangskoeffizienten und die Wärmestromdichten relativ gut übereinstimmen.

Bei hohen Konzentration des Inertgases können die Wärmeübergangskoeffizienten im Rohr nicht korrekt mit ATHLET berechnet werden, da im Modell der Einfluss des Inertgases auf den Wärmeübergang unberücksichtigt bleibt.

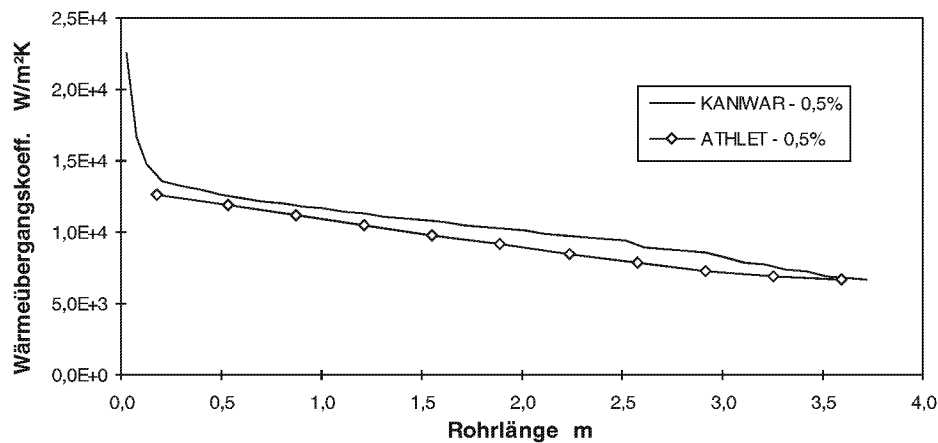


Abb. 6.16: Vergleich KANIWAR mit ATHLET - Mittlerer Wärmeübergangskoeffizient über dem Umfang im Rohr (7 MPa, 0,5% Inertgas am Eintritt)

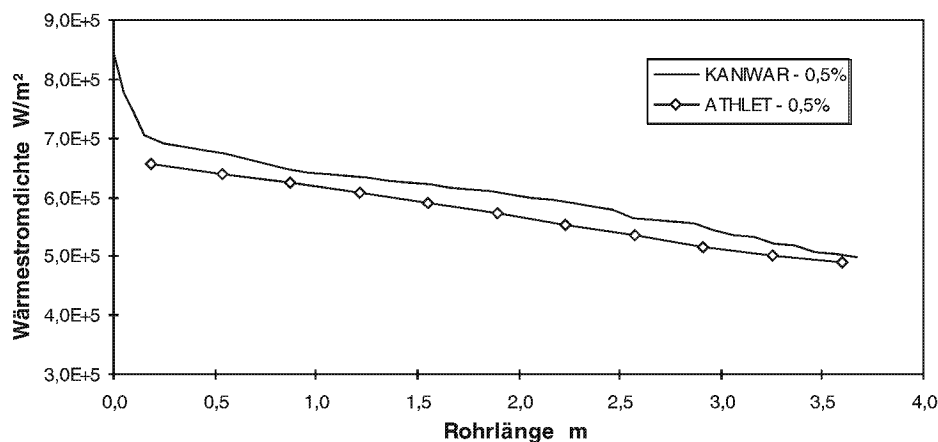


Abb. 6.17: Vergleich KANIWAR mit ATHLET - Mittlere Wärmestromdichte entlang des Rohres (7 MPa, 0,5% Inertgas am Eintritt)

6.4 Vergleich der ATHLET- und KANIWAR-Rechnungen mit den Experimenten

In Abb. 6.18 ist der Vergleich der ATHLET-Rechnungen mit den experimentellen Ergebnissen für die Versuche A6 und B9 bei einem Druck von 1 MPa mit der Anfangsbedingung „leeres Rohr“ (A6) und „halb leeres Rohr“ (B9) dargestellt. Für den Fall „leeres Rohr“ wird das Inertgas aus der Gasvorratsflasche durch eine Düse mit Durchmesser 0,3 mm in das Rohr eingespeist. Der Einspeisevorgang dauert 150 s und die eingespeiste Menge beträgt 57 g. Für den Fall „halb leeres Rohr“ wird das Inertgas durch eine Düse mit Durchmesser 0,2 mm in das Rohr eingespeist. Hier dauert der Einspeisevorgang 400 s und die zugeführte Menge beträgt 59 g.

Aus dem Vergleich kann man erkennen, dass die Änderungstendenzen des Massenstroms durch die ATHLET-Rechnung reproduziert werden. Allerdings ist die Änderung des Massenstroms in der ATHLET-Rechnung kleiner als man gemäß der Experimente erwarten würde. Der Hauptgrund dafür liegt offensichtlich darin, dass in ATHLET der Einfluss des Inertgases nur dadurch berücksichtigt wird, dass die Eigenschaften des Gemisches aus Dampf und Gas den Eigenschaften des Fluids entsprechen und auch die Sättigungstemperatur des Dampfes derjenigen des Fluids entspricht. Aber der Einfluss des Inertgases auf den Wärmeübergangskoeffizienten im Rohr wird dadurch nicht berücksichtigt.

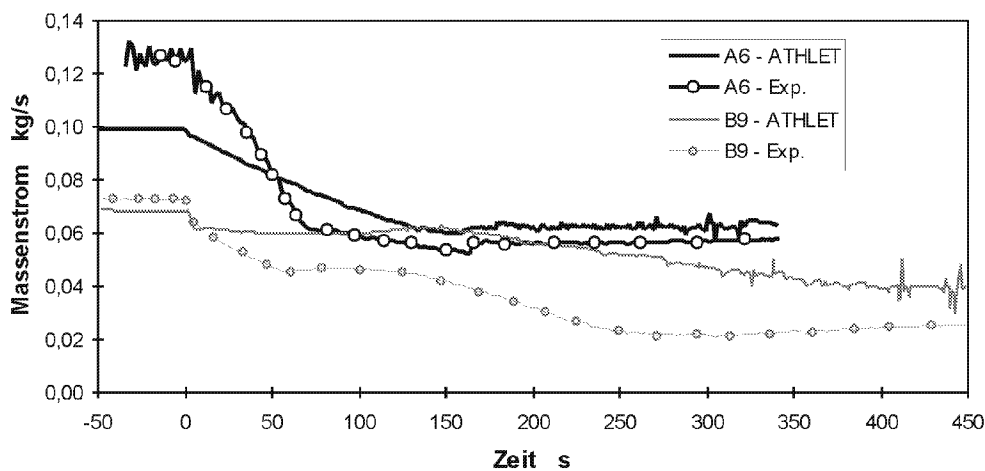


Abb. 6.18: Vergleich der Ergebnisse der ATHLET-Rechnungen mit den Experimenten bei einem Druck von 1 MPa

Da in der NOKO-Versuchsanlage transiente Versuche gefahren wurden, konnten nur orientierende Experimente zum Einfluss von Stickstoff auf die Kondensation eines Wasserdampf/Stickstoff-Gemisches in einem horizontalen Rohr durchgeführt werden. Denn bei dieser Art der Anordnung waren die Massenströme nicht konstant, sondern veränderten sich während des Versuchs. Damit waren für die Auswertung mit dem KANIWAR-Rechenprogramm wichtige Randbedingungen nicht exakt bekannt. Somit war es nur möglich, in den mit KANIWAR gerechneten Ergebnissen Tendenzen zu erkennen und aufzuzeigen und diese mit den Experimenten zu vergleichen.

Wie oben erwähnt, gibt es eine Diffusionsgrenzschicht vor dem Kondensatfilm bei der Kondensation von Wasserdampf/Inertgas-Gemischen, in der die Konzentration des Inertgases von dem Kernbereich bis zur Phasengrenze zunimmt. Die Temperatur des Dampfes nimmt deswegen entsprechend ab. Die Temperaturdifferenz des Dampfes zwischen Kernbereich und Phasengrenze wird größer mit zunehmender Rohrlänge. Über dem Umfang sind die Temperaturdifferenzen des Dampfes zwischen Kernbereich und Kondensatfilmoberfläche auch nicht gleich. In Abb. 6.19 sind die mit KANIWAR berechneten Temperaturdifferenzen bei einem Druck von 1 MPa dargestellt. Aus der Abbildung kann man sehen, dass die Temperaturdifferenzen zwischen dem Kernbereich und der Kondensatfilmoberfläche

an den Seiten größer sind als im oberen und unteren Bereich des Rohres. Die mit KANIWAR gerechneten Temperaturdifferenzen liegen an den Seiten bei knapp 30 K (0,5% Inertgas am Eintritt) und ca. 35 K (5,0% Inertgas am Eintritt) in der Entfernung von $L=3,5$ m vom Eintritt. Die Temperaturdifferenz am Umfangswinkel 180° (Sumpf) ist demgegenüber klein. In Abb. 3.21 sind die experimentellen Ergebnisse für diese Temperaturdifferenzen bei einem Druck von 1 MPa dargestellt. Die Änderungstendenz der gerechneten Temperaturdifferenzen ist in relativ guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Dadurch wird das in KANIWAR implementierte Modell zur Diffusionsgrenzschicht bestätigt.

Die experimentellen und die mit KANIWAR berechneten Werte zeigen, dass die Filmdicken des Kondensats sowohl an den Seiten als auch am Boden nach Inertgaseinspeisung kleiner werden.

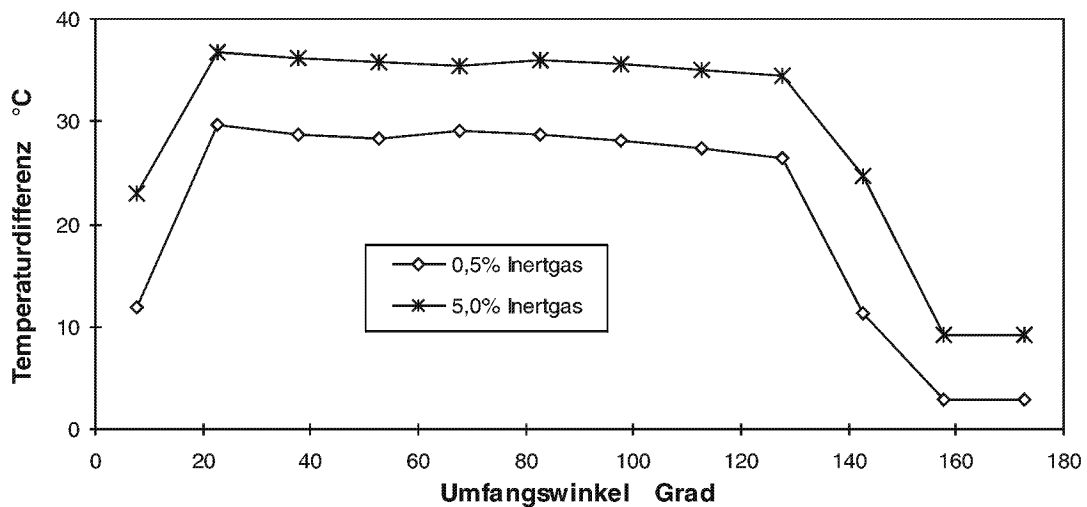


Abb. 6.19: Mit KANIWAR berechnete Temperaturdifferenzen zwischen dem Kernbereich und der Kondensatfilmoberfläche bei einem Druck von 1 MPa ($L=3,5$ m)

7 Zusammenfassung und Ausblick

Damit Kernenergie im Energieangebot eine wichtige Rolle spielen kann, ist es notwendig, gleichzeitig die Sicherheit und die Wirtschaftlichkeit der Kernkraftwerke zu erhöhen. Durch die Verwendung von passiven Sicherheitssystemen in Leichtwasserreaktoren wird die Sicherheit erhöht, weil diese Systeme eine noch höhere Zuverlässigkeit besitzen als die bisher benutzten aktiven Systeme.

Der innovative Siedewasserreaktor SWR-1000 der Siemens AG zeichnet sich durch ein solches Sicherheitskonzept aus. Am Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik der Forschungszentrum Jülich GmbH wurden an der thermohydraulischen Versuchsanlage NOKO passive Sicherheitssysteme zum SWR-1000 bezüglich deren Wirksamkeit sowohl unter Störfallbedingungen als auch während Stillstandszeiten untersucht. Diese Versuchsanlage hat eine maximale elektrische Heizleistung von 4 MW und kann bis zu einem maximalen Druck von 7 MPa betrieben werden. Dadurch ist es möglich, sowohl Originalgeometrien und Materialien zu verwenden als auch reaktorspezifische thermohydraulische Randbedingungen einzustellen.

Eine der wichtigsten passiven Sicherheitskomponenten ist der Notkondensator. Dabei handelt es sich um einen Wärmetauscher, der im Störfall die Nachwärme aus dem Reaktordruckbehälter in das Flutbecken überträgt. Da der Notkondensator mit einer Zu- und Ablaufleitung mit dem Reaktordruckbehälter verbunden ist, führt eine Absenkung des Füllstandes im Reaktordruckbehälter ebenfalls zu einer partiellen oder vollständigen Freilegung der Rohre des Notkondensators. Dadurch kann Wasserdampf in die Rohre strömen und kondensieren. Das Kondensat fließt danach zurück in den Reaktordruckbehälter. Der Notkondensator besteht aus ca. 100 U-förmigen, etwa 10 m langen Rohren mit einem Innendurchmesser von 44,3 mm und einer Wanddicke von 2 mm. In Störfällen mit Zirkon-Wasser-Reaktion kann Wasserstoff entstehen, der mit dem Dampf in den Kondensator eintritt und dort den Wärmeübergang verschlechtert und dadurch dessen Leistung einschränkt.

In dieser Arbeit wird die Kondensation von Wasserdampf bzw. Dampf/Inertgas-Gemischen in einem (nahezu) horizontalen Rohr analytisch und experimentell untersucht.

In der NOKO-Versuchsanlage wurden insgesamt 35 Versuche (18 mit Wasserdampf, 17 mit einem Wasserdampf/Stickstoff-Gemisch) für die Drücke 1, 3 und 7 MPa durchgeführt. In den Experimenten wurden außer Temperaturen, Drücken, und Druckdifferenzen auch die lokalen Kondensatfilmdicken gemessen. Die Kondensatfilmdicke wurde durch motorgetriebene, in radialer Richtung verstellbare Nadelsonden ermittelt. Die Spitze der Nadelsonde besteht aus einer Elektrode und einem Mikrothermoelement. Die unterschiedliche elektrische Leitfähigkeit von Wasser und Dampf wird zur Identifizierung des Aggregatzustandes des Mediums an der Spitze der Nadelsonde und damit über den Abstand zur Wand zur Bestimmung der Filmdicke ausgenutzt. Gleichzeitig konnten durch die Temperaturmessungen weitere Erkenntnisse gewonnen werden. Die Verwendung der Nadelsonden in diesen Experimenten hat sich als eine für die Filmdickenmessung geeignete Methode erwiesen.

Die Messungen zur Kondensation von Wasserdampf in einer Entfernung von 2,56 m und 3,56 m vom Rohreintritt haben zu folgenden Ergebnissen geführt:

- Die Filmdicken am Umfang des Rohres sind sehr unterschiedlich; sie variieren von rund 1 mm an den Seiten, 2 mm im oberen Teil bis zu mehr als 10 mm im unteren Teil (Sumpf) des Rohres.
- Mit steigender Dampfgeschwindigkeit verringern sich die Filmdicken.
- In einigen Versuchen konnten Wellen an der Filmoberfläche des Sumpfes beobachtet werden.
- Die Temperaturen im Kondensat an den seitlichen Umfangspositionen steigen etwa linear bis zum Erreichen der Sättigungstemperatur, während die Temperatur im Sumpf unmittelbar an der Wand zunächst steil und danach deutlich flacher ansteigt.

Die Messungen zur Kondensation eines strömenden Wasserdampf/Stickstoff-Gemisches an denselben Positionen am Kondensationsrohr führten zu folgenden Ergebnissen:

- Die Filmdicken am Umfang zeigen im Grundsatz die gleiche Abhängigkeit von der Umfangsposition wie bei den Wasserdampf-Versuchen; wegen der geringeren Kondensatmenge sind sie jedoch bei Anwesenheit von Inertgas kleiner als im Falle ohne Inertgas.
- Der Kondensatmassenstrom ist bei Anwesenheit von Inertgas geringer als bei Wasserdampf.
- Die Thermoelementmessungen ergeben beträchtliche Temperaturdifferenzen zwischen den Dampf/Stickstoff-Gemischen im Kernbereich und der Kondensatfilmoberfläche; es werden Differenzen bis zu einigen 10 K gemessen. Die Ursache ist offensichtlich eine durch die Kondensation bedingte Anreicherung von Inertgas vor der Kondensatoberfläche. Die Differenzen unten (Sumpf) und oben (Filmverdickung) sind geringer als an den Seiten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Rechenmodell KANIWAR entwickelt, dass die Kondensation von Wasserdampf auch bei Anwesenheit von Inertgas in einem langen waagerechten oder leicht geneigten Rohr beschreibt. In einem waagerechten Rohr fließt das Kondensat sowohl in axialer Richtung als auch aufgrund der Schwerkraft in Umfangsrichtung. Deshalb bildet sich ein Kondensatsumpf am Boden des Rohres. Die Kondensatfilmdicken sind im oberen Bereich des Rohres kleiner als im unteren. Durch die verschiedenen Filmdicken sind die örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten über dem Umfang des Rohres nicht gleich. Für die Modellierung der Kondensation von Wasserdampf bzw. von Wasserdampf/Inertgas-Gemischen in KANIWAR wird deshalb zwischen dem Kondensatfilm-, dem Kondensatsumpf- und dem Gasströmungsbereich unterschieden. Schubspannung, Wellenrauigkeit und die Saugwirkung an der Phasengrenze werden bei der Berechnung mitberücksichtigt. Es wird davon ausgegangen, dass die Außenseite des Rohres mit unterkühltem oder fast gesättigtem Wasser umgeben ist. KANIWAR berechnet die Filmdicke, den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten, die lokale Wärmestromdichte, die Temperatur an der Phasengrenze und an der Wand, die Inertgaskonzentration im Kern der Gasströmung sowie an der

Phasengrenze. Die Validierung von KANIWAR erfolgte anhand der Nachrechnungen ausgewählter Experimente.

Da das Rechenmodell auch Ergebnisse für einige messtechnisch nicht erfassbare Größen liefert, konnten durch Parameterrechnungen weitere Erkenntnisse zum Verständnis der Kondensation gewonnen werden. Im Einzelnen ist anzumerken:

- Die Abhängigkeit der Filmdicke vom Umfang konnte bei der Kondensation von Wasserdampf auch quantitativ bestätigt werden.
- Für die meisten Versuche war der Film turbulent mit der Folge des Potentials der Wellenbildung.
- Mit steigender Geschwindigkeit der Kernströmung wurde die Filmdicke kleiner.
- Die Kondensatgeschwindigkeit in Umfangsrichtung erreichte je nach axialer Geschwindigkeit dieselbe Größenordnung wie die axiale Geschwindigkeit; die Abhängigkeit von der axialen Kerngeschwindigkeit war jedoch beträchtlich. Bei Anwesenheit von Inertgas wurden die durch die Diffusionsgrenzschicht bedingten Temperaturdifferenzen zwischen der Kernströmung und der Kondensatfilmoberfläche sowohl quantitativ als auch bzgl. der Abhängigkeit in Umfangsrichtung bestätigt.

Darüber hinaus wurde eine Sensitivitätsstudie mit KANIWAR bezüglich Schubspannung an der Phasengrenze, Welligkeit und Nodalisierung durchgeführt. Die berechneten Filmdicken waren relativ unempfindlich gegenüber einer Veränderung dieser Parameter.

Mit KANIWAR und ATHLET wurden die über den Umfang gemittelten Wärmestromdichten berechnet und dann miteinander verglichen. Hier ist die Übereinstimmung nur teilweise gut. Sie ist bei höherem Druck besser als bei niedrigerem, wo sich Abweichungen bis zu etwa 40% ergeben haben. Ebenso ist sie bei höherem Dampfgehalt im vorderen Teil des Rohres besser als bei niedrigerem im hinteren Teil des Rohres. Bei hohen Konzentrationen des Inertgases können die Wärmeübergangskoeffizienten im Rohr nicht direkt mit ATHLET berechnet werden, da im Modell der Einfluss des Inertgases nur dadurch berücksichtigt wird, dass die Eigenschaften des Dampf/Inertgas-Gemisches den Eigenschaften des Fluids entsprechen.

Für zukünftige Arbeiten auf diesem Gebiet wird empfohlen, weitere Experimente zum Einfluss von Inertgas auf die Kondensation von Wasserdampf/Inertgas-Gemischen in einem horizontalen Rohr durchzuführen, um die Datenbasis für die gefundenen Ergebnisse zu verbreitern. Insbesondere sollten verstärkt Versuche bei höheren Drücken bis 7 MPa gefahren werden. Weiterhin ist es sinnvoll, auch andere Inertgase, wie z.B. Helium, zu verwenden, um den Einfluss unterschiedlicher Inertgas-Eigenschaften studieren zu können. Durch eine Modifizierung der Versuchsanlage könnten die Experimente mit Inertgaseinspeisung auch stationär gefahren und damit eine bessere Kontrolle der Dampfmassenströme ermöglicht werden.

Literatur

- [ALA-99] A.D. Al-Ansari, I. Owen, "Thermal and hydrodynamic analysis of the condensation and evaporation process in horizontal tube desalination plant", *Int. J. Heat Mass Transfer* 42 (1999) 1633-1644.
- [AHD-93] Ahmed Dawod A, "Heat transfer study of an immersed horizontal tube desalination system"; Dissertation Liverpool University, West Yorkshire, UK 1993.
- [AUH-98] H. Austregesilo, H. Deitenbeck. "ATHLET Mod 1.2 Cycle A - Programmer's Manual"; GRS-P-1/Vol.1, GRS GmbH 1998.
- [BAH-94] H.D. Baehr, K. Stephan, "Wärme- und Stoffübertragung", Springer-Verlag, Berlin 1994.
- [BLF-79] F. Blangetti, "Lokaler Wärmeübergang bei der Kondensation mit überlagerter Konvektion im vertikalen Rohr", Dissertation Universität Karlsruhe 1979.
- [BOV-77] V.M. Borishansky et al., "Effects of non-condensable gas content on heat transfer in steam condensation in a vertical tube", *Heat Transfer Sov. Res.* 35 (1977) 35-42.
- [BRD-98] D. Brosche, J. Mattern, "Das technische Grundkonzept des SWR1000", SWR1000 - Eine zukunftsweisendes Reaktorkonzept, KTG Konferenz, Königswinter, 5. November 1998, Proceedings (1998) 9-26.
- [CAE-51] E.F. Carpenter, A.P. Colburn, "The effect of vapour velocity on condensers inside tubes", *Proc. of the general discussion of heat transfer*, ASME (1951) 20-26.
- [CHD-99] F. Chevallier, P. Dumaz, "Calculs des essais NOKO monotube a l'aide du code CATHARE", NT-SIS/LSS-98/32-1014, Center d'études de Cadarache 1999.
- [CHI-87] I.Y. Chen, G. Kocamustafaogullari, "Condensation heat transfer studies for stratified co-current two-phase flow in horizontal tubes", *Int. J. Heat Mass Transfer* 30 (1987) 1133-1148.
- [CHJ-62] J.C. Chao, "Laminar Condensation inside horizontal and inclined tubes", *ASHRAE Journal* 4 (1962) 52-60.
- [CHS-87] S.L. Chen, F.M. Gerner, "General film condensation correlations", *Experimental Heat Transfer* 1 (1987) 93-107.
- [COH-34] A.P. Colburn, O.A. Hougen, "Design of collar condensers for mixtures of vapors with non-condensing gases", *Ind. Engng. Chem.* 26 (1934) 1178-1182.

- [COJ-72] J. G. Collier, "Convective boiling and condensation", McGRAW-HILL, London 1972.
- [DEA-91] A.A. Dehbi, M.W. Golay and M.S. Kazimi, "The effect of noncondensable gases on steam condensation under forced convection conditions", MIT-ANP-TR-004, Cambridge, USA 1991.
- [DIN-82] DIN 1995, "Durchflußmessung mit Blenden, Düsen und Venturirohren in voll durchströmten Rohren mit Kreisquerschnitt", Beuth Verlag GmbH, Berlin 1982.
- [DIN-95] DIN 1319, "Grundlagen der Meßtechnik", Beuth Verlag GmbH, Berlin 1995.
- [FEM-98] M. Fethke, "Experimentelle und analytische Untersuchungen der Effektivität des Gebäudekondensators im SWR-1000", Dissertation Universität Bochum, ISSN 0944-2952, Forschungszentrum Jülich GmbH 1998.
- [FUT-89] T. Fukano, A. Ousaka, "Prediction of the circumferential distribution of film thickness in horizontal and near-horizontal gas-liquid annular flows", Int. J. Multiphase Flow 15 (1989) 403-419.
- [GHS-95] S.M. Ghiaasiaan, B.K. Kamboj, "Two-fluid modeling of condensation in the presence of noncondensables in two-phase channel flows", Nucl. Sci. Eng. 119 (1995) 1-17.
- [GRU-52] U. Grigull, "Wärmeübergang bei Filmkondensation", Forsch. Ing. Wes. 18 (1952) 10-12.
- [HAH-96] H.A. Hasanein, M.S. Kazimi, "Forced convection in tube steam condensation in the presence of noncondensable gases", Int. J. Heat Mass Transfer 39 (1996) 2625-2639.
- [HIE-96] E.F. Hicken, "Passive safety systems - a possibility of enhancing reactor safety", Kerntechnik 61 (1996) 207-209.
- [HIJ-00] E.F. Hicken, H. Jaegers, "WP4 – Passive Initiators – The effectiveness of passive initiators", INNO-IPSS(00)-D-4.0.1, Forschungszentrum Jülich GmbH 2000.
- [HIV-00] E.F. Hicken, K. Verfondern, "Investigation of the effectiveness of innovative passive safety system for boiling water", ISSN 1433-5522, Forschungszentrum Jülich GmbH 2000.
- [HUJ-83] J. Huhn, "Eine allgemeine Theorie der Filmströmung und ihre Anwendung", Dissertation Technische Universität Dresden 1983.
- [IAEA-91] International Atomic Energy Agency (IAEA), "Safety related terms for advanced nuclear plants", IAEA-TECDOC-626, Wien 1991.
- [ISO-91] ISO 5168, "Calculation of the uncertainty of a measurement of flow rate", 1991.

- [JAH-97] H. Jaegers, "WP2 - The NOKO loop - EC experimental results: NOKO EU 1-6", INNO-IPSS(97)-D-2.1.4, Forschungszentrum Jülich GmbH 1997.
- [JAH-00] H. Jaegers, "Modification of the NOKO test facility for NOKO EC-2 tests", INNO-IPSS(99)-D-2.1.5, Forschungszentrum Jülich GmbH 2000.
- [JAK-76] H. Jaster, P.G. Kosky, "Condensation heat transfer in a mixed flow regime", *Int. J. Heat Mass Transfer* 19 (1976) 95-99.
- [JAM-29] M. Jakob, S. Erk, "Der Wärmeübergang in einem waagerechten Rohr beim Kondensieren von Satt- und Heißdampf", *Zeitschrift der Vereines deutscher Ingenieure* 73 (1929) 1517-1520.
- [KAT-93] T. Kageyama, P.F. Peterson, "Diffusion layer modeling for condensation in vertical tubes with non-condensable gases", *Nucl. Eng. Des.* 141 (1993) 289-302.
- [KIH-70] H. Kindler, "Messung des örtlichen Wärmeübergangs bei der Kondensation von gesättigtem Wasserdampf in einem waagerechten Rohr", Dissertation Universität Braunschweig 1970.
- [KOJ-62] J.C.Y. Koh, "Film condensation in a forced convection boundary layer flow", *Int. J. Heat Mass Transfer* 5 (1993) 941-954.
- [KUS-95] S.Z. Kuhn, "Investigation of heat transfer from condensing steam-gas mixtures and turbulent films flowing downward inside a vertical tube", Dissertation University of California at Berkeley 1997.
- [KUS-97] S.Z. Kuhn, V.E. Schrock, "An investigation of condensation from steam-gas mixtures flowing inside a vertical tube", *Nucl. Eng. Des.* 177 (1997) 53-69.
- [MES-35] S.J. Meisenburg, R.M. Boarts, W. L. Badger, "The influence of small concentration of air in steam on steam film coefficient of heat transfer", *Trans. Amer. Inst. Chem. Engr.* 31 (1935) 622-638.
- [MIW-66] W.J. Minkowycz, E.M. Sparrow, "Condensation heat transfer in the presence of noncondensables, interfacial resistance, superheating, variable properties and diffusion", *Int. J. Heat Mass Transfer* 9 (1966) 1125-1144.
- [MOD-76] D. Moalem, S. Sideman, "Theoretical analysis of a horizontal condenser-evaporator tube", *Int. J. Heat Mass Transfer* 19 (1976) 259-270.
- [MOD-82] D. Moalem, S. Sideman, "Condensation inside near horizontal tubes in co-current and counter-current flow", *Int. J. Heat Mass Transfer* 25 (1982) 1439-1444.
- [MUJ-96] J.L. Munoz-Cobo, L. Herranz, "Turbulent vapor condensation with noncondensable gases in vertical tubes", *Int. J. Heat Mass Transfer* 39 (1996) 3249-3260.

- [OGD-91] D.G. Ogg, "Vertical downflow condensation heat transfer in steam-gas mixtures", MS Thesis University of California at Berkeley 1991.
- [OTD-29] D.F. Othmer, "The condensation of steam", Ind. Eng. Chem. 21 (1929) 577-583.
- [POW-87] W. Pointner, "Interim program description, Part 3: Wall heat transfer package in DRUFAN-02 and its application to LOBI and LOFT- experiments"; GRS-A-1325, GRS GmbH 1987.
- [REW-55] W. Renker, "Wärmeübergang bei der Kondensation von Dämpfen", Chem. Techn. 7 (1955) 451-461.
- [ROL-98] L. Roßner, "WP2 - ATHLET-Calculation - NOKO-1 Bundle", INNO-IPSS(98)-D-2.5.1, Forschungszentrum Jülich GmbH 1998.
- [ROW-56] W.M. Rohsenow, "Heat transfer and temperature distribution in laminar film condensation", Trans. Am. Soc. Mech. Eng., Ser. C. J. Heat Transfer 78 (1956) 1645-1648.
- [SCA-96] A. Schaffrath, "Experimentelle und analytische Untersuchungen zur Wirksamkeit des Notkondensators des SWR600/1000", Dissertation Universität Bochum, ISSN 0944-2952, Forschungszentrum Jülich GmbH 1996.
- [SCF--83] F.J. Schulenberg, "Wärmeübergang und Druckänderung bei der Kondensation von strömendem Dampf in geneigten Rohren", Dissertation Universität Stuttgart 1969.
- [SCH-66] H. Schrader, "Einfluß von Inertgasen auf den Wärmeübergang bei der Kondensation von Dämpfen", Chemie-Ing.-Techn. 38 (1966) 1091-1094.
- [SHM-79] M.M. Shah, "A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes", J. Heat Transfer Trans. ASME 22 (1979) 547-556.
- [SJA-96] A. Schaffrath, H. Jaegers, "Allgemeine Beschreibung des NOKO-Versuchsstandes", Jül-3167, Forschungszentrum Jülich GmbH 1996.
- [SIM-93] M. Siddique, M.W. Golay, "Local heat transfer coefficient for forced-convection condensation of steam in a vertical tube in the presence of a noncondensable gas", Nucl. Techn. 102 (1993) 386-402.
- [SIM-94] M. Siddique, M.W. Golay, "Theoretical modeling of forced convection condensation of steam in a vertical tube in the presence of a noncondensable gas", Nucl. Techn. 106 (1994) 202-215.
- [SIE-36] E.N. Sieder, G.E. Tate, "Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes", Industrial and Engineering Chemistry 28 (1936) 1429-1435.
- [SOJ-68] J.R. Soliman, R. Schuster, "A general heat transfer correlation for annular flow condensation", J. Heat Transfer Trans. ASME 11 (1968) 267-276.

- [SPE-67] E.M. Sparrow, W.J. Minkowycz, "Forced convection condensation in the presence of noncondensables and interfacial resistance", *Int. J. Heat Mass Transfer* 10 (1967) 1829-1845.
- [TAT-82] T.N. Tandon, "A new flow regimes map for condensation inside horizontal tubes", *J. Heat Transfer* 104 (1982) 763-768.
- [TEJ-82] J.B. Tepe, A.C. Mueller, "Condensation and subcooling inside an inclined tube", *Chem. Eng. Progr.* 43 (1947) 267-278.
- [TRR-72] D.P. Traviss, W.M. Rohsenow, "Forced convection condensation inside tube: a heat transfer equation for condensation design", *ASHRAE* 1972.
- [UET-72] D. Ueta, K. Akiyoshi, "Heat transfer and pressure drop for flow condensation inside a vertical tube", *Bull. JSME* 15 (1972) 1267-1275.
- [VDI-88] VDI - Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, "VDI-WÄRMEATLAS Berechnungsblätter für den Wärmeübergang", VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1988.
- [VIK-90] K.M. Vierow, "Behavior of steam-air system condensing in concurrent vertical downflow", MS Thesis, University of California at Berkeley 1990.
- [WAC-88] C.Y. Wang, C.J. Tu, "Effects of non-condensable gas on laminar film condensation in a vertical tube", *Int. J. Heat Mass Transfer* 31 (1988) 2339-2345.
- [WEC-98] "World Energy Council 17th. Congress", Houston 1998.
- [ZIL-98] L. Zipser, "Fluidisch-akustischer Binärgassensor", Zentrum für Angewandte Forschung und Technologie an der HTW Dresden, Dresden 1998.

