

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

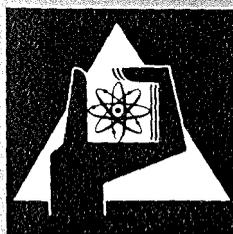
Oktober 1977

KFK 2487

Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Nukleare Sicherheit

**Theoretische Untersuchung der
Druckpulsentstehung bei der
Dampfkondensation im Druckabbausystem von
Siedewasserreaktoren
— Rechenprogramm KONDAS —**

G. Class



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.
KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2487

Institut für Reaktorentwicklung

Projekt Nukleare Sicherheit

Theoretische Untersuchung der Druckpulsentstehung bei der
Dampfkondensation im Druckabbausystem von Siedewasserreaktoren
- Rechenprogramm KONDAS -

von

G. Class

Durchgeführt im Auftrag des TÜV Baden, Mannheim

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

Kurzfassung

Bei der Kondensation von Wasserdampf in der Wasservorlage des SWR-Druckabbausystems entstehen Druckpulsationen. Zunächst werden die Modellansätze zur theoretischen Beschreibung der wesentlichen Teilvorgänge aufgestellt und diskutiert. Es zeigt sich, daß einige Teilphänomene noch durch verhältnismäßig grobe Annahmen und Vereinfachungen abgedeckt werden müssen. Hierbei handelt es sich insbesondere um das Verhalten von Flüssigkeitsoberflächen und Dampfblasen, sowie um die Stoff- und Wärmeübertragung an freien Flüssigkeitsoberflächen. In dem neu aufgestellten Rechenprogramm KØNDAS (= Kondensation im Druckabbaussystem) werden zur Korrektur der unsicheren Annahmen Korrektur-Parameter verwendet.

Es wird gezeigt, wie das Rechenprogramm justiert und verifiziert wurde. Die Abhängigkeiten der Größe der Druckpulsationen von verschiedenen Einflüssen werden aufgezeigt. Schließlich werden Aussagen über das Synchronisationsverhalten des Mehrrohrverbandes gemacht. Es tritt eine globale Synchronisation des Kondensationsgeschehens an den parallel arbeitenden Kondensationsrohren ein, aber eine über die Wasserphase erzwungene Streuung der einzelnen Druckpulsereignisse über sog. "Zeitfenster" der Dauer bis etwa 300 ms verhindert die Entstehung großer Druckpulse.

Abstract

Theoretical investigation of pressure pulsations occurring during steam condensation in the BWR-pressure suppression system - computer code KØNDAS -

During condensation of steam in the BWR pressure suppression system pressure pulsations are generated. Model approaches are established and discussed which permit a theoretical description of the principal processes. It appears that some of the basic phenomena have still to be treated by relatively coarse assumptions and simplifications. This holds in particular for the behavior of liquid surface and of steam bubbles, and the heat and mass transfer on free surface of fluids. In the recently established KØNDAS (= Kondensation im Druckabbaussystem) computer program correction parameters are used for uncertain assumptions.

It is shown how the computer program could be adapted and verified. The dependencies of the pressure pulsations on various influences are indicated.

Finally, statements are made relating to the synchronization behavior of the multi-pipe system. Global synchronization of the process of condensation in the vent pipes will occur. The occurrence of high pressure pulses will be prevented, because processes in the water phase lead to scattering of the individual pressure phenomena over so-called "time windows" of up to 300 ms duration.

Theoretische Untersuchung der Druckpulsentstehung bei der
Dampfkondensation im Druckabbausystem von Siedewasserreaktoren
- Rechenprogramm KONDAS -

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>Seite</u>
Abbildungsverzeichnis	3
1. Problemstellung	6
2. Modellannahmen für KONDAS	10
2.1 Bewegungsgleichungen	13
2.1.1 Bewegung des Wassers	14
2.1.2 Bewegung der Dampfsäule im Rohr	28
2.1.3 Blasenbewegung und Luftaustrag	32
2.2 Treibende Drücke	38
2.2.1 Dampfzustand	38
2.2.2 Druckfeld bei unendlich ausgedehntem Medium	42
2.2.3 Druckfeld im rohrförmigen Behälter	44
2.3 Stoff- und Wärmeübergang	51
2.3.1 Kondensation an freien Oberflächen von Flüssigkeiten	51
2.3.2 Wärmeleitmodell in Oberflächennähe	62
2.3.3 Kondensation bei Anwesenheit inerter Gase	69
2.3.4 Kondensation an der Rohrwand	71
2.3.5 Aufrauung und Dampfanströmung der freien Wasseroberfläche	74
2.3.6 Phänomene an der Rohrmündung	87
2.4 Rechenprogramm KONDAS	91
3. Ergebnisse aus KONDAS-Rechnungen	94
3.1 Festlegung der KONDAS-Modellparameter durch Vergleich mit experimentellen Daten	95
3.2 Verifizierung von KONDAS anhand der GKM II- Experimente	105
3.3 Untersuchung verschiedener Einflüsse auf die Druckpulsentstehung nach KONDAS	112
3.4 Anregungsmöglichkeit von Druckschwingungen im Wasserpool durch Durchsatzschwingungen in der Dampfzuführung und Vergleich mit MARVIKEN-Daten	126

3.5	Einflüsse auf die Größe abgelöster Dampfblasen und Diskussion des Zusammenhangs mit den Druckpulsamplituden und den Strebenlasten	135
3.6	Synchronisationseffekte bei Mehrrohranordnungen	143
4.	Zusammenfassung	149
5.	Schrifttum	150

Abbildungsverzeichnis

<u>Nr.</u>		<u>Seite</u>
1	Schema des Druckabbausystems des Kernkraftwerkes Brunsbüttel /2/	7
2	Rohrfeldanordnung und Modelle für die Wasservor- lage in KONDAS	12
3	Koordinaten zur Strömungsbeschreibung	17
4	Relative Trägheitslänge L als Funktion der Koordi- nate ξ nach Gl. 20 für den Ort des Wasserspiegels	23
5	Dampfvolumen und Dampfsäule im Kondensationsrohr	30
6	Wirbelstruktur nahe der freien Oberfläche	63
7	Austauschfrequenz f und turbulente Wärmeleitfähigkeit λ bei Oberflächenverformung	66
8	Torusförmige Dampfblase am Kondensationsrohr	76
9	Dampfströmung in großen kugeligen Dampfblasen	79
10	Dampfströmung in aufschwimmenden Dampfblasen	82
11	KONDAS-Flußdiagramm	92
12	Einfluß des KONDAS-Parameters WKSPI auf die Wasser- spiegelbewegung an der Rohrmündung	100
13	Abhängigkeit der maximalen Druckamplituden vom KONDAS-Parameter WKBLA	101
14	Abhängigkeit der Frequenz der Blasenbildung vom KONDAS-Parameter WKBLA	102
15	Vergleich der Bodendruckverläufe aus dem GKM II- Versuch Nr. 8 und nach KONDAS-Rechnung für den GKM II-Behälter	106
16	Einfluß des Druckes im Wetwell auf die Druckpuls- amplituden; Vergleich zwischen GKM II-Experiment und Rechnung	108
17	Einfluß der Wassertemperatur im Wetwell auf die Druckpulsamplituden; Vergleich zwischen GKM II- Experiment und Rechnung	109
18	Zeitliche Abstände aufeinanderfolgender Druckpulse; Vergleich von GKM II-Experiment und Rechnung	110
19	Einfluß der Blasenaufräuhung (ARMIW und ARSIG, vgl. Kap. 3.1) auf die Druckpulsentstehung (KONDAS- Rechnung)	113
20	Einfluß des Kondensationswärmeübergangsmodells auf die Druckpulsentstehung nach KONDAS für den GKM II- Behälter	115
21	Zustandsverläufe nach KONDAS-Rechnung bei Verwen- dung des vereinfachten Wärmeübergangsmodells (KZWUEZ = 0, CK = 8000, GKM II-Behälter)	116

<u>Nr.</u>		<u>Seite</u>
22	Zustandsverläufe nach KONDAS-Rechnung bei Verwendung des erweiterten Wärmeübergangsmodells (KZWUEZ = 1, CK = 80, GKM II-Behälter)	117
23	Abhängigkeit der Druckpulsamplituden vom Dampf-massenstrom (KONDAS-Rechnung); Kondensation im Kondensationsrohr durch Außenkühlung nicht berücksichtigt	119
24	Abhängigkeit der Druckpuls-Wiederholfrequenz (= Frequenz der Blasenablösung) vom Dampf-massenstrom (KONDAS-Rechnung)	120
25	Zusammenhang zwischen Luftgehalt des Dampfes und Bodendruckverlauf (KONDAS-Rechnung für GKM II-Behälter)	121
26	Einfluß der Behältersteifigkeit auf die Druckschwingungen (KONDAS-Rechnung)	123
27	Vergleich der Druckverläufe aus dem GE 4T-Versuch Run 4 und nach KONDAS-Rechnung für den GE 4T-Behälter	125
28	Mit KONDAS mit der Option KZWUEZ = 0 (einfaches Wärmeübergangsmodell) in Anlehnung an Marviken-Daten berechneter Druckverlauf für eine 4-Rohr-Anordnung	127
29	Mit KONDAS mit der Option KZWUEZ = 1 (erweitertes Wärmeübergangsmodell) in Anlehnung an Marviken-Daten berechneter Druckverlauf für eine 12-Rohr-Anordnung	129
30	Mit KONDAS mit der Option KZWUEZ = 1 (erweitertes Wärmeübergangsmodell) in Anlehnung an Marviken-Daten berechneter Druckverlauf für eine 4-Rohr-Anordnung	130
31	Marviken Blowdown-Versuch Nr. 18 Verlauf des Bodendruckes in der Kondensationskammer und des Druckes im Header	131
32	Marviken-Blowdown-Versuch Nr. 19 Verlauf des Bodendruckes in der Kondensationskammer und des Druckes im Header	132
33	Marviken-Blowdown-Versuch Nr. 18 Verlauf der Wassertemperatur 20 cm unterhalb einer Kondensationsrohr-Mündung	133
34	Bodendruck als Funktion des Blasenradius (KONDAS-Rechnung für GKM II-Behälter)	136
35	Abhängigkeit der Größe abgelöster Blasen vom Kondensationskammerdruck (KONDAS-Rechnung für GKM II-Behälter)	138
36	Abhängigkeit der Größe abgelöster Blasen von der Wassertemperatur (KONDAS-Rechnung für GKM II-Behälter)	139

<u>Nr.</u>		<u>Seite</u>
37	Abhängigkeit der Größe abgelöster Blasen vom Dampfmassenstrom (KONDAS-Rechnung für GKM II-Behälter)	140
38	Maximalwerte und obere Grenzkurven der Strebenkräfte bei 600 mm Rohrdurchmesser (Großbehälter-Versuchsstand Karlstein, /18/)	141
39	Überlagerungsdruckverlauf und Dampfblasenablösung in einer 8-Rohr-Anordnung (KONDAS-Rechnung)	144
40	Abhängigkeit der Synchro-Zeitfenster von der Anzahl der Kondensationsrohre im Mehrrohrverband (KONDAS-Rechnung, anlagenrelevantes Drywell)	146
41	Abhängigkeit der Bodendruckamplituden von der Anzahl der Kondensationsrohre im Mehrrohrverband (KONDAS-Rechnung, anlagenrelevantes Drywell)	147

1. Problemstellung

Im Rahmen der Sicherheitsanalyse von Kernreaktoren dient u.a. der Kühlmittelverluststörfall (KVS, früher GaU = größter anzunehmender Unfall, vgl. z.B. /1/) als eine Auslegungsgrundlage für das Reaktor-Containment. Hierbei wird der doppelendige Bruch der größten Kühlmittelleitung des Primärsystems als die größtmögliche Leckage des Primärsystems angenommen. Durch das austretende verdampfende Kühlmittel tritt im Containment ein Druckaufbau ein, der bei den Siedewasserreaktoren der Firmen General Electric (GE) und Kraftwerk-Union (KWU) durch das sog. Druckabbausystem in seiner Höhe begrenzt werden soll; das Druckabbausystem (DAS) wirkt also zunächst als druckbegrenzendes System. In der BRD liegen Beispiele für die DAS-Baulinie '69 der KWU in den Anlagen Kernkraftwerk Würgassen, Brunsbüttel, Philippsburg I, Isar und Krümmel vor.

Am Beispiel des Kernkraftwerkes Brunsbüttel ist in Abb. 1 das Druckabbausystem der KWU-Siedewasserreaktoren der genannten Baulinie '69 gezeigt. Die Wirkungsweise des Druckabbausystems besteht darin, zunächst die beim Bruch einer Kühlmittelleitung durch den freiwerdenden Dampf aus den Containment-Räumen (Drywell) verdrängte Luft aufzunehmen und schließlich den mitgeführten Wasserdampf in der Wasservorlage (wetwell) mit Hilfe von Kondensationsrohren zu kondensieren. Diese Kondensationsrohre werden auch als GaU-Rohre bezeichnet, in Anlehnung an die ältere Bezeichnung "größter anzunehmender Unfall" für den Kühlmittelverluststörfall.

Gegen Ende des Abblasevorganges aus dem Primärkreis ist damit zu rechnen, daß alle Luft aus dem Containment in die Kondensationskammer übergespült wurde und mit bis auf Null abfallendem Dampfmassenstrom luftfreier Dampf durch die Kondensationsrohre in die Wasservorlage gelangt. Da auch an den

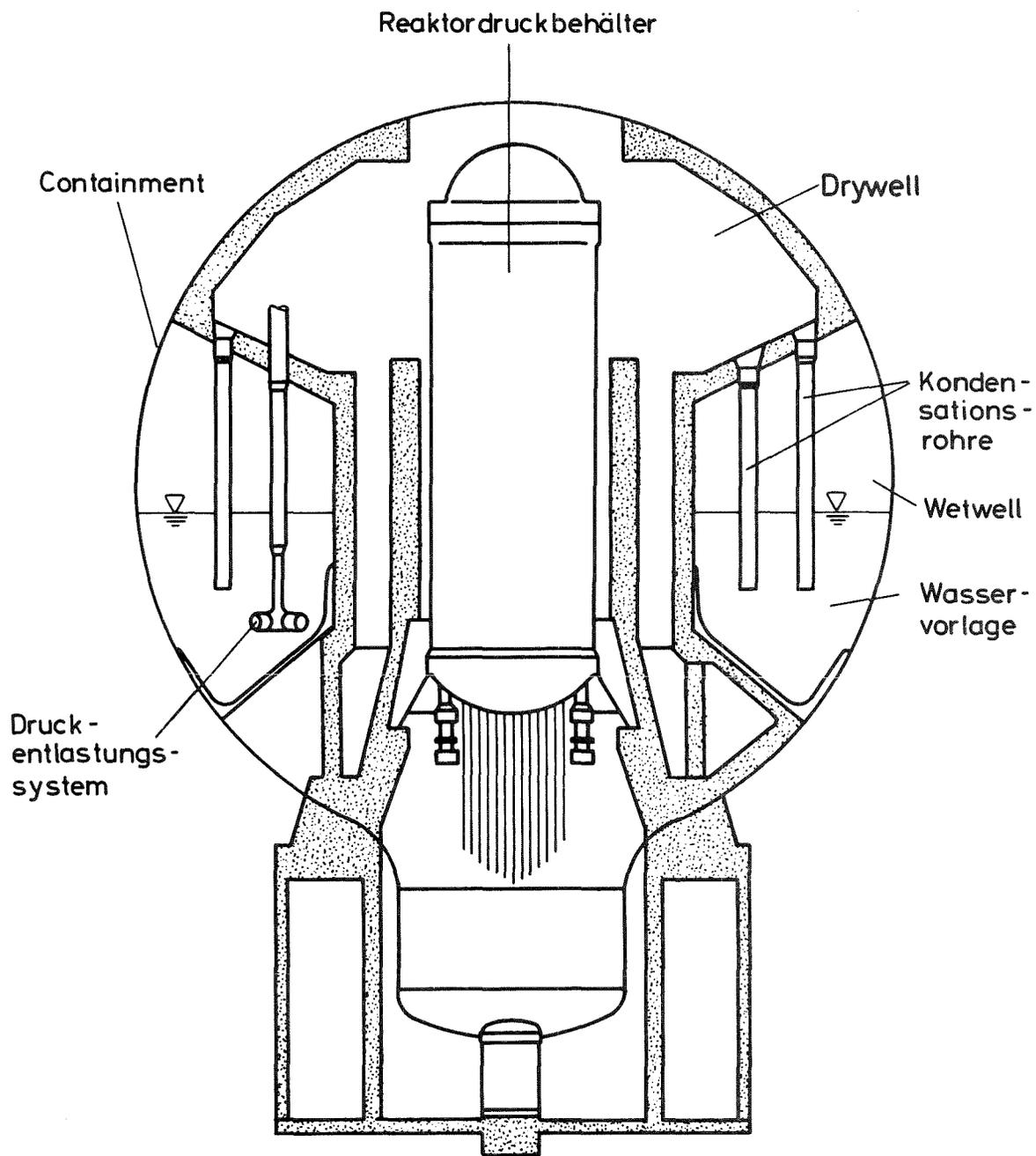


Abb. 1 Schema des Druckabbausystems des Kernkraftwerkes
Brunsbüttel /2/

Wandungen des Containments Kondensation von Dampf erfolgt, fällt der Containmentdruck unter den Luftdruck über der Wasservorlage ab, wodurch Rückschlagklappen zum Druckausgleich zwischen Kondensationskammer und Containment geöffnet werden.

Diese Funktionsbeschreibung wurde stark vereinfacht; so wurde nicht auf das sogenannte Druckentlastungssystem eingegangen, über das in verschiedenen Betriebsphasen und auch beim GaU Dampf aus dem Primärsystem über die Druckentlastungsventile und mit Hilfe besonderer Düsensysteme direkt in die Wasservorlage eingeblasen wird. Durch diesen Vorgang werden die beim GaU durch die Containmenträume und über die GaU-Rohre strömenden Dampfmengen verringert.

Bei dem geschilderten Unfallablauf treten durch das Einblasen von Luft und Dampf in die Wasservorlage verschiedene Vorgänge auf, die eine mechanische Belastung der noch zum Containment gehörenden Wände der Kondensationskammer zur Folge haben. Man unterscheidet hierbei Belastungen durch das sogenannte Freiblasen der Kondensationsrohre, durch den darauf folgenden Vorgang des Wasseraufwurfes und, nach vorübergehender Kompression der Luft unter der Kondensationskammerdecke, durch den Wasserrückfall. Wird endlich nur noch lufthaltiger oder auch reiner Wasserdampf in die Vorlage eingebracht, dann treten in der Wasservorlage Druck-Schwingungen unterschiedlicher Frequenzen und Amplituden, sowie auch mehr oder weniger harte Kondensationsdruckstöße auf, die Gegenstand verschiedener Untersuchungen waren (vgl. z.B. /2, 3, 15 bis 18/).

Die vorliegende Untersuchung beschäftigt sich nur mit dem Phänomen der Entstehung von Druckstößen und -schwingungen beim Einblasen von lufthaltigem oder luftfreiem Dampf über die GaU-Rohre in die Wasservorlage des Druckabbausystems. Dabei soll versucht werden, durch Vergleich von theoretischen Überlegungen mit den bisher vorliegenden experimentellen Er-

fahrungen Einblicke in die Entstehungsmechanismen für die Druckphänomene und deren Abhängigkeiten von Parametern wie Wassertemperatur und Druck in der Wasservorlage, Massenstromdichte in den GaU-Rohren usw. zu erhalten bzw. die Grenzen des bisher theoretisch Interpretierbaren aufzuzeigen. Bei parallel arbeitenden GaU-Rohren (von denen es in der Anlage etwa 60 bis 70 gibt) sind Synchronisationserscheinungen zu erwarten, die experimentell nur mit großem Aufwand abzudecken wären. Bei der theoretischen Behandlung wurde von Anfang an darauf geachtet, auch Aussagen zu diesen Erscheinungen zu gewinnen.

Die für die Beurteilung der Auslegungsdaten der Druckabbau-systeme erforderliche Ermittlung der aus den Druckpulser-scheinungen entstehenden mechanischen Beanspruchung der Con-tainment-Struktur wird in diesem Bericht nicht behandelt.

2. Modellannahmen für KONDAS

Um die Synchronisationseffekte bei parallel arbeitenden GaU-Rohren untersuchen zu können ist es erforderlich, neben der Beschreibung der Vorgänge in und an einem GaU-Rohr noch eine physikalisch sinnvolle Kopplung von vielen Rohren über die Wasser- und Dampfphase vorzunehmen; dies bedeutet mit anderen Worten, daß gewisse Randbedingungen des physikalischen Problems zu erfüllen sind. Da aber die wahren Verhältnisse der Druckwellenausbreitung in der ringförmigen Wasservorlage des DAS zumindest einer einfachen theoretischen Beschreibung nicht zugänglich sind, wurde es notwendig, auf Ersatzmodelle zurückzugreifen. Dafür wurden zwei Grenzfälle in Anlehnung an die Verhältnisse in der geometrisch verhältnismäßig weiten DAS-Wasservorlage bzw. in den engen, rohrförmigen Experimentiereinrichtungen ausgewählt: Im ersten Fall wird die Wasservorlage durch einen unendlich ausgedehnten Pool inkompressiblen Fluids simuliert, während im zweiten Fall der rohrförmige Behälter als eindimensionaler Wellenleiter behandelt wird.

In Abb. 2a und b sind diese beiden Fälle schematisch angedeutet. Zusätzlich ist in Abb.2c die Rohrfeldanordnung gezeigt, für die in Anlehnung an die Rohranordnung in der realen Anlage (vgl. Abb.1) eine Rechteckkonfiguration mit frei wählbarer Feldgröße (Rohrzahlen N_x und $N_y \geq 1$, gesamte Rohranzahl $N_R = N_x \cdot N_y$) und äquidistanten Rohren gewählt wurde.

Alle N_R GaU-Rohre des Rohrfeldes stehen mit der Druckkammer in Verbindung, von der aus sie mit Dampf (bzw.Dampf/Luft-Gemisch) beaufschlagt werden. In die Druckkammer tritt der Dampfmassenstrom ein, der entweder zeitlich konstant oder auch oszillierend sein kann; diese Vorkehrung wurde im Rechenprogramm getroffen, um die Sensitivität der Kondensationsvorgänge an den GaU-Rohren auf Schwingungen anderer stromauf liegender Dampfräume untersuchen zu können.

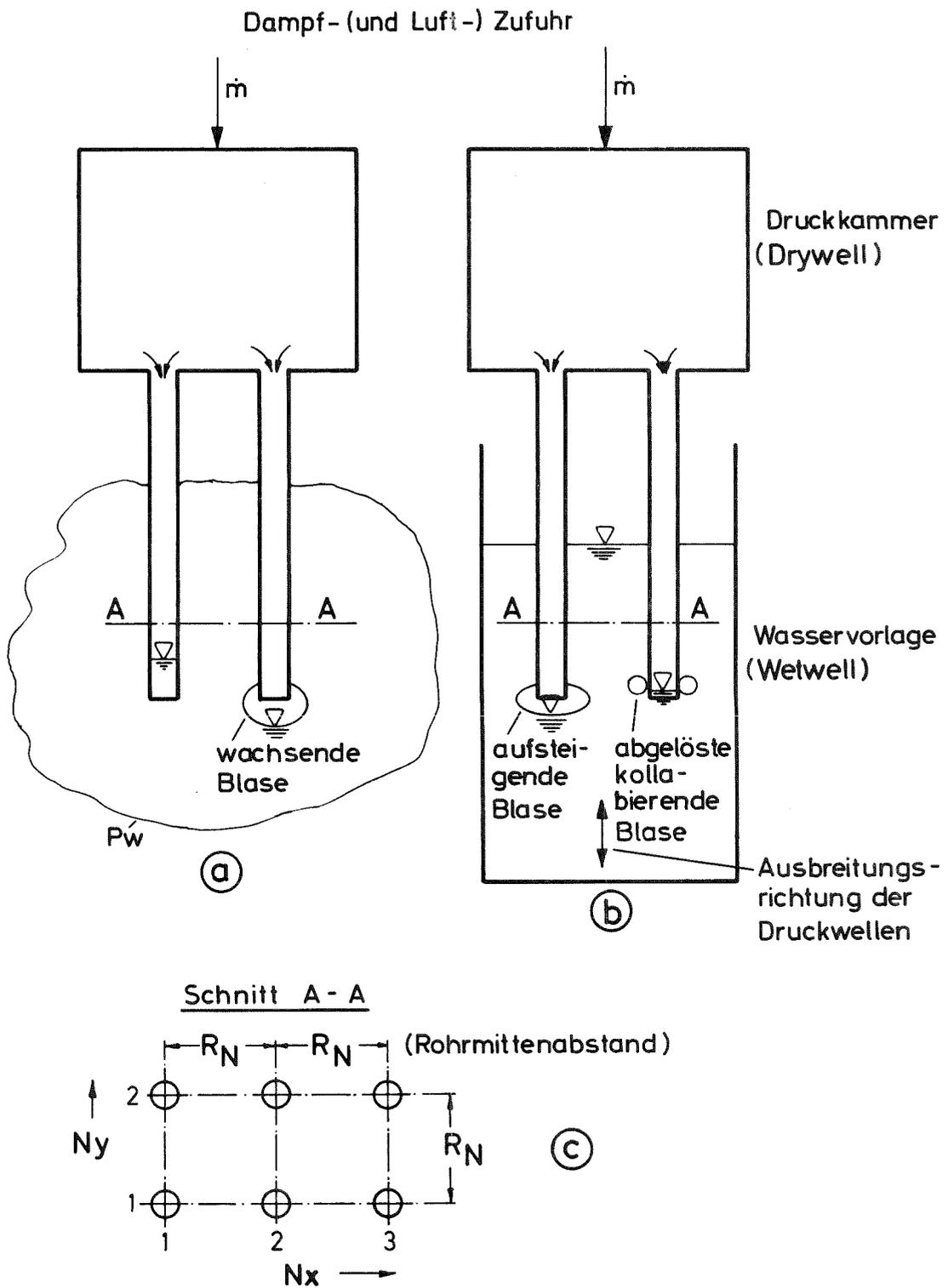


Abb. 2 Rohrfeldanordnung und Modelle für die Wasservorlage in KONDAS

Neben diesen globalen Modellannahmen sind die detaillierten Modellvorstellungen hinsichtlich der Vorgänge am einzelnen GaU-Rohr und deren Ankopplung an die Einflüsse aus Nachbarrohren von ausschlaggebender Bedeutung, weshalb auf diese Detailmodelle in den folgenden Unterabschnitten ausführlicher eingegangen wird.

2.1 Bewegungsgleichungen

Das Druckkammervolumen oberhalb der Rohre ist als so groß angenommen, daß in ihm die auftretenden maximalen Staudrücke der Dampfströmung stets gegenüber dem Absolutdruck vernachlässigbar sein sollen. Daher kann die Druckkammer durch ein Punktmodell repräsentiert werden, das z.B. aus den augenblicklich gültigen Werten für die Dampfmasse, den Dampfzustand und das Druckkammervolumen den resultierenden statischen Druck liefert.

In den GaU-Rohren tritt dagegen durch die Verengung des Strömungskanales auf den Rohrquerschnitt eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit derart ein, daß die Staudrücke der Strömung nicht mehr vernachlässigbar sind. Infolge der relativ großen Rohrlängen und dem instationären Verhalten der Dampfströmung ist außerdem die Schwingungsfähigkeit der Dampfsäule im Rohr (Longitudinalwellen) in der Rechnung zu berücksichtigen.

Allerdings sind die bestimmenden Trägheitseffekte gewöhnlich überwiegend durch die instationären Bewegungen des gegenüber dem Dampf etwa 1000-fach dichteren Wassers gegeben, so daß der Beschreibung der Wasserbewegungen im und am GaU-Rohr eine zentrale Bedeutung zukommt. Denn die instationären Bewegungen der Wassermassen, beispielsweise beim Blasen kollaps, sind die Ursache für das Entstehen von Druckpulsen in der Wasservorlage des Druckabbausystems.

Wenn sich an der Mündung eines GaU-Rohres größere Blasen bilden (dieser Fall tritt wohl bevorzugt bei lufthaltigem Dampf ein), dann werden die Blasen sich unter der Wirkung des Auftriebes im Schwerfeld nach oben bewegen und so insbesondere auch ihren Luftinhalt vom GaU-Rohr weg und letztlich aus dem Wasser heraus transportieren. Bei sehr hohen Massenstromdichten tritt hingegen das Phänomen ein, daß durch die Wirkung des Dampfimpulses sich an der GaU-Rohrmündung ein mit der Spitze nach unten gerichteter Dampfkegel ausbilden kann. Um also die Blasenbewegung mit Dampfeinströmung richtig zu beschreiben, muß auch der Impuls des Dampfes Berücksichtigung finden.

2.1.1 Bewegung des Wassers

Der Wasserspiegel kann sich bei den GaU-Rohren sowohl innerhalb des Rohres als auch außerhalb befinden, wobei dann eine Blase existiert. Befindet sich eine schrumpfende Blase an der Rohrmündung, dann wird die Zuströmung des Wassers aus der weiteren Umgebung praktisch punktsymmetrisch erfolgen. Wird dagegen durch Ausschleichen des Wasserspiegels aus dem Rohr eine Blase gebildet, so wird das Wasser in Form eines Freistrahles aus dem Rohr austreten und in der näheren Umgebung des Rohres keine punktsymmetrische Strömung vorliegen. Beim Strahlaustritt werden auch Wirbelfelder gebildet, so daß eine genaue Beschreibung der Strömungsverhältnisse einen großen Aufwand bedeutet und jede Vereinfachung (etwa eine Darstellung als Potentialströmung) Ungenauigkeiten mit sich bringt. Hinzu kommen die Probleme der Instabilität von durch Gasdruck beschleunigten Flüssigkeitsoberflächen (Taylor-Instabilität /19/), die in der hier erforderlichen Allgemeinheit keinesfalls beschreibbar sind (vgl. Kapitel 2.3.6). Man darf daher die Fehler der Strömungsbeschreibung als mögliche Ursache für Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment nicht außer Acht lassen. Andererseits wird jede vereinfachte Beschreibung fehlerbehaftet sein, so daß auf eine überhöhte Genauigkeit bei der Darstellung an sich unrichtig wiedergegebener Details verzichtet werden kann.

Ausgehend von diesen Überlegungen wurde in dieser Arbeit eine Grenzfallbeschreibung gewählt, wobei die Grenzfälle, nämlich reine Parallelströmung innerhalb des Rohres und punktsymmetrische Strömung für große Blasen, durch einen geeigneten Übergang aneinander anzuschließen waren. Dieser "geeignete Übergang" sollte so beschaffen sein, daß für die Strömung die Kontinuität (Volumenerhaltung bei inkompressiblem Fluid) gewahrt ist und daß eine ruckfreie Bewegung des Fluids über die Bereichsgrenzen möglich ist. Die Forderung nach Kontinuität bedeutet, daß entlang des Strömungsweges kein Volumendefizit auftritt. Die Forderung nach ruckfreier Bewegung bedeutet, daß sich die Strömungsflächen und ihre erste Ableitung nach dem Strömungsweg stetig

an den Bereichsgrenzen ändern. Dabei ist bereits angenommen, daß eine eindimensionale Strömungsbeschreibung gewählt ist, wobei es nur eine Koordinate für den Strömungsweg gibt und die Querschnittsfläche der Strömung eine eindeutige Funktion der Wegkoordinate ist.

Wird die Wegkoordinate mit x bezeichnet und ist F die Strömungsfläche, dann möge für den Übergangsbereich zwischen "Rohrströmung" und "Blasenströmung" der "glatte" Ansatz

$$F = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 \quad (1)$$

gewählt werden. Ist der Rohrradius durch R_R gegeben, dann ergibt sich für $x = 0$ als Koordinate an der Rohrmündung

$$a_0 = \pi \cdot R_R^2, \quad (2)$$

wobei $F_0 = a_0$ gerade die Querschnittsfläche des Rohres darstellt.

Für $x = x_a$ soll der Übergang auf die reine "Kugelströmung" (punktsymmetrische Strömung um eine Blase) erfolgen, wobei der Radius der anschließenden Kugel R_K ist. Bei Übergang auf die Kugelströmung erhält man also für die Strömungsflächen

$$4 \cdot \pi \cdot R_K^2 = a_0 + a_1 x_a + a_2 x_a^2 \quad (3)$$

und durch Integration entlang der Koordinate

x für die Volumina

$$\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_K^3 = a_0 \cdot x_a + \frac{1}{2} \cdot a_1 \cdot x_a^2 + \frac{1}{3} \cdot a_2 \cdot x_a^3. \quad (4)$$

Zur vollständigen Festlegung der Unbekannten a_0, a_1, a_2, x_a, R_K benötigt man noch zwei weitere Gleichungen, die sich aus der Forderung nach Ruckfreiheit ergeben. Da im Rohr $F = \text{const.}$ gilt, muß zur Sicherung der Ruckfreiheit für $x = 0$ gelten

$$a_1 = 0 \quad (5)$$

und für $x = x_a$ wird

$$8 \cdot \pi \cdot R_K = a_1 + 2 \cdot a_2 \cdot x_a \quad (6)$$

Die Auflösung des restlichen Gleichungssystems der Gln. 3, 4 und 6 liefert

$$\left. \begin{aligned} a_2 &= 8 \cdot \pi \\ x_a &= R_R / \sqrt{8} \\ R_K &= R_R / \sqrt{2} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Eine explizite Zuordnung von Stromlinien zu Strömungsweg ist bei dieser Beschreibung nicht erfolgt, da sie allein von den Grenzbedingungen der Rohr- und Blasenströmung und von einigen Stetigkeitsforderungen Gebrauch macht. In Abb. 3 sind die hier und die im folgenden benutzten Koordinaten zusammengestellt.

Für alle eindimensional beschreibbaren Strömungen gilt (z.B. nach /4/) die instationäre, eindimensionale Bernoulli-Gleichung

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial \xi} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial \xi}, \quad (8)$$

wobei

p = Druck

ρ = Dichte

ξ = Wegkoordinate

v = Strömungsgeschwindigkeit.

Aus der Kontinuitätsgleichung erhält man das Geschwindigkeitsfeld zu

$$v = v_0 \cdot \frac{F_0}{F} \quad (9)$$

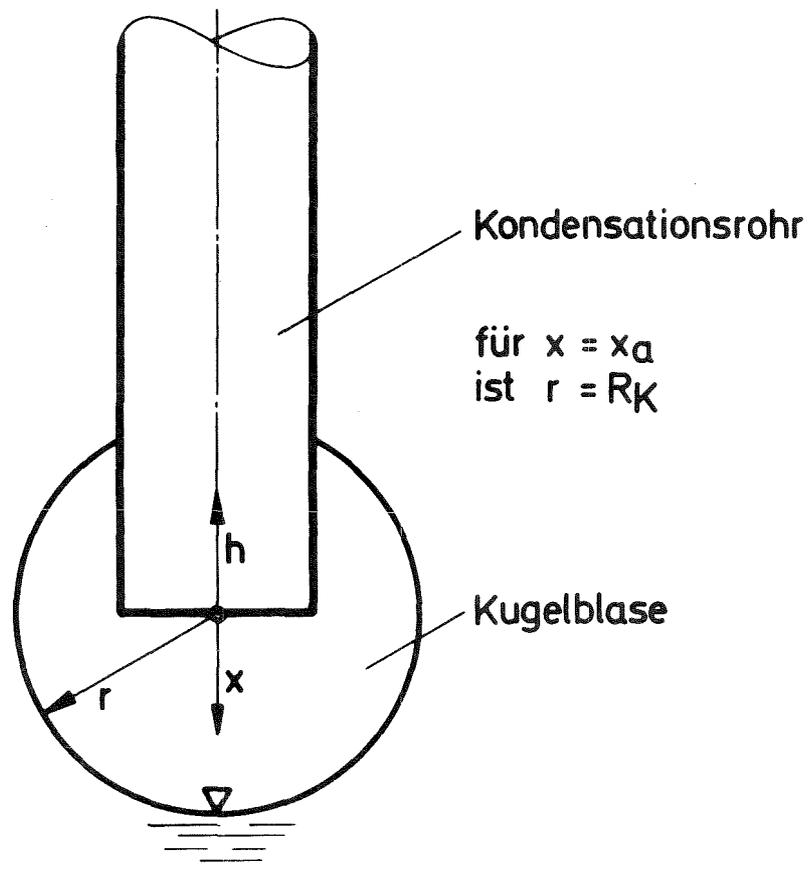


Abb. 3 Koordinaten zur Strömungsbeschreibung

und kann damit aus Gl. 8 das Druckfeld berechnen.

Blasenströmung

Bezeichnet R eine mitgeführte Kugelfläche des Mediums mit der Koordinate r , dann wird aus Gl. 9

$$v = \dot{R} \cdot \frac{R^2}{r^2} \quad (10)$$

Durch Bildung der partiellen Ableitungen $\frac{\partial v}{\partial t}$ und $\frac{\partial v}{\partial r}$ erhält man aus Gl. 8 (ξ durch r ersetzt) nach Integration in den Grenzen $R = \text{Blasenradius}$ und $r_a = \text{äußerer Grenzradius}$ die Differentialgleichung

$$\ddot{R} = \frac{\frac{P_D - P_a}{\rho} - \frac{1}{2} \cdot \dot{R}^2 \cdot \left[4 \cdot \frac{r_a - R}{r_a} - \frac{r_a^4 - R^4}{r_a^4} \right]}{R \cdot \frac{r_a - R}{r_a}} \quad (11)$$

wobei

$P_D = \text{(Dampf-) Druck in der Blase}$

$P_a = \text{Druck bei } r = r_a.$

Durch Integration von Gl. 8 in den Grenzen R und r erhält man für das Druckfeld um die Blase ($p_r = \text{Druck an der Stelle } r$)

$$\frac{P_r - P_a}{\rho} = (R^2 \cdot \ddot{R} + 2 \cdot R \cdot \dot{R}^2) \cdot \frac{r_a - r}{r_a \cdot r} - \frac{R^4 \cdot \dot{R}^2}{2} \cdot \frac{r_a^4 - r^4}{r_a^4 \cdot r^4} \quad (12)$$

Wenn dagegen R nicht der Blasenradius ist, sondern durch eine feste Grenze R_K ersetzt wird, dann ergibt sich

$$\frac{P_r - P_a}{\rho} = R_K^2 \cdot \dot{v}_K \cdot \frac{r_a - r}{r_a \cdot r} - \frac{R_K^4 \cdot v_K^2}{2} \cdot \frac{r_a^4 - r^4}{r_a^4 \cdot r^4} \quad (13)$$

wobei v_K die Strömungsgeschwindigkeit bei $r = R_K$ ist. Gl. 13 kann damit zur Berechnung des Druckfeldes um ein GaU-Rohr

verwendet werden, wenn sich der Wasserspiegel innerhalb des Rohres oder im Übergangsbereich befindet.

Übergangsbereich

Nach den Gln. 1 und 9 wird für das Geschwindigkeitsfeld v im Übergangsbereich mit der laufenden Koordinate x und dem markierten Fluidpunkt X (der z.B. den Wasserspiegel repräsentiert)

$$v = \frac{a_0 + a_2 \cdot X^2}{a_0 + a_2 \cdot X^2} \cdot \dot{X} \quad (14)$$

Wiederum durch Bilden der partiellen Ableitungen $\frac{\partial v}{\partial t}$ und $\frac{\partial v}{\partial x}$ erhält man aus Gl. 8 (ξ durch x ersetzt) nach Integration in den Grenzen X (Druck = P_D) und x_a (Druck = $P_{\ddot{u}}$) und nach Eliminieren des Druckes $P_{\ddot{u}}$ mit Hilfe von Gl. 13 ($P_{\ddot{u}} = P_+$ für $r = R_K$) die Differentialgleichung

$$\ddot{X} = \frac{\frac{P_D - P_a}{\rho} + \frac{1}{2} \cdot \dot{X}^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{R_R^2 + 8 \cdot X^2}{4 \cdot r_a^2} \right)^2 - \frac{8 \cdot \sqrt{2} \cdot X \cdot A}{R_R} \right]}{\frac{R_R^2 + 8 \cdot X^2}{\sqrt{8} \cdot R_R} \cdot A} \quad (15)$$

mit

$$A = \frac{\sqrt{2} \cdot r_a - R_R}{\sqrt{2} \cdot r_a} + \frac{\pi}{4} - \arctg \left(\frac{\sqrt{8} \cdot X}{R_R} \right) \quad (15.1)$$

für die Bewegung des Wasserspiegels im Übergangsbereich.

Rohrströmung

Befindet sich der Wasserspiegel im Rohr an der Stelle H , dann ist das Geschwindigkeitsfeld im Rohr einfach durch $v = \dot{H}$ gegeben, so daß Gl. 8 leicht (ξ durch h ersetzt) integriert werden kann. Innerhalb des Rohres ist jedoch noch die Gravitationswirkung auf die Wassersäule zu beachten, außerdem treten an der Mündung durch Einschnürungseffekte der Strömung Druckverluste auf. Vor der Integration muß also Gl. 8 um den Gravitationsterm g auf der rechten Seite erweitert werden und in den Integrationsgrenzen für den Druck der Druckverlust Berücksichtigung finden. Außerdem müssen nach der Integration

mit Hilfe der Gln. 15 und 13 die Zwischendrücke an den Anschlußstellen des Übergangsbereiches eliminiert werden. Auf diese Weise erhält man schließlich die Differentialgleichung

$$\dot{H} = - \frac{\frac{P_D - P_a}{\rho} + g \cdot H + \frac{1}{2} \cdot \dot{H}^2 \cdot \left[\xi + \sigma \cdot \left(1 - \frac{R_R^4}{16 \cdot r_a^4} \right) \right]}{H + \frac{R_R}{\sqrt{8}} \cdot \left(\frac{\sqrt{2} \cdot r_a - R_R}{\sqrt{2} \cdot r_a} + \frac{\pi}{4} \right)} \quad (16)$$

für die Bewegung des Wasserspiegels im Rohr. Dabei treten die beiden Koeffizienten ξ und σ für die Druckverluste auf, die im folgenden zu diskutieren sind.

Druckverluste

In Gl. 16 ist ξ ein Druckverlustkoeffizient und σ wird zur Korrektur der Druckrückgewinnung verwendet, wenn der Austritt des Wassers aus dem Rohr als Freistrahл erfolgt.

Tritt das Wasser in das Rohr ein und ist somit $\dot{H} > 0$, dann erfolgt eine Strömungseinschnürung hinter der Rohrmündung aufgrund des Impulses der allseitig zuströmenden Flüssigkeit auf den halben Rohrquerschnitt: Die Rohrmündung wirkt als Bordamündung (vgl. /4/, S.71). Durch die zusätzliche Beschleunigung des eintretenden Fluids auf $2 \cdot \dot{H}$ und anschließende Verwirbelung auf \dot{H} treten ein zusätzlicher Beschleunigungsdruck von $\frac{\rho}{2} \cdot (2 \cdot \dot{H})^2 - \frac{\rho}{2} \cdot \dot{H}^2$ und ein Druckrückgewinn nach dem Impulsatz von $(\rho/2) \cdot 2 \cdot \dot{H}^2$ auf. Damit wird

$$\xi = \begin{cases} 1 & \text{für } \dot{H} > 0 \\ 0 & \text{für } \dot{H} \leq 0 \end{cases} \quad (17)$$

ξ gibt den Druckverlust in Vielfachen des Staudruckes $(\rho/2) \cdot \dot{H}^2$ an. Für $\dot{H} < 0$ tritt das Fluid als Freistrahл aus dem Rohr aus, so daß kein Druckverlust, aber auch kein Druckrückgewinn entsteht. Mit $\sigma = 1$ in Gl. 16 ist für $\dot{H} > 0$ bereits der Beschleunigungsdruckverlust - um das Fluid auf \dot{H} zu bringen - berücksich-

tigt, weshalb ξ auch nur den zusätzlichen Druckverlust der Borda-Mündung gegenüber einem abgerundeten Eintritt enthält. Tritt aber das Fluid ohne Druckrückgewinn aus dem Rohr aus, dann muß auch $\delta = 0$ sein. Im Fall des stationären Ausströmens aus dem Rohr würde damit der Druck im Mündungsquerschnitt gleich dem Umgebungsdruck, was beim Freistrahл angenähert zutrifft. Also wird auch

$$\delta = \begin{cases} 1 & \text{für } \dot{H} > 0 \\ \approx 0 & \text{für } \dot{H} \leq 0 \end{cases} \quad (18)$$

Nun ist auch in Gl. 15 eine entsprechende Korrektur bzgl. des Druckrückgewinns zu machen, denn man kann nicht erwarten, daß für sehr kleine X-Werte, wenn also der Wasserspiegel noch nahe der Rohrmündung ist (hinsichtlich der Koordinaten ist Abb. 3 zu beachten), bereits ein völlig verändertes Verhalten der Strömung gegenüber dem Fall des Wasserspiegels im Rohr gegeben ist. Hier ist nun der Umstand günstig, daß der Faktor zu $\frac{1}{2} \cdot \dot{X}^2$ in Gl. 15, nämlich

$$1 - \left(\frac{R_R^2 + 8 \cdot X^2}{4 \cdot r_a^2} \right)^2 - \frac{8 \cdot \sqrt{2} \cdot X \cdot A}{R_R} ,$$

bei relativ kleinen X-Werten einen Nulldurchgang besitzt. Für $r_a \rightarrow \infty$ liegt der Nulldurchgang bei $X \approx 0,054 \cdot R_R$, wobei die Nullstelle etwas von r_a abhängig ist. Nennt man diese Nullstelle X_0 , dann kann man für δ als zusätzlichen Faktor zu $\frac{1}{2} \cdot \dot{X}^2$ im Nenner von Gl. 15 festlegen

$$\delta = \begin{cases} 1 & \text{für } (X > X_0 \text{ und } \dot{X} > 0) \text{ oder } \dot{X} < 0 \\ \approx 0 & \text{für } X < X_0 \text{ und } \dot{X} > 0 \end{cases} \quad (19)$$

Auf diese Weise treten beim Druckrückgewinn wenigstens keine Sprünge auf, wenn auch noch nicht ganz das reale Verhalten der Strömung nachgebildet ist (dort scheint nach der experimentellen Erfahrung noch weniger Druckrückgewinn bei der Blasenbildung aufzutreten).

Die Nullstelle X_0 tritt in jedem Falle auf, weil beim Übergang

von der Rohrströmung zur Blasenströmung der Beschleunigungs-
term das Vorzeichen ändert. Bei $r_a \rightarrow \infty$ ist bei der Rohrströ-
mung der Staudruckfaktor + 1 und bei der Blase - 3.

Nichtlinearität der Wasserspiegelschwingungen

Bereits die Betrachtung der Druckverluste und -umsetzungen
beim Ein- bzw. beim Austreten des Wassers aus dem GaU-Rohr
macht deutlich, daß das Schwingen des Wasserspiegels (sei es
innerhalb des Rohres, sei es als Blase und erst recht im Über-
gangsbereich) nichtlinear ist und nur angenähert durch einen
harmonischen Oszillator beschreibbar ist. Noch deutlicher ist
die Nichtlinearität der Wasserspiegelschwingungen bei Betrach-
tung der Trägheitswirkung der angekoppelten Wassermassen zu
sehen.

Die Bewegungsgleichungen Gl. 11, 15 und 16 sind einheitlich
in der Form

$$b = \frac{K/\rho}{M/\rho}$$

geschrieben, wobei b die Beschleunigung, K die treibende Kraft
und M die träge Masse darstellen und K und M auf die Flächen-
einheit der freien Wasseroberfläche bezogen sind. Demnach stellt
 M/ρ eine Länge dar. Wird M/ρ noch auf den Rohrradius R_R als
kennzeichnender Systemabmessung bezogen, dann stellt $\frac{M}{\rho \cdot R_R}$ die
relative "Trägheitslänge" L dar; L gibt an, wie dick eine pris-
matische Fluidbelegung der freien Fluidoberfläche sein müßte,
um die aktuelle Trägheitswirkung der umgebenden Fluidmassen zu
erzeugen. Für $r_a \rightarrow \infty$ ist in Abb.4 L über der Koordinaten ξ dar-
gestellt, wobei für ξ gilt

$$\xi = \begin{cases} -H & ; \text{ Wasserspiegel im Rohr} \\ X & ; \quad \quad \quad \text{" im Übergang} \\ R - x_a & ; \text{ Blase} \end{cases} \quad (20)$$

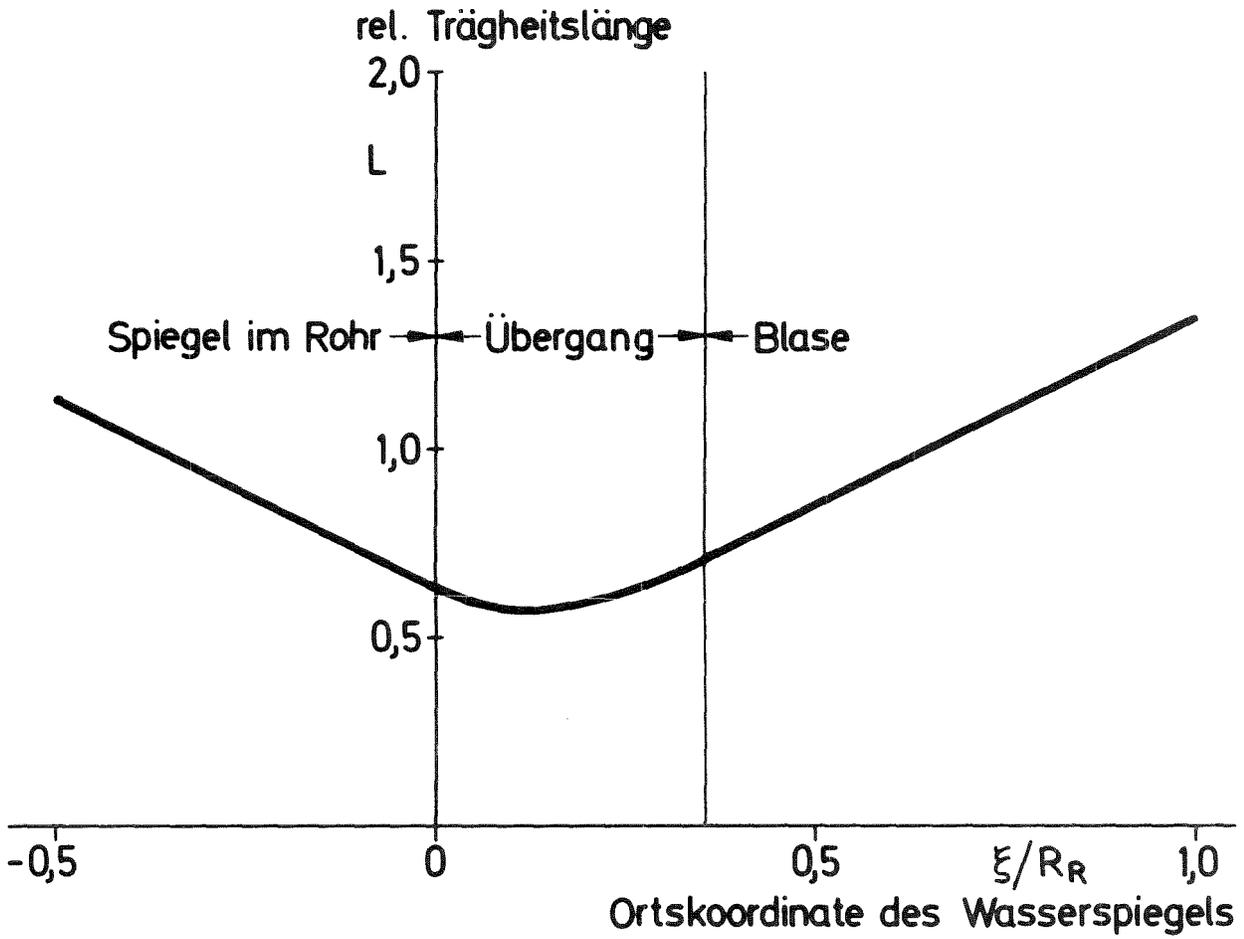


Abb. 4 Relative Trägheitslänge L als Funktion der Koordinate nach Gl. 20 für den Ort des Wasserspiegels

Wie aus Abb. 4 zu entnehmen ist, durchläuft die rel. Massenträgheit der Wassermassen am Wasserspiegel ein Minimum, wenn sich der Wasserspiegel etwas außerhalb der Rohrmündung befindet. Beim Schwingen des Wasserspiegels um diese Minimalposition werden sich somit die höchsten Frequenzen einstellen, die dann mit wachsender Amplitude stetig abfallen müssen.

Aus Abb. 4 ist zudem zu erkennen, daß der Einfluß der die Rohrmündung umgebenden Wassermassen auf die Trägheitslänge der Wassermassen im Rohr relativ klein ist. Die Korrektur für die Länge der Wassersäule im Rohr beträgt nur etwa $0,58 \cdot R_R$ und fällt bei größerer Rohrfüllung kaum ins Gewicht.

Kollaps freier Blasen

Auch für den Kollaps freier Blasen (d.h. für Blasen, die von der Rohrmündung abschwimmen und - angenähert - als Kugelblasen kollabieren) gilt Gl.11, wobei P_D den Dampfdruck in der Blase darstellt. Dabei ist P_D von den Kondensationsraten, der Kompressionsgeschwindigkeit usf. abhängig.

Problematisch ist die Anwendung von Gl. 11 auf vollständig kollabierende Blasen vor allem deshalb, weil wegen der angenommenen Punktsymmetrie der Nenner für $R \rightarrow 0$ ebenfalls verschwindet, während bei realen Blasen mit einer Abplattung der Form beim Kollaps zu rechnen ist und deshalb die Trägheitslänge nicht verschwindet. Während also gegen Ende des Kollapsvorganges nach Gl. 11 \ddot{R} sehr groß werden kann und dementsprechend in der Blase auch sehr große Drücke erzeugt werden können, wird für reale Blasen mit Abplattung \ddot{R} schließlich recht klein werden. Man kann also hinsichtlich der Beschreibung der Endphase des Kollapsvorganges davon ausgehen, daß \ddot{R} gegenüber Gl.11 ohne wirklichen Fehler veränderbar ist, wobei allerdings sichere Kriterien für die Manipulierbarkeit fehlen.

Nachdem klargestellt ist, daß Gl. 11 in der Endphase des Kollapses ungültig werden muß weil die Blasenform nicht kugelig ist,

muß ein Ersatzalgorithmus festgelegt werden. In KONDAS wurde dafür folgendes festgelegt:

Zum Zeitpunkt $t = 0$ des Überganges auf die Kollaps-Endrechnung einer freien Blase liegen die Werte R_0 , \dot{R}_0 , \ddot{R}_0 für den Radius, die Geschwindigkeit und die Beschleunigung vor. Die weitere Änderung des Radius soll nach einer Parabel 3. Grades so erfolgen, daß nach der Zeitspanne t_m der Radius $R = 0$ wird und gleichzeitig (um eine Unstetigkeit im Druckverlauf zu vermeiden) auch $\dot{R} = 0$ erreicht ist.

Somit ist

$$R = R_0 + \dot{R}_0 \cdot t + \frac{1}{2} \cdot \ddot{R}_0 \cdot t^2 + k \cdot t^3 \quad (21)$$

und man erhält aus $R = \dot{R} = 0$ für $t = t_m$

$$t_m = - \frac{3 \cdot R_0}{2 \cdot \dot{R}_0} \quad \text{für } \ddot{R}_0 = 0$$

bzw.

$$t_m = - \frac{2 \cdot \dot{R}_0 + \sqrt{4 \cdot \dot{R}_0^2 - 6 \cdot R_0 \cdot \ddot{R}_0}}{\ddot{R}_0} \quad \text{für } \ddot{R}_0 \neq 0 \quad (21.1)$$

$$k = - \frac{\dot{R}_0 + \ddot{R}_0 \cdot t_m}{3 \cdot t_m^2} \quad (21.2)$$

Allerdings kann dieses Verfahren nur funktionieren, wenn die Ungleichung

$$\ddot{R}_0 \leq \frac{2 \cdot \dot{R}_0^2}{3 \cdot R_0} \quad (21.3)$$

erfüllt ist, womit wenigstens eine Einschränkung der willkürlichen Verwendung gegeben ist. Weitere Kriterien sind, daß R_0 gegenüber der anfänglichen Blasengröße nicht zu groß gewählt werden sollte und daß t_m klein gegenüber der gesamten Kollapszeit sein soll.

Bei Anwendung dieser Kollaps-Endrechnung erhält man anstelle von Gl. 11 für die Beschleunigung des Radius der Blase aus Gl. 21

$$\ddot{R} = \ddot{R}_0 + 6 \cdot k \cdot t \quad (21.4)$$

wobei natürlich k vom Zeitpunkt des Überganges auf die Endrechnung abhängt.

Mit Hilfe der jeweils aktuellen Werte für R , \dot{R} und \ddot{R} aus Gl. 21 läßt sich dann nach Gl. 12 das gesuchte Druckfeld um die Blase bestimmen.

Volumenschwingung freier Blasen

Bei Testrechnungen im Laufe der Entwicklung von KONDAS zeigte es sich, daß beim Auftreten oder bei der Verwendung hoher Kondensationswärmeübergangszahlen an der Blasenoberfläche der für die explizite Integration der sonstigen Modell-Differentialgleichungen des Rechenprogramms hinreichende Zeitschritt im Falle der freien Blasen zu groß wurde und gelegentlich auch zu Instabilitäten führte. Zwar konnte diese Erscheinung durch die Wahl kleinerer Integrationszeitschritte behoben werden, jedoch zeigten die Dampfblasen noch immer so übertriebene Volumenschwingungen, daß die zumindest qualitative Übereinstimmung mit dem realen Verhalten kollabierender Blasen nicht mehr gegeben war. So ist aus experimentellen Untersuchungen bekannt, daß in Wasser erzeugte Gasblasen sehr stark gedämpft ausschlagen (/14/, S. 270 ff.). Daher wurde für die Berechnung der Volumenschwingung der freien Dampfblasen in KONDAS ein Dämpfungsterm eingebaut, der im folgenden näher beschrieben wird. Gleichzeitig wurde das Verfahren der Integration der Bewegungsgleichung der Volumenschwingung der Blasen auf das Runge-Kutta-Nyström-Verfahren /13/ innerhalb des KONDAS-Makrozeitschrittes umgestellt, wobei innerhalb des Makrozeitschrittes die in der Blase vorhandene Dampfmasse als konstant angenommen ist. Auf diese Weise mußte nicht das gesamte Rechenprogramm auf die für den Blasen kollaps erforderlichen kleinen Zeitschrittweiten mit entsprechend erhöhtem Rechenzeitaufwand umgestellt werden.

Aus den experimentellen Befunden /14/ kann geschlossen werden, daß bei der Volumenschwingung von Blasen die hauptsächlichsten Verluste "am oberen Totpunkt", also in der Phase kleinsten

Volumens und höchster Drücke auftreten. Die zu diesen Verlusten führenden Prozesse sind jedoch sehr komplexer Natur (Taylor-Instabilität /19/), so daß hier lediglich ein phänomenologisch sinnvoller Parameter eingeführt werden kann. Hierbei ist zumindest der Forderung eines dimensionsrichtigen und dem Phänomen nicht widersprechenden Ansatzes zu entsprechen. Da die Differentialgleichung Gl. 11 um einen Verlustterm zu erweitern ist, liegt ein dimensionsrichtiger Ansatz für die Änderung der Beschleunigung \ddot{R} nach

$$\Delta \ddot{R} = - C_B \cdot \frac{\dot{R} \cdot |\dot{R}|}{R} \quad (22)$$

nahe. Hierbei ist C_B ein dimensionsloser Eingabeparameter, dem jedoch nicht der Erwartungswert Eins zukommt (dennoch erweist sich $C_B \approx 1$ als praktisch brauchbarer Wert).

Unter der Annahme einer konstanten Dampfmasse gilt bei adiabater Zustandsänderung des Dampfes in der Blase für den Dampfdruck

$$p \cdot V^K = p_0 \cdot V_0^K, \quad (23)$$

wobei K den Isentropenkoeffizienten darstellt. Für überhitzten Dampf gilt $K \approx 1,315$ und für Luft $K \approx 1,4$

mit $V = (4/3) \cdot \pi \cdot R^3$ wird

$$p = p_0 \cdot (R_0/R)^{3 \cdot K} \quad (24)$$

erhalten. In den Gln. 23 und 24 gibt der Index "0" den Bezugszustand zu Beginn des Makrozeitschrittes an. Setzt man

$$k_1 = \frac{t_a - R}{t_a},$$

$$k_2 = 2 \cdot k_1 - \frac{t_a^4 - R^4}{2 \cdot t_a^4},$$

$$3 \cdot K \approx 3,9,$$

so lautet Gl. 11 nach Addition des Verlusttermes $\Delta \ddot{R}$ nunmehr

$$\ddot{R} = \frac{1}{k_1 \cdot \rho \cdot R} \cdot \left[p_0 \cdot \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3,9} - p_a \right] - \frac{k_2 \cdot \dot{R}^2}{k_1 \cdot R} - C_B \cdot \frac{\dot{R} \cdot |\dot{R}|}{R}. \quad (25)$$

Diese Gleichung wird in KONDAS für die freien Blasen mit Hilfe des oben erwähnten Runge-Kutta-Nyström-Verfahrens innerhalb des KONDAS-Makrozeitschrittes gelöst, solange noch nicht auf die Kollaps-Endrechnung entsprechend den Gln. 21 umgeschaltet wurde.

2.1.2 Bewegung der Dampfsäule im Rohr

Weil die GaU-Rohre relativ lang sind, enthalten sie eine ausreichend große Dampfmasse, um bei den vorkommenden Durchsatztransienten und Schwingungen der Dampfsäule Druckänderungen in Höhe einiger Zehntel bar zu erzeugen. Deswegen ist die Beschreibung der Dynamik der Dampfsäule im Simulationsrechenprogramm relevant.

Für die explizite Integration erscheint ein Punktmodell, bei dem die Massenträgheit der Dampfsäule in einem Punkt zusammengefaßt ist, günstig. Die Dampfmasse schwingt somit zwischen zwei Dampfvolumina hin und her, wobei die Drücke in den Dampfvolumina aus den Volumenänderungen und der momentanen Massenfällung zu berechnen sind. Allerdings tritt das Problem auf, daß sich der Wasserspiegel auch innerhalb der GaU-Rohre befinden kann und dann kein geometrisch abgegrenztes Dampfvolumen als Gasfeder am unteren Ende der Dampfsäule erkennbar ist. Es besteht also die Aufgabe, ein solches unteres Dampfvolumen so zu definieren, daß ein stetiger Übergang auf den Fall der Existenz einer Blase an der Rohrmündung (die als geometrisch abgegrenztes Volumen anfällt) möglich ist.

Eine konsistente Definition eines solchen Dampfvolumens erhält man auf folgendem Weg:

Für ein ideales Gas ist die Schallgeschwindigkeit durch

$$a = \sqrt{\kappa \cdot \frac{P_0}{\rho_0}} \quad (1)$$

(vgl. /5/, S. 271) gegeben. Die Frequenz f_1 der Grundschiwingung

einer Gassäule in einem einseitig offenen Rohr der Länge l ist

$$f_1 = \frac{a}{4 \cdot l} \quad (2)$$

Andererseits gilt für einen harmonischen Oszillator der Masse m und der Federsteifigkeit c

$$f_2 = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \sqrt{\frac{c}{m}} \quad (3)$$

Die Wahl der Länge l' des als Gasfeder wirkenden Dampfolumens (siehe Abb.5) ist so zu wählen, daß $f_1 = f_2$ wird. Um nun den Anschluß an den Fall des beidseitig offenen Rohres zu erhalten, werde die Dampfmasse m als die Masse der gesamten Dampfsäule der Länge l festgelegt. Also ist

$$m = \pi \cdot r^2 \cdot l \cdot \rho_0 \quad (4)$$

Das als Gasfeder wirkende Teilvolumen der Länge l' unterliegt einer adiabaten Zustandsänderung und man erhält dafür die Federkonstante zu

$$c = \pi \cdot r^2 \cdot \frac{\kappa \cdot p_0}{l'} \quad (5)$$

Also wird mit der Forderung $f_1 = f_2$ aus obigen Gleichungen

$$\frac{l'}{l} = \frac{4}{\pi^2} \approx 0,4 \quad (6)$$

erhalten. Addiert man somit zu einem etwa vorhandenen Blasen-
volumen am unteren Rohrende das Zusatzvolumen $\pi \cdot r^2 \cdot l'$, dann
erhält man auch für den Fall des Verschwindens der Blase die
Resonatorfrequenz richtig, wenn stets die Masse der Dampfsäule
nach Gl. 4 bestimmt wird.

Die Bewegungsgleichung der Dampfsäule im Rohr ergibt sich aus
der Beschleunigung unter der Wirkung der Differenzdrücke zwi-

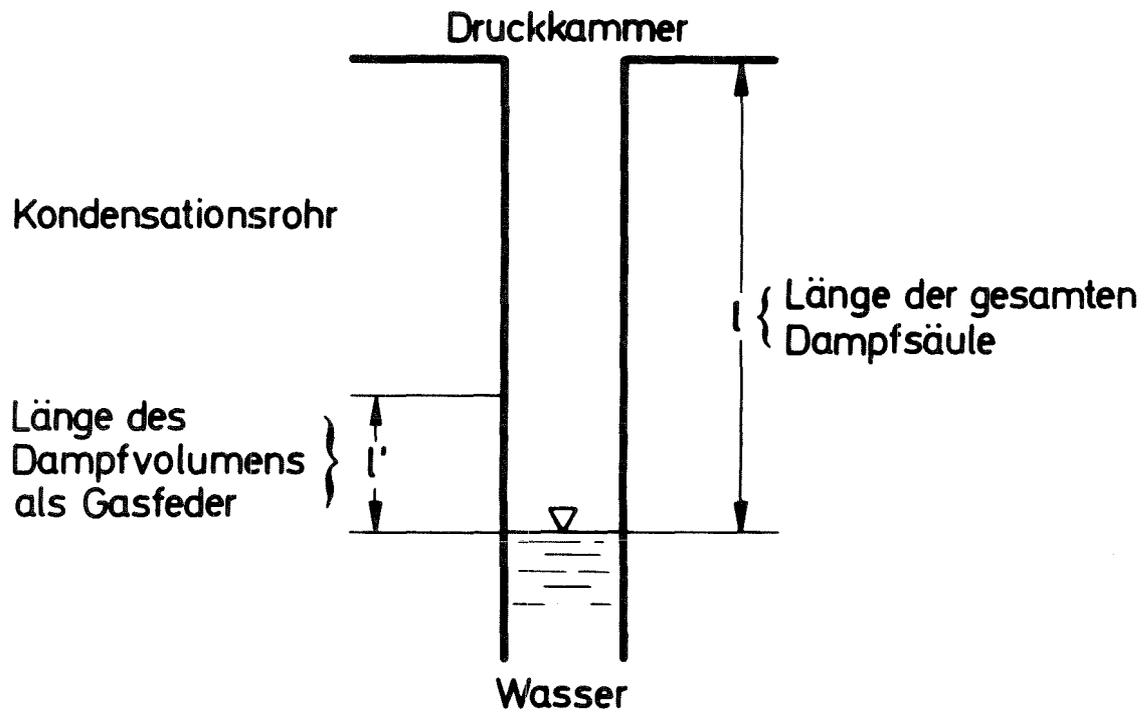


Abb. 5 Dampfvolmen und Dampfsäule im Kondensationsrohr

schen Dampfspeicher und Blase und unter Berücksichtigung der Reibungsdruckverluste. Dabei ist die Dampfmasse durch Gl. 4 gegeben. Mit dem Druckverlustbeiwert ξ_D für die Dampfströmung und der mittleren Dampfgeschwindigkeit w_D , sowie der treibenden Druckdifferenz Δp zwischen dem Dampfspeicher einerseits und dem Druck in der Blase bzw. im Rohr über dem Wasserspiegel andererseits ergibt sich die treibende Kraft zu

$$\pi \cdot r^2 \cdot \left(\Delta p - \xi_D \cdot \frac{\rho}{2} \cdot w_D \cdot |w_D| \right)$$

und somit schließlich für die Beschleunigung

$$\dot{w}_D = \frac{\frac{\Delta p}{\rho} - \xi_D \cdot \frac{1}{2} \cdot w_D \cdot |w_D|}{l} \quad (7)$$

In KONDAS ist endlich w_D durch den Massenstrom ersetzt. Die mittlere Dichte ρ der Dampfsäule wird aus dem arithmetischen Mittelwert der spezifischen Dampfvolumina im Dampfspeicher und in der Blase berechnet. Die Dampfgeschwindigkeit w_D ist positiv, wenn die Strömung vom Dampfspeicher zum Wasser hin erfolgt. Für den Druckverlustbeiwert ξ_D gelten dann folgende Werte

$$\begin{aligned} \xi_D &\approx 1,2 \quad \text{für } w_D \geq 0, \\ \xi_D &= 2 \quad \text{für } w_D < 0 \quad \text{bei Rückströmung aus einer Blase,} \\ \xi_D &= 0 \quad \text{für } w_D < 0 \quad \text{wenn der Wasserspiegel sich im Rohr} \\ &\quad \text{befindet.} \end{aligned}$$

Da im interessierenden Parameterbereich nicht mit kritischen Strömungszuständen in den GaU-Rohren zu rechnen war, wurde das Auftreten dieser Zustände bei der Aufstellung der Modellgleichungen nicht berücksichtigt. Neuere, noch nicht veröffentlichte Ergebnisse aus den GKM II-Versuchen deuten jedoch an, daß innerhalb von Druckpulsserien im Einzelrohr-Experiment auch kritische Strömungszustände auftreten können. Hierbei führt der Wasserspiegel im Rohr eine Hubbewegung von etwa 2 m aus und eine Blasenablösung (vgl. nächstes Kapitel) wurde nicht beobachtet.

2.1.3 Blasenbewegung und Luftaustrag

Bildet sich durch Austritt des Wasserspiegels aus einem GaU-Rohr eine Dampfblase, so wird sich diese entsprechend den an ihr angreifenden Kräften, wozu der Impuls des einströmenden Dampfes, Schleppkräfte aus der Wasserbewegung und der Auftrieb zählen, in Bewegung setzen. Tritt der Kollaps der Blase (z.B. bei Anwesenheit von Luft und Dampf) verzögert ein, dann besteht die Möglichkeit des Aufschwimmens der Blase, wobei durch Verschluss der Rohrmündung durch das unterhalb der Blase befindliche Wasser die Verbindung zwischen dem Dampfraum im Rohr mit jenem in der Blase unterbrochen wird. Tritt der Kollaps der Blase hingegen ausreichend schnell nach der Blasenentstehung ein, dann tritt keine Blasenablösung ein und der Wasserspiegel tritt wieder in das Rohr ohne Abschnürung zurück. In beiden Fällen, nämlich dem Kollaps abgeschnürter Blasen oder dem Wasserrückschlag zurück in das Rohr, tritt ein mehr oder weniger starker Druckpuls im Wasserraum auf.

Insbesondere beim Vorliegen lufthaltigen Dampfes ist das Aufschwimmen und Ablösen von Blasen von Interesse, denn allein die nach oben wegschwimmenden Blasen tragen die mit dem Dampf den GaU-Rohren zugeführte Luft wieder aus dem Bereich des Kondensationsgeschehens heraus.

Um die Blasenbewegung zu beschreiben, müssen die der Blase äquivalente träge Masse und die an der Blase angreifenden Kräfte bekannt sein. Bereits die Ermittlung der äquivalenten Masse stellt für Blasen an der Rohrmündung oder für Blasen, die einen torusförmigen Ring um das Rohr herum bilden usf., ein aufwendiges Problem dar. Daher wurde vereinfachend als träge Masse einer beliebigen Blase diejenige einer volumengleichen kugelförmigen Blase angenommen: Es mag sein, daß so in vielen Fällen die Trägheit unterschätzt wird, es gibt bei der Bewegungsrechnung jedoch noch ebenso wesentliche weitere Unsicherheiten (nämlich Ort und Geschwindigkeit des Blasenschwerpunktes bei deren Erzeugung), so daß diese Ungenauigkeiten nicht überbewertet werden sollten.

Die äquivalente träge Masse einer Kugel in einer Potentialströmung ergibt sich wie folgt: In /6/ führt Krieg aus, daß die Widerstandskraft K_W einer ruhenden Kugel des Radius R in einem sich mit \dot{w} beschleunigt bewegten Medium der Dichte ρ zu

$$K_W = \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot R^3 \cdot \rho \cdot \dot{w}$$

ergibt. Dagegen wäre die Trägheitskraft einer im Vakuum mit \dot{w} beschleunigt bewegten Kugel des Radius R und der Dichte ρ durch

$$K'_W = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3 \cdot \rho \cdot \dot{w}$$

gegeben. Daraus ist unmittelbar zu entnehmen, daß die äquivalente träge Masse einer kugelförmigen Vakuumblyase gerade die Hälfte der Masse des verdrängten Fluids beträgt. Die Trägheitskraft K_T einer kugelförmigen Dampfblase im Wasser ist also

$$K_T = \left(\frac{1}{2} \cdot \rho_W + \rho_D \right) \cdot V_B \cdot \dot{w}_B \quad , \quad (1)$$

wobei

$$\begin{aligned} \rho_W &= \text{Dichte des verdrängten Wassers} \\ \rho_D &= \text{Dichte des Dampfes in der Blase} \\ V_B &= \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3 = \text{Blasenvolumen} \\ \dot{w}_B &= \text{Beschleunigung der Blase.} \end{aligned}$$

Andererseits ist der Blasenautrieb K_A durch

$$K_A = (\rho_W - \rho_D) \cdot g \cdot V_B \quad (2)$$

gegeben, wobei g die Erdbeschleunigung ist. Schließlich ergibt sich die Impulskraft K_I des aus dem GaU-Rohr in die Blase einströmenden Dampfes zu

$$K_I = \dot{m}_D \cdot w_D \quad , \quad (3)$$

wobei

\dot{m}_D = Dampfmassenstrom

w_D = Austrittsgeschwindigkeit des Dampfes aus dem Rohr.

Da es sich um eine Anfahrbewegung handelt, d.h. die Bewegung erfolgt angenähert aus dem Ruhezustand, spielt die Widerstandskraft der bewegten Blase keine wesentliche Rolle, so daß das schwierige Problem der Ermittlung brauchbarer Widerstandszahlen der verformten Blasen nicht angegangen werden muß. Unter Vernachlässigung des Widerstandes und unter Berücksichtigung der Kraftrichtungen ergibt sich die Kräftebilanz an der Blase zu

$$K_A = K_T + K_I \quad (4)$$

Aus den Gln. 1 bis 4 wird daraus die Bewegungsgleichung der Blase zu

$$\dot{w}_B = 2 \cdot g - \frac{2 \cdot \dot{m}_D \cdot w_D}{g \cdot \rho_w \cdot V_B} \quad (5)$$

wobei noch die Vereinfachung gemacht wurde, daß die Dampfdichte ρ_D gegenüber der Wasserdichte ρ_w im Rahmen dieses Näherungsmodells vernachlässigt ist.

Bei den Testrechnungen mit KONDAS zeigte es sich, daß sich die Blasen nach Gl. 5 im Vergleich zum Experiment zu rasch in Bewegung setzen. Der Grund für diese Erscheinung liegt wohl vor allem darin, daß die realen Blasen zu klein sind, um sich wie freie Kugelblasen zu verhalten. Als Torusblasen verhalten sich die Blasen angenähert wie zylindrische Vakuumbblasen, die quer zu ihrer Längsachse beschleunigt werden. Zylinderblasen haben gegenüber den Kugelblasen die doppelte Trägheitswirkung, so daß in Gl. 1 der Faktor 1/2 zu streichen wäre.

Um in KONDAS eine Möglichkeit der Anpassung der Blasenbewegung an experimentell belegte Phänomene zu haben, wurde eine Korrekturgröße WKBLA eingeführt, die die Trägheitswirkung zu be-

einflussen gestattet. Im Sinne der oben angedeuteten Änderung von Gl. 1 wurde die rechte Seite der Gl. 5 mit $WKBLA/2$ durchmultipliziert. Mit $WKBLA=1$ beschreibt Gl. 5 den Aufstieg horizontal liegender freier Zylinderblasen. $WKBLA < 1$ berücksichtigt die Zunahme der Trägheit beim Aufstieg von Torusblasen entlang der Rohrwand.

$WKBLA$ ist eine Eingabegröße (siehe Kap. 3.1).

Zu beachten ist, daß w_B (in Gl. 5) nach oben positiv und w_D nach unten positiv zählen. Überwiegt also in Gl. 5 der Term mit w_D den Auftriebsterm mit g , dann wird die Blase nach unten getrieben und man erhält ein Vorstadium der Ausbildung einer sogenannten "Dampfkerze" an der Rohrmündung, die nach den experimentellen Befunden bei hohen Dampfmassenstromdichten zu erwarten ist. Allerdings ist die Ausbildung der Dampfkerze allein auf diese einfache Weise noch nicht zu erklären, weil über die Dampfkondensation und die Bewegung des Wassers noch nichts ausgesagt ist.

Ohne Aussage über die Anfangsbedingungen der Blasenbewegung kann Gl. 5 nicht ausgewertet werden. Eine Abschätzung für die Anfangsbedingungen kann wie folgt vorgenommen werden:

"Blasenbildung" wird in KONDAS angenommen, wenn in der Beschreibung der Wasserbewegung auf die Gleichung für die Kugelblase (vgl. Abschnitt 2.1.1) übergegangen wird. Die Schwerpunktsbewegung w_B der Blase wird in diesem Moment zu Null angenommen und dann mit Gl. 5 weitergerechnet. Die Schwerpunktslage z_B der Blase wird von der Rohrunterkante nach oben positiv gezählt und der Anfangswert ergibt sich aus der folgenden Überlegung.

Das Blasenvolumen beträgt nach Abschnitt 2.1.1 beim Übergang auf die Gleichung der Kugelblase mit R_R als Rohrradius

$$V_B = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \left(\frac{R_R}{12}\right)^3.$$

Diesem Volumen entspricht eine Füllung des Rohres auf eine Länge

$$L_{\text{äq.}} = \frac{V_B}{\pi \cdot R_R^2} = \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot R_R \approx 0,47 \cdot R_R.$$

Nach den experimentellen Befunden in Versuchen in stark verkleinertem Maßstab befindet sich die Blasenunterkante bei Blasenbildung etwa ebenso weit unterhalb der Rohrunterkante, wie der Länge $L_{\text{äq}}$ entspricht, wobei die Blasen häufig eher Zylinderform haben. Es erscheint nun im vereinfachten Rechenmodell als sinnvoll, nur die Bewegung der Blasenunterkante zu verfolgen: die Blasenunterkante wird als tiefster Punkt einer äquivalenten Kugelblase definiert. Steigt diese Unter- kante über die Höhe der Rohrmündung an, dann gilt die Blase als vom Dampfinhalt des Rohres und von der Dampfnachlieferung abgeschnürt. Der evtl. vorhandene Luftgehalt der Blasen gilt damit als fortgeführt.

Hierbei schließt die Unterseite der aufgeschwommenen Blase mit ihrem Wasserspiegel die Mündung des GaU-Rohres ab. Bei der Bewegungsbeschreibung des Wasserspiegels bedeutet dieser Vor- gang eine Unstetigkeit, denn die Koordinate des Wasserspiegels am Rohr springt nun plötzlich auf $X = 0$. Für die Geschwindig- keit \dot{X} des Wasserspiegels wurde in den KONDAS-Testrechnungen zunächst der Ausdruck $w_B - \dot{R}$ verwendet; es zeigte sich jedoch im Laufe der weiteren Bearbeitung, daß zur Anpassung an die experimentellen Befunde (und wohl auch zum teilweisen Aus- gleich der Auswirkungen von $WKBLA < 1$) dieser Ausdruck durch einen über die Eingabe des Programms vorgebbaren Korrektur- faktor $WKSPI$ erweitert werden mußte. Nunmehr wird die Wasser- spiegelgeschwindigkeit \dot{X} an der Rohrmündung im Moment der Blasenabschnürung zu $\dot{X} = WKSPI \cdot (w_B - \dot{R})$ angenommen.

Im Moment der etwas willkürlich definierten Blasenbildung ist der Blasenradius $R_B = R_R / \sqrt{12}$ (Abschnitt 2.1.1, Gl. 7) und die Blasenunterkante ist bei $z = -L_{\text{äq}}$. Daher befindet sich der Blasenschwerpunkt bei

$$z_B = -L_{\text{äq}} + R_B = \frac{R_R}{3 \cdot \sqrt{12}} \approx 0,24 \cdot R_R. \quad (6)$$

Berechnet man mit diesen Anfangswerten die Abschnürzeiten für neu gebildete Blasen aus der korrigierten Gl. 5 unter An-

nahme von $w_D = 0$, WKBLA = 1 und $R_B = \text{const.} = R_R / \sqrt{2}$, so erhält man folgende Werte:

R_R [cm]	t [ms]
4	62
10	98
20	138
30	170

Die Rechtfertigung der gewählten Vorgehensweise liegt nun eigentlich nur darin, daß diese Abschnürzeiten "vernünftige" Werte annehmen und mit der bisher noch zu wenig aussagekräftigen experimentellen Erfahrung vereinbar erscheinen. Bei der Bewertung ist nämlich zu berücksichtigen, daß dieser Aufschwimmbewegung die Dynamik der Blasen überlagert ist, deren Fehlerquellen wohl schwerer wiegen als die Fehler der hier skizzierten Modellannahmen. Im übrigen kann die obige Tabelle der Abschnürzeiten auch gedeutet werden als die sich ohne Berücksichtigung des Dampfimpulses ergebenden Maximalzeiten für die Existenz von zuletzt wieder voll in das Rohr zurückschlagenden Blasen; auch unter diesem Aspekt scheinen nach heutiger Kenntnis die Zahlenwerte einigermaßen akzeptabel zu sein.

Wie im Kapitel 3.1 ausgeführt wird, ergibt sich aus dem Vergleich mit dem Experiment (GKM II-Versuche der KWU) für WKBLA eher ein Wert um 0,1. Dies steht in einem gewissen Widerspruch zur obigen Diskussion über die Plausibilität der getroffenen Annahmen. Hierdurch wird deutlich gemacht, daß die genauere Beschreibung der Blasenbildung, des Blasenanstiegs und der Abschnürung im Zusammenhang mit den Fragen der Grenzflächenstabilität (Taylor-Instabilität, siehe auch Kapitel 2.3.6) eine Bedingung für eine wesentliche Modellverbesserung darstellt.

2.2 Treibende Drücke

In allen Bewegungsgleichungen für Wasser und Dampf treten Drücke als jeweilige Randbedingungen für die durch die Bewegungsgleichungen beschriebenen Teilprobleme auf. Werden diese Drücke problemkonsistent ermittelt, dann läßt sich das mechanische Gesamtproblem aus den Teillösungen zusammenbauen und steht als zu lösendes System von Differentialgleichungen zur Verfügung. Dazu fehlen allerdings in diesem Kapitel noch die zur Ermittlung der wirksamen Druckdifferenzen notwendigen Stoff- und Wärmeübergangsdaten, die erst im nächsten Kapitel behandelt werden. Außerdem wird in diesem Bericht darauf verzichtet, alle Problemgleichungen explizit zusammenzustellen, weil dies wegen der vielen notwendigen Fallunterscheidungen und variablen Kopplungen sinnvoll erst im eigentlichen Rechenprogramm vorzunehmen ist.

Die Beschreibung der treibenden Drücke umfaßt im einzelnen die Berechnung der Dampfdrücke im Druckspeicher, über den Wasserspiegeln der GaU-Rohre und in den abgelösten Blasen. Dazu kommt die Berechnung der fluidseitigen Druckfelder.

2.2.1 Dampfzustand

Der Wasserdampf kann bei dem vorliegenden Problem sowohl als Heißdampf wie auch als Naßdampf mit und ohne Luftbeimischung auftreten, außerdem können in den abgelösten kollabierenden Blasen extreme Dampfzustände in kurzen Zeiten erreicht werden; die Druckskala kann sich durchaus über den Bereich einiger tausendstel bis einiger hundert bar bewegen. Eine genaue Beschreibung aller möglichen Dampf- bzw. Dampf/Luft-Zustände einschließlich der Berücksichtigung der "Wärmerückgewinnung" bei Drosselvorgängen (Reibungsdruckverluste) und der Mischungsverhältnisse beim Einspeisen der Dampf nachlieferung in den Druckspeicher wäre recht aufwendig und offensichtlich dem vorliegenden Problem nicht ganz angemessen. Es stellte sich somit die Frage

nach einer einfachen und für unseren Zweck ausreichend genauen Beschreibung. Die Antwort ist, hier nur isentrope Zustandsänderungen des Dampfes zugrunde zu legen, zumal diese Zustandsänderung auch in den kollabierenden Blasen dominiert, und außerdem wegen dem meist sehr kleinen Luftgehalt (im Prozentbereich) bei der Zustandsberechnung den Luftanteil gleich wie den Dampf zu behandeln.

Die Fehler, die sich durch diese Vereinfachung ergeben, sind im wesentlichen folgende: Bei der Durchströmung der GaU-Rohre tritt zunächst, wie vorausgesetzt, eine isentrope Zustandsänderung des Dampfes auf und der Dampf wird beschleunigt. Dann tritt allerdings beim Eintritt in das GaU-Rohr aus dem Dampfspeicher und nach dem Austritt des Dampfes aus dem GaU-Rohr in die Blasen eine "Rückgewinnung" eines Teils der kinetischen Energie des strömenden Dampfes durch Verwirbelung (Effekt der Reibung) auf. Diese rückgewonnene Energie macht sich als Enthalpieerhöhung bemerkbar, die im Extremfall einer reinen Drosselung zu einer isenthalpen Zustandsänderung führt. Im hier vorliegenden Fall macht sich also das Rechnen mit rein isentropen Zustandsänderungen dadurch bemerkbar, daß die Enthalpie des Dampfes bei seiner Kondensation in den Blasen bzw. in den GaU-Rohren etwas zu niedrig ist und dadurch die Kondensationsraten überschätzt werden. Ein Beispiel zeigt jedoch die Größenordnung der zu erwartenden Fehler: Tritt vom Druckspeicher bis zur Blase maximal gerade etwa das kritische Druckgefälle auf, also z.B. Druckabfall von 2 auf 1 bar, dann beträgt die kinetische Energie des mit Schallgeschwindigkeit strömenden Dampfes ca. 27 kcal/kg, während die latente Wärme des trockenen Sattdampfes etwa 540 kcal/kg ist, so daß der maximale Fehler in der abzuführenden Wärme etwa 5 % beträgt. Ein Fehler dieser Höhe ist bei der Ermittlung der Kondensationsraten, wobei die Unsicherheiten eher die Größenordnung betreffen, völlig belanglos.

Eine andere Fehlerquelle tritt außerdem im Druckspeicher auf, weil der zugeführte Dampf "von außen" beispielsweise mit konstanter Energie aus einer kritischen Düse eintritt (damit der

Eintrittsmassenstrom vom Druck im Druckspeicher unabhängig ist), während der bereits im Druckspeicher befindliche Dampf adiabate Zustandsänderungen um den Eintrittsenergieinhalt herum ausführt, denn der Eintrittsenergieinhalt (Enthalpie und kinetische Energie) bestimmt im zeitlichen Mittel die Dampfenthalpie im Speicher. Aber gerade aus dem letztgenannten Grund muß sich im zeitlichen Mittel dieser Fehler in der Mischenthalpie herausheben und er fällt im übrigen um so weniger ins Gewicht, je größer der Dampfspeicher ist.

Zu erwähnen sind noch die Fehler, die aus der Nichtunterscheidung von Dampf und Luft resultieren. Im Druckspeicher und in den GaU-Rohren sind die Fehler bezüglich der Zustandsberechnung einfach deswegen klein und tolerierbar, weil nur Luftgehalte zwischen Null bis maximal etwa 5 % von Interesse sind. In den Dampfblasen tritt jedoch durch die selektive Kondensation des Wasserdampfes eine Anreicherung der Luft auf Werte bis nahe 100 % ein. In diesem Falle treten Fehler bei der Druck- und Temperaturberechnung z.B. durch die Verwendung von etwas falschen Werten für den Isentropenexponenten auf; so kann in der Rechnung z.B. die Existenz von Naßdampf angenommen sein (mit einem Isentropenkoeffizienten κ von ca. 1,1), während in Wirklichkeit ein Heißdampf-Luft-Gemisch (mit $\kappa \approx 1,4$) vorliegt. Trotzdem sind auch hier die Fehler z.B. in der Dampfenthalpie noch tolerierbar (die Kondensationsraten sind sowieso bei Anwesenheit von Luft drastisch vermindert) und die Fehler in der Druckberechnung bleiben erträglich, weil bei Anwesenheit von Luft wegen den verminderten Kondensationsraten auch die Heftigkeit der Dynamik und damit die Druckänderungen vermindert werden.

Es ist somit festzuhalten, daß die Durchführung der Dampfzustandsbestimmung mit der Annahme rein isentroper Zustandsänderungen gegenüber anderen wesentlichen Unsicherheiten in der Problembeschreibung völlig unwesentliche und daher tolerable Fehler erzeugt. Andererseits macht diese Vereinfachung eine einheitliche Beschreibung der Zustandsänderungen in allen Dampfolumina des Problems einschließlich der Berücksichtigung des Auftretens von Naßdampf möglich, was bei extremen Druckänderun-

gen in kollabierenden Blasen bedeutsam ist.

Sind somit alle im System modellmäßig zugelassenen Zustandsänderungen nur Isentropen, dann liegt der Dampfzustand mit der Angabe des Druckes, bei dem die Isentrope die Sattedampf-kurve schneidet ("Schnittpunkt-druck"), und dem aktuellen Druck fest. Da sich der Schnittpunkt-druck innerhalb eines Rechenlaufes nicht mehr ändert, liegt mit Angabe irgend eines Druckes auch die zugehörige Dampfenthalpie fest. Bei der Mischung oder Entnahme von Dampf-massen genügt also eine einfache Massenbilanz für das betreffende Volumen, um unter Einbeziehung etwaiger Volumenänderungen den neuen Dampfzustand zu berechnen. Sind m_0 und m die Dampf-massen vor und nach der Zustandsänderung und sind V_0 und V die entsprechenden Volumina des "Dampf-knotens", dann ergibt sich der Druck nach der Zustandsänderung zu

$$P = P_0 \cdot \left(\frac{V_0}{V} \cdot \frac{m}{m_0} \right)^{\kappa}, \quad (1)$$

wobei P_0 der Druck vor der Zustandsänderung und κ der mittlere Isentropen-exponent sind. Dabei sollten die Änderungen nicht zu groß sein, damit die Fehler bei der Ermittlung von κ klein bleiben. Allerdings sind die Werte κ für Heiß- und Naß-dampf erheblich unterschiedlich; in KONDAS werden dafür Näherungsfunktionen verwendet. Für Heißdampf liegen im hier interessierenden Bereich die Werte von κ zwischen 1,25 und 1,32 während sie für Naßdampf etwa zwischen 1,09 und 1,14 variieren.

Die übrigen in der Rechnung benötigten Zustandswerte wie Dampf-temperatur, Sättigungstemperatur zu einem gegebenen Druck usf. werden in KONDAS ebenfalls durch vereinfachte (aber für den beschränkten Verwendungsbereich ausreichend genaue) Stoffwert-funktionen beschrieben. Für die Dampf-temperaturen T_0 und T vor und nach der Zustandsänderung ergibt sich

$$T = \begin{cases} T_0 \cdot \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} & ; \text{ für Heißdampf} \\ T_{\text{Sättigung}} & ; \text{ für Naßdampf} \end{cases} \quad (2)$$

Die ausführliche Beschreibung der in KONDAS verwendeten insgesamt 12 ad-hoc-Stoffwertfunktionen würde den Rahmen des Berichtes sprengen; im Kapitel 2.4 wird daher nur ein kurzer Abriß gegeben.

2.2.2 Druckfeld bei unendlich ausgedehntem Medium

Beim Vorliegen größerer Rohrfelder (also z.B. zur Untersuchung der Synchronisationsphänomene) liegt in KONDAS der Fall des unendlich ausgedehnten Fluidraumes vor, in dem jede Rohrmündung bzw. jede Blase eine Quelle (positiver oder negativer Ergiebigkeit) darstellt. Für diesen Fluidraum sind nun Druckrandbedingungen an jeder freien Oberfläche (dort herrscht der jeweilige Dampfdruck) und im Unendlichen (dort ist der Druck P_∞) zu befriedigen, bzw. es ist P_a in den Gln. 11, 15 und 16 in Abschnitt 2.1.1 so zu wählen, daß gleichzeitig alle Druckrandbedingungen für das Fluid erfüllt sind.

Das Druckfeld einer Quelle ist z.B. durch Gl. 12 in Abschnitt 2.1.1 gegeben; es zerfällt in einen Nah- und Fernfeldanteil, wobei der Nahfeldanteil durch das Glied mit $1/r^4$ gegeben ist und im folgenden (weil die Kopplungen über das Fernfeld allein relevant sind) außer für die jeweilige Quelle selbst vernachlässigt werden kann. Aus der o.g. Gl. 12 wird also in verkürzter Schreibweise für das Fernfeld

$$\frac{P_r - P_\infty}{\rho} = \frac{A_i}{r} \quad , \quad (1)$$

wobei p_r den Druck im beliebigen Abstand r vom Quellpunkt für eine Quelle i darstellt. Setzt man

$$\Delta p_i = (P_r - P_\infty)_i \quad , \quad (2)$$

so erhält man durch einfache Superposition der Druckfelder aller Quellen die Druckänderung im Fluid beim Vorliegen mehrerer Quellen zu

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \sum_i \frac{A_i}{r_{ij}} \quad , \quad (3)$$

wobei r_{ij} die Radiusvektoren vom betrachteten Aufpunkt j zu allen Quellpunkten i sind.

Da Gl. 23 auch für die Blasenoberflächen selbst gilt (wobei der Nahfeldanteil der jeweiligen Blase nach obigem zu berücksichtigen ist), erhält man für den Dampfdruck $P_{D,j}$ der Blase j die Beziehungen (mit r_{jj} = Radius der Blase j)

$$\frac{P_{D,j} - P_{\infty}}{\rho} = \sum_i \frac{A_i}{r_{ij}} + \frac{B_j}{r_{jj}^4} \quad (4.1)$$

$$\frac{P_{D,j} - P_{a,j}}{\rho} = \frac{A_j}{r_{jj}} + \frac{B_j}{r_{jj}^4} \quad (4.2)$$

Durch Eliminieren von $p_{D,j}$ folgt

$$P_{a,j} = P_{\infty} + \sum_{i \neq j} \frac{\rho \cdot A_i}{r_{ij}} \quad (5)$$

und hat damit eine Gleichung zur Ermittlung der die Fluidrandbedingungen befriedigenden p_a -Werte in den Gln. 11, 15 und 16 von Abschnitt 2.1.1. Es hat sich allerdings bei dem Verfahren der expliziten Integration in KONDAS gezeigt, daß durch die Verwendung der A_i jeweils aus dem vorhergehenden Zeitschritt die p_a -Werte für als Blasen vorliegende Quellen numerisch instabil durch ungünstiges Fehleraufschaukeln werden. Um diese Instabilität zu vermeiden, müssen bei Rohranzahlen > 2 gewöhnlich nach jedem und sonst nach Ablauf von einigen Zeitschritten die A_i für alle als Blasen vorliegenden Quellen implizit durch Anwendung von Gl. 3 (ergänzt um den Nahfeldanteil der jeweiligen Blasen j) bestimmt werden. Dazu ist das lineare Gleichungssystem

$$\sum_{i=k} \frac{A_i}{r_{ij}} = \frac{P_{D,j} - P_{\infty}}{\rho} - \frac{B_j}{r_{jj}^4} - \sum_{i \neq k} \frac{A_i}{r_{ij}} \quad (6)$$

zu lösen. i ist der laufende Index aller Quellen, j und k sind aus der Menge i die Indizes aller als Blasen vorliegenden Quellen und Gl. 6 ist nacheinander für alle j aufzustellen, wobei für jede Gleichung alle k aus der Menge i durchlaufen werden.

Der Aufwand zur Lösung des Gleichungssystems Gl. 6 wächst mit zunehmender Anzahl der Quellen überproportional an. Infolge der Notwendigkeit, Gl. 6 in jedem Zeitschritt zu lösen, sollte die Anzahl der parallel arbeitenden GaU-Rohre praktisch auf etwa 15 bis 20 begrenzt werden. Vom Rechenprogramm KONDAS her existiert zwar prinzipiell keine solche Begrenzung der Anzahl parallel arbeitender GaU-Rohre, weil aber bei der in KONDAS eingebauten Lösungsroutine für das lineare Gleichungssystem nur "einfache Genauigkeit" der Zahlen und keine Abfrage auf Singularität Verwendung finden, wird die Rechnung bei größeren Rohranzahlen fehlerhaft (instabil).

2.2.3 Druckfeld im rohrförmigen Behälter

Während bei der Untersuchung von Synchronisationseffekten bei großen Rohrfeldern die von den Behälterwänden herrührenden Druckrückwirkungen von kleinerer Bedeutung sind und auch wegen der Schwierigkeit ihrer Beschreibung im vorigen Abschnitt außer Betracht blieben, kann diese Vereinfachung bei den gegenüber dem Anlagen-DAS viel engeren Experimentierbehältern nicht mehr zugelassen werden. Bei diesen bisher gewöhnlich rohrförmigen senkrecht stehenden Behältern wurden in Experimenten von GE und KWU Versuche mit meist nur einem GaU-Rohr gemacht. Den in diesen engen Behältern erzeugten Druckwellen bleibt nach einem kurzen Einschwingvorgang hauptsächlich nur die vertikale Ausbreitungsrichtung mit Wechselwirkung der Druckwellen mit der nachgiebigen Behälterwand und Reflektion der Wellen am Behälterboden bzw. an der freien Wasseroberfläche übrig. Diese Aussage trifft um so eher zu, je kleiner der Behälterdurchmesser im Verhältnis zur Höhe der Wasserfüllung ist und je länger die Wellenlängen der sich ausbildenden Druckwellen im Verhältnis zum Durchmesser sind. Dann läßt sich die Druckwellenausbreitung durch ein Modell mit einem eindimensional leitenden Wellenleiter angenähert beschreiben. Damit läßt sich wenigstens angenähert die Wechselwirkung zwischen Fluid und Behälterwand im Rechenmodell nachbilden.

Zur Beschreibung des eindimensional leitenden Wellenleiters werde von einem im Ruhestand prismatischen Behälter mit der nach oben positiven Längenkoordinate x und der mit dem Druck p veränderlichen Querschnittsfläche F ausgegangen. Mit der über den Querschnitt gemittelten Strömungsgeschwindigkeit u lautet die eindimensionale Kontinuitätsgleichung für inkompressibles Fluid

$$\frac{\partial F}{\partial t} + F \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + u \cdot \frac{\partial F}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

und die eindimensionale Impulsgleichung für reibungsfreie Strömung ist

$$\rho \cdot u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \cdot \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0. \quad (2)$$

Zwischen der Querschnittsfläche F und dem örtlichen Druck existiere die von x unabhängige trägheitsfreie Beziehung

$$F = F_0 + \varphi \cdot p. \quad (3)$$

Im akustischen Bereich können die nichtlinearen gemischten Glieder $u \cdot \frac{\partial F}{\partial x}$ und $u \cdot \frac{\partial u}{\partial x}$ in den Differentialgleichungen 1 und 2 gegenüber den übrigen Termen vernachlässigt werden und man erhält aus den Gln. 1 bis 3 die gekoppelten linearen partiellen Differentialgleichungen

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\varphi}{F_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Die Schallgeschwindigkeit a in einem kompressiblen Fluid ist durch

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (5)$$

gegeben, wobei s die Entropie ist. Näherungsweise gilt für

kondensierte Stoffe wie kaltes Wasser

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s \approx \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T \approx \frac{1}{\alpha^2} \quad (6)$$

Das Differential ∂p kann daher in der eindimensionalen Betrachtungsweise aus einem Fluid- und einem Behälteranteil zusammengesetzt werden

$$\partial p = \partial p_{\text{Fluid}} + \rho \cdot \frac{\partial F}{F_0} \quad (7)$$

und man erhält die System-Schallgeschwindigkeit

$$a_s \text{ mit } \varphi = \frac{\partial F}{\partial p} \text{ zu}$$

$$\frac{1}{a_s^2} = \frac{1}{\alpha^2} + \frac{\rho \cdot \varphi}{F_0} = \frac{\rho \cdot \varphi^*}{F_0} \quad (8)$$

Hierbei stellt φ^* eine Ersatzgröße für die Behälternachgiebigkeit dar, die die Kompressibilität des Fluids, welche bei der Ableitung des Gleichungssystems 4 nicht berücksichtigt war, mit einzubeziehen erlaubt. Mit φ^* anstelle von φ wird unter Verwendung von Gl. 8 aus den Gln. 4

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &= - \frac{1}{\rho \cdot a_s^2} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Dieses Gleichungssystem hat nach Riemann (vgl. z.B. /7/, Seite 392 ff.) die Lösung

$$\left. \begin{aligned} p &= \phi\left(t - \frac{x}{a_s}\right) + \psi\left(t + \frac{x}{a_s}\right) \\ u &= \frac{1}{\rho \cdot a_s} \cdot \left[\phi\left(t - \frac{x}{a_s}\right) - \psi\left(t + \frac{x}{a_s}\right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Dabei ist ϕ eine Welle die in Richtung der x - Achse läuft, während ψ sich entgegengesetzt fortpflanzt.

An den Enden des Wellenleiters (also an der freien Wasseroberfläche bzw. am als starr angenommenen Behälterboden) sind

Randbedingungen zu erfüllen, die sich in Reflektionseigenschaften ausdrücken. D.h., daß z.B. die an der freien Oberfläche theoretisch aus dem System herauslaufende Welle ϕ eine am Wasserspiegel neu entstehende Welle ψ erzeugen muß in der Weise, daß ständig die Bedingung $p = 0$ dort erfüllt ist. Am starren Boden gilt als Randbedingung $u = 0$ und man erhält aus den Gln. 10 die Reflektionsbedingungen

$$\left. \begin{aligned} \psi &= -\phi && \text{für } p = 0 \text{ (Wasserspiegel)} \\ \phi &= \psi && \text{für } u = 0 \text{ (starrer Boden)} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Die Anwendung der Gln. 10 und 11 würde bedeuten, daß einmal angeregte Wellen ungedämpft im System hin und her laufen. In Wirklichkeit ergeben sich jedoch ständig Verluste durch Anregung von hier nicht erfaßten Schwingungsmodes des Behälters usf.. Vereinfacht läßt sich das durch Einführung eines Exponential-Dämpfungsterms nach

$$\left. \begin{aligned} \phi(t_1 - \frac{x}{a_s}) &= \phi(t_0 - \frac{x}{a_s}) \cdot \exp\left(-\frac{t_1 - t_0}{\tau}\right) \\ \psi(t_1 + \frac{x}{a_s}) &= \psi(t_0 + \frac{x}{a_s}) \cdot \exp\left(-\frac{t_1 - t_0}{\tau}\right) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

berücksichtigen. Die Zeitkonstante τ muß durch Anpassung an die experimentelle Erfahrung ermittelt werden.

In den so beschriebenen Wellenleiter werden durch die eingetauchten GaU-Rohre Druckstörungen über die zeitabhängige Quellenergiebigkeit eingebracht und die reflektierten Druckwellen wirken wiederum auf die Quellenergiebigkeit zurück. Entsprechend der Eintauchtiefe der GaU-Rohre ergibt sich also eine Ankopplung der Bewegungsvorgänge des Wassers um die und in den GaU-Rohren an den Wellenleiter bei einem bestimmten Wert der x-Koordinate. Um nicht die Komplikation wandernder Koppelstellen bei aufsteigenden abgelösten Blasen zu erhalten, werden in KONDAS die Wirkungen aller GaU-Rohre (meist nur eines) und aller Blasen in einer Ebene zusammengefaßt und die Druckrückwirkung auch nur in dieser Ebene bestimmt.

Um die Einkopplung der zusammengefaßten Quelle konsistent mit der skizzierten Theorie des eindimensionalen Wellenleiters zu ermöglichen, wird ein Horizontalschnitt durch den Behälter in der Höhe der GaU-Rohrmündungen betrachtet. In diesen Schnitt hinein liefert die Quelle einen Volumenstrom \dot{V} , so daß für die Drücke p_o und p_u oberhalb und unterhalb der Schnittstelle und für die Strömungsgeschwindigkeiten u_o und u_u oberhalb und unterhalb gilt

$$p_o = p_u \quad (13)$$

$$u_o = u_u + \Delta u \quad (14)$$

mit

$$\Delta u = \frac{\dot{V}}{F_o} \quad (15)$$

Mit Hilfe der Gln. 10 erhält man aus den Gln. 13 und 14 unter Berücksichtigung der Tatsache, daß Änderungen einer die Schnittstelle passierenden Welle erst hinter der Schnittstelle auftreten, die Gleichungen

$$\phi_o + \psi_o = \phi_u + \psi_u$$

$$\phi_o - \psi_o = \phi_u - \psi_u + \rho \cdot a_s \cdot \Delta u$$

wobei ϕ_o und ψ_u die Unbekannten sind. Die Lösung dieser Gleichungen lautet

$$\left. \begin{aligned} \phi_o &= \phi_u + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot a_s \cdot \Delta u \\ \psi_u &= \psi_o + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot a_s \cdot \Delta u \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Der Druck an der Einspeisestelle ist

$$p = \phi_o + \psi_o = \phi_u + \psi_u \quad (17)$$

Demnach ist die Druckerhöhung im Vergleich zum Fall mit $\dot{V} = 0$ an der Einspeisestelle

$$\Delta p = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot a_s \cdot \Delta u$$

und man erkennt den grundlegenden Unterschied zur inkompressiblen Strömung, bei der Δp von \dot{u} und nicht direkt von u abhängig ist. Der Unterschied verwischt sich jedoch für langsame Transienten, weil dann verzögert nach dem Ausgleich mit den an den Rändern reflektierten Signalen schließlich auch beim Wellenleiter nur noch die Abhängigkeit von \dot{u} sichtbar ist.

Für einen zylindrischen Behälter läßt sich der in Gl. 3 definierte Koeffizient Ψ nach der Kesselformel leicht ableiten und man erhält

$$\Psi_{\text{Rohr}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_o^3}{s_w \cdot E} \quad , \quad (18)$$

wobei

R_o = Rohrradius

s_w = Wanddicke

E = Elastizitätsmodul des Wandmaterials.

Bei der Lösung der Bewegungsgleichungen des Wassers wurde immer vorausgesetzt, daß um die Blase usw. herum eine endliche (oder auch unendliche) Schicht inkompressiblen Fluids existiert. Diese Voraussetzung wird auch hier beibehalten, um eine dem Problem angepaßte Beschreibung des Nahfeldes um die Blasen bzw. Rohrmündungen zu erhalten: Es existiere eine Fluidkugel um die Blasen usf. herum mit dem Radius r_a und dem Druck p_a auf der Außenfläche, so wie in Abschnitt 2.1.1, Gl. 11 ff. angenommen. Der Druck p_a auf der Außenfläche wird durch Gl. 17 gegeben, \dot{V} von Gl. 15 ist der Volumenstrom durch die Kugeloberfläche mit dem Radius r_a .

Bei dieser Vorgehensweise ist zu beachten, daß die der Blasenoberfläche ferner liegenden Fluidbereiche hinsichtlich ihres Trägheitseinflusses nicht mehr sehr stark in's Gewicht fallen, so daß die konkrete Festlegung von r_a nicht sehr wesentlich ist, sofern r_a deutlich größer ist als der größte auftretende

Blasenradius R . Da nach der weiter oben durchgeführten Überlegung infolge der Reflektionen der Druckwellen an den Enden des Wellenleiters der Übergang von der Wellen- zur Trägheitsdarstellung gleitend ist, ergibt die willkürliche Wahl von r_a nicht grundsätzliche Modellfehler, sondern wirkt sich etwas auf die Feinstruktur der entstehenden Druckwellen aus. Allerdings muß noch eine Begrenzung des zulässigen Zeitschrittes Δt in der Rechnung vorgenommen werden, damit nicht Instabilitäten dadurch auftreten, daß die durch Beschleunigungsvorgänge der Wasserschicht der Dicke $r_a - R$ hervorgerufenen Änderungen des Druckes p_a die Größenordnung des treibenden Druckgefälles $p_D - p_a$ erreichen. Mit dem Anfangswert $R = 0$ erhält man aus dieser Forderung mit Gl. 11 von Abschnitt 2.1.1 unter Berücksichtigung der Gln. 15 und 17 schließlich als Kriterium für den zulässigen Zeitschritt

$$\Delta t \leq \frac{F \cdot (r_a - R)}{6 \cdot \pi \cdot a_s \cdot R \cdot \tau_a} \quad (19)$$

Beim Einhalten dieses Kriteriums konnten numerische Instabilitäten in KONDAS vermieden werden, weshalb eine entsprechende Automatik zur Überspeicherung eines etwa vorgegebenen Wertes für Δt eingebaut wurde. Außerdem ergeben sich aus praktischen Gründen in KONDAS weitere Kriterien für die zulässige obere Grenze für Δt , die wegen einer Vorausschätzung und nachträglichen Korrektur von p_a mit der ungestörten Lauflänge der Druckstörungen innerhalb eines Zeitschrittes zusammenhängen, auf die hier jedoch nicht näher eingegangen werden soll.

2.3 Stoff- und Wärmeübergang

In die Wasservorlage des Druckabbausystems werden beim GaU über längere Zeitspannen Luft und Wasserdampf mit wechselndem Mischverhältnis eingebracht. Dabei wird der Wasserdampf kondensiert und heizt das Wasser auf, während die Luft in Form mehr oder weniger großer Blasen aufschwimmt und zum bleibenden Druckaufbau im DAS beiträgt. Für den Kondensationsvorgang ist der Luftgehalt des Dampfes hinderlich, weil durch Luftanreicherung über den Kondensationsflächen der Wasserdampfpartialdruck lokal abgesenkt wird. Bei der Kondensation des Dampfes muß die latente Wärme (= Verdampfungswärme) abgeführt werden, um Wasser entstehen zu lassen, welches sich der Wasservorlage zumischt. Deswegen handelt es sich bei der Kondensation stets um ein Problem des gekoppelten Stoff- und Wärmeübergangs, das allerdings hier wegen der großen Verdampfungswärme des Wassers praktisch ausschließlich über den Wärmetransport kontrolliert ist.

Neben den Problemen der Kondensation lufthaltigen Dampfes an freien Oberflächen müssen auch noch Aspekte der Ausbildung dieser freien Oberflächen diskutiert werden.

2.3.1 Kondensation an freien Oberflächen von Flüssigkeiten

Bei der Kondensation von luftfreiem oder lufthaltigem Dampf in einer mit dem GaU-Rohr in Verbindung stehenden Blase treten vielfältige Erscheinungen auf, deren komplexe Natur und statistischer Charakter eine "exakte" Beschreibung sehr stark erschweren. Man kann aber davon ausgehen, daß infolge der transienten und quasiperiodischen Bewegung des Wasserspiegels um die Rohrmündung herum, wobei bei jeder größeren Bewegung Anfahrwirbel erzeugt werden, sowie durch die Rührwirkung des Dampfimpulses und der aufsteigenden Blasen u.a.m. der Strömungszustand des die Rohrmündung umgebenden Wassers turbulent ist. Es liegt jedoch keine ausgesprochene Nettoströmung des umgebenden Wassers vor.

Es herrschen also um die Blasen herum turbulente Strömungsbewegungen vor, die einerseits die freien Oberflächen ständig verformen und aufräumen, und die andererseits fähig sind, die Kondensationswärme von den Oberflächen weg in das Innere des umgebenden Wassers zu transportieren. Die Oberfläche selbst muß bei diesen Vorgängen wegen der Oberflächenspannung gegen den weniger dichten Dampf mikroskopisch glatt bleiben. Dies hat zur Folge, daß an der Oberfläche selbst, die in der zu ihr normalen Richtung von der an sich dreidimensional turbulenten Strömung "mitgenommen" wird, nur noch ein im wesentlichen zweidimensionaler Strömungszustand herrschen kann. Es muß sich somit durch die Unterdrückung der wandnormalen Strömungskomponente ein Zustand an der Oberfläche ausbilden, der einem laminaren Film ähnlich ist und sich ähnlich wie eine wandnahe laminare Unterschicht bei turbulenten Kanalströmungen verhält.

Aus diesem Bild des Strömungszustandes an freien Oberflächen kann nun ein erstes und sehr einfaches Modell des Kondensationsvorganges gebildet werden: Die an der Oberfläche frei werdende Kondensationswärme muß durch molekulare Leitung in das turbulente Fluid hineingebracht werden, wobei die Temperatur des turbulenten Pools als konstant angesehen wird. Die Oberflächentemperatur, bei der die Kondensationswärme anfällt, ist durch die zum dort vorhandenen Partialdruck des Dampfes gehörende Gleichgewichtstemperatur für Sättigung gegeben. Aus der Dicke des laminaren Filmes, der Wärmeleitfähigkeit des Wassers, der Oberflächen- und der mittleren Fluidtemperatur erhält man so eine Wärmeübergangszahl für die Kondensation. Da jedoch dieses Modell die Dicke des laminaren Filmes als Eingabe benötigt und die experimentell zu beobachtenden Wärmeübergangszahlen in weiten Grenzen durch Rückkopplung mit dem Strömungszustand des Dampfes veränderlich sind, können damit nur bedingt realistische Ergebnisse erwartet werden. So ist bekannt (vgl. /3/), daß sich beim Einblasen von Dampf durch GaU-Rohre mit sehr hohen Geschwindigkeiten an der Mündung der Rohre ein "Dampfkegel" ausbildet, dessen Oberfläche relativ zum Dampfmassenstrom viel weniger groß ist als der entsprechende relative Wert

bei der Blasen Kondensation, die bei kleinen Einblasegeschwindigkeiten auftritt. Wegen seiner relativen Realitätsferne wurde nach anfänglicher Verwendung für Testzwecke dieses einfache Kondensations-Wärmeübergangsmodell wieder aus KONDAS entfernt.

Wesentlich näher an den realen Vorgängen orientiert und daher auch erweiterungsfähig ist das folgende Modell, das vom turbulenten Strömungszustand des Pools ausgeht:

Die Transporteffekte im turbulenten Fluid lassen sich analog den Transporteffekten bei Gasen nach der kinetischen Gastheorie verstehen (vgl. /8/, S. 10 - 12). So kann der turbulente Wärmetransport durch eine der Temperaturleitfähigkeit analoge Größe A ausgedrückt werden, die sich als Produkt der freien Mischlänge l und der Schwankungsgeschwindigkeit u nach

$$A = l \cdot u \quad (1)$$

ergibt. Aus dem Mischungsweg l und der Schwankungsgeschwindigkeit u kann man aber durch Quotientenbildung auch eine Austauschfrequenz f bilden, die angibt, wie häufig sich an einem raumfesten Punkt der Strömung neue individuelle Fluidballen befinden

$$f = \frac{u}{l} \quad (2)$$

Im Gegensatz zur Kanalströmung kann hier in erster Näherung angenommen werden, daß l und u bei Annäherung an die freie Oberfläche infolge ihrer "Nachgiebigkeit" nicht abstandsabhängig sind, so daß die Frequenz f auch als Austauschfrequenz von Fluidballen an der freien Oberfläche angesehen werden kann. Der Reziprokwert von f stellt danach die Aufenthaltszeit τ der Fluidballen an der Oberfläche der Flüssigkeit dar. Innerhalb der Zeitspanne τ werden die Flüssigkeitsballen, die mit der in der näheren Umgebung der Oberfläche herrschenden Fluidtemperatur ankommen, von der Oberfläche her instationär aufgeheizt. Betrachtet man die Fluidballen als laminare Substrukturen, dann erfolgt die Aufheizung allein durch molekulare Wärmeleitung. Bezeichnet ΔT die Temperaturdifferenz zwischen

der Oberfläche (Sättigungstemperatur) und der Temperatur im Innern des Fluids, dann ergibt sich die "Wärmeeindringtiefe" \bar{y}_0 aus der eindimensionalen instationären Wärmeleitungsgleichung (vgl. /9/, S. 35 und 36) mit konstanten Stoffwerten zu

$$\bar{y}_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{\lambda \cdot \tau}{\rho \cdot c_p}} \quad (3)$$

Hierbei sind λ die molekulare Wärmeleitfähigkeit, ρ die Dichte und c_p die spezifische Wärmekapazität des Fluids. \bar{y}_0 ist so bestimmt, daß die in der Zeit τ vom Fluid insgesamt aufgenommene Wärmemenge gleich ist wie die zur Aufheizung der Schicht \bar{y}_0 um die Temperaturspanne $\Delta\vartheta$ benötigte Wärmemenge. Definiert man den Kondensationswärmeübergangskoeffizienten α nach

$$\alpha = \frac{q}{\Delta\vartheta} \quad (4)$$

wobei q der zeitlich gemittelte Wärmestrom pro Flächeneinheit der freien Oberfläche ist, dann erhält man mit der Austauschfrequenz f

$$q = f \cdot \bar{y}_0 \cdot \Delta\vartheta \cdot \rho \cdot c_p \quad (5)$$

und mit Gl. 4 wird die Wärmeübergangszahl

$$\alpha_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{f \cdot \lambda \cdot \rho \cdot c_p} \quad (6)$$

die für laminar bleibende Fluidballen gültig ist. Mit diesem Modell für den Wärmeübergang bei Kondensation an freien Oberflächen turbulenter Fluide ist es gelungen, die Wärmeübergangszahl allein auf Größen des turbulenten Austausches im Innern des Fluids zurückzuführen; die Grundlagen dieses Modells sind im wesentlichen identisch mit denen des in /11/ erwähnten "large eddy model".

In KONDAS ist die Verwendung dieses einfachen Modells des Kondensations-Wärmeüberganges als Option vorgesehen. Es wird mit der Eingabegröße KZWUEZ = 0 aktiv. Während das im folgenden beschriebene erweiterte Modell mit "vernünftigen" Eingabeparametern

im Mittel durchaus glaubhafte Wärmeübergangszahlen liefert, muß bei alleiniger Verwendung des einfachen Modells nach Gl. 6 zur Nachbildung der mittleren Wärmeübergangszahlen des erweiterten Modells mit einer überhöhten Austauschfrequenz f gearbeitet werden. Diesem Nachteil steht der Vorteil des einfachen Modells gegenüber, daß die beim erweiterten Modell bisher infolge des ungünstigen Zusammenwirkens verschiedener Modellannahmen noch vorhandene Übererregung der Schwingungen der Dampfsäule im GaU-Rohr vermieden wird.

Bisher berücksichtigt unser Modell noch nicht die Tatsache, daß der kondensierende Dampf beim Phasenübergang seinen Impuls an die Flüssigkeitsoberfläche überträgt und damit bei Anströmung mit tangentialer Komponente eine Schubspannung auf die Oberfläche ausübt. Diese Schubspannung kann sowohl die Wirkung haben, die Aufenthaltszeit der Fluidballen an der Oberfläche (also auch die Austauschfrequenz) zu verändern, als auch durch Mikrorührwirkung die "Wärmeeindringtiefe" \bar{y} zu vergrößern. Denkt man sich die Flüssigkeitsoberfläche bezüglich der Richtung regellos angeströmt, dann wird die Veränderung der Austauschfrequenz in erster Näherung vernachlässigbar sein (im Mittel heben sich Verkürzung durch Gleichstrom von Dampf und Fluidballen und Verlängerung der Aufenthaltszeiten durch Gegenstrom der Partner angenähert auf). Daher wird der mögliche Effekt einer Mikrorührwirkung besonders zu untersuchen sein.

Ist α der aktuelle Wärmeübergangskoeffizient bei Kondensation an der freien Oberfläche, so erhält man für die an der Oberfläche angreifende Schubspannung τ_w aus dem Impulssatz für den Dampf mit Abbremsung auf Null

$$\tau_w = \frac{w_D \cdot \Delta h \cdot \cos \beta \cdot \alpha}{\Delta h} \quad (7)$$

Dabei sind w_D die Geschwindigkeit des Dampfes, β der Anströmwinkel ($\beta = 90^\circ$ ist die Richtung der Normalen) und Δh die Verdampfungswärme des Dampfes.

Es wurde hier vorausgesetzt, daß eine Rückwirkung von τ_w auf α über den Effekt einer Mikrorührwirkung an der Flüssigkeitsoberfläche besteht; man erkennt die Rückkopplung bereits in Gl. 7. Da im Gesamtmodell auch w_D und β von α abhängig sein müssen, handelt es sich also um ein mit einem Eigenwertproblem vergleichbares Problem.

Eine Erhöhung der Wärmeeindringtiefe \bar{y} über den laminaren Grenzwert \bar{y}_0 hinaus ist nur über die Entstehung einer turbulenten Grenzschicht an der Fluidoberfläche denkbar, wobei angenommen werden soll, daß entsprechend den weiter oben diskutierten zweidimensionalen Strömungszuständen direkt an der freien Oberfläche dort stets eine laminare Grenzschicht anzutreffen ist. Innerhalb der turbulenten Grenzschicht sei die Temperatur des Fluids konstant. Der Wärmetransport bei der Kondensation erfolgt dann zunächst durch molekulare Leitung durch die dünne laminare Grenzschicht in die turbulente Grenzschicht hinein. Diese turbulente Grenzschicht wird durch die Austauschvorgänge an der Oberfläche analog zu den Vorstellungen zu Gl. 6 abtransportiert und führt die aufgenommene Wärme den turbulenten Austauschprozessen innerhalb des Fluids zu. So existiert eine Kaskade der Wärmeübertragung: Durch Kondensation von Dampf wird Wärme bei Sättigungstemperatur frei und geht durch Leitung an die turbulente Grenzschicht, deren Temperatur sich im Mittel durch den Austausch von erwärmtem durch kälteres Wasser aus der näheren Umgebung einstellt. Dort erfolgt eine großräumige turbulente Durchmischung, die ein entsprechendes relativ flaches Temperaturprofil erzeugt. Der Unterschied zwischen der Mikrodurchmischung in der turbulenten Grenzschicht und der weitreichenden Durchmischung im sonstigen turbulenten Fluid wird durch die Unterdrückung der Mischbewegung normal zur freien Oberfläche hervorgerufen: die freie Oberfläche wird im wesentlichen durch Stromlinien gebildet!

Für die weitere Betrachtung wird eine über die ganze freie Oberfläche gemittelte turbulente Grenzschichtdicke \bar{y} betrachtet, wobei es auf die Ermittlung der Einflüsse auf \bar{y} ankommt. Zur Beschreibung dieser Grenzschicht kann auf das universelle Wand-

gesetz zusammen mit dem Außengesetz der turbulenten Grenzschichten zurückgegriffen werden (vgl. /4/, S. 188 ff. und S. 198 ff.). An der freien Oberfläche herrsche die tangentialen Strömungsgeschwindigkeit U , während im großen Abstand von der Oberfläche die Tangentialgeschwindigkeit verschwindet. Die zeitlich gemittelte tangentialen Geschwindigkeit \bar{u} wird für die oberflächennahe Schicht zu

$$\bar{u} = U - u_{\tau} \cdot \left(2,5 \cdot \ln \frac{y \cdot u_{\tau}}{\nu} + 5,5 \right) \quad (8)$$

und für den Übergang zum ungestörten Fluid

$$\bar{u} = u_{\tau} \cdot \left(-2,5 \cdot \ln \frac{y \cdot u_{\tau}}{\delta_1 \cdot U} - 1,5 \right). \quad (9)$$

In diesen Gleichungen ist $u_{\tau} = \sqrt{\tau_w / \rho}$ die mit der "Wandschubspannung" (hier nach Gl. 7) gebildete Schubspannungsgeschwindigkeit. Weiterhin sind y der Abstand von der Oberfläche (Wandabstand), ν die Viskosität des Fluids und δ_1 ein Maß für die Dicke der Grenzschicht.

Durch Eliminieren von \bar{u} aus den Gln. 8 und 9 erhält man

$$\frac{U}{u_{\tau}} = 2,5 \cdot \ln \frac{\delta_1 \cdot U}{\nu} + 4 \quad (10)$$

Wenn nun τ_w zeitlich konstant wirkt, dann wird der Grenzschicht ständig Impuls zugeführt und U muß stetig anwachsen, ebenso die Grenzschichtdicke und damit δ_1 . Um dieses Verhalten zu beschreiben werde der mittlere Impuls der Grenzschicht und seine zeitliche Veränderung durch τ_w herangezogen. Das arithmetische Mittel der Geschwindigkeit \bar{u} sei u^* und man erhält u^* aus Gl. 8 durch Integration in den Grenzen $z_u = \frac{y \cdot u_{\tau}}{\nu} = 9$ und $z_0 = \frac{y \cdot u_{\tau}}{\nu} = 0,15 \cdot \frac{\delta_1 \cdot U}{\nu}$. Diese Grenzen ergeben sich angenähert aus den Gültigkeitsbereichen der logarithmischen Gesetze (Gln. 8 und 9), wobei die Integration nur dann sinnvoll ist, wenn die Reynoldszahl $\frac{\delta_1 \cdot U}{\nu}$ der Grenzschicht Werte um oder über 2000 annimmt. Mit der Variablen $z = \frac{y \cdot u_{\tau}}{\nu}$ wird $U^* = \frac{1}{z_0 - z_u} \int_{z_u}^{z_0} \bar{u} \cdot dz$ und nach Vereinfachung erhält man für $\delta_1 \cdot U / \nu \geq 2000$ in guter Näherung

$$U^* = U - u_{\tau} \cdot \left(2,5 \cdot \ln \frac{\delta_1 \cdot U}{\nu} - 1,75 \right) \quad (11)$$

und mit Gl. 10 schließlich

$$\frac{U^*}{U} = 1 - \frac{2,5 \cdot \ln \frac{\delta_1 \cdot U}{\nu} - 1,75}{2,5 \cdot \ln \frac{\delta_1 \cdot U}{\nu} + 4} \quad (12)$$

Die Auswertung dieser Gleichung liefert im Bereich von $\frac{\delta_1 \cdot U}{\nu} = 10^3 \div 10^5$ Werte von 0,18 bis 0,27. Für die weitere Rechnung werde der mittlere Wert von $U^*/U = 0,21$ verwendet.

Bei instationärer Bewegung der Grenzschicht muß die Impuls-gleichung gelten und man erhält für die mittlere Geschwindig-keit U^* die Beziehung

$$\tau_w \cdot dt = \rho \cdot \bar{y} \cdot dU^* \quad (13)$$

wobei \bar{y} die tatsächliche Grenzschichtdicke ist, während t die Zeit darstellt.

Nach /4/, S. 199, Abb. 4/23 kann man die tatsächliche Grenz-schichtdicke etwa zu

$$\bar{y} \approx 0,32 \cdot \frac{\delta_1 \cdot U}{u_\tau} \quad (14)$$

abschätzen. Eliminiert man daraus δ_1 mit Hilfe von Gl. 10, dann wird

$$\bar{y} = \frac{0,32 \cdot \nu}{u_\tau} \cdot \exp\left(1,9 \cdot \frac{U^*}{u_\tau} - 1,6\right) \quad (15)$$

Daraus erhält man durch Differentiation

$$dU^* = \frac{u_\tau}{1,9 \cdot \bar{y}} \cdot d\bar{y} \quad (16)$$

und mit Gl. 13 endlich

$$\frac{d\bar{y}}{dt} = 1,9 \cdot \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (\text{Erzeugung}) \quad (17)$$

Gl. 17 stellt hierbei einen Näherungsausdruck für den Erzeu-gungsterm für die Grenzschicht dar. Neben der Erzeugung von turbulenter Grenzschicht durch Impulszufuhr gibt es jedoch auch einen Verlust infolge der Austauschvorgänge mit der Haupt-strömung, sowie eine Produktion durch die direkte Zufuhr des

Kondensates, und schließlich bei rascher Dilatation oder Kompression der freien Oberfläche eine Volumenerhaltung der turbulenten Grenzschicht.

Eine Zahlenrechnung zeigt schnell, daß die Produktion infolge der Zufuhr des Kondensates bei Stoffen mit großen Verdampfungswärmen gegenüber Gl. 17 nur etwa 1 % beträgt und daher vernachlässigbar ist.

Ist F die freie Oberfläche, dann folgt aus der Volumenerhaltung $F \cdot \bar{y} = \text{const}$

$$\frac{d\bar{y}}{dt} = - \frac{\bar{y}}{F} \cdot \frac{dF}{dt} \quad (\text{Volumenerhaltung}) \quad (18)$$

und der Verlust an Grenzschichtvolumen infolge der Austauschvorgänge wird analog zu Gl. 5 zu

$$\frac{d\bar{y}}{dt} = - f \cdot \bar{y} \quad (\text{Austausch}) \quad (19)$$

Dabei stellt Gl. 19 den Volumenstrom normal zur freien Oberfläche dar, der gleichzeitig die Wärme aus der Grenzschicht abtransportiert.

Faßt man die einzelnen Terme der Gln. 17 bis 19 zusammen, dann erhält man die Differentialgleichung

$$\frac{d\bar{y}}{dt} = 1,9 \cdot \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} - \frac{\bar{y}}{F} \cdot \frac{dF}{dt} - f \cdot \bar{y} \quad (20)$$

für die Entwicklung der Dicke der turbulenten Grenzschicht und damit für die Wärmeeindringtiefe in die ausgetauschten Fluidballen an der freien Fluidoberfläche.

In Gl. 20 ist vorausgesetzt, daß der ganze Impuls des kondensierenden Dampfes der Grenzschichtbildung dient. Dies setzt jedoch entsprechend Gl. 13 eine ständig einsinnige Bewegung der Grenzschicht voraus. In Wirklichkeit sind die Verhältnisse verwickelter, so daß möglicherweise auch andere als die hier verwendeten Grenzschichtgleichungen (die eigentlich nur für die

einsinnige Bewegung gelten) heranzuziehen wären. Eine Auswirkung könnte dann sein, daß sich in den Gln. 17 und 20 der Zahlenfaktor 1,9 mehr oder weniger stark vermindert. Um diese Effekte in KONDAS einzubringen, wurde der Zahlenfaktor 1,9 der genannten Gl. 20 mit einem Korrekturfaktor BYQUER multipliziert, der per Eingabe auf andere (kleinere) Werte als Eins eingestellt werden kann.

Um nun Gl. 20 unter Zuhilfenahme von Gl. 7 auswerten zu können, muß die aktuelle Wärmeübergangszahl ermittelt werden. Macht man für die Überlagerung von molekularer Wärmeleitung und dem turbulenten Austausch einen Ansatz analog zu Reynolds (vgl. /4/, S. 270)

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_t, \quad (21)$$

dann kann α_0 nach Gl. 6 bestimmt werden. Der turbulente Anteil α_t ergibt sich aus folgender Überlegung:

Der Kondensationswärmestrom q ist, wenn α_t in Gl. 21 dominiert, durch

$$q = \alpha_t \cdot \Delta\vartheta \quad (22)$$

gegeben, wobei sich die Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ zwischen Sättigung an der Oberfläche und dem Fluid aus den Anteilen $\Delta\vartheta_e$ für molekulare Leitung in der laminaren Grenzschicht und $\Delta\vartheta_t$ als Übertemperatur der turbulenten Grenzschicht über der Fluidtemperatur nach

$$\Delta\vartheta = \Delta\vartheta_e + \Delta\vartheta_t \quad (23)$$

zusammensetzt. Ist nun δ_e die Dicke der laminaren Grenzschicht, dann wird

$$\Delta\vartheta_e = q \cdot \frac{\delta_e}{\lambda} \quad (24)$$

und es gilt (entsprechend den Ausführungen zu Gl. 19), daß der Volumenstrom $f \cdot \bar{v}$ den Wärmestrom q mit der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_t$ mitführt. Somit wird

$$q = f \cdot \bar{v} \cdot \rho \cdot c_p \cdot \Delta\vartheta_t$$

oder

$$\Delta \vartheta_t = \frac{q}{f \cdot \bar{v} \cdot \rho \cdot c_p} \quad (25)$$

Aus den Gln. 22 bis 25 erhält man also

$$\alpha_t = \left(\frac{\delta_e}{\lambda} + \frac{1}{f \cdot \bar{v} \cdot \rho \cdot c_p} \right)^{-1} \quad (26)$$

Um das Gleichungssystem der Gln. 6, 7, 20, 21 und 26 auswerten zu können, müssen noch Aussagen über die Dampfgeschwindigkeit w_D in Gl. 7 und über die laminare Grenzschichtdicke in Gl. 26 gemacht werden. Auf die Ermittlung von w_D wird im Abschnitt 2.3.5 eingegangen.

Die Dicke der laminaren Grenzschicht kann aus dem universellen Wandgesetz nach vorliegenden Erfahrungen aus der Stoff- und Wärmeübertragung zu

$$\delta_e = 4 \cdot \nu \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} \quad (27)$$

angenommen werden (vgl. /8/, S. 124). Benutzt man Gl. 27 mit den Stoffwerten für die Dampfphase (also ν und ρ für das Dampf-Luft-Gemisch), dann kann auch eine evtl. auf der Dampfseite vorhandene Grenzschicht ermittelt werden. Dazu ist jedoch zu sagen, daß dort nicht in jedem Falle eine Grenzschicht vorhanden sein muß, wenn nämlich der gesamte unter dem Winkel β die Oberfläche erreichende Dampf dort unvermittelt kondensiert, dann enden die Stromlinien störungsfrei auf der Flüssigkeitsoberfläche und der Dampf überträgt seinen Impuls unmittelbar auf die Oberfläche. Dagegen verändert sich die Situation bei Anwesenheit von Luft völlig, weil das inerte Gas bei der Kondensation an der Oberfläche "übrigbleibt" und nun gegen den nachströmenden Dampf wegdiffundieren muß (Stephan-Strom).

In diesem Falle muß sich eine gasseitige Grenzschicht ausbilden, die nach wie vor die entsprechend Gl. 7 vorhandene Wandschubspannung τ_w zu übertragen hat. Daher wird die Dicke der laminaren Grenzschicht δ_g mit der Viskosität ν_g und der Dichte ρ_g der Gasphase analog zu Gl. 27 zu

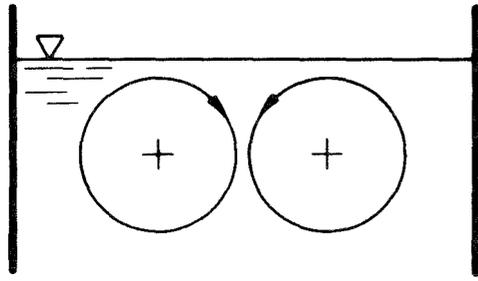
$$\delta_g = 4 \cdot \nu_g \cdot \sqrt{\frac{\rho_g}{\tau_w}} \quad (28)$$

Der Vorteil dieser erweiterten Theorie des Kondensationswärmeverüberganges an freien Oberflächen turbulenter Flüssigkeit liegt vor allem darin, daß im Prinzip kein einziger neuer Parameter einzuführen war, sondern alle Vorgänge auf wohlbekannte Mechanismen rückführbar waren. Allerdings macht die hier gezeigte Ableitung auch deutlich, daß diese erweiterte Theorie noch in vielen Punkten ergänzungs- und verbesserungsbedürftig ist. Zu diesem Zweck wären jedoch auch zusätzliche gezielte experimentelle Arbeiten erforderlich.

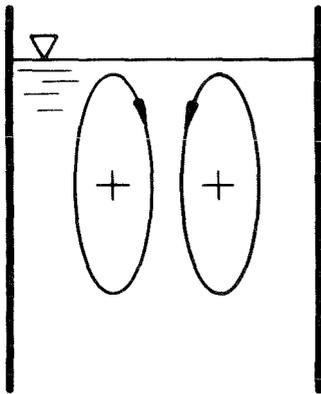
2.3.2 Wärmeleitmodell in Oberflächennähe

Es war bereits im vorigen Abschnitt angedeutet worden, daß der Wärmetransport von den freien Oberflächen weg in die Tiefe der umgebenden Flüssigkeit (außerhalb der unmittelbar an den freien Oberflächen befindlichen Grenzschichten) wie allgemein üblich durch eine turbulente Wärmeleitfähigkeit beschrieben wird. Dabei wird in KONDAS angenommen, daß diese turbulente Wärmeleitfähigkeit an allen freien Oberflächen sowohl innerhalb wie außerhalb der GaU-Rohre im Bereich relativ langsamer Transienten denselben Zahlenwert hat. Dagegen verdient der Fall des Vorliegens sehr rascher Transienten besondere Beachtung: Gemeint ist die sehr rasche Dilatation oder Kompression der freien Oberflächen, die vor allem bei der Blasenbildung und beim Kollaps auftreten und nach der experimentellen Erfahrung durchaus die Größenordnung von $10^2 \text{ m}^2/\text{s}$ Flächenänderungsgeschwindigkeit bei einer Rohrquerschnittsfläche von ca. $0,3 \text{ m}^2$ erreichen kann. Derartig rasch ablaufende Vorgänge haben sicherlich einen merklichen Einfluß auf die Wirbelstruktur des turbulenten Fluids und damit auch auf den Wärmetransport. Im folgenden soll daher versucht werden, den möglichen Einfluß mit stark vereinfachten Betrachtungen im Sinne einer Trendangabe abzuschätzen:

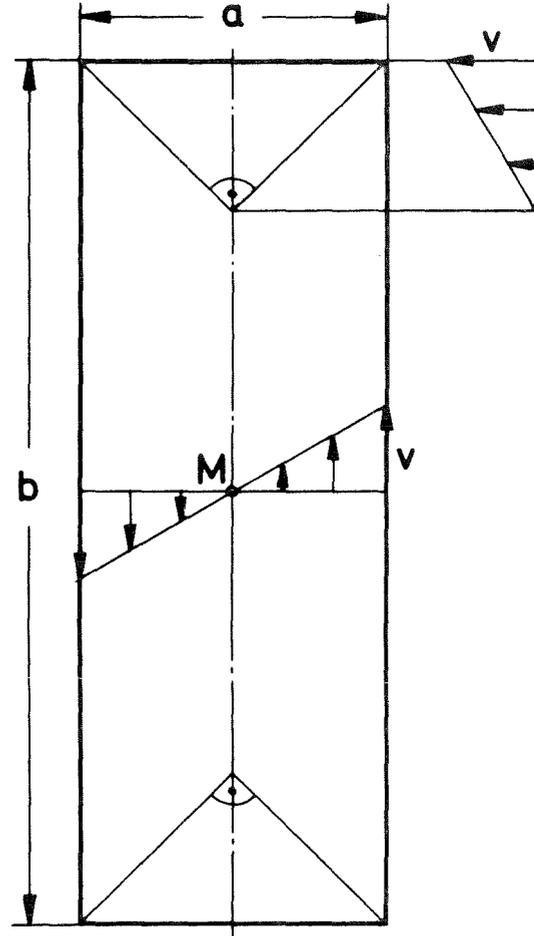
Nimmt man nach Abb. 6 a als Ausgangszustand vor einer Veränderung der freien Oberfläche zylindrische Wirbel parallel zur Oberfläche an, dann wird nach einer raschen Kompression die Wirbelstruktur zunächst ähnlich wie in Abb. 6 b gezeigt, aus-



a) Ausgangszustand



b) nach Kompression



c) Ersatzmodell

Abb. 6 Wirbelstruktur nahe der freien Oberfläche

sehen. Allerdings sind die verformten Wirbel stets wegen der nicht mehr ausgeglichenen Druckverteilung und wegen der im Innern auftretenden Reibung instabil, so daß schließlich ein Zerfall erfolgt und sich erneut eine Wirbelstruktur ähnlich der ursprünglichen ausbildet.

Ist \mathbf{v} die Bewegungskomponente eines Masseteilchens dm normal zum Radiusvektor r durch den Mittelpunkt M , dann ist der Drall des Wirbels durch $\int \mathbf{v} \cdot r \cdot dm$ gegeben, wobei die Integration über das ganze Wirbelvolumen zu erstrecken ist. Zur Vereinfachung der Rechnung wurde hierbei das in Abb. 6 c gezeigte Ersatzmodell des verformten Wirbels verwendet. Bei der Verformung wird isotrope Verformung in der Ebene der Oberfläche, sowie Volumen- und Drallkonstanz (weil bei der Verformung kein den Drall änderndes Moment wirkt) angenommen. Die Durchführung dieser Rechnung liefert

$$\frac{v}{v_0} = \frac{3}{4 \cdot \frac{a}{a_0} - \left(\frac{a}{a_0}\right)^4} \quad \text{für } \frac{a}{a_0} \leq 1 \quad (1.1)$$

$$\frac{v}{v_0} = \frac{3 \left(\frac{a}{a_0}\right)^5}{4 \cdot \left(\frac{a}{a_0}\right)^3 - 1} \quad \text{für } \frac{a}{a_0} \geq 1 \quad (1.2)$$

Dabei sind a_0 , v_0 der Wirbeldurchmesser und die Umfangsgeschwindigkeit des unverformten Wirbels, während a und v die entsprechenden Werte des verformten Wirbels sind (a als Projektion auf die freie Oberfläche).

Aus den Gln. 1 können nun Aussagen über die Veränderung der Austauschfrequenz f der Fluidballen an der freien Oberfläche und der turbulenten Wärmeleitzahl λ normal zur Oberfläche gemacht werden. Die Austauschfrequenz f ist entsprechend Gl. 2 von Abschnitt 2.3.1 proportional zu v/a , somit erhält man

$$f = f_0 \cdot \frac{(v/v_0)}{(a/a_0)} \quad (2)$$

Unter Beachtung von Gl. 1 von Abschnitt 2.3.1 und wegen $b = a_0^3 / a^2$ wird

$$\lambda = \lambda_0 \cdot \frac{(v/v_0)}{(a/a_0)^2} \quad (3)$$

Die Funktionen f/f_0 und λ/λ_0 sind in Abb. 7 in Abhängigkeit vom Verformungsgrad a/a_0 dargestellt.

Aus Abb. 7 ist zu entnehmen, daß die Wirkung der Wirbelverformung bei Dilation annähernd vernachlässigbar ist, während die Kompression starke Effekte erzeugt.

Das Hauptproblem der Beschreibung folgt aus dem transienten Charakter des Phänomens: Im stationären Fall ist a/a_0 immer gleich Eins und nur im transienten Fall können sich mehr oder weniger große Abweichungen ergeben. Ein solches Verhalten läßt sich mit einer linearen Differentialgleichung erster Ordnung mit Hilfe eines "Bildungsterms" und eines "Rückstellterms" beschreiben. Die "Bildung" der Abweichung von (a/a_0) vom Ruhewert ergibt sich durch die Änderungsgeschwindigkeit für die freie Oberfläche F. Da $F \sim a^2$, wird

$$\frac{d(a/a_0)}{dt} = \left(\frac{a}{a_0}\right) \cdot \frac{1}{2 \cdot F} \cdot \frac{dF}{dt} . \quad (\text{Bildung}) \quad (4)$$

Die Formulierung des "Rückstellterms" ist ohne die nähere Kenntnis der transienten Umlagerungsverhältnisse in der verformten Wirbelstruktur nur in Form eines Parametermodells auf Plausibilitätsbasis möglich. Einen plausiblen Ausdruck kann man durch folgende Überlegung gewinnen:

Die Zeitspanne der Erhaltung der Wirbelidentität ist für die für Transportvorgänge maßgebenden Wirbel von der Größenordnung $\tau_0 \sim f_0^{-1}$ mit $f_0 = v_0/a_0$.

Bei Kompression der Oberfläche wird der kleinere Wirbeldurchmesser $a < a_0$; bei Dilatation ist entsprechend $b < a_0$, doch wird der Fall der Dilatation in der praktischen Rechnung (also auch in KONDAS) wegen der nach Abb. 7 zu erwartenden Kleinheit der Effekte nicht behandelt. Bei Kompression der Oberfläche kann nun analog die Zeitspanne der Erhaltung zu $\tau \sim \frac{a}{v}$ angenommen werden. Weil gleichzeitig $a < a_0$ und $v > v_0$ werden, wird so τ rasch wesentlich kleiner als τ_0 . Auf diese Weise erhält man wenigstens ein dem Trend nach richtiges Modell, das

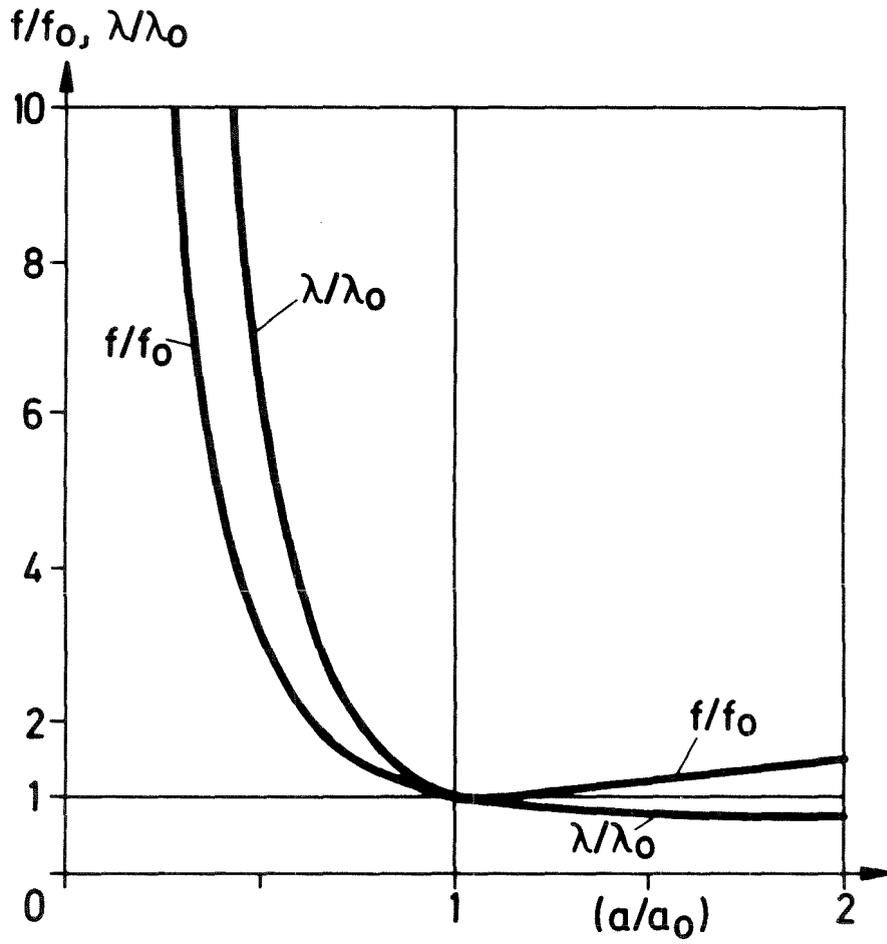


Abb. 7 Austauschfrequenz f und turbulente Wärmeleitfähigkeit λ bei Oberflächenverformung

über einen noch anzupassenden Parameter korrekturfähig bleibt.
Damit wird

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{(a/a_0)}{(v/v_0)}$$

und mit $\tau = c'/f_0$ erhält man die Lebensdauer

$$\tau = \frac{c'}{f_0} \cdot \frac{(a/a_0)}{(v/v_0)} \quad (5)$$

Die Rückbildungsgeschwindigkeit muß nun um so größer werden, je größer die Verformung $(a_0 - a)/a_0$ einerseits und je kleiner die Lebensdauer τ des verformten Zustandes andererseits sind. Daraus wird mit Gl. 5 für die Rückbildung

$$\frac{d(a/a_0)}{dt} = c \cdot \frac{1 - (a/a_0)}{(a/a_0)} \cdot \left(\frac{v}{v_0}\right) \cdot f_0, \quad (\text{Rückbildung}) \quad (6)$$

wobei $c = 1/c'$ die Rolle des freien Parameters übernimmt (in KONDAS mit AAK bezeichnet).

Aus den Gln. 4 und 6 erhält man die vollständige Bilanz zu

$$\frac{d(a/a_0)}{dt} = \left(\frac{a}{a_0}\right) \cdot \frac{1}{2 \cdot F} \cdot \frac{dF}{dt} + c \cdot \frac{1 - (a/a_0)}{(a/a_0)} \cdot \left(\frac{v}{v_0}\right) \cdot f_0 \quad (7)$$

die aber nur für den Fall der Kompression der Oberfläche verwendet wird.

Es stellt sich in Gl. 7 die Frage nach dem sinnvollsten Zahlenwert für den Parameter c . Nach den oben angestellten Überlegungen zur Lebensdauer der relevanten Zustände ist jedoch die Vermutung, daß $c \approx 1$ sein sollte, gerechtfertigt. Dieser Wert wurde auch als Ausgangswert für KONDAS angenommen.

Wie schon oben erwähnt wurde, findet der Wärmetransport weg von der freien Oberfläche in das Innere der Flüssigkeit hinein hauptsächlich durch turbulente Mischprozesse statt, die entsprechend Gl. 1 im Abschnitt 2.3.1 durch eine turbulente Wärme-

Leitzahl beschrieben werden können. Nach Gl. 3 in diesem Abschnitt wird hierbei die turbulente Wärmeleitfähigkeit durch die Prozesse der Wirbelverformung bei transienten Veränderungen der freien Oberfläche mit beeinflusst. Daneben ist jedoch auch noch der konvektive Einfluß der Veränderungen der freien Oberflächen auf das sich einstellende Temperaturprofil zu berücksichtigen. Wird nämlich die Flüssigkeit in diskrete Massenknoten aufgeteilt und dabei die Aufteilung in zur freien Oberfläche parallel liegende Schichten konstanter Dicke vorgenommen, dann enthält jede dieser Schichten bei gegebener Form und Ausdehnung der freien Oberfläche eine bestimmte Menge Flüssigkeit. Werden Form und Ausdehnung der freien Oberfläche zeitlich verändert, dann ändern sich auch die Volumina der einzelnen Schichten. Sieht man die freie Oberfläche (bei Vernachlässigung des kleinen Volumenstromes des entstehenden Kondensates) als flüssigkeitsdicht an, dann muß sich bei Veränderungen insbesondere der Ausdehnung der freien Oberfläche ein Volumenstrom durch die Schichten ergeben, der an der freien Oberfläche verschwindet. Wird dieser Volumenstrom durch die Strömungsgeschwindigkeit u repräsentiert, dann lautet die instationäre Wärmetransportgleichung im quellfreien Bereich (vgl. z.B. /10/)

$$\rho \cdot c_p \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) . \quad (8)$$

Bei der weiteren Beschreibung werde die Krümmung der freien Oberfläche, die je nach dem konkav (Blase) oder konvex (Strahl im Rohr) sein kann, ganz vernachlässigt. Wird zeitlich in Schritten Δt und räumlich in Schritten Δx diskretisiert und betrachtet man die freie Oberfläche als flüssigkeitsundurchlässig, dann wird

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{\Delta T_i}{\Delta t} \quad (9.1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} \approx \frac{T_{i+1} - T_{i-1}}{2 \cdot \Delta x} \quad (9.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) \approx \lambda_i \cdot \frac{T_{i+1} - 2 \cdot T_i + T_{i-1}}{\Delta x^2} \quad (9.3)$$

und

$$u_i = -\left(i - \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta x \cdot \frac{\dot{T}}{F}, \quad (9.4)$$

wobei der Index i die Flüssigkeitsschichten durchnummeriert und $i = 1$ die oberflächennächste Schicht bezeichnet. Die Knotentemperatur T_i ist die mittlere Temperatur der jeweiligen Schicht i , ΔT_i die Änderung von T_i im Zeitraum Δt .

2.3.3 Kondensation bei Anwesenheit inerter Gase

Bei der Kondensation von lufthaltigem Wasserdampf an einer Wasseroberfläche liegt entsprechend der Kondensationsrate eine Nettodampfströmung normal zur Oberfläche vor. Da der zuströmende Dampf lufthaltig ist, wird laufend Luft in Richtung zur Wasseroberfläche transportiert. Weil die Löslichkeit der Luft im Wasser gering ist, muß sich die "inerte" Luft an der Wasseroberfläche anreichern. Vernachlässigt man die Wasserlöslichkeit der Luft ganz, dann bleibt für die Rückströmung der Luft lediglich die Diffusion gegen den nachströmenden Wasserdampf. Dieser Rückstrom wird als Stephanstrom bezeichnet. Seine Berücksichtigung führt (siehe /8/, S. 84 - 93) auf die auch der bekannten Formel von Stephan zugrunde liegende Differentialgleichung

$$\dot{m} = - \frac{P_{ges}}{P_L} \cdot \frac{D}{R \cdot T} \cdot \frac{dp_L}{dy} \quad (1)$$

für den Kondensationsstoffstrom \dot{m} des Wasserdampfes. Es bedeuten

P_{ges} = Gesamtdruck

P_L = Partialdruck der Luft

D = Diffusionskoeffizient im binären Gemisch

R = Gaskonstante

T = absolute Temperatur

y = Wandabstand.

Nun kann weiterhin angenommen werden, daß der Kern der Dampfströmung (= Blase) turbulent ist und daß dort die ortsunabhängige Luftkonzentration $P_{L,B}$ herrscht. Außerdem soll sich zwischen der turbulenten Dampfströmung und der Wasseroberfläche eine laminare Grenzschicht der Dicke y^* ($= \delta_g$ nach Gl. 28 im Abschnitt 2.3.1) befinden. Die Grenzschichtdicke y^* ist in relevanten Fällen sehr klein (Größenordnung 10^{-3} cm), so daß man für die Grenzschicht jederzeit stationäres Gleichgewicht annehmen kann. Mit diesen Annahmen kann Gl. 1 integriert werden und man erhält die sogen. Stephan-Gleichung (/8/ S. 89)

$$\dot{m} = \frac{D \cdot P_{ges}}{R \cdot T \cdot y^*} \cdot \ln \frac{P_{L,Wand}}{P_{L,B}} \quad (2)$$

Hierbei ist $P_{L,Wand}$ der Luftpartialdruck unmittelbar an der Wasseroberfläche. Die Wirkung des Luftgehaltes auf den Kondensationsvorgang ist so zu verstehen, daß an der Wasseroberfläche jetzt nur noch der Wasserdampfpartialdruck $P_{H_2O} = P_{ges} - P_{L,Wand}$ vorherrscht und mit dem verringerten Wasserdampfpartialdruck eine erniedrigte Sättigungstemperatur T_s der Wasseroberfläche korrespondiert. Infolgedessen ist das wirksame Temperaturgefälle zwischen der Wasseroberfläche und der bulk-Wassertemperatur verringert, so daß auch der Kondensationsstrom \dot{m} kleiner ist als wenn keine Luft anwesend wäre. Das aktuelle \dot{m} kann hierbei nur durch Iteration ermittelt werden:

Der Wärmeübergangskoeffizient α für Kondensation wird z.B. nach Gl. 21 in Abschnitt 2.3.1 bestimmt (und hängt seinerseits ebenso wie y^* von \dot{m} ab). Ist T_s die zu P_{H_2O} gehörende Sättigungstemperatur und T_w die Wassertemperatur der ersten Oberflächenschicht nach Abschnitt 2.3.2, dann gilt für \dot{m} auch

$$\dot{m} = \alpha \cdot \frac{T_s - T_w}{\Delta H} \quad (3)$$

wobei ΔH die Verdampfungsenthalpie ist. Es muß also $P_{L,Wand}$ in jedem Zeitpunkt einen solchen Wert annehmen, daß die Gln. 2 und 3 stets gleichzeitig erfüllt sind. Diese Bedingung wird in KONDAS durch eine Iteration erfüllt, wobei der Zusammenhang zwischen P_{H_2O} und T_s mit Hilfe einer Stoff-Unteroutine befriedigt wird.

Natürlich ist $P_{L,B}$ in Gl. 2 nicht identisch mit dem Luftpartialdruck $P_{L,O}$ im zugeführten Dampf, denn sowohl die Veränderungen des Gesamtdruckes P_{ges} wie auch die Anreicherung der nicht kondensierenden Luft beeinflussen den Luftpartialdruck in der Blase bzw. über dem Wasserspiegel. Wie im Abschnitt 2.1.3 ausgeführt wurde, ist in KONDAS angenommen, daß die in den Blasen angereicherte Luft nur durch Ablösen und Aufschwimmen der Blasen aus dem Bereich der Rohrmündungen abgeführt wird.

In KONDAS erfolgt die Berechnung von $p_{L,B}$ über den mit dem Dampf den Blasen bzw. bei im GaU-Rohr befindlichem Wasserspiegel dem einer "Luftrückmischzone" zugeführten Luftmassenstrom, dessen zeitliche Integration die im betreffenden Volumen vorhandene Luftmasse liefert. Aus Druck, Temperatur und Luftmasse ergibt sich dann jeweils $P_{L,B}$ nach der Zustandsgleichung für ideale Gase. Für sich ablösende Blasen wird aus dem Ablösevolumen und aus dem Zustand die mitgeführte Luftmenge berechnet, die dann beim weiteren Kondensationsvorgang für diese Blase konstant bleibt (= ausgetragene Luftmenge).

Bezüglich der Zustandsberechnung für das Wasserdampf-Luft-Gemisch sei auf Abschnitt 2.2.1 verwiesen, wonach die Änderung z.B. des Isentropenkoeffizienten für das Gasgemisch in KONDAS vernachlässigt wird.

2.3.4 Kondensation an der Rohrwand

Bei Bewegungen des Wasserspiegels innerhalb der GaU-Rohre werden Teile der inneren Rohroberfläche wechselnd vom Wasser bedeckt und wieder freigelegt, während andere Rohrabschnitte über längere Zeit innen mit Dampf und außen mit dem kälteren Wasser der DAS-Wasservorlage in Berührung sind. Aus diesem Grunde müßte eigentlich das volle instationäre Wärmeleitproblem für die ganze Rohrlänge einschließlich der Berücksichtigung der axialen und zeitlichen Entwicklung der den Kondensationswärmeübergang beeinflussenden Kondensatschicht an der inneren Rohroberfläche

und der äußeren Siede- und Konvektionsprozesse numerisch gelöst werden. Der Aufwand zur Beschreibung dieser Prozesse ist jedoch sehr groß relativ zur Bedeutung dieser Vorgänge hinsichtlich der Entstehung von Druckpulsationen in der Wasservorlage; in KONDAS wurde daher auf eine vertiefte Beschreibung des vollen Problems der Kondensation an der Rohrwand verzichtet. Dies ist besonders dann gerechtfertigt, wenn ausreichend große Rohrdurchmesser der GaU-Rohre vorliegen (wie es praktisch der Fall ist) und daher die stationäre Wandkondensation verhältnismäßig unbedeutend ist.

Ein Zahlenbeispiel soll den Effekt quantitativ deutlich machen: Liegt die praktisch vorkommende Eintauchtiefe der GaU-Rohre in das Wasser von $L = 2$ m vor und sind

- die Rohrwanddicke $s = 5$ mm
- die Pool-Temperatur $T_w = 50^\circ\text{C}$
- die Sättigungs-Dampf-Temperatur $T_s = 130^\circ\text{C}$
- die zugehörige Verdampfungswärme $\Delta H = 520$ kcal/kg
- die Wärmeübergangszahl des kondensierenden Dampfes im Rohr $\alpha_i \approx 1,1 \cdot 10^{-4}$ kcal/(cm² s K)
- die Wärmeübergangszahl durch Konvektion des Pool-Wassers außen $\alpha_a \approx 7,6 \cdot 10^{-5}$ kcal/(cm² s K)

(die Zahlenwerte sind nach einschlägigen Unterlagen abgeschätzt),

dann wird der auf den freien Rohrquerschnitt bezogene Dampf-massenstrom aus

$$\dot{m} = \frac{2 \cdot L}{\Delta H \cdot R_R} \cdot \frac{T_s - T_w}{\frac{s}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_a} + \frac{1}{\alpha_i}} \quad (2)$$

erhalten. Dabei ist R_R der Rohrradius.

Rohrradius R_R	[cm]	4	8	15	30
rel. Massenstrom \dot{m}	$\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}} \right]$	5,8	2,9	1,6	0,8

Demgegenüber liegen die für die Entstehung der Druckpulsationen interessierenden rel. Massenströme des Dampfes im Bereich um

$10 \text{ kg/m}^2\text{s}$; der entstehende Fehler erscheint also noch als tragbar.

In vielen Fällen wird die Bewegung des Wasserspiegels im GaU-Rohr nur über kurze Wege in Mündungsnähe erfolgen, so daß die in KONDAS zugrunde gelegten Dampfmassenströme etwa um die angegebenen Beträge gegenüber den wirklichen Vergleichszahlen vermindert werden müssen und der "Fehler" zeitunabhängig ist. Treten dagegen größere Schwingungen des Wasserspiegels im Rohr auf, dann kommt der Effekt der instationären Aufheizung und Abkühlung der Rohrwand zum Tragen und kann vorübergehend den Effekt der stationären Wärmeabfuhr durch die Wand deutlich übersteigen. Der Vorgang ist dabei derart, daß die vom Dampf bespülte Rohrwand sich auf der Innenseite auf T_s erwärmt um dann durch das mit ungefähr T_w in das Rohr von unten einströmende Wasser wieder abgekühlt zu werden: Der Wärmeaustausch erfolgt regenerativ über den periodisch arbeitenden Wärmeträger Rohrwand.

Aus der "Wärmeeindringtiefe" \bar{y}_0 nach Gl. 3 in Abschnitt 2.3.1 innerhalb der mittleren Zeitspanne τ (je für die Aufheizung und Rückkühlung) und unter Berücksichtigung der wirksamen Temperaturdifferenz $T_s - T_w$ und der Wärmekapazität des Wandmaterials erhält man die pro Flächeneinheit der inneren Rohroberfläche speicherbare Wärmemenge. In KONDAS wird nun so gerechnet, daß bei Freilegung von gekühlter Wandfläche durch eine Abwärtsbewegung des Wasserspiegels die Aufheizung der Wand verzögerungsfrei erfolgt; aus der Geschwindigkeit der Freilegung von Wandoberfläche und deren bezogener Wärmespeicherung erhält man so als Näherung unter Berücksichtigung der Verdampfungswärme den momentanen Wert für den an der Wand kondensierenden Dampfmassenstrom.

Steigt dagegen der Wasserspiegel im Rohr wieder nach oben, dann wird die von der Wand gespeicherte Wärme einer verhältnismäßig großen Wassermenge zugeführt, so daß deren zusätzliche Erwärmung vernachlässigbar ist. Dementsprechend wurde in KONDAS angenommen, daß die Rohrwand sich auf die Tiefe der "Wärmeeindringung" \bar{y}_0 wieder auf die Temperatur T_w des Wasserpools abkühlt.

2.3.5 Aufrauhung und Dampfströmung der freien Wasseroberfläche

Die an den GaU-Rohren entstehenden Dampfblasen haben weder die ideale Kugelform noch ist ihre Oberfläche glatt. Bei der Beschreibung der Kollapsvorgänge usw. interessiert vor allem die Fernwirkung der Volumenänderungen; da höhere Ordnungen der Blasenformen (beschreibbar z.B. durch Di- und Multipole) lediglich das Druck-Nahfeld merkbar beeinflussen, durften die Volumenänderungen mit Hilfe kugeligter Ersatzblasen beschrieben werden. Dagegen ist es für die Berechnung der Kondensationsraten notwendig, die für die Kondensation zur Verfügung stehenden Blasenoberflächen den realen Gegebenheiten angemessen zu beschreiben. Das bedeutet, daß für die ideal glatten Oberflächen der idealisierten Kugelgebilde ein Multiplikator gefunden werden muß, der die relative "Aufrauhung" der idealisierten Oberflächen beschreibt.

Hierbei sind zwei unterschiedliche Einflüsse zu beachten: Durch die Wirkung des turbulenten Zustandes des umgebenden Wassers, des Auftriebes des Dampfes und der Anströmung der Wasseroberfläche durch den Dampf tritt eine Aufrauhung mehr statistischer Art ein, die sich während der Lebensdauer einer Blase verändern kann, die aber nach experimentellen Befunden augenscheinlich über längere Perioden der Lebensdauer einer Blase relativ konstant sein kann. Dies gilt natürlich nicht in der Verzögerungsphase der Wassermassen in der Endphase eines Blasenkolapses, wo durch die Abbremsung der Bewegung der Wasseroberfläche zum Blasenzentrum hin eine fluiddynamische Instabilität der Oberfläche zustande kommt, die die Aufrauhung sehr rasch vergrößert (der Anlaufvorgang ist als Taylor-Instabilität /19/ bekannt; vgl. Kap. 2.3.6).

Der zweite Einfluß auf die Oberflächenentwicklung der Blasen bezieht sich mehr auf die systematische Formabweichung vor allem der abgelösten Dampfblasen; diese lassen sich aus Symmetriegründen als torusförmige Blasen darstellen, die sich außen dicht an das Rohr anlegen. Es ist offensichtlich, daß auch diese idealisierte Blasenform von Fall zu Fall verändert vorliegen

wird und sich dementsprechend veränderte Werte für die relative Aufrauung der Oberfläche einstellen werden.

In KONDAS wurde deswegen so vorgegangen, daß entsprechend dem angenommenen Zustand der Blase (Kugel bzw. Torus) eine "ideale" Oberfläche berechnet wird. Die "reale" Oberfläche wird daraus durch Multiplikation mit einem Aufrauungsfaktor ≥ 1 gewonnen. Der Aufrauungsfaktor wird für jede neu gebildete Blase einmal "durch Würfeln" mit Hilfe einer Normalverteilung, deren Parameter (Mittelwert und Varianz) per Eingabe (ARMIW, ARSIG) festlegbar sind, statistisch variiert. Auf diese Weise wird in das Kondensationsgeschehen im Rechenprogramm ein Element der Zufälligkeit eingebracht. Dies ist notwendig, um sinnvoll die Effekte der Synchronisation mehrerer parallel arbeitender GaU-Rohre untersuchen zu können.

Die Berechnung der Oberfläche der in KONDAS als abgeschnürt angesehenen aufgeschwommenen Dampfblasen erfolgt unter Annahme eines das GaU-Rohr außen berührenden Torus gemäß Abb. 8. Gefragt ist nach der Oberflächenvergrößerung der torusförmigen Blase gegenüber der volumengleichen kugelförmigen Blase (die für die Berechnung der Druckwirkungen des eigentlichen Blasenkolapses benutzt wird).

Für die Volumina V und die Oberfläche F gilt (R = Radius der Kugel)

Kugel:

$$V_{\text{Kugel}} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3 \quad ; \quad F_{\text{Kugel}} = 4 \cdot \pi \cdot R^2$$

Torus:

$$V_{\text{Torus}} = 2 \cdot \pi^2 \cdot r_T^2 \cdot R_T \quad ; \quad F_{\text{Torus}} = 4 \cdot \pi^2 \cdot r_T \cdot R_T$$

Nach Abb. 8 wird weiter

$$R_T = R_R + r_T$$

Durch Gleichsetzen der Volumina für Kugel und Torus wird

$$r_T = \sqrt{\frac{2 \cdot R^3}{3 \cdot \pi \cdot (R_R + r_T)}} \quad (1)$$

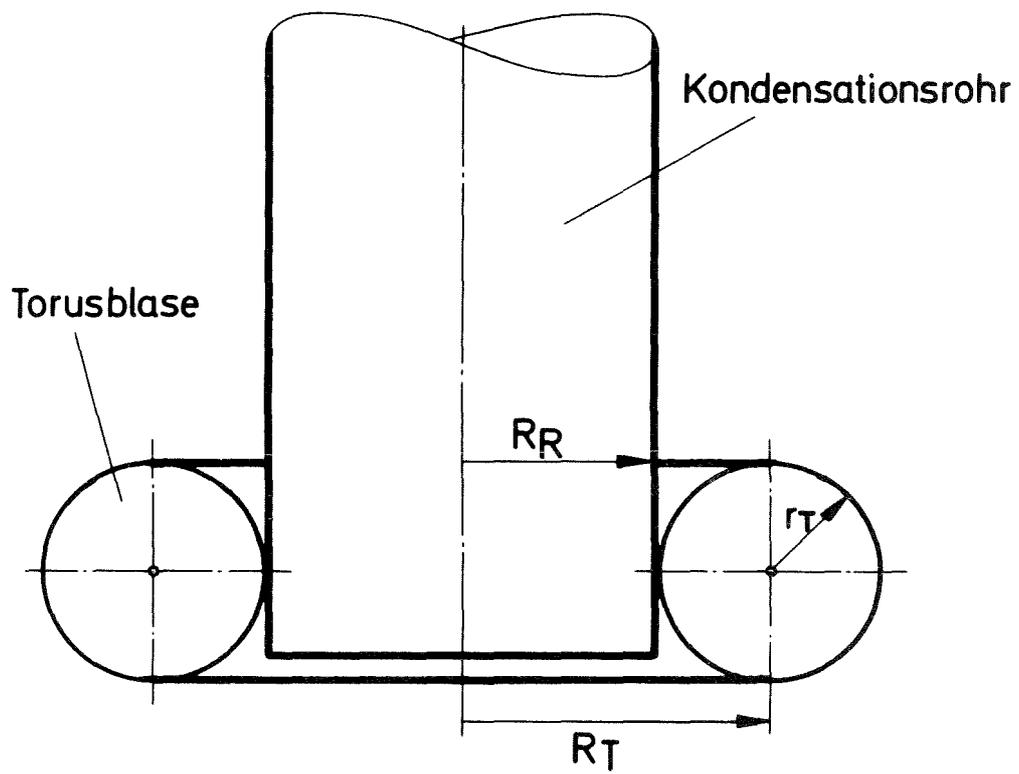


Abb. 8 Torusförmige Dampfblase am Kondensationsrohr

Diese Gleichung ist nun entweder iterativ zu lösen oder durch einen Näherungsausdruck zu ersetzen. In KONDAS wurde von dieser zweiten Möglichkeit Gebrauch gemacht; dabei wurde insbesondere Wert auf einen für $R \rightarrow 0$ richtigen asymptotischen Ausdruck gelegt. Als brauchbare Näherungsfunktion wurde gefunden

$$\frac{\tau_T}{R_R} = \sqrt{\frac{2}{3 \cdot \pi}} \cdot \left(\frac{R}{R_R}\right)^{1,5} - 0,06932 \cdot \left(\frac{R}{R_R}\right)^{2,325} \quad (2)$$

Bezeichnet ϵ das Verhältnis der Oberflächen, also

$$\epsilon = \frac{F_{\text{Torus}}}{F_{\text{Kugel}}} \quad (3)$$

dann wird aus der Forderung der Volumengleichheit und mit Hilfe von Gl. 2 der Ausdruck

$$\epsilon = \frac{2}{\sqrt{\frac{6}{\pi}} \cdot \left(\frac{R}{R_R}\right)^{0,5} - 0,208 \cdot \left(\frac{R}{R_R}\right)^{1,325}} \quad (4)$$

erhalten. Da die Gl. 2 die Eigenschaft einer asymptotischen Lösung für $R/R_R \rightarrow 0$ hat, kommt diese Eigenschaft auch der Gl. 4 zu. Der maximale Fehler der Gl. 4 liegt im Bereich $0 \leq R/R_R \leq 2$ bei etwa 2 %; bis $R/R_R \approx 8$ kann sie Verwendung finden. Mit Hilfe von Gl. 4 wird in KONDAS die für abgeschnürte Blasen in jedem Zeitschritt erforderliche Iteration der Gl. 1 bei erträglichen Fehlern umgangen.

Die Ermittlung der Geschwindigkeit und des Auftreffwinkels der die Wasseroberfläche treffenden Dampfströmung stellt ein erhebliches Problem dar, denn um etwa das im Kapitel 2.3.1 vorgestellte (um die Dampf-Fluid-Wechselwirkung erweiterte) Modell für den Kondensationswärmeübergang sinnvoll anwenden zu können ist eigentlich die Beschreibung der Dampfströmung für den Fall der Blasenabschnürung oder des Wasserrückschlages in das Rohr usf. einschließlich der Berücksichtigung von Wirbeln, Turbulenz, Massenträgheit usf. notwendig. Bei der folgenden Beschreibung, die dem bisherigen Entwicklungszustand von KONDAS ent-

spricht, wird jedoch die Dampfströmung als quasistationäre Strömung behandelt und ihre Massenträgheit vernachlässigt. Hierdurch ergibt sich jedoch eine zu enge Rückkopplung zwischen der Dampfströmung im GaU-Rohr und dem Kondensationswärmeübergang, so daß die Dampfsäule im Rohr im Vergleich zur experimentellen Erfahrung zu stark zum Schwingen kommt. Andererseits werden mit dem vollständigen Modell im Mittel vernünftig erscheinende Kondensationswärmeübergangszahlen erhalten, mit deren Hilfe die vereinfachte Version des Kondensationswärmeübergangs (Gl. 6 in Kapitel 2.3.1) angepaßt werden kann. Auf das erweiterte Modell kann also nicht einfach verzichtet werden; es sollte jedoch in Zukunft noch weiter entwickelt werden, wobei insbesondere die Einbeziehung der Massenträgheit der Dampfströmung wesentliche Verbesserungen erwarten läßt.

Große Dampfblasen

Die Beschreibung der stationären Dampfströmung in großen Dampfblasen erfolgt gemäß Abb. 9. Hierbei ist angenommen, daß die Dampfblasen in kugelförmiger Form vorliegen. Der Dampfstrom \dot{D} trete durch den Rohrquerschnitt F_R mit der Geschwindigkeit w_E ein. Durch Impulsaustausch mit dem in der Blase rückströmenden Dampf verringert sich seine Geschwindigkeit in der Blase auf w_D ; dies sei eine einheitlich in der ganzen Blase herrschende Geschwindigkeit mit infolge der Dampfumlenkung wechselnder Richtung. In einer "Totwasserzone" in der Blase ströme der Dampfstrom $x_D \cdot \dot{D}$, wobei diese Zone einen konisch gestreckten Wirbel darstellt.

Der eintretende Dampfstrom \dot{D} kondensiere je zur Hälfte in dem unterhalb des größten Blasenquerschnitts F_Q liegenden Blasenrest und in dem oberen Blasenrest.

Nach diesen Vereinfachungen lassen sich mit Hilfe der Kontinuitäts- und der Impulsgleichung die gesuchten Größen x_D , w_D und der Einfallswinkel β der Dampfströmung an der Wasseroberfläche berechnen. Bei Annahme konstanten Druckes in der oberen Blasenhälfte muß der Impuls $\dot{D} \cdot w_E$ des in die Blase eintretenden Dampf-

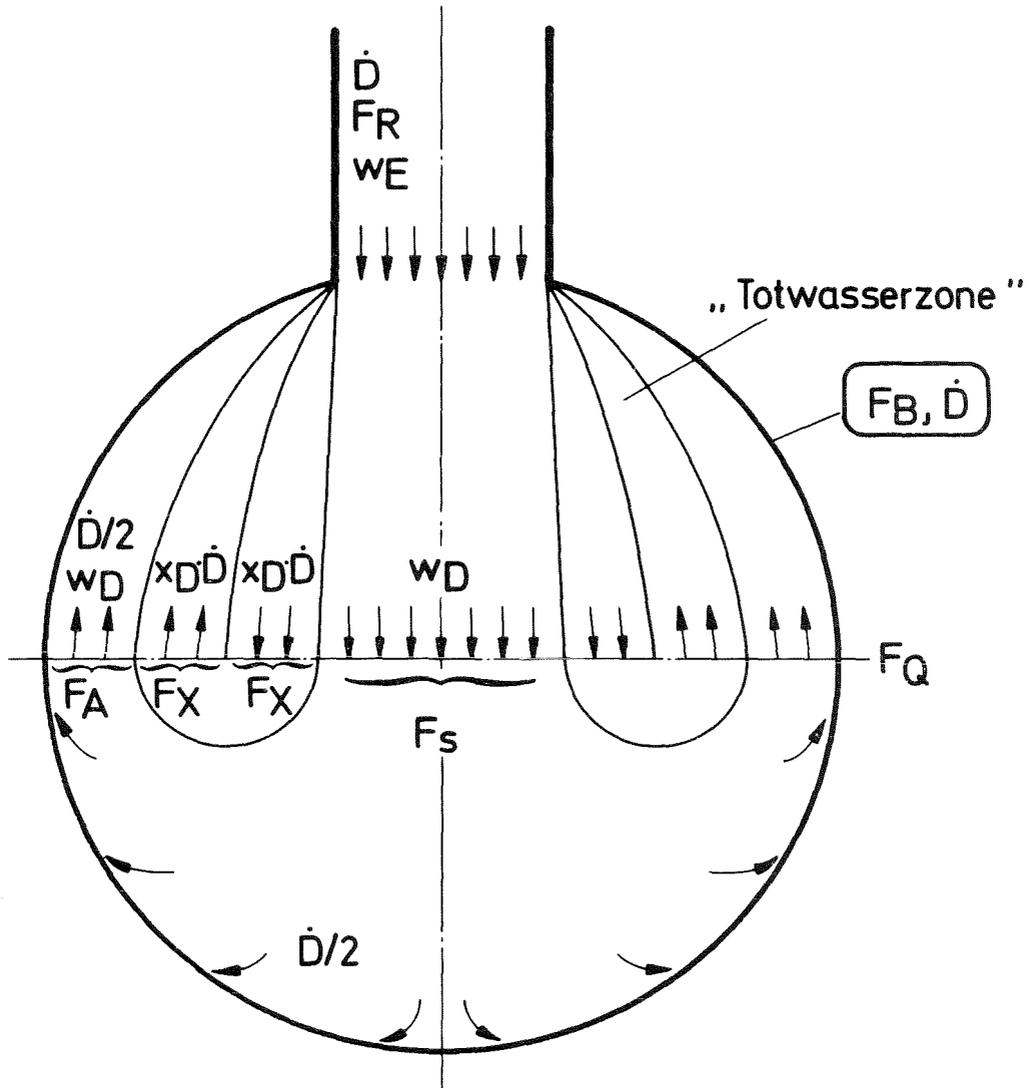


Abb. 9 Dampfströmung in großen kugeligen Dampfblasen

es gleich sein dem (wegen der Umlenkung) zweifachen Impuls $x_D \cdot \dot{D} \cdot w_D$ zuzüglich dem Impuls $\dot{D} \cdot w_D$ des auf w_D abgebremsten Dampfstromes \dot{D} .

Also ist

$$\dot{D} \cdot w_E = 2 \cdot x_D \cdot \dot{D} \cdot w_D + \dot{D} \cdot w_D$$

bzw.

$$\frac{w_E}{w_D} = 1 + 2 \cdot x_D \quad (5)$$

Fernerhin gilt für die Querschnittsflächen der Strömungen bzw. der Blase

$$F_Q = F_S + 2 \cdot F_x + F_A$$

sowie nach der Kontinuitätsgleichung

$$F_S \cdot w_D = F_R \cdot w_E$$

und

$$F_x \cdot w_D = x_D \cdot F_S \cdot w_D$$

Mit der Annahme, daß in der oberen Blasenhälfte gerade der Dampfstrom $\dot{D}/2$ kondensiert, wird

$$F_A = F_S / 2.$$

Also wird durch Zusammenfassung dieser Gleichungen

$$F_Q = F_R \cdot \frac{w_E}{w_D} + 2 \cdot x_D \cdot F_R \cdot \frac{w_E}{w_D} + \frac{1}{2} \cdot F_R \cdot \frac{w_E}{w_D}$$

und mit Hilfe von Gl. 5 schließlich

$$x_D = \frac{1}{8} \cdot \left(\sqrt{1 + 16 \cdot \frac{F_Q}{F_R}} - 5 \right) \quad (6)$$

erhalten.

Da im stationären Fall der gesamte Dampfstrom \dot{D} an der Blasenoberfläche kondensiert und bei dem vereinfachten Modell nach Abb. 9 die Geschwindigkeit des die Wasseroberfläche treffenden Dampfes w_D ist, muß nach der Kontinuitätsgleichung gelten

$$F_R \cdot w_E = F_B \cdot w_D \cdot \sin \beta,$$

also wird

$$\beta = \arcsin \left[(1 + 2 \cdot x_D) \cdot \frac{F_R}{F_B} \right] \quad (7)$$

Sind R der Blasenradius und R_R der Rohrradius, dann erhält man entsprechend Abb. 9

$$\frac{F_Q}{F_R} = \left(\frac{R}{R_R} \right)^2 \quad (8.1)$$

und

$$\frac{F_R}{F_B} = \left(4 \cdot \frac{F_Q}{F_R} - 1 \right)^{-1} \quad (8.2)$$

Da $x_D \geq 0$ zu fordern ist, verifiziert man mit Hilfe der Gln. 8.1 und 8.2 daß

$$\frac{R}{R_R} \geq \sqrt{3/2} \quad (9)$$

sein muß; hiermit ist der Gültigkeitsbereich für "große Blasen", also für die Gln. 5 bis 8 definiert. Allerdings ergeben sich für abweichend von Abb. 9 aufschwimmende Blasen weitere Einschränkungen, die im folgenden behandelt sind.

Aufschwimmende Blasen am Rohr

Wenn eine am Rohrende existierende Blase aufschwimmt, so wird gemäß Abb. 10 der Strömungsquerschnitt des in die abschnürenden Blasenteile nachströmenden Dampfes eingeeengt, so daß dort eine Erhöhung der Dampfgeschwindigkeit zustande kommt.

In die Blase strömt der Dampfmassenstrom \dot{D}_E ein, während an der Wasseroberfläche der Massenstrom \dot{D}_W kondensiert. Der für Druck- und Volumenänderungen der Blase zur Verfügung stehende Massenstrom ist also

$$\dot{D}_{VD} = \dot{D}_E - \dot{D}_W \quad (10)$$

Das gesamte Blasenvolumen sei V_B und die Blasenoberfläche F_B . Mit der Rohrquerschnittsfläche F_R erhält man näherungsweise für das vertikal unter dem Rohr befindliche Blasenvolumen

$$V_{UR} = (R - z) \cdot F_R \quad (11)$$

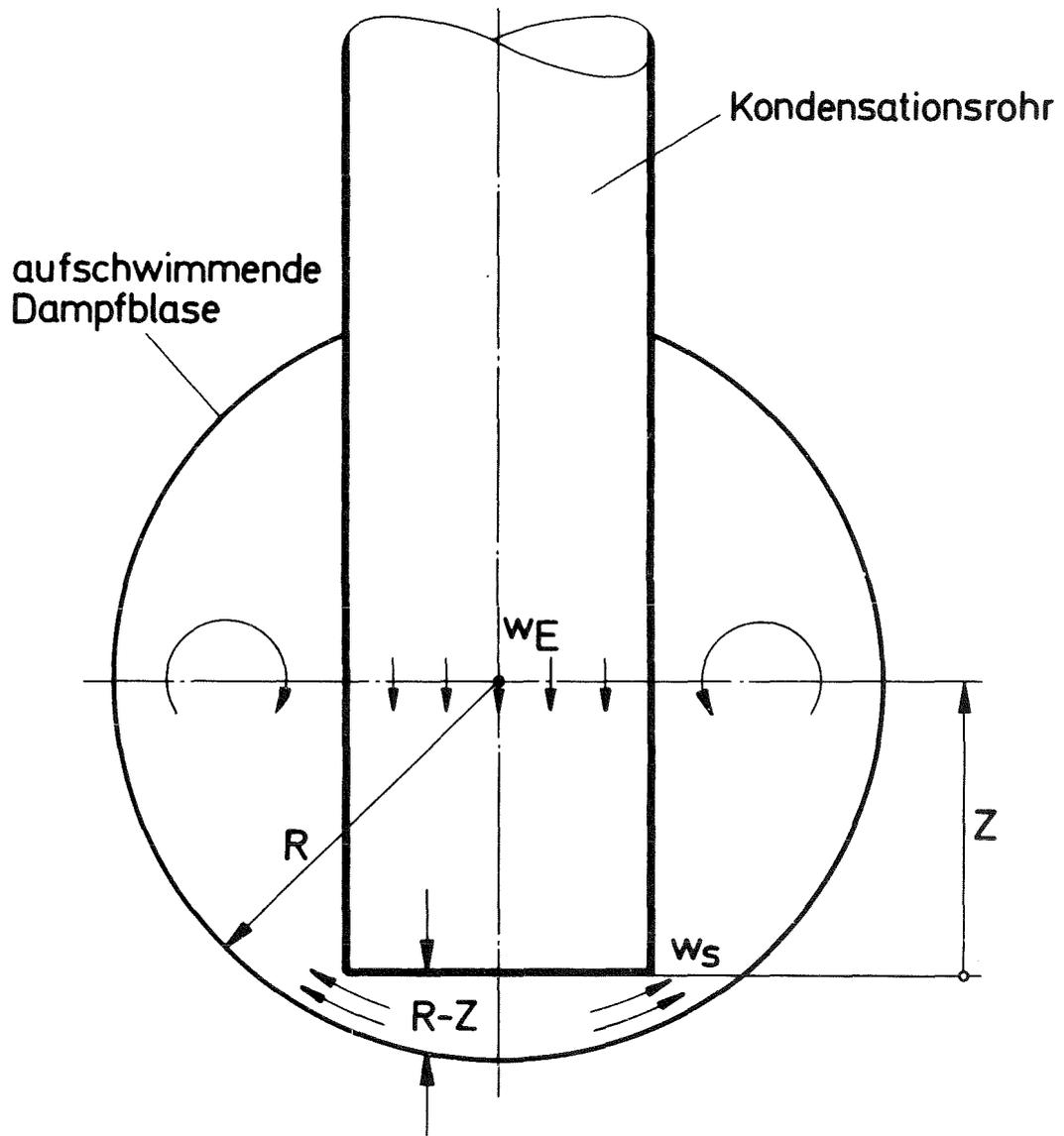


Abb. 10 Dampfströmung in aufschwimmenden Dampfblasen

wobei der Abstand $R - z$ entsprechend Kap. 2.1.3 bezeichnet ist. Damit wird das seitlich des GaU-Rohres befindliche Blasen­volumen zu

$$V_{\text{Rest}} = V_B - V_{uR} \quad (12)$$

In dieses Restvolumen strömt demnach der Dampf­massenstrom

$$\dot{D}_{\text{Rest}} = \frac{F_B - F_R}{F_B} \cdot \dot{D}_W + \frac{V_{\text{Rest}}}{V_B} \cdot \dot{D}_{VD} \quad (13)$$

Der Spaltquerschnitt unter der Rohrunterkante ist durch

$$F_{sp} = 2 \cdot \pi \cdot R_R \cdot (R - z) \quad (14)$$

angenähert gegeben. Daher würde sich ohne Berücksichtigung des notwendigen Beschleunigungsdruckverlustes nach der Kontinuitätsgleichung für konstante Dampfdichte die Dampfgeschwindigkeit w_D zu

$$w_D = w_E \cdot \frac{F_R}{F_{sp}} \cdot \frac{\dot{D}_{\text{Rest}}}{\dot{D}_R} \quad (15)$$

ergeben.

Wenn $F_{sp} \rightarrow 0$ geht, dann würde $w_D \rightarrow \infty$; da praktisch aber nur eine treibende Druckdifferenz Δp in der Höhe von

$$\Delta p = \rho_w \cdot g \cdot (R - z) \quad (16)$$

(mit ρ_w = Dichte des Wassers) zur Verfügung steht, muß w_D kleiner oder höchstens gleich

$$w_{sp} = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_D}} \quad (17)$$

(mit ρ_D = Dichte des Dampfes)

bleiben. Praktisch kann folgendes Verhalten der Dampfströmung angenommen werden:

Mit abnehmendem $R - z$ wird w_D nach Gl. 15 anwachsen und w_{sp} nach Gl. 17 abfallen. Schließlich wird $w_D = w_{sp}$ erreicht; bei weiter abnehmenden $R - z$ wird in KONDAS angenommen, daß infolge der Ausbildung eines Dampfschlauches zur Restblase hin durch

diesen weiterhin Dampf mit dieser nun konstant gehaltenen Geschwindigkeit solange strömt, bis $R - z = 0$ erreicht ist.

Weiterhin wird in KONDAS die Rechnung für aufschwimmende Blasen (w_{sp}) nur durchgeführt, wenn eine Erhöhung der Dampfgeschwindigkeit w_D gegenüber der Eintrittsgeschwindigkeit w_E erreicht wird. Ist das nicht der Fall, dann wird für Blasen, die das Kriterium nach Gl. 9 erfüllen, die für "große Blasen" angegebene Berechnung durchgeführt. Trifft weder die eine noch die andere dieser beiden Möglichkeiten zu, dann wird $w_D = 0$ und $\beta = 90^\circ$ gesetzt.

Wasseroberfläche im Rohr

Tritt der Wasserspiegel mit hoher Geschwindigkeit von unten in das GaU-Rohr ein, dann ist mit erheblichen Effekten der Zerklüftung der Wasseroberfläche im Vergleich zum ungestörten ideal ebenen Wasserspiegel der Ruhe zu rechnen. Ein wesentlicher Grund dafür ist, daß sich das GaU-Rohr-Ende wie eine Borda-Mündung (vgl. /4/) verhält. Für die Borda-Mündung läßt sich zeigen, daß das eintretende Fluid eine Strahleneinschnürung hinter der Mündung auf gerade die Hälfte des freien Rohrquerschnitts erfahren muß. Man kann also damit rechnen, daß beim schnellen Eintreten des Wassers in das GaU-Rohr zunächst ein Flüssigkeitsstrahl gebildet wird, der sich unter der Wirkung seines turbulenten Zustandes, der Gravitation und der Strömungsinstabilitäten des (zwischen Strahlrand und der Rohrwand vorhandenen und am Strahl kondensierenden) Dampfes zerklüftet, verbreitert, an die Rohrwand anlegt und schließlich (durch Kondensation des eingeschlossenen Dampfes) zusammenbricht. Für diesen außerordentlich komplexen Vorgang ist nun ein Modell aufzustellen; dies kann für den hier vorliegenden Zweck nicht ohne einschneidende Vereinfachungen geschehen.

Für die Strahlausbreitung sind also die Effekte des turbulenten Strahlzerfalls (bekannt von freien Wasserstrahlen /4/), der Verzögerung im Gravitationsfeld und der Instabilität durch den kondensierenden Dampf am Strahlrand verantwortlich. Dabei soll ver-

einfachend angenommen werden, daß der turbulente Strahlzerfall durch eine konstante und per Eingabe im Rechenprogramm vorgebbare Quergeschwindigkeit u_q des Strahlrandes beschreibbar ist. Der Effekt der Gravitation bewirkt für den vertikal aufsteigenden Strahl eine stete Verminderung der Strahlgeschwindigkeit, die infolge der Massenerhaltung des Strahls zu einer weiteren Vergrößerung des Strahlquerschnitts führt. Das Problem der Instabilität durch die Dampfströmung kann stark vereinfacht so berücksichtigt werden, daß eine maximale Reichweite des Strahls ohne Rücksicht auf seine Eintrittsgeschwindigkeit angenommen wird. Das so entstehende Modell benötigt schließlich noch einen Korrekturparameter (in KONDAS ist das FKØRR), um per Eingabe eine weitere Korrektur der Wirkungen aus den im Rohr erfolgenden Kondensationsprozesse im Hinblick auf die experimentelle Erfahrung vornehmen zu können.

Im Übrigen ist noch zu vermerken, daß wegen der Berücksichtigung der Strahleinschnürung auf den halben Rohrquerschnitt bei der Festlegung des Widerstandsbeiwertes (Kap. 2.1.1, Abschnitt "Druckverluste") für die in das Rohr eintretende Strömung in erster Näherung bei der Beschreibung der globalen Wasserbewegung auf eine weitere Korrektur bzgl. der Strahlbildung verzichtet werden kann.

Tritt der Wasserspiegel mit der Geschwindigkeit w_0 in das Rohr ein, dann ist die anfängliche Strahlgeschwindigkeit wegen der Strahleinschnürung auf den halben Querschnitt gerade $u_0 = 2 \cdot w_0$. Für die Strahlgeschwindigkeit u als Funktion der Zeit unter der Wirkung der Gravitation erhält man

$$u = u_0 - g \cdot t . \quad (18)$$

Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung erhält man für den Strahlradius R_{Str} unter Einbeziehung der Quergeschwindigkeit u_q aus dem turbulenten Strahlzerfall die Beziehung

$$R_{Str} = R_R \cdot \sqrt{\frac{u_0}{2 \cdot u}} + u_q \cdot t , \quad (19)$$

wobei

R_R = Rohrradius,

t = Zeitdauer seit Eintritt des Wassers in das Rohr.

Aus den Gln. 18 und 19 erhält man als Näherungsgleichung für den Zeitpunkt t_w des Wandkontaktes des Strahlrandes

$$t_w \approx \left(\frac{g}{2 \cdot w_0} + \frac{4 \cdot u_0}{R_R} \right)^{-1}. \quad (20)$$

Aus der zum Zeitpunkt t_w vorliegenden Strahllänge l_{\max} kann die maximale Strahloberfläche abgeschätzt werden. Mit der Gl. 18 erhält man durch Integration für $t = t_w$ die Strahllänge zu

$$l_{\max} = 2 \cdot w_0 \cdot t_w - \frac{1}{2} \cdot g \cdot t_w^2. \quad (21)$$

Die größte anzunehmende Strahloberfläche ist also etwa

$$F_{\text{Str}, \max} = \sqrt{2} \cdot \pi \cdot l_{\max} \cdot R_R. \quad (22)$$

Da der Strahl keine glatte Oberfläche besitzt, wird sich diese Oberfläche jedoch bereits zu einem etwas früheren Zeitpunkt als $t = t_w$ einstellen. Im weiteren Verlauf wird das Geschehen jedoch ganz unübersichtlich, so daß für die in KONDAS benötigte zeitliche Entwicklung der Strahloberfläche eine plausible Ersatzfunktion in Anlehnung an die obige Ableitung zu nehmen ist. Setzt man etwas willkürlich den Zeitpunkt des Rückgangs der Strahloberfläche auf Null zu

$$t_{\max} = \frac{5}{3} \cdot t_w \quad (23)$$

fest und nimmt einen sinusförmigen Funktionsverlauf an, dann wird für $t \leq t_{\max}$

$$F_{\text{Str}} = F_{\text{Str}, \max} \cdot \sin \left(\pi \cdot \frac{t}{t_{\max}} \right). \quad (24)$$

Dieses F_{Str} wird in KONDAS noch mit den oben erwähnten Korrekturparameter FKØRR multipliziert. Schließlich wurde noch $l_{\text{max}} \leq 5 \cdot R_R$ angenommen, was eine kleinste Strahlverbreiterung von $6,7^\circ$ Kegelwinkel ergibt.

Die Dampfgeschwindigkeit w_D , mit der die Strahloberfläche angeströmt wird, ergibt sich angenähert aus der Differenzgeschwindigkeit von Dampf und Wasserspiegel im GaU-Rohr. In Anlehnung an Gl. 7 wird der Anströmwinkel β zu

$$\beta = \arcsin \left(\frac{F_{\text{Rohr}}}{F_{\text{Rohr}} + F_{\text{Str}}} \right) \quad (25)$$

erhalten, wobei F_{Rohr} den Rohrquerschnitt angibt.

2.3.6 Phänomene an der Rohrmündung

Unter den in diesem Kapitel behandelten Phänomenen sollen solche verstanden werden, die den Stoff- und Wärmeaustausch im Nahbereich der Rohrunterkante direkt beeinflussen.

Wird durch steigenden Dampfdruck im Kondensationsrohr der Wasserspiegel im Rohr langsam abgesenkt, so gelangt schließlich, sobald die Rohrunterkante erreicht ist, der Dampf unter der Rohrunterkante hindurch zum umgebenden Wasser. Die Verhältnisse sind ähnlich jenen, die am unteren Rande der Glocken auf den sog. Glockenböden in Rektifizierkolonnen herrschen. Über die Stoffaustauschgeschwindigkeit in diesem Bereich äußert Kirschbaum (/12/, S. 281): "Es ist der Schluß zulässig, daß der ganze Austausch und damit die Rektifikation vollzogen ist, sobald der Dampf in die Flüssigkeit tritt".

Die Erfahrung lehrt also, daß in diesem Bereich Bedingungen anzutreffen sind, die einen besonders guten Stoff- und Wärmeaustausch bewirken. Die wesentliche Ursache für dieses Verhalten ist im Vorhandensein der Rohrunterkante zu suchen. Allerdings beziehen sich diese Erfahrungen auf den stationären

Fall, während im Falle der Kondensationsschwingungen vorwiegend instationäre Bedingungen vorherrschen. Daher ist im folgenden der Einfluß beschleunigter Bewegungen auf den Stoff- und Wärmeaustausch zu diskutieren.

Eine Flüssigkeitsoberfläche ist solange stabil in dem Sinne, daß eine lokale Störung der Form der Oberfläche abklingt, solange der Druck in der Flüssigkeit mit wachsendem Abstand von der Oberfläche zunimmt. Wird jedoch die Flüssigkeit von der Oberfläche her z.B. durch Gasdruck beschleunigt, dann können solche Bedingungen erreicht werden, daß der Druck in die Tiefe der Flüssigkeit abfällt. Unter diesen Umständen wird die Flüssigkeitsoberfläche instabil und eine lokale Störung ihrer Form wird zunehmend verstärkt. In Abhängigkeit von den herrschenden Beschleunigungsbedingungen werden hierbei bestimmte Wellenlängen der Störungen bevorzugt, wie von Taylor (vgl. /19/) gefunden wurde. Man nennt daher diesen Vorgang auch Taylor-Instabilität. Allerdings wird hierdurch lediglich ausgesagt, daß Störungen mit umso kleineren Wellenlängen bevorzugt werden, je größer die wirksame Beschleunigung ist. Über das weitere Anwachsen der Störungen bis hin zu großen Verformungen der Oberfläche wird auf diese Weise nichts ausgesagt. Da es sich um ein dreidimensionales Strömungsproblem mit räumlich und zeitlich veränderlichen Randbedingungen und Eigenwert-Charakter handelt, ist eine mathematische Lösung des Problems sehr erschwert. In wenigen Fällen wurde bisher eine mathematische Behandlung dieses Vorganges vorgenommen. Ein solcher Fall ist das Aufsteigen von großen kolbenförmigen Luftblasen in vertikalen wassergefüllten Rohren: dieses Problem ist für die Berechnung von sog. Mammutpumpen von Interesse (vgl. /4/, S. 488 ff.). Ein ähnliches Problem stellt die Behandlung des Aufstiegs von Gasblasen in ruhenden Flüssigkeiten dar. In beiden Fällen findet man, daß die Störung proportional mit der Quadratwurzel aus der Größe der Störung (Rohrdurchmesser, Blasendurchmesser), sowie aus der wirksamen Beschleunigung, anwächst. Das bedeutet, daß sich praktisch die größten Störungen bevorzugt ausbreiten, während gleichzeitig auch kleinere Störungen sich überlagern. Je größer die wirksame Beschleunigung ist, desto kleinere Stö-

rungen werden also noch wirksam, bis die durch die Oberflächenspannung gegebene Grenze erreicht ist. Deswegen erscheinen bei optischer Beobachtung stark beschleunigte instabile Oberflächen matt.

Unter Berücksichtigung dieser Zusammenhänge ist zu schließen, daß auch im Falle des transienten Dampfaustritts unter der Unterkante eines Kondensationsrohres hindurch die größte Störung sich am schnellsten ausbreitet. Man kann also erwarten, daß der Dampf über größere Umfangsteile des Rohres gleichmäßig austritt, so daß zwischen dem instationären und dem stationären Verhalten keine sehr großen Unterschiede erwartet werden müssen.

Bei weitergeführtem Einblasen des Dampfes in die Flüssigkeit wächst, wie eigene und eine große Anzahl anderer Versuche gezeigt haben, bei kleinem Rohrdurchmesser um die Rohrmündung herum eine Kugelblase an, deren Schwerpunkt etwas unterhalb der Mündungsebene liegt. Allerdings handelt es sich nicht um eine glatte Kugelblase, sondern es sind im allgemeinen starke Störungen der Form überlagert.

Bei großen Rohrdurchmessern liegen etwas veränderte Verhältnisse vor. Wenn hierbei die gleichen Dampfmassenstromdichten wie bei kleineren Rohrdurchmessern zugrunde gelegt werden, dann ist bei gleichem Druck auch die Dampfgeschwindigkeit im Rohr gleich. Da aber die Wege zur Bildung etwa einer Kugelblase mit einem Durchmesser, der dem zweifachen Rohrdurchmesser entspricht, beim größeren Rohrdurchmesser entsprechend größer sind, wirkt sich hier der Einfluß des Blasenauftriebes relativ stärker aus und die Blasenunterkante entfernt sich relativ viel weniger weit von der Rohrmündung. Auf diese Weise spielt bei großen Rohrdurchmessern bei konstant gehaltener Dampfmassenstromdichte der Mechanismus der Erhöhung des Stoff- und Wärmeübergangs in der näheren Umgebung der Rohrunterkante eine größere Rolle als im Kleinversuch.

Im Bereich der für das Druckabbausystem interessanten Dampfmas-

senströme entfernt sich in Wirklichkeit die Blasenunterseite meist nur wenige Zentimeter von der Rohrunterkante. Im Zusammenwirken mit dem beschriebenen Phänomen des an der Rohrunterkante überhöhten Austausch ergibt sich bei vertikalen Bewegungen des Kondensationsrohres eine Art Steuerung des Kondensationsprozesses. Innerhalb gewisser Grenzen tritt nämlich der Fall ein, daß durch ein geringfügiges Absenken des Kondensationsrohres der Kondensationsprozeß geschwächt und durch Anheben des Rohres verstärkt wird. Bei der realen Anlage spielt dieser Effekt keine Rolle, aber bei ungünstig aufgebauten Experimenten können hierdurch vertikale Schwingbewegungen des Kondensationsrohres bewirkt werden. Diese Möglichkeit wurde in eigenen Kleinversuchen verifiziert. Der Mechanismus ist so, daß das Rohr bei abfallendem Innendruck nach unten bewegt wird, hierdurch die Kondensation geschwächt wird, der Innendruck folglich wieder ansteigt, wodurch das Rohr sich nach oben bewegt und die Kondensation wieder verstärkt wird. Wirksam wird dieser Vorgang bei Rohren von 0,6 m Durchmesser und ca. 7 m Länge bei Frequenzen um 5 Hz, falls das Kondensationsrohr oben geschlossen ist.

Anzumerken ist noch, daß der oben beschriebene Mechanismus der verstärkten Dampfkondensation an der Unterkante der Kondensationsrohre in KONDAS nicht berücksichtigt wurde. Ein wichtiger Grund dafür ist, daß es der Zweck des Rechenmodells sein sollte, die großen Kondensationsdruckstöße bevorzugt zu simulieren, ohne daß in der Rechnung so lange Perioden relativer Ruhe auftreten, wie das bei den Experimenten ausgeprägt der Fall war. Andererseits hat diese Vernachlässigung die Folge, daß im Rechenmodell auch beim Auftreten periodischer Wasserspiegelbewegungen mit Druckstößen die Kondensationsprozesse hinsichtlich ihrer zeitlichen Wirksamkeit falsch beschrieben werden, was mit eine Ursache für Ungenauigkeiten des Rechenprogrammes ist und in der Rechnung zu große Blasen entstehen läßt (s. Kap.3.5).

2.4 Rechenprogramm KONDAS

Das Rechenprogramm KONDAS (= Kondensation im Druck-Abbau-System) wurde in der Programmiersprache PL/1 geschrieben. Ein Flußdiagramm von KONDAS zeigt Abb. 11.

Weil von Anfang an damit zu rechnen war, daß die zu simulierenden Abläufe einerseits von periodischem Charakter mit erheblicher Dämpfung und starkem Antrieb sind (also ein "kurzes Gedächtnis" haben) und daß die Modellierung der komplexen Abläufe viele Wünsche offenlassen mußte, konnte bei der Lösung des schon wegen der vielen notwendigen Fallunterscheidungen nichtlinearen Differentialgleichungssystems auf das Verfahren der expliziten Integration zurückgegriffen werden. Dieses Verfahren erleichterte auch die Durchführung von Modellerweiterungen, wie sie im Laufe der Entwicklung von KONDAS mehrmals erforderlich waren. Eine globale Zeitschrittautomatik ist nicht vorgesehen; während gewöhnlich KONDAS mit dem per Eingabe vorgegebenen Zeitschritt arbeitet, wird bei Benutzung der Option "endlicher Fluidraum" (Eingabeparameter KZFLUR = 1, Wasservorlage nach Abb. 2 b) der zulässige Zeitschritt im Programm ermittelt und dem vorgegebenen Wert überspeichert. Bei der Option "unendlicher Fluidraum" (KZFLUR = 0) können bei zu großem Zeitschritt Fehler auftreten, die zum Abbruch der Rechnung führen; weil jedoch die empfindlichen Rechenschritte die Berechnung von Dampfzuständen in den Blasen unter extremen Verhältnissen betreffen (wobei die Fehler von kleinerer Bedeutung sind), wirken sich die vom Zeitschritt abhängigen Fehler nicht weiter aus und man kann den Zeitschritt so groß wählen, daß der Abbruch durch Fehlermeldung gerade noch sicher vermieden wird. Dies war bei Rechnungen mit GaU-Rohren von 600 mm NW mit einem Zeitschritt von 0,2 ms immer erreicht.

Die in KONDAS benötigten Stoffdaten werden sämtliche innerhalb der erforderlichen Zustandsbereiche durch Polynome mit Hilfe von Subroutinen dargestellt. Da die zu berücksichtigenden Zustandsbereiche meistens klein sind, konnten stets sehr einfache

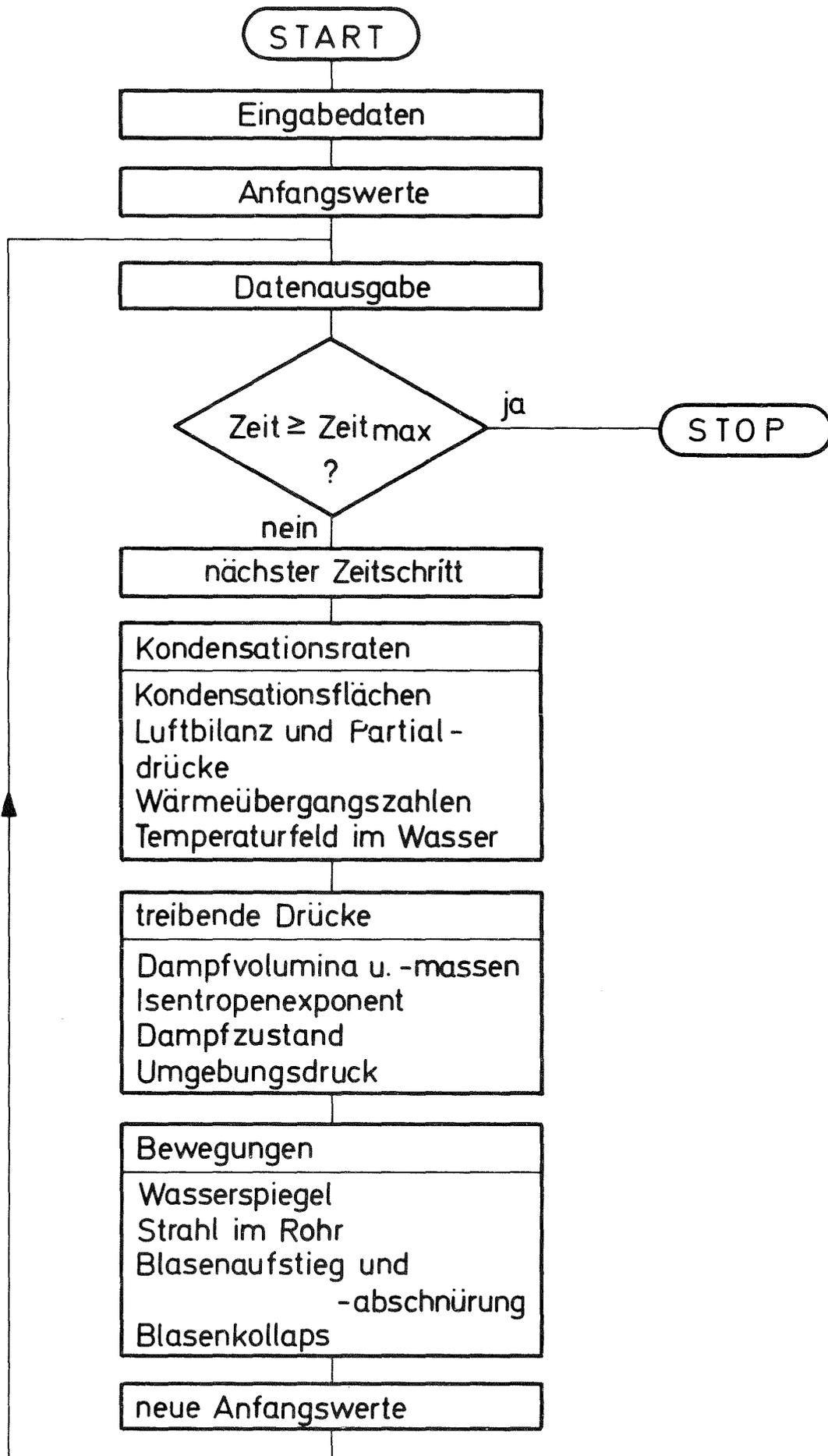


Abb. 11 KONDAS-Flußdiagramm

Funktionen gewählt werden, um im Vergleich zu den Fehlerquellen aus der Modellierung des Kondensationsvorganges ausreichend kleine Fehler der Stoffdaten zu sichern. Im einzelnen betreffen diese Funktionen folgende Eigenschaften:

- Isentropenexponent von Heißdampf
- Isentropenexponent von Naßdampf
- Enthalpie von Heißdampf
- Enthalpie von Naßdampf
- Sättigungstemperatur als Funktion des Druckes
- Spez. Gewicht von Wasser
- Wärmeleitfähigkeit von Wasser
- Spez. Wärmekapazität von Wasser
- Enthalpie von Wasser
- Spez. Volumen von Heiß- und Naßdampf
- Viskosität von Sattedampf
- Viskosität von Sattwasser

Daneben sind in KONDAS Unterprogramme vorhanden zur Lösung linearer Gleichungssysteme, zur Integration, zur Erzeugung von gleichverteilten Zufallszahlen (zwischen Null und Eins) und zur Umwandlung dieser Zufallszahlen in normalverteilte Zufallszahlen bei vorgegebenem Mittelwert und vorgegebener Varianz.

3. Ergebnisse aus KONDAS-Rechnungen

Im folgenden wird dargelegt, wie anhand der von der KWU vor allem im Jahre 1976 im Großkraftwerk Mannheim durchgeführten Versuche eine Festlegung der KONDAS-Modellparameter und daran anschließend eine weitergehende Code-Verifikation erfolgte. Auf dieser Basis werden dann weitere Einflüsse auf den Kondensationsprozeß und insbesondere auf die Druckpulsentstehung untersucht und, soweit möglich, mit der experimentellen Erfahrung verglichen. Schließlich wird auch gezeigt, daß mit KONDAS auch die im Wetwell der Marviken-Anlage gefundenen Druckpulsationen erklärt werden können. Nach einer Diskussion des Unterschiedes zwischen den experimentell beobachteten und den berechneten Abmessungen abgelöster Dampfblasen wird zuletzt auf die im Mehrrohrverband zu erwartenden Synchronisationseffekte eingegangen.

3.1 Festlegung der KONDAS-Modellparameter durch Vergleich mit experimentellen Daten

Bei der Erstellung des KONDAS-Rechenprogramms wurde Wert darauf gelegt, zur Durchführung von Empfindlichkeitsstudien vor allem für ungenau erfaßbare Modellprozesse freie Eingabeparameter zur Verfügung zu haben. In einigen Fällen wurden diese Eingabeparameter so definiert, daß der von der Formulierung der Problemgleichungen her zu erwartende Wert gleich Eins ist. Zeigt sich eine erhebliche Sensitivität des Rechenergebnisses auf Änderungen eines solchen Parameters, dann bedeutet das, daß das so beeinflusste Einzelphänomen ein großes Gewicht im Gesamtmodell besitzt. Stellt sich bei der Code-Justierung heraus, daß zur Anpassung der Rechenergebnisse an gemessene Versuchsabläufe für diese Einstellparameter deutliche Abweichungen von Eins notwendig werden, dann ist der entsprechende Teilprozeß noch zu ungenau im Rechenmodell erfaßt. Je mehr solcher Parameter insgesamt vom Erwartungswert abweichen, desto kleiner wird das Extrapolationspotential des Rechenprogramms sein und desto umfangreicher muß dementsprechend das stützende experimentelle Material sein.

In KONDAS kommen nun folgende Einstellparameter der soeben diskutierten Bedeutung vor:

- AAK = Korrekturfaktor für die Rückstellfunktion der transienten Wirbelstruktur einer der Kompression unterliegenden turbulenten Grenzschicht (AAK ist identisch mit C in den Gln. 6 und 7 im Abschnitt 2.3.2).
- BYQUER = Wirkungsgrad für die Bildung der turbulenten Mikro-grenzschicht bei der Anströmung der Wasseroberfläche durch kondensierenden Dampf (BYQUER ist ein Korrekturparameter für das erste Glied der rechten Seite von Gl. 20 in Abschnitt 2.3.1 und dort erläutert).

WKBLA = Korrekturparameter für den Trägheitsterm beim Blasenauftieg (WKBLA ist im Zusammenhang mit Gl. 5 im Abschnitt 2.1.3 erklärt).

WKSPI = Korrekturparameter für die Geschwindigkeit des Wasserspiegeleintritts in das GaU-Rohr beim Blasenabschnürvorgang (WKSPI ist im Absatz vor Gl. 6 im Abschnitt 2.1.3 erklärt).

Neben den genannten Einstellparametern mit dem Erwartungswert Eins kommen in KONDAS Eingabegrößen vor, die von der Art geometrischer (zur Definition der Systemgeometrie) und physikalischer (zur Definition z.B. von Stoffeigenschaften) Daten sind, die jedoch Erfahrungswerte für in KONDAS nicht explizit beschriebene Prozesse (Dämpfung von Druckwellen, turbulente Wärmeleitung, Blasenaufräuhung usf.) vermitteln. Diese Eingabegrößen sind im folgenden aufgeführt:

ABKLL = Abkling-Laufweg für Druckwellen im rohrförmigen Behälter (ABKLL ist entsprechend Abschnitt 2.2.3, Gl. 12, durch $ABKLL = a_s \cdot \tau$ definiert).

ARMIW, ARSIG = Mittelwert und Varianz für die Blasenaufräuhung (im Abschnitt 2.3.5 erwähnt; die Blasenoberfläche wird aus $F_{Blase} = F_{Kugel} \cdot (1 + AR)$ berechnet, wobei AR mittels Zufallszahlen aus ARMIW = Mittelwert und ARSIG = Varianz von AR gebildet wird).

BREMS = Dämpfungsparameter bei der Volumenschwingung kollabierender abgelöster Blasen (BREMS ist identisch mit C_B in den Gln. 22 und 25 im Abschnitt "Volumenschwingung freier Blasen" in Kapitel 2.1.1).

CK = Austauschfrequenz für die wasserseitige Grenzschicht an der Blasenoberfläche (CK ist identisch mit f nach den Gln. 2, 6, 20 usf. im Kapitel 2.3.1).

FSMIW, FSSIG = Mittelwert und Varianz der Aufrauung der Strahloberfläche im GaU-Rohr (im Abschnitt "Wasser-oberfläche im Rohr" Kapitel 2.3.5, ist FKØRR erwähnt, die Strahloberfläche wird nach

$$F_{\text{Str}} = F_{\text{str, ideal}} \cdot (1 + \text{FKØRR})$$

gebildet; FSMIW = Mittelwert und FSSIG = Varianz von FKØRR, woraus FKØRR mittels Zufallszahl gebildet wird).

LUVRØ = Länge der angenommenen Luftrückmischzone im GaU-Rohr, bezogen auf den Rohrradius (wird im Abschnitt 2.3.3 erwähnt).

SG = Dicke der laminaren dampf- und wasserseitigen Grenzschicht an den freien Wasseroberflächen (entspricht y^* von Gl. 2, Abschnitt 2.3.3, falls die Option der Benutzung des vereinfachten Wärmeübergangsmodells, also KZWUEZ = 0, Verwendung findet; bei KZWUEZ = 1 dient SG nur als Anfangs- und Grenzwert).

WQUER = Quergeschwindigkeit des Randes des in das GaU-Rohr rückschlagenden Wasserstrahles (identisch mit u_q in Gl. 19 im Abschnitt 2.3.5).

ZTCHAR = Charakteristische Zeit für den periodischen Chuggingvorgang (dient der Ermittlung der Wärmeeindringtiefe in die Wasser- und Rohrwandoberfläche bei der Dampfkondensation und sollte ungefähr das 0,5-fache der Chugging-Periode betragen).

Die übrigen KONDAS -Eingabedaten betreffen Angaben zur geometrischen und stofflichen Definition des der Rechnung zugrunde liegenden realen Systems; diese Daten können daher ohne Korrektur oder Anpassung direkt (z.B. aus Konstruktionszeichnungen) gewonnen bzw. abgeleitet werden.

Im Laufe der Testrechnungen mit KONDAS zeigte es sich, daß vor allem die Größen WKBLA und WKSPI nicht mit dem Erwartungswert Eins Verwendung finden konnten, da es sich um relativ sensitive Eingabegrößen handelt und offenbar die Beschreibung des Blasenauftiegs und des Wasserspiegelrückschlages bei der Blasenablösung in KONDAS noch zu stark vereinfacht ist. Daher ist auf die Festlegung dieser Größen noch zurückzukommen. Die meisten anderen der oben aufgelisteten Eingabegrößen stellten sich (mit Ausnahme der Austauschfrequenz CK) als wenig sensitiv heraus und wurden zumeist mit folgenden Werten benutzt:

AAK	= 1
BYQUER	= 0,5
ABKLL	= 50 m
ARMIW	≈ 0,35
ARSIG	≈ 0,17
BREMS	= 1,0
FSMIW	= 0,2
FSSIG	= 0,1
LUVRØ	= 2,0
SG	= 0,001 cm
WQUER	= 0,35 m/s
ZTCHAR	= 0,6 s

Die genannten Zahlenwerte stellen praktisch ohne Ausnahme Schätzwerte dar, die sich aufgrund der Erfahrung, Anschauung und Beobachtung für die jeweils zu beschreibenden Prozesse plausibel ergeben. BREMS und SG wurden durch Testrechnungen gesondert geprüft und abgeschätzt. Die Größen ARMIW und FSMIW sind Schätzwerte aus Beobachtungen an Blasen und die jeweiligen Varianz-Werte wurden zu ca. 50 % der Mittelwerte gewählt.

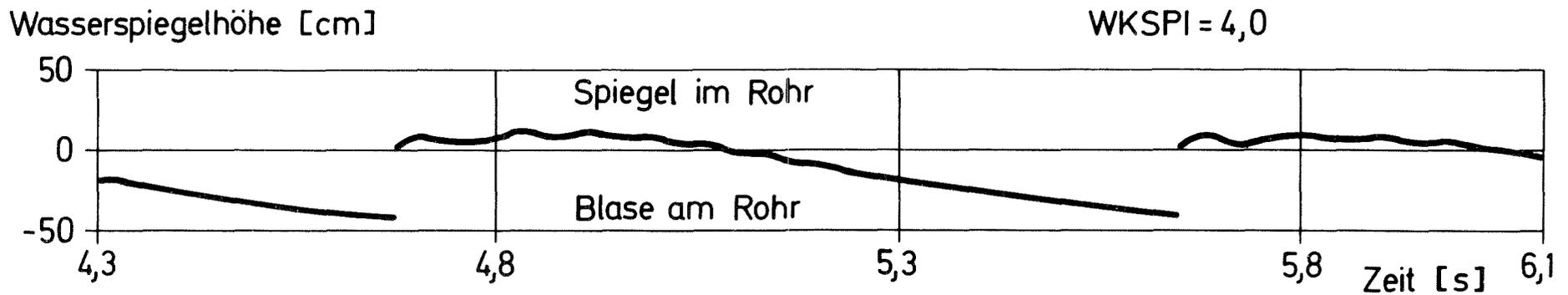
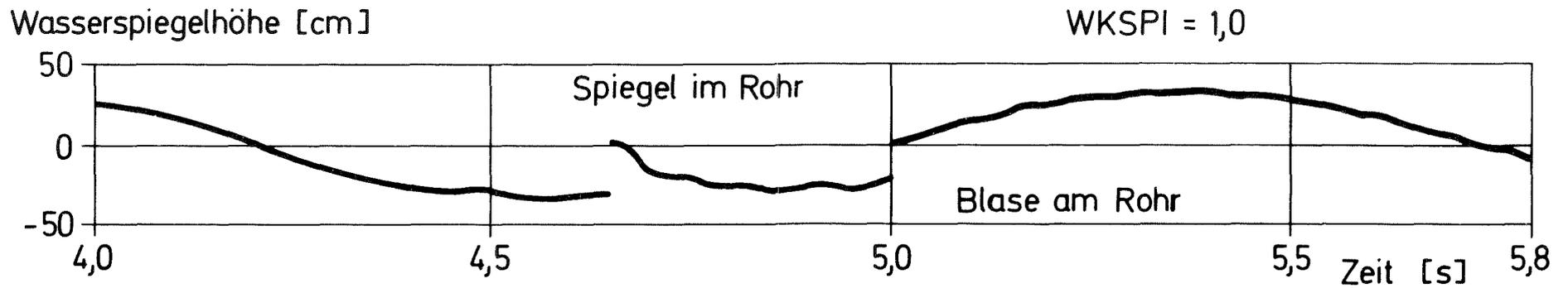
Bei ersten Testrechnungen war deutlich geworden, daß eine Annäherung der mit KONDAS errechneten Zustandsverläufe an die experimentelle Erfahrung erreicht wird, wenn für WKBLA Werte kleiner Eins eingesetzt werden. Mit der Verkleinerung der Aufschwimmgeschwindigkeit der Blasen vor der Ablösung verringerte sich jedoch auch die Eintrittsgeschwindigkeit des Wasserspiegels in das Rohr

(Blasenabschnürung). In Wirklichkeit dürften die Strömungsverhältnisse an der GaU-Rohrmündung so sein, daß zwar die torusförmig abgeschnürte Blase am Rohr entlang langsamer aufsteigt als eine frei aufschwimmende Zylinderblase entsprechender Abmessungen, daß aber infolge der seitlichen Ausweichbewegung des Dampfes der in die Rohrmündung zurückschlagende Wasserspiegel eine höhere Geschwindigkeit hat als der Schwerpunkt der kugelförmig gerechneten Blase. Demzufolge muß mit einer Verringerung von WKBLA eine Erhöhung von WKSPI einhergehen. Hierbei wurde für WKSPI als brauchbarer Wert

$$\text{WKSPI} = 4,0$$

gefunden, der dann für alle folgenden Rechnungen nicht mehr verändert werden mußte. Die Auswirkung der Erhöhung von WKSPI von 1,0 auf 4,0 ist in Abb. 12 demonstriert; bei WKSPI = 1,0 bilden sich in jeder Chugging-Periode zwei (und gelegentlich auch drei) sich ablösende Blasen, was hinsichtlich der Häufigkeit eines solchen Prozesses mit der experimentellen Erfahrung (GKM II-Versuche und andere) nicht übereinstimmt. Nach Erhöhung von WKSPI auf 4,0 zeichnet sich eine phänomenologische Verbesserung insofern ab, als sich je Chugging-Periode nur noch eine Blase bildet und gleichzeitig der Wasserspiegel in Übereinstimmung mit experimentellen Beobachtungen weniger tief (also realistischer) in das Rohr eindringt.

Nachdem so durch Erhöhung von WKSPI das Phänomen der Wasserspiegelbewegung an der Rohrmündung qualitativ den experimentellen Erfahrungen angeglichen war, konnte mit Hilfe weiterer Veränderungen von WKBLA eine Justierung in quantitativer Hinsicht vorgenommen werden. Hierzu wurden die entsprechenden Daten für die Experimentiereinrichtung GKM II (Versuche der KWU im Großkraftwerk Mannheim) in die Rechnung eingegeben. Die Auswirkungen der Veränderungen von WKBLA auf die errechneten maximalen Druckamplituden und Blasenbildungsfrequenzen (Chuggingfrequenz) ist in den Abb. 13 und 14 dargestellt. Um bezüglich der errechneten Druckamplituden auf der sicheren Seite zu liegen wurde dementsprechend für alle weiteren Rechnungen für WKBLA der Wert 0,1 verwendet.



Dampfmassenstrom = $10 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$; Wassertemperatur = 67°C ;

Stat. Druck an der Mündung = 3,2 bar ; Wasserraum unendlich ausgedehnt.

Abb. 12 Einfluß des KONDAS-Parameters WKSPI auf die Wasserspiegelbewegung an der Rohrmündung

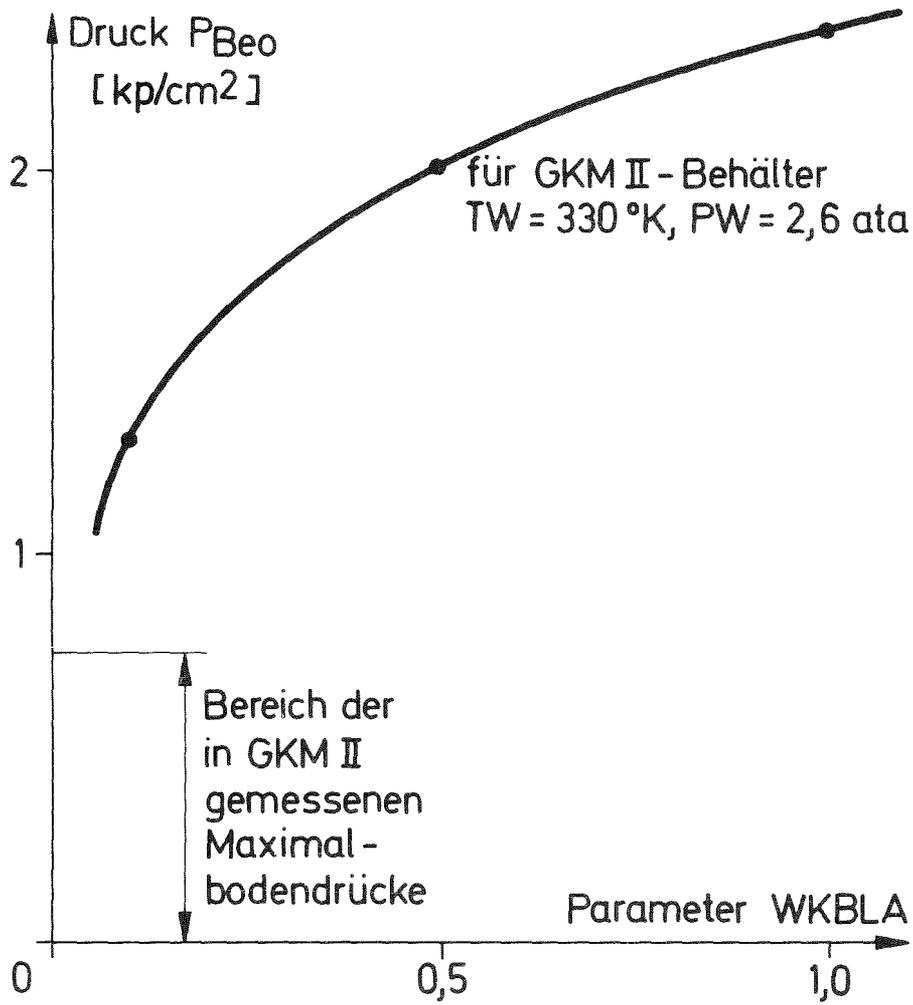


Abb. 13 Abhängigkeit der maximalen Druckamplituden vom
KONDAS-Parameter WKBLA

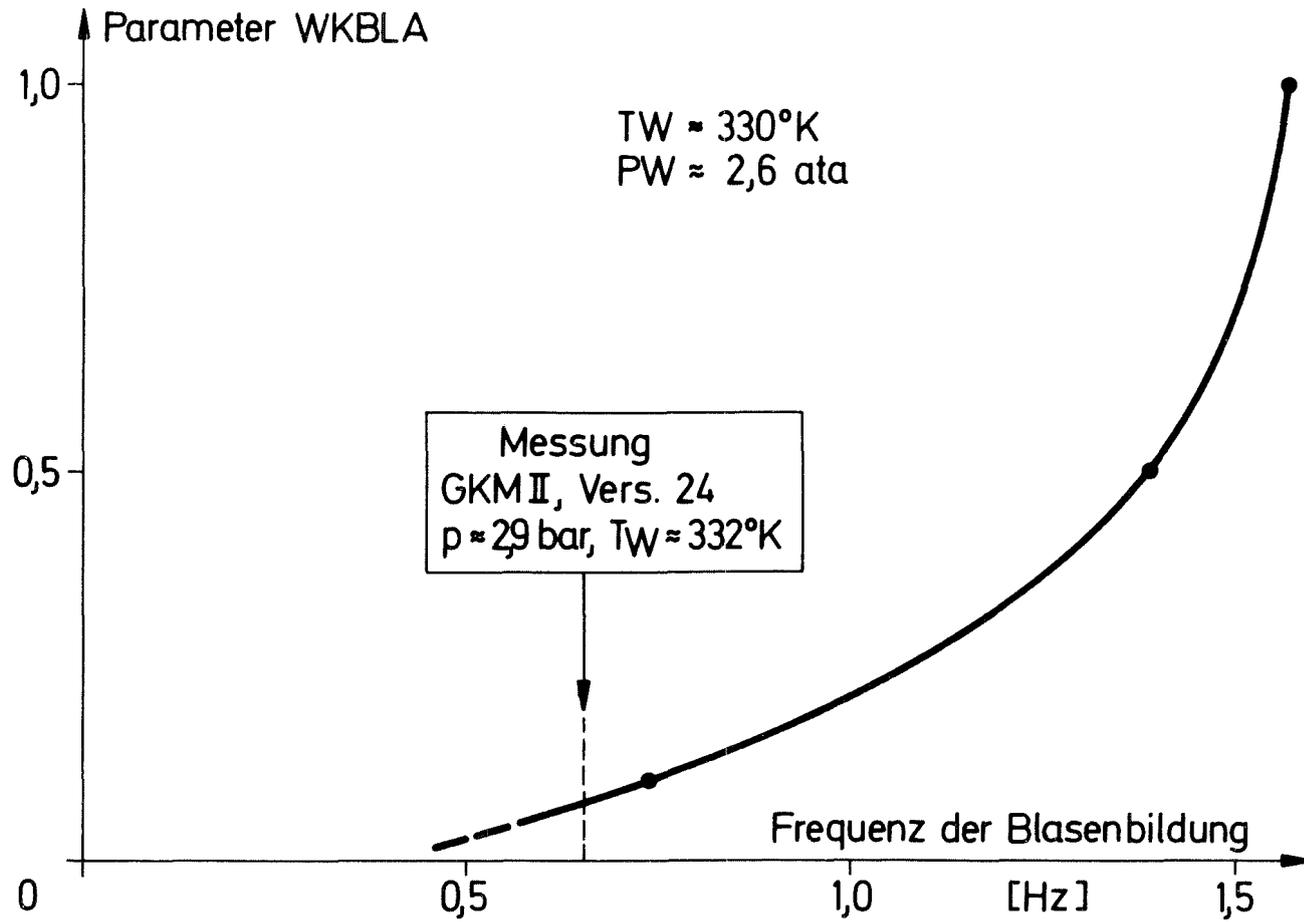


Abb. 14

Abhängigkeit der Frequenz der Blasenbildung vom KONDAS-Parameter WKBLA

Aus den Abbildungen 13 und 14 kann insbesondere entnommen werden, daß für die GKM II-Versuche die Verringerung von WKBLA den Bereich der gemessenen Druckamplituden und Chuggingfrequenz etwa gleichzeitig erreichen läßt: Dieses Verhalten des Rechenmodells ist recht befriedigend, da sich weitere Korrekturen offenbar erübrigen.

Es verdient festgehalten zu werden, daß sich bei dem so festgelegten Satz der Korrekturparameter keiner befindet, der beispielsweise die Druck- oder Temperaturabhängigkeit des Kondensationsprozesses direkt betrifft.

Zur Auswahl eines Wertes für die Austauschfrequenz CK (bzw. f im Kapitel 2.3.1) ist folgendes zu sagen:

Bei der Verwendung des erweiterten Wärmeübergangsmodells (KZWUEZ = 1, vgl. Kapitel 2.3.1) erschien es plausibel und übereinstimmend mit Vorstellungen und Erfahrungen an turbulenten Strömungen, $CK \approx 80$ [Hz] einzusetzen. Mit diesem Zahlenwert liefert das erweiterte Wärmeübergangsmodell in KONDAS automatisch Wärmeübergangszahlen für die Kondensation an der freien Oberfläche des turbulenten Wassers, die mit Abschätzungen aus Kondensationsexperimenten der KWU und mit Daten aus eigenen kleinen Experimenten gut übereinstimmen. Allerdings ist die Modellierung des erweiterten Wärmeübergangsmodells in KONDAS insbesondere auch im Hinblick auf die Beschreibung der Dampfströmung in den Dampfblasen vor und nach deren Abschnürung nicht sehr befriedigend und führte zu höherfrequenten Überlagerungsphänomenen (in Abb. 12 zu erkennen), die nur teilweise und bedingt in das Bild der experimentellen Erfahrungen zu passen scheinen (ohne deswegen allzu schwerwiegend zu sein!). Bei Verwendung der Option "einfaches Wärmeübergangsmodell" (KZWUEZ = 0, vgl. Kapitel 2.3.1) verschwinden die höherfrequenten Schwingungen; allerdings mußte nun für CK ein Wert von 8000 [HZ] eingesetzt werden, um den Effekt der Erhöhung des Kondensationswärmeübergangs durch das tangentielle Anblasen der Wasseroberfläche (Rührwirkung des kondensierenden Dampfes) im Mittel nachzubilden. Daher wurden für CK gewöhnlich bei allen weiteren Rechnungen folgende Werte benutzt:

CK = 80 bei KZWUEZ = 1
(erweitertes Kondensationswärmeübergangsmodell)

CK = 8000 bei KZWUEZ = 0
(einfaches Kondensationswärmeübergangsmodell)

Wegen der einfacheren Deutbarkeit der errechneten Kurvenverläufe und deren besserer Annäherung an die experimentellen Verläufe wurde bei den meisten Rechnungen KZWUEZ = 0 verwendet.

3.2 Verifizierung von KONDAS anhand der GKM II-Experimente

Mit den im Kapitel 3.1 festgelegten Modellparametern sind geeignete Vergleiche zwischen den KONDAS-Rechenergebnissen und der experimentellen Erfahrung zu ziehen, um die Brauchbarkeit von KONDAS zu zeigen und damit den Code soweit wie möglich zu verifizieren. Zu diesem Zweck sind solche Effekte heranzuziehen, die nicht direkt mit den bei der Code-Justierung angepaßten Modellparametern zusammenhängen. Hier bieten sich die in den GKM II-Versuchen untersuchten Einflüsse des Kondensationskammerdruckes, der Temperatur der Wasservorlage im Wetwell und das Verhalten von Druckpulsserien an.

Bei der Festlegung des Parameters WKBLA war darauf geachtet worden, daß die verbleibenden Unsicherheiten der Rechnung so liegen, daß im Sinne der Sicherheit konservative Ergebnisse erhalten werden. Es muß nun beachtet werden, daß das Auftreten von Druckschwingungen großer Amplituden im Experiment gewöhnlich sehr selten ist und daß aus der Amplitudenstatistik eine Begrenzung nach oben hin nicht erkennbar ist. In Abb. 15 ist gezeigt, daß tatsächlich eine hinsichtlich der qualitativen Aussage gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung erzielbar ist. Hinsichtlich der quantitativen Aussage ist wichtig, daß der dargestellte gemessene Druckverlauf nicht das größte beobachtete Ereignis wiedergibt.

Der in Abb. 15 dargestellte experimentell gefundene Druckverlauf ist etwas niederfrequenter als der berechnete Verlauf und er enthält einen größeren Anteil höherfrequenter Störungen. Hierzu ist zu sagen, daß in einigen wenigen Experimenten in der Tat noch glattere Druckschwingungen gefunden wurden, daß aber gewöhnlich der Anteil an Oberwellen wesentlich größer als hier abgebildet war. Die Ursache für dieses Verhalten liegt darin, daß im vereinfachten Rechenmodell die in Wirklichkeit auftretenden dreidimensionalen Effekte der Blasenverformung und -teilung mit der entsprechenden Auswirkung auf den Kondensationsprozeß nicht nachgebildet sind, während im Experiment daraus kurzzeitige naddelförmige Druckimpulse folgen, die den Grundschwingungen des

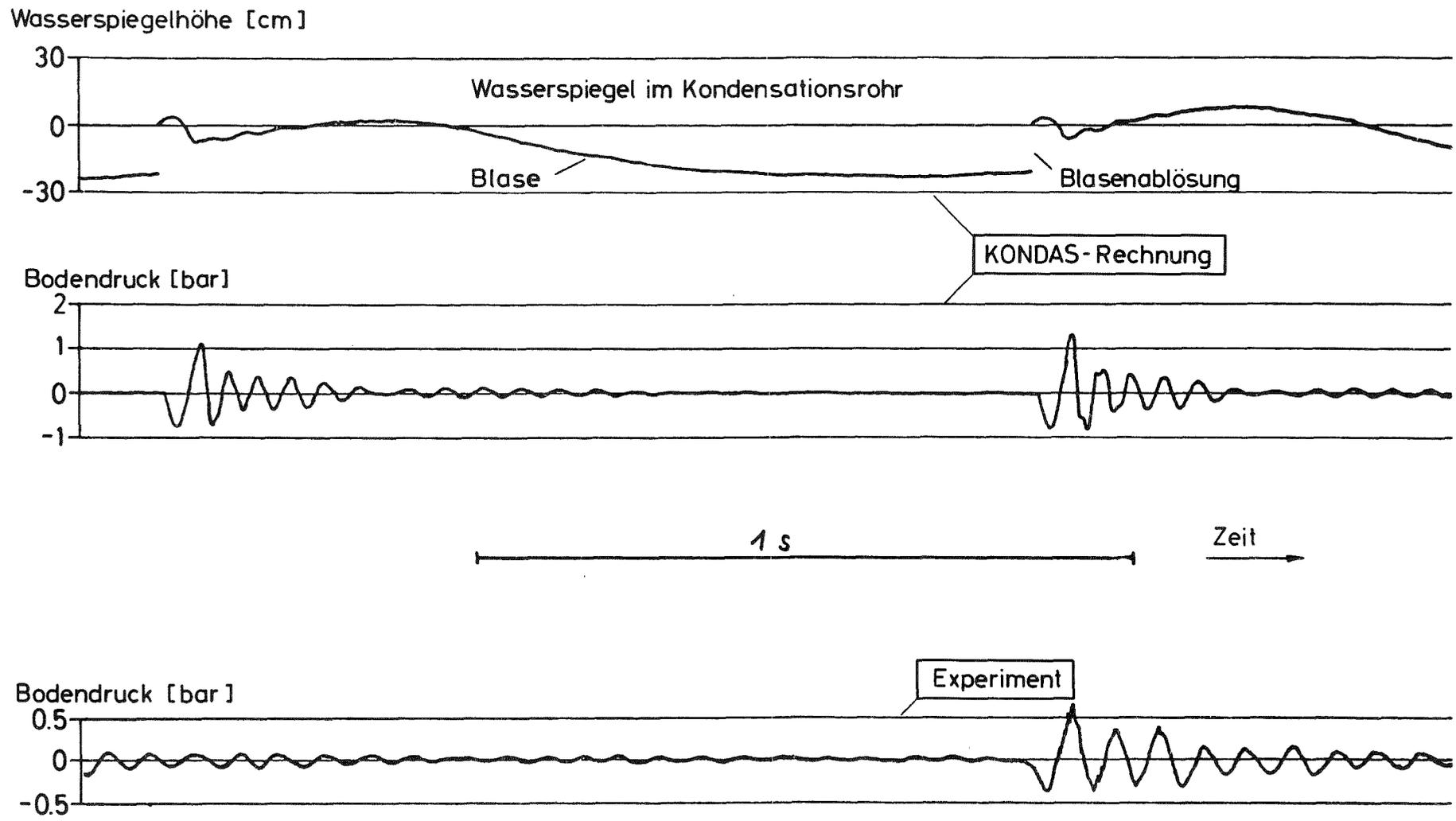


Abb. 15 Vergleich der Bodendruckverläufe aus dem GKM II-Versuch Nr. 8 und nach KONDAS-Rechnung für den GKM II-Behälter

Drywell überlagert sind. Die Frequenz dieser Grundschiwingung des Systems Wasser/Wand hängt außer von der Füllhöhe des Wassers in der Rechnung vor allem von der Behälternachgiebigkeit ab. Diese wurde in der Rechnung mit dem von der KWU für den GKM II-Behälter angegebenen Wert ohne Korrektur oder Anpassung verwendet.

Auf die Unterschiede der Druckpuls-Wiederholfrequenz zwischen Experiment und Rechnung wurde bereits bei der Diskussion der Festlegung des Blasenauftiegsparameters WKBLA im Kapitel 3.1 hingewiesen, ebenso auf die Unterschiede hinsichtlich der zu erwartenden Druckamplituden. Daher können diese Größen auch nicht zur Verifikation des Codes herangezogen werden. Vielmehr hat man auf solche Effekte zurückzugreifen, die von diesen Größen und den zur Code-Justierung verwendeten Parametern nicht direkt abhängig sind. Aus dem zur Verfügung stehenden experimentellen Material bieten sich hierfür die Einflüsse des Druckes in der Kondensationskammer, der Wassertemperatur der Wasservorlage und schließlich der Zusammenhang zwischen der Höhe von Druckpulsen in Druckpulsserien und den zugehörigen Zeitabständen an. Aufgrund der Voraussetzungen kann die Verifikation jedoch nur anhand des Trends dieser verschiedenen Einflüsse und Zusammenhänge durchgeführt werden.

In den Abb. 16 bis 18 sind die angesprochenen Trend-Vergleiche dargestellt. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung festzustellen. Allerdings ist festzuhalten, daß das experimentelle Material relativ wenig umfangreich ist und daher unter den beobachteten starken statistischen Streuungen leidet. Es erscheint daher auch kaum möglich, mit dem bisher gewonnenen Versuchsmaterial und auf der Basis von Simulationsrechenprogrammen sehr viel bessere Ergebnisse zu erzielen, als das mit KONDAS möglich war.

Besonders wichtig erscheint die Aussage von Abb. 18, die die richtige Wiedergabe der Dynamik der Einzelblasenbildung und der erzeugten Druckpulsamplituden durch KONDAS belegt. Dieser Zusammenhang konnte nur deswegen ausgewertet werden, weil glücklicherweise in einem der GKM II-Experimente eine ausreichend lange ununterbrochene Druckpulsserie auftrat.

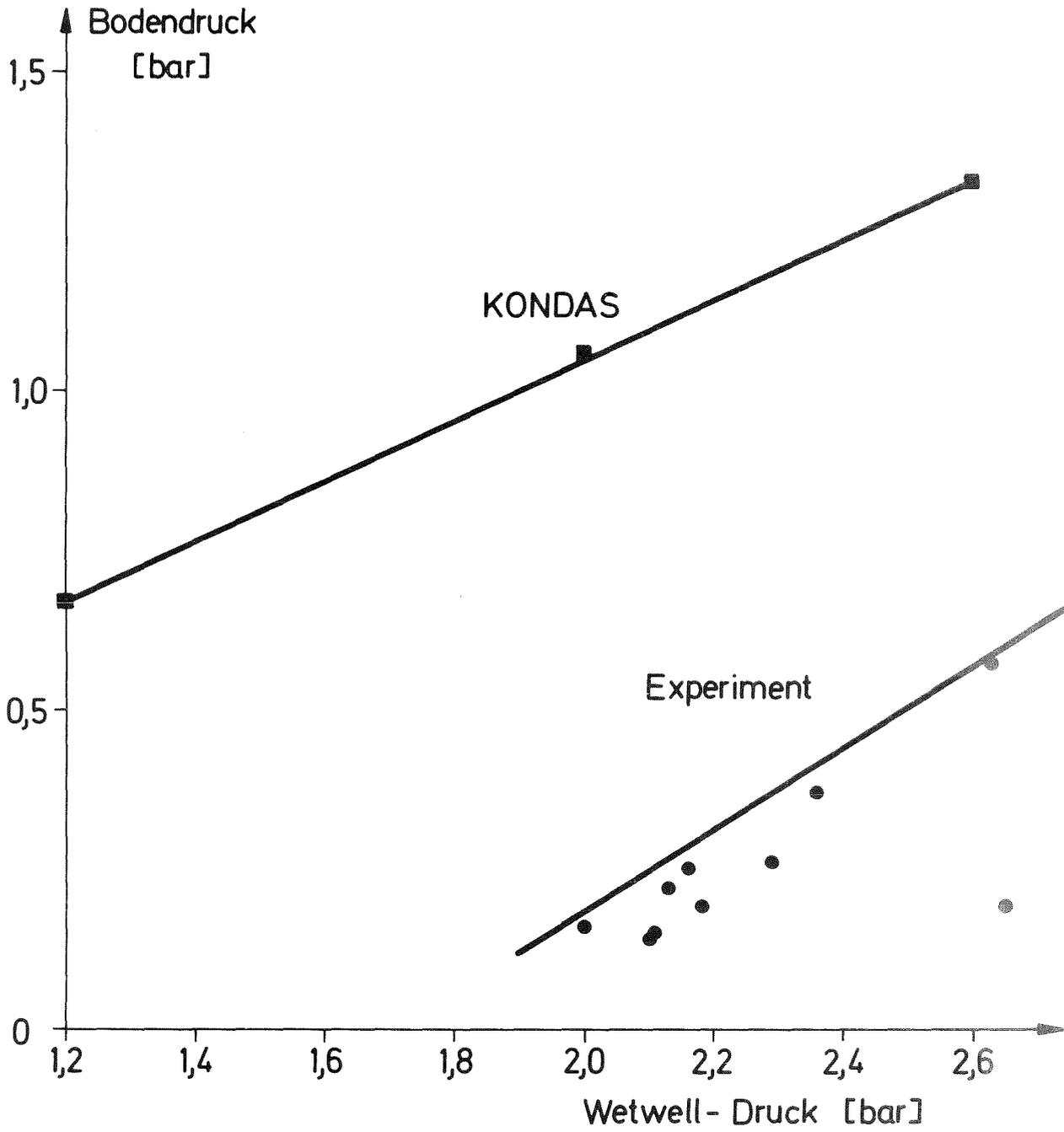


Abb. 16 Einfluß des Druckes im Wetwell auf die Druckpulsamplituden; Vergleich zwischen GKM II-Experiment und Rechnung

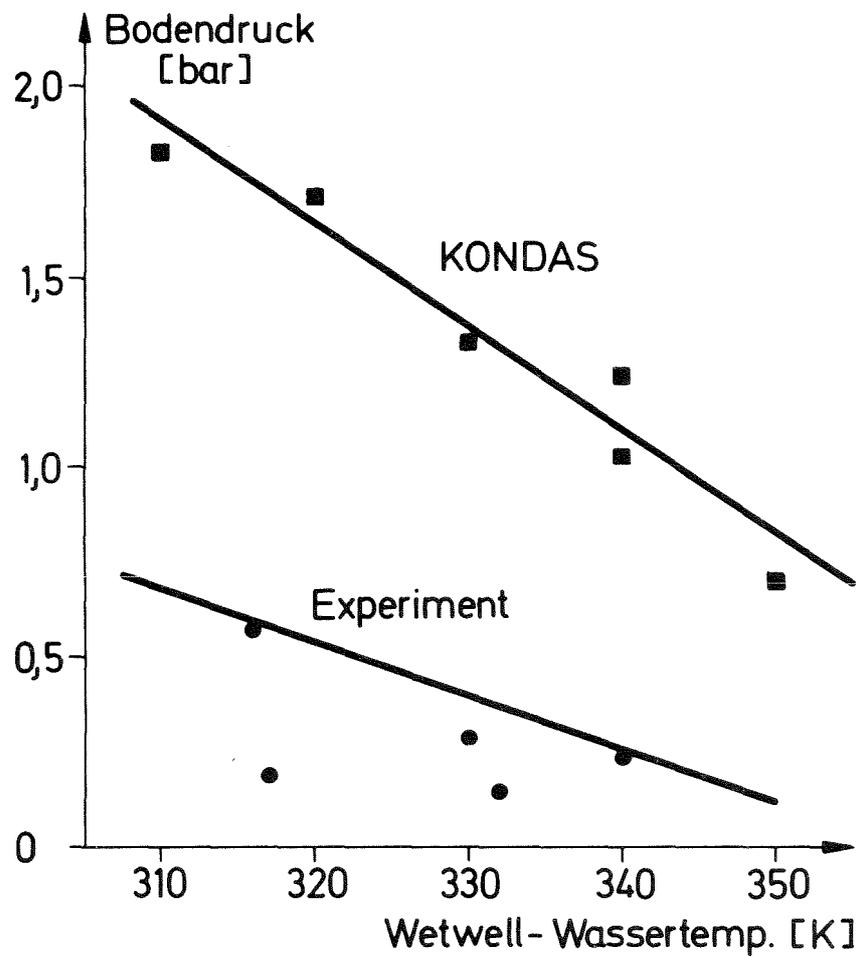


Abb. 17 Einfluß der Wassertemperatur im Wetwell auf die Druckpulsamplituden; Vergleich zwischen GKM II-Experiment und Rechnung

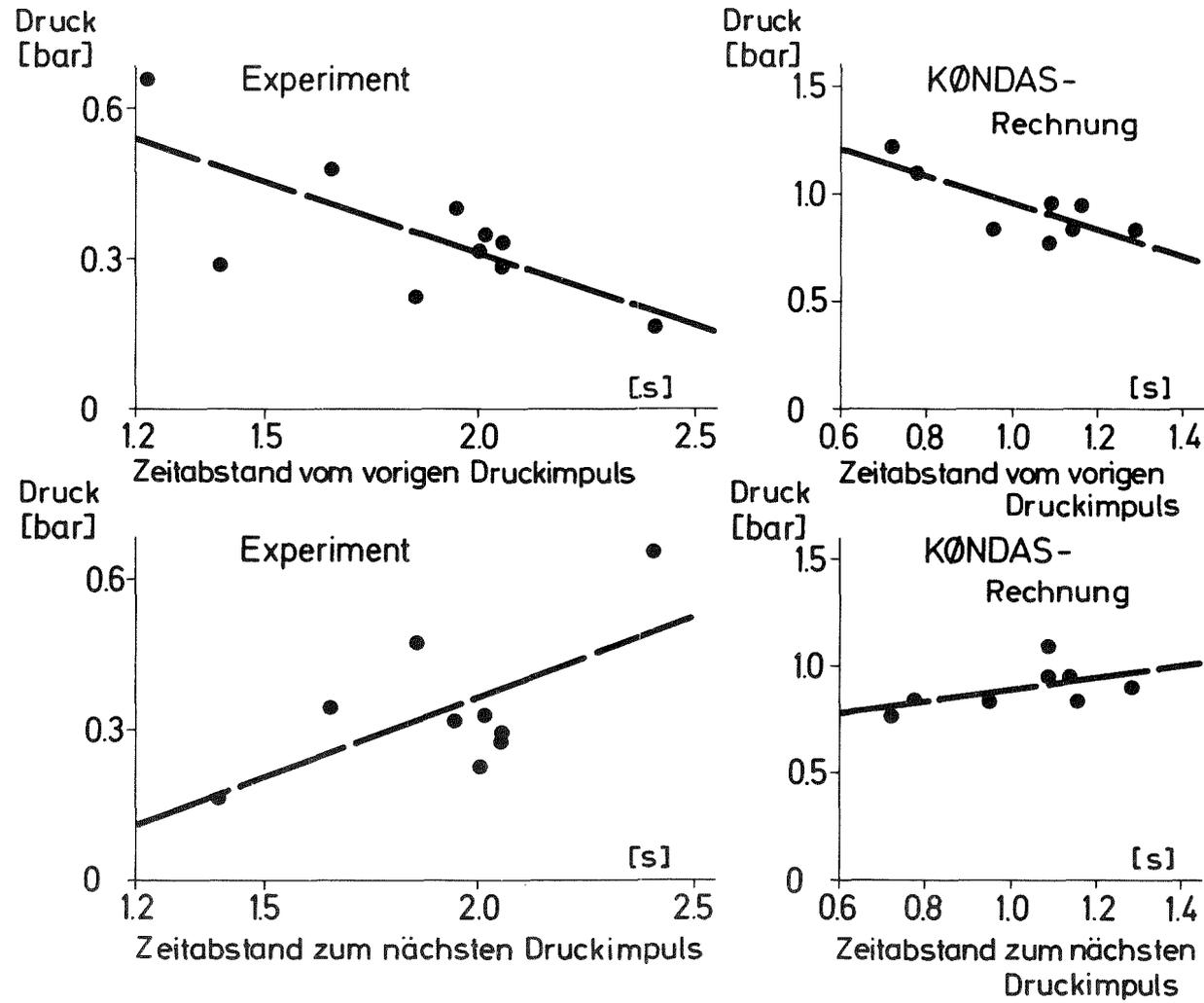


Abb. 18

Zeitliche Abstände aufeinanderfolgender Druckpulse; Vergleich von GKM II-Experiment und Rechnung

Zu den in den Abb. 16 bis 18 dargestellten Druckamplituden aus den GKM II-Experimenten ist noch zu bemerken, daß es sich nicht unmittelbar um die gemessenen Maximalwerte handelt. Vielmehr stammen diese Daten aus einer Versuchsserie (Versuche Nr. 21 bis 34), die mit für das Kernkraftwerk Philippsburg I relevanten Daten (insbesondere hinsichtlich der Behältersteifigkeit) gefahren wurden. Nur in dieser Versuchsserie wurden die Wassertemperatur und der Behälterdruck in stärkerem Umfang variiert. Dagegen waren die KONDAS-Rechnungen schon verhältnismäßig früh für die für die GKM II-Versuche Nr. 1 bis 20 charakteristischen Apparatedaten durchgeführt worden. Daher wurden die Versuchsdaten dementsprechend umgerechnet. Hierzu müssen zunächst die in KONDAS sowieso nicht dargestellten hochfrequenten Druckwellenanteile eliminiert werden. Dies geschah durch Auswertung des Impulses (Druck-Zeit-Integral) der ersten positiven Druckschwingung (die auch diejenige mit der größten Amplitude ist) der wesentlichen Druckpulsationen. Die in den oben genannten Abbildungen verwendete Druckamplitude ergibt sich aus dem Integralwert des Impulses und der zur gemessenen Behälterfrequenz von etwa 14 Hz gehörenden Halbperiode von etwa 35,7 ms Dauer.

3.3 Untersuchung verschiedener Einflüsse auf die Druckpuls- entstehung nach KONDAS

Wenn auch ein Simulationsrechenprogramm infolge der vielen vorzunehmenden Vereinfachungen nur mit Einschränkungen in der Lage sein kann, das wirkliche Geschehen darzustellen, so kann es doch in dem Sinne verwendet werden, einerseits Einblicke in bisher noch nicht gemessene oder nicht meßbare Zustandsabläufe und Mechanismen zu geben und andererseits auch durch Aussagen über bisher nicht gemessene Zusammenhänge eine Basis für eine eventuelle spätere Überarbeitung oder Neufassung eines solchen Rechenprogrammes zu liefern. Daher sollen auch hier einige Aussagen mit Hilfe von KONDAS gemacht werden, die nur zum Teil durch die mehr qualitative experimentelle Erfahrung überprüfbar sind oder die auch nur KONDAS-interne Parameter betreffen.

Bei den im Kapitel 3.6 durchgeführten Untersuchungen zum Synchronisationsverhalten eines Rohrverbandes wird zum Teil mit einer Blasenaufräuhung gearbeitet, die gegenüber den für die Verifikation mittels der GKM II-Versuche verwendeten Werten vergrößert ist. Daher soll zunächst der Einfluß der Veränderung der Aufräuhungs-Parameter gezeigt werden. Wie in Abb. 19 zu erkennen ist, bringt eine Erhöhung der Aufräuhung und der Streubreite einen starken Einfluß. Die Druckpulse streuen mehr in ihrer Amplitude und hinsichtlich ihres zeitlichen Auftretens, sie werden also unregelmäßiger und die Maximalwerte der Amplituden größer. Im Hinblick auf die Synchronisationsuntersuchungen sind dies durchaus erwünschte, weil konservative, Effekte. Bei ebenfalls gegenüber den GKM II-Experimenten erheblich überhöhten Druckamplituden wird so eine Angleichung an das Erscheinungsbild der Experimente erreicht. Gleichzeitig ist die überhöhte Wiederholffrequenz in der Rechnung erwünscht, um Rechenzeit zu sparen.

Ein weiterer interessanter Einfluß ist das in der Rechnung benutzte Wärmeübergangsmodell. Hierbei stehen in KONDAS nach

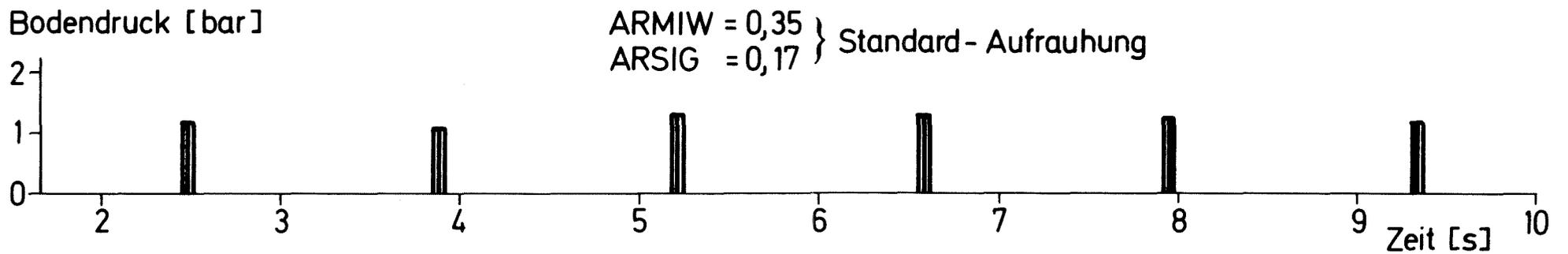
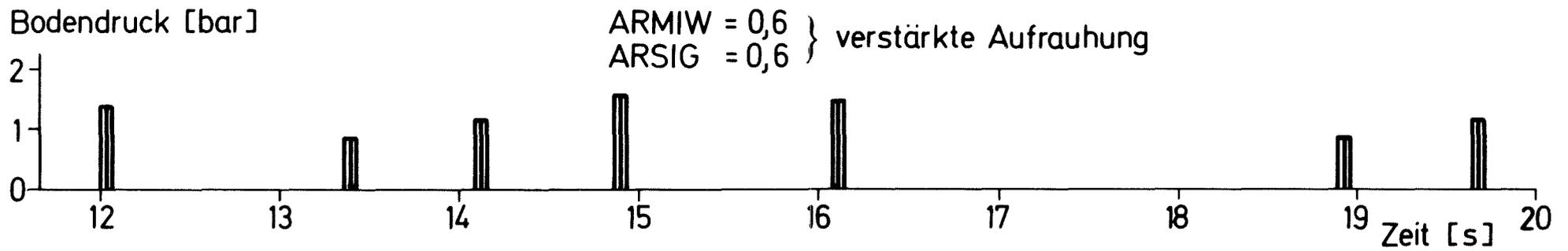


Abb. 19 Einfluß der Blasenaufrauhung (ARMIW und ARSIG, vgl. Kap. 3.1) auf die Druckpulsentstehung (KONDAS-Rechnung)

Kapitel 2.3 zwei Optionen zur Verfügung: Ein vereinfachtes Modell, das mit dem Parameter $KZWUEZ = 0$ aufgerufen wird, und ein erweitertes Modell, welches mit $KZWUEZ = 1$ zur Wirkung gebracht wird. Wie in Abb. 20 zu sehen ist, ist der globale Einfluß des Wärmeübergangsmodells nicht sehr groß. Mit dem erweiterten Modell streuen die Druckamplituden der Druckpulse etwas mehr und die Wiederholperiode ist etwas länger. Damit liegen die mit dem erweiterten Modell erzielten Ergebnisse in ihrem qualitativen Verhalten näher an der Wirklichkeit, als die mit dem vereinfachten Modell erhaltenen Verläufe. Aber die Eigenschaft des vereinfachten Modells, zu höheren Druckamplituden und zu kürzeren Wiederholperioden zu neigen, ist hinsichtlich des Rechenzeitbedarfes und der Konservativität der Aussagen durchaus erwünscht, so daß fast alle Produktionsrechnungen mit dem vereinfachten Kondensationswärmeübergangsmodell durchgeführt wurden.

In den Abb. 21 und 22 sind eine größere Zahl von mit KONDAS erhaltenen Zustandsverläufen für die beiden Wärmeübergangsmodelle dargestellt. Man sieht vor allem, daß beim erweiterten Modell die Kondensation in der Blase auf einen engeren Zeitraum zusammengedrängt ist, wodurch der Dampfmassenstrom durch das Kondensationsrohr größere zeitliche Änderungen erfährt und die Druckschwingung im Speicher schneller "abkippt". Da die Kondensationsraten in der Blase und an der Rohrwand keine wesentlichen Unterschiede zeigen, wurde in jeder Abbildung nur jeweils einer dieser Verläufe dargestellt. Anhand dieser Abbildungen läßt sich feststellen, daß auch die Amplituden der Speicherdruckschwingung bei beiden Wärmeübergangsmodellen im Vergleich zur experimentellen Erfahrung realistisch sind. Inwieweit die errechneten Radien der als Kugeln beschriebenen Dampfblasen realistisch sind, wird im Kapitel 3.5 diskutiert. Da aber die optische Beobachtung bei den GKM II-Versuchen viele Wünsche offen ließ und große Druckpulse nur selten (im Gegensatz zu KONDAS) auftraten, sprechen die großen berechneten Dampfblasen nicht gegen die Brauchbarkeit von KONDAS.

Ein weiterer mit KONDAS untersuchter Einfluß betrifft den Dampfmassenstrom, der bei fast allen Rechnungen konstant bei $10 \text{ kg/m}^2\text{s}$

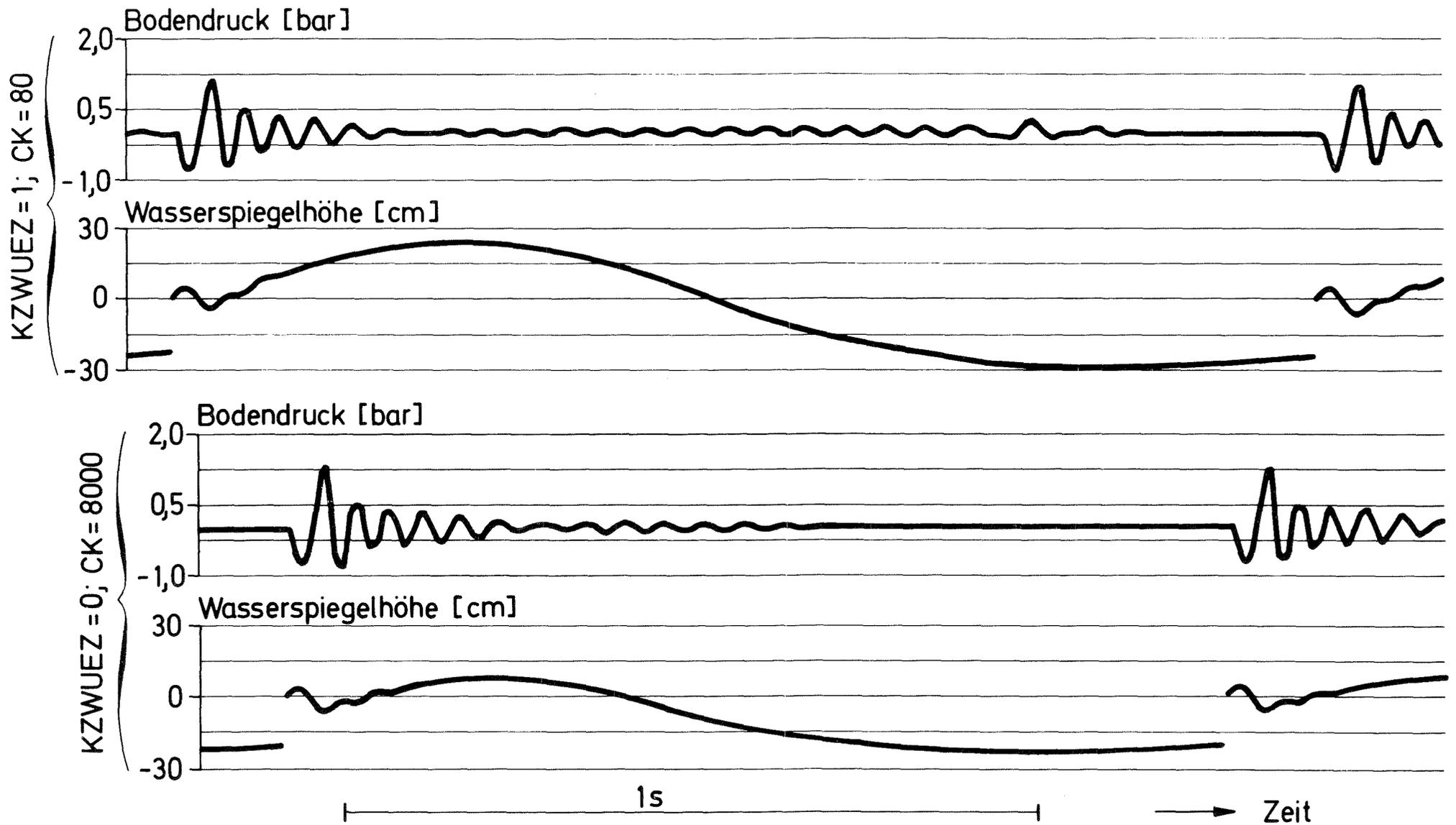


Abb. 20 Einfluß des Kondensationswärmeübergangsmodells auf die Druckpulsentstehung nach KONDAS für den GKM II-Behälter

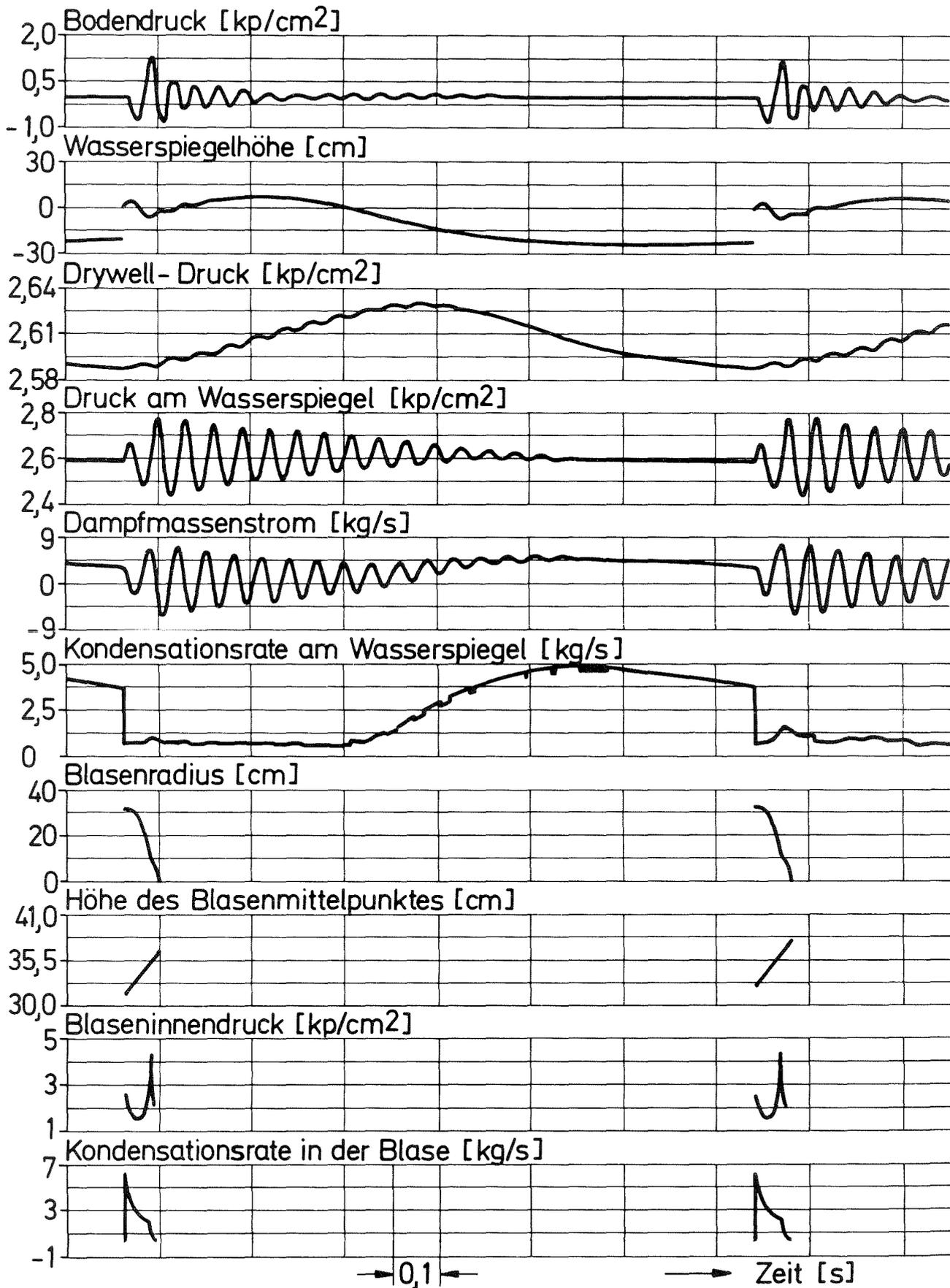


Abb. 21 Zustandsverläufe nach KONDAS-Rechnung bei Verwendung des vereinfachten Wärmeübergangsmodells (KZWUEZ = 0, CK = 8000, GKM II-Behälter)

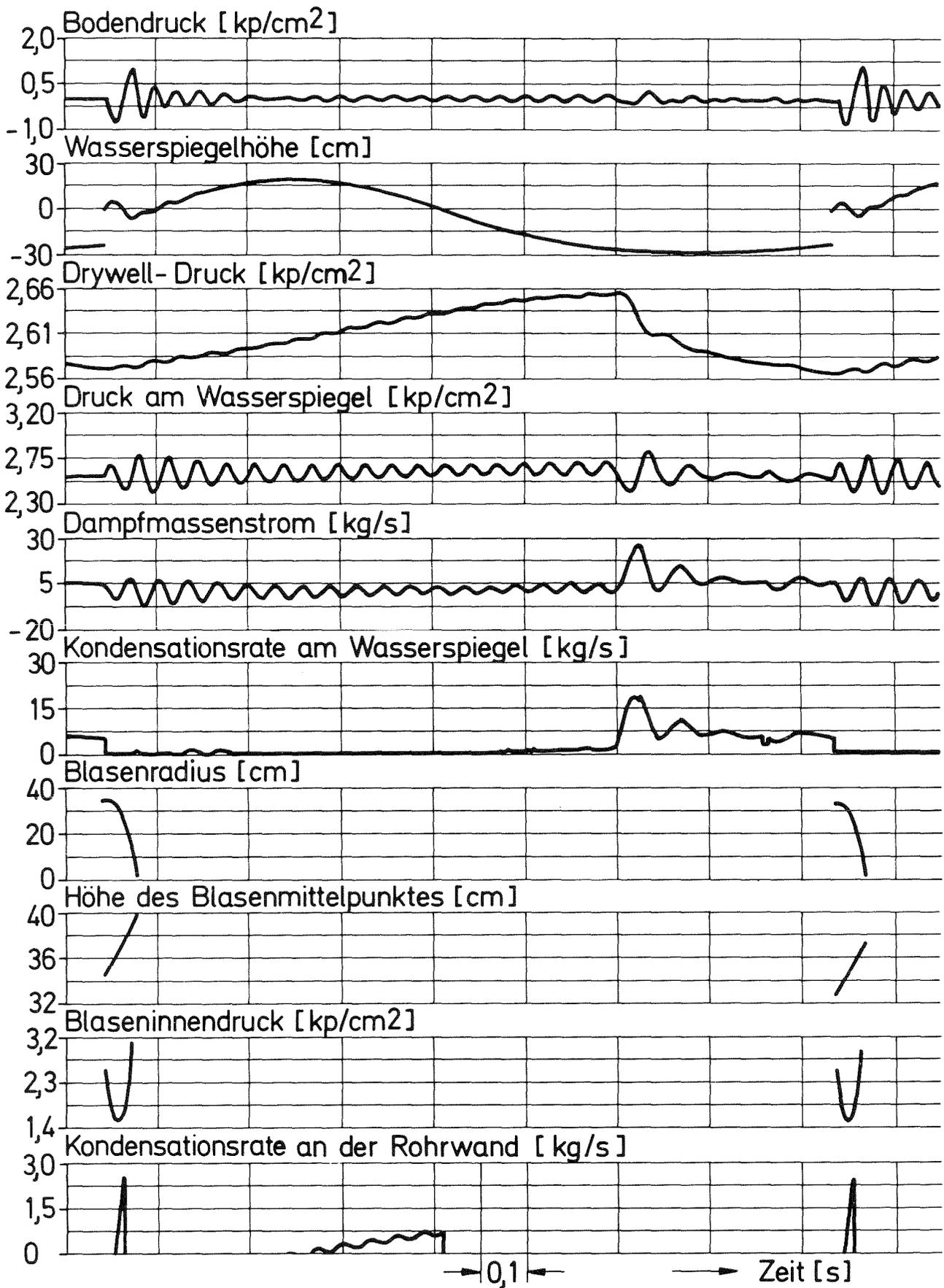


Abb. 22

Zustandsverläufe nach KONDAS-Rechnung bei Verwendung des erweiterten Wärmeübergangsmodells (KZWUEZ = 1, CK = 80, GKM II-Behälter)

(bezogen auf den freien Querschnitt des Kondensationsrohres) gehalten worden war, weil bei derartigen Massenströmen in den Experimenten die größten Druckamplituden erschienen. In den Abb. 23 und 24 ist dieser Einfluß dargestellt. Sowohl die Druckamplituden wie auch die Puls-Wiederholffrequenz werden nach diesen Rechnungen bei einer Massenstromdichte um $10 \text{ kg/m}^2\text{s}$ maximal, um zu kleineren Massenstromdichten rasch auf Null abzufallen. Dieses Abkippen des Kondensationsprozesses wird in der Rechnung bereits ohne Berücksichtigung der Kondensation an der inneren Rohroberfläche (wobei das Rohr außen vom Wasser umspült ist) erhalten. Bei der Massenstromdichte $10 \text{ kg/m}^2\text{s}$ deutet insbesondere die Wiederholffrequenz dieses Abkippen durch eine starke Streuung der Werte an. Insgesamt hat es den Anschein, daß auch der Einfluß des Dampfmassenstromes vom Rechenmodell in realistischer Weise wiedergegeben wird. Durch das stark randome Verhalten der Experimente kann diese Aussage aber nicht weiter präzisiert werden.

Auch der Einfluß des Luftgehaltes auf die Druckpulsationen kann mit KONDAS untersucht werden. Hierbei ist allerdings zu sagen, daß keinerlei Justierung des Codes (auch aus zeitlichen Gründen) vorgenommen wurde, sondern die Modelle wie in Kapitel 2.3 beschrieben ohne Korrektur Anwendung fanden. Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Abb. 25 dargestellt. Verwendet wurden hierbei beide Optionen für das Wärmeübergangsmodell (strichlierte Kurve = erweitertes Modell).

In Übereinstimmung mit der experimentellen Erfahrung zeigt Abb. 25 mit Zunahme des Luftgehaltes eine starke Abnahme der Druckamplituden. Dabei werden, ebenfalls wie experimentell gefunden wurde, die Druckverläufe stärker niederfrequent. Bei den Experimenten bestand der Eindruck, daß unterhalb von etwa 1 % Luftgehalt das Kondensationsverhalten demjenigen gleicht, das sich mit luftfreiem Dampf einstellt. Auch in dieser Beziehung besteht somit kein Widerspruch zur experimentellen Erfahrung. Qualitativ hätte jedoch im Bereich hoher Luftgehalte eher ein steilerer Verlauf der Kurve erwartet werden können; dies deutet darauf hin, daß das verwendete Modell noch Schwächen hat, was hinsichtlich der hohen Luftgehalte und der Luftverteilung in der Blase zutreffend ist. Nach neueren eigenen Beobachtungen kondensierender

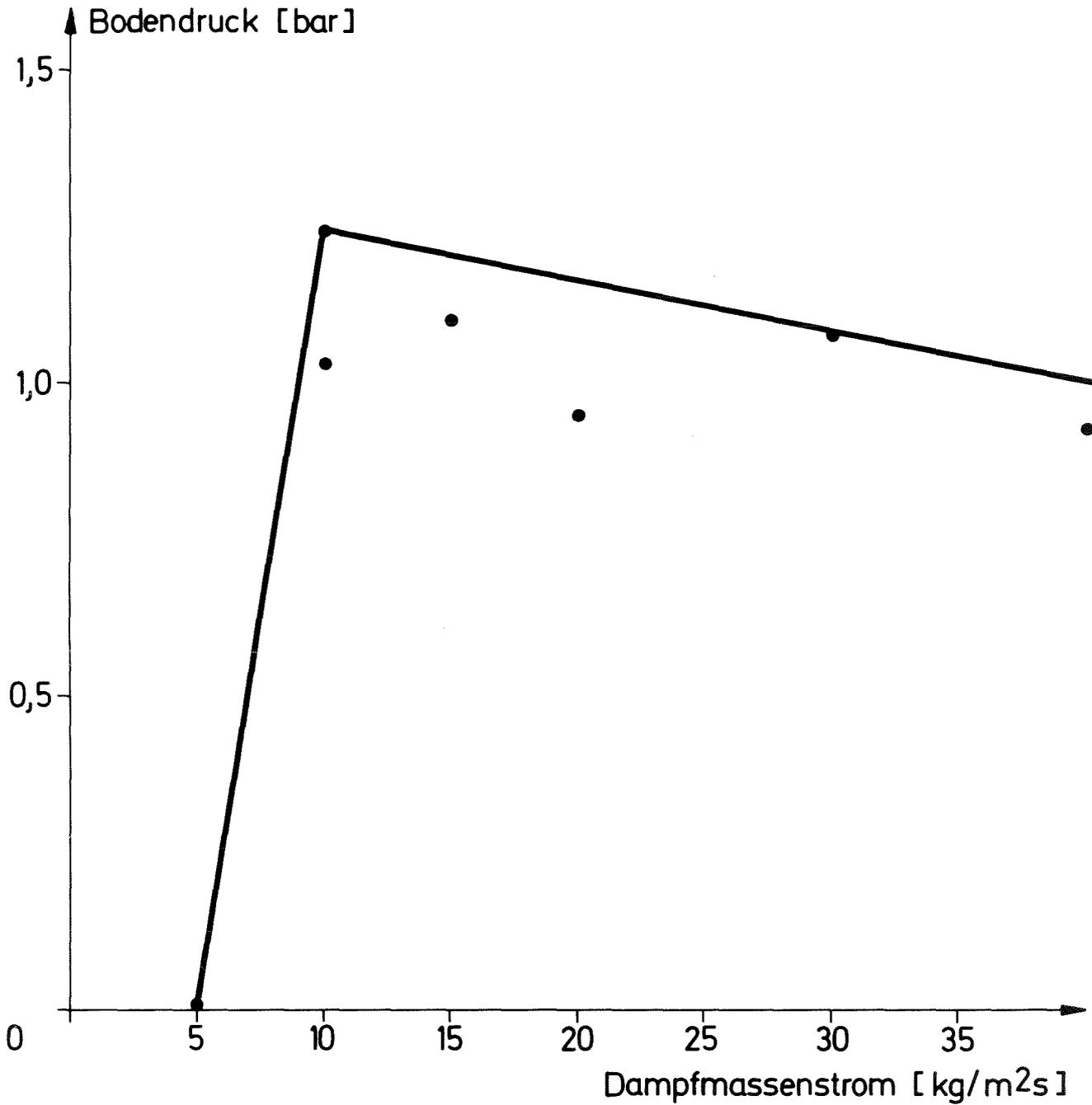
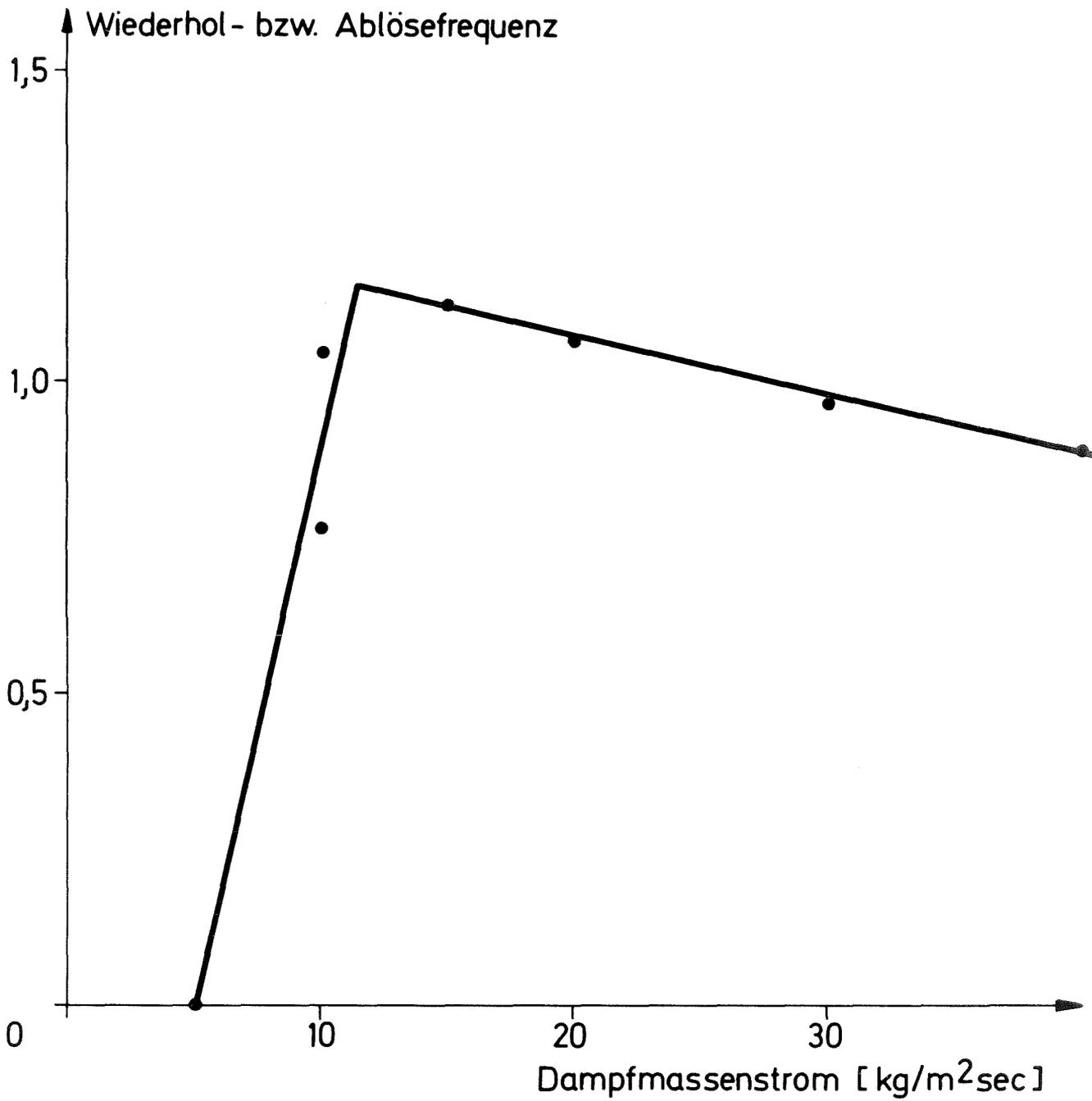


Abb. 23 Abhängigkeit der Druckpulsamplituden vom Dampf-
massenstrom (KONDAS-Rechnung); Kondensation im
Kondensationsrohr durch Außenkühlung nicht berück-
sichtigt



Abh. 24

Abhängigkeit der Druckpuls-Wiederholfrequenz
(= Frequenz der Blasenablösung) vom Dampfmassen-
strom (KONDAS-Rechnung)

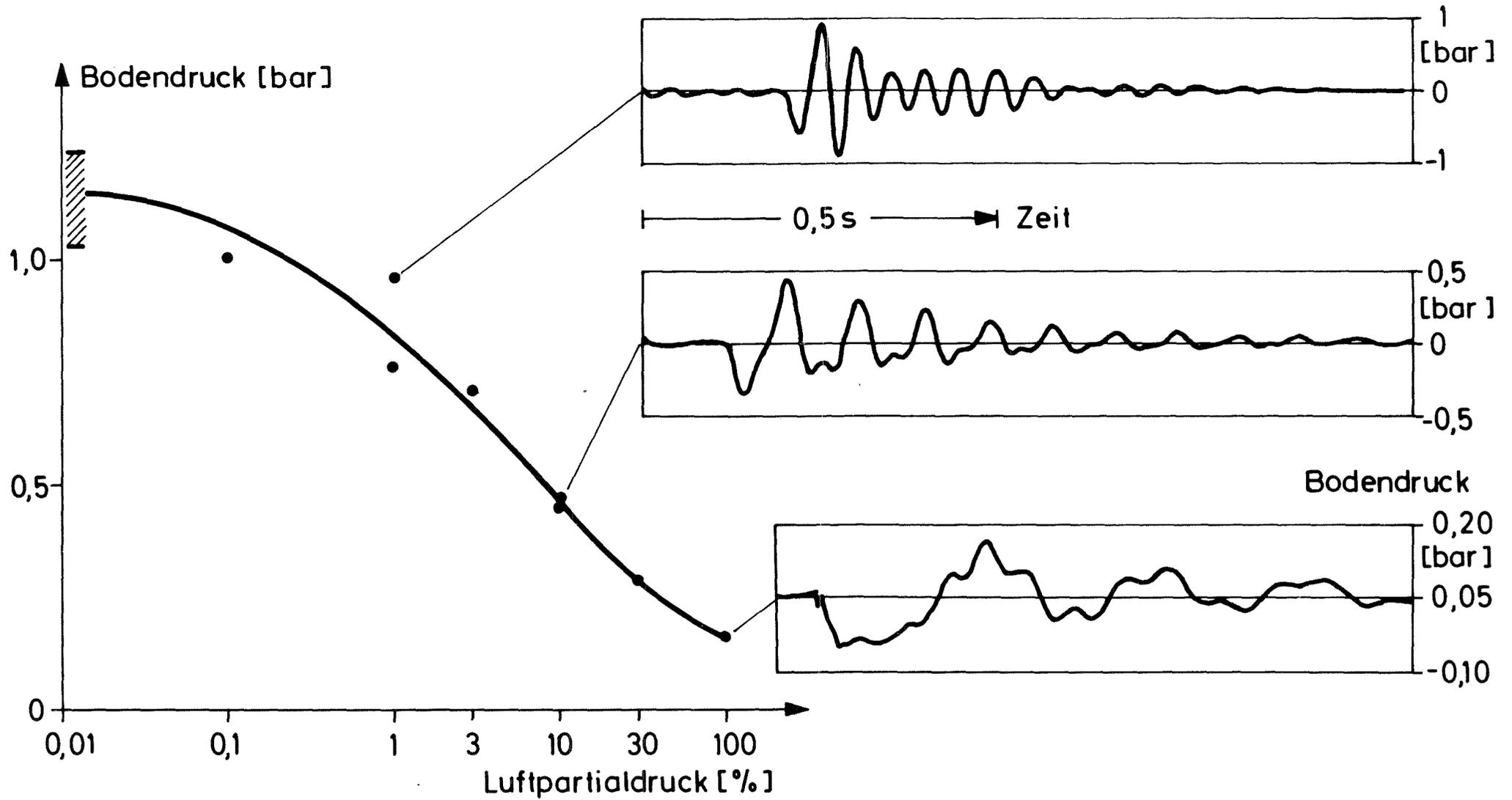


Abb. 25 Zusammenhang zwischen Luftgehalt des Dampfes und Bodendruckverlauf (KONDAS-Rechnung für GKM II-Behälter)

Dampfblasen mittels Hochgeschwindigkeitsfilmen erfolgt in Wirklichkeit eine räumliche Separierung der bei der Kondensation lokal angereicherten Luft in getrennten Bläschen (Abstreifeffekt), während in der Rechnung homogene Durchmischung zugrunde gelegt wurde.

Als weiterer Effekt wurde der Einfluß der Eintauchtiefe des Kondensationsrohres im GKM II-Behälter mit Hilfe von KONDAS untersucht. Eine Erhöhung der Eintauchtiefe von 2 auf 2,8 m brachte jedoch im Rahmen der normalen Streuung der Ergebnisse keinen Effekt. Eine wesentliche Verringerung der Eintauchtiefe verbietet sich jedoch bei den KONDAS-Rechnungen, weil sonst der Rahmen der Gültigkeit der getroffenen Annahmen verlassen wird.

Der Effekt einer drastischen Verringerung des Druckkammervolumens wurde lediglich mit einer Testrechnung untersucht. Hierbei zeigte es sich, daß bei der zugrunde gelegten Dampfmassenstromdichte von $10 \text{ kg/m}^2\text{s}$ nur noch selten Druckpulsereignisse auftreten. Wahrscheinlich wäre zu einer genaueren Untersuchung eine gewisse Neuanpassung der KONDAS-Parameter für die Bedingungen eines kleinen Speichervolumens nicht zu umgehen. Immerhin soll noch erwähnt werden, daß in der durchgeführten Testrechnung für einen auf $0,1 \text{ m}^3$ verkleinerten Speicher zwar nur ein Druckpulsereignis auftrat, daß aber dessen Amplitude ebenso groß war wie das größte Ereignis der Bezugsrechnung. Dies könnte immerhin darauf hindeuten, daß entsprechend der experimentellen Erfahrung eine Verringerung der Druckkammer größere Druckereignisse entstehen läßt.

In verschiedenen Experimenten waren verschieden steife rohrförmige Versuchsbehälter eingesetzt worden. Auch bei den GKM II-Versuchen wurde die Behältersteifigkeit durch Einziehen einer weichen Hilfswand variiert. Es wurde daher auch untersucht, inwieweit mit KONDAS der Einfluß der Behältersteifigkeit erfaßbar ist. In Abb. 26 sind typische KONDAS-Plots für den Druckverlauf am Behälterboden für drei verschiedene Behältersteifigkeiten, wie sie bei den GKM II-Versuchen verwendet wurden, dargestellt. Die oben liegende Kurve gilt für einen sehr weichen Behälter, der den Verhältnissen des KKP I nachgebildet ist. Die mittlere Kurve gilt für Verhältnisse ähnlich KKB, während die unten lie-

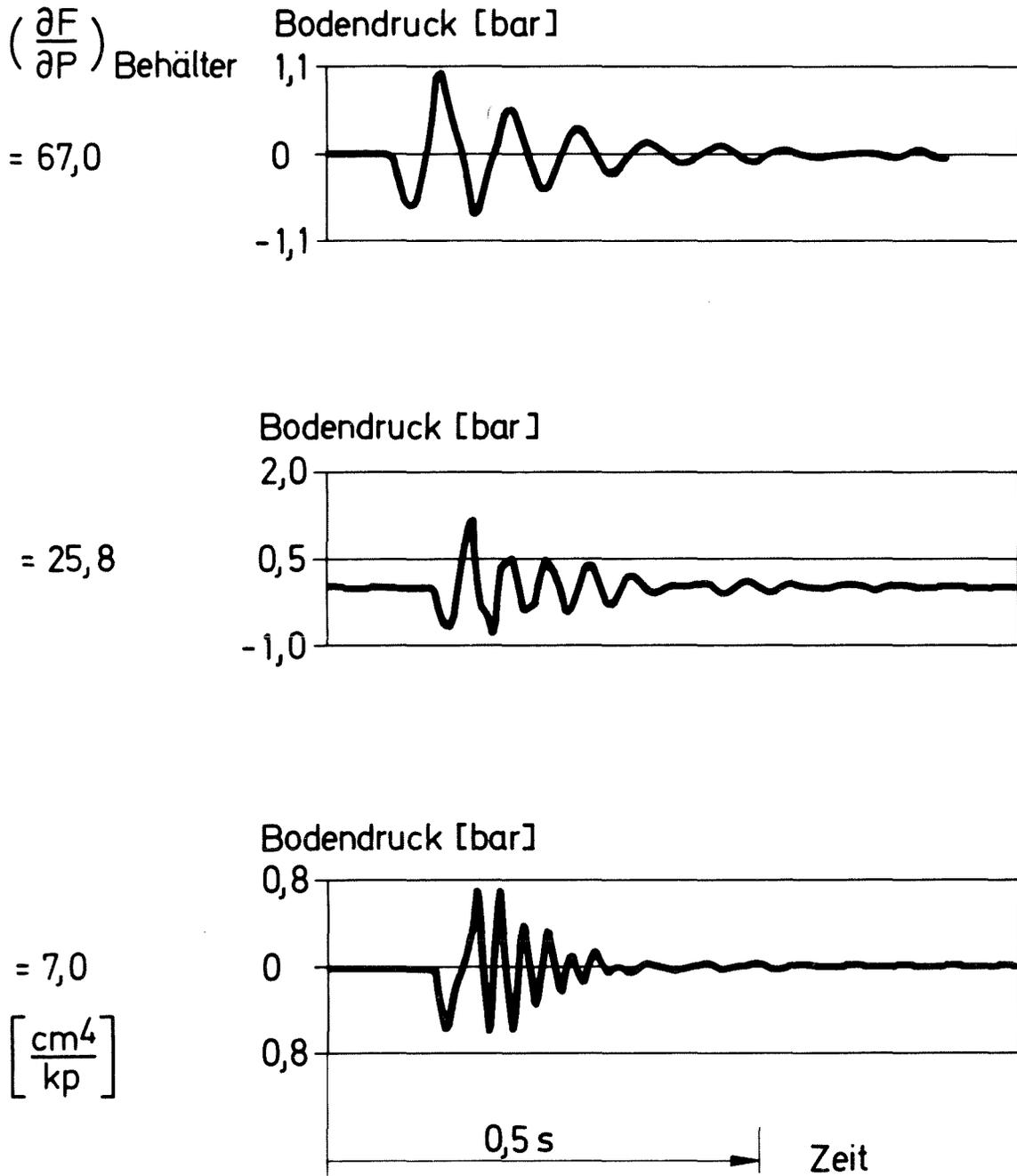


Abb. 26

Einfluß der Behältersteifigkeit auf die Druckschwingungen (KONDAS-Rechnung)

gende Kurve für den Behälter ohne nachgiebige Einbauten (Zylinder) gilt. Aus den jeweiligen Maximalereignissen folgt, daß für den ganz weichen Behälter die Druckamplituden etwas niedriger zu liegen kommen als für den weniger weichen Behälter. Durch die niedrigere Behälterfrequenz wird jedoch der Impuls des größten positiven Pulses im weicheren Behälter etwas erhöht. Dieses Ergebnis steht zumindest nicht im Widerspruch zu der experimentellen Erfahrung.

Anders liegen die Verhältnisse für den harten Behälter. Hier wird der Mangel von KONDAS deutlich, keine sehr hochfrequenten Druckstörungen zu erzeugen, während in Wirklichkeit durch die nicht nachgebildeten dreidimensionalen Prozesse der Blasenverformung und -zerteilung solche als Drucknadeln bekannten Ereignisse allen wesentlichen Druckpulsen mehr oder weniger deutlich überlagert sind. Die im harten Behälter verhältnismäßig hochfrequente Behälterschwingung wird daher in der Rechnung durch die nur niederfrequente Störung zu wenig angeregt. Hierdurch werden im Gegensatz zum Experiment wesentlich zu kleine Druckamplituden erhalten. Die unterschiedliche Anregung im harten Behälter ist auch aus der Abb.27 zu ersehen, wo eine von General Electric für die KWU durchgeführte Messung in einem harten Behälter gezeigt ist. Allerdings zeigt die dargestellte gemessene Kurve des Bodendruckverlaufs einige Ähnlichkeiten mit der für höheren Luftgehalt geltenden Kurve in Abb. 25, so daß nicht völlig ausgeschlossen werden kann, daß in diesem Experiment noch ein restlicher Luftgehalt störend wirkte.

Als Ergänzung zu den Rechnungen mit verschiedenen Behältersteifigkeiten wurde im Hinblick auf die im Kapitel 3.6 untersuchten Synchronisierungsvorgänge im Mehrrohrverband auch eine Rechnung für unendlich ausgedehnten Wasserraum durchgeführt. Leider ergab sich hierbei, daß der Dampfmassenstrom offenbar zu niedrig lag, um unter diesen Bedingungen zu sich ablösenden Dampfblasen zu führen.

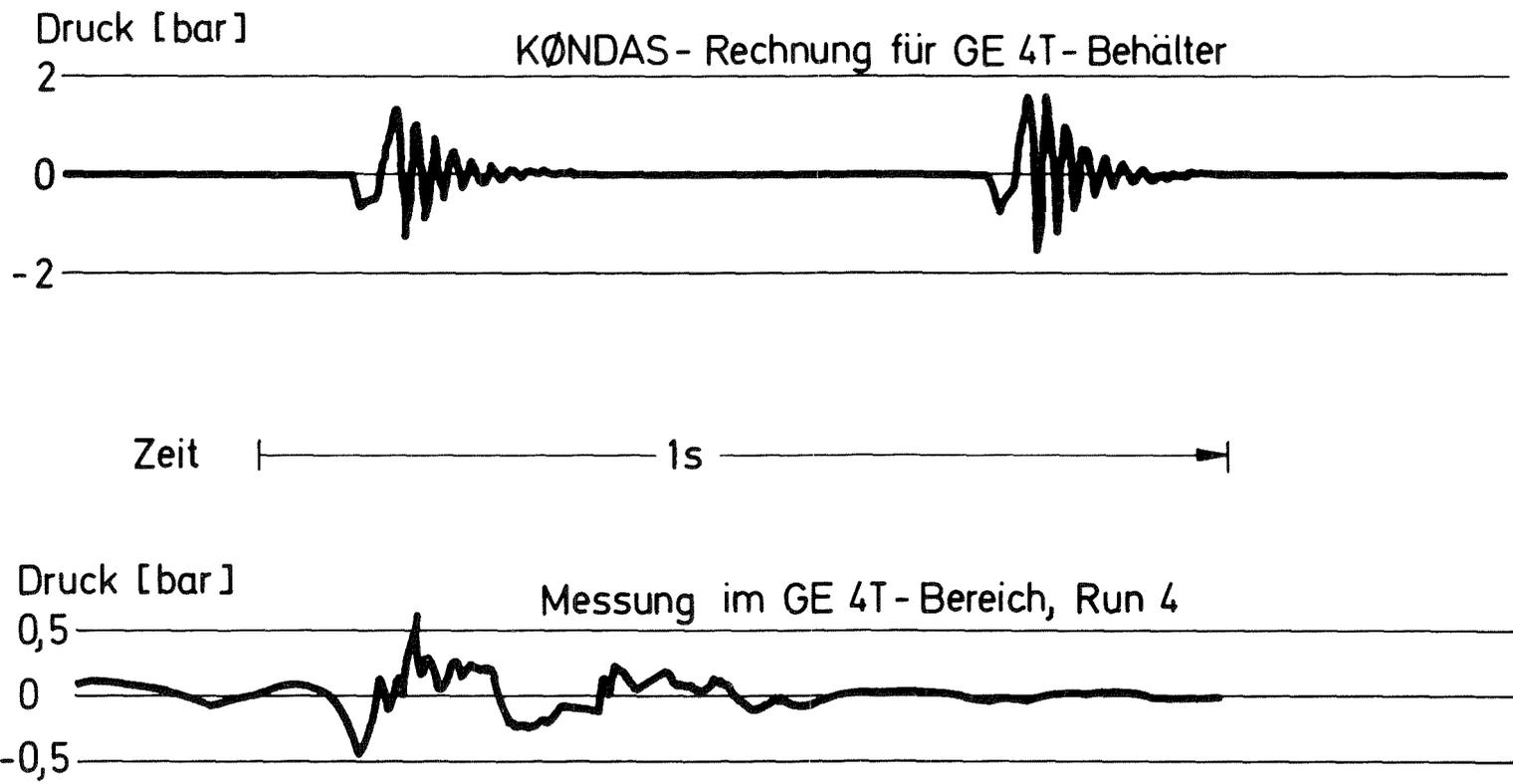


Abb. 27 Vergleich der Druckverläufe aus dem GE 4T-Versuch Run 4 und nach KONDAS-Rechnung für den GE 4T-Behälter

3.4 Anregungsmöglichkeit von Druckschwingungen im Wasserpool durch Durchsatzschwingungen in der Dampfzuführung und Vergleich mit MARVIKEN-Daten

Obwohl die Justierung der Eingabeparameter von KONDAS anhand der GKM II-Versuchsdaten erfolgt ist, war zu prüfen, ob mit Hilfe des KONDAS-Modells Einblicke in die Kondensationsprozesse in den Marviken-Experimenten /15/ gewonnen werden können. Zu diesem Zweck wurde ein Eingabedatensatz in Anlehnung an die Verhältnisse der Marviken-Anlage und an dort erzielte Meßergebnisse zusammengestellt. Hierzu gehören geometrische Größen (Rohrlänge, Eintauchtiefe, Rohrdurchmesser, anteiliges Headervolumen pro GaU-Rohr, Rohrmittenabstand) und die Frequenz der Druckschwingung im Header, die zu 4 Hz angenommen wurde. Die Druckschwingung im Header wurde jedoch nicht direkt vorgegeben, sondern es wurde dem in den Header einströmenden Dampfstrom eine Durchsatzoszillation dieser Frequenz überlagert. Dies geschah in der Annahme, daß das Dampfzuführungssystem akustische Schwingungen dieser Frequenz ausführt und daher in den Sammelraum oberhalb der GaU-Rohre (in den sog. Header) ein oszillierender Dampfmassenstrom eintritt.

Da mit KONDAS der Kondensationswasserraum im Falle von Marviken nicht besser annäherbar ist, wurde die Option "unendlich ausgehnter Wasserraum" zugrunde gelegt.

Bereits die erste Rechnung zeigte, daß für die Durchsatzoszillation der Dampfzuführung das Verhältnis von Amplitude zu Mittelwert groß sein muß; es wurde daher für die folgenden Rechnungen gleich Eins gesetzt. Die weitere Rechnung mit der Option KZWUEZ = 0 (also Verwendung des vereinfachten Kondensationswärmeübergangsmodells, vgl. Kap. 2.3.1) zeigte rasch, daß der Wasserspiegel unrealistische Bewegungen durchführt. Wie Abb. 28 zeigt, dringt der Wasserspiegel hierbei sehr häufig bis zu etwa 50 cm in die GaU-Rohre ein; außerdem zeigt sich eine unrealistische dominante Header-Druckschwingung von etwa 1,7 Hz. Allerdings ist bereits eine (wenn auch noch zu selten sich einstellende) stochastische Blasenablösung an den GaU-Rohren zu erkennen.

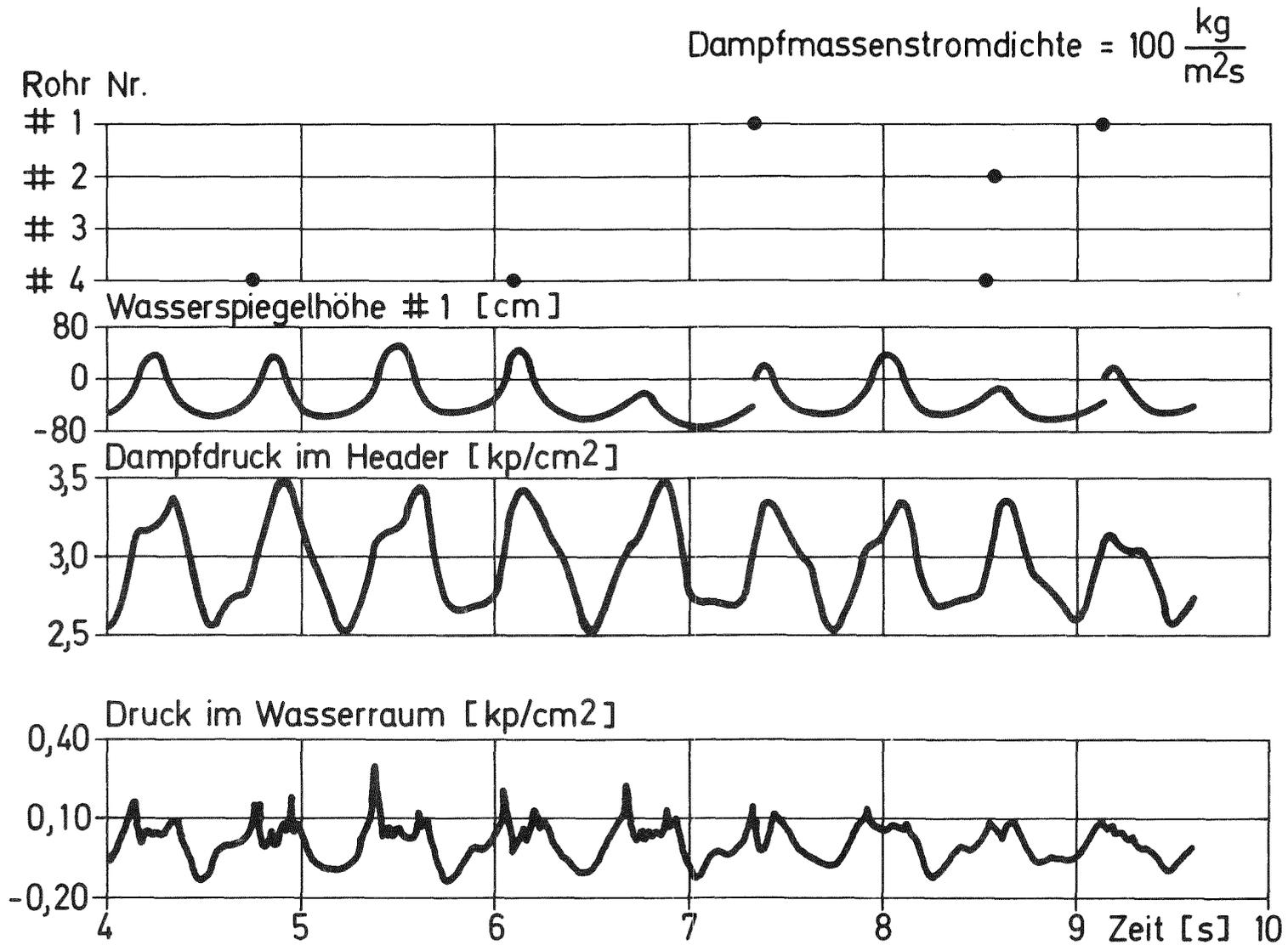


Abb. 28 Mit KONDAS mit der Option KZWUEZ = 0 (einfaches Wärmeübergangsmodell) in Anlehnung an Marviken-Daten berechneter Druckverlauf für eine 4-Rohr-Anordnung

Der Übergang auf die Option KZWUEZ = 1 und auf eine Rohranordnung mit 12 Rohren brachte, wie in Abb. 29 zu sehen ist, bereits eine bessere Annäherung an das reale Verhalten. Man erkennt insbesondere die zeitliche Verteilung der Blasenablösung an den GaU-Rohren mit einer Neigung zur stochastischen Verteilung. Allerdings drang auch jetzt noch der Wasserspiegel gelegentlich unrealistisch (ca. 20 cm) weit in die GaU-Rohre ein und der Header-Druckverlauf zeigt neben der überlagerten 4 Hz-Schwingung noch eine dominante Schwingung von ca. 1,5 Hz, die experimentell nicht beobachtet wurde.

Allein durch Verkleinerung der Rohranordnung auf 4 GaU-Rohre ließ sich nun ein dem realen Verhalten des Marviken-Druckabbausystems sehr gut angenähertes Ergebnis erzielen, wie es in Abb. 30 dargestellt ist. Dies läßt sich durch Vergleich der in Abb. 30 dargestellten Rechenergebnisse mit den in den Abb. 31 bis 33 dargestellten Meßergebnissen zeigen:

Die Druckamplitude im Header beträgt nach der Rechnung und nach der Messung etwa 0,17 bis 0,20 bar. Die unrealistische niederfrequente Schwingung ist in der Rechnung fast völlig verschwunden. Die Druckverläufe im Wasserraum stimmen nach ihrer charakteristischen Form und auch nach ihrer Amplitude recht gut überein, obwohl in KONDAS mit dem unendlich ausgedehnten Wasserraum gerechnet wurde (und damit in der Rechnung wegen zu kleiner "Verdämmung" durch das Wasser die Druckamplituden etwas zu niedrig werden). Vor allem zeigt nun die Rechnung deutlich die zeitliche Streuung der Blasenablösung einerseits und das vernachlässigbare Eindringen des Wasserspiegels in die Rohre. Letzteres steht in Übereinstimmung mit der experimentellen Beobachtung.

Neu ist die Erkenntnis, daß sich an den GaU-Rohren in nicht ganz regelmäßigen Abständen von etwa 1,2 s Dampfblasen ablösen, daß also die Blasenablösung mit dem darauf folgenden Blasenkollaps nicht die Ursache für die im Header dominante ca. 4 Hz-Schwingung sein kann. Dieses Rechenergebnis wird durch die Abb. 33 bestätigt; sie zeigt, daß an den GaU-Rohrmündungen Prozesse ablaufen, die neben der klar zu erkennenden Schwingung von ca. 4 Hz auch überlagerte Vorgänge von ca. 1 s Periode beinhalten. In diesem zeitlichen Abstand tritt mehr oder weniger regelmäßig eine

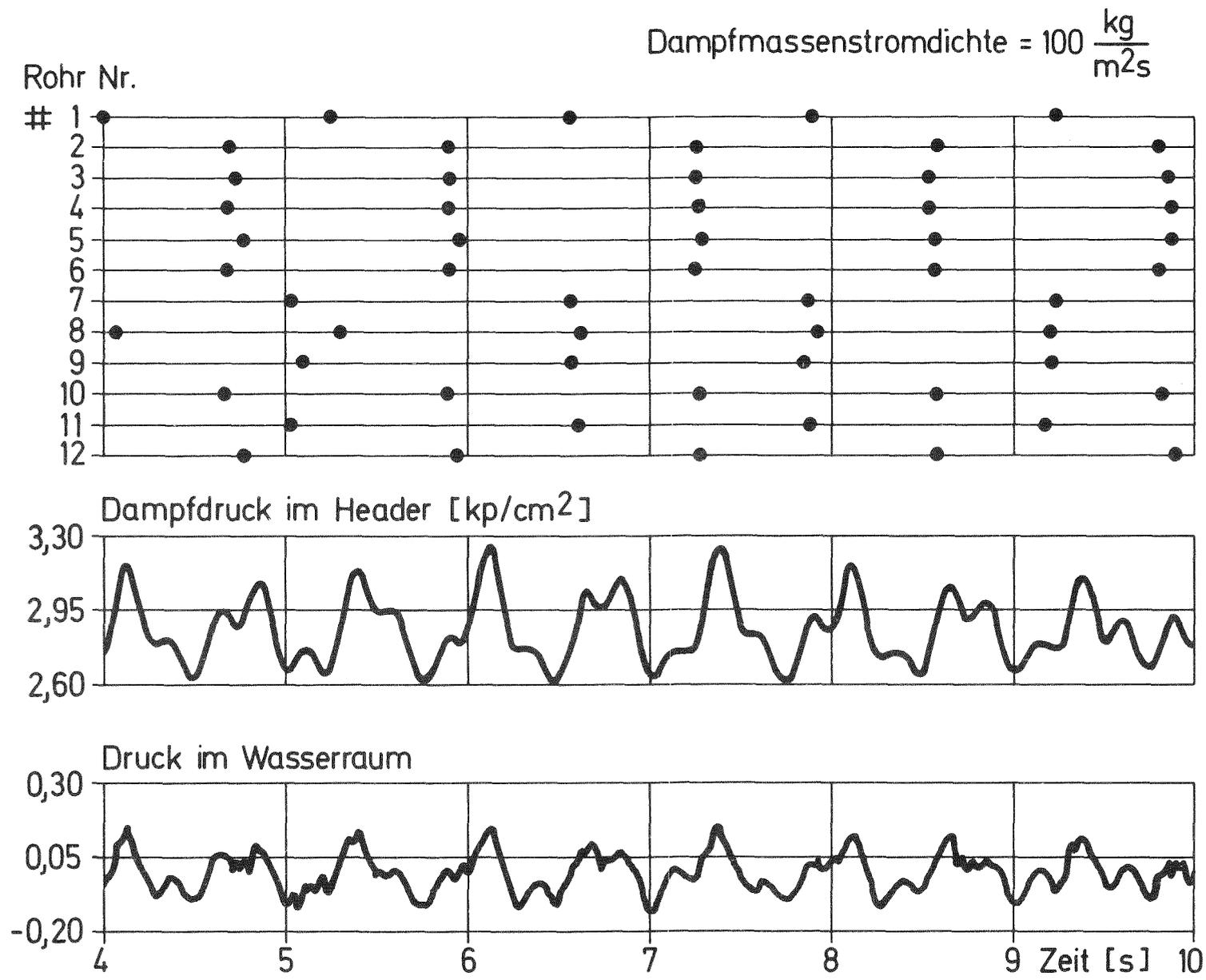


Abb. 29 Mit KONDAS mit der Option KZWUEZ = 1 (erweitertes Wärmeübergangsmodell) in Anlehnung an Marviken-Daten berechneter Druckverlauf für eine 12-Rohr-Anordnung

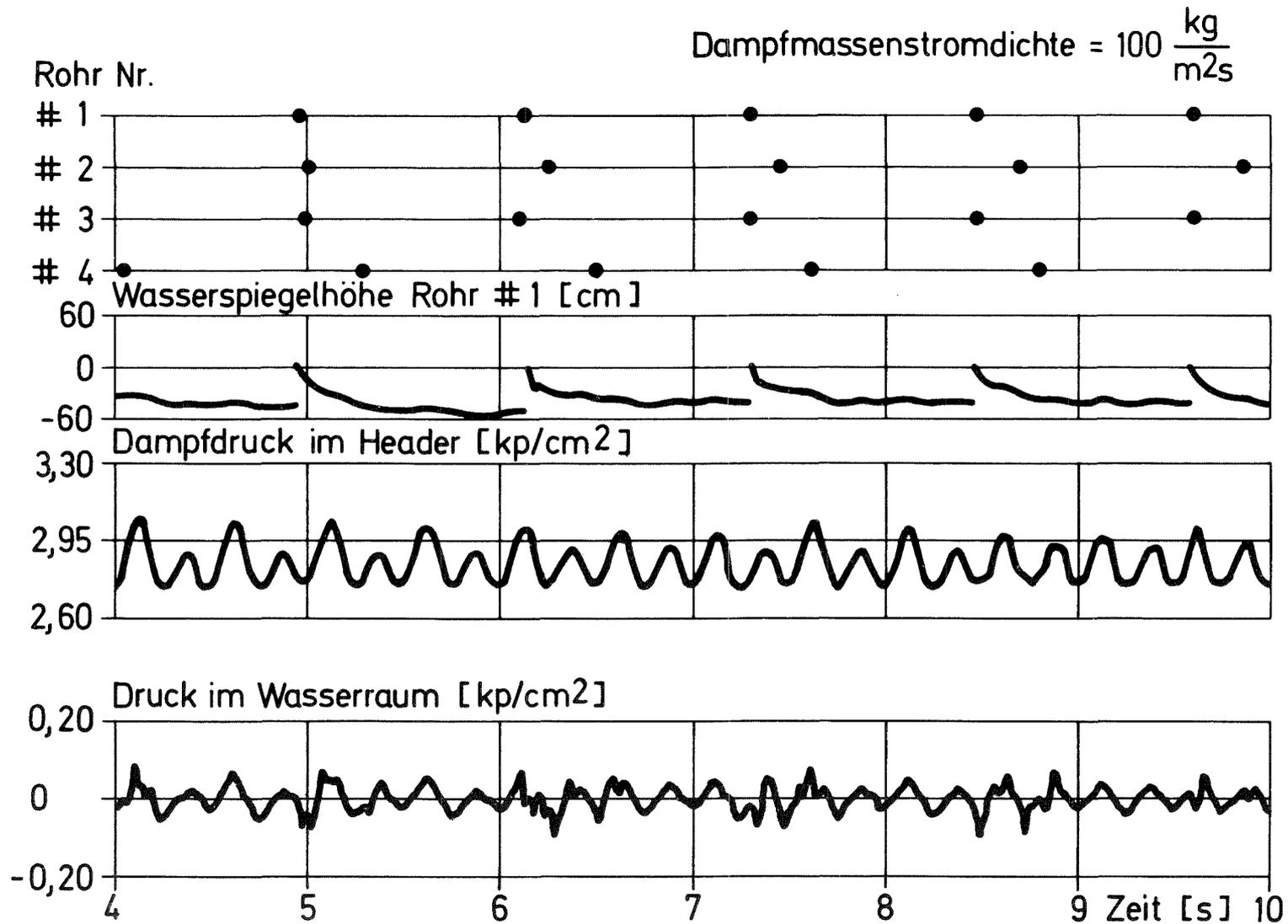
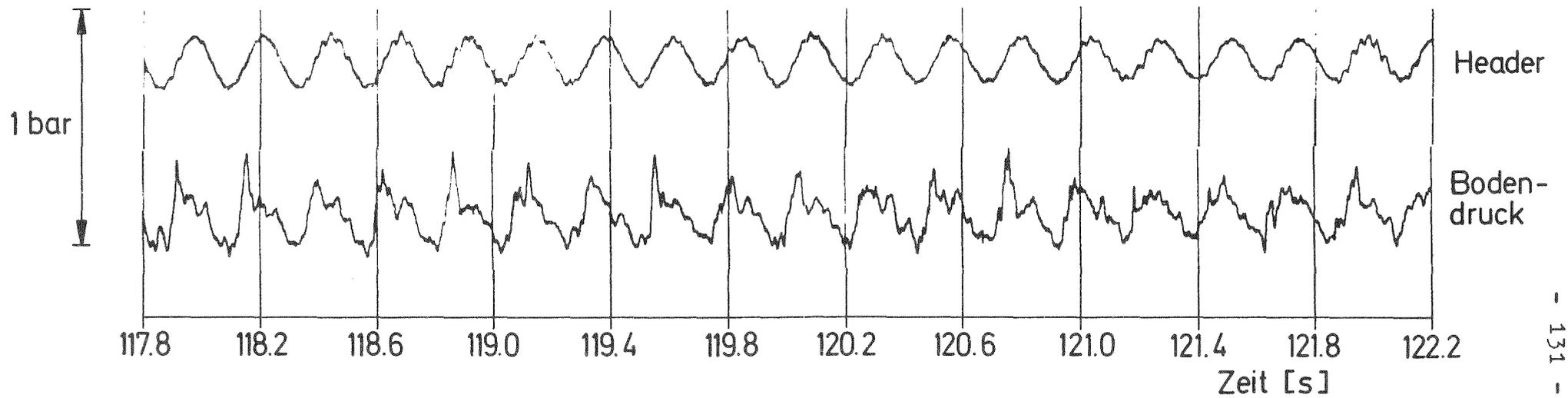


Abb. 30

Mit KONDAS mit der Option KZWUEZ = 1 (erweitertes Wärmeübergangsmodell) in Anlehnung an Marviken-Daten berechneter Druckverlauf für eine 4-Rohr-Anordnung

Marviken, Blowdown 18, Dampfmassenstromdichte ca. $115 \text{ kg/m}^2\text{s}$, 28 GaU- Rohre



- 131 -

Abb. 31 Marviken Blowdown-Versuch Nr. 18
Verlauf des Bodendrucks in der Kondensationskammer und des Druckes im Header

Marviken, Blowdown 19, Dampfmassenstromdichte ca. $100 \text{ kg/m}^2\text{sec}$, 28 GaU- Rohre,
Versuch mit Dampf- Vorspülung

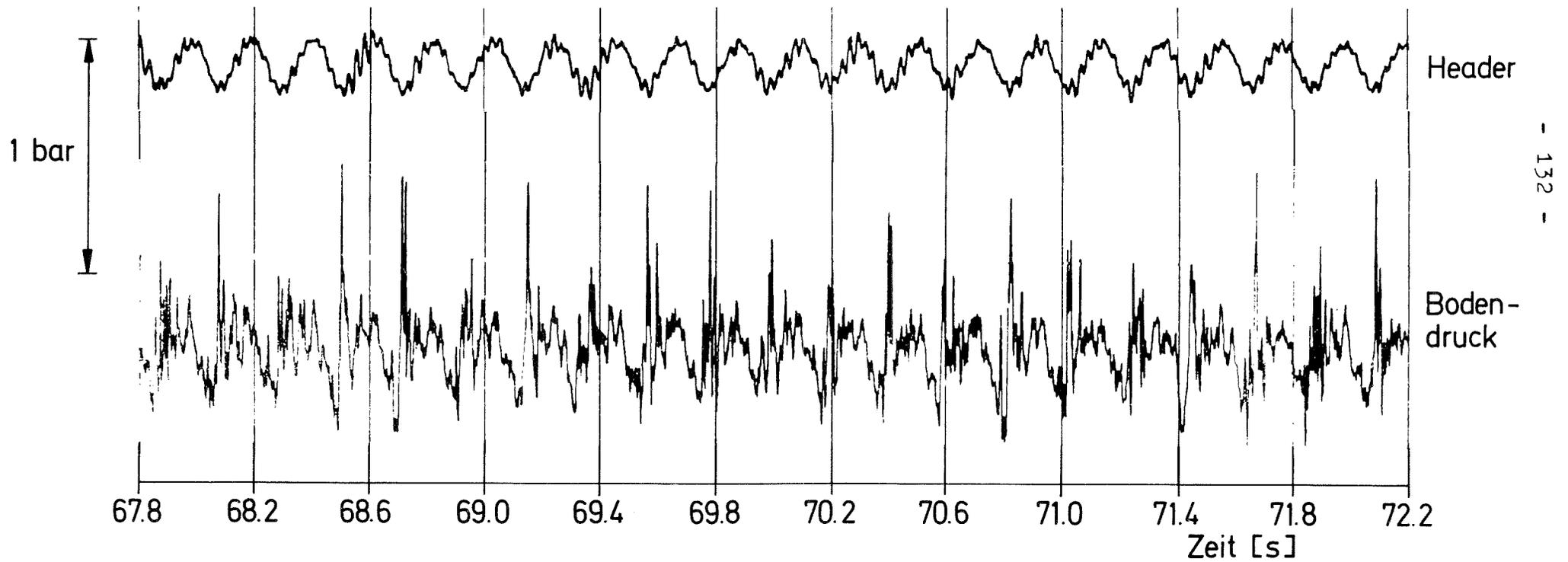


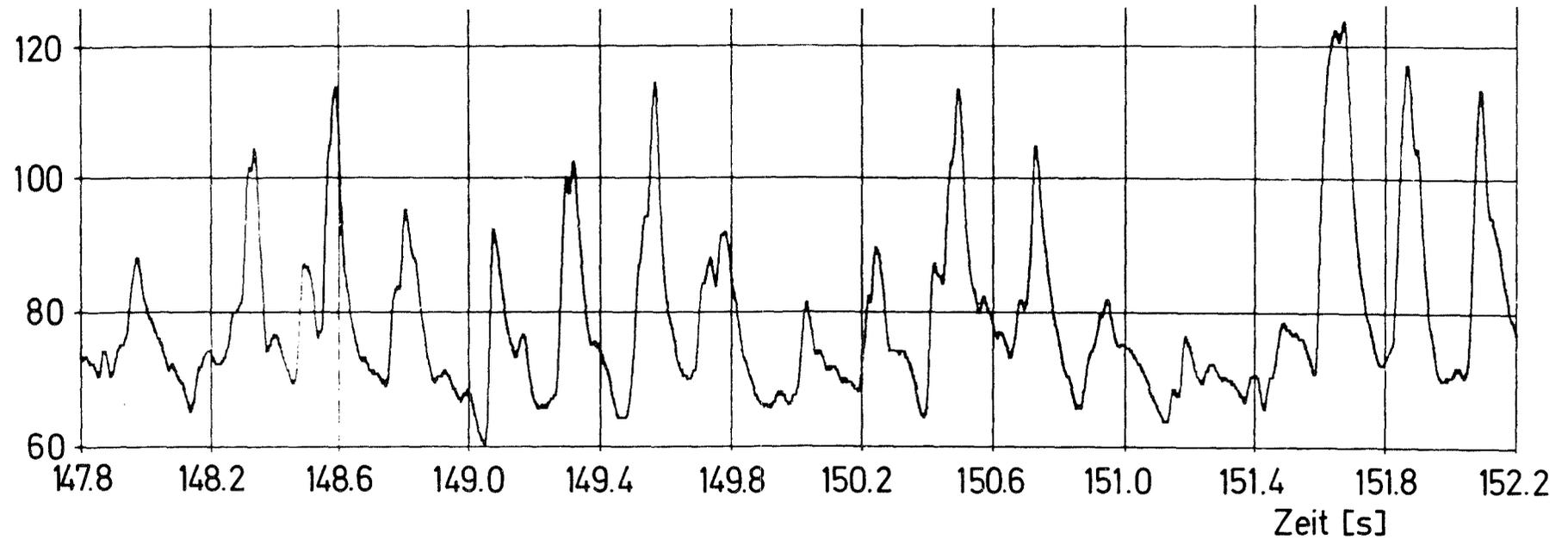
Abb. 32

Marviken Blowdown-Versuch Nr. 19

Verlauf des Bodendruckes in der Kondensationskammer und des Druckes im Header

Marviken, Blowdown 18, Dampfmassenstromdichte ca. $115 \text{ kg/m}^2\text{s}$, 28 GaU-Rohre

Temperatur [$^{\circ}\text{C}$]



- 133 -

Abb. 33 Marviken Blowdown-Versuch Nr. 18
Verlauf der Wassertemperatur 20 cm unterhalb einer Kondensationsrohr-Mündung

Maximalamplitude der Wassertemperatur auf, die mit der Blasenablösung und -neubildung in unmittelbarem Zusammenhang stehen muß.

Auch das große Verhältnis von Amplitude zu Mittelwert für die Dampfdurchsatzoszillation des Zuführungssystems in den Header kann experimentell weitgehend gestützt werden. So wurden z.B. im Marviken-Blowdown Nr. 18 starke oszillatorische Schwankungen der Tröpfchengeschwindigkeit (z.B. zwischen 22,5 und 46,0 m/s) mittels der Infrarot-Meßtechnik /16/ beobachtet, die auf noch größere Durchsatzschwankungen des Dampfes schließen lassen.

Allerdings zeigen die Marviken-Versuche eine im Vergleich zu diesen KONDAS-Ergebnissen große Konstanz der ca. 4 Hz-Druckschwingung (insbesondere im Header) ohne niederfrequente Anteile im 1 bis 2 Hz-Bereich. Dies kann als Hinweis darauf aufgefaßt werden, daß über die im KONDAS-Modell erfaßten Vorgänge hinaus in der Marviken-Anlage die 4 Hz-Schwingung stabilisierende Bedingungen herrschen.

3.5 Einflüsse auf die Größe abgelöster Dampfblasen und Diskussion des Zusammenhangs mit den Druckpulsamplituden und den Strebenlasten

Wie bereits mehrfach erwähnt, wurde die Blasenbildung in den GKM-Experimenten nur unzureichend optisch beobachtet, so daß über die in Wirklichkeit auftretenden Blasengrößen wenig Information vorliegt. Die aufgenommenen Fernsehfilme zeigen zwar eine Blasenbildung, doch erwecken diese Bilder eher den Eindruck, als würden nur relativ kleine Blasen gebildet, die mehr unterhalb der Rohrmündung sitzen als seitlich davon. Nun ist aber die Aufzeichnungsgeschwindigkeit der Fernsehfilme 25 Bilder pro Sekunde, so daß jedes Bild ungefähr 40 ms ansteht. In dieser Zeit können so große Verschiebungen der Phasengrenzflächen vorkommen, daß sie dann im Fernsehbild, unterstützt durch das zeilenweise Aufzeichnungsverfahren, nicht mehr zu erkennen sind. Trotzdem müßte es zu erkennen sein, wenn Blasen in der Größe und über Zeitdauern der KONDAS-Rechnung vorhanden wären. Dem steht aber wiederum entgegen, daß nur sehr wenige große Druckereignisse unter optimalen Sichtbedingungen erfaßt wurden. Unterstellt man weiterhin, daß nicht unbedingt die größten Blasen zu den größten Druckamplituden führen müssen, dann liefert die optische Betrachtung kein stichhaltiges Gegenargument gegen die mit KONDAS erhaltenen Aussagen über Blasengrößen.

In Abb. 34 ist der Zusammenhang zwischen der Blasengröße und dem jeweils in KONDAS erreichten maximalen Bodendruck dargestellt. Dieses Bild zeigt deutlich, daß nach diesem Rechenmodell in der Tat nicht die größten Blasen zu den größten Druckamplituden führen, sondern daß je nach den herrschenden Umständen (Wassertemperatur, Druck, Behältersteifigkeit, Massenstrom usw.) eine ungünstigste Blasengröße existiert, die zu den höchsten Druckimpulsen (niederer Frequenz, keine Drucknadeln) führt. Die Erklärung für dieses Verhalten liegt darin, daß zur Bildung großer Blasen bei begrenzter Dampfzufuhr und in vorgegebenen Zeitspannen kleine Kondensationsraten vorliegen müssen, die dann einen schnellen Blasen kollaps verhindern. Deswegen ist die entstehende Druckstörung von niedrigerer Frequenz und regt daher die bekannte

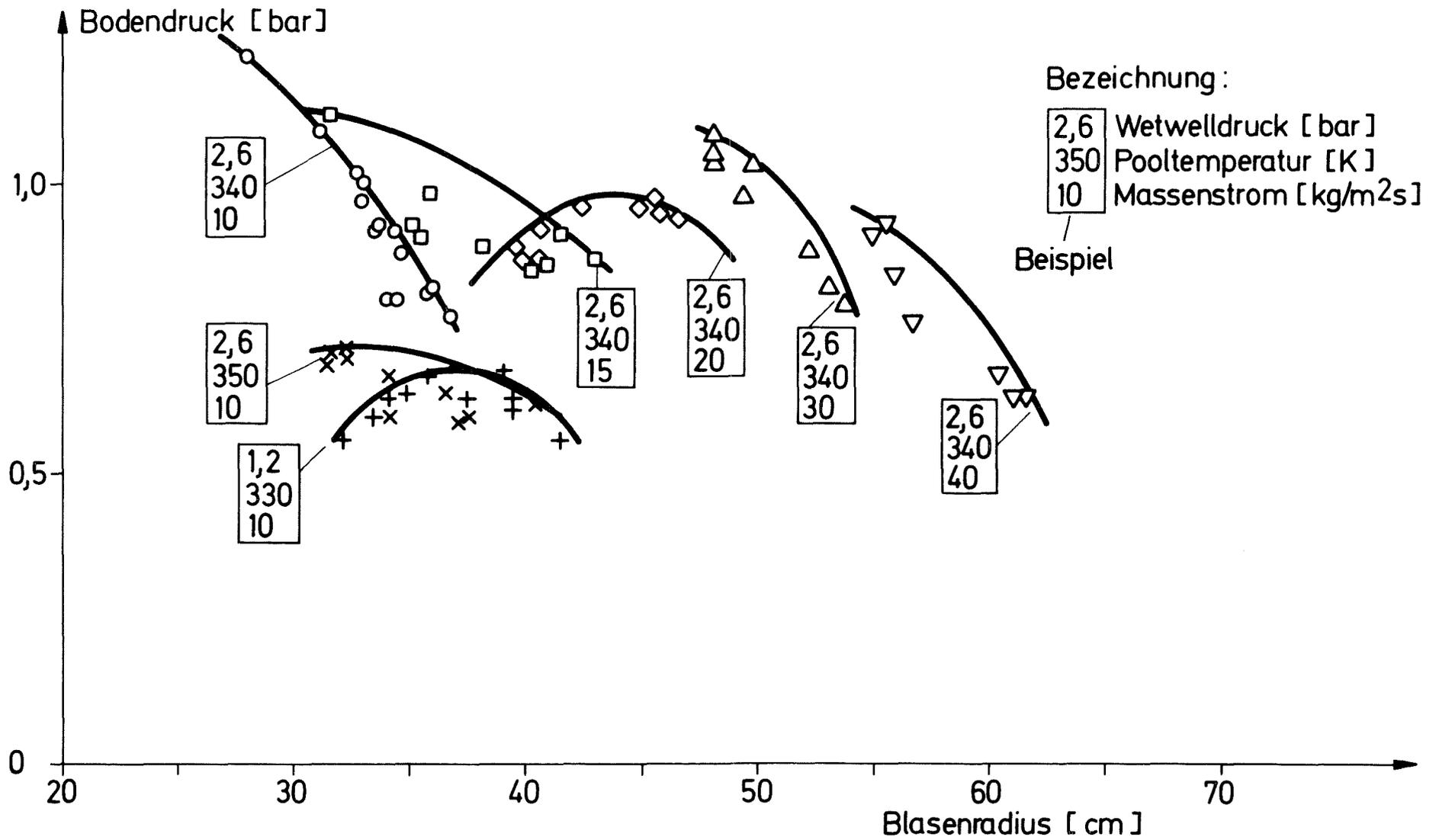


Abb. 34 Bodendruck als Funktion des Blasenradius (KONDAS-Rechnung für GKM II-Behälter)

Behälterschwingung weniger stark an.

Während nun die Blasenradien bei den KONDAS-Rechnungen entweder um das Druckpulsmaximum herum oder bei noch höheren Werten liegen, scheint es im Experiment so zu sein, daß die gebildeten Blasen eher unterhalb des Druckpulsmaximums (bei kleineren Radien) liegen. Dieser Unterschied könnte im Falle weiterführender Arbeiten dazu benutzt werden, Kriterien für eine Code-Verbesserung zu liefern. Allerdings würde das eine wesentliche Verbesserung der optischen Aufnahmetechnik bei den Experimenten voraussetzen.

In den Abb. 35 bis 37 sind die mit KONDAS berechneten Abhängigkeiten der größten Blasenradien vom Kondensationskammerdruck, der Wassertemperatur und dem Dampfmassenstrom für GKM II-Verhältnisse aufgetragen. Man erkennt, daß sowohl eine Erhöhung der Wassertemperatur wie auch eine Erhöhung des Dampfmassenstromes zu größeren Dampfblasen führt. Dieser Zusammenhang ist im Hinblick auf eine Diskussion der Entstehung und Größe der beim Blasen kollaps auf die Kondensationsrohre wirkenden horizontalen Impulskräfte von Bedeutung.

Die experimentelle Erfahrung hat gelehrt, daß solche horizontal wirkenden Impulskräfte an den Kondensationsrohren angreifen. Um mechanisch unzulässige Auslenkungen der sonst nur an der Kondensationskammerdecke befestigten Kondensationsrohre zu verhindern, werden die Rohre dicht oberhalb der Mündung von einem Strebenverband festgehalten. Die beim Blasen kollaps entstehenden horizontal wirkenden Impulskräfte führen damit zu impulsartigen Belastungen des Strebenverbandes. Wie in Abb. 38 zu sehen ist, führte in den Karlstein-Großbehälter-Versuchen der KWU eine Erhöhung der Wassertemperatur zu höheren Belastungen der Streben, während eine Erhöhung des Dampfmassenstromes eine Verringerung der Strebenlasten zu bewirken scheint. Aus den GKM II-Versuchen folgt jedoch eher, daß kein Einfluß des Dampfmassenstromes vorliegt. Es kann daher der Schluß gezogen werden, daß hinsichtlich der Strebenlasten ähnliche Verhältnisse wie hinsichtlich der Bodendrucke herrschen: Es sind nicht automatisch die Blasen mit den größten Abmessungen, die die höchsten Belastungen hervorrufen, weil auch

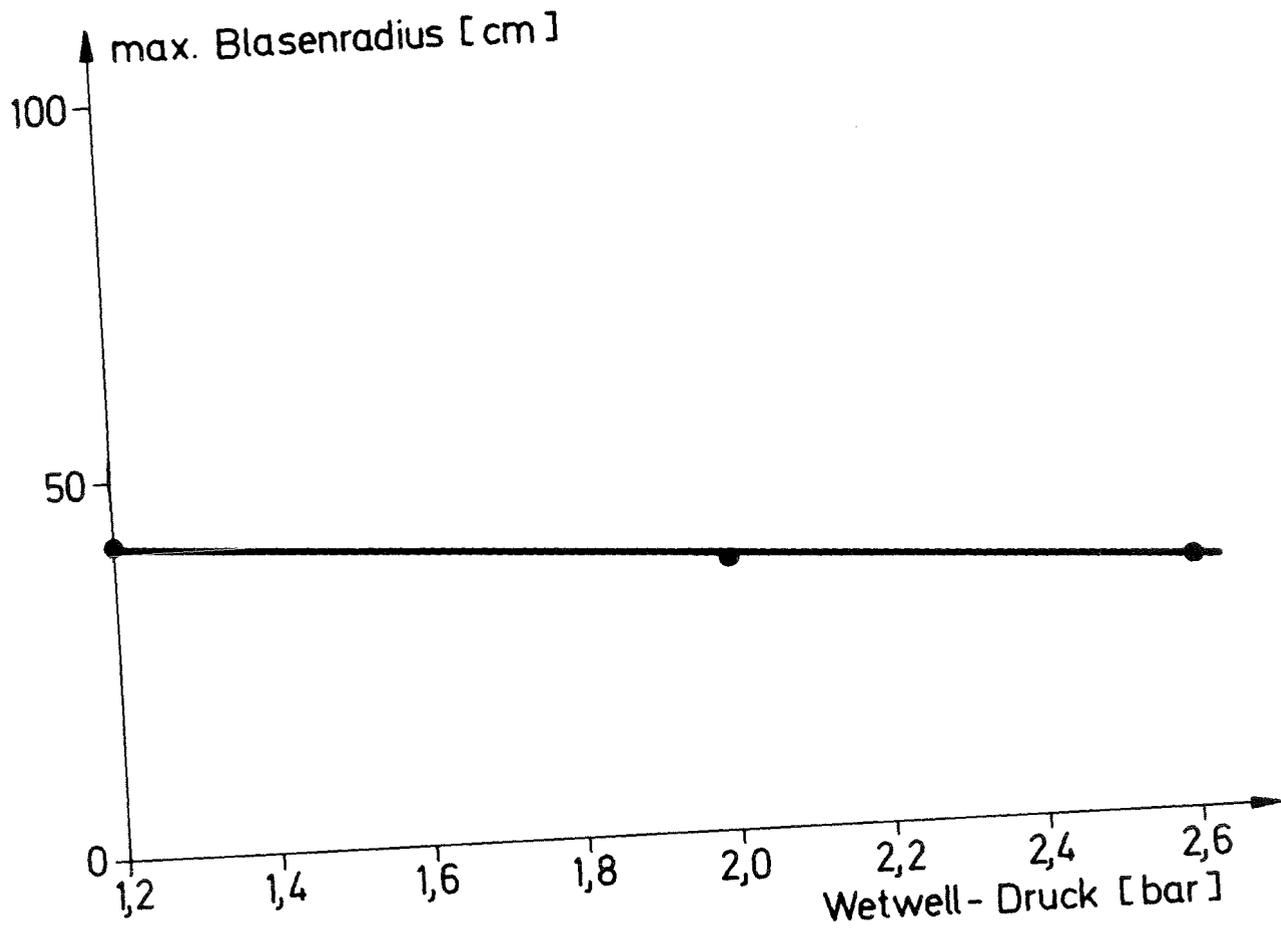


Abb. 35 Abhängigkeit der Größe abgelöster Blasen vom Kondensationskammerdruck (KONDAS-Rechnung für GKM II-Behälter)

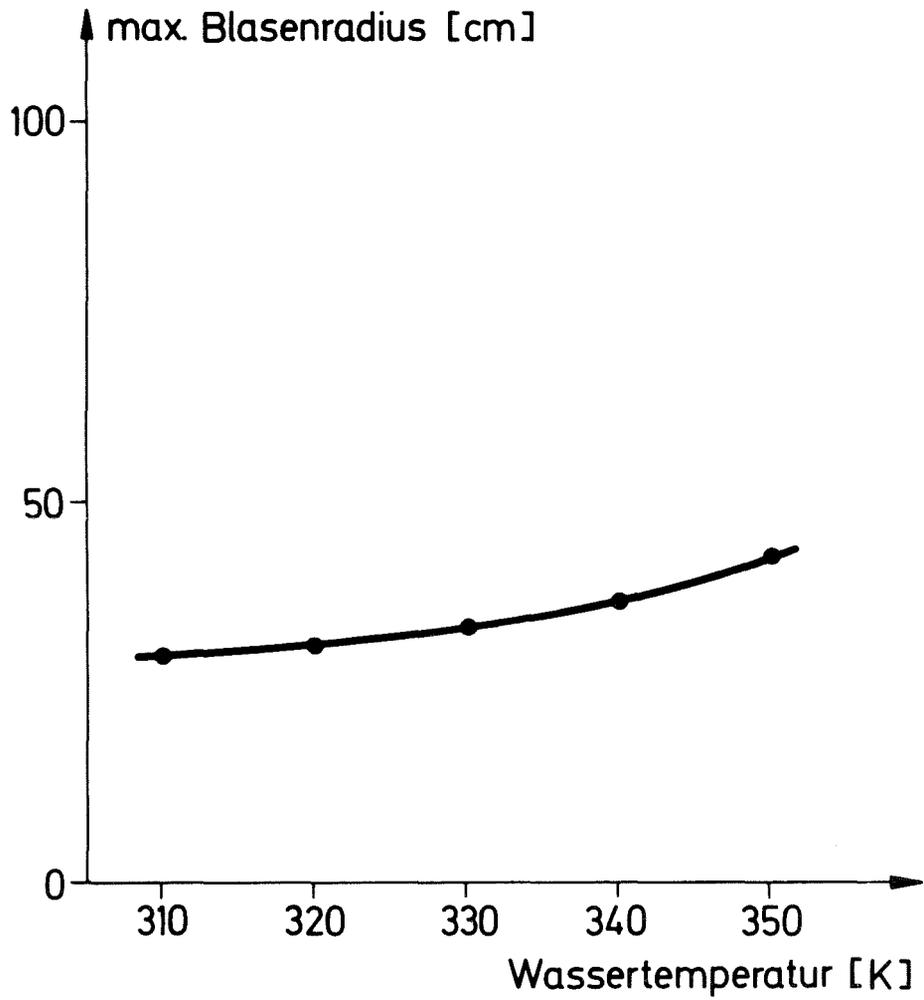


Abb. 36 Abhängigkeit der Größe abgelöster Blasen von der Wassertemperatur (KONDAS-Rechnung für GKM II-Behälter)

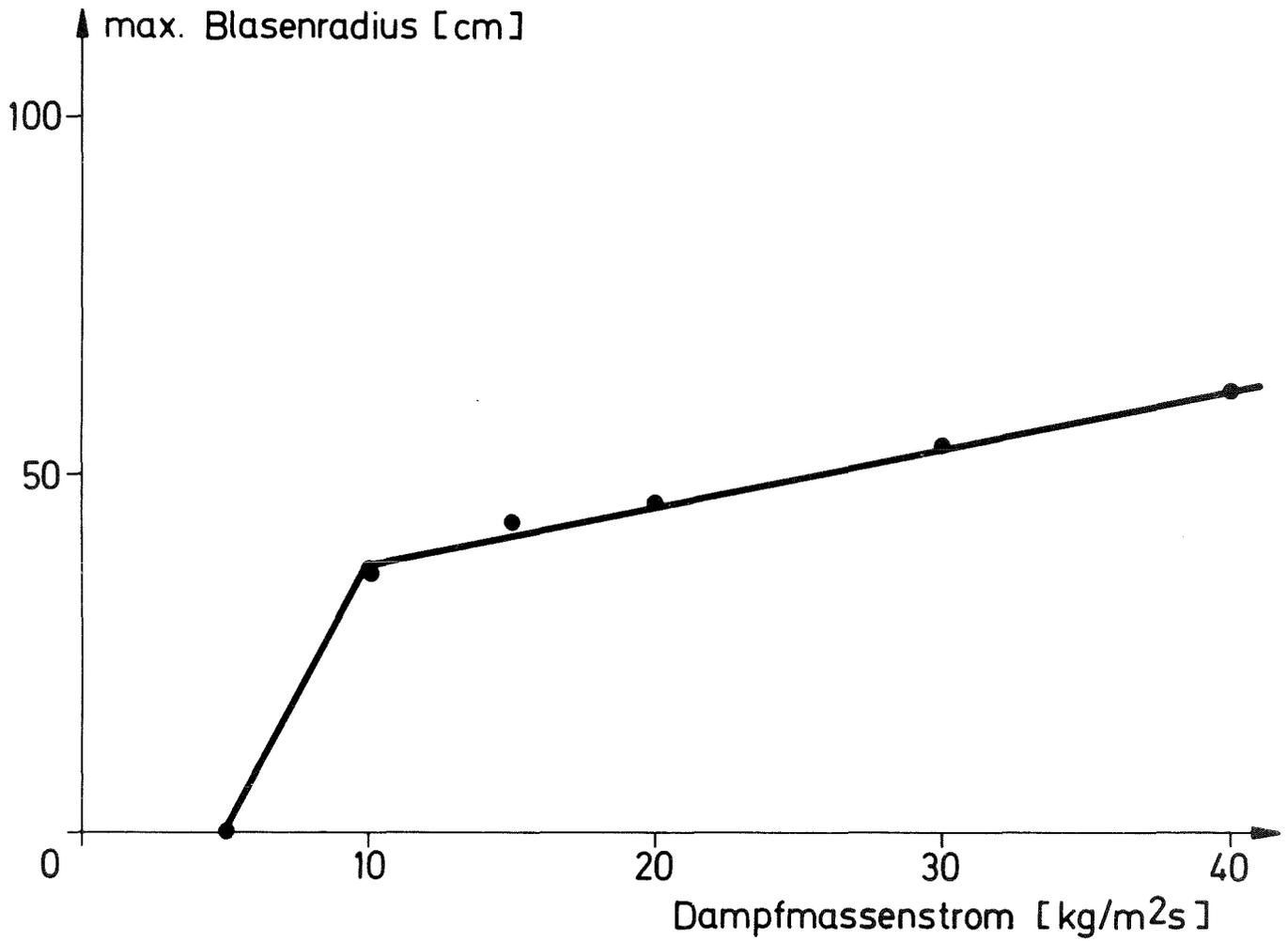


Abb. 37 Abhängigkeit der Größe abgelöster Blasen vom Dampf-
massenstrom (KONDAS-Rechnung für GKM II-Behälter)

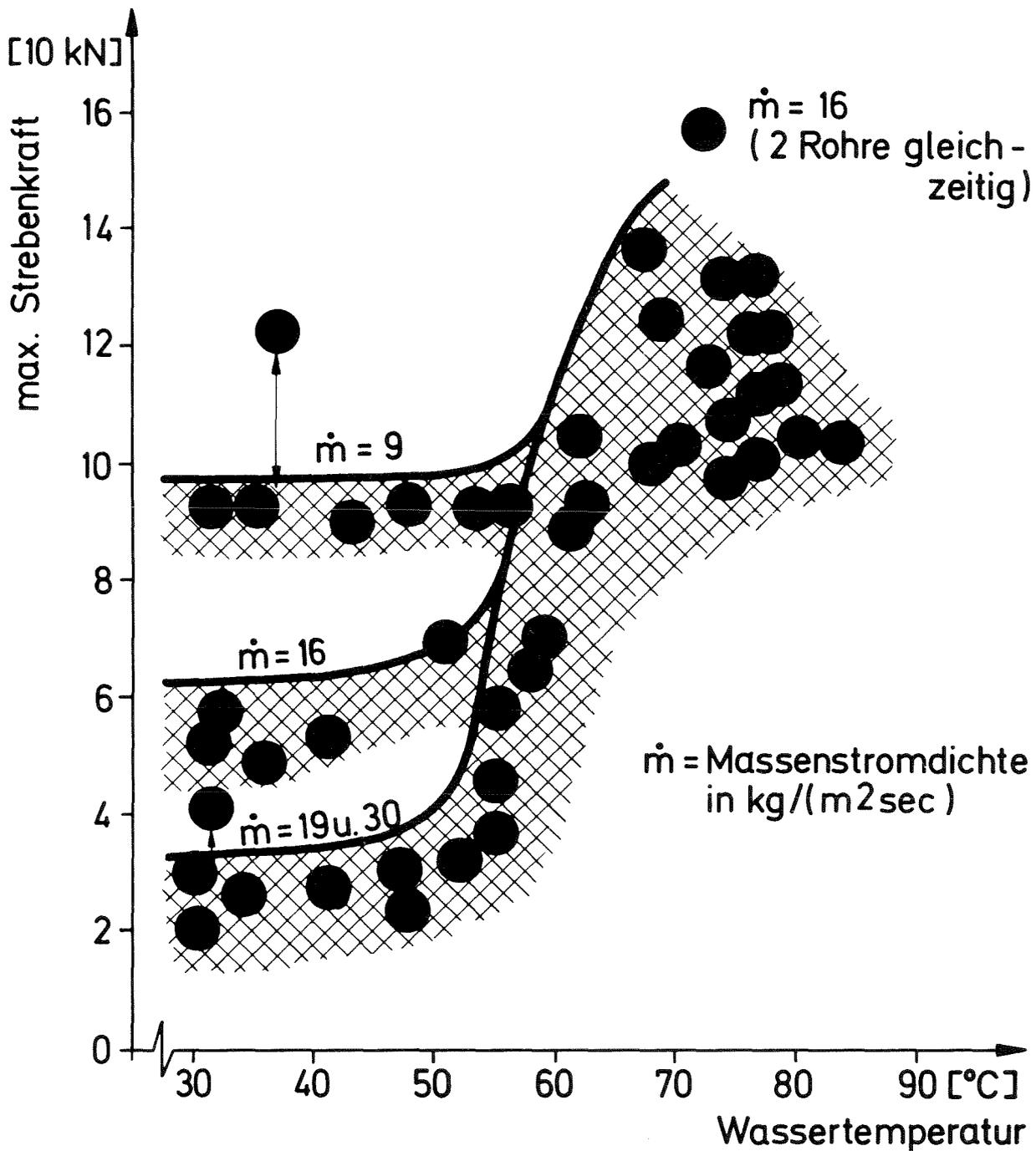


Abb. 38

Maximalwerte und obere Grenzkurven der Strebekräfte bei 600 mm Rohrdurchmesser (Großbehälter-Versuchsstand Karlstein, /18/)

Umstände wie die Kondensationsgeschwindigkeit, der erreichbaren Blasenexzentrizität uam. eine Rolle spielen. Daher ist auch anzunehmen, daß endliche Grenzwerte für die maximal möglichen Belastungen existieren und daß diese Grenzwerte in einigen Fällen in den Experimenten auch schon erreicht wurden. Daher ist eine zu hohen Belastungswerten hin unbegrenzte Extrapolation statistisch betrachteter Belastungen auf alle Fälle als stark konservativ anzusehen.

3.6 Synchronisationseffekte bei Mehrrohranordnungen

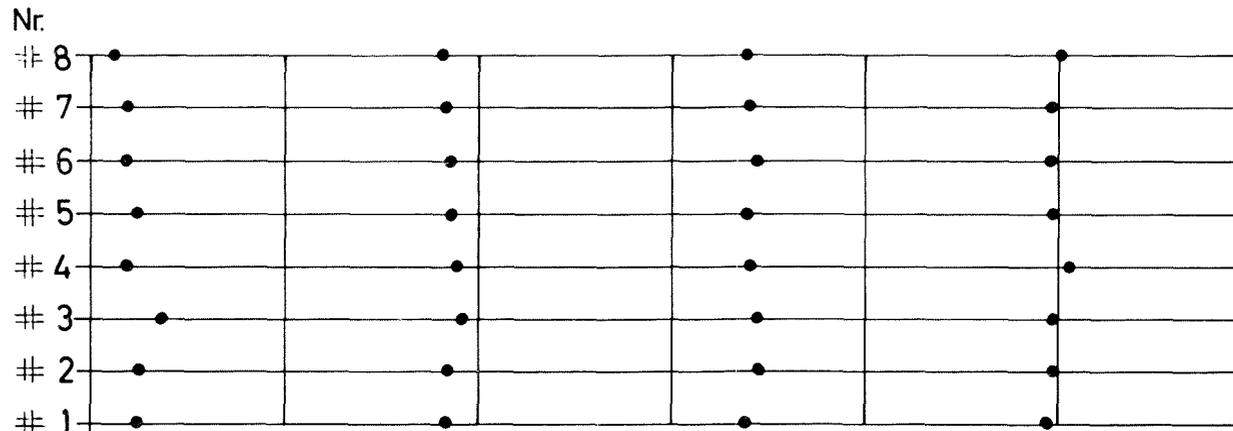
Mit Hilfe von KONDAS lassen sich Untersuchungen zum Verhalten eines Mehrrohrverbandes hinsichtlich der Druckpulsphänomene durchführen. Bei diesen Untersuchungen kommt es insbesondere darauf an, eventuelle Aufschaukelungsprozesse oder etwa vorhandene anderweitige ungünstige Überlagerungserscheinungen aufzuspüren.

Nun war in Kapitel 3.2 in Abb. 18 gezeigt worden, daß bei einem einzelnen Kondensationsrohr die Tendenz besteht, vor großen Druckpulsen kurze und danach lange Zeitabstände zum nächsten Druckpuls zu haben. Die Ursache für dieses Verhalten kann im wesentlichen nur darin liegen, daß neben der für die Kondensationsrohre individuell wirksamen Informationsspeicherung über das Kondensationsgeschehen via Wasserspiegelbewegung noch eine erhebliche Wirkung über den Druckkammerdruck ausgeübt wird. Die Bedeutung des Druckverlaufes in der Druckkammer (und damit der dort jeweils gespeicherten Information) wird ersichtlich, wenn die bei der Kondensationsschwingung zumeist vorliegende nur geringfügige Wasserspiegelbewegung in Betracht gezogen wird.

Damit wird ersichtlich, daß in einer Mehrrohranordnung durch den Verlust der individuell zugeordneten Druckkammer eine deutliche Vergleichmäßigung des Kondensationsgeschehens an den einzelnen Kondensationsrohren eintreten muß. Es ist auch nicht zu befürchten, daß ein Aufschaukeln des Systems zu synchronen und zeitlich anwachsenden Druckpulsen eintritt, weil der in Abb. 18 (Kap. 3.2) gezeigte Mechanismus (Zusammenhang über Druckpulsamplitude und Zeitabständen aufeinanderfolgender Pulse) dämpfend wirkt. Daher ist es nur folgerichtig, daß in den mit KONDAS zum Problem der Synchronisation im Mehrrohrverband durchgeführten Rechnungen keinerlei Hinweise auf irgendwelche Anfachungsmechanismen gefunden werden konnten.

In Abb. 39 ist als Beispiel die Überlagerungsdruckkurve für einen Verband aus 8 Kondensationsrohren mit einem anlagentypischen Drywell und unendlich ausgedehntem Wasserraum gezeigt. Es ist zu

Kondensationsrohr



Ablösung schnell kollabierender Einzelblasen

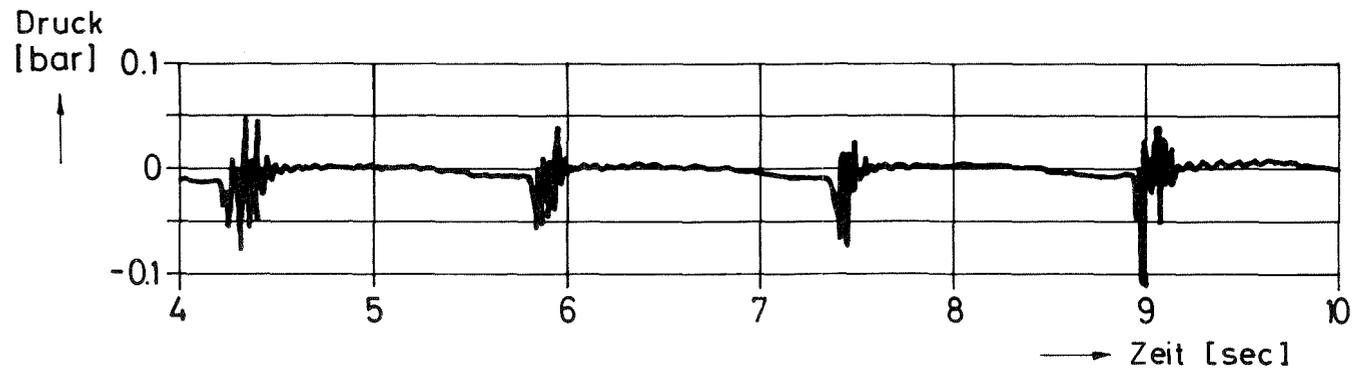


Abb. 39

Überlagerungsdruckverlauf und Dampfblasenablösung in einer 8-Rohr-Anordnung (KONDAS-Rechnung)

erkennen, daß tatsächlich eine globale Synchronisation des Kondensationsgeschehens an den simultan arbeitenden Kondensationsrohren eintritt. Wie aber aus der Darstellung der zeitlichen Verteilung der Ablösezeitpunkte der Dampfblasen zu ersehen ist, verteilen sich diese Ablösezeitpunkte je globalem Synchronereignis über schmale Zeitbereiche, die im folgenden Zeitfenster genannt werden sollen. Man kann sich den Vorgang so erklären, daß zwar über die gemeinsame Druckkammer für alle Kondensationsrohre dieselbe Druckgeschichte als Führungsgröße ansteht, daß aber über die wasserseitige Kopplung eine exakte Synchronisation verhindert wird. Bei der exakten Synchronisation wäre die von den Blasen an der Flüssigkeit zu leistende Arbeit wesentlich größer, als wenn sich durch kleine Beschleunigungen oder Verzögerungen das Kondensationsgeschehen gegeneinander etwas verschiebt. Die gegenseitige Behinderung der Kollapsvorgänge durch das jeweilige Druckfeld, die sich zum Beispiel dadurch ausdrückt, daß eine beschleunigt kontrahierende Blase in der Umgebung Unterdruck erzeugt und deswegen benachbarte Blasen eine geringere treibende Druckdifferenz für den Kollaps zur Verfügung haben, kann als eine Auswirkung des Prinzips des kleinsten Zwanges gedeutet werden.

Um die Abhängigkeit des sich einstellenden Zeitfensters und der sich im Mehrrohrverband ergebenden Druckamplituden von der Größe des Rohrverbandes zu untersuchen, wurden KONDAS-Rechnungen mit 2, 4, 8 und 16 Kondensationsrohren durchgeführt. Hierbei wurde auch der Einfluß einer Änderung der Blasenaufräuhung untersucht. Die in den Abb. 40 und 41 gezeigten Ergebnisse wurden mit verstärkter Aufräuhung im Vergleich zu den bei der GKM II-Nachrechnung verwendeten Werten gerechnet (ARMIW; ARSIG = 0,5; 0,3, statt 0,35; 0,17). Es hat sich aber gezeigt, daß der Einfluß der Aufräuhung bei Veränderungen in den genannten Grenzen infolge der allgemeinen Vergleichmäßigung des Kondensationsprozesses im Mehrrohrverband von untergeordneter Bedeutung ist. In der Abb. 40 ist die Zeitfensterbreite als Funktion der Rohrzahl dargestellt. Wenn auch zu bedenken ist, daß in der vorliegenden KONDAS-Rechnung infolge der Annahme des unendlich ausgedehnten Wasserpools mit inkompressiblem Fluid die wasserseitige Kopplung stärker als in der wirklichen Anlage mit kompressiblem Fluid in einem nach-

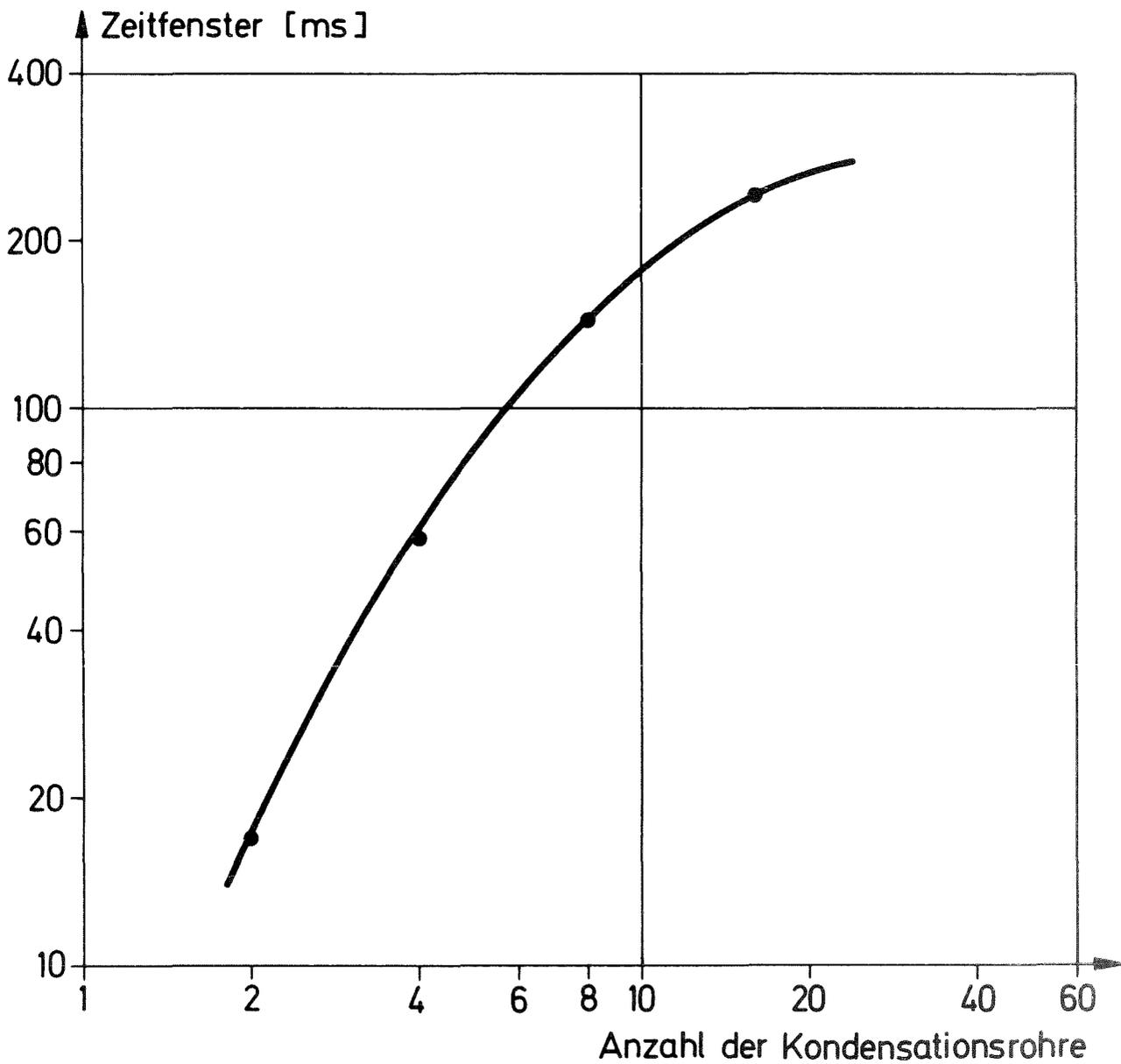


Abb. 40 Abhängigkeit der Synchro-Zeitfenster von der Anzahl der Kondensationsrohre im Mehrrohrverband (KONDAS-Rechnung, anlagenrelevantes Drywell)

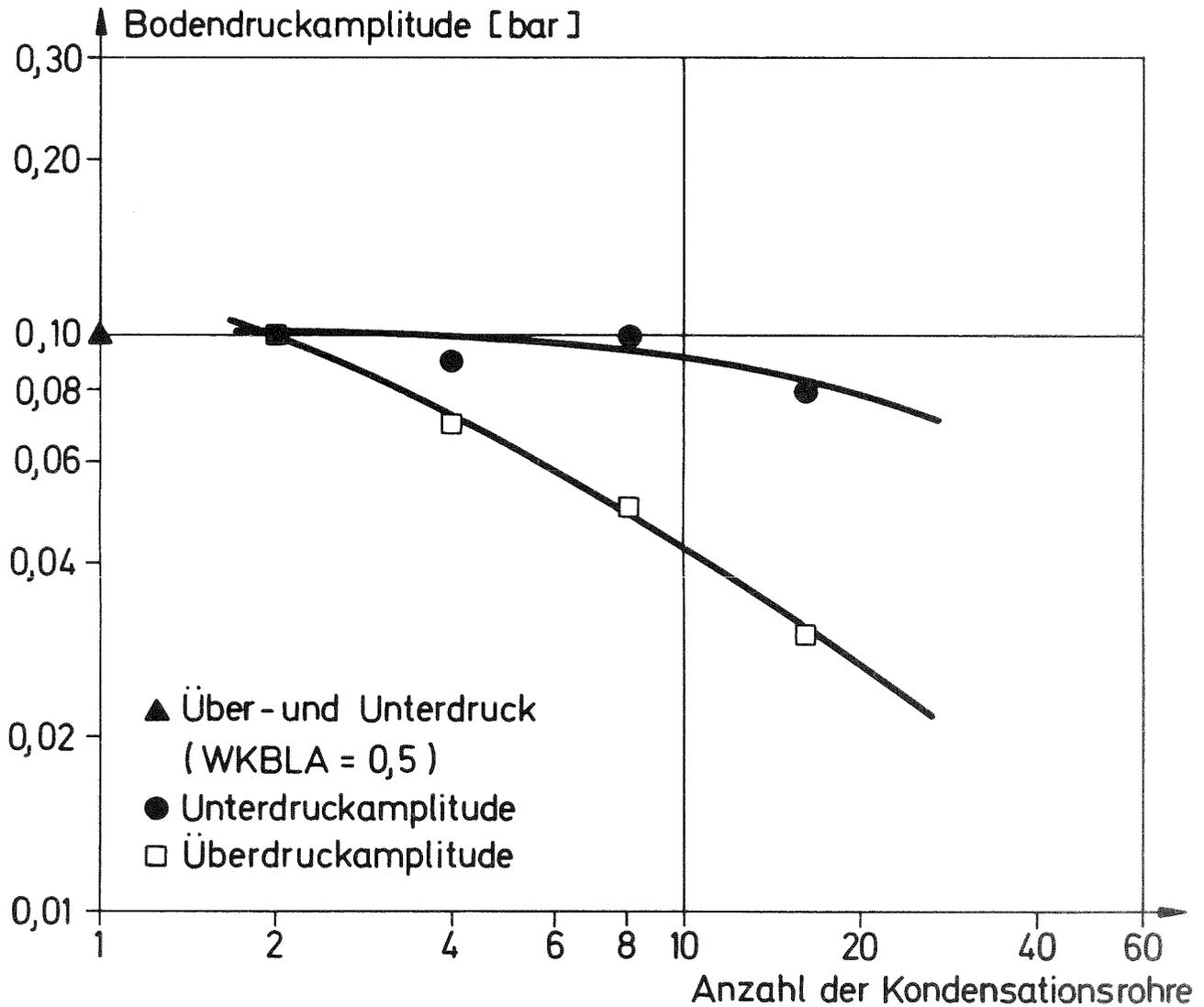


Abb. 41 Abhängigkeit der Bodendruckamplituden von der Anzahl der Kondensationsrohre im Mehrrohrverband (KONDAS-Rechnung, anlagenrelevantes Drywell)

giebigen Behälter ist, so können doch für die Anlagen mit etwa 60 bis 70 Kondensationsrohren Zeitfenster von ungefähr 250 bis 300 ms abgeschätzt werden. In Abb. 41 ist gezeigt, daß mit zunehmender Rohranzahl die Erwartungswerte der Druckamplituden deutlich verringert (und nicht etwa erhöht) werden. Über eine Überlagerungsstatistik für die wirkliche Anlage kann natürlich die KONDAS-Rechnung direkt nichts aussagen, u.a. spricht auch der dann große Rechenzeitbedarf gegen ein solches Unterfangen. Von Interesse mag noch die Feststellung sein, daß die Druckpuls-Wiederholfrequenz mit Zunahme der Rohranzahl kleiner wird und daß auch die Streuung der zeitlichen Abstände zwischen den globalen Druckpulsen sich verringert.

4. Zusammenfassung

Bei der Kondensation von Wasserdampf in der Wasservorlage des SWR-Druckabbausystems entstehen Druckpulsationen. Zunächst werden die Modellansätze zur theoretischen Beschreibung der wesentlichen Teilvorgänge aufgestellt und diskutiert. Es zeigt sich, daß einige Teilphänomene noch durch verhältnismäßig grobe Annahmen und Vereinfachungen abgedeckt werden müssen. Hierbei handelt es sich insbesondere um das Verhalten von durch Gasdruck rasch beschleunigten Flüssigkeitsoberflächen, um die Bildung, die Ablösung und den Kollaps von Dampfblasen hinsichtlich der Strömungsvorgänge, sowie um den Prozeß der Stoff- und Wärmeübertragung an freien Oberflächen turbulenter Flüssigkeiten. In dem neu aufgestellten Rechenprogramm KONDAS (= Kondensation im Druckabbausystem) werden zur Korrektur der unsicheren Annahmen Korrektur-Parameter verwendet.

Der Vergleich der theoretischen Aussagen mit den experimentellen Befunden trug wesentlich zum physikalischen Verständnis der Kondensationsprozesse im DAS bei. Es wird gezeigt, wie durch Anpassung der Korrektur-Parameter mit Hilfe experimenteller Daten (Versuche der KWU in Karlstein und im Großkraftwerk Mannheim) das Rechenprogramm justiert und durch Vergleich mit anderen experimentellen Befunden weitgehend verifiziert wurde. Die mit dem Rechenprogramm gefundenen Abhängigkeiten der Größe der Druckpulsationen von Einflüssen wie Systemdruck, Dampfmassenstromdichte in den Kondensationsrohren usw., werden, soweit möglich im Vergleich mit der experimentellen Erfahrung, aufgezeigt. Eine Deutung der bei den in Schweden bei den sogenannten Marviken-Experimenten gefundenen Druckpulsationserscheinungen wird gegeben. Schließlich werden mit Hilfe von KONDAS Aussagen über das in der realen Anlage zu erwartende Synchronisationsverhalten des Mehrrohrverbandes gemacht. Es wurde gefunden, daß dort zwar eine globale Synchronisation des Kondensationsgeschehens an den parallel arbeitenden Kondensationsrohren eintritt, daß aber eine über die Wasserphase erzwungene Streuung der einzelnen Druckpulsergebnisse über sog. Zeitfenster der Dauer bis etwa 300 ms die Entstehung großer Druckpulse verhindert.

5. Schrifttum

- / 1 / D. Smidt: Reaktortechnik, Band 2.
Verlag G. Braun, Karlsruhe 1976
- / 2 / K.D. Appelt et al.: Untersuchung der Druckpulsationen
im Druckabbausystem und der dynamischen Reaktion des
Sicherheitsbehälters im Rahmen der Entlastungsventil-
versuche im Kernkraftwerk Brunsbüttel.
KFK-Ext. 8/75-5, Jan. 1976
- / 3 / U. Simon: Die Mischkondensation von Satttdampf.
KTG-Fachtagung über thermo- und fluiddynamische Probleme
bei Reaktorstörfällen,
28. - 30. Jan. 1975 in Stuttgart
- / 4 / L. Prandtl, K. Oswatitsch u. K. Wieghardt:
Strömungslehre.
Verlag Vieweg, Braunschweig 1969
- / 5 / Dubbels Taschenbuch für den Maschinenbau,
Bd. 1.
Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1961
- / 6 / R. Krieg: Zur Geschwindigkeitsmessung von Anlauf-
strömungen mit Hilfe von Widerstandskörpern.
BWK 27 (1975), Nr. 12
- / 7 / S. Schwaigerer: Rohrleitungen.
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1967
- / 8 / D.A. Frank - Kamenetzki: Stoff- und Wärmeübertragung
in der chemischen Kinetik.
Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959
- / 9 / E.U. Schlünder: Einführung in die Stoff- und Wärme-
übertragung.
Uni-text, Verlag Vieweg 1972

- / 10 / R. Meyder: Bestimmung des turbulenten Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes in Stabbündeln mit Hilfe von krummlinig orthogonalen Koordinaten.
KFK 2029, Sept. 1974
- / 11 / T.G. Theofanous et al.: Turbulent Mass Transfer at Free, Gas-Liquid Interfaces, with Applications to Open-Channel, Bubble and Jet Flows.
International Journal of Heat and Mass Transfer,
Vol. 19, No. 6-C, S. 613-624, 1976
- / 12/ E. Kirschbaum: Destillier- und Rektifizierteknik,
3. Auflage.
Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1960
- / 13 / R. Zurmühl: Praktische Mathematik, 2. Auflage.
Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957
- / 14 / R.H. Cole: Underwater Explosions.
Dover Publications Inc., New York 1965
- / 15 / The Marviken Full Scale Containment Response Tests,
Second Series, Interim Report of Summary Report,
Interim Report of Conclusions
(1977) unpublished
- / 16 / The Marviken Full Scale Containment Response Tests,
Second Series, Interim Report of Blowdown 18 Test
Results
(1976) unpublished
- / 17 / G. Class, J. Kadlec: Survey of the Behavior of BWR
Pressure Suppression Systems during the Condensation
Phase of LOCA
ANS International Conference, Washington D.C.,
15. - 19. Nov. 1976

- / 18 / R.A. Müller et al.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Belastung des SWR-Druckabbausystems. Vortrag Nr. 227, DATF-KTG-Reaktortagung, Mannheim, 29.3. - 1.4.1977
- / 19 / D.D. Joseph: Stability of Fluid Motions II. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1976