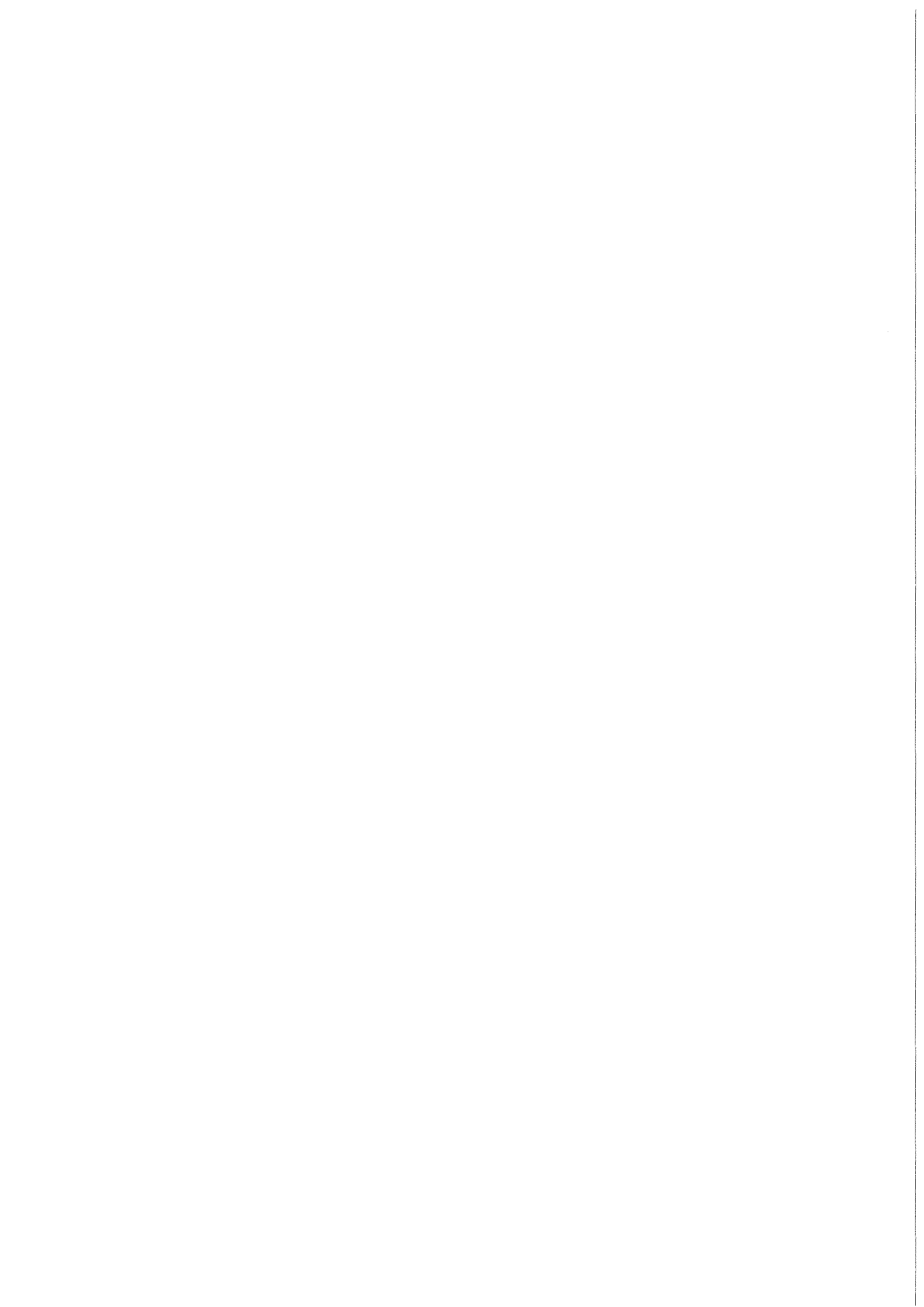


KfK 3921
Mai 1985

**Analyse von
kondensationsbedingten
Druckpulsationen im
LWR-Druckabbausystem
Rechenprogramm VOICE**

G. Class
Institut für Reaktorentwicklung

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorentwicklung

KfK 3921

Analyse von kondensationsbedingten Druck-
pulsationen im LWR-Druckabbausystem
- Rechenprogramm VOICE -

G. Class

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

Diese Arbeit wurde im Auftrag der

Fa. Kraftwerk Union AG, Frankfurt (Main),

in den Jahren 1980/81 durchgeführt.

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Die Anregung der Druckschwankungen im LWR-Druckabbausystem (DAS) bei der Dampfkondensation wird im Rechenprogramm VOICE durch Volumenquellen beschrieben, die am Ort der Kondensationsrohr-Mündungen wirksam sind. Vorausgesetzt ist dabei, daß das Übertragungsverhalten der Druckstörungen im Wasserpool bekannt ist. Damit kann die zeitabhängige Ergiebigkeit der Volumenquellen aus Kondensationsexperimenten berechnet und auf andere DAS-Anordnungen übertragen werden.

Für die Beschreibung des Übertragungsverhaltens der Druckstörungen im Wasserpool enthält VOICE ein dreidimensionales Modell für die Ausbreitung akustischer Wellen in zylindrischen bzw. ringförmigen Fluidanordnungen mit freier Oberfläche. Hierbei kann auch der frequenzabhängige Einfluß von im Fluid dispers verteilten Gasblasen berücksichtigt werden.

Die theoretischen Grundlagen, die Programmstruktur und die Programmparameter von VOICE werden angegeben. Anhand von Testbeispielen wird das Rechenprogramm qualifiziert und seine Anwendbarkeit am Beispiel einiger Kondensationsversuche der Fa. Kraftwerk-Union gezeigt.

Summary

Analysis of Pressure Oscillations due to Condensation in LWR Pressure Suppression Systems - Computer Program VOICE -

The excitations of the pressure variations in the LWR pressure suppression system (PSS) during steam condensation is described in the VOICE computer code by volume sources which are effective at the locations of vent pipe exits. The prerequisite is that the pressure transfer function in the water pool is known. This allows to calculate from condensation experiments and to extrapolate to other PSS configurations the time dependent volume sources.

To describe the pressure transfer function in the water pool VOICE includes a threedimensional model representing the acoustic wave propagation in cylindrical and ring-shaped fluid configurations, respectively, with free surfaces. Also the frequency dependent influence of gas voids dispersed in

the fluid can be taken into account with this model.

The theoretical basis, the program structure and the program parameters of VOICE are indicated. The computer code is qualified with the help of trial examples and its applicability is demonstrated by the example of some condensation tests performed by the Kraftwerk-Union company.

Analyse von kondensationsbedingten Druck-
pulsationen im LWR-Druckabbausystem
- Rechenprogramm VOICE -

<u>Inhalt</u>	Seite
1. Problemstellung	1
2. Berechnung der Volumenquellen aus experimentellen Druckverläufen	2
3. Berechnung der Systemantwort und der Impulsantwortfunktion	6
3.1 Integration der Wellengleichung	6
3.2 Berücksichtigung der Dispersion bei im Fluid verteilten Gasblasen	12
4. Rechenprogramm VOICE	17
4.1 RESPO3D	20
4.2 GLOCKE	25
4.3 FOUTRAN	25
4.4 REKON	25
4.5 POWSPEC	26
4.6 TRENDEL	27
4.7 AUSGABE, TABELLE, PRINTPL, HOLES D und BANDDAT	27
4.8 Erläuterung der VOICE-Problemparameter	27
5. Testbeispiele	31
5.1 Standard-Testfall Sinus-Quelle	32
5.2 Vergleich mit analytischen Lösungen für das Fluid	34
6. Beispiele für Volumenquellverläufe	41
7. Schlußfolgerungen	58
Anerkennung	59
8. Schrifttum	60

Verzeichnis der Abbildungen

<u>Abb.-Nr.</u>		<u>Seite</u>
4.1	Rechenprogramm VOICE	19
4.1.1	Maschennetz und Indizierung des Pools	21
5.1.1	Vergleich von Quell-Vorgabe und Ergebnis der Rückrechnung beim Standard-Testfall "sin-Quelle" in Voice	33
5.2.1	Einhüllendes logarithmisches Frequenzspektrum nach VOICE-Rechnung für GE Mark II DAS-Pool	39
6.1	GKM II-Versuchsstand (schematisch)	42
6.2	Ausschnitte aus den GKM II-Versuchen Nr. 35 (mit weicher Wand") und Nr. 54 (steifer Behälter). Ausgewertete Ereignisse sind mit "A" bis "F" markiert	43
6.3	Logarithmisches Spektrum der verwendeten Impulsantwortfunktion und der Meßdaten aus GKM II-Vers. 35, Ereignis "D"	44
6.4	Logarithmisches Spektrum der verwendeten Impulsantwortfunktion der Meßdaten aus GKM II-Vers. Nr. 54, Ereignis "C"	44
6.5	Vergleich der gemessenen mit den aus dem Volumenquellverlauf rekonstruierten Druckverläufen (GKM II-Vers. Nr. 35)	45
6.6	Vergleich der gemessenen mit den aus dem Volumenquellverlauf rekonstruierten Druckverläufen (GKM II-Vers. Nr. 54)	46

<u>Abb.-Nr.</u>		<u>Seite</u>
6.7	Gemessener Wanddruck, sowie berechnete Volumen- quelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr GKM II-Vers. Nr. 35, Ereignis "D"	48
6.8	Gemessener Wanddruck, sowie berechnete Volumen- quelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr GKM II-Vers. 35, Ereignis "E"	49
6.9	Gemessener Wanddruck, sowie berechnete Volumen- quelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr GKM II-Vers. 35, Ereignis "F"	50
6.10	Gemessener Wanddruck, sowie berechnete Volumen- quelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr GKM II-Vers. 54, Ereignis "A"	51
6.11	Gemessener Wanddruck, sowie berechnete Volumen- quelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr GKM II-Vers. 54, Ereignis "B"	52
6.12	Gemessener Wanddruck, sowie berechnete Volumen- quelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr GKM II-Vers. 54, Ereignis "C"	53
6.13	Vergleich von Messung und Rückrechnung für einen GKM-Versuch mit sehr steifem Kondensationsbehälter und ca. 1 % Luft-Volumenanteil im Wasser	56/57

Verzeichnis der Tabellen

<u>Tab.-Nr.</u>		<u>Seite</u>
5.2.1	Wurzeln γ_{mn} der Gleichung 5.2.4 für $R_i/R_a = 0.32985$	37
5.2.2	Eigenfrequenzen nach Gl. 5.2.5 und Tabelle 5.2.1 für $R_i/R_a = 0.32985$	38
5.2.3	Gegenüberstellung der analytisch bestimmten Eigen- frequenzen und der Frequenzen der VOICE-Rechnung	40

1. Problemstellung

Bei der Einleitung von Wasserdampf über die Kondensationsrohre in die Wasservorlage des Druckabbausystems von Leichtwasserreaktoren werden in dieser Wasservorlage, aber auch in den Kondensationsrohren selbst, deutliche Druckschwankungen beobachtet. Die Ursache liegt in einer Instabilität des Kondensationsvorganges begründet, die starke Schwankungen der Lage und der Größe der freien Wasseroberfläche und der Kondensationsrate im Bereich der Mündung der Kondensationsrohre bewirkt. Als Folge dieser hoch dynamischen Prozesse ist auch die Menge des vom Dampf verdrängten Wasservolumens Schwankungen unterworfen, die sich innerhalb des wassergefüllten Bereiches in der Form von Druckschwankungen äußern. Bei der experimentellen Beobachtung dieser Vorgänge lassen sich die Volumenschwankungen nur recht grob, die Druckschwankungen hingegen recht genau meßtechnisch verfolgen.

Im Verhältnis zum Durchmesser der Kondensationsrohre stellt der Wasserpool der LWR-Druckabbausysteme ein ausgedehntes Gebilde dar. In diesem lassen sich die in Rede stehenden Volumenschwankungen in guter Näherung mit Hilfe von Volumenquellen beschreiben, die im Bereich der Mündungen der Kondensationsrohre lokalisiert sind und als Störungen auf einen sonst ruhenden Pool kompressiblen Fluids einwirken. Die im Pool oder an seinen Berandungen beobachtbaren Druckschwankungen hängen deswegen gleichermaßen von den jeweiligen Eigenschaften des Wasserpools (wirksame Kompressibilität mit Einschluß von Gasbläschen, Poolgeometrie, Wandstruktur), wie auch von den Volumenquellen selbst ab. Die im Pool meßbaren Druckschwankungen sind daher nicht unabhängig von der jeweiligen Versuchsanordnung, so daß sie sich im allgemeinen nicht direkt auf andere Anordnungen bzw. auf die Reaktoranlage übertragen lassen.

Die Eigenschaften des ganzen Wasserpools sind von großem Einfluß auf die Druckamplituden und auf das Ausschwingverhalten nach einer Störung. Der Antrieb zu diesen Störungen liegt hingegen innerhalb eines kleinen Volumenbereiches, auf den annähernd die gesamte kinetische Energie des Kondensationsprozesses konzentriert ist. Dies führt dazu, daß der 'Motor' dieser Störungen die Eigenschaften des Wasserpools nur relativ schwach widerspiegelt, wogegen eine wesentlich stärkere Abhängigkeit vom Durchmesser und der Länge des Kondensationsrohres besteht. Die Abhängigkeit von der

Wassertemperatur und dem Luftgehalt des Dampfes ist ebenfalls stark ausgeprägt. Andere Parameter wie Systemdruck, Dampfmassenstrom, Volumen des Drywell usf. sind dagegen innerhalb gewisser Grenzen von geringem Einfluß.

Die Lokalisierung der wesentlichen Einflußgrößen des Kondensationsvorganges auf den Bereich des Kondensationsrohres macht es möglich, aus experimentell gefundenen Druckschwankungen auf die lokal wirksamen Volumenschwankungen (= Volumenquellen) zu schließen und diese Volumenquellen auf andere Anordnungen, speziell auf die Reaktoranlage, zu übertragen und rechnerisch die von den Volumenquellen dort bewirkten Druckschwankungen zu ermitteln. Die Übertragung wird dabei um so realistischer, je ähnlicher die Eigenschaften der Anlagen sind.

Die Aufgabe des Rechenprogrammes VOICE (= Volume sources Identification from Condensation Experiments) ist die Durchführung dieser Übertragung experimenteller Daten auf die Reaktoranlage. Hierzu werden mit Hilfe eines fluiddynamischen Modells die in Einzelzellenexperimenten wirkenden Volumenquellen zeitabhängig bestimmt und auf ein fluiddynamisches Modell der Anlage übertragen. Auf das Kondensationsgeschehen selbst braucht bei dieser Übertragung nicht eingegangen werden.

2. Berechnung der Volumenquellen aus experimentellen Druckverläufen

Wie bereits oben erwähnt wurde, ist bei der Entstehung der Druckpulsationen im Druckabbausystem nahezu die gesamte kinetische Energie des Systems auf einen kleinen Bereich um die Mündung der Kondensationsrohre und auf das Innere dieser Rohre konzentriert. Außerhalb dieser Zone treten nur sehr kleine Strömungsgeschwindigkeiten auf, die mit wachsendem Abstand R von den Mündungen proportional zu R^{-2} abfallen. Aber auch die Strömungsgeschwindigkeiten des Wassers an den Rohrmündungen sind bereits klein gegen die Schallgeschwindigkeit. Daher kann die Ausbreitung von Druckstörungen in dem ausgedehnten Wasserpool, und damit das Übertragungsverhalten, sehr gut mit Hilfe der 'akustischen Näherung' der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie beschrieben werden (vgl. Kapitel 3).

In dieser akustischen Näherung liegen die Erhaltungsgleichungen in linearer

Form vor, so daß für die Lösungen das Superpositionsprinzip gilt. Wirkt etwa als Störung innerhalb des Pools eine ortsfeste Volumenquelle mit zeitabhängig veränderlicher Ergiebigkeit, dann kann die Auswirkung dieser Störung auf den Pool sowohl direkt durch Integration ermittelt werden, als auch durch die Superposition von beliebigen Standardlösungen. Im einfachsten Fall benutzt man eine Impulsantwortfunktion. Dabei wird die zeitabhängig veränderliche Volumenquelle ersetzt durch eine gleichwertige Folge von Einzelimpulsen passender Amplitude, deren Antwortfunktionen entsprechend linear überlagert werden.

Stellt $x(t)$ die lokale Störung dar und ist $g(t)$ die Impulsantwortfunktion, bzw. das Übertragungsverhalten für einen Impuls, dann ergibt sich bei einem linearen zeitinvarianten System die Systemantwort $y(t)$ durch das Faltungsintegral

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t-\tau) \cdot x(\tau) \cdot d\tau. \quad (2.1)$$

Im Falle einer Messung an einem definierten System, das die geforderten Eigenschaften hinsichtlich Linearität und Zeitinvarianz erfüllt, stellt $y(t)$ z.B. einen lokal meßbaren Druckverlauf dar. Gesucht ist der Verlauf der Störung $x(t)$, die hier eine Volumenquelle mit der Ergiebigkeit x ist.

Lösbar ist diese Aufgabe natürlich nur, wenn die Impulsantwortfunktion $g(t)$ für das zu analysierende Experiment vorliegt. Prinzipiell kann dies rechnerisch oder durch direkte Messung erfolgen. Allerdings wird praktisch die Rechnung meist vorzuziehen sein, weil sich für die Messung eine hinreichend genau definierte Volumenquelle mit ausreichend großer Amplitude nicht ohne weiteres realisieren läßt.

Eine weitere Voraussetzung für die Lösung der Aufgabe besteht in der Existenz der Inversen zur Impulsantwortfunktion. Diese Voraussetzung ist im vorliegenden Fall hinreichend erfüllt. Trifft dies zu, dann können verschiedene Methoden zur Ermittlung des Störungsverlaufes $x(t)$ herangezogen werden.

Bei der Entwicklung des Rechenprogramms VOICE wurde hierzu zunächst

ein "least square fit"-Verfahren verwendet, das schließlich auch befriedigend genaue Lösungen lieferte. Allerdings benötigt dieses Verfahren mehr Kernspeicher und Rechenzeit als die "fast fourier transformation", die als Alternativmethode in VOICE ebenfalls programmiert wurde und übereinstimmende Ergebnisse lieferte. Daher wird das least square fit-Verfahren inzwischen nicht mehr angewendet.

Gleichung 1 lautet nach der Fourier-Transformation

$$Y(\omega) = G(\omega) \cdot X(\omega) . \quad (2.2)$$

Hierin stellt ω die Kreisfrequenz dar. Wenn nun für alle ω die transformierte Impulsantwortfunktion $G(\omega)$ ungleich Null ist, dann wird die Fourier-Transformierte der gesuchten Lösung $x(t)$ einfach nach

$$X(\omega) = Y(\omega)/G(\omega) \quad (2.3)$$

erhalten. Nach der Rücktransformation von $X(\omega)$ aus dem Frequenzraum in den Zeitbereich ist damit die Aufgabe gelöst.

In Wirklichkeit kann die Funktion $G(\omega)$ für einzelne Frequenzen doch Nullstellen besitzen, so daß Gleichung 3 durch eine praktisch hinreichend genaue Näherung ersetzt werden muß, die die Nullstellen ausschaltet. Als Näherung zur Inversen $G^{-1}(\omega)$ kann die Funktion $K(\omega)$ verwendet werden, die nach

$$K(\omega) = \frac{G^+(\omega)}{|G(\omega)|^2 + \epsilon} \quad (2.4)$$

gebildet wird. ϵ muß hinreichend klein gewählt werden; für verschwindendes ϵ ist $K(\omega)$ mit $G^{-1}(\omega)$ identisch. G^+ stellt die konjugiert Komplexe von G dar.

Damit erhält man anstelle der Gleichung 3 die Näherung

$$X(\omega) \approx Y(\omega) \cdot K(\omega) . \quad (2.5)$$

Wie erwähnt, liefert die Rücktransformation von $X(\omega)$ den gesuchten Verlauf

$x(t)$ im Zeitbereich.

Bei der Anwendung dieses Verfahrens auf praktische Probleme werden die Meßdaten $y(t)$ nur in Form diskreter, zeitlich äquidistanter Werte zur Verfügung stehen. Aber auch die Impulsantwortfunktion kann nur in wenigen Fällen als analytischer Ausdruck erhalten werden, während numerische Verfahren wiederum Folgen diskreter Werte liefern. Dieser Umstand ist aber nicht störend, da die benötigten Transformationen unter Berücksichtigung passender Filterfunktionen auch mit diskreten Werten durchführbar sind; dabei stehen fertige Rechenprogramme auf der Basis der "fast fourier transformation" (= FFT) auf allen Großrechnern zur Verfügung. Mit diesen FFT-Programmen wird die Ermittlung von $x(t)$ sehr effektiv.

Wenn das lineare System völlig ungedämpft ist, dann kann eine Lösung für $x(t)$ nur unter der Voraussetzung aus $y(t)$ und $g(t)$ ermittelt werden, daß das System zu Beginn in Ruhe war und daß die Impulsantwortfunktion für einen ebenso langen Zeitbereich bekannt ist, wie die zu analysierende Funktion $y(t)$. Beim Druckabbausystem liegen die Verhältnisse infolge der Systemdämpfung etwas günstiger, weil $g(t)$ nach einer relativ kurzen Zeitdauer nahezu verschwindet. In diesem Fall braucht $g(t)$ nicht für ebensolange Zeiten wie $y(t)$ bekannt zu sein; zusätzlich klingt auch der Fehler in $x(t)$ ebenso wie $g(t)$ selbst zeitlich ab, wenn das System vor dem untersuchten Zeitraum nicht in Ruhe war. Grundsätzlich ist aber das Vorliegen von Dämpfung keine notwendige Bedingung für die Durchführung der Analyse.

Auf die Details dieser Analyse im Rechenprogramm VOICE wird im Kapitel 4 weiter eingegangen.

3. Berechnung der Systemantwort und der Impulsantwortfunktion

3.1 Integration der Wellengleichung

Der wesentliche Teil der Übertragung einer Störung durch eine Volumenquelle am Ort der Kondensationsrohrmündung, etwa in einem Einzelzellen-Experiment, zu einem lokal beobachtbaren Wanddruckverlauf beruht auf der dreidimensionalen Druckwellenausbreitung im Wasserpool. Zur Beschreibung der Systemantwort auf solche Störungen wird also hauptsächlich ein Rechenmodell der Wellenausbreitung im kompressiblen Fluid benötigt. Zur Aufstellung eines solchen Rechenmodells wird von den Erhaltungssätzen für Impuls und Masse ausgegangen. Die Energiegleichung wird dagegen solange nicht benötigt, wie ein einfacher Zusammenhang zwischen Dichte und Druck (oder Temperatur) besteht (vgl. z.B. W. Weizel /1/).

Erhaltung der Masse:

$$\partial \rho / \partial t + \operatorname{div} \rho \vec{v} = Q . \quad (3.1)$$

Mit

$$a^2 = (\partial p / \partial \rho)_s \quad (3.2)$$

und, mit $\rho \approx \text{const.}$,

$$\operatorname{div} \rho \vec{v} = \rho \cdot (\partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z) \quad (3.3)$$

wird

$$a^{-2} \cdot \partial \rho / \partial t + \rho \cdot (\partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z) = Q . \quad (3.4)$$

Hierbei bedeuten

- ρ = Fluiddichte
- t = Zeit
- \vec{v} = Geschwindigkeitsvektor des Fluids
- a = Schallgeschwindigkeit
- s = Entropie
- p = Druck
- x, y, z = kartesische Koordinaten
- u, v, w = Geschwindigkeitskomponenten in Richtung x, y, z
- Q = Quellterm.

Durch die Vernachlässigung der sehr kleinen Dichteänderungen in Gleichung 3, die bei reinem Wasser bei einer Druckerhöhung von 10 bar etwa $\Delta\rho/\rho \approx 4,4 \cdot 10^{-4}$ betragen, erhält man die 'akustische Näherung' der Gl. 4.

Im vorliegenden Fall des Druckabbausystems verschwindet der Quellterm Q für den ganzen Fluidbereich, mit Ausnahme des Mündungsbereichs der Kondensationsrohre. Wird die Gleichung 4 zum Zwecke der numerischen Lösung diskretisiert, dann läßt sich der Quellterm für diejenige Fluidmasche, die die Rohrmündung enthält, darstellen durch

$$Q_{i, j, k} = \rho \cdot \frac{\dot{V}_{i, j, k}}{V_{i, j, k}}, \quad (3.5)$$

mit

- i, j, k = Maschenindizes in Richtung x, y, z
- V = Volumen der Masche i, j, k
- \dot{V} = Volumenstrom in die Masche.

Der Volumenstrom \dot{V} in die Fluidmasche hinein kann etwa durch Fluidverdrängung aus dem Kondensationsrohr heraus oder durch eine in der Masche wachsende Dampfblase zustandegebracht werden.

Erhaltung des Impulses:

$$\left. \begin{aligned} \rho \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= - \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} - \rho \cdot \text{grad } \psi - \text{grad } p \\ &+ (2/3) \cdot \eta \text{ grad div } \vec{v} + \eta \cdot \Delta \vec{v} \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

mit

$$\begin{aligned} \psi &= \text{Gravitationspotential} \\ \eta &= \text{Zähigkeit des Fluids.} \end{aligned}$$

Bei der hier interessierenden akustischen Näherung können die in \vec{v} quadratischen konvektiven Terme, also $\vec{v} \cdot \nabla \vec{v}$, vernachlässigt werden, weil fern von der Blase die Geschwindigkeit überall klein bleibt. Da die Dichte ρ überall als konstant angesehen werden kann, kann unter der Annahme nur kleiner Wasserwellen an der freien Oberfläche der Gravitationsterm $\rho \cdot \text{grad } \psi$ unberücksichtigt bleiben, so daß nur noch die Druckschwankungen um den mittleren lokalen hydrostatischen Druck beschrieben werden. Außer in der Nähe der Kondensationsrohrmündungen spielt die Fluidzähigkeit keine Rolle, so daß $\eta = 0$ angenommen werden darf. Die Dämpfung der akustischen Schwingungen des Fluids, die bei den Kondensationsexperimenten tatsächlich beobachtet wurde, kann nicht durch die sehr kleine Zähigkeit des Fluids selbst erklärt werden.

Werden die in Gleichung 6 verbleibenden Glieder in Komponenten angeschrieben, so erhält man

$$\left. \begin{aligned} \rho \cdot \frac{\partial u}{\partial t} &= - \frac{\partial p}{\partial x} \\ \rho \cdot \frac{\partial v}{\partial t} &= - \frac{\partial p}{\partial y} \\ \rho \cdot \frac{\partial w}{\partial t} &= - \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

Der Fehler in Gleichung 7, der durch die Vernachlässigung der quadratischen Geschwindigkeitsterme erhalten wird, kann leicht abgeschätzt werden. Betrachtet man nur die Geschwindigkeitskomponente u und berücksichtigt, daß bei der numerischen Integration mit endlichen Differenzen nach der unten näher erläuterten Courant-Bedingung $\Delta t \leq \Delta x/a$ gelten muß, dann erhält man den Fehler in Gl. 7 durch das vernachlässigte Glied zu u/a . Tatsächlich kann dieser Fehler im Kondensationsrohr selbst maximal einen Wert von etwa 10 % erreichen (dort wird die akustische Näherung nicht mehr angewendet), aber

bereits in einem Abstand von 1 m von der Rohrmündung verringert sich der Fehler auf 0,23 % (bei 0,6 m Rohrdurchmesser). Im Mittel dürfte im vorliegenden Fall der Fehler im ganzen Pool noch um ca. eine Größenordnung kleiner sein, da sich im überwiegend geschlossenen Pool die Fehler teilweise wieder aufheben. Dagegen würde es bei der Beschreibung z.B. eines kontinuierlich ablaufenden Ausströmprozesses aus dem Pool zu einer Fehlersummation kommen, die die Vernachlässigung der quadratischen Terme verbietet.

Werden nach Differentiation der Gleichung 4 die Geschwindigkeiten aus den Gln. 4 und 7 eliminiert, so erhält man die bekannte Wellengleichung

$$a^{-2} \cdot \partial^2 p / \partial t^2 - \text{div grad } p = \dot{Q} . \quad (3.8)$$

Bei der Lösung dieser Gleichung müssen alle Randbedingungen über den Druck p ausgedrückt werden, während in die Gl. 4 und 7 die an bewegten festen Wänden und freien Oberflächen herrschenden Bedingungen explizit einführbar sind. Daher wird Gl. 8 im folgenden nicht direkt zur Lösung benutzt, sondern das unten näher erläuterte Zweischrittverfahren.

Bekannt ist, daß die numerische Integration der diskretisierten Gleichung 8 dann stabil ist, wenn die Courant-Bedingung eingehalten ist. Diese fordert, daß der verwendete Zeitschritt kleiner oder höchstens gleich derjenigen Zeitspanne sein darf, in der eine Druckstörung die kleinste Masche mit der Schallgeschwindigkeit a durchläuft. Im zwei- bzw. dreidimensionalen Fall kann die Druckstörung schräg zu den Maschenkanten verlaufen. Bei gleicher Maschenweite in allen Richtungen beträgt daher die effektiv zulässige Lauflänge Δx beim zweidimensionalen Fall das $1/\sqrt{2}$ -fache und beim dreidimensionalen Fall das $1/\sqrt{3}$ -fache der Gitterteilung. Somit gilt als Stabilitätsbedingung

$$\Delta t \leq \Delta x / a . \quad (3.9)$$

Die Richtigkeit dieser Stabilitätsbedingung kann für den Fall überall gleicher Schallgeschwindigkeit a wie folgt gezeigt werden: Diskretisiert man Gl. 8 für den eindimensionalen Fall und bezeichnen j den laufenden Maschenindex und n den Zeitschritt, dann wird

$$\frac{p_{j^{n+1}} - 2 \cdot p_{j^n} + p_{j^{n-1}}}{\Delta t^2} = a^2 \cdot \frac{p_{j+1}^n - 2 \cdot p_j^n + p_{j-1}^n}{\Delta x^2} . \quad (3.10)$$

Mit dem Schwingungsansatz

$$p_{j^n} = A^n \cdot \exp(ikj)$$

mit

$$A = \text{Amplitude}$$

$$i^2 = -1$$

$$k = \text{Wellenzahl}$$

erhält man

$$p_{j+1}^n - 2 \cdot p_j^n + p_{j-1}^n = A^n (2 \cos k - 2) \exp(ikj)$$

und

$$p_{j^{n+1}} - 2 \cdot p_{j^n} + p_{j^{n-1}} = (A^{n+1} - 2A^n + A^{n-1}) \exp(ikj) .$$

Die letzten beiden Beziehungen in Gl. 10 eingesetzt und berücksichtigt, daß $\cos k$ die Maximalwerte +1 und -1 besitzt, ergibt, daß die Amplitude A gerade dann kleiner/gleich 1 ist, wenn die Bedingung von Gleichung 9 eingehalten wird. Eine eingebrachte numerische Störung klingt dann mit A^n ab, d.h. aber, daß die Integration stabil ist.

Es kann leicht gezeigt werden, daß dieselbe Stabilitätsbedingung auch für die numerische Integration der Gleichungen 4 und 7 gilt, wenn das sogenannte 'Zweischrittverfahren' Anwendung findet. Hierbei werden mit Hilfe von Gl. 7 aus den Drücken p^n zum Zeitschritt n zuerst die neuen Geschwindigkeiten u^{n+1} zum Zeitschritt $n+1$ berechnet. Im zweiten Schritt werden dann mit Gl. 4 aus den Geschwindigkeiten u^{n+1} usw. die neuen Drücke p^{n+1} berechnet. Bei dieser Schrittfolge werden auch die diskretisierten Gleichungen 4 und 7 identisch mit der diskretisierten Gleichung 8, so daß die Lösung dieselben Stabilitätseigenschaften hat.

Durch den Einfluß von im Wasser verteilten Gasbläschen oder bei Einbeziehung

einer lokalen Nachgiebigkeit der benachbarten Wandstruktur ist in wirklichen Kondensationsanordnungen die Schallgeschwindigkeit des Fluids nicht im ganzen Pool konstant. In diesem Fall richtet sich die Courant-Bedingung sinngemäß nach derjenigen Masche, für die sich entsprechend Gl. 9 der kleinste Zeitschritt ergibt.

Die Ortsabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit kann in der obigen Formulierung ohne weiteres Berücksichtigung finden, wie aus den Gleichungen 1 bis 4 hervorgeht. Daher lassen sich solche lokalen Effekte wie die Nachgiebigkeit einer masselos gedachten Wand oder die Kompressibilität einer Gasblase durch Ermittlung einer effektiven Schallgeschwindigkeit a_r in der entsprechenden Fluidmasche direkt berücksichtigen, wenn alle Kompressibilitäten in der Masche additiv zusammengefasst werden. Hierzu erweitert man $\partial p / \partial p$ in Gl. 2 mit der Maschen-Nachgiebigkeit $\partial V / \partial p$ und erhält die Beziehung

$$a_r^{-2} = a^{-2} + (\rho/V) \cdot \partial V / \partial p . \quad (3.11)$$

Ist die Behälterwand jedoch massebehaftet nachgiebig anzunehmen, so muß die Bewegungsgleichung auch für die Wandstruktur gelöst und über die Randbedingungen Druck und Geschwindigkeit an das Fluid gekoppelt werden.

Analog zu Gl. 11 kann die Anwesenheit von Gasblasen im Fluid in erster Näherung berücksichtigt werden. Sind Gasbläschen eines idealen Gases mit dem Volumenanteil α in dem dichten Fluid mit der Schallgeschwindigkeit a verteilt, dann wird unter Berücksichtigung der Verdrängung der Flüssigkeit durch das Gas aus Gl. 11 unter der Annahme der isothermen Zustandsänderung des Gases

$$a_r^{-2} = (1 - \alpha) / a^2 + \alpha \cdot \rho / p . \quad (3.12)$$

Hierin ist ρ wieder die Fluiddichte, p ist der mittlere statische Druck. α kann ortsabhängig sein oder global eingesetzt werden. Gl. 12 gibt den Einfluß der Gasblasen in guter Näherung wieder, solange die Bläschen und die Druckfrequenzen hinreichend klein sind, daß die Annahme der isothermen Zustandsänderung gerechtfertigt ist.

3.2 Berücksichtigung der Dispersion bei im Fluid verteilten Gasblasen

Bei höheren Frequenzen und größeren im Fluid verteilten Blasen ist die Annahme der isothermen Zustandänderung des Gases in den Blasen nicht mehr ausreichend genau.

Als Folge der Druckänderungen werden in den Gasblasen Temperaturänderungen bewirkt, so daß in Abhängigkeit von der Größe der Blasen ein mehr oder weniger rascher Temperatúrausgleich mit dem Fluid (das sich infolge seiner großen Wärmekapazität zeitlich auf nahezu konstanter Temperatur befindet) zustande kommt. Während sich bei niederfrequenten Druckschwankungen isotherme Zustandsänderungen als Grenzfall einstellen, müßte für gleichzeitig vorhandene hochfrequente Schwankungen ein Grenzfall adiabater Zustandsänderung berücksichtigt werden. Dieser Widerspruch kann nur durch eine aufwendigere Behandlung aufgelöst werden.

Für ein erweitertes Modell der Gasblasen spricht auch die experimentelle Beobachtung, nach der bei offensichtlicher Anwesenheit von Gasblasen im Wasser stets eine sehr starke Dämpfung der Druckschwingungen höherer Frequenzen und eine geringere Dämpfung im unteren Frequenzbereich zu konstatieren ist. Diese Frequenzabhängigkeit der Dämpfung kann weder durch die Fluidviskosität, die hierfür ohnehin um einige Größenordnungen zu klein ist, noch durch Weiterleitung der Schwingungsenergie an die Umgebung (Abstrahlung) erklärt werden. Dagegen hat ein Gasblasenmodell mit Einschluß von Temperatúrausgleichsvorgängen (Hysteresemodell mit thermodynamischem Ungleichgewicht) die nach der Beobachtung zu fordernden Dämpfungseigenschaften. Allerdings ist bei einem solchen Modell die effektive Schallgeschwindigkeit im Zweiphasengemisch nicht mehr unabhängig von der Zeit, so daß die zur Durchführung der Versuchsauswertung nach Kapitel 2 erforderliche Superponierbarkeit der Lösungen gesondert zu untersuchen ist.

Die mittlere Dichte ρ_m der Fluid/Gas-Mischung ist

$$\rho_m = (1 - \alpha) \cdot \rho_L + \alpha \cdot \rho_G, \quad (3.13)$$

wobei ρ_L die Dichte des Fluids und ρ_G die Dichte des Gases sind.

α ist der Gasvolumenanteil des Gemisches.

Analog zur Gl. 2 wird nun die Zustandsänderung $\partial p / \partial \rho_m$ untersucht. Wird das Gas als ideal angesehen und kann seine Dichte gegenüber der Fluidsdichte vernachlässigt werden, dann erhält man bei polytroper Zustandsänderung des Gases im Rahmen der akustischen Näherung aus Gl. 13

$$\frac{\partial p}{\partial \rho_m} = \left(\frac{1 - \alpha}{a_L^2} + \frac{\alpha \cdot \rho_L}{n \cdot p} \right)^{-1} \quad (3.14)$$

Hierin ist a_L die Schallgeschwindigkeit des reinen Fluids und n der Polytropenexponent des Gases. Für $n = 1$ erhält man eine isotherme, für $n = \kappa$ eine adiabatische Zustandsänderung des Gases in den Blasen.

Gleichung 14 ist ein Ausdruck für die 'Steifigkeit' des Gemisches gegen Veränderungen seines Volumens. Diese Steifigkeit ist bei rein adiabater Zustandsänderung gegenüber der isothermen Zustandsänderung um die 'Überhöhung' U nach

$$U = \frac{(\partial p / \partial \rho_m)_{n=\kappa} - (\partial p / \partial \rho_m)_{n=1}}{(\partial p / \partial \rho_m)_{n=1}} \quad (3.15)$$

erhöht. Aus den Gln. 14 und 15 erhält man

$$U = \frac{\alpha \cdot (\kappa - 1)}{\alpha + (1 - \alpha) \cdot \kappa \cdot p / (a_L^2 \cdot \rho_L)} \quad (3.16)$$

Wie es richtig sein muß, verschwindet U sowohl für $\alpha = 0$, wie auch für $\kappa = 1$. Bei hinreichend hohen Gasgehalten wird die Kompressibilität des Gemisches praktisch allein vom Gas bestimmt und die Überhöhung U nähert sich dem Wert $\kappa - 1$.

Die Überhöhung U ist zur Beschreibung des Ausgleichsvorganges gut brauchbar. Nimmt man an, daß das Zweiphasengemisch zum Zeitpunkt $t = 0$ 'schlagartig' so komprimiert wird, daß eine bleibende Druckerhöhung um Δp (für $t \rightarrow \infty$) zustande kommt, dann ergibt nach den obigen Annahmen sich der Druckverlauf zu

$$p = p_0 + \Delta p \cdot [1 + U \cdot \exp(-c \cdot t)] . \quad (3.17)$$

Hierin ist angenommen, daß der Ausgleichsvorgang der Temperatur einem Exponentialgesetz folgt. Diese Annahme ist bei derartigen Ausgleichsvorgängen immer dann streng erfüllt, wenn sich die Temperaturverteilungen zeitlich ähnlich bleiben. Obwohl dieser Grenzfall hier nicht streng zutrifft, stellt das Exponentialgesetz eine gute Näherung dar.

Zum Zeitpunkt $t = 0$ ist nach Gl. 17 die Druckerhöhung $\Delta p_a = \Delta p \cdot (1 + U)$. Dieser Druckerhöhung entspricht die Temperaturerhöhung des Gases gegenüber dem Ruhezustand

$$\Delta T = [(\kappa - 1)/\kappa] \cdot (T_0/p_0) \cdot \Delta p_a , \quad (3.18)$$

wobei die Änderungen ΔT und Δp_a von Temperatur und Druck gegenüber den Ausgangswerten T_0 und p_0 klein sein sollen (linearisiertes Problem).

Mit den Annahmen zu den Gln. 17 und 18 läßt sich der Druckverlauf beim Vorliegen einer kontinuierlichen Folge von Druckstörungen \dot{p}_∞ durch Superposition der Einzellösungen nach Gl. 17 berechnen zu

$$p(t) = p_0 + \int_{\tau=0}^t \dot{p}_\infty(\tau) \cdot d\tau + U \cdot \int_{\tau=0}^t \dot{p}_\infty(\tau) \cdot \exp[-c(t-\tau)] \cdot d\tau . \quad (3.19)$$

Hierin stellt das zweite Integral den Druckanteil dar, der sich aus dem verzögerten Temperatureausgleich ergibt (Hysterese).

Bezeichnet S (= Störungsterm) das zweite Integral in Gl. 19, so erhält man für S und p aus Gl. 19 die Differentialgleichungen

$$\dot{S} = \dot{p}_\infty - S \cdot c \quad (3.20)$$

$$\dot{p} = (1 + U) \cdot \dot{p}_\infty - S \cdot U \cdot c . \quad (3.21)$$

In diesen Gleichungen stellt \dot{p}_∞ denjenigen lokalen Druckverlauf in einem ausgedehnten System dar, der sich für verschwindende Überhöhung U bzw. im

Falle rein isothermer Zustandsänderung des Gases ergeben würde. Auch für diesen Grenzfall gilt die Wellengleichung 4 und 7, wenn als Schallgeschwindigkeit a_0 für den isothermen Grenzfall eingesetzt wird.

Differenziert man Gl. 20 nach der Zeit und setzt für \dot{p}_∞ Gl. 8 ein, so erhält man die neue Wellengleichung unter Einschluß der Hysterese zu

$$\begin{aligned}\ddot{p} &= a_0^2 \cdot (\dot{\theta} + \text{div grad } p) + U \cdot \ddot{S} \\ \ddot{S} &= a_0^2 \cdot (\dot{\theta} + \text{div grad } p) - c \cdot \dot{S}\end{aligned}\tag{3.22}$$

Durch Eliminieren von S erhält man daraus auch die Beziehung

$$\dot{W}(a_1) + c \cdot W(a_0) = 0 ,\tag{3.23}$$

mit der gewöhnlichen Wellengleichung

$$W(a_1) \equiv \ddot{p} - a_1^2 (\dot{\theta} + \text{div grad } p)$$

und

$$a_1 = a_0 \cdot \sqrt{1+U} .$$

Die Superonierarbeit der Lösungen dieses Gleichungssystems ist offensichtlich gegeben, da das System linear ist. Man verifiziert leicht, daß aus Gl. 22 für die Grenzfälle $U = 0$ und $c \rightarrow \infty$ wieder die bekannte Wellengleichung 8 für die Schallgeschwindigkeit a_0 hervorgeht. Für $c = 0$ wird ebenfalls die Gl. 8 erhalten, aber für die Schallgeschwindigkeit $a_0 \cdot \sqrt{1+U}$. Dieser Grenzfall kann anhand der Gln. 2 und 14 mit $n = \kappa$ verifiziert werden.

Die in den Gln. 17 bis 22 aufgetretene Abklingkonstante c für den exponentiell verlaufenden Temperatenausgleich zwischen dem Gas in den Gasblasen und dem Fluid mit nahezu konstanter Temperatur kann nicht willkürlich gewählt werden. Vielmehr muß ein Zusammenhang (bei Annahme rein molekularer Wärmeleitung im Gas) nach

$$c = k \cdot \lambda / (\rho_G \cdot c_v \cdot R_B^2)\tag{3.24}$$

bestehen, wobei λ die Wärmeleitfähigkeit, c_v die Wärmekapazität bei konstantem Volumen und ρ_G die Gasdichte darstellen. R_B ist der Radius der kugelförmig gedachten Gasblasen. Die Konstante k ergibt sich aus Abschätzungen zu etwa 12 bis 14,8.

4. Rechenprogramm VOICE

Die Zielsetzung des Rechenprogramms VOICE ist bereits im Kapitel 1 behandelt. Das Hauptprogramm VOICE ist im wesentlichen ein Steuerprogramm, von dem aus die benötigten Unterprogramme aufgerufen werden.

VOICE liefert bei jedem Rechenlauf eine Liste der aktuell verwendeten Problemparameter, sowie optional eine Erläuterung der Bedeutung und Dimension dieser Parameter. Die Programmoptionen werden hauptsächlich über den Steuervektor STEUER festgelegt. Es ist damit möglich, Meßdaten hinsichtlich der Volumenquelle auszuwerten oder Volumenquellverläufe einzulesen und die Systemantwort für spezielle "Meßorte" zu berechnen. Auch die für die Ermittlung der Volumenquelle benötigte Impulsantwortfunktion kann bei späteren Rechnungen wieder eingelesen werden, so daß nicht in jedem Rechenlauf deren Integration erneut zu erfolgen hat. Von den Meßdaten, der Impulsantwortfunktion bzw. von Systemantworten können Frequenzspektren (PSD = power spectral density) berechnet werden, die ein wichtiges Hilfsmittel zur Beurteilung der Phänomene darstellen.

Es wurde bei der Entwicklung von VOICE besonderen Wert darauf gelegt, Testhilfen zur Sicherstellung der Richtigkeit der durchgeführten Berechnungen zu schaffen. Ein wichtiges Hilfsmittel ist der Einbau eines 'Standard-Testfalls', bei dem in VOICE ein sinusförmiger Quellverlauf mit vorgegebbarer Frequenz erzeugt und ebenso als Folge diskreter Werte festgehalten wird, wie wenn der Quellverlauf als Datensatz eingelesen würde. Unabhängig voneinander werden sodann die Impulsantwortfunktion und die Systemantwort (mit Interpolation des Quellverlaufs) errechnet und sodann aus beiden (wie im Kapitel 2 beschrieben) wieder der Quellverlauf bestimmt. Da hierbei alle Programmfunktionen für die Quellermittlung benutzt werden, stellt der Vergleich des vorgegebenen mit dem rückgerechneten Quellverlauf einen scharfen Test für diese Analyse dar.

Natürlich macht der beschriebene Testfall keinerlei Aussage über die Genauigkeit des Fluidmodells (vgl. Kapitel 3), da ja dessen mögliche Fehler bei der Berechnung von Impulsantwort und "Systemantwort" gleichermaßen auftreten. Zur Sicherstellung der richtigen Funktion des Fluidmodells müssen daher andere Tests gewählt werden, wobei insbesondere der Vergleich mit

solchen Rechenfällen von Interesse ist, für die analytische Lösungen bekannt sind (vgl. Kapitel 5). Hierbei leisten auch die erwähnten Frequenzspektren gute Hilfe.

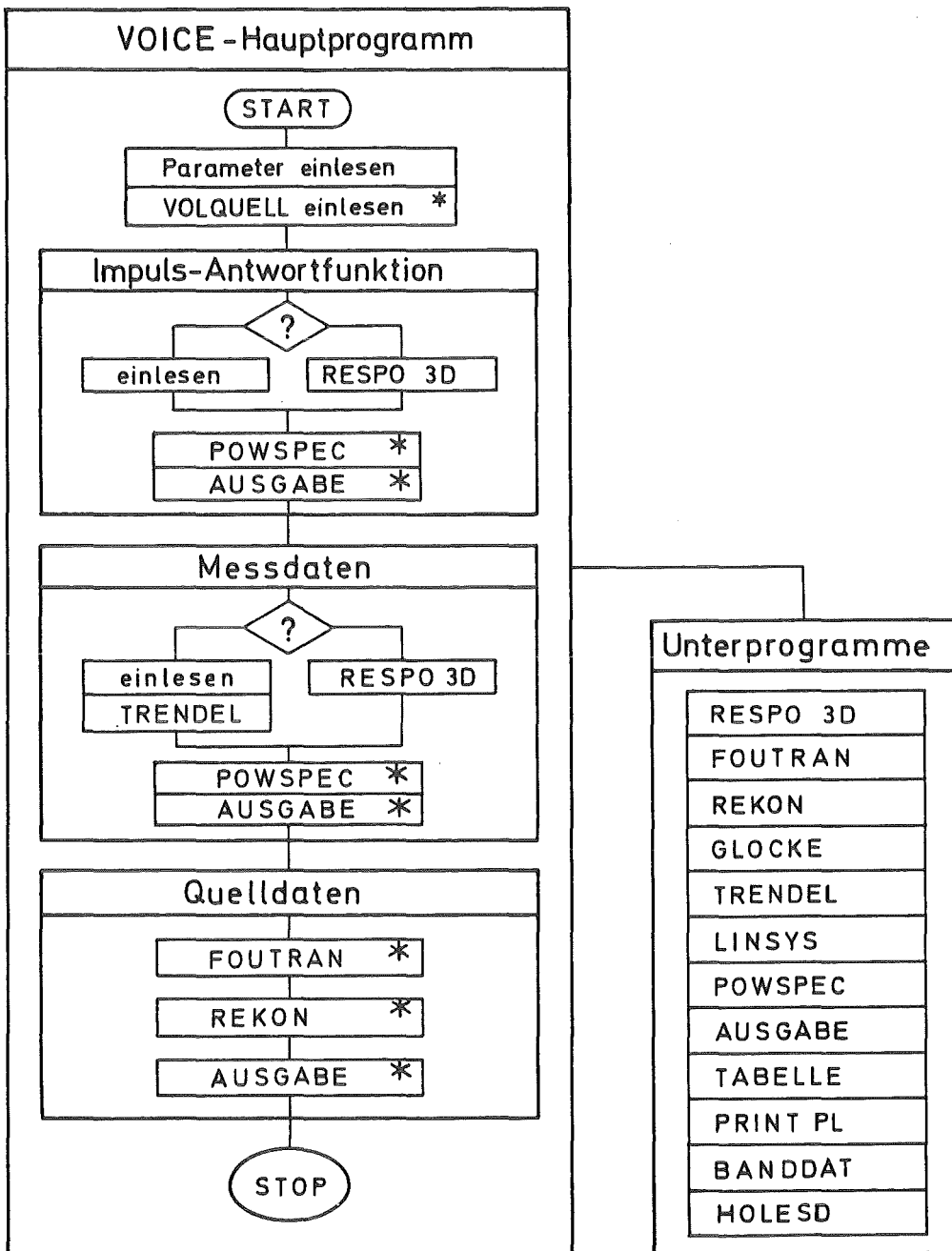
Bei der Auswertung von Meßdaten hinsichtlich der Volumenquelle kann als wichtiger Test in VOICE die erneute Rekonstruktion der Meßdaten aus der Impulsantwortfunktion und dem Volumenquellverlauf Verwendung finden. Insbesondere dann, wenn der gesuchte Quellverlauf aus simultan aufgenommenen Meßdaten an unterschiedlichen Meßorten des Experiments ermittelt wurde, stellt dieser Test auch eine recht scharfe Überprüfung des Fluidmodells dar. Um hierbei eine schnelle Orientierungshilfe zu haben, wurde ein Übereinstimmungskoeffizient definiert, der analog zu einer Fehlerquadratsumme (abgezogen von Eins) aus dem Unterschied der Originalmeßdaten und den rekonstruierten Daten berechnet wird (Kapitel 4.4).

Alle notwendigen Berechnungen werden in den Unterprogrammen von VOICE vorgenommen. Ausnahmen sind lediglich die Berechnung einiger Feldgrößenparameter aus den VOICE-Eingabedaten, sowie eine Manipulation der Impulsantwortfunktion als Option. Diese Manipulation hat den Zweck, die Impulsantwortfunktion nach einer vorgegebenen Zeitdauer t_e auf Null abklingen zu lassen; von dieser Möglichkeit ist dann Gebrauch zu machen, wenn relativ lange Meßschriebe ausgewertet werden sollen, ohne daß es einen weiteren Gewinn an Genauigkeit bringen würde, wenn die Impulsantwortfunktion über denselben langen Zeitbereich vorliegt. In diesem Fall kann somit Rechenzeit eingespart werden. Die Vorgehensweise ist wie folgt:

Infolge der Dämpfung schwingt das Fluidsystem etwa mit $\exp(-\lambda t)$ aus, wobei t die Zeit und λ einen Dämpfungsfaktor darstellen. Nach der Zeit t_e wären also die Druck-Amplituden auf $\exp(-\lambda t_e)$ abgeklungen; dies kann ein kleiner Wert sein, der jedoch stets von Null verschieden sein wird. Um zur Zeit t_e die Amplitude zu Null zu machen, soll das Ausklingen modifiziert nach

$$\exp(-\lambda t) - (t/t_e) \cdot \exp(-\lambda t_e)$$

erfolgen. Um dies zu erreichen, werden die bereits mit der Dämpfung $\exp(-\lambda t)$ integrierten Daten der Impulsantwortfunktion (vgl. Kapitel 4.1) im Hauptprogramm VOICE selbst mit dem Faktor



* optional

Abb. 4.1 Rechenprogramm VOICE

$$1 - (t/t_e) \cdot \exp[-\lambda \cdot (t_e - t)]$$

multipliziert. Die Manipulation vermeidet Unstetigkeiten beim Abbruch der Impulsantwortfunktion bei $t = t_e$, falls die Dauer t_m der Meßschriebe größer als t_e ist.

Die wesentlichen theoretischen Grundlagen von VOICE wurden bereits in den Kapiteln 2 und 3 erläutert. Im folgenden soll auf die in Abb. 4.1 aufgeführten VOICE-Unterprogramme im einzelnen eingegangen werden.

4.1 RESPO3D

In diesem Unterprogramm ist das im Kapitel 3 beschriebene Lösungsverfahren für den Wasserpool in Zylindergeometrie, mit und ohne Innenzylinder, programmiert. Als Poolanregung fungiert entweder eine "Einheitsquelle", um eine Impulsantwort zu erhalten, oder vorgegebene Volumenquellverläufe, um die Systemantwort zu gewinnen. Im letzten Fall muß zwischen den Stützwerten der Volumenquelle interpoliert werden. Die Volumenquellen befinden sich alle auf derselben Höhenlage. Außerdem lassen sich am Boden und an den Poolwänden "masselose" Wandnachgiebigkeiten berücksichtigen. Für die gesamte Poolstruktur wird auch eine vertikale Starrkörperbewegung als Option einbezogen ("Bodenplatte"), die an den Fluidpool gekoppelt ist. Zusätzlich kann jede der Fluidmaschen als "starr" definiert werden, wobei diese der vertikalen Starrkörperbewegung der Struktur folgen. Mit dieser Option lassen sich große Struktureinbauten innerhalb des Pools (etwa die Säulen im Mark II-Pool, oder der Quencher des Druckentlastungssystems bei Einzelzellenexperimenten) berücksichtigen. Auch andere Behälterformen lassen sich damit annähern.

Ausgegangen wird von den Gleichungen 3.7 und 3.4, wobei die Integration (vgl. Kapitel 3) in zwei Schritten erfolgt. Als Maschennetz wird ein 'staggered grid' nach Abb. 4.1.1 verwendet. Auch die Poolgeometrie, die Indizierung und die Koordinaten (Zylinderkoordinaten) sind dieser Abbildung zu entnehmen. In Zylinderkoordinaten lauten die Gln 3.7 in Differenzform für den 1. Integrationsschritt

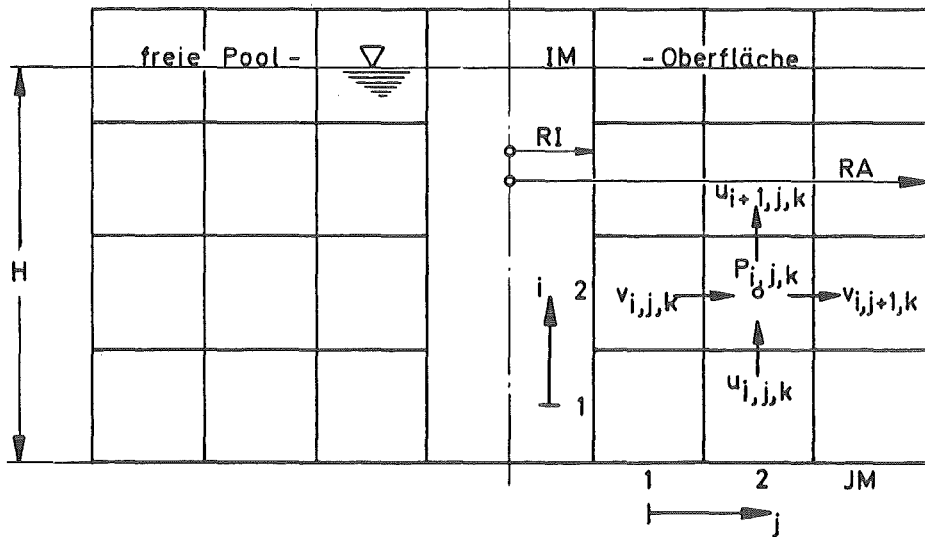
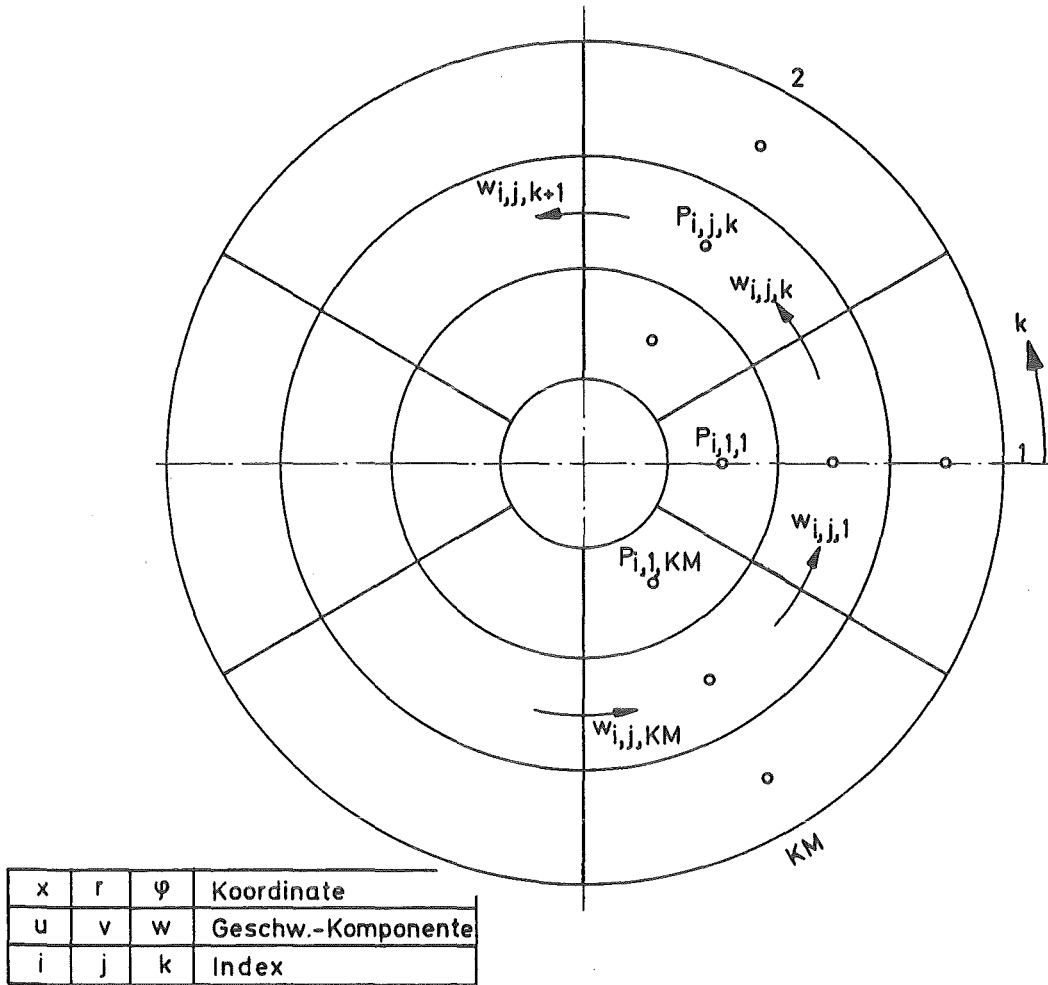


Abb. 4.1.1 Maschennetz und Indizierung des Pools

$$\left. \begin{aligned}
 u_{i,j,k}^{n+1} &= u_{i,j,k}^n - \frac{\Delta t}{\rho \cdot \Delta x} \cdot (p_{i,j,k}^n - p_{i-1,j,k}^n) \\
 v_{i,j,k}^{n+1} &= v_{i,j,k}^n - \frac{\Delta t}{\rho \cdot \Delta r} \cdot (p_{i,j,k}^n - p_{i,j-1,k}^n) \\
 w_{i,j,k}^{n+1} &= w_{i,j,k}^n - \frac{\Delta t}{\rho \cdot r_j \cdot \Delta \varphi} \cdot (p_{i,j,k}^n - p_{i,j,k-1}^n)
 \end{aligned} \right\} (4.1.1)$$

mit

$$\begin{aligned}
 r_j &= R_I + (j - 1/2) \cdot \Delta r, \\
 \Delta r &= (R_A - R_I) / J_M, \\
 \Delta x &= H / (I_M - 1/2).
 \end{aligned} \tag{4.1.2}$$

Für den 2. Integrationsschritt wird entsprechend Gl. 3.4 in Zylinderkoordinaten

$$\left. \begin{aligned}
 \Delta p_{i,j,k} &= \frac{a^2}{i,j,k} \cdot \Delta t \cdot Q_{i,j,k}^{n+1} \\
 &- \frac{\rho \cdot a^2_{i,j,k} \cdot \Delta t}{\Delta x} \cdot (u_{i+1,j,k}^{n+1} - u_{i,j,k}^{n+1}) \\
 &- \frac{\rho \cdot a^2_{i,j,k} \cdot \Delta t}{\Delta r} \cdot \left(\frac{r_{j+\Delta r/2}}{r_j} \cdot v_{i,j+1,k}^{n+1} - \frac{r_{j-\Delta r/2}}{r_j} \cdot v_{i,j,k}^{n+1} \right) \\
 &- \frac{\rho \cdot a^2_{i,j,k} \cdot \Delta t}{r_j \cdot \Delta \varphi} \cdot (w_{i,j,k+1}^{n+1} - w_{i,j,k}^{n+1})
 \end{aligned} \right\} (4.1.3)$$

mit

$$\Delta\varphi = 2 \cdot \pi / KM . \quad (4.1.4)$$

Gemäß Gl. 3.11 wird die Schallgeschwindigkeit a als individuelle Größe $a_{i,j,k}$ aufgefaßt, um lokal wirksame zusätzliche Kompressibilitäten zu berücksichtigen.

Zur Berücksichtigung der Hysterese nach dem Gasblasenmodell wird nach Gl. 3.20 der lokale Wert der Störgröße S nach

$$s_{i,j,k}^{n+1} = s_{i,j,k}^n \cdot \exp(-c \cdot \Delta t) + \Delta p_{i,j,k} \quad (4.1.5)$$

berechnet. Die neuen Knotendrucke ergeben sich nach Gl. 3.21 zu

$$p_{i,j,k}^{n+1} = p_{i,j,k}^n + \Delta p_{i,j,k} + U_i \cdot (s_{i,j,k}^{n+1} - s_{i,j,k}^n) . \quad (4.1.6)$$

Dabei stellt der Ausdruck $\exp(-c \cdot \Delta t)$ einen konstanten Faktor dar, während U wegen des Blasenanstieges physikalisch sinnvoll als allein von i abhängig angenommen ist. Der Aufwand zur Lösung der modifizierten Wellengleichung mit Berücksichtigung des Gasblasenmodells Gl. 3.23 ist somit gegenüber der Integration der gewöhnlichen Wellengleichung Gl. 3.8 beim Zweischrittverfahren nur geringfügig erhöht.

Wird für $RI = 0$ der Pool "ohne Innenzylinder" definiert, dann wird nach jedem Integrationsschritt "2" (Gl. 3) für die Innenmaschen " $i, 1, k$ " für jeweils $i = \text{const.}$ das arithmetische Mittel des Druckes p für $k = 1$ bis KM gebildet. Hierdurch wird die Geschwindigkeitsrandbedingung am Innenrand des Fluidpools wieder eliminiert. An den Wänden sind diese Randbedingungen explizit die wandnormalen Geschwindigkeiten. An der freien Pooloberfläche sind die Maschen $i = IM$ geschnitten und die Randbedingung lautet $p = 0$. Die als "starr" definierten Maschen erhalten nach jedem ersten Integrations-schritt erneut an ihrer Oberfläche die Normalgeschwindigkeit Null zugewiesen, aber die vertikale Komponente u wird derjenigen des Bodens $u_{1,j,k} \neq 0$ gleichgesetzt.

Das Auskoppeln der Druckverläufe aus der Integration mit der meist sehr kleinen Zeitschrittweite Δt auf das Feld ANSWER mit der Datenfrequenz AFREQ geschieht wie folgt: Es werden NREF Referenzpunkte definiert, die entweder an einer Wand bzw. am Boden, oder innerhalb des Pools liegen. Durch Angabe einer Größe KOWAND, die zwischen Null und Eins betragen muß, wird entweder als Wanddruck der Druck der nächstliegenden Fluidmasche angenommen oder (für $0 < KOWAND \leq 1,0$) es wird eine lineare Extrapolation aus den beiden nächstliegenden Maschendrücken auf den Referenzpunkt vorgenommen. Da meist $\Delta t \ll AFREQ^{-1}$, entfallen auf jeden festgehaltenen Wert von ANSWER mehrere Integrationsschritte, wobei aus den zugehörigen Drücken ein gewogenes Mittel gebildet wird. Als Gewichtsfunktion dient hierbei die glockenförmige Funktion der Unterroutine GLOCKE.

Bei der Integration der Wellengleichung wird eine vom Schwingungsmoden unabhängige Dämpfung berücksichtigt. Dabei werden nach jeweils NU Integrations-schritten alle Geschwindigkeiten mit dem Faktor $\exp(-\lambda \cdot \Delta t \cdot NU)$ multipliziert. λ ist hierbei ein Dämpfungskoeffizient (für eine Schwingung mit der Schwingungsdauer T ist $\lambda \cdot T$ das "logarithmische Dekrement"). Die Größe NU wird so gewählt, daß für $\lambda \cdot \Delta t \leq 10^{-3}$ keine Anhäufung von Rundungsfehlern auftreten kann.

Die Behältermasse kann u.U. gegen ihre weitere Umgebung eine eigene Vertikalschwingung durchführen, wobei die Anregung dieser Schwingung aus den Änderungen des Bodendruckes im Pool herrührt. Diese Vertikalschwingung der "Bodenplatte" kann charakterisiert werden durch einen Faktor CMASSE, der angibt, um welchen Faktor die Masse der schwingenden Struktur größer (oder kleiner) als die Fluidmasse im Pool ist; weiterhin durch eine Frequenz FBODEN, mit deren Hilfe die Federkonstante ermittelt wird, sowie durch ein eigenes Dämpfungsmaß LOGDEKR. Die Integration der Bewegungsgleichung der "Bodenplatte" erfolgt wiederum im Zweischrittverfahren mit der Schrittweite Δt für die Poolintegration. Die Kopplung an den Pool erfolgt über den gemittelten Bodendruck und über die Vertikalgeschwindigkeit der Bodenplatte.

4.2 GLOCKE

Das Unterprogramm GLOCKE berechnet einen glockenförmigen Funktionsverlauf für die reduzierte Zeit $0 \leq \tau \leq 2$ nach $\sin^2(\tau \cdot \pi/2)$. Außerhalb dieses Bereichs ist der Funktionswert stets Null.

Hauptsächlich wird die Funktion GLOCKE als Form der "Einheitsvolumenquelle" anstelle einer Delta-Funktion o.ä. benutzt, um in RESPO3D die Impulsantwortfunktion (vgl. Kap. 3) des zu untersuchenden Wasserpools zu berechnen.

4.3 FOUTRAN

In diesem Unterprogramm ist die Ermittlung der Volumenquelle unter Benutzung der Fast Fourier Transformation (FFT) gemäß Kap. 2 (Gl. 2.5 mit Gl. 2.4, sowie anschließend Rücktransformation des Quellverlaufs in den Zeitbereich) programmiert, wobei ein gemittelter Quellverlauf aus mehreren Meßstellen simultan berechnet wird. Benutzt wird die Unterroutine FTG aus der PLI-Math von IBM.

Die Größe ϵ nach Gl. 2.4 wird gebildet aus dem 10^{-4} -fachen des arithmetischen Mittels von $|G(\omega)|^2$ in Gl. 2.4. Die simultane Auswertung paralleler Meßspuren ergibt sich durch Mittelung der individuellen Volumenquellverläufe, die aus dem jeweiligen Meßwertverlauf und der dem Meßort zugehörigen Impulsantwortfunktion für einen Quellort ermittelt wurden.

4.4 REKON

In REKON werden (gemäß Gl. 2.1) durch Faltung des in FOUTRAN ermittelten Volumenquellverlaufes mit den verschiedenen Meßorten zugehörigen Impulsantwortfunktionen erneut die "Meßdaten" rekonstruiert, um diese mit den Originaldaten direkt vergleichen zu können. Aus der Formel

$$1 - \frac{\Sigma(\text{Originalwert} - \text{rekonstr. - Wert})^2}{\Sigma(\text{Originalwert})^2}$$

und Mitteilung über die Meßorte ergibt sich ein "Übereinstimmungskoeffizient", der ausgegeben wird. Bereits ein Wert von ca. 0,7 kann (je nach "Einschwingverhalten" der Kurven mit größeren Abweichungen am Beginn des untersuchten Zeitabschnittes) eine gute Übereinstimmung anzeigen.

Schließlich wird in REKON auch aus einer Faltung des aus FOUTRAN erhaltenen Volumenquellverlaufes mit dem Verlauf der "Einheitsquelle" gemäß dem Unterprogramm GLOCKE der Verlauf der Realquelldaten bestimmt, der mit der vorgegebenen Datenfrequenz VOLFREQ (Werte pro s) als Feld VOLQUELL ausgegeben wird. VOLQUELL beschreibt die Quellergiebigkeit in cm^3/s .

4.5 POWSPEC

Mit Hilfe der FFT (vgl. Kap. 4.3) wird in diesem Unterprogramm für eine gegebene Folge zeitlich äquidistanter Datenpunkte das Frequenzspektrum ermittelt. Nach Otnes und Enochson /2/ gilt

$$G_X(f) = 2 \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} T^{-1} \cdot \left| \int_{-T/2}^{+T/2} x(t) \exp(-j\omega t) dt \right|^2 \quad (4.5.1)$$

wobei

- f = Frequenz = $\omega/(2 \cdot \pi)$
- T, t = Zeit
- x = Zeitserie der Daten.

Das Integral stellt die Fouriertransformierte von x dar.

Das zunächst erhaltene Roh-Spektrum wird mittels des GEO-Spektralfensters (vgl. /2/, Seite 286) geglättet, um den statistischen Fehler zu verringern, und ausgegeben.

4.6 TRENDEL

Reale Druck-Meßdaten weisen stets Trends auf, die z.B. aus einer Temperaturabhängigkeit der Meßfühler oder (beim DAS) allmählichen Veränderungen des Absolutdruckes herrühren. Vor einer Analyse dieser Meßdaten in FOUTRAN (Kap. 4.3) sind diese Trendverläufe zu eliminieren. Dies geschieht im Unterprogramm TRENDEL mit Hilfe eines "least square fit"-Verfahrens mit "preconditioning", wobei ein Polynom des vorgebbaren Grades KMTREND mit Hilfe der Meßdatenverläufe ermittelt und anschließend von den Meßdaten subtrahiert wird. Meist dürfte ein Polynom 2. oder 3. Grades ausreichend sein, um störende niederfrequente Signalanteile zu entfernen.

Die Ermittlung der Trend-Koeffizienten erfolgt im Unterprogramm LINSYS, das zur Lösung linearer Gleichungssysteme und zur Matrixinversion dient.

4.7 AUSGABE, TABELLE, PRINTPL, HOLES D und BANDDAT

Diese Unterprogramme sind Hilfsprogramme zur Organisation der Datenein- und -ausgabe in VOICE. TABELLE und PRINTPL geben Tabellen und "Printplots" in die Printausgabe. HOLES D und BANDDAT lesen Meßdaten vom Magnetband ein.

4.8 Erläuterung der VOICE-Problemparameter

Die in VOICE verwendeten Einheiten sind cm, s und kp.

ADAUER = Zeitdauer s bis zum Verschwinden der Antwortfunktion.
AFREQ = Datenfrequenz Hz der Antwortfunktion (= QFREQ).
AIRFRAC = Luftvolumenanteil oberhalb HMLUFT im Poolwasser.
AMPFAK(*) = Multiplikator für VOLQUELL vom Tape für Quelle (*).
ARROW(*) = Nummer der VOLQUELL vom Tape für Kondrohr (*).
AW = Schallgeschwindigkeit cm/s des Wassers.
BDAMP = Abklingkonstante 1/s der adiabaten Blasen aufheizung

($\cong c$ in den Gln. 3.17 bis 23, sowie 4.1.5).

- BHFREQ = Näherung für die Frequenz Hz der Behälterschwingung.
- BMW = Breite (Umfang) cm des vertikalen Streifens "weiche Wand".
- CMASSE = Verhältnis der schwingenden Masse von Behälter, Struktur und Fundament, zur Masse der Wasserfüllung des Behälters.
- DAMP = Dämpfung $1/s$ der Antwortfunktion nach $\exp(-DAMP*ZEIT)$.
- DVPB = trägheitsfreie Volumenfreigabe $cm^{**3}/(kp/cm^{**2})$ des Behältersbodens.
- DVPW = trägheitsfreie Volumenfreigabe $cm^{**3}/(kp/cm^{**2})$ der "weichen Wand".
- EHFREQ = charakteristische Frequenz Hz der Einheitsstörquelle.
- ETT = Eintauchtiefe cm der Kondensationsrohre.
- FBODEN = Frequenz Hz der gesamten Behälter-, Struktur- und Fluidanordnung bei vertikaler Schwingbewegung gegen das Fundament.
- FAKTOR(*) = Faktor für die Referenzmeßstelle (*) zur Umrechnung der Magnetband-Meßdaten in Realdruckwerte.
- HB = Höhe cm der Wasserfüllung im Behälter.
- HMLUFT = Höhe cm , oberhalb der AIRFRAC im Pool konstant ist.
- HULUFT = Höhe cm der Unterkante der lufthaltigen Zone im Pool, Luftgehalt wächst von Null bei HULUFT auf AIRFRAC bei HMLUFT.
- HREF(*) = Höhe cm der Referenzmeßstellen.
- HWWD = Höhe cm der Oberkante der "weichen Wand".
- HWWU = Höhe cm der Unterkante der "weichen Wand".
- IDENT = Charakterstring zur Identifizierung des Rechenlaufes, soll Nummern des Versuchs, der Druckaufnehmer und den Auswertungsabschnitt enthalten.
- IM = Anzahl der Fluidmaschen vertikal im Behälter.
- IMAW = Anzahl der Stützpunkte der Antwortfunktion (ADAUER*AFREQ).
- IMDAT = vorgegebene Anzahl der Meßpunkte pro Meßspur mit der Frequenz AFREQ.
- IMSOU = Anzahl der Stützpunkte der Rohquelldaten SOURCE mit der Frequenz AFREQ.

- IMVOL = Anzahl der Stützpunkte der Realquelldaten VOLQUELL mit der Frequenz VOLFREQ.
- IST(*) = Nummer in vertikaler Richtung (1 = am Boden) als starr definierter Maschen.
- JM = Anzahl der Fluidmaschen radial im Behälter.
- JST(*) = Nummer in radialer Richtung (1 = innen) als starr definierter Maschen.
- KM = Anzahl der Fluidmaschen azimuthal im Behälter.
- KMTREND = Polynomgrad zur Trendeliminierung aus den Meßdaten in TRENDEL.
- KOWAND = Kontrollfaktor für die Extrapolation auf Wanddrücke aus den Drücken der benachbarten Fluidmaschen, für die Referenzmeßpunkte:
= 1. ergibt Extrapolation, = 0. nimmt den Druck aus der nächsten Fluidmasche, Zwischenwerte sind zugelassen.
- KST(*) = Nummer in azimuthaler Richtung (1 = Mitte "weiche Wand") als starr definierter Fluidmaschen.
- KZBODEN = 1 bewirkt Berücksichtigung der vertikalen Schwingung des Gesamtsystems mit der Frequenz FBODEN.
- KZPOOL = 1 ergibt Pool ohne Innenzylinder, ggf. mit "weicher Wand".
- KZQUELL = 0 bewirkt Poolanregung durch die Einheitsquelle, = 1 bewirkt Übernahme der Anregung aus VOLQUELL(*,*) für jedes Kondensationsrohr, in RESPO3D.
- KZREF(*) = Kennzahl für die Lage der Referenzmeßpunkte
(0 = innerhalb des Pools, 1 = am Boden, 2 = an der Wand außen, 3 = an der Wand innen).
- KZSTARR = 1 bewirkt Berücksichtigung der als starr definierten Fluidmaschen.
- LABNM(*) = Labelname (DD-Name) für die Referenzmeßstelle (*) für das Einlesen der Magnetband-Meßdaten.
- LNAMQL = Labelname (DD-Name) für das Einlesen der NQBAND Volumquellverläufe vom Magnetband.
- LOGDEKR = Dämpfung 1/s der Vertikalschwingung des Gesamtsystems (mit der Frequenz FBODEN) nach $\exp(-\text{LOGDEKR} \cdot \text{Zeit})$.
- NASYN(*) = Anzahl der Zeitinkremente 1/VOLFREQ (0 bis 22 erlaubt),

für Verzögerung von VOLQUELL für Kondrohr (*).

- NBLOCK = Anzahl der Blöcke zu 512 Daten je Meßstelle auf Band.
- NQBAND = Anzahl der einzulesenden VOLQUELL auf dem Magnetband.
- NQM = Anzahl der Volumenquellen (= Kondensationsrohre) im Pool.
- NREF = Anzahl der Referenzmeßstellen.
- NSTARR = Anzahl der als starr definierten Fluidmaschen im Pool.
-
- PART = verwendeter Bruchteil ($\langle 1. \rangle$) der maximal nach der Courant-
bedingung bei der expliziten Integration der Wellengleichung
zulässigen Zeitschrittweite, die aber automatisch gefunden wird.
- PUTCON(*) = Steuergröße für die Datenausgabe, (1) Antwortfunktion,
(2) Spektrum der Antwortfunktion, (3) Meßdaten, (4)
Meßdatenspektrum, (5) Rohwelldaten SOURCE, (6) rekonstruierte
Meßdaten, (7) Real-Quelldaten.
Ist Charakterstring "ABC". A = 1 Tabellenausgabe,
B = 1 Printplotausgabe, B = 2 liefert Printplot der
logarithmierten Daten (für Spektren),
C = 1 vorgesehen für evtl. Bandausgabe, C = 2 bewirkt Ausgabe
als Kartendeck.
- PLUFT = Luftdruck kp/cm^2 am Pool-Wasserspiegel.
-
- QFREQ = Wiederholffrequenz der Einheitsquelle bei der Analyse der
Meßdaten, wobei $QFREQ \neq EHFREQ$ und $QFREQ = AFREQ$ gilt.
-
- RA = Außenradius cm des Wasserpools.
- RHO = Dichte $\text{kp*s}^2/\text{cm}^4$ des Wassers im Pool.
- RI = Radius cm des Innenzylinders im Wasserpool.
- RQUELL(*) = radiale Position cm der Quelle (*) im Pool.
- RREF(*) = radiale Position cm des Referenzmeßpunktes (*).
-
- STEUER = Charakterstring-Steuervariable für den Haupt-Programmablauf:
Position (1) = 1 bewirkt Einlesen der Antwortfunktion ANSWER von Karten,
(2) = 3 bewirkt Berechnung von ANSWER in RESPO3D, (3) = 1
bewirkt Ausgabe von ANSWER (auch als Kartendeck) gemäß
PUTCON (1), (4) = 1 bewirkt Verschwinden von ANSWER bei
ADAUER, (5) = 1 bewirkt die Berechnung des Frequenzspektrums
von ANSWER und Ausgabe gemäß PUTCON(2), (6) = 5 bewirkt
einen Programmstopp (in dieser Reihenfolge), (7) = 1 bewirkt

Abruf von Meßdaten von Band mittels BANDDAT und HOLES, sonst werden Meßdaten (sin-Quelle) simuliert (für Testzwecke), (8) = 1 bewirkt Ausgabe der Meßdaten gemäß PUTCON(3), (9) = 1 bewirkt Berechnung des Frequenzspektrums der Meßdaten einschließlich Ausgabe gemäß PUTCON(4), (10) = S bewirkt einen Programmstop, (10) = F bewirkt Analyse in FOUTRAN (Ermittlung der gesuchten Volumen-Quellen) aus den Meßdaten mittels der invertierten Antwortfunktion ANSWER, (11) = 1 bewirkt die Rekonstruktion der Meßdaten aus ANSWER und den Volumenquellen SOURCE, deren Ausgabe zusammen mit den Originalmeßdaten gemäß PUTCON(6), sowie die Berechnung der Realquelldaten und deren Ausgabe gemäß PUTCON(7) einschließlich Ausgabe dieser Realquelldaten als Kartendeck, (12) = 1 bewirkt die Ausgabe dieser vorliegenden textlichen Erläuterung der Programmparameter.

VOLFREQ = Datenfrequenz Hz der realen Quelldaten VOLQUELL.

VOLQUELL(N,*) = reale Quelldaten cm^3/s als Funktion der Zeit, am Kondensationsrohr N.

WQUELL(*) = azimutale Position arc der Kondensationsrohre.

WREF(*) = azimutale Position arc der Referenzmeßpunkte, gemessen von der Mitte der "weichen Wand", bzw. von der Mitte der Umfangsmasche Nummer 1.

5. Testbeispiele für VOICE

Bereits im 4. Kapitel waren die Testfälle erwähnt worden, mit deren Hilfe das einwandfreie Funktionieren des Gesamtprogramms VOICE gezeigt werden kann. Es handelt sich neben dem Standard-Testfall "Sinus-Quelle" vor allem um den Vergleich mit analytischen Lösungen für den Wasserpool. Daneben stellen aber auch Auswertungen von Experimenten, bei denen mehrere an unterschiedlichen Orten im Pool gemessene Druckverläufe simultan berücksichtigt werden, recht starke Tests dar. Hierbei müssen auch die lokal unterschiedlichen Druckeffekte individuell wiedergegeben werden, wenn der im Kapitel 4.4 definierte Übereinstimmungs-Koeffizient sich dem Wert Eins nähern soll.

In den folgenden Kapiteln wird gezeigt, daß das Rechenprogramm VOICE einwandfrei arbeitet und daher für die zuverlässige Bearbeitung von Problemen des Druckabbausystems (Ermittlung von Volumenquellen aus Einzelzellenexperimenten und deren Übertragung auf den Reaktor) geeignet ist.

5.1 Standard-Testfall Sinus-Quelle

Für den Fall, daß in VOICE keine "Meßdaten" zur Analyse hinsichtlich der Volumenquelle eingelesen werden, werden mit Hilfe des Standard-Testfalles "Sinus-Quelle" "Meßdaten" simuliert (vgl. Kap. 4). Hierzu muß der Eingabeparameter STEUER (= Charakterstring-Variable) auf Position 7 einen Wert ungleich Eins aufweisen. Dann wird in VOICE ein Volumenquellverlauf mit der Datenfrequenz VOLFREQ (z.B. 200 Hz) als Sinus-Funktion mit der Frequenz FBODEN und der Amplitude $1 \text{ m}^3/\text{s}$ berechnet und auf das Feld VOLQUELL gelegt. Damit ist derselbe Status hergestellt, als wenn ein solcher Volumenquellverlauf von einem externen Datenträger eingelesen würde.

Im weiteren Verlauf dieses Testfalles wird unabhängig von der Ermittlung der für die Analyse benötigten Impulsantwortfunktion auch die Systemantwort auf die Sinus-Quelle durch direkte Integration mit Interpolation zwischen den VOLQUELL-Stützstellen in RESPO3D ermittelt. Dabei spielt das verwendete Fluidmodell eine untergeordnete Rolle, da dieser Standard-Testfall vor allem den eigentlichen Analyseprozeß testet (lediglich die Gültigkeit des Superpositionsprinzips der Lösungen wird schwach getestet).

Schließlich wird die Systemantwort aus der Sinus-Quelle mit Hilfe der Impulsantwortfunktion in FOUTRAN wieder auf die Volumenquelle hin analysiert. Aus der Übereinstimmung des vorgegebenen und des mit FOUTRAN ermittelten Volumenquellverlaufes läßt sich auf die Genauigkeit und Richtigkeit des Analysevorganges rückschließen.

Bei diesem Analysevorgang treten an verschiedenen Prozeßschritten Fehler auf, deren Auswirkung nicht von vornherein klar ist. Zunächst wird die Volumenquelle nur als Folge diskreter Werte angegeben, so daß bei der Integration zwischen den Werten interpoliert werden muß. Hierbei wird in RESPO3D

so interpoliert, daß lediglich die zweite Ableitung der Interpolation stetig verläuft, wobei nur je vier Stützwerte aus VOLQUELL Verwendung finden.

Eine weitere Fehlerquelle ergibt sich, neben dem stets vorhandenen Einfluß von Rundungsfehlern, aus der Manipulation der Impulsantwortfunktion, wenn diese (vgl. Kap. 4) zum Zeitpunkt ADAUER zu Null gesetzt wird. Hierdurch ist das Abklingverhalten von Systemantwort und Impulsantwortfunktion merklich verschieden: Dies kann Auswirkungen auf die Phase der Volumenquelle haben. Allerdings wurde in VOICE kein besonderes Gewicht darauf gelegt, daß etwa bei der Faltung des Einheitsquellverlaufes mit den Roh-Volumenquelldaten die Phase (die zeitliche Zuordnung) der Realquelldaten mit denjenigen der vorgegebenen ganz exakt übereinstimmt.

Schließlich zeigt es sich, daß die mit FOUTRAN ermittelten Quelldaten, bzw. die damit rekonstruierten "Meßdaten" ein Einschwingverhalten aufweisen, wobei zu Beginn recht große Fehler auftreten. Diese Fehler liegen auch dann im Bereich von 0,1 %, wenn eine Systemantwort mit sich selbst analysiert wird. Die Ursache ist in den Rundungsfehlern zu suchen, die bei einem System mit etwa 10^3 Unbekannten keine höhere Genauigkeit der Lösung, bei einer ca. 7-stelligen Zahlendarstellung, erwarten lassen.

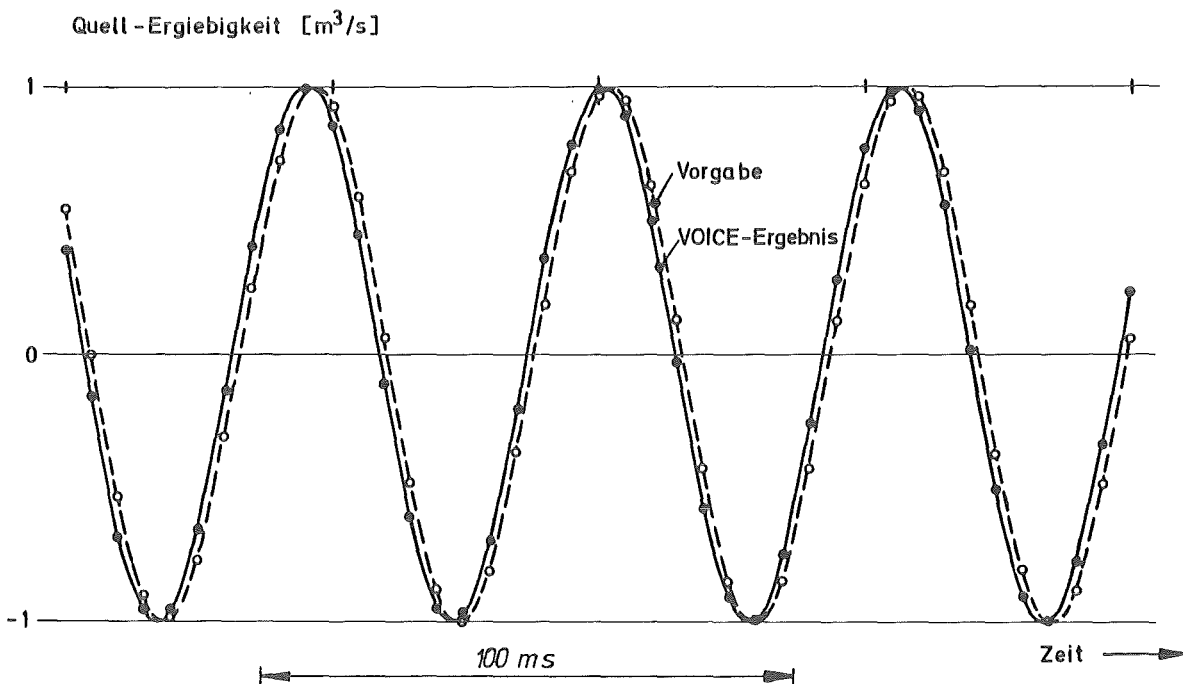


Abb. 5.1.1 Vergleich von Quell-Vorgabe und Ergebnis der Rückrechnung beim Standard-Testfall "sin-Quelle" in VOICE

In Abb. 5.1.1 ist eine Darstellung von vorgegebenem und mit FOURTRAN ermitteltem Volumenquellverlauf für diesen Standard-Testfall gegeben. Man erkennt die leichte zeitliche Verschiebung des 18 Hz-Quellverlaufes, die mit ca. 1,5 ms hier völlig uninteressant ist und deren Ursache daher nicht näher untersucht wurde. Die Amplitude beträgt beim FOURTRAN-Ergebnis (außerhalb des ersten Einschwingbereiches) etwa $1,000 \pm 0,004 \text{ m}^3/\text{s}$ und weicht damit um max. 0,4 % vom Vorgabewert ab (wesentlich genauer kann die Abweichung bei der VOICE-Print-Ausgabe nicht festgestellt werden, da nur drei Dezimalstellen ausgegeben werden).

Somit ist hier festzuhalten, daß die richtige Funktion bei sachgemäßer Anwendung des Rechenprogramms VOICE hinsichtlich des Analyseprozesses gewährleistet ist.

5.2 Vergleich mit analytischen Lösungen für das Fluid

Wie bereits angemerkt wurde, stellt der im vorigen Kapitel behandelte Test keine direkte Prüfung des Fluidmodells RESPO3D dar, allein die Superponierbarkeit der Lösungen wurde schwach angesprochen. Um die richtige und sachgemäße Lösung der Wellengleichung sicherzustellen, bietet sich vor allem der Vergleich mit bekannten analytischen Lösungen für ein- und dreidimensionale Fälle an. Da bei dreidimensionalen Problemen in RESPO3D nicht von der meist vorhandenen Spiegelsymmetrie Gebrauch gemacht wurde, lassen sich die Lösungen in spiegelsymmetrischen Fällen auch auf die Symmetrie etwa der Druckverläufe überprüfen. Dieser Test wird von RESPO3D bestanden.

Zum Vergleich mit analytischen Lösungen können sowohl die Eigenfrequenzen wie die Eigenschwingungsformen (Modes) herangezogen werden. Eine richtige Wiedergabe der Frequenzen setzt aber bei den hier interessanten Wasserpools die richtige Wiedergabe der Eigenmodes voraus, daher soll im folgenden auf die Eigenmodes nicht mehr näher eingegangen werden.

Für den in RESPO3D programmierten Fall (vgl. Abb. 4.1.1) eines rotations-symmetrischen Behälters mit freier Oberfläche gibt es stets als Schwingungsform die vertikale synchrone Bewegung der Fluidteilchen gleicher Höhen-

lage. Die Eigenfrequenzen f_k dieser Form ergeben sich zu

$$f_k = (2k + 1) \cdot \frac{a_r}{4 \cdot H}, \quad k = 0, 1, 2 \dots \quad (5.2.1)$$

mit

H = Höhe der Fluidfüllung

a_r = wirksame Schallgeschwindigkeit nach Gleichung 3.11.

Für $k = 0$ wird f_k als BHFREQ von VOICE zu Kontrollzwecken stets ausgegeben. Insbesondere wenn die Behälternachgiebigkeit $\partial V / \partial p$ klein ist oder verschwindet, muß die Frequenz BHFREQ in guter Näherung in den von POWSPEC erzeugten Frequenzspektren auftreten. Dieser Test wird von VOICE bestanden. Für $\partial V / \partial p = 0$ stellt BHFREQ den genauen Wert des Grundmodes der Vertikal-schwingung dar. Im folgenden wird auf die Ermittlung aller Schwingungsmodes für den rotationssymmetrischen Fall (Abb. 4.1.1) mit starren Behälterwänden und freier Fluidoberfläche kurz eingegangen.

Zu lösen ist Gleichung 3.8 mit $\dot{Q} = 0$. Die Randbedingungen lauten $\partial p / \partial r = 0$ an den Wänden, $\partial p / \partial z = 0$ am Boden und $p = 0$ an der freien Oberfläche des Fluids. Gl. 3.8 und die Randbedingungen werden erfüllt durch den Ansatz

$$\psi_{kmn} = \frac{\cos}{\sin} \left(m\varphi \right) \Phi_{mn}(r) \cos \left[(2k + 1) \cdot \frac{\pi \cdot z}{2 \cdot H} \right], \quad (5.2.2)$$

wobei k , m und n die Zahlen $0, 1, 2 \dots$ durchlaufen (vgl. Morse /3/). Dabei ist

$$\Phi_{mn} = J_m \left(\frac{\pi \gamma_{mn} r}{R_a} \right) - \frac{J'_m(\pi \gamma_{mn} R_i / R_a)}{N'_m(\pi \gamma_{mn} R_i / R_a)} \cdot N_m \left(\frac{\pi \gamma_{mn} r}{R_a} \right) \quad (5.2.3)$$

mit den Bessel- und Neumannfunktionen J_m und N_m m -ter Ordnung und deren Ableitungen J'_m und N'_m nach dem Argument. Die γ_{mn} in Gl. 3 werden aus

$$\frac{J'_m(\pi\gamma_{mn})}{N'_m(\pi\gamma_{mn})} = \frac{J'_m(\pi\gamma_{mn}R_i/R_a)}{N'_m(\pi\gamma_{mn}R_i/R_a)} \quad (5.2.4)$$

erhalten und sind vom Radiusverhältnis R_i/R_a abhängig.

Die gesuchten Eigenfrequenzen ergeben sich schließlich aus

$$f_{kmn} = \frac{a}{2\pi} \cdot \sqrt{\left(\frac{\pi\gamma_{mn}}{R_a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{2H}\right)^2 \cdot (2k+1)^2} \quad (5.2.5)$$

Für die Abmessungen des Wasserpools eines General Electric-Mark II-Druckabbausystems mit

$$\begin{aligned} R_a &= 13,40 \text{ m} \\ R_i &= 4,42 \text{ m} \\ H &= 7,01 \text{ m} \end{aligned}$$

ergeben sich nach Gl. 4 nach eigener Rechnung folgenden Wurzeln γ_{mn} (für $R_i/R_a = 0,32985$) in Tabelle 5.2.1:

m =	0	1	2	3
n = 0	0	1,5554	3,0215	4,5030
1	0,4918	1,6743	3,0773	
2	0,9345	1,9963	3,2437	
3	1,3260	2,4308	3,5171	
4	1,6896	2,8865	3,8867	
5	2,0414	3,3188	4,3217	
6	2,3876	3,7242		
7	2,7304	4,1127		
8	3,0709	4,4919		
9	3,4096			
10	3,7468			
11	4,0828			
12	4,4179			

Tabelle 5.2.1 Wurzeln γ_{mn} der Gleichung 4 für $Ri/Ra = 0,32985$

Aus der Gleichung 5 erhält man (Schallgeschwindigkeit $a = 1524$ m/s für luftfreies Wasser gesetzt) schließlich mit den Wurzeln γ_{mn} nach Tabelle 5.2.1 die Eigenfrequenzen nach Tabelle 5.2.2.

Die Frequenzen aus Tab. 5.2.2 sind in der Abb. 5.2.1 eingetragen, in der ein einhüllendes Frequenzspektrum (power spectral density) aus einer VOICE-Rechnung für dieselben Daten des Wasserpools eingetragen ist. Die Poolanregung wurde mit einer "Einheitsquelle" (glockenförmiger Impuls mit 20 ms Dauer, EHFREQ = 100 Hz) in einer Wassertiefe von 3,35 m auf einem Poolradius von 5,50 m bewirkt.

Bei der Integration wurden 7 Maschen in vertikaler Richtung, 9 Maschen in radialer Richtung und 60 Maschen auf dem Umfang (= 3780 Maschen) verwendet. Die Integration erfolgte über 0,5 s Realzeit, so daß im Spektrum (Abb. 5.2.1) neben den Eigenfrequenzen auch noch kleinere Peaks aus der Zwangserregung vorhanden sind. Auf diese Peaks daher soll nicht weiter eingegangen werden (sie liegen bei 48, 68, 82, 86, 116, 132 Hz). Die Übereinstimmung der Hauptpeaks in Abb. 5.2.1 mit den analytisch bestimmten Eigenfre-

<u>k</u> <u>m</u> <u>n</u> <u>f_{kmn}</u> /Hz/	<u>k</u> <u>m</u> <u>n</u> <u>f_{kmn}</u> /Hz/	<u>k</u> <u>m</u> <u>n</u> <u>f_{kmn}</u> /Hz/
0 0 0 54,35	0 8 0 182,89	1 0 2 236,87
0 1 0 61,12	0 1 2 182,84	0 11 0 238,45
0 2 0 76,01	1 0 1 185,50	1 8 0 238,92
0 3 0 92,95	1 1 1 188,82	1 1 2 239,18
0 0 1 103,81	1 4 0 189,26	0 7 1 240,10
0 1 1 109,63	0 2 2 192,30	1 2 2 246,19
0 4 0 110,39	0 5 1 196,40	1 5 1 249,41
0 2 1 125,86	1 2 1 198,68	0 5 2 251,69
0 5 0 128,18	1 5 0 200,16	1 9 0 253,34
0 6 0 146,25	0 9 0 201,36	0 12 0 257,04
0 3 1 148,53	0 3 2 207,26	1 3 2 258,04
1 0 0 163,05	1 6 0 212,18	0 8 1 261,15
0 7 0 164,50	1 3 1 213,76	0 0 3 261,77
1 1 0 165,43	0 6 1 218,64	
1 2 0 171,49	0 10 0 219,89	
0 4 1 172,91	1 7 0 225,15	
1 3 0 179,64	0 4 2 227,60	
0 0 2 180,21	1 4 1 231,36	

Tabelle 5.2.2 Eigenfrequenzen nach Gl. 5.2.5 und Tab. 5.2.1 für
 $R_i/R_a = 0,32985$
(k = vertikal-, m = umfangs-, n = radial-Mode)

quenzen ist so gut, daß für die niedrigen Frequenzen eine Aussage über die Eigenform (Mode) möglich ist. Dies deutet bereits darauf hin, daß das Fluidmodell RESPO3D einwandfreie Ergebnisse liefert.

Eine Gegenüberstellung der niedrigen Eigenfrequenzen aus dem VOICE-Frequenzspektrum und aus der analytischen Lösung liefert Tabelle 5.2.3. Es zeigt sich, daß sich etwa 10 Eigenfrequenzen in der VOICE-Rechnung identifizieren lassen und daß die ungeraden Umfangsordnungen ($m = 1, 3, 5$) beim Umfangswinkel $\pi/2$ bzw. $3\pi/2$ (zur Anregungsstelle) auch in der numerischen Simulation entweder Knoten zeigen oder nicht angeregt wurden. Dieses Ergeb-

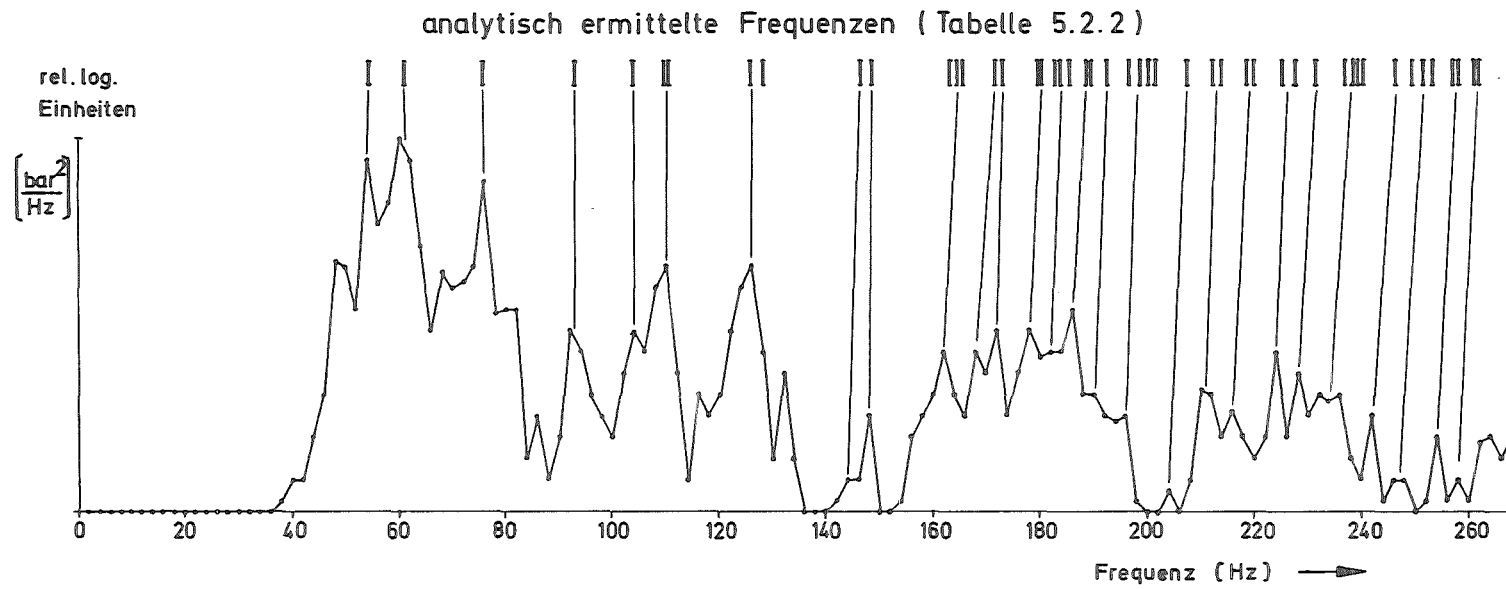


Abb.5.2.1 Einhüllendes logarithmisches Frequenzspektrum nach
VOICE - Rechnung für GE MarkII DAS - Pool

nis unterstreicht die Aussage über die einwandfreie Funktion von RESPO3D besonders deutlich.

k	m	n	f _{kmn}	f _{VOICE}	Bemerkung	k	m	n	f _{kmn}	f _{VOICE}	Bemerkung
0	0	0	54,35	54,02	stark	1	2	0	171,49	168	
0	1	0	61,12	60,62	stark, k	0	4	1	172,91	172	
0	2	0	76,01	76,0	stark	1	3	0	179,64	176	k
0	3	0	92,95	92,0	stark, k	0	0	2	180,21	178	
0	0	1	103,81	104	k	0	8	0	182,89		
0	1	1	109,63	109,6	k	0	1	2	183,84	182	
0	4	0	110,39	110		1	0	1	185,50		
0	2	1	125,86	125,6		1	1	1	188,82	186	k
0	5	0	128,18			1	4	0	189,26		
0	6	0	146,25	145	sehr schwach	0	2	2	192,30	190	
0	3	1	148,53	148	k	0	5	1	196,40		
1	0	0	163,05	160		1	2	1	198,68	196	
0	7	0	164,50	162	k	1	5	0	200,16		
1	1	0	165,43			0	9	0	201,36		

Tabelle 5.2.3 Gegenüberstellung der analytisch bestimmten Eigenfrequenzen und der Frequenzen der VOICE-Rechnung
(k = Knoten bei $\pi/2$ und $3 \pi/2$ Umfangswinkel)

6. Beispiele für Volumenquellverläufe

Als Beispiele für eine Versuchsauswertung mit Hilfe von VOICE wurden die Versuche Nr. 35 und 54 der KWU-DAS-Experimente im Großkraftwerk Mannheim (GKMII-Versuche) herangezogen. Der Versuch Nr. 35 ist charakteristisch für das Druckabbausystem der KWU-Siedewasserreaktoren der Baulinie '69. Hierbei wurde die Nachgiebigkeit der Stahlwandung des DAS-Wasserpools durch eine tangential in den zylindrischen Versuchsbehälter eingezogene "weiche Wand" nachgebildet. Beim Versuch Nr. 54 war diese weiche Wand entfernt worden, so daß die Kompressibilität des Wassers dominierend wird. In der Abb. 6.1 ist die Versuchsrichtung schematisch dargestellt (vgl. /4/).

Die Berechnung der Impulsantwortfunktion in RESPO3D wurde mit folgenden Fluid-Maschenzahlen durchgeführt:

	vertikal	radial	azimutal
Versuch Nr. 35	6	5	8
Versuch Nr. 54	20	5	1

Zur Auswertung wurden charakteristische Ausschnitte der gemessenen Druckverläufe herangezogen, die in Abbildung 6.2 mit "A" bis "F" gekennzeichnet sind. Die jeweiligen Nachgiebigkeiten der Wände und des Bodens des Versuchsbehälters wurden in Anlehnung an die konstruktiven Daten (mit leichten Korrekturen) so in VOICE eingegeben, daß die Grundfrequenz des Wasserpools jeweils ausreichend genau nachgebildet wird. Abb. 6.3 zeigt die Frequenzspektren (power spectral density) der VOICE-Impulsantwortfunktion und eines Ausschnittes der Meßdaten aus dem GKMII-Versuch Nr. 35 (mit "weicher Wand"). Die Behältergrundfrequenz liegt bei dem Peak bei ca. 11 Hz. Abb. 6.4 zeigt entsprechende Spektren für den Versuch Nr. 54. Hier liegt die Behältergrundfrequenz bei knapp 50 Hz. Die Ursache der weiteren ausgeprägten Peaks in beiden Abbildungen liegt teilweise in höheren Eigenschwingungsformen des Versuchsbehälters und teilweise in der Zwangserregung durch den Kondensationsprozeß, bzw. durch den Einheitsimpuls im Falle der VOICE-Impulsantwortfunktion.

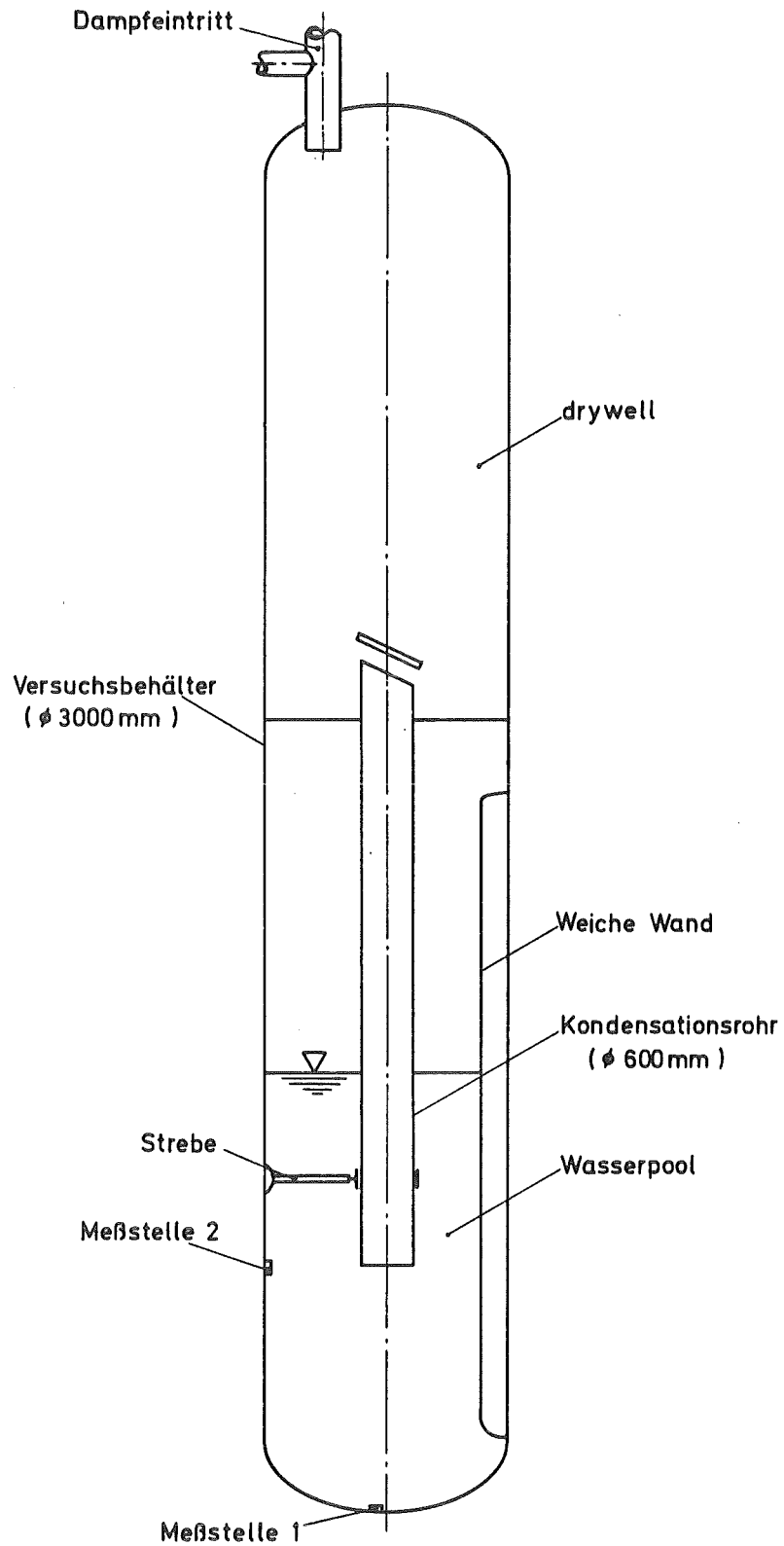


Abb. 6.1 Kondensations-Versuchsstand GKM II
im Großkraftwerk Mannheim AG.

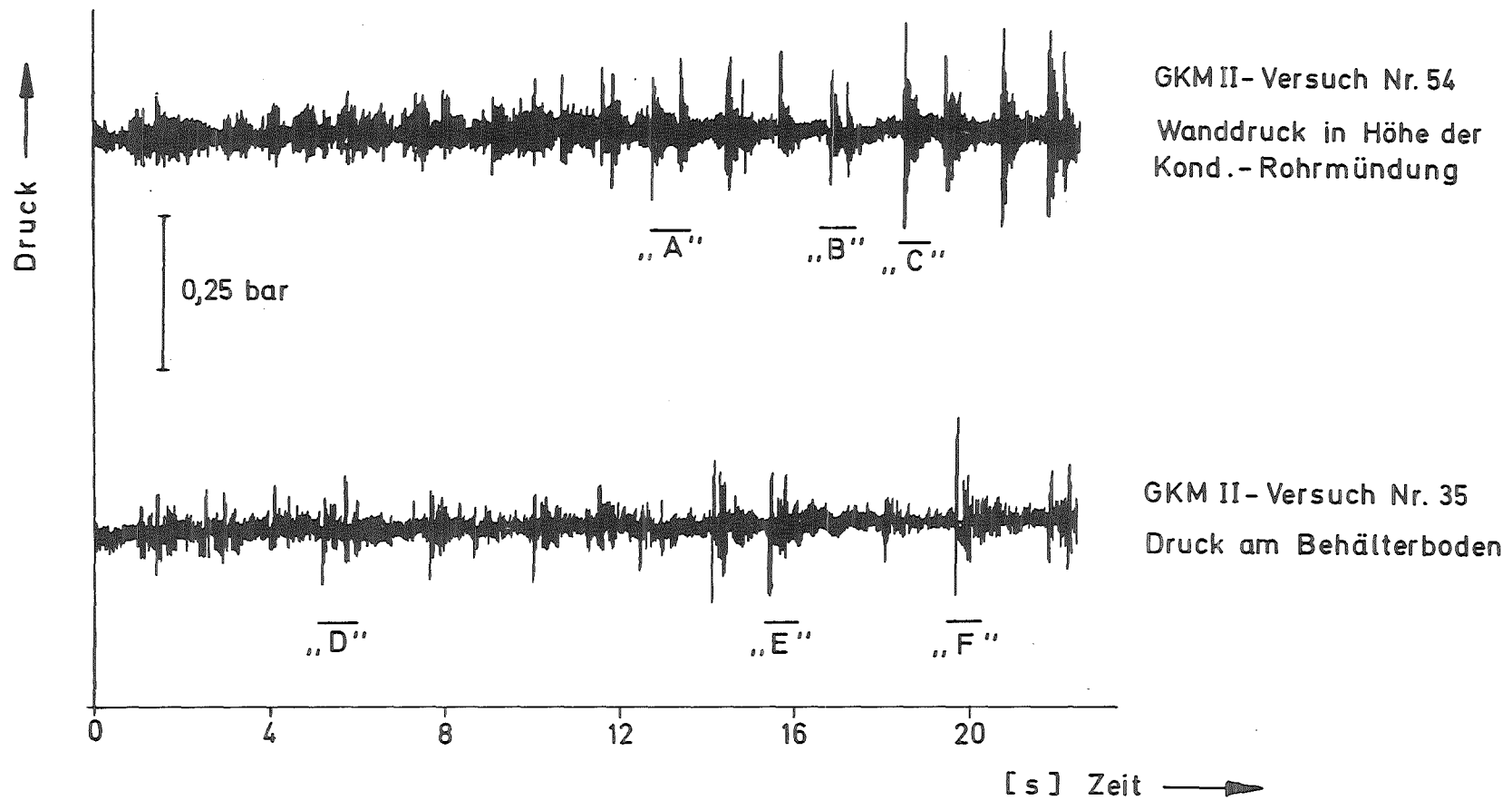


Abb.6.2 Ausschnitte aus den GKM II-Versuchen Nr.35 (mit „weicher Wand“) und Nr.54 (steifer Behälter). Ausgewertete Ereignisse sind mit „A“ bis „F“ markiert.

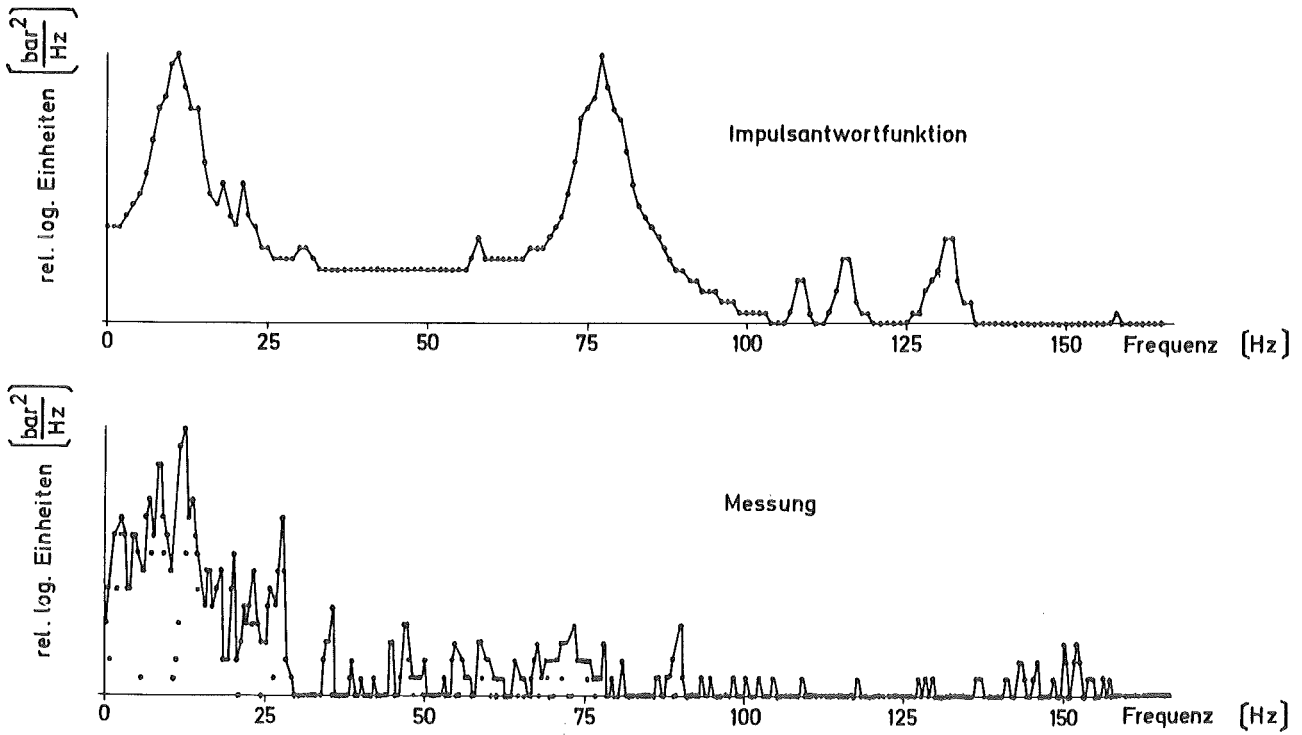


Abb. 6.3 Logarithmisches Spektrum der verwendeten Impulsantwortfunktion und der Meßdaten aus GKM II-Vers. 35, Ereignis "D"

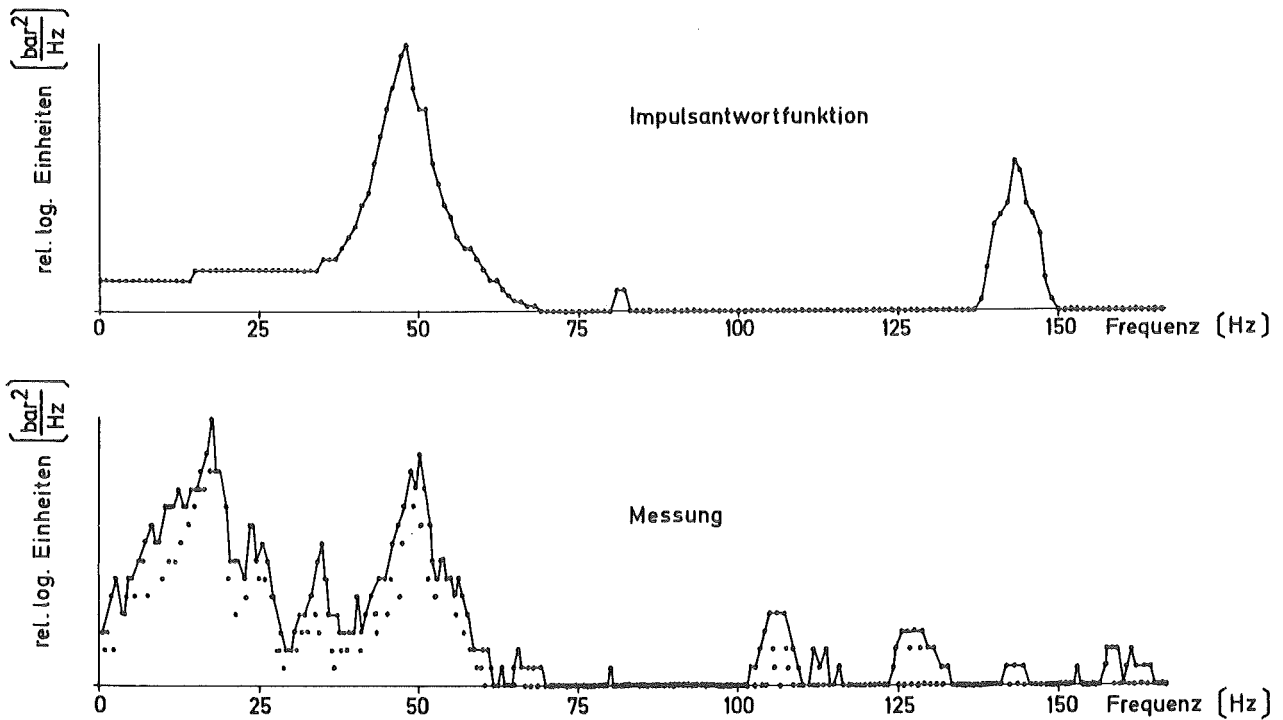


Abb. 6.4 Logarithmisches Spektrum der verwendeten Impulsantwortfunktion und der Meßdaten aus GKM II-Vers. 54, Ereignis "C"

Bei der Ermittlung der Volumenquellen war der im Kap. 4.4 erwähnte "Übereinstimmungskoeffizient" für die erwähnten Testbeispiele (Abb. 6.1) im Bereich von 0,51 bis 0,91, je nach dem "Einschwingverhalten" der Lösung am Anfang der einzelnen Untersuchungsabschnitte. Es stellen sich die höheren (besseren) Werte dann ein, wenn der jeweils bearbeitete Auswertungsabschnitt mit kleinen Druckamplituden beginnt. Aber auch bei den niedrigeren Werten um 0,5 bis 0,6 wird die lokale Übereinstimmung zwischen den Meßkurven und den aus den Volumenquellen wieder rekonstruierten Verläufen schließlich sehr gut. Allerdings hängt das Erreichen von Werten dicht bei Eins auch davon ab, inwieweit die Antwortfunktion auch die höheren Eigenschwingungsformen des Fluidpools richtig wiederzugeben vermag. Reale Versuchseinrichtungen sind in dieser Hinsicht selbst mit aufwendigen Fluid-Struktur-Modellen nur angenähert zu erfassen. Bei einem einfacheren Modell wie in VOICE - RESPO3D sind die Abweichungen bereits in den Frequenzspektren auszumachen. Daß trotzdem die ermittelten Verläufe der Volumenquellen zuverlässig die wirklichen Verhältnisse charakterisieren, ist neben den meist sehr guten Übereinstimmungskoeffizienten auch aus den Abbildungen 6.5 und 6.6. zu erkennen. Zumindest das nieder- und mittelfrequente Verhalten der Druckverläufe wird an den

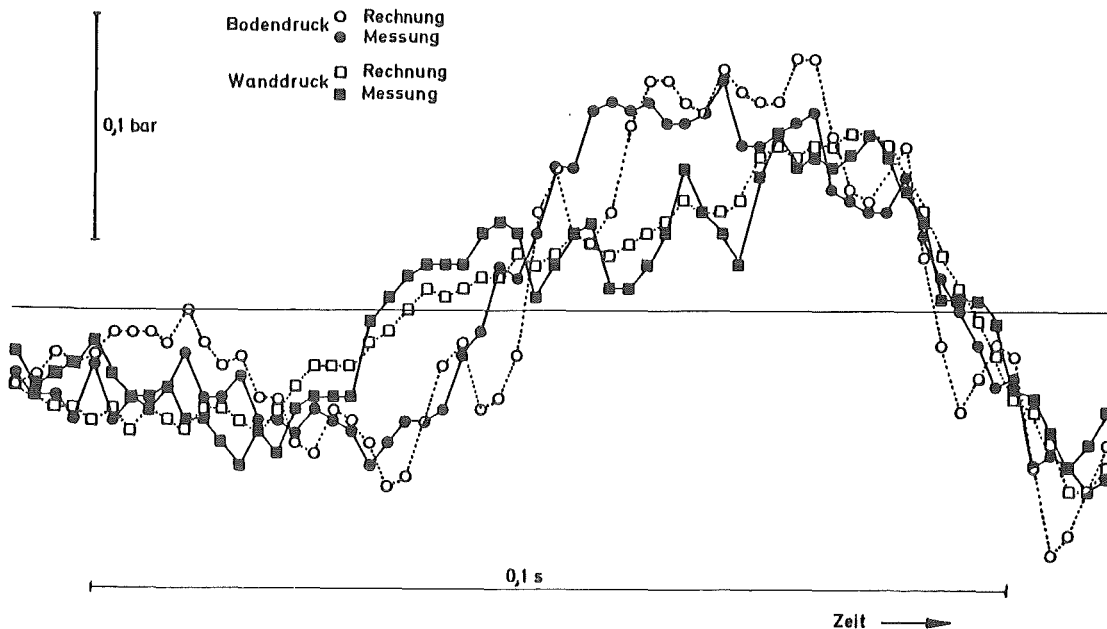


Abb. 6.5 Vergleich der gemessenen mit den aus dem Volumenquell-Verlauf rekonstruierten Druckverläufen (GKM II-Versuch 35)

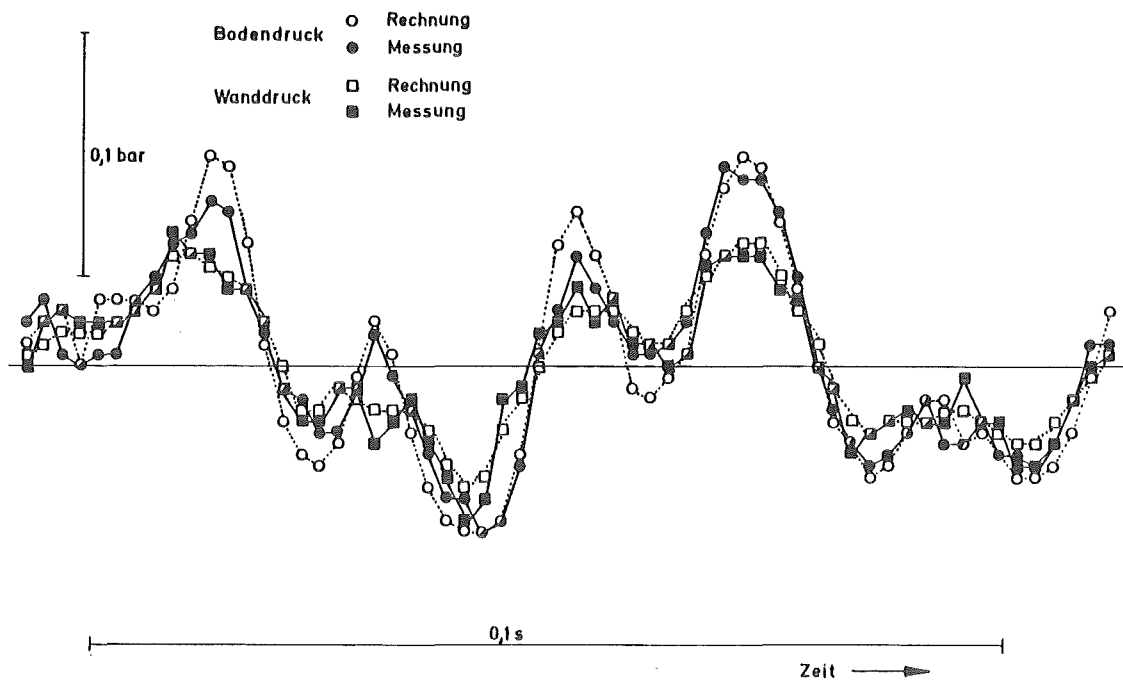


Abb. 6.6 Vergleich der gemessenen mit den aus dem Volumenquell-Verlauf rekonstruierten Druckverläufen (GKM II-Versuch 54)

beiden verwendeten Meßstellen 1 und 2 (Abb. 6.1) (sowohl beim steifen Behälter, Vers.-Nr. 54, wie auch mit der weichen Wand, Vers.-Nr. 35) jeweils richtig wiedergegeben.

In den folgenden Abbildungen 6.7 bis 6.12 sind die Ereignisse "D" bis "F" aus dem GKMII-Versuch Nr. 35 (mit "weicher Wand") und "A" bis "C" für den Versuch Nr. 54 (mit steifem Behälter) hinsichtlich der Volumenquelle ausgewertet. Alle 6 Abbildungen zeigen von oben nach unten in einheitlichem Zeitmaßstab im jeweils gleichen Ordinatenmaßstab den berechneten Stand H des Wasserspiegels im Kondensationsrohr, den gemessenen Verlauf des Wanddruckes in Höhe der Mündung des Kondensationsrohres (Meßstelle 2' in Abb. 6.1), die Ergiebigkeit \dot{V} der aus dem Ereignis mit VOICE ermittelten Volumenquelle und schließlich die aus \dot{V} abgeleitete Volumenstromänderung \ddot{V} . Der Zweck dieser Darstellung sei zunächst erläutert:

Mit VOICE wurden jeweils Versuchsabschnitte ausgewertet, die etwa 3 bis 4 mal so lang als die gezeigten Kurvenausschnitte waren. Deswegen spielt bei

den ermittelten Volumenquellverläufen in den Abb. 6.7 bis 6.12 das oben erwähnten "Einschwingverhalten" der Analyse keine Rolle mehr. Ausgewertet wurden simultan (vgl. Abb. 6.5 und 6.6) der gemessene Boden- und Wanddruck. Gezeigt ist aber als Referenzverlauf hier nur der Wanddruck, da diese Meßstelle der Rohrmündung am nächsten liegt.

Unterhalb des Wanddruckes ist in den Abb. 6.7 bis 6.12 der Verlauf der mit VOICE ermittelten Volumenquelle \dot{V} (= VOLQUELL in VOICE) dargestellt, um die zeitliche Zuordnung der Quellphänomene zu den Druckphänomenen zu zeigen. Als unterste Kurve ist die zeitliche Ableitung \ddot{V} des Quellverlaufes aufgetragen, die als Interpretationshilfe gedacht ist:

Es gilt bei Vernachlässigung der quadratischen Geschwindigkeitsterme sowohl für ein kompressibles wie für ein inkompressibles unendlich ausgedehntes Medium (vgl. etwa Gl. 13 in KONDAS /4/, S. 18), das eine Kugelquelle mit dem konstanten Radius R_k und dem Druck $p_k(t)$ enthält (innerer Überdruck über dem statischen Umgebungsdruck)

$$\ddot{V} = \frac{4 \cdot \pi \cdot R_k}{\rho} \cdot p_k(t) , \quad (6.1)$$

wobei ρ wieder die Dichte des Fluids darstellt. Daraus kann geschlossen werden, daß bei der gefundenen ungefähren Übereinstimmung der Kurvenformen von \ddot{V} mit dem gemessenen Wanddruckverlauf die Zwangserregung des Wasser-pools dominiert, während das Eigenschwingungsverhalten vor allem bei höheren Frequenzen erkennbar wird. Diese deutliche Zwangserregung findet man gelegentlich lokal in den Abb. 6.7 bis 6.9 für den Behälter mit der "weichen Wand"; sie ist aber besonders ausgeprägt und fast global in den Abb. 6.10 bis 6.12 für den steifen Behälter zu erkennen.

Als oberste Kurve ist in den Abb. 6.7 bis 6.12 zu jedem "Druckereignis" der Verlauf des Höhenstandes H des Wasserspiegels im Kondensationsrohr eingetragen. Unter der Annahme, daß ein "Druckereignis" dann ausgelöst wird, wenn der Wasserspiegel (ungefähr) die Kondensationsrohrmündung erreicht --

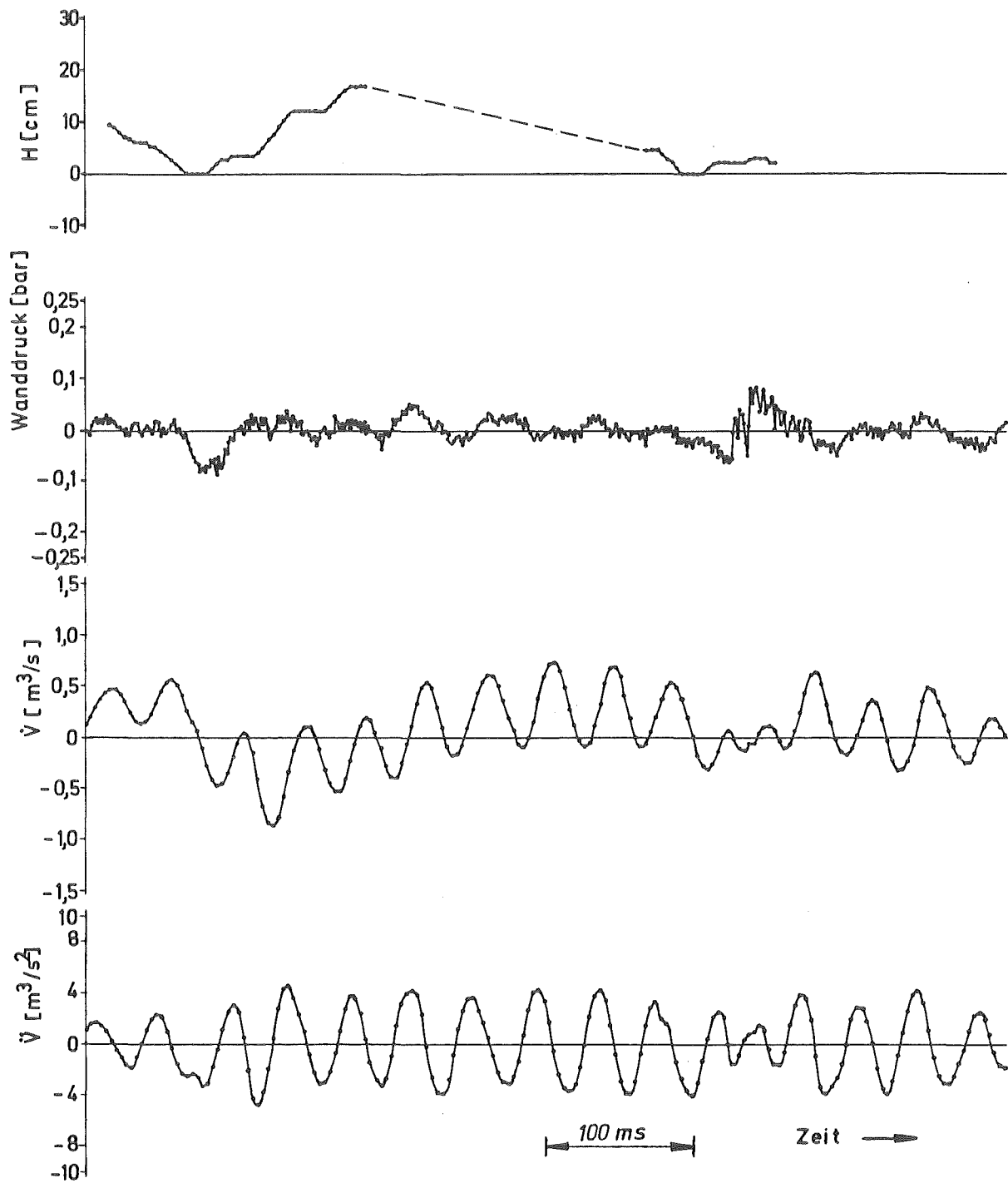


Abb. 6.7 Gemessener Wanddruck, berechnete Volumenquelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr für GKM II-Vers. 35, Ereignis "D"

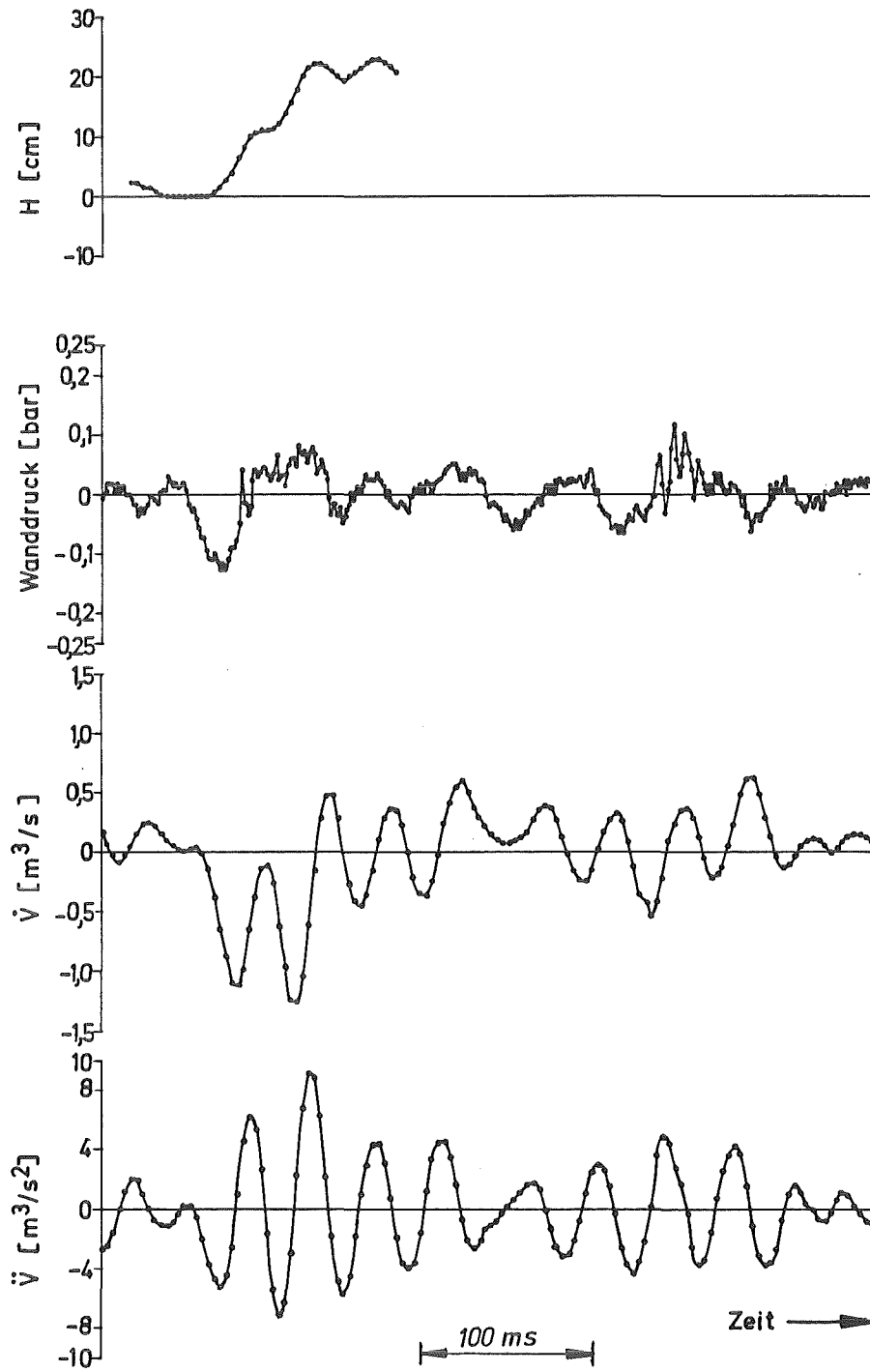


Abb. 6.8 Gemessener Wanddruck, berechnete Volumenquelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr für GKM II-Vers. 35, Ereignis "E"

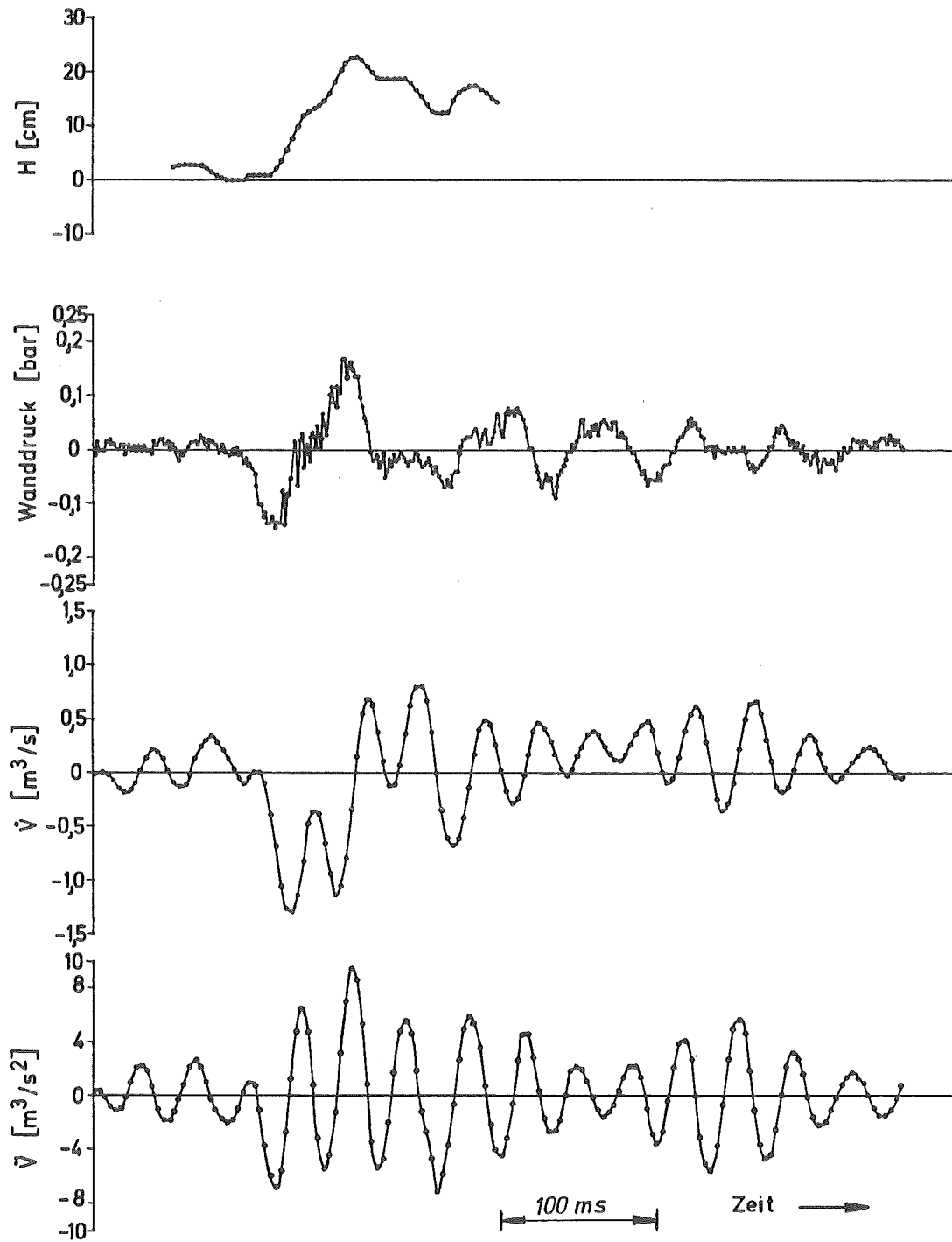


Abb. 6.9 Gemessener Wanddruck, berechnete Volumenquelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr für GKM II-Vers. 35, Ereignis "F"

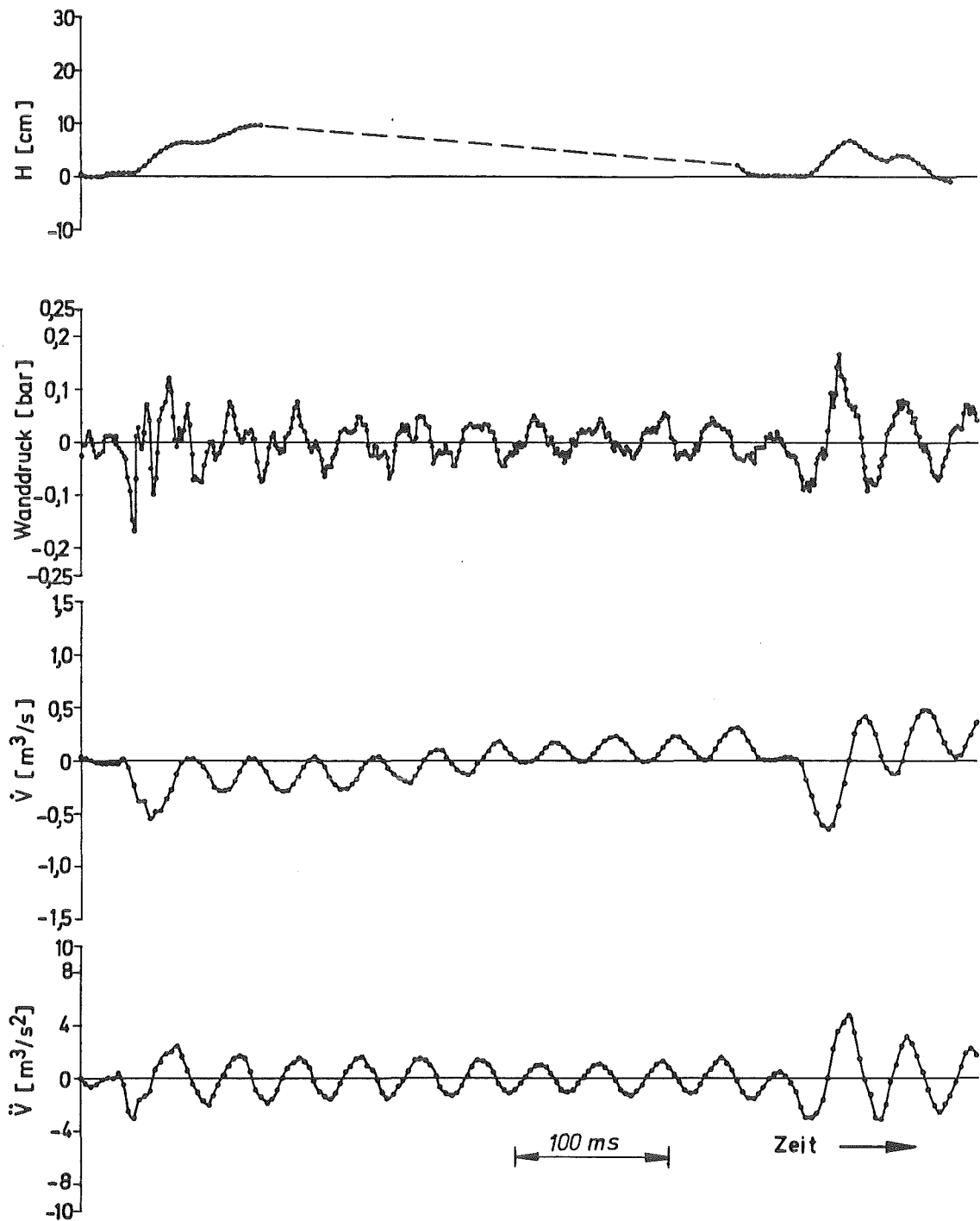


Abb. 6.10 Gemessener Wanddruck, berechnete Volumenquelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr für GKM II-Vers. 54, Ereignis "A"

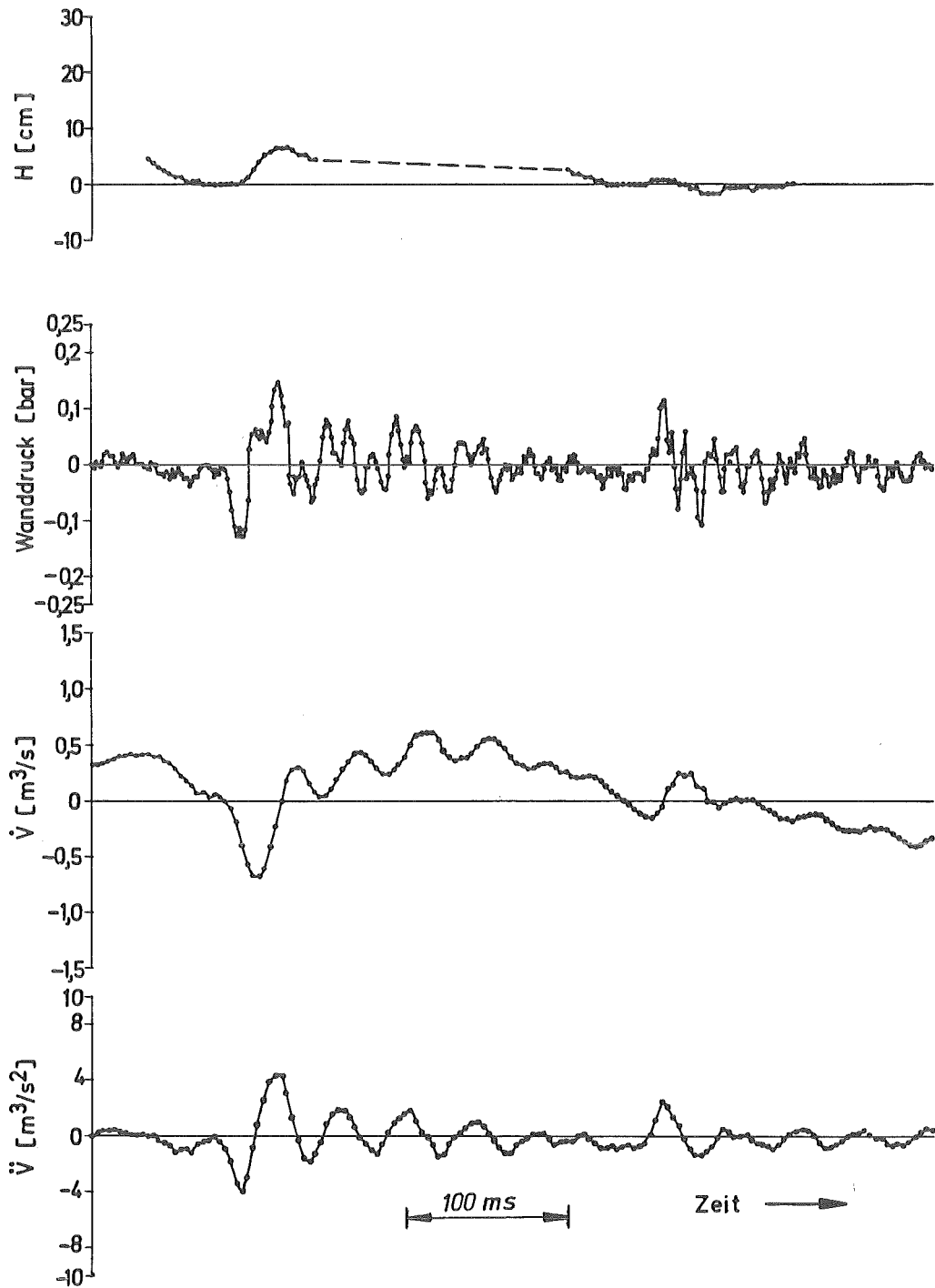


Abb. 6.11 Gemessener Wanddruck, berechnete Volumenquelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr für GKM II-Vers. 54, Ereignis "B"

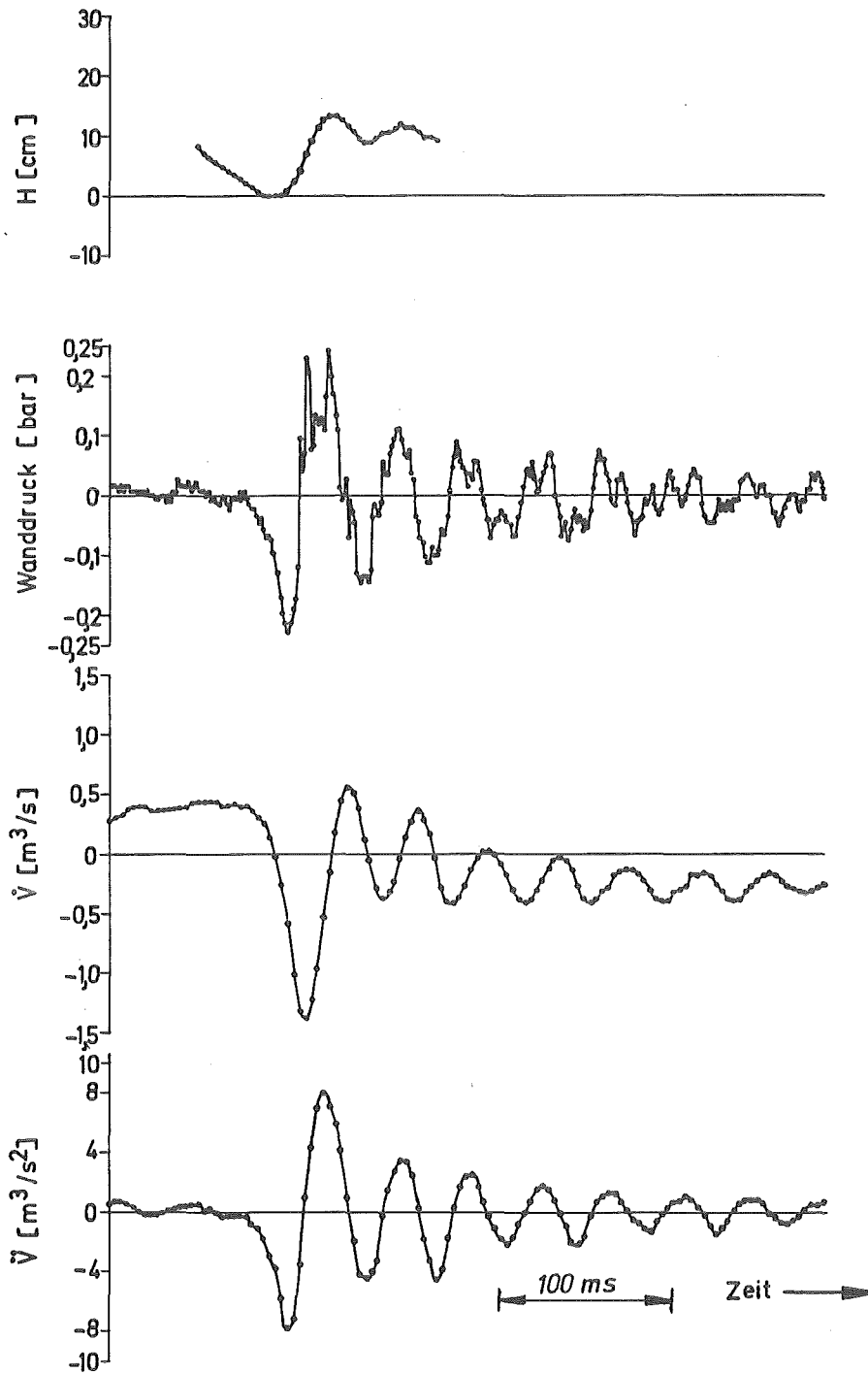


Abb. 6.12 Gemessener Wanddruck, berechnete Volumenquelle \dot{V} , \ddot{V} und Wasserstand H im Kondensationsrohr für GKM II-Vers. 54, Ereignis "C"

und diese Annahme steht in Übereinstimmung mit durchgeführten optischen Beobachtungen des Kondensationsprozesses - ergibt sich H einfach aus

$$H = F_R^{-1} \cdot \int_{t_1}^t \dot{V} dt + C. \quad (6.2)$$

C wird so gewählt (bei willkürlichem Zeitpunkt t_1), daß sich am "Beginn eines Druckereignisses" $H = 0$ ergibt. F_R ist der lichte Querschnitt des Kondensationsrohres. Da bereits \dot{V} bezüglich niederfrequenter Trends leicht unsicher ist und nach

$$\int \sin \omega t dt = -\omega^{-1} \cos \omega t + \text{const.}$$

diese niederfrequenten Trends bei der Integration um den Faktor ω^{-1} hervorgehoben werden, läßt sich H sinnvoll nur für kurze Zeitbereiche um ein Druckereignis herum angeben.

In der Abb. 6.13 ist ein weiteres Beispiel einer Versuchsnachrechnung für einen Kondensationsversuch in einem sehr steifen GKM-Behälter gezeigt, wobei wegen des hohen Luftgehaltes des Wassers das Luftmodell verwendet wurde. Der Luft-Volumenanteil wurde in der Nachrechnung zu etwa 1 % abgeschätzt, mit einem Abfall im unteren Behälterdrittel auf Null zum Behälterboden hin. Die Wassertiefe betrug 7,4 m und die Eintauchtiefe des Kondensationsrohres 3.75 m. Der lichte Behälterdurchmesser war 2,16 m und die Wandstärke 100 mm.

Die Abschätzung des Luftgehaltes und der vertikalen Luftverteilung wurde durch systematische Variation der maßgeblichen VOICE-Parameter AIRFRAC, BDAMP, HMLUFT und HULUFT mit dem Ziel der Maximierung des Übereinstimmungskoeffizienten vorgenommen. Direkte Meßdaten für den Luftanteil im Pool lagen nicht vor, aber aus dem globalen zeitabhängigen Verlauf der Frequenz des Pool-Grundmodes ergaben sich vergleichbare Zahlenwerte des Luftgehaltes. Es zeigt sich in Abb. 6.13, daß die berechneten und die gemessenen Druckverläufe bis hin zu feinen ortsabhängigen Details sehr gut übereinstimmen. Diese Übereinstimmung macht die physikalisch richtige Wiedergabe der Pool-eigenschaften auf der Basis des Luftmodells sehr deutlich.

Der in Abb. 6.13 a gezeigte Volumenquellverlauf unterscheidet sich von den 'weicheren' Verläufen in den Abb. 6.7 bis 12 sehr deutlich. Dies ist als Hinweis darauf zu werten, daß der Kondensationsprozeß von den Versuchsparametern (statischer Druck, Dampfmassenstrom, Luftgehalt des Dampfes, Länge und Eintauchtiefe des Kondensationsrohres, Grundfrequenz und Luftverteilung des Wasserpools) hinreichend abhängig ist, so daß eine Übertragung der Volumenquellen nur auf möglichst ähnliche Poolanordnungen als zulässig erscheint. Hierbei macht es die im Abschnitt 2 diskutierte Konzentration der kinetischen Energie des Wassers auf den Mündungsbereich des Kondensationsrohres wahrscheinlich, daß die höheren Pool-Eigenfrequenzen von untergeordnetem Einfluß auf den Kondensationsprozeß sind.

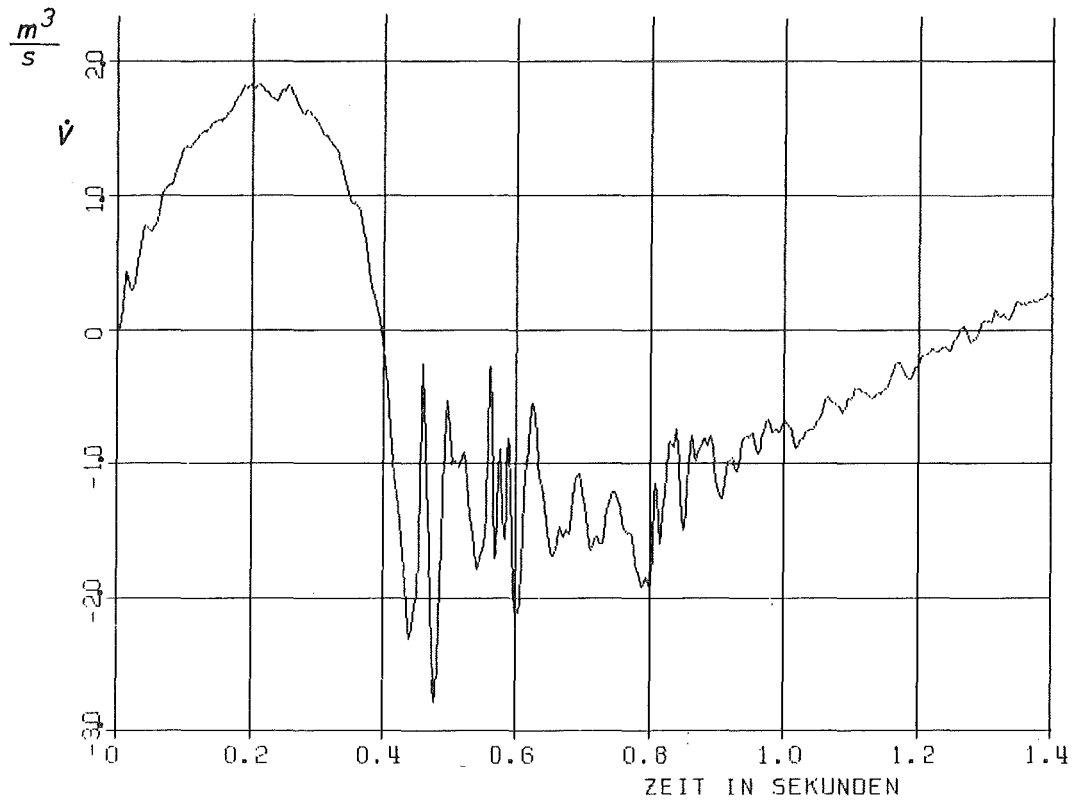
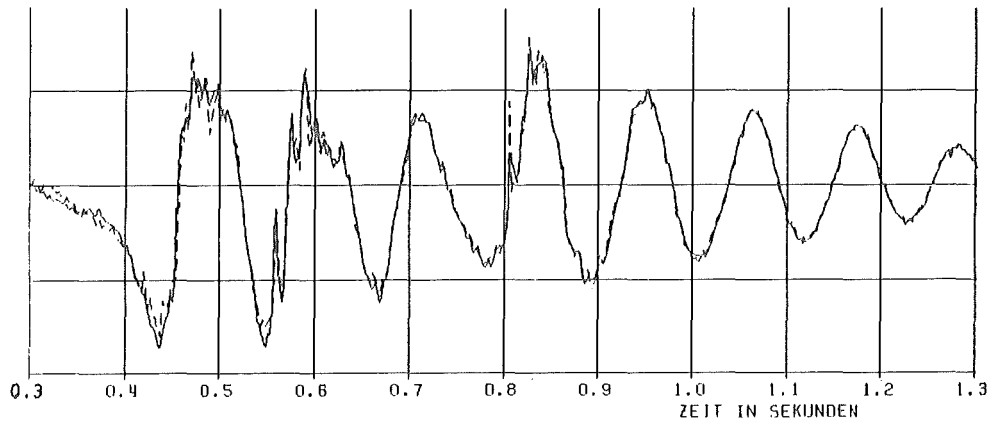
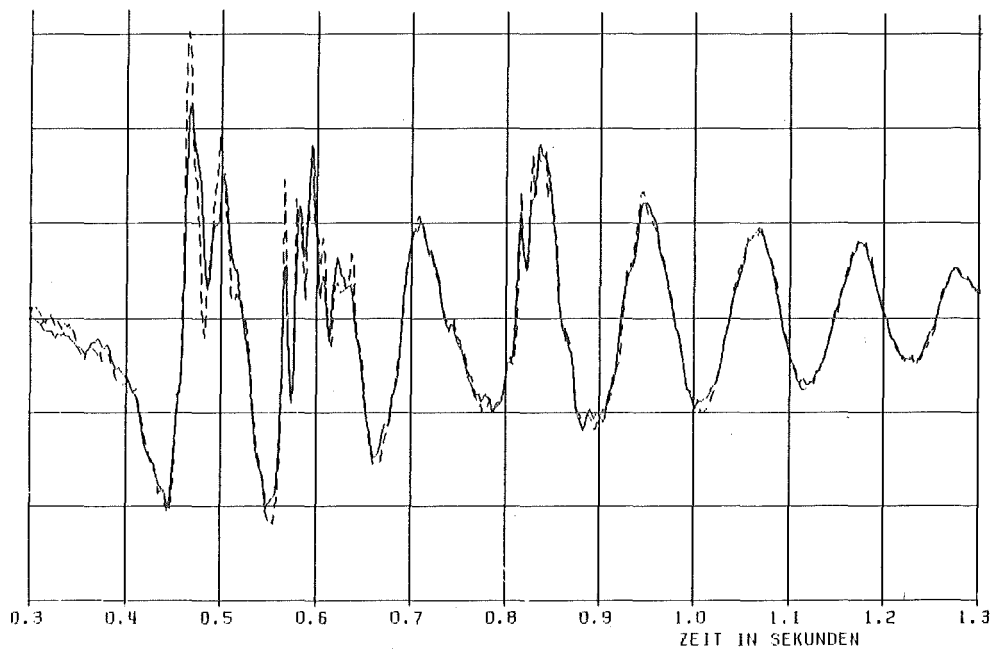


Abb. 6.13 a Volumenquell-Verlauf



b Wanddruck in Höhe Kondrohr-Mündung (--- Messdaten, — Rechnung)



c Druckverlauf am Behälterboden (--- Messdaten, — Rechnung)

Abb. 6.13 Vergleich von Messung und Rückrechnung für einen GKM-Versuch mit sehr steifem Kondensationsbehälter und ca. 1 % Luft-Volumenanteil im Wasser.

7. Schlußfolgerungen

Die in der Wasservorlage des LWR-Druckabbausystems beim Einblasen von Dampf über die Kondensationsrohre auftretenden Druckschwankungen werden durch eine zeitlich veränderliche Verdrängung des Wassers durch den Dampf verursacht. Diese Verdrängung kann durch "Volumenquellen" am Ort der Kondensationsrohrmündungen beschrieben werden.

Durch Integration der Wellengleichung für ein dreidimensionales Fluidmodell mit Einschluß der Auswirkung dispers verteilter Gasbläschen wird die Systemantwort (der lokale Druckverlauf) an vorgegebenen Punkten in der Wasservorlage für eine impulsartige Volumenquelle ermittelt. Unter Verwendung dieser Systemantwort lassen sich die wirksamen Volumenquellverläufe aus gemessenen Druckverläufen (vorzugsweise Einzelzellen-Experimente mit einem Kondensationsrohr) direkt berechnen. Die erforderlichen Rechenschritte leistet das neue Rechenprogramm VOICE.

Die mit VOICE durchgerechneten Testbeispiele verifizieren das Rechenprogramm. Eine Anwendung auf Kondensationsmessungen wurde im Auftrag der Kraftwerk-Union in großem Umfang durchgeführt. Anhand von Auswertungsbeispielen an drei Kondensationsversuchen der Kraftwerk-Union im Großkraftwerk Mannheim, und zwar für einen "steifen" zylindrischen Behälter, sowohl mit wie auch ohne eine seitlich eingezogene "weiche Wand", wird gezeigt, daß das Rechenprogramm VOICE zur Ermittlung und Übertragung von Volumenquellen aus Kondensationsereignissen in Druckabbausystemen sehr gut geeignet ist.

Anerkennung

Die Durchführung dieser Arbeit wäre ohne die sehr gute Zusammenarbeit mit der KWU, insbesondere mit den Herren Dr. M. Becker und Dr. P. Antony-Spies, sowie bei KfK ohne die Hinweise und Beiträge der Herren Dr. U. Schumann und F. Eberle, und ohne die Unterstützung durch die Herren Prof. D. Smidt und bei KWU O. Voigt nicht möglich gewesen. Daneben wurde mir von vielen IRE-Mitarbeitern, die ich hier nicht explizit nennen konnte (wofür ich um Nachsicht bitte), Hilfe zuteil.

Ihnen allen gilt mein aufrichtiger Dank.

8. Schrifttum

- /1/ W. Weizel: Physikalische Formelsammlung, Band 1
Bibliographisches Institut, Mannheim 1962
- /2/ R.K. Otnes, L. Enochson: Digital Time Series Analysis
John Wiley & Sons, New York 1972
ISBN 0-471-65719-0
- /3/ P.M. Morse, K. Uno Ingrad: Theoretical Acoustics
McGraw-Hill, New York 1968
- /4/ G. Class: Theoretische Untersuchung der Druckpulsentstehung
bei der Dampfkondensation im Druckabbausystem von Siedewasser-
reaktoren - Rechenprogramm KONDas - KfK 2487, Oktober 1977
und NUREG/TR-0028