

KfK 2853
August 1979

**Zweidimensionale numerische
Experimente zur instationären
Zweiphasen-Wasser-Strömung
am Beispiel der
HDR-Blowdownversuche mit
DRIX-2D**

H. Mösinger
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Nukleare Sicherheit

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Nukleare Sicherheit

KfK 2853

Zweidimensionale numerische Experimente zur instationären
Zweiphasen-Wasser-Strömung am Beispiel der HDR-Blowdown-
versuche mit DRIX-2D

H. Möisinger

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe G.m.b.H., Karlsruhe

...
...
...

...
...
...

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNGDas Rechenprogramm DRIX-2D:

Das Programm DRIX-2D ist eine Weiterentwicklung von SOLA-DF. Die wesentlichen Erweiterungen und Verbesserungen sind vor allem:

- a) Eine dynamische Drift-Flux-Approximation oder alternativ die numerische Integration der Differentialgleichung für die Relativgeschwindigkeit (näheres in einer Referenzarbeit).
- b) Einführung eines verfeinerten Rohrreibmodells durch Berücksichtigung der viskosen Terme der Navier-Stokes Gleichungen und der Bestimmung einer "turbulenten Zähigkeit".
- c) Dynamisierung der Umschaltgrenze zwischen den Modellen des unterkühlten Wassers und des Zweiphasengemisches. Dadurch wird die Stetigkeit der Schallgeschwindigkeit an dieser Stelle gewährleistet, was sonst zu unphysikalischen Druckschwingungen führt.
- d) Numerische Maßnahmen zur Erhöhung der Stabilität.

Der Programmaufbau wird in seinen wesentlichen Grundzügen, unter besonderer Beachtung der Punkte a) bis c), beschrieben. Die Überprüfung des Programms wird durch Nachrechnung eines Edwards-Blowdown-Versuches und durch Vergleich mit stationären Experimenten und Modellen durchgeführt.

Numerische Experimente:

Mit DRIX-2D werden numerische Experimente zu instationären Zweiphasenströmungen durchgeführt, wie sie bei angenommenen Kühlmittelverluststörfällen von Druckwasserreaktoren im gebrochenen Strang auftreten.

Die Anfangs- und Randbedingungen dieser Rechnungen sind auf die geplanten HDR-Blowdown-Versuche abgestimmt. Der Bruchstutzen und der Übergang in den Ringraum werden in rotationssymmetrischen Zylinderkoordinaten approximiert. Das thermodynamische Nichtgleichgewicht wird insoweit erfaßt, als Abweichungen vom Sättigungszustand möglich sind. Das mechanische Nichtgleichgewicht, d.h. der Schlupf zwischen den Phasen, wird mit Hilfe der dynamischen Drift-Flux-Approximation (Punkt a) oben) bestimmt.

Die wesentlichen Ergebnisse der zweidimensionalen Rechnung sind:

1. Die Einstellung eines radialen Void-, Geschwindigkeits-, Schallgeschwindigkeits- und Massenstromprofils im Bruchstutzen. Die Ursache ist die Strömungseinschnürung im Stutzeneinlauf, was

eine höhere Verdampfungsrate in Wandnähe zur Folge hat.

2. Ein Vergleich zwischen der Modellierung in rotationssymmetrischen Zylinderkoordinaten und kartesischen Koordinaten und Rechnungen mit und ohne Kernmantel zeigen, daß
 - a) die dreidimensionale Zuströmung im Stutzeneinlauf in kartesischen Koordinaten nur sehr mangelhaft modelliert werden kann und daraus stark abweichende Druckverläufe resultieren, und
 - b) der Kernmantel das Reflexionsverhalten der im Bruchstutzen oszillierenden Druckwellen verändert, so daß er als senkrecht zur Stutzenachse stehende Wand modelliert werden sollte.

Weiterhin werden Aussagen abgeleitet über die Einflüsse von:

- thermodynamischem Anfangszustand,
- Bruchstutzenlänge,
- thermodynamischem und mechanischem Nichtgleichgewicht,
- Rohrrauigkeit.

Die Auswirkungen einer Prallplatte vor der Bruchöffnung, wie sie bei den HDR-Versuchen vorgesehen ist, wird untersucht. Die Belastung dieser Prallplatte und die Phasenseparation bei der Umströmung der Prallplatte werden dargestellt.

Schließlich wird gezeigt, daß die Annahme des Sättigungsdruckes im Mündungsquerschnitt bei Strömungen mit geringem Nichtgleichgewichtszustand eine geeignete Randbedingung darstellt.

Aus der Zusammenfassung aller gewonnenen Ergebnisse werden verschiedene Empfehlungen hinsichtlich des notwendigen und hinreichenden Modellierungsaufwandes zur Erfassung der instationären Zweiphasenströmung im Bruchstutzen ausgesprochen.

SUMMARY

Two-dimensional Numerical Experiments with DRIX-2D on Two-phase-Water-flows Referring to the HDR- Blowdown-ExperimentsThe computer program DRIX-2D:

The computer program DRIX-2D has been developed from SOLA-DF. The main improvements and extensions are as follows:

- a) A dynamic drift-flux-approximation or - as an alternative - the numerical integration of the full differential equation defining the relative velocity.
- b) A refined pipe friction model considering the viscous terms of the Navier-Stokes equations and determining a "turbulent viscosity".
- c) Continuity in sound speed between the subcooled region and the two-phase region is obtained using a variable limit between the subcooled liquid model and the two-phase model. In this way unphysical pressure oscillations can be avoided.
- d) Numerical means for stability improvement.

The essential elements of the program structure are described considering the points from a) to c) in particular. In order to verify DRIX-2D an Edwards-Blowdown-Experiment is calculated and other numerical results are compared with steady state experiments and models.

Numerical experiments:

Numerical experiments on transient two-phase flow, occurring in the broken pipe of a PWR in the case of a hypothetical Loss Of Coolant Accident, are performed.

The initial- and boundary conditions of these calculations are in agreement with those of the planned HDR-Blowdown-Experiments. The blowdown-nozzle and the transition region to the downcomer are geometrically modelled in axisymmetric coordinates. Thermodynamic non-equilibrium is considered in the sense of deviations from the saturated state. Mechanical non-equilibrium, i.e. the relative motion between the phases, is taken into account by means of a dynamic drift-flux-approximation (see point a) above).

The essential results of the two-dimensional calculations are:

1. The appearance of a radial profile of void-fraction, velocity, sound speed and mass flow-rate inside the blowdown nozzle. The reason for this is the flow contraction at the nozzle inlet leading to more vapour production in the vicinity of the pipe wall.
2. A comparison between modelling in axisymmetric and Cartesian coordinates and calculations with and without the core barrel show the following:
 - a) The three-dimensional flow pattern at the nozzle inlet is poorly described using Cartesian coordinates. In consequence a considerable difference in pressure history results.
 - b) The core barrel alters the reflection behaviour of the pressure waves oscillating in the blowdown-nozzle. Therefore, the core barrel should be modelled as a wall normal to the nozzle axis.

Further deduced are some statements concerning the influences of

- thermodynamic initial conditions,
- length of the blowdown nozzle,
- thermodynamic and mechanic non-equilibrium,
- pipe roughness.

The effects of a baffle plate mounted in front of the nozzle orifice are investigated. The jet impingement on the baffle plate, and the phase separation in the flow around it, are evaluated.

Finally it is shown that a sufficient approximation can be made assuming saturation pressure as a boundary condition at the orifice, provided the departure from an equilibrium state is small

Summarizing all results, some recommendations are given concerning the necessary and sufficient expenditure on modelling transient two-phase flow in a blowdown-nozzle.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
ZUSAMMENFASSUNG	I
SUMMARY	III
INHALTSVERZEICHNIS	V
NOMENKLATUR	VIII
<u>1. EINLEITUNG</u>	1
<u>1.1 Das Problem</u>	1
<u>1.2 Entwicklung und Stand der Technik zur Lösung des Problems</u>	2
<u>1.3 Offene Teilprobleme</u>	7
<u>1.4 Aufgabenstellung</u>	8
<u>1.5 Das Programm DRIX-2D als Mittel zur Lösung der Aufgabenstellung</u>	10
<u>1.6 Vorgehensweise bei der Lösung der gestellten Aufgabe</u>	11
<u>2. DAS RECHENPROGRAMM DRIX-2D</u>	14
<u>2.1 Das physikalische Modell</u>	14
2.1.1 Die Erhaltungsgleichungen	14
2.1.2 Die Berechnung der Relativgeschwindigkeit	16
2.1.3 Die Zustandsgleichungen	20
2.1.4 Die Temperatur und die innere Energie der Phasen	24
2.1.5 Die Phasenübergangsrate	25
2.1.6 Der Sattdampfdruck	26
2.1.7 Das Rohrreibmodell	27
2.1.8 Die Schallgeschwindigkeit im Zweiphasenbereich	31
2.1.9 Das thermodynamische Nichtgleichgewicht bei gleichen Phasentemperaturen	36
2.1.10 Charakteristische Relaxationszeit	38
2.1.11 Die Zustandsänderung beim Unterschwingen	41
<u>2.2 Die numerische Methode</u>	45
2.2.1 Der Algorithmus	45
2.2.2 Das Maschengitter	45
2.2.3 Numerische Besonderheiten in DRIX-2D	46

2.3 <u>Überprüfung von DRIX-2D mit Hilfe von Experimenten und stationären Modellen</u>	47
2.3.1 Nachrechnung eines Edwards-Versuches	47
2.3.2 Vergleich mit analytischen Modellen und stationären Experimenten	51
<u>3. DIE HDR-BLOWDOWN-EXPERIMENTE UND DIE APPROXIMATION IHRER ANFANGS- UND RANDBEDINGUNGEN</u>	59
<u>3.1 Die Versuchseinrichtung und der Versuchsablauf</u>	59
<u>3.2 Die Approximation der Versuchsgeometrie, der Anfangs- bedingungen und der physikalischen Randbedingungen</u>	63
3.2.1 Versuchsgeometrie	63
3.2.2 Anfangsbedingungen	67
3.2.3 Physikalische Randbedingungen	68
<u>3.3 Ausführung</u>	69
<u>4. DISKUSSION DER ERGEBNISSE</u>	70
<u>4.1 Indizierung der Variablen</u>	70
<u>4.2 Der Einfluß der Anfangsunterkühlung</u>	70
4.2.1 Der Dampfanteil als Primäreffekt	70
4.2.2 Verschiedene Sekundäreffekte	71
<u>4.3 Der Einfluß des absoluten Druckniveaus</u>	73
<u>4.4 Der Einfluß der Stutzenlänge</u>	76
4.4.1 Die Wirkung der Rohrreibung	76
4.4.2 Das Oszillieren der Zweiphasenfront	77
4.4.3 Die Frequenzänderung bei den oszillierenden Wellen	80
<u>4.5 Das thermodynamische und mechanische Nichtgleich- gewicht</u>	
4.5.1 Thermodynamische Nichtgleichgewichtszustände bei der stationären Strömung	81
4.5.2 Variation des Nichtgleichgewichtsparameters	85
4.5.3 Das Unterschwingen der Druckentlastungswelle	87
4.5.4 Das mechanische Nichtgleichgewicht (Phasenseparation oder Schlupf zwischen den Phasen)	89
<u>4.6 Zweidimensionale Phänomene - Einfluß der Stutzenein- laufkonfiguration</u>	91
4.6.1 Experimentell nachgewiesene zweidimensionale Phänomene	91

	Seite
4.6.2 Der Einfluß der Dimensionalität im allgemeinen	91
4.6.3 Das radiale Void-Profil	95
4.6.4 Die kritische Strömung in Abhängigkeit von der radialen Position im Bruchstutzen	100
<u>4.7 Der Einfluß der Rohrrauigkeit</u>	102
<u>4.8 Der Einfluß einer Prallplatte vor der Bruchöffnung</u>	105
4.8.1 Allgemeines	105
4.8.2 Der Einfluß auf die Strömung stromaufwärts von der Bruchöffnung	105
4.8.3 Die Kraft auf die Prallplatte	106
4.8.4 Die Phasenseparation an der Prallplatte	109
<u>4.9 Vereinfachte Randbedingung an der Bruchöffnung</u>	112
 <u>5. SCHLUSSFOLGERUNGEN</u>	 115
<u>5.1 Zusammenfassung der gewonnenen Ergebnisse</u>	115
<u>5.2 Empfehlungen zur Aufstellung von "best estimate"- Modellen zur Berechnung von Blowdown-Strömungen</u>	120
<u>5.3 Kritische Schlußbemerkungen</u>	122
 ANHANG	
A0: Graphische und tabellarische Darstellung der Ergebnisse bei den Vorausrechnungen	125
A1: Komplexe Charakteristiken	143
A2: Ableitung einer Schallgeschwindigkeit unter Berücksichtigung von Nichtgleichgewichtszuständen für ein Zweiphasengemisch	148
A3: Eingabeparameter	154
A4: Einfluß der Ortsdiskretisierung	155
A5: Massenintegralcheck	157
A6: Ableitung einer Gleichung zur Abschätzung maximaler Nichtgleichgewichtszustände bei stationärer Strömung mit Hilfe des Verdampfungsmodells von DRIX-2D	159
 LITERATURVERZEICHNIS	 162

NOMENKLATUR1. Allgemeine Symbolik

x	ein Skalar
\bar{x}	ein Vektor
$\bar{\bar{x}}$	eine Matrix
$\det \bar{\bar{x}}$	Determinante der Matrix $\bar{\bar{x}}$
$\nabla \cdot \bar{x}$	Divergenz eines Vektors \bar{x} ; ∇ : Nabla-Operator, Def. S.14
$\text{grad } x$	Gradient eines Skalars x
Δx	Differenz einer Größe x
∂x	partiell Differential von x
dx	totales Differential von x
Σ	Summenzeichen
\int	Integralzeichen

2. Bezeichnung variabler und konstanter Größen in lateinischen Schriftzeichen

A_k	Phasenkontaktfläche
A_{st}	Querschnittsfläche des Bruchstutzens
A^*	Fläche des Maschennetzes bei kartesischen Koordinaten
α	Temperaturleitfähigkeit
a	Wandabstand bei der Definition des Prandtl'schen Mischungsweges
B_{st}	Breite des Bruchstutzens in kartesischen Koordinaten
C	allgemeine Bezeichnung für die Schallgeschwindigkeit
C_L	Schallgeschwindigkeit in der unterkühlten Flüssigkeit
C_e	Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit

C_{fr}	gefrorene Schallgeschwindigkeit
C_{ne}	Schallgeschwindigkeit für Nichtgleichgewichtszustände
C_w	Reibbeiwert
C_0, C_1, C_2	Koeffizienten zur Berechnung der inneren Energie des gesättigten Dampfes
C, C^*	Courant-Zahlen
D	Durchmesser des Bruchstutzens
D_0	Durchmesser von Dampfbläschen bzw. Flüssigkeitströpfchen
D_s	Größe (Durchmesser) eines Symbols
F_{Vr}	viskose Reibkraft in r-Richtung
F_{Vz}	viskose Reibkraft in z-Richtung
F_p	Strahlkraft auf die Prallplatte
g_r	Erdbeschleunigung in r-Richtung
g_z	Erdbeschleunigung in z-Richtung
H	Maß im Maschengitter für Zylinderkoordinaten
I	innere Energie für das Zweiphasengemisch
I_L	innere Energie für die Flüssigkeitsphase
I_v	innere Energie für die Dampfphase
I_{Lo}	innere Energie für die Flüssigkeitsphase bei einem Referenzzustand
K_r	Phasenreibfaktor
k	absolute Rohrrauigkeit

L	Länge des Bruchstutzens
L^*	Länge der Beschleunigungszone
l	Prandtl'scher Mischungsweg
m	Masse des Zweiphasengemisches in einem Volumen V
m_L	Masse der Flüssigkeitsphase in einem Volumen V
m_V	Masse der Dampfphase in einem Volumen V
M	Mach-Zahl
\dot{m}	Massenstrom
\dot{M}	Massenstromdichte
N	Zahl der Dampfbläschen bzw. Flüssigkeitströpfchen pro m^3
p	Druck
p_{sub}	Druck in der rein unterkühlten Phase
p_0	Referenzdruck in einer linearen Zustandsgleichung
p^0	Anfangsdruck
p_{sat}	Druck im Sättigungszustand
p_R	Stagnationsdruck (Ruhedruck, Kesseldruck)
Δp_{reib}	mittlerer Druckverlust durch Rohrreibung
\dot{Q}	Wärmequelle
r	Ortskoordinate (radiale Richtung bei Zylinderkoordinaten)
r_0	Radius der Bläschen bzw. der Tröpfchen
r_{st}	lichter Radius des Bruchstutzens
R	Maß im Maschengitter für Zylinderkoordinaten
Re	Reynoldssche Zahl

S	Schlupf zwischen den Phasen
S_{Moody}	Schlupf nach der Moody-Beziehung
S_{DRIX}	Schlupf nach dem DRIX-Modell
t	Zeit
Δt_{cL}	charakteristische Zeit für den Wärmetransport durch Leitung
Δt_{cZ}	charakteristische Zeit für eine Zustandsänderung
Δt_R	charakteristische Zeit für die Rekondensation infolge von Druckwellen
Δt_T	charakteristische Zeit für einen Transportvorgang
t_h	Halbwertszeit
t_z	Zeitkonstante
T	Temperatur des Phasengemisches oder allgemeine Temperaturbezeichnung
T_L	Temperatur der Flüssigkeitsphase
T_V	Temperatur der Dampfphase
T_0	Referenztemperatur
\vec{u}	Geschwindigkeitsvektor des Zweiphasengemisches
\vec{u}_r	Vektor der Relativgeschwindigkeit
\vec{u}_v	Geschwindigkeitsvektor der Dampfphase
\vec{u}_L	Geschwindigkeitsvektor der Flüssigkeitsphase
u	Geschwindigkeitskomponente in r-Richtung (Indizes r, v, L wie bei den Vektoren)
v	Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung (Indizes r, v, L wie bei den Vektoren)
V	Volumen des Phasengemisches
V_L	Volumen der Flüssigkeitsphase
V_V	Volumen der Dampfphase
V_{RDB}	Volumen des Reaktordruckbehälters

W	zeitliche Änderung des Volumens
W_v	viskose Reibarbeit
X	Dampfmassenanteil
\hat{X}	Grenzwert für den Dampfmassenanteil
Z	Ortskoordinate (axiale Richtung bei Zylinderkoordinaten)

3. Bezeichnung variabler und konstanter Größen in griechischen Schriftzeichen

α	Abkürzung in Gl.(2.1.16)
α	Donor-Cell Faktor für eine vom Betrag der Geschwindigkeit unabhängige Interpolation
β	Abkürzung in Gl.(2.1.16)
β	Donor-Cell Faktor für eine vom Betrag der Geschwindigkeit abhängige Interpolation
\dot{r}	Phasenübergangsrate
Γ_0	empirischer Nichtgleichgewichtsparameter
γ	Abkürzung in Gl.(2.1.16)
η	dynamische Zähigkeit (mit den Indizes ℓ und t für "laminar" und "turbulent")
θ	Void-Anteil (Dampfvolumenanteil)
θ_c	kritischer Void-Anteil als Grenze zwischen dem Modell des unterkühlten Wassers und dem Zweiphasenmodell

κ	Polytropenexponent für Zustandsänderungen von Dampf entlang der Sättigungslinie
α	empirische Konstante bei der Definition des Prandtl'schen Mischungsweges
λ	Widerstandsbeiwert für Rohrströmung
λ_i	charakteristische Richtung
ν	kinematische Zähigkeit des Phasengemisches
ν_L	kinematische Zähigkeit der Flüssigkeitsphase
ν_V	kinematische Zähigkeit der Dampfphase
ρ	Dichte des Zweiphasengemisches
ρ_L	makroskopische Dichte der Flüssigkeitsphase
ρ_V	makroskopische Dichte der Dampfphase
ρ_L°	mikroskopische Dichte der Flüssigkeitsphase
ρ_V°	mikroskopische Dichte der Dampfphase
ρ_{Lsat}	Dichte der gesättigten Flüssigkeit
ρ_{Vsat}	makroskopische Dichte des Dampfes im Sättigungszustand
ρ_0	Referenzdichte in einer linearisierten Zustandsgleichung
ρ_{Vne}	Dampfdichte in einem Nichtgleichgewichtszustand
σ	Oberflächenspannung
φ	Abweichung von einem Referenzwert
ω	Überrelaxationsfaktor

4. Indizes ¹⁾

4.1 Ganzzahlige Indizes (Zählindizes)

tiefgestellt:

<i>i</i>	Maschennumerierung in r-Richtung
<i>IM1</i>	letzte zum Problembereich gehörige Masche in r-Richtung
<i>IMAX</i>	Randmasche in r-Richtung
<i>j</i>	Maschennumerierung in z-Richtung
<i>JM1</i>	letzte zum Problembereich gehörige Masche in z-Richtung
<i>JMAX</i>	Randmasche in z-Richtung

4.2 Symbolische Indizes

tiefgestellt:

<i>b</i>	Bruchöffnung
<i>e</i>	Gleichgewicht (equilibrium)
<i>fr</i>	gefroren (frozen)
<i>L</i>	Flüssigkeitsphase
<i>ne</i>	Nichtgleichgewicht (non-equilibrium)
<i>r</i>	radiale Richtung
<i>R</i>	Ruhezustand
<i>S</i>	bei konstanter Entropie
<i>T</i>	bei konstanter Temperatur
<i>T</i>	Transport
<i>V</i>	Dampfphase
<i>Z</i>	axiale Richtung
<i>Z</i>	Zustandsänderung

hochgestellt:

- Anfangszustand
- Zeichen für mikroskopische Dichten (ρ_V° , ρ_L°)

1) Indizes, die zusammen mit dem Symbol der Variablen eine eigenständige Variable darstellen, werden in dieser Liste nicht aufgeführt. Sie erscheinen in 2. bzw. 3.

1. EINLEITUNG

1.1 Das Problem

Bei den denkbaren Störfällen in Kernkraftwerken, die zur Freisetzung von Spaltprodukten führen könnten, spielt der Kühlmittelverluststörfall (LOCA, Loss Of Coolant Accident) eine zentrale Rolle. In früheren Jahren wurde der Kühlmittelverluststörfall als der sogenannte Auslegungsstörfall zugrunde gelegt. Die Genehmigung zur Errichtung von Kernkraftwerken setzte den Nachweis der sicheren Beherrschung dieses Auslegungsstörfalles voraus. Heute werden noch strengere und differenziertere Betrachtungsweisen für den Nachweis der Reaktorsicherheit angewandt. Der Kühlmittelverluststörfall hat aber seine sicherheitstechnische Bedeutung nicht verloren; er ist vielmehr Grundlage wesentlicher sicherheitstechnischer Kriterien.

In der Regel wird für einen Störfall dieser Art der Bruch des kalten Stranges der Kühlmittelleitung angenommen. Das Kühlmittel kann dann an der Bruchstelle ausströmen, so daß es zur Wärmeabfuhr im Reaktorkern nicht mehr zur Verfügung steht. Außerdem verursacht die durch das System laufende Druckentlastungswelle eine mechanische Belastung der Struktur. Dieser Vorgang wird in der Reaktortechnik auch als BLOWDOWN bezeichnet.

Detaillierte Ausführungen zur Reaktorsicherheit und insbesondere zu den möglichen Störfällen und ihren Wirkungen bei den verschiedenen Reaktortypen kann man in /1, S.198-240/ nachlesen.

Im Rahmen des vom Bundesministerium für Forschung und Technologie geförderten Projektes "Nukleare Sicherheit" (PNS) werden in der Bundesrepublik Forschungsarbeiten durchgeführt, die unter anderem auch das Ziel haben, detaillierte Kenntnisse über den physikalischen Vorgang bei einem Blowdown und dessen Konsequenzen zu gewinnen. So sind z.B. innerhalb eines größeren Versuchsprogrammes zur Reaktorsicherheit für 1979/80 an dem stillgelegten Kernkraftwerk HDR (Heißdampfreaktor) in Karlstein/Main sogenannte "Einbautenversuche" geplant. Es handelt sich dabei um Blowdownversuche aus der unterkühlten Wasserphase mit eingebautem Kernmantel und

einer die Brennelemente simulierenden Zusatzmasse. Diese Versuche sind daher typisch für einen Kühlmittelverluststörfall eines Druckwasserreaktors.

Zweck dieser Versuche ist vornehmlich die Verifikation diverser Rechenprogramme mit und ohne Strukturkopplung (Berücksichtigung der Rückwirkung der Bewegung elastischer Strukturen auf das Fluid), z.B. FLUX /2/, FLUST /3,6/, STRUYA /4,5,6/, DRUFAN /7,13, 14/, DAPSY /8,17/, WHAM /9/, LECK /10/, SOLA-FLX /11/, RELAP 4 /12/.

Die theoretische Erforschung der physikalischen Vorgänge bei einem Blowdown erfolgt in zwei Bereichen:

1. Die Zweiphasenproblematik
2. Die Kopplung von Fluid- und Strukturdynamik

Aus der Synthese von Versuchsergebnissen und theoretischen Erkenntnissen erhofft man sich eine weitere Verbesserung der Modelle in den verschiedenen Codes, so daß man von den konservativen Rechnungen der Vergangenheit zu möglichst realistischen Berechnungsverfahren, dem "best estimate" Code gelangt. Nur dadurch lassen sich fundierte Kenntnisse über die Sicherheitsreserven von Leistungsreaktoren gewinnen.

In der vorliegenden Arbeit werden nur Aspekte der Zweiphasenproblematik betrachtet.

1.2 Entwicklung und Stand der Technik zur Lösung des Problems

Ein Kühlmittelverluststörfall würde in der Regel die kritische Ausströmung des Kühlmittels zur Folge haben. Da der Außendruck niedriger als der Sättigungsdruck des Kühlmittels ist, dampft das Kühlmittel beim Ausströmen aus. Die Zweiphasigkeit beeinflusst aber die Eigenschaft des strömenden Mediums und damit den ganzen Strömungsprozeß entscheidend.

Dies etwa war der Wissensstand der Fachleute zu Beginn der 60er Jahre, als man versuchte, hypothetische Kühlmittelverluststörfälle durch Rechnung quantitativ nachzuvollziehen.

Erste Arbeiten auf dem Gebiet der kritischen Zweiphasenströmung wurden aber schon sehr frühzeitig durchgeführt. So wurde bereits 1937 von Bottomley /86/ der kritische Massenstrom von siedendem Wasser gemessen. Silver und Mitchel /87/ untersuchten die Strömung von gesättigtem Wasser durch Düsen. Auch wurden die Abweichungen der gemessenen Werte von theoretischen Ergebnissen ansatzweise richtig gedeutet. Im Jahre 1947 begründete Burnell /88/ diese Abweichung beim kritischen Massenstrom mit der Ausbildung unterschiedlicher Phasengeschwindigkeiten.

Eine systematische Erforschung der Zweiphasenströmung erfolgte aber erst, als ihre Bedeutung für die Reaktorsicherheit sichtbar wurde.

Friedrich und Vetter /85/, Fauske /59/, Uchida und Nariei /60/, Zaloudek /61/ und Sozzi und Sutherland /33/ führten stationäre "Kleinexperimente" (Rohrdurchmesser in der Größenordnung von 1 cm) durch. Mit Hilfe dieser Experimente konnten quantitative Aussagen über den Einfluß der thermodynamischen Anfangsbedingungen und der geometrischen Verhältnisse bei diesen kleinen Abmessungen gemacht werden. Ebenso erkannte man den Einfluß des Schlupfes zwischen den Phasen (Phasenseparation oder mechanisches Nichtgleichgewicht) und den Einfluß des thermodynamischen Nichtgleichgewichts, worunter z.B. ein überhitzter Flüssigkeitszustand aufgrund der verzögerten Verdampfung zu verstehen ist.

Auf der theoretischen Seite wurden neben dem lange bekannten homogenen Gleichgewichtsmodell und dem homogenen gefrorenen Modell /89/ verfeinerte stationäre Modelle entwickelt. Moody /26/ ließ in seinem Modell Schlupf zwischen den Phasen zu, blieb aber bei der Annahme des thermodynamischen Gleichgewichts. Im Henry-Modell /25/ und Henry-Fauske-Modell /24/ wurden verschiedene Ansätze zur Beschreibung des thermodynamischen Nichtgleichgewichts eingeführt. Diese bekannten Modelle wurden von verschiedenen Autoren /29, 30, 82, 90/ mit oben zitierten und weiteren Experimenten verglichen und diskutiert. Die Abweichungen untereinander und zu den Experimenten sind beachtlich.

"Großversuche", die reaktortypisch in ihren Abmessungen sind, konnten nur in instationärer Fahrweise mittels Entleerung von

Rohren und Behältern durchgeführt werden. Stationäre Kreislaufversuche mit reaktortypischen Durchsätzen wurden wegen der erforderlichen Versuchsstandgrößen und Leistungen nicht realisiert und werden auch in Zukunft kaum zu erwarten sein /90/. Bekannt wurde bei den instationären Blowdownversuchen vor allem die Versuchsreihe von Edwards /18-23,31/, Versuche des Battelle Instituts /91,92/, die CANON-Experimente /15/ und die Ispra-Cise-Experimente /93/.

Mittels dieser Versuche konnten insbesondere instationäre Phänomene, wie z.B. das Unterschwingen ¹⁾ der Druckentlastungswelle unter den Sättigungsdruck oder das Oszillieren der Zweiphasenfront nachgewiesen werden /23/. Eine listenmäßige Zusammenstellung weiterer wichtiger Experimente zur Reaktorsicherheit enthält eine Arbeit von Fabric /103/.

Auf sehr breiter Front erfolgte die Entwicklung von numerischen Rechenprogrammen. So entstanden etwa zur gleichen Zeit (1968) die Programme RELAP /94/ und FLASH /95/. In beiden Programmen wurden die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie für einzelne Kontrollvolumina formuliert (lumped parameter code). Für die kritische Ausströmung wurde das Moody-Modell benutzt. In Los Alamos wurde eine Reihe von Rechencodes auf der numerischen Basis der ICE-Technik (Implicit-Continuous-Eulerian) entwickelt /50-52/. Als Zweiphasencodes gingen insbesondere die Programme SOLA-DF /34/ und KACHINA /35/ aus dieser Linie hervor. Beide Codes sind zweidimensional und modellieren thermodynamisches und mechanisches Nichtgleichgewicht. In KACHINA werden die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie für beide Phasen aufgestellt (6-Gleichungsmodell). In SOLA-DF wird die Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen aus einer Drift-Flux-Approximation ermittelt. Bei der zusätzlichen Annahme von gleichen Phasentemperaturen sind in diesem Modell nur noch vier Differentialgleichungen erforderlich.

1) Bei schneller Druckentlastung in einer Flüssigkeit kann der Druck kurzzeitig unter den Sättigungsdruck absinken. Die Flüssigkeit befindet sich dann in einem metastabilen Zustand. Dieses physikalische Phänomen wird hier mit "Unterschwingen" bezeichnet. In der angelsächsischen Literatur ist der Ausdruck "undershoot" geläufig.

In Frankreich wurden die Programme SERINGUE (4 Gleichungen) und HEXECO (6 Gleichungen) /16/ entwickelt, die auch Nichtgleichgewicht zulassen aber nur eindimensional rechnen. Der Code DRUFAN /7,14/ ist eine deutsche Entwicklung und modelliert thermodynamisches Nichtgleichgewicht aber keinen Schlupf.

Numerisch arbeiten diese Programme mit "finite Differenzen"-Verfahren. Verschiedene Modelle wurden auch mit Hilfe des Charakteristikenverfahrens entworfen /42,43,84,96/. Die Lösung kann dabei ebenfalls numerisch oder in einfachen Fällen auch graphisch erfolgen. Diese Modelle sind alle eindimensional. Zweidimensionale Entwicklungen wurden - soweit bekannt - nicht durchgeführt. Das Charakteristikenverfahren ließe dies prinzipiell zu, ist dann aber deutlich schwieriger /67/.

Die Verifikation o.g. Codes erfolgte vorwiegend anhand der instationären Blowdownversuche.

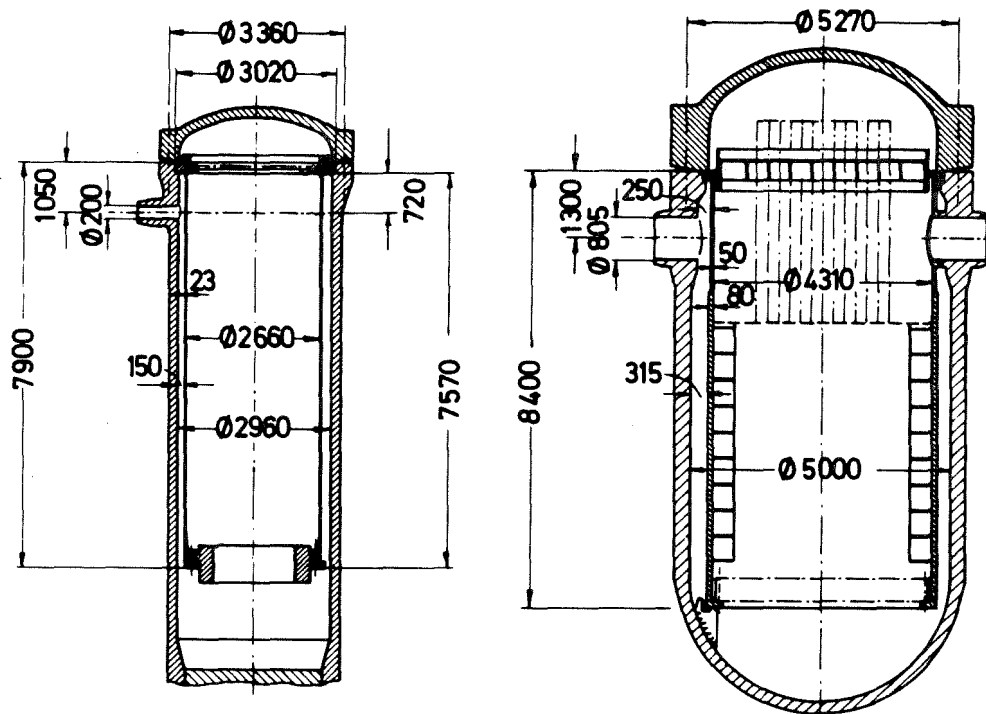
Die Drift-Flux-Modelle und die 6-Gleichungsmodelle mit der Fähigkeit, mechanisches und thermodynamisches Nichtgleichgewicht zu berücksichtigen, repräsentieren etwa den Stand der Entwicklung. Gegenwärtige Arbeiten bemühen sich vor allem um die Verfeinerung verschiedener Teilmodelle, wie z.B. des Verdampfungsmodells unter Einbeziehung des Blasenwachstums /97,98,99/ oder des Drift-Flux-Modells /37, 100, 101/. Daneben werden große "Systemcodes" aus der Verschmelzung der verschiedenen Modelle entwickelt (z.B. TRAC /102/). Mit Hilfe dieser Systemcodes sollen ganze Störfallabläufe unter Einbeziehung möglichst vieler der beteiligten Komponenten simuliert werden.

Zur Berechnung der Einbautenbelastungen beim Blowdown wurden Modelle für eine gekoppelte Fluid- und Strukturmechanik entwickelt. Die Zweiphasigkeit des Fluids wird dabei in STRUYA durch ein homogenes Gleichgewichtsmodell berücksichtigt. In SOLA-FLX wird ein Drift-Flux-Modell benutzt. FLUX setzt dagegen einphasiges Fluid voraus.

Bei den Experimenten kommt dem HDR-Projekt die Bedeutung eines neuen Meilensteines zu. Das Versuchsprogramm deckt ein sehr breites Spektrum auf dem Gebiete der Reaktorsicherheit ab. So

können auch für die Erforschung der Zweiphasenströmung beim Blowdown neue Erkenntnisse erwartet werden. Die Überlegenheit der HDR-Blowdownversuche gegenüber früheren Experimenten liegt vorwiegend in der unmittelbaren Vergleichbarkeit zum Leistungsreaktor in seiner geometrischen Gestalt (z.B. Stützeinlaufkonfiguration) und der Dimensionen (Abb.1.1). Die vorgesehene Variation von Bruchstützenlänge und thermodynamischen Anfangsbedingungen läßt erwarten, daß mit Unterstützung geeigneter Rechen-codes geklärt werden kann, unter welchen Voraussetzungen Nichtgleichgewichtseffekte bei der Berechnung von Kühlmittelverluststörfällen berücksichtigt werden müssen.

Wegen des großen Volumens des Reaktordruckbehälters beim HDR (ca. 70 m^3) folgt der Druckentlastungsphase eine quasistationäre Ausströmphase. Die HDR-Blowdownversuche können deshalb als quasistationär angesehen werden, sofern man von etwaigen Struktur-schwingungen absieht.



HDR-
Versuchsanordnung

Typischer 1200 MW-DWR

Abb. 1.1 Vergleich zwischen der HDR-Versuchsanordnung und einem Druckwasserreaktor der 1200 MW-Klasse
Quelle: /104/

1.3 Offene Teilprobleme

Aus dem in 1.2 aufgezeigten und in Abb.1.2 schematisch dargestellten Wissensstand lassen sich noch gewisse Verifikationslücken (strichpunktiert umrandet) auch im Bereich der Zweiphasenproblematik erkennen, die durch weitere Laborexperimente und numerische Experimente geschlossen werden müssen.

Angesichts der nicht unerheblichen Unsicherheiten in der meßtechnischen Erfassung der Versuchsergebnisse (insbesondere bei Zweiphasenströmungen), scheint es gerechtfertigt zu sein, den Ergebnissen numerischer Modellrechnungen im Sinne der Erforschung physikalischer Zusammenhänge gleichrangige Bedeutung beizumessen, sofern das Modell ausreichend verifiziert ist.

Die aus den in 1.2 erwähnten Kleinexperimenten gewonnenen Erkenntnisse über den Einfluß von Anfangsbedingungen, Nichtgleichgewicht und Geometrie befriedigen bezüglich des Kühlmittelverluststörfalles nicht vollständig und werden sich nur zum Teil auf Reaktorverhältnisse übertragen lassen.

Laborexperimente und numerische Experimente können einerseits Kriterien für diese Übertragung liefern, andererseits aber auch eigene Beiträge zur Klärung dieser Probleme leisten.

Im Kernforschungszentrum Karlsruhe werden z.B. Düsenexperimente durchgeführt, die weiteren Aufschluß über die Auswirkungen von mechanischem und thermodynamischem Nichtgleichgewicht bei Blowdownströmungen liefern werden /64/. Zur Untersuchung großer, reaktortypischer Geometrien eignen sich besonders numerische Experimente, da diese im allgemeinen ohne nennenswerten Zuwachs an Kosten- und Zeitaufwand durchzuführen sind.

Die noch offenen oder teilweise offenen Probleme sind im wesentlichen folgende:

1. Welchen Einfluß haben bei reaktortypischen Dimensionen
 - a) die thermodynamischen Anfangsbedingungen ?
 - b) die Randbedingungen (z.B. Geometrie, Rohrrauigkeit, Bruchöffnungsdynamik) ?

2. Was sind geeignete Kennzahlen ?

Die Herleitung solcher Kennzahlen gestaltet sich wegen der komplexen Abhängigkeit der Variablen bei einer instationären Zweiphasenströmung als sehr schwierig. Ein Ansatz für ein dimensionsloses Maß für Nichtgleichgewichtszustände bei stationärer Strömung wird in vorliegender Arbeit versucht.

1.4 Aufgabenstellung

Zur Behandlung in dieser Arbeit werden aus dem ersten Punkt des oben genannten Fragenkomplexes folgende Detailfragen spezifiziert:

1. Welchen Einfluß hat die Anfangsunterkühlung auf den Blowdown ?
2. Ist die Differenz zwischen Anfangsdruck und Sättigungsdruck ein geeignetes Maß zur Beurteilung von Blowdowns oder muß das absolute Druckniveau berücksichtigt werden ?
3. Welchen Einfluß hat die Stutzenlänge auf den Blowdown ?
4. Wie ist die Ausbildung von thermodynamischem- und mechanischem Nichtgleichgewicht (Schlupf) von Anfangsunterkühlung und Stutzenlänge abhängig ? Haben diese Effekte Einfluß auf einen Blowdown bei reaktortypischen Bedingungen (z.B. HDR-Experimente) ?
5. Welchen Einfluß hat die Stutzeneinlaufkonfiguration und welchen Modellierungsaufwand erfordert diese ? Ist eine zweidimensionale Berechnung des Bruchstutzens erforderlich ?
6. Wie beeinflusst die Rohrrauigkeit, die in ihrer Effektivität durch fertigungsbedingte Oberflächenveränderungen (Eindrehungen) stark erhöht sein kann, die Blowdownströmung ?
7. Welche Auswirkungen hat eine Prallplatte vor der Bruchöffnung in der für die HDR-Experimente vorgesehenen Konstruktion ?
8. Ist die in den verschiedenen Modellen häufig verwendete Randbedingung
Mündungsdruck = örtlicher Sättigungsdruck
eine zulässige Approximation ?

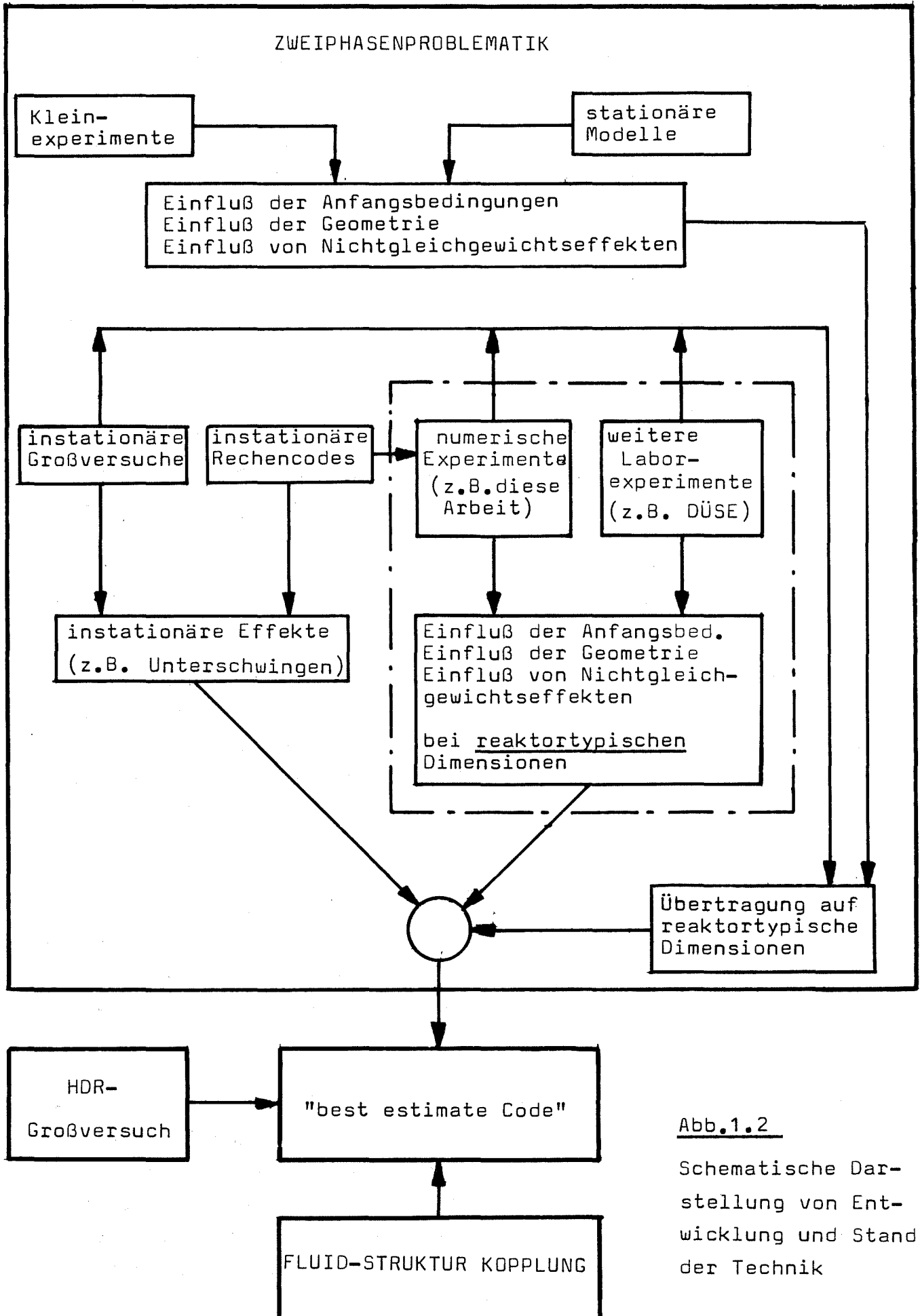


Abb.1.2

Schematische Darstellung von Entwicklung und Stand der Technik

1.5 Das Programm DRIX-2D als Mittel zur Lösung der Aufgabenstellung

Zur Durchführung der notwendigen numerischen Experimente wird das Rechenprogramm DRIX-2D auf der Basis von SOLA-DF /34/ entwickelt. DRIX-2D ist ein Drift-Flux-Modell und löst die instationären Erhaltungsgleichungen für

- Masse der Dampfphase
- Masse des Phasengemisches
- Impuls des Phasengemisches
- Energie des Phasengemisches.

Die Gleichungen sind zweidimensional für kartesische Koordinaten und rotationssymmetrische Zylinderkoordinaten formuliert. Das numerische Verfahren basiert auf der ICE-Technik und ist halb-implizit.

Gegenüber dem Drift-Flux-Modell von SOLA-DF zeichnet sich DRIX-2D durch folgende Eigenschaften aus:

1. Bei der Drift-Flux-Approximation wird die Trägheitskraft der Dampfbläschen bzw. Flüssigkeitströpfchen berücksichtigt (dynamische Drift-Flux-Approximation); alternativ kann die volle Differentialgleichung für die Relativgeschwindigkeit numerisch integriert werden, d.h. das Modell kann auf ein 5-Gleichungssystem erweitert werden /37/.
2. Durch Einführung der viskosen Terme der Navier-Stokes Gleichungen wird radialer und axialer Impulsaustausch aufgrund der Wandreibung möglich. Es wird dabei mit einer "turbulenten Zähigkeit" gearbeitet, die aus einem konventionellen Rohrreibmodell hergeleitet wird.
3. Wegen der Unstetigkeit der (theoretischen) Schallgeschwindigkeit an der Siedelinie kommt es in diesem Bereich im allgemeinen zu unphysikalischen Druckschwingungen /43, S.21 /. In DRIX-2D wird die Stetigkeit der Schallgeschwindigkeit durch Dynamisierung der Umschaltgrenze zwischen Wassermodell und Zweiphasenmodell erzwungen. Die besagten Druckschwingungen konnten daher in DRIX-2D vermieden werden.

Das Kapitel 2.1 behandelt das physikalische Modell von DRIX-2D, insbesondere unter den Aspekten der Punkte 1-3. Einige bei der Modellierung auftretende Probleme, wie der Einfluß der Oberflächenspannung und der Wärmeleitung oder das Auftreten komplexer Charakteristiken, werden diskutiert.

Auf das numerische Verfahren wird in Kapitel 2.2 kurz eingegangen.

Die Verifikation von DRIX-2D erfolgt durch Nachrechnen eines Edwards-Versuches /22/ und durch Vergleich mit Kleinexperimenten und den stationären Modellen in Kapitel 2.3 .

1.6 Vorgehensweise bei der Lösung der gestellten Aufgabe

Die in dieser Arbeit durchgeführten numerischen Experimente orientieren sich mit ihren Anfangs- und Randbedingungen an den bereits spezifizierten aber noch nicht durchgeführten HDR-Experimenten. Dies hat gegenüber einer rein hypothetischen Versuchsanordnung den Vorteil, daß in absehbarer Zeit Meßergebnisse zum direkten Vergleich zur Verfügung stehen.

Gegenstand des 3. Kapitels ist daher eine auf den Zweck beschränkte Beschreibung des HDR-Versuchsstandes und der den Fähigkeiten von DRIX-2D angemessenen Approximation der Rand- und Anfangsbedingungen.

Entsprechend der HDR-Versuchsspezifikation werden Blowdownversuche mit folgenden Anfangsbedingungen gerechnet:

- | | | | |
|----|--|----|--|
| 1. | $p^{\circ} = 110 \text{ bar}$ | 2. | $p^{\circ} = 110 \text{ bar}$ |
| | $T^{\circ} = 270 \text{ }^{\circ}\text{C}$ | | $T^{\circ} = 290 \text{ }^{\circ}\text{C}$ |

Die Rechnungen werden jeweils für eine Bruchstützenlänge von 1.1 m und 5.0 m durchgeführt. Der Durchmesser beträgt 0.2 m . Der Bruchstützen wird bei diesen Rechnungen zweidimensional in rotationssymmetrischen Zylinderkoordinaten modelliert.

In radialer Richtung wird der Bruchstutzen durch drei Zylinderschalen diskretisiert. Dies kann gerade noch mit einem vertretbaren Aufwand an Rechenzeit realisiert werden.

In der Zeit werden die Rechnungen bis zu einem quasistationären Strömungszustand durchgeführt. Das bedeutet für den 1 m - Stutzen eine Problemzeit von 50 ms, für den 5 m - Stutzen 150 ms .

Die Bruchöffnung wird vollständig in den Problembereich einbezogen, indem ein zweidimensionaler Ausströmbereich von ausreichender Größe mitgerechnet wird. Dies hat den Vorteil, daß die Randbedingungen stromabwärts von der kritischen Stelle (Bruchöffnung) gesetzt werden. Die Strömung kann daher stromaufwärts von der Bruchöffnung durch die Randbedingung und dadurch induzierte Fehler nicht mehr beeinflußt werden. Das Phänomen der kritischen Strömung liefern die Differentialgleichungen selbst, wenn die notwendigen Voraussetzungen erfüllt sind, ohne daß ein Hilfsmodell, z.B. nach Moody, eingeführt werden müßte.

Diese Rechnungen werden wegen ihres erhöhten Aufwandes und wegen der Verwendung ihrer Ergebnisse zu Auslegungsrechnungen für verschiedene Meßfühler für die HDR-Experimente als Vorausrechnungen bezeichnet.

Die zeitabhängigen Ergebnisse dieser Rechnungen sind in Form von Diagrammen, einige typische quasistationäre Ergebnisse in der Tabelle AO.1, im Anhang AO zusammengestellt. Die Diagramme wurden mit dem Programm GIPSY /56/ erzeugt.

Neben diesen Vorausrechnungen sind eine Reihe von Testrechnungen erforderlich, die aus Rechenzeitgründen nur für den kurzen Stutzen durchgeführt werden, wobei dieser nur eindimensional behandelt wird.

Zur eindeutigen Identifikation werden die einzelnen Versuche mit einer durch Bindestrich getrennten dreigliedrigen Nummer bezeichnet. Der führende Buchstabe "V" oder "T" bezieht sich auf Vorausrechnung oder Testrechnung. Die erste Zahl bedeutet die Anfangstemperatur in °C, die zweite Zahl den Anfangsdruck in bar und die dritte Zahl die Stutzenlänge in m .

Beispiel: V 270-110-1

Zur Erzielung tragfähiger Aussagen zu den einzelnen Punkten der Aufgabenstellung wird in folgender Weise verfahren:

Zu 1.

- a) Untersuchung der Vorausrechnungen und einer Testrechnung bezüglich des Einflusses der Anfangsunterkühlung bei gleichem Anfangsdruck.

Zu 2.

Testrechnungen bei Anfangsdrücken von 90 bar, 110 bar und 160 bar, aber jeweils gleichbleibendem Abstand zum Sättigungsdruck.

Zu 3.

Beurteilung des Einflusses der Stutzenlänge anhand der Vorausrechnungen.

Zu 4.

- a) Untersuchung der Vorausrechnungen und einer Testrechnung bezüglich des thermodynamischen Nichtgleichgewichtszustandes.
- b) Testrechnungen unter Variation des empirischen Nichtgleichgewichtsparameters.
- c) Testrechnungen mit und ohne Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen bei verschiedener Anfangsunterkühlung.

Zu 5.

- a) Vergleich zwischen 1D-Testrechnung und 2D-Vorausrechnung.
- b) Testrechnungen unter Modellierung der Stutzeneinlaufkonfiguration mit und ohne Kernmantel und zusätzlich in kartesischen Koordinaten.
- c) Analyse verschiedener 2D-Phänomene bei den Vorausrechnungen.

Zu 6.

Testrechnungen unter Variation der Rohrrauigkeit.

Zu 7.

Durchführung einer Vorausrechnung unter Modellierung einer Prallplatte vor der Bruchöffnung für den 5m-Stutzen.

Zu 8.

Vergleich zwischen einer Testrechnung mit der zu überprüfenden Randbedingung und einer Testrechnung mit Ausströmbereich

2. DAS RECHENPROGRAMM DRIX-2D

2.1 Das physikalische Modell

2.1.1 Die Erhaltungsgleichungen

Die Basis des Modells sind die instationären Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie. Diese Gleichungen sind im Programm zweidimensional wahlweise für kartesische oder zylindrische Eulersche Koordinaten formuliert. In /78/ werden diese Gleichungen aus den Erhaltungsprinzipien der Physik hergeleitet. Sie lauten:

1. Massenerhaltung für das Phasengemisch:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \bar{u} = 0 \quad (2.1.1)$$

2. Massenerhaltung für die Dampfphase:

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho_v \bar{u} + \frac{\rho_v \cdot \rho_L}{\rho} \cdot \bar{u}_r \right) = \dot{\Gamma} \quad (2.1.2)$$

3. Erhaltung des Impulses für das Phasengemisch:

a) in r-Richtung:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \nabla \cdot \left(\rho u \cdot \bar{u} + \frac{\rho_v \cdot \rho_L}{\rho} \cdot u_r \cdot \bar{u}_r \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + F_{vr} + \rho \cdot g_r \quad (2.1.3a)$$

b) in z-Richtung:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v) + \nabla \cdot \left(\rho v \cdot \bar{u} + \frac{\rho_v \cdot \rho_L}{\rho} \cdot v_r \cdot \bar{u}_r \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + F_{vz} + \rho \cdot g_z \quad (2.1.3b)$$

4. Erhaltung der Energie für das Phasengemisch:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho I) + \nabla \cdot \left(\rho I \cdot \bar{u} + \frac{\rho_v \cdot \rho_L}{\rho} \cdot (I_v - I_L) \cdot \bar{u}_r \right) = \\ - \rho \cdot \nabla \cdot \left(\bar{u} + \frac{\rho_v \cdot \rho_L}{\rho} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_L} \right) \bar{u}_r \right) + |\bar{u}_r|^2 \cdot \left(K_r + \frac{|\dot{\Gamma}|}{2} \right) + W_v + \dot{Q} \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

Alle Formelzeichen werden in der Nomenklatur (S. VIII) erläutert.

Der Divergenzoperator lautet für kartesische Koordinaten: $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial r}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$

und für Zylinderkoordinaten: $\nabla = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \cdot r, \frac{\partial}{\partial z} \right)$

Die Erhaltungsgleichungen (2.1.1) bis (2.1.4) werden in dieser Formulierung auch in dem Zweiphasenmodell SOLA-DF /34/ verwendet. Eine Ausnahme bildet der Term $|\bar{u}_r|^2 \cdot \dot{r} / 2$ in der Energiegleichung, der den Energieaustausch beim Phasenwechsel pro Volumen- und Zeiteinheit darstellt. In /34/ wird dieser Term vernachlässigt.

Das Gleichungssystem (2.1.1) bis (2.1.4) enthält $\rho, \rho_V, \rho_L, \bar{u}, \bar{u}_r, I, I_V, I_L$ und p als unbekannte Variable. Es werden daher weitere Gleichungen benötigt, um das System zu vervollständigen. Die Feldgleichungen (2.1.1) bis (2.1.4) sind mit den Geschwindigkeitsvariablen \bar{u} (Geschwindigkeit des Phasengemisches) und \bar{u}_r (Relativgeschwindigkeit) formuliert. Die Wahl dieser Variablen erweist sich bei einer Drift-Flux-Approximation praktischer als die Verwendung der Phasengeschwindigkeiten \bar{u}_L und \bar{u}_V .

Mit

$$\rho_V \cdot \bar{u}_V + \rho_L \cdot \bar{u}_L = \rho \cdot \bar{u} \quad (2.1.5)$$

besteht folgender Zusammenhang:

$$\bar{u}_V = \bar{u} + \bar{u}_r \cdot \frac{\rho_L}{\rho} \quad (2.1.6)$$

$$\bar{u}_L = \bar{u} - \bar{u}_r \cdot \frac{\rho_V}{\rho} \quad (2.1.7)$$

Die "Qualität" des Zweiphasengemisches wird durch den Volumenanteil des Dampfes Θ (Void-Anteil) beschrieben. Betrachtet man die Wasserphase als inkompressibel und benutzt die Sättigungsdichte ρ_{Lsat} , so gilt:

$$\Theta = \frac{V_V}{V} = 1 - \frac{V_L}{V} = 1 - \frac{\rho_L}{\rho_{Lsat}} \quad (2.1.8)$$

Für den unterkühlten Wasserbereich ist $\rho_L > \rho_{Lsat}$ und damit $\Theta < 0$. Die Definition des Void-Anteils nach Gl.(2.1.8) erweist sich als praktisch, da auf diese Weise Θ auch ein Maß für die Unterkühlung ist.

2.1.2 Berechnung der Relativgeschwindigkeit

In DRIX-2D kann die Relativgeschwindigkeit wahlweise durch numerische Lösung einer Differentialgleichung (2.1.9) oder durch eine Drift-Flux-Approximation berechnet werden. Die Drift-Flux-Approximation ergibt sich dadurch, daß in der vollen Differentialgleichung die Ortsableitungen von \bar{u}_r gestrichen werden. Die danach verbleibende gewöhnliche Differentialgleichung kann dann nach geeigneter Linearisierung explizit aufgelöst werden /37/.

Für die Kräftebilanz an einem Tröpfchen bzw. Bläschen ergibt sich nach /78/ folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d\bar{u}_r}{dt} = \frac{\rho}{\rho_v \cdot \rho_L} \cdot \left\{ \frac{(\rho_v - \theta \cdot \rho_L^0)(1 - \theta)}{\rho} \cdot \text{grad } P - \bar{u}_r \left[\frac{1}{\rho} \left(\frac{\rho_L}{2} \cdot (|\dot{r}| + \dot{r}) + \frac{\rho_v}{2} \cdot (|\dot{r}| - \dot{r}) \right) + K_r \right] \right\} \quad (2.1.9)$$

Für den Phasenreibfaktor K_r wird ein Modell in Analogie zur Reibung umströmter Körper aufgestellt. Der Reibbeiwert c_w wird dabei so bestimmt, als handele es sich um steife Kugeln. Der Phasenreibfaktor K_r ist selbst eine Funktion von \bar{u}_r .

$$K_r = \frac{3}{8} \cdot \rho \cdot (c_w \cdot |\bar{u}_r| + 12 \cdot \nu / r_0) \cdot A_k \quad (2.1.10)$$

dabei sind:

$$\nu = \theta \cdot \nu_v + (1 - \theta) \cdot \nu_L \quad \text{gewichtete Zähigkeit} \quad (2.1.11)$$

$$\text{für } \theta \leq 0,5 \quad \left\{ \begin{array}{l} r_0 = \left(\frac{3 \cdot \theta}{N \cdot 4\pi} \right)^{1/3} \\ A_k = (3 \cdot \theta)^{2/3} \cdot (4\pi \cdot N)^{1/3} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{der Blasenradius} \\ \text{die Phasenkontaktfläche} \end{array} \quad (2.1.12)$$

$$\text{für } \theta > 0,5 \quad \left\{ \begin{array}{l} r_0 = \left(\frac{3 \cdot (1 - \theta)}{N \cdot 4\pi} \right)^{1/3} \\ A_k = (3 \cdot (1 - \theta))^{2/3} \cdot (4\pi \cdot N)^{1/3} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{der Tropfenradius} \\ \text{die Phasenkontaktfläche} \end{array} \quad (2.1.13)$$

$$\text{für } \theta > 0,5 \quad \left\{ \begin{array}{l} r_0 = \left(\frac{3 \cdot (1 - \theta)}{N \cdot 4\pi} \right)^{1/3} \\ A_k = (3 \cdot (1 - \theta))^{2/3} \cdot (4\pi \cdot N)^{1/3} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{der Tropfenradius} \\ \text{die Phasenkontaktfläche} \end{array} \quad (2.1.14)$$

$$\text{für } \theta > 0,5 \quad \left\{ \begin{array}{l} r_0 = \left(\frac{3 \cdot (1 - \theta)}{N \cdot 4\pi} \right)^{1/3} \\ A_k = (3 \cdot (1 - \theta))^{2/3} \cdot (4\pi \cdot N)^{1/3} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{der Tropfenradius} \\ \text{die Phasenkontaktfläche} \end{array} \quad (2.1.15)$$

Es wird dabei von der Annahme ausgegangen, daß für einen Void-Anteil von $\theta \leq 0.5$ Tröpfchenströmung, von $\theta > 0.5$ Bläschenströmung vorliegt. Die Anzahl der Tröpfchen (Bläschen) wird dabei mit $N = 10^7 \text{ m}^{-3}$ als unveränderlich angenommen. Das bedeutet, daß die Tröpfchen (Bläschen) je nach Void-Anteil einen Durchmesser zwischen 0 und 5 mm annehmen können. Bläschen dieser Größenordnung haben Ackermann und Ardron bei ihren Blowdown-Experimenten festgestellt /40/.

Löst man Gl.(2.1.9) unter Vernachlässigung der Ortsableitungen von $d\bar{u}_r/dt$, so erhält man folgende Gleichung für die Drift-Flux-Approximation:

$$\bar{u}_r(t) = \frac{\beta \cdot \text{grad } p}{\gamma \cdot K_r} - \left(\frac{\beta \cdot \text{grad } p}{\gamma \cdot K_r} - \bar{u}_r(t_n) \right) e^{-\alpha(\gamma + K_r)(t - t_n)} \quad (2.1.16)$$

wobei:

$$\alpha = \frac{\rho}{\rho_v \cdot \rho_L}$$

$$\beta = (\rho_v - \theta \cdot \rho_L^0) \cdot (1 - \theta) / \rho$$

$$\gamma = \left(\frac{\rho_L}{2} \cdot (|\dot{r}| + \dot{r}) + \frac{\rho_v}{2} \cdot (|\dot{r}| - \dot{r}) \right) / \rho$$

Im Programm wird Gl.(2.1.16) nach jedem Zeitschritt für jede Masche angewandt.

Bei der Drift-Flux-Approximation in /34/ wird nicht nur die Änderung von \bar{u}_r infolge Konvektion sondern das totale Differential $d\bar{u}_r/dt$ gestrichen. Dadurch wird die Differentialgleichung (2.1.9) auf eine algebraische Gleichung zurückgeführt, wobei nur noch der Druckgradient als treibende Kraft verbleibt. Die für DRIX-2D entwickelte "dynamische" Drift-Flux-Approximation nach Gl.(2.1.16) erweist sich insbesondere bei stark transientser Strömung als genauer und wirkt numerisch stabilisierend /37/.

Die Berechnung einer Druckwellenausbreitung mit finiten Differenzenverfahren führt in der Regel zu unphysikalischen Schwingungen am Kopf der Welle, wenn die räumliche Ausdehnung dieser Druckwelle etwa gleich der Diskretisierungsweite ist /69,S.230/. Durch

das Aufsteilen einer Druckwelle tritt dieser Zustand früher oder später immer ein. Bei einer Drift-Flux-Approximation ohne Berücksichtigung der Trägheit ist aber das Vorzeichen der Relativgeschwindigkeit nur vom Vorzeichen des Druckgradienten abhängig. Die unphysikalischen Schwingungen im Druckfeld bilden sich dann unmittelbar auf das Geschwindigkeitsfeld ab. Dieses Beispiel macht deutlich, daß sich auch aus numerischen Gründen die Anwendung einer dynamischen Drift-Flux-Approximation nach Gl.(2.1.16) empfiehlt.

Die Abb. 2.1 zeigt das berechnete zweidimensionale Geschwindigkeitsfeld für eine Druckwelle, die z.B. durch das Platzen eines mit Wasser gefüllten Rohres entstehen kann. Man erkennt, daß die Berechnung mit der gewöhnlichen Drift-Flux-Approximation ein physikalisch nicht interpretierbares Geschwindigkeitsfeld liefert. Die dynamische Drift-Flux-Approximation zeigt wenigstens bezüglich der Richtungen das erwartete Bild. Das Geschwindigkeitsfeld, das durch die numerische Integration der vollen Differentialgleichung (2.1.9) erzielt wird, liefert höhere Anfangsgeschwindigkeiten und zeigt an der Rohrmündung nach 0.5 ms eine nach innen gerichtete Geschwindigkeit. Dies geschieht sozusagen in Erinnerung daran, daß kurze Zeit vorher wegen des Unterschwingens¹⁾ (vgl. 2.1.11) ein nach innen gerichteter Druckgradient bestanden hat. Es handelt sich hierbei also um einen typischen Trägheitseffekt. Für einen späteren quasistationären Zustand liefern alle drei Methoden nahezu identische Lösungen. Ein ausführlicher Vergleich wird in /37/ durchgeführt.

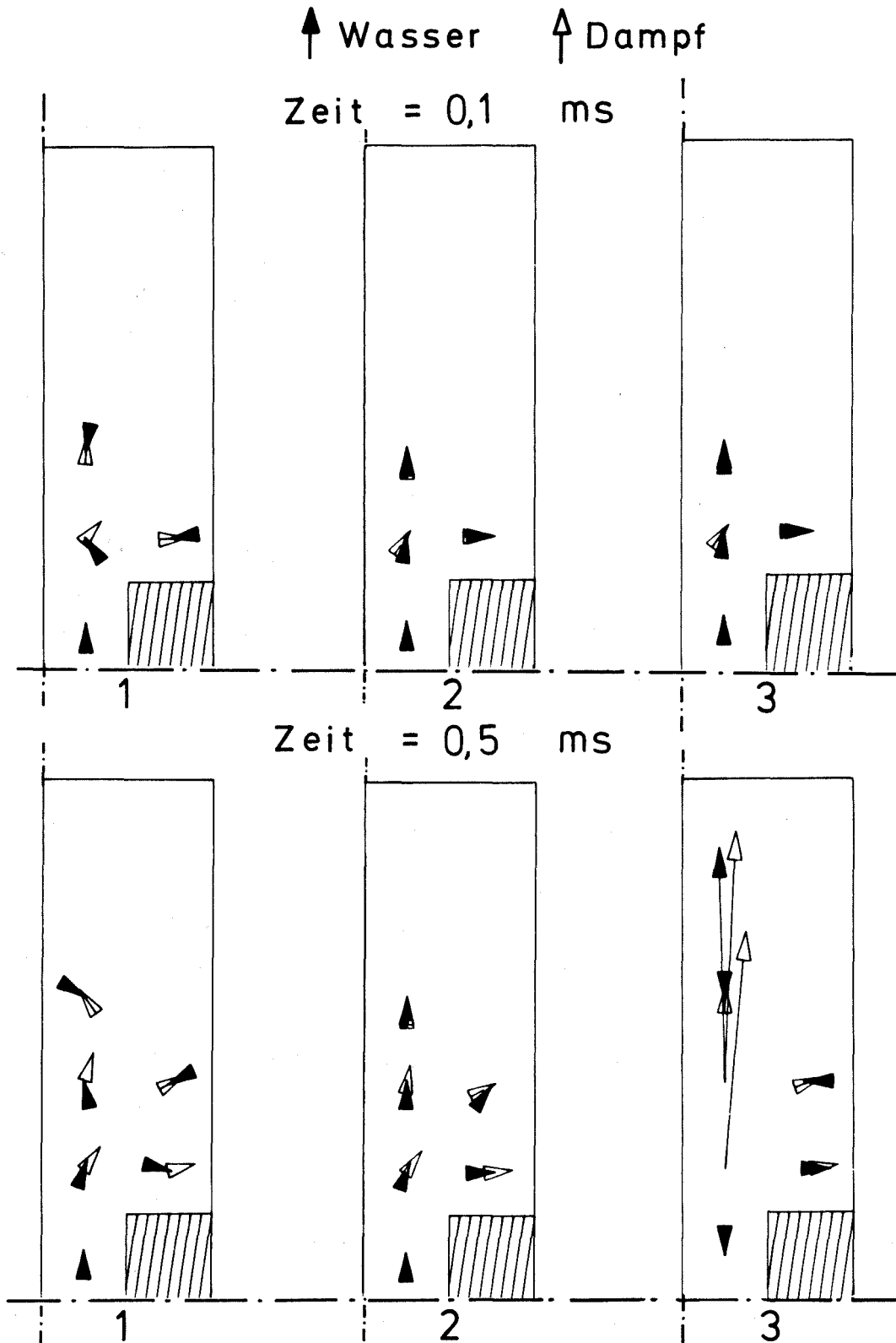


Abb.2.1 Ausbildung der Geschwindigkeitsfelder von Wasser- und Dampfphase infolge einer Druckwelle nach dem Bruch eines Rohres. Die Ergebnisse werden erzielt mit:

- 1: gewöhnlicher Drift-Flux-Approximation
- 2: dynamischer Drift-Flux-Approximation
- 3: numerischer Integration der vollen Differentialgleichung für die Relativgeschwindigkeit

2.1.3 Die Zustandsgleichungen

Die Abhängigkeit des Druckes von der Dichte und inneren Energie ist eine Eigenschaft des Mediums selbst. Für ein Zweiphasengemisch mit der Möglichkeit des Phasenübergangs ist diese Abhängigkeit äußerst komplex und schwierig formulierbar. Das ist insbesondere dann der Fall, wenn Nichtgleichgewichtszustände erlaubt sein sollen. Vereinfachte Modellannahmen sind daher unumgänglich.

In DRIX-2D werden folgende Annahmen getroffen:

1. Der Druck in beiden Phasen ist gleich.
2. Übersteigt der Void-Anteil einen kritischen Wert ($\theta > \theta_c$), so wird der Druck des Zweiphasengemisches durch den Druck der Dampfphase allein determiniert. Die Wasserphase ist in diesem Bereich inkompressibel.
3. Die Dampfphase kann als ideales Gas behandelt werden.
4. Stark überhitzte Dampfzustände werden ausgeschlossen, so daß mit einem konstanten Polytropenexponenten für gesättigten Dampf gerechnet werden kann.
5. Für Void-Anteile $\theta \leq \theta_c$ genügt der Druck einer Zustandsgleichung für unterkühltes Wasser, die für $\rho_v > 0$ einen geeigneten Korrekturterm besitzt.
6. Der überhitzte Wasserzustand ist durch Extrapolation der Zustandsgleichung für unterkühltes Wasser beschreibbar.

Die erste Annahme setzt voraus, daß die Oberflächenspannung vernachlässigt werden darf. Dies ist dann der Fall, wenn die Bläschen bzw. Tröpfchen einen kritischen Durchmesser überschreiten. Es wird angenommen, daß der kritische Durchmesser dann erreicht wird, wenn der Druck im Bläschen bzw. Tröpfchen wegen der Oberflächenspannung den Umgebungsdruck um 1% übersteigt.

Der Überdruck in einem Bläschen aufgrund der Oberflächenspannung ist:

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{r_0} \quad (2.1.17)$$

Der kritische Durchmesser wird dann mit obiger Annahme:

$$D_{0c} = \frac{4.6}{\rho \cdot 10^{-2}} \quad (2.1.18)$$

Beispiel: Wasser im Sättigungszustand, $T=543 \text{ K}$, $p=55 \text{ bar}$,
 $G = 21 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$
 Damit wird $D_{0c} \approx 1.5 \text{ } \mu\text{m}$.

Bei der in 2.1.2 getroffenen Annahme von 10^7 Bläschen bzw. Tröpfchen pro m^3 wird dieser kritische Durchmesser erst unterschritten für $\theta < 1.4 \cdot 10^{-10}$ bei Bläschen, bzw. für $(1-\theta) < 1.4 \cdot 10^{-10}$ bei Tröpfchen. Für die praktische Rechnung sind diese kleinen Bereiche absolut irrelevant. In /72/ wird der Einfluß der Oberflächenspannung insbesondere auf die Schallgeschwindigkeit des Phasengemisches für Bläschen dieser Größenordnung untersucht. Dabei werden allerdings viel höhere Bläschenzahlen pro m^3 unterstellt, so daß die Effekte auch bei kleineren Dampfanteilen sichtbar werden.

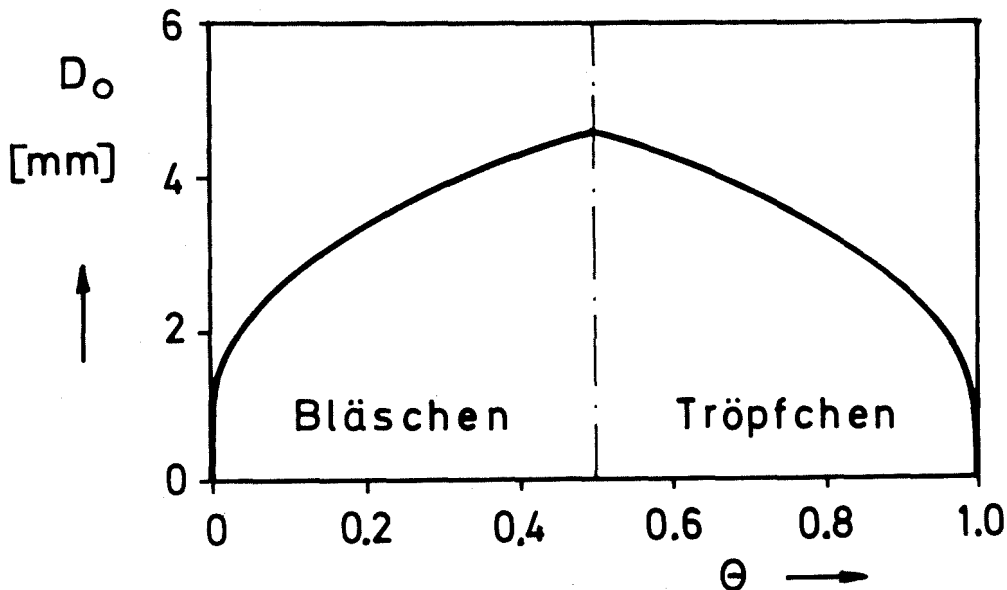


Abb. 2.2 Bläschen- bzw. Tröpfchendurchmesser bei $N=10^7 \text{ m}^{-3}$ in Abhängigkeit vom Void-Anteil

Mit Hilfe der Adiabatenbeziehung für ideales Gas und des 1. Hauptsatzes läßt sich für die Dampfphase folgende Zustandsgleichung ableiten /78/:

$$p = (\alpha - 1) \cdot \frac{s_v}{\theta} \cdot I_v \quad (2.1.19)$$

Diese Gleichung gilt für den Bereich $\theta > \theta_c$. Setzt man in Gl.(2.1.19) für p , $\frac{s_v}{\theta} = s_v^0$ und I_v Werte aus Tabellenwerken /41/ ein, so läßt sich der Wert für α berechnen. Man stellt fest, daß dieser Wert mit $\alpha = 1.07$ im Bereich zwischen 1 bar und 110 bar nahezu konstant ist, so daß für ihn kein funktionaler Zusammenhang angegeben werden muß.

Auf die Bestimmung des kritischen Void-Anteils θ_c wird in 2.1.8 eingegangen. Die Zustandsgleichung für den Bereich $\theta \leq \theta_c$ lautet:

$$p = p_{sub} + s_v \cdot \left(\frac{(\alpha - 1) \cdot I_v}{\theta_c} - \frac{p_{sub}}{s - s_l^0 (1 - \theta_c)} \right) \quad (2.1.20)$$

Der Klammerausdruck in Gl.(2.1.20) ist ein Korrekturterm, der den stetigen Übergang des Druckes p nach Gl.(2.1.19) und Gl.(2.1.20) an der Stelle $\theta = \theta_c$ gewährleistet.

Der Druck p_{sub} muß aus einer Zustandsgleichung für unterkühltes Wasser $p_{sub} = f(s, T)$ berechnet werden. Die vorgeschlagenen Zustandsgleichungen dieser Art, wie z.B. in /41/, sind in der Regel zu aufwendig. In verschiedenen Rechenprogrammen der Fluidodynamik /34, 35/ wird daher eine linearisierte Zustandsgleichung der Form

$$p_{sub} = p_0 + c_L^2 \cdot (s - s_0) \quad (2.1.21)$$

verwendet, wobei $c_L^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_s$ das Quadrat der Schallgeschwindigkeit ist. Genau genommen, ist diese Approximation nur für ideales Gas und bei kleinen Störungen zulässig /66/. Darüber hinaus führt diese Gleichung zu erheblichen Fehlern, wenn im unterkühlten Bereich größere Temperaturspannen durchlaufen werden, die Schallgeschwindigkeit aber als konstant angenommen wird.

Die experimentell festgestellten Laufgeschwindigkeiten von Druckentlastungswellen im unterkühlten Wasser sind kleiner als die isentrope Schallgeschwindigkeit /18-22/. Zwei Effekte sind denkbar:

1. Elastizität der Rohrwand
2. Die Entspannung erfolgt nicht isentrop, d.h. die notwendige Temperaturabnahme bei Isentropie (für HDR-Bedingungen ca. 1.5 K bei einem Druckabfall von 55bar) findet nicht statt.

Blowdown-Rechnungen mit DRIX-2D unter Verwendung der isentropen Schallgeschwindigkeit c_L in der linearisierten Zustandsgleichung liefern ebenso wie Rechnungen in /34/ zu hohe Laufgeschwindigkeiten im Vergleich zu Experimenten.

Aus diesen Gründen wird in DRIX-2D $\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T$ als Proportionalitätsfaktor in die linearisierte Zustandsgleichung eingesetzt. Also

$$p_{sub} = p_0 + \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T \cdot (\rho - \rho_0) \quad (2.1.22)$$

wobei gilt:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T = a_2 T^2 + a_1 T + a_0 \quad (2.1.23)$$

$$\rho_0 = b_2 T^2 + b_1 T + b_0 \quad (2.1.24)$$

p_0 ist für den Problembereich ein geeigneter Wert (z.B. Anfangswert). Die Koeffizienten $a_2, a_1, a_0, b_2, b_1, b_0$ werden durch Eingabe von Stützstellen, die den Problembereich eingrenzen, vorab berechnet.

DRIX-2D-Rechnungen mit dieser verkleinerten "Schallgeschwindigkeit" liefern gute Übereinstimmung mit der von Edwards /22/ experimentell festgestellten Laufgeschwindigkeit von Druckentlastungswellen, wie in 2.3 noch gezeigt wird.

Es läßt sich durch eine einfache Abschätzung mit den bekannten Methoden der Wärmeübertragung zeigen, daß ein Temperaturengleich durch Wärmeleitung wesentlich längere Zeiten in Anspruch nimmt, als die Zustandsänderung beim Wellendurchgang. Damit entfällt aber das Hauptargument für den oben genannten Punkt 2. Die Verwendung von $\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T$ in der Zustandsgleichung (2.1.22) ist daher nur als pragmatisches Mittel zu betrachten. Bei einem Edwards-Blowdownversuch ergab sich bei einem Rohrdurchmesser von ca. 200 mm eine Verringerung der Schallgeschwindigkeit um 3% infolge der elastischen Rohrwand /23/.

2.1.4 Die Temperatur und die innere Energie der Phasen

In der Energieerhaltungsgleichung (2.1.4) werden auf der linken Seite die inneren Energien der Phasen benötigt. Zur eindeutigen Festlegung des thermischen Zustandes wird daher noch ein System weiterer Gleichungen benötigt:

$$s_v \cdot I_v + s_l \cdot I_l = \vartheta I \quad (2.1.25)$$

$$I_l = I_{l_0} + c_l (T_l - T_0) \quad (2.1.26)$$

$$I_v = c_2 T_v^2 + c_1 \cdot T_v + c_0 \quad (2.1.27)$$

Nun wäre noch eine Differentialgleichung für den Wärmeaustausch zwischen den Phasen erforderlich, die den Zusammenhang zwischen T_v und T_l herstellt. In DRIX-2D wird ein vollständiger Temperaturengleich angenommen, so daß

$$T_v = T_l = T \quad (2.1.28)$$

gilt. Eine Begründung hierfür wird in 2.1.9 gegeben.

Die innere Energie des Wassers wird für Sättigungsbedingungen durch eine Gerade Gl.(2.1.26) im Bereich von $T=100$ °C bis $T=310$ °C mit einem Fehler von maximal 2.5% approximiert. Die innere Energie des Dampfes kann in diesem Temperaturbereich nur durch ein Polynom 2. Ordnung Gl.(2.1.27) mit einem Fehler $< 0.5\%$ approximiert werden (vgl. Abb. 2.4).

Mit der Energieerhaltungsgleichung (2.1.4), dem Gleichungssystem (2.1.25) bis (2.1.28) und einer Zustandsgleichung (2.1.19) oder (2.1.20) ist der thermodynamische Zustand des Zweiphasengemisches eindeutig festgelegt.

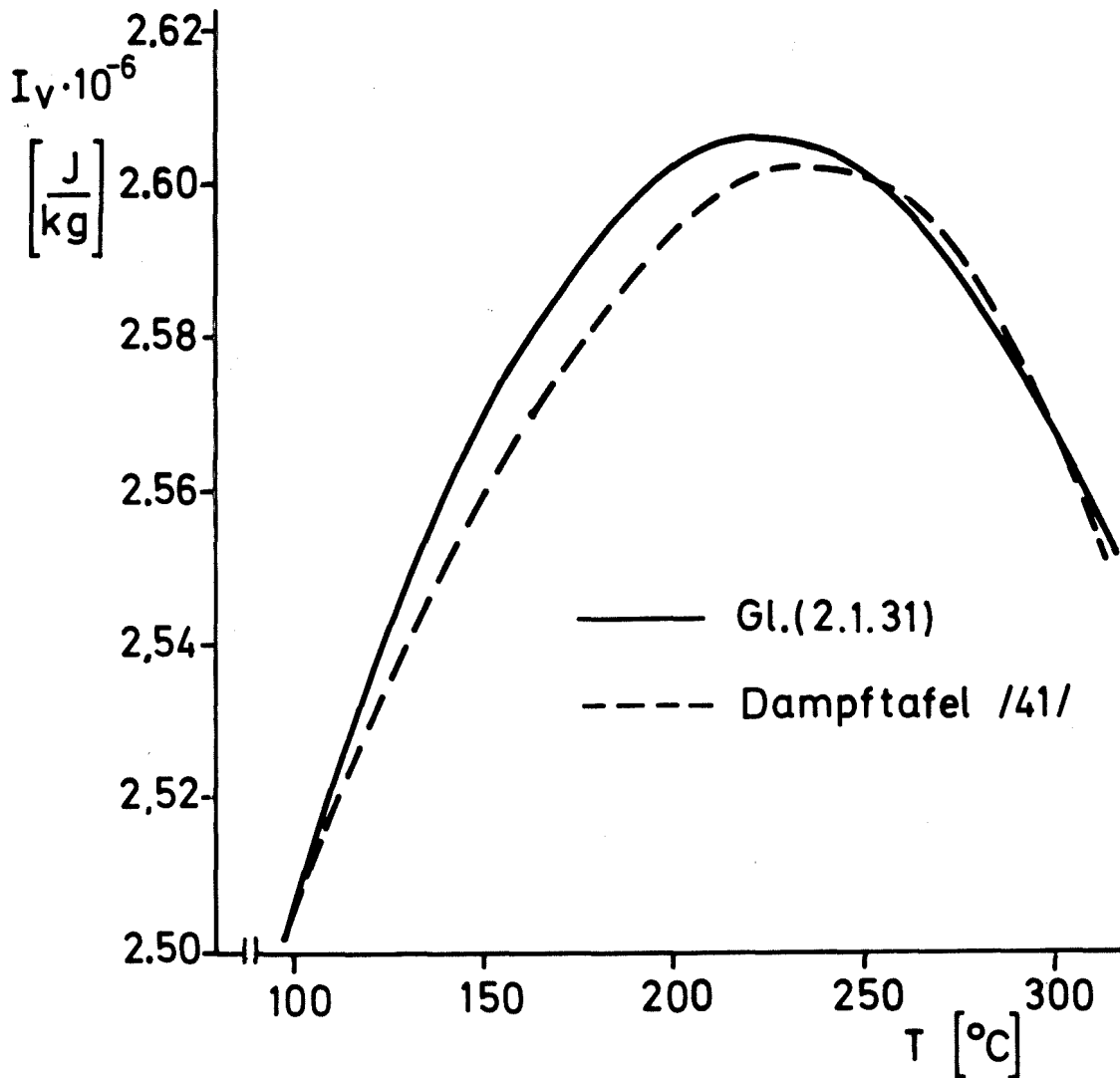


Abb. 2.4 Innere Energie des Dampfes im Sättigungszustand ¹⁾

2.1.5 Die Phasenübergangsrate

Für die Phasenübergangsrate \dot{m} wird folgender halbempirischer Ansatz gemacht /34/:

$$\dot{m} = \Gamma_0 \cdot A_K \cdot \sqrt{I_V} \cdot (s_{V_{\text{sat}}} - s_V) \quad (2.1.29)$$

Die Interpretation dieser Gleichung ist einfach:

- a) Die Phasenübergangsrate ist der Kontaktfläche A_K zwischen den Phasen proportional.

1) Abbildung 2.3 existiert nicht

- b) Die Phasenübergangsrate ist der mittleren Molekülgeschwindigkeit proportional, die ihrerseits proportional \sqrt{T} bzw. $\sqrt{I_V}$ ist.

$$\bar{w}_m = \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T}{\pi \cdot \bar{m}}}$$

\bar{w}_m : mittlere Molekülgeschwindigkeit
 k : Boltzmannkonstante
 \bar{m} : mittlere Masse eines Moleküls

- c) Die Phasenübergangsrate ist der Entfernung vom Gleichgewichtszustand (Sättigungszustand) proportional. Ein Maß dafür ist die Differenz $p_{Vsat} - p_V$.
- d) Der Nichtgleichgewichtsparameter Γ_0 wird so gewählt, daß mit Gl.(2.1.29) experimentelle Ergebnisse möglichst gut nachgerechnet werden können.

Ersetzt man den Proportionalitätsfaktor \sqrt{T} durch $\sqrt{I_V}$, so wird der Nichtgleichgewichtsparameter Γ_0 dimensionslos. Eine genauere Untersuchung von Gl.(2.1.29) erfolgt in 2.1.10.

2.1.6 Der Sattdampfdruck

Die in Gl.(2.1.29) benötigte Sattdampfdichte ρ_{Vsat} wird über die Zustandsgleichung (2.1.19) bzw. (2.1.20) ermittelt. Hierzu ist der zur jeweiligen Temperatur gehörige Sattdampfdruck erforderlich. Für einen Temperaturbereich von $100^\circ\text{C} \leq T \leq 310^\circ\text{C}$ läßt sich der Sättigungsdruck durch folgende Gleichung genügend genau approximieren /34/. Der Fehler ist dabei $< 0.8\%$ gegenüber den Tabellenwerten aus /41/.

$$p_{sat} = \left(\frac{T - 255.2}{117.8} \right)^{4.4843} \quad (2.1.30)$$

p_{sat} in bar ; T in K

2.1.7 Das Rohrreibmodell

In der Hydromechanik wird die Rohrreibungskraft mit der bekannten Gleichung

$$F_v = - \frac{\lambda}{2D} \cdot \rho \cdot |V| \cdot V \quad (2.1.31)$$

berechnet. Der Widerstandsbeiwert λ drückt dabei das Verhältnis von Staudruck und Reibdruck aus und kann nur für laminare Strömung analytisch angegeben werden. Bei turbulenter Strömung muß λ aus Experimenten bzw. empirischen Ansätzen gewonnen werden. Colebrook und White geben für raue Rohre folgende Gleichung an /49/ :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1,74 - 2 \cdot \log \left(\frac{2 \cdot k}{D} + \frac{18,7}{Re \sqrt{\lambda}} \right) \quad (2.1.32)$$

$\frac{k}{D}$ ist dabei die relative Rohrrauigkeit.

Die Gleichung (2.1.31) ist ein Ergebnis eindimensionaler Betrachtungsweise. Bei zweidimensionalen (rotationssymmetrischen) Rechnungen taucht die Frage auf, wie durch radialen Impulstransport auch entferntere Flüssigkeitsschichten von der Wandreibung beeinflusst werden. Im allgemeinen treten auch Reibkräfte in radialer Richtung auf, die nur dann verschwinden, wenn die Radialkomponente der Geschwindigkeit verschwindet ($u = 0$) und die Rohrströmung ausgebildet ist ($\frac{\partial(\quad)}{\partial z} = 0$).

Die Reibkräfte in einem strömenden Fluid liefern die viskosen Terme der Navier-Stokes-Gleichungen in allgemeinsten Formulierung. Diese lauten für rotationssymmetrische Koordinaten:

In radialer Richtung:

$$F_{v_r} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right\} + \frac{\partial}{r \partial r} \left\{ \eta \cdot r \cdot 2 \frac{\partial u}{\partial r} \right\} - \frac{2 \cdot \eta \cdot u}{r^2} \quad (2.1.33)$$

In axialer Richtung:

$$F_{v_z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ 2 \cdot \eta \cdot \frac{\partial v}{\partial z} \right\} + \frac{\partial}{r \partial r} \left\{ \eta \cdot r \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} \quad (2.1.34)$$

In (2.1.33) und (2.1.34) ist berücksichtigt, daß die Zähigkeit nicht konstant ist und insbesondere bei turbulenter Strömung keine reine Eigenschaft des Fluids ist, sondern noch von der Strömungsform abhängt. Wegen des makroskopischen Impulsaustausches bei turbulenter Strömung entsteht eine scheinbar höhere Zähigkeit, die sich aus der "laminaren Zähigkeit" η_L und der "turbulenten Zähigkeit" η_t zusammensetzt.

$$\eta = \eta_L + \eta_t \quad (2.1.35)$$

Im allgemeinen gilt: $\eta_t \gg \eta_L$

Zur Bestimmung der turbulenten Zähigkeit η_t wird ein Vorschlag aus /77/ aufgegriffen und so modifiziert, daß an der Rohrwand die Randbedingung $V=0$ erfüllt wird. Danach ist η_t so zu bestimmen, daß die zu Gl.(2.1.34) gehörige Differenzgleichung bei eindimensionaler Rechnung für die ausgebildete Rohrströmung dem Rohrreibansatz Gl.(2.1.31) äquivalent ist.

Für die ausgebildete Strömung in einem zylindrischen Rohr verschwindet wegen $\frac{\partial(\)}{\partial z} = 0$, $u=0$ Gl.(2.1.33) ganz. Aus Gl.(2.1.34) verbleibt:

$$F_{V_z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\eta \cdot r \cdot \frac{\partial v}{\partial r} \right) \quad (2.1.36)$$

Mit Hilfe des Prandtl'schen Mischungsweges l läßt sich nach /68, S. 536-546/ für η_t nachfolgende Gleichung angeben:

$$\eta_t = l^2 \cdot \rho \cdot \left| \frac{\partial v}{\partial r} \right| \quad (2.1.37)$$

wobei

$$l = \kappa \cdot a \quad (2.1.38)$$

κ : empirische Konstante

a : Wandabstand

Für die ausgebildete Rohrströmung gelten die Randbedingungen:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Symmetrieachse: } r=0, \quad \frac{\partial v}{\partial r} = 0 \\ \text{Rohrwand: } r = r_{IM1+\frac{1}{2}}, \quad v = 0 \end{array} \right\} \quad (2.1.39)$$

Der Index IM1 bezeichnet die letzte Maschenreihe vor der Rohrwand.

Zur weiteren Darstellung muß auf das in 2.2.2 eingeführte "Staggered Grid" vorgegriffen werden. Die Differenzengleichungen von Gl.(2.1.36) und Gl.(2.1.37) lauten dafür:

$$F_{V_z, i, j+\frac{1}{2}} = \frac{r_{i+\frac{1}{2}} \cdot \eta_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{V_{i+1, j+\frac{1}{2}} - V_{i, j+\frac{1}{2}}}{r_{i+1} - r_i} \right) - r_{i-\frac{1}{2}} \cdot \eta_{i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{V_{i, j+\frac{1}{2}} - V_{i-1, j+\frac{1}{2}}}{r_i - r_{i-1}} \right)}{r_i \cdot \Delta r_i} \quad (2.1.40)$$

und

$$\eta_{t, i, j+\frac{1}{2}} = \alpha^2 \cdot \rho_{i, j+\frac{1}{2}} \cdot (r_{i+\frac{1}{2}} - r_i)^2 \cdot \left| \frac{V_{i+1, j+\frac{1}{2}} - V_{i-1, j+\frac{1}{2}}}{r_{i+1} - r_{i-1}} \right| \quad (2.1.41)$$

Im Rahmen einer linearen Differenzeninterpolation werden die Randbedingungen Gl.(2.1.39) durch Gl.(2.1.42) approximiert.

$$\left. \begin{array}{l} \text{Symmetrieachse: } V_{1, j+\frac{1}{2}} = V_{2, j+\frac{1}{2}} \quad ; \quad \eta_{1, j+\frac{1}{2}} = \eta_{2, j+\frac{1}{2}} \\ \text{Rohrwand: } V_{i+1, j+\frac{1}{2}} = -V_{i-1, j+\frac{1}{2}} \quad ; \quad \eta_{i+1, j+\frac{1}{2}} = \eta_{i-1, j+\frac{1}{2}} \end{array} \right\} (2.1.42)$$

Die Randbedingung an der Rohrwand bedeutet, daß die feste Wand durch eine punktsymmetrische Strömung ersetzt wird. Bei $i+1/2$ (Spiegelpunkt) entsteht dann eine ruhende Schicht, die man sich umgekehrt wieder durch eine unendlich dünne Wand ersetzt denken kann (Abb. 2.5).

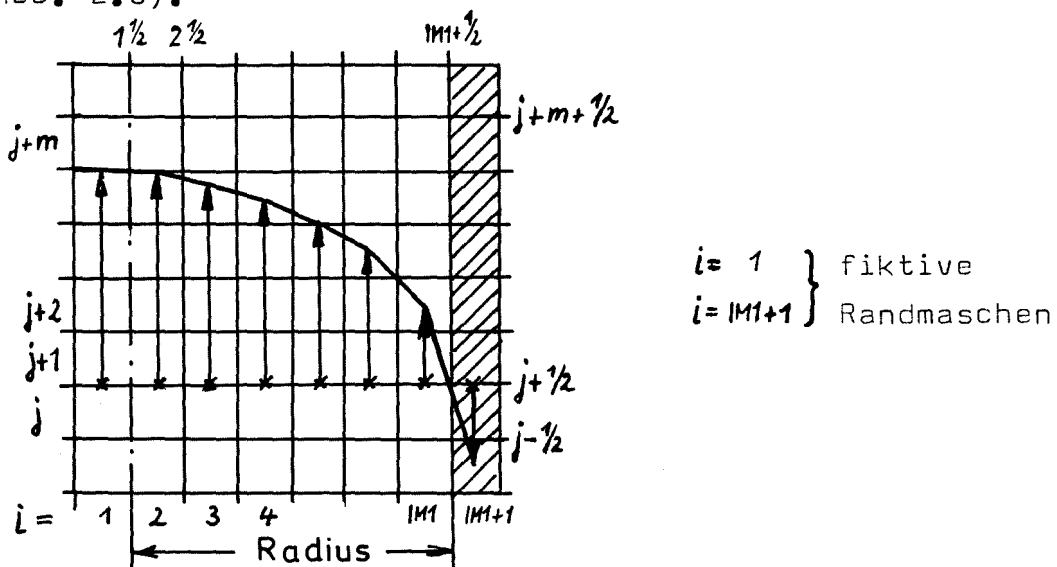


Abb. 2.5 Das Differenzenschema zum Rohrreibmodell

In Gl.(2.1.40) wird η ersetzt durch η_t . Außerdem wird linear interpoliert.

$$\eta_{i+1/2, j+1/2} = \frac{1}{2} \cdot (\eta_{t, i, j+1/2} + \eta_{t, i+1, j+1/2}) \quad (2.1.43)$$

Für den eindimensionalen Grenzfall $M_1 = 2$ reduzieren sich die Gleichungen (2.1.40) und (2.1.41) unter Berücksichtigung der Randbedingungen Gl.(2.1.42) zu:

$$F_{V_z, 2, i, j+1/2} = - \frac{\eta_{2, i, j+1/2} \cdot 4 \cdot V_{2, i, j+1/2}}{\Delta r_2^2} \quad ; \quad \Delta r_2 = \frac{D}{2} \quad (2.1.44)$$

und

$$\eta_{2, i, j+1/2} = \alpha^2 \cdot \rho_{2, i, j+1/2} \cdot \frac{\Delta r_2}{4} \cdot |V_{2, i, j+1/2}| \quad (2.1.45)$$

Setzt man Gl.(2.1.45) in Gl.(2.1.44) ein und vergleicht mit dem Reibansatz Gl.(2.1.31), so ergibt sich:

$$\alpha^2 = \frac{\lambda}{4} \quad (2.1.46)$$

Die numerische Berechnung erfolgt nun so, daß mit Hilfe der Gleichungen (2.1.32), (2.1.46) und (2.1.41) die "turbulente Zähigkeit" $\eta_{t, i, j+1/2}$ für alle i, j berechnet wird. Aus den zu Gl.(2.1.33) und Gl.(2.1.34) gehörigen Differenzgleichungen (hier nicht wiedergegeben) werden nun die Reibkräfte in axialer Richtung $F_{V_z, i, j+1/2}$ und in radialer Richtung $F_{V_r, i+1/2, j}$ berechnet.

Wegen der vollständigen Formulierung von Gl.(2.1.33) und Gl.(2.1.34) in Differenzenform, besitzt das hier beschriebene Reibmodell eine über die Rohrströmung hinausgehende, allgemeine Bedeutung. Im Prinzip kann jede reibungsbehaftete Strömung beschrieben werden, sofern für η_t ein sinnvoller Ansatz angegeben werden kann.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß dieses Modell nur für homogene Fluide gilt. Der Einfluß der Relativgeschwindigkeit auf die Reibkräfte bleibt dabei unberücksichtigt. Für ein Zweiphasengemisch wird die mittlere Dichte, die mittlere Geschwindigkeit und eine volumetrisch gewichtete Zähigkeit in diesem Reibmodell benutzt.

2.1.8 Die Schallgeschwindigkeit im Zweiphasenbereich

Es ist grundsätzlich schwierig, die Schallgeschwindigkeit für ein Zweiphasengemisch mit der Möglichkeit des Phasenübergangs anzugeben /72/. Diese Schwierigkeit ist hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß der Phasenübergang beim Durchgang einer Schallwelle in Verbindung mit dem dabei auftretenden Nichtgleichgewicht a priori nicht bekannt ist, da eine komplexe Abhängigkeit von verschiedenen Randbedingungen, wie z.B. der Geschwindigkeit der Zustandsänderung, besteht. Im Anhang A2 wird eine Nichtgleichgewichtsschallgeschwindigkeit c_{ne} unter Berücksichtigung des Phasenübergangs abgeleitet. Die Berechnung von c_{ne} setzt aber die Kenntnis der Geschwindigkeit der Zustandsänderung und der Phasenübergangsrate voraus. Dennoch leistet die Gleichung bei der Diskussion der kritischen Strömung in 4. wertvolle Dienste.

Relativ einfach lassen sich dagegen ein oberer und unterer Grenzwert für die Schallgeschwindigkeit angeben /42,43,73/. Der obere Grenzwert ergibt sich für das absolute Nichtgleichgewicht, d.h. Phasenübergang wird beim Schallwellendurchgang ausgeschlossen (gefrorene Schallgeschwindigkeit). Der untere Grenzwert ergibt sich für das absolute Gleichgewicht. Dieser Wert kann z.B. aus der Dampftafel ermittelt werden.

In DRIX-2D wird durch Differentiation der Zustandsgleichung (2.1.19) unter Vernachlässigung der Kompressibilität der Flüssigkeit und des Phasenübergangs der obere Grenzwert berechnet /78/.

Man erhält:

$$c_{fr}^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \left(\frac{\theta^2}{\alpha(\alpha-1) \cdot I_v} - \frac{s_2^0 \cdot \theta}{\alpha \cdot \rho} \cdot (\theta-1) \right)^{-1} = \frac{\alpha \cdot p}{\theta \cdot \rho} \quad (2.1.47)$$

Es wird ausdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß die Feldgleichungen in DRIX-2D nicht unter Verwendung der Schallgeschwindigkeit selbst formuliert sind, so wie das in den meisten Anwendungsfällen der Gasdynamik der Fall ist /66,67/. Die Schallgeschwindigkeit nach Gl.(2.1.47) dient nur zum Zwecke der Druckiteration und ist daher nur ein Element der numerischen Methode /57/.

Dies bedeutet, daß sich Druckstörungen nicht mit der gefrorenen Schallgeschwindigkeit gemäß Gl.(2.1.47) ausbreiten. Die Ausbrei-

tungsgeschwindigkeit ist vielmehr von der Frequenz der Störung und von der Verdampfungsrate abhängig /44/. Bei langwelligen Störungen ist genügend Zeit für den Phasenübergang vorhanden. Das Fluid reagiert dann entsprechend weich. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit solcher Störungen wird der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit nahekommen. Bei hochfrequenten Störungen findet dagegen kaum Phasenübergang statt. Diese Störungen breiten sich nahezu mit dem gefrorenen Grenzwert der Schallgeschwindigkeit aus. Das Modell in DRIX-2D ist also kein "gefrorenes Modell".

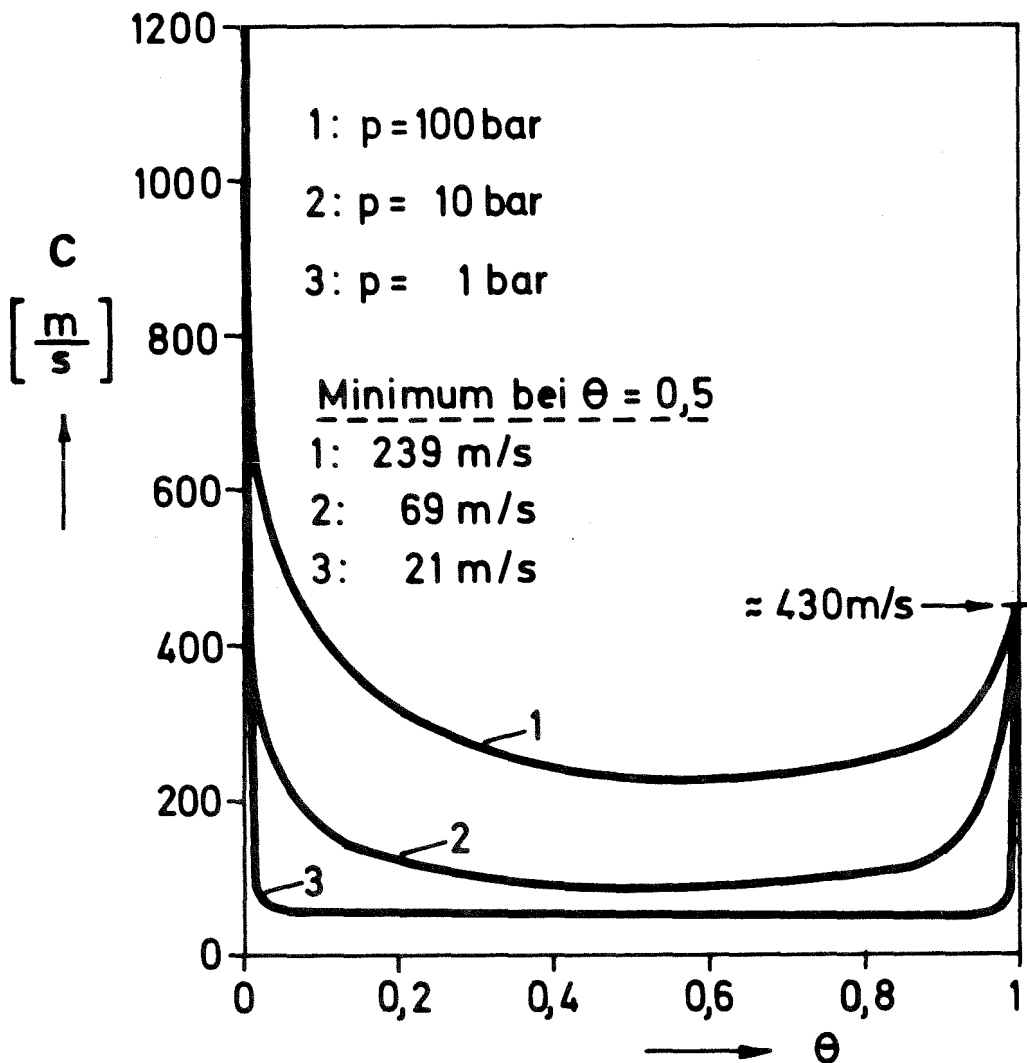


Abb. 2.6 Abhängigkeit der gefrorenen Schallgeschwindigkeit nach Gl.(2.1.47) vom Void-Anteil

Sprungstelle der Schallgeschwindigkeit an der Sättigungslinie:

Beschränkt man sich auf die Gleichgewichtstheorie, so erleidet die Schallgeschwindigkeit bei einer Zustandsänderung, die über die Sättigungslinie links des kritischen Punktes führt, an dieser Stelle einen Sprung, der bis zum Faktor 1000 betragen kann /43/. An der Sättigungslinie rechts des kritischen Punktes (Zweiphasengebiet-Dampf) ist der Übergang dagegen fast stetig. Dies hat in der Vergangenheit bei verschiedenen numerischen Modellen zu Schwierigkeiten geführt /43/. In vielen Fällen hat man dann darauf verzichtet, die Zustandsänderung über die linke Sättigungslinie zuzulassen. Bei anderen Programmen, z.B. FLUST /3/, treten beim Übergang über die Sättigungslinie unphysikalische Druckschwankungen auf, die auf die Unstetigkeit der Schallgeschwindigkeit im Gleichgewicht an dieser Stelle zurückzuführen sind.

Die gefrorene Schallgeschwindigkeit nach Gl.(2.1.47) strebt an der linken Sättigungslinie ($\theta \rightarrow 0$) gegen unendlich, da die flüssige Komponente für das Zweiphasengemisch als inkompressibel betrachtet wird. An der rechten Sättigungslinie strebt dagegen die gefrorene Schallgeschwindigkeit gegen die der reinen Dampfphase. Bei $\theta = 0$ würde daher die Schallgeschwindigkeit zwischen der "kompressiblen" Flüssigkeit und dem "inkompressiblen" Zweiphasengemisch einen unbeschränkten Sprung erfahren. Um dieses unphysikalische Verhalten zu umgehen, wird in DRIX-2D die Übergangsstelle zwischen dem Zweiphasengemisch und dem unterkühlten Wasser an eine Stelle $\theta = \theta_c > 0$ verlegt. Der kritische Void-Anteil θ_c (Umschaltstelle) begrenzt die Gültigkeitsbereiche der Zustandsgleichungen für unterkühltes Wasser Gl.(2.1.20) und für das Zweiphasengemisch Gl.(2.1.19). Wählt man θ_c willkürlich, so ist die Stetigkeit der Zustandsgleichungen selbst aufgrund des Korrekturterms in der Zustandsgleichung für das Wasser Gl.(2.1.20) zwar gewährleistet, die Unstetigkeit in der Schallgeschwindigkeit verschwindet aber im allgemeinen nicht, wenn auch der Sprung jetzt endlich ist und durch günstige Wahl von θ_c klein gehalten werden kann. Es läßt sich aber an die Wahl von θ_c mit Hilfe von Gl.(2.1.47) die Bedingung des stetigen Übergangs der Schallgeschwindigkeit knüpfen, nämlich

$$\theta_c = \frac{\alpha \cdot \rho}{c_L^2 \cdot \rho} \quad . \quad (2.1.48)$$

c_L^2 ist das Quadrat der Schallgeschwindigkeit der flüssigen Phase nach Gl.(2.1.23). Die Umschaltgrenze θ_c wird dadurch "dynamisch", d.h. sie ist von Ort und Zeit abhängig.

In früheren DRIX-2D- Versionen ist ebenso wie in SOLA-DF /34/ mit konstanter Umschaltgrenze ($\theta_c = 0.005$) gerechnet worden. Die Abbildungen 2.7 bis 2.10 zeigen einen Vergleich zwischen Rechnungen mit konstanter Umschaltgrenze und dynamischer Umschaltgrenze nach Gl.(2.1.48). Dargestellt sind die Druckverläufe in einem 1m langen Blowdown-Rohr mit angeschlossenem Druckbehälter und die axialen Druckprofile für ein 5m langes Blowdown-Rohr. Bei den Rechnungen mit konstanter Umschaltgrenze treten dabei hochfrequente Schwingungsstöße auf, wenn $\theta = \theta_c$ durchlaufen wird. Dies ist der Fall, kurz nachdem der Anfangssattdampfdruck unterschritten wird und Verdampfung einsetzt (Abb.2.8). Der kritische Void-Anteil θ_c bleibt aber nicht am Ort stehen, sondern läuft unter Oszillationen von der Bruchöffnung in Richtung Behälter. Die Druckschwingungen machen diese Bewegung im Ort mit, wie das Druckprofil Abb.2.10 zeigt.

Es sei abschließend noch darauf hingewiesen, daß in /73/ die gefrorene Schallgeschwindigkeit unter Berücksichtigung der Kompressibilität der flüssigen Phase abgeleitet wurde. Die Schallgeschwindigkeit strebt in diesem Falle auch an der linken Sättigungslinie gegen die der reinen Flüssigkeitsphase. Sprünge in der Schallgeschwindigkeit treten dann in diesem Modell grundsätzlich nicht auf. In DRIX-2D wird aber der hier beschriebenen Methode der Vorzug gegeben, da sich die Rechnung wesentlich einfacher gestaltet, und ab einer gewissen Entfernung von der Sättigungslinie die Kompressibilität der Flüssigkeit im Zweiphasengemisch keine Rolle spielt.

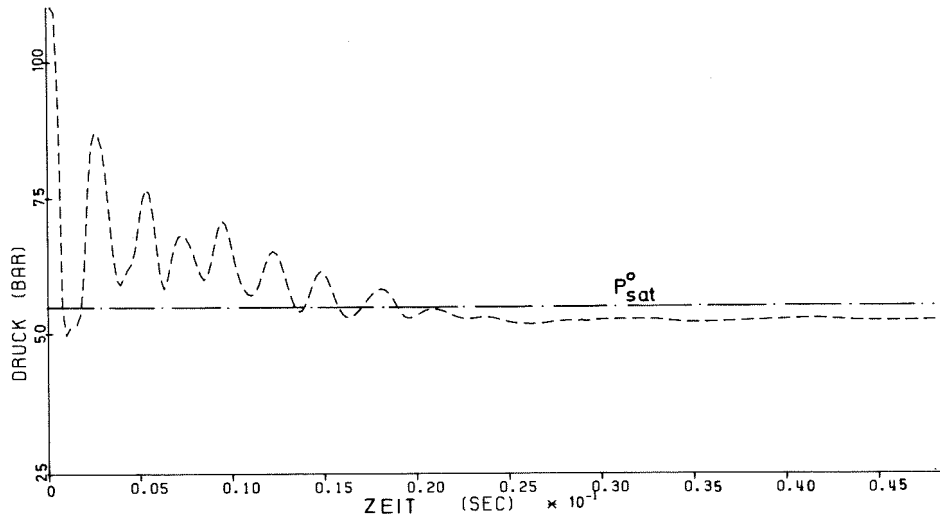


Abb.2.7 Zeitlicher Druckverlauf in einem Blow-down-Rohr, berechnet mit dynamischer Umschaltgrenze θ_c

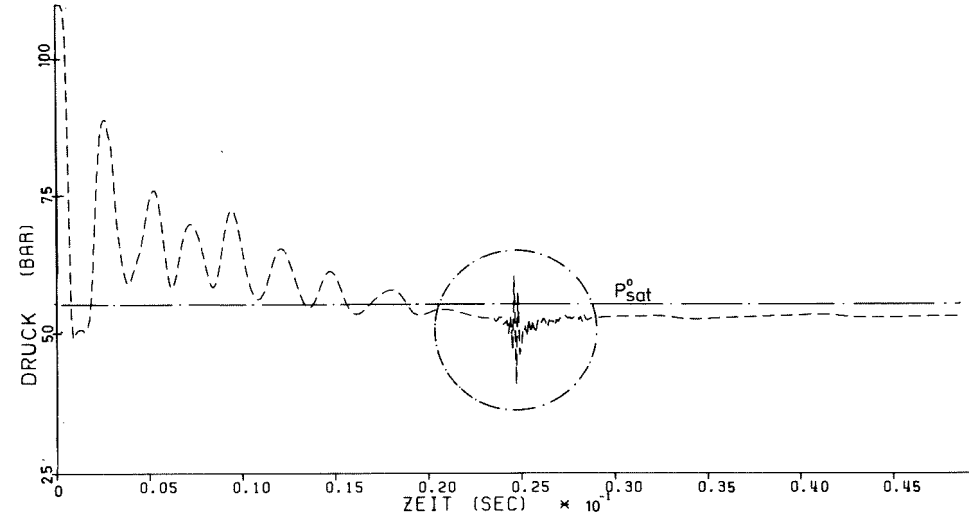
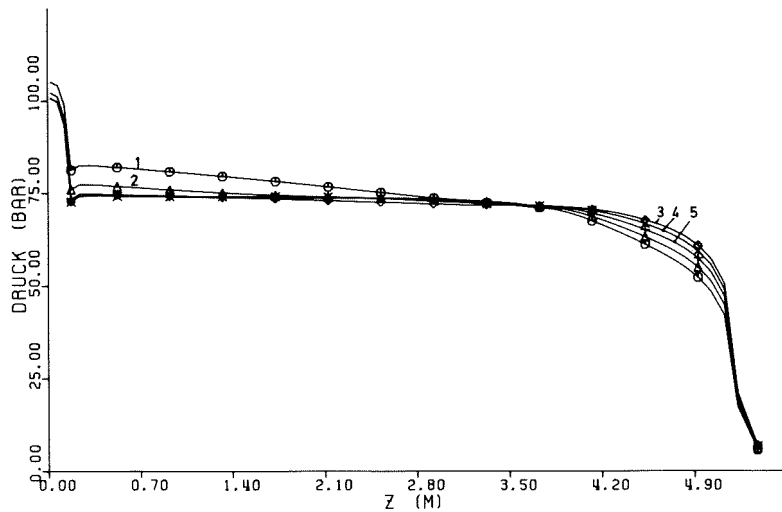


Abb.2.8 Zeitlicher Druckverlauf in einem Blow-down-Rohr, berechnet mit konstanter Umschaltgrenze $\theta_c = 0.005$



KURVE	ZEIT (ms)
1	60
2	70
3	80
4	90
5	100

Abb.2.9 Axiales Druckprofil in einem Blow-down-Rohr, berechnet mit dynamischer Umschaltgrenze θ_c

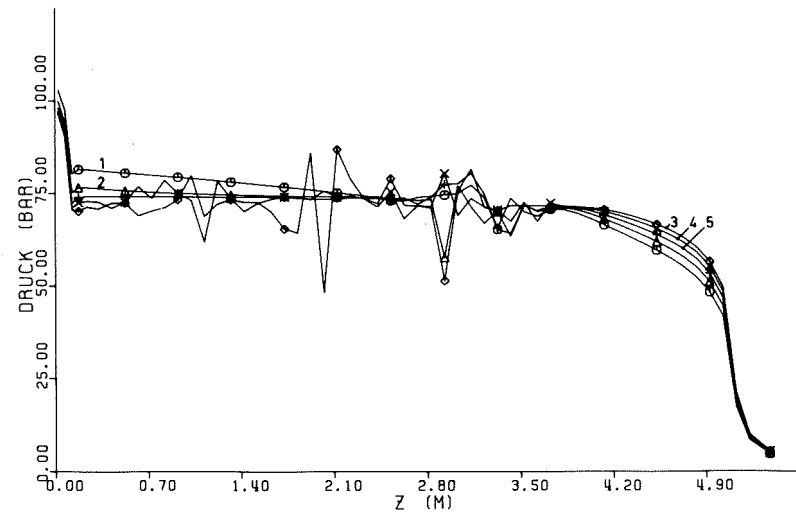


Abb.2.10 Axiales Druckprofil in einem Blow-down-Rohr, berechnet mit konstanter Umschaltgrenze $\theta_c = 0.005$

2.1.9 Das thermodynamische Nichtgleichgewicht bei gleichen Phasentemperaturen

Wegen der Annahme gleicher Phasentemperaturen beschränkt sich das in DRIX-2D mögliche Nichtgleichgewicht auf folgende zwei Zustandsarten:

1. Der Druck ist niedriger als der Sättigungsdruck, die Flüssigkeitsphase befindet sich in einem überhitzten Nichtgleichgewichtszustand.
2. Der Druck ist höher als der Sättigungsdruck, die Dampfphase befindet sich in einem unterkühlten Nichtgleichgewichtszustand.

Nichtgleichgewichtszustände dieser Art bedeuten also, daß sich immer eine Phase in einem metastabilen Zustand befindet.

Ein anderer denkbarer Nichtgleichgewichtszustand ist, wenn in einem betrachteten Kontrollvolumen die Phasen für sich einen stabilen Zustand einnehmen, aber unterschiedliche Temperaturen besitzen, so daß für das Zweiphasengemisch ein Nichtgleichgewichtszustand vorliegt. Solche Nichtgleichgewichtszustände treten besonders bei starker Wärmezufuhr auf (z.B. überhitzter Dampffilm an Heizflächen).

Betrachtet man aber nur adiabate Zustandsänderungen, wie grundsätzlich in vorliegender Arbeit, so müssen Nichtgleichgewichtszustände der letzten Art für ein Wasser-Dampf-Gemisch nicht berücksichtigt werden, da wegen Phasenübergang ein Temperatenausgleich eintritt. Formal drückt sich das durch den kleinen Polytropenexponenten für gesättigten Dampf ($\kappa = 1.07$) aus. Bei einem Zweikomponentengemisch (z.B. Wasser-Luft) ist ein Temperatenausgleich nur über Wärmeleitung möglich, die aber sehr große Zeiten erfordert, wie folgende Abschätzung zeigt:

Betrachtet man die Abkühlung des im Modell größt möglichen Bläschens ($D \approx 5$ mm) aufgrund der Wärmeleitung, und legt man z.B. die Abkühlung der Übertemperatur im Zentrum des Bläschens auf die Hälfte als charakteristisch zugrunde, so ergibt sich aus der Lösung der instationären Wärmeleitgleichung für die Kugel /75,S.62/ eine charakteristische Zeit von

$$\Delta t_{c_L} = 2 \text{ s.}$$

Dieses Ergebnis gilt für die Randbedingung:

Oberflächentemperatur = Umgebungstemperatur.

Die charakteristischen Zeiten für Zustandsänderungen bei Blowdown-Problemen liegen sowohl für den instationären Fall (Druckwellen) als auch für den stationären Strömungsvorgang weit darunter. Bei Wellenvorgängen kann etwa von charakteristischen Zeiten $\Delta t_{c_2} \approx 1$ ms ausgegangen werden.

Fragt man nach dem Bläschendurchmesser, bei dem die charakteristische Zeit der Zustandsänderung vergleichbar wird mit der charakteristischen Zeit der Wärmeleitung, so ergibt sich aus der gleichen Überlegung:

$$D_c \approx 0.1 \text{ mm}$$

Nach Gl.(2.1.12) ist der zugehörige Void-Anteil $\theta \leq 4 \cdot 10^{-5}$. Für praktische Rechnungen ist dieser Bereich unbedeutend. Man sollte aber beachten, daß für Bläschendichten $N > 10^7 \text{ m}^{-3}$ der Bläschendurchmesser $D_c = 0.1$ mm durchaus bei größeren, für Anwendungsfälle relevanten Void-Anteilen auftreten kann.

Als Ergebnis dieser Abschätzung kann festgehalten werden, daß die Wärmeleitung nicht in der Lage ist, die Ausbildung unterschiedlicher Phasentemperaturen zu verhindern. Für charakteristische Zeiten von Blowdown-Problemen ($\Delta t_{c_2} \approx 1$ ms) sind dafür Bläschendurchmesser $D \leq 0.1$ mm erforderlich.

Für ein Zweikomponentengemisch (Flüssigkeit - Gas) müßte die Annahme gleicher Phasentemperaturen in Frage gestellt werden, da ein Temperatúrausgleich weder durch Phasenübergang noch durch Wärmeleitung stattfindet.

2.1.10 Charakteristische Relaxationszeit

Es wird die Frage untersucht, welche Zeit vergeht, bis das in seinem Gleichgewicht durch eine plötzliche Druckentlastung gestörte Zweiphasengemisch den Gleichgewichtszustand wieder erreicht. Sind nämlich die charakteristischen Zeiten für Zustandsänderungen groß gegen diese Relaxationszeit, so können Nichtgleichgewichtseffekte unberücksichtigt bleiben.

Durch die Abweichung von ρ_v (Dampfdichte) zum Sättigungswert $\rho_{v\text{sat}}$ wird in DRIX-2D der Nichtgleichgewichtszustand ausgedrückt. Im Prinzip ließe sich auch jede andere Zustandsgröße zur Beschreibung des Nichtgleichgewichts benutzen. Naheliegend wäre die Verwendung der Entropie, die bekanntlich mit dem Gleichgewicht einen Maximalwert anstrebt /65, S.141/. Bei der Verwendung der Dampfdichte als Nichtgleichgewichtsvariable gestaltet sich die Formulierung besonders einfach, da dann das Nichtgleichgewicht durch die Kontinuitätsgleichung für die Dampfphase Gl.(2.1.2) beschrieben wird, deren Quellstärke (Phasenübergangsrate) irgendwie vom Nichtgleichgewichtszustand abhängt. In DRIX-2D wird ein proportionaler Zusammenhang zwischen Phasenübergangsrate \dot{r} und Nichtgleichgewichtszustand $(\rho_{v\text{sat}} - \rho_v)$ angenommen. Die Definitionsgleichung für \dot{r} ist bereits mit Gl.(2.1.29) eingeführt worden.

Um die eingangs gestellte Frage zu untersuchen, wird ein im Nichtgleichgewicht befindliches Zweiphasengemisch betrachtet, das zum Zeitpunkt $t = 0$ den Nichtgleichgewichtszustand $(\rho_{v\text{sat}} - \rho_{v\text{ne}})$ aufweisen soll. Die Relaxation ins Gleichgewicht wird durch die Kontinuitätsgleichung für die Dampfphase und die Definitionsgleichung für \dot{r} beschrieben. Aus Gl.(2.1.2) erhält man im eindimensionalen Fall:

$$\frac{d\rho_v}{dt} + \rho_v \cdot \frac{\partial v}{\partial z} = \dot{r} = \rho_0 \cdot A_K \cdot \sqrt{I_v} \cdot (\rho_{v\text{sat}} - \rho_v) \quad (2.1.49)$$

Es genügt die Betrachtung eines nulldimensionalen Systems ohne Volumenänderung, da nur die Relaxation in den Gleichgewichtszustand nach einer schlagartig vollzogenen Druckentlastung verfolgt werden soll.

Daher gilt: $\rho_v \cdot \frac{\partial v}{\partial z} = 0$

Die Differentialgleichung (2.1.49) hat für die erwähnte Anfangsbedingung die Lösung:

$$p_v = p_{vset} + (p_{vne} - p_{vsat}) \cdot e^{-\Gamma_0 \cdot A_k \cdot \sqrt{I_v} \cdot t} \quad (2.1.50)$$

Es wird dabei unterstellt, daß A_k , $\sqrt{I_v}$ und p_{vsat} konstant bleiben. Durch die Zeitkonstante der e-Funktion

$$t_z = \frac{1}{\Gamma_0 \cdot A_k \cdot \sqrt{I_v}} \quad (2.1.51)$$

ist nun sofort eine charakteristische Zeit für die Relaxation gegeben. Die Zeit für den vollständigen Abbau des Nichtgleichgewichts läßt sich z.B. mit einem Vielfachen der Halbwertszeit t_h ($5 \cdot t_h \hat{=} 97\%$) angeben.

Dabei ist:
$$t_h = -t_z \cdot \ln \frac{1}{2} \quad (2.1.52)$$

Für den hier verfolgten Zweck kann für Dampf im Bereich $373 \text{ K} \leq T \leq 573 \text{ K}$ $\sqrt{I_v} \approx 1600 \text{ m/s}$ = konstant gesetzt werden. Für ein gegebenes Γ_0 ist dann die Zeitkonstante t_z nur noch von der Kontaktfläche A_k oder mittels Gl.(2.1.12) bzw. Gl.(2.1.14) nur noch von θ abhängig.

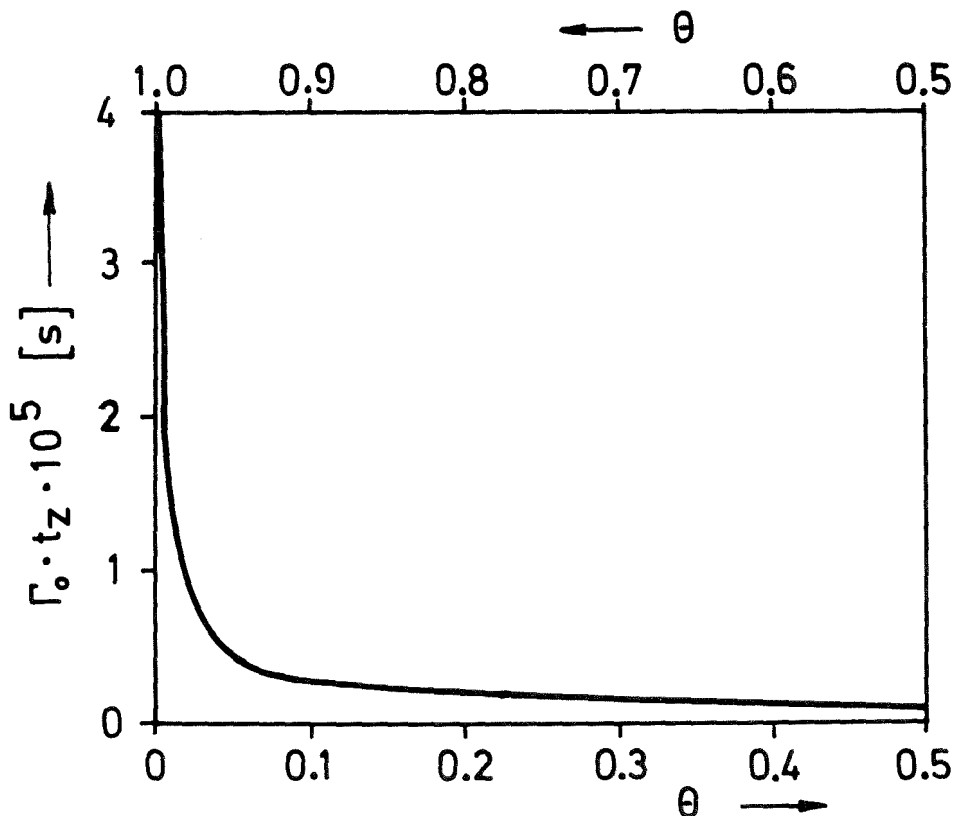


Abb.2.11 Die Zeitkonstante für die Relaxation in Abhängigkeit vom Void-Anteil

Die Abbildung 2.11 zeigt, daß die Relaxationszeit für kleine Kontaktflächen, d.h. für $\theta \rightarrow 0$ bei Bläschen bzw. $(1-\theta) \rightarrow 0$ bei Tröpfchen, stark ansteigt. Nichtgleichgewichtseffekte gewinnen also besonders in diesen Bereichen an Bedeutung. Dies ist natürlich ein Ergebnis der Annahme, daß die Phasenübergangsrate dem Wärmeübergang zwischen den Phasen und damit der Kontaktfläche A_k proportional sei.

Der empirische Faktor Γ_0 ist durch Nachrechnung verschiedener Blowdown-Versuche von Edwards /22/ mit $\Gamma_0 = 0.166$ festgelegt worden (vgl. Abb.2.12 u. Abb.2.13). Es sind Experimente im Gange /64/, von denen verfeinerte Kriterien zur Festlegung von Γ_0 erwartet werden. Die Tabelle 2.1 zeigt einige charakteristische Zeiten für Extremfälle.

	$\Gamma_0 = 0.166$		$\Gamma_0 = 0.0166$	
θ	t_z [s]	$5 \cdot t_h$ [s]	t_z [s]	$5 \cdot t_h$ [s]
0.003	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$6.0 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$6.0 \cdot 10^{-3}$
0.5	$5.7 \cdot 10^{-6}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$5.7 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 2.1 Charakteristische Relaxationszeiten nach plötzlicher Druckentlastung

Bei den Rechnungen zu den Edwards-Versuchen setzt z.B. das Aufsieden nach dem Unterschwingen (flashing) bei $\theta \approx 0.003$ ein. Dieser endliche Wert für θ ist eine Folge von Gl.(2.1.8). Die zugehörige Zeitkonstante wird durch die Rechnung recht gut bestätigt. In Abb. 2.12 ist die Tangente an den Druckanstieg nach dem Unterschwingen eingezeichnet. Der Abstand auf der Abszisse zwischen Druckminimum und dem Schnittpunkt der Tangente mit dem Anfangssättigungsdruck ($P_{sat}^0 = 36$ bar) ergibt in guter Näherung die Zeitkonstante.

Aus dem experimentellen Ergebnis ist die Zeitkonstante für das Aufsieden aus Abb.2.12 wegen der dort auftretenden Schwingungen

kaum abzulesen. Sie ist aber eher noch kleiner als bei der Rechnung.

Bei der Reflektion der Druckwelle am geschlossenen Ende liefern sowohl die Rechnung als auch das Experiment eine größere Zeitkonstante. Aus Abb. 2.13 kann $t_2 \approx 2$ ms für diesen Fall abgelesen werden. Eine Temperaturänderung hat zu diesem Zeitpunkt aber noch kaum stattgefunden, so daß die Konstantsetzung von ρ_{Vsat} und \sqrt{IV} noch gerechtfertigt ist. Wegen der einsetzenden Strömung darf aber der Term $\rho_V \frac{\partial V}{\partial z}$ auf der linken Seite von Gl. (2.1.49) nicht mehr vernachlässigt werden. Da dieser positiv ist, hat dies eine Verkleinerung von $\frac{d\rho}{dt}$, also eine Vergrößerung der Zeitkonstante zur Folge.

Für die stationäre Strömung muß aus demselben Grunde ebenfalls eine größere Zeitkonstante erwartet werden, was in Kapitel 4 noch bestätigt wird. Außerdem muß in diesem Falle die Temperaturabnahme, d.h. die Änderung von ρ_{Vsat} bei der stationär beschleunigten Strömung, berücksichtigt werden. Dies ist um so wichtiger, je höher der Dampfanteil ist.

Eine analytische Abschätzung der Zeitkonstanten für die beiden letzten Fälle ist wegen dieser Nichtlinearitäten schwierig und wird hier nicht durchgeführt.

2.1.11 Die Zustandsänderung beim Unterschwingen

Ein Nichtgleichgewichtseffekt besonderer Art ist das Unterschwingen. Man versteht darunter den Abfall des Druckes im unterkühlten Wasser unter den Sättigungsdruck und das nachfolgende verzögerte Aufsieden (flashing). Dieser Effekt kann durch das in DRIX-2D verwendete Nichtgleichgewichtsmodell deshalb simuliert werden, weil die Zustandsgleichung für die unterkühlte Phase über die Sättigungslinie hinaus extrapolierfähig ist, und sich in diesem Bereich des überhitzten Wassers gemäß der Definitionsgleichung (2.1.8) auch bei noch nicht vorhandenem Dampf endliche Werte für θ ergeben. Damit kann die Verdampfung entsprechend Gl. (2.1.29) einsetzen und dem weiteren Druckabfall entgegenwirken.

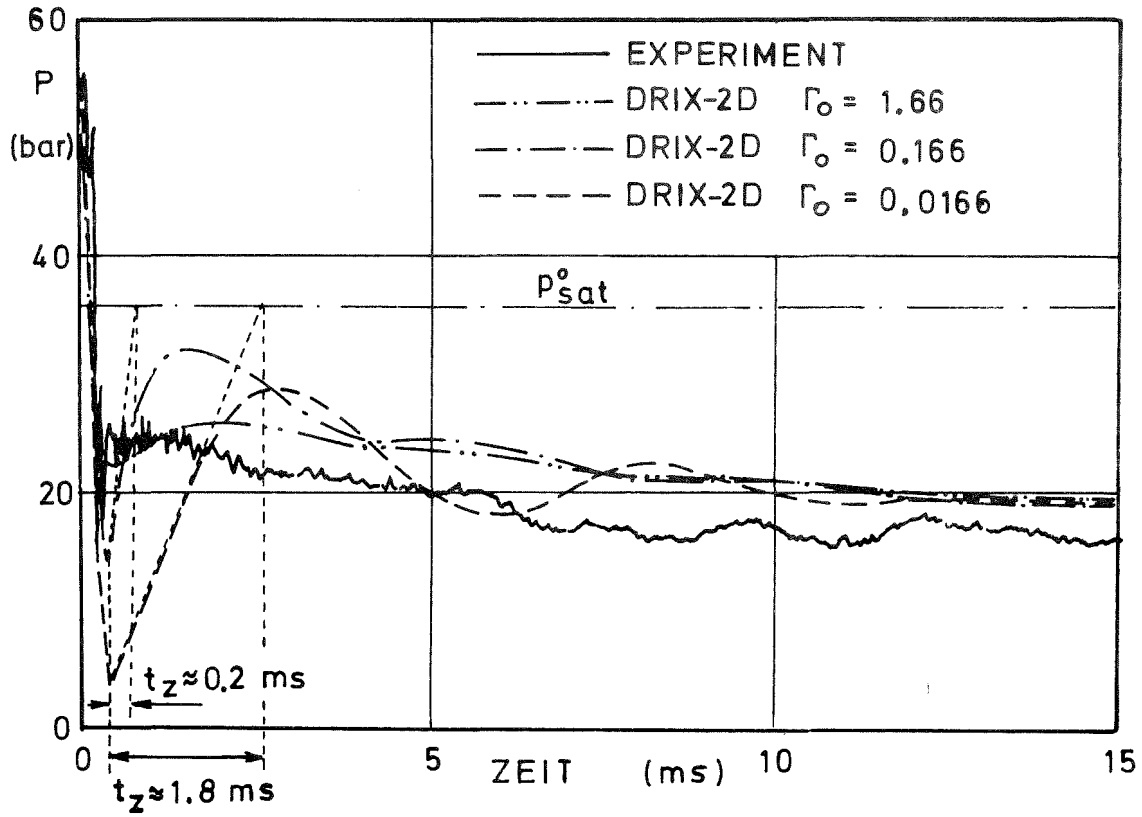


Abb. 2.12 Edwards-Versuch; Druck in Abhängigkeit von der Zeit am offenen Rohrende

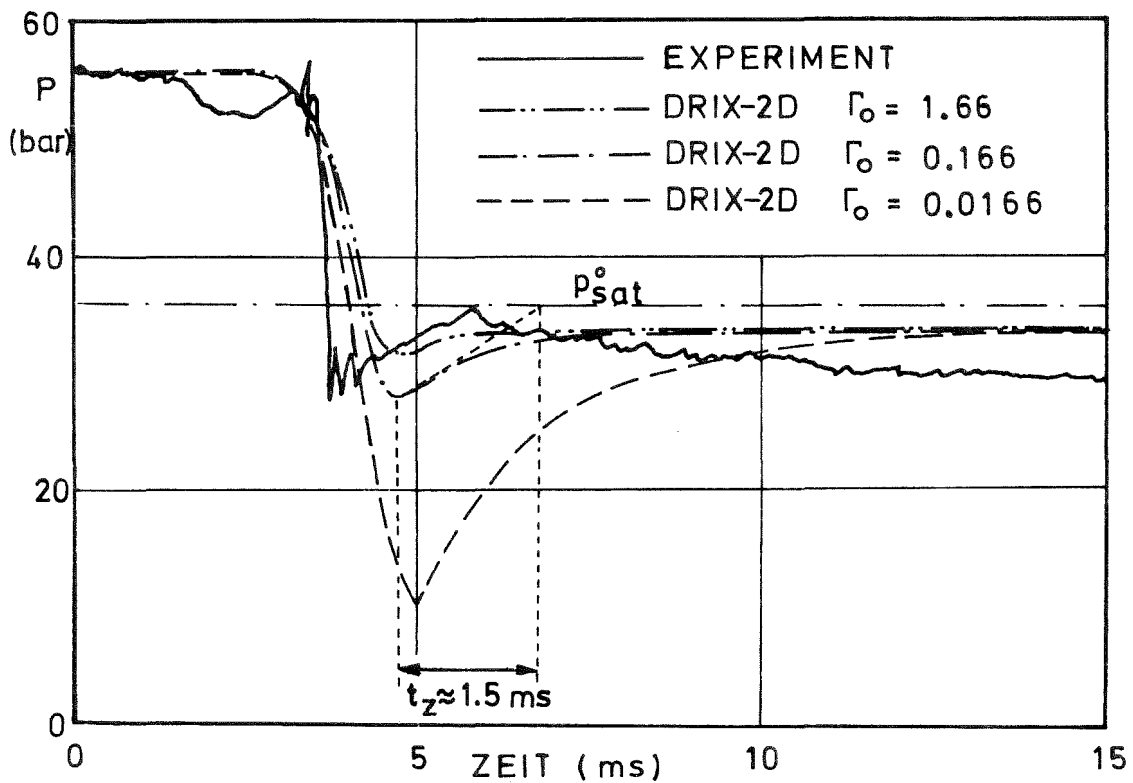


Abb. 2.13 Edwards-Versuch; Druck in Abhängigkeit von der Zeit am geschlossenen Rohrende

Die Größe des Unterschwingens ist abhängig vom Nichtgleichgewichtsparameter Γ_0 und von der Geschwindigkeit der Zustandsänderung (charakteristische Zeit für die Zustandsänderung).

Man betrachte eine Entspannung aus der unterkühlten Phase bei konstanter Temperatur, wie sie z.B. durch die Bewegung eines Kolbens erzielt werden kann. Diese Entspannung sei charakterisiert durch die Geschwindigkeit der Zustandsänderung, die z.B. ausgedrückt werden kann durch $W = \frac{d}{dt}$ (Volumen). Für ein null-dimensionales System ist dann die Zustandsänderung durch folgendes Gleichungssystem bestimmt:

$$\text{I. Zustandsgleichung: } \begin{cases} p = p_{\text{sub}} + s_v \left(\frac{(\alpha-1) \cdot I_v}{\theta_c} - \frac{p_{\text{sub}}}{s - s_L^0(1-\theta_c)} \right) & \theta \leq \theta_c \\ p = (\alpha-1) \frac{s_v}{\theta} \cdot I_v ; \quad I_v = \text{konst} & \theta > \theta_c \end{cases}$$

$$\text{mit } p_{\text{sub}} = p_0 + \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_T \cdot (s - s_0)$$

II. Definition:

$$\theta = 1 - \frac{s - s_v}{s_{L\text{sat}}}$$

III. Massenerhaltung für die Dampfphase:

$$\frac{ds_v}{dt} + \frac{s_v \cdot s}{m} \cdot W = \Gamma_0 \cdot A_k \cdot \sqrt{I_v} \cdot (s_{v\text{sat}} - s_v)$$

IV. Definition:

$$A_k = (3 \cdot \theta)^{2/3} \cdot (4 \pi \cdot N)^{1/3}$$

V. Massenerhaltung für das Zweiphasengemisch:

$$s = \frac{m}{V^0 + W \cdot t} ; \quad m = \text{konst}$$

VI. Zustandsgleichung:

$$s_{v\text{sat}} = \frac{p_{\text{sat}} \cdot \theta}{(\alpha-1) \cdot I_v} ; \quad p_{\text{sat}} = \text{konst}$$

Die Gleichungen I - VI lassen sich auf eine gewöhnliche Differentialgleichung reduzieren, die numerisch leicht gelöst werden kann.

Die Lösung $p = p(s)$ ist in Abb. 2.14 mit der Geschwindigkeit der Zustandsänderung W als Parameter dargestellt. Für sehr kleine Geschwindigkeiten der Zustandsänderung ($W \rightarrow 0$) oder sehr große

Nichtgleichgewichtsparameter ($\dot{\rho} \rightarrow \infty$) ergibt sich der Gleichgewichtsgrenzfall (gestrichelte Kurve). Für kleines Γ_0 oder großes W ergeben sich starke Nichtgleichgewichtszustände (Unterschwingung).

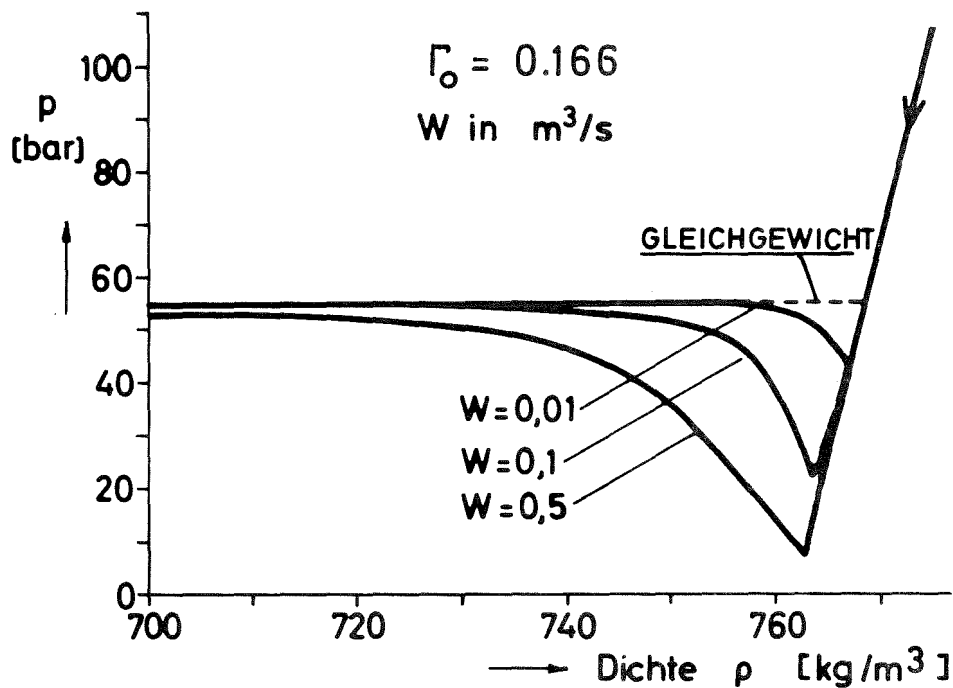


Abb. 2.14 Zustandsänderung beim Unterschwingen und Aufsieden

Die Lösung zeigt, daß während der Zeit des Aufsiedens $\frac{dp}{d\varphi} < 0$ ist. Es wird im Anhang A1 gezeigt, daß für diesen Fall die Charakteristiken des Gleichungssystems komplex werden. Außerdem wird in A1 auf analytischem Wege gezeigt, welche Zustandsänderungen notwendige (nicht hinreichende) Voraussetzungen sind, wenn $\frac{dp}{d\varphi} < 0$ erfüllt werden soll.

Ein Gleichungssystem mit nicht ausschließlich reellen Charakteristiken ist aber nicht hyperbolisch und beschreibt kein Anfangswertproblem. Im Anhang A1 wird diskutiert, daß daraus nicht notwendigerweise eine unsachgemäße Formulierung /74/ des Problems resultieren muß.

2.2 Die numerische Methode

2.2.1 Der Algorithmus

Der numerische Algorithmus entspricht der ICE-Technik (Implicit Continuous - Fluid Eulerian) /50,51,52,53,54/. Danach beginnt ein Rechenzyklus (Zeitschritt) mit der expliziten Lösung der Kontinuitätsgleichung für Phasengemisch und Dampfphase. Diese liefern Schätzwerte für die Dichte zum neuen Zeitpunkt. Mittels Zustandsgleichung werden Schätzwerte für den Druck und anschließend mittels Impulsgleichung Schätzwerte für die Geschwindigkeit des Phasengemisches zum neuen Zeitpunkt berechnet. In der folgenden impliziten Phase werden Druck, Dichte und Geschwindigkeit unter Einbeziehung der Impulsgleichung iteriert. Iterationskriterium ist die Massenerhaltung für das Gemisch. Anschließend wird die implizit formulierte Kontinuitätsgleichung für die Dampfphase iterativ gelöst. Innerhalb dieser Iteration wird die Phasenübergangsrate und die Relativgeschwindigkeit berechnet. Danach wird die Energiegleichung explizit gelöst, wobei alle Werte auf der rechten Seite der Gleichung -mit Ausnahme der Energie selbst- zum neuen Zeitpunkt eingesetzt werden. Letzter Schritt ist die Berechnung der Temperatur und die Berechnung der Rohrreibungskraft.

2.2.2 Das Maschengitter

Die Differentialgleichungen (2.1.1) bis (2.1.4) werden durch finite Differenzengleichungen in Eulerscher Schreibweise approximiert. Die dazu notwendige Diskretisierung der Geometrie erfolgt mit einem versetzten rechteckigen Netz ("staggered grid") mit variablen Maschenweiten. In Abb.2.15 wird gezeigt, wie in einem derartigen Maschennetz die Variablen angeordnet werden.

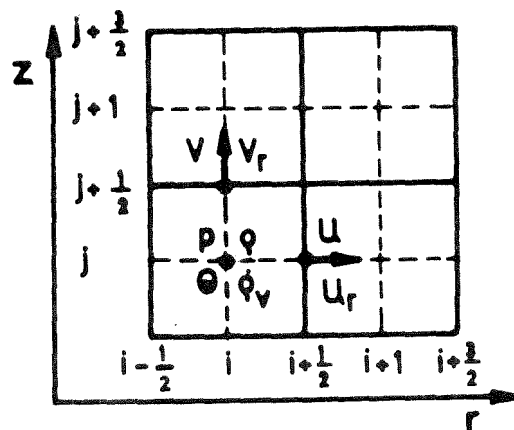


Abb. 2.15 Anordnung der Variablen in einem versetzten Netz

2.2.3 Numerische Besonderheiten in DRIX-2D

Durch folgende, über die in 2.2.1 zitierte ICE-Technik hinausgehenden Maßnahmen wird in DRIX-2D eine beachtliche Verbesserung der Stabilitätseigenschaften erreicht.

a) Lösung der Kontinuitätsgleichung für die Dampfphase in impliziter Formulierung durch Iteration.

Als Iterationsverfahren wird eine Kombination aus dem Fixpunktverfahren und der regula falsi verwendet. Dies hat gegenüber der reinen regula falsi den Vorteil, daß kein zusätzliches Variablenfeld benötigt wird.

b) Halbimplizite Formulierung der Kontinuitätsgleichungen für das Phasengemisch und für die Dampfphase in der expliziten Rechnung. Dies wird realisiert, indem die konvektiven Terme der Gleichungen durch das nullte und erste Glied einer Taylorreihe dargestellt werden. Die Differenzgleichungen können dann immer noch explizit aufgelöst werden.

Einzelheiten über das numerische Verfahren, insbesondere auch über die Randbedingungen, sind in /57/ dokumentiert und werden hier nicht weiter diskutiert. In DRIX-2D ist als Alternative zur Drift-Flux-Approximation die Möglichkeit vorgesehen, die volle Differentialgleichung für die Relativgeschwindigkeit zu lösen. Die Differenzgleichung hierzu wird in /37/ entwickelt (vgl.2.1.2).

2.3 Überprüfung von DRIX-2D mit Hilfe von Experimenten und stationären Modellen

2.3.1 Nachrechnung eines Edwards-Versuches

Die von Edwards et al. durchgeführte Blowdown-Versuchsserie /19-22/ wird international als Standardproblem anerkannt und von vielen Autoren zur Verifikation von Rechenprogrammen herangezogen.

Zur Überprüfung von DRIX-2D wird der Versuch "Phase 3 - Test 145" /22/ nachgerechnet. Die Versuchseinrichtung ist mit den wesentlichen Abmessungen schematisch in Abb.2.16 dargestellt.

Der Versuch und die Approximation mit DRIX-2D:

Das Blowdownrohr ist mit Wasser gefüllt. Der Anfangsdruck beträgt $p^0 = 56.16$ bar, die mittlere Anfangstemperatur $T^0 = 244$ °C. Die maximalen Abweichungen von dieser Temperatur betragen +15 K und -12 K. Zu einer Zeit $t = 0$ wird die aus Glas bestehende Berstscheibe durch eine Schußeinrichtung zerstört. An 8 axial verteilten Meßpositionen wird der zeitliche Druckverlauf in der oberen und unteren Hälfte des Rohres gemessen. Der Void-Anteil wird mit Hilfe einer 5-Gammastrahl-Meßeinrichtung bei Position 2 gemessen (vgl. Abb.2.16).

Die Rechnung mit DRIX-2D erfolgt in rotationssymmetrischen Zylinderkoordinaten. Das Maschengitter ist in Abb.2.16 dargestellt. Bei der Rechnung wird ein isothermer Anfangszustand (244°C) unterstellt. Zum Vergleich werden die Druckverläufe am Bruchende (Pos.1) und am geschlossenen Rohrende (Pos.8) herangezogen. Der Void-Anteil und die Temperatur werden bei Position 2 verglichen.

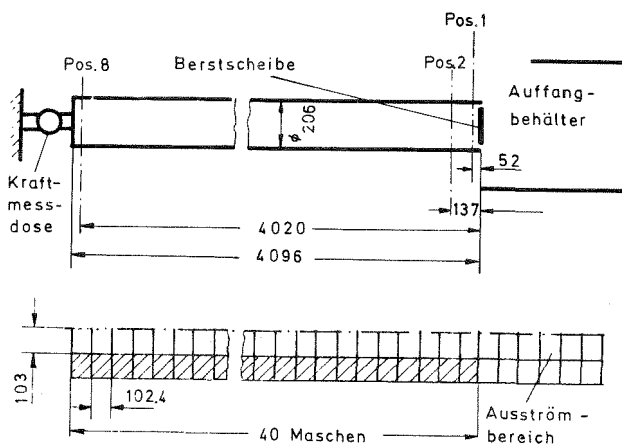


Abb. 2.16 Versuchsstand für den Edwards-Blowdown-Versuch "Phase 3 Test 145" (schematisch) und das Maschengitter zur Berechnung des Versuches mit DRIX-2D

Druckverlauf im Kurzzeitbereich (Abb.2.17):

Die Ankunft der Druckentlastungswelle am Rohrende nach ca. 4 ms ist in guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Die gemessene Druckwelle ist steiler als in der Rechnung, was numerische Ursachen hat (z.B. die endliche Diskretisierung). Das Unterschwingen des Druckes unter den Sättigungsdruck ist bei Pos.1 und Pos.8 in Rechnung und Experiment etwa gleich. Dies wurde durch entsprechende Einstellung des Nichtgleichgewichtsparameters ρ_0 erreicht.

Nach ca. 3 ms, noch vor Ankunft der Entlastungswelle, zeigt der gemessene Druckverlauf bei Pos.8 einen Abfall, der nur durch den Einfluß einer Welle, die durch die Rohrwand läuft, zu erklären ist.

Druckverlauf im Langzeitbereich (Abb.2.18):

Die Entleerung des Blowdown-Rohres wird in Experiment und Rechnung nach ca. 0.5 s nahezu gleichzeitig erreicht.

Auffallend ist, daß im Experiment bei Pos.8 der Druck um ca. 8 bar tiefer abfällt als in der Rechnung. Teilweise ist die Erklärung darin zu suchen, daß die Anfangstemperatur bei Pos.8 nur 238 °C beträgt, was eine Verminderung des Sättigungsdruckes um 4 bar bedeutet. Im Experiment verharrt der Druck bei Pos.1 und bei Pos.8 länger bei höheren Werten als in der Rechnung und sinkt dann später schneller ab. Die Ursache könnte die Wärmekapazität des Blowdown-rohres sein. In diesem Zusammenhang wäre zu prüfen, inwieweit bei der vollständigen Entleerung eines Rohres von adiabater Zustandsänderung ausgegangen werden darf.

Temperaturverlauf (Abb.2.19):

Die Abweichung zwischen Experiment und Rechnung entspricht der Abweichung beim Druckverlauf, d.h. die Abkühlung setzt im Experiment etwas später ein.

Void-Anteil (Abb.2.20):

Der zeitliche Verlauf des Void-Anteiles zeigt eine erstaunlich gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

Es wird darauf hingewiesen, daß der zeitliche Verlauf des Void-Anteiles bei einem einfach verschlossenen Rohr qualitativ anders ist als mit angeschlossenem Druckbehälter. Im letzten Fall bewirkt die Nachspeisung von unterkühltem Wasser aus dem Druckbehälter eine vorübergehende Abnahme des Void-Anteils, wie in 4.4.2 gezeigt wird.

Schlußfolgerungen:

Die qualitative Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment bei den Größen Druck, Temperatur und Void-Anteil ist gut. Quantitativ sind beim Druck und bei der Temperatur beachtliche Abweichungen festzustellen. Gründe hierfür sind eine sehr ungleichmäßige Anfangstemperaturverteilung bei den Experimenten und eventuell die Wärmekapazität der Rohrwand.

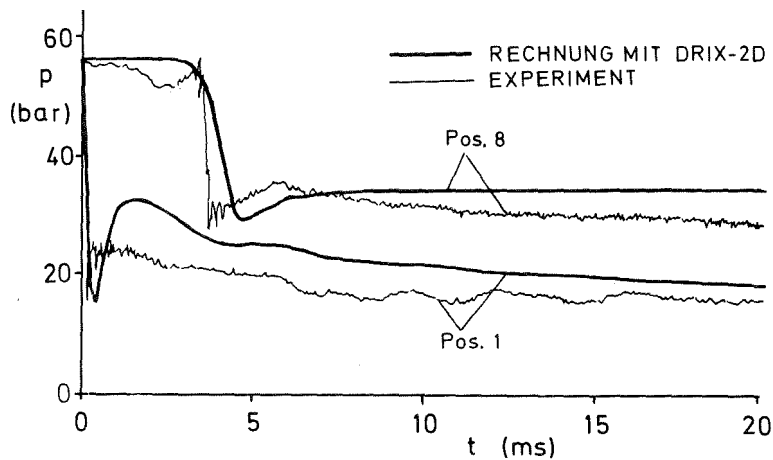


Abb.2.17 Druckverlauf für den Edwards-Blowdown-Versuch "Phase 3 Test 145" im Kurzzeitbereich - Vergleich zwischen Experiment und Rechnung mit DRIX-2D

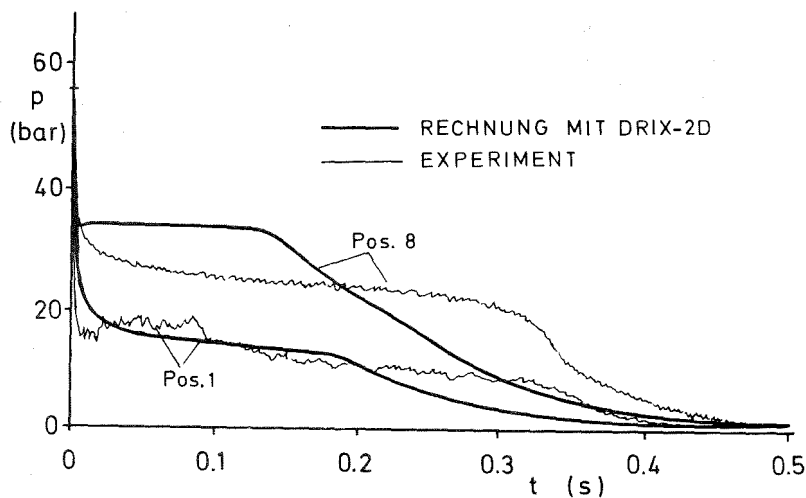


Abb.2.18 Druckverlauf für den Edwards-Blowdown-Versuch "Phase 3 Test 145" im Langzeitbereich - Vergleich zwischen Experiment und Rechnung mit DRIX-2D

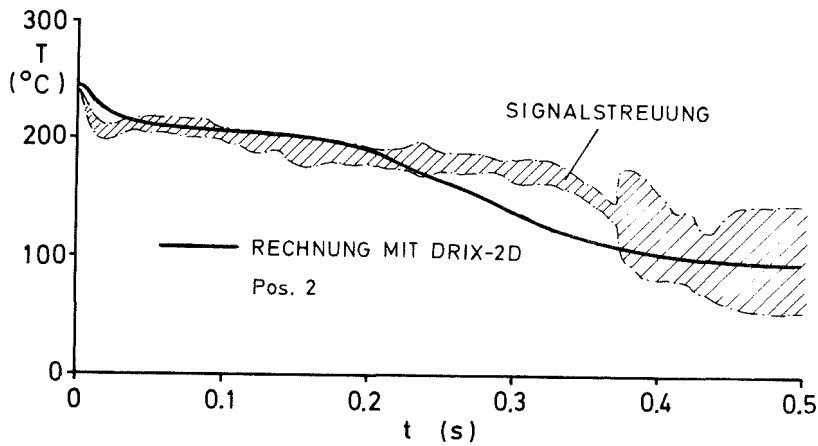


Abb.2.19 Temperaturverlauf für den Edwards-Blowdown-Versuch "Phase 3 Test 145" bei Position 2 - Vergleich zwischen Experiment und Rechnung mit DRIX-2D

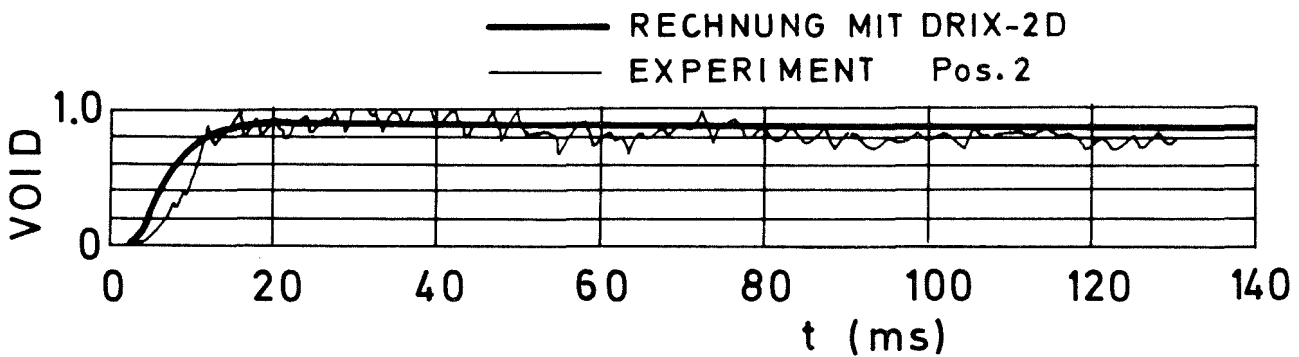


Abb.2.20 Verlauf des Void-Anteils für den Edwards-Blowdown-Versuch "Phase 3 Test 145" bei Position 2 - Vergleich zwischen Experiment und Rechnung mit DRIX-2D (Die Messung des Void-Anteils erfolgte mit einer 5-Gammastrahl Meßeinrichtung)

2.3.2 Vergleich mit analytischen Modellen und stationären Experimenten

Voraussetzungen bei den Experimenten und Modellen:

Verschiedene Autoren /62,82,90/ haben durchgeführte und hypothetische Blowdown-Experimente mit den bekannten stationären analytischen Modellen nachgerechnet und mit entsprechenden experimentellen Daten verglichen. Diese Daten entstammen "Kleinexperimenten" mit einem Durchmesser $D \leq 15$ mm. Stationäre Experimente mit wesentlich größeren Durchmessern wurden, soweit bekannt, nicht durchgeführt.

Bei der Diskussion dieser Kleinexperimente war es bisher in der Literatur üblich, das Längen-Durchmesser-Verhältnis (L/D) des Blowdownrohres als Vergleichsparameter zu verwenden. Allerdings wurden schon 1970 von Henry /25/ Zweifel geäußert, daß dies ein geeignetes Vergleichsmaß für Blowdownströmungen, insbesondere im Hinblick auf Nichtgleichgewichtseffekte, ist. Über den Einfluß des Durchmessers auf die kritische Massenstromdichte (Massenstrom pro Flächeneinheit) finden sich in der Literatur widersprüchliche Aussagen /29, S.17/. Sicher ist aber, daß der Einfluß des Durchmessers geringer ist als der Einfluß der Rohrlänge.

Bei allen Rechnungen mit DRIX-2D in dieser Arbeit wird von einer Variation des Durchmessers abgesehen. Die folgenden Diskussionen werden daher nur bezüglich der Stutzenlänge geführt.

Im folgenden wird die kritische Massenstromdichte \dot{M} , das kritische Druckverhältnis p_b/p_R und der Schlupf $S = \bar{u}_v/\bar{u}_L$ für die in Kapitel 4 noch ausführlich diskutierten Vorausrechnungen zu den HDR-Versuchen mit analytischen Modellen und Kleinexperimenten verglichen. Die Vorwegnahme dieser Ergebnisse geschieht hier nur zum Zwecke der Verifikation.

Die zum Vergleich benutzten analytischen Modelle und deren Grundannahmen sind:

1. homogenes isentropes Gleichgewichtsmodell

- a) homogenes Zweiphasengemisch
- b) kein Schlupf
- c) thermodynamisches Gleichgewicht
- d) isentrope Strömung

e) inkompressible Flüssigkeitsphase

2. Moody-Modell (reibungsfrei)

- a) ringförmige Strömung
- b) Schlupf ist möglich
- c) thermodynamisches Gleichgewicht
- e) konstante Entropie längs des Strömungsweges
- f) inkompressible Flüssigkeitsphase

3. Henry-Modell (reibungsfrei)

- a) homogenes Zweiphasengemisch
- b) kein Schlupf
- c) endliche Verdampfungsrate bei kritischen Bedingungen
(halbempirischer Nichtgleichgewichtsansatz)
- d) reibungslos und adiabatisch
- e) inkompressible Flüssigkeitsphase

4. Henry-Fauske-Modell

Annahmen wie bei 3., jedoch Nichtgleichgewicht für die ganze Entspannung.

Die Massenstromdichte:

In Abb. 2.21 sind in Abhängigkeit vom Stagnationsdruck p_R die kritischen Massenstromdichten als Ergebnis der erörterten analytischen Modelle dargestellt. Die Stagnationsbedingung ist dabei gesättigtes Wasser ($\theta_R = 0$). Außerdem sind experimentelle Ergebnisse für gesättigten und unterkühlten Anfangszustand eingetragen. Die quasistationären Massenstromdichten der mit DRIX-2D durchgeführten Vorausrechnungen und einer Testrechnung für gesättigte Anfangsbedingungen sind ebenfalls in die Abbildung eingezeichnet.

Bei den Modellen liefert das homogene Gleichgewichtsmodell die niedrigsten Massenströme. Durch dieses Modell werden die Experimente mit Rohrlängen ab ca. 25 cm und gesättigten Anfangsbedingungen verhältnismäßig gut wiedergegeben. Simon /90/ findet durch Auswertung mehrerer Kleinexperimente, daß für Rohrlängen ab 30 cm bis 40 cm das Gleichgewichtsmodell bei gesättigten Stagnationsbedingungen gute Resultate liefert.

Das Moody-Modell liefert wegen der Berücksichtigung des Schlupfes höhere Werte. Experimente mit Rohrlängen zwischen 8 cm und 20 cm und gesättigten Stagnationsbedingungen werden mit diesem Modell am besten wiedergegeben.

Das Henry-Fauske-Modell (Nichtgleichgewichtsmodell) liefert die höchsten Massenströme und ist daher für noch kürzere Stutzenlängen geeignet. Massenströme aus einer Öffnung ($L = 0$) werden aber auch noch mit diesem Modell bis zu 50 % unterschätzt.

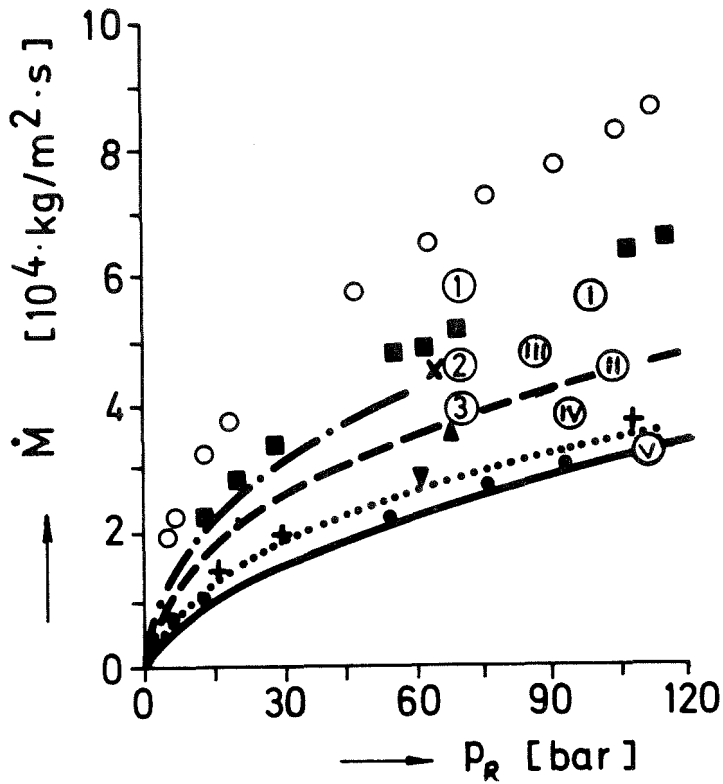
Die in Abb. 2.21 mit ①, ②, ③ gekennzeichneten Massenstromdichten gehören zu Experimenten mit unterkühlten Stagnationsbedingungen /33/. Ein Maß für den Unterkühlungsgrad ist dabei der negative Void-Anteil, gemäß Gl. (2.1.8). Die bei diesen Versuchen höheren Massenstromdichten werden in /33/ auf den erhöhten Einfluß von Nichtgleichgewichtseffekten zurückgeführt. Wie man sich leicht mit Hilfe eines T-s-Diagramms überzeugen kann, führt eine isentrope Entspannung aus der unterkühlten Phase bei gleichen Anfangsdrücken zu geringeren Dampfmassenanteilen als bei gesättigtem Anfangszustand. Auch dies ist eine Ursache für den höheren Massenstrom bei unterkühlten Stagnationsbedingungen.

DRIX-2D - Ergebnisse:

Der Massenstrom für gesättigte Anfangsbedingungen (T 318-110-1) fällt mit dem Ergebnis des homogenen Gleichgewichtsmodells zusammen. Wie in 4.5.1 gezeigt wird, stellt sich ca. 30 - 40 cm nach Stutzeneinlauf das thermodynamische Gleichgewicht wieder ein. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Kleinexperimente. Die Massenströme bei den Vorausrechnungen (unterkühlte Stagnationsbedingungen) liegen höher und lassen sich mit den Experimenten ①, ②, ③ gut vergleichen.

Folgendes Ergebnis kann festgehalten werden:

- a) Die mit DRIX-2D berechneten Massenstromdichten für gesättigte Anfangsbedingungen stimmen mit dem homogenen Gleichgewichtsmodell und entsprechenden experimentellen Ergebnissen gut überein.
- b) Bei unterkühlten Anfangsbedingungen sind die mit DRIX-2D berechneten Massenstromdichten mit entsprechenden Kleinexperimenten ebenfalls vergleichbar.
- c) Aus der in a) und b) genannten Vergleichbarkeit trotz beacht-



EXPERIMENTE				
	L/D	D	L	Θ_R
	-	cm	cm	-
gesättigtes Wasser				
○	0	0.6	0	0
■	3	0.6	1.8	0
×	6.5	1.27	8.25	0
+	12	0.6	7.2	0
▲	18	1.27	22.9	0
▼	29	1.27	36.8	0
●	40	0.6	24.0	0
unterkühltes Wasser				
①	3	1.27	3.8	-0.002
②	50	1.27	63.5	-0.003
③	150	1.27	177.5	-0.004

STATIONÄRE MODELLE	
—	Homogenes Gleichgewichtsmodell
- -	Moody-Modell (reibunglos)
- · -	Henry-Fauske-M. (reibunglos)
· · · ·	Henry-Modell (L/D=12)

DRIX-2D - RECHNUNG				
	Versuch	L/D	L	Θ_R
		-	cm	-
①	V 270-110-1	5	110	-0.0076
②	V 290-110-1	5	110	-0.0036
③	V 270-110-5	25	500	-0.0076
④	V 290-110-5	25	500	-0.0036
⑤	T 318-110-1	5	110	0

Abb. 2.21 Vergleich der Massenstromdichten \dot{M} zwischen experimentellen Daten, Ergebnissen der stationären Modelle und DRIX-2D - Rechnungen in Abhängigkeit vom Stagnationsdruck P_R Quelle: /30/

licher Unterschiede im Rohrdurchmesser (Faktor 15 bis 30) ist zu schließen, daß dieser Parameter von untergeordneter Bedeutung ist.

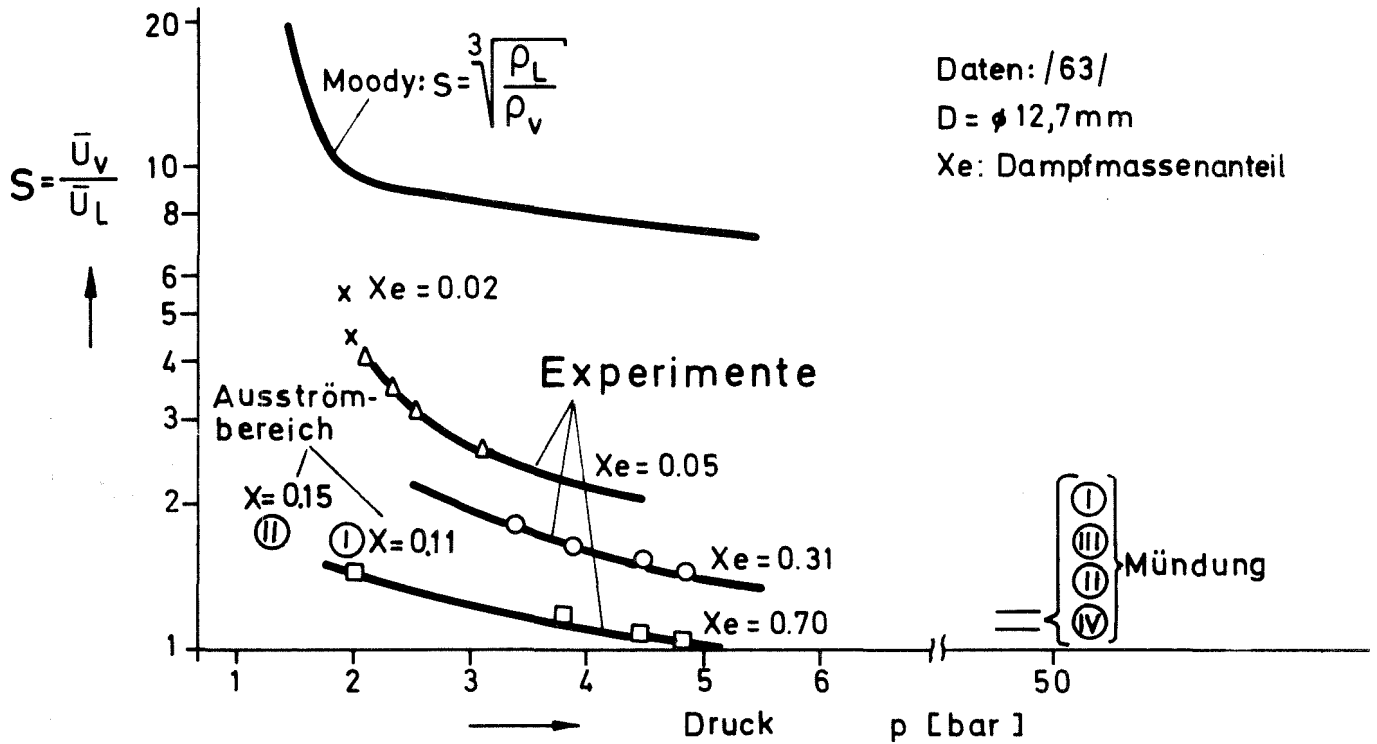
Schlupf (Relativgeschwindigkeit) :

Für das Moody-Modell läßt sich zeigen, daß sich unter den gemachten Annahmen bei einem Schlupf von $S = \frac{\bar{u}_v}{2L} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_v}\right)^{1/3}$ der maximale Massenstrom einstellt /26,29/. Es ist aber bekannt, daß diese Beziehung den tatsächlichen Schlupf für höhere Drücke weit überschätzt. In Tabelle 2.2 sind für alle Vorausrechnungen der mit DRIX-2D berechnete Schlupf S_{DRIX} und der Schlupf nach der Moody-Beziehung S_{Moody} unter Verwendung der mit DRIX-2D berechneten Dichten (nicht unter Verwendung des Moody-Modelles selbst) eingetragen. Die Werte gelten jeweils für den Mündungsquerschnitt und für einige Orte im Ausströmbereich, wo die Abströmung mit geringer Überschallgeschwindigkeit erfolgt. Im Ausströmbereich, also bei Drücken in der Größenordnung von 1 bar, ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Moody-Beziehung. In einer gewissen Entfernung von der Mündung unterscheidet sich S_{DRIX} und S_{Moody} um weniger als 7%. Für höhere Drücke - wie im Mündungsquerschnitt - liefert erwartungsgemäß die Moody-Beziehung zu hohe Werte für den Schlupf. Dabei fällt auf, daß die Differenz mit steigendem Dampfmassenanteil X geringer wird.

In Abb.2.22 sind einige experimentell gefundene Werte nach Klingebiel /63/ in Abhängigkeit vom Druck aufgetragen. Zum Vergleich ist der nach dem Moody-Modell berechnete Schlupf eingezeichnet. Die für die HDR-Versuche berechneten Werte sind wieder wie in Abb.2.21 gekennzeichnet. Die Zuordnung zum Ort ergibt sich aus Tabelle 2.2 über den Dampfmassenanteil. Die experimentellen Werte zeigen eine Abnahme des Schlupfes mit zunehmendem Druck und zunehmendem Dampfgehalt. Die Druckabhängigkeit wird durch die DRIX-Rechnungen bestätigt. Beim Vergleich der Daten darf der Unterschied in den Abmessungen zwischen den Kleinexperimenten und den HDR-Versuchen nicht außer acht gelassen werden.

Versuch	Ort	\bar{u}_V	\bar{u}_L	ρ_V	ρ_L	p	S_{DRIX}	S_{Moody}	X	Bemerkung
		m/s	m/s	kg/m ³	kg/m ³	bar	-	-	-	
V270-110-1	(2,22)	133	120	4,39	649,2	49,9	1,11	5,29	0,007	Mündung
"	(3,25)	233	141	1,10	9,19	1,94	1,65	2,03	0,11	Ausströmbereich
"	(5,25)	348	197	0,814	5,02	1,44	1,77	1,83	0,14	"
"	(7,25)	446	297	0,532	2,17	0,93	1,60	1,60	0,20	"
V290-110-1	(2,22)	170	143	15,68	363,9	54,64	1,19	2,85	0,041	Mündung
"	(5,25)	384	223	0,712	4,078	1,26	1,73	1,79	0,15	Ausströmbereich
"	(7,25)	473	307	0,465	1,615	0,82	1,54	1,51	0,22	"
V270-110-5	(2,58)	124	109	7,30	565,0	48,5	1,14	4,26	0,013	Mündung
"	(5,61)	333	191	0,687	4,143	1,21	1,74	1,82	0,14	Ausströmbereich
"	(7,61)	388	271	0,504	1,806	0,89	1,43	1,53	0,22	"
V290-110-5	(2,58)	175	145	16,85	303,2	50,4	1,2	2,6	0,053	Mündung
"	(5,61)	374	219	0,639	3,651	1,15	1,71	1,79	0,15	Ausströmbereich
"	(7,61)	422	306	0,458	1,402	0,81	1,38	1,46	0,25	"

Tabelle 2.2 : Schlupf an der Mündung und im Ausströmbereich



DRIX-2D - Ergebnisse:

- Ⓘ V 270-110-1
- Ⓜ V 290-110-1
- Ⓢ V 270-110-5
- Ⓙ V 290-110-5

Abb. 2.22 Experimentell gemessener Schlupf zwischen der Wasser- und Dampfphase bei verschiedenen Drücken und vergleichsweise der mit DRIX-2D berechnete Schlupf Quelle: /30/

Kritisches Druckverhältnis:

In Tabelle 2.3 ist das kritische Druckverhältnis P_b/P_R (Mündungsdruck/Stagnationsdruck) der gerechneten HDR-Versuche im Vergleich zu experimentellen Werten aus /33/ dargestellt. In Anbetracht relativ hoher Schwankungen bei den Experimenten selbst und den Unterschieden bei den Stagnationsdrücken, Geometrieverhältnissen und der Unterkühlung ist die Übereinstimmung zufriedenstellend.

Versuch	L [cm]	D [cm]	L/D [-]	Θ_R [-]	$\frac{P_b}{P_R}$ [-]	P_R [bar]
V 270-110-1	110	20	5	-0,0076	0,49	99,6
V 290-110-1	110	20	5	-0,0036	0,52	103,9
V-270-110-5	502	20	25	-0,0076	0,57	84,4
V-290-110-5	502	20	25	-0,0036	0,54	94,1
Experi- mente	22,9	1,27	18	-0,0005	0,65	69
	63,5	1,27	50	-0,003	0,59	69
	117,5	1,27	150	-0,004	0,36	69

Tabelle 2.3: Vergleich des kritischen Druckverhältnisses P_b/P_R zwischen den Vorausrechnungen mit DRIX-2D und experimentellen Daten aus /33/

3. DIE HDR - BLOWDOWN - EXPERIMENTE UND DIE APPROXIMATION IHRER ANFANGS- UND RANDBEDINGUNGEN

3.1 Die Versuchseinrichtung und der Versuchsablauf

In Abb. 3.1 ist der Reaktordruckbehälter (RDB) des HDR dargestellt. Er kommt in seinen Abmessungen den heute üblichen Leistungsreaktoren nahe (vgl. Abb.1.1). Die an diesem Reaktor durchgeführten Experimente können deshalb als "full scale" angesehen werden. Der Kernmantel unterteilt den RDB in einen Innenraum (dort sind beim realen Reaktor die Brennelemente angeordnet) und einen 15 cm breiten Ringraum, durch den im Leistungsbetrieb das Kaltwasser zugeführt wird. Am unteren Ende trägt der Kernmantel einen Gewichtsrings, der die Masse der Brennelemente simulieren soll, die bei der Analyse der dynamischen Reaktion des Kernmantels beim Blowdown nicht vernachlässigt werden kann. Die hier zu beschreibenden Untersuchungen werden jedoch grundsätzlich ohne Berücksichtigung der Strukturmechanik durchgeführt. Die in Abb.3.1 dargestellten Anschlußstutzen im Ringraum, oberen und unteren Plenum sind während des Blowdowns verschlossen.

Zweck dieser Blowdown-Versuche ist es, einen Kühlmittelverluststörfall zu simulieren, wobei ein Bruch des Kaltwasserstranges (Bruchstutzen) angenommen wird.

Um die im Reaktorbetrieb vorhandene Temperaturverteilung zu simulieren, wird bei den Versuchen "heißes" Wasser mit der Temperatur T_{1E} im oberen Plenum und "kaltes" Wasser mit T_K im unteren Plenum eingespeist. Das Mischwasser wird im oberen Bereich des Ringraumes mit der Temperatur T_{2A} abgeführt. Durch entsprechende Wahl der Massenströme wird die gewünschte Mischungstemperatur T_{2A} eingestellt. Außerdem stellt sich eine Mischungstemperatur T_M im unteren Plenum ein. Aus T_{1E} , T_M und T_{2A} läßt sich die Anfangstemperaturverteilung (näherungsweise durch lineare Interpolation) ermitteln.

Der Kreislauf wird vor Auslösung des Blowdowns abgeschiebert.

Die Hauptparameter der im Versuchsprogramm vorgesehenen Blowdown-Versuche mit Kernmantel enthält Tabelle 3.1.

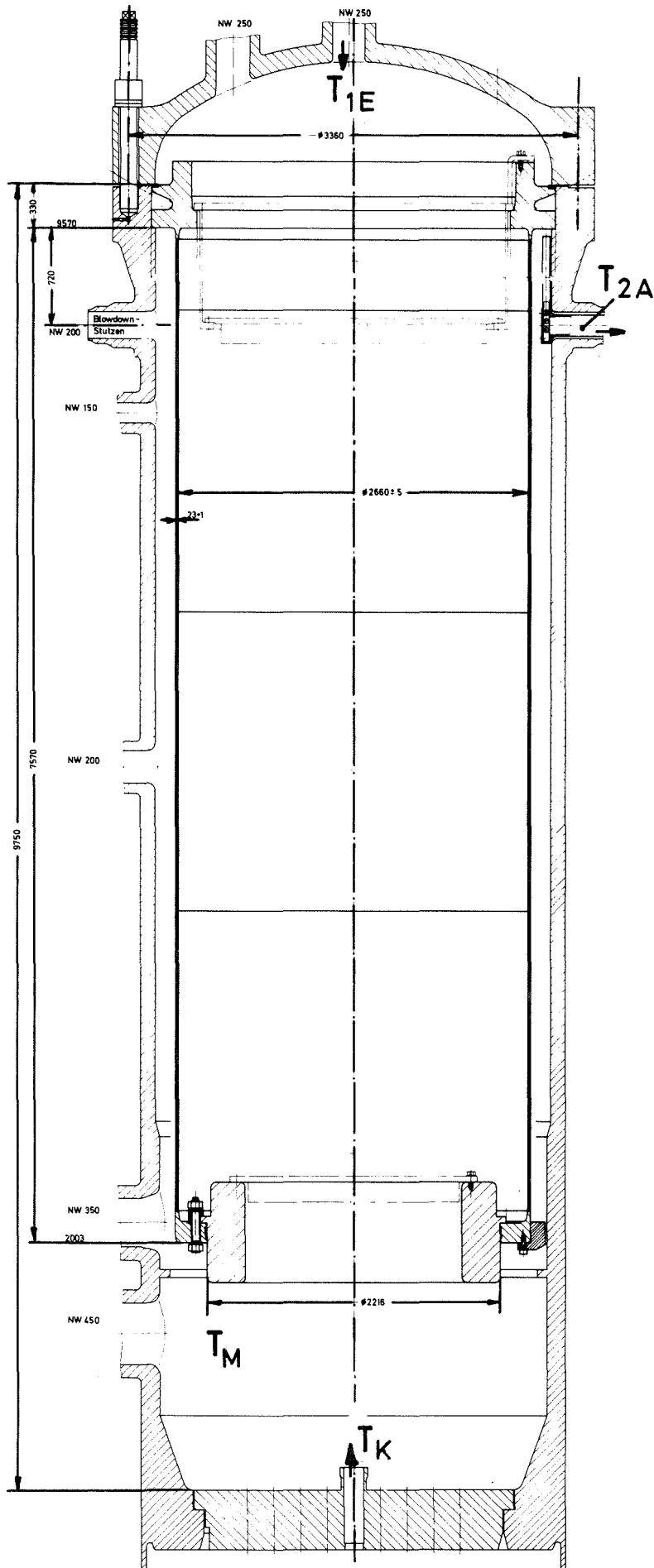


Abb. 3.1 Der Reaktordruckbehälter des Versuchskraftwerkes HDR

Versuch Nr.	T_{1E}	T_{2A}	T_K	p^0	Bruchstützen-	
	°C	°C	°C	bar	Länge m	Durch- messer m
I	310	290	277	110	5	0.2
II	310	290	277	110	1	0.2
III	310	270	252	110	1	0.2
IV	310	245	228	110	1	0.2
V	250	210	192	110	1	0.2

Tabelle 3.1 Hauptparameter der geplanten HDR-Blowdownversuche mit Einbauten

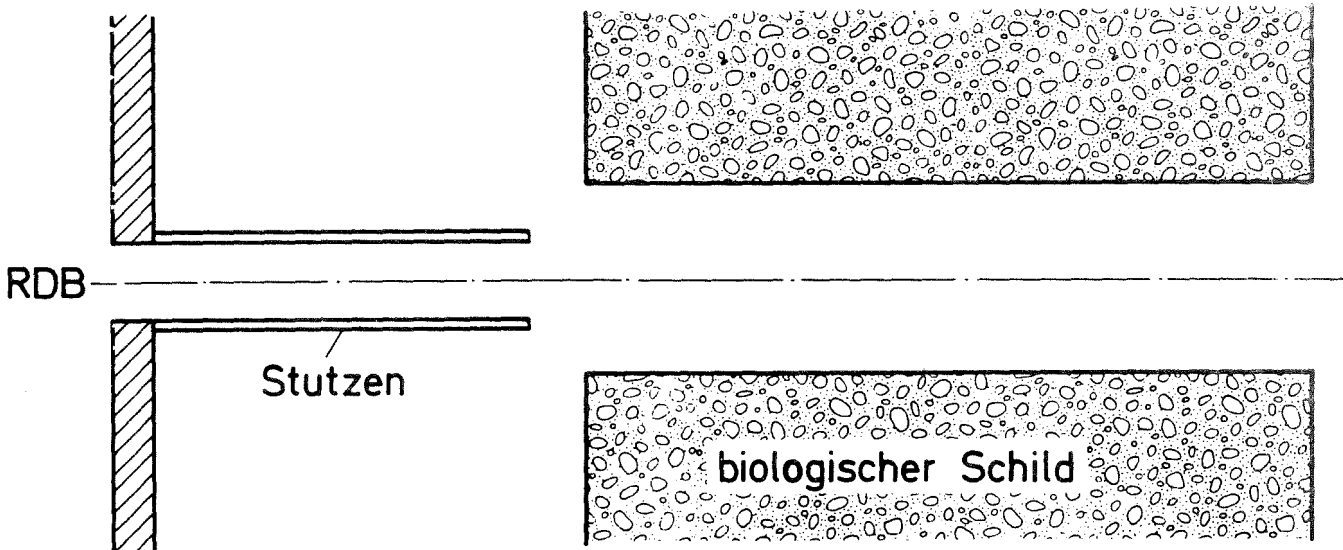
Die Versuche Nr. IV und Nr. V werden in dieser Arbeit nicht vorausgerechnet. Dafür wird der Versuch Nr. III auch für den langen Bruchstützen gerechnet. Diese Vorgehensweise erscheint sinnvoller, um den Einfluß der Stützenlänge unabhängig von der Anfangsbedingung zu erfassen. Es wird dringend empfohlen, das HDR-Versuchsprogramm dahingehend zu erweitern!

Eine geeignete Versuchsbezeichnung im Rahmen dieser Arbeit ist bereits in 1.6 festgelegt worden.

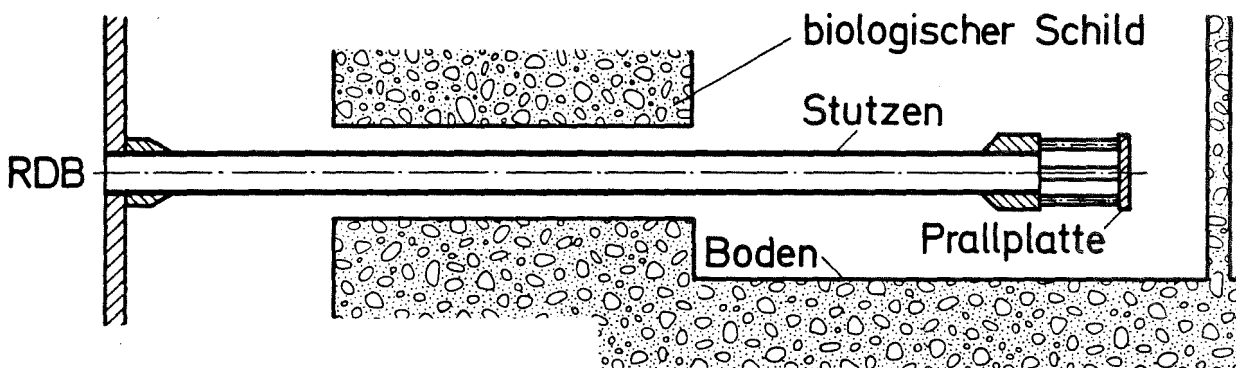
Die Abb. 3.2 zeigt die Anordnung der verschiedenen langen Bruchstützen im Containment. Der 5 m lange Stützen ist am Bruchende mit einer Prallplatte versehen, um die gegenüberliegende Betonwand vor Schäden durch den austretenden Strahl zu schützen.

Prinzipieller Versuchsablauf:

Die Kenntnis des grundsätzlichen Versuchsablaufes ist wichtig, um die komplizierte, unsymmetrische 3D-Versuchsgeometrie für die Zielsetzung möglichst optimal auf eine mit DRIX-2D realisierbare



1m - Stutzen M 1:20



5m - Stutzen M 1:40

Abb. 3.2 Die Anordnung der Bruchstutzen im Containment
(schematisch) Quelle: /3/

2D-Geometrie zu übertragen.

Bei einem Blowdown aus der unterkühlten Phase läuft im wesentlichen folgender physikalischer Vorgang ab:

Ausgehend von der Bruchstelle, die durch das Zerstören einer Berstscheibe simuliert wird, läuft eine Druckentlastungswelle durch den Bruchstutzen im unterkühlten Wasser zum Ringraum. Der Druck fällt dabei bis zum örtlichen Sättigungsdruck oder auch darunter (Unterschwingen) ab. Dieser Entlastungswelle folgt eine Zweiphasenfront, die durch die einsetzende Verdampfung entsteht.

Am Übergang Stutzen - Ringraum erfolgt eine Reflektion der Entlastungswelle, deren Form wegen der komplizierten Geometrie nicht ohne weiteres vorhersagbar ist. Die Entlastungswelle wird sich teils in den Ringraum fortpflanzen, teils wird sie als Druckwelle in den Bruchstutzen zurücklaufen und am Bruchende eine erneute Reflektion erfahren. Diese Wellenvorgänge klingen mit der Zeit ab, bis sich schließlich ein quasistationärer Ausströmvorgang einstellt. Zweiphasige Strömung herrscht am Anfang nur im Bruchstutzen. Im RDB ist der thermische Zustand solange unterkühlt, bis auch dort wegen des austretenden Massenstromes der Sättigungsdruck erreicht wird.

3.2 Approximation der Versuchsgeometrie, der Anfangsbedingungen und der physikalischen Randbedingungen

3.2.1 Versuchsgeometrie

Zur Approximation der Versuchsgeometrie bieten sich entsprechend den Fähigkeiten von DRIX-2D zwei Möglichkeiten an:

1. Geometrie in achsenparallelen Koordinaten (kartesisch)
2. Geometrie in rotationssymmetrischen Koordinaten (zylindrisch)

Zu 1.

Annäherungen:

- Der Ringraum wird als ebene, abgewickelte Fläche dargestellt.
- Der Bruchstutzen wird in die Ringraumbene geklappt.
- Der Innenraum wird am unteren Ende des Ringraumes angeschlossen.

(vgl. Abb.3.3)

Um das RDB-Volumen im Verhältnis zum Bruchstutzenquerschnitt richtig zu modellieren, muß folgende Bedingung eingehalten werden:

$$\frac{R^*}{V_{RDB}} = \frac{B_{st}}{A_{st}} \quad (3.2.1)$$

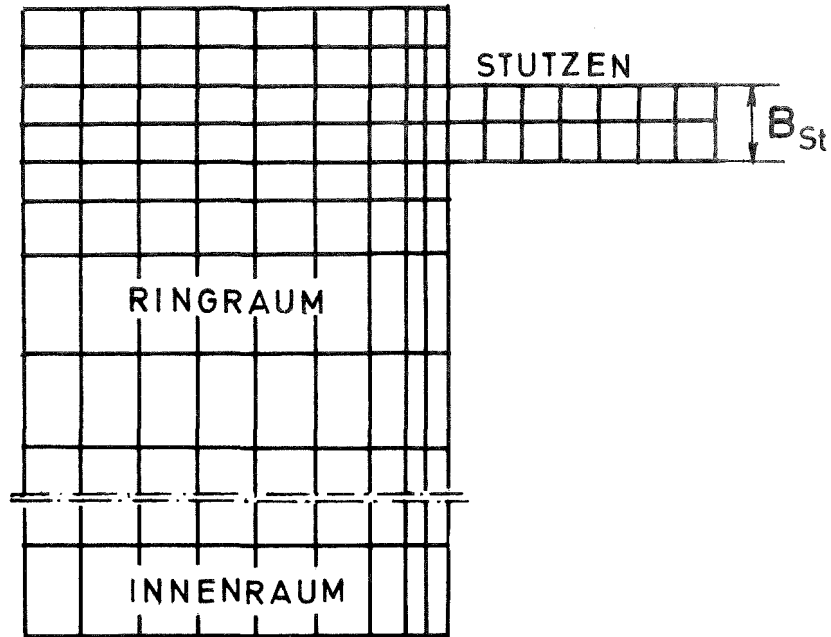


Abb. 3.3 Darstellung der Versuchsgeometrie in kartesischen Koordinaten

Dabei sind:

A^* : die Summe der den Ringraum und Innenraum repräsentierenden Flächen

V_{RDB} : das tatsächliche RDB-Volumen

B_{St} : die Breite des Stutzens (Kanal)

A_{St} : der tatsächliche Stutzenquerschnitt

Vorteile:

Der unsymmetrische Anschluß des Bruchstutzens an den Ringraum kann näherungsweise berücksichtigt werden.
Die im Ringraum azimuthal laufenden Wellen können erfaßt werden.

Nachteile:

Der Stutzen wird zum zweidimensional behandelten Rechteckkanal. Die komplizierte Geometrie im Übergangsbereich Stutzen-Ringraum bleibt vollkommen unberücksichtigt. Insbesondere kann der Kernmantel als reflektierende Wand nicht dargestellt werden.

Zu 2.

Annäherungen:

- Der Ringraum wird als zylinderischer Raum dargestellt.
- Der Bruchstützen wird senkrecht im Zentrum des Ringraumes angeschlossen.
- Der Kernmantel stellt eine zylinderförmige Scheibe dar.
- Der Innenraum wird ebenfalls als zylinderförmiger Raum hinter dem Kernmantel angeschlossen.

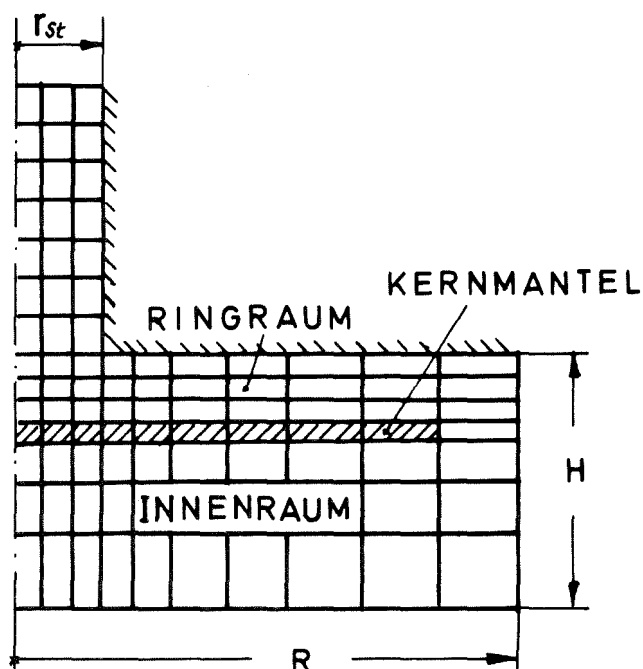


Abb. 3.4 Darstellung der Versuchsgeometrie in rotations-symmetrischen Zylinderkoordinaten

Die Maße R und H müssen in diesem Falle der Gleichung (3.2.2) genügen; r_{St} ist der lichte Radius des Stützens.

$$V_{RDB} = R^2 \cdot \pi \cdot H \quad (3.2.2)$$

Vorteile:

Die Darstellung des Stützens mit kreisförmigen Querschnitt erfolgt in Zylinderkoordinaten und damit naturgetreu. Die sinnvolle Anwendung des Reibmodelles nach 2.1.7 wird dadurch mög-

lich. Die Geometrie im Übergangsbereich Stutzen-Ringraum kann richtig dargestellt werden.

Nachteile:

Der unsymmetrische Anschluß des Stutzens an den Ringraum kann nicht modelliert werden. Es können weder azimuthal noch axial laufende Wellen im Ringraum realistisch erfaßt werden.

Der Zielsetzung entsprechend, erscheint die Darstellung der Geometrie in Zylinderkoordinaten leistungsfähiger, da, wie erwähnt, die Rohrreibung und vor allem die komplizierte Geometrie im Stutzeneinlaufbereich sachgemäßer behandelt werden können. Es werden daher sowohl für die Vorausrechnungen als auch für die Testrechnungen Zylinderkoordinaten verwendet. Zum Vergleich wird eine Testrechnung in kartesischen Koordinaten durchgeführt.

Auf die Erfassung der Strömungsverhältnisse im Ringraum oder gar im Innenraum wird verzichtet, da

- die Zielsetzung dieser Arbeit dies nicht erfordert,
- die Flexibilität des Kernmantels die Strömung erheblich beeinflußt, so daß eine die Fluid-Struktur-Wechselwirkung berücksichtigende Rechnung notwendig wäre.
- eine sinnvolle Modellierung der Gesamtgeometrie nur durch eine 3D-Darstellung möglich ist,
- dieses Problem mit geeigneteren Codes angegangen werden kann /2,3,4/.

In Abb.A0.47 bzw. Abb.A0.48 ist das Diskretisierungsschema für den 5m-Stutzen ohne bzw. mit Prallplatte maßstäblich dargestellt. Die in den Abbildungen punktierten Bereiche sind aus der zylinderförmigen Grundgeometrie ausgeblockt, wodurch Stutzen, Ringraum, Innenraum, Kernmantel und Prallplatte entstehen. Nach der Bruchöffnung wird ein Ausströmbereich angeschlossen, auf dessen Vorteil bereits in 1.6 eingegangen wurde.

Die Strukturen (Behälter, Kernmantel, Prallplatte) werden als reibungsfreie Wände behandelt. Im Bruchstutzen selbst wird das Rohr-

reibmodell nach 2.1.7 angewandt. An den Rändern des Ausströmbereiches gilt freie Ausströmung. Dies bedeutet, daß am Rand die Gradienten aller Variablen verschwinden. Bei dem Fall mit Prallplatte wird gegenüber der Bruchöffnung eine feste Wand angenommen, was der Realität entspricht. Die Ausströmung erfolgt dann nur radial im Ausströmbereich.

Das Diskretisierungsschema für den 1m-Stutzen entspricht der Abb. A0.47. Unterschiedlich ist nur die Länge des Stutzens, der in diesem Falle bei der Masche $j = 22$ endet. Die Maschenweite im Stutzen wird von 10 cm auf 7.5 cm reduziert. In Tabelle A0.2 sind die Koordinaten für die einzelnen Maschengitter aufgelistet.

3.2.2 Anfangsbedingungen

Die thermodynamischen Anfangsbedingungen sind mit dem Druck, der Temperatur und der Geschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = -0$ festgelegt. Da die Geschwindigkeiten vor Bruchauslösung sowohl im RDB als auch im Stutzen gleich Null sind, herrscht unabhängig vom Ort überall der Systemdruck p^0 . Eine wichtige Anfangsbedingung ist die Temperaturverteilung, da mit ihr der Zeitpunkt des Auf siedens und damit die Höhe des Druckabfalles vorgegeben wird. Bei Rechnungen, die die Strömung im Ringraum und Innenraum mit erfassen, ist die Berücksichtigung der reaktortypischen Anfangstemperaturverteilung, wie sie durch die spezielle Schaltung des Versuchskreislaufes erzeugt wird, von äußerster Wichtigkeit. Bei Rechnungen, die nur die Stutzenströmung behandeln, spielt diese Anfangstemperaturverteilung aus folgenden Gründen keine Rolle:

- Im Experiment wird durch Absaugen von Wasser aus dem Bruchstutzen vor Bruchauslösung ein weitgehend isothermer Zustand erzeugt /70/.
- Eine grobe Abschätzung des Massenstromes mit Hilfe der Bernoullischen Gleichung zeigt, daß für Problemzeiten von $t \leq 150$ ms aus dem Ringraum nur jene Wasserteilchen in den Stutzen strömen können, die sich vor Beginn des Blowdowns innerhalb eines auf die Stutzenachse bezogenen Halbmessers von ca. 0.9 m befinden. Wie Vorversuche am HDR zeigen /71/, nimmt innerhalb dieses

Kreises die Temperatur von unten nach oben um maximal 2K zu. Mit dem Einsetzen der Strömung nach Bruchauslösung vermischen sich die Wasserteilchen aus der oberen und unteren Kreishälfte im Stutzeneinlauf wenigstens teilweise. Innerhalb der hier betrachteten Zeiträume kann deshalb mit guter Näherung davon ausgegangen werden, daß in den Stutzen Wasser mit konstanter Temperatur einströmt.

Die Anfangstemperatur T° wird daher als konstant vorausgesetzt. Für die Rechnung wird angenommen, daß diese Temperatur gleich der Mischwasserabzugstemperatur T_{2A} ist (vgl. Abb.3.1).

Im Ausströmbereich wird an Stelle der Luft gesättigter Wasserdampf mit geringem Wasseranteil ($\Theta = 0.995$) bei einem Druck von 1 bar und der zugehörigen Temperatur von 100°C angenommen. Dies ist notwendig, weil im DRIX-2D - Modell eine Komponente "Luft" nicht vorgesehen ist.

3.2.3 Physikalische Randbedingungen

Bruchöffnungszeit:

Der Bruchmechanismus und insbesondere seine Öffnungscharakteristik waren zum Zeitpunkt der vorliegenden Untersuchung nicht endgültig geklärt. Mit Öffnungszeiten bis zu 3 ms muß gerechnet werden. Dennoch wurde eine Öffnungszeit von 0 ms angenommen. Dies liefert bezüglich der angestrebten Untersuchungen die klarsten Verhältnisse (Welleneffekte!), bedeutet hinsichtlich der Reaktorsicherheit die schärfsten Bedingungen und stellt an das Stabilitätsverhalten des Programms die höchsten Anforderungen.

Rohrreibung:

Für das in 2.1.7 beschriebene Reibmodell bleibt die relative Rauigkeit $\frac{k}{D}$ als freier Parameter übrig. Gewählt wird:

$$\frac{k}{D} = 2.5 \cdot 10^{-4}.$$

Bei einem Rohrdurchmesser von $D = 200$ mm bedeutet dies für die absolute Rauigkeit $k = 50 \mu\text{m}$. Nach /76/ ist dieser Wert typisch für gezogene Stahlrohre in neuem Zustand. Wegen möglicher Rostan-

lagerungen, Schweißnähte, Ausspülungen und konstruktiv bedingter Absätze (ca. 1 mm) muß im Experiment mit einer effektiv höheren Rauigkeit gerechnet werden. Der Einfluß der Rohrrauigkeit wird deswegen näher untersucht.

3.3 Ausführung

Alle Rechnungen wurden an einer IBM 370/168 ausgeführt. Für Vorausrechnungen mit dem 5 m -Stutzen waren für 150 ms Problemzeit 6 Fortsetzungsrechnungen mit je ca. 90 min Rechenzeit erforderlich. Dies bedeutet pro Zeitschritt und aktiver Masche (ohne Hindernisse) eine Rechenzeit von ca. 10 ms.

Mit einem Zeitschritt von $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}$ s ergibt sich eine maximale Courant-Zahl im Ausströmbereich von ungefähr

$$C^* = \frac{\Delta t \cdot \text{MAX } |\bar{u}|}{\text{MIN}(\Delta z, \Delta r)} \approx 0,3$$

Die Rechnungen sind mit einfacher Genauigkeit, d.h. 6 Dezimalstellen durchgeführt worden.

4. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

4.1 Indizierung der Variablen

Alle Variablen werden entsprechend der Maschengitter von Abb.AO.47 bzw. Abb.AO.48 indiziert. Durch die Indizes (i,j) ist somit eine eindeutige Zuordnung zum Ort gegeben. Für die Position der skalaren und vektoriellen Größen in einer Masche gilt die in 2.2.2 getroffene Vereinbarung.

Die letzte Maschenreihe im Bruchstutzen (Bruchöffnung) trägt den Index

$$\begin{aligned} j = j_b = 22 & \quad \text{beim 1m-Stutzen} \\ \text{und} \quad j = j_b = 58 & \quad \text{beim 5m-Stutzen.} \end{aligned}$$

Soll ein Variablenprofil entlang einer Ortskoordinate bezeichnet werden, so wird der Index dieser Ortskoordinate variabel eingesetzt.

Beispiel: axiales Druckprofil in der Stutzenwandschicht $p(4,j)$

Zur Darstellung des integralen Mittelwertes über ein Ortsprofil wird die betreffende Variable mit einem Querbalken gekennzeichnet.

Beispiel: querschnittsgemittelter Massenstrom an der Bruchöffnung beim 1m-Stutzen $\bar{m}(i,22)$

4.2 Der Einfluß der Anfangsunterkühlung

4.2.1 Der Dampfanteil als Primäreffekt

Durch Vergleich der verschiedenen Ergebnisse bei den Vorausrechnungen (Abb.AO.1 bis Abb.AO.46) bei gleichen Stutzenlängen und durch zusätzliche Berücksichtigung der Testrechnung T 318-110-1 wird erkannt, daß durch einen Primäreffekt verschiedene Sekundäreffekte verursacht werden. Dieser Primäreffekt ist die Zunahme des integralen Dampfanteiles mit abnehmender Anfangsunterkühlung (d.h. steigender Temperatur). Verursacht wird **dieser Effekt durch ein Anwachsen der Verdampfungsrate mit steigender Temperatur.**

Grobe Mittelwerte für die Verdampfungsrate im quasistationären Zustand sind:

$$\begin{aligned} \dot{V} (i, j) &= 50 \quad \text{kg/m}^3 \cdot \text{s} && \text{für V 270-110-1} \\ \dot{V} (i, j) &= 250 \quad \text{kg/m}^3 \cdot \text{s} && \text{für V 290-110-1} \\ \dot{V} (i, j) &= 2200 \quad \text{kg/m}^3 \cdot \text{s} && \text{für T 318-110-1} \end{aligned}$$

An der Bruchöffnung hat die Verdampfungsrate in allen drei Fällen einen Wert von der Größenordnung $10^4 \text{ kg/m}^3 \cdot \text{s}$.

In Abb.A0.41 bis Abb.A0.46 ist der zeitliche Verlauf des Dampf-volumenanteiles (Void-Anteil) als Ergebnis der Vorausrechnungen dargestellt. Man erkennt deutlich einen allgemein größeren Dampf-anteil bei den Versuchen mit kleinerer Anfangsunterkühlung.

4.2.2 Verschiedene Sekundäreffekte

Wegen der Volumenzunahme bei zunehmendem Dampfanteil setzt bei geringerer Unterkühlung früher, d.h. in weiterer Entfernung von der Bruchöffnung, eine spürbare Beschleunigung ein, die zu einer örtlichen Absenkung des Mündungsdruckes führt. Aus Energieerhaltungsgründen ist damit auch eine Absenkung der Temperatur bzw. des Sättigungsdruckes in der Mündung verbunden. In Abb.4.1 ist die Abweichung der Mündungstemperatur $T(2, j_b)$ von der Kesseltemperatur T^0 (Temperatur des ruhenden Fluids)¹⁾ in Abhängigkeit von der Anfangsunterkühlung für den 1m-Stutzen aufgetragen. Die Skalierung auf der Ordinate entspricht in guter Näherung auch der Differenz zwischen dem Anfangssättigungsdruck p_{sat}^0 und dem örtlichen Sättigungsdruck an der Mündung $p_{\text{sat}}(2, j_b)$. Die Anfangsunterkühlung wird dabei durch die Differenz $(T_{\text{sat}}^0 - T^0)$ ausgedrückt. Ein interessantes Paradoxon ergibt sich, wenn man die Mündungstemperaturen $T(2, j_b)$ direkt vergleicht. Diese ist bei T 318-110-1 um 12 K niedriger als z.B. bei T 270-110-1, obwohl die Kesseltemperatur T^0 im ersten Fall um 48 K höher liegt. Dies ist ein Effekt der stark expansiven Strömung bei T 318-110-1.

In Abb.A0.1 bis Abb.A0.6 ist der zeitliche Verlauf der Mündungs-

1) Die Kesseltemperatur ist für die betrachteten Blowdownzeiten gleich der Anfangstemp. Sie wird deshalb mit T^0 bezeichnet.

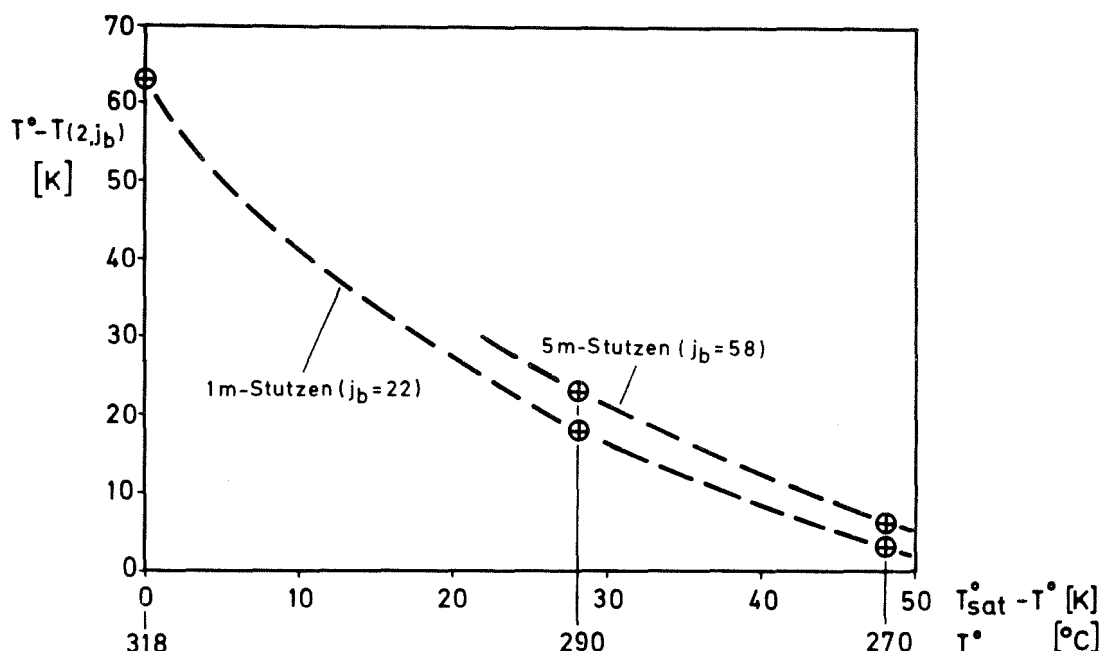


Abb. 4.1 Abweichung der Mündungstemperatur $T(2, j_b)$ von der Kesseltemperatur (= Anfangstemperatur) in Abhängigkeit von der Anfangsunterkühlung $T^0_{sat} - T^0$

temperatur qualitativ durch den Sättigungsdruck an der Mündung dargestellt. Man erkennt, daß beim Übergang in den quasistationären Zustand wieder eine Annäherung an den Anfangssättigungsdruck p^0_{sat} stattfindet. Dies kommt daher, daß in der instationären Blowdownphase die Beschleunigung nur im Mündungsbereich stattfindet, während das Fluid im hinteren Bereich des Stutzens und im Ringraum noch in Ruhe ist. Erst nach einer gewissen Zeit, die von der Stutzenlänge abhängt, wird heißes Fluid aus dem hinteren Bereich zur Bruchöffnung transportiert. Deswegen steigen dort Temperatur und Sättigungsdruck wieder an und nähern sich um so weiter ihrem Anfangswert, je höher die Anfangsunterkühlung ist. Es handelt sich hier um einen reinen instationären Transporteffekt und nicht um das Unterschwingen.

Der zunehmende Dampfanteil bei abnehmender Anfangsunterkühlung bewirkt eine beachtliche Zunahme der Mündungsgeschwindigkeit aber eine Abnahme des Massenstromes. Mündungsgeschwindigkeit und Massenstrom haben also eine gegenläufige Tendenz, wie aus einem Vergleich der mittleren Geschwindigkeit (Geschwindigkeit des Phasengemisches) aus Abb. A0.23 bis Abb. A0.28 und des Massenstromes aus Abb. A0.35 bis Abb. A0.40 deutlich wird. Quantitative Angaben über die quasistationären Werte können der Tabelle A0.1 entnommen werden.

Auch die rein instationären Wellenphänomene werden durch die Anfangsunterkühlung beeinflusst. Eine Verringerung der Anfangsunterkühlung bedeutet:

- a) Erhöhung der Wellenlaufzeiten wegen der Abnahme der über die Stutzenlänge gemittelten Schallgeschwindigkeit.
- b) Eine stärkere Dämpfung der im Stutzen oszillierenden Wellen (vgl. Abb. A01 bis Abb. A04).

Anmerkung: Die Wellenlaufzeiten (Frequenz) ändern sich nicht nur in Abhängigkeit von der Anfangsbedingung, sondern auch während des zeitlichen Ablaufes eines Blowdowns. Da dieses Phänomen von der Stutzenlänge in gewisser Weise abhängt, wird in 4.4.3 noch näher darauf eingegangen.

4.3 Der Einfluß des absoluten Druckniveaus

Es wird die Frage untersucht, ob der Ablauf eines Blowdowns im wesentlichen vom Abstand des Anfangsdruckes zum Sättigungsdruck bestimmt wird, oder ob dabei dem absoluten Druckniveau eine nicht zu vernachlässigende Bedeutung zukommt. Zu diesem Zweck werden Testrechnungen bei verschiedenen Anfangsdrücken aber gleichbleibenden Abständen zum Sättigungsdruck durchgeführt. Die genauen Anfangsbedingungen enthält die Tabelle 4.1. Die Beziehung zwischen Sättigungsdruck und Sättigungstemperatur wird mittels Gl.(2.1.30) bestimmt.

Aus den in Abb.4.2 bis Abb. 4.4 dargestellten Ergebnissen können folgende Schlußfolgerungen gezogen werden:

- a) Da bei höheren Anfangsdrücken auch eine höhere Temperatur herrscht, ist die Schallgeschwindigkeit im unterkühlten Fluid kleiner. Dies führt zu größeren Wellenlaufzeiten (vgl. Abb.4.2).

Versuch	p^o	p_{sat}^o	$p^o - p_{sat}^o$	T^o
	bar	bar	bar	K
T 242-90-1	90	35.0	55	515.5
T 273-110-1	110	55.0	55	543.0
T 315-160-1	160	105.0	55	587.8

Tabelle 4.1 Anfangsbedingungen bei verschiedenem Druckniveau
aber gleichem Abstand zum Sättigungsdruck

- b) Bei höherer Temperatur (also bei höherem Anfangsdruck) ist die Verdampfung stärker. Dadurch ergibt sich ein höherer Dampfanteil, was ebenfalls zu größeren Wellenlaufzeiten führt.
- c) Der höhere Dampfanteil bei höherem Anfangsdruck bewirkt alle bereits in 4.2 diskutierten Effekte. Dies sind insbesondere:
- Abnahme des Massenstromes (Zwischen T 242-90-1 und T 315-160-1 um ca. 6% - vgl. Abb.4.4)
 - Abnahme von Mündungsdruck und Mündungstemperatur (vgl. $p(2,22)$ in Abb.4.2).
- d) Der verminderte Massenstrom und die kleinere Schallgeschwindigkeit bei höheren Drücken bewirken, daß der Behälterdruck langsamer absinkt (vgl. $p(2,3)$ in Abb.4.2).
- e) Die Differenzdruckwellen zwischen Innenraum und Ringraum in Bruchstutzenhöhe unterscheiden sich in Phasenlage und Frequenz. Die Größe ihrer Amplitude ist aber in 1. Näherung gleich. (Abb.4.3).

Aus den Punkten a) bis e) kann man folgende Aussagen ableiten:
Wegen der annähernd gleichen Größe der Differenzdruckamplituden über den Kernmantel bei gleichem Abstand zwischen Anfangsdruck und Sättigungsdruck kann dieser Abstand als grobes Maß zur Beurteilung der "Schärfe" eines Blowdowns verwendet werden.

Die Effekte des unterschiedlichen Druckniveaus sind aber keinesfalls vernachlässigbar klein und sollten bei "best estimate" Rechnungen auf jeden Fall erfaßt werden.

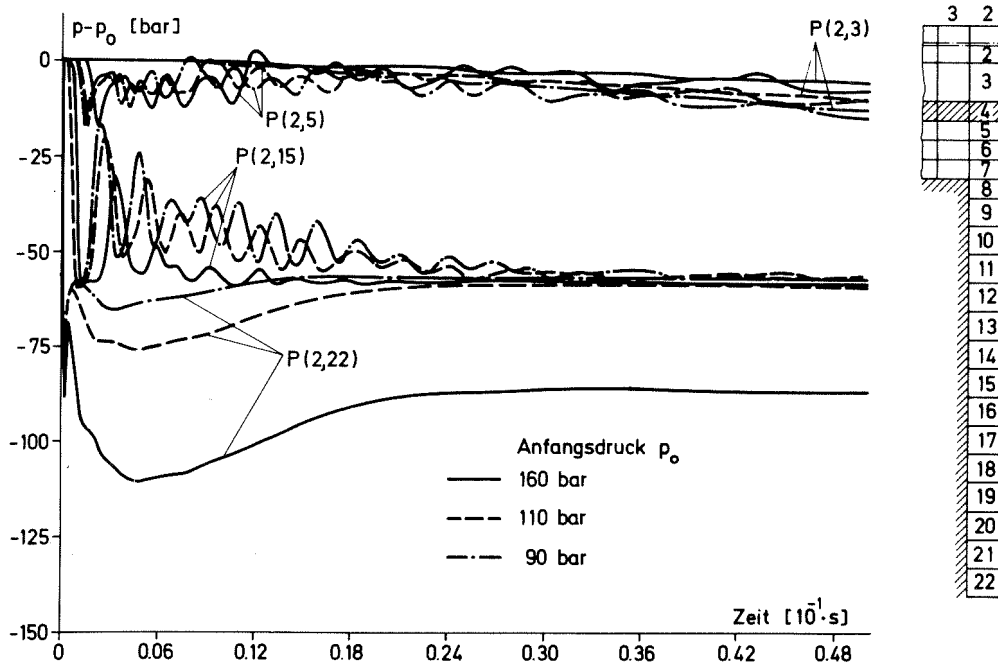


Abb. 4.2 Druckverlauf im Bruchstutzen und Ringraum bei unterschiedlichem Druckniveau aber gleichem Abstand zum Sättigungsdruck

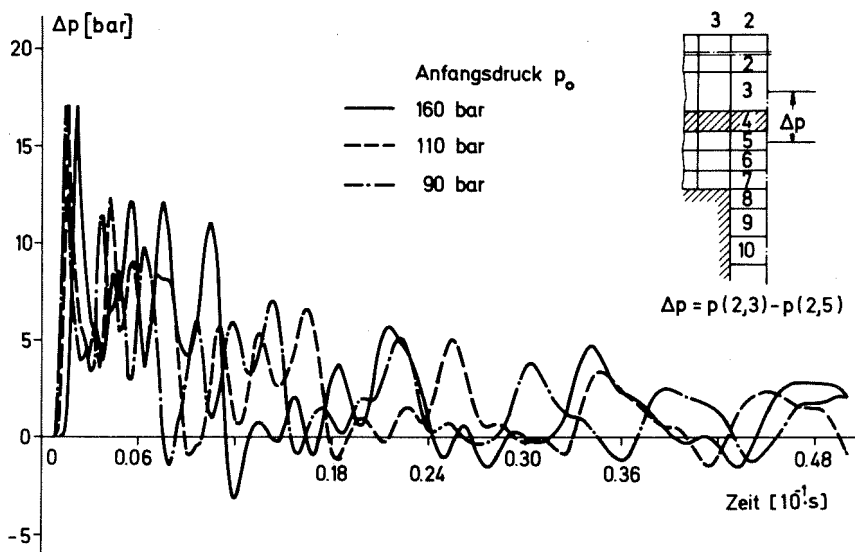


Abb. 4.3 Differenzdruck zwischen Innenraum und Ringraum bei unterschiedlichem Druckniveau aber gleichem Abstand zum Sättigungsdruck

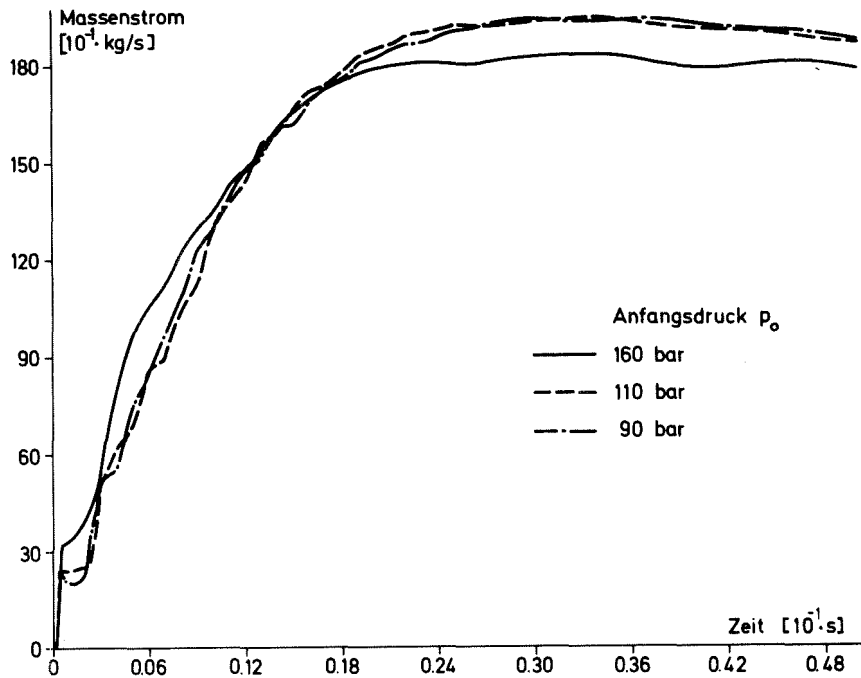


Abb. 4.4 Massenstrom bei unterschiedlichem Druckniveau aber gleichem Abstand zum Sättigungsdruck

4.4 Der Einfluß der Stutzenlänge

4.4.1 Die Wirkung der Rohrreibung

Durch eine Verlängerung des Bruchstutzens ist zunächst eine Verminderung des Massenstromes durch Rohrreibung zu vermuten. Der irreversible Reibdruckverlust ΔP_{reib} läßt sich über die in 2.1.7 eingeführte Rohrreibungskraft F_V wie folgt berechnen:

$$\Delta P_{\text{reib}} = \frac{1}{r_{4/2} \cdot \pi} \cdot \sum_{j=8}^{j_b} \sum_{i=2}^4 F_{VZ}(i,j) \cdot (r_{i+1/2}^2 - r_{i-1/2}^2) \cdot \pi \cdot \Delta Z_j \quad (4.4.1)$$

(vgl. Maschengitter von Abb. A0.47)

Mit der gewählten Rohrrauigkeit von $k/D = 2.5 \cdot 10^{-4}$ erhält man für den quasistationären Zustand z.B. das Ergebnis:

Versuch	ΔP_{reib}	\dot{m}
V 270-110-1	2.3 bar	1854 kg/s
V 270-110-5	4.1 bar	1527 kg/s

Dieses Ergebnis bedeutet eine Massenstromminderung von ca. 18%, wenn bei gleichen Anfangsbedingungen der Bruchstutzen von 1m auf 5m verlängert wird.

In 4.7 wird durch Variation der Rohrrauigkeit festgestellt, daß für T 270-110-1 der Massenstrom um nur 3.2% fällt, wenn sich der Reibdruckverlust von 2.3 bar auf 6.5 bar erhöht. Damit können aber die oben gefundenen 18% nicht allein auf die Rohrreibung zurückgeführt werden. Ursache ist vielmehr, daß der quasistationäre Zustand (nur für diesen ist ein sinnvoller Vergleich des Druckverlustes möglich) nach unterschiedlichen Zeitspannen erreicht wird, während derer der Systemdruck unterschiedlich weit absinkt. (vgl. Abb.A0.1 bis Abb.A0.6). Dies ist beim Vergleich der Massenströme bei unterschiedlichen Stutzenlängen zu beachten.

Würde man den Systemdruck z.B. durch eine Pumpe aufrecht erhalten, so käme eine Verminderung des Massenstromes bei Verlängerung des Stutzens nur durch die Rohrreibung zustande und würde nur wenige Prozent betragen.

4.4.2 Das Oszillieren der Zweiphasenfront

Der einlaufenden Druckentlastungswelle folgt mit gewisser Verzögerung eine Zweiphasenfront. Der Dampfanteil zwischen Bruchöffnung und dieser Zweiphasenfront steigt infolge Verdampfung sehr schnell an (vgl. Abb.A0.41 bis Abb.A0.46). Durch zwei Effekte - einen Welleneffekt und einen instationären Transporteffekt - wird dieser Verdampfung wieder entgegengewirkt. Die Eintrittszeiten dieser Effekte hängen im wesentlichen von der Länge des Bruchstutzens ab.

Der Welleneffekt:

Die einlaufende Druckentlastungswelle wird im Übergangsbereich zum Ringraum reflektiert und läuft als Druckwelle wieder zur Bruchöffnung zurück. Dabei überschreitet sie die Zweiphasenfront und führt in diesem Bereich zur Rekondensation. Bei ihrem weiteren Verlauf

in Richtung Bruchöffnung wird sie im Zweiphasengebiet schnell "verschluckt". Dies ist deutlich bei den axialen Druckprofilen von V 270-110-1 (Abb.A0.7) und V 290-110-1 (Abb.A0.8) zu erkennen. In Abb.4.5 ist dieser Vorgang grob skizziert.

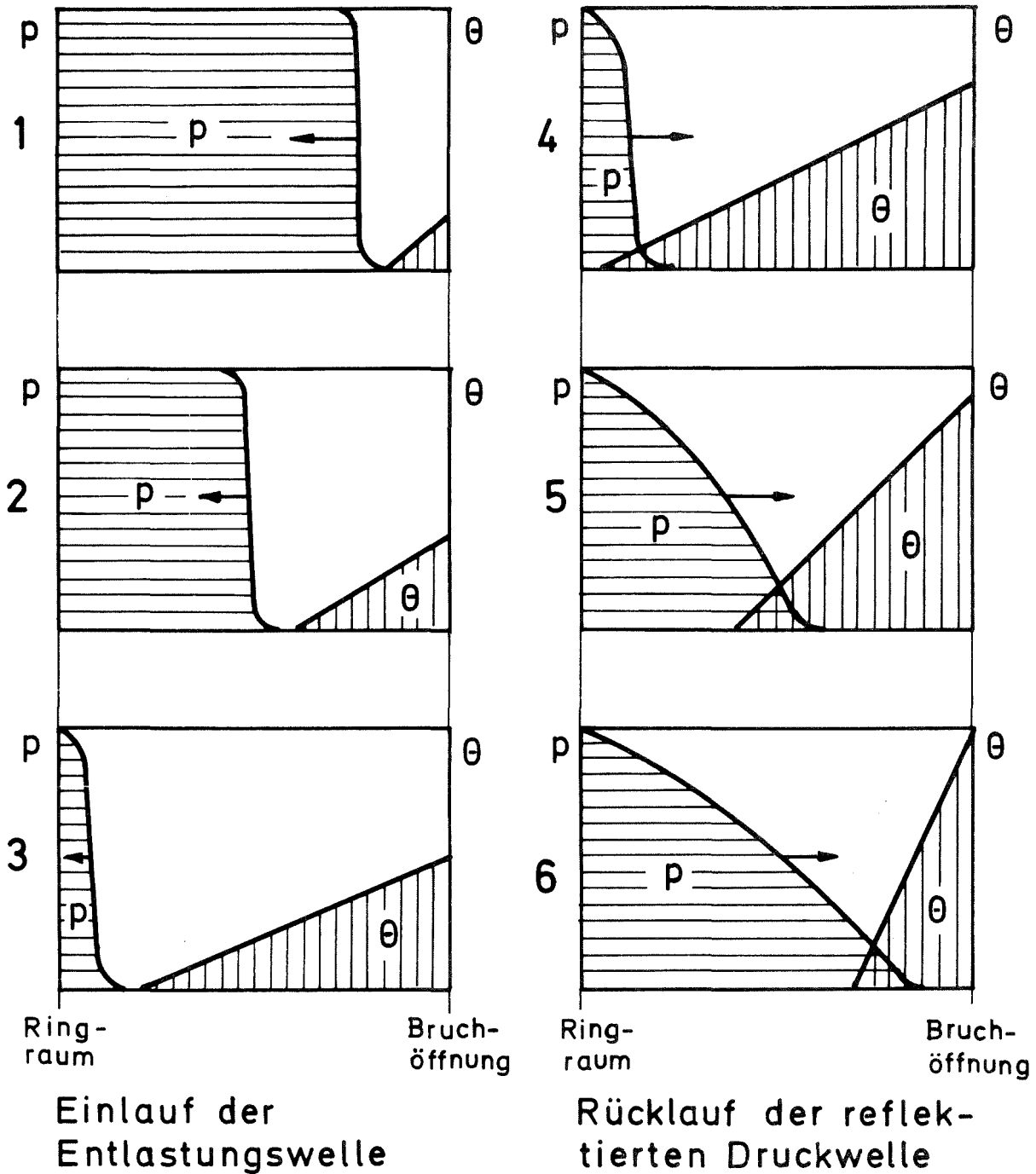


Abb.4.5 Schematische Darstellung der Verdampfung beim Einlauf der Entlastungswelle und der Rekondensation bei der rücklaufenden Druckwelle

Der instationäre Transporteffekt:

Durch das allmähliche Anlaufen der Strömung wird aus dem hinteren Bereich des Stutzens unterkühltes Fluid oder Fluid mit geringem Dampfanteil mit zeitlich und örtlich zunehmender Geschwindigkeit in den Mündungsbereich transportiert. Dadurch nimmt der Void-Anteil wieder ab. Dieser Effekt tritt später ein als der Welleneffekt, ist aber wesentlich stärker.

Die Void-Rückbildung muß sich in einer charakteristischen Zeit von $\Delta t_T = L/\bar{v}$ bei Transport durch die Strömung oder von $\Delta t_R = 2 \cdot L/\bar{c}$ bei Rekondensation durch die reflektierte Druckwelle vollziehen. Dabei ist L die Stutzenlänge, \bar{v} bzw. \bar{c} eine zeitlich gemittelte Geschwindigkeit bzw. Schallgeschwindigkeit zwischen $t = 0$ und $t = \Delta t_T$ bzw. $t = \Delta t_R$

Durch grobe Abschätzung aus Abb.A0.23 bis Abb.A0.28 läßt sich \bar{v} mit ca. 50 m/s für V 270-110-1 und mit ca. 70 m/s für V 270-110-5 angeben. Für \bar{c} kann die Laufgeschwindigkeit der ersten Welle mit ca. 920 m/s eingesetzt werden.

Damit ergibt sich:

Versuch	Δt_R	Δt_T
V 270-110-1	2.4 ms	20 ms
V 270-110-5	11 ms	70 ms

Die Zeiten Δt_T und Δt_R lassen sich in Abb.A0.41 bis Abb.A0.46 gut ablesen. Nach $t \approx \Delta t_T$ ist das Minimum des Void-Anteiles erreicht. Nach $t \approx \Delta t_R$ macht sich im Bereich der Verdampfungsfront (z.B. $\theta(4,20)$ bei V 270-110-1 oder $\theta(4,53)$ bei V 270-110-5) die rücklaufende Druckwelle durch Rekondensation bemerkbar. Die Kurven zeigen an dieser Stelle einen Knick nach unten. Bei V 270-110-5 ist auch noch die Rekondensationswirkung der zweiten Reflektionswelle bei $t \approx 24$ ms erkennbar.

In diesem Zusammenhang sei noch erwähnt, daß das An- und Abschwelen des Void-Anteiles im vorderen Bereich des Stutzens von Edwards bei seinen neueren Blowdown-Experimenten /20,23/ mit Hilfe einer 5-Gammastrahl Void-Meßeinrichtung nachgewiesen wurde. In /23/ wird die Frage aufgeworfen, ob die Rückbildung des Void-Anteiles durch Rekondensation oder Transport durch die Strömung oder durch

eine Kombination beider Effekte erfolgt. Die obigen Ausführungen stellen eine Antwort auf diese Frage dar.

Die Zeiten, in denen der quasistationäre Strömungszustand erreicht wird, verhalten sich in erster Näherung wie die Stutzenlängen, die ein Maß für die pro Querschnittsflächeneinheit zu beschleunigende Masse darstellen. Bei V 270-110-1 und V 290-110-1 wird der quasistationäre Zustand nach ca. 25 ms, bei V 270-110-5 und V 290-110-5 nach ca. 120 ms erreicht.

4.4.3 Die Frequenzänderung bei den oszillierenden Wellen

Mit der Änderung des integralen Dampfgehaltes im Bruchstutzen ändern sich auch die mittleren Schallgeschwindigkeiten und damit die Frequenz der oszillierenden Druckwellen im Stutzen.

Beim 5m-Stutzen ist der Zweiphasenbereich im Verhältnis zur Gesamtlänge kürzer als beim 1m-Stutzen, d.h. im ersten Fall laufen die Wellen länger durch unterkühltes Fluid mit konstanter Schallgeschwindigkeit. Bei längeren Stutzen ist daher die Frequenzänderung weniger stark ausgeprägt. Durch Ausmessen der Wellenlängen aus dem (nicht verkleinerten) Original der Abb.A0.1 bzw. Abb.A0.3 für V 270-110-1 bzw. V 270-110-5 stellt man fest, daß sich die Frequenz im ersten Fall um ca. 45% und im zweiten Fall um ca. 20% ändert.

Welche Konsequenzen dies auf die Strukturanregung hat, müßte mit Programmen, welche die Fluid-Struktur-Wechselwirkung erfassen, geprüft werden. In Frage kämen z.B. FLUX /2/ oder STRUYA /6/.

4.5 Das thermodynamische und mechanische Nichtgleichgewicht

4.5.1 Thermodynamische Nichtgleichgewichtszustände bei der stationären Strömung

Bei den analytischen Betrachtungen zum Nichtgleichgewichtsmodell in 2.1.10 wird erkannt, daß Abweichungen vom Gleichgewichtszustand dann zu erwarten sind, wenn

- a) die Geschwindigkeit der Zustandsänderung groß ist,
- b) die Phasenkontaktfläche A_K zwischen den Phasen, und damit auch die Phasenübergangsrate \dot{r} klein ist.

Es wird im Anhang A6 eine Gleichung abgeleitet, mit der es möglich ist, den sich maximal ausbildenden Nichtgleichgewichtszustand

$$\Delta p_{ne} = \text{Max} (p_{sat} - p) \quad (4.5.1)$$

bei stationärer Strömung größenordnungsmäßig abzuschätzen. Eine genauere analytische Rechnung ist wegen verschiedener Nichtlinearitäten, insbesondere aber wegen der nichtlinearen Abhängigkeit der Kontaktfläche A_K vom Void-Anteil und damit auch vom Nichtgleichgewichtszustand Δp_{ne} , sehr aufwendig und für den beabsichtigten Zweck auch nicht erforderlich.

Die Gleichung lautet:

$$\frac{\Delta p_{ne}}{p_{sat}} = \frac{1}{1 + \frac{\rho \cdot A_K \cdot \sqrt{v}}{\frac{\partial v}{\partial z}}} \quad (A6.11)$$

Beachtet man, daß die Geschwindigkeit der Zustandsänderung bei stationärer Strömung durch $\frac{\partial v}{\partial z}$ charakterisiert wird, so gelten auch für den Nichtgleichgewichtszustand Δp_{ne} nach Gl.(A6.11) die obigen Bedingungen a) und b). Außerdem erkennt man, daß bei der beschleunigten Strömung ($\frac{\partial v}{\partial z} > 0$) der Nichtgleichgewichtszustand Δp_{ne} positiv ist, bei verzögerter Strömung ($\frac{\partial v}{\partial z} < 0$) ist Δp_{ne} negativ. Im ersten Fall äußert sich das Nichtgleichgewicht durch überhitztes Wasser, im zweiten Fall durch unterkühlten Dampf.

Wie z.B. aus den axialen Druckprofilen von Abb.A0.7 bis Abb.A0.14 er-

sichtlich ist, vollzieht sich bei den untersuchten Blowdown-Strömungen die Zustandsänderung im wesentlichen in zwei Beschleunigungszonen. Die erste Beschleunigung findet im Stutzeneinlauf statt, die zweite im Bereich der Bruchöffnung.

Die Ausbildung eines Nichtgleichgewichtszustand ist in der ersten Beschleunigungszone zu erwarten, denn dort sind die obigen Bedingungen a) und insbesondere b) erfüllt. Dies wird im folgenden beispielhaft für V 270-110-1 und T 318-110-1 mit Hilfe von Gl.(A6.11) gezeigt.

Der Differentialquotient $\frac{\partial v}{\partial z}$ in Gl.(A6.11) wird ersetzt durch $\frac{\Delta v}{L^*}$. L^* ist die Länge der jeweiligen Beschleunigungszone, die sich aus den axialen Druckprofilen (Abb.A0.7 bis Abb.A0.14) näherungsweise ablesen läßt. Sie beträgt bei V 270-110-1 im Einlauf und im Bruchöffnungsbereich ca. 0.3 m. Bei T 318-110-1 gehen die beiden Beschleunigungszone ineinander über, so daß für L^* die halbe Bruchstützenlänge gesetzt werden kann. Für den Geschwindigkeitszuwachs gilt in ausreichender Näherung:

$$\text{im Einlauf: } \Delta v = v(2,14) - v(2,5) ,$$

$$\text{an der Bruchöffnung: } \Delta v = v(2, j_b) - v(2,14) .$$

Der Ort von $v(2,14)$ liegt etwa in der Mitte des Bruchstützens. Die Festlegung typischer Void-Anteile in den Beschleunigungszone zur Berechnung der Kontaktflächen nach Gl(2.1.13) bzw. Gl.(2.1.15) wird für V 270-110-1 mit Unterstützung der Abb.4.13 vorgenommen. Für T 318-110-1 erfolgt dies in entsprechender Weise. Das Ergebnis der Rechnung enthält Tabelle 4.2.

Nach dieser Abschätzung ergibt sich ein maximaler Nichtgleichgewichtszustand von 10% bei V 270-110-1, dagegen nur 0.8% bei T 318-110-1. Die Ursache für den geringeren Nichtgleichgewichtszustand bei gesättigten Anfangsbedingungen ist im wesentlichen der höhere Void-Anteil und damit die größere Phasenübergangsrate. Es kann also mittels Gl.(A6.11) zahlenmäßig gezeigt werden, daß bei der Beschleunigung im Stutzeneinlauf gewisse Nichtgleichgewichtszustände auftreten. Dagegen wären Abweichungen vom Gleichgewichtszustand im Bereich der Bruchöffnung gering, wenn sich bis zum Beginn dieser zweiten Beschleunigungszone der Gleichgewichtszustand wieder einstellen würde. Dies aber ist nur bei gesättigten (oder eventuell leicht unterkühlten) Anfangsbedingungen der Fall, wie

	V 270-110-1		T 318-110-1	
	Stutzein- lauf	Mündung	Stutzein- lauf	Mündung
θ_{typ}	10^{-3}	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-1}$
$R_{k_{typ}} \left[\frac{m^2}{m^3} \right]$	10	75	100	350
$\frac{\Delta V}{L^*} \left[s^{-1} \right]$	$\frac{90}{0.3} = 300$	$\frac{12}{0.3} = 40$	$\frac{116}{0.55} = 210$	$\frac{120}{0.55} = 218$
$\frac{\Delta p_{ne}}{p_{sat}} \cdot 100\%$	10	0.2	0.8	0.2

Tabelle 4.2 Abschätzung des maximalen Nichtgleichgewichtszustandes $\Delta p_{ne} = \text{Max} (p_{sat} - p)$ für stationäre Strömung nach Gl.(A6.11)

Für beide Fälle ist konstant: $f_0 = 0.166$; $\sqrt{L^*} \approx 1600 \text{ m/s}$.

die Ergebnisse aus den Vorausrechnungen und von T 318-110-1 zeigen. In Abb.4.6 ist der prozentuale Nichtgleichgewichtszustand $(\Delta p_{ne} / p_{sat}) \cdot 100\%$ für alle Vorausrechnungen und für T 318-110-1 über die normierte Stutzenachse für den quasistationären Zustand aufgetragen. Diese Kurven lassen folgende Aussagen zu:

- Das Nichtgleichgewicht bildet sich im Stutzeinlauf aus.
- Die maximalen Nichtgleichgewichtszustände stimmen größenordnungsmäßig mit der Abschätzung nach Gl.(A6.11) überein.
- Die Rückbildung des Nichtgleichgewichtszustandes nach dem Stutzeinlauf findet nur bei T 318-110-1, also bei gesättigtem Anfangszustand statt. (Diese Aussage ist eingeschränkt auf Bruchstutzen, die nicht wesentlich länger als 5 m sind.)
- Die Größe des prozentualen Nichtgleichgewichtszustandes steigt mit zunehmender Anfangsunterkühlung.

Hierzu noch einige Bemerkungen:

Untersucht man die Kontinuitätsgleichung für die Dampfphase im mittleren Bereich des Bruchstutzens, z.B. für V 270-110-5, so

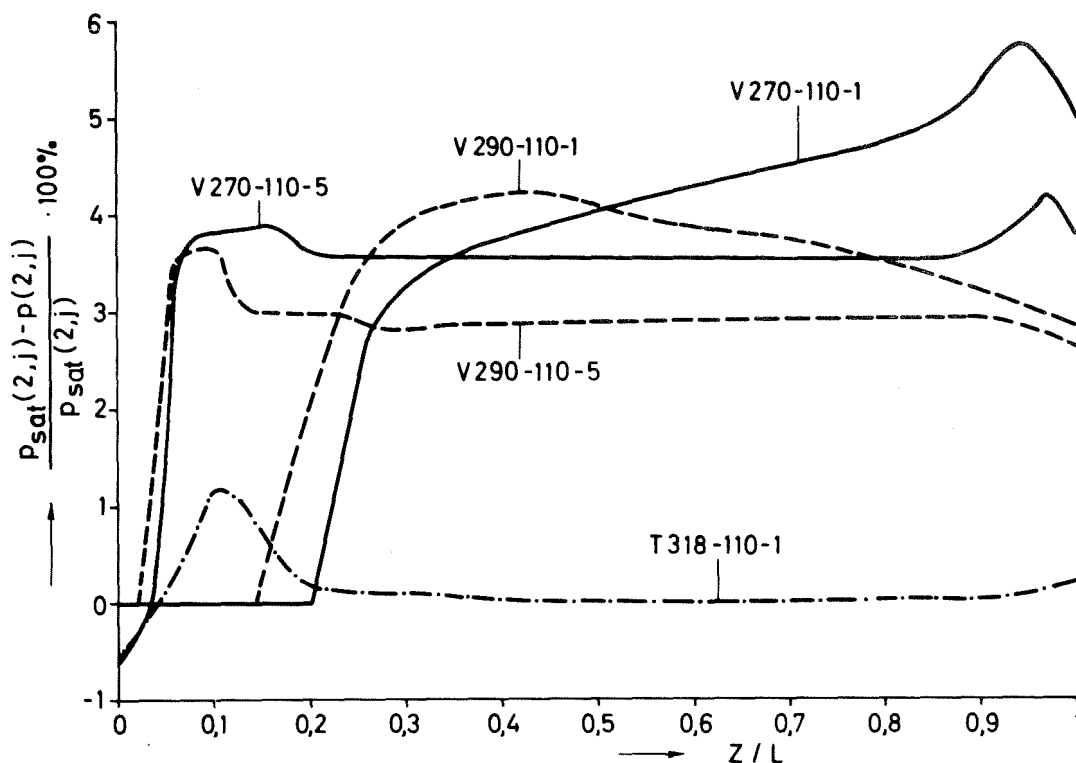


Abb. 4.6 Der prozentuale Nichtgleichgewichtszustand bei quasi-stationärer Ausströmung über der normierten Stutzenachse

stellt man fest, daß der produzierte Dampf nicht oder nur unwesentlich zur Erhöhung der örtlichen Dampfdichte und damit zum Abbau des Nichtgleichgewichtes beiträgt. Die im mittleren Bereich des Stutzens geringe, aber dennoch vorhandene, örtliche Beschleunigung sorgt für den Ausgleich dieser Dampfproduktion. Der Void-Anteil und die davon abhängige Phasenübergangsrate bleiben daher klein. Dies führt zu dem relativ stabilen Nichtgleichgewichtszustand bei den Versuchen mit unterkühlten Anfangsbedingungen.

Bei T 318-110-1 ist wegen des a priori höheren Void-Anteiles (Phasenkontaktfläche) die Dampfproduktion so stark (vgl. 4.2.1), daß trotz größerer Beschleunigung als bei unterkühlten Anfangsbedingungen das Nichtgleichgewicht abgebaut werden kann.

Im Mündungsbereich zeigen die Kurven zum Teil eine Zunahme, zum Teil eine Abnahme des Nichtgleichgewichtes. Maßgebend hierfür ist, ob der Einfluß der Beschleunigung oder der Einfluß der Kontaktflächenvergrößerung durch den Anstieg des Void-Anteils überwiegt. In der Form dieser Kurven spiegelt sich der verwickelte nicht-lineare Zusammenhang der einzelnen Variablen wieder.

Im Übergangsbereich zum Ringraum ist bei T 318-110-1 ein negativer Nichtgleichgewichtszustand festzustellen. Nach der hier getroffenen Definition bedeutet dies $p > p_{\text{sat}}$. Die Ursache ist die Fliehkraftwirkung bei der Strömungsumlenkung. Im Sinne der Gl. (A6.11) bedeutet dies eine Verzögerung der Strömung, was zu einer negativen Abweichung vom Gleichgewichtszustand (Unterkühlung des Dampfes) führt. Bei den Vorausrechnungen ist das Fluid an dieser Stelle noch unterkühlt. Abweichungen vom Gleichgewichtszustand sind deshalb nicht möglich.

Eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit Experimenten zeigt der Verlauf des Nichtgleichgewichtszustandes von T 318-110-1. In diesem Falle ist das Gleichgewicht ca. 40 cm nach dem Stützeinlauf wieder erreicht. Bei verschiedenen Kleinexperimenten zur kritischen Zweiphasenströmung wurde erkannt, daß ab Stützenlängen zwischen ca. 30 cm und 40 cm Gleichgewichtsströmung vorliegt /90/.

Der absolute Betrag des Nichtgleichgewichts beträgt für die HDR-Bedingungen $\Delta p_{ne} = 2 - 3$ bar. Das entspricht einem Überhitzungszustand von ca. 2 - 3 K. Der experimentelle Nachweis dieses Nichtgleichgewichtszustandes erfordert eine Meßgenauigkeit bei der Temperatur von $\leq 1\%$, was schon nahe an der Grenze meßtechnischer Möglichkeiten liegt. Zwei Schlußfolgerungen sind daraus zu ziehen:

- a) Im Sinne der meßtechnischen Nachweisbarkeit sind die Nichtgleichgewichtszustände bei den HDR-Experimenten gering.
- b) Weitere Blowdownversuche mit höherer Anfangsunterkühlung wären wünschenswert, um den Einfluß von Nichtgleichgewichtszuständen sicher festzustellen.

4.5.2 Variation des Nichtgleichgewichtsparameters

Da die Ausbildung eines Nichtgleichgewichtszustandes im Modell nicht nur von physikalischen Anfangs- und Randbedingungen abhängt, sondern auch von dem empirischen Nichtgleichgewichtsparameter Γ_0 , scheint es sinnvoll und notwendig, den Einfluß dieses Parameters durch Variation festzustellen. Dies ist schon deswegen unerlässlich, weil der Wert von Γ_0 nur am Unterschwingen bemessen ist (vgl. 2.1.10).

Bezüglich des Referenzfalles ($\Gamma_0 = 0.166$) erhöht sich der Massenstrom \dot{m} um 5.8%, wenn Γ_0 um den Faktor 10 verringert wird. Eine Erhöhung von Γ_0 um den Faktor 4 bewirkt eine Verminderung des Massenstromes um 0.9%. Diese Tendenz ist in Übereinstimmung mit der Erfahrung aus Experimenten, daß mit zunehmendem thermodynamischen Nichtgleichgewicht der Massenstrom steigt (vgl. 2.3). Die Ursache dafür ist unmittelbar einleuchtend. Der Nichtgleichgewichtszustand kommt durch die verzögerte Verdampfung zustande, d.h. der Dampfanteil wird im gesamten Bruchstutzen kleiner, wenn der Nichtgleichgewichtszustand zunimmt. Dies bedeutet aber wegen der in 4.2.2 erörterten Gründe eine Erhöhung des Massenstromes. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 dargestellt.

Die Abweichung vom Gleichgewichtszustand in der Mündung $\Delta p_{ne}(2,22)$ nimmt mit kleiner werdendem Γ_0 zu. Mit größer werdendem Γ_0 konvergiert $\Delta p_{ne}(2,22)$ gegen Null, was Tabelle 4.3 zu entnehmen ist. Auf eine weitere Erhöhung von Γ_0 wird verzichtet, da dies aus numerischen Gründen kleinere Zeitschritte erforderlich machen würde. In Abb.4.7 ist die prozentuale Abweichung des Massenstromes vom Referenzfall in Abhängigkeit des prozentualen Nichtgleichgewichtszustandes an der Mündung dargestellt. Extrapoliert man die gerechneten Punkte durch eine Gerade, so ergibt sich beim Gleichgewichtszustand ($\Delta p_{ne}(2,22) = 0$) eine Abweichung im Massenstrom von ca. 2.5% bezüglich des Referenzfalles. Der bei HDR-Bedingungen maximal auftretende Nichtgleichgewichtszustand von ca. 5% verursacht also einen um 2-3% größeren Massenstrom, als bei Gleichgewicht zu erwarten wäre. Der Einfluß des Nichtgleichgewichts ist damit bei stationärer Strömung als gering zu bezeichnen.

Γ_0	\dot{m}	φ	$p(2,22)$	$p_{sat}(2,22)$	$\Delta p_{ne}(2,22)$
	kg/s	%	bar	bar	bar
0.0166	2000	5.8	45.0	53.7	8.7
0.166	1893	0.0	50.1	52.6	2.5
0.66	1876	-0.9	50.4	52.2	1.8

Tabelle 4.3 Variation des Nichtgleichgewichtsparameters Γ_0 bei T 270-110-1 ; Referenzfall: $\Gamma_0 = 0.166$

$$\varphi = \frac{\dot{m} - \dot{m}_{ref}}{\dot{m}_{ref}} \cdot 100 \%$$

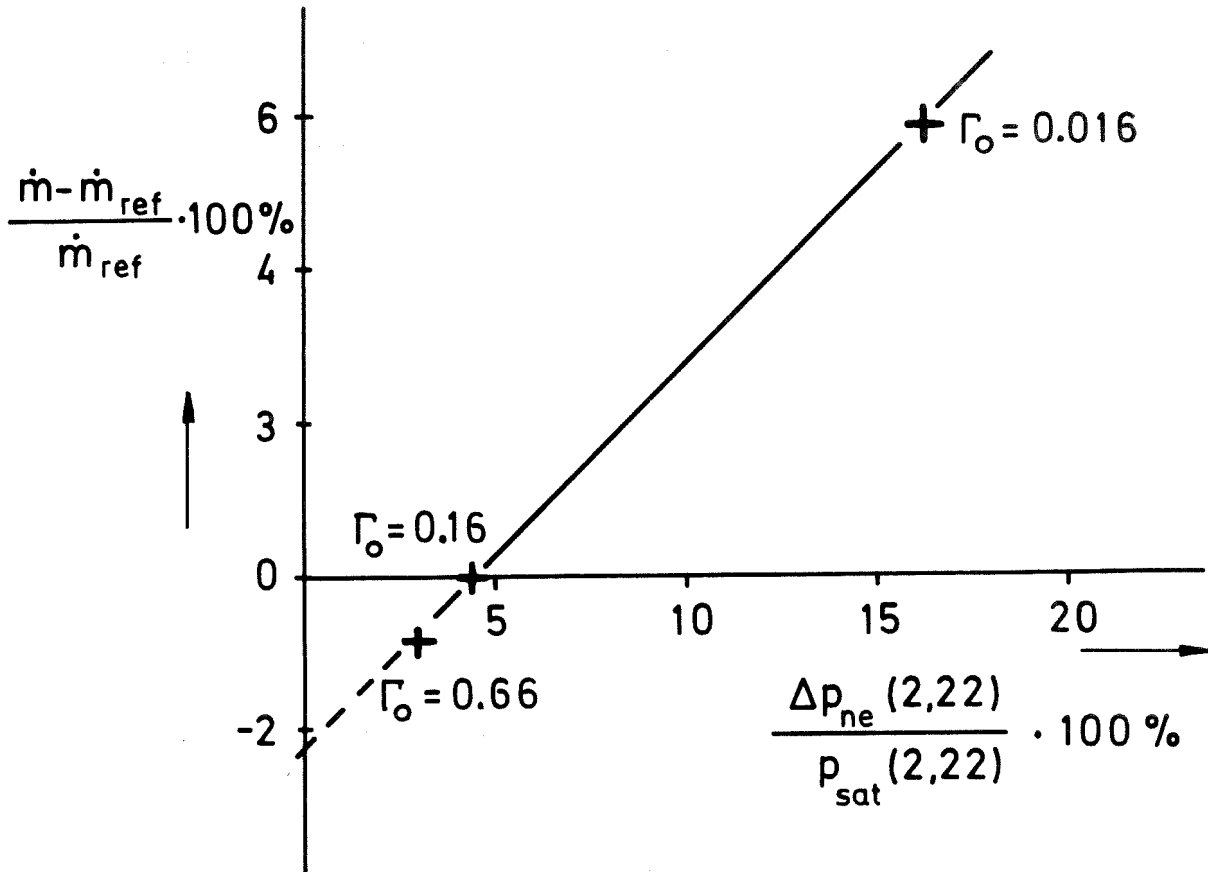


Abb.4.7 Prozentuale Änderung des Massenstromes in Abhängigkeit vom prozentualen Nichtgleichgewichtszustand an der Bruchöffnung infolge der Variation des Nichtgleichgewichtsparameters Γ_0

4.5.3 Das Unterschwingen der Druckentlastungswelle

Die Zustandsänderung beim Unterschwingen wird in 2.1.11 durch die numerische Lösung einer gewöhnlichen Differentialgleichung für ein "nulldimensionales" System bestimmt. Ein Ergebnis dieser Untersuchung ist, daß das Unterschwingen um so größer wird, je kleiner die Verdampfungsrate und je größer die Geschwindigkeit der Zustandsänderung ist. Die Voraussetzungen für die Ausbildung dieses instationären Nichtgleichgewichtszustandes sind also von gleicher Art wie für das stationäre Nichtgleichgewicht.

Mit steigender Temperatur wird die Verdampfungsrate beim Aufsieden größer, die Schallgeschwindigkeit im unterkühlten Fluid aber kleiner, d.h. die zeitliche Druckänderung durch die Entlastungswelle erfolgt langsamer. Bei Verringerung der Anfangsunterkühlung wird das Unterschwingen daher kleiner.

In Abb.4.8 ist das Unterschwingen der einlaufenden Entlastungswelle, d.h. die maximale Unterschreitung des Sättigungsdruckes, in Abhängigkeit von der Anfangsunterkühlung aufgetragen. Die Kurve gilt für die Masche (2,20). Das ist etwa 20 cm vor der Bruchöffnung. Die Definition des Nichtgleichgewichtszustandes entspricht der von Gl.(4.5.1). Der Maximalwert ist hier aber nicht örtlich sondern zeitlich zu verstehen. Die Daten stammen aus den Testrechnungen T 270-110-1, T 290-110-1 und T 318-110-1. Zu beachten ist, daß bei den Rechnungen grundsätzlich eine Bruchöffnungszeit von 0 Sekunden angenommen wird. Endliche Bruchöffnungszeiten würden eine weitere Verlangsamung der Zustandsänderung und damit eine Verringerung des Unterschwingens bedeuten.

Durch das Unterschwingen ändert der Druckgradient kurzzeitig sein Vorzeichen, d.h. er ist gegen die Strömung gerichtet (vgl. Abb.A0.7). Dadurch wird das Einsetzen der Blowdown-Strömung um ca. 3 ms verzögert (vgl. Abb.A0.35 bis Abb.A0.38). Die Feststellung in /39/, daß das Unterschwingen die Anfangsbedingung für den nachfolgenden Strömungsprozeß verändert, wird auf diese Weise bestätigt.

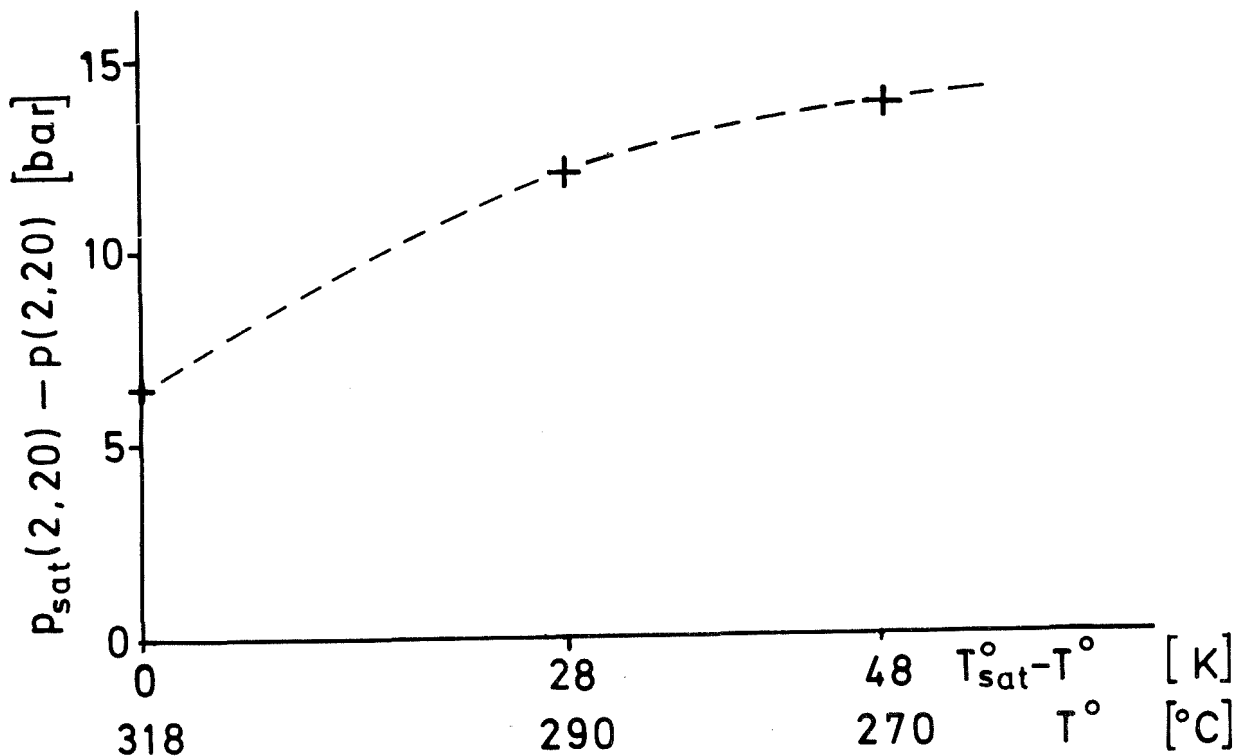


Abb.4.8 Das maximale Unterschwingen der einlaufenden Druckentlastungswelle ca. 20 cm vor der Bruchöffnung in Abhängigkeit von der Anfangsunterkühlung beim 1m-Stutzen

4.5.4 Das mechanische Nichtgleichgewicht

(Phasenseparation oder Schlupf zwischen den Phasen)

In Tabelle 4.4 ist der Massenstrom, der Dampfmassenanteil X und der Dampfvolumenteil Θ an der Bruchöffnung für Rechnungen mit und ohne Relativgeschwindigkeit dargestellt. Variiert wird dabei die Anfangsunterkühlung. Die Daten stammen aus den Rechnungen T 270-110-1, T 290-110-1 und T 318-110-1.

Man erkennt, daß die Relativgeschwindigkeit erst bei höherem Dampfanteil spürbaren Einfluß auf den Massenstrom hat. Im Kurzzeitbereich (2 ms) bewirkt die Relativgeschwindigkeit bei allen Rechnungen eine Erhöhung des Massenstroms, da die Dampfphase schneller beschleunigt werden kann, wenn Schlupf zugelassen wird. Der Betrag des Massenstromes selbst ist aber zu dieser Zeit noch gering.

Im quasistationären Strömungszustand bewirkt der Schlupf, d.h. die höhere Dampfgeschwindigkeit nur dann eine Erhöhung des Massenstromes, wenn der Dampfmassenanteil vergleichbar mit der Gesamtmasse wird. Bei der Rechnung mit gesättigten Anfangsbedingungen (T 318-110-1) bedeutet dies, bei einem Dampfmassenanteil an der Bruchöffnung von $X = 0.126$, eine Abweichung des Massenstromes um $\rho = -2.4\%$, wenn Schlupf nicht zugelassen wird. Ist der Dampfmassenanteil wie bei T 270-110-1 und T 290-110-1 wesentlich kleiner, so macht sich ein gegenläufiger Effekt bemerkbar, der nur dadurch zu erklären ist, daß sich wegen der Änderung des Dampfanteiles auch die kritischen Bedingungen (Schallgeschwindigkeit) ändern, so daß sich der kritische Massenstrom erhöhen kann (vgl. 4.6.4).

Für T 318-110-1 ist der Massenstrom mit und ohne Berücksichtigung der Relativgeschwindigkeit in Abb.4.9 dargestellt.

Die Berücksichtigung des Schlupfes zwischen den Phasen ist also nur dann wesentlich, wenn der Dampfmassenanteil mit der Gesamtmasse vergleichbar wird; dies kann bei zweiphasigen oder eventuell auch gesättigten Anfangszuständen bzw. Stagnationszuständen eintreten. Für die geplanten, in Tabelle 3.1 spezifizierten HDR-Blowdown-Versuche muß dies nicht erwartet werden.

Anfangsunterk. $T_{\text{sat}} - T^{\circ}$	\dot{m} (2 ms) kg/s		φ %	\dot{m} (50 ms) kg/s		φ %	Dampfanteil in der Bruchöffnung			
	$V_r \neq 0$	$V_r = 0$		$V_r \neq 0$	$V_r = 0$		$V_r \neq 0$		$V_r = 0$	
							θ	x	θ	x
48	266	264	-0.75	1893	1895	0.1	0.166	$7.4 \cdot 10^{-3}$	0.090	$3.7 \cdot 10^{-3}$
28	223	218	-2.24	1442	1459	1.2	0.511	$4.2 \cdot 10^{-2}$	0.432	$3.4 \cdot 10^{-2}$
0	206	181	-12.1	1027	1002	-2.4	0.804	$1.3 \cdot 10^{-1}$	0.804	$1.4 \cdot 10^{-1}$

Tabelle 4.4 Rechnungen mit und ohne Relativgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Anfangsunterkühlung

$$\varphi = \frac{\dot{m}_{V_r=0} - \dot{m}_{V_r \neq 0}}{\dot{m}_{V_r \neq 0}}$$

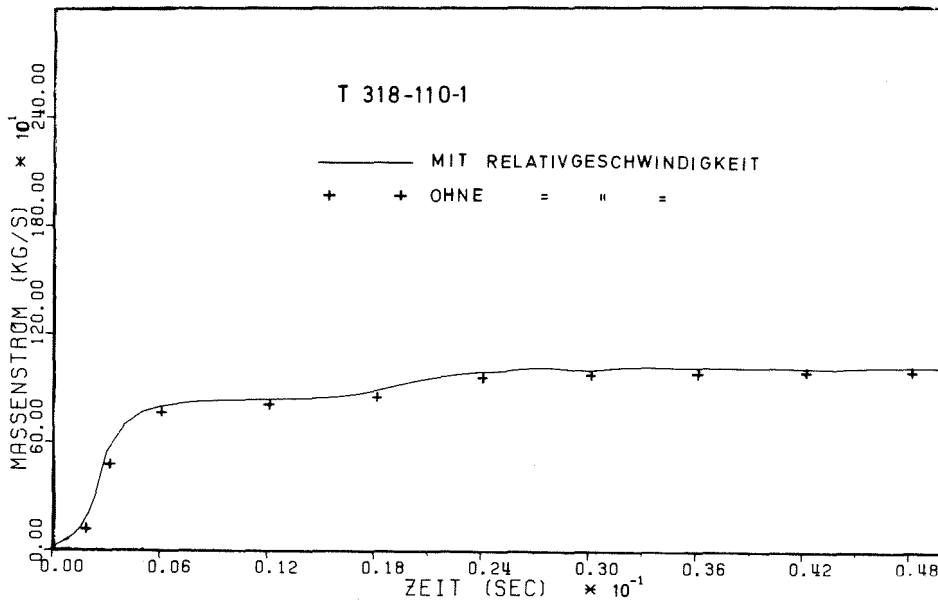


Abb. 4.9 Massenstrom mit und ohne Berücksichtigung der Relativgeschwindigkeit für den 1m-Stutzen bei gesättigtem Anfangszustand (T 318-110-1)

4.6 Zweidimensionale Phänomene - Einfluß der Stutzeneinlauf- konfiguration

4.6.1 Experimentell nachgewiesene zweidimensionale Phänomene

Es konnte in verschiedenen Experimenten /59,60,61/ nachgewiesen werden, daß durch eine scharfkantige Stutzeneinlaufgeometrie ein Dampftring entsteht. Die Auflösung dieses Dampftringes wurde dabei in einem Bereich $3 \leq Z/D \leq 12$ beobachtet. Diese experimentellen Ergebnisse bilden die Grundlage des Nichtgleichgewichtsmodells von Henry /25/.

Edwards konnte bei seinen Blowdown-Experimenten ebenfalls den höheren Dampfanteil an der Wand feststellen /18,23/. Er schließt bei seiner Interpretation eine Heizwirkung des Rohres aus und vermutet die Ursache in der Verdampfungskeimwirkung der Rohrwand.

Sozzi und Sutherland stellten experimentell eine Massenstromminderung durch den irreversiblen Druckverlust im scharfkantigen Einlauf fest /33/.

Durch die zweidimensionale Diskretisierung des Bruchstutzens bei den Vorausrechnungen soll u.a. auch geklärt werden, ob diese experimentell festgestellten Phänomene mit dem DRIX-2D-Modell nachgewiesen werden können, und ob sie so bedeutend sind, daß sie im Sinne von "best estimate"-Rechnungen erfaßt werden müssen.

Der bei verschiedenen Kleinexperimenten festgestellte Einfluß des Stutzendurchmessers, bzw. des Längen-Durchmesser-Verhältnisses /90/ wird in dieser Arbeit nicht untersucht, da von einer Variation des Durchmessers abgesehen wird.

4.6.2 Der Einfluß der Dimensionalität im allgemeinen

In Abb.4.10 wird der Druckverlauf zwischen einer eindimensionalen Berechnung des Stutzens (T 270-110-1) und einer zweidimensionalen Rechnung (V 270-110-1) verglichen. Man erkennt, daß im Stutzen und Ringraum kein nennenswerter Unterschied (maximal 2%) besteht. Die Abweichungen im Massenstrom sind mit maximal 2.5% zwischen T 270-110-1 und V 270-110-1 und ca. 6% zwischen T 290-110-1 und V 290-110-1 ebenfalls noch gering (Abb.4.12).

Das ist besonders deswegen bemerkenswert, weil der Gegendruck an der Bruchöffnung $p(2,23)$ im eindimensionalen Fall um ca. 30% höher liegt als bei der zweidimensionalen Rechnung. Dies ist ein typisches Zeichen für kritische Strömung, da der Außendruck die Strömung im Stutzen nicht mehr beeinflusst.

Die experimentell nachgewiesenen Irreversibilitäten bei der Strömungseinschnürung im Einlauf und die dadurch verursachte Massenstromminderung kann offenbar durch die zweidimensionale Rechnung nicht erfaßt werden. Hierzu wäre eine wesentlich feinere Diskretisierung erforderlich, um die Wirbelströmungen im Totwasserraum aufzulösen. Das Reibmodell nach 2.1.7 würde die Voraussetzung dazu aber liefern.

Man kann aus diesen Ergebnissen den Schluß ziehen, daß eine eindimensionale Berechnung des Stutzens durchaus berechtigt ist, sofern nur der Druckverlauf und der mittlere Massenstrom interessieren. Dies trifft für Blowdown-Rechnungen bei Kühlmittelverluststörfällen zu.

Wesentlich problematischer ist dagegen, die Modellierung des in Wirklichkeit sehr komplizierten Übergangsbereiches Ringraum-Stutzen. Da der Radius des Reaktordruckbehälters sehr groß gegen den Radius des Stutzens ist, wird die dreidimensionale Geometrie in diesem Bereich durch eine zweidimensionale rotationssymmetrische Modellierung gut wiedergegeben. Insbesondere wird der Kernmantel als eine senkrecht auf der Stutzenachse stehende Wand geometrisch richtig erfaßt (vgl. 3.2). Diese Wand verändert das Reflektionsverhalten der im Stutzen oszillierenden Wellen entscheidend, wie Festrechnungen T 270-110-1 mit und ohne Kernmantel zeigen (Abb. 4.11). Die Reflektion der ersten Druckentlastungswelle im Übergangsbereich ist aber die transiente Anfangsbedingung für die nachfolgende Druckentlastung im Ring- und Innenraum. Da der Druckverlauf am Kernmantel von grundlegender Bedeutung bei der Ermittlung der Strukturbelastung ist, sollte dieser Bereich entweder dreidimensional, wie z.B. bei FLUX-Rechnungen /2/ oder aber in zweidimensionalen Zylinderkoordinaten mit geeigneter Kopplung an den Ringraum berechnet werden.

Bei Modellierung in kartesischen Koordinaten, wie z.B. bei der in 3.2 beschriebenen Art, werden Stutzen und Kernmantel in einer

Ebene dargestellt. Dies führt zu einer Wellenreflektion, die den geometrischen Gegebenheiten nicht entspricht. Da bei dieser Modellierung der Einlaufgeometrie die Zuströmung aus der dritten Dimension fehlt, werden zu kleine Querschnitte vor dem Stutzen-einlauf vorgetäuscht, was nach der Bernoullischen Gleichung einen allgemein höheren Druckabfall verursacht. Der Druckverlauf im Übergangsbereich bei Verwendung von kartesischen Koordinaten ist in Abb.4.11 dargestellt. Diese Rechnung entspricht im übrigen den Bedingungen von T 270-110-1 . Der Massenstrom ist bei kartesischen Koordinaten um ca. 18% geringer als bei rotationssymmetrischen Koordinaten (vgl. Abb.4.12).

Das Programm FLUST verwendet grundsätzlich kartesische Koordinaten. Berechnungen des gleichen Problems mit FLUST zeigen daher einen qualitativ ähnlichen Druckverlauf, soweit ein Vergleich wegen der unterschiedlichen Modellierung von Ring- und Innenraum zulässig ist /3/.

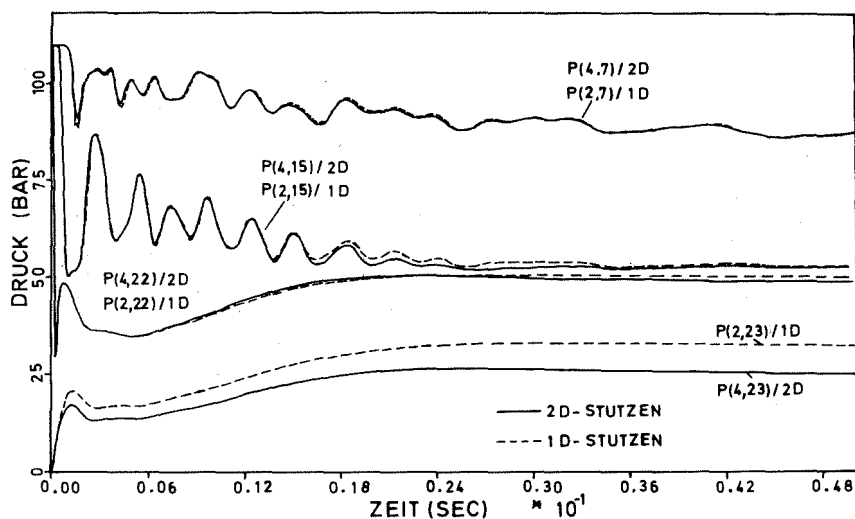
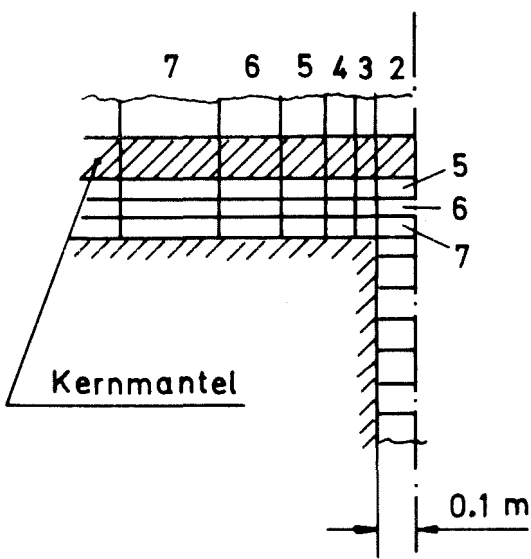
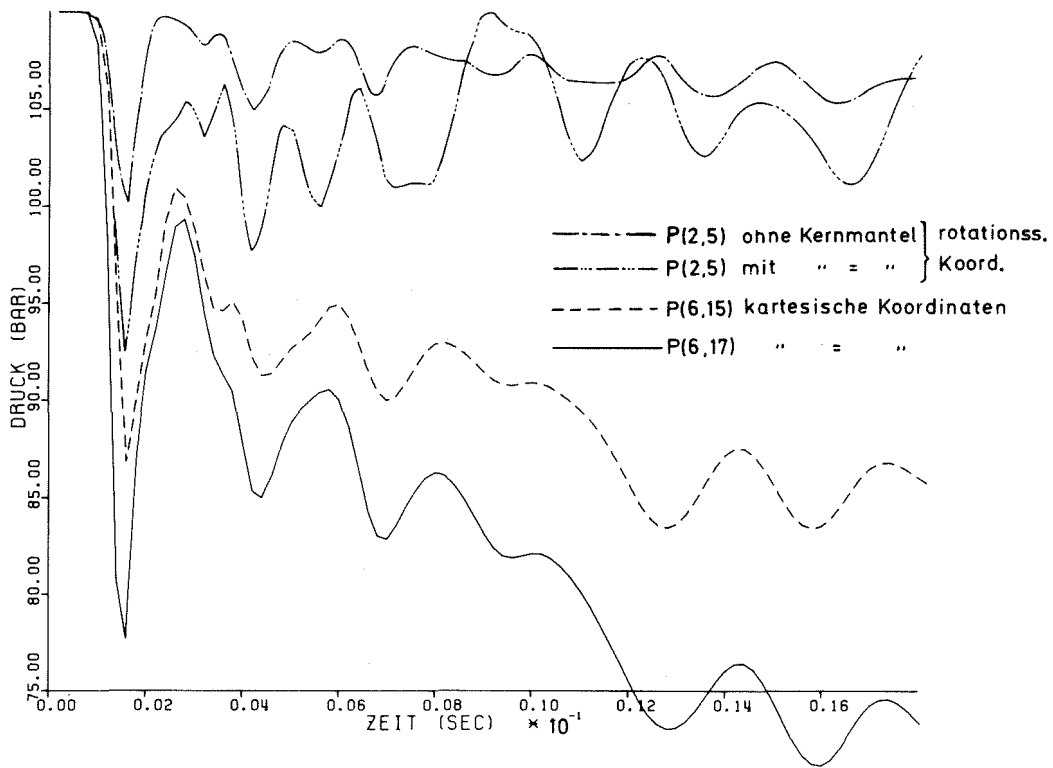
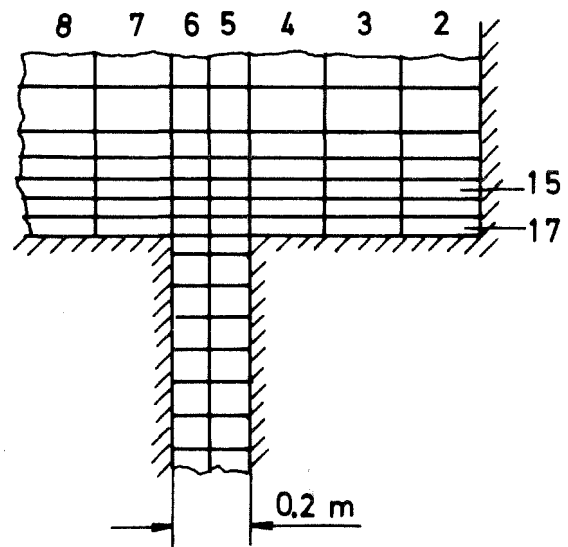


Abb. 4.10 Die zeitlichen Druckverläufe im Vergleich zwischen ein- und zweidimensionaler Berechnung des Stutzens (T 270-110-1 / V 270-110-1)



rotationssym. Zylinderkoordinaten



kartesische Koordinaten

Abb. 4.11 Zeitlicher Druckverlauf im Übergangsbereich Stutzen-Ringraum bei Modellierung in rotationssymmetrischen Zylinderkoordinaten (mit und ohne Kernmantel) und in kartesischen Koordinaten

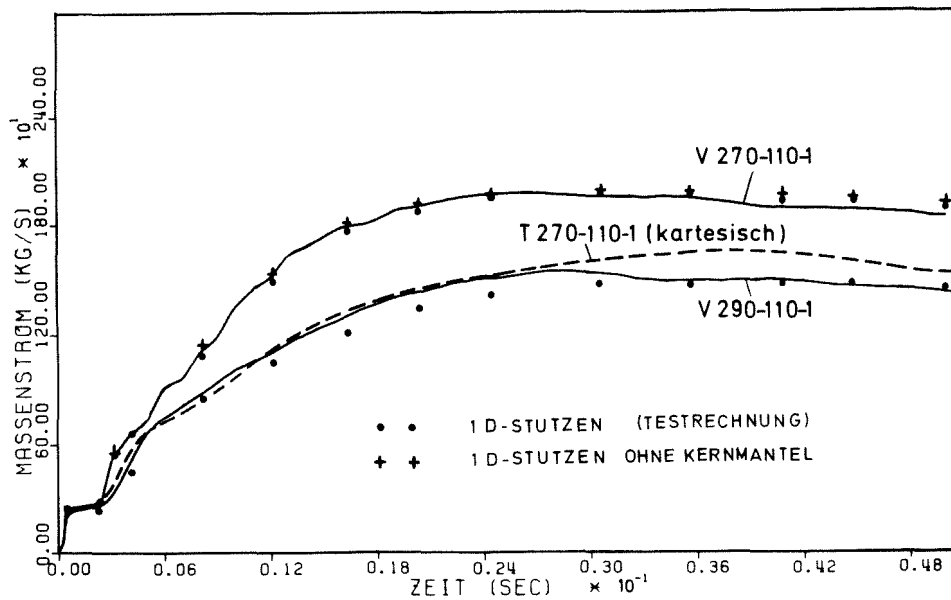


Abb.4.12 Der Massenstrom im Vergleich zwischen ein- und zwei-dimensionaler Berechnung des Stutzens und als Ergebnis bei kartesischer Modellierung

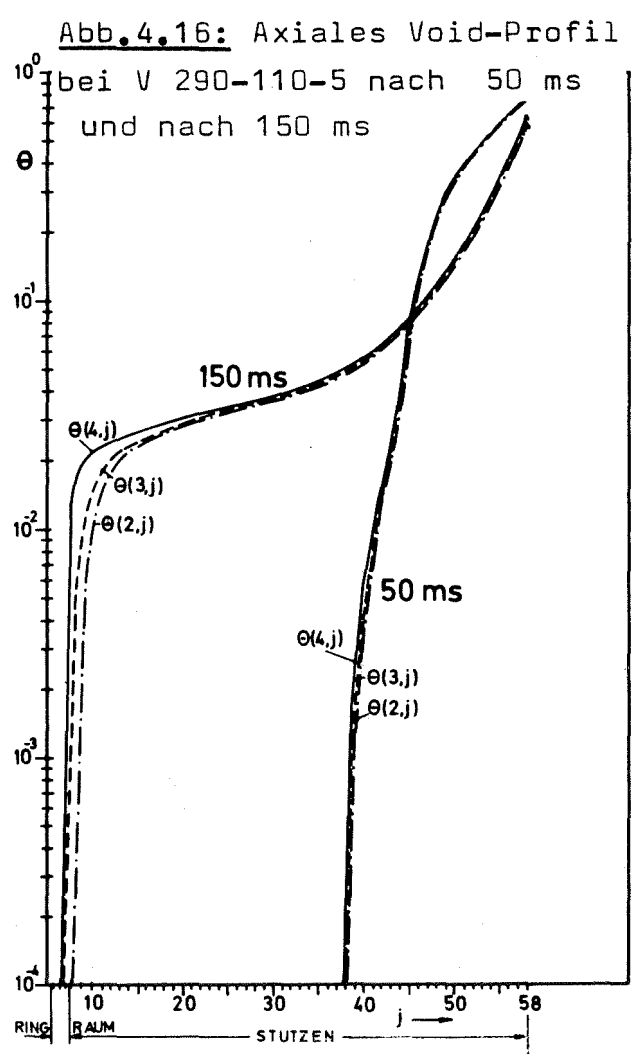
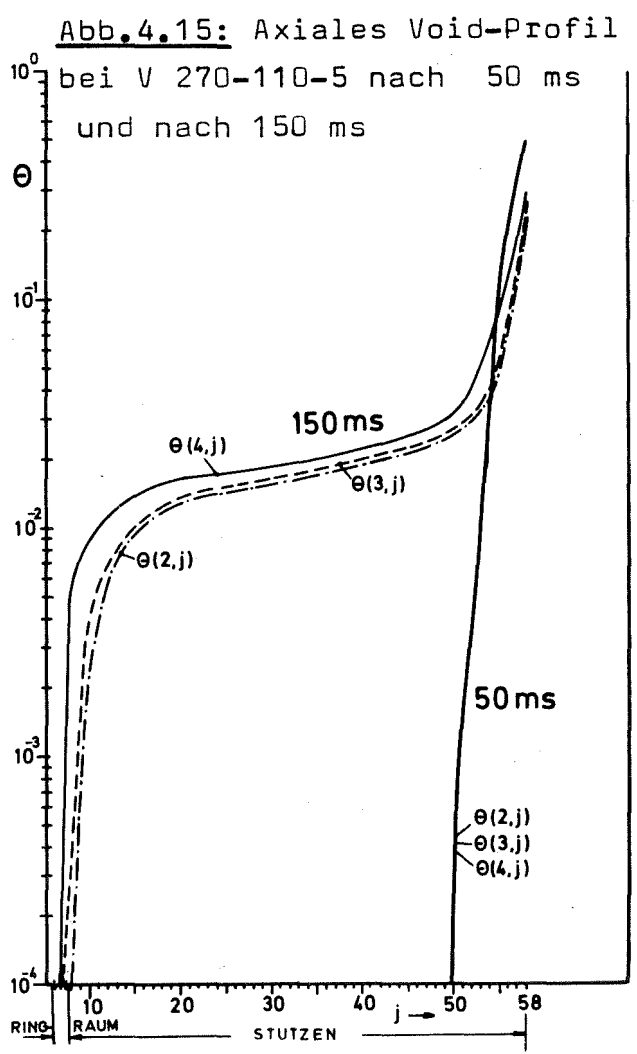
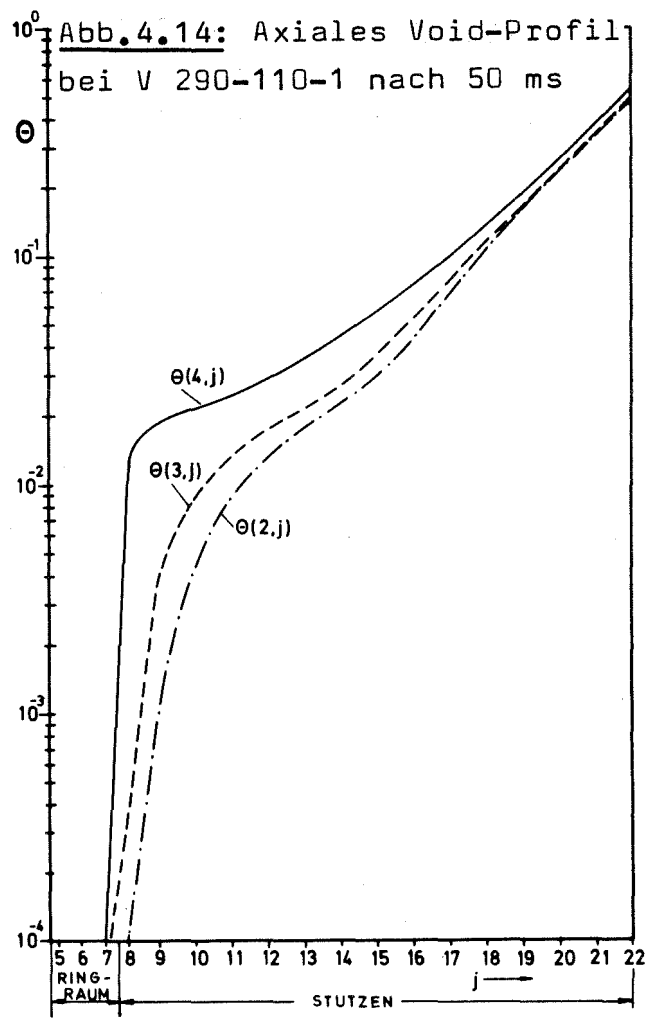
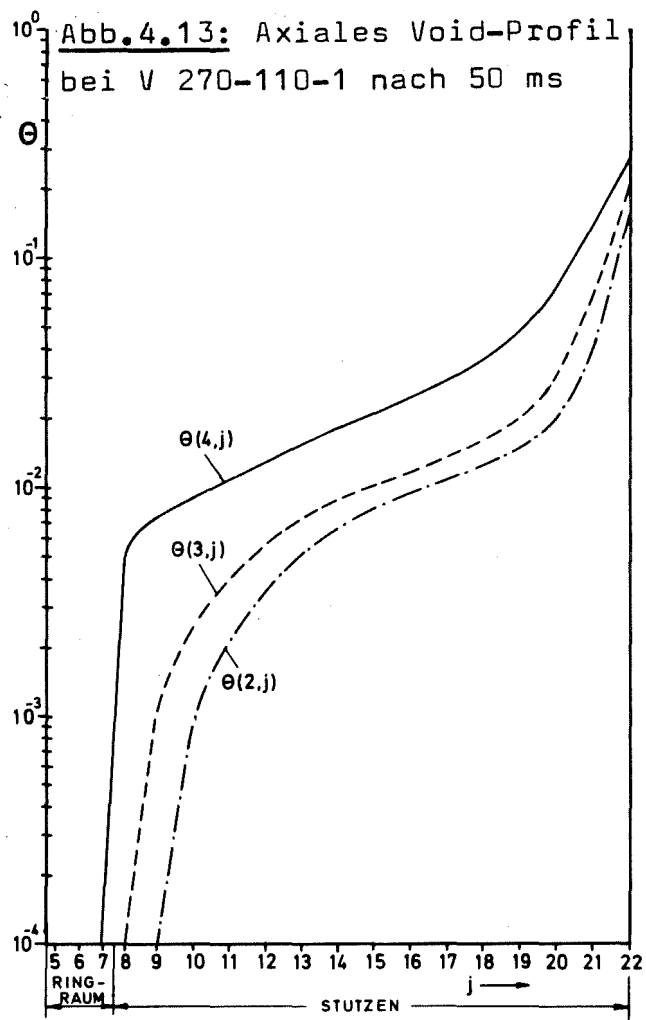
4.6.3 Das radiale Void-Profil

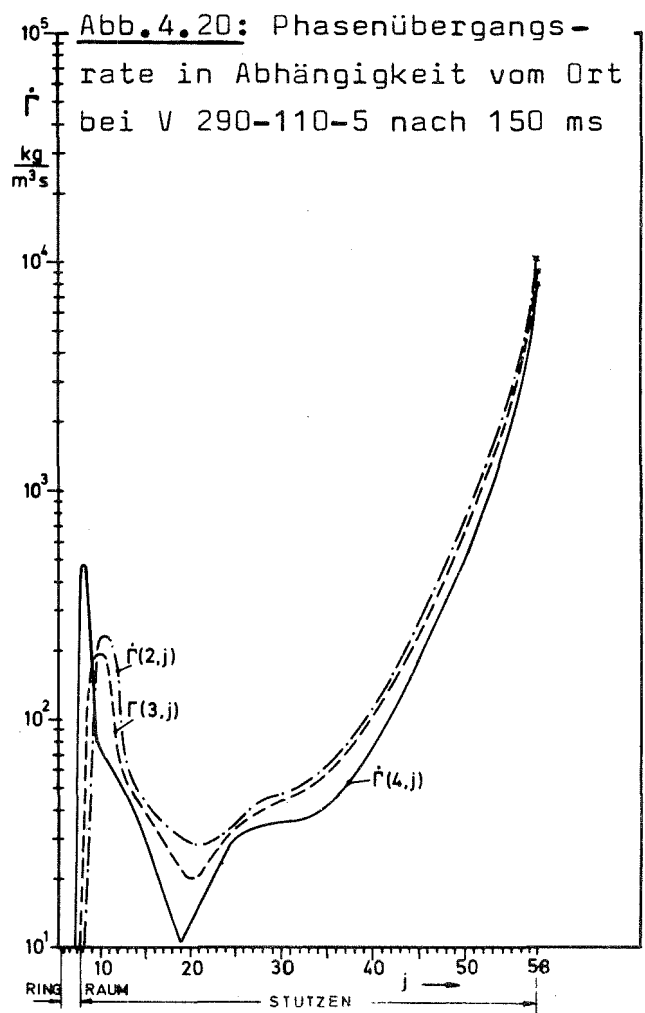
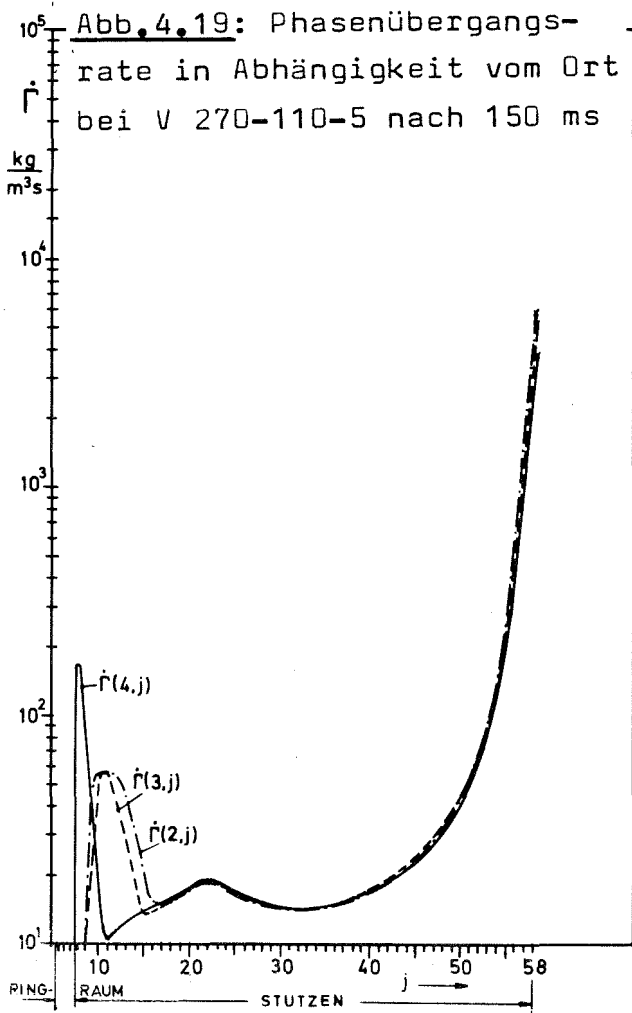
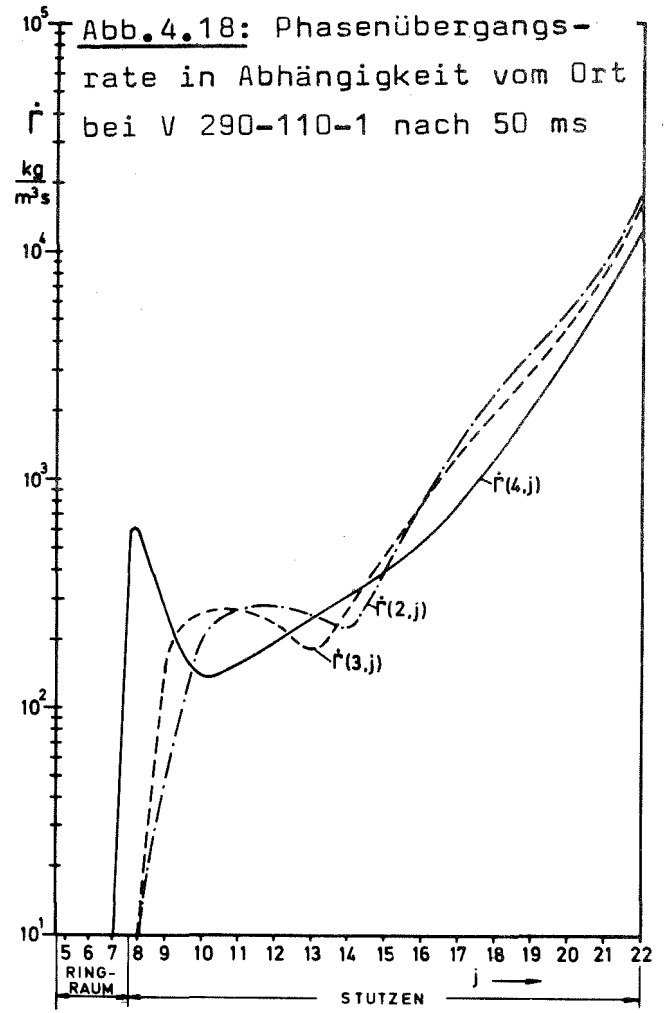
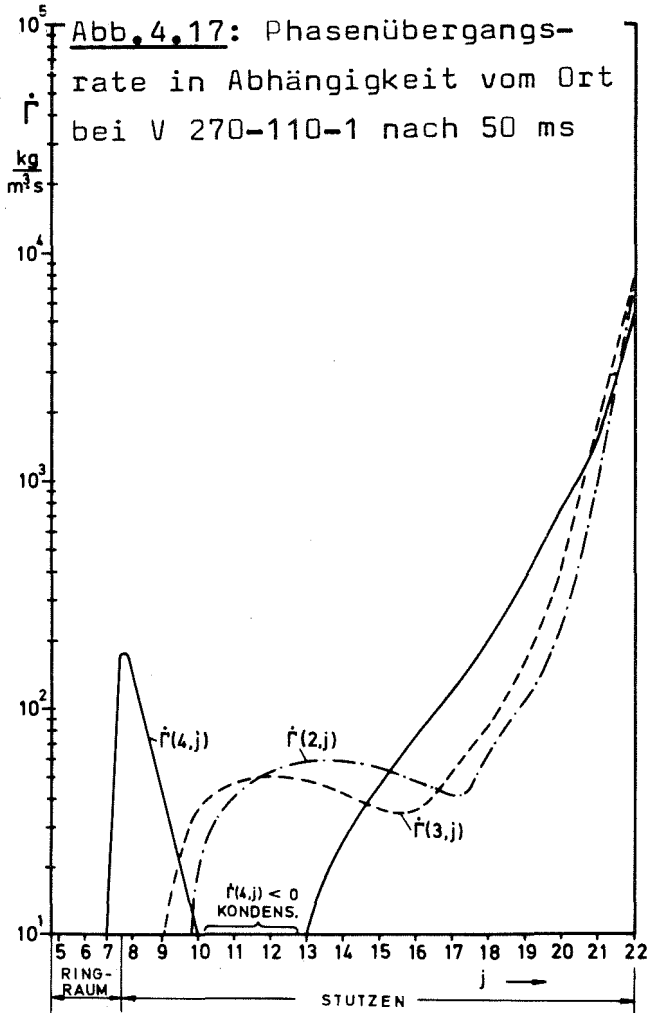
In Abb.4.13 bis Abb.4.16 ist das axiale Voidprofil für das Stutzenzentrum, für die mittlere Schicht und für die Wandschicht aufgetragen. Die Kurven gelten bei einer Zeit von 50 ms beim 1m-Stutzen und von 150 ms beim 5m-Stutzen. In axialer Richtung steigt der Void-Anteil besonders im Bereich des Einlaufs und der Mündung stark an. Auffallend ist auch die Zunahme des Void-Anteiles vom Zentrum zur Wand (Dampfring!). Die Ausprägung dieses radialen Void-Profiles nimmt mit länger werdendem Stutzen und kleiner werdender Anfangsunterkühlung ab. Mit zunehmender Entfernung vom Einlauf wird diese Strömungsform wieder homogenisiert. Im Extremfall, bei V 270-110-1, übersteigt z.B. der Void-Anteil an der Wand den Void-Anteil im Stutzenzentrum kurz nach dem Einlauf um den Faktor 100 und an der Mündung um den Faktor 1.7 . Die Ursache für die Ausbildung dieses radialen Void-Profiles ist die Strömungseinschnürung im Stuzeneinlauf (vgl. Abb.4.21 und Abb.4.22). Verursacht durch die Fliehkraft bei der Strömungsum-

lenkung, bildet sich im Einlauf ein radiales Druckprofil aus. Der Druck an der Wand liegt beim Sättigungswert bzw. im Rahmen des möglichen Nichtgleichgewichts einige Bar darunter. Im Zentrum ist der Druck um ca. 16 bar höher. Das Fluid ist dort noch unterkühlt. Deutlich ist dieses radiale Druckprofil bei V 270-110-1 in Abb. A0.7 zu erkennen, indem man die axialen Druckprofile von Wandschicht und Stutzenzentrum für den quasistationären Zustand vergleicht. Im Stutzeneinlauf setzt daher an der Wand die Verdampfung schlagartig ein, wie man an der Phasenübergangsrate in Abb. 4.17 bis Abb. 4.20 erkennt. An dieser Stelle herrscht auch die größte Abweichung vom Gleichgewichtszustand bei der stationären Strömung. Etwa 30 cm nach dem Stutzeneinlauf ist das radiale Druckprofil wieder weitgehend ausgeglichen, d.h. der Wanddruck ist wieder höher als unmittelbar im Einlauf. Die Phasenübergangsrate nimmt dadurch wieder ab. Bei V 270-110-1 wird sie sogar negativ (Abb. 4.17), d.h. der entstandene Dampf wird teilweise wieder kondensiert. Bei genügender Anfangsunterkühlung kann also an der Wand, kurz nach dem Stutzeneinlauf, eine Kavitationszone auftreten, wo die entstandenen Dampfbläschen wieder kollabieren. Die Möglichkeit der Kavitation in diesem Bereich wird auch in /83/ durch Untersuchung der Stutzenströmung mittels Potentialströmungstheorie erkannt.

Im Zentrum des Stutzens setzt die Verdampfung erst ca. 20 cm nach dem Einlauf ein. An dieser Stelle hat die Verdampfung an der Wand ein erstes Maximum erreicht.

In Abb. 4.15 bis Abb. 4.16 ist für V 270-110-5 und V 290-110-5 zusätzlich das axiale Voidprofil für alle drei Zylinderschichten zu einer Zeit $t = 50$ ms eingetragen. Bei V 270-110-5 steht die Zweiphasenfront am Ort $j=50$ (80 cm vor der Bruchöffnung), bei V 290-110-5 am Ort $j=38$ (200 cm vor der Bruchöffnung). Ein radiales Voidprofil hat sich zu dieser Zeit noch nicht ausgebildet, da die Verdampfung über den gesamten Querschnitt unter gleichmäßigen Bedingungen einsetzt. Dies bedeutet insbesondere, daß an diesen Stellen kein radiales Druckprofil vorliegt.





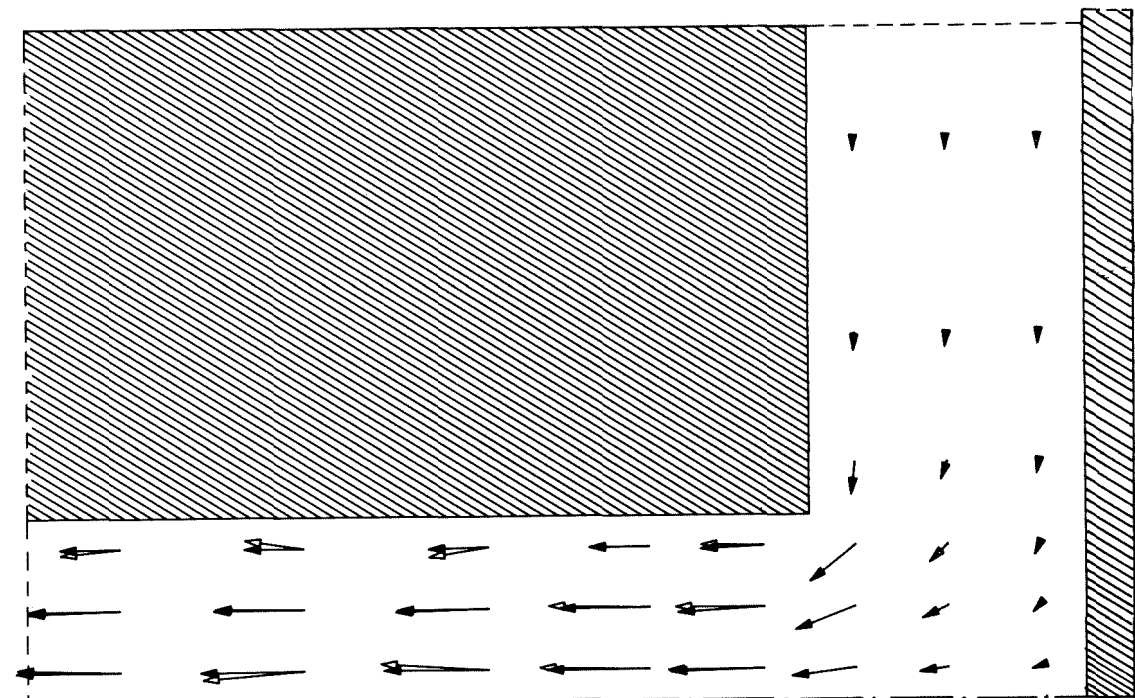


Abb. 4.21 Geschwindigkeitsfeld im Stutzeinlauf bei V 270-110-1 nach 50 ms .

WASSER: ↑
DAMPF : ↑
50 m/s →

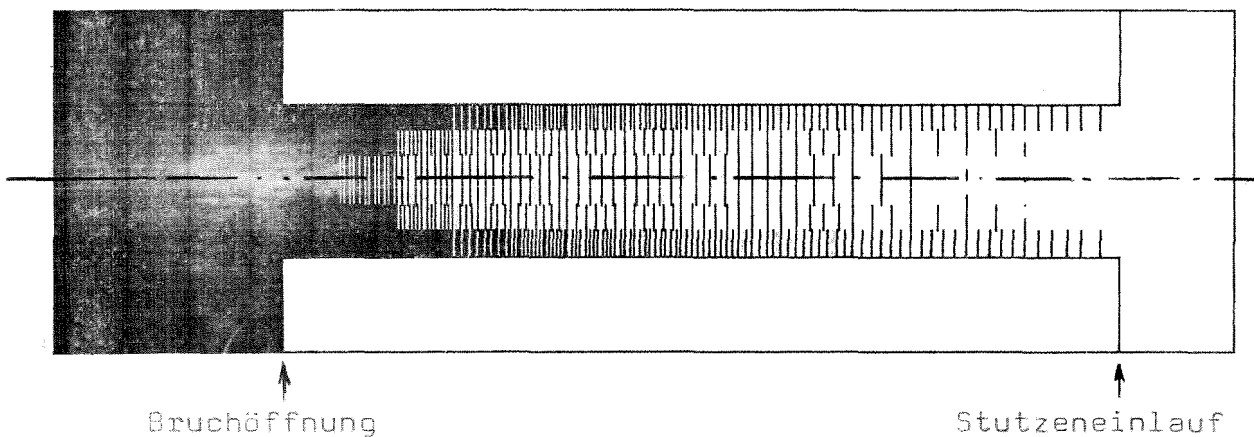
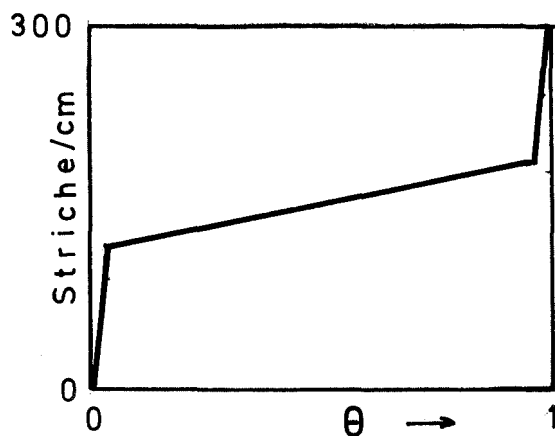


Abb.4.22 Void-Verteilung im gesamten Stutzen bei V 270-110-1 nach 50 ms

Nebenstehendes Diagramm zeigt die Abhängigkeit der Schraffurdichte (Striche pro cm) vom Void-Anteil.



4.6.4 Die kritische Strömung in Abhängigkeit von der radialen Position im Bruchstutzen

Alle hier betrachteten Blowdown-Strömungen sind kritisch. Ein typisches Zeichen dafür sind der steile Druckgradient an der Bruchöffnung und die weitere Beschleunigung der Strömung im Ausströmbereich trotz Querschnittserweiterung. Bei kritischer Strömung kann der Strömungszustand stromaufwärts von der kritischen Stelle von Störungen stromabwärts der kritischen Stelle nicht mehr beeinflußt werden. Insbesondere führt eine weitere Absenkung des Gegendruckes zu keiner Steigerung des Massenstromes. Die Geschwindigkeit an der kritischen Stelle (beim idealen Gas der engste Strömungsquerschnitt) ist gleich der örtlichen Schallgeschwindigkeit.

Es wird bei der Diskussion der Schallgeschwindigkeit für das Zweiphasengemisch in 2.1.8 auf die komplexe Abhängigkeit dieser Größe verwiesen. Sie hängt vom Void-Anteil ab und außerdem - da Nichtgleichgewichtszustände erlaubt sind - auch von der Dynamik des Systems, d.h. von der Geschwindigkeit der Zustandsänderung. Im Gegensatz zu idealem Gas ist sie keine thermodynamische Zustandsgröße, die durch zwei weitere Zustandsgrößen ausgedrückt werden kann.

Hiermit taucht die Frage auf, ob das im vorhergehenden Abschnitt diskutierte radiale Void-Profil auch eine radiale Veränderung der Schallgeschwindigkeit zur Folge hat. Das würde bedeuten, daß die Strömung im Rohrzentrum zu höheren Werten beschleunigt werden kann als an der Rohrwand. Dieses Phänomen ist in der Tat bei der Geschwindigkeit und beim Massenstrom festzustellen. Bei der mittleren Geschwindigkeit (Geschwindigkeit des Phasengemisches) von V 270-110-1 erkennt man z.B. in Abb.A0.23, daß die Geschwindigkeit im Rohrzentrum in einer Zeit von ca. 30 ms auf ca. 110 m/s beschleunigt wird, in der Wandschicht dagegen ist die Beschleunigung nach ca. 15 ms bei einer Geschwindigkeit von ca. 72 m/s beendet.

Der kritische Zustand wird also im Rohrzentrum später erreicht als an der Rohrwand, wodurch sich ein radiales Geschwindigkeitsprofil einstellt. Die Rohrreibung muß zur Erklärung dieses Phänomens ausscheiden, da sich die Ausbildung des Profils unabhängig

von der Geschwindigkeit einstellt, wie man durch Vergleich der Abb.AO.23 bis Abb.AO.28 erkennt.

Wegen der Abhängigkeit des Massenstromes von Geschwindigkeit und Void-Anteil macht sich dieses Phänomen hier noch deutlicher bemerkbar als bei der Geschwindigkeit. Bei V 270-110-1 ist der Massenstrom ¹⁾ im Stutzenzentrum um 38% höher, in der Wandschicht um 20% niedriger als der querschnittsgemittelte Massenstrom. Bei längeren Stutzen und geringerer Anfangsunterkühlung ist die Ausbildung des radialen Profils in Geschwindigkeit und Massenstrom weniger stark ausgeprägt (vgl. Abb.AO.35 bis Abb.AO.40).

Es ist offensichtlich, daß dieses Phänomen bei der meßtechnischen Erfassung des Massenstromes weitreichende Konsequenzen hat. Bei einer lokalen Messung (z.B. mit einem Dragbody) sollten deshalb wenigstens zwei Meßfühler im Stutzenzentrum und in Wandnähe angebracht werden, um einen Mittelwert bilden zu können.

In Abb.4.23 ist für V 270-110-1 das axiale Geschwindigkeitsprofil für die Wandschicht und für das Stutzenzentrum aufgetragen. Außerdem sind die axialen Profile der gefrorenen Schallgeschwindigkeit C_{fr} nach Gl.(2.1.47), der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit C_e und einer Schallgeschwindigkeit für Nichtgleichgewichtszustände C_{ne} eingezeichnet. Die Berechnung von C_e wird mit den Programmen MAPLIB /80/ und H20PC2 /81/ durchgeführt. Die Schallgeschwindigkeit C_{ne} wird im Anhang A2 hergeleitet; sie ist von der Phasenübergangsrate \dot{r} und von der Geschwindigkeit der Zustandsänderung, die durch dp/dt ausgedrückt wird, abhängig.

Im Modell von DRIX-2D ist die Variable C_{ne} nicht enthalten, deshalb wird C_{ne} nachträglich aus den anderen Ergebnissen mittels Gl.(A2.31) berechnet. Der Differentialquotient dp/dt wird dabei durch $V_v \cdot \partial p / \partial z$ ersetzt. Diese Berechnung muß als Näherungslösung verstanden werden, da z.B. der Einfluß der Relativgeschwindigkeit vollkommen unberücksichtigt bleibt. Außerdem können im Mündungsbereich wegen der dort sehr steilen Gradienten erhebliche Diskretisierungsfehler auftreten.

1) Die in Abb.AO.35 bis Abb.AO.40 dargestellten Massenströme sind immer auf den gesamten Stutzenquerschnitt von $0,0314 \text{ m}^2$ bezogen.

Bei der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit c_e ist zumindest innerhalb des Bruchstutzens kaum eine radiale Abhängigkeit festzustellen. Die gefrorene Schallgeschwindigkeit c_{fr} zeigt dagegen wegen der starken Abhängigkeit vom Void-Anteil ein ausgeprägtes radiales Profil.

Die Strömung mit der mittleren Geschwindigkeit v besitzt bezüglich c_e überall einen Überschallzustand ($M_e > 1$) aber bezüglich c_{fr} überall Unterschallzustand ($M_{fr} < 1$). Die Schallgeschwindigkeit für Nichtgleichgewicht c_{ne} zeigt ebenfalls eine radiale Abhängigkeit und ist sowohl im Stutzenzentrum als auch in der Wandschicht in erster Näherung vergleichbar mit der Strömungsgeschwindigkeit

Bezüglich c_{ne} gilt also: $M_{ne} \approx 1$

Zur Erklärung der kritischen Strömung und ihrer radialen Abhängigkeit sind die beiden Grenzwerte der Schallgeschwindigkeit c_e und c_{fr} weniger gut geeignet als die Schallgeschwindigkeit c_{ne} , bei der die Abweichung vom Gleichgewichtszustand berücksichtigt ist.

In diesem Zusammenhang sei noch erwähnt, daß z.B. Durack und Wendroff kritische Mach-Zahlen $M_{krit} < 1$ angeben, wobei sie als Referenzwert die gefrorene Schallgeschwindigkeit benutzen /44/.

Collins findet dagegen kritische Mach-Zahlen $M_{krit} > 1$, wobei er sich auf die Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit bezieht /79/.

Beide Ergebnisse werden durch Abb.4.23 voll bestätigt.

4.7 Der Einfluß der Rohrrauigkeit

Da die effektive Rohrrauigkeit bei den HDR-Bruchstutzen wegen vorhandener Absätze (ca. 1mm) oder eventueller Rostablagerungen und Ausspülungen ziemlich undefiniert ist, wird bei T 270-110-1 die Rohrrauigkeit variiert, um ihren Einfluß auf den Blowdown festzustellen. In Tabelle 4.5 werden die Ergebnisse für den quasi-stationären Zustand (50 ms) mit der Referenzrechnung ($k/D = 2.5 \cdot 10^{-4}$, $k = 0.05$ mm) verglichen. Die Rauigkeit beim Referenzfall entspricht einem gezogenen Stahlrohr in neuwertigem Zustand.

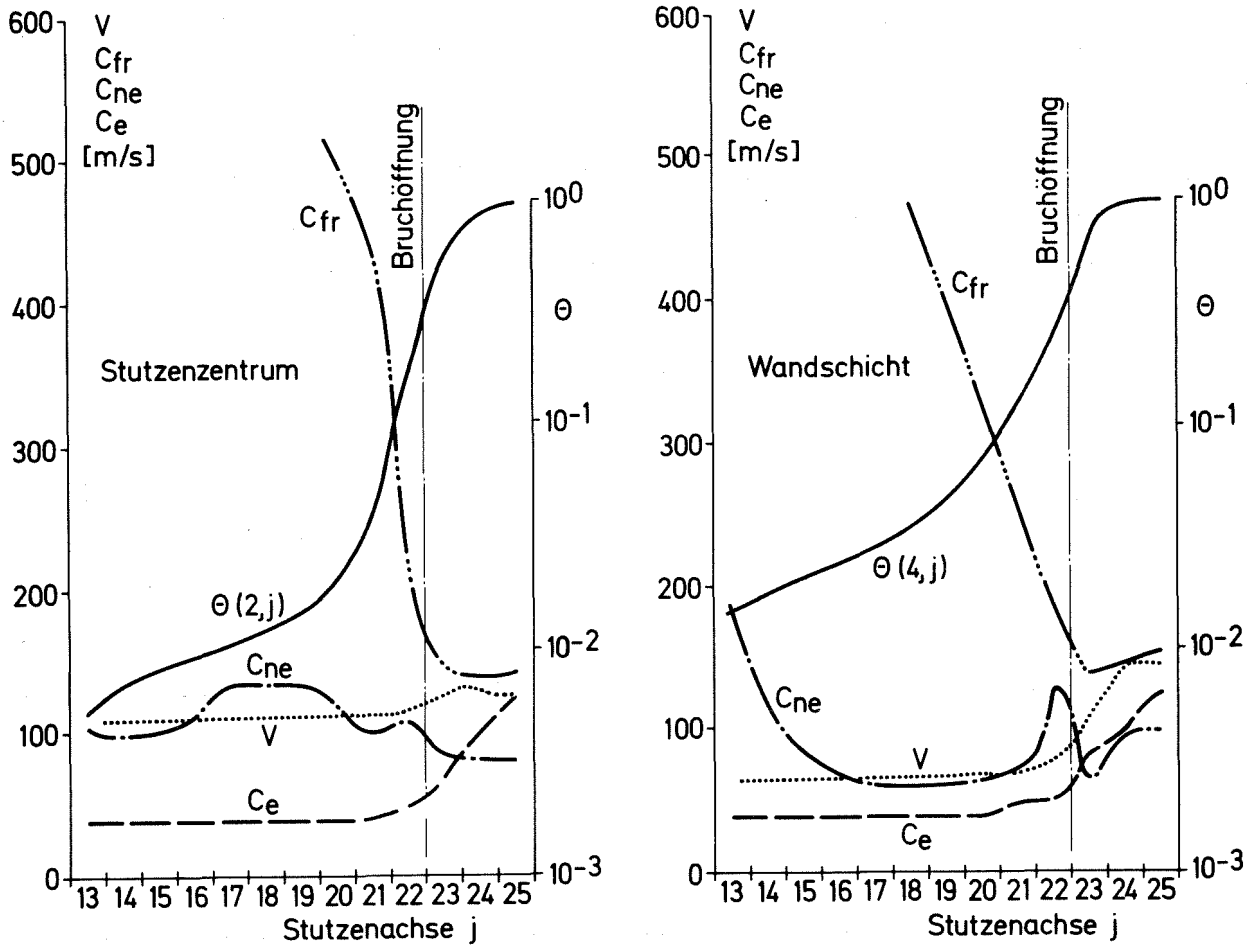


Abb. 4.23 Die axialen Profile von mittlerer Geschwindigkeit V , gefrorener Schallgeschwindigkeit C_{fr} , Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit C_e und der Schallgeschwindigkeit für Nichtgleichgewicht C_{ne} im Stutzenzentrum und in der Wandschicht bei V 270-110-1 (Zeit: 50 ms)

Selbst bei einer unrealistisch hohen absoluten Rauigkeit von 3 mm vermindert sich der Massenstrom nur um 3.2%. Die Abnahme der Geschwindigkeit in der Mitte des Stutzens $V(2,14)$ beträgt 4%. Mit der Geschwindigkeit verringert sich auch etwas der Void-Anteil, so daß die Verminderung des Massenstromes geringer ausfällt als die der Geschwindigkeit.

Die Erhöhung der Rohrrauigkeit auf $k = 3$ mm (Faktor 60 gegenüber dem Referenzfall) bewirkt eine Erhöhung des Reibdruckverlustes ΔP_{reib} von 2.3 bar auf 6.5 bar. Dies wirkt sich so aus, daß der Druck im Stutzeneinlauf $p(2,8)$ steigt, während der Mündungsdruck $p(2,22)$ konstant bleibt. Durch den von der Ausströmung verursachten

Druckabbau im System wird beim Referenzfall der Sättigungsdruck im Einlauf nach ca. 34 ms erreicht. Dagegen bewirkt eine Erhöhung der Rohrrauigkeit um den Faktor 10 ($k = 0.5$ mm), daß der Sättigungsdruck im Einlauf innerhalb der gerechneten 50 ms Problemzeit nicht mehr erreicht wird. Die Verdampfung setzt in diesem Falle also nicht im Einlauf, sondern im Stutzen selbst ein. Die Ausbildung des radialen Void-Profiles - das durch die Verdampfung im Stutzeneinlauf verursacht wird - findet also erst zu späteren Zeiten statt, wenn der Systemdruck genügend weit abgesunken ist.

Obwohl die Rohrreibung den Massenstrom nur geringfügig beeinflusst, sollte sie nicht ganz vernachlässigt werden, da sie Einfluß auf das axiale Druckprofil und damit auf die axiale Voidverteilung hat. Letztere verändert aber die Wellenlaufzeiten im Bruchstutzen, wie in 4.4.3 gezeigt wird. Ein einfaches Rohrreibmodell sollte aber zur Erfassung dieses Phänomens genügen.

k/D	k	\dot{m}	f_m	$V(2,14)$	φ_V	$p(2,8)$	$p(2,22)$	ΔP_{reib}
	mm	kg/s	%	m/s	%	bar	bar	bar
$2.5 \cdot 10^{-4}$	0.05	1893	0	79.4	0	54.9	50.1	2.3
$2.5 \cdot 10^{-3}$	0.5	1873	- 1.06	78.2	- 1.51	56.2	50.1	3.9
$1.5 \cdot 10^{-2}$	3.0	1832	- 3.22	76.2	- 4.03	58.6	50.2	6.5

Tabelle 4.5 Variation der Rohrrauigkeit bei V 270-110-1

$$f_m = \frac{\dot{m} - \dot{m}_{ref}}{\dot{m}_{ref}} \cdot 100\% ; \quad \varphi_V = \frac{V(2,14) - V(2,14)_{ref}}{V(2,14)_{ref}} \cdot 100\%$$

Referenzfall: $k/D = 2.5 \cdot 10^{-4}$

4.8 Der Einfluß einer Prallplatte vor der Bruchöffnung

4.8.1 Allgemeines

Bei den HDR-Blowdownversuchen wird der 5m lange Bruchstutzen am Ende mit einer Prallplatte versehen. Dadurch sollen mögliche Schäden vermieden werden, die der austretende Wasser-Dampf-Strahl an der gegenüberliegenden Betonwand verursachen könnte. Schematisch ist die Konstruktion in Abb.4.24 dargestellt. Das Verhältnis "Abstand-Rohrdurchmesser" beträgt $a/D = 2$. Die Rechnung V 290-110-5 wird mit und ohne dieser Prallplatte durchgeführt. Das Diskretisierungsgitter hierzu ist in Abb.A0.48 dargestellt.

Die Untersuchung wird durchgeführt, um festzustellen, ob eine Prallplatte in dieser Konstruktion Einfluß auf den Strömungsvorgang stromaufwärts von der Bruchöffnung hat. Daneben soll die Kraft auf die Prallplatte bestimmt werden. Interessante Phänomene ergeben sich bezüglich der Phasenseparation bei der Strömungsumlenkung durch die Prallplatte.

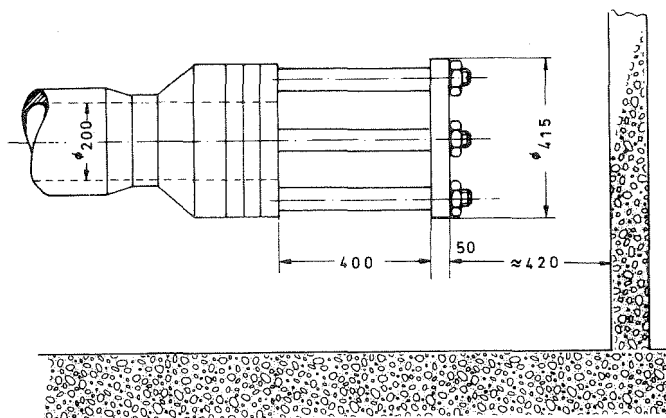


Abb.4.24 Die Prallplatte beim 5m-Stutzen

4.8.2 Der Einfluß auf die Strömung stromaufwärts von der Bruchöffnung

Alle Ergebnisse stromaufwärts von der Bruchöffnung (kritische Stelle) sind bei den Rechnungen mit und ohne Prallplatte nahezu identisch. Die Unterschiede sind kleiner als die zeichnerische Darstellungsgenauigkeit. Die im Anhang A0 für V 290-110-5 darge-

stellten Ergebnisse gelten für beide Fälle. Dieses Ergebnis gilt selbstverständlich nur für die hier gerechnete Geometrie oder für noch größere a/D - Verhältnisse.

Bei kleineren a/D - Verhältnissen muß spätestens dann mit einer Beeinflussung der Strömung gerechnet werden, wenn der effektive Ausströmquerschnitt durch die Prallplatte verringert wird.

4.8.3 Die Kraft auf die Prallplatte

Die Kraft auf die Prallplatte muß aus einer Druckkraft und einer Impulskraft berechnet werden, da der Druck direkt auf der Oberfläche nicht bekannt ist. Als Kontrollvolumina dienen die an der Prallplatte anliegenden Maschenhälften (Maschenreihe 62, vgl. Abb. A0.48) . Ohne Berücksichtigung der Radialkomponente liefert der Impulssatz:

$$F_p = \sum_{i=2}^6 \pi \cdot (r_{i+\frac{1}{2}}^2 - r_{i-\frac{1}{2}}^2) \left\{ [p(i,62) - p(i,64)] + \rho_L \cdot \tilde{V}_L^2(i,62) + \rho_V \cdot \tilde{V}_V^2(i,62) \right\} \quad (4.8.1)$$

Wegen der Positionierung der Geschwindigkeiten auf den Maschenrändern und wegen der Randbedingung $V_L(i,62) = 0$, $V_V(i,62) = 0$ gilt dabei folgende Mittelung:

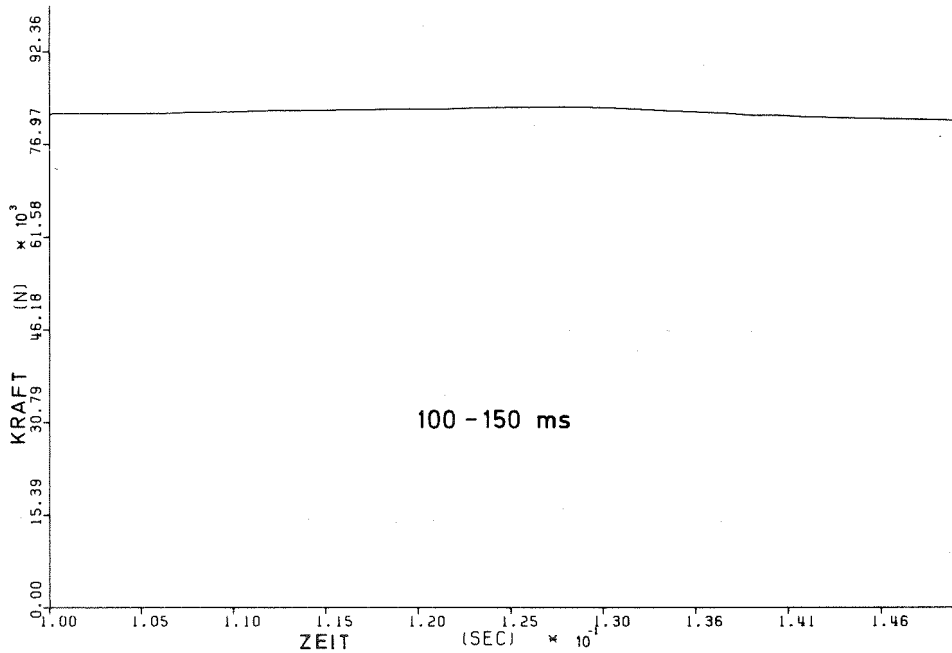
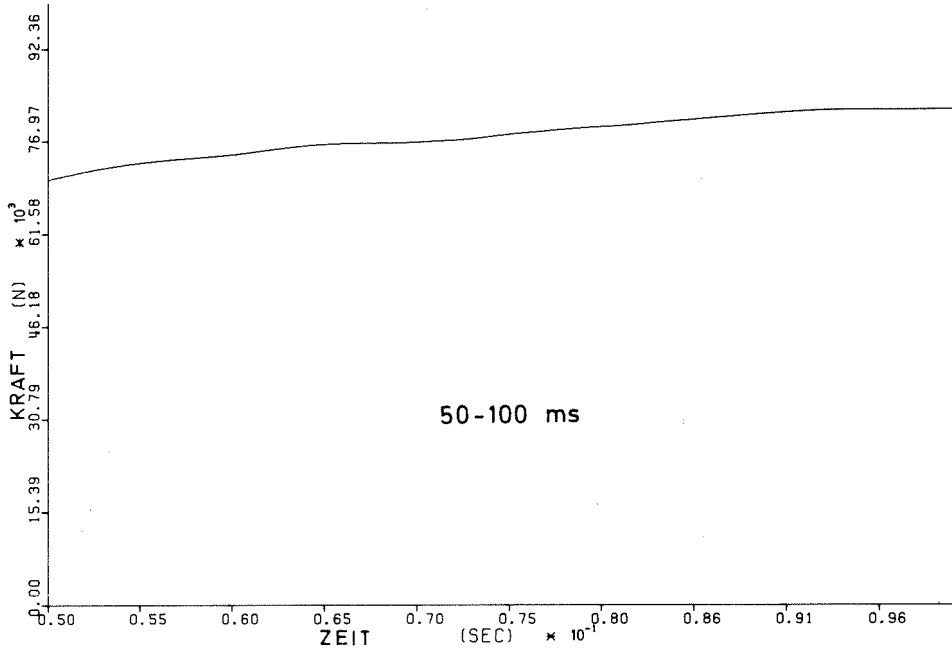
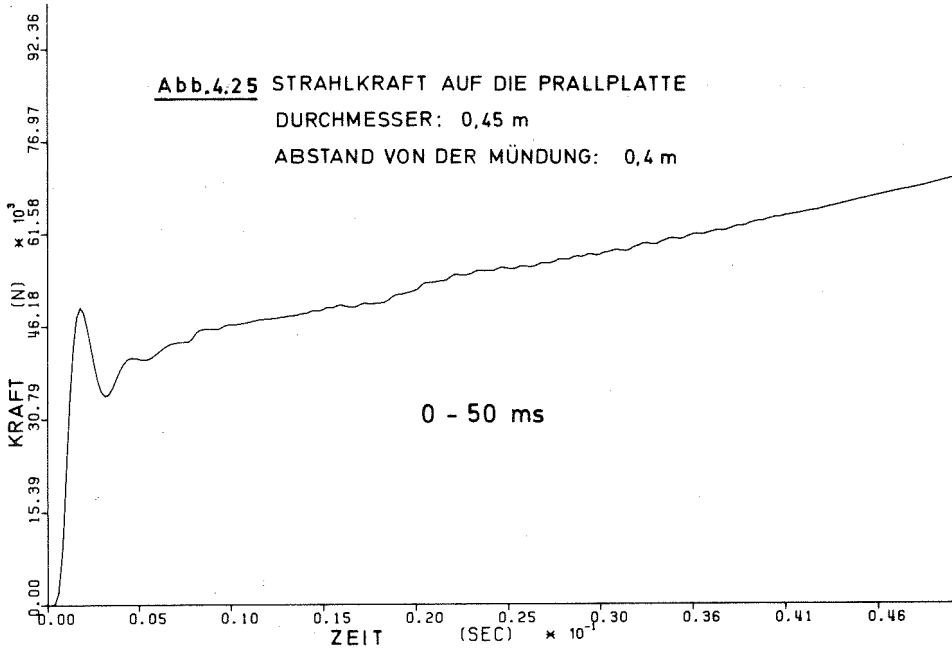
$$\tilde{V}_L(i,62) = \frac{1}{2} \cdot [V_L(i,61) + V_L(i,62)] = \frac{1}{2} \cdot V_L(i,61) \quad (4.8.2)$$

analog für: $\tilde{V}_V(i,62)$

In Abb.4.25 ist die Belastung der Prallplatte dargestellt.

Die Kraft auf die Prallplatte F_p steigt nach ca. 2 ms nahezu sprunghaft auf ca. 50 kN an und fällt sofort wieder auf 35 kN ab. Dieser Peak wird durch die auftreffende Druckwelle verursacht, die an der Prallplatte mit Drucksteigerung reflektiert wird. Im Ausströmbereich beträgt die gefrorene Schallgeschwindigkeit im Anfangszustand (gesättigter Wasserdampf bei $T=100^\circ\text{C}$) 160 m/s. Der Abstand von der Bruchöffnung bis zur Mitte der Maschereihe 62 beträgt 35 cm. Damit ergibt sich eine Laufzeit der Druckwelle von 2.2 ms. Im Experiment müßte diese Zeit nur etwa halb so groß sein, da der Anfangszustand im Außenbereich nicht Dampf mit geringem

Abb. 4.25 STRAHLKRAFT AUF DIE PRALLPLATTE
DURCHMESSER: 0,45 m
ABSTAND VON DER MÜNDUNG: 0,4 m



Wasseranteil, sondern Luft mit ca. doppelter Schallgeschwindigkeit ist. Nach diesem anfänglichen Peak steigt die Kraft F_p infolge des nun einsetzenden Impulsstromes und des sich ausbildenden Druckprofils zwischen Bruchöffnung und Prallplatte kontinuierlich an. Nach ca. 100 ms wird der quasistationäre Zustand mit $F_p = 83 \text{ kN}$ erreicht.

In Abb.4.26 ist die Druckverteilung auf der Prallplatte im quasistationären Strömungszustand (150 ms nach Bruch) dargestellt. Es ist zu beachten, daß dies nicht der Druck auf die Prallplatte selbst ist, sondern der Druck in der letzten Maschenreihe vor der Prallplatte. An dieser Stelle (5 cm vor der Plattenoberfläche) ist aber noch kinetische Energie vorhanden, die erst unmittelbar auf der Plattenoberfläche vollständig in Druckenergie umgewandelt wird. Die Integration der in Abb.4.26 dargestellten Druckverteilung würde also nicht vollständig die Kraft auf die Prallplatte im Sinne von Gl.(4.8.1) liefern. Die Abweichung beträgt allerdings nur wenige Prozent.

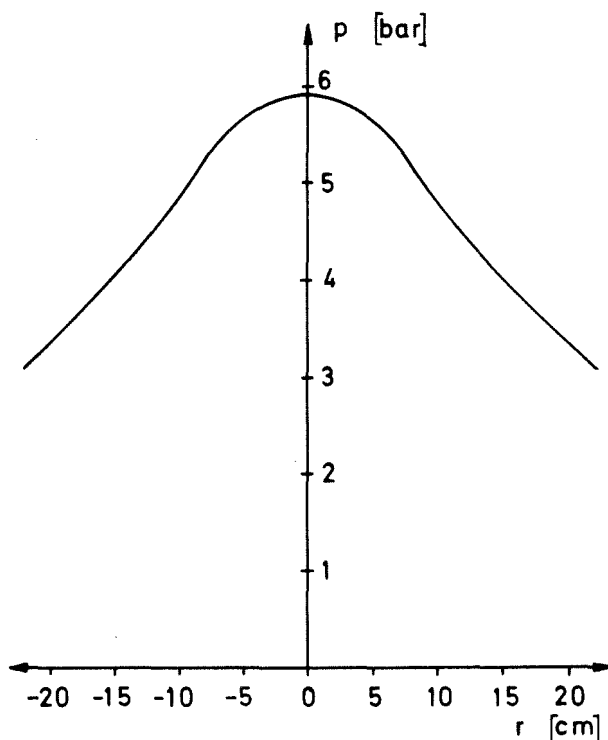


Abb.4.26 Radiale Druckverteilung vor der Prallplatte nach 150 ms bei V 290-110-5

4.8.4 Die Phasenseparation an der Prallplatte

In Abb.4.27 ist die zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeitsfelder von Wasser- und Dampfphase durch Vektoren dargestellt. Die Abb.4.28 zeigt die Stromlinien der quasistationären Strömung, indem verschiedene Fluidteilchen der einzelnen Phasen durch Symbole gekennzeichnet sind. Für die Größe D_s dieser Symbole gilt:

$$D_s \sim \theta^{1/3} \quad \text{bei Dampf}$$

$$D_s \sim (1-\theta)^{1/3} \quad \text{bei Wasser.}$$

Unter dem Wachsen oder Schrumpfen der Symbole kann man sich daher das Wachsen oder Schrumpfen von Bläschen bzw. Tröpfchen vorstellen.

Aus Abb.4.27 und Abb.4.28 ist deutlich die Phasenseparation beim Umströmen der Prallplatte zu erkennen. Wegen der geringeren Trägheit der Dampfphase wird diese nach der Bruchöffnung stärker in radialer Richtung und neben der Prallplatte wieder stärker in axialer Richtung abgelenkt. Die Dampfphase folgt also trägheitsloser dem örtlichen Druckgradienten als die Flüssigkeitsphase.

Wegen dieser Phasenseparation und wegen Kondensation unmittelbar vor der Prallplatte (aufgrund der Druckerhöhung durch Stauwirkung) bildet sich dort eine radiale Verteilung des Void-Anteiles aus. In Abb.4.29 ist das radiale Profil des Dampfmassenanteiles vor der Prallplatte dargestellt. Beachtet man noch, daß in diesem Bereich die Dampfgeschwindigkeit 10% - 30% höher ist als die Wassergeschwindigkeit, so muß man den Schluß ziehen, daß bei genauerer Berechnung der Prallplattenbelastung die Phasenseparation berücksichtigt werden muß, so wie das im vorliegenden Fall durch Gl.(4.8.1) geschieht.

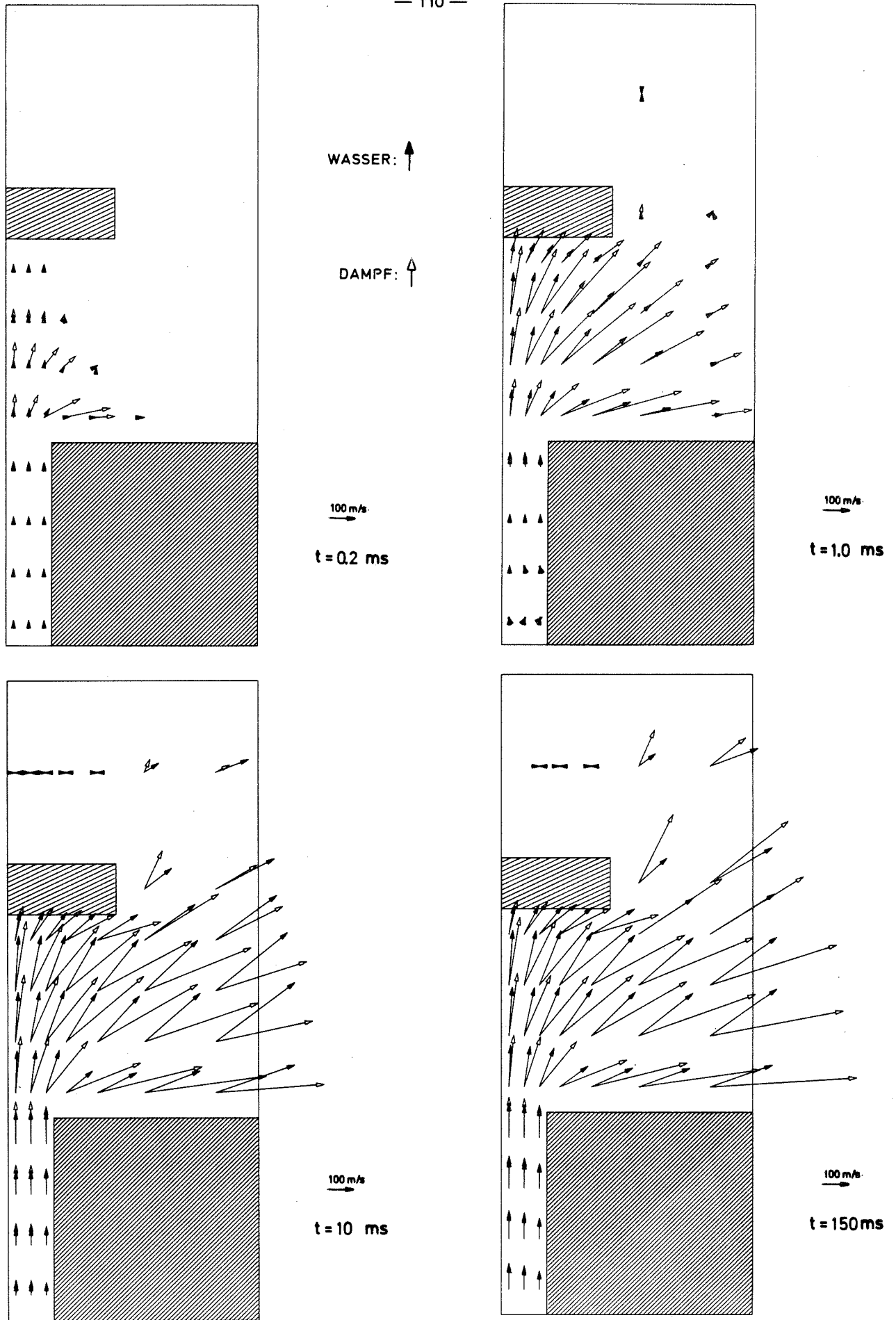


Abb. 4.27 Zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeitsfelder von Wasser- und Dampfphase im Bereich der Prallplatte

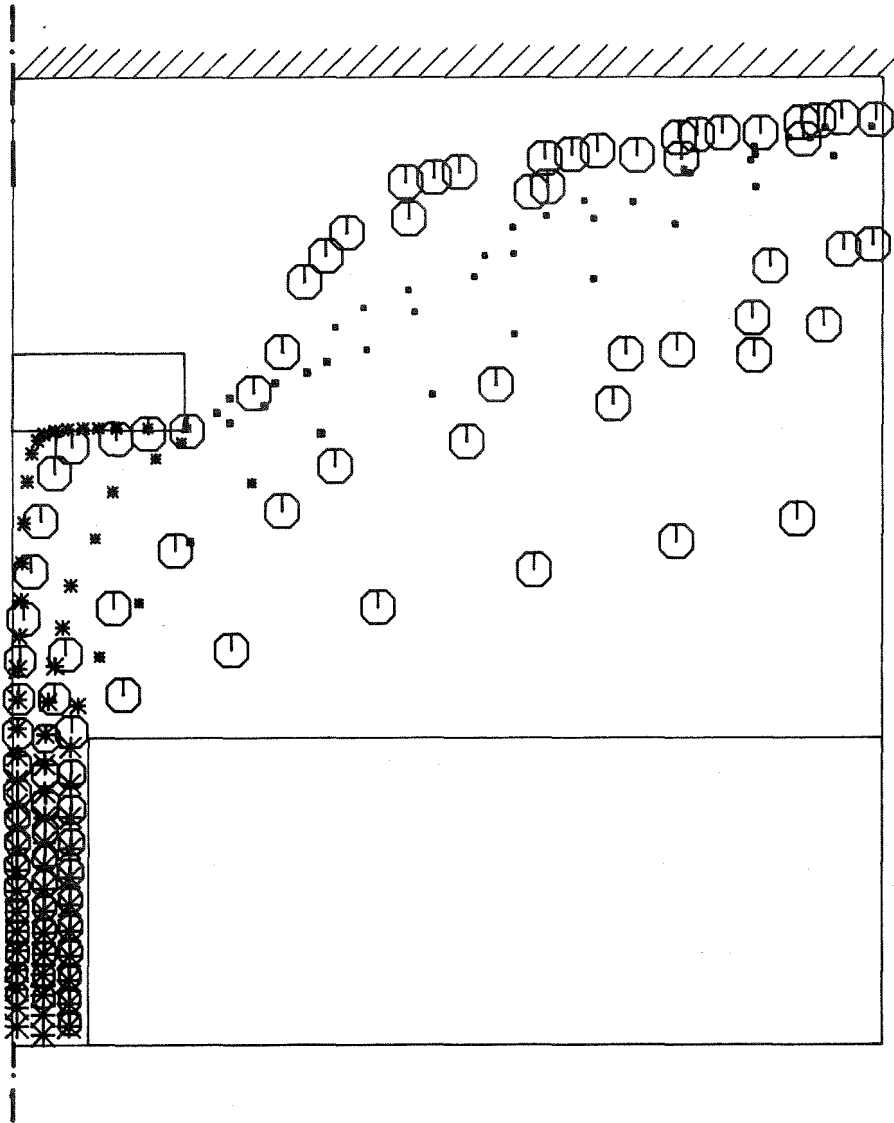


Abb. 4.28 Quasistationäre Stromlinien der Wasser- und Dampfphase beim Umströmen der Prallplatte.

Symbole: * Wasser ⊖ Dampf

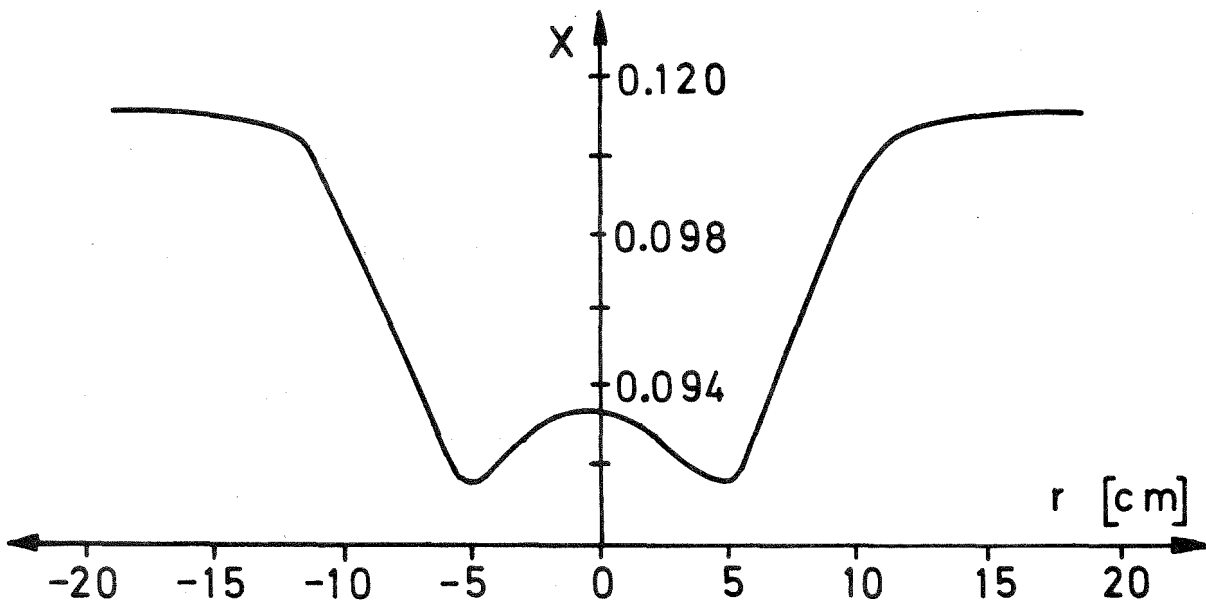


Abb. 4.29 Radiale Verteilung des Dampfmassenanteiles vor der Prallplatte

4.9 Vereinfachte Randbedingung an der Bruchöffnung

Bei allen bisherigen DRIX-2D Blowdown-Rechnungen ist an die Bruchöffnung ein zweidimensionaler Ausströmbereich angeschlossen worden. Dadurch wird vermieden, daß am Ort der kritischen Strömung, nämlich der Bruchöffnung selbst, eine Randbedingung zu setzen ist.

Bei einem idealen Gas könnte bei kritischer Strömung als geeignete Randbedingung die Mündungsgeschwindigkeit gleich der örtlichen Schallgeschwindigkeit gesetzt werden. Dies ist auch bei Zweiphasenströmung möglich, sofern man an der Gleichgewichtstheorie festhält /84/. Läßt man aber Abweichungen vom Gleichgewichtszustand zu, so verliert die (tatsächliche) Schallgeschwindigkeit ihre Eigenschaft als reine Zustandsgröße und erhält eine dynamische Abhängigkeit (vgl. 2.1.8, 4.6.4, A2). Damit wird aber ihre Verwendung als Randbedingung äußerst kompliziert, wenn nicht unmöglich.

Bei Verwendung eines Ausströmbereiches liegt die kritische Stelle voll im Problembereich, und die kritische Geschwindigkeit ist nicht Randbedingung, sondern Lösung. Die Randbedingungen für die Ränder des Ausströmbereiches sind unproblematisch. Hier kann in einiger Entfernung von der Bruchöffnung freie Ausströmung des Fluids als Randbedingung gesetzt werden /57/. Der Druck am Rand wird gleich dem Druck in unendlicher Entfernung (Umgebungsdruck) gesetzt. Die dadurch gemachten Fehler sind klein und wirken sich außerdem nur auf den Ausströmbereich aus und nicht auf die Strömung stromaufwärts der kritischen Stelle.

Im allgemeinen ist aber bei Blowdown-Rechnungen zur Reaktorsicherheit nur die Lösung stromaufwärts von der kritischen Stelle von Interesse. Der Ausströmbereich bedeutet daher einen recht aufwendigen Ballast.

Die Ergebnisse aus den Vorausrechnungen zeigen aber, daß der Mündungsdruck mit einem nahezu gleichbleibenden Abstand dem örtlichen Sättigungsdruck folgt (Abb.A0.1 bis Abb.A0.6). Dieser Abstand drückt das an der Mündung vorhandene Nichtgleichgewicht aus. Bei den gerechneten Versuchen mit unterkühltem Anfangszustand beträgt dieser Abstand 2-3 bar. Es liegt daher nahe, wenigstens für Rechnungen, bei denen nur geringfügige Abweichungen vom

Gleichgewicht zu erwarten sind, den Sättigungsdruck als Mündungsdruck aufzuprägen. Eventuell könnte der Mündungsdruck um die mittels Gl.(A6.11) abgeschätzte Gleichgewichtsabweichung korrigiert werden.

Die in Abb.4.30 und Abb.4.31 dargestellten Ergebnisse werden durch folgende Eingabeänderung für T 270-110-1 erzielt:

- a) Der Problembereich endet an der Bruchöffnung.
- b) Der Druck in der letzten reellen Masche $p(2,22)$ ist gleich dem örtlichen Sättigungsdruck, vermindert um einen Nichtgleichgewichtszustand von 2.5 bar.

Nun fordert die Differenzenapproximation der Impulsgleichung Gl.(2.1.3) in der expliziten Rechenphase einen Druck in der fiktiven Randmasche. Dafür wird in zwei Rechenläufen gesetzt:

1. $p(2,23) = 1/2 \cdot p(2,22)$
2. $p(2,23) = 5 \text{ bar} = \text{konst.}$

Die Abb.4.30 und Abb.4.31 gelten für den ersten Fall. Im zweiten Fall stellt sich der Mündungsdruck $p(2,22)$ um ca. 9% geringer ein als im ersten Fall. Die Druckverläufe stromaufwärts und die Massenströme sind aber fast identisch. Dieses Ergebnis ist klar, da in beiden Fällen das Druckverhältnis $p(2,22)/p(2,23)$ überkritisch ist.

Im Vergleich zur Rechnung mit Ausströmbereich zeigt bei den Drücken wieder nur der Mündungsdruck selbst eine nennenswerte Abweichung. Er liegt um ca. 9% tiefer. Korrespondierend hierzu liegt die Mündungsgeschwindigkeit um 36% höher, und der Void-Anteil in der Mündung verdoppelt sich. Der Unterschied im Massenstrom ist wegen des gegenläufigen Einflusses von Geschwindigkeit und Void-Anteil gering (vgl.4.2.2). Er liegt maximal um 2.5% tiefer (Abb.4.31).

Die hier erzielten Ergebnisse lassen den Schluß zu, daß bei Blow-down-Strömungen mit mäßigen Nichtgleichgewichtszuständen der Mündungsdruck durch den örtlichen Sättigungsdruck approximiert werden kann. Man erzielt damit bezüglich des Massenstromes und des Druckverlaufes im Bruchstutzen und Ringraum brauchbare Ergebnisse.

Die Lösung für den Mündungsbereich selbst ist aber stark fehlerbehaftet.

Der Ausströmbereich wird dadurch aber überflüssig.

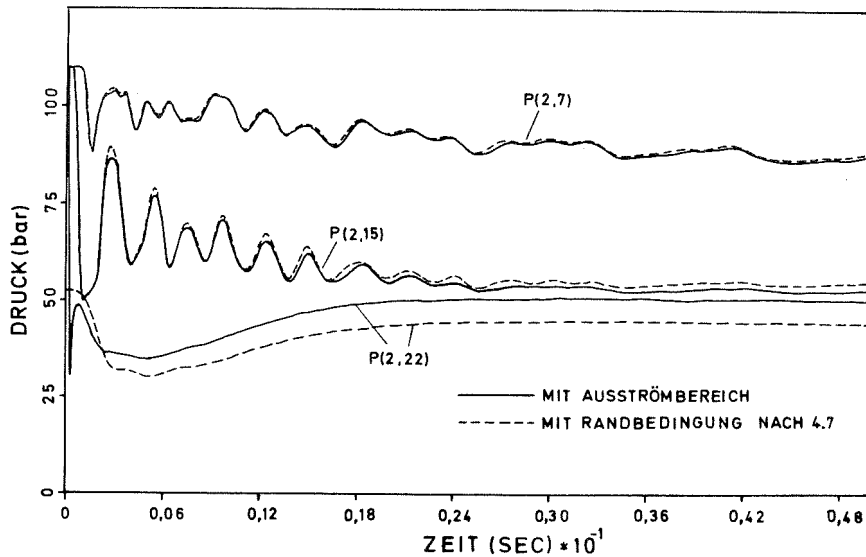


Abb. 4.30 Vergleich der Druckverläufe im Bruchstutzen zwischen einer Rechnung mit Ausströmbereich und einer Rechnung mit einer vereinfachten Randbedingung an der Bruchöffnung (Mündungsdruck = örtlicher Sättigungsdruck - 2.5 bar). Beispiel: T 270-110-1

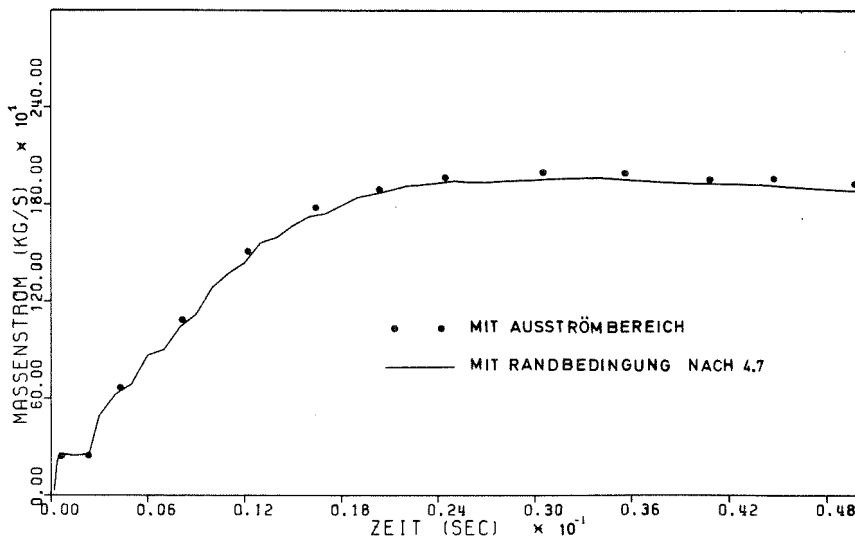


Abb. 4.31 Vergleich der Massenströme zwischen einer Rechnung mit Ausströmbereich und einer Rechnung mit vereinfachter Randbedingung an der Bruchöffnung

5. SCHLUSSFOLGERUNGEN

Durch zwei- und vergleichsweise eindimensionale Berechnung verschiedener Blowdown-Strömungen können die wesentlichen Effekte und deren Einflüsse auf die Strömung im Sinne der Fragestellung sichtbar gemacht und verstanden werden. Auf der Basis der Anfangs- und Randbedingungen können daher qualitative und quantitative Aussagen über diese Effekte gemacht werden. Daraus können Schlußfolgerungen über den notwendigen und hinreichenden Modellierungsaufwand bei Blowdown-Rechnungen bezüglich der an sie gestellten Zielsetzung gezogen werden.

5.1 Zusammenfassung der gewonnenen Ergebnisse

Die Aussagen zu den einzelnen Punkten der Aufgabenstellung in 1.4 können in folgender Weise zusammengefaßt werden:

Zu 1. : Einfluß der Anfangsunterkühlung

- a) Je geringer die Anfangsunterkühlung ist, desto höher ist der Dampfanteil im Rohr. Die quasistationäre Mündungsgeschwindigkeit steigt daher mit abnehmender Anfangsunterkühlung, der Massenstrom aber sinkt wegen des zunehmenden Dampfanteiles. Massenstrom und Mündungsgeschwindigkeit haben also gegenläufige Tendenz !

Bei den HDR-Bedingungen: $p_0 = 110 \text{ bar}$, $T_0 = 270^\circ\text{C}$ (V 270-110-1) liegt z.B. der Massenstrom bei 47 K Anfangsunterkühlung um 45% höher als bei gesättigten Anfangsbedingungen des gleichen Druckes; die Mündungsgeschwindigkeit ist dagegen um 58% geringer.

- b) Auf die im Bruchstutzen oszillierenden Druckwellen hat eine Verringerung der Anfangsunterkühlung folgende Einflüsse:
- Stärkere Dämpfung wegen des höheren Dampfgehaltes,
 - Erhöhung der Wellenlaufzeiten wegen Verringerung der mittleren Schallgeschwindigkeit.

Zu 2. : Einfluß des absoluten Druckniveaus

- a) Eine Erhöhung des Anfangsdruckes unter Beibehaltung des Abstandes zum Sättigungsdruck ist nur durch die entsprechende Erhöhung der Anfangstemperatur möglich.

Dies hat folgende Konsequenz:

- Die Schallgeschwindigkeit im unterkühlten Fluid sinkt.
- Die Verdampfungsrate steigt, dadurch bildet sich mehr Dampf.

Eine Erhöhung des Anfangsdruckes hat damit eine Verringerung der Frequenz der oszillierenden Druckwellen im Bruchstutzen zur Folge. Für den 1m-Stutzen beim HDR bedeutet eine Erhöhung des Anfangsdruckes von 90 bar auf 160 bar eine Frequenzminderung von ca. 25% .

- b) Bei einer Erhöhung des Anfangsdruckes (Temperatur) sinkt wegen des steigenden Dampfanteiles der Massenstrom. Für das in a) benannte Beispiel sind dies 6% .
- c) Die Amplituden der Differenzdruckwellen zwischen Ringraum und Innenraum bleiben in erster Näherung etwa gleich. Daraus wird geschlossen, daß die Differenz zwischen Anfangsdruck und Anfangssättigungsdruck ein grobes Maß zur Beurteilung der "Schärfe" eines Blowdowns darstellt.

Zu 3. : Einfluß der Stutzenlänge

- a) Die Zeiten, in denen ein kritischer, quasistationärer Zustand erreicht wird, verhalten sich ungefähr wie die Stutzenlängen. Bei den HDR-Experimenten ist dieser Zustand nach ca. 25 ms beim 1m-Stutzen und nach ca. 120 ms beim 5m-Stutzen erreicht.
- b) Eine Verlängerung des Bruchstutzens bedeutet eine Verminderung des quasistationären Massenstromes. Dies beruht zum kleineren Teil auf dem Einfluß der Rohrreibung, zum größeren Teil darauf, daß beim längeren Stutzen der kritische, quasistationäre Strömungszustand erst zu späteren Zeiten erreicht wird, bei denen der Behälterdruck bereits weiter abgesunken ist. Für die HDR-Versuche bedeutet eine Verlängerung des Bruchstutzens von 1m auf 5m bei gleichen Anfangsbedingungen eine Reduktion des Massenstromes um 15% - 20% . Die Rohrreibung bewirkt dabei aber nur einige wenige Prozent.
- c) Ausgehend von der Bruchöffnung, läuft eine Zweiphasenfront in den Stutzen hinein und wieder zurück. Dabei ist die "Schwingungsdauer" von der Stutzenlänge abhängig. Bei den HDR-Experimenten betragen diese Zeiten ca. 20 ms für den 1m-Stutzen und ca. 70 ms für den 5m-Stutzen.

Dies hat zur Folge, daß sich die Frequenz der oszillierenden Druckwellen während des Blowdowns ändert. Längere Stutzen vergleichmäßigen die Frequenz, da mit der Länge des Stutzens der Anteil des unterkühlten Wassers zunimmt, d.h. die Wellen laufen anteilmäßig länger durch einphasiges Fluid, wo die Schallgeschwindigkeit konstant bleibt. Die Frequenzänderung der oszillierenden Druckwellen beträgt bei den HDR-Versuchen ca. 45% beim 1m-Stutzen und ca. 20% beim 5m-Stutzen.

Konsequenzen dieser Frequenzänderung bei der Strukturanregung sind denkbar.

Zu 4. Thermodynamisches und mechanisches Nichtgleichgewicht

Thermodynamisches Nichtgleichgewicht:

- a) Die Ausbildung von stationären und instationären Nichtgleichgewichtszuständen ist von der Geschwindigkeit der Zustandsänderung und von der Phasenübergangsrate abhängig.

Schnelle Zustandsänderungen und kleine Phasenübergangsraten ermöglichen große Nichtgleichgewichtszustände.

- b) Die Zustandsänderung beim quasistationären Ausströmen erfolgt im wesentlichen in zwei Beschleunigungszonen. Diese sind:
- im Stutzeneinlauf,
 - im Bereich der Bruchöffnung.

Der Nichtgleichgewichtszustand bildet sich im Stutzeneinlauf aus, da dort die Phasenübergangsrate noch klein ist, weil sich mit dem Void-Anteil die Phasenkontaktfläche erst ausbildet. Bei unterkühlten Anfangsbedingungen bleibt dieser Nichtgleichgewichtszustand (auch beim 5m-Stutzen) fast unverändert bis zur Bruchöffnung erhalten. Bei gesättigten Anfangsbedingungen stellt sich ca. 40 cm nach dem Stutzeneinlauf wieder Gleichgewicht ein.

- c) Die unter a) genannten Bedingungen werden besonders bei hoher Anfangsunterkühlung erfüllt. Deshalb steigt der maximale Nichtgleichgewichtszustand mit zunehmender Anfangsunterkühlung. Die maximale Unterschreitung des Gleichgewichtsdruckes (Sättigungsdruck) beträgt bei 110 bar Anfangsdruck ca. 1,2% bei gesättigtem Anfangszustand (T 318-110-1) und ca. 6% bei 47 K Unter- kühlung (V 270-110-1). Bei den 5m-Stutzen ist der Nichtgleichgewichtszustand geringfügig kleiner.

- d) Die bei den HDR-Blowdown-Versuchen auftretenden stationären Nichtgleichgewichtszustände sind aus folgenden Gründen als gering zu bezeichnen:
- Sie liegen an der Grenze meßtechnischer Nachweisbarkeit (notwendige Meßgenauigkeit bei der Temperatur: $\leq 1\%$)
 - Eine Annäherung an den Gleichgewichtszustand durch Variation des Nichtgleichgewichtsparameters bewirkt eine Massenstromminderung von nur 2% - 3% .
- e) Das Unterschwingen ist ein instationärer Nichtgleichgewichtseffekt, der ebenfalls mit der Geschwindigkeit der Zustandsänderung zunimmt. Bei der einlaufenden Druckentlastungswelle hängt die Zustandsänderung von der Bruchöffnungszeit und von der Schallgeschwindigkeit ab. Da letztere mit steigender Temperatur abnimmt, wird das Unterschwingen mit abnehmender Anfangsunterkühlung kleiner. Durch den Effekt setzt die Blowdown-Strömung um einige Millisekunden verzögert ein. Die Rechnungen liefern für den HDR-Versuch V 270-110-1 ein maximales Unterschwingen von 14 bar in der Nähe der Bruchöffnung.

Mechanisches Nichtgleichgewicht (Schlupf):

Die Berücksichtigung des Schlupfes zwischen den Phasen ist nur dann von Bedeutung, wenn der Massenanteil der Dampfphase vergleichbar wird mit der Gesamtmasse. Bei kürzeren Stutzenlängen (≤ 5 m) ist das nur dann der Fall, wenn bereits zweiphasige oder eventuell gesättigte Anfangsbedingungen vorliegen. Für den 1m-Stutzen beim HDR ergibt sich selbst bei gesättigten Anfangsbedingungen eine Massenstromminderung von nur 2.4%, wenn Schlupf nicht berücksichtigt wird.

Zu 5. : Einfluß der Stutzeneinlaufkonfiguration - 2D-Effekte

- a) Ein Druckverlust im Stutzeneinlauf durch Wirbelbildung im Totwassergebiet kann durch eine zweidimensionale Rechnung mit relativ grober radialer Auflösung des Bruchstutzens (3 Zylinderschalen) nicht nachgewiesen werden. Die Abweichungen beim Druckverlauf und beim mittleren Massenstrom betragen nur wenige Prozent gegenüber einer eindimensionalen Berechnung des Stutzens. Sofern nur diese Größen interessieren, besteht daher keine Veranlassung, den Bruchstutzen zweidimen-

sional zu berechnen. Dies trifft in der Regel bei der Berechnung von Blowdown-Strömungen bei Kühlmittelverluststörfällen zu.

b) Der auf der Stutzenachse senkrecht stehende Kernmantel beeinflusst das Reflektionsverhalten der Druckentlastungswelle entscheidend. Wegen der Bedeutung dieses Vorganges als transiente Anfangsbedingung für die weitere Druckentlastung im Ringraum, sollte der Übergangsbereich Stutzen-Ringraum entweder dreidimensional -wie in FLUX- oder in rotationssymmetrischen Zylinderkoordinaten modelliert werden. Bei der Modellierung in kartesischen Koordinaten ergibt sich ein stark abweichender Druckverlauf. Dies hat folgende Gründe:

- Der Kernmantel liegt in der Stutzenebene und wirkt nicht als reflektierende Wand.
- Es fehlt im Einlaufbereich die Zuströmung aus der 3. Dimension. Daher werden dort zu geringe Querschnitte vorgetäuscht, was nach der Bernoullischen Gleichung einen zu hohen Druckabfall verursacht.

c) Durch die zweidimensionale Rechnung kann gezeigt werden, daß sich wegen der Strömungseinschnürung im Einlauf ein radiales Void-Profil ausbildet. Der Dampfanteil ist dabei an der Rohrwand höher. Experimentell wurde dieser Effekt in /59,60,61/ nachgewiesen. Es kann weiter gezeigt werden, daß als Folge davon eine radiale Änderung der Schallgeschwindigkeit eintritt, wodurch letztlich auch die kritische Geschwindigkeit und der kritische Massenstrom ein radiales Profil einnehmen.

Bei punktförmiger Messung des Massenstromes (z.B. Dragbody) sollten deshalb wenigstens zwei Meßfühler über den Radius verteilt werden.

Bei dem HDR-Versuch V 270-110-1 ist die Massenstromdichte im Stutzenzentrum um 38% höher, in der Wandschicht um 20% niedriger als der querschnittsgemittelte Wert.

Zu 6. : Einfluß der Rohrrauigkeit

a) Eine Erhöhung der absoluten Rohrrauigkeit von 0.05 mm (gezogenes Stahlrohr) auf 3 mm vermindert den Massenstrom um nur 3.2% . Für die HDR-Experimente kann daher erwartet werden, daß Unbestimmtheiten in der Rohrrauigkeit wegen Rostablagerungen, Ausspülungen und konstruktiv bedingter Absätze den Blowdown nur

wenig beeinflussen.

- b) Mit zunehmender Rohrrauigkeit steigt der Druck im Stutzeinlauf, während der Druck an der Bruchöffnung konstant bleibt. Dadurch setzt die Verdampfung im Stutzeinlauf erst zu späteren Zeiten ein, wodurch die Ausbildung des radialen Strömungsprofils ebenfalls zeitlich verschoben wird.

Zu 7. : Einfluß einer Prallplatte vor der Bruchöffnung

- a) Eine Prallplatte vor der Bruchöffnung beeinflusst eine Blowdown-Strömung stromaufwärts von der Bruchöffnung weder in der instationären Druckentlastungsphase noch in der quasistationären Ausströmphase. Das gilt wenigstens für ein Abstand-Durchmesser-Verhältnis $a/D \geq 2$ (HDR-Konstruktion).
- b) Bei der Anströmung der Prallplatte tritt durch die Strömungsumlenkung eine starke Phasenseparation auf. Bei einer genaueren Berechnung der Prallplattenbelastung sollten daher nur Modelle verwendet werden, die Phasenseparation (Schlupf) zulassen. Es wird empfohlen, geeignete Experimente zur Phasenseparation bei Strömungsumlenkung durchzuführen.

Zu 8. : Vereinfachte Randbedingung an der Bruchöffnung

Bei geringer Abweichung vom Gleichgewichtszustand kann der Ausströmbereich ersetzt werden, indem der örtliche Sättigungsdruck (eventuell vermindert um eine abgeschätzte Gleichgewichtsabweichung) als Randbedingung an der Bruchöffnung gesetzt wird. Die Fehler bezüglich des Massenstromes und des Druckverlaufes sind gering. Im Mündungsbereich sind die Fehler aber erheblich (beim Void-Anteil bis zu 100%).

5.2 Empfehlungen zur Aufstellung von "best estimate"- Modellen zur Berechnung von Blowdown-Strömungen

Für Rechenmodelle, die zur Vorausrechnung und Nachrechnung der HDR-Experimente oder Kühlmittelverluststörfälle unter ähnlichen Bedingungen vorgesehen sind, können folgende Empfehlungen ausgesprochen

werden:

- a) Die Modellierung des thermodynamischen Nichtgleichgewichtes ist erforderlich wegen des Unterschwingens der Druckentlastungswelle und wegen der Ausbildung eines stationären Nichtgleichgewichtes bei hoher Anfangsunterkühlung (> 50 K) oder bei kurzen Bruchstutzen (< 1 m). Bei den HDR-Bedingungen ist der Einfluß des stationären Nichtgleichgewichtes unwesentlich.
- b) Die Berücksichtigung des Schlupfes zwischen den Phasen ist nicht erforderlich, sofern nur kürzere Bruchstutzen (< 5 m) berechnet werden und die Anfangsbedingungen unterkühlt sind.
- c) Es genügt ein einfaches Rohrreibmodell.
- d) Die Stutzeneinlaufkonfiguration muß geometrisch richtig modelliert werden, d.h. dreidimensional oder wenigstens in rotationssymmetrischen Zylinderkoordinaten.
- e) Der Bruchstutzen kann eindimensional berechnet werden.
- f) Sofern nicht größere Abweichungen vom Gleichgewichtszustand zu erwarten sind, kann als Randbedingung an der Bruchöffnung folgende Näherung gesetzt werden:
Mündungsdruck = örtlicher Sättigungsdruck.
- g) Die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit vom Dampfanteil muß berücksichtigt werden.

5.3 Kritische Schlußbemerkungen

Das Programm DRIX-2D hat sich im gegenwärtigen Entwicklungsstand als brauchbares Mittel zur Durchführung von numerischen Experimenten für Blowdown-Strömungen erwiesen. Für "Produktionsrechnungen" sind noch gewisse Vereinfachungen des Modells möglich und empfehlenswert (siehe 5.2). Die Vereinfachungen, die das Modell bereits enthält, beruhen im wesentlichen auf der Annahme der adiabaten Strömung beim Blowdown. Diese Annahme ist auch noch bei nicht wärmeisolierten und sehr langen Bruchstutzen gerechtfertigt, wie sich leicht abschätzen läßt ¹⁾.

Gerade diese Annahmen schränken aber den Anwendungsbereich von DRIX-2D unnötigerweise ein. So scheint es z.B. fraglich, ob das Modell auch in der Flutphase eines Kühlmittelverluststörfalles oder allgemein bei ähnlich gelagerten Problemen, wo nicht von adiabater Prozeßführung ausgegangen werden kann, zufriedenstellende Ergebnisse liefert. Folgende Erweiterungen des Modells scheinen daher wünschenswert:

- a) Einführung einer 2. Energiegleichung für eine separate Phase. Damit kann die sehr restriktive Bedingung der gleichen Phasentemperaturen entfallen.
- b) Modellierung des Wärmetransports durch Wärmeleitung und turbulenten Massenaustausch im Fluid.
- c) Modellierung des Wärmeübergangs zwischen Fluid und Struktur.
- d) Verfeinerung des Verdampfungsmodells unter Berücksichtigung der Punkte b) und c).
- e) Berücksichtigung von Phasenmischung bei Vorliegen von Void-Gradienten infolge Turbulenz.

1) Eine Abschätzung nach den üblichen Methoden der Wärmeübertragung /76/ liefert für ein nicht isoliertes Rohr von 0,25 m Außendurchmesser und einer Temperatur von 270°C einen Wärmeverlust durch Abstrahlung und Naturkonvektion von 3,5 KW/m. Für Blowdown-Strömungen mit Durchsätzen zwischen 1000 kg/s und 2000 kg/s bedeutet dies eine Temperaturabnahme von wenigen Tausendstel Grad.

Beschränken wir uns noch einmal auf den Blowdown, so kann abschließend festgestellt werden, daß im Sinne der in Abb.1.2 dargestellten Graphik das DRIX-Modell aus dem Bereich der Zwei-phasenproblematik und das dreidimensionale FLUX-Modell aus dem Bereich der Fluid-Struktur-Kopplung in geeigneter Synthese eine gute Grundlage für einen "best estimate" Code darstellen.

ANHANG

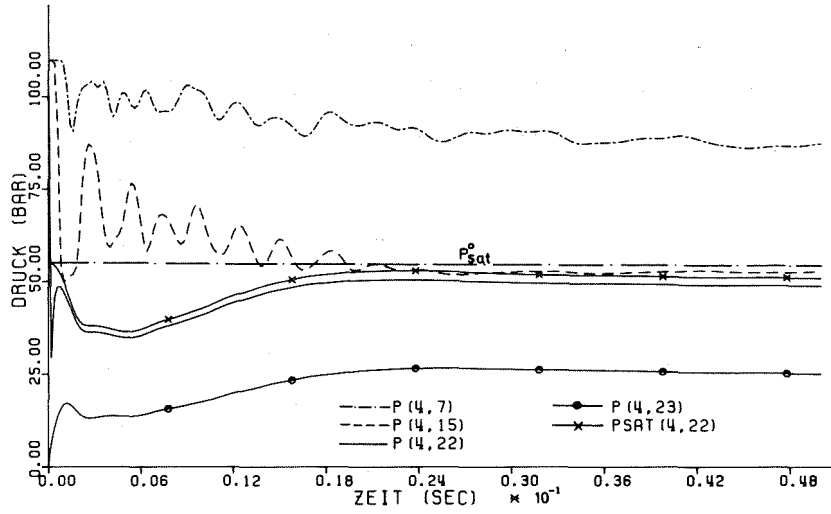


Abb.AO.1 Druck in Abhängigkeit von der Zeit bei V 270-110-1

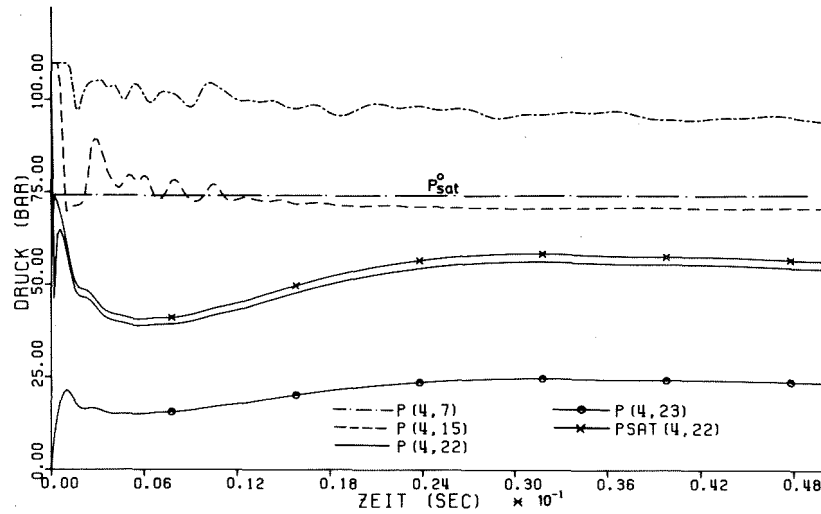


Abb.AO.2 Druck in Abhängigkeit von der Zeit bei V 290-110-1

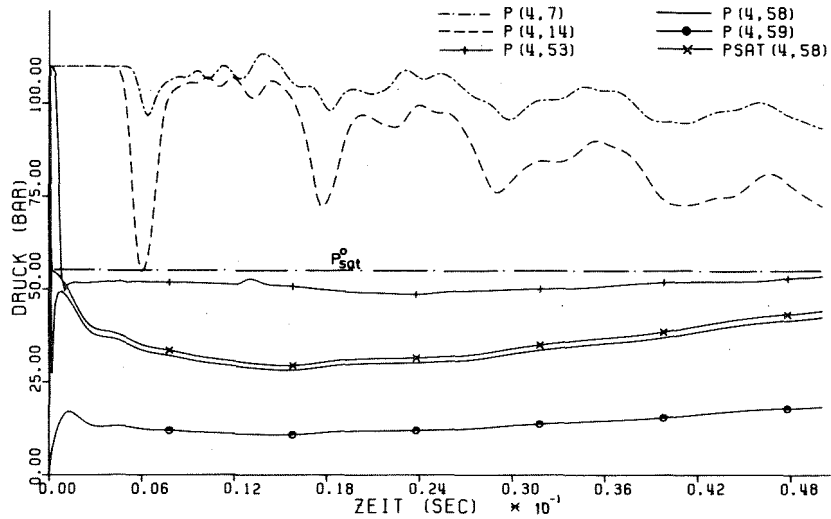


Abb.AO.3 Druck in Abhängigkeit von der Zeit bei V 270-110-5, 0-50 ms

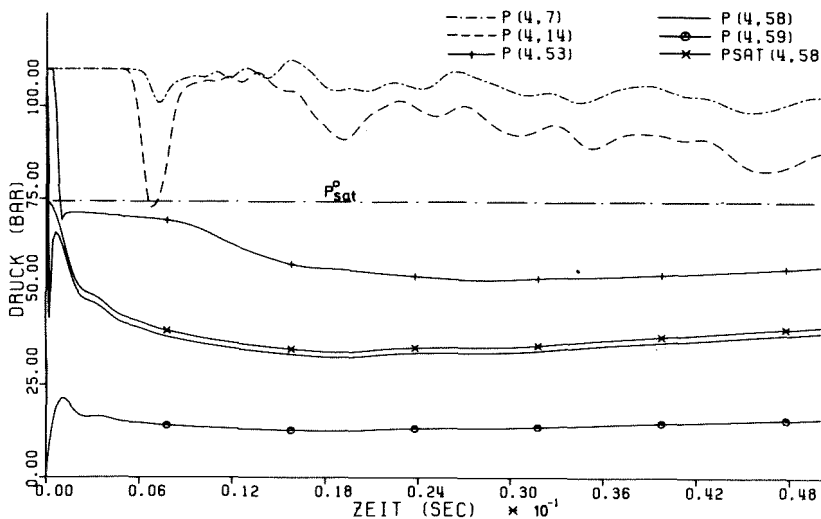
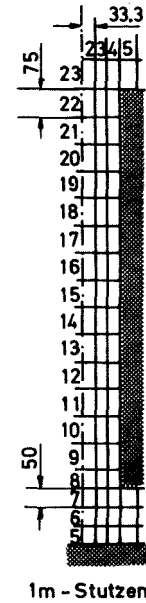
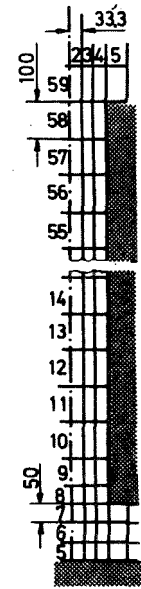


Abb.AO.4 Druck in Abhängigkeit von der Zeit bei V 290-110-5, 0-50 ms



1m-Stützen



5m-Stützen

AO. Graphische und tabellarische Darstellung der Ergebnisse bei den Vorausrechnungen

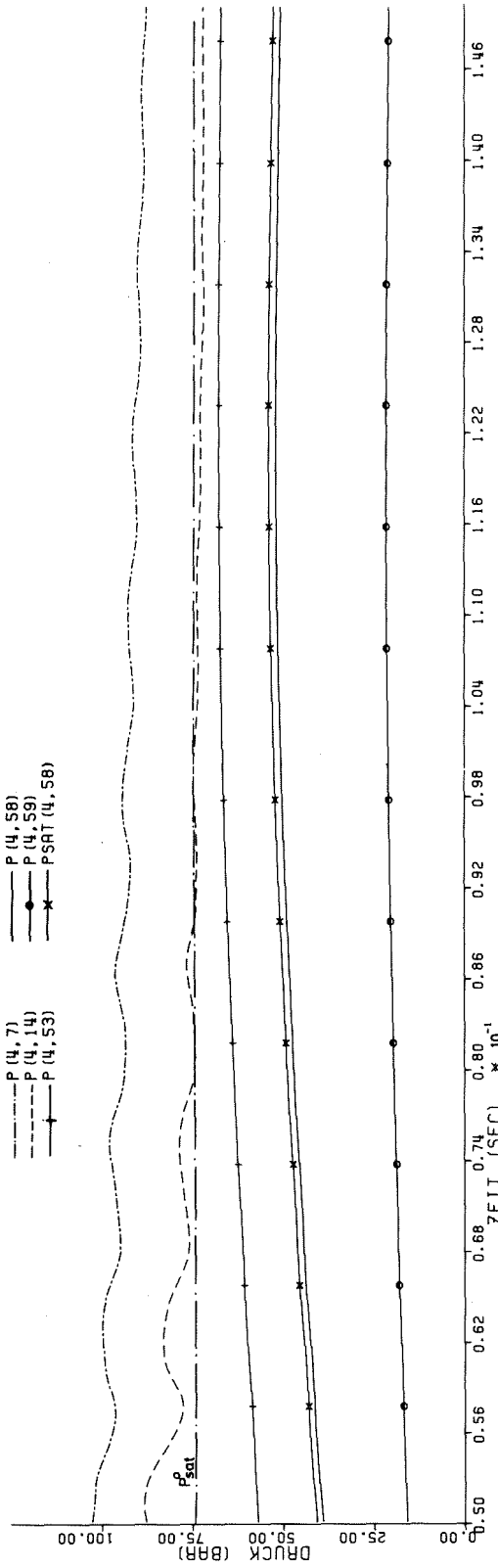


Abb. A0.5 Druck in Abhängigkeit von der Zeit
 bei V 290-110-5, 50-150 ms

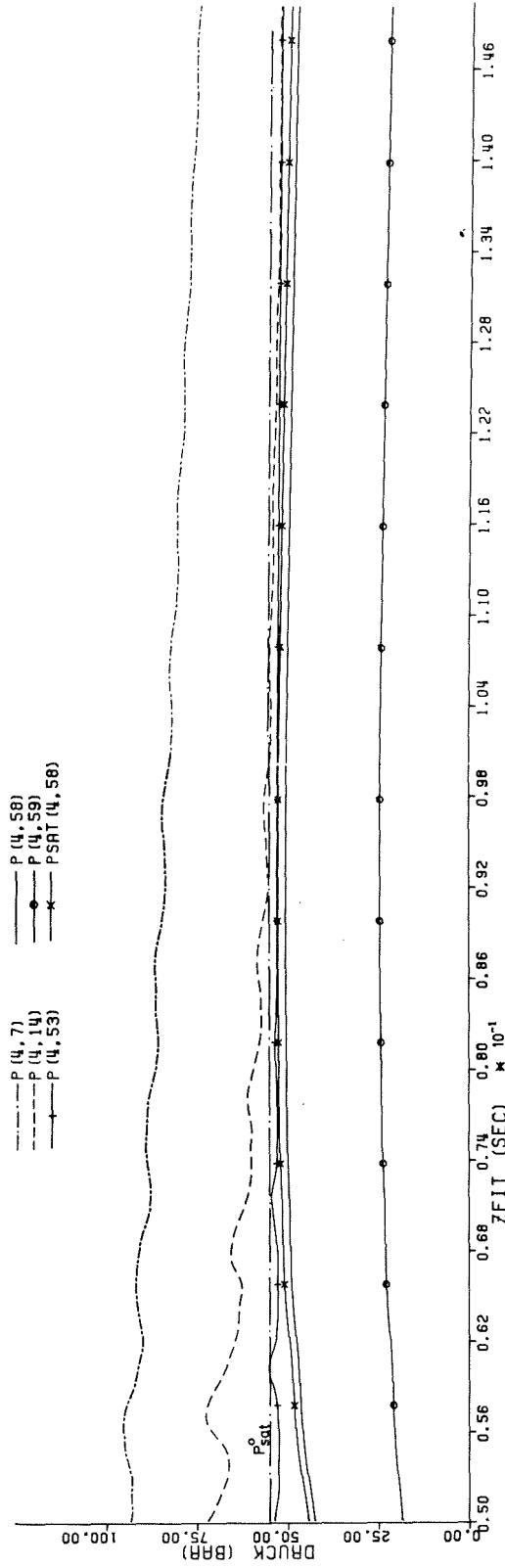


Abb. A0.6 Druck in Abhängigkeit von der Zeit
 bei V 270-110-5, 50-150 ms

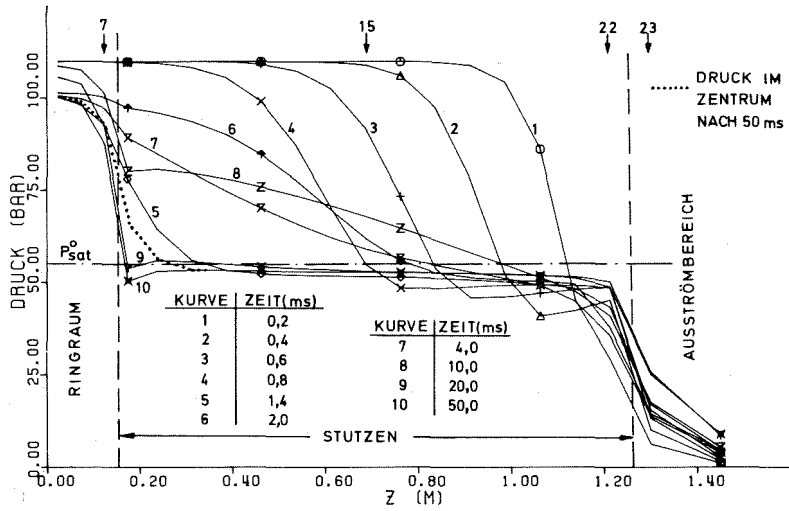


Abb.A0.7 Axiales Druckprofil $p(4,j)$ bei V 270-110-1, 0-50 ms

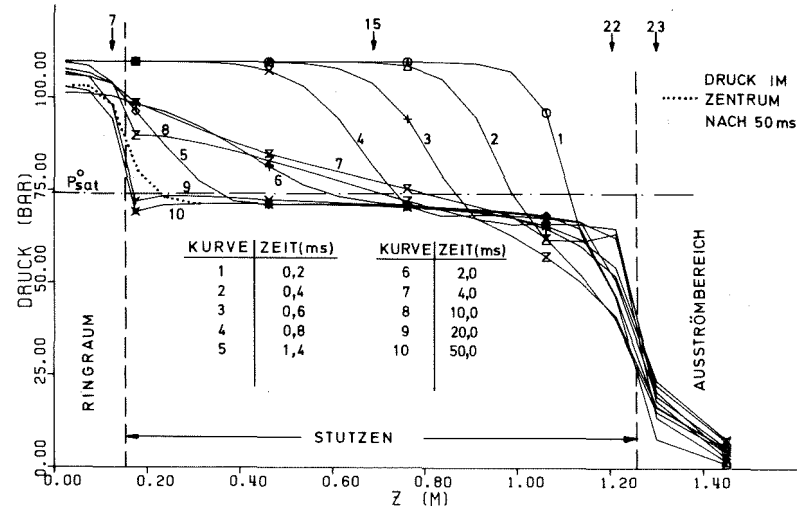


Abb.A0.8 Axiales Druckprofil $p(4,j)$ bei V 290-110-1, 0-50 ms

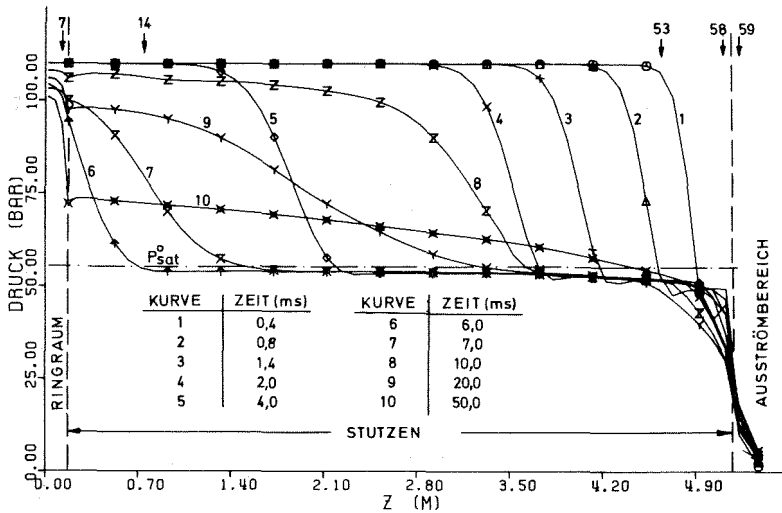


Abb.A0.9 Axiales Druckprofil $p(4,j)$ bei V 270-110-5, 0-50 ms

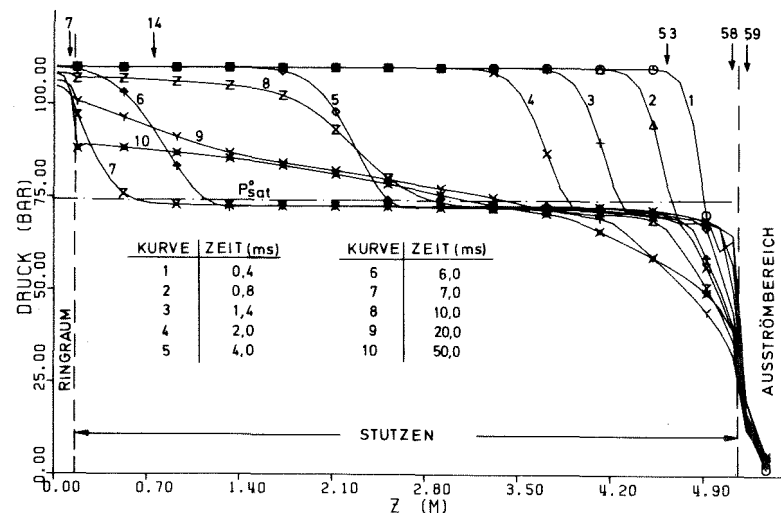
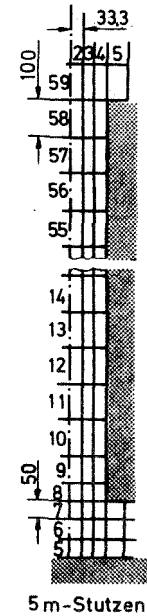
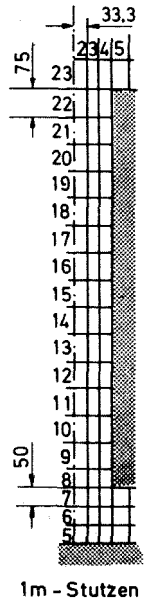


Abb.A0.10 Axiales Druckprofil $p(4,j)$ bei V 290-110-5, 0-50 ms



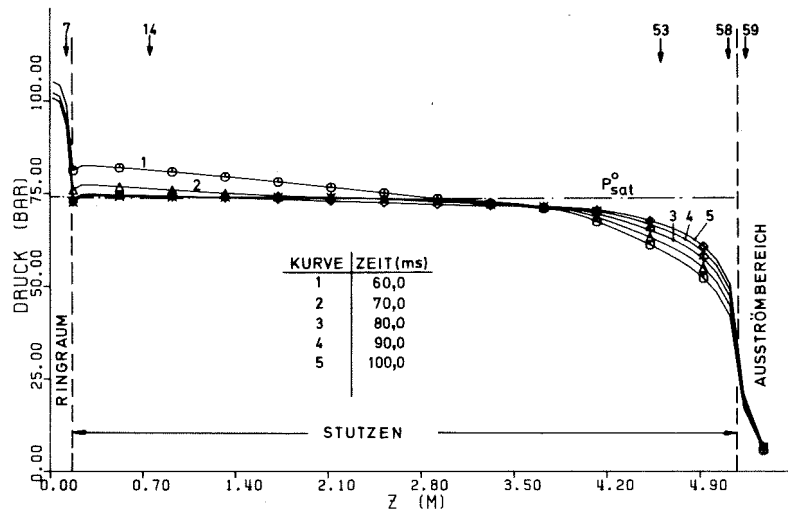


Abb.A0.11 Axiales Druckprofil $p(4,j)$
bei V 290-110-5, 50-100 ms

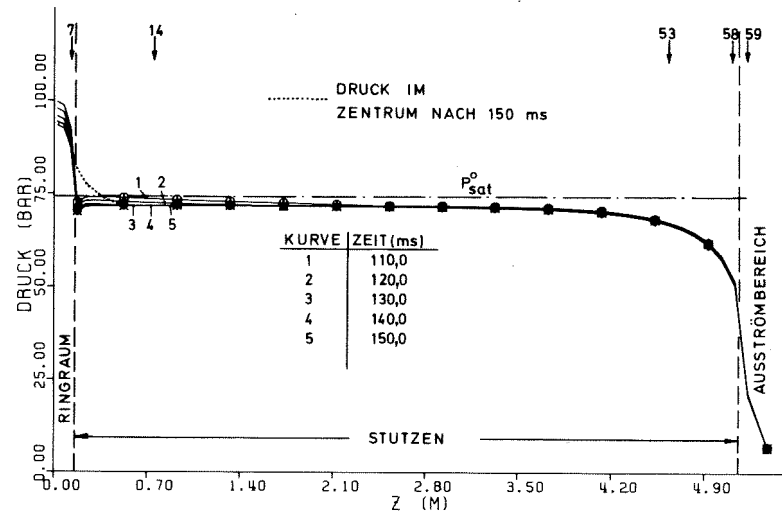


Abb.A0.12 Axiales Druckprofil $p(4,j)$
bei V 290-110-5, 100-150 ms

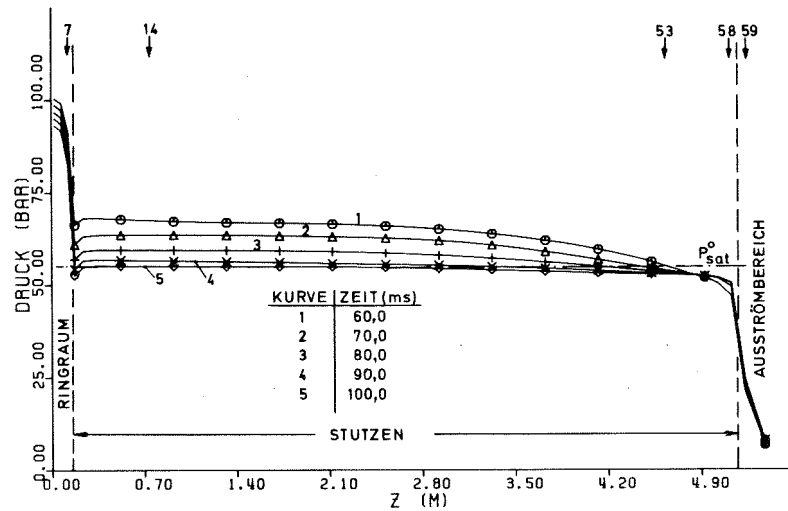


Abb.A0.13 Axiales Druckprofil $p(4,j)$
bei V 270-110-5, 50-100 ms

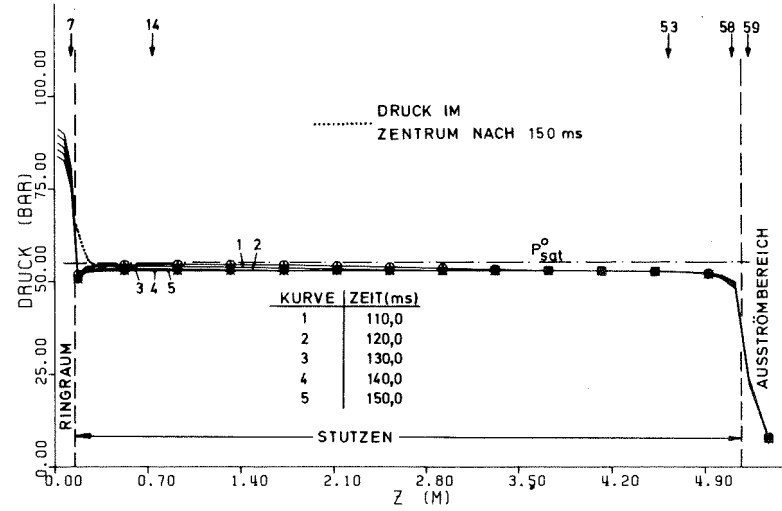
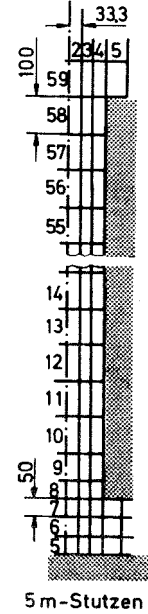


Abb.A0.14 Axiales Druckprofil $p(4,j)$
bei V 270-110-5, 100-150 ms



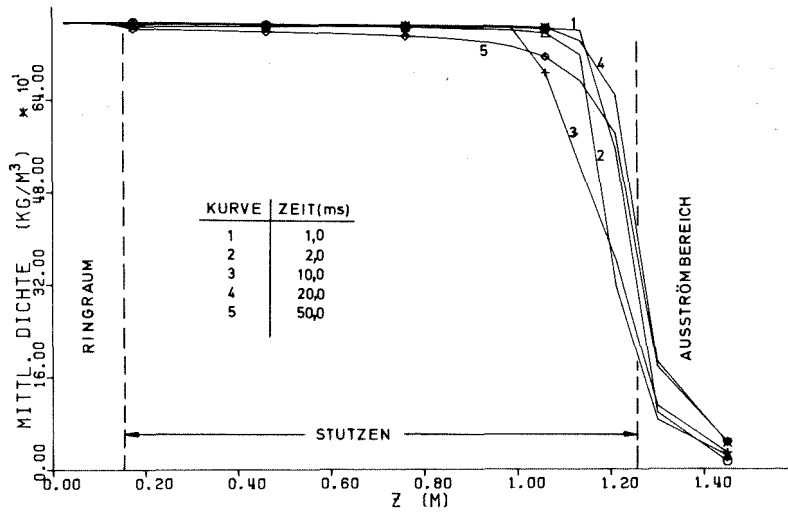


Abb.A0.15 Axiales Dichteprofil $\varrho(4,j)$
bei V 270-110-1, 0-50 ms

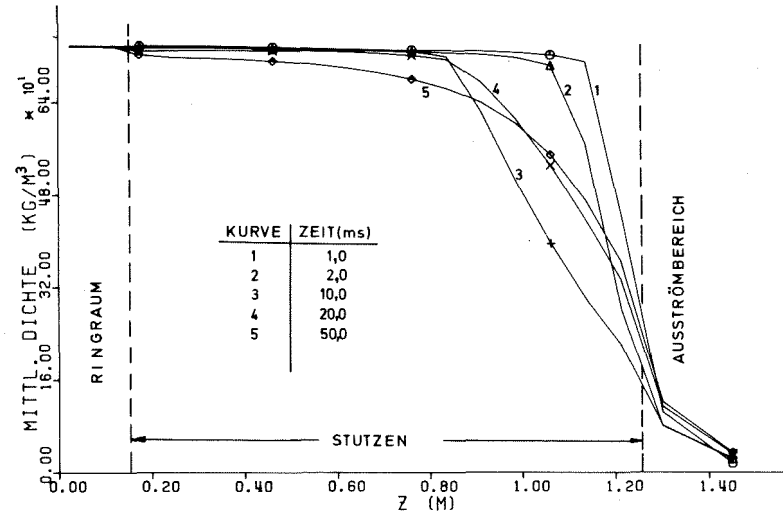


Abb.A0.16 Axiales Dichteprofil $\varrho(4,j)$
bei V 290-110-1, 0-50 ms

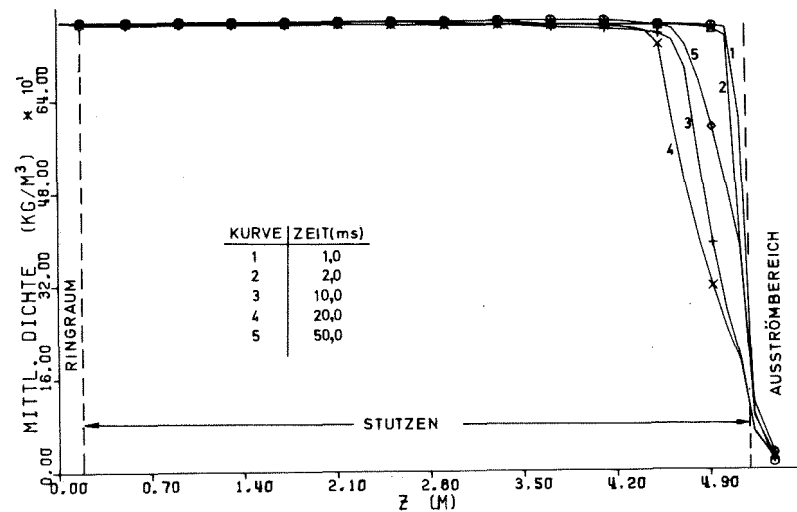


Abb.A0.17 Axiales Dichteprofil $\varrho(4,j)$
bei V 270-110-5, 0-50 ms

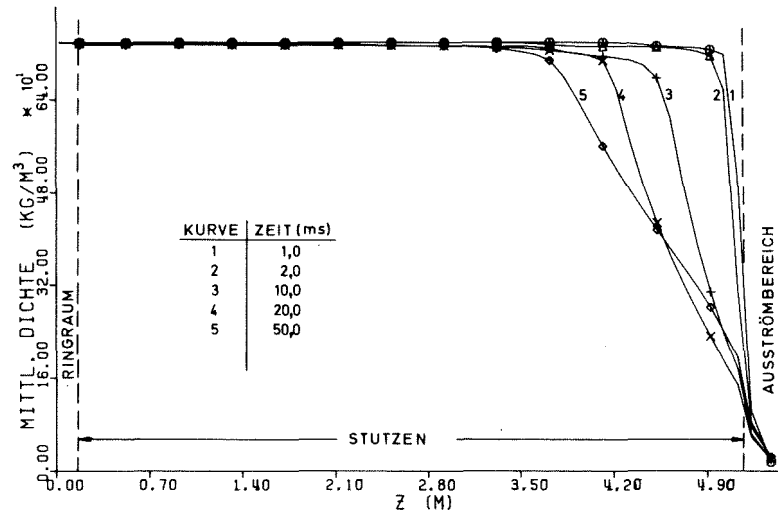
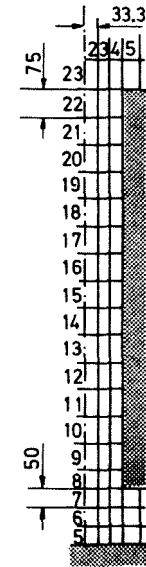
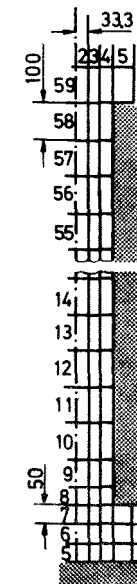


Abb.A0.18 Axiales Dichteprofil $\varrho(4,j)$
bei V 290-110-5, 0-50 ms



1m-Stutzen



5m-Stutzen

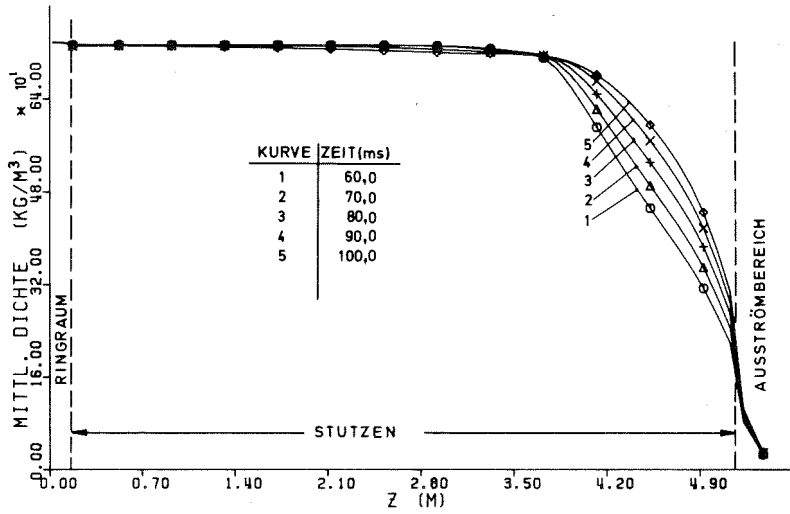


Abb.A0.19 Axiales Dichteprofil $q(4,j)$
bei V 290-110-5, 50-100 ms

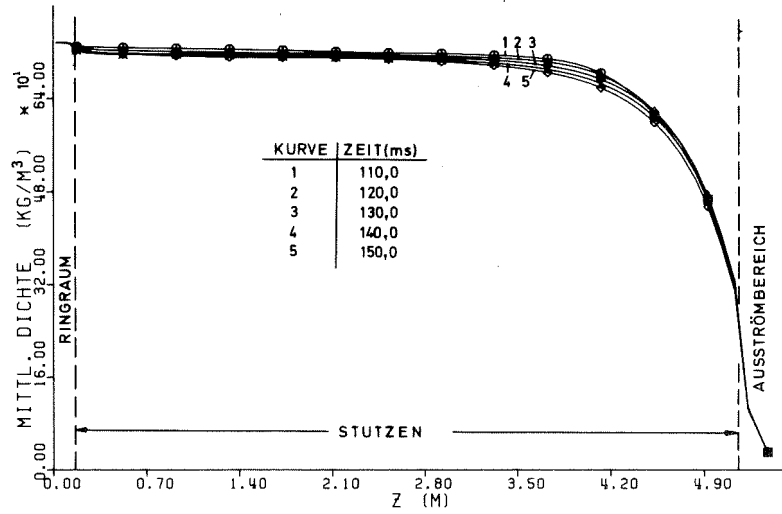


Abb.A0.20 Axiales Dichteprofil $q(4,j)$
bei V 290-110-5, 100-150 ms

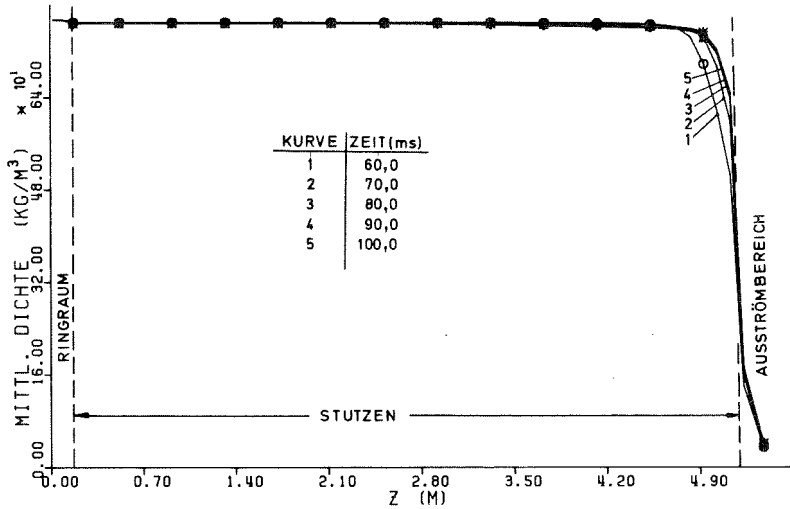


Abb.A0.21 Axiales Dichteprofil $q(4,j)$
bei V 270-110-5, 50-100 ms

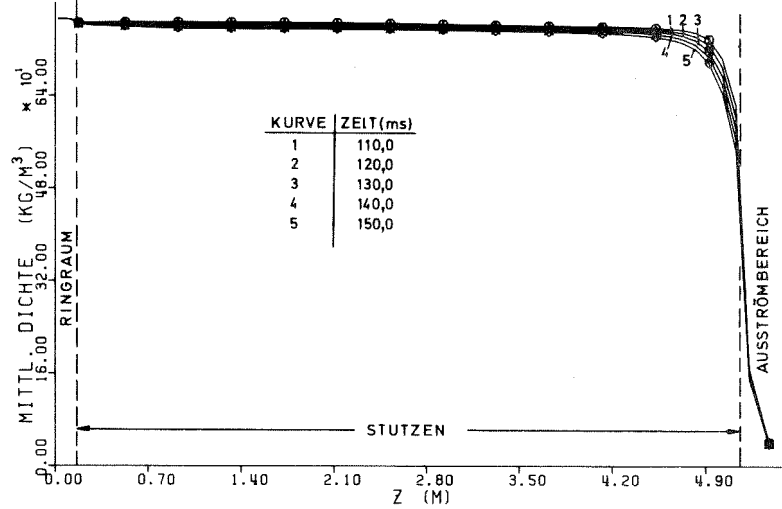
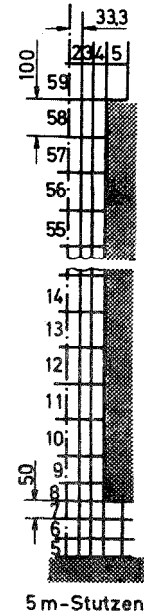


Abb.A0.22 Axiales Dichteprofil $q(4,j)$
bei V 270-110-5, 100-150 ms



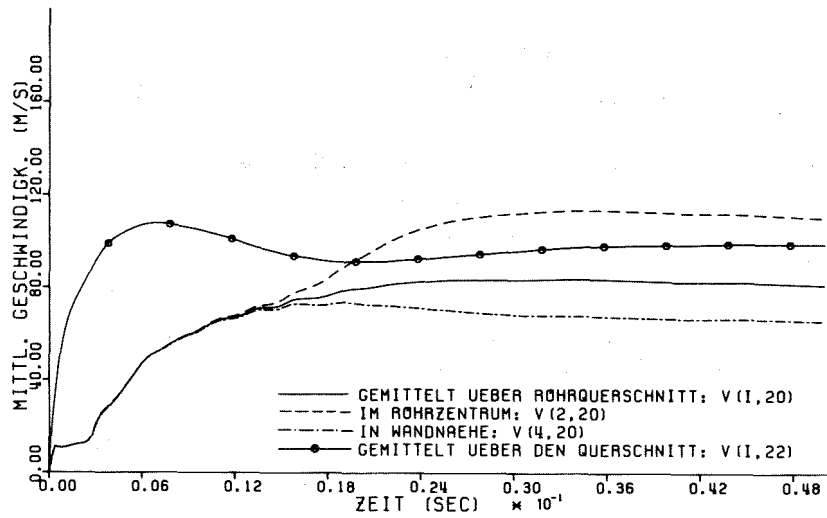


Abb.AO.23 Mittlere Geschwindigkeit
bei V 270-110-1, 0-50 ms

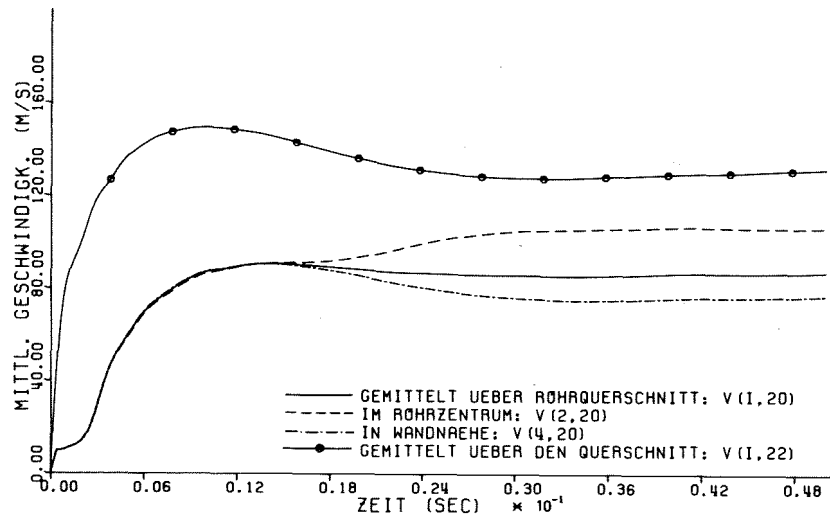
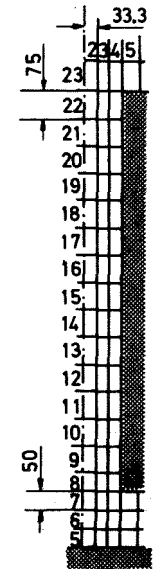


Abb.AO.24 Mittlere Geschwindigkeit
bei V 290-110-1, 0-50 ms



1m-Stutzen

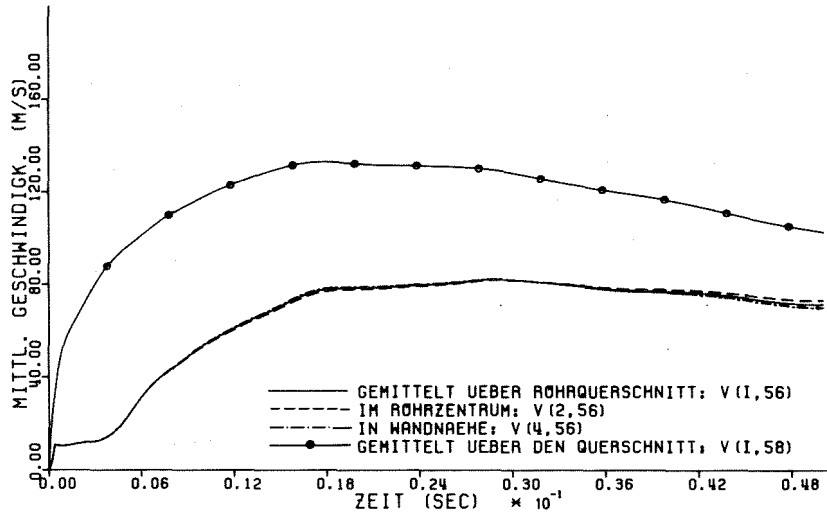


Abb.AO.25 Mittlere Geschwindigkeit
bei V 270-110-5, 0-50 ms

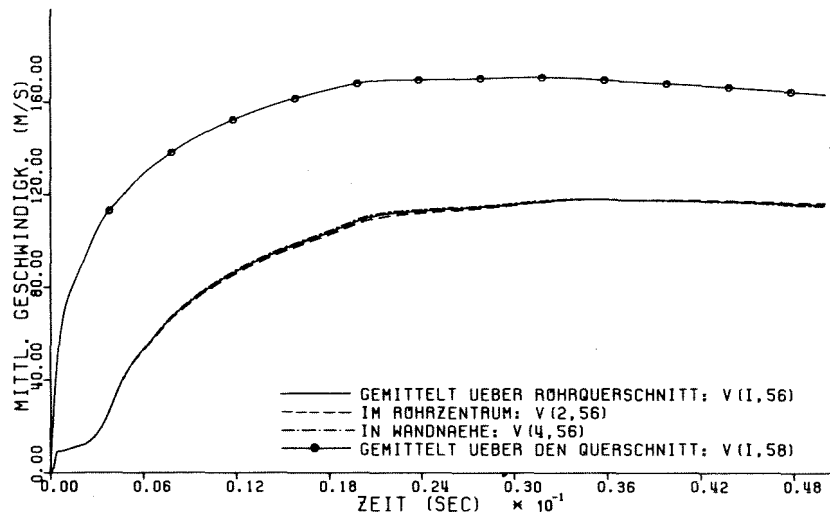
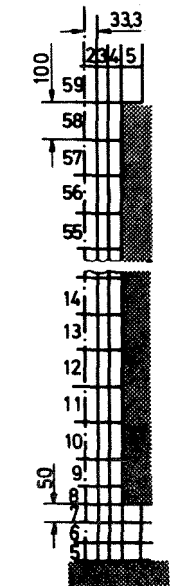


Abb.AO.26 Mittlere Geschwindigkeit
bei V 290-110-5, 0-50 ms



5m-Stutzen

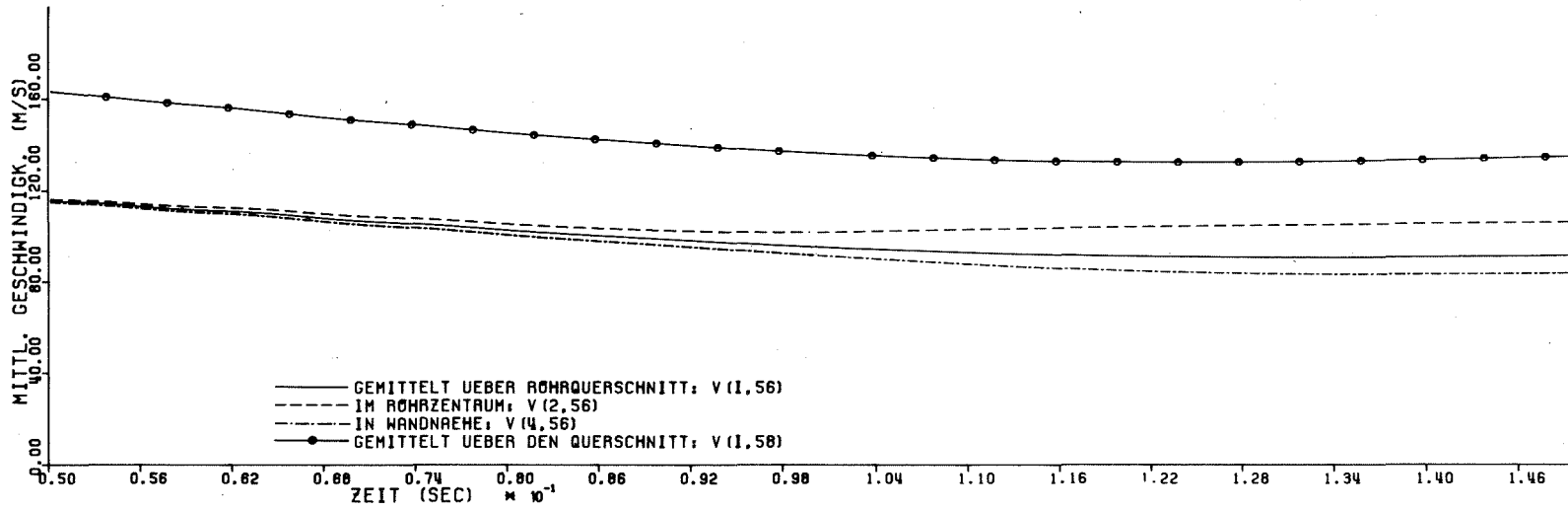


Abb.AO.27 Mittlere Geschwindigkeit
bei V 290-110-5, 50-150 ms

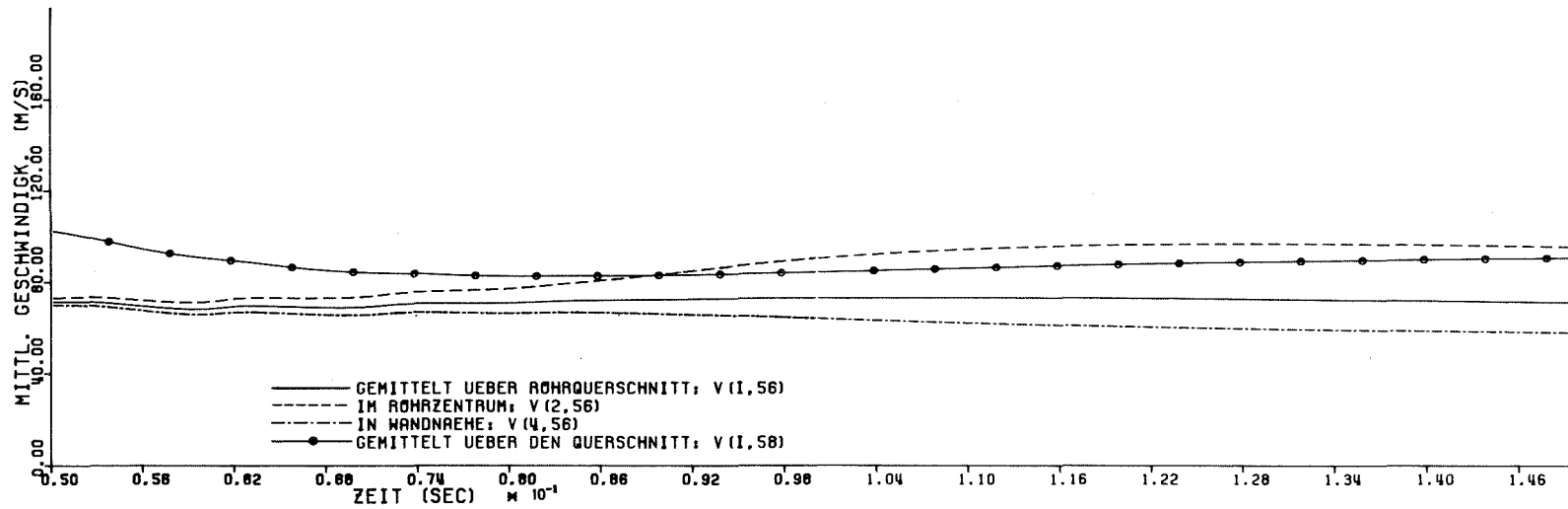
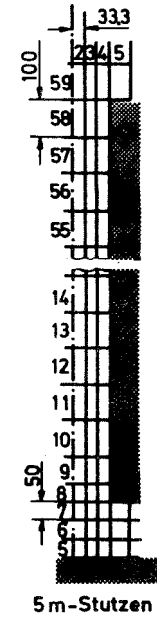


Abb.AO.28 Mittlere Geschwindigkeit
bei V 270-110-5, 50-150 ms



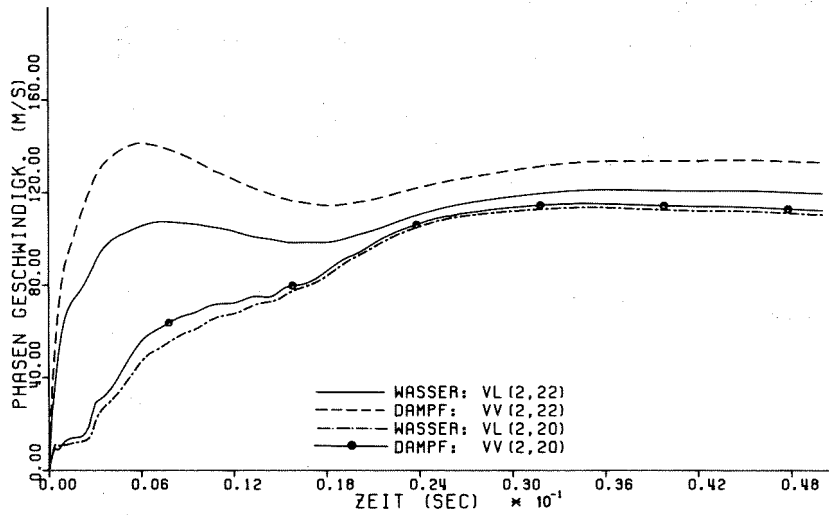


Abb.A0.29 Phasengeschwindigkeit
bei V 270-110-1, 0-50 ms

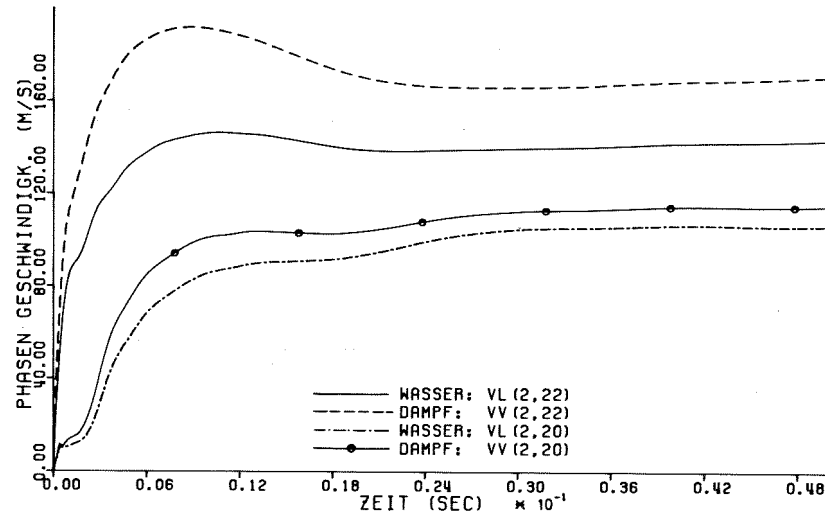


Abb.A0.30 Phasengeschwindigkeit
bei V 290-110-1, 0-50 ms

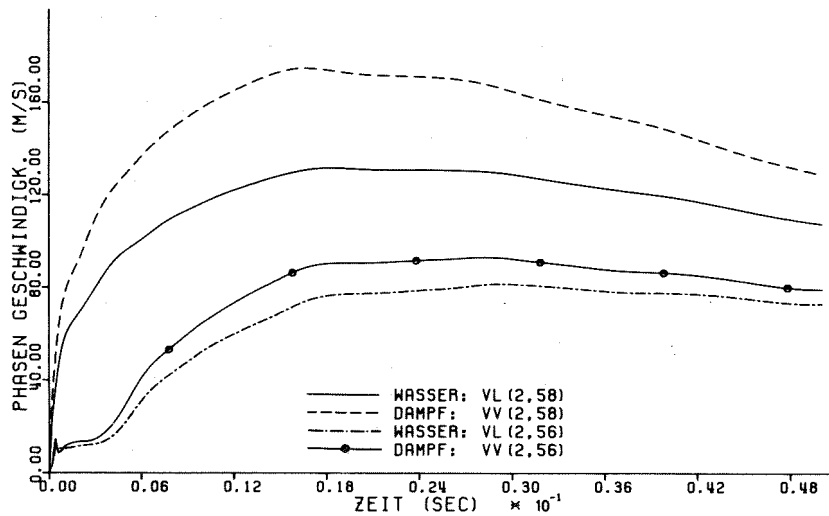


Abb.A0.31 Phasengeschwindigkeit
bei V 270-110-5, 0-50 ms

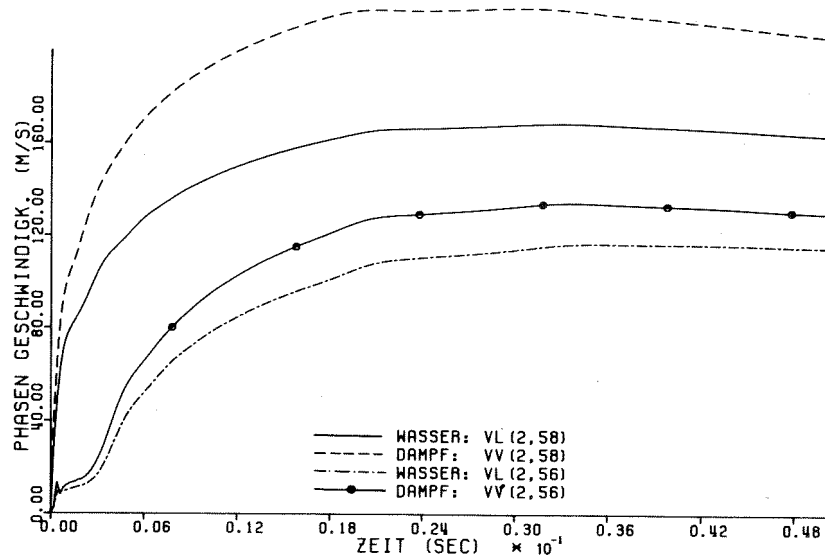
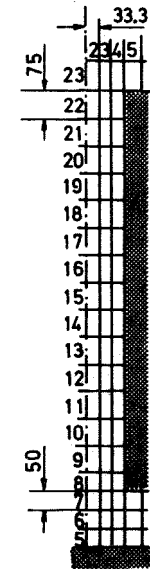
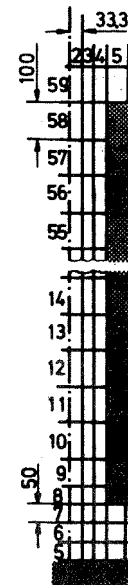


Abb.A0.32 Phasengeschwindigkeit
bei V 290-110-5, 0-50 ms



1m-Stützen



5m-Stützen

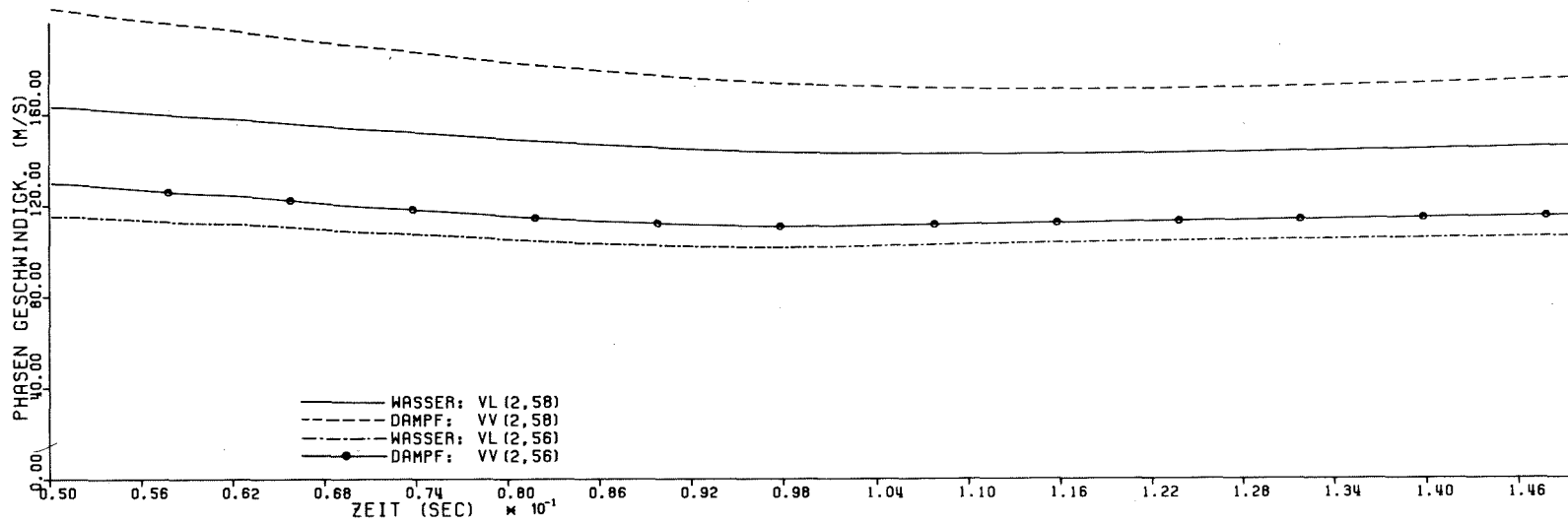


Abb.A0.33 Phasengeschwindigkeit
bei V 290-110-5, 50-150 ms

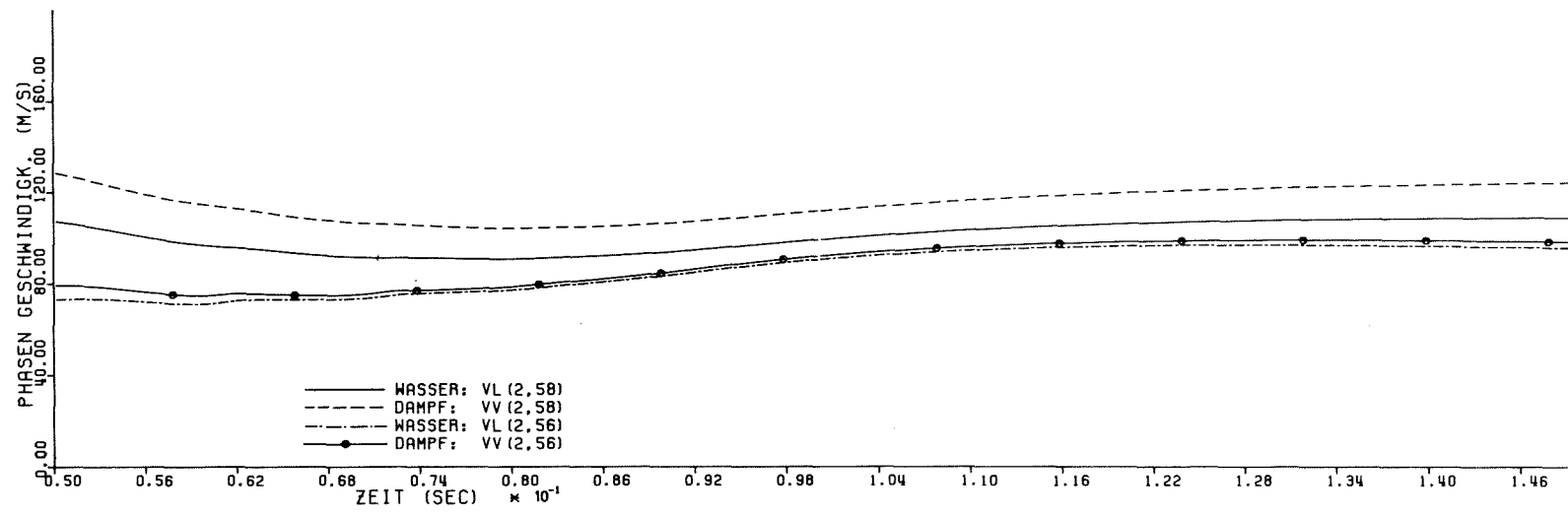
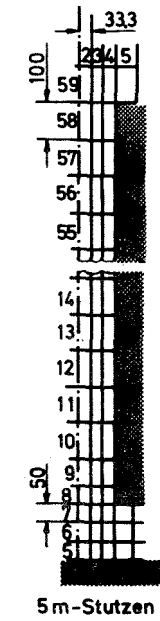


Abb.A0.34 Phasengeschwindigkeit
bei V 270-110-5, 50-150 ms



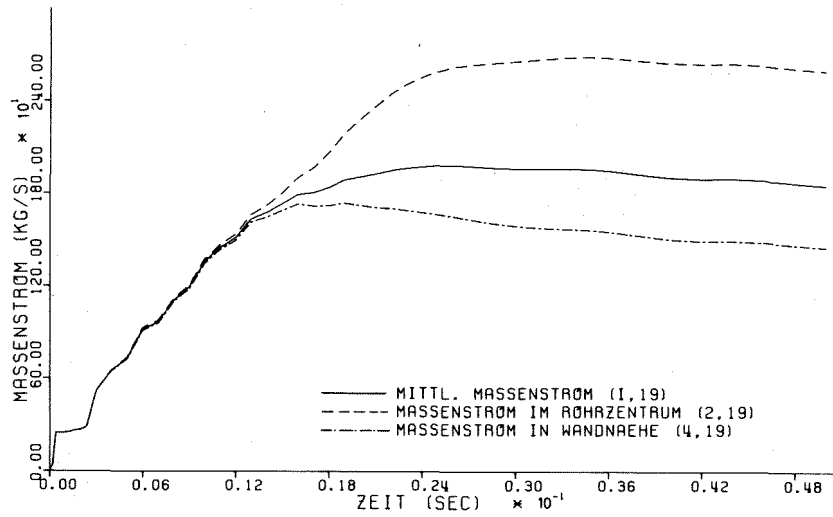


Abb.AO.35 Massenstrom bei V 270-110-1,
0-50 ms

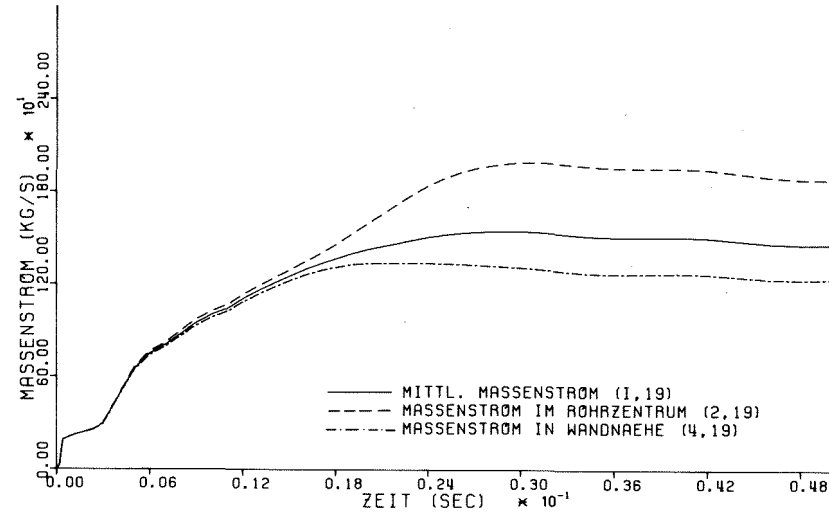


Abb.AO.36 Massenstrom bei V 290-110-1,
0-50 ms

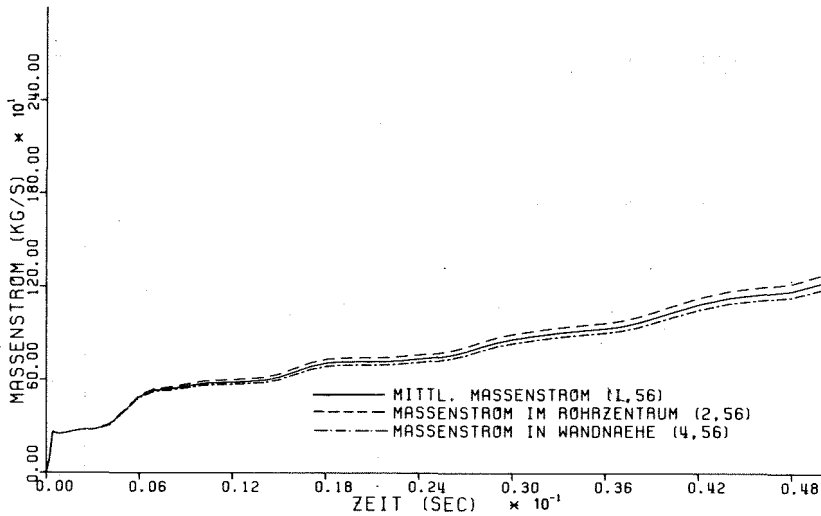


Abb.AO.37 Massenstrom bei V 270-110-5,
0-50 ms

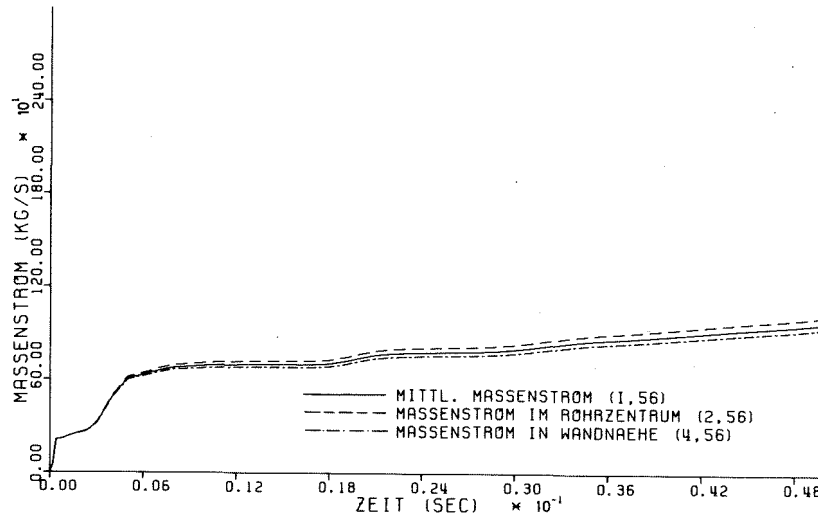
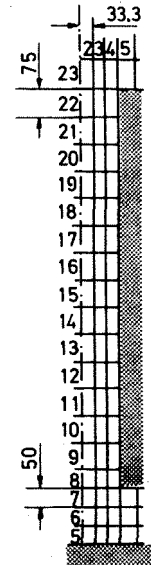
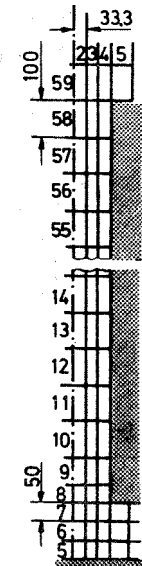


Abb.AO.38 Massenstrom bei V 290-110-5,
0-50 ms



1m-Stutzen



5m-Stutzen

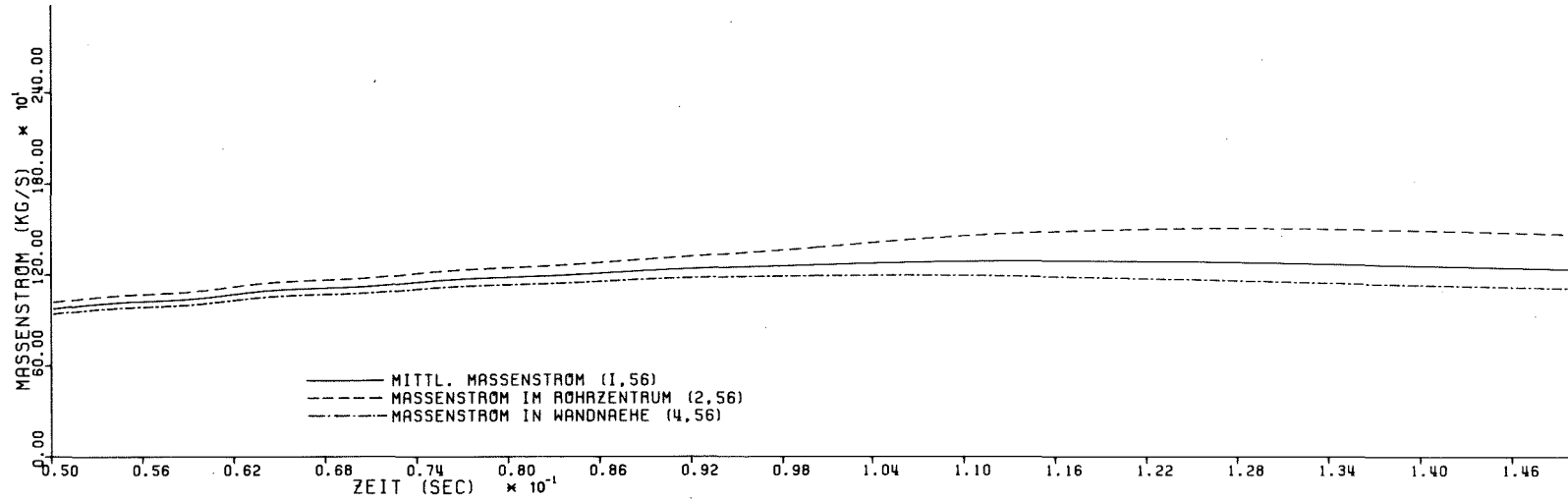


Abb.A0.39 Massenstrom bei V 290-110-5,
50-150 ms

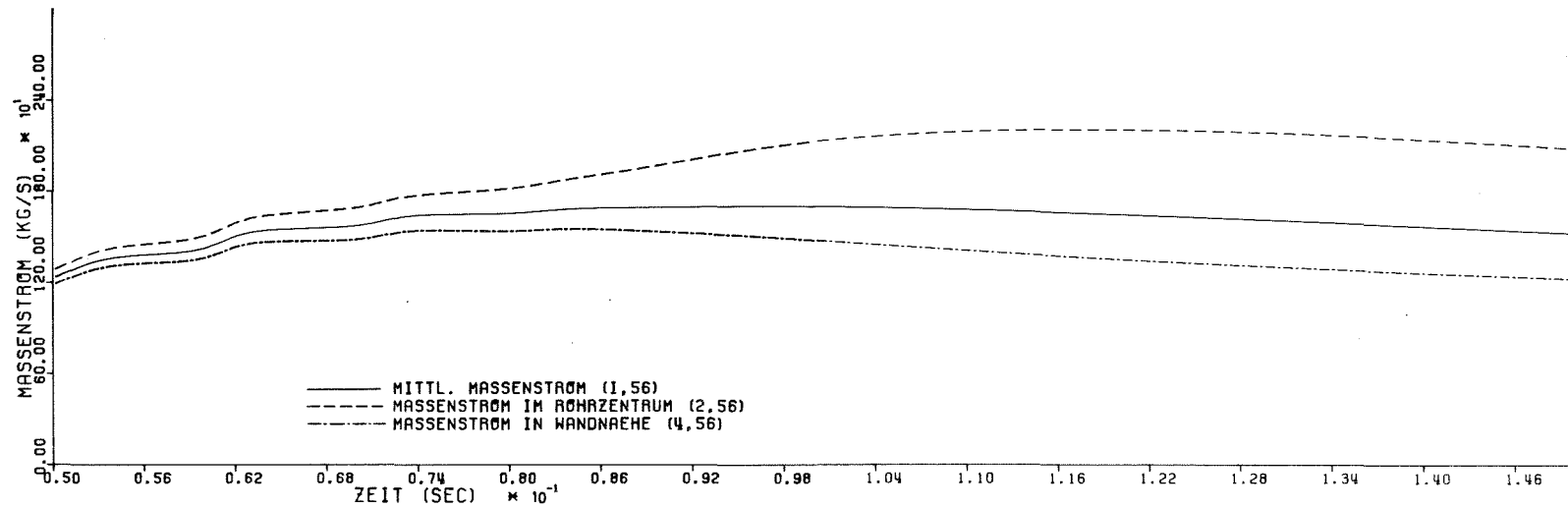
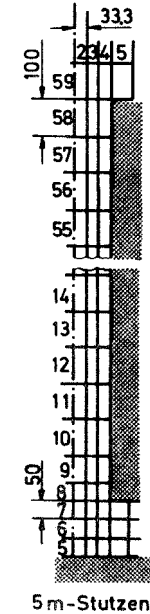


Abb.A0.40 Massenstrom bei V 270-110-5,
50-150 ms



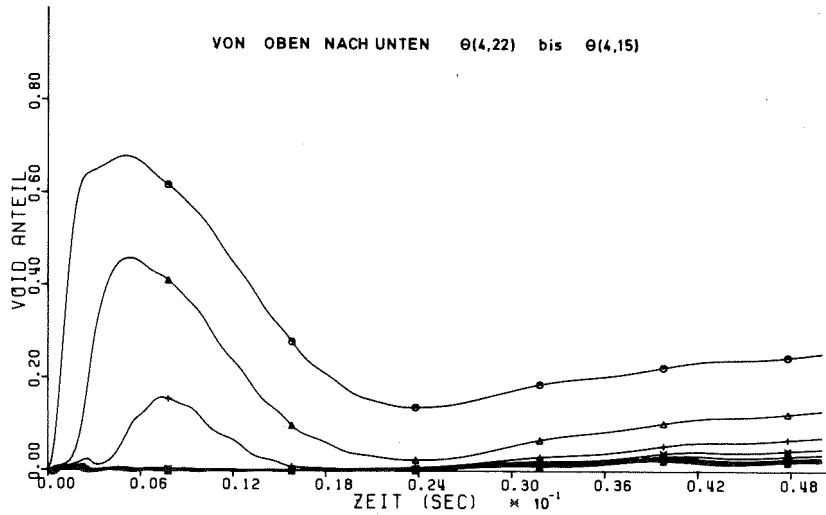


Abb.AO.41 Void-Anteil bei V 270-110-1,
0-50 ms

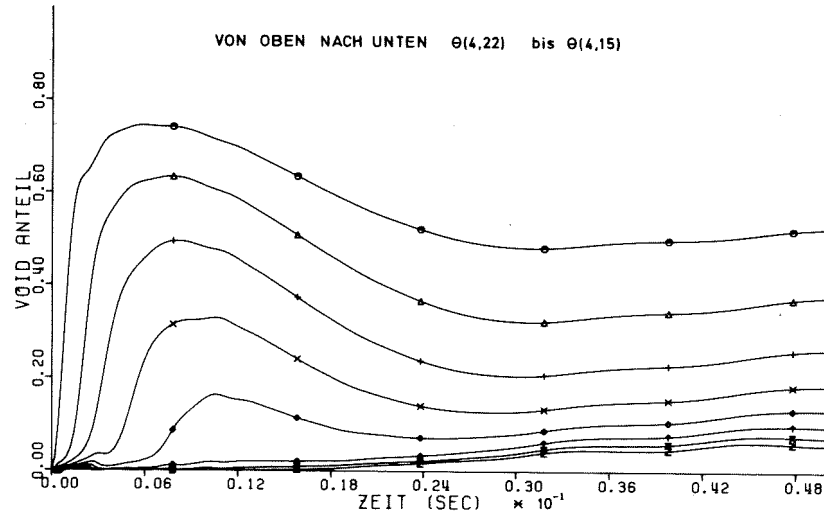


Abb.AO.42 Void-Anteil bei V 290-110-1,
0-50 ms

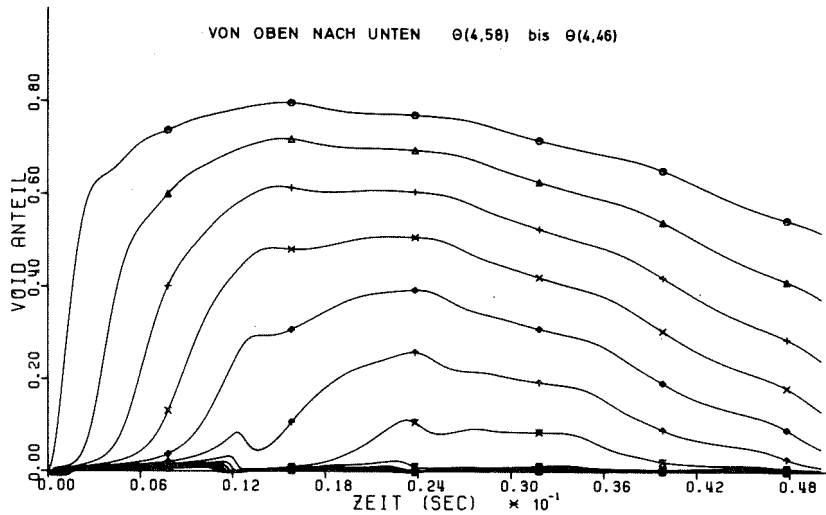


Abb.AO.43 Void-Anteil bei V 270-110-5,
0-50 ms

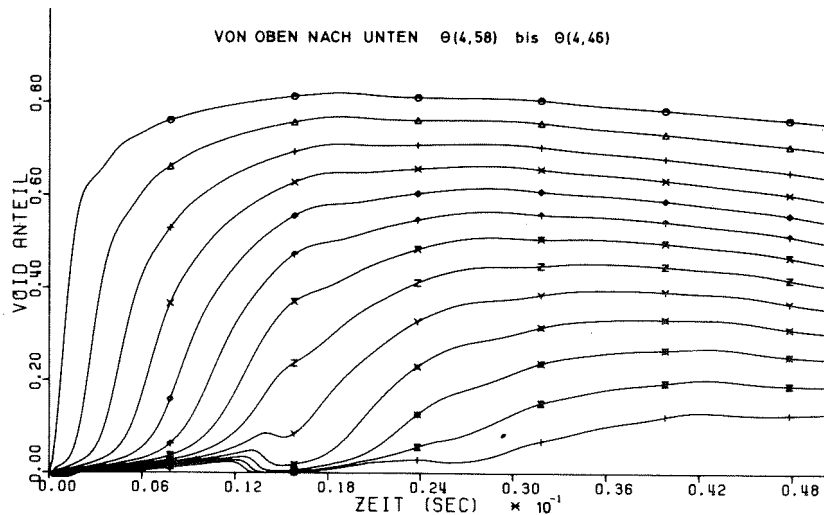
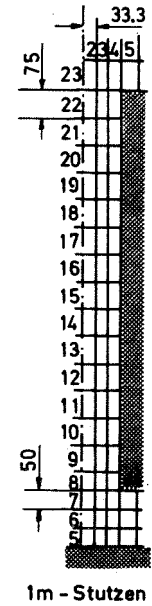
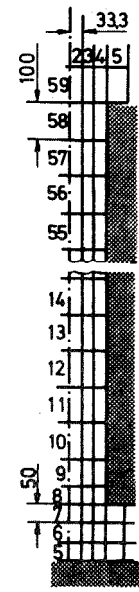


Abb.AO.44 Void-Anteil bei V 290-110-5,
0-50 ms



1m - Stutzen



5m - Stutzen

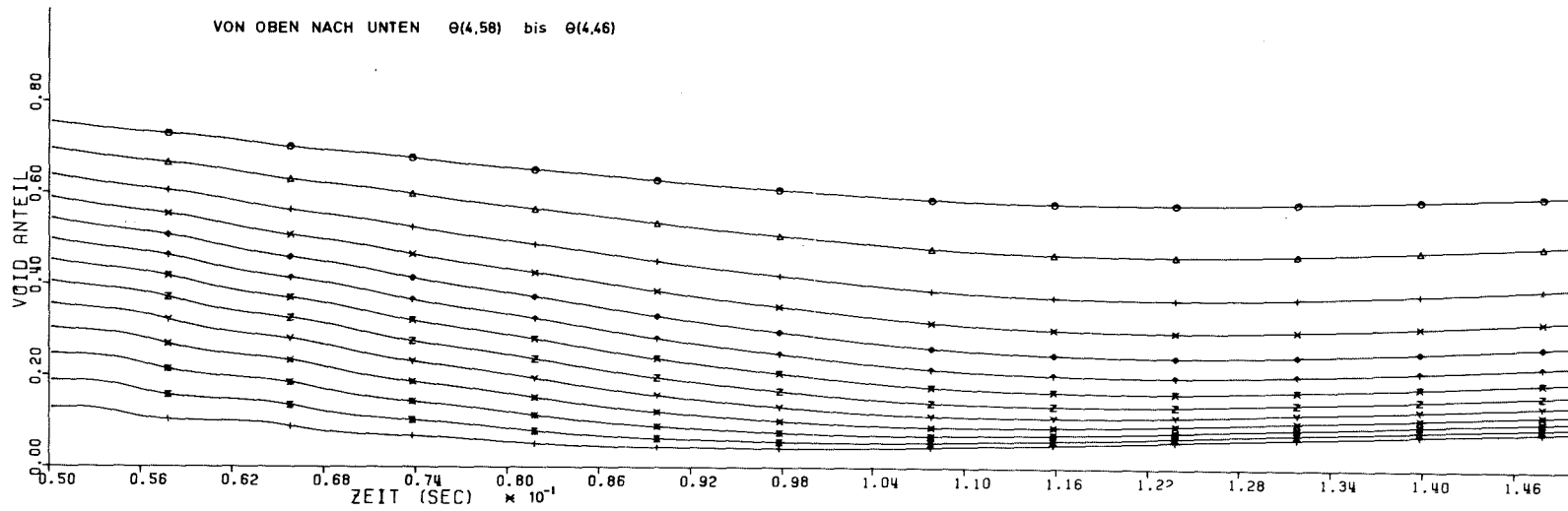


Abb.AO.45 Void-Anteil bei V 290-110-5,
50-150 ms

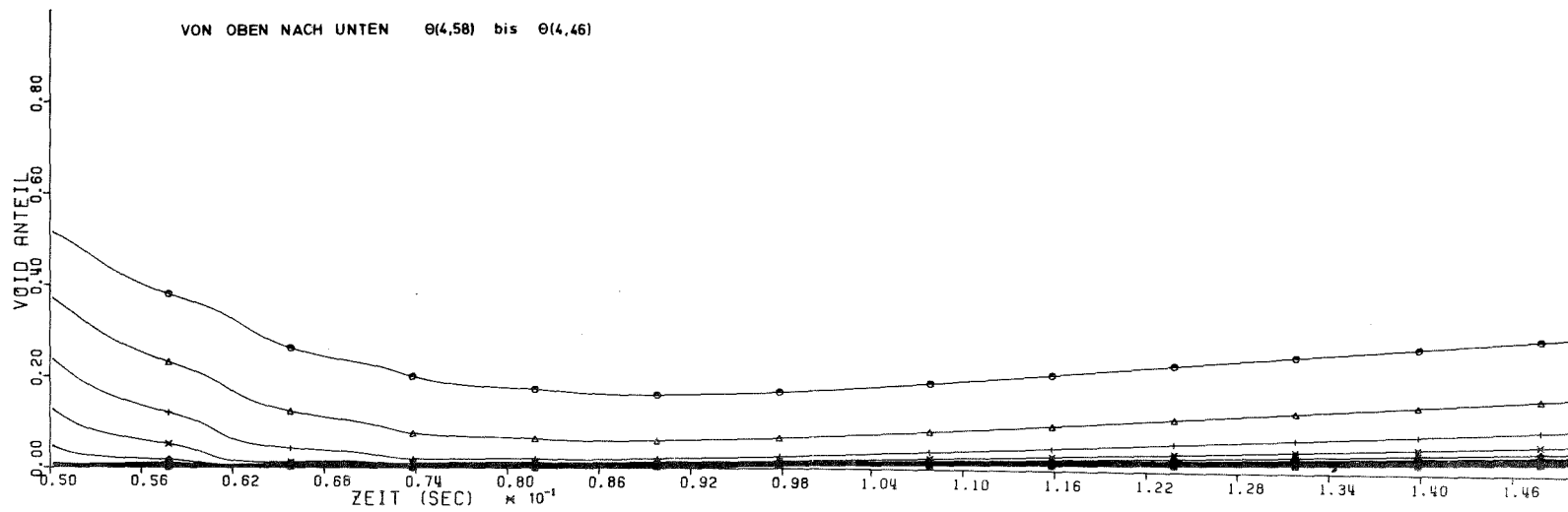
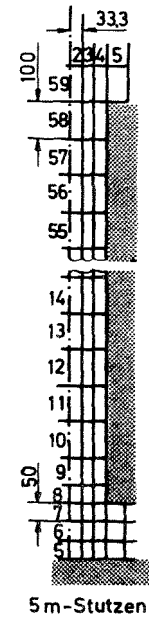


Abb.AO.46 Void-Anteil bei V 270-110-5,
50-150 ms



	V 270-110-1 t=50 ms	V 290-110-1 t= 50 ms	V 270-110-5 t=150 ms	V 290-110-5 t=150 ms
Druck im Innenraum	$p(4,3) = 99.6$ bar	$p(4,3) = 103.9$ bar	$p(4,3) = 84.4$ bar	$p(4,3) = 94.1$ bar
Druck im Ringraum	$p(4,5) = 100.2$ bar	$p(4,5) = 102.9$ bar	$p(4,5) = 84.2$ bar	$p(4,5) = 93.3$ bar
Druck im Ringraum	$p(4,7) = 87.3$ bar	$p(4,7) = 94.2$ bar	$p(4,7) = 75.5$ bar	$p(4,7) = 87.3$ bar
Druck an der Bruchöffnung innenseitig	$p(4,22) = 48.9$ bar	$p(4,22) = 54.4$ bar	$p(4,58) = 48.2$ bar	$p(4,58) = 50.4$ bar
Druck an der Bruchöffnung außenseitig	$p(4,23) = 25.1$	$p(4,23) = 23.7$	$p(4,59) = 22.5$	$p(4,59) = 20.8$
Void-Anteil an der Bruchöffnung	$\theta(4,22) = 0.25$	$\theta(4,22) = 0.53$	$\theta(4,58) = 0.30$	$\theta(4,58) = 0.60$
Mittl. Geschwindk. an der Bruchöffnung [Querschnittsmittel]	$\bar{v}(i,22) = 100$ m/s	$\bar{v}(i,22) = 132$ m/s	$\bar{v}(i,58) = 91$ m/s	$\bar{v}(i,58) = 135$ m/s
Dampfgeschwindk. an der Bruchöffnung [Stutzenzentrum]	$v_v(2,22) = 133$ m/s	$v_v(2,22) = 171$ m/s	$v_v(2,58) = 124$ m/s	$v_v(2,58) = 175$ m/s
Wassergeschwindk. an der Bruchöffnung [Stutzenzentrum]	$v_L(2,22) = 120$ m/s	$v_L(2,22) = 143$ m/s	$v_L(2,58) = 109$ m/s	$v_L(2,58) = 145$ m/s
Mittl. Geschwindk. in Rohrmitte [Querschnittsmittel]	$\bar{v}(i,14) = 79$ m/s	$\bar{v}(i,14) = 69$ m/s	$\bar{v}(i,33) = 66$ m/s	$\bar{v}(i,33) = 58$ m/s
Massenstrom [Querschnittsmittel]	$\bar{m}(i,19) = 1854$ kg/s	$\bar{m}(i,19) = 1463$ kg/s	$\bar{m}(i,56) = 1527$ kg/s	$\bar{m}(i,56) = 1231$ kg/s

Tabelle A0.1 Charakteristische Ergebnisse bei den Vorausrechnungen für den quasistationären Strömungszustand

freie Ausströmung

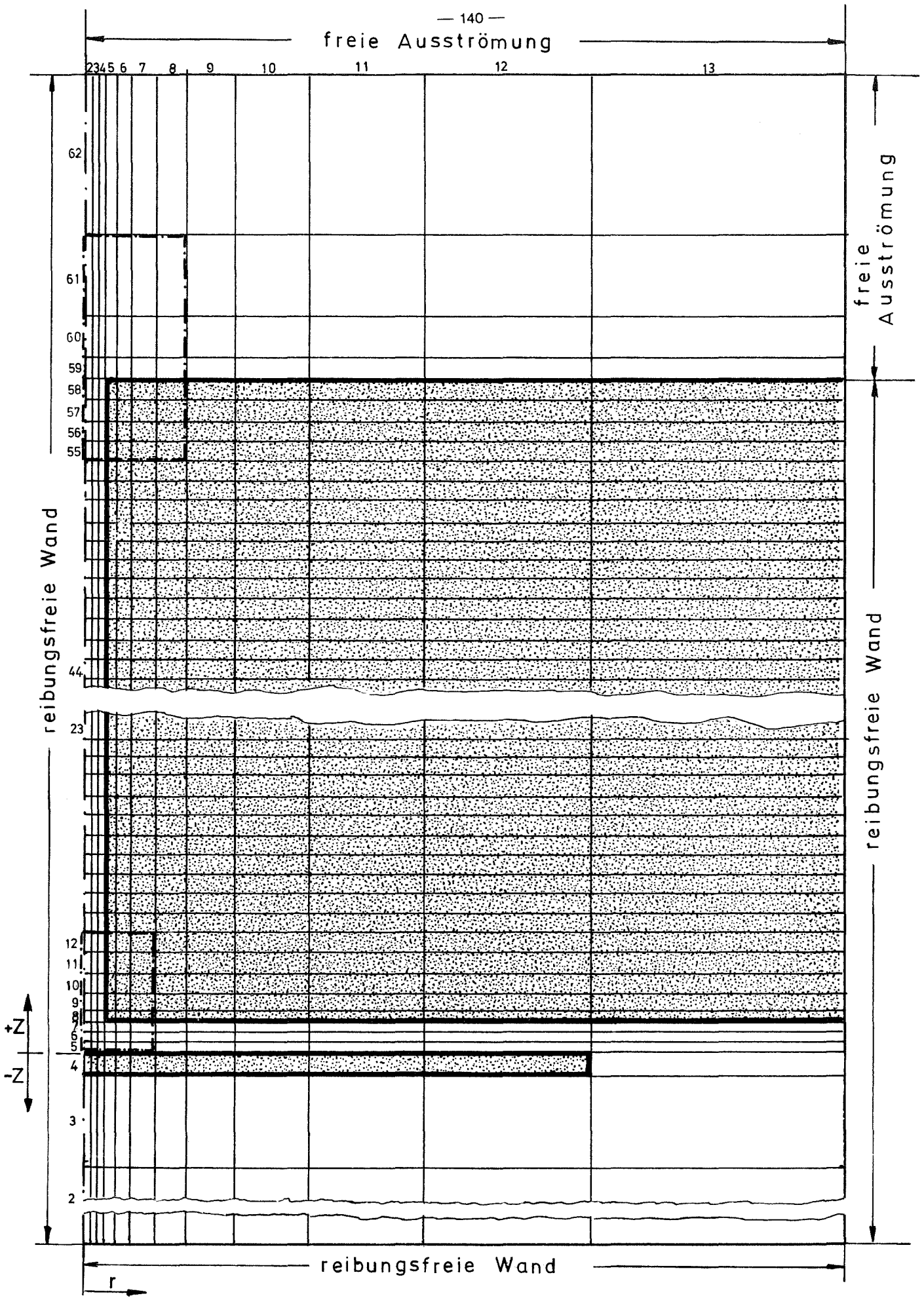


Abb. AO.47 Das Maschengitter für den 5m-Stutzen mit Angabe der Randbedingungen

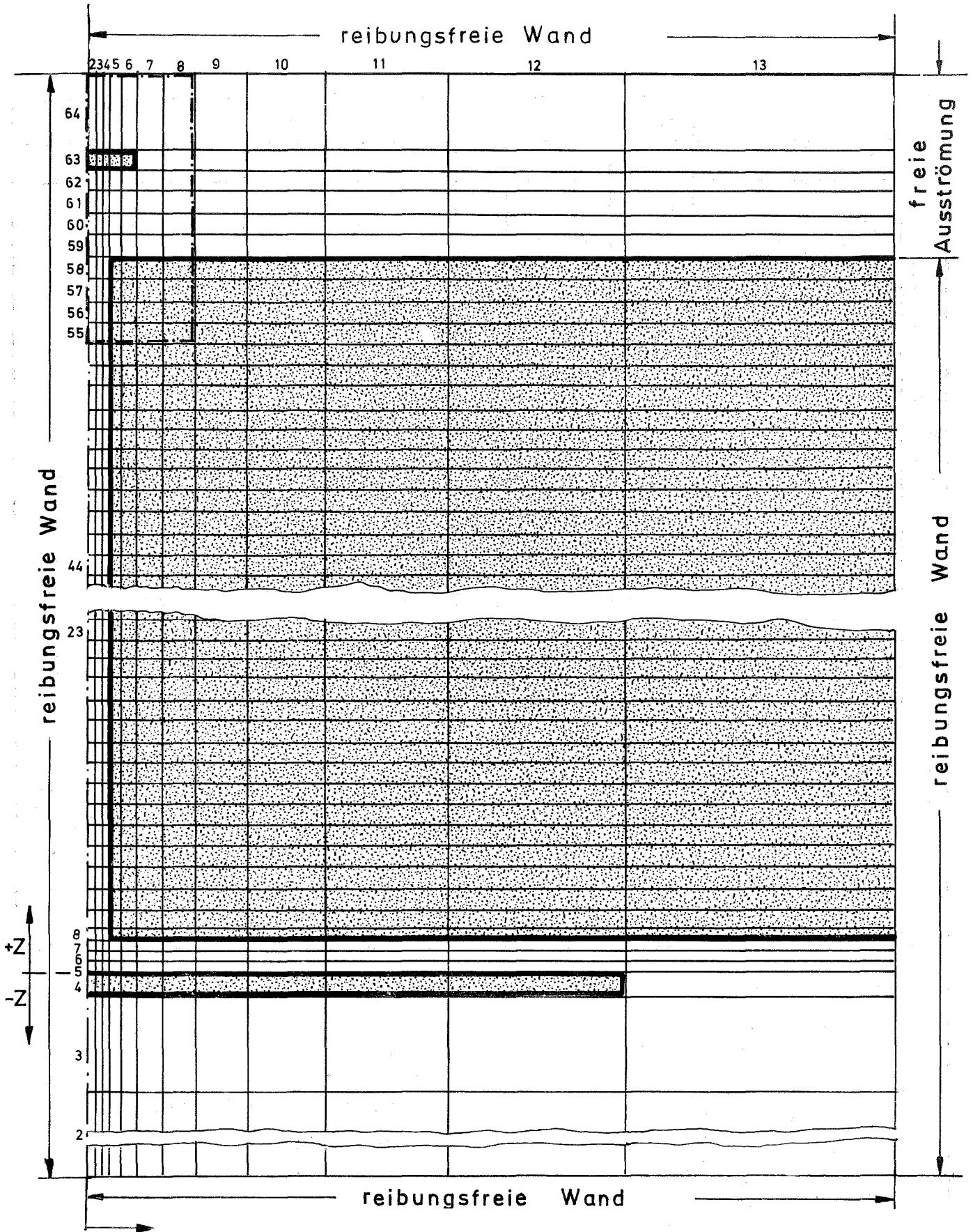


Abb. A0.48

Das Maschengitter für den 5m-Stutzen mit Prallplatte
und Angabe der Randbedingungen

1m-Stützen		5m-Stützen		5m-Stützen			
j	ΔZ	Z	ΔZ	Z	j	ΔZ	Z
2	85.0	-99.7	85.0	-99.7	34	10.0	272.5
3	45.7	-34.6	45.2	-34.6	35	10.0	282.5
4	12.0	- 6.0	12.0	- 6.0	36	10.0	292.5
5	5.0	2.5	5.0	2.5	37	10.0	302.5
6	5.0	7.5	5.0	7.5	38	10.0	312.5
7	5.0	12.5	5.0	12.5	39	10.0	322.5
8	5.0	17.5	5.0	17.5	40	10.0	332.5
9	7.5	23.75	7.5	23.75	41	10.0	342.5
10	7.5	31.25	10.0	32.5	42	10.0	352.5
11	7.5	38.75	10.0	42.5	43	10.0	362.5
12	7.5	46.25	10.0	52.5	44	10.0	372.5
13	7.5	53.75	10.0	62.5	45	10.0	382.5
14	7.5	61.25	10.0	72.5	46	10.0	392.5
15	7.5	68.75	10.0	82.5	47	10.0	402.5
16	7.5	76.25	10.0	92.5	48	10.0	412.5
17	7.5	83.75	10.0	102.5	49	10.0	422.5
18	7.5	91.25	10.0	112.5	50	10.0	432.5
19	7.5	98.75	10.0	122.5	51	10.0	442.5
20	7.5	106.25	10.0	132.5	52	10.0	452.5
21	7.5	113.75	10.0	142.5	53	10.0	462.5
22	7.5	121.25	10.0	152.5	54	10.0	472.5
23	10.0	130.0	10.0	162.5	55	10.0	482.5
24	20.0	145.0	10.0	172.5	56	10.0	492.5
25	40.0	175.0	10.0	182.5	57	10.0	502.5
26	80.0	235.0	10.0	192.5	58	10.0	512.5
27			10.0	202.5	59	10.0	522.5
28			10.0	212.5	60	10.0	532.5
29			10.0	222.5	61	10.0	542.5
30			10.0	232.5	62	10.0	552.5
31			10.0	242.5	63	10.0	562.5
32			10.0	252.5	64	36.0	585.5
33			10.0	262.5			
						10.0	522.5
						20.0	537.5
						40.0	567.5
						80.0	627.5

mit Prallplatte

ohne Prallplatte

mit Prallplatte

ohne Prallplatte

i	Δr	r
2	3.33	1.66
3	3.33	5.00
4	3.33	8.33
5	5.00	12.50
6	7.50	18.75
7	11.25	28.125
8	16.87	42.185
9	25.31	63.275
10	37.97	94.195
11	56.95	141.655
12	85.43	212.845
13	128.14	319.630

Tabelle A0.2

Die Koordinaten in den
Maschengittern

Maße in cm

A1 : Komplexe Charakteristiken

Treten bei einem System partieller Differentialgleichungen nicht ausschließlich reelle Charakteristiken auf, so hat dieses Gleichungssystem keinen hyperbolischen Charakter und beschreibt kein Anfangswertproblem. In diesem Falle würde z.B. die Ausbreitung einer Druckstörung auch von Randbedingungen beeinflusst, noch bevor die Störung den betreffenden Rand erreicht hat. In 2.1.11 bleibt die Frage offen, ob dies in allen Fällen zu einer nichtsachgemäßen Formulierung des Problems führt. Dies wird hier weiter verfolgt.

Es soll zunächst gezeigt werden, daß für das homogene Modell komplexe Charakteristiken nur dann auftreten, wenn

$\left(\frac{dp}{d\varrho}\right)_Z < 0$ wird. Wie in 2.1.11 gezeigt wird, ist dies z.B. bei einer Zustandsänderung Z während des Aufsiedens nach dem Unterschwingen der Fall.

Das Gleichungssystem (2.1.1) bis (2.1.3) kann für den homogenen Fall ($V_r = 0$) eindimensional auch in unten angegebener Matrizenform geschrieben werden. Die Energiegleichung ist für den beabsichtigten Zweck nicht erforderlich. Sie würde lediglich eine 4. Charakteristik $\lambda_4 = v$ liefern.

$$\bar{\bar{A}}_1 \cdot \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} \varrho \\ \varrho_v \\ v \end{bmatrix} + \bar{\bar{A}}_2 \cdot \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \varrho \\ \varrho_v \\ v \end{bmatrix} = \bar{b} \quad (A1.1)$$

Dabei sind:

$$\bar{\bar{A}}_1 = \begin{bmatrix} v & 0 & \varrho \\ 0 & v & \varrho_v \\ v^2 + \left(\frac{dp}{d\varrho}\right)_Z & 0 & 2 \cdot v \cdot \varrho \end{bmatrix} \quad \bar{\bar{A}}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ v & 0 & \varrho \end{bmatrix} \quad \bar{b} = \begin{bmatrix} 0 \\ \dot{\Gamma} \\ 0 \end{bmatrix}$$

Der örtliche Druckgradient $\frac{\partial p}{\partial z}$ wird ersetzt durch $\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \cdot \left(\frac{dp}{d\varphi}\right)_z$.

$\left(\frac{dp}{d\varphi}\right)_z$ ist die Ableitung des Druckes nach der Dichte bei der tatsächlich ablaufenden Zustandsänderung \mathbf{z} , über deren Beschaffenheit die Energiegleichung Auskunft gibt.

Berechnet man die charakteristischen Richtungen λ_i mittels

$$\det (\lambda \bar{A}_2 - \bar{A}_1) = 0, \quad (\text{A1.2})$$

so erhält man:

$$\lambda_1 = v, \quad \lambda_2 = v + \sqrt{\left(\frac{dp}{d\varphi}\right)_z}, \quad \lambda_3 = v - \sqrt{\left(\frac{dp}{d\varphi}\right)_z}$$

Für Zustandsänderungen, für die $\left(\frac{dp}{d\varphi}\right)_z < 0$ gilt, werden also zwei der charakteristischen Richtungen konjugiert komplex.

Im folgenden wird gezeigt, welche notwendigen Bedingungen erfüllt sein müssen, damit $\left(\frac{dp}{d\varphi}\right)_z < 0$ werden kann.

Zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit c_{ne} für Nichtgleichgewicht wird im Anhang A2 der totale Differentialquotient $\left(\frac{d\varphi}{dp}\right)_z$ unter Berücksichtigung des Phasenübergangs abgeleitet. Dieser Differentialquotient ist eine Richtungsableitung entlang der tatsächlich auftretenden Zustandsänderung \mathbf{z} , die nicht notwendigerweise isentrop sein muß.

$$\left(\frac{d\varphi}{dp}\right)_z = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial p}\right)_{m_v} + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial m_v}\right)_p \cdot \frac{dm_v}{dp} \quad (\text{A2.3})$$

$$= \frac{\theta \cdot \varphi}{\alpha \cdot \rho} + \frac{\dot{\Gamma}}{d\rho/dt} \cdot \left(1 - \theta + \frac{\rho_v}{\rho_L^0}\right) \cdot \left(1 - \frac{\rho_L^0}{\rho_v^0}\right) \quad (\text{A2.30})$$

(Die Gleichungsnummerierung entspricht der des Anhangs A2)

Der erste Term in Gl.(A2.3) bzw. Gl.(A2.30) ist die Dichteänderung aufgrund der Druckänderung bei konstanter Dampfmasse. Der zweite Term ist die Dichteänderung aufgrund des Phasenübergangs bei konstantem Druck. Vernachlässigt man den Phasenübergang indem man $\frac{dm_v}{dp}$ in Gl.(A2.3) bzw. $\dot{\Gamma}$ in Gl.(A2.30) zu Null setzt, so ergibt sich die gefrorene Approximation. Ein Ergebnis der gefrorenen Approximation ist z.B. die gefrorene Schallgeschwindigkeit gemäß Gl.(2.1.47).

Da der 1. Term in Gl.(A2.30) immer größer Null ist, kann $\left(\frac{d\rho}{d\rho}\right)_2$ nur dann kleiner Null werden, wenn gilt:

$$-\frac{\dot{\rho}}{\frac{d\rho}{dt}} \cdot \left(1 - \theta + \frac{\rho_v}{\rho_L^0}\right) \cdot \left(1 - \frac{\rho_L^0}{\rho_v^0}\right) > \frac{\theta \rho}{x \cdot \rho} \quad (A1.3)$$

Für alle Zustände unterhalb des kritischen Punktes gilt: $\left(1 - \frac{\rho_L^0}{\rho_v^0}\right) < 0$

Außerdem gilt im gesamten Zweiphasenbereich und für überhitztes Wasser: $\left(1 - \theta + \frac{\rho_v}{\rho_L^0}\right) > 0$ (vgl. Gl.(2.1.8)).

Um die Ungleichung (A1.3) zu erfüllen, ist folglich gleiches Vorzeichen von $\dot{\rho}$ und $\frac{d\rho}{dt}$ notwendige aber nicht hinreichende Bedingung.

Wie man sich leicht anhand des T-s -Diagrammes überzeugen kann, haben bei annähernd isentroper Zustandsänderung $\frac{d\rho}{dt}$ und $\dot{\rho}$ für Dampfmasseanteile $x < \hat{x}$ entgegengesetztes Vorzeichen, da in diesem Gebiet bei Druckerhöhung Kondensation, bei Druckerniedrigung Verdampfung einsetzt. Im Gebiet $x > \hat{x}$ sind die Verhältnisse genau umgekehrt. Der genaue Wert von \hat{x} läßt sich aus einer Entropiebetrachtung ermitteln /43/. Aus dem T-s - Diagramm läßt sich $\hat{x} \approx 0.5$ ablesen.

Also:

$$\left. \begin{array}{l} x < \hat{x} \left\{ \begin{array}{l} \frac{d\rho}{dt} > 0 \longrightarrow \dot{\rho} < 0 \\ \frac{d\rho}{dt} < 0 \longrightarrow \dot{\rho} > 0 \end{array} \right. \\ x > \hat{x} \left\{ \begin{array}{l} \frac{d\rho}{dt} > 0 \longrightarrow \dot{\rho} > 0 \\ \frac{d\rho}{dt} < 0 \longrightarrow \dot{\rho} < 0 \end{array} \right. \end{array} \right\} \quad (A1.4)$$

Der zweite Term von Gl.(A2.3) bzw. Gl.(A2.30) bewirkt daher für $x < \hat{x}$ eine Vergrößerung von $\left(\frac{d\rho}{d\rho}\right)_2$ und für $x > \hat{x}$ eine Verkleinerung von $\left(\frac{d\rho}{d\rho}\right)_2$.

Für die Schallgeschwindigkeit c_{ne} bedeutet dies:

$$\begin{array}{ll} c_e < c_{ne} < c_{fr} & \text{für } x < \hat{x} \\ c_e > c_{ne} > c_{fr} & \text{für } x > \hat{x} \end{array}$$

Bei $x = \hat{x}$ vertauschen also die Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit c_e und die gefrorene Schallgeschwindigkeit c_{fr} ihre Rolle als untere- und obere Grenze (vgl. Abb.A2.2 und Abb.A2.3).

Für Blowdown-Strömungen, die bei einem Kühlmittelverluststörfall auftreten, sind nur Zustandsänderungen im Bereich $x < \hat{x}$ von Bedeutung. Hier kann die notwendige Bedingung des gleichen Vorzeichens von \dot{r} und dp/dt zur Erfüllung von Gl.(A1.3) nur durch folgende, in Abb.A1.1 dargestellte, Zustandsänderungen erfüllt werden:

1. Kondensation infolge starker Wärmesenken trotz Druckabsenkung durch Volumenänderung (Zustandsänderung von 2 nach 1).
2. Verdampfung infolge starker Wärmequellen trotz Druckerhöhung durch Volumenänderung (Zustandsänderung von 1 nach 2).
3. Druckerhöhung durch Aufsieden nach dem Unterschwingen.

Die letzten zwei Punkte unterscheiden sich nicht wesentlich. Beim letzteren ist die Wärmequelle das überhitzte Wasser. Die ersten zwei Zustandsänderungen sind nichtadiabat bezüglich des Phasengemisches. Die letzte Zustandsänderung ist aber nur bezüglich der Einzelphasen nichtadiabat. Die Wärmeleitung spielt bei diesen Zustandsänderungen eine wesentliche Rolle.

Ganz allgemein läßt sich die notwendige und hinreichende Bedingung zur Erfüllung von Gl.(A1.3) in folgenden Satz fassen:

Der Differentialquotient $\left(\frac{ds}{dp}\right)_z$ wird dann kleiner Null, wenn die Dichteänderung aufgrund des Phasenübergangs betragsmäßig größer ist als die Dichteänderung durch Druckänderung und außerdem entgegengesetztes Vorzeichen hat.

Zur exakten Beschreibung der in den Punkten 1-3 genannten Phänomene wäre die Einführung der Wärmeleitgleichung erforderlich; dann sind aber nicht mehr ausschließlich reelle Charakteristiken zu erwarten, da die Wärmeleitgleichung parabolisch ist. Werden diese Probleme einfacher (ohne Wärmeleitgleichung) modelliert, wie z.B. das Nichtgleichgewichtsmodell in DRIX-2D, so sind komplexe Charakteristiken, die z.B. aus $\left(\frac{ds}{dp}\right)_z < 0$ resultieren, kein Zeichen für nichtsachgemäße Modellierung.

Die hier getroffene Feststellung über komplexe Charakteristiken ist unabhängig von der in jüngerer Zeit entstandenen Diskussion zu diesem Thema bei Zweiphasenmodellen zu werten. Nach /45,46,47/ treten unabhängig vom Nichtgleichgewichtszustand komplexe Charakteristiken dann auf, wenn den Phasen verschiedene Geschwindigkeiten

aber nur ein gemeinsamer Druck zugeordnet werden. Dies ist offenbar tatsächlich auf die nichtsachgemäße Formulierung eines Anfangswertproblems zurückzuführen /74/.

Komplexe Charakteristiken dieser Art konnten durch numerische Berechnung der Eigenwerte des Gleichungssystems (2.1.1) bis (2.1.3) für den eindimensionalen Fall nachgewiesen werden. Wie bei Gl.(A1.1) wurde dabei die Energiegleichung weggelassen, die Relativgeschwindigkeit aber berücksichtigt. Bei Rechnungen mit DRIX-2D konnten diesbezüglich keine negativen Konsequenzen festgestellt oder auf diesen Sachverhalt zurückgeführt werden.

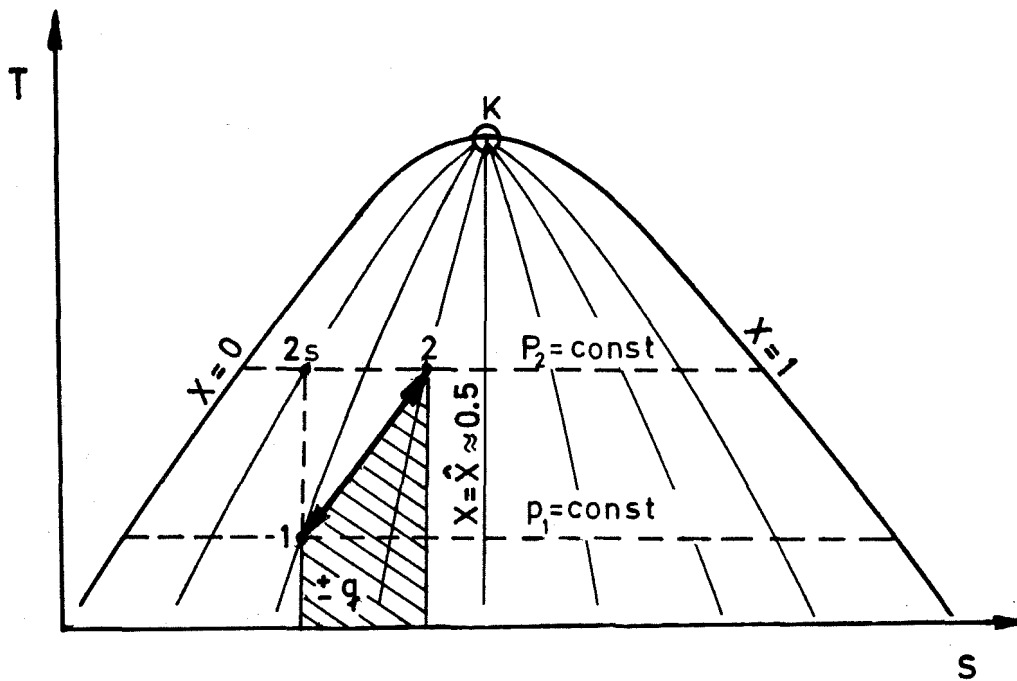


Abb. A1.1 Zustandsänderung bei gleichem Vorzeichen von $\dot{\Gamma}$ und $\frac{dp}{dt}$ bei einem Dampfmassenanteil $x < \hat{x}$ (notwendige Bedingung für $(\frac{dp}{dp})_2 < 0$) in einem schematischen T-s-Diagramm

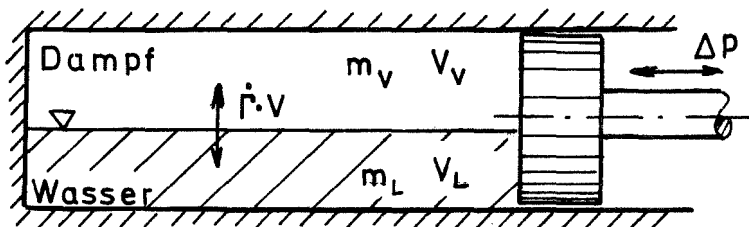
A2: Ableitung einer Schallgeschwindigkeit unter Berücksichtigung von Nichtgleichgewichtszuständen für ein Zweiphasengemisch

Für alle in einem T-S-Diagramm vollziehbaren Gleichgewichtsstandsänderungen z_e läßt sich der Differentialquotient $\left(\frac{dp}{ds}\right)_{z_e}$ berechnen oder als Differenzenquotient aus den Tabellenwerten approximieren. Wie beim idealen Gas, wird häufig bei Schallwellen isentrope Zustandsänderung unterstellt und $c_e = \sqrt{\left(\frac{dp}{ds}\right)_s}$ als Schallgeschwindigkeit für ein Zweiphasengemisch angegeben. Wie in 2.1.8 erörtert wird, breiten sich Schall- oder Druckwellen im allgemeinen nicht mit dieser "Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit" aus. In Bereichen $x < 0.5$, wo Druckerhöhung (bei Wasser) zu Kondensation führt, bildet c_e eine untere Grenze, in Bereichen $x > 0.5$, wo Druckerhöhung zu Verdampfung führt, bildet c_e die obere Grenze der möglichen Schallgeschwindigkeit. Das jeweils andere Extremum ist die gefrorene Schallgeschwindigkeit, die sich ohne Berücksichtigung des Phasenübergangs ergibt. (vgl. Abb. A2.2, Abb. A2.3).

Im folgenden wird eine Schallgeschwindigkeit für Nichtgleichgewicht c_{ne} unter Berücksichtigung einer endlichen Verdampfungsrate \dot{r} abgeleitet. Die flüssige Phase wird dabei als inkompressibel betrachtet. Größere Abweichungen der Dampfphase vom Sättigungszustand werden ausgeschlossen.

Eine Dichteänderung im Zweiphasengemisch wird bewirkt durch:

1. Druckänderung Δp (z.B. durch Belastung des Kolbens in Abb. A2.1)
2. Phasenübergang mit der Stärke \dot{r}



$$m = m_v + m_L$$

$$V = V_v + V_L$$

$$s = s_v + s_L$$

Abb. A2.1: Modellskizze zur Ableitung einer Schallgeschwindigkeit für Nichtgleichgewicht

Wegen $V \cdot \dot{r} dt = dm_v = -dm_L$ (A2.1)

gilt für die Dichteänderung im Zweiphasengemisch entlang einer beliebigen Zustandsänderung \mathcal{Z} :

$$d\varrho = \left(\frac{d\varrho}{d\rho}\right)_{m_v} \cdot d\rho + \left(\frac{\partial\varrho}{\partial m_v}\right)_\rho \cdot dm_v \quad (\text{A2.2})$$

bzw.

$$\left(\frac{d\varrho}{d\rho}\right)_{\mathcal{Z}} = \left(\frac{\partial\varrho}{\partial\rho}\right)_{m_v} + \left(\frac{\partial\varrho}{\partial m_v}\right)_\rho \cdot \frac{dm_v}{d\rho} \quad (\text{A2.3})$$

Der erste Term in (A2.2) ist die Dichteänderung aufgrund der Druckänderung alleine, der zweite Term ist die Dichteänderung aufgrund des Phasenübergangs alleine. Vernachlässigt man den Phasenübergang in (A2.3), indem man $\frac{dm_v}{d\rho} = 0$ setzt, so ergibt sich die "gefrorene" Approximation. Ein Ergebnis dieser Approximation ist z.B. die gefrorene Schallgeschwindigkeit gemäß Gl. (2.1.47).

1. Berechnung der gefrorenen Approximation $\left(\frac{\partial\varrho}{\partial\rho}\right)_{m_v}$

$$\left(\frac{\partial\varrho}{\partial\rho}\right)_{m_v} = \left(\frac{\partial s_v^0}{\partial\rho}\right)_{sat} \cdot \left(\frac{\partial s_v}{\partial s_v^0}\right)_{m_v} \cdot \left(\frac{\partial\varrho}{\partial s_v}\right)_{m_v} \quad (\text{A2.4})$$

Die Ableitung der mikroskopischen Dampfdichte s_v^0 nach dem Druck geschieht entlang der Sättigungslinie und nicht entlang einer Isentropen. Es wird angenommen, daß der Sattedampf den Gesetzmäßigkeiten des idealen Gases genügt:

$$\rho = s_v^0 \cdot \alpha \cdot const \quad (\text{A2.5})$$

Der Polytropenexponent α kann als konstant vorausgesetzt werden.

Die Differentiation von (A2.5) liefert:

$$\left(\frac{\partial s_v^0}{\partial\rho}\right)_{sat} = \frac{s_v^0}{\alpha \cdot \rho} \quad (\text{A2.6})$$

Man betrachte zur Berechnung von $\left(\frac{\partial s_v}{\partial s_v^0}\right)_{m_v}$ das Beispiel in Abb.A2.1. Eine Volumenänderung wird bei inkompressibler Wasserphase und ausgeschlossenen Phasenübergang nur durch eine Volumenänderung der Dampfphase bewirkt.

Also:

$$\partial V = \partial V_v \quad (\text{A2.7})$$

$$V_v = \frac{m_v}{s_v^0} \quad (\text{A2.8})$$

$$\partial V_v = - \frac{m_v}{s_v^{02}} \partial s_v^0 \quad (\text{A2.9})$$

$$V = \frac{m_v}{s_v} \quad (\text{A2.10})$$

$$\partial V = - \frac{m_v}{s_v^2} \partial s_v \quad (\text{A2.11})$$

Setzt man (A2.9) und (A2.11) wegen (A2.7) gleich, so erhält man:

$$\frac{\partial s_v}{\partial s_v^0} = \left(\frac{s_v}{s_v^0} \right)^2 = \theta^2 \quad (\text{A2.12})$$

Die Ableitung von $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial s_v} \right)_{m_v}$ gewinnt man aus der Definitionsgleichung für φ :

$$s = s_v + s_L = s_v + (1 - \theta) s_L^0 \quad (\text{A2.13})$$

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial s_v} \right)_{m_v} = 1 - s_L^0 \cdot \left(\frac{\partial \theta}{\partial s_v} \right)_{m_v} \quad (\text{A2.14})$$

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial s_v} \right)_{m_v} = \frac{\partial}{\partial s_v} \left(\frac{s_v}{s_v^0} \right)_{m_v} = \frac{s_v^0 - \left(\frac{\partial s_v^0}{\partial s_v} \right)_{m_v} \cdot s_v}{s_v^{02}} \quad (\text{A2.15})$$

Der Kehrwert von (A2.12) liefert:

$$\frac{\partial s_v^0}{\partial s_v} = \frac{1}{\theta^2} \quad (\text{A2.16})$$

Damit ergibt sich aus (A2.14), (A2.15) und (A2.16):

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial s_v} \right)_{m_v} = 1 - \frac{s_L^0}{s_v^0} \left(1 - \frac{1}{\theta} \right) \quad (\text{A2.17})$$

und entsprechend (A2.4):

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial p} \right)_{m_v} = \frac{s_v^0}{x \cdot p} \cdot \theta^2 \cdot \left(1 - \frac{s_L^0}{s_v^0} \left(1 - \frac{1}{\theta} \right) \right) = \frac{\theta \cdot s}{x \cdot p} \quad (\text{A2.18})$$

Die gefrorene Schallgeschwindigkeit ist dann :

$$c_{fr} = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{m_v}} = \sqrt{\frac{\alpha \cdot p}{\theta \cdot \rho}} \quad (\text{A2.19})$$

2. Berechnung des Phasenübergangsterms $\left(\frac{\partial \rho}{\partial m_v}\right)_p \cdot \frac{dm_v}{d\rho}$

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial m_v}\right)_p = \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial m_v}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial \rho}{\partial \rho_v}\right)_p \quad (\text{A2.20})$$

$$\left(\frac{\partial \rho_v}{\partial m_v}\right)_p = \frac{\partial}{\partial m_v} \left(\frac{m_v}{V}\right)_p = \frac{1 - \left(\frac{\partial V}{\partial m_v}\right)_p \cdot \rho_v}{V} \quad (\text{A2.21})$$

Für das Gesamtvolumen gilt:

$$V = V_v + V_L = \frac{m_v}{\rho_v^0} + \frac{m - m_v}{\rho_L^0} \quad (\text{A2.22})$$

In (A2.22) sind m und ρ_L^0 konstant. Außerdem ist bei $p = \text{konst}$ wegen (A2.5) auch ρ_v^0 konstant. Die Differentiation von (A2.22) liefert daher:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial m_v}\right)_p = \frac{1}{\rho_v^0} - \frac{1}{\rho_L^0} \quad (\text{A2.23})$$

(A2.23) eingesetzt in (A2.21) ergibt:

$$\left(\frac{\partial \rho_v}{\partial m_v}\right)_p = \frac{1 - \left(\frac{1}{\rho_v^0} - \frac{1}{\rho_L^0}\right) \rho_v}{V} = \frac{1 - \theta + \left(\frac{\rho_v}{\rho_L^0}\right)}{V} \quad (\text{A2.24})$$

$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial s_v}\right)_p$ läßt sich analog zu (A2.13) bis (A2.15)

berechnen, wobei sich wegen $\left(\frac{\partial s_v^0}{\partial s_v}\right)_p = 0$ Gleichung (A2.15) vereinfacht zu:

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial s_v}\right)_p = \frac{1}{s_v^0} \quad (\text{A2.25})$$

Damit erhält man:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial s_v}\right)_p = 1 - \frac{s_L^0}{s_v^0} = 1 - \frac{s_L^0 \cdot \theta}{s_v} \quad (\text{A2.26})$$

und mit (A2.20) und (A2.24):

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial m_v}\right)_p = \frac{1 - \theta + \frac{s_v}{s_L^0}}{V} \cdot \left(1 - \frac{s_L^0}{s_v^0}\right) \quad (\text{A2.27})$$

dm_v und dt in (A2.1) sind vollständige Differentiale. Aus (A2.1) gewinnt man deshalb unmittelbar:

$$\frac{dm_v}{dp} = \frac{V \cdot \dot{\Gamma}}{\frac{dp}{dt}} \quad (\text{A2.28})$$

Damit erhält man mit (A2.28) und (A2.27) den Phasenübergangsterm von (A2.3):

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial m_v}\right)_p \cdot \frac{dm_v}{dp} = \frac{\dot{\Gamma}}{\frac{dp}{dt}} \cdot \left(1 - \theta + \frac{s_v}{s_L^0}\right) \left(1 - \frac{s_L^0}{s_v^0}\right) \quad (\text{A2.29})$$

Mit (A2.18) und (A2.29) gemäß (A2.3) ergibt sich der totale Differentialquotient für die ablaufende Zustandsänderung Z :

$$\left(\frac{ds}{dp}\right)_Z = \frac{\theta \cdot s}{x \cdot p} + \frac{\dot{\Gamma}}{\frac{dp}{dt}} \cdot \left(1 - \theta + \frac{s_v}{s_L^0}\right) \left(1 - \frac{s_L^0}{s_v^0}\right) \quad (\text{A2.30})$$

Für die Schallgeschwindigkeit für Nichtgleichgewicht c_{ne} erhält man definitionsgemäß:

$$c_{ne} = \sqrt{\left(\frac{dp}{ds}\right)_Z} = \left[\frac{1}{c_{fr}^2} + \frac{\dot{\Gamma}}{\frac{dp}{dt}} \cdot \left(1 - \theta + \frac{s_v}{s_L^0}\right) \left(1 - \frac{s_L^0}{s_v^0}\right) \right]^{-1/2} \quad (\text{A2.31})$$

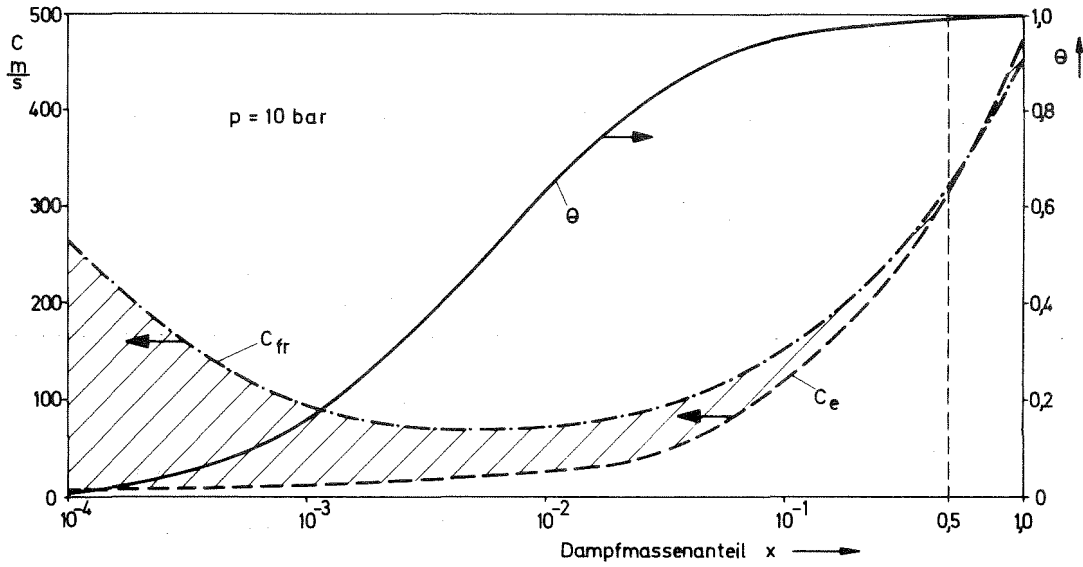


Abb. A2.2 Gefrorene Schallgeschwindigkeit c_{fr} und Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit c_e bei $p = 10$ bar als obere und untere Grenze der möglichen Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Dampfmassenanteil

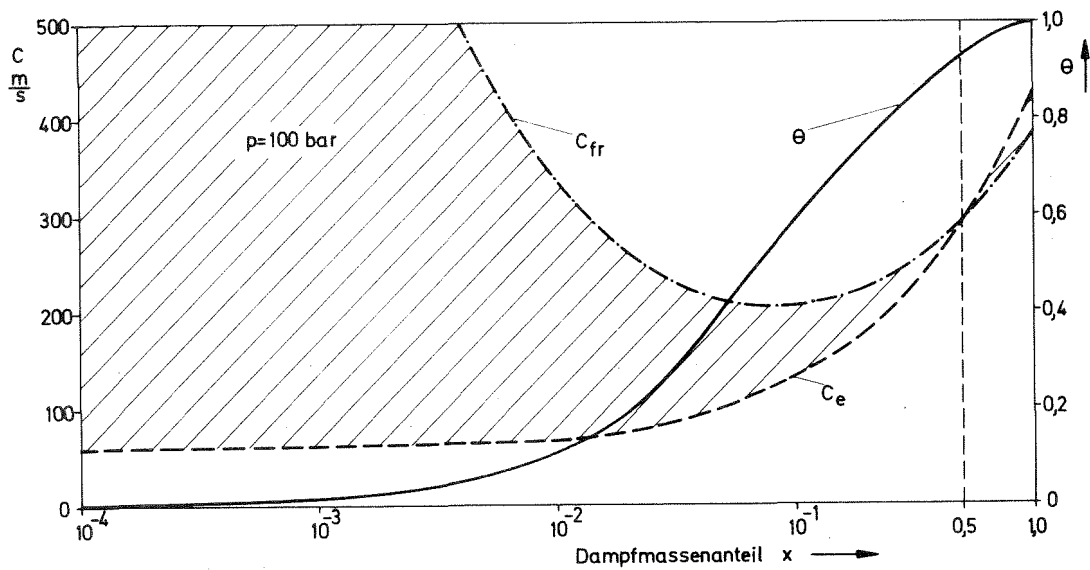


Abb. A2.3 Gefrorene Schallgeschwindigkeit c_{fr} und Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit c_e bei $p = 100$ bar als obere und untere Grenze der möglichen Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Dampfmassenanteil

A3: Eingabeparameter

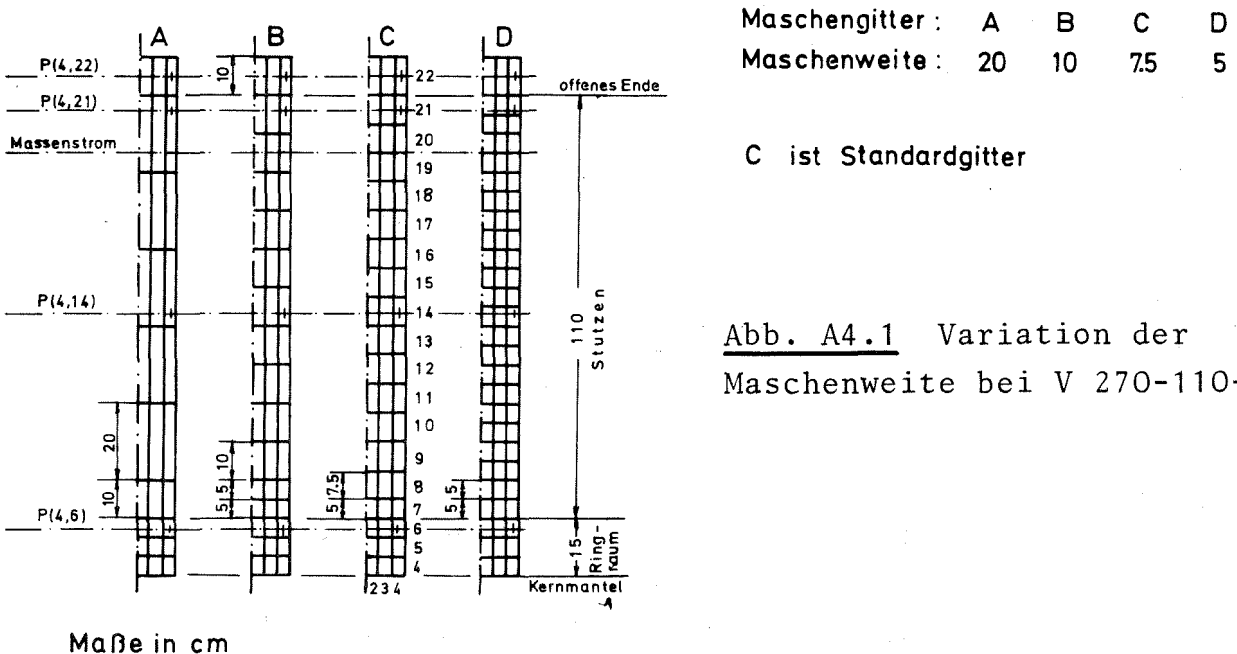
Es werden die zur Reproduktion der Vorausrechnungen wichtigen Eingabeparameter aufgelistet:

Parameter	PL1-Name	Bedeutung
<u>p h y s i k a l i s c h</u>		
$\xi = 1$ [-]	CYL	Zylinderkoordinaten
$\bar{g} = 0$ [$\frac{m}{s^2}$]	GR,GZ	Erdbeschleunigung
$2 \cdot k/D = 5 \cdot 10^{-4}$ [-]	K_D	doppelter Wert der relativen Rohrrauigkeit
$N = 10^7$ [m^{-3}]	N	Anzahl der Bläschen bzw. Tröpfchen pro m^3
$\kappa = 1.07$ [-]	KAPPA	Polytropenexponent für gesättigten Dampf
$\Gamma_0 = 0.166$ [-]	GAMMAØ	Nichtgleichgewichtsparameter
<u>n u m e r i s c h</u>		
$\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}$ [s]	DELT	Zeitschritt
$\epsilon = 5 \cdot 10^{-3}$ [-]	EPSI	Abbruchkriterium
$\epsilon_1 = 5 \cdot 10^{-3}$ [-]	EPSI1	"
$\epsilon_2 = 5 \cdot 10^{-4}$ [-]	EPSI2	"
$\alpha = 1$ [-]	ALPHA	Donor-Cell- Wichtung explizit
$\beta = 0$ [-]	BETA	
$\alpha_i = 1$ [-]	ALPHAI	Donor-Cell- Wichtung implizit
$\beta_i = 0$ [-]	BETAI	
$\omega = 1$ [-]	OMG	Überrelaxationsfaktor

A4: Einfluß der Ortsdiskretisierung

Die Rechnung für V 270-110-1 wurde weitere 3 mal wiederholt und zwar mit den Maschengittern A, B und D (Abb.A4.1). Das Maschengitter C ist das Standardgitter. Die Maschenlängen im Stutzen werden dabei zwischen 5 cm und 20 cm variiert. Die Abweichungen in den Druckverläufen bzw. in den Massenströmen sind in Abb.A4.2 bzw. Abb.A4.3 dargestellt. Die Rechnung mit dem gröbsten Maschengitter (A) weist sowohl bei den Drücken als auch beim Massenstrom noch eine beachtliche Abweichung auf (beim Massenstrom bis 13%). Bei den Maschengittern B, C und D sind die Abweichungen nur noch gering. Dies deutet auf ein stark konvergentes Verhalten hin, was zur Folge hat, daß eine Verfeinerung des Maschengitters ab einen gewissen Wert keine Genauigkeitssteigerung mehr bringt, andererseits aber zu große Maschenweiten zu stark anwachsenden Fehlern führen.

Der Einfluß der Zeitdiskretisierung wurde nicht untersucht. Erfahrungen aus anderen Rechnungen zeigen aber, daß hier ein ähnlich konvergentes Verhalten vorliegt / 57 /. Die Gefahr großer Diskretisierungsfehler wegen zu großer Zeitschritte ist geringer als bei der Ortsdiskretisierung, da aus Stabilitätsgründen einer Vergrößerung des Zeitschrittes sehr schnell Grenzen gesetzt sind.



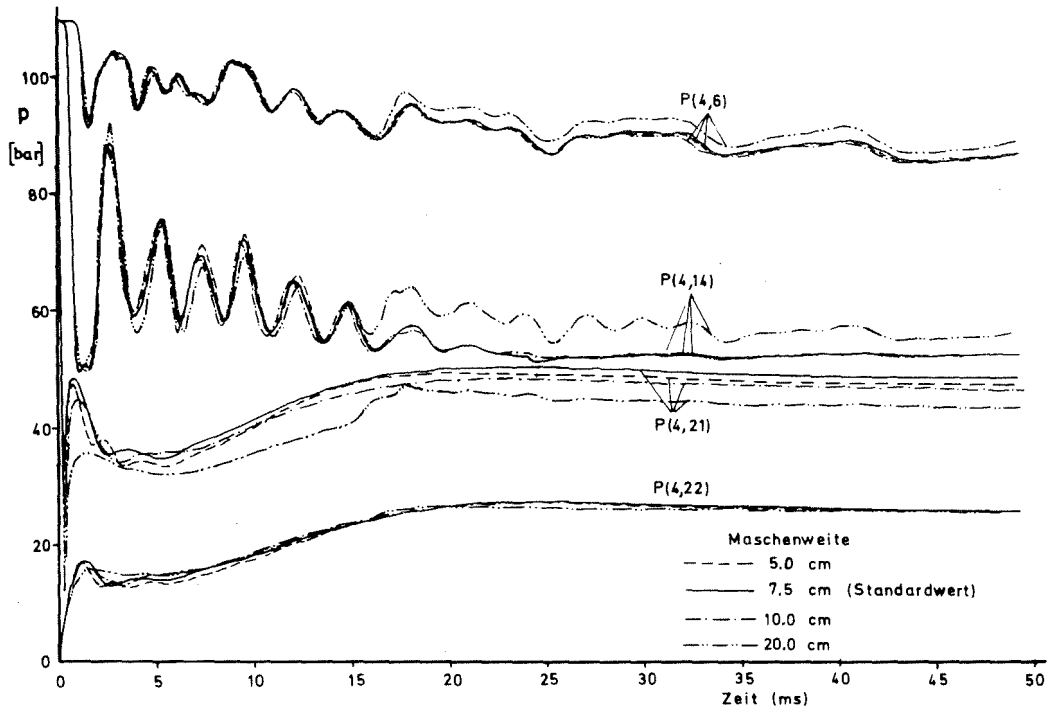


Abb. A4.2 Druckverläufe im Stutzen bei Verwendung unterschiedlicher Maschenweiten. Die Maschenindizierung bezieht sich auf das Standardgitter. Bei den anderen Gittern wurde innerhalb der entsprechenden Maschen linear interpoliert (vgl. Abb. A4.1).

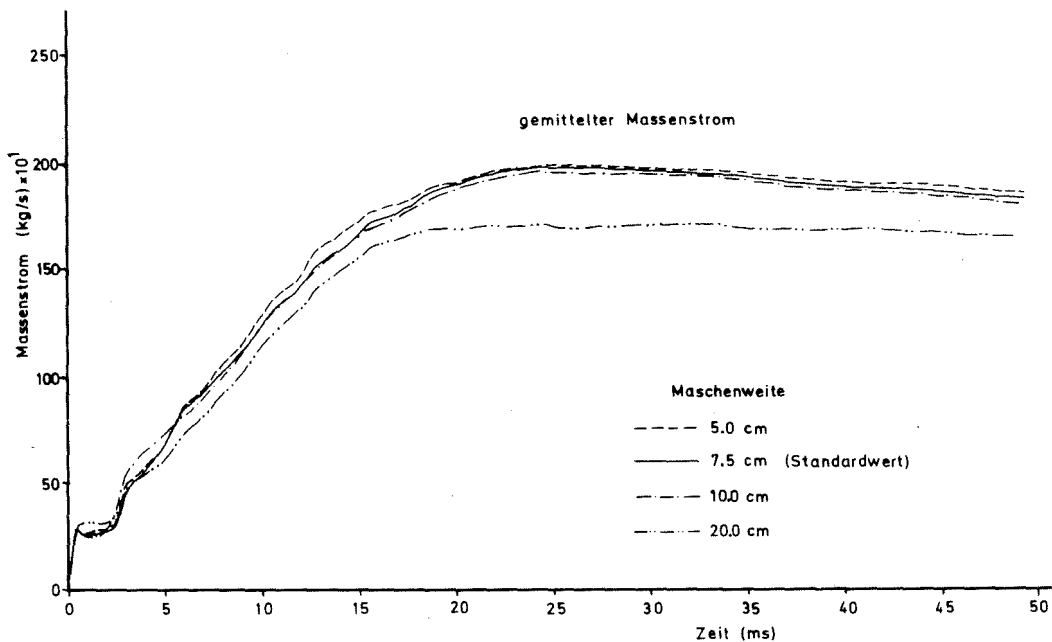


Abb. A4.3 Der querschnittsgemittelte Massenstrom bei Verwendung unterschiedlicher Maschenweiten bei V 270-110-1
Ort: 11,25 cm vor der Mündung (vgl. Abb. A4.1)

A5: Massenintegralcheck

Während des Ausströmvorganges muß folgende Massenbilanz erfüllt bleiben:

$$\int_{t=0}^t \dot{m} dt = \rho^0 \cdot V_{ges} - \iiint_{V_{ges}} \rho(t) dV \quad (A5.1)$$

Diese Gleichung wird für Versuch V290 -110-5 überprüft. Als Integrationsbereich wird der gesamte Zeitbereich mit $t=150$ ms herangezogen. Die Integration des Massenstromes erfolgt mit der Tangentenregel unter Verwendung von 750 Stützstellen. (Jeder 10. Zeitschritt). Das Volumenintegral wird ausgedrückt durch:

$$\iiint_{V_{ges}} \rho(t) \approx \sum_{i=2}^{i=1M1} \sum_{j=2}^{j=58} \rho_{i,j}(t) \cdot (\tau_i^2 - \tau_{i-1}^2) \cdot \pi \cdot \Delta z_j \quad (A5.2)$$

wobei $\rho_{i,j} = 0$ $\begin{cases} i = 2, 3, \dots, 12; j = 4 \dots i \\ i = 5, 6, \dots, 13; j = 8, 9, \dots, 58 \end{cases}$

Das Ergebnis ist:

$$V_{ges} = 70,66 \text{ m}^3; \quad \rho^0 \cdot V_{ges} = 5,2217 \cdot 10^4 \text{ kg};$$

$$\iiint_{V_{ges}} \rho_{t=150} \cdot dV = 5,1990 \cdot 10^4 \text{ kg};$$

$$\rho^0 \cdot V_{ges} - \iiint_{V_{ges}} \rho_{t=150} \cdot dV = 227 \text{ kg}; \quad \int_{t=0}^t \dot{m} dt = 177 \text{ kg}$$

Die Abnahme der Masse im Gesamtsystem ist also um ca. 32% größer als die ausgeströmte Masse. Man muß dabei aber berücksichtigen, daß die ausgeströmte Masse nur ca. 0.3% von der Gesamtmasse ausmacht. Der Fehler tritt mit Sicherheit auf der rechten Seite der Gleichung (A5.1) auf, da die Masse im System für jeden Zeitpunkt $n+1$ aus dem Zeitpunkt n berechnet wird und sich dadurch die Fehler addieren können. Da die Differenzgleichung für die Massenerhaltung konservativ formuliert ist, kommen nur Rundungsfehler in Frage. Bezogen auf die Gesamtmasse beträgt der numerisch verursachte Massendefekt 0.11%

in 150 ms Problemzeit. Dieser Massendefekt tritt allein durch die Rechnung auf und müßte auch bei einem geschlossenen System ohne Ausströmung erwartet werden!

Nicht zu übersehende Konsequenzen hat dieser Massendefekt auf den dadurch erzeugten Druckabfall, der entsprechend $\Delta p = c_L^2 \cdot \Delta \rho$ für das berechnete Beispiel ca. 6 bar beträgt.

Da die Rechnungen mit einfacher Rechengenauigkeit (6 Dezimalstellen) durchgeführt werden, muß pro Zeitschritt mit einem Rundungsfehler von 10^{-6} gerechnet werden. Bei 7500 Rechenzyklen kann dieser Fehler im ungünstigsten Falle auf $7.5 \cdot 10^{-3}$ anwachsen. Daß der tatsächliche Rundungsfehler mit $1.1 \cdot 10^{-3}$ darunter liegt, verdankt man dem Umstand, daß sich die Rundungsfehler zum Teil gegenseitig aufheben.

Es empfiehlt sich also, bei Berechnungen von Druckabbausystemen den möglichen Rundungsfehler vorab abzuschätzen und gegebenenfalls mit doppelter Rechengenauigkeit zu arbeiten. Dies scheint jedenfalls dann wichtig zu sein, wenn nicht nur Druckdifferenzen, sondern auch dem absoluten Systemdruck Bedeutung beigemessen wird.

Extrembeispiel:

Behälter: $V = 1 \text{ m}^3$,

Medium: Wasser, $p = 1 \text{ bar}$, $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$, $c_L = 1000 \text{ m/s}$

Ausströmung: $\dot{m} = 0$

Bei der zeitlichen Integration der Massenerhaltungsgleichung kann bei einfacher Rechengenauigkeit (IBM) pro Zeitschritt ein maximaler Rundungsfehler von $\Delta \rho = \pm 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ auftreten.

Bei 100 Zeitschritten: $\Delta \rho = \pm 10^{-1} \text{ kg/m}^3$

damit: $\Delta p = c_L^2 \cdot \Delta \rho = \pm 10^5 \frac{\text{N}}{\text{m}^2} = \pm 1 \text{ bar}$

Beim Druck ist damit der maximal mögliche Rundungsfehler bereits nach 100 Integrationsschritte $\pm 100\%$.

A6 : Ableitung einer Gleichung zur Abschätzung maximaler Nichtgleichgewichtszustände bei stationärer Strömung mit Hilfe des Verdampfungsmodells von DRIX-2D.

Es wird eine Gleichung abgeleitet, mit der es möglich ist, maximale Nichtgleichgewichtszustände bei beschleunigten Zweiphasenströmungen abzuschätzen. Die für die Einstellung eines Nichtgleichgewichtszustandes wesentlichen Parameter werden aus der Gleichung ebenfalls ersichtlich.

Wegen der vielfältigen Nichtlinearitäten ist eine analytische Behandlung des Problems nur unter folgenden Annahmen möglich:

- a) konstante Temperatur
- b) konstanter Void-Anteil

Die Annahme b) bedeutet eine starke Einschränkung, da gerade bei beschleunigter Strömung der Void-Anteil stark zunimmt. Das Ergebnis der zu entwickelnden Gleichung ist also als Größenordnungswert für typische Strömungszustände (insbesondere Void-Anteile) zu verstehen.

Wir beginnen mit der Kontinuitätsgleichung für die Dampfphase in eindimensionaler Schreibweise. In Verbindung mit dem Verdampfungsmodell Gl.(2.1.29) ergibt sich:

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \rho_v \frac{\partial V}{\partial z} + V \frac{\partial \rho_v}{\partial z} = \dot{r} = \rho_o \cdot A_K \cdot \sqrt{I_V} \cdot (\rho_{Vsat} - \rho_v) \quad (A6.1)$$

Ein Maß für den Nichtgleichgewichtszustand ist $(\rho_{Vsat} - \rho_v)$
Hierfür wird eine neue Variable eingeführt:

$$\Delta \rho_v = \rho_{Vsat} - \rho_v \quad (A6.2)$$

$$\frac{\partial \Delta \rho_v}{\partial z} = - \frac{\partial \rho_v}{\partial z} \quad (A6.3)$$

Bei der Differentiation von (A6.2) werden obige Annahmen a) und b) berücksichtigt.

In (A6.1) wird ρ_v und $\frac{\partial \rho_v}{\partial z}$ mit Hilfe von (A6.2) und (A6.3) substituiert. Da nur stationäre Strömung betrachtet wird entfällt $\frac{\partial \rho_v}{\partial t}$. Es verbleibt:

$$(\rho_{v\text{sat}} - \Delta \rho_v) \frac{\partial V_v}{\partial z} - V_v \frac{\partial \Delta \rho_v}{\partial z} = \Gamma_0 \cdot A_k \cdot \sqrt{I_v} \cdot \Delta \rho_v \quad (\text{A6.4})$$

nach Umstellung:

$$\frac{\partial \Delta \rho_v}{\partial z} = \frac{\rho_{v\text{sat}}}{V_v} \frac{\partial V}{\partial z} - \Delta \rho_v \left(\frac{\frac{\partial V_v}{\partial z} + \Gamma_0 \cdot A_k \cdot \sqrt{I_v}}{V_v} \right) \quad (\text{A6.5})$$

Bevor wir weiter verfahren, wird noch auf folgendes hingewiesen:

Für die Kontaktfläche A_k gilt:

$$A_k \sim \theta^{\frac{2}{3}} \sim \left(1 - \frac{\rho - \rho_v}{\rho_L^0} \right)^{\frac{2}{3}} \sim \left(1 - \frac{\rho - \rho_{v\text{sat}} + \Delta \rho_v}{\rho_L^0} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (\text{A6.6})$$

(vergl. Gl.(2.1.8) und Gl.(2.1.12))

Würde man den Zusammenhang $A_k(\theta)$ in einer linearisierten Form um eine Stelle $\theta = \theta_x$ darstellen, wäre eine Lösung von (A6.5) eventuell möglich, aber sehr aufwendig. Wir verzichten darauf und entwickeln eine Näherungsgleichung für maximales $\Delta \rho_v$ bei konstantem Void-Anteil.

Erreicht der Nichtgleichgewichtszustand $\Delta \rho_v$ einen Extremwert dann gilt:

$$\frac{\partial \Delta \rho_v}{\partial z} = 0 \quad (\text{A6.7})$$

Damit aus (A6.5):

$$\Delta \rho_{V \max} = \frac{\rho_{V \text{sat}}}{1 + \frac{\Gamma_0 \cdot A_k \cdot \sqrt{I_V}}{\frac{\partial V}{\partial z}}} \quad (\text{A6.8})$$

Wir ersetzen die Dichtedifferenz $\Delta \rho_{V \max}$ durch eine Druckdifferenz $\Delta p_{ne \max}$. Der Index ne steht für Nichtgleichgewicht.

$$\Delta p_{ne \max} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho_V} \right)_T \cdot \Delta \rho_{V \max} = \frac{(\alpha - 1) \cdot I_V}{\theta} \cdot \Delta \rho_{V \max} \quad (\text{A6.9})$$

$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho_V} \right)_T$ erhält man durch Differentiation der Zustandsgleichung Gl.(2.1.19).

Außerdem ergibt sich aus Gl.(2.1.19) für $\rho_{V \text{sat}}$:

$$\rho_{V \text{sat}} = \frac{p_{\text{sat}} \cdot \theta}{(\alpha - 1) I_V} \quad (\text{A6.10})$$

Nach Einsetzen von (A6.10) und (A6.9) in (A6.8) verbleibt als dimensionslose Druckabweichung für den maximalen Nichtgleichgewichtszustand:

$$\frac{\Delta p_{ne \max}}{p_{\text{sat}}} = \frac{1}{1 + \frac{\Gamma_0 \cdot A_k \cdot \sqrt{I_V}}{\frac{\partial V}{\partial z}}} \quad (\text{A6.11})$$

In (A6.11) wurde noch berücksichtigt, daß für Blowdown-Strömungen aus dem unterkühlten Anfangszustand bis in unmittelbare Mündungsnähe gilt: $V_v \approx V$; $\frac{\partial W}{\partial z} \approx \frac{\partial V}{\partial z}$.

LITERATURVERZEICHNIS

- / 1 / D.Smidt: REAKTORTECHNIK. Band 2, Braun-Verlag Karlsruhe, (1976)
- / 2 / U.Schumann: Effektive Berechnung dreidimensionaler Fluid-Struktur-Wechselwirkung beim Kühlmittelverluststörfall eines Druckwasserreaktors - FLUX. KfK 2645, (1978)
- / 3 / G.Enderle: FLUST-2D - Ein Programm zur Berechnung der zweidimensionalen Strömung eines kompressiblen Mediums in aneinandergeschlossenen Rechteckbereichen. KfK 2679, (1979)
- / 4 / F.Katz, R.Krieg, A.Ludwig, E.G.Schlechtendahl, K.Stölting: 2D fluid flow in the down-comer and dynamic response of the core barrel during PWR blowdown. 4th SMIRT, Vol. 8, San Francisco, (1977)
- / 5 / E.G.Schlechtendahl, R.Krieg, U.Schumann, C.W.Hirt: Analyse der fluid-strukturdynamischen Wechselwirkung von Reaktordruckbehältereinbauten beim Blowdown. KfK 2570, 127-153, (1978)
- / 6 / G.Enderle, F.Katz, H.Mösinger, E.G.Schlechtendahl, K.Stölting: Pressure Field and Core Barrel Loadings during PWR-Blowdown. Nucl. Power Reactor Safety Meeting, Brussels, (1978)
- / 7 / K.Wolfert: USAEC Standard Problem 1, Calculation with the Code DRUFAN. Presented at CSNI - ad hoc Group on Emergency Cooling, Bethesda Maryland USA, (Sept. 1975)
- / 8 / T.Grillenberger: DAPSY - ein Programm für die Druckwellenausbreitung im Reaktorkühlkreislauf. MRR-P-24, (1976)
- / 9 / S.Fabic: Computer Programm WHAM. Kaisers Engineers Report No.67/49/R, (1967)
- / 10/ G.H.Hughes: unveröffentlichte Ergebnisse

- / 11/ J.K.Dienes, C.W. Hirt, L.R. Stein: Computer simulation of the hydro-elastic response of a pressurized water reactor to a sudden depressurization. Los Alamos LA-NUREG-6772-MS, (1977)
- / 12/ C.W.Solbrig, D.J.Barnum: The RELAP 4 Computer Code: Part 1 . Application to Nuclear Power-Plants Analysis, Nuclear Safety, Vol. 17, No.2, 194 (1976)
- / 13/ K.Wolfert: The Simulation of Blowdown Processes with Consideration of Thermodynamic Nonequilibrium Phenomena. OECD Specialists' Meeting on Transient Two-Phase Flow, Toronto, (1976)
- / 14/ K.Wolfert, M.J. Burwell, D.Enix: Non-equilibrium Mass Transfer between Liquid and Vapour Phases during Depressurization Process. Second CSNI Specialists' Meeting on Transient Two-Phase Flow, Paris, (1978)
- / 15/ J.C.Rousseau, B.Riegel: Super CANDU-Experiments. Second CSNI Specialists' Meeting on Transient Two-Phase Flow, Paris, (1978)
- / 16/ M.M.Houdayer: HEXECO Code - A six-equation-Model. Second CSNI Specialists' Meeting on Transient Two-Phase Flow, Paris, (1978)
- / 17/ T.Grillenberger: unveröffentlichte Ergebnisse

- / 18/ Borgartz et al: Depressurization Studies for Water Reactors - Measurement of Transient Two Phase Density, Pressure and Temperature Changes following the Sudden Depressurization of a 206 mm Internal Diameter (8 inch Nominal Bore) Pipe (Test 1). UK Report AWRE/44/86/97 (SRD R29), (1974)
- / 19/ Borgartz et al: Depressurization Studies Phase 2 - Results of Tests 115 and 130. UK Report AWRE/44/36/147 (SRD R115), (1978)

- / 20/ Borgartz et al: Depressurization Studies Phase 2 - Results of Tests 127 and 128. UK Report AWRE/44/86/ (SRD R119), (1978)
- / 21/ Borgartz et al: Depressurization Studies Phase 3 - Results of Tests 142 and 143. UK Report AWRE/44/86/141 (SRD R76), (1977)
- / 22/ Borgartz et al: Depressurization Studies Phase 3 - Results of Tests 144 and 145. UK Report AWRE/44/86/142 (SRD R77), (1977)
- / 23/ S.Flanugan, A.R.Edwards: Some Non-Equilibrium Effects in Depressurization Experiments on Water-Filled Systems. Second CSNI Specialists' Meeting on Transient Two-Phase Flow, Paris, (1978)
- / 24/ R.E.Henry, H.K.Fauske: The Two-Phase Critical Flow of One-Component Mixtures in Nozzles, Orifices and Short Tubes. Journal of Heat Transfer, 179, (May 1971)
- / 25/ R.E.Henry: The Two-Phase Critical Discharge of Initially Saturated or Subcooled Liquid. Nuclear Science and Engineering, 41, 336, (1970)
- / 26/ F.J. Moody: Maximum flow rate of a single component two-phase mixture. Trans. ASME, J. Heat Transfer, 87c, 134, (1965)
- / 27/ A.R.Edwards: Conduction controlled flashing of a fluid and the prediction of critical flow rates in a one-dimensional system. UKAEA Report, AHSB(S) R147, (1968)
- / 28/ H.K.Fauske: The discharge of saturated water through tubes. Chem. Eng. Progr. Symp., Ser. 61, 210, (1965)
- / 29/ M.N.Hutcherson: Contribution to the Theorie of the Two-Phase Blowdown Phenomenon. Dissertation, University of Missouri, Columbia (1975)
- / 30/ K.H.Ardron, R.A.Furness: A Study of the Critical Flow Models used in Reactor Blowdown Analysis. Nuclear Engineering and Design, 39, 257, (1976)
- / 31/ A.R.Edwards, T.P.O'Brien: Studies of phenomena connected with the depressurization of water reactors. Journal of the British Nuclear Energy Society, Vol.9, 125, (1970)
- / 32/ A.R.Edwards, D.J.Mather: Some UK Studies Related to the Loss of Coolant Accident. Proc. Topical Meeting WRS, Salt Lake City, Utah, (March 1973)
- / 33/ G.L.Sozzi, W.A.Sutherland: Critical Flow of Saturated and Subcooled Water at High Pressure. Electric Company, Report NEOD-13418, (1975)
- / 34/ C.W.Hirt, N.C.Romero: Application of a Drift-Flux Model to Flashing in Straight Pipes. Los Alamos, Report LA-6005-MS, (1975)
- / 35/ A.A.Amsden, F.H.Harlow: KACHINA: an Eulerian Computer Program for Multifield Fluid Flows. Los Alamos, Report LA-5680, (1974)
- / 36/ W.C.Rivard, M.D.Torrey: Numerical Calculation of Flashing from Long Pipes Using a Two-Field Model, Los Alamos, Report LA 6104-Ms , (1975)
- / 37/ H.Mösinger: Assessment of a Drift-Flux Approximation For a Strongly Transient Two-Phase Flow. Second CSNI Specialists' Meeting on Transient Two-Phase Flow, Paris, (1978)
- / 38/ F.Kedziur, H.Mösinger: Vergleich zwischen ein- und zweidimensionaler Berechnung einer Wasser-Dampf Düsenströmung, KfK 2623, (1978)
- / 39/ J.H. Lienhard, M.Alamgir, M.Trela: Early Response of Hot Water to Sudden Release from High Pressure. Journal of Heat Transfer, Vol.100, 473, (1978)
- / 40/ K.H.Ardron, M.C.Ackermann: Studies of the Critical Flow of Subcooled Water in a Pipe. Second CSNI Specialists' Meeting on Transient Two-Phase Flow, Paris, (1978)

- / 41/ Verein Deutscher Ingenieure (Hrsg.): VDI - Wasserdampf Tafeln, Springer-Verlag, (1963)
- / 42/ M.Fischer: Zur Dynamik der Wellenausbreitung in der Zweiphasenströmung unter Berücksichtigung von Verdichtungsstößen, Dissertation, TH Karlsruhe, (1967)
- / 43/ K.Köberlein: Die verzögerte Einstellung des thermodynamischen Gleichgewichts als Grundlage eines Rechenmodells für die Druckwellenausbreitung in der Zweiphasenströmung von Wasser. Dissertation, Technische Universität München, (1972)
- / 44/ D.Durack, B.Wendroff: Relaxation and Choked Two-Phase Flow. Los Alamos, Report LA-UR78-1212, (1978)
- / 45/ J.H.Stuhmiller: The Influence of Interfacial Pressure Forces on the Character of Two-Phase Flow Model Equations. Heat Transfer and Energy Conversion Division. Salt Lake City Utah, (1977)
- / 46/ W.G.Mathers, R.L.Ferch, W.T.Hancox, B.H.Mc Donald: Equations for Transient Flow-Boiling in a Duct. Second CSNI Specialists' Meeting on Transient Two Phase Flow, Paris, (1978)
- / 47/ L.Agee, R.B.Duffey, S.Banerjee: On Two-Fluid Equations and Interfacial Constitutive Models for Transient Two-Phase Flow. Second Specialists' Meeting on Transient Two-Phase Flow, Paris, (1978)
- / 48/ A.R.Edwards et al: Some Limitations on the Use of The Assumption of Thermal Equilibrium between Phases - A Comparison between Theory and Experiments on Simple Water Filled Systems. Conference on Heat and Fluid Flow in Water Reactor Safety, I Mech E, (Sept. 1977)
- / 49/ C.F.Colebrook: Turbulent Flow in Pipes with Particular Reference to the Transition Region between the Smooth and Rough Pipe Laws. J. Institution Civil Engineers, (Febr. 1939)
- / 50/ F.H.Harlow, A.A.Amsden: A Numerical Fluid Dynamics Calculation Method for all Flow Speeds. J. Comp. Phys. 8, 197, (1971)
- / 51/ A.A.Amsden, C.W.Hirt: YAQUI: An Arbitrary Lagrangian - Eulerian Computer Program for Fluid Flows at All Speeds. Los Alamos, Report LA-5100, (1973)
- / 52/ C.W.Hirt, A.A.Amsden, J.L.Cook: An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method for All Flow Speeds. J. Comp. Phys. 14, 227, (1974)
- / 53/ F.H.Harlow, A.A.Amsden: Multifluid Flow Calculation at all Mach-Numbers, J. Comp. Phys. 16, 1, (1974)
- / 54/ F.H.Harlow, A.A.Amsden: Numerical Calculation of Multiphase Fluid Flow. J. Comp. Phys. 17, 19, (1975)
- / 55/ G.Enderle: unveröffentlichte Ergebnisse
- / 56/ R.Schuster: System und Sprache zur Behandlung graphischer Information im rechnergestützten Entwurf. KFK 2305, (1976)
- / 57/ H.Mösinger: unveröffentlichte Ergebnisse
- / 58/ M.L.Reocreux: Experimental Study of Steam-Water Choked Flow. CSNI Specialists' Meeting on Transient Two-Phase Flow, Toronto, (1976)
- / 59/ H.K.Fauske, T.C.Min: A Study of the Flow of Saturated Freon 11 Through Apertures and Short Tubes. ANL-6667, Argonne National Laboratory, (1963)
- / 60/ H.Uchida, H.Narai: Discharge of Saturated Water Through Pipes and Orifices. Proc. Third Intern. Heat Transfer Conf. 5, 1, (1966)

- / 61/ F.R.Zaloudek: The Critical Flow of Hot Water Through Short Tubes. HW-77594, Hanford Atomic Products Operation, (1963)
- / 62/ G.L.Sozzi: Prediction of Critical Two-Phase Flow. General Electric Co., Report NEDO-13017, (1969)
- / 63/ W.J.Klingebiel: Critical flow slip ratios of steam-water mixtures. PH-D-thesis, University of Washington, (1964)
- / 64/ F.Kedziur: Investigation of strongly accelerated two-phase flow. Intern. Seminar on Momentum, Heat and Mass Transfer in Two-phase Energy and Chemical Systems, Dubrovnik, Yugoslavia, (1978)
- / 65/ H.D.Baehr: THERMODYNAMIK, EINE EINFÜHRUNG IN DIE GRUNDLAGEN UND IHRE ANWENDUNGEN. Springer Verlag, (1962)
- / 66/ J.Zierep: THEORETISCHE GASDYNAMIK. Braun Verlag Karlsruhe, (1976)
- / 67/ R.Sauer: NICHTSTATIONÄRE PROBLEME DER GASDYNAMIK. Springer Verlag, (1966)
- / 68/ H.Schlichting: GRENZSCHICHT-THEORIE. Braun-Verlag Karlsruhe, (1965)
- / 69/ P.J.Roache: COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS. Hermosa Publishers (1976)
- / 70/ PHDR, unveröffentlichte Angaben
- / 71/ H.Mösinger, H.Schnauder, U.Schumann: unveröffentlichte Ergebnisse
- / 72/ S.W.Kieffer: Sound Speed in Liquid-Gas Mixtures: Water-Air and Water-Steam. Journal of Geophysical Research, Vol.82, No.20, 2895, (1977)
- / 73/ H.Sameith: Die obere und untere Grenze der Schallgeschwindigkeit in Wasserdampf/Wasser - Gemischen unter Berücksichtigung der Kompressibilität des Wassers, KFK 717, (1969)
- / 74/ R.W.Lyczkowski, C.W.Solbrig, D.Gidaspow, E.D.Hughes: Characteristics and Stability Analysis of Transient One-Dimensional Two-Phase Flow Equations and Their Finite Difference Approximation. ASME publication, 75-WA/HT-23, (1975)
- / 75/ Gröber, Erk, Grigull: WÄRMEÜBERTRAGUNG. Springer-Verlag, (1963)
- / 76/ Verein Deutscher Ingenieure (Hrsg.): VDI-Wärmeatlas, (1977)
- / 77/ F.Kedziur: unveröffentlichte Ergebnisse
- / 78/ H.Mösinger: unveröffentlichte Ergebnisse
- / 79/ R.L.Collins: Choked Expansion of Subcooled Water and the I.H.E. Flow Model. J. of Heat Transfer, Vol. 100, 275, (1978)
- / 80/ U.Schumann: -MAPLIB- Ein Programmsystem zur Bereitstellung von Stoffdaten für Rechenprogramme. KFK 1253, (1970)
- / 81/ K.H. Bechler, G.Enderle: H2OPC2 - ein Programm zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Wasser. (1978), (unveröffentlicht)
- / 82/ P.Schally: Kritische Massenstrombeziehungen vor dem Hintergrund veröffentlichter experimenteller Ergebnisse. LRA, MRR 137, (1974)

- / 83/ U.Schumann: Instationäre Potentialströmung in komplexer Geometrie am Beispiel von DWR-Blowdown Strömungen, KFK 2324, (1976)
- / 84/ W.Rott: persönliche Mitteilung, (1978)
- / 85/ H.Friedrich, G.Vetter: Die Entspannung von Wasser und Dampfwassergemischen in Blenden. Energie, 13, 201, (1961)
- / 86/ W.T.Bottomley: The Flow of Boiling Water Through Orifices and Pipes. Trans. Northeast Coast Institution of Engineers and Shipbuilders, 53, 65, (1936)
- / 87/ R.S.Silver, J.A.Mitchel: The Discharge of Saturated Water Through Nozzles. Trans. Northeast Coast Institution of Engineers and Shipbuilders, 62, 51, (1945)
- / 88/ J.G.Burnell: Flow of Boiling Water Through Nozzles, Orifices and Pipes. Engineering, 164, 572, (1946)
- / 89/ E.S.Startmann, V.E.Schrock, K.F.Neusen, D.J.Maneely: Expansion of a Very Low Quality Two-Phase Fluid Through a Convergent Divergent Nozzle. Trans. ASME, J. of Basic Engineering, Series D, Vol. 86, No. 2, 247, (1964)
- / 90/ U.Simon: Blowdown flow rates of initially saturated water. Topical Meeting on Water Reactor Safety, Salt Lake City Utah, Conf.-73034, 172, (1973)
- / 91/ W.Christ, T.Kanzleiter, J.Koehn, C.Sauberlich, K.Stein, M.Zimmermann: unveröffentlichte Ergebnisse
- / 92/ Battelle Institut Frankfurt: Ergebnisse der ersten DWR-Versuche mit Einbauten (DWR1-DWR5). Bericht BF-RS 0016B-10-1, (1977)
- / 93/ R.Carzaniga, H.Holtbecker, A.Premoli, E.Soma: An Investigation on the Blowdown of a Tank Filled with Saturated Steam-Water. Part 1: Experiments - CISE - R - 303, (1970)
- / 94/ K.V. Moore, H.W. Rettig, RELAP2-A Digital Program for Reactor Blowdown and Power Excursion Analysis. IDO-17263, Phillips Petroleum Co., (1968)
- / 95/ S.G.Margolis, J.A.Redfield: FLASH: A Program for Digital Simulation of the Loss of Coolant Accident. WAPD-TM-534, Bettis Atomic Power Laboratory, (1966)
- / 96/ E.V.Gallagher: Water Decompression Experiments and Analysis for Blowdown of Nuclear Reactors. IITRI-578-P-21-39 (1970)
- / 97/ J.A.Holmes: Development of the Bubble Rise Model in RELAP-UK. Second CSNI Specialists' Meeting, Paris, (1978)
- / 98/ D.C.Jones, N.Zuber: Bubble Growth in Variable Pressure Fields. J. of Heat Transfer, Vol 100, 453, (Aug.1978)
- / 99/ A.Prospereetti, M.S.Plesset: Vapour-bubble growth in superheated liquid. J. of Fluid Mech., Vol. 85, Part. 2, 349, (1978)
- /100/ J.A. Holmes: The Drift-Flux Correlation in RELAP-UK. Atomic Energy Establishment, Winfrith, Dorchester Dorset., AEEW-R 1143, (Nov. 1977)
- /101/ M.Ishii: One Dimensional Drift Flux-Model and Constitutive Equations for Relative Motion between Phases in Various Two-phase Flow Regimes. ANL-77-47, Argonne National Laboratory, (1977)
- /102/ Thermal Reactor Safety Group Energy Division: TRAC-PL: An Advanced Best-Estimate Computer Program for PWR LOCA Analysis, Vol.I: Methods, Models, User Information, and Programming Details. Los Alamos Scientific Laboratory
- /103/ S.Fabic: Data Sources for LOCA Code Verification. Nuclear Safety, Vol.17, No.6, 671, (1976)
- /104/ R.Krieg, E.G.Schlechtendahl, K.H.Scholl: Design of the HDR Experimental Programm on Blowdown Loading and Dynamic Response of PWR-Vessel Internals. Nuclear Engineering and Design 43, 419, (1977)