

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

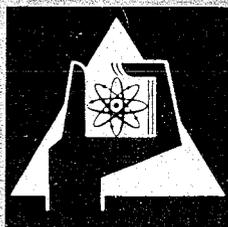
Februar 1969

KFK 955

Institut für Reaktorentwicklung

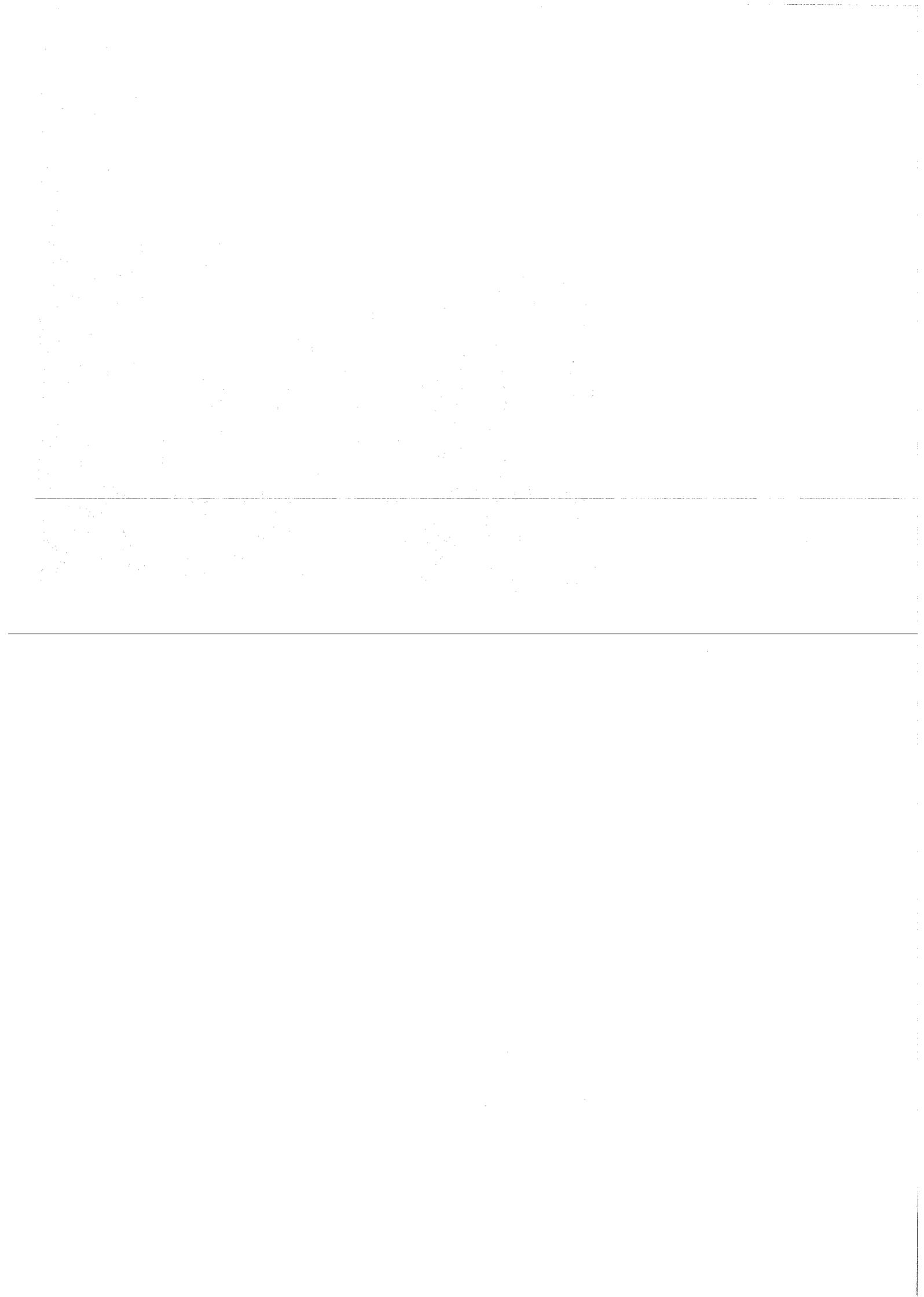
Vergleichende dynamische Untersuchungen an einem natriumbeheizten
Zwangsdurchlauf-Dampferzeuger für moderne Kernkraftwerke

E. Schönfeld



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Februar 1969

KFK 955

Institut für Reaktorentwicklung

Vergleichende dynamische Untersuchungen an einem natriumbeheizten Zwangsdurchlauf-Dampferzeuger für moderne Kernkraftwerke

Ekkehard Schönfeld

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Einleitung und Problemstellung	1
2. Allgemeines zur Dynamik des Durchlaufdampferzeugers	3
3. Mathematisches Modell für theoretische Untersuchungen	4
3.1 Einführung	6
3.2 Arbeitsmittel (Wasser, Dampf)	8
3.2.1 Massenbilanz	8
3.2.2 Energiebilanz	10
3.2.3 Impulserhaltungssatz	12
3.3 Rohrwandung	14
3.4 Heizmittel (Natrium)	17
3.5 Wärmeübergangszahlen	18
3.5.1 Arbeitsmittel	18
3.5.2 Heizmittel	24
3.6 Lösung des Gleichungssystems	24
3.6.1 Allgemeine Stabilitätsbetrachtung	24
3.6.2 Schlupf, Dichte, Enthalpie und Reibungsdruckabfall im Zweiphasenflußgebiet	26
3.6.3 Lösungsmethode, Vereinfachungen und Zeitverzögerungen	26
3.6.4 Programmierung (Blockschaltbild)	33
4. Experimentelle Untersuchungen des Übergangsverhaltens	37
4.1 Beschreibung der Versuchsanlage	37
4.1.1 Aufbau	37
4.1.2 Auslegungsdaten	39
4.1.3 Überwachung, Regelung, Instrumentierung	39
4.2 Versuchsdurchführung	40
4.3 Fehlerabschätzung	43
4.3.1 Temperaturmessungen	43
4.3.2 Dampfdruckmessungen	44
4.3.3 Durchsatzmessungen	45

	<u>Seite</u>
5. Diskussion der Ergebnisse	45
5.1 Vergleich der experimentellen mit den rechnerischen Ergebnissen	45
5.1.1 Störung der Natriumeintrittstemperatur	46
5.1.2 Störung des Dampfdurchsatzes	56
5.1.3 Störung des Natriumdurchsatzes	59
5.1.4 Störung des Speisewasserdurchsatzes	63
5.2 Frischdampf temperaturdynamik und Speichervermögen	69
6. Zusammenfassung und Folgerungen	76
7. Symbole	80
8. Literatur	82
Anhang	A 1 - A 17

1. Einleitung und Problemstellung

Bewirkt durch die Entwicklung der schnellen natriumgekühlten Brutreaktoren in den letzten Jahren [1,2,3] steht gegenwärtig in der Industrie die Planung und Entwicklung großer Dampferzeugereinheiten mit Natriumbeheizung im Vordergrund. Der damit verbundene Wunsch nach einem möglichst hohen Wirkungsgrad bedingt den Übergang zu hohen Dampftemperaturen und Dampfdrücken. Selbst hochwertige Werkstoffe werden dabei bis an die zulässigen Grenzen belastet. Verbunden ist damit ferner, daß anstelle der Naturumlaufkessel Zwangsdurchlaufdamperzeuger eingesetzt werden. Diese Tatsachen stellen höchste Anforderungen an die Regeleinrichtung eines Zwangsdurchdamperzeugers, zumal im Interesse einer guten Frequenzhaltung im Verbundnetz von den zukünftigen Kernkraftwerken eine gute Manövrierfähigkeit verlangt wird. Bekanntermaßen hängt die Manövrierfähigkeit zum wesentlichen Teil gerade von der Dynamik des Systems Dampferzeuger-Turbine ab.

Der Entwurf moderner Dampferzeuger erfordert somit die Durchführung dynamischer Projektstudien, wobei sich das besondere Interesse mehr und mehr auf den großen Komplex der Lastwechselforgänge und der Kernkraftwerksregelung als Ganzes konzentriert. In diesem Zusammenhang sei auch darauf hingewiesen, daß im Zuge der Automatisierung bereits Digitalrechner als Prozeßrechner in Kernkraftwerken eingesetzt sind und deren wirkungsvoller Einsatz im Sinne einer Prozeßoptimierung eigentlich nur dann möglich ist, wenn die Zusammenhänge in Form eines mathematischen Modells bekannt sind.

Aufgrund der besonderen Anforderungen und der speziellen Beheizung von Zwangsdurchlaufdamperzeugern in Kernkraftwerken sind die für dynamische Untersuchungen an konventionellen Besonkesseln entwickelten Verfahren kritisch zu durchleuchten und wesentlich zu erweitern. Die bisherigen Arbeiten an Besonkesseln [4,5,6,7] gehen alle von vereinfachten physikalischen Ansätzen aus. Durch Annahmen, wie z.B. konstanter Druck im System; d.h. Strömungsdruckabfall vernachlässigbar klein, Kesseldruck unveränderlich; konstante Wärmestromdichte über die gesamte Ausdehnung des Verdampfers, wird eine Linearisierung im beschreibenden partiellen Differentialgleichungssystem durchgeführt. Profos [8] untersucht in seiner analytischen Arbeit das Übertragungsverhalten für zwei verschiedene, örtlich mit der Länge linear variierende Beheizungsverteilungen und stellt dabei fest, daß die Beheizungsverteilung von wesentlichem Einfluß auf das Zeitverhalten

ist. Peterka [9] schließt die Dampfdruckdynamik, vor allem die Kopplung zwischen dem Druck im Erzeuger und der Menge des zugeführten Brennstoffes in sein System mit ein. Er geht aber auch von einem linearisierten Modell aus und gelangt mittels der Laplace-Transformation zu einem Rechenverfahren. Der Gültigkeitsbereich ist sehr beschränkt und wird durch die Amplitude der Gleichgewichtsstörung zwischen der zugeführten Wärme und dem Durchfluß des Speisewassers gegeben. Frischdampf-temperaturänderungen werden nicht berücksichtigt.

Die zeitlichen Änderungen des Wärmezufusses erfolgen in den Arbeiten der erwähnten Autoren gleichzeitig auf der ganzen Rohrlänge. Für Benson-Kessel, die mit fossilem Brennstoff betrieben werden, erscheint diese Voraussetzung in dem gesamten Erzeuger durchaus gerechtfertigt. Für Dampferzeuger in Kernkraftwerken jedoch, die das Verbindungsglied zwischen Reaktor bzw. Zwischenwärmeaustauscher und Dampfkraftanlage darstellen, ist diese Annahme nicht zutreffend. Hier erfolgen Temperaturänderungen von der primären Eintrittsseite und breiten sich mit der Konvektionsgeschwindigkeit des Heizmittels aus; zumal die Frischdampf-temperatur durch die Heizmitteleintrittstemperatur geregelt wird [10]. Die Änderung des Wärmeflusses pro Längeneinheit ist eine Funktion der Transportzeit des Heizmittels und insbesondere wegen der stark variierenden Wärmeübergangszahl eine nichtlineare Funktion des Ortes. Ferner wird die Dynamik im Dampferzeuger weitgehend durch die zwischen Rohrwand und Durchflußmedien vor sich gehenden Wärmespeichervorgänge, die bei der Natriumheizung besonders ausgeprägt sind, beherrscht. Der Einfluß dieser ist aber bisher nicht berücksichtigt worden.

In der letzten Zeit untersuchte Iyer [11] einen Durchlaufdampferzeuger. Er ging aber ebenfalls von konstanten Wärmeübergangszahlen und konstantem Systemdruck aus. Das verwandte linearisierte Modell war daher nur für kleine Störungen des stationären Zustandes gültig und brauchbar.

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es daher:

- a) ein im Hinblick besonders auf die ingenieurmäßige Anwendung in der Praxis flexibles mathematisches Modell für instationäre Berechnungen eines primärseitig mit Natrium, sekundärseitig mit Wasser betriebenen Zwangsdurchlaufdampferzeugers zu entwickeln. Die wichtigsten Nichtlinearitäten, wie sie sich z.B. durch Kopplung des Wärmeflusses mit den variablen Temperaturen der Rohrwand und den strömenden Heiz- und Arbeitsmittel und durch die Druckabhängigkeit von den physikalischen Zustandsgrößen ergeben, sind dabei berücksichtigt.

- b) das dynamische Verhalten des Dampferzeugers gegenüber typischen Störungen, wie sie bei schnellen Lastwechsellvorgängen auftreten und auch in der Sicherheitsanalyse betrachtet werden, mit dem Modell zu untersuchen.
- c) die Untersuchungsergebnisse der dynamischen Studien mit experimentellen Messungen an dem 5 MW natriumbeheizten Versuchsdampferzeuger der Firma INTERATOM, Bensberg, zu vergleichen und die Güte der Übereinstimmung zu beurteilen.
- d) an Hand von Konstruktionsmerkmalen Hinweise zu geben, die das dynamische Verhalten günstig beeinflussen können.

2. Allgemeines zur Dynamik des Durchlauf-Dampferzeugers

Beim Durchlauf-Dampferzeuger durchläuft das vom Eintritt einströmende Speisewasser auf direktem Weg das Kesselsystem, wird dabei verdampft und verläßt schließlich, ohne daß an irgendeiner Stelle ein Umlauf stattgefunden hat, als überhitzter Dampf den Kessel [12,13]. Er unterscheidet sich gerade bezüglich der Dynamik in einigen wesentlichen Punkten vom Umlaufkessel (Trommel-Kessel). Als wichtigster ist zu nennen, daß beim Durchlauf-Dampferzeuger die einzelnen Heizflächen der Vorwärm- (Economiser), Verdampfer- und Überhitzerzone nicht konstant sind. Durch das Fehlen eines Sattedampffixpunktes, wie ihn die Trommel darstellt, wandert der Verdampfungsendpunkt örtlich stark in Abhängigkeit von der Kesselbelastung. Durch diese variablen Heizflächen treten zusätzliche dynamische Störungen im System auf, die zu unerwünschten Schwingungen führen können.

Als nächster Punkt ist zu erwähnen, daß es beim Durchlauf-Dampferzeuger wegen des fehlenden Wasserspeichers vielmehr darauf ankommt, die Wärmebilanz, also das Verhältnis von Heizmitteldurchsatz (Natrium) zu Arbeitsmitteldurchsatz (Wasser) genau einzuhalten. Schon kleine Abweichungen vom richtigen Verhältnis bedingen empfindliche Temperaturstörungen am Überhitzeraustritt. Ebenfalls ist die dynamische Kopplung zwischen dem Druck im Dampferzeuger, dem Leistungsangebot und dem Durchfluß des Arbeitsmittels stark ausgeprägt.

Als letztes wesentliches Unterscheidungsmerkmal gegenüber dem Trommel-Kessel sei noch das viel geringere Speichervermögen, das ist die freiwerdende Dampfmenge pro Atmosphäre Druckabsenkung, die eine Erschwernis der Druckhaltung bedeutet und von der Kessellast abhängt, aufgeführt.

3. Mathematisches Modell für theoretische Untersuchungen

Zur Erfassung des instationären transienten Verhaltens des Zwangsdurchlaufdampferzeugers, speziell für größere Störungen, ist die Lösung der Erhaltungssätze von Masse, Energie und Impuls notwendig. Der physikalische Zusammenhang zwischen den thermischen und hydraulischen Größen ist sehr komplex, so daß analytische Lösungen, die dem anschaulichen Verständnis am besten gerecht werden, ausscheiden. Als Lösungsweg bleibt nur die numerische Berechnung mittels moderner Rechenanlagen übrig. Da es sich von der Problemstellung her um ein typisches dynamisches Problem handelt, ist der Einsatz einer hybriden Analogrechenanlage zweckmäßig. Beim Aufbau des mathematischen Modells sollen daher schon die spezifischen Gegebenheiten einer derartigen Anlage beachtet werden. Im Hinblick auf die im Vergleich zu digitalen Anlagen geringe Speicherfähigkeit und beschränkte Möglichkeit logische Entscheidungen zu treffen, ist, ohne den physikalischen Sachverhalt wesentlich zu vereinfachen, daher ein Modell aufzustellen, welches nur wenige Raumzonen längs der Strömungsrichtung des Arbeitsmittels erfordert.

Das in der Arbeit entwickelte Modell basiert auf einer Unterteilung in mehrere Zonen mit variabler Länge. Es erfaßt die instationären Verschiebungen der Vorwärm-, Verdampfer- und Überhitzerzone, die nichtlinearen Beziehungen zwischen Wärmeübergangszahlen, Temperaturen und Massendurchsatz und die Dampfdruckdynamik.

Bild 1 stellt schematisch einen Schnitt durch einen Zwangsdurchlauf-Dampferzeuger dar. Von der Phase des Arbeitsmittels her beurteilt bietet sich eine Unterteilung in drei Zonen an (Vorwärm-, Verdampfer- und Überhitzerzone). Wegen der starken Abhängigkeit der Wärmeübergangszahlen vom Dampfgehalt (vgl. 3.5) ist, zumindest in der Verdampferzone, eine weitere Unterteilung erforderlich.

Zur Veranschaulichung des Modells werden zunächst einige grundlegenden Gleichungen (Energiebilanzen) in vereinfachter Form entwickelt und diskutiert. Die allgemeine Ableitung des Gleichungssystemes, wie es in den dynamischen Untersuchungen benutzt wird, erfolgt im Anschluß daran. Die Ableitung der für jede Phase des Arbeitsmittels geltenden spezifischen physikalischen Beziehungen und die Festlegung der Unterteilung wird am Ende des Abschnittes 3 an Hand von Stabilitätsbetrachtungen durchgeführt.

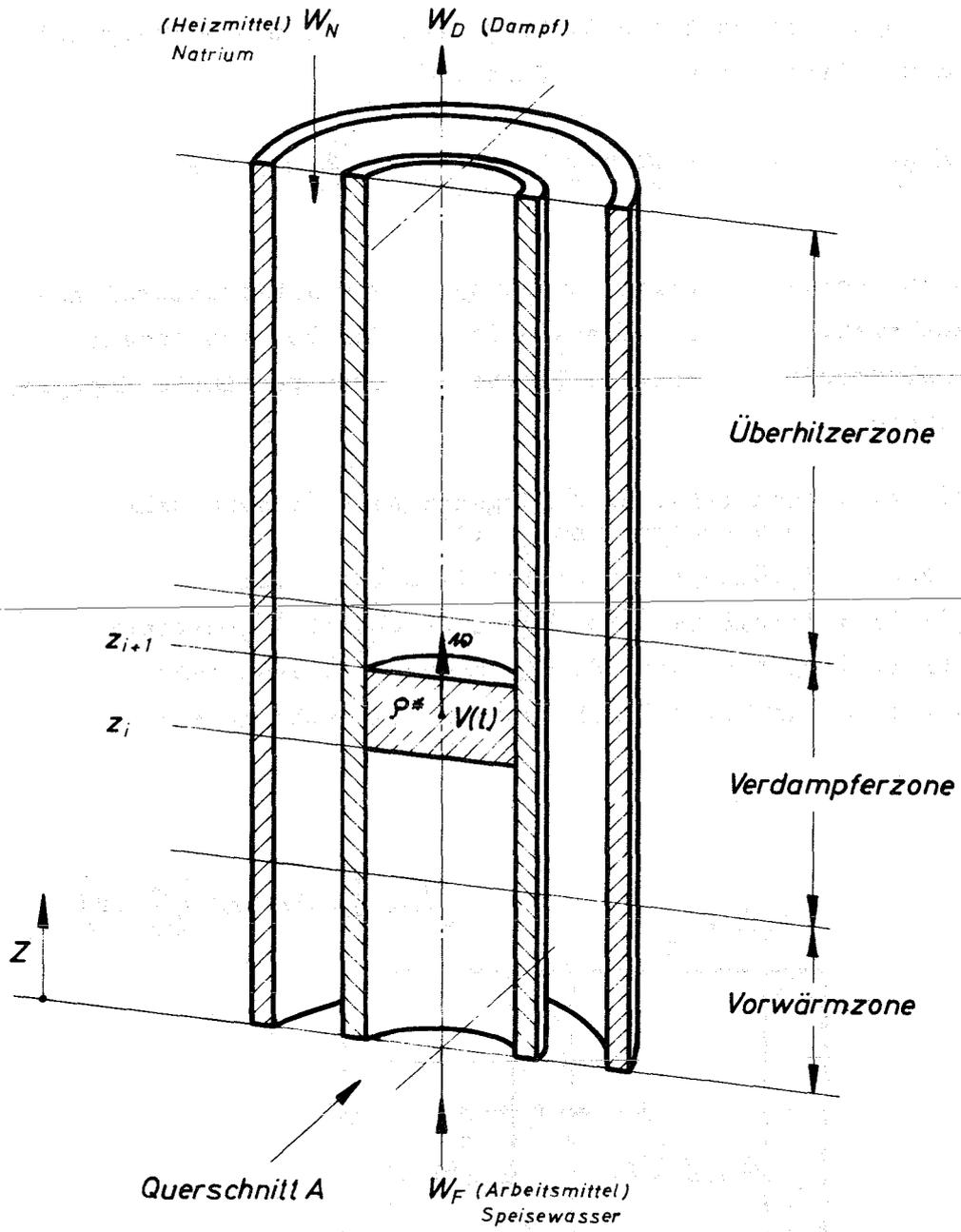


Bild 1

Schematische Darstellung eines Doppelrohrdurchlaufdampferzeugers

3.1 Einführung

An einem vereinfachten Teilmodell sollen die physikalischen Zusammenhänge anschaulich erörtert werden. Es wird eine willkürlich herausgegriffene Zone, z.B. die Vorwärmzone, betrachtet.

Für ein Volumenelement der Länge dz lautet dann die Energiebilanz ^{*)} im Arbeitsmittel Wasser (vgl. Bild 1a):

$$\dot{\phi} dz = A \frac{\partial}{\partial t} (H \cdot \rho) dz + A \frac{\partial}{\partial z} (G \cdot H) dz$$

In das Volumenelement einströmende Energie	zeitl. Änderung der Energie im Volumenelement	vom Arbeitsmittel aus dem Volumenelement transportierte Energie
--	---	---

$\dot{\phi} = \dot{\phi}(z, t)$ = Wärmeleistung / Längeneinheit (innere Rohrwand \rightarrow Arbeitsmittel)

A = konst. = Strömungsquerschnitt (Arbeitsmittel)

$H = H(z, t)$ = Enthalpie, über den Querschnitt A gemittelt

$\rho = \rho(z, t)$ = Dichte, über den Querschnitt A gemittelt

$G = G(z, t)$ = Durchsatz/Flächeneinheit (Arbeitsmittel)

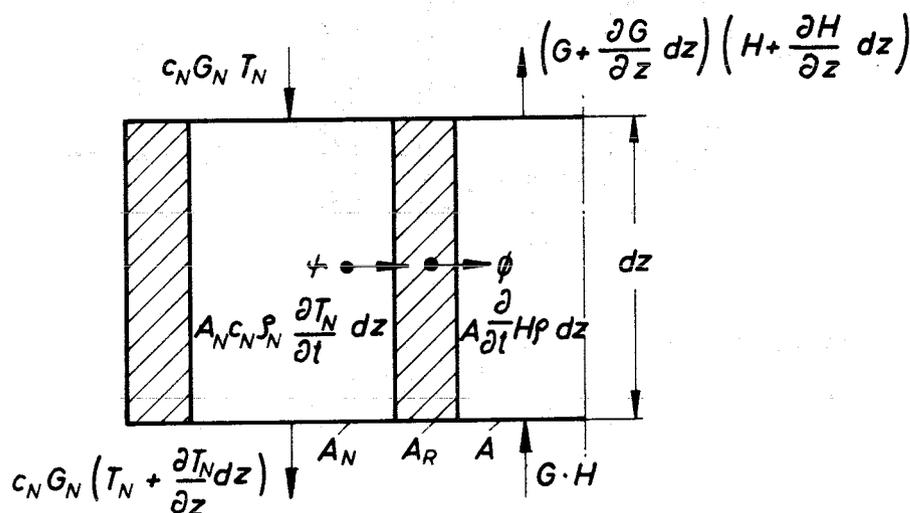


Bild 1a Schnitt durch ein Volumenelement

^{*)} Der Druckeinfluß und die kinetische Energie des Arbeitsmittels werden vernachlässigt.

In $\phi(z, t)$ gehen die Wärmeübergangszahl α und die Temperaturdifferenz zwischen Rohrwand und Arbeitsmittel ein. Durch die Integration über die gesamte Länge $(z_2 - z_1)$ der Vorwärmzone folgt dann:

$$\int_{z_1}^{z_2} \phi \, dz = A \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial}{\partial t} (H \cdot \rho) \, dz + A \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial}{\partial z} (G \cdot H) \, dz \quad \begin{array}{l} 1. \\ 2. \end{array}$$

Da die obere Grenze z_2 eine Funktion der Zeit ist (vergl. Bild 6), tritt bei der Umformung des 1. Integrales [14] ein zusätzlicher Term (3) auf.

$$A \cdot \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial}{\partial t} (H \cdot \rho) \, dz = A \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_1}^{z_2} H \cdot \rho \, dz - A H_2 \cdot \rho_2 \cdot \dot{z}_2 \quad 3.$$

Dieser bedeutet physikalisch die Energieänderung, die aufgrund der Längenänderung der Zone erfolgt. Bei schnellen Lastwechselvorgängen (Unfällen) beeinflusst er das Übergangsverhalten erheblich.

Für die Rohrwand und das Heizmittel (Natrium) folgen ähnliche Gleichungen: (vergl. Bild 1a)

$$\text{Rohr: } \psi \, dz = \phi \, dz + A_R c_R \rho_R \cdot \frac{\partial}{\partial t} \cdot T_r \, dz$$

$$\text{Heizmittel: } A_N c_N \frac{\partial}{\partial z} (G_N \cdot T_N) \, dz = \psi \, dz + A_N c_N \rho_N \cdot \frac{\partial}{\partial t} \cdot T_N \cdot dz$$

$\psi = \psi(z, t)$ = Wärmeleistung / Längeneinheit
(Heizmittel \rightarrow Rohrwand)

$A_R = \text{konst.}$ = Ringfläche des Innenrohres

$c_R =$ mittlere spezifische Wärme des Rohres

$\rho_R =$ mittlere Dichte des Rohres

$T_r = T_r(z, t)$ = Temperatur des Rohres, über die Dicke gemittelt

$A_N = \text{konst.}$ = Strömungsquerschnitt (Heizmittel)

$c_N =$ mittlere spezifische Wärme des Heizmittels

$G_N = G_N(z, t)$ = Durchsatz/Flächeneinheit (Heizmittel)

$T_N = T_N(t, z)$ = Temperatur des Heizmittels, über den Querschnitt gemittelt

ρ_N = mittlere Dichte des Heizmittels

Nach Ausführung der Integration und Umformung erhält man analoge Terme wie bei der oben beschriebenen Gleichung des Arbeitsmittels. Der Vorteil der variablen Zonenlänge liegt vor allem darin, daß die Längenänderung kontinuierlich erfaßt wird und daher nur eine verhältnismäßig grobe Unterteilung im Modell erforderlich ist.

3.2 Arbeitsmittel (Wasser, Dampf)

3.2.1 Massenbilanz

Es wird das skizzierte Volumen $V(t)$ in Bild 1 betrachtet.

$\rho^* = \rho^*(r, z, t)$ = Dichte des Arbeitsmittels in $V(t)$

$w = w(z, t)$ = Geschwindigkeit des Arbeitsmittels in $V(t)$

$z_i = z_i(t)$ = zeitlich sich ändernde Ortskoordinate

A = Strömungsquerschnitt des Arbeitsmittels
($A = \text{konst.}$)

Die Integration der Kontinuitätsgleichung über das Volumen $V(t)$ ergibt:

1.

2.

$$(1) \int_{V(t)} \frac{\partial}{\partial t} \rho^*(r, z, t) dV + \int_{V(t)} \text{div} [\rho^*(r, z, t) \cdot w(z, t)] dV = 0$$

Durch Einführung der über den Strömungsquerschnitt gemittelten Dichte

$$(2) \rho(z, t) = \frac{1}{A} \cdot \int_A \rho^*(r, z, t) dA$$

läßt sich für das 1. Integral schreiben:

$$(3) \int_{V(t)} \frac{\partial}{\partial t} \rho^*(r, z, t) dV = A \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial t} \rho(z, t) dz$$

Da die Grenzen des Integrals (z_i, z_{i+1}) Funktionen der Zeit sind, ist die Vertauschung der Reihenfolge von Differentiation und Integration nicht möglich. Für die Umformung gilt [14]:

$$(4) \quad A \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial t} \rho(z, t) dz = A \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_i}^{z_{i+1}} \rho(z, t) dz - A \cdot \rho(z_{i+1}, t) \cdot \dot{z}_{i+1} + A \cdot \rho(z_i, t) \dot{z}_i$$

Aus Gleichung (1) für den 2. Term folgt:

$$(5) \quad \int_{V(t)} \operatorname{div} [\rho^*(r, z, t) \cdot v(z, t)] dV = \int_{z_i}^{z_{i+1}} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \cdot \int_A \rho^*(r, z, t) \cdot v_z(z, t) dA \right\} dz$$

Durch Definition eines Massendurchsatzes pro Flächeneinheit G :

$$(6) \quad G(z, t) = \frac{1}{A} \cdot \int_A \rho^*(r, z, t) \cdot v_z(z, t) dA$$

und Zusammenfassung der Gleichungen (4) und (5) folgt dann die Kontinuitätsgleichung für variable Integrationsgrenzen:

$$(7) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_{z_i}^{z_{i+1}} \rho(z, t) dz \right\} - \rho(z_{i+1}, t) \dot{z}_{i+1} + \rho(z_i, t) \dot{z}_i + \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial z} G(z, t) dz = 0$$

Die Benutzung des Mittelwertes ermöglicht die Entwicklung:

$$(8) \quad G_{i+1}(t) - G_i(t) = -\rho_m^i(t) \cdot (z_{i+1} - z_i) - \dot{z}_{i+1} (\rho_m^i(t) - \rho_{i+1}^i(t)) + \\ - \dot{z}_i (\rho_i^i(t) - \rho_m^i(t))$$

*) Im Hinblick auf den Vergleich mit experimentellen Ergebnissen ist es zweckmäßig, diesen integralen Mittelwert einzuführen.

wobei bedeuten:

$$\begin{aligned} G_{i+1}(t) &= G(z_{i+1}, t) & \rho_{i+1}(t) &= \rho(z_{i+1}, t) \\ G_i(t) &= G(z_i, t) & \rho_i(t) &= \rho(z_i, t) \\ \rho_m^i(t) &= \frac{1}{z_{i+1} - z_i} \cdot \int_{z_i}^{z_{i+1}} \rho(z, t) dz \end{aligned}$$

3.2.2 Energiebilanz

Der allgemeine Energiesatz [15] wurde durch die folgenden Voraussetzungen vereinfacht:

- 1) Nur Energiezuführung durch die übertragende Fläche
(Strahlungsbeitrag = 0)
- 2) Einfluß der Schwerkraft vernachlässigbar (Zwangskonvektion)
- 3) Kein Beitrag der kinetischen Energie der Strömung zur Gesamtbilanz

Unter diesen Voraussetzungen gilt dann Gleichung (9):

$$(9) \quad \int \dot{q} dV = \int_{V(t)} \frac{\partial}{\partial t} (e \cdot \rho^*) dV + \int_{V(t)} \frac{\partial}{\partial z} i^* \rho^* v_z dV$$

Mit Berücksichtigung von

$$e = i^* - \frac{P}{\rho^*}$$

$e = e(r, z, t) =$ innere Energie pro Masseneinheit

$i^* = i^*(r, z, t) =$ Enthalpie " "

$P = P(r, z, t) =$ Druck

$v_z = |v|$

und den Definitionen von:

$$\tilde{H}(z, t) = \frac{1}{G} \left\{ \frac{1}{A} \int_A \rho^* v_z i^* dA \right\} = \text{durchflußgemittelte Enthalpie "mixing-cup enthalpy"}$$

$$\bar{H}(z, t) = \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{1}{A} \int \rho^* i^* dA \right\} = \text{volumengemittelte Enthalpie "static enthalpy"}$$

$$P(z, t) = \frac{1}{A} \int_A P^*(r, z, t) dA$$

läßt sich die Gleichung (9a) ableiten: (vergl. auch [16,17,18,7])

$$(9a) \int_{z_i}^{z_{i+1}} \phi dz = A \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial t} \bar{H} \rho dz - A \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial P}{\partial t} dz + A \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial z} \bar{H} G dz$$

Die Umformung der zeitabhängigen Integrale führt dann zu dem Energiesatz ^{*)}:

$$(10) \int_{z_i}^{z_{i+1}} \phi dz = A \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{z_i}^{z_{i+1}} \bar{H} \rho dz \right] - \dot{z}_{i+1} (A \bar{H}_{i+1} \rho_{i+1} - A P_{i+1}) + \dot{z}_i (A \bar{H}_i \rho_i - A P_i) - A \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_i}^{z_{i+1}} P dz + A \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial z} \bar{H} G dz$$

Die einzelnen Terme sollen jetzt approximiert werden:

$$(11) \int_{z_i}^{z_{i+1}} \phi dz = \frac{T_r^i(t) - T_f^i(t)}{R_{R/f}^i} \quad (\text{vgl. 3.3})$$

$$\int_{z_i}^{z_{i+1}} \phi dz = \text{gesamte Wärmemenge, die durch die Oberfläche strömt}$$

Als Näherung für das Integral $\frac{\partial}{\partial t} \int_{z_i}^{z_{i+1}} (A \bar{H} \rho) dz$ setzt man an:

*) Aus Übersichtlichkeitsgründen wird im folgenden an den Stellen, wo ein Irrtum ausgeschlossen ist, die funktionale Abhängigkeit im Gleichungssystem nicht erwähnt.

$$(12) \quad \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_i}^{z_{i+1}} (A \bar{H} \rho) dz = A \cdot \frac{d}{dt} \int_{z_i}^{z_{i+1}} \bar{H}_m^i \cdot \rho_m^i (z_{i+1} - z_i) dz$$

$$\text{wobei } \bar{H}_m^i = \frac{\int_{z_i}^{z_{i+1}} \bar{H} \rho dz}{\rho_m^i (z_{i+1} - z_i)} \quad \text{ist.}$$

Analog folgt dann für das 2. Integral:

$$(13) \quad \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial z} (A G \tilde{H}) dz = A G_{i+1} \cdot \tilde{H}_{i+1} - A G_i \cdot \tilde{H}_i$$

$$\tilde{H}_{i+1}(t) = \tilde{H}(z_{i+1}, t); \quad \tilde{H}_i(t) = \tilde{H}(z_i, t)$$

und für

$$(14) \quad \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_i}^{z_{i+1}} A P dz = A \frac{d}{dt} \int_{z_i}^{z_{i+1}} P_m^i \cdot (z_{i+1} - z_i) dz$$

$$P_m^i(t) = \frac{\int_{z_i}^{z_{i+1}} P \cdot dz}{z_{i+1} - z_i}$$

Für den angenäherten Energiesatz gilt dann:

$$(15) \quad \frac{T_r^i(t) - T_f^i(t)}{R_{R/f}^i} = A \frac{d}{dt} \int_{z_i}^{z_{i+1}} \bar{H}_m^i \cdot \rho_m^i (z_{i+1} - z_i) dz + A G_{i+1} \cdot \tilde{H}_{i+1} - A G_i \cdot \tilde{H}_i$$

$$- A \frac{d}{dt} \int_{z_i}^{z_{i+1}} P_m^i \cdot (z_{i+1} - z_i) dz + \dot{z}_{i+1} \int_{z_i}^{z_{i+1}} A P_{i+1} - A \cdot \rho_{i+1} \bar{H}_{i+1} dz - \dot{z}_i \int_{z_i}^{z_{i+1}} A P_i - A \rho_i \bar{H}_i dz$$

3.2.3 Impulserhaltungssatz

Setzt man voraus:

1. der Druck P ist konstant über dem Strömungsquerschnitt,
2. die Reibungskraft ist proportional dem Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit
3. die Reibungskräfte zwischen den Flüssigkeitsteilchen und zwischen der Wasser- und Dampfphase sind zu vernachlässigen,

so läßt sich nach ähnlichen Umformungen wie beim Energiesatz unter Berücksichtigung der Definition für den Massenstrom pro Flächeneinheit und der mittleren Dichte der Impulssatz ableiten:

$$\begin{aligned}
 & \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial t} (A G) dz + \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial z} (A G^2 \cdot u) dz = \\
 (16) \quad & - g \int_{z_i}^{z_{i+1}} A \rho dz - \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial z} (A P) dz - \int_{z_i}^{z_{i+1}} \left(\frac{A}{2D} \cdot f \cdot u G^2 \right) dz
 \end{aligned}$$

Diese fünf Integrale können durch Mittelwertbildung angenähert werden, und man erhält dann den vereinfachten Impulssatz:

$$\begin{aligned}
 P_i - P_{i+1} &= \frac{d}{dt} \left[G_m^i (z_{i+1} - z_i) \right] + G_{i+1}^2 \cdot u_{i+1} - G_i^2 \cdot u_i + g \cdot \rho_m^i (z_{i+1} - z_i) \\
 (17) \quad & + \frac{f}{2D} (G_m^i)^2 \cdot u_m^i (z_{i+1} - z_i) - G_{i+1} \cdot \dot{z}_{i+1} + G_i \cdot \dot{z}_i
 \end{aligned}$$

3.3 Rohrwandung

Der Zusammenhang zwischen Wärmefluß durch die Rohrwand, Temperatur, Leitvermögen und Zeit wird durch die Wärmeleitungsgleichung beschrieben. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß die Segmentlänge ($z_{i+1} - z_i$) sich zeitlich ändert. Die Wärmekapazität des Rohrwandsegments ist also nicht nur eine Funktion der zeitlichen Temperaturänderungen, sondern auch der Längenänderung. Es mußte daher aus der allgemeinen Wärmeleitungsgleichung eine Gleichung für diesen Fall entwickelt werden.

$$(18) \quad \int_{V_r(t)} \frac{\partial}{\partial t} [\rho \mathcal{D}(r, z, t)] dV_r = \int_{V_r(t)} \frac{1}{c_R \rho_R} \operatorname{div} (\lambda_R \operatorname{grad} \mathcal{D}(r, z, t)) dV_r$$

Betrachtet man zunächst nur die linke Seite dieser Gleichung und führt die mittlere Temperatur $T_r(z, t)$ in bezug auf den Radius ein, dann folgt nach weiteren Umformungen die Beziehung (19): vgl. Anhang, S. A1)

$$(19) \quad K_1 \cdot \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial t} T_r(z, t) dz = K_1 \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{z_i}^{z_{i+1}} T_r(z, t) dz \right] - K_1 \cdot T_r(z_{i+1}, t) \dot{z}_{i+1} \\ + K_1 \cdot T_r(z_i, t) \dot{z}_i$$

$$K_1 = \pi \cdot (r_h^2 - r_d^2)$$

Es wird vorausgesetzt:

- 1) $c_R, \rho_R, \lambda_R = \text{konst. im jeweiligen Volumensegment}$
- 2) $\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial r} = 0$
- 3) $\frac{\partial^2 \mathcal{D}}{\partial z^2} = 0$ ("Temperaturprofil" in der z-Richtung "flach";
Wärmeleitung nur radial)

Durch Übergang zu Zylinderkoordinaten unter Berücksichtigung der Fourier-Beziehung erhält man für die rechte Seite der Gleichung (18):

$$(20) \quad \frac{\lambda_R}{c_R \cdot \rho_R} \int_{V_r(t)} \text{div grad } \mathcal{J}(r, z, t) dV_r = \frac{2 \cdot \pi}{c_R \cdot \rho_R} \int_{z_i}^{z_{i+1}} (r_h q_{rh} - r_d q_{rd}) dz$$

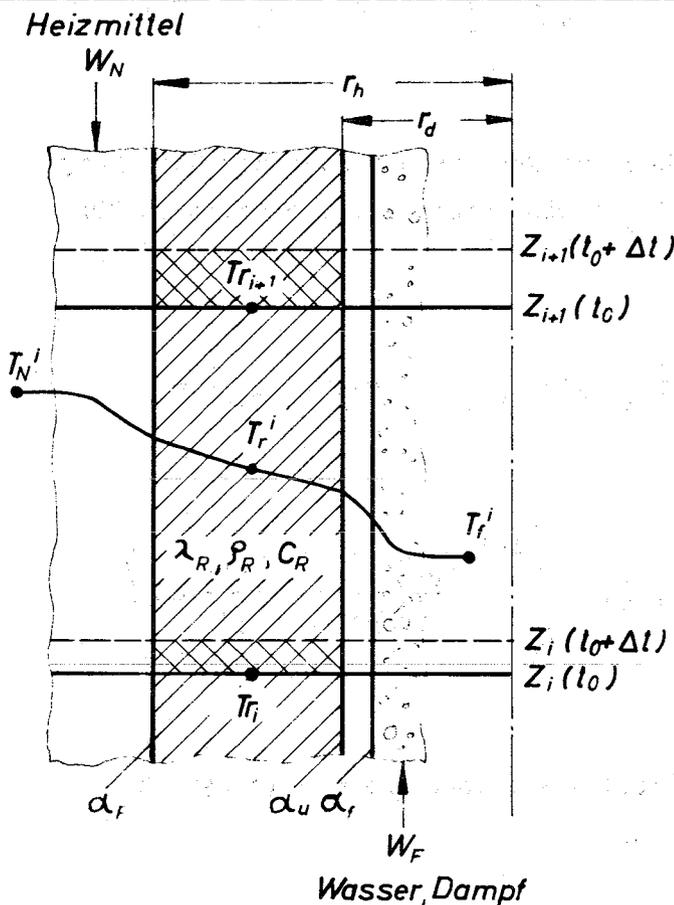
$q_{rh}(z, t)$ und $q_{rd}(z, t)$ werden approximiert durch:

$$(21) \quad \psi = q_{rh} = \frac{T_N(z, t) - T_r(z, t)}{R_{Na/R} \cdot F_{rh}} ; \quad \phi = q_{rd} = \frac{T_r(z, t) - T_f(z, t)}{R_{R/f} \cdot F_{rd}}$$

$R_{Na/R}, R_{R/f}$ = Wärmeleitwiderstände [19]

$F_{rh} = 2 \cdot \pi \cdot r_h (z_{i+1} - z_i)$ = wärmeübertragende Flächen

$F_{rd} = 2 \cdot \pi \cdot r_d (z_{i+1} - z_i)$



- α_p = Wärmeübergangszahl
Natrium → Rohrwand
- λ_R = Therm. Leitfähigkeit der
Rohrwand
- α_u = fiktive Wärmeübergangszahl
der "Schmutzschicht"
- α_f = Wärmeübergangszahl
Rohrwand (Schmutzschicht)
→ Arbeitsmittel

Bild 2 Schnitt durch die Rohrwand

Für die Wärmeleitwiderstände wird angesetzt [19]:

$$(22) \quad R_{Na/R}^i = \frac{1}{\alpha_p \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_h (z_{i+1} - z_i)} + \frac{\ln(r_h/r_m)}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_R (z_{i+1} - z_i)}$$

$$(23) \quad R_{R/f}^i = \frac{\ln(r_m/r_d)}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_R (z_{i+1} - z_i)} + \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot r_d \alpha_u (z_{i+1} - z_i)} + \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot r_d \alpha_f (z_{i+1} - z_i)}$$

Aus den Gleichungen (20) und (21) folgt damit:

$$(24) \quad \frac{\lambda_R}{c_R \cdot \rho_R} \int_{V_R} \text{div grad } \vartheta(r, z, t) dV_R = \frac{2 \cdot \pi}{c_R \cdot \rho_R} \int_{z_i}^{z_{i+1}} \left[r_h \frac{T_N(z, t) - T_r(z, t)}{R_{Na/R}^i \cdot F_{rh}} \right] dz - \frac{2 \cdot \pi}{c_R \cdot \rho_R} \int_{z_i}^{z_{i+1}} \left[r_d \frac{T_r(z, t) - T_f(z, t)}{R_{R/f}^i \cdot F_{rd}} \right] dz$$

Durch Gleichsetzen von Gl. (19) und (24) und Berücksichtigung der Beziehung für die übertragenden Flächen F_{rh} und F_{rd} ergibt sich dann die Relation für die Wärmeleitung in der Rohrwand:

$$(25) \quad K_1 \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{z_i}^{z_{i+1}} T_r(z, t) dz \right) - T_r(z_{i+1}, t) \dot{z}_{i+1} + T_r(z_i, t) \dot{z}_i \right] = \frac{1}{c_R \cdot \rho_R} \left\{ \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{T_N(z, t) - T_r(z, t)}{R_{Na/R}^i (z_{i+1} - z_i)} dz - \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{T_r(z, t) - T_f(z, t)}{R_{R/f}^i (z_{i+1} - z_i)} dz \right\}$$

Führt man für $T_r(z, t)$, $T_N(z, t)$, $T_f(z, t)$ die entsprechenden integralen Mittelwerte ein, so läßt sich schreiben:

$$\begin{aligned}
 & K_1 c_R \rho_R \left[\dot{T}_R^i(t) (z_{i+1} - z_i) + \dot{z}_{i+1} (T_R^i(t) - T_{R,i+1}(t)) + \dot{z}_i (T_{R,i}(t) - T_R^i(t)) \right] = \\
 (26) \quad & = \frac{T_N^i(t) - T_R^i(t)}{R_{Na/R}^i} - \frac{T_R^i(t) - T_F^i(t)}{R_{R/f}^i}
 \end{aligned}$$

Gl. (26) stellt die Energiebilanz eines in der Länge variablen Rohrwand-segments dar. Die \dot{z}_{i+1} - und \dot{z}_i -Glieder berücksichtigen dabei die im transien-ten Fall hinzukommenden Energieanteile der Wandelemente. In Bild 2 sind die-
se schraffiert eingezeichnet.

3.4 Heizmittel (Natrium)

Es wird vorausgesetzt:

$$a) \quad \rho_N = \rho_N(z)$$

$$b) \quad P_m = P_N = \text{konst. im gesamten Dampferzeuger}$$

In Anbetracht der relativ geringen Änderung der Heizmitteldichte und des kleinen Druckabfalls sind diese Annahmen gerechtfertigt. Die in Abschnitt 3.2 abgeleiteten Gleichungen können wesentlich vereinfacht werden. Aus den Glei-
chungen (8) und (15) folgen dann für die Massenbilanz:

$$(27) \quad G_{N,i}(t) - G_{N,i+1}(t) = \dot{z}_{i+1} \left(\frac{\rho_{N,i+1} - \rho_{N,i}}{2} \right) + \dot{z}_i \left(\frac{\rho_{N,i+1} - \rho_{N,i}}{2} \right)$$

$$\text{und für die Energiebilanz: } \left[C_i = A_N \cdot \rho_{N,i} \cdot c_N, C_{i+1} = A_N \cdot \rho_{N,i+1} \cdot c_N \right]$$

$$\begin{aligned}
 (28) \quad & A_N c_N (G_{N,i+1}(t) \cdot T_{N,i+1}(t) - G_{N,i}(t) \cdot T_{N,i}(t)) = -\dot{z}_{i+1} \cdot C_{i+1} \cdot T_{N,i+1}(t) + \\
 & + (A_N \rho_N^i \cdot c_N + A_R^a \cdot c_R \cdot \rho_R) \frac{d}{dt} \left[T_N^i(t) (z_{i+1} - z_i) \right] + \frac{T_N^i(t) - T_R^i(t)}{R_{Na/R}^i} + \\
 & + \dot{z}_i \cdot C_i \cdot T_{N,i}(t)
 \end{aligned}$$

3.5 Wärmeübergangszahlen

3.5.1 Arbeitsmittel

Im Zwangsdurchlaufkessel strömt das Arbeitsmittel parallel zur Heizfläche. Die Wärmeübergangszahl α_w in der Vorwärmzone wird nach den bekannten Gleichungen für den konvektiven Wärmeübergang bestimmt. Nach Hausen [20,21] gilt:

$$\text{Nu} = 0,037 \cdot [\text{Re}^{0,75} - 180] \text{Pr}^{0,42} \cdot [1 + (\frac{d}{L})^{2/3}] \cdot (\frac{\eta_w}{\eta_r})^{0,14}$$

Die Stoffwerte sind bei mittlerer Mediumtemperatur, η_r bei Wandtemperatur einzusetzen. Diese Formel ist, bei Vergleich mit Versuchsergebnissen, für Flüssigkeiten genauer zutreffend als für Gase [21]. Den Einfluß der Rohrlänge zeigt die folgende Tabelle.

d/L	1	10	100	1000
$1 + (\frac{d}{L})^{2/3}$	2	1,21	1,04	1,02

Im Verdampferteil, auch Siedezone genannt, findet die vollständige Verdampfung statt. Da der Dampfgehalt stetig bis zum Verdampfungsendpunkt steigt, werden verschiedene Strömungsformen ("flow patterns") durchlaufen [22,23]. Zwischen den Bereichen Blasenstrom am Eintritt der Siedezone und Nebelstrom am Austritt ändern sich die Wärmeübergangszahlen erheblich. Pracht [24], Schmidt [25], Styrikowitch [26] und andere untersuchten experimentell den Wärmeübergang im Zweiphasengemisch und ermittelten die maximal auftretenden Rohrwandtemperaturen in Bensonkesseln. In Bild 3 sind die Wärmeübergangszahlen der Versuche von Pracht [24] bei 150 ata, dem ungefähren Arbeitsbereich neuzeitlicher natriumbeheizter Durchlauf-Dampferzeuger, dargestellt. Im Gebiet kleinen Dampfgehalts erfolgt zunächst ein Ansteigen des Wärmeübergangs, der durch eine Verbesserung der Turbulenz in der Randschicht leicht erklärt werden kann. Dann bleibt die Wärmeübergangszahl annähernd konstant bis zu einem mittleren Dampfgehalt X von ca. 0,5. Charakteristisch für den Zweiphasenfluß ist dann der steile Abfall

von α oberhalb von 0,5. Die Wärmeübergangszahlen fallen von etwa 22 000 - 25 000 kcal/m²h°C im Gebiet des Ringnebelstromes bis auf ca. 1/10 dieser Werte ab. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen von Schejkin und Wolkowa [27] zeigen ebenfalls diesen charakteristischen Abfall. Parker und Grosh [28] führten ihre Untersuchungen an einer künstlichen Nebelströmung bei 2 atm durch. Es erscheint nicht sinnvoll, die Ergebnisse auf die Verhältnisse in Dampferzeugern zu extrapolieren. Qualitativ läßt sich aus den Ergebnissen die gleiche Tendenz wie aus den Styrikowitch-Versuchen [29] herauslesen.

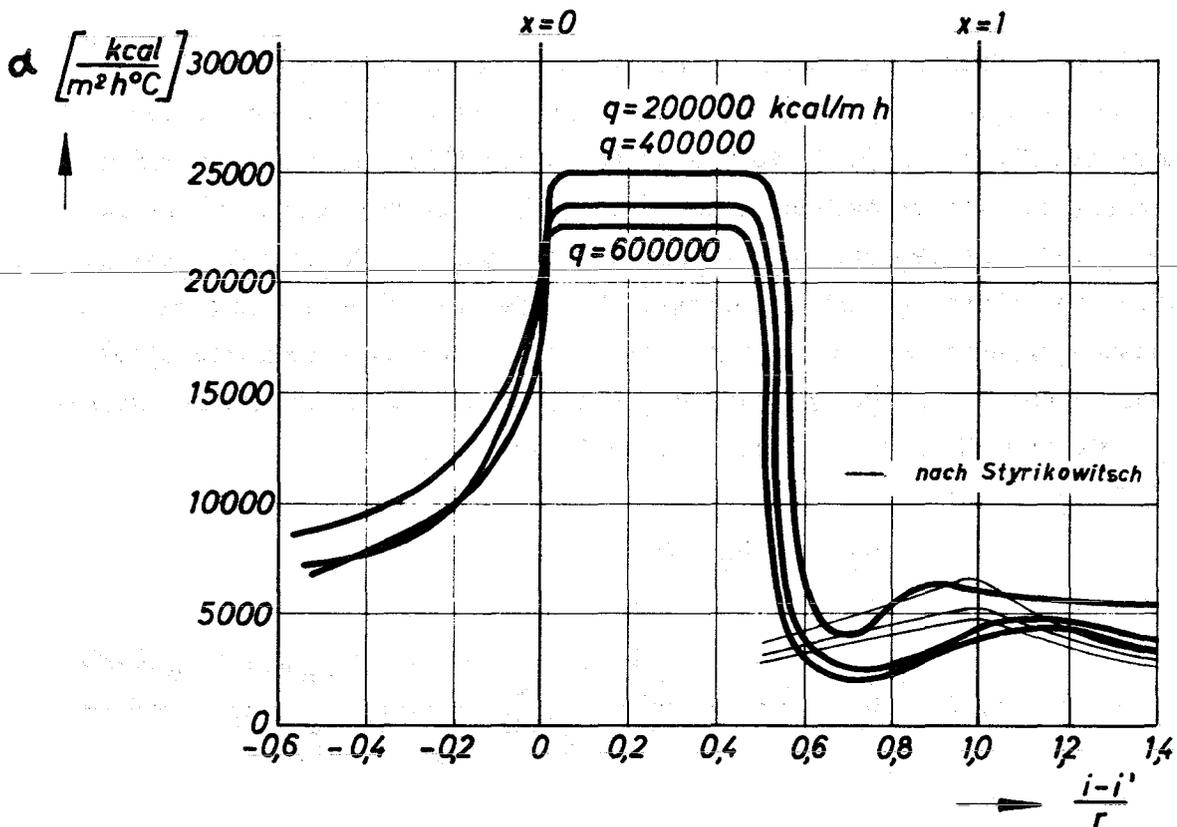


Bild 3

Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Heizflächenbelastungen in Abhängigkeit vom Dampfgehalt nach Pracht [24]
 [Vertikales Rohr, $\phi = 19$ mm, $p = 150$ atm]

Theoretische Arbeiten über den Wärmeübergang im Zweiphasenflußgebiet sind in den letzten Jahren, bedingt durch die Entwicklung der Siedewasserreaktoren, in großer Zahl erschienen. Sie hier aufzuzählen würde weit vom Thema der Arbeit abweichen und einen klaren Überblick erschweren. Stattdessen sollen nur einige zusammenfassende Arbeiten angeführt werden, die im näheren Zusammenhang mit der erzwungenen Konvektionskühlung bei vollständiger Verdampfung stehen. Collier [30] gibt in seinem Bericht sowohl einen guten Überblick über die Kühlung durch Nebelströmung im Kern von Leistungsreaktoren als auch Empfehlungen für Übergangskorrelationen. Rohsenow [31] empfiehlt in einer neuen Arbeit Wärmeübergangszahlen bei Zwangskonvektionskühlung. Für das unterkühlte Sieden wird danach die beste Übereinstimmung mit dem Experiment durch die Bergles-Rohsenow-Beziehung [32] gegeben.

Im Bereich mit höherem Dampfgehalt (Kernsieden, Ringnebelstrom) stimmt die Chen-Korrelation [33,34] mit Abweichungen bis $\pm 12\%$ am besten mit Messungen überein [35]. Aber auch das unterkühlte Sieden wird durch sie befriedigend wiedergegeben. Chen überlagert in seiner Beziehung zwei Einflüsse, und zwar den Beitrag des Kernsiedens und den Beitrag der Zwangskonvektion des flüssigen Arbeitsmittels. Da jeder einzelne Beitrag von den Strömungsbedingungen abhängt, entwickelt er empirisch zwei dimensionslose Funktionen F und S, die den Einfluß des Konvektions- und Siedeanteils wichtigemäßig erfassen. Nach [34] gilt (siehe 7. Symbole) :

$$\alpha_{s1} = h_s + h_{kon}$$

$$\alpha_{s1} = S \cdot 1,22 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\lambda_w^{0,79} \cdot c_w^{0,45} \cdot \rho_w^{0,49} \cdot g^{0,25} \cdot \Delta T^{0,24} \cdot \Delta P^{0,25}}{\sigma^{0,5} \cdot \eta^{0,29} \cdot h_{fg}^{0,24} \cdot \rho_s^{0,24}}$$

$$+ F \cdot 2,3 \cdot 10^{-2} \cdot Re_w^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \cdot \frac{\lambda_w}{D}$$

Schrock und Großmann [36] geben eine Gleichung an, die gut mit Meßergebnissen der Columbia-University [37] und der AERE [38] übereinstimmt.

Für das Gebiet der Nebelströmung (Sattdampf) leiten Bromley, LeRoy und Robbers [39] eine Beziehung ab, die mit Experimenten an höheren Kohlen-

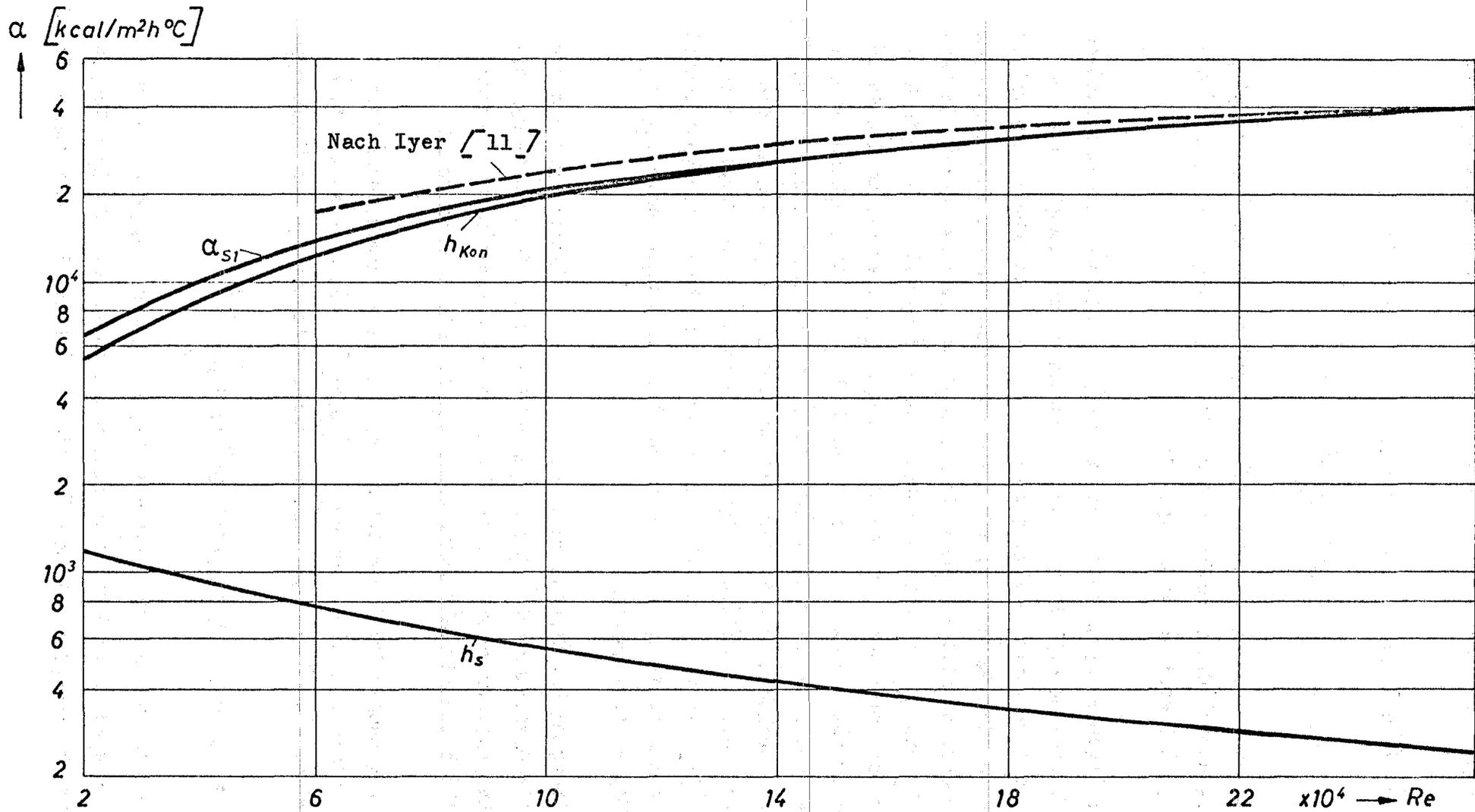


Bild 4 Wärmeübergangszahl α_{SI} für die Verdampferzone ($0 \leq x \leq 0,5$) und ihre beiden gewichteten Anteile, Kernsieden h_s und Zwangskonvektion h_{Kon} als Funktion der Reynold-Zahl

wasserstoffen in horizontalen Rohren eine befriedigende Übereinstimmung zeigt.

Styrikowitch [29] empfiehlt die Martinelli-Lockhart-Gleichung:

$$\text{Nu} = 2,3 \cdot 10^{-2} \cdot \text{Re}_w^{0,8} \cdot \text{Pr}^{0,8}$$

Der Verlauf von Pr als Funktion der Temperatur für 200 und 250 atm wird von ihm angegeben. Ein Vergleich mit den Messungen von Pracht [24] ergibt eine gute Übereinstimmung (vgl. Bild 3).

In den vorliegenden dynamischen Untersuchungen wurde die Chen-Korrelation für die Bereiche unterkühltes Sieden, Kernsieden und Ringnebelstrom benutzt. Diese Korrelation stimmt gut mit dem Experiment überein und gestattete zugleich die Möglichkeit, mit einer Beziehung mehrere Strömungsbereiche zu überdecken. Mittels eines kleinen Digitalprogramms wurden die beiden Terme h_s und h_{kon} berechnet. Dabei zeigte sich, daß selbst beim Einsetzen der optimalen Werte in den Siedeanteil h_s dieser ca. um den Faktor 100 kleiner ist als der Konvektionsanteil h_{kon} im untersuchten Arbeitsbereich der hohen Reynoldszahlen. Im Bild 4 sind die Ergebnisse dargestellt. Es war daher zulässig, den Siedeanteil zu vernachlässigen und nur den Konvektionsanteil zu berücksichtigen. Interessant für den Vergleich ist, daß Iyer [11] in einer kürzlich veröffentlichten Studie die gestrichelt eingezeichneten Werte angibt, die von der benutzten Kurve α_{s1} verhältnismäßig wenig abweichen.

Der Wärmeübergang bei Nebelströmung wird, wie oben erörtert, gut von der Styrikowitch-Gleichung beschrieben. Demzufolge wurde sie auch im dynamischen Rechenprogramm verwendet. Als Funktion des bezogenen Durchsatzes sind in Bild 5 die Wärmeübergangszahlen α_{s2} graphisch aufgetragen.

Wärmeübergangszahlen für überhitzten Dampf im Innern kreisrunder Rohre werden von mehreren Autoren empfohlen [40,41]. Nach neueren Arbeiten von Sutherland [42] gilt die Wärmeübergangsbeziehung für das Kreisrohr:

$$\text{Nu} = 2,1 \cdot 10^{-2} \cdot \text{Re}^{0,8} \cdot \text{Pr}^{0,6} \cdot \left(\frac{T_D}{T_r} \right)^{0,575}$$

Dabei ist T die absolute Temperatur in °K, D steht für Dampf und r für die beheizte Wand. Alle Stoffwerte beziehen sich auf die mittlere Temperatur. Diese Beziehung stimmt gut überein mit der Arbeit von Stephan [43].

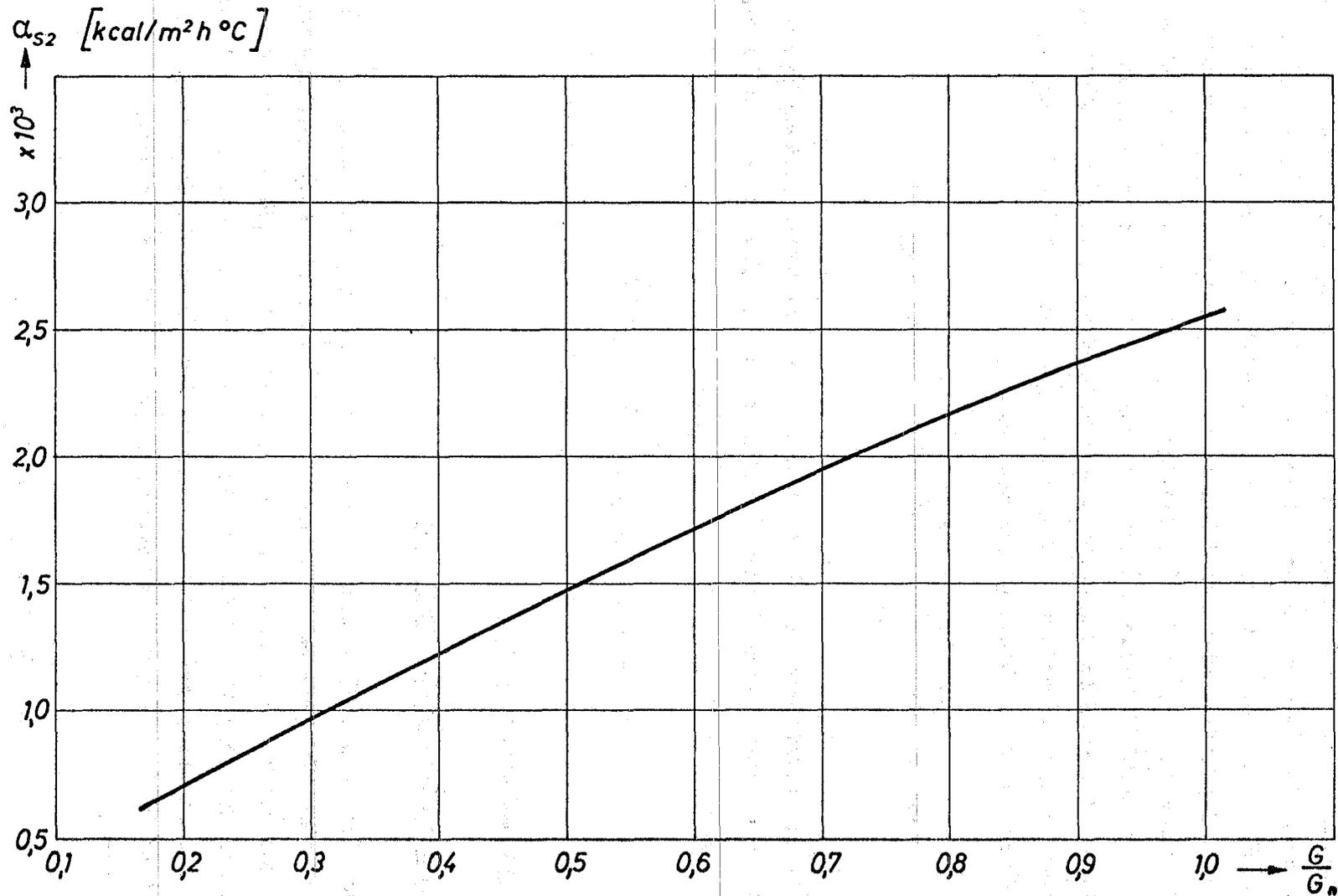


Bild 5 Wärmeübergangszahl α_{s2} für Nebelströmung ($0,5 \leq x \leq 1$) als Funktion des bezogenen Durchsatzes

3.5.2 Heizmittel

In der Literatur werden mehrere Wärmeübergangsbeziehungen für flüssiges Natrium bei turbulenter Strömung angegeben [44,56]. Der Anwendungsbereich der Formeln ist bestimmt durch die Art der Strömung (z.B. Rohrströmung, Rohrbündel oder Ringspalt) und durch die Pe-Zahl. Zur Bestimmung der Pe-Zahl werden die Stoffwerte für das spezifische Gewicht γ_N , die spezifische Wärme c_N und für die Leitfähigkeit λ_N auf eine mittlere Natriumtemperatur (460°C) bezogen. (Diese Annahme ist zulässig, da sich die Stoffwerte in dem interessierenden Temperaturbereich von $360 - 560^\circ\text{C}$ nur in engen Grenzen verändern.) Durch diese Maßnahme wird die Pe-Zahl nur eine Funktion der Strömungsgeschwindigkeit w_N .

$$Pe = \frac{3600 \cdot \gamma_N \cdot d_h \cdot c_N \cdot w_N}{\lambda_N} = \text{konst.} \cdot w_N$$

Für die Natriumströmung in einem Ringspalt mit der Wärmeübertragung an die Rohrwand des inneren konzentrischen Rohres (Dampferzeuger mit Doppelrohr) ergibt sich dann nach Dwyer [56]:

$$Nu = 5,86 + 2,08 \cdot 10^{-2} \cdot Pe^{0,78} \quad *)$$

3.6 Lösung des Gleichungssystems

3.6.1 Allgemeine Stabilitätsbetrachtung

Bei der Lösung des Gleichungssystems kommt Bedeutung dem Vorgang zu, wie sich entstehende Temperaturstörungen des Heizmittels (Arbeitsmittels) längs der Rohre fortpflanzen. Die Art der Nachbildung dieses einzelnen Vorganges hat erheblichen Einfluß auf die Güte der Lösung. Es ist oft üblich, die mittlere Temperatur (T_m) als arithmetischen Mittelwert zwischen Eintritts (T_E)- und Austrittstemperatur (T_A) im Rohrleitungssegment zu definieren:

$$T_m = \frac{1}{2} (T_E + T_A) = T_E + 0,5 \cdot \Delta T$$

*) vgl. Anhang

Läubli [45] untersuchte das Übertragungsverhalten von Flüssigkeiten in Rohren an einem Modell. Er unterteilte den Strömungskanal (Rohr) in n -Segmente und näherte die Austrittstemperatur jedes Segmentes durch den genannten arithmetischen Mittelwert an. Durch die Analyse des Übergangsverhaltens, in bezug auf sprungförmige Temperaturstörungen am Kanaleintritt, erhielt er eine Bedingung zwischen der Segmentzahl n , die umgekehrt proportional der Rohrsegmentlänge ΔL ist und einer dimensionslosen Kenngröße $\Delta \mathcal{K}$. Diese Bedingung, die erfüllt sein muß, um stabile Lösungen zu erhalten, lautet: $0,5 \cdot \Delta \mathcal{K} < 1$.

Inwieweit ein Rohrsegment dynamisch "kurz" oder "lang" ist, geht nicht unmittelbar aus der Rohrsegmentlänge ΔL hervor, sondern wird durch die Kenngröße $\Delta \mathcal{K}$ beschrieben:

$$\Delta \mathcal{K} = \frac{\alpha \cdot U \cdot \Delta L}{A \cdot \rho \cdot c \cdot v_z}$$

$$T_t = \frac{\Delta L}{v_z}$$

$$T_D = \frac{A \cdot \rho \cdot c}{U \alpha}$$

$\Delta \mathcal{K}$ = Verhältnis von Durchlaufzeit T_t zur Speicherzeitkonstanten T_D des Durchflußmediums

Abschätzungen ergaben nach Anwendung dieser Formel auf den speziellen natriumbeheizten Dampferzeuger, daß eine Rohrsegmentlänge von 7 m in der Verdampferzone nicht wesentlich überschritten werden sollte. Aufgrund dieser Überlegungen ist bei einer Verdampferzonenzlänge von ca. 10 m daher eine zweifache Unterteilung notwendig. Bezüglich der Variation der Wärmeübergangszahl könnte man an eine dreifache Unterteilung dieser Zone denken, aber im Hinblick auf die oft begrenzte Maschinenkapazität wird man sich mit einer zweifachen begnügen. Diese Einschränkung wird auch dadurch gerechtfertigt, daß die Wärmeübergangszahl α als Funktion vom Dampfgehalt im wesentlichen durch zwei charakteristische Gebiete, die sprungförmig ineinander übergehen, gekennzeichnet ist. (vgl. Bild 3)

Für die dynamischen Untersuchungen des Dampferzeugers ergibt sich zusammenfassend also die folgende Unterteilung:

Überhitzerzone:	1-fach
Verdampferzone:	2-fach
Vorwärmzone :	1-fach

3.6.2 Schlupf, Dichte, Enthalpie und Reibungsdruckabfall im Zweiphasenflußgebiet

Prinzipiell gestattet das mathematische Modell, den Schlupf [46] zwischen der Dampf- und Wassergeschwindigkeit in der Verdampferzone zu berücksichtigen. Eine feststehende Tatsache ist jedoch, daß der Schlupf sich mit wachsendem Druck vermindert und bei Annäherung an die kritische Dampfspannung verschwindet. In dem Druck-Betriebsbereich moderner Dampferzeuger ($0,7 \leq P/P_{\text{krit}} \leq 1$) scheint somit der mittlere Schlupf nur noch geringen Einfluß auf die Dynamik zu haben [47]. Als Basis für die Untersuchung wird daher auch das homogene Flußmodell (homogene Verteilung von Wasser und Dampf im Strömungskanal) betrachtet. Für dieses kann man einsetzen: [16]

$$v_w = v_D = v_z$$

$$(29) \quad \rho_i = \frac{1}{u^i} = \frac{1}{u_w^i(1-X) + u_D^i X} \quad i = 2,3$$

$$(30) \quad G = \rho \cdot v_z$$

$$(31) \quad \bar{H} = \tilde{H} = H^i = H_w^i(1-X) + H_D^i \cdot X$$

Für den Reibungsdruckabfall im Zweiphasenflußgebiet bei erfolgreicher vollständiger Verdampfung erscheint das homogene Flußmodell sogar besser geeignet als Modelle, die den Schlupf berücksichtigen [48,35]. Abgesehen davon ergeben sich mathematische Vereinfachungen, die sich hinsichtlich der verfügbaren Rechenkapazität deutlich bemerkbar machen. Das spezifische Volumen im Reibungsfaktor der Gl. (17) errechnet sich dann nach Gl. (29).

3.6.3 Lösungsmethode, Vereinfachungen und Zeitverzögerungen

In jeder Zone sind die Gleichungen (8), (15), (17), (26), (27) und (28) zu lösen. Da in diesen sechs Gleichungen neun Unbekannte auftreten ($G_i, \rho^i, z_i, T_r^i, T_f^i, H_m^i, P_i, G_{N,i}, T_{N,i}$), müssen drei eliminiert werden. Hierzu geht man folgendermaßen vor:

1. Die Arbeitsmitteldichte ρ^i wird als Funktion des Druckes und des Dampfgehaltes - in der Überhitzerzone als Funktion von Druck und Temperatur - vorgegeben und in den Funktionsgeneratoren gespeichert (vgl. Anhang, S. A2).
2. Die Arbeitsmitteltemperatur T_f^i in der Überhitzerzone errechnet man aus der Abhängigkeit von Enthalpie und Druck mittels der in Funktionsgeneratoren gespeicherten Werte der Wasserdampf-tafel. In der Verdampferzone folgt diese unmittelbar aus dem Sättigungsdruck.
 $T_f^i = f(P)$ (vgl. Anhang, S. A4)
3. Die Zonengrenzen z_i werden durch die Enthalpien festgelegt:

$$\begin{aligned} H_2 &= H(z_2) = \text{Sättigungsenthalpie (siedendes Wasser)} \\ H_3 &= H(z_3) = \text{Dampfgehalt (X = 0,5)} \\ H_4 &= H(z_4) = \text{Gesättigter Dampf (X = 1)} \end{aligned}$$

Hiermit ist eine eindeutige Zuordnung zwischen den z_i ($i = 2, 3, 4$) und den Enthalpien H_i gegeben. Anstatt die z_i direkt aus den eingangs erwähnten Gleichungen zu eliminieren, wird ein anderer Weg gewählt.

Eine Verschiebung der Zonengrenzen z_i erfolgt, wenn die Energiebilanz gestört wird und demzufolge die momentane Austrittsenthalpie $H_i(t)$ vom stationären Wert $H_{i,0}(P)$ abweicht. Für die Vorwärmzone z.B. heißt das, daß sich z_2 so lange ändern wird, bis wieder die Sättigungsenthalpie $H_{2,0}$ erreicht ist. Das Zeitintegral $\int (H_i(t) - H_{i,0}(P)) dt$ ist ein Maß für die Änderung von z_i . Zur programmtechnischen Erfassung der Änderungen werden diese auf den stationären Ausgangszustand bezogen:

$$(32) \quad z_i(t) = z_{i,0} + K \cdot \int_0^t (H_i(t) - H_{i,0}(P)) dt$$

$$K = K_1 \cdot \frac{1}{T_{ro}} \quad K_1 = \frac{z_{i,0}}{H_{i,0}}$$

Die Zeitkonstante T_{ro} ist dem Zeitverhalten von $H_i(t)$ anzupassen. Sie muß so gewählt werden, daß der Zeitverlauf von $H_i(t)$ und damit auch das Zeitintegral unabhängig davon ist. Durch das Rechenprogramm wird T_{ro} bestimmt (vgl. Anhang, S. A6).

Für die einzelnen Zonen werden dann noch die folgenden Umformungen und Vereinfachungen durchgeführt:

Vorwärmzone

a) Massenbilanz

$$\text{Wasser: } G_2(t) - G_1(t) = \dot{\rho}_m^1 \cdot z_{2,0} - \dot{z}_2 (\rho_m^{1,0} - \rho_{2,0})$$

$$\text{Natrium: } G_{N,1}(t) - G_{N,2}(t) = \dot{z}_2 \left(\frac{\rho_{N,1} - \rho_{N,2}}{2} \right)$$

Die Produkte mit $\dot{\rho}_m^1$ und \dot{z}_2 werden linearisiert. Über die Indizierung orientiert Bild 6.

b) Energiebilanz

Durch Differentiation, Linearisierung analog zur Massenbilanz und Auflösung nach \dot{H}_m^1 ergibt sich (siehe Anhang) :

$$\begin{aligned} \text{Wasser: } \dot{H}_m^1(t) &= \frac{T_r^1(t) - T_f^1(t)}{A_v \cdot \rho_m^1(t)} \cdot L_{R/f}^1(t) - \frac{G_2(t) H_2(t) - G_1(t) H_1(t)}{\rho_m^1(t) \cdot z_2} + \\ &+ \frac{\dot{z}_2}{z_{2,0}} \cdot \left[-\frac{\rho_{2,0} \cdot H_{2,0}}{\rho_m^{1,0}} - H_m^{1,0} \right] - \frac{\dot{\rho}_m^1}{\rho_m^{1,0}} \cdot H_m^{1,0} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Rohrwand: } \dot{T}_r^1(t) &= \frac{T_N^1(t) - T_r^1(t)}{K_1 \cdot c_R \cdot \rho_R} \cdot L_{Na/R}^1(t) - \frac{T_r^1(t) - T_f^1(t)}{K_1 \cdot c_R \cdot \rho_R} \cdot L_{R/f}^1(t) + \\ &+ \frac{\dot{z}_2}{z_{2,0}} \left[-T_{r,2,0} - T_r^{1,0} \right] \end{aligned}$$

$L_{Na/R}^i$ und $L_{R/f}^i$ sind Variable und stellen das Wärmeleitvermögen pro Längeneinheit im i-ten Segment zwischen Heizmittel und Rohrwand und zwischen Rohrwand und Arbeitsmittel dar.

$$\text{Heizmittel: } \dot{T}_N^1(t) = \frac{G_{N,2}(t) \cdot T_{N,2}(t) - G_{N,1}(t) \cdot T_{N,1}(t)}{K_2^1 \cdot z_2} - \frac{\dot{z}_2}{z_{2,0}} \cdot B_{2,0} +$$

$$- \frac{T_N^1(t) - T_r^1(t)}{A_N \cdot c_N \cdot K_2^1} \cdot L_{Na/R}^1(t)$$

$$K_2^i = \frac{A_N \cdot \rho_N^i \cdot c_N + A_R^a \cdot \rho_R \cdot c_R}{A_N \cdot c_N}, \quad B_{i+1,0} = \frac{-C_{i+1} T_{N,i+1,0} + A_N c_N K_2^i T_N^{i,0}}{A_N c_N K_2^i}$$

$$E_{i,0} = \frac{-C_i T_{N,i,0} + A_N c_N K_2^i T_N^{i,0}}{A_N c_N K_2^i}$$

$i = 1 \dots 4$

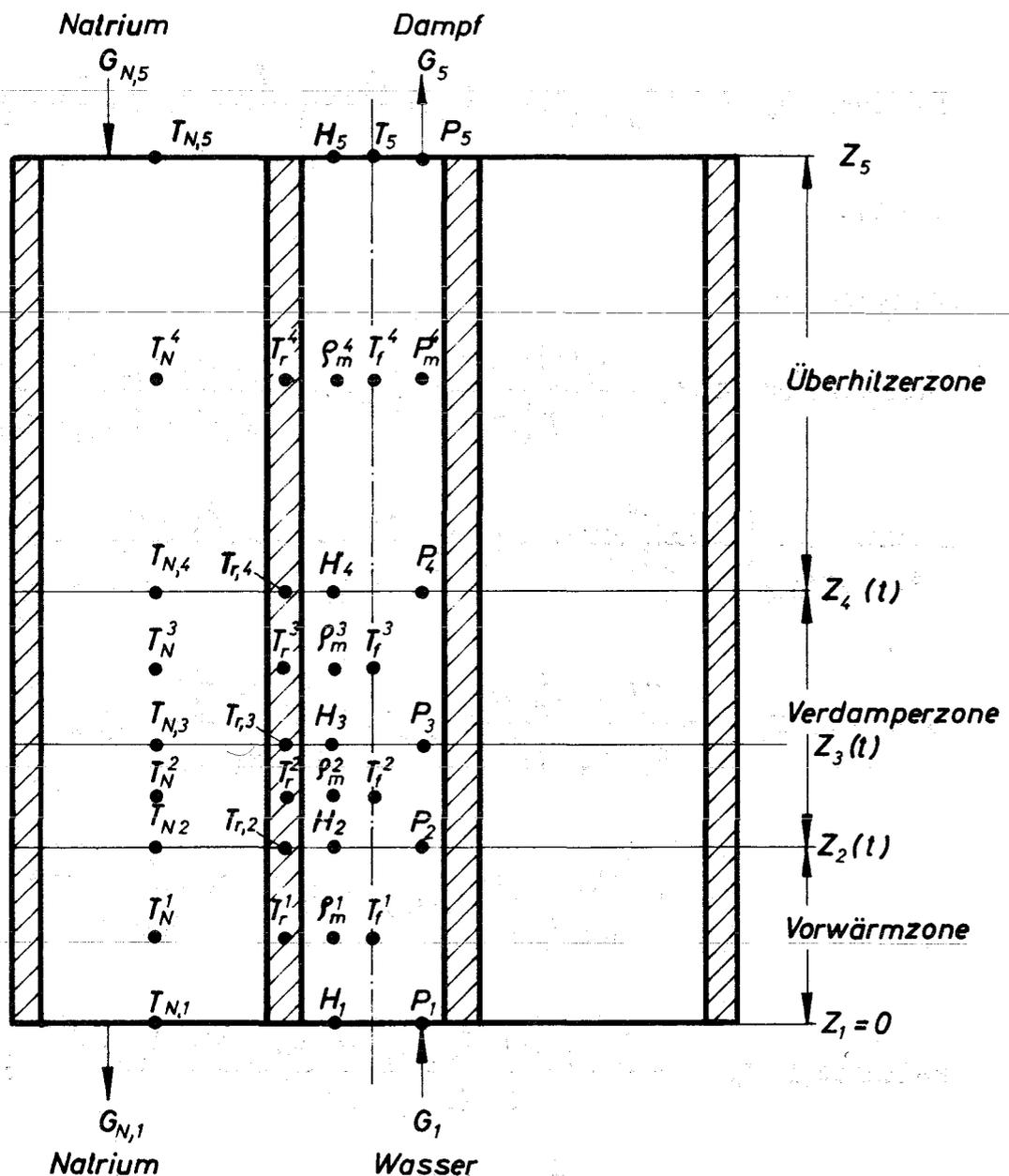


Bild 6 Schematische Darstellung des Dampferzeugers mit der Zuordnung der Symbole

c) Impulserhaltungssatz:

Der Druckabfall in der Vorwärmzone ist gering ($p_2 - p_1 < 0,1 \text{ atm}$) und wird deshalb vernachlässigt.

Verdampferzone

a) Massenbilanz:

$$\text{Wasser, Dampf: } G_{i+1}(t) - G_i(t) = -\dot{\rho}_m^i (z_{i+1,0} - z_{i,0}) - \dot{z}_{i+1} (\rho_m^{i,0} - \rho_{i+1,0}) + \\ - \dot{z}_i (\rho_{i,0} - \rho_m^{i,0})$$

$$\text{Natrium: } G_{N,i}(t) - G_{N,i+1}(t) = \dot{z}_{i+1} \left(\frac{\rho_{N,i+1} - \rho_{N,i}}{2} \right) + \dot{z}_i \left(\frac{\rho_{N,i+1} - \rho_{N,i}}{2} \right)$$

$$i = 2, 3$$

b) Energiebilanz:

$$\text{Wasser, Dampf: } \dot{H}_m^i(t) = \frac{T_r^i(t) - T_f^i(t)}{A_s \cdot \rho_m^i(t)} L_{R/f}^i(t) - \frac{G_{i+1}(t) H_{i+1}(t) - G_i(t) H_i(t)}{\rho_m^i(t) \cdot (z_{i+1} - z_i)} +$$

$$+ \frac{\dot{z}_{i+1}}{z_{i+1,0} - z_{i,0}} \left[\frac{\rho_{i+1,0} \cdot H_{i+1,0}}{\rho_m^{i,0}} - H_m^{i,0} \right] - \frac{\dot{z}_i}{z_{i+1,0} - z_{i,0}} \left[\frac{\rho_{i,0} \cdot H_{i,0}}{\rho_m^{i,0}} - H_m^{i,0} \right] - \frac{\dot{\rho}_m^i}{\rho_m^{i,0}} \cdot H_m^{i,0}$$

$$\text{Rohrwand: } \dot{T}_r^i(t) = \frac{T_N^i(t) - T_r^i(t)}{K_1 \cdot c_R \cdot \rho_R} L_{Na/R}^i(t) - \frac{T_r^i(t) - T_f^i(t)}{K_1 \cdot c_R \cdot \rho_R} L_{R/f}^i(t) +$$

$$+ \frac{\dot{z}_{i+1}}{z_{i+1,0} - z_{i,0}} \left[T_{r,i+1,0} - T_r^{i,0} \right] + \frac{\dot{z}_i}{z_{i+1,0} - z_{i,0}} \left[T_r^{i,0} - T_{r,i,0} \right]$$

$$\text{Heizmittel: } \dot{T}_N^i(t) = \frac{G_{N,i+1}(t) \cdot T_{N,i+1}(t) - G_{N,i}(t) \cdot T_{N,i}(t)}{K_2^i (z_{i+1} - z_i)} - \dot{z}_{i+1} \cdot \frac{B_{i+1,0}}{z_{i+1,0} - z_{i,0}}$$

$$- \frac{T_N^i(t) - T_r^i(t)}{A_N \cdot c_N \cdot K_2^i} \cdot L_{Na/R}^i(t) + \dot{z}_i \cdot \frac{E_{i,0}}{z_{i+1,0} - z_{i,0}}$$

$$i = 2, 3$$

c) Impulserhaltungssatz:

Da der Druckabfall ($p_4 - p_2$) des untersuchten Dampferzeugers in der Verdampferzone kleiner als 1 atm ist, konnte er vernachlässigt werden. Dies gilt aber nicht allgemein. Bei einer anderen Auslegung und Konstruktion kann er größer sein und dementsprechend auf die Dynamik einwirken. In diesem Fall könnte der Druckabfall nach den Gleichungen (17) und (29) berücksichtigt werden.

Überhitzerzone

a) Massenbilanz:

$$\text{Dampf: } G_5(t) - G_4(t) = \frac{\dot{u}_m^4(t)}{(u_m^{4,0})^2} (z_{5,0} - z_{4,0}) - \dot{z}_4 (\rho_{4,0} - \rho_m^{4,0})$$

$$\text{Natrium: } G_{N,4}(t) - G_{N,5}(t) = \dot{z}_4 \left(\frac{\rho_{N,5} - \rho_{N,4}}{2} \right)$$

b) Energiebilanz:

$$\begin{aligned} \text{Dampf: } \dot{H}_m^4(t) &= \frac{T_r^4(t) - T_f^4(t)}{A_{\dot{u}}} u_m^4(t) \cdot L_{R/f}^4 - \frac{[G_5(t) H_5(t) - G_4(t) H_4(t)] \cdot u_m^4(t)}{z_5 - z_4} \\ &\quad - \frac{\dot{z}_4}{z_{5,0} - z_{4,0}} \left[\frac{\rho_{4,0} \cdot H_{4,0}}{\rho_m^{4,0}} - H_m^{4,0} \right] + \frac{\dot{u}_m^4}{u_m^{4,0}} \cdot H_m^{4,0} \end{aligned}$$

Die Austrittsenthalpie jedes Segmentes wird bestimmt nach der Gleichung:

$$H_{i+1}(t) = 2 H_m^i(t) - H_i(t) \quad i = 1 \dots 4$$

$$\begin{aligned} \text{Rohrwand: } \dot{T}_r^4(t) &= \frac{T_N^4(t) - T_r^4(t)}{K_1 \cdot c_R \cdot \rho_R} L_{Na/R}^4(t) - \frac{T_r^4(t) - T_f^4(t)}{K_1 \cdot c_R \cdot \rho_R} L_{R/f}^4(t) + \\ &\quad + \frac{\dot{z}_4}{z_{5,0} - z_{4,0}} [T_r^{4,0} - T_{r,4,0}] \end{aligned}$$

$$\text{Heizmittel: } T_N^4(t) = \frac{G_{N,5}(t) \cdot T_{N,5}(t) - G_{N,4}(t) \cdot T_{N,4}(t)}{K_2^4(z_{5,0} - z_{4,0})} + \dot{z}_{4,0} \cdot \frac{E_{4,0}}{z_{5,0} - z_{4,0}} - \frac{T_N^4(t) - T_r^4(t)}{A_N \cdot c_N \cdot K_2^4} \cdot L_{Na/R}^4$$

Für die Verknüpfung der Heizmittelaustrittstemperaturen gilt die Beziehung:

$$T_{N,i} = 2 \cdot T_N^i - T_{N,i+1}$$

$$i = 1 \dots 4$$

c) Impulserhaltungssatz:

In Gl. (17) werden der Höhen- und der Geschwindigkeitsdruckverlust vernachlässigt, da sie klein sind gegenüber dem Reibungsdruckverlust. Durch Differentiation und Linearisierung erhält man dann:

$$P_4(t) - P_5(t) = \dot{G}_m^4(t) (z_{5,0} - z_{4,0}) + \frac{f}{2 D_{\ddot{u}}} (G_m^4)^2 \cdot u_m^4(t) (z_{5,0} - z_{4,0})$$

Die vollständige Beschreibung der Druckdynamik erfordert noch das Anfügen der Gleichung für den Dampfdurchsatz durch das Regelventil V_3 ("Turbinenfahrventil"). Hier wird der Ansatz gemacht:

P_T = Druck im Speisewasserbehälter
(vgl. Bild 12)

$$P_5 = f \cdot W_D + P_T$$

(P_T = konst. = 10 atü)

Zeitverzögerungen

Die Totzeit des strömenden Heizmittels in den einzelnen Rohrsegmenten wird durch eine einfache Verzögerung 1. Ordnung approximiert.

Als günstig hat sich erwiesen, die Austrittstemperatur jedes Segments zu verzögern und diese dann erst als Eintrittsgröße des nachfolgenden Segments im Programm weiter zu verarbeiten [49]. Für die vierfache Unterteilung des Heizkanals sind also vier Zeitkonstanten, die durch

$$\tau_i = \frac{\text{Masse des Heizmittels im } i\text{-ten Segment}}{\text{Heizmitteldurchsatz}}$$

definiert sind, notwendig. Da die "Zeitkonstanten" τ_i abhängig sind vom variablen Durchsatz, sind für die Simulation Multipliziereinheiten notwendig.

3.6.4 Programmierung (Blockschaltbild)

Der Aufbau des Rechenprogrammes ist aus den Blockschaltbildern 7 und 8 ersichtlich. Um nichtlineare Rechenelemente einzusparen, die gewöhnlich bei Anlagen mittlerer Kapazität nur in sehr beschränkter Anzahl zur Verfügung stehen, wurde auf der hybriden Analogrechenanlage (2 Einheiten EAJ 231 R V, 1 Einheit EAJ DOS 350) von der modernen Multiplexer-Technik (analog time sharing) Gebrauch gemacht [50]. Mittels elektronischer digitaler Schalter, die durch bistabile Kippstufen gesteuert werden, und neu entwickelter Halteglieder ("track and store"-Einheiten) wurden elektronische Multiplizierer und Funktionsgeneratoren mehrfach ausgenutzt. Die prinzipielle Schaltung dieser Rechenelemente ist in Bild 9 dargestellt. Als Abtastfrequenz wurden 8 - 9 kHz benutzt. Dieser Frequenzbereich stellte sich als optimal heraus, da einerseits der "Rauschpegel" schon gering war und andererseits noch die Abweichungen der Verstärkungsfaktoren von den Sollwerten an den analogen Rechenkomponenten zu vernachlässigen waren.

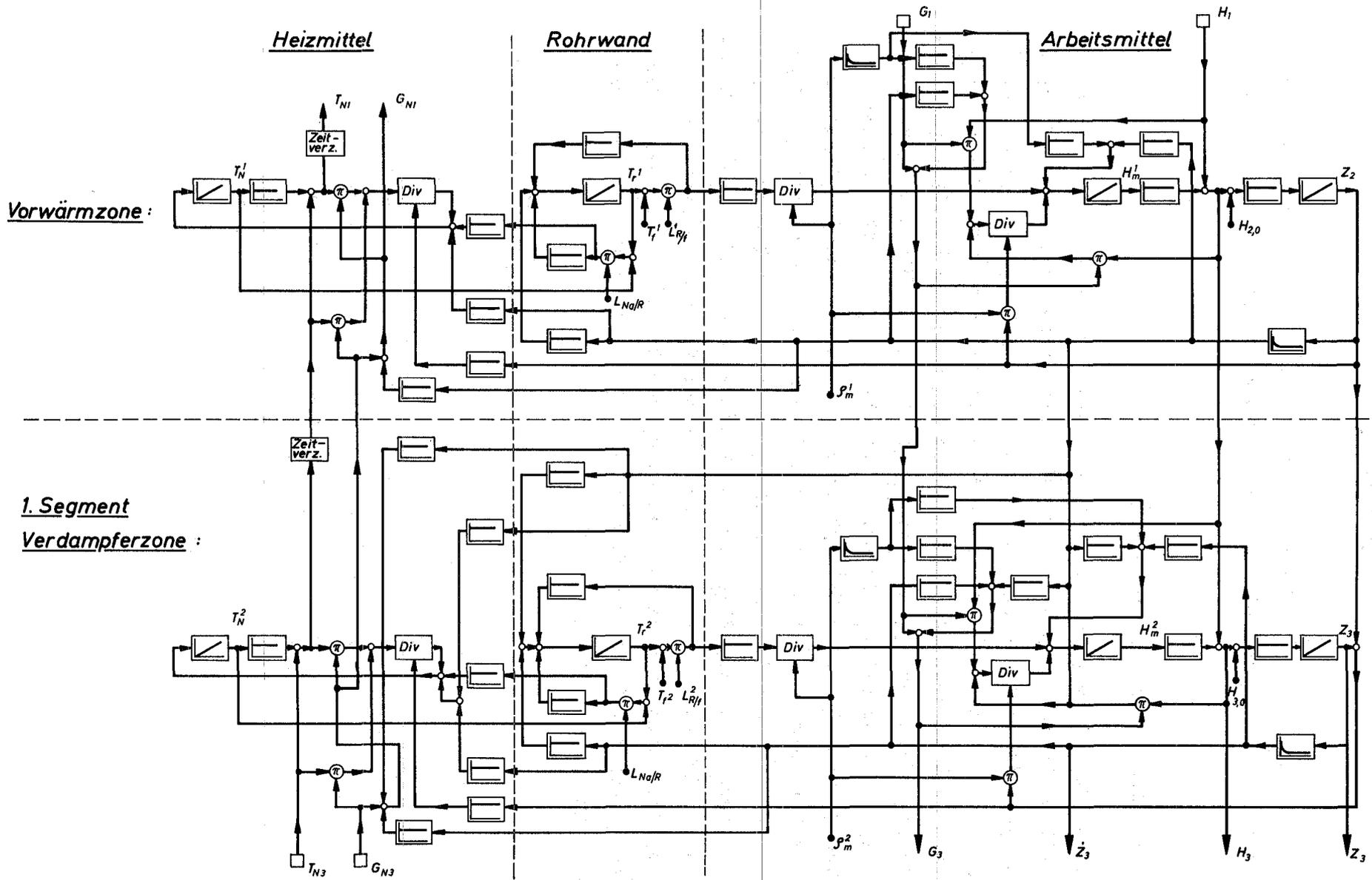


Bild 7 Blockschaltbild der Vorwärm- und Verdampferzone (1. Segm.)

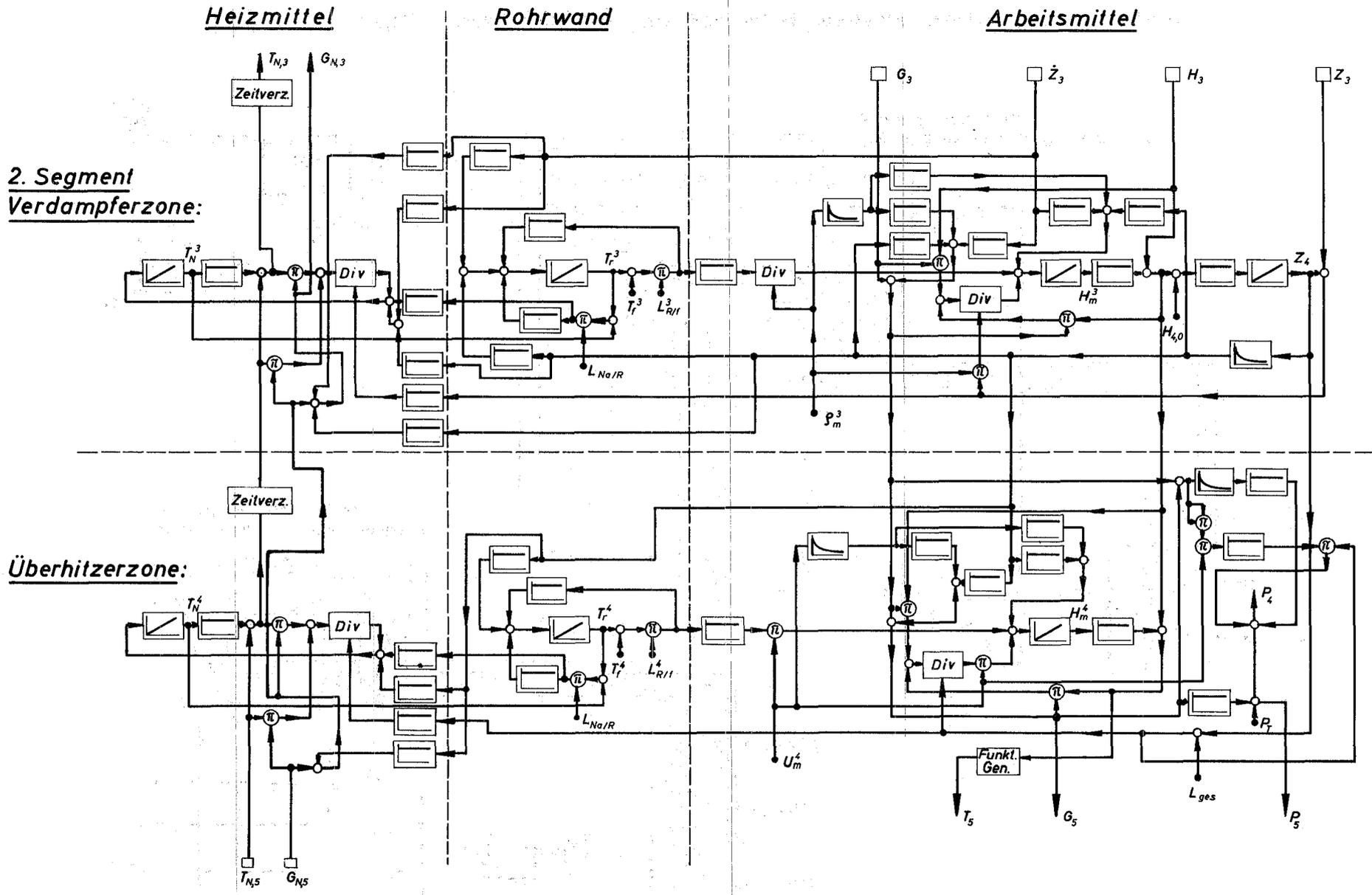


Bild 8 Blockschaltbild der Verdampfer-(2. Segm.) und Überhitzerzone

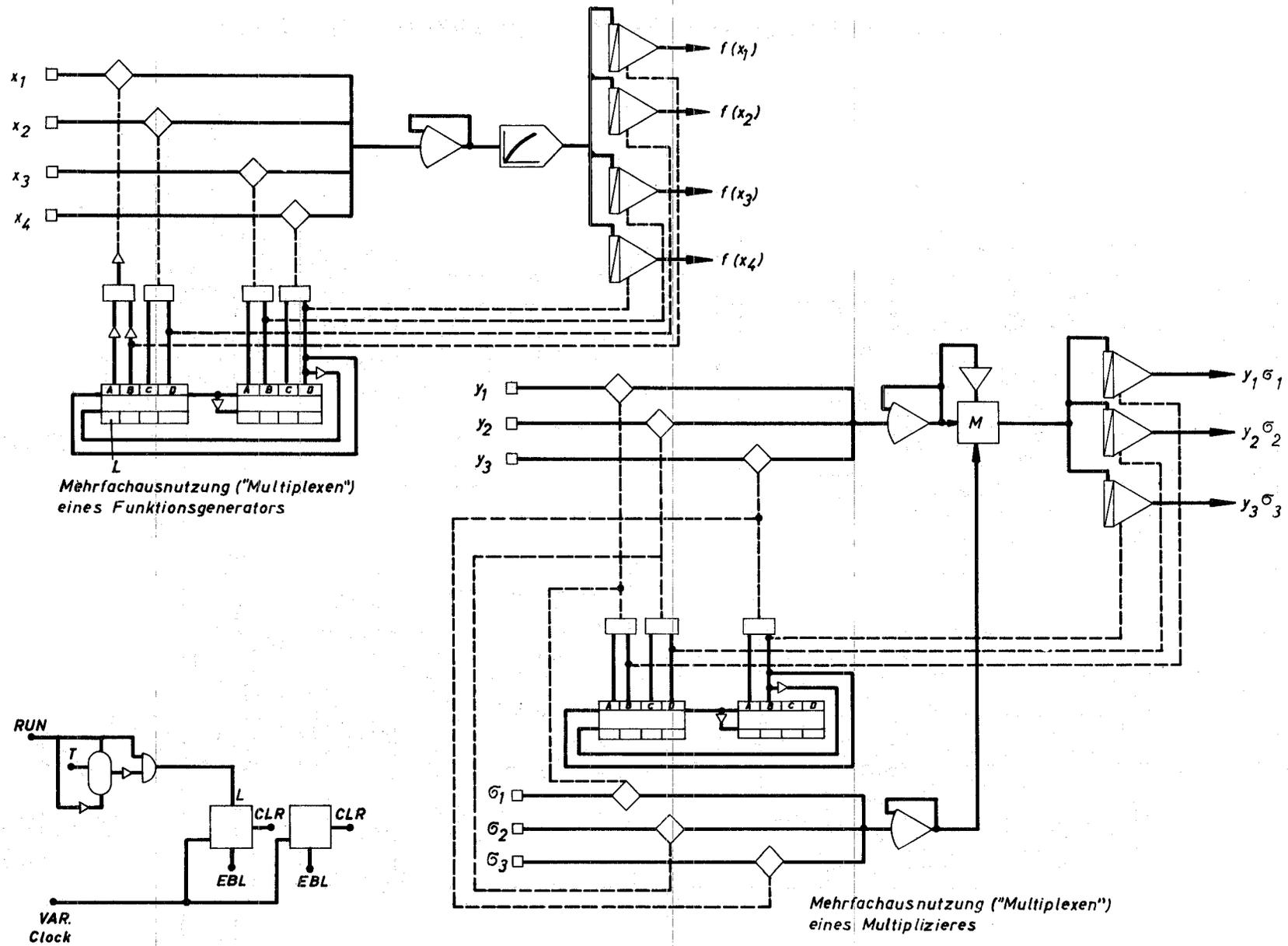


Bild 9 „Analog time sharing“ für die nichtlinearen Rechenkomponenten

4. Experimentelle Untersuchungen des Übergangsverhaltens

4.1 Beschreibung der Anlage

4.1.1 Aufbau

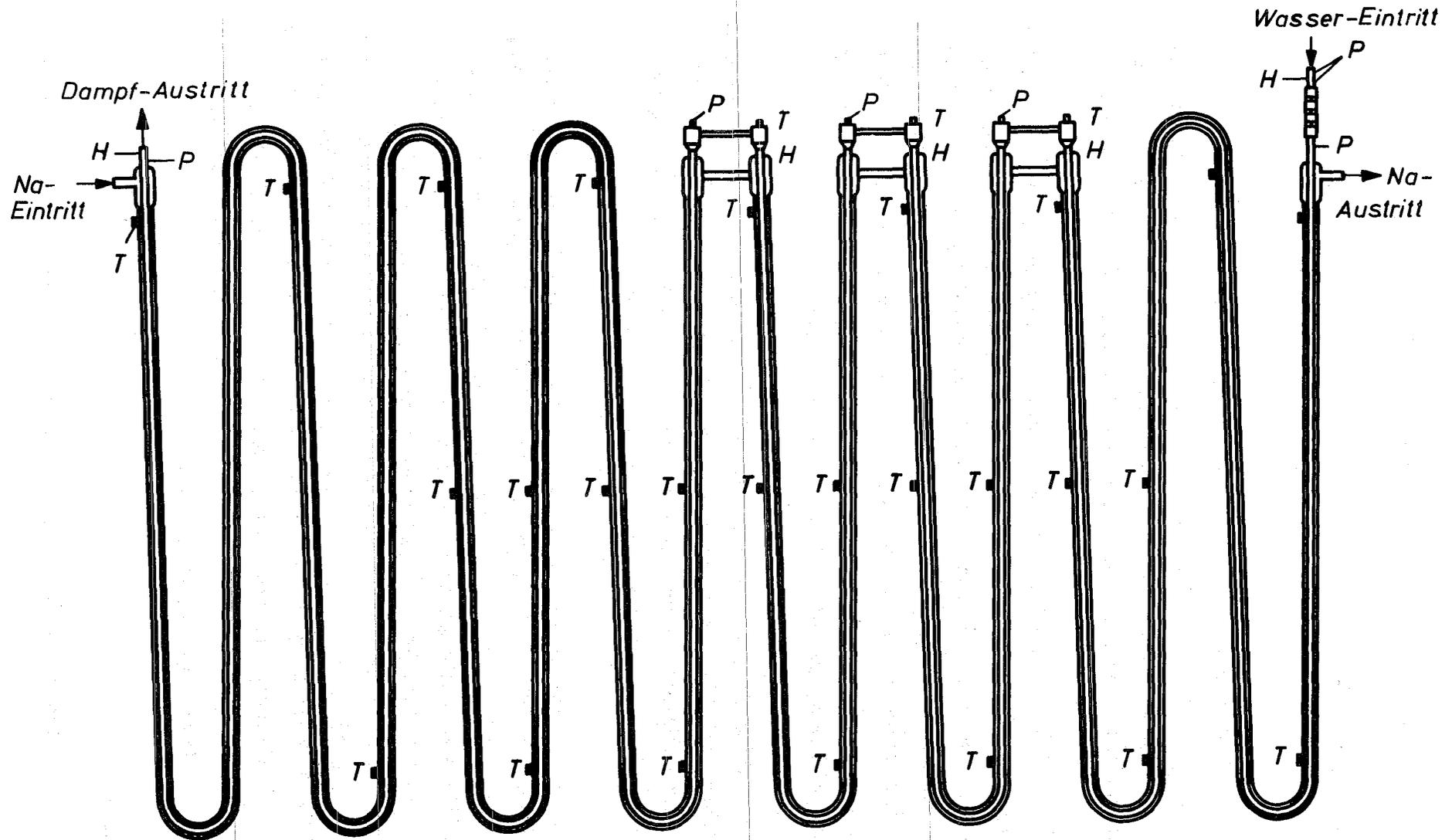
Die INTERATOM-Versuchsanlage [51] wurde für eine thermische Leistung von 5 MW ausgelegt, weil damit bei erträglichen Kosten für Bau und Betrieb die zu erprobenden Anlagenteile bereits eine solche Größe haben, daß die Versuchsergebnisse auch für ein kleineres Kraftwerk repräsentativ sind.

Der Aufbau der Versuchsanlage ist dem Wärmeübertragungssystem eines Kernkraftwerkes nachgebildet. Als Wärmequelle wird ein schwerölbeheizter Natriumkessel verwendet. Hinsichtlich der Anlagenregelung simuliert er in gewissem Maße den Reaktor. Über einen Zwischenwärmetauscher gibt das primäre Natrium seine Wärme an einen Sekundärnatriumkreislauf ab. Die Hauptwärmesenke bildet der Dampferzeuger mit dem nachgeschalteten System für die Niederschlagung des erzeugten Hochdruckheißeampfes.

Da alle Anlagenteile gleichzeitig Testobjekte sind, ist die Versuchsanlage so aufgebaut, daß bei Ausfall jede der Hauptkomponenten (wie Na-Pumpen, Zwischenwärmetauscher, Dampferzeuger) durch Änderung der Schaltung umgangen werden kann, so daß die Anlage betriebsbereit bleibt.

Der zur Zeit eingebaute und untersuchte Dampferzeuger ist ein Doppelrohrdampferzeuger der Dürr-Werke, der mit Zwangsdurchlauf im Gegenstrom arbeitet. *) Das Heizflächenpaket, welches in einem mit Stickstoff gefüllten, quaderförmigen Schutzbehälter angeordnet ist, besteht aus fünf parallel geschalteten Doppelrohren, die zwischen geraden Natrium- und Wasser-Verteilerrohren (Sammelrohren) verlaufen. Natrium- sowie Wasser-Verteiler sind außerhalb des Schutzbehälters angeordnet. Die Temperatur-Meßfühler an diesen Bauelementen sind daher gut zugänglich. Das Speisewasser gelangt über das Verteilerrohr in die Einzelrohre, durchströmt das Innere des Doppelrohres von unten nach oben und verläßt über das Sammelrohr als Heißdampf den Dampferzeuger (vgl. Bild 10).

*) Das gleiche Prinzip wurde auch für den KNK-Reaktor verwendet [10].



T = Temperaturmeßstelle
P = Druckmeßstelle
H = H - Meßstelle

Bild 10 Versuchs - Doppelrohrdampferzeuger

4.1.2 Auslegungsdaten der Versuchsanlage

Thermische Leistung	5 MW
Auslegungstemperatur	580 °C
Betriebstemperatur	560 °C
Auslegungsdruck	12 atü
Natrium-Pumpen	
Fördermenge	je 120 t/h
Förderhöhe	6 at
Natrium-Wasser-Verhältnis (W_N/W_F)	8,6
Stabilitätsbereich	ab 7 ‰
Nennweite der Hauptrohrleitung	NW 150
Natriuminhalt	ca. 12 t
Werkstoff *)	10 Cr Mo Nb 9 10 und 10 Cr Mo Nb Ni 9 10
Dampferzeuger-Betriebsdaten:	
Frischdampf Temperatur	510 °C
Frischdampfdruck	84 atü
Speisewassereintrittstemperatur	235 °C
Natriumeintrittstemperatur (Kühlmitteleintrittstemperatur)	540 °C
Natriumaustrittstemperatur (Kühlmittelaustrittstemperatur)	312 °C

4.1.3 Überwachung, Regelung und Instrumentierung

Die Überwachung und das Fahren der Anlage erfolgt von einer zentralen Schaltwarte aus. Der Betrieb ist wahlweise von Hand oder automatisch geregelt möglich.

Die Instrumentierung der Anlage entspricht der konventioneller Anlagen, soweit es sich nicht um die Instrumentierung der Natriumkreisläufe handelt.

In der Natrium-Instrumentierung werden als Temperaturfühler NiCr-Ni-Mantel-Thermoelemente mit 3 mm \varnothing benutzt. Zur Druckmessung kommen Drucktransmitter zur Anwendung, die mit einer Trennmembran und NaK als Trennvorlage arbeiten. Zur Durchflußmessung werden permanentmagnetische Durchflußmesser benutzt, deren Meßprinzip auf dem Induktionsgesetz beruht. Für Füllstandsmessungen ist u.a. ein Verfahren vorgesehen, bei dem die Widerstands-

*) Neben diesem Werkstoff sind in einigen Anlagenteilen auch die austenitischen Werkstoffe X 8 Cr Ni Nb 16 13 und X 10 Cr Ni Nb 18 9 und der ferritische Werkstoff 10 Cr Mo 9 10 verwendet worden.

änderung eines in das Natrium eintauchenden elektrischen Leiters als Meßwert benutzt wird. Darüber hinaus sind noch eine Reihe von Meßvorrichtungen zur Bestimmung von Sauerstoff und Wasserstoff in Natrium vorgesehen.

Zwei Rohrschlangen sind mit je 24 NiCr-Ni-Mantelthermoelementen ($\varnothing = 1,5 \text{ mm}$) instrumentiert. Hierdurch ist es möglich, die Temperaturverteilung der äußeren Rohrschlange, die in guter Näherung auch die Temperaturverteilung des Kühlmittels angibt, zu messen und zu überwachen. Bild 11 gibt eine schematische Darstellung dieser Meßstellenanordnung.

Die Regelung der Anlage entspricht in allen wesentlichen Punkten der eines natriumgekühlten Kernkraftwerks. Eine ausführliche Darstellung der Instrumentierung und Gesamtregelung wird in [51] gegeben. Die Simulierung des "Turbinenfahrventils" ist durch ein Regelventil (V_3) möglich.

4.2 Versuchsdurchführung

Die experimentellen Untersuchungen bezweckten, das Übergangsverhalten des unregulierten natriumbeheizten Zwangsdurchlauf-Dampferzeugers bei Störungen der Eintrittsgrößen zu untersuchen. Zur klaren Abgrenzung der Störung und für die Beurteilung der Wirkung auf das System erschien es vorteilhaft, vom stationären Betrieb auszugehen, nur jeweils eine Eintrittsgröße zu verändern und das Verhalten der Ausgangsgrößen zu registrieren. Es zeigte sich jedoch bei den Versuchen, daß mit der primären Störung der Eintrittsgröße meistens eine kleinere Störung einer zweiten Eintrittsgröße, die von der Rückwirkung des Kreislaufes herrührte, verbunden war (vgl. 5.1.1). Prinzipielle Schwierigkeiten ergaben sich bei der Versuchsauswertung dadurch nicht. Es mußte nur bei den theoretischen Untersuchungen die zusätzliche Störung mit in das Programm einbezogen werden.

Bild 12 zeigt das Fließschema der Versuchsanordnung. Der Zwischenwärmeaustauscher wurde bei den Versuchen umgangen, er ist daher nicht aufgeführt. Eingezeichnet sind alle wichtigen Komponenten, Meßfühler und Regelventile. Als Störgrößen wurden betrachtet (vgl. Bild 12):

1. Störung der Kühlmittelintrittstemperatur. *)

[Das Bypassventil V_2 wurde zu- oder aufgefahren.]

*) Die Bezeichnung Kühlmittel für das flüssige Metall Natrium wird im Hinblick auf den Reaktor verständlich. Dort hat es die Aufgabe, die Energie abzuführen, d.h. zu kühlen. Mit Bezug auf den Dampferzeuger als Wärmesenke des Primärkreislaufes müßte man besser vom Heizmittel sprechen. Entsprechend der üblichen Nomenklatur bei Natriumkreisläufen wird im Folgenden jedoch vom Kühlmittel gesprochen.

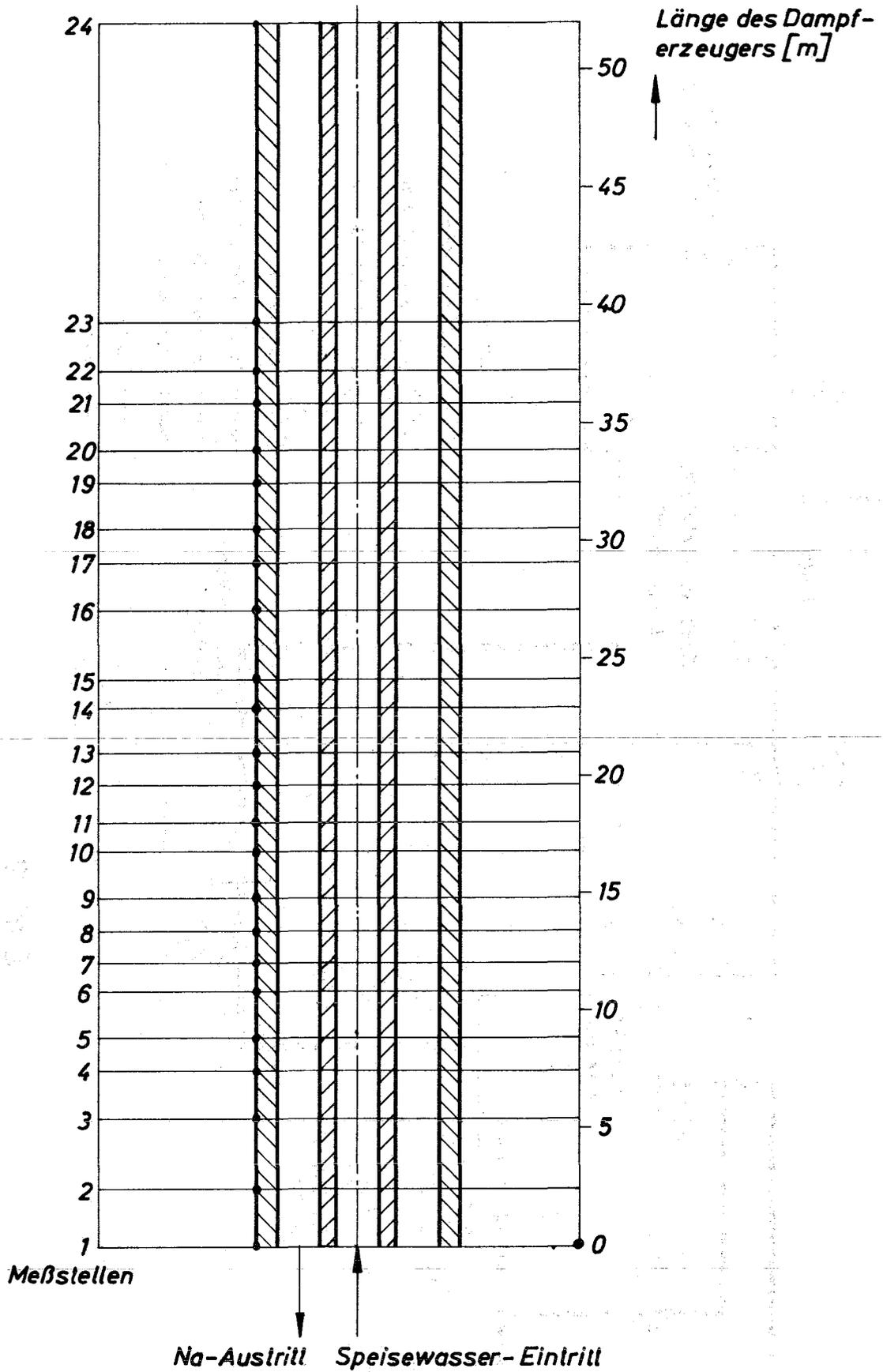


Bild 11 Meßstellenanordnung an der Rohrschlange

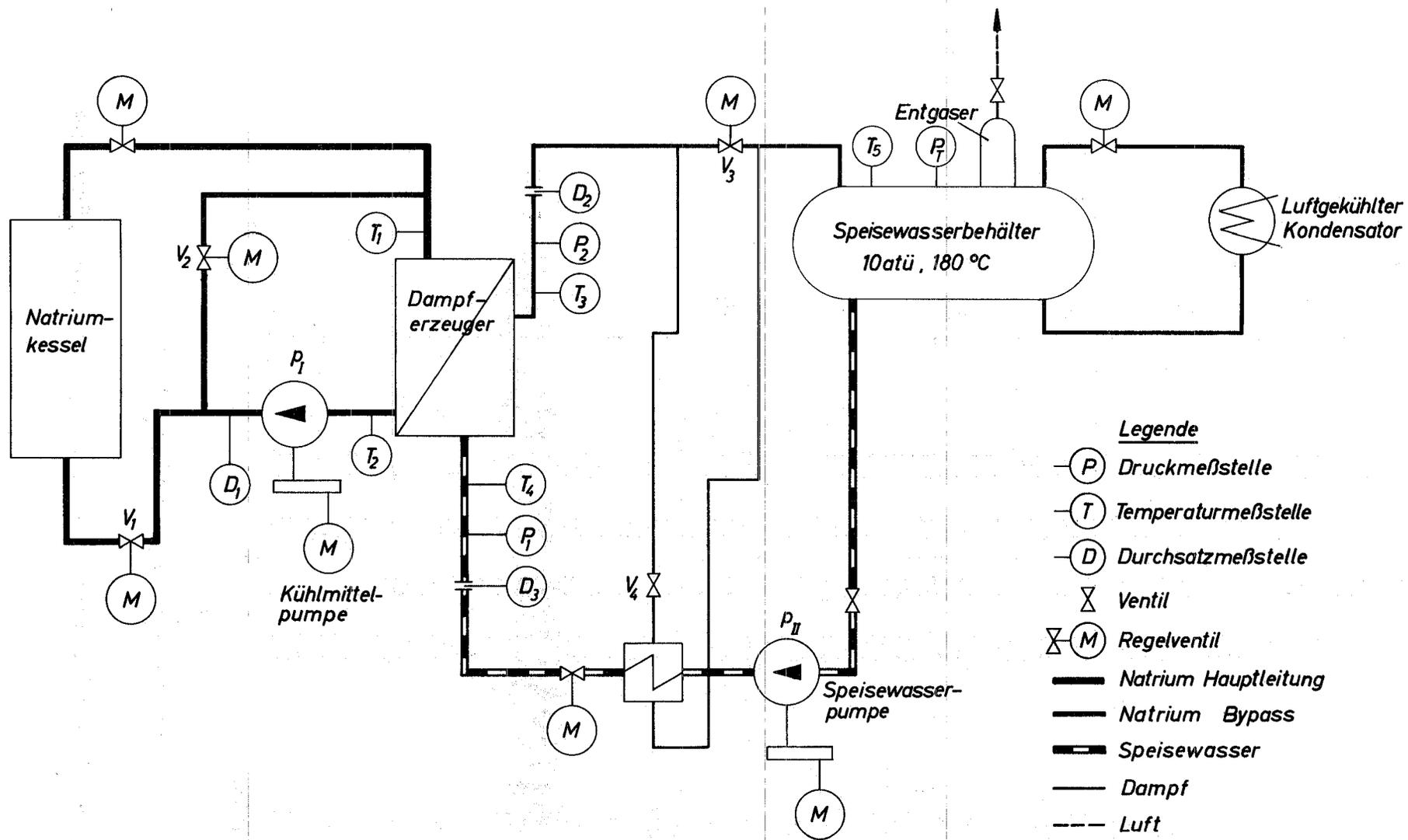


Bild 12

Fließschema mit den wichtigsten Komponenten der 5-MW Natriumversuchsanlage

2. Störung des Dampfdurchsatzes.

┌ Das "Turbinenfahrventil" V_3 wurde, ausgehend vom stationären Zustand, mehr geöffnet oder geschlossen. ┘

3. Störung des Kühlmitteldurchsatzes (Natriumdurchsatz).

┌ Die Stellung des Ventils V_1 wurde geändert. ┘

4. Störung des Speisewasserdurchsatzes.

┌ Die Drehzahl der Speisewasserpumpe P_{II} änderte sich. ┘

Registriert wurden bei sämtlichen Versuchen:

Kühlmitteleintrittstemperatur	(T_1)
Kühlmittelaustrittstemperatur	(T_2)
Kühlmitteldurchsatz	(D_1)
Dampfdurchsatz	(D_2)
Speisewasserdurchsatz	(D_3)
Druck hinter dem Speisewasservorwärmer	(P_1)
Frischdampfdruck	(P_2)
Frischdampftemperatur	(T_3)
Speisewassertemperatur \ast)	(T_4)
Temperaturen an den Meßstellen 1-10, 15 und 24 der betrachteten Rohrschlange.	

Es wurden vorwiegend größere Störungen, die zu anderen Lastbereichen führten, untersucht, denn eine Beurteilung der Güte des nichtlinearen mathematischen Modells ist nur durch den Vergleich der Wirkungen größerer Stör-Amplituden möglich.

4.3 Fehlerabschätzung

4.3.1 Temperaturmessungen

Wie in 4.1 erwähnt, sind die Meßfühler (NiCr-Ni-Mantelthermoelemente, $\varnothing = 3$ mm) für die Messung der Kühlmittel-Ein- und Austrittstemperatur und der Frischdampftemperatur unmittelbar an den Sammelleitungen des Dampferzeugers angebracht. Laufzeiteffekte des Kühlmittels bzw. Arbeitsmittels

\ast) Die Speisewassertemperatur blieb bei allen Versuchen konstant.

können deshalb vernachlässigt werden.

Ein Maß für die Ansprechempfindlichkeit des Thermoelementes ist die thermische Zeitkonstante τ , die wiederum vom Durchmesser abhängig ist. Nach Nelting und Thiele [52] gilt für isolierte Koax-Mantelelemente:

Durchmesser ϕ [mm]	0,5	1	2	3 ^{*)}
Zeitkonstante τ [ms]	30	80	230	1500

Die untersuchten und registrierten Temperaturstörungen erfolgten aber nicht sprunghaft, sondern langsam in Zeitintervallen von ca. 100 sec. Die geringe Zeitverzögerung, mit der die Thermospannung der Temperaturfunktion folgt, liegt (vgl. Tabelle) also in der Größenordnung von Sekunden. Der dynamische Fehler ist somit gering und kann deshalb vernachlässigt werden. Das gleiche gilt für den dynamischen Fehler der auf den Rohrschlangen aufgeschweißten NiCr-Ni-Elementen, die eine Zeitkonstante von ca. 140 msec besitzen.

Zur Verstärkung der jeweiligen Thermospannung, die eine zulässige Abweichung von $\pm 0,75$ % aufweisen kann, ist in jedem Meßstrang ein Verstärker eingebaut mit einer Meßgenauigkeit von $\pm 1,5$ %. Zur Registrierung diente ein elektronischer Kompensationsschreiber der Firma SIEMENS, Typ "Kompensograph" mit einer Fehlergrenze von $\pm 0,25$ % vom Meßbereichumfang. Durch Unterdrückung des Anfangsbereiches (0 - 300°C) konnte die Genauigkeit erhöht werden. Für die Absolutmessung der stationären Temperatur ergibt sich somit ein mittlerer quadratischer Fehler von $\pm 1,7$ %. Berücksichtigt man noch den Fehler bei der Auswertung der Papierschriften von 1 mm bezogen auf 40 mm Schreibbreite, so erhält man für die Temperaturdifferenzen in den graphischen Darstellungen einen mittleren Fehler von ± 3 %.

4.3.2 Dampfdruckmessungen

Die Druckmeßstrecke für den Frischdampfdruck besteht aus einem Kolbendruckmanometer, Druckmeßumformer und Anzeige- bzw. Registriergerät. Der Fehler des Kolbendruckmanometers beträgt $\pm 0,3$ % und der des Umformers $\pm 1,5$ %.

*) extrapoliertes Wert

Das Anzeigegerät (Klasse 1,5) hatte einen zulässigen Anzeigefehler von $\pm 1,5$ ‰. Der Fehler der stationären Druckmessung errechnet sich zu $2,5$ ‰. Für die Registrierung der dynamischen Messungen wurde ein Lichtstrahloszillograph "Lumiscrypt" 25/300 der Firma HARTMANN U. BRAUN benutzt. Die Linearität des Geräts ist bei einer Schreibbreite von ± 75 mm besser als $\pm 0,5$ ‰ und die Vorschubgenauigkeit besser als ± 2 ‰. Der Auswertungsfehler der Schriebe liegt bei $\pm 2,5$ ‰. Für die dargestellten Druckdifferenzen ermittelt man hieraus einen Gesamtfehler von ± 4 ‰.

4.3.3 Durchsatzmessungen

Der Speisewasserdurchsatz wird mittels einer Normblende und der Frischdampfdurchsatz mittels einer Kurzventuridüse gemessen. Nachgeschaltete Meßumformer (Bartonzelle + Umformer) und Korrekturrechner, welche die Temperatur- und Druckabhängigkeit der Durchsatzmessungen korrigieren, erzeugen die an die Anzeige- und Registriereinrichtung weitergeleitete elektrische Meßgröße. Für die Durchflußmessumformer ist eine Genauigkeit von ± 2 ‰ und für das Korrekturrechengerät eine von $\pm 1,5$ ‰ anzusetzen. Für das Anzeigegerät resultiert ein Meßfehler von $\pm 1,5$ ‰. Der mittlere Fehler der stationären Durchflußmessung beträgt somit ± 3 ‰. Die Registrierung der dynamischen Messungen erfolgte mit dem oben erwähnten Lichtstrahloszillographen "Lumiscrypt". Berücksichtigt man noch die Linearitätsfehler des Schreibers und die Auswertungsfehler, so erhält man für die Speisewasser- und Dampfdurchsatzänderungen einen Gesamtfehler von ± 4 ‰. Die Meßanordnung für die Durchsatzmessung des Kühlmittels besteht aus den Komponenten: Magnetischer Durchflußmesser, Verstärker und Anzeige- bzw. Registriergerät. Der Meßfehler dieser Anordnung einschließlich des Lichtstrahloszillographen überschreitet nicht ± 4 ‰.

5. Diskussion der Ergebnisse

5.1 Vergleich der experimentellen mit den rechnerischen Ergebnissen

Entsprechend der Reihenfolge der vier untersuchten Störungsfälle des Systems:

- 1) Störung der Kühlmittelleintrittstemperatur
- 2) Störung des Dampfdurchsatzes
- 3) Störung des Kühlmitteldurchsatzes
- 4) Störung des Speisewasserdurchsatzes

werden die Ergebnisse diskutiert.

5.1.1 Störung der Natriumeintrittstemperatur (Kühlmitteleintrittstemperatur)

Wie in Kapitel 4.2 ausgeführt, wurde durch eine Verstellung des Bypassventils (V_2) der Anteil des kalten Kühlmittelstroms geändert und damit auch die Kühlmiteleintrittstemperatur. Mit der Verstellung des Ventils änderten sich aber auch die Druckabfälle im Primärkreislauf, und diese wiederum beeinflussten den Kühlmitteldurchsatz.

Kühlmiteleintrittstemperaturänderungen und Kühlmitteldurchsatzänderungen waren daher immer miteinander gekoppelt. Auf den Dampferzeuger wirkten somit zwei Störgrößen ein:

- 1) Die primäre Temperaturstörung, welche sich mit der Konvektionsgeschwindigkeit des Kühlmittels ausbreitete und nach der entsprechenden Zeitverzögerung in den verschiedenen Dampferzeugerzonen wirksam wurde.
- 2) Die in der Amplitude zwar kleine, aber gleichzeitig in allen Zonen wirksam werdende Durchsatzänderung.

Durch den komplexen Zusammenhang dieser zwei in entgegengesetzten Richtungen wirkenden Eintrittsstörungen treten in einigen Übergangsfunktionen Extremwerte auf, die sich aufgrund ihres ausgeprägten Charakters gut zum Vergleich der experimentell ermittelten und der rechnerisch gefundenen Lösung eignen. Der zeitliche Verlauf der Eintrittsstörgrößen ist in Bild 13 dargestellt.

Die Kühlmiteleintrittstemperatur ändert sich um -38°C in 100 Sekunden. Das ist die schnellste Temperaturänderung, die sich durch das Regelventil an der 5 MW-Anlage zum Zeitpunkt der Versuchsdurchführung realisieren ließ, und entspricht einer Leistungsänderung von rund 11% / min.

Der Temperaturabfall des Kühlmittels wurde im Rechenprogramm durch eine lineare Funktion approximiert, da keine Funktionsgeneratoren für diesen Zweck mehr zur Verfügung standen (Bild 13). Kleine Abweichungen gegenüber der Störgröße im Experiment ergaben sich dadurch nach ca. 85 sec. Die Übergangsfunktion der Austrittsgrößen, Frischdampf Temperatur, Kühlmitteltemperatur, Dampfdruck und Dampfdurchsatz, wie sie auf den Bildern 14 - 17 gezeigt werden, stimmen gut mit dem Experiment überein. In dem Zeitintervall $0 \leq t \leq 50$ Sekunden liegen die Abweichungen innerhalb der Meßgenauigkeit.

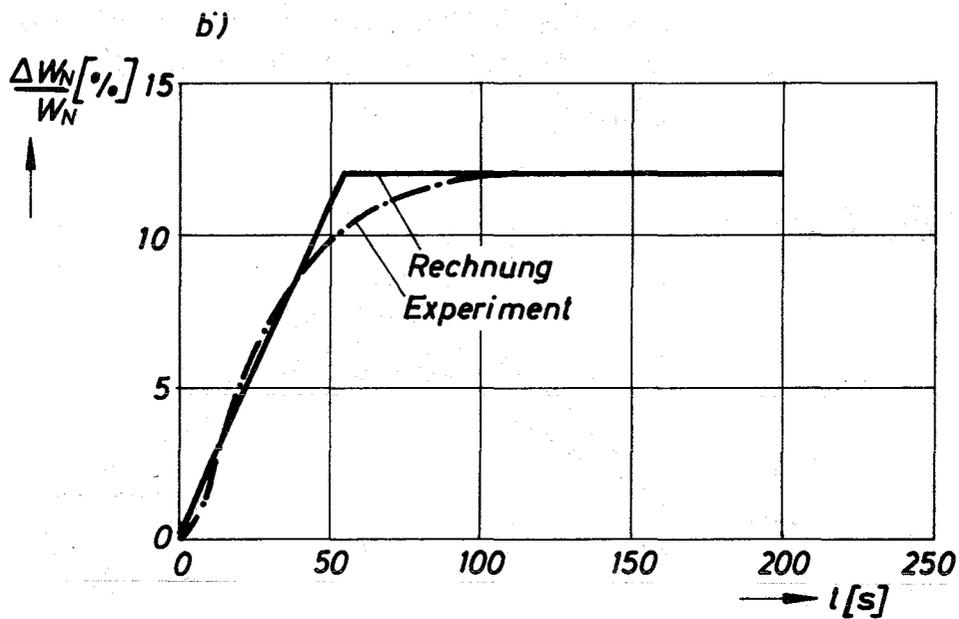
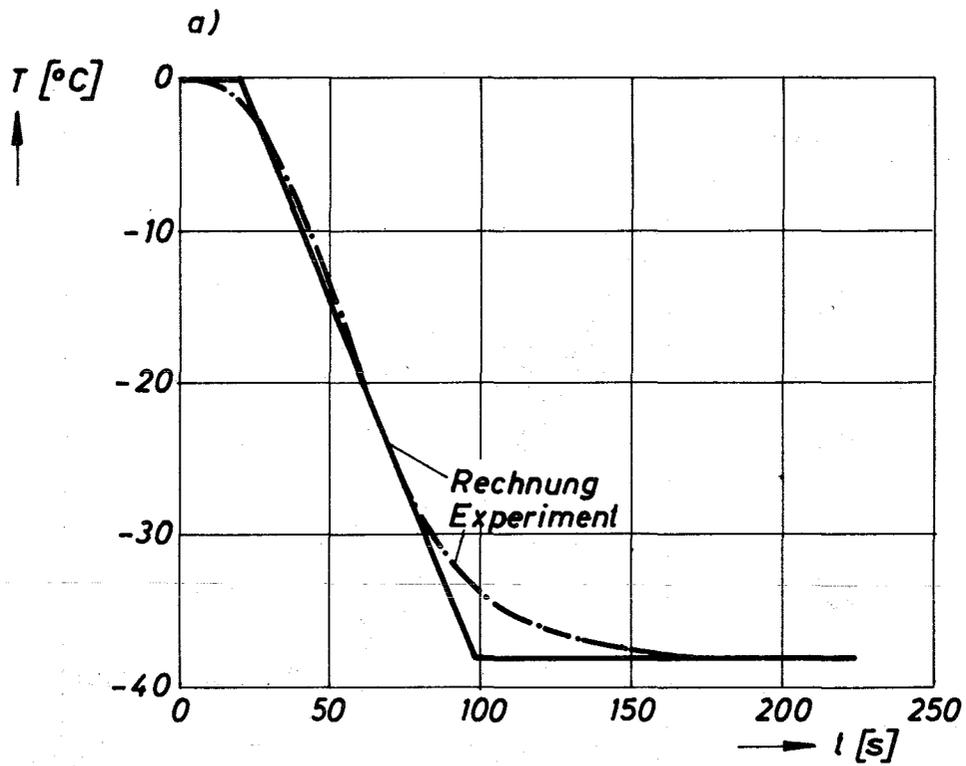


Bild 13 Zeitverlauf der gestörten System-Eintrittsgrößen Kühlmiteleintritts-temperatur (a) und Kühlmittel - durchsatz (b) im Experiment und Rechenprogramm

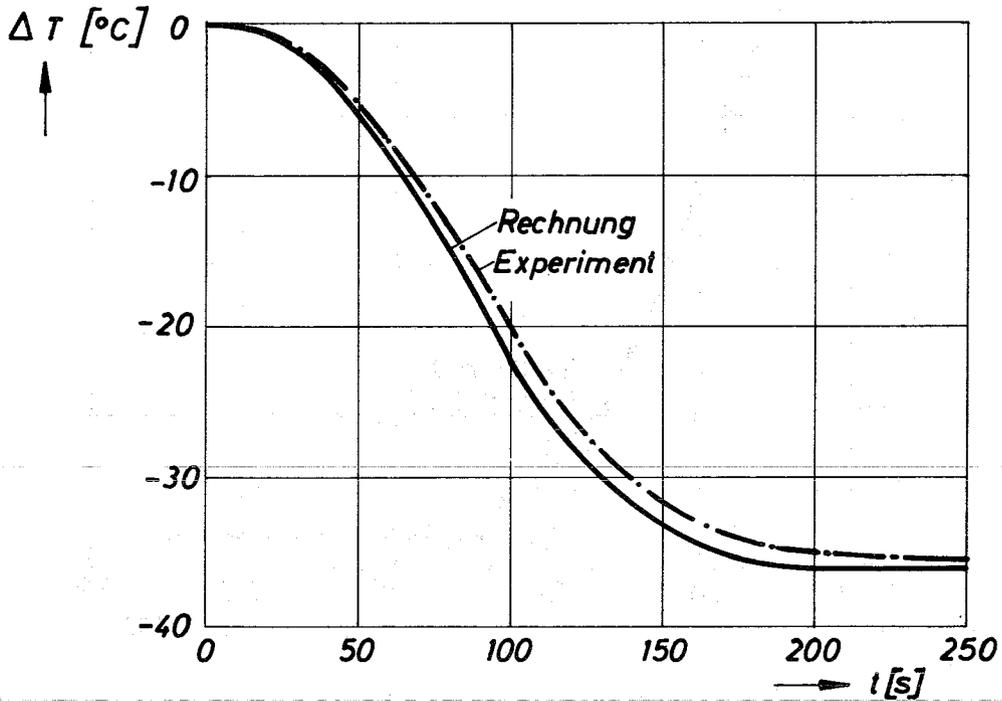


Bild 14 Frischdampf­temperatur­änderung am Überhitzer­austritt bezogen auf die stationäre Temperatur als Funktion der Zeit

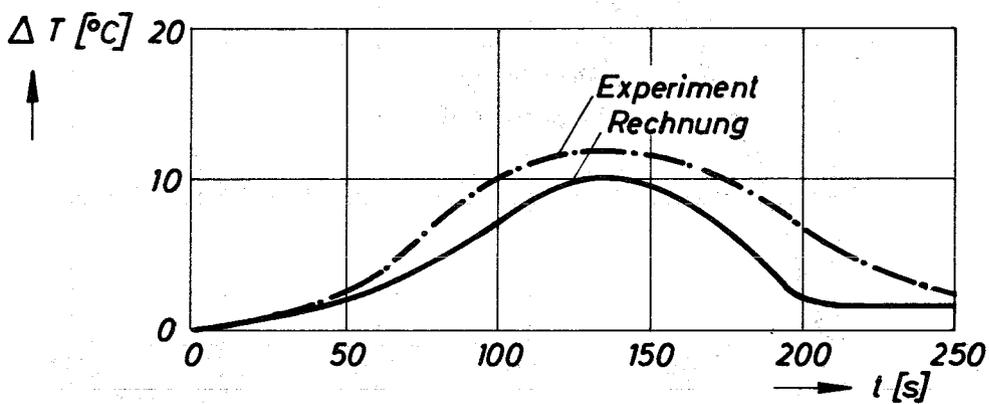


Bild 15 Kühlmittel­austritts­temperatur­änderung bezogen auf die stationäre Temperatur als Funktion der Zeit

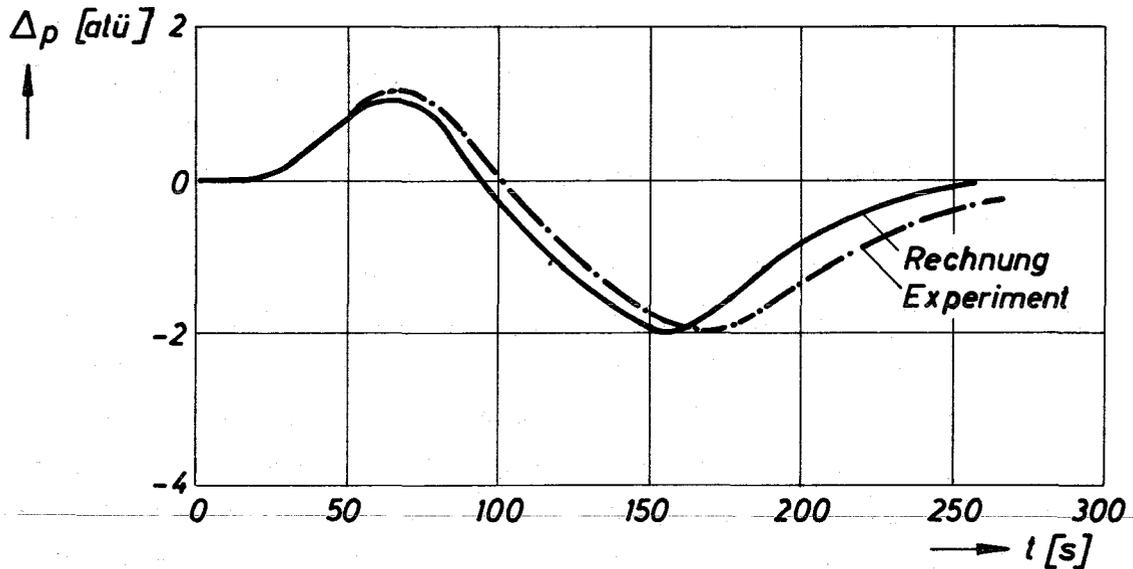


Bild 16 Frischdampf-Druckänderung am Ventil V_3 ("Turbinenfahrventil") als Funktion der Zeit nach Störung der Kühlmittel-eintrittstemperatur

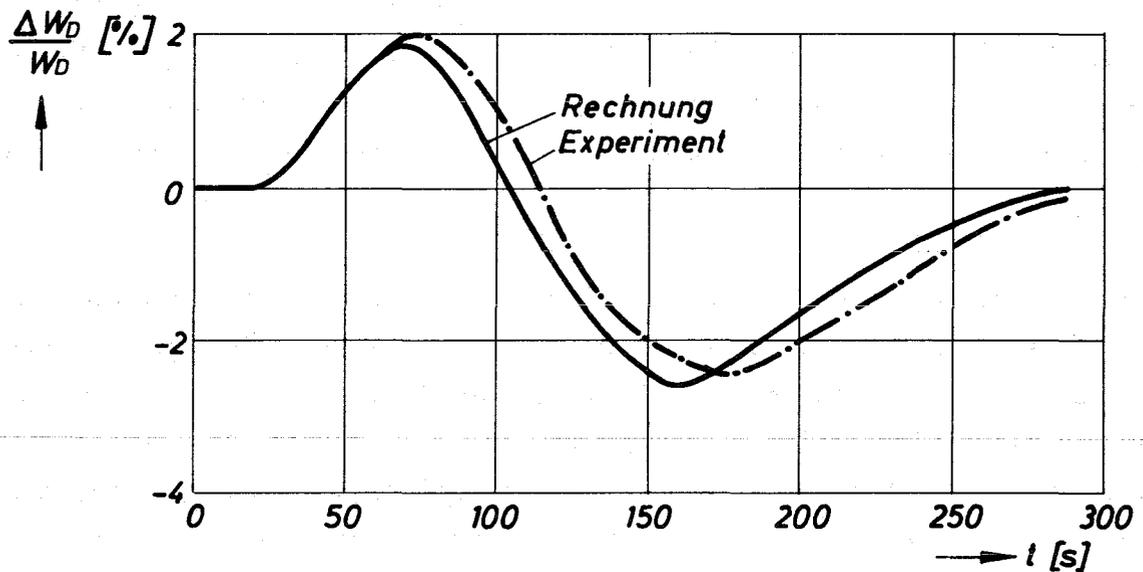


Bild 17 Relative Dampfdurchsatzänderung am Ventil V_3 ("Turbinenfahrventil") als Funktion der Zeit nach Störung der Kühlmittteleintrittstemperatur

In den ersten 50 Sekunden sinkt die Kühlmittelintrittstemperatur nur um ca. 15°C . Infolge der Zeitverzögerung in der Überhitzerzone ist dieser Temperaturabfall in der Verdampferzone noch nicht genügend wirksam geworden. Selbst die Frischdampf­temperatur, deren Ansprechgeschwindigkeit gegenüber Kühlmittelstörungen im Vergleich zu anderen Temperaturen am größten ist, ist zu diesem Zeitpunkt erst um 5°C gefallen. Das Zeitverhalten der Verdampfer- und Vorwärmzone wird also zunächst allein von der Natriumdurchsatzstörung bestimmt. Diese Zonen erfahren ein erhöhtes Leistungsangebot, das vorübergehend eine entsprechende Längenabnahme verursacht (vgl. Bild 18). In der Verdampferzone verdampft außerdem mehr Wasser, was wiederum einen Druckanstieg zur Folge hat. Nach weiteren 25 Sekunden wirkt sich die fallende Kühlmittelintrittstemperatur auch im Verdampfungsgebiet aus und führt dort zu einer Umkehr der transienten Größen. Dampfdurchsatz und Dampfdruck beginnen zu fallen und werden ca. 150 sec. nach Versuchsbeginn durch das steigende Leistungsangebot der wieder länger werdenden Verdampferzone abgefangen. Die Übergangsfunktionen von Dampfdruck und Dampfdurchsatz weisen also je ein Maximum und ein Minimum auf.

In Bild 19 sind die errechneten bezogenen mittleren Kühlmitteltemperaturdifferenzen und die experimentell gefundenen lokalen Rohrwandtemperaturdifferenzen der entsprechenden Meßstellen dargestellt. Der Vergleich dieser Größen ist dadurch gerechtfertigt, daß die Leitfähigkeit des Kühlmittels groß ist, der Temperatenausgleich mit der äußeren Rohrwand also schnell erfolgt, und im mathematischen Modell die Wärmekapazität dieser Rohrwand in der Kühlmittelenergiebilanz berücksichtigt wurde. Ein ähnliches dynamisches Verhalten konnte daher zwar erwartet werden, es ist aber doch bemerkenswert festzustellen, daß das Maß der erzielten Übereinstimmung hinreichend gut ist.

Eine Längenmessung der Vorwärm- und Verdampferzone ist nicht möglich, da die visuellen Methoden, die mit Filmaufnahmen arbeiten, einen durchsichtigen Dampferzeuger voraussetzen. Derartige Versuche sind nur an Teststrecken mit nicht aggressiven Flüssigkeiten, wie z.B. Wasser, Kohlenwasserstoffen, Paraffinen etc., möglich [53]. Für ein technisches System, welches Natrium als Kühlmittel benutzt und mit hohen Temperaturen arbeitet, sind sie nicht geeignet. Ein direkter Vergleich mit den Rechenergebnissen konnte somit nicht durchgeführt werden. Die Bemühungen konzentrieren sich daher darauf, aus geeigneten experimentellen Daten wenigstens eine Abschätzung der Längenänderung zu ermöglichen.

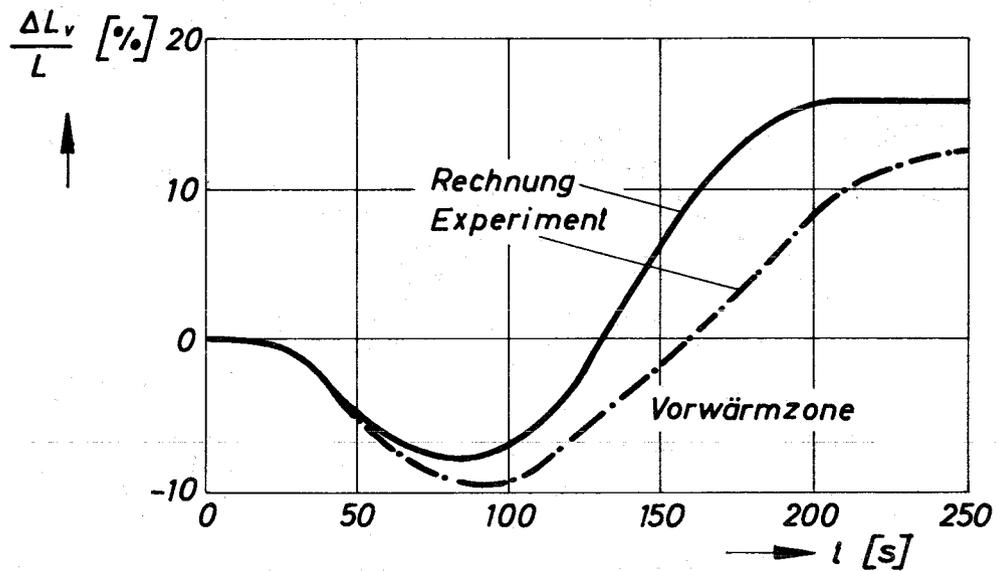
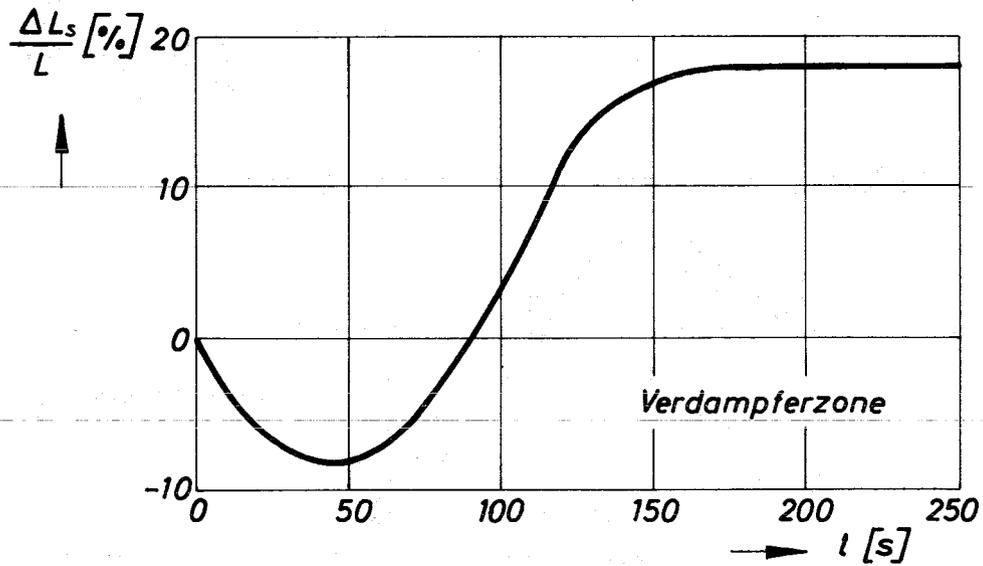
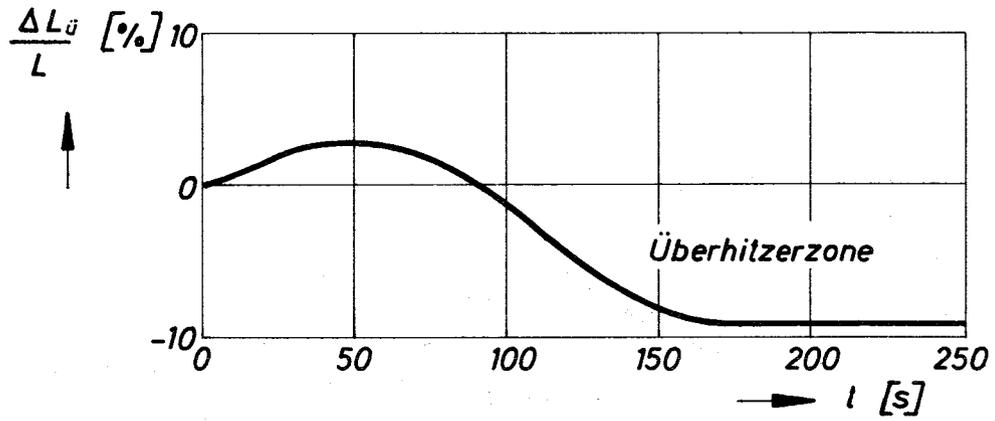


Bild 18 Relative Längenänderung der Überhitzer-, -Verdampfer- u. Vorwärmzone als Funktion der Zeit nach Störung der Kühlmiteleintrittstemperatur

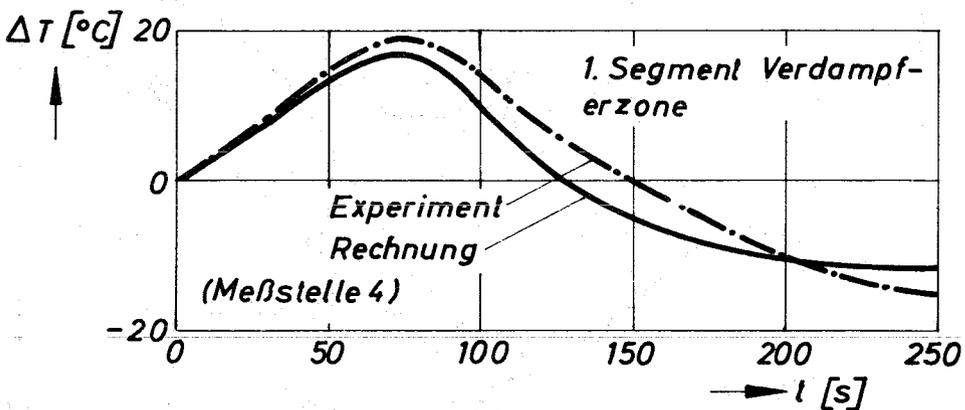
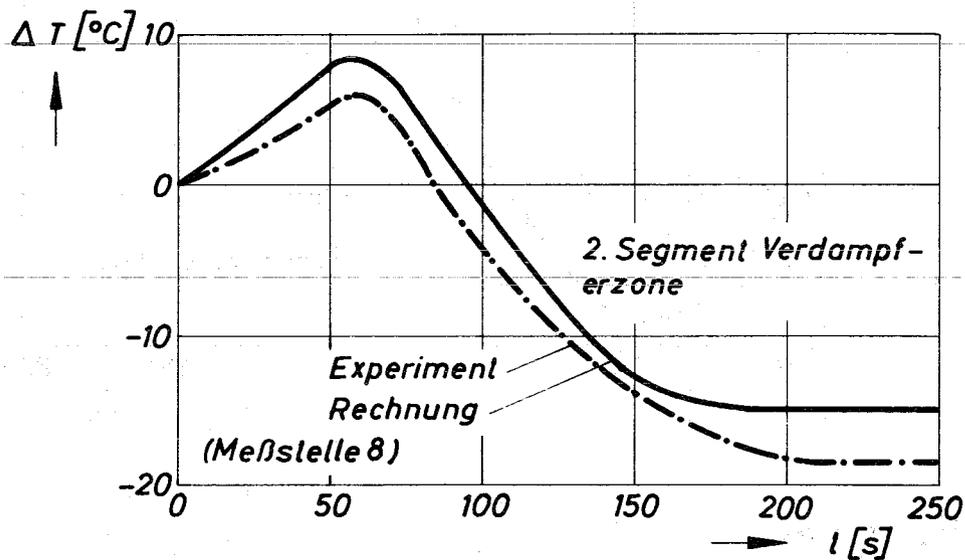
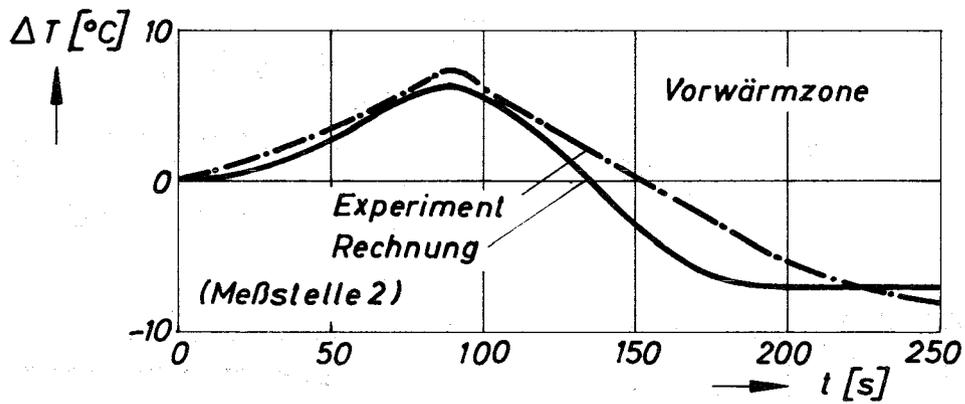


Bild 19 Bezogene Temperaturänderungen der Rohrschlange als Funktion der Zeit nach Störung der Kühlmiteleintrittstemperatur

Aus einer stationären Leistungsbilanz ergibt sich für die Länge der Vorwärmzone:

$$z_2 = \frac{W_F (H_2 - H_1)}{L_{R/f}^1 (T_r^1 - T_f^1)}$$

Betrachtet man T_f^1 und die Enthalpien (H_2, H_1) als konstant und setzt den theoretischen Wert für das Wärmeleitvermögen $L_{R/f}^1$ und die korrigierten, d.h. die auf die innere Rohrwand bezogenen experimentellen Werte der äußeren Rohrwandtemperatur T_r^1 , sowie den Speisewasserdurchsatz W_F ein, so kann man z_2 berechnen. Obwohl der Anwendungsbereich der Formel sehr beschränkt ist, ist sie doch für qualitative Betrachtungen, die den Trend erkennen lassen, geeignet. Ein Vergleich mit der instationären rechnerischen Lösung (Bild 18) erbringt beachtliche Übereinstimmung.

Bild 21 orientiert über die Dynamik der Rohrwandtemperaturen (Kühlmitteltemperaturen) bei einer positiven Störung der Kühlmittelintrittstemperatur (vgl. auch Bild 20). Aufgetragen sind die Rohrwandtemperaturänderungen von 8 Meßstellen im Bereich der Vorwärm- und Verdampferzone. Es lassen sich drei Gruppen von Kurven zusammenfassen. Die Kurven der Meßstellen 1 - 3, die der Meßstellen 4 und 5 und 6 - 8. Trotz der räumlichen Distanz der Meßfühler einer Gruppe zeigen die Übergangsfunktionen annähernd das gleiche Verhalten. Die Temperaturdynamik jeder Gruppe kann daher durch eine mittlere Übergangsfunktion charakterisiert werden. Für die gesamte Verdampferzone, die die Meßstellen 4 - 8 umfaßt, bedeutet dies, daß das Zeitverhalten durch zwei verschiedene Funktionen beschrieben werden kann. Jede der beiden Funktionen repräsentiert dabei die Temperatur-Dynamik des Kühlmittels eines Segments. Es ist anzunehmen, daß eine entsprechend starke Beeinflussung von der inneren Rohrschlange her erfolgt, die dieses Verhalten bewirkt.

Die physikalische Erklärung für diesen Sachverhalt dürfte durch die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl vom Dampfgehalt gegeben werden. Diese weist im wesentlichen (vgl. Kap. 3.5) zwei charakteristische Gebiete auf, die annähernd sprunghaft ineinander übergehen und damit auch die Dynamik, wie die experimentellen Ergebnisse unterstreichen, entscheidend bestimmen. Die gute Übereinstimmung mit den Kühlmitteltemperaturen der Rechnungen, deren Ergebnisse ebenfalls graphisch dargestellt sind, wird bei der gewählten zweifachen Teilung der Verdampferzone somit erklärbar.

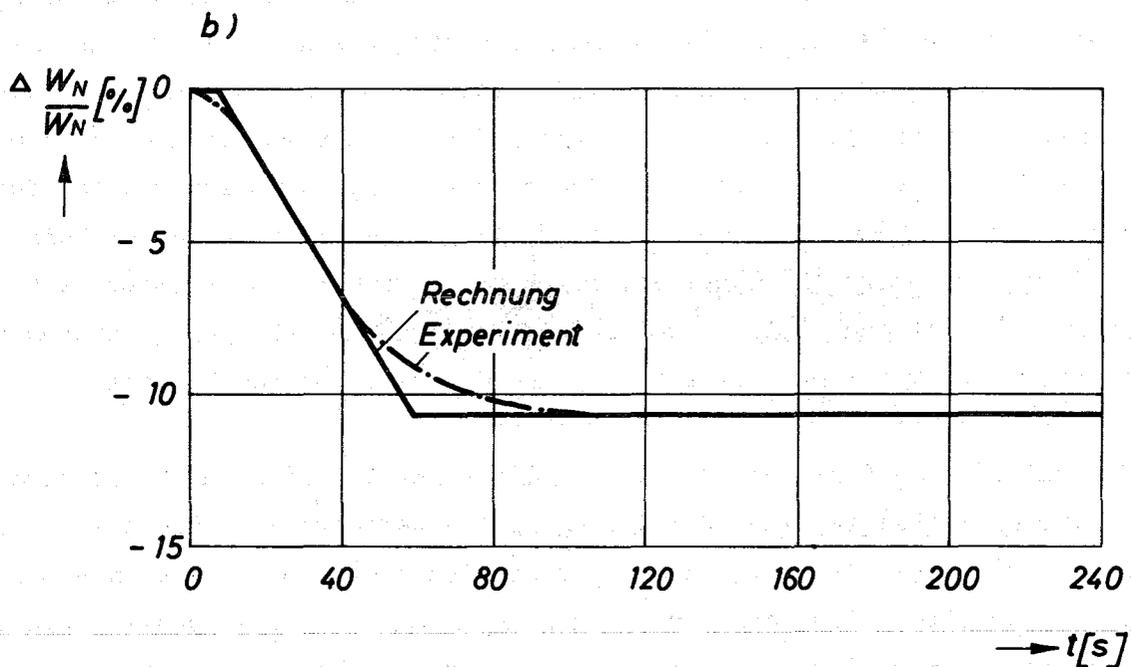
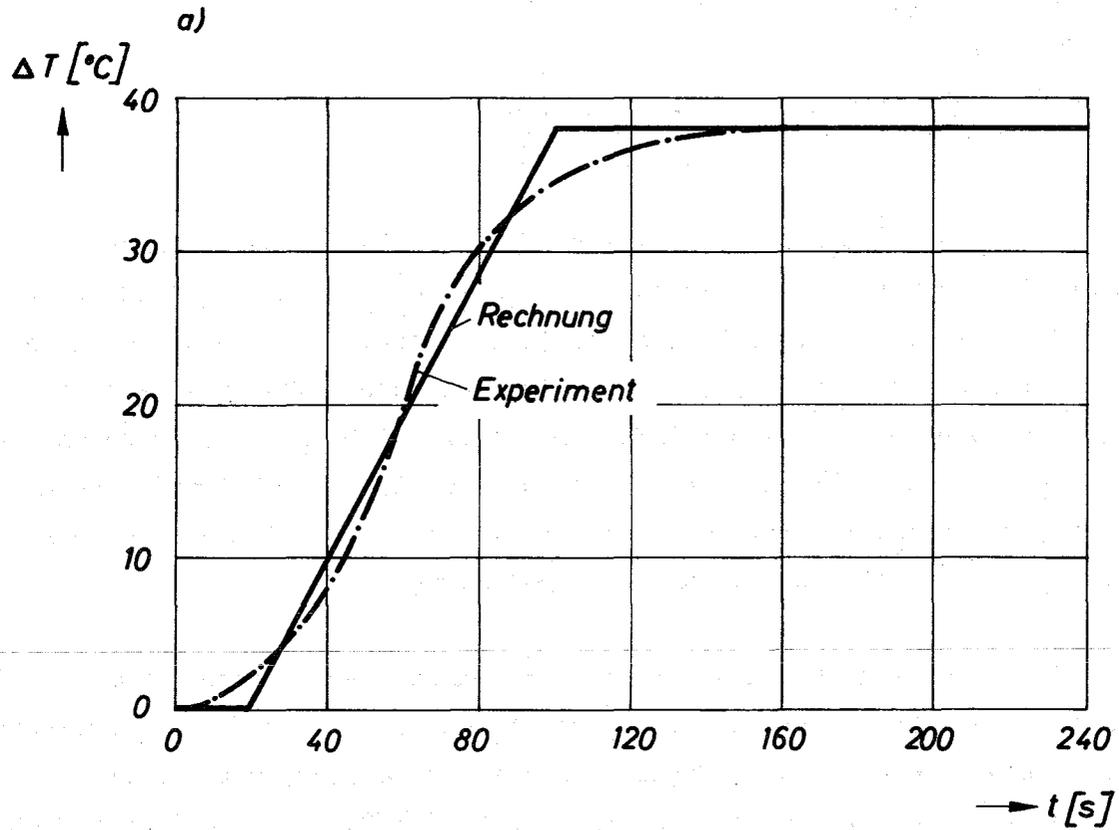


Bild 20 Zeitverlauf der gestörten System-Eintrittsgrößen Kühlmiteleintrittstemperatur (a) und Kühlmittel-durchsatz (b) im Experiment und Rechenprogramm.

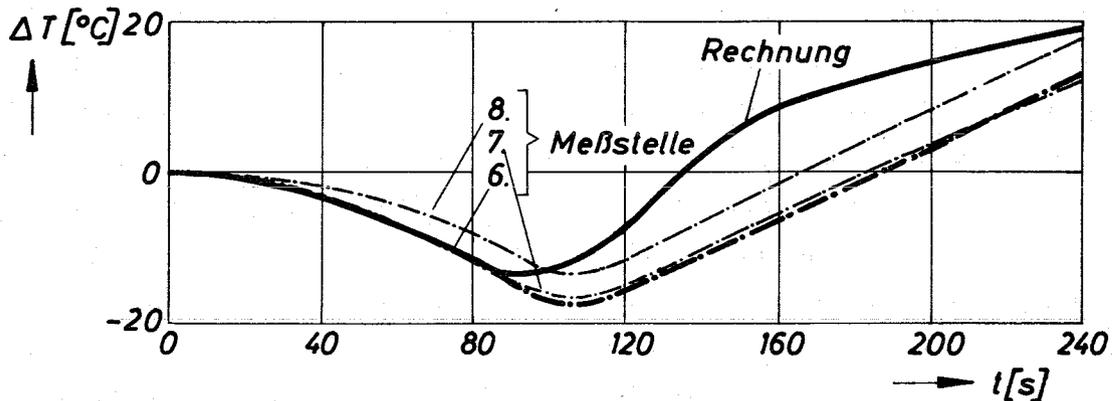
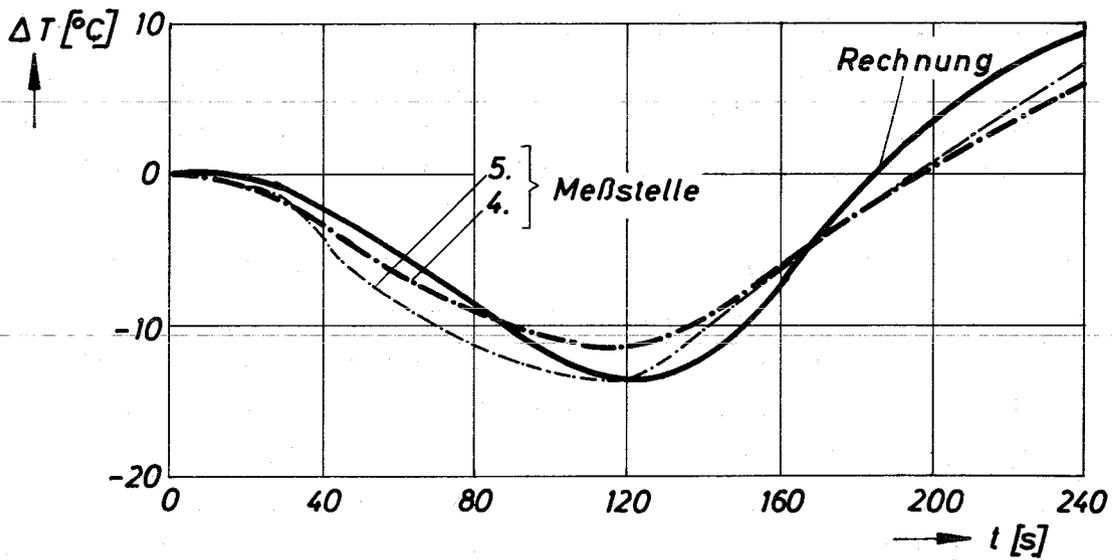
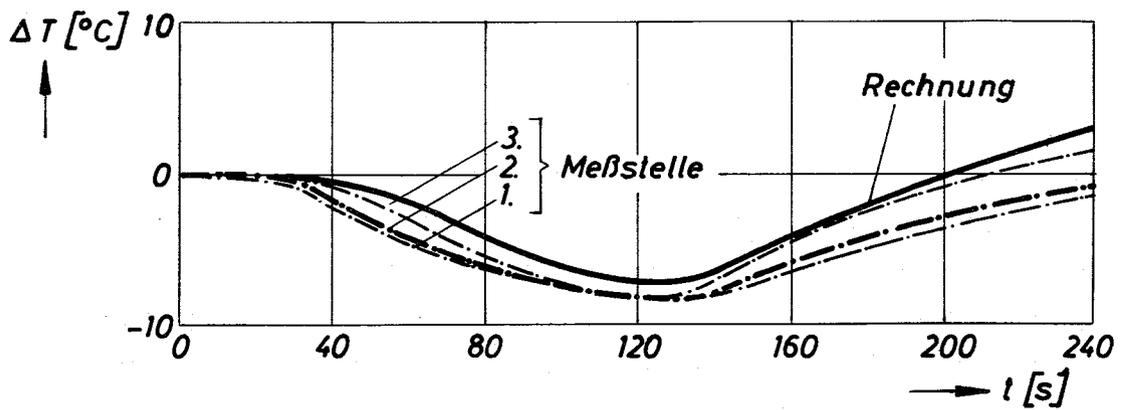


Bild 21 Bezogene Temperaturänderungen der Rohrschlange als Funktion der Zeit und der Meßstellen nach Störung der Kühlmittelintrittstemperatur

5.1.2 Störung des Dampfdurchsatzes

In dieser zweiten Gruppe der Untersuchungen wurden plötzliche Änderungen der Dampfentnahme am "Turbinenfahrventil" (V_3) untersucht, wie sie beim sog. Frequenzbetrieb eines Kraftwerkes unvorhergesehen erfolgen. Bei einer schnellen Laststeigerung der Turbine, auch bei unmittelbarer Signalgabe durch einen Impulsgeber des Generators und einer schnell regelbaren Energiezuführung, folgt die Dampferzeugung im Kessel mit Verzögerung. Wärmezufuhr und Dampfentnahme sind während dieser Zeit nicht im Gleichgewichtszustand. Die Differenz muß aus den Speichermassen des Dampferzeugers gedeckt werden, wobei gleichzeitig eine Druckänderung stattfindet. Die Druckänderung wirkt über den Druckabfall und die Sättigungstemperatur auf die primäre Leistungsbilanz des Dampferzeugers zurück. Die Systemtemperaturen und Zonenlängen streben einem neuen Gleichgewichtszustand zu. Das Zeitverhalten dieses transienten Vorganges wird bei gegebener Systemkonstruktion durch die Amplitude und Zeitdauer der Störgröße bestimmt.

In Bild 22 ist die relative Änderung der "Turbinenfahrventilstellung" als Funktion der Zeit dargestellt. Innerhalb von 5 sec. erfolgte eine lineare Abnahme um 40 % des Ausgangswertes. Der Strömungsquerschnitt des Ventiles vergrößerte sich dadurch. Die Kühlmittelintrittstemperatur änderte sich während des Versuchszeitraumes (0 - 150 sec) linear um -4°C . *) Die Bilder 23 - 27 zeigen das hierdurch bewirkte Übergangsverhalten von Kühlmittelaustrittstemperatur, Dampfdruck, Dampfdurchsatz, Rohrwandtemperaturen und Zonenlängen. Die Abweichungen zwischen den experimentellen Messungen und den Rechnungen sind beim Dampfdruck und Dampfdurchsatz gering. Sie liegen innerhalb der Meßgenauigkeit der Messungen. Bei der Kühlmittelaustrittstemperatur tritt eine kleine Phasen- und Amplitudenverschiebung auf. Diese wird erklärlich, wenn man berücksichtigt, daß die Störgröße (Dampfentnahme) bezüglich der Kühlmittelaustrittstemperatur an der entgegengesetzten Seite des Dampferzeugers wirksam wurde und daher für das dynamische Verhalten der Kühlmitteltemperatur sämtliche Zeitkonstanten des Systems mit ihren Näherungsfehlern additiv eingehen. Der Frischdampfdruck am Überhitzeraustritt, der dem Druck am "Turbinenfahrventil" (V_3) entspricht (Druckabfall der Rohrleitung wurde vernachlässigt), fällt innerhalb von 40 sec. von 90 atü auf 63 atü (Bild 24). Während des Vorgangs wird vorübergehend die hohe Drucksinkgeschwindigkeit von 113 atü/min erreicht. Die Dampfabgabe steigt am Beginn des Versuches in knapp 5 sec. um 31 % an. Das bedeutet eine plötzliche Steigerung der Dampfenergieleistung mit Hilfe der Speicher-

*) nicht graphisch dargestellt

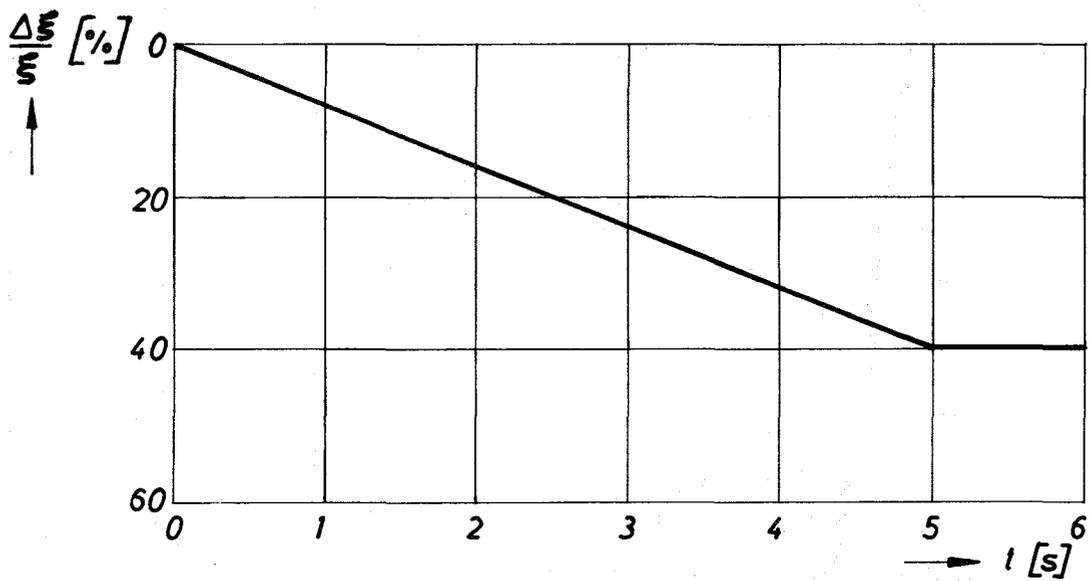


Bild 22 Relative Änderung der Ventilstellung von V_3 ("Turbinenfahrventil") als Funktion der Zeit (Störgröße des Systems)

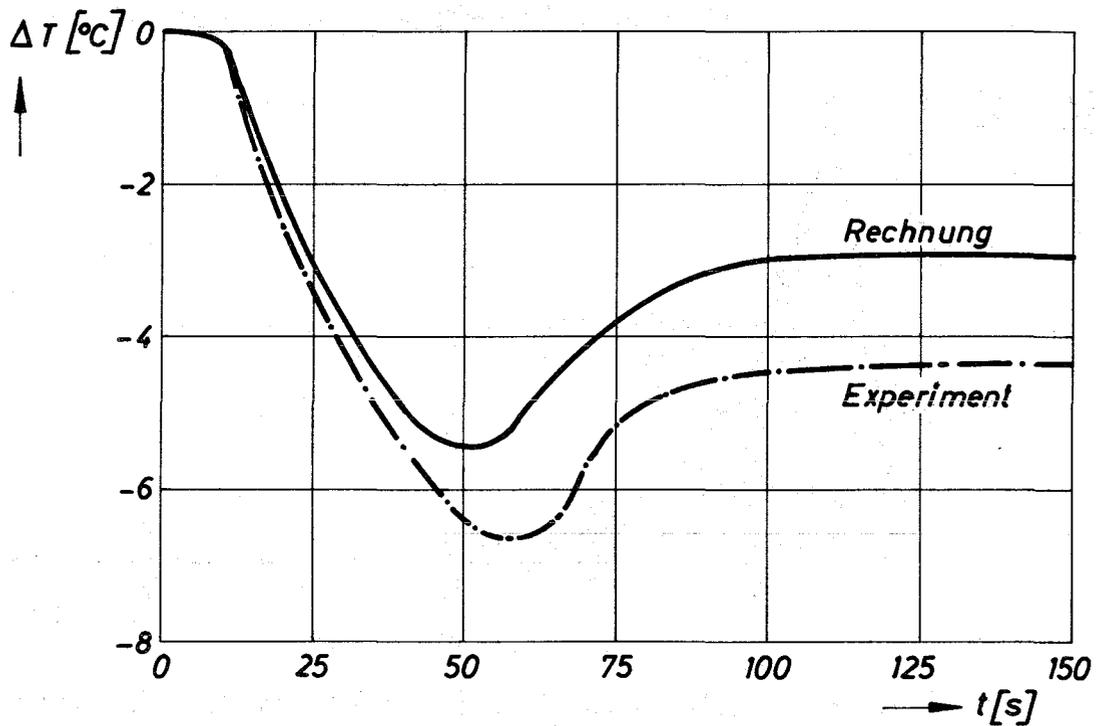


Bild 23 Änderung der Kühlmittelaustrittstemperatur als Funktion der Zeit

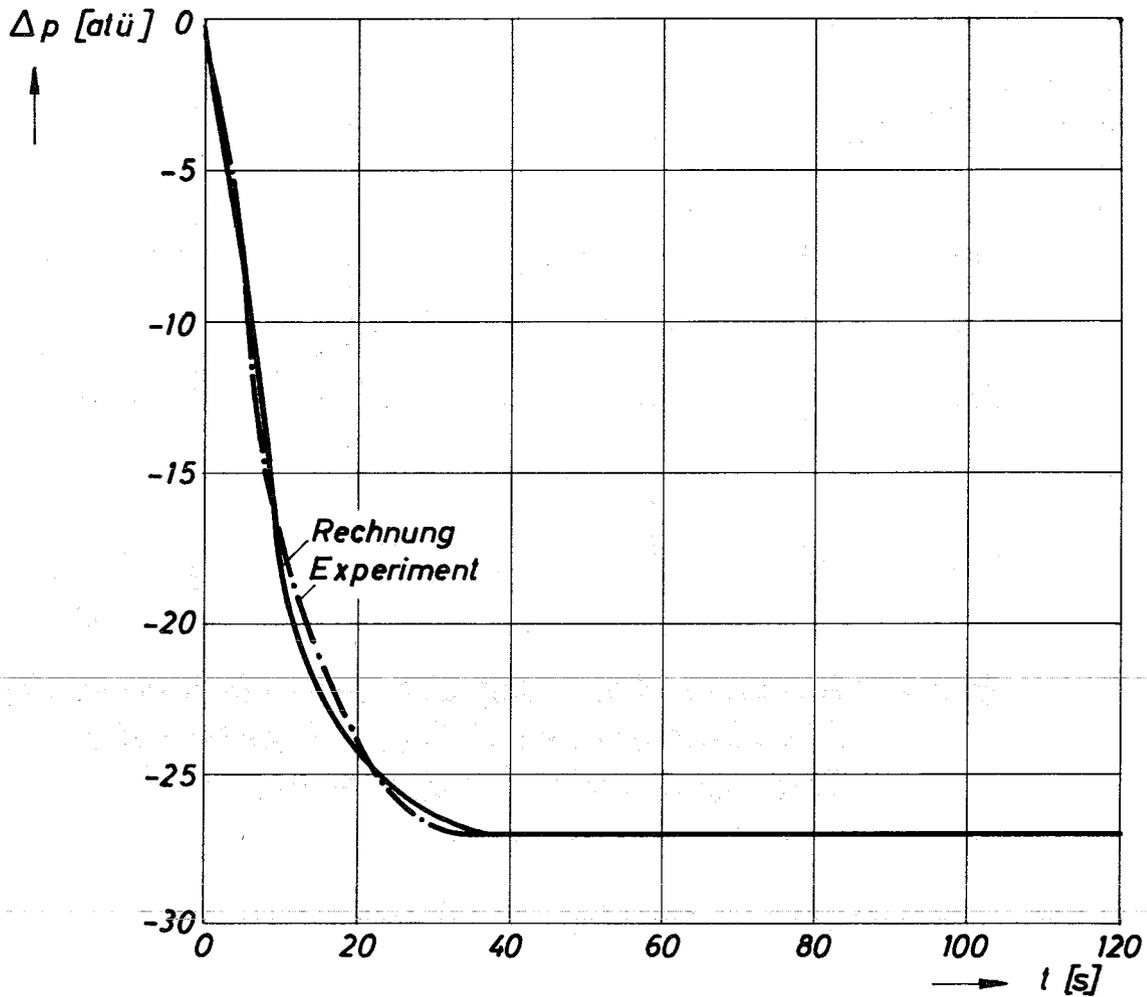


Bild 24 Frischdampfdruckänderung am "Turbinen-fahrventil" (Ventil V_3) als Funktion der Zeit

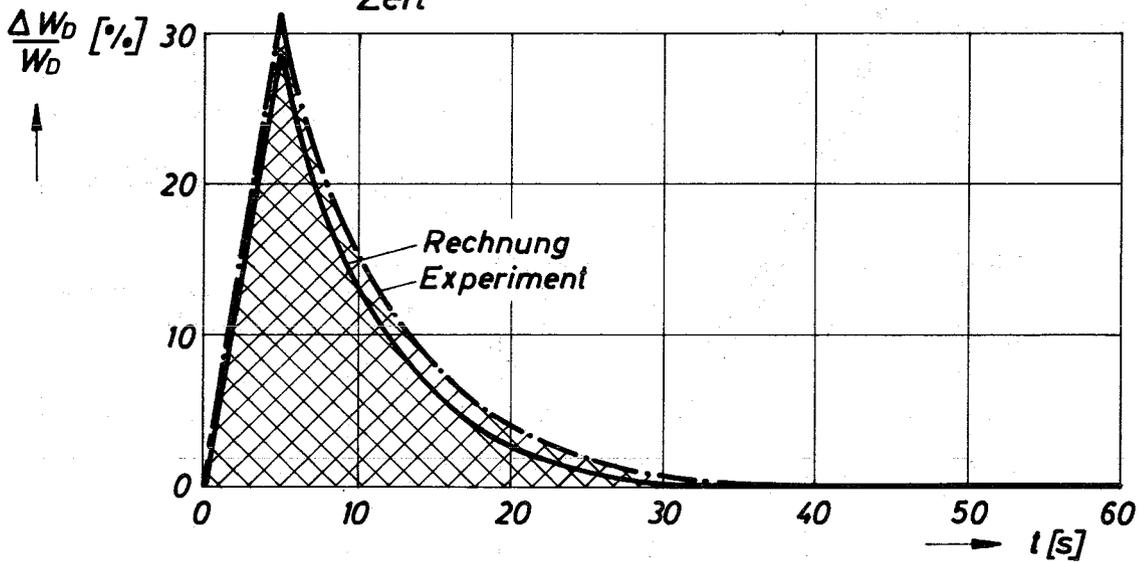


Bild 25 Dampfdurchsatzänderung am "Turbinen-fahrventil" (Ventil V_3) als Funktion der Zeit

fähigkeit um rund 6 ‰ je Sekunde. Die von der Kurve (Bild 25) eingeschlossene, schraffierte Fläche ist ein Maß für die aus dem Speichervermögen des Erzeugers abgegebene Dampfmenge. Durch das Ausströmen des Dampfes aus der Verdampferzone reduziert sich dort der Dampfanteil, und es strömt Wasser aus der Vorwärmzone nach. Die Länge der Verdampferzone muß sich also zunächst vergrößern. Sobald das Wasser verdampft ist, machen sich die durch den starken Druckabfall verursachte Senkung der Sättigungsenthalpie und Sättigungstemperatur bemerkbar und bewirken eine Verkürzung der Verdampferzone. Der zeitliche Verlauf der relativen Längenänderung dieser Zone ist also durch ein Maximum gekennzeichnet. Da die Länge der Überhitzerzone gleich ist der Differenz aus der Gesamtlänge des Dampferzeugers und der Summe der Länge von Vorwärm- und Verdampferzone, weist die entsprechende Übergangsfunktion im gleichen Zeitintervall ein Minimum auf. Die Übergangsfunktion der relativen Längenänderung der Vorwärmzone ist charakterisiert durch eine Verzögerung am Anfang und einen schnellen Abfall in den ersten 20 Sekunden (Bild 27).

Die Rohrwandtemperaturänderungen in Bild 26 durchlaufen ebenfalls ein Minimum. Auffallend ist der relativ schnelle Abfall im 1. Segment der Verdampferzone. Die hier ermittelten Temperaturänderungsgeschwindigkeiten von $1^{\circ}\text{C}/\text{sec}$ werden an keiner anderen Stelle der Rohrschlange erreicht. Das im weiteren Zeitverlauf registrierte Ansteigen der Rohrwandtemperatur ist auf die Rückwirkung der fallenden Sättigungstemperatur und Sättigungsenthalpie zurückzuführen. Ein neuer stationärer Zustand stellt sich nach rund 250 sec ein. Die Übereinstimmung der Rechnungen mit dem Experiment bis zum Zeitintervall von ca. 60 sec. ist gut, für den folgenden Zeitraum voll befriedigend.

5.1.3 Störung des Natriumdurchsatzes (Kühlmitteldurchsatzes)

Der Zeitverlauf der gestörten System-Eintrittsgröße Kühlmitteldurchsatz wird in Bild 28 gezeigt. Infolge der Rückwirkung des Natriumkessels vom Versuchskreislauf änderte sich zusätzlich die Kühlmittelintrittstemperatur um $+10^{\circ}\text{C}$.

Die Ergebnisse der Untersuchungen sind den Bildern 30 - 35 zu entnehmen. Durch das höhere Leistungsangebot reduzieren sich die Längen von Vorwärm- und Verdampferzone, während der Überhitzerteil sich verlängert (Bild 34).

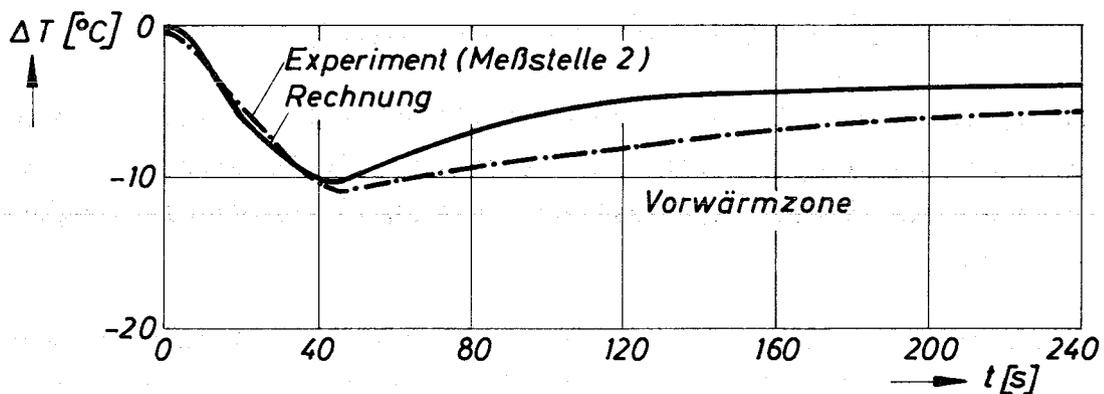
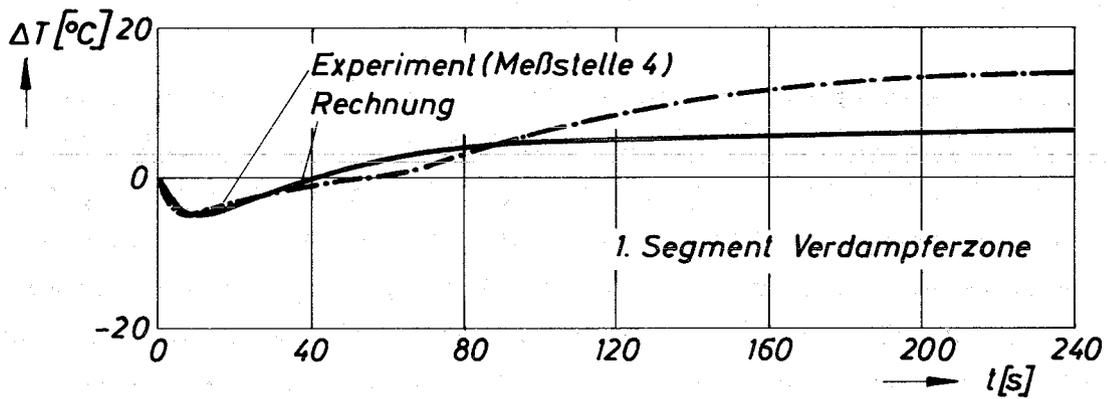
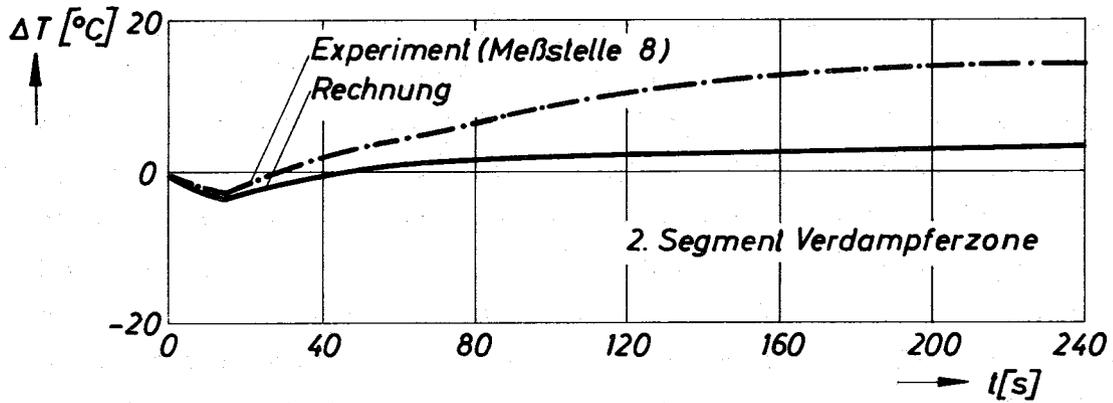


Bild 26 Bezogene Temperaturänderung der Rohrschlange als Funktion der Zeit nach Störung der Dampfventilstellung

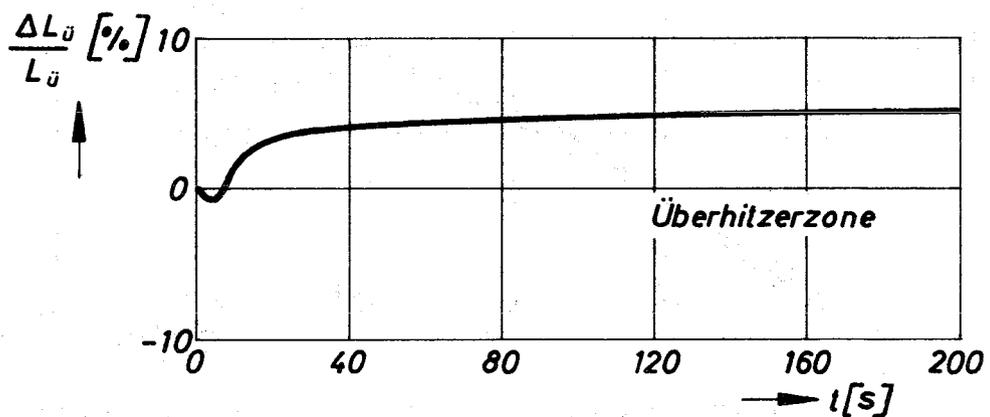
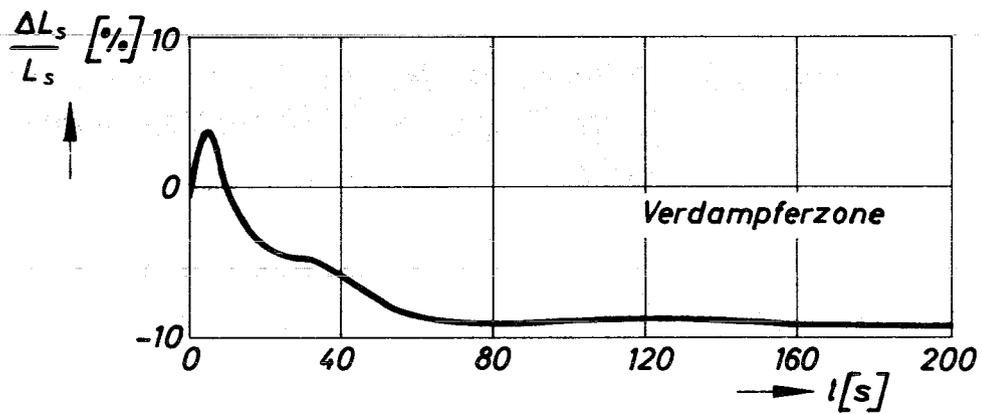
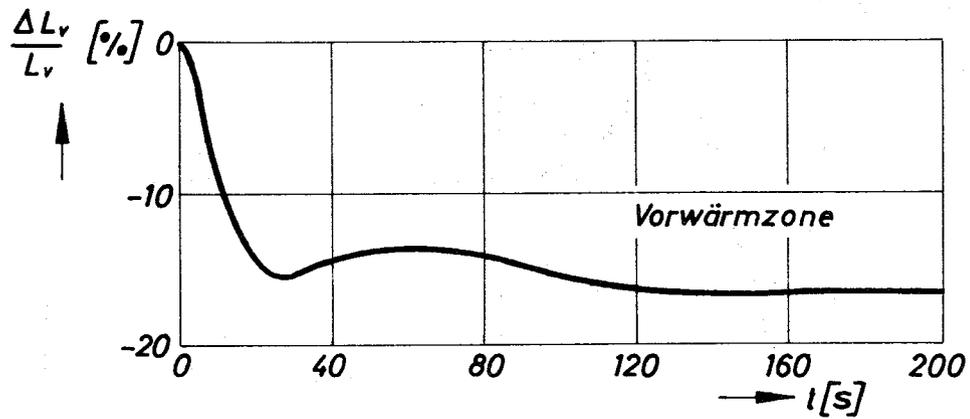


Bild 27 Relative Längenänderung der Überhitzer-, Verdampfer- u. Vorwärmzone als Funktion der Zeit nach Störung der Dampfventilstellung

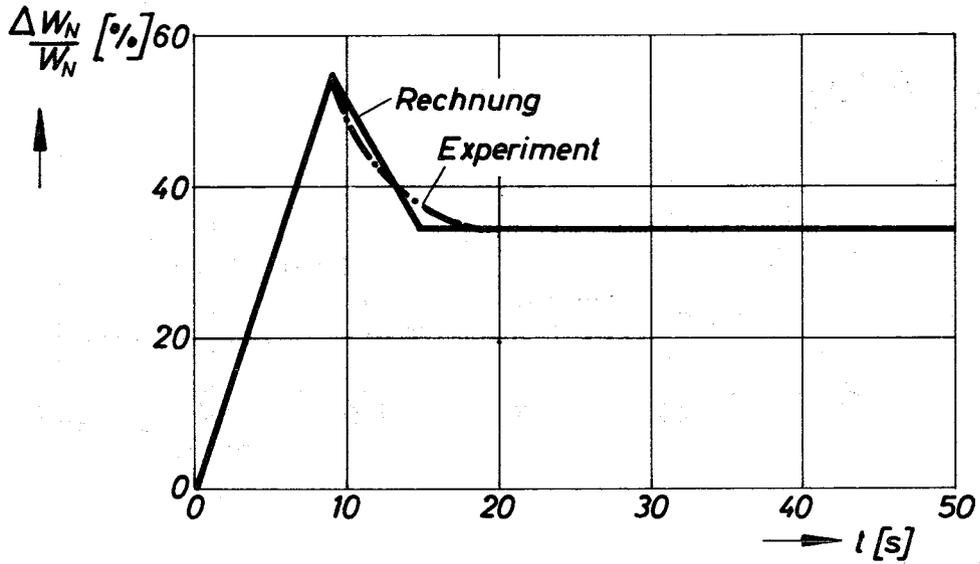


Bild 28 Zeitverlauf der gestörten System-Eintrittsgröße: Kühlmitteldurchsatz

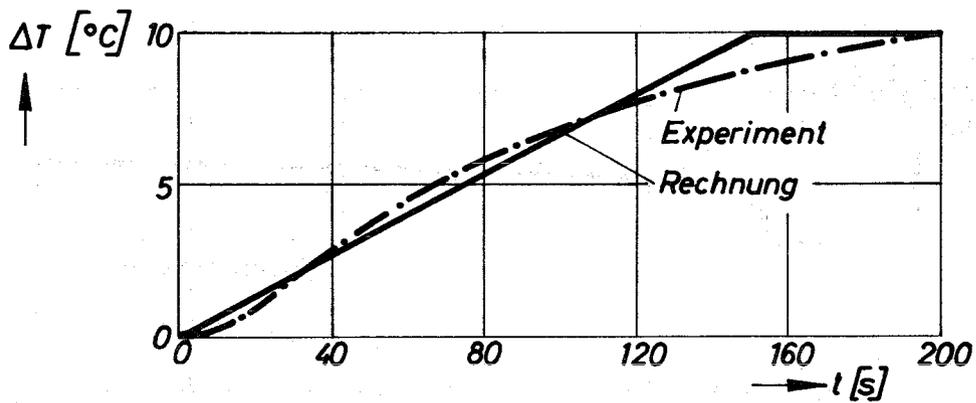


Bild 29 Zeitverlauf der System-Eintrittsgröße: Kühlmitteltemperatur

Der Wasservorrat im Dampferzeuger wird dabei also kleiner, und die Verdampfung beginnt schon dort, wo vorher nur eine Wassererwärmung stattfand. Das überschüssige Wasser aus dem zum Verdampfer gewordenen Teil der Vorwärmzone wird z.T. an Ort und Stelle verdampft und z.T. durch das in Dampf mit größerem spezifischen Volumen umgesetzte Wasser herausgedrückt. Den dabei örtlich im Verdampfer auftretenden Druckanstieg (P_4) zeigt Bild 30. Beim Ablauf des transienten Vorganges wird also vom Erzeuger mehr Dampf geliefert als in ihm Wasser eingespeist wird; diese Diskrepanz dauert so lange, bis das auf das neue Leistungsniveau bezogene überschüssige Wasser aus dem Verdampferteil entfernt ist. Erst dann können sich dem neuen Beharrungszustand entsprechende kürzere Längen der Vorwärm- und Verdampferzone endgültig einstellen. Da das überschüssige Wasser zu seiner Verdampfung einen bestimmten Zeitraum benötigt, geht die Frischdampf-temperatur langsam auf ihren neuen höheren Wert über (Bild 33). Ihr Anstieg wird erst in dem Augenblick beschleunigt, wenn die Dampfspitze im Verdampfer (Bild 31) schon vorüber ist.

Der errechnete und gemessene Dampfdruckverlauf am Ventil V_3 ("Turbinenfahrventil") ist ebenfalls aus Bild 30 ersichtlich. Der Unterschied gegenüber dem örtlichen Druckverhalten (P_4) in der Verdampferzone ist nur gering, d.h. der Beitrag der Überhitzerzone zur Dampfspitze ist unwesentlich. Die theoretischen Kühlmittel- und die experimentellen Rohrwandtemperaturen sind in Bild 35 dargestellt. Die Übereinstimmung der Dynamik der Kurven ist hinreichend gut. Die errechnete transiente Kühlmittelaustrittstemperatur verläuft gegenüber der experimentellen Kurve in der ersten Minute nach Störungsbeginn etwas steiler (Bild 32). Bezüglich der Angabe der größten Temperaturänderungsgeschwindigkeiten für eine Sicherheitsanalyse liegt man daher bei der Rechnung auf der "sicheren" Seite.

5.1.4 Störung des Speisewasserdurchsatzes

Die Änderung des Speisewasserdurchsatzes erfolgte annähernd linear mit der Zeit. In Bild 36 ist die entsprechende Störfunktion dargestellt. Die Rückwirkung des Versuchskreislaufes verursachte zusätzlich eine Kühlmittelintrittstemperaturänderung von -9°C (Bild 37).

Über die Ergebnisse der Untersuchungen orientieren die Bilder 38 - 42. Grundsätzlich läßt sich feststellen, daß die Übereinstimmung zwischen den

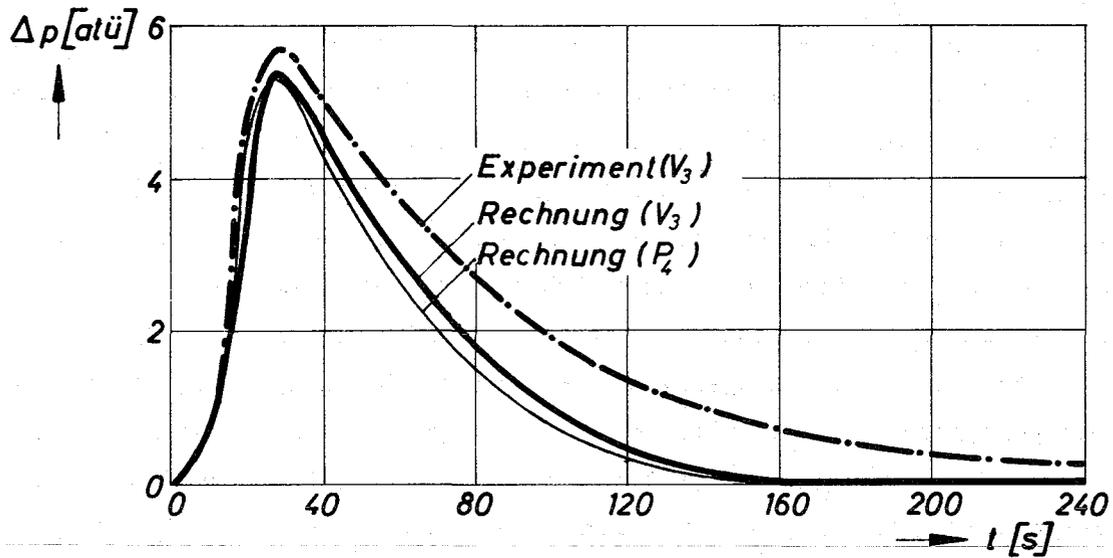


Bild 30 Frischdampfdruckänderung in der Verdampferzone (p_4) und am Ventil V_3 ("Turbinenfahrventil") als Funktion der Zeit nach Störung des Kühlmitteldurchsatzes

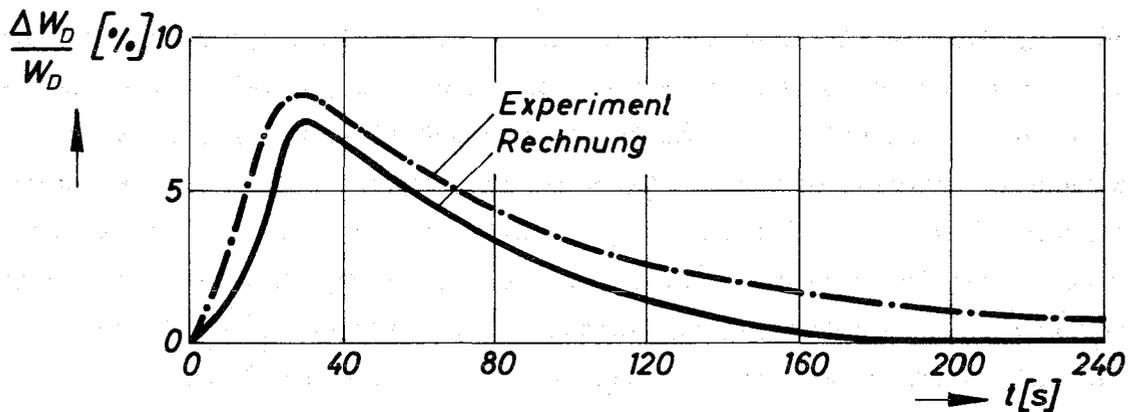


Bild 31 Dampfdurchsatzänderung am Ventil V_3 ("Turbinenfahrventil") als Funktion der Zeit nach Störung des Kühlmitteldurchsatzes

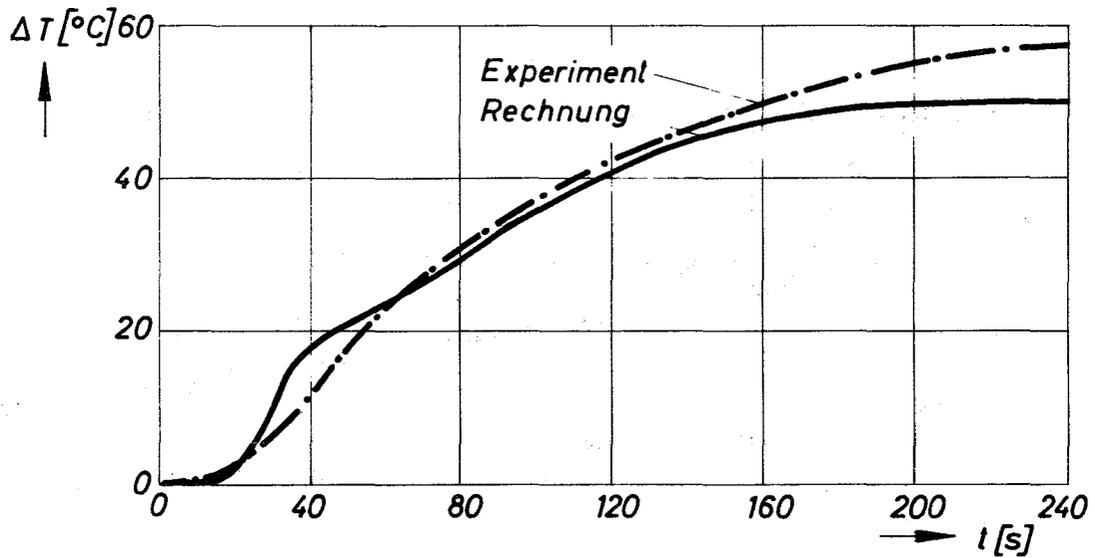


Bild 32 Kühlmittelaustrittstemperatur als Funktion der Zeit nach Störung des Kühlmitteldurchsatzes

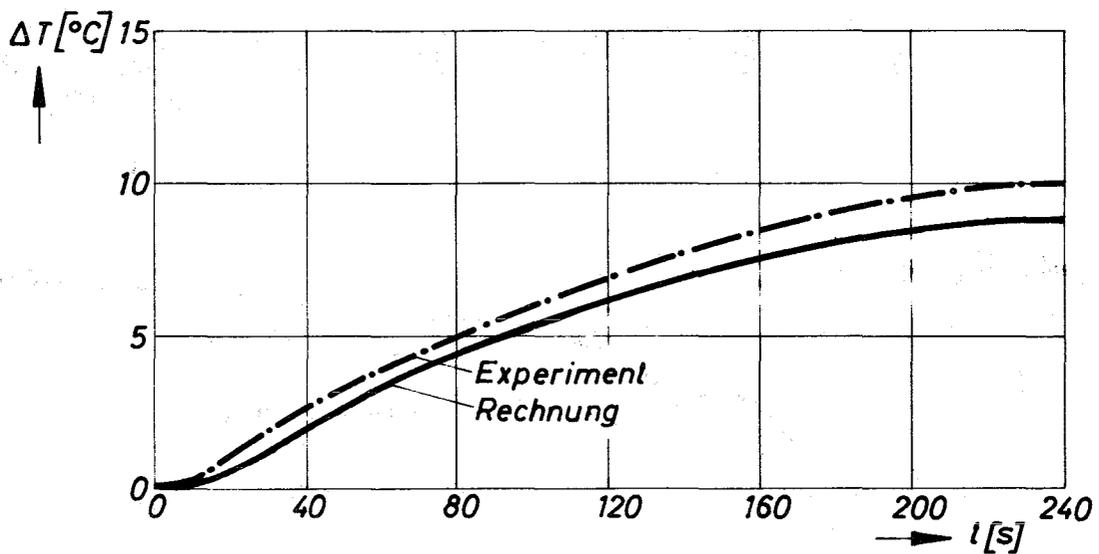


Bild 33 Frischdampf Temperatur als Funktion der Zeit nach Störung des Kühlmitteldurchsatzes

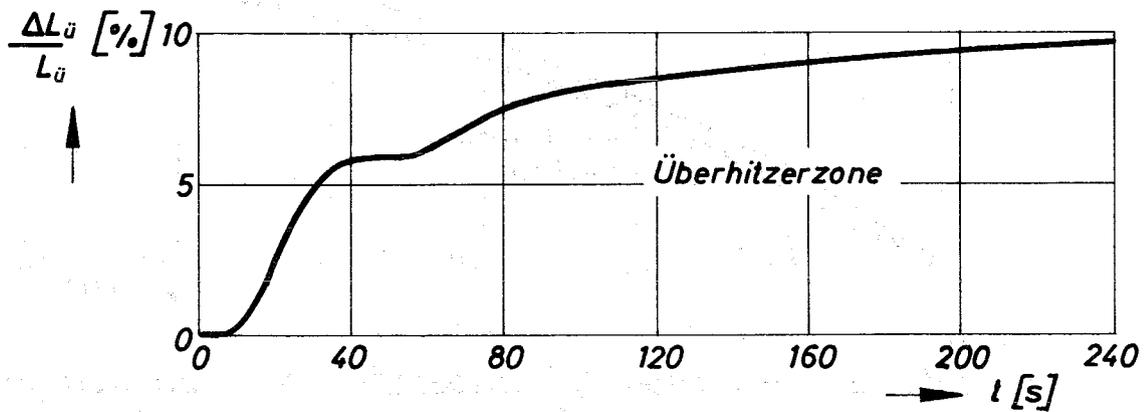
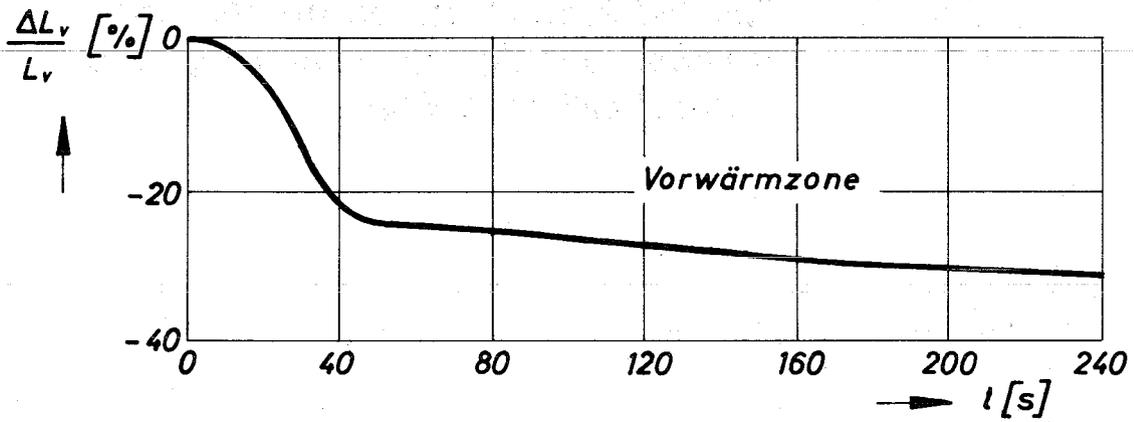
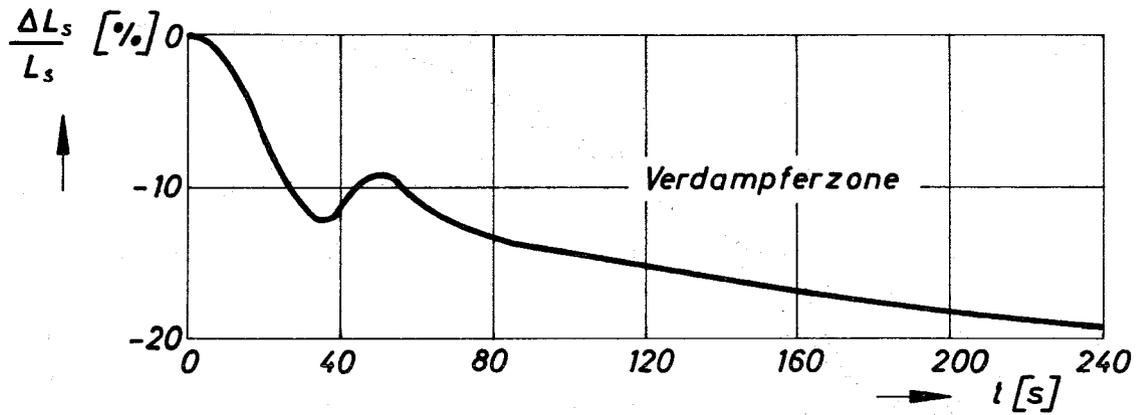


Bild 34 Relative Längenänderung der Überhitzer-Verdampfer- u. Vorwärmzone als Funktion der Zeit nach Störung des Kühlmitteldurchsatzes

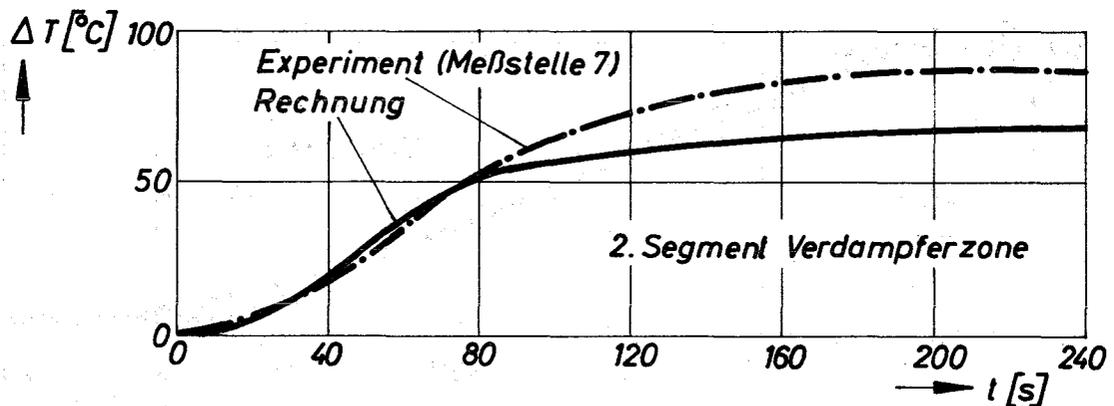
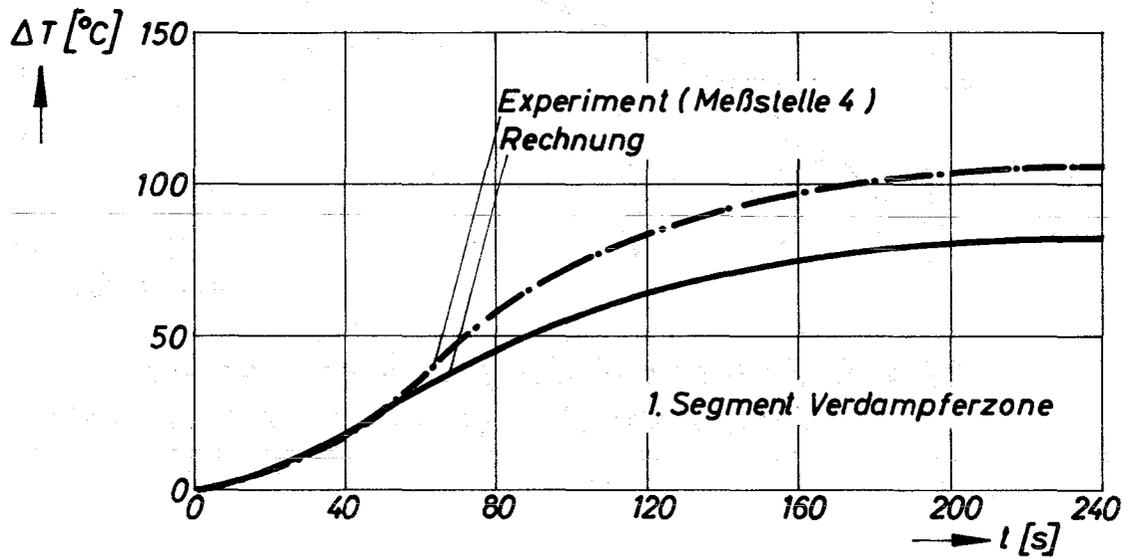
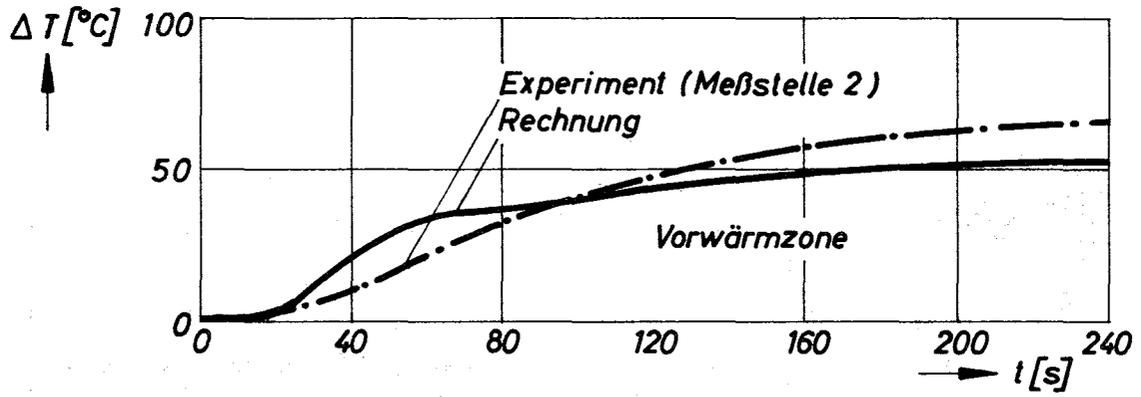


Bild 35 Bezogene Temperaturänderungen der Rohrschlange als Funktion der Zeit nach Störung des Kühlmitteldurchsatzes

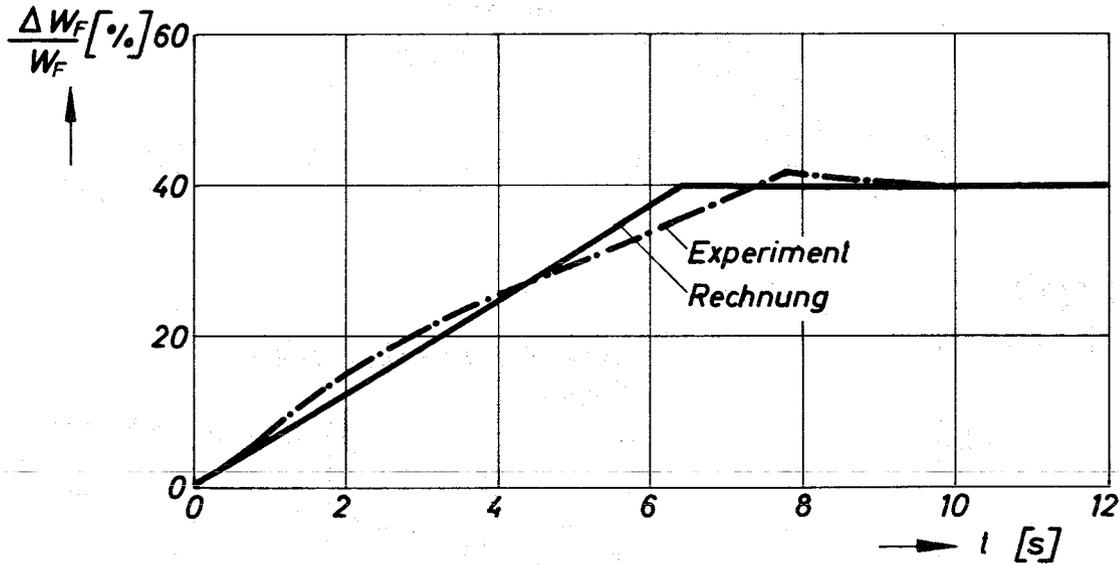


Bild 36 Zeitverlauf der gestörten System -
Eintrittsgröße: Speisewasserdurchsatz

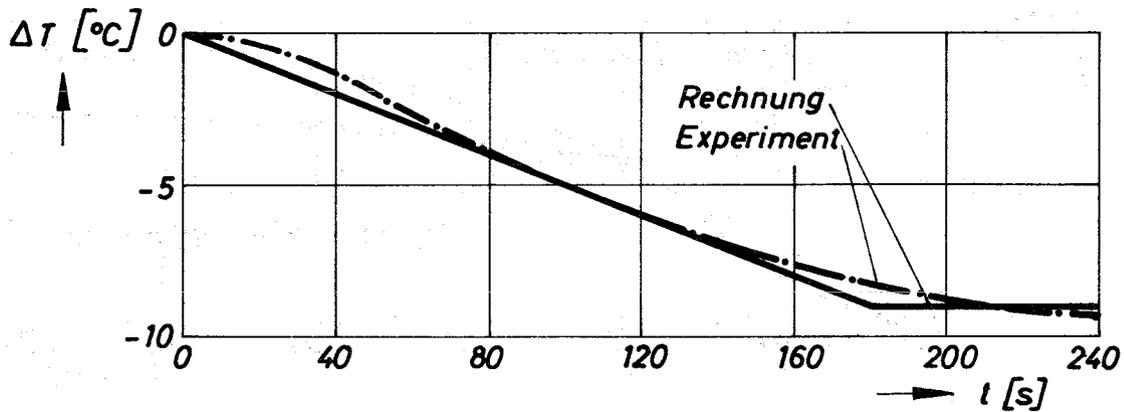


Bild 37 Zeitverlauf der System - Eintrittsgröße:
Kühlmitteltemperatur

berechneten und gemessenen Übergangsfunktionen gut ist. Da bei diesem Störfall das Verhältnis von Leistungsangebot und -nachfrage sich verkleinert, verlängern sich die Vorwärm- und Verdampferzone. Ein Teil des in den Dampferzeuger eingespeisten Arbeitsmittels wird für die Vergrößerung des Wasserinhalts verbraucht. Das noch nicht siedende Wasser strömt dabei in solche Rohrabschnitte, in denen vorher schon eine Verdampfung erfolgte, gleichzeitig verlagert sich das Verdampfungsende in den früheren Überhitzer. Die Überhitzerlänge nimmt dementsprechend ab (Bild 42). Der neue stationäre Zustand wird rund 5 Minuten nach Störungsbeginn erreicht. Wie aus Bild 39 ersichtlich, eilt die Dampfabgabe vorübergehend dem Speisewasseranstieg nach. Diese Phasenverschiebung kann durch die stattfindende vermehrte Wasserauffüllung der Vorwärmzone erklärt werden.

Die Frischdampftemperatur (Bild 40) bleibt in diesem Zeitintervall nahezu konstant bzw. steigt leicht an. Der Abfall der berechneten Kühlmittelaustrittstemperatur (Bild 41) erfolgt, gegenüber der experimentellen Übergangsfunktion, teilweise steiler. Hinsichtlich der größten Temperaturänderungsgeschwindigkeiten gilt das in 5.1.3 Gesagte.

5.2 Frischdampftemperaturdynamik und Speichervermögen

Neben der Druckhaltung ist die Temperaturhaltung bei der Regelung des Zwangsdurchlaufdampferzeugers eine wichtige Größe. Die thermischen Zeitverzögerungen, die bei Temperaturänderungen wirksam werden, sind insofern unange-nehm, als sie im Gegensatz zu Druckregelstrecken, Verzögerungsglieder hoher Ordnung (Totzeiten) sind [54]. Dabei ergeben sich selbst bei guter Regelung und sorgfältiger Einstellung große Regelabweichungen. Physikalisch betrachtet verhält sich das System so, als ob es aus einer Reihenschaltung vieler kleiner Speicher bestünde. Sowohl die Auslegung und Konstruktion der Heizflächen als auch die Kühl- und Arbeitsmitteldurchsätze gehen in den Verlauf der Übergangsfunktion ein, die dann entsprechend schwierig zu berechnen ist. Besonders der Kühlmittelanteil hat bei der Natriumkühlung einen erheblichen Einfluß auf die Dynamik.

Die in Bild 43 gezeigten errechneten Diagramme demonstrieren dieses. Aufgetragen über der Zeit ist die Frischdampf Temperaturänderung. Parameter ist die Zeitkonstante des Kühlmitteldurchsatzes in der Überhitzerzone. Gestört ist die Kühlmittelintrittstemperatur sprunghaft um -10°C .

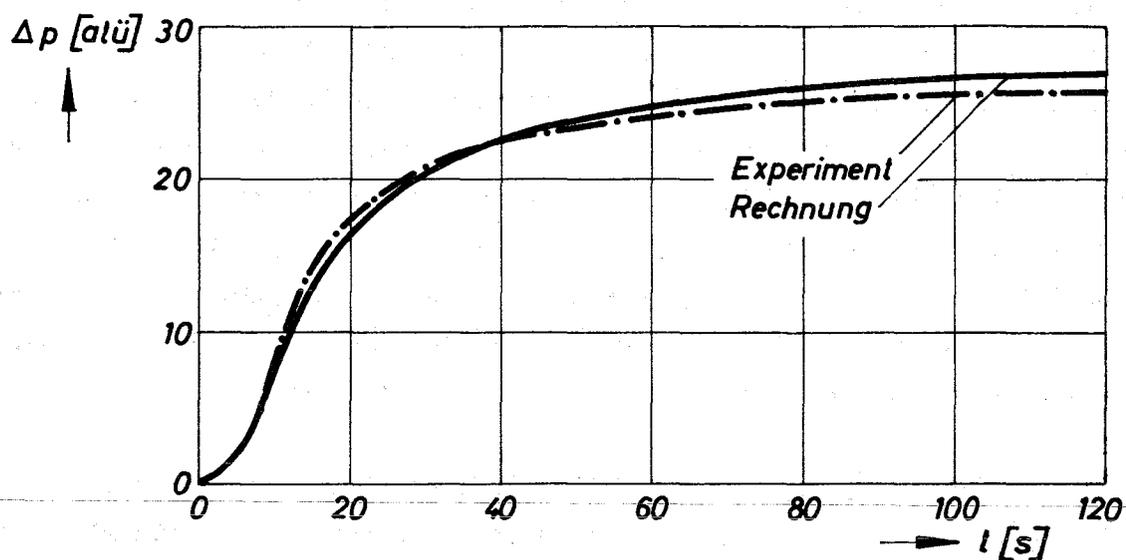


Bild 38 Frischdampfdruckänderung am Ventil V_3 als Funktion der Zeit nach Störung des Speisewasserdurchsatzes

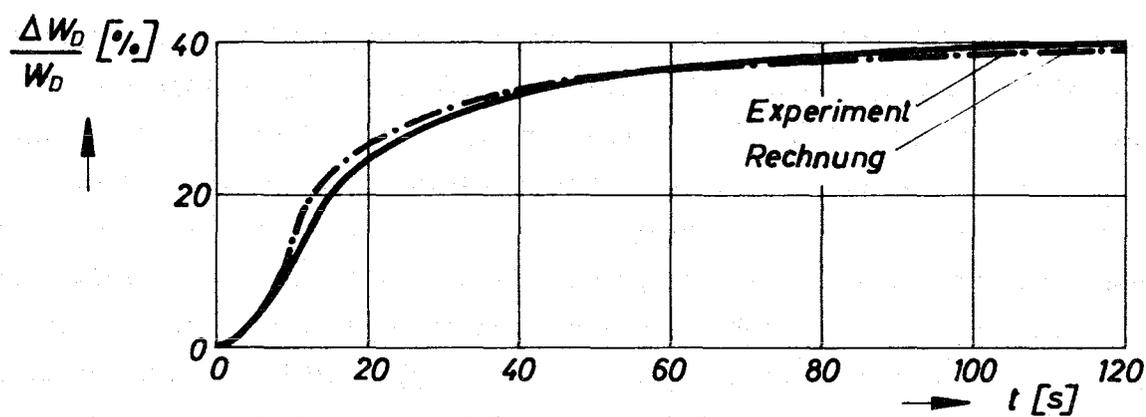


Bild 39 Dampfdurchsatzänderung am Ventil V_3 als Funktion der Zeit nach Störung des Speisewasserdurchsatzes

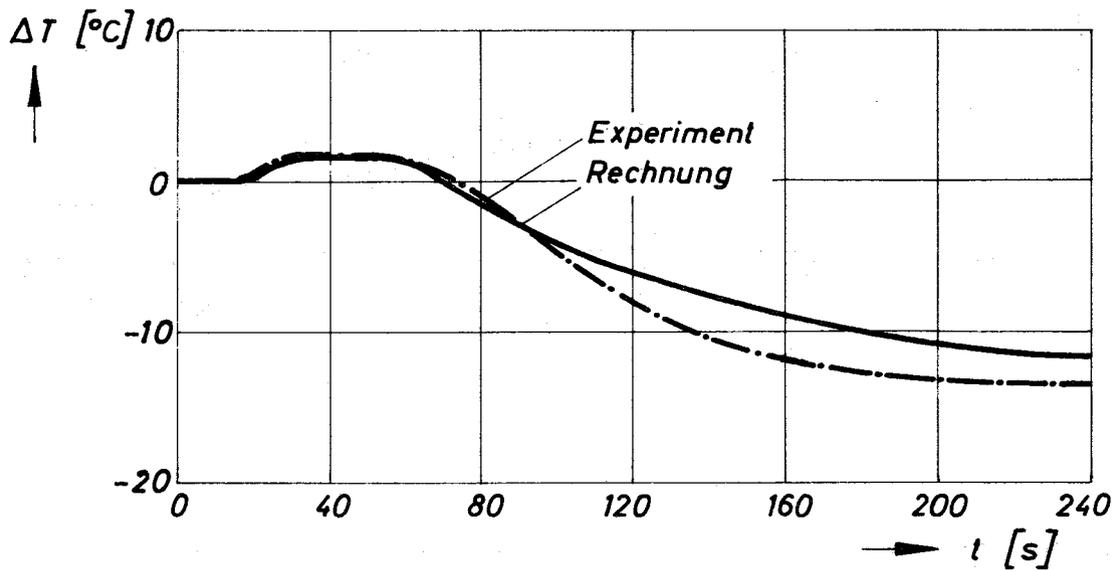


Bild 40 Frischdampf temperaturänderung als Funktion der Zeit nach Störung des Speisewasserdurchsatzes

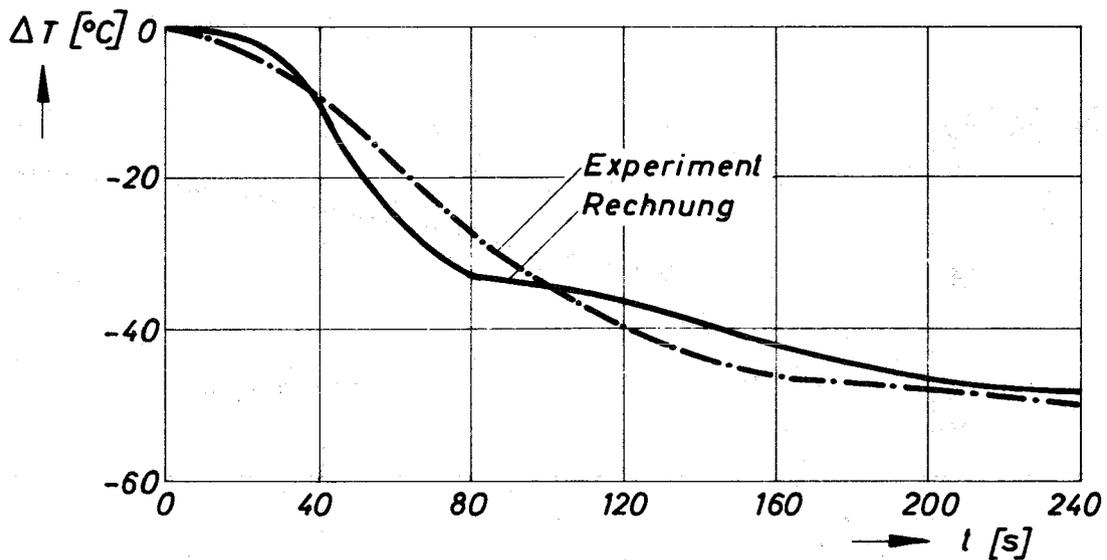


Bild 41 Kühlmittelaustrittstemperaturänderung als Funktion der Zeit nach Störung des Speisewasserdurchsatzes

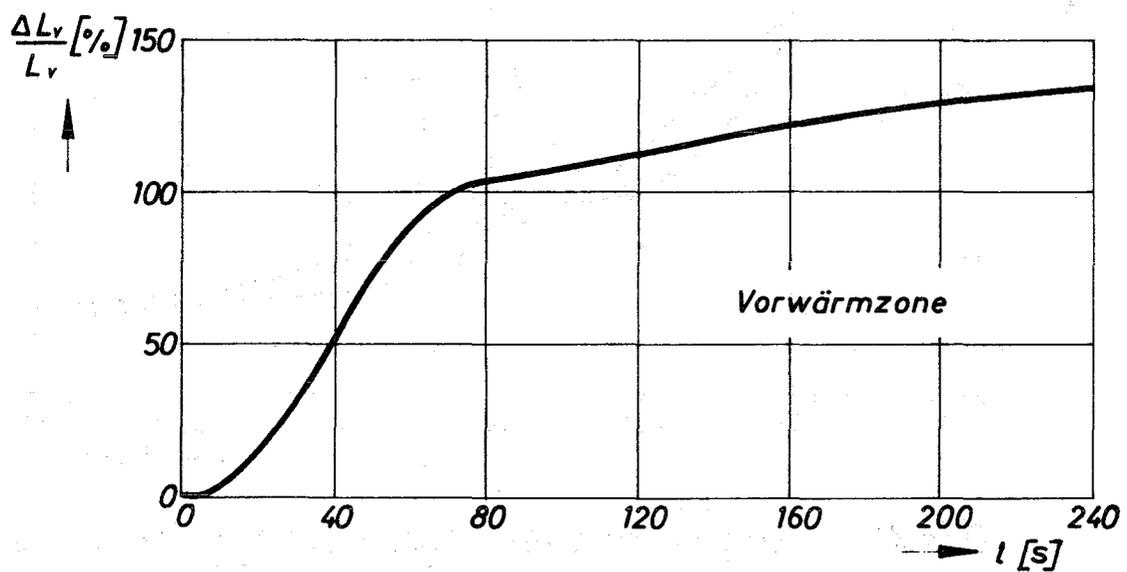
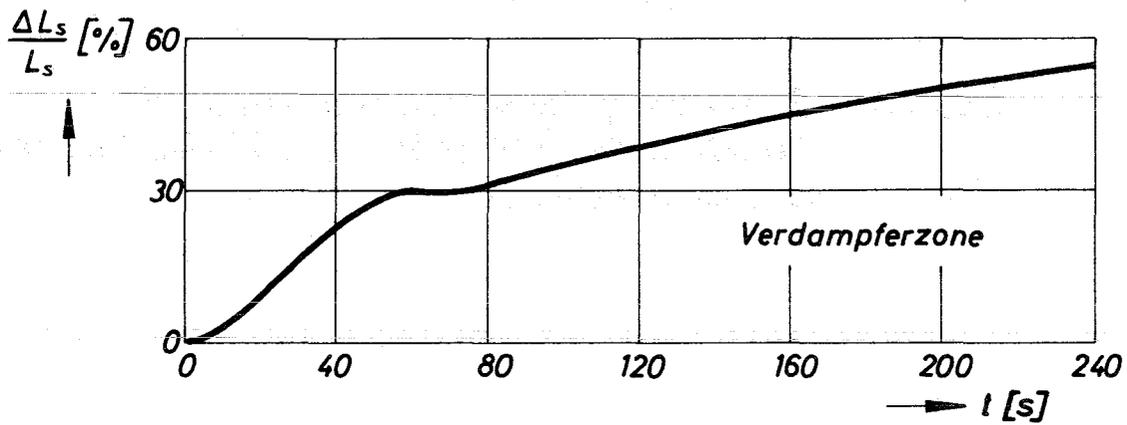
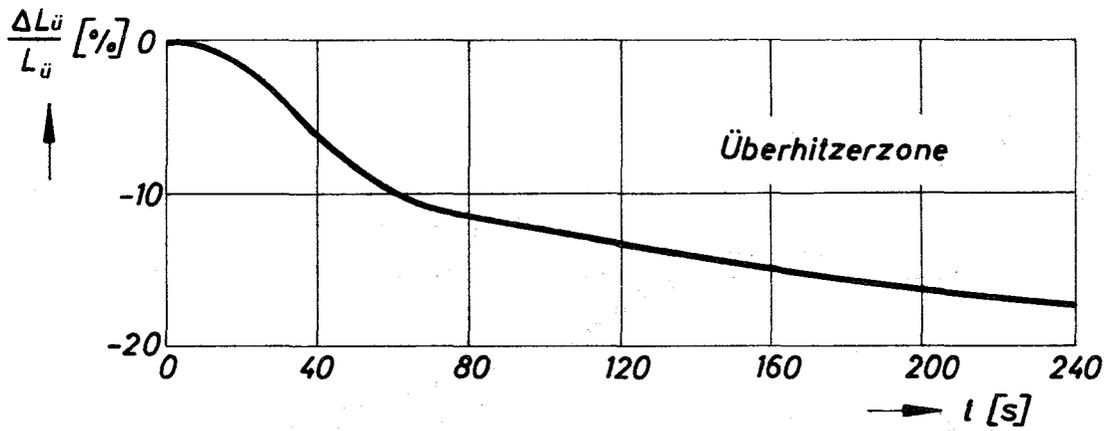


Bild 42 Relative Längenänderung der Überhitzer-, Verdampfer- u. Vorwärmzone als Funktion der Zeit nach Störung des Speisewasserdurchsatzes

Aus dem Kurvenverlauf ist ersichtlich, daß die Totzeit am ausgeprägtesten bei kleinen Kühlmitteldurchsätzen (großen Zeitkonstanten) auftritt. Für einen quantitativen Vergleich sollen die Zeiten angegeben werden, bei denen die Frischdampftemperatur um -2°C abgefallen ist:

Zeitkonstante τ *)	1	2	5	10
Zeit für den Temperaturabfall um -2°C t [sec]	3	5	14	30

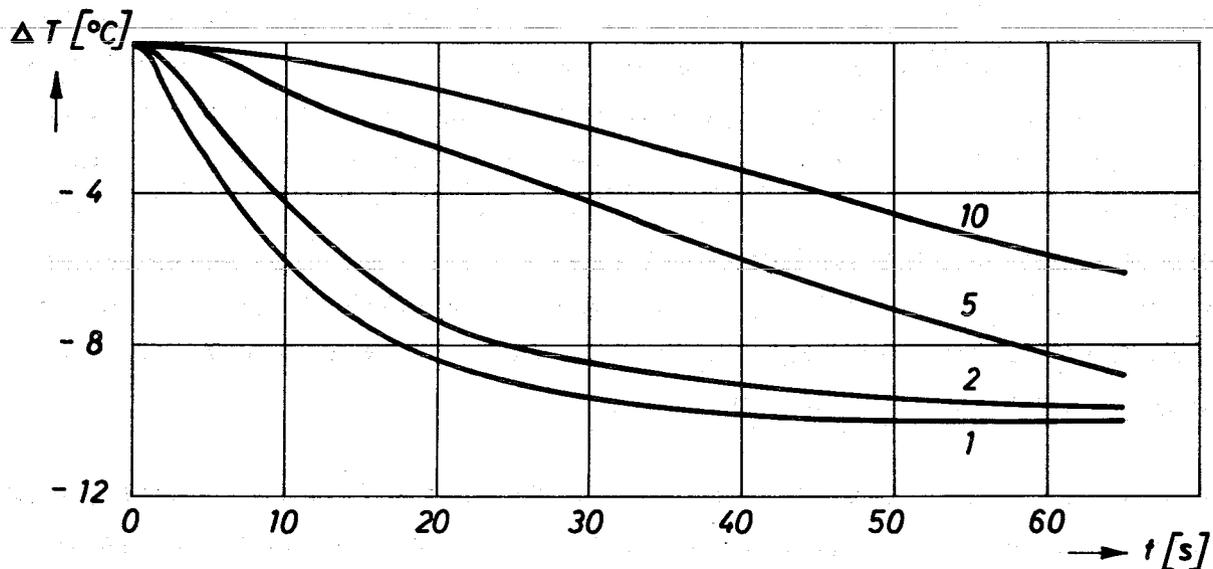


Bild 43

Frishdampf temperaturverhalten in Abhängigkeit von der
Zeitverzögerung

Da die heute zulässige Frishdampf temperatur-Abweichung bei den Hochleistungsturbinen $\pm 3^{\circ}\text{C}$ beträgt [12], ist es notwendig, die Temperatur möglichst schnell zu erfassen und durch das Regelsystem Gegenmaßnahmen einzuleiten. Das gilt umso mehr bei der Regelung der Frishdampf temperatur durch

*) Die Zeitkonstante $\tau = 14$ sec, entsprechend einem Kühlmitteldurchsatz von 100 %/o, wurde für Vergleichszwecke = 1 gesetzt.

die Änderung der Kühlmittelintrittstemperatur, wie es bei modernen natriumgekühlten Kernkraftwerken der Fall ist [10]. Bei der Auslegung und Konstruktion der Dampferzeuger sollte daher eine hohe Ansprechgeschwindigkeit der Frischdampf Temperatur angestrebt werden. Durch große Kühlmitteldurchsätze im Überhitzer und geringe Eisenmassen, die mit der Auslegung und der Sicherheit der Gesamtanlage sorgfältig abzustimmen sind, könnte eine Lösung gefunden werden. Der Dampfdurchsatz ist aufgrund der geringen Wärmekapazität im Vergleich zu diesen für die Dynamik von sekundärer Bedeutung.

Die Speicherwirkung ist ein wichtiges Hilfsmittel beim Kraftwerksbetrieb. Wie in 5.1.2 erwähnt, ist ein Maß für das Speichervermögen der über die Zeit integrierte Dampfdurchsatz. Zur Ermittlung der Lastabhängigkeit wurde vom stationären Zustand ausgehend (90 atü) durch sprungförmige Veränderung der Ventilstellung *) eine Druckabsenkung um 25 % bewirkt und das Übergangsverhalten des Dampfdurchsatzes studiert. Bild 44 orientiert über die Ergebnisse. Parameter ist der Speisewasserdurchsatz W_F . Setzt man für Vergleichszwecke willkürlich das relative Speichervermögen für den höchsten Speisewasserdurchsatz gleich 1, so erhält man die Relation 1 : 0,7 : 0,4 bei den entsprechenden Speisewasserdurchsätzen von 1 : 0,8 : 0,5. Der Zusammenhang ist nicht linear. Betrachtet man aber dagegen das relative Speichervermögen in Abhängigkeit von der Länge der Verdampferzone, so ergibt sich ein streng linearer Zusammenhang (Bild 45).

Aufgrund der hohen Enthalpie pro Volumeneinheit in der Nähe des Verdampfungsanfangs und der relativ großen Rohrwandtemperaturänderungsgeschwindigkeit im 1. Segment der Verdampferzone (vgl. Bild 26 und 5.1.2) ist anzunehmen, daß die Speicherung der Wärme hauptsächlich in diesem Bereich erfolgt. Entsprechende Vermutungen äußert Doležal [12] in seinen Betrachtungen über die Wärmespeicherung.

Der Einfluß des Kühlmitteldurchsatzes natriumbeheizter Dampferzeuger auf das Speichervermögen ist erheblich. Doch im Vergleich zum Arbeitsmitteldurchsatz ist die Wirkung auf das Speichervermögen entgegengesetzt. Große Kühlmitteldurchsätze W_N bewirken ein geringes Speichervermögen und umgekehrt. Dieser Zusammenhang wird wieder erklärlich, wenn man die Länge der Verdampferzone betrachtet und sie in Relation zum Kühlmitteldurchsatz setzt; denn große Kühlmitteldurchsätze bedingen kurze Verdampferzonen. Man kann die Ergebnisse dieser Rechnungen in bezug auf das Speichervermögen zusammenfassen,

*) vgl. S. 32

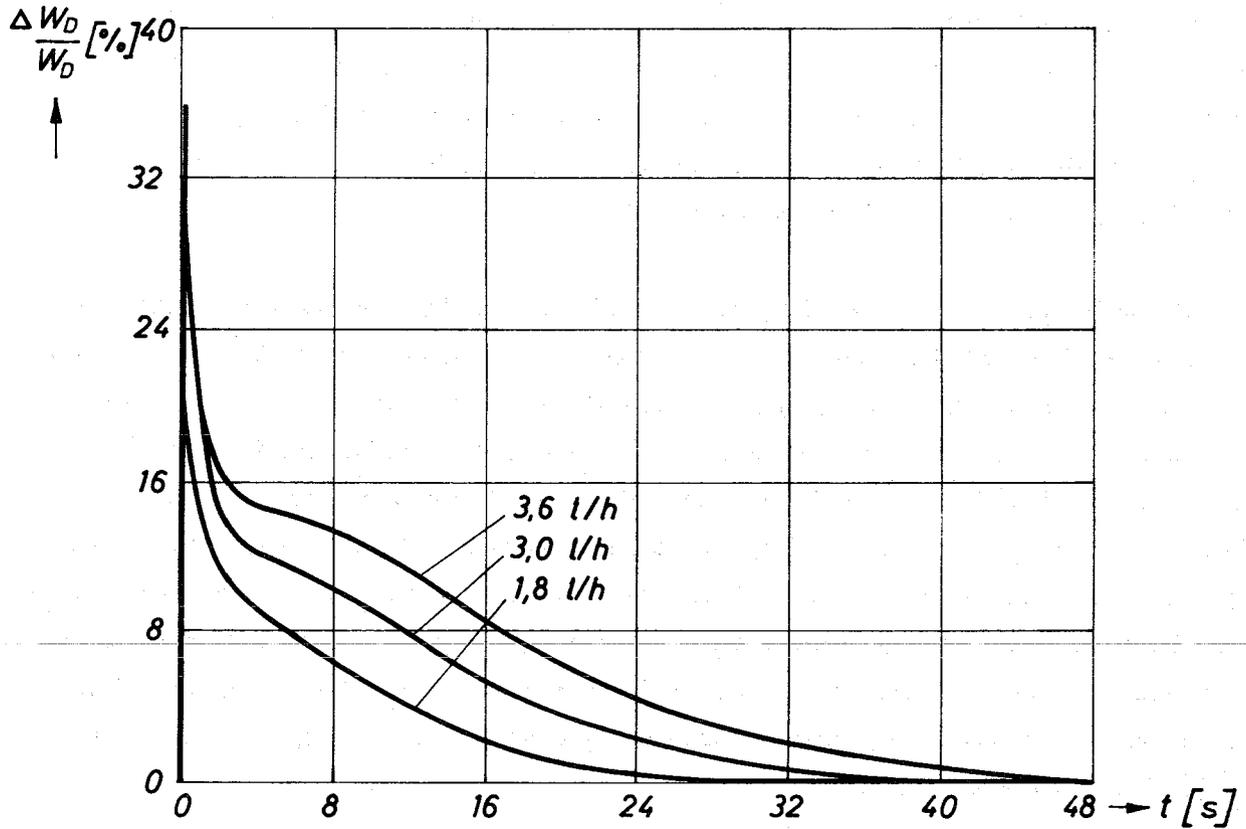


Bild 44 Relative Dampfdurchsatzänderung am Ventil V_3 ("Turbinenfahrventil") als Funktion der Zeit und des Speisewasserdurchsatzes

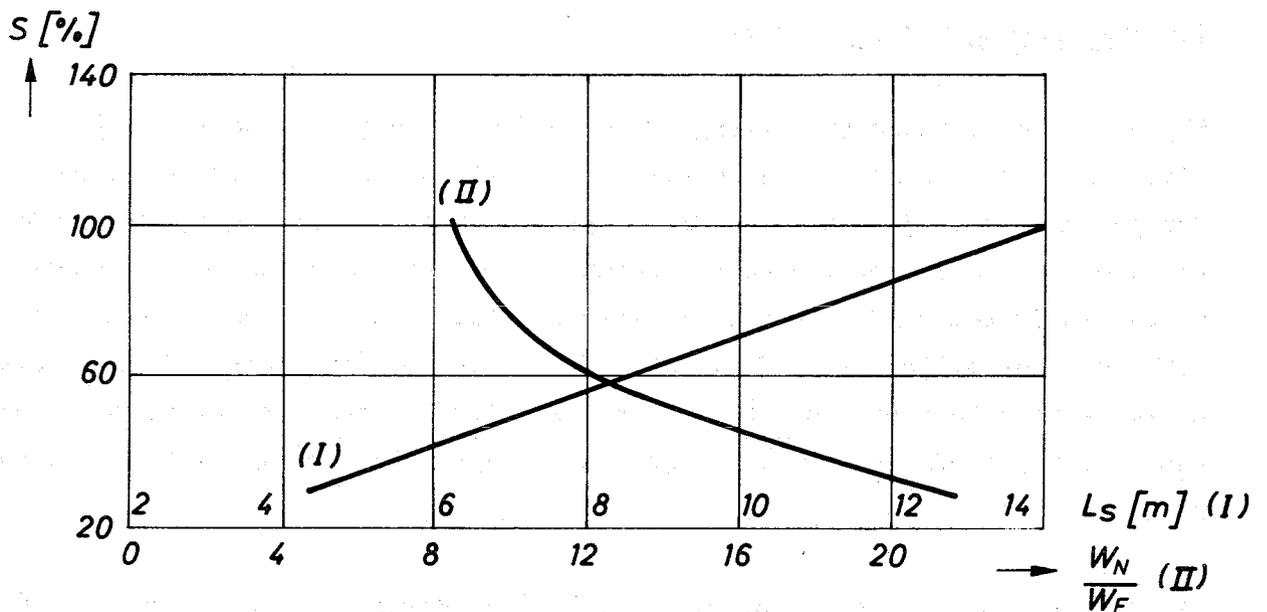


Bild 45 Relatives Speichervermögen als Funktion vom Massenverhältnis $\frac{W_N}{W_F}$ und der Länge der Verdampferzone

indem man das Massenverhältnis $\frac{W_N}{W_F}$ bildet und auf der Abszisse aufträgt. Solche Auftragung erscheint vernünftig, da im praktischen Betrieb jederzeit das Massenverhältnis meßtechnisch erfaßbar ist - im Gegensatz zur Länge der Verdampferzone - und sofortige Schlüsse auf das Speichervermögen zuläßt. In Bild 45 ist die Abhängigkeit dargestellt.

Strebt man z.B. im unteren Lastbereich ein hohes Speichervermögen an, wie es bei der Frequenzhaltung und bei schnellen Laständerungen von Kraftwerken von Vorteil sein kann, dann sind kleine Massenverhältnisse in der Verdampferzone zu bevorzugen. In bezug auf die Ansprechgeschwindigkeit der Frischdampf-temperatur ist diese Forderung, wie oben ausgeführt, ungünstig. Der Konstrukteur ist bei der Auslegung daher gezwungen, einen Kompromiß einzugehen oder nach neuen konstruktiven Möglichkeiten zu suchen. Die zweckmäßigste konstruktive Lösung, welche sich hier anbietet und beiden Anforderungen, die sich aus der Dynamik ergeben, gerecht würde, wäre eine räumliche Trennung von Überhitzer und Verdampfer, wie sie im Prinzip im Na 2 - Entwurf [55] konzipiert wurde.

In den Tabellen 1 - 4 sind die stationären Ausgangswerte und Ergebnisse nach den entsprechenden Störungen zusammengestellt. Zusätzlich zu den diskutierten Diagrammen ermöglichen sie die Beurteilung der Übereinstimmung zwischen den sich neu einstellenden stationären Zuständen.

6. Zusammenfassung und Folgerungen

Für einen natriumbeheizten Zwangsdurchlaufdampferzeuger wurde ein neues nichtlineares mathematisches Modell entwickelt, welches für instationäre Berechnungen besonders größerer Störungen wie Lastwechselforgänge und Unfälle geeignet ist. Die dynamischen Wirkungen zeitlicher und örtlicher Druckänderungen im System wurden im Modell berücksichtigt. Der Rechenaufwand wurde dabei zwar erheblich vergrößert, aber durch die Anwendung der modernen Multiplexertechnik (analog time sharing) an den nichtlinearen Analog-Rechenkomponenten ist die Verwendung einer hybriden Analogrechen-Anlage mittlerer Kapazität möglich.

Einige charakteristische Störfälle des Dampferzeugers wurden berechnet und mit experimentellen Untersuchungen an einem 5 MW-Natrium-Versuchsdampferzeuger verglichen. Der Vergleich erbrachte ein bemerkenswertes Maß an Übereinstimmung

Physikalische Größen	Stationäre Werte vor der Störung		Stationäre Werte nach der Störung		Änderung des stat. Niveaus		
	Rechnng.	Exp.	Rechnng.	Exp.	Rechnng.	Exp.	
Kühlmitteleintrittstemp. °C	520	520	482	482	- 38	- 38	
Kühlmitteldurchsatz [32,9 t/h $\hat{=}$ 100%] t/h	32,9	32,9	36,9	36,9	+ 4,0	+ 4,0	
Kühlmittelaustrittstemp. °C	301	303	302,5	303	+ 1,5	0	
Frischdampf Temperatur °C	514	513	478	478	- 36	- 35	
Frischdampfdruck atü	84	84	84	83	0	- 1	
Dampfdurchsatz [3 t/h $\hat{=}$ 100%] t/h	3	3	3	3	0	0	
Länge: m	a) Vorwärmzone	5,05		5,86		+ 0,81	
	b) Verdampferzone	11,80		13,92		+ 2,12	
	c) Überhitzerzone	35,70		32,37		- 3,28	
Mittl. Kühlmitteltemperat. °C	a) Vorwärmzone	312	317	305	308	- 7	- 9
	b) Verdampferzone						
	1. Segment	342	360	330	345	- 12	- 15
	2. Segment	432	446	417	428	- 15	- 18

Tabelle 1: Stationäre Ausgangswerte und Ergebnisse nach Störung der Kühlmitteleintrittstemperatur

Physikalische Größen	Stationäre Werte vor der Störung		Stationäre Werte nach der Störung		Änderung des stat. Niveaus		
	Rechnng.	Exp.	Rechnng.	Exp.	Rechnng.	Exp.	
Kühlmitteleintrittstemp. °C	519	519	515	515	- 4	- 4	
Kühlmitteldurchsatz [33,3 t/h $\hat{=}$ 100%] t/h	33,3	33,3	33,3	33,3	0	0	
Kühlmittelaustrittstemp. °C	296	298	293	294	- 3	- 4	
Frischdampf Temperatur °C	514	514	512	511	- 2	- 3	
Frischdampfdruck atü	90	90	63	63	- 27	- 27	
Dampfdurchsatz [3 t/h $\hat{=}$ 100%] t/h	3	3	3	3	0	0	
Länge: m	a) Vorwärmzone	5,30		4,42		- 0,88	
	b) Verdampferzone	11,30		10,23		- 1,07	
	c) Überhitzerzone	35,90		37,70		+ 1,80	
Mittl. Kühlmitteltemperat. °C	a) Vorwärmzone	314	317	310	311	- 4	- 6
	b) Verdampferzone						
	1. Segment	348	355	350	369	+ 7	+ 14
	2. Segment	435	440	439	454	+ 4	+ 14

Tabelle 2: Stationäre Ausgangswerte und Ergebnisse nach Störung des Dampfdurchsatzes

Physikalische Größen	Stationäre Werte vor der Störung		Stationäre Werte nach der Störung		Änderung des stat. Niveaus		
	Rechng.	Exp.	Rechng.	Exp.	Rechng.	Exp.	
Kühlmitteleintrittstemp. °C	515	515	525	525	+ 10	+ 10	
Kühlmitteldurchsatz [32,9 t/h@100%] t/h	32,9	32,9	44,1	44,1	+ 11,2	+ 11,2	
Kühlmittelaustrittstemp. °C	303	300	354	357	+ 51	+ 57	
Frischdampf Temperatur °C	510	509	519	519	+ 9	+ 10	
Frischdampfdruck atü	80	81	80	81	0	0	
Dampfdurchsatz [3 t/h@100%] t/h	3	3	3	3	0	0	
Länge: m	a) Vorwärmzone	4,50		3,00		- 1,49	
	b) Verdampferzone	10,30		8,24		- 2,06	
	c) Überhitzerzone	37,70		41,42		+ 3,77	
Mittl. Kühlmitteltemperat. °C	a) Vorwärmzone	305	306	362	371	+ 57	+ 65
	b) Verdampferzone						
	1. Segment	345	340	430	445	+ 85	+ 105
	2. Segment	400	390	470	475	+ 70	+ 85

Tabelle 3: Stationäre Ausgangswerte und Ergebnisse nach Störung des Kühlmitteldurchsatzes

Physikalische Größen	Stationäre Werte vor der Störung		Stationäre Werte nach der Störung		Änderung des stat. Niveaus		
	Rechng.	Exp.	Rechng.	Exp.	Rechng.	Exp.	
Kühlmitteleintrittstemp. °C	516	516	507	506	- 9	- 10	
Kühlmitteldurchsatz [33,3 t/h@100%] t/h	33,3	33,3	33,3	33,3	0	0	
Kühlmittelaustrittstemp. °C	350	354	301	302	- 49	- 52	
Frischdampf Temperatur °C	510	510	498	496	- 12	- 14	
Frischdampfdruck atü	65	65	92	91	+ 27	+ 26	
Dampfdurchsatz [2,16 t/h@100%] t/h	2,2	2,2	3,1	3,1	+ 0,9	+ 0,9	
Länge: m	a) Vorwärmzone	2,40		5,63		+ 3,23	
	b) Verdampferzone	7,64		12,00		+ 4,36	
	c) Überhitzerzone	42,46		34,83		- 7,63	
Mittl. Kühlmitteltemperat. °C	a) Vorwärmzone	383	404	309	316	- 74	- 88
	b) Überhitzerzone	494	498	467	472	- 27	- 24

Tabelle 4: Stationäre Ausgangswerte und Ergebnisse nach Störung des Speisewasserdurchsatzes

der entsprechenden Übergangsfunktionen. Es wurde insbesondere durch das Experiment bestätigt, daß die Dynamik der Verdampferzone durch eine zweifache Unterteilung bereits gut beschrieben wird.

Obwohl der Vergleich aus technischen Gründen nur in dem verhältnismäßig kleinen Druckintervall zwischen 60 - 90 atü durchgeführt wurde, ist anzunehmen, daß die Übereinstimmung auch für höhere Drücke nicht schlechter ist, denn der Schlupf zwischen der Wasser- und Dampfphase wurde im Modell vernachlässigt und für höhere Drücke strebt das Verhältnis $\frac{P}{P_{\text{krit}}}$ gegen Eins, wo jeder Schlupf aufhört.

Es läßt sich daher sagen, daß mit Hilfe des entwickelten Modells und des beschriebenen Lösungsverfahrens eine sichere Vorausberechnung des dynamischen Verhaltens von natriumbeheizten Zwangsstrom-Verdampfersystemen auf der Basis der Konstruktionsdaten ermöglicht worden ist.

Als letztes sei noch einiges zur konstruktiven Gestaltung der Durchlauf-Dampferzeuger erwähnt. Für eine gute Temperaturregelung ist das regelungstechnische Verhalten der Überhitzerzone von ausschlaggebender Bedeutung. Eine wichtige Kenngröße hierfür ist die Ansprechgeschwindigkeit der Frischdampf-temperatur, deren Abhängigkeit besonders vom Natriumdurchsatz ausgeprägt ist. Durch kleine Durchlaufzeiten des Heizmittels und geringe Metallmassen im Überhitzer können günstige Ansprechgeschwindigkeiten erzielt werden. Eine konstruktive Trennung von Überhitzer- und Verdampfersystem gestattet in beiden Einheiten verschiedene Heiz- und Arbeitsmitteldurchsätze und ermöglicht auch im Teillastbereich die Vorteile, hohe Ansprechgeschwindigkeit der Frischdampf-temperatur und befriedigendes Speichervermögen voll auszunutzen.

7. Symbole

A	Strömungsquerschnitt	$[m^2]$
c	Spezifische Wärme	$[kcal/kg^{\circ}C]$
D	Durchmesser des Rohres (Arbeitsmittel)	$[m]$
G	Massendurchsatz pro Flächeneinheit	$[kg/m^2s]$
g	Erdbeschleunigung	$[m/s^2]$
h_{fg}	Verdampfungswärme des Wassers	$[kcal/kg]$
i	Enthalpie des Arbeitsmittels	$[kcal/kg]$
L	Länge einer Zone (Vorwärm-, Verdampfer- und Überhitzerzone)	$[m]$
L_{ges}	Rohrlänge des gesamten Dampferzeugers	$[m]$
P	Druck	$[kp/cm^2]$
ΔP	Dampfdruckdifferenz entsprechend ΔT	$[kp/cm^2]$
q	Wärmestrom/Flächeneinheit	$[kcal/m^2s]$
q_{rd}	Wärmestrom/Flächeneinheit am Ort r_d	$[kcal/m^2s]$
q_{rh}	Wärmestrom/Flächeneinheit am Ort r_h	$[kcal/m^2s]$
r	Allgemeine radiale Ortskoordinate	$[m]$
r_d	Innerer Radius des inneren Rohres	$[m]$
r_h	Äußerer Radius des inneren Rohres	$[m]$
$r_{dü}$	Innerer Radius des inneren Rohres (Überhitzerzone)	$[m]$
$r_{hü}$	Äußerer Radius des inneren Rohres (Überhitzerzone)	$[m]$
T	Temperatur	$[^{\circ}C]$
T_5	Heißdampf Temperatur am Austritt des Überhitzers	$[^{\circ}C]$
ΔT	Überhitzung ($T_r - T_f$)	$[^{\circ}C]$
t	Zeit	$[s]$
U	Umfang des inneren Rohres	$[m]$
u	Spezifisches Volumen	$[m^3/kg]$
v_z	Geschwindigkeit des Arbeitsmittels	$[m/s]$
W	Massendurchsatz	$[kg/s]$
X	Dampfgehalt	
z	Vertikale Ortskoordinate	$[m]$
$\frac{d}{L}$	Durchmesser/Längenverhältnis eines Rohres	
α	Wärmeübergangszahl (allgemein)	$[kcal/m^2s^{\circ}C]$
α_{s1}	Wärmeübergangszahl für die Verdampferzone $[0 < X \leq 0,5]$	$[kcal/m^2s^{\circ}C]$
α_{s2}	Wärmeübergangszahl für die Verdampferzone $[0,5 < X \leq 1]$	$[kcal/m^2s^{\circ}C]$
f	Widerstandsbeiwert	
η	Viskosität des Arbeitsmittels	$[kg/ms]$

ϑ	Rohrwandtemperatur (allgemein)	[$^{\circ}\text{C}$]
λ	Thermische Leitfähigkeit	[$\text{kcal}/\text{ms}^{\circ}\text{C}$]
ξ	Ventilstellung von (V_3)	
ρ	Dichte	[kg/m^3]
σ	Dampf-Flüssigkeit Oberflächenspannung	[kp/m]
τ	"Zeitkonstante"	[s]
\varnothing	Wärmefluß/Längeneinheit	[kcal/ms]

Indizes

(tiefgestellt)

D	Dampf
f } F }	Arbeitsmittel
i	am Orte z_i
m	Mittelwert
N	Natrium
n	Nennwert
o	stationärer Zustand
r } R }	Rohrwand
s	Verdampferzone
ü	Überhitzerzone
v	Vorwärmszone
w	Wasser

Indizes

(hochgestellt)

a	äußere Rohrwand
i	im i-ten Segment
i,o	im i-ten Segment, stationärer Zustand

8. Literatur

- [1] D.Smids, A.Müller et al.: Referenzstudie für den 1000 MWe natriumgekühlten schnellen Brutreaktor (Na-1). KFK 299, 1964
- [2] M.J.Mc.Nelly: Liquid Metal Fast Breeder Reactor Design Study. GEAP-4418, 1964
- [3] Combustion Engineering, Inc.: Liquid Metal Fast Breeder Reactor Design Study. CEND-200, 1964
- [4] M.Ledinegg : Das Verhalten von Zwangsdurchlaufkesseln bei Laständerungen. BWK 12 Nr.5, 1960
- [5] P.Profos: Dynamisches Verhalten von Zwangsstromverdampfersystemen. Techn.Rundschau Sulzer, Forschungsheft, 1960
- [6] U.Bachmann, P.Profos: Berechnung des dynamischen Verhaltens von Zwangsstrom-Verdampfersystemen. Neue Technik 3, 1961
- [7] P.Profos: Die Dynamik zwangsdurchströmter Verdampfersysteme. Regelungstechnik, Heft 12, 1962
- [8] P.Profos: Das dynamische Verhalten von Zwanglaufverdampfern bei ungleich verteilter Beheizung. Regelungstechnik, Heft 2, 1965
- [9] V.Peterka: Analytische Ermittlungen der Dampfdruckdynamik in Zwangsdurchlaufkesseln. msr 7 H6, 1964
- [10] Interatom: 20 MWe-Versuchskernkraftwerk mit natriumgekühltem Reaktor (KNK). Firma Interatom, IA-26a
- [11] J.S.Iyer: Analog Simulation of Sodium Heated Steam Generator. BAW-1280-42, 1967
- [12] R.Doležal: Durchlaufkessel. Vulkan-Verlag, 1962
- [13] G.Klevenz: Regeldynamische Untersuchungen eines Bensonkessels. Diss. T.H. Darmstadt, 1965

- [14] R.Rothe: Höhere Mathematik. Teil II, S.141 Teubner-Verlag (1962)
- [15] S.Flügge: Handbuch der Physik. Bd. VIII,1, Springer-Verlag Bl,1959
- [16] J.E.Meyer: Conservation Laws in One Dimensional Hydrodynamics.
WAPD-BT-20, 1960
- [17] J.E.Meyer: Hydrodynamic Models for the Treatment of Reactor Thermal Transients. Trans.Am.Nucl.Soc. 3, 1960
- [18] K.O.Solberg: The "KJELLER MODEL" for the Dynamics of Coolant Channels in Boiling Water Reactors.
Institut for Atomenergi, Kjeller, Norway, KR-51, 1963
- [19] W.Frisch, E.Schönfeld: Rechenprogramme für Dynamik und Stabilität eines schnellen Leistungsreaktors. KFK 465, 1966
- [20] Hausen: Neue Gleichung für die Wärmeübertragung bei freier oder erzwungener Strömung. Allgem.Wärmet. Bd. 9, 1958/60
- [21] M.Ledinegg : Dampferzeugung, Dampfkessel, Feuerungen.
Springer-Verlag, Wien, 1966
- [22] J.G.Collier: The Spray Cooled Reactor. Nuclear Power, 1960
- [23] J.G.Collier: Burnout in Liquid Cooled Reactors. Nucl.Power, 1961
- [24] P.Pracht: Zusammenhänge zwischen den Grenzwerten der spezifischen Wärmebelastung dampferzeugender Rohre öl- und kohlestaubgefeuerter Kesselanlagen. Energie, 10.Jahrg.,Heft 11, 1958
- [25] K.R.Schmidt: Wärmetechnische Untersuchungen an hoch belasteten Kesselheizflächen. Mitteilungen der VGB,Heft 63, 1959
- [26] M.A.Styrikowitsch, M.E.Schitzmann, Z.L.Miropolski:
Einige Angaben über das Temperaturverhalten von senkrechten Rohren mit siedendem Wasser bei Drücken nahe dem kritischen.
Teploenergetika, Heft 12, 1955

- [27] Schejkin u. Wolkowa: Über den Einfluß der Geschwindigkeit von Dampf-Wasser-Gemischen im Verteilungssammler auf seine Verteilung in mehrere parallel geschaltete Rohre.
Teploenergetika, 4, Nr. 9, S.37, 1957
- [28] I.D.Parker, R.J.Grosh: Heat Transfer to a Mistflow.
USAEC Rep.No. ANL-6261, 1961
- [29] M.A.Styrikowitsch, S.L.Miropolski, M.E.Schitzmann:
Wärmeübertragung im kritischen Druckgebiet bei erzwungener Strömung des Arbeitsmediums. Mitteilungen der VGB, Heft 61, 1959
- [30] J.G.Collier: Heat Transfer and Fluid Dynamic Research as Applied to Fog Cooled Power Reactors. CRARE-1108, 1962
- [31] W.M.Rohsenow: Correlations of Nucleate Boiling Heat Transfer Data. Lecture Series on Boiling and Two-Phase Flow for Heat Transfer Engineers. University of California, Berkeley and Los Angeles, 1965
- [32] A.E.Bergles, W.M.Rohsenow. ASME Transactions
Journal of Heat Transfer 86 C, Aug.1964
- [33] J.C.Chen: ASME Paper No. 63-HT-34
ASME-AICHE Heat Transfer Conf., Boston, Aug.1963
- [34] J.C.Chen: Correlations for Boiling Heat Transfer to Saturated Liquids in Convective Flow.
Ind.Eng. Chem.Proc. Des. Develop.5, No.3, 1966
- [35] L.S.Tong: Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow.
John Wiley Sons, Inc., New York, 1965
- [36] V.E.Schrock, L.M.Grossmann: Forced Convection Boiling Studies.
Forced Convection Vaporization Project. Nucl.Sci.Eng.3, 1959
- [37] Columbia University Progress Reports: Basic Experimental Studies on Boiling, Fluid Flow and Heat Transfer at Elevated Pressures.
MPR-x-3-61 and following, 1960-1962

- [38] J.G.Collier, D.J.Pulling: Heat Transfer Two-Phase Gas-Liquid Systems. Pt. II, U.K.Report AERE-R-3809, 1962
- [39] L.A.Bromley, N.Le Roy, J.A.Robbers: Heat Transfer in Forced Convection Film Boiling. Ind.Eng.Chem.45, 1953
- [40] E.Krausold:
TRANS.ASME 72, 1950
- [41] Mc.Adams: Heat Transmission. 3.Aufl,1954
siehe auch: Internat.Developments in Heat Transfer, Pt.II, 1962
- [42] W.A.Sutherland: Heat Transfer to Superheated Steam. GEAP-4258, 1963
- [43] K.Stephan: VDI-Wärmeatlas, 1963
- [44] R.Herrick: Liquid Metal Heat Transfer by Forced Convection. A Literature Survey. TRG Report 546 (R), July 1963
- [45] F.Läubli: Zum Problem der Nachbildung des dynamischen Verhaltens von Dampferzeugern auf Analogie-Rechenmaschinen. Technische Rundschau Sulzer, 2, 1961
- [46] M.M. El-Wakil: Nuclear Power Engineering. Mc. Graw-Hill, New York, 1962
- [47] P.Profos, K.Schabroth: Regelungstechnik 13, Heft 10, 1965
- [48] W.L.Owens: Two Phase Pressure Gradient. Journ.Develop.Heat Trans. Pt. II, ASME, 1961
- [49] E.Schönfeld, W.Merk: Unfalldynamische Untersuchungen an Kühlkreisläufen Schneller Brutreaktoren. 5th Internat.Congress of AICA, Lausanne, 1967
- [50] P.F.Bohn: Time Sharing Nonlinear Analog Equipment. Simulation Vol. 10, No 2, 1968
- [51] Interatom: Die Entwicklung einer fortschrittlichen Natriumtechnik mit Hilfe einer 5 MW-Versuchsanlage, Interatom IA-19

- [52] H.Nelting, G.Thiele: Elektronisches Messen nichtelektrischer Größen.
Philips techn. Bibl., 1966
- [53] K.H.Schönberg: Experimental Determination of Dynamic Characteristics
of a Mono Tube Once Through Boiler Model.
Symposium on Two-Phase-Flow Dynamics, Eindhoven, Sept.1967
- [54] W.Friedewald, P.Mörk, H.Zwetz: Einsatz von Dampfkraftwerken im
Netzbetrieb als regelungstechnische Aufgabe. ETZ 81A, 1960
- [55] K.Gast, E.G.Schlechtendahl, et al.: Schneller natriumgekühlter
Reaktor Na-2. KFK 660, EUR 3706d, 1967
- [56] O.E.Dwyer: Eddy Transport in Liquid Metal Heat Transfer.
A.I.Ch.E. Journal, Vol.9, No.7 (1963)

Anhang1. Ableitung zu 3.2

Es wird zunächst nur die linke Seite der Gleichung (18) betrachtet:

$$\int_{V_r(t)} \frac{\partial}{\partial t} [\vartheta(r, z, t)] dV_r = \int_{z_i}^{z_{i+1}} \int_0 \frac{\partial}{\partial t} [\vartheta(r, z, t)] d\Omega dz$$

$$d\Omega = r dr d\varphi$$

$$= 2 \cdot \pi \cdot \int_{z_i}^{z_{i+1}} \int_{r_d}^{r_h} \frac{\partial}{\partial t} [\vartheta(r, z, t)] r dr dz$$

oder, da r_d und r_h feste Werte sind und die mittlere Temperatur in bezug auf den Radius des Rohrwandsegments definiert ist durch:

$$T_r(z, t) = \frac{2 \cdot \pi \cdot \int_{r_d}^{r_h} \vartheta(r, z, t) r dr}{2 \cdot \pi \cdot \int_{r_d}^{r_h} r dr}$$

folgt nach Ausführen der Integration über r :

$$\int_{V_r(t)} \frac{\partial}{\partial t} \vartheta(r, z, t) dV_r = \pi \cdot [(r_h)^2 - (r_d)^2] \cdot \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\partial}{\partial t} T_r(z, t) dz$$

Die Umformung [14] dieses Ausdrucks führt dann zur Gleichung (19).

2. Ableitung für H_m^i

Aus der Gleichung (15) folgt:

$$\begin{aligned}
 & \text{1.} & \text{2.} \\
 \dot{H}_m^i(t) = & \frac{T_r^i(t) - T_f^i(t)}{A_s \cdot \rho_m^i(t) \cdot R_{R/f}^i (z_{i+1} - z_i)} - \frac{G_{i+1}(t) \cdot H_{i+1}(t) - G_i(t) \cdot H_i(t)}{\rho_m^i(t) \cdot (z_{i+1} - z_i)} + \\
 & \text{3.} \\
 & + \frac{\dot{z}_{i+1}}{z_{i+1} - z_i} \left[\frac{\rho_{i+1}(t) \cdot H_{i+1}(t) + P_m^i(t) - P_{i+1}(t)}{\rho_m^i(t)} - H_m^i(t) \right] + \\
 & \text{4.} \\
 & - \frac{\dot{z}_i}{z_{i+1} - z_i} \left[\frac{\rho_i(t) \cdot H_i(t) + P_m^i(t) - P_i(t)}{\rho_m^i(t)} - H_m^i(t) \right] + \\
 & \text{5.} & \text{6.} \\
 & - \frac{\dot{\rho}_m^i(t) \cdot H_m^i(t)}{\rho_m^i(t)} + \frac{\dot{P}_m^i(t)}{\rho_m^i(t)}
 \end{aligned}$$

Der Beitrag des sechsten Terms zur Energiebilanz ist annähernd Null, da eine kleine zeitliche Änderung durch einen relativ großen Wert geteilt wird. Die Druckdifferenzen $P_m^i(t) - P_{i+1}(t)$ und $P_m^i(t) - P_i(t)$ sind ebenfalls klein und werden deshalb vernachlässigt.

Durch Linearisierung der Summanden 3, 4 und 5 leitet man dann unter Berücksichtigung der Beziehung

$$\frac{1}{R_{R/f}^i \cdot (z_{i+1} - z_i)} = L_{R/f}^i \quad *)$$

die beschriebene Energiebilanz ab.

3. Arbeitsmitteldichte und Dampfgehalt in der Verdampferzone

Die Arbeitsmitteldichte ρ^i in der Verdampferzone in Abhängigkeit vom Dampfgehalt und Druck wird in Bild A1 gezeigt. Für das 1. Segment dieser Zone ($0 < X \leq 0,5$) wurde die Druckabhängigkeit im Rechenprogramm in Näherung durch den Ansatz

$$** \rho^2(P, X) = \rho^2(P_0, X) + \frac{\Delta \rho^2}{\Delta P} \Big|_{X_0=0,25} \cdot (P - P_0) \quad \begin{matrix} P_0 = 90 \text{ atm} \\ \frac{\Delta \rho^2}{\Delta P} = 1,7 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{ atm}} \end{matrix}$$

erfaßt.

Für das 2. Segment ($0,5 < X \leq 1$) gilt der Ansatz:

$$\rho^3(P, X) = \rho^3(P_0, X) + \left. \frac{\Delta \rho^3}{\Delta P} \right|_{X_0=0,75} \cdot (P - P_0)$$

Die Konstante ist jedoch:

$$\left. \frac{\Delta \rho^3}{\Delta P} \right|_{X_0=0,75} = 0,8 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{atm}}$$

Der Dampfgehalt X wurde nach der Gl. (32) berechnet und in Bild A2 dargestellt. Im Programm wurde die Druckabhängigkeit durch die Beziehung berücksichtigt:

$$X(H, P) = X(H, P_0) + \left. \frac{\Delta X}{\Delta P} \right|_{X_0=0,25} \cdot (P - P_0) \quad P_0 = 90 \text{ atm}$$

(für das 1. Segment der Verdampferzone)

$$\left. \frac{\Delta X}{\Delta P} \right|_{X_0=0,25} = 4 \cdot 10^{-3} \text{atm}^{-1}$$

Für das 2. Segment der Verdampferzone ($X_0 = 0,75$) konnte die Druckabhängigkeit vernachlässigt werden.

4. Spezifisches Volumen in der Überhitzerzone

Der Verlauf des spezifischen Volumens als Funktion von Temperatur und Druck wird in Bild A3 gezeigt. Das Rechenprogramm erfaßte die Druckabhängigkeit durch den Ansatz:

$$u^4(T, P) = u^4(T, P_0) + \left. \frac{\Delta u^4}{\Delta P} \right|_{430 \text{ } ^\circ\text{C}} \cdot (P_0 - P) \quad P_0 = 90 \text{ atm}$$

$$\left. \frac{\Delta u^4}{\Delta P} \right|_{430 \text{ } ^\circ\text{C}} = 6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}^3}{\text{kg atm}}$$

*) = Wärmeleitvermögen pro Längeneinheit im i-ten Segment

**) bedeutet (siehe Symbole): Dichte im 2. Segment; die Potenz 2 wird folgendermaßen geschrieben: $(\rho)^2$

5. Arbeitsmitteltemperatur (Frischdampf Temperatur) in der Überhitzerzone

In Bild A4 ist der funktionale Zusammenhang zwischen der Dampf Temperatur, der Enthalpie und dem Druck graphisch dargestellt. Als Näherung für die Druckabhängigkeit wurde die Beziehung benutzt:

$$T_f^4(H,P) = T_f^4(H,P_0) + \frac{\Delta T_f^4}{\Delta P} \bigg|_{H_0} \cdot (P - P_0)$$

$$P_0 = 90 \text{ atm}; \quad H_0 = 766 \frac{\text{kcal}}{\text{kg}}; \quad \frac{\Delta T_f^4}{\Delta P} \bigg|_{H_0} = 0,67 \frac{^\circ\text{C}}{\text{atm}}$$

Für die Frischdampfaustrittstemperatur T_5 gilt dann analog:

$$T_5(H,P) = T_5^4(H,P_0) + \frac{\Delta T_f^4}{\Delta P} \bigg|_{H_{0,\ddot{u}}} \cdot (P - P_0)$$

$$H_{0,\ddot{u}} = 815 \frac{\text{kcal}}{\text{kg}}; \quad P_0 = 90 \text{ atm}; \quad \frac{\Delta T_f^4}{\Delta P} \bigg|_{H_{0,\ddot{u}}} = 0,50 \frac{^\circ\text{C}}{\text{atm}}$$

Bild A5 orientiert über die Arbeitsmitteltemperatur in der Verdampferzone.

6. Wärmewiderstände des Kühlmittels, der Rohrwand und des Arbeitsmittels

Aus den Gleichungen (23) und (22) läßt sich ableiten:

$$L_{\text{Na/R}}^i = \frac{1}{R_{\text{Na/R}} (z_{i+1} - z_i)} = \frac{2 \cdot \overline{\mathcal{W}} \cdot r_h \cdot \lambda_r}{\ln\left(\frac{r_h}{r_{\text{md}}}\right) \cdot r_h + \frac{\lambda_r}{\alpha_p}} = L_{\text{Na/R}}$$

$$L_{\text{R/f}}^i = \frac{2 \cdot \overline{\mathcal{W}} \cdot \lambda_r \cdot r_d}{r_d \ln\left(\frac{r_m}{r_d}\right) + \frac{\lambda_r}{\alpha_u} + \frac{\lambda_r}{\alpha_f}} \quad i = 1, 2, 3$$

$L_{\text{Na/R}}^i, L_{\text{R/f}}^i$ = Wärmeleitwiderstände pro Längeneinheit.

In den Bildern A6 und A7 sind diese graphisch dargestellt.

In der Sutherland-Gleichung für überhitzten Dampf sind Re , Pr und die Leitfähigkeit des Dampfes $\lambda_{\ddot{u}}$ von der Temperatur abhängig. Durch die Aufspaltung in zwei Faktoren \bar{K}_1 und \bar{K}_2 , wobei in \bar{K}_2 die temperaturabhängigen und in \bar{K}_1 die durchsatzabhängigen Größen ($T_{Do}/T_{Wo} = \text{konst.}$) zusammengefaßt sind, läßt sich $\alpha_{\ddot{u}}$ als Produkt darstellen:

$$\alpha_{\ddot{u}} = \bar{K}_1 \cdot \bar{K}_2 = \frac{2,1 \cdot 10^{-2}}{D} \cdot \left(\frac{T_{Do}}{T_{Wo}}\right)^{0,575} \cdot \left(\frac{G}{G_n}\right)^{0,8} \cdot Re_o^{0,8} \cdot Pr^{0,6} \cdot \lambda_{\ddot{u}}$$

$$\bar{K}_1 \qquad \qquad \qquad \bar{K}_2$$

Beide Funktionen \bar{K}_1 und \bar{K}_2 (vgl. Bilder A8, A9) wurden gespeichert und in Verbindung mit der Gleichung

$$\bar{L}_{R/f}^4 = \frac{\alpha_{\ddot{u}}}{\ln\left(\frac{r_{m\ddot{u}}}{r_{d\ddot{u}}}\right) + \frac{1}{\alpha_{\ddot{u}} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_{d\ddot{u}}} + \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot r_{d\ddot{u}}}}$$

auf der Rechenanlage verarbeitet.

7. Wärmeübergangszahl für Natrium

Für die Natriumströmung in einem Ringspalt mit der Wärmeübertragung an die Rohrwand des inneren konzentrischen Rohres gilt:

$$Nu = \beta_1 + \beta_2 (\bar{\psi} \cdot Pe)^{\beta_3}$$

$$\beta_1 = 4,63 + 0,686 \cdot y$$

$$\beta_2 = 0,02154 - 0,000043 \cdot y$$

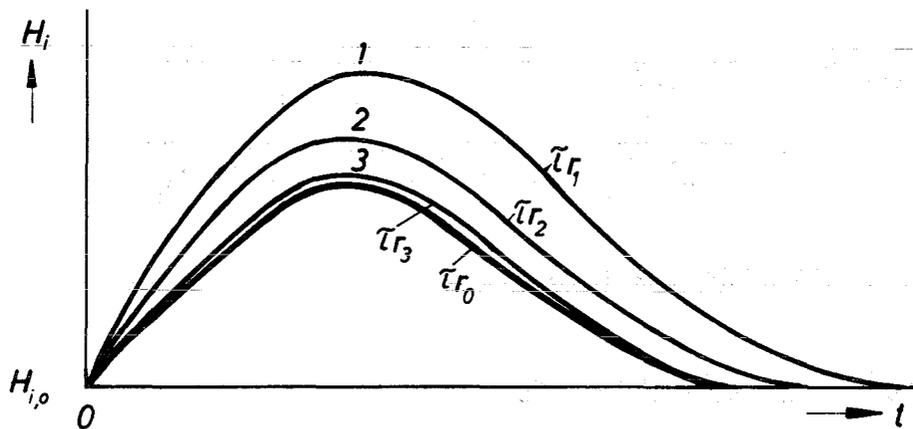
$$\beta_3 = 0,752 + 0,01657 y - 0,000883 \cdot y^2$$

Setzt man für $y = \frac{r_N}{r_h} = 1,80$ und nach Dwyer [56] den tabellarischen Wert $\bar{\psi} = 0,97$ ein, dann errechnet sich:

$$Nu = 5,86 \cdot 2,08 \cdot 10^{-2} \cdot Pe^{0,78}$$

8. Bestimmung der Zeitkonstanten τ_{ro}

Das Zeitverhalten von $H_i(t)$ ist nur unabhängig von τ_{ro} , wenn τ_{ro} kleiner ist als die Zeitkonstanten des Dampferzeugers, die immer im Bereich: $10 \text{ sec} < \tau < 100 \text{ sec}$ liegen. Zur Bestimmung von τ_{ro} wird von einem geschätzten Wert (τ_{r1}) ausgegangen (z.B. $\tau_{r1} = 5 \text{ sec}$). Es wird das Übergangsverhalten von $H_i(t)$ registriert (vgl. Bild)



$H_i(t)$ als Funktion der Zeit und der Zeitkonstanten τ_{rv}

Die Kurve 1 gibt das Zeitverhalten wieder mit der geschätzten Zeitkonstanten τ_{r1} . Hierauf wird ein zweiter Wert τ_{r2} gewählt ($\tau_{r2} < \tau_{r1}$). Man erhält die Kurve 2. Ist eine Abweichung gegenüber Kurve 1 vorhanden, wählt man einen Wert τ_{r3} ($\tau_{r3} < \tau_{r2}$) usw.

Dieses Verfahren wird so lange fortgesetzt, bis keine Abweichung der Übergangsfunktion $H_i(t)$ im Rahmen der Rechengenauigkeit festzustellen ist (Konvergenz). Der so erhaltene Wert τ_{ro} wird in Gl. (32) benutzt.

9. Numerische und geometrische Daten

$A_v = A_s$	$= 2,90 \cdot 10^{-4}$	$[m^2]$
A_N	$= 19,60 \cdot 10^{-4}$	$[m^2]$
$A_{\ddot{u}}$	$= 4,08 \cdot 10^{-2}$	$[m^2]$
A_R^a	$= 5,80 \cdot 10^{-4}$	$[m^2]$
C_N	$= 0,303$	$[kcal/kg^{\circ}C]$
C_R	$= 1,17 \cdot 10^{-1}$	$[kcal/kg^{\circ}C]$
H_l	$= 173$	$[kcal/kg]$
L_{ges}	$= 52,50$	$[m]$
r_d	$= 9,6 \cdot 10^{-3}$	$[m]$
r_h	$= 12,5 \cdot 10^{-3}$	$[m]$
r_m	$= 11,05 \cdot 10^{-3}$	$[m]$
$r_{d\ddot{u}}$	$= 11,4 \cdot 10^{-3}$	$[m]$
$r_{h\ddot{u}}$	$= 15,0 \cdot 10^{-3}$	$[m]$
$r_{m\ddot{u}}$	$= 13,20 \cdot 10^{-3}$	$[m]$
r_N	$= 26,95 \cdot 10^{-3}$	$[m]$
λ_R	$= 38,5$	$[kcal/mh^{\circ}C]$
ρ_N^i	$= 8,40 \cdot 10^2$	$[kg/m^3]$ $i = 1 \dots 4$
ρ_R	$= 7,75 \cdot 10^3$	$[kg/m^3]$

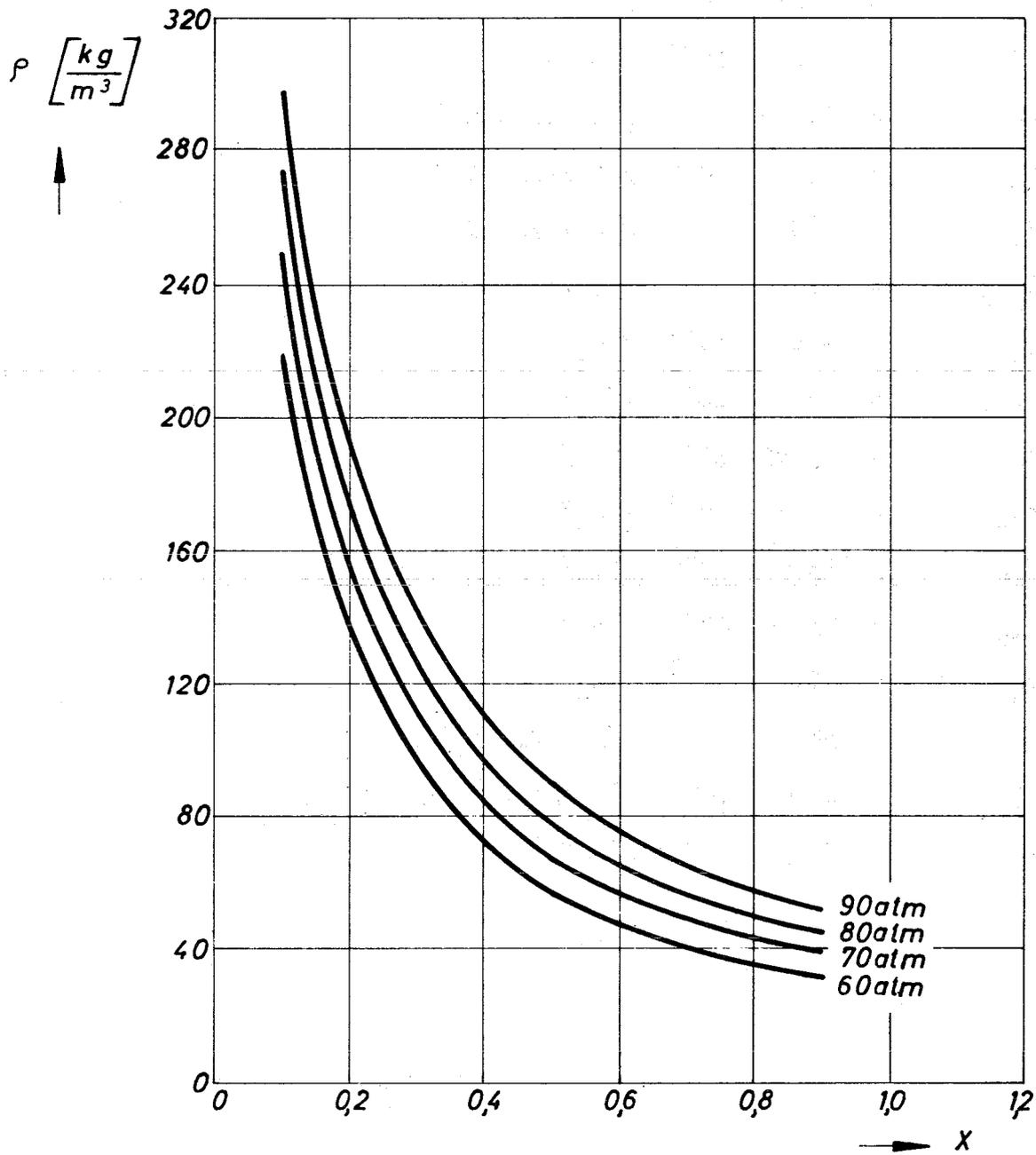


Bild A1: Dichte ρ des Wasser - Dampf - Gemisches als Funktion des Dampfgehaltes und des Druckes

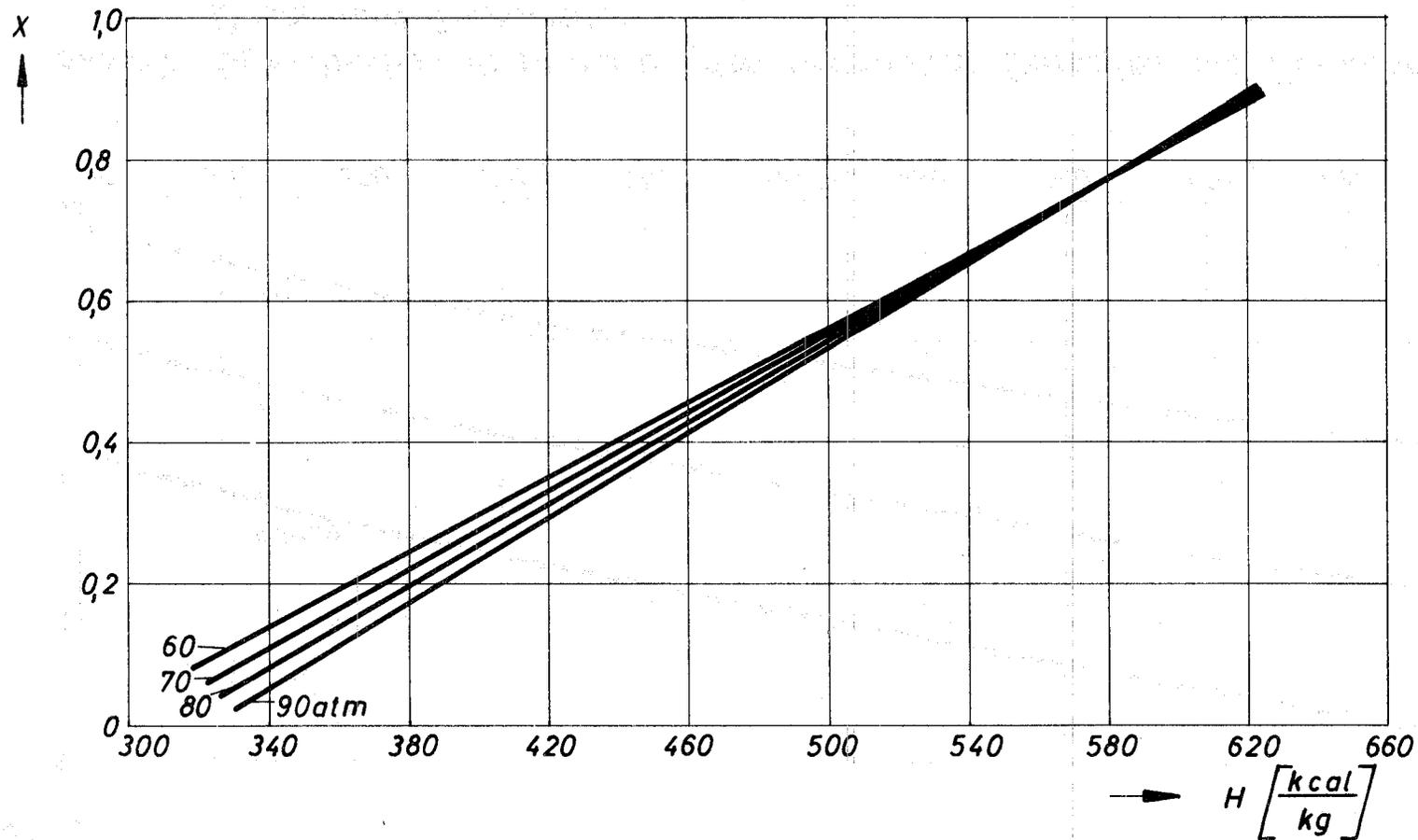


Bild A2: Dampfgehalt X in Abhängigkeit von der Enthalpie

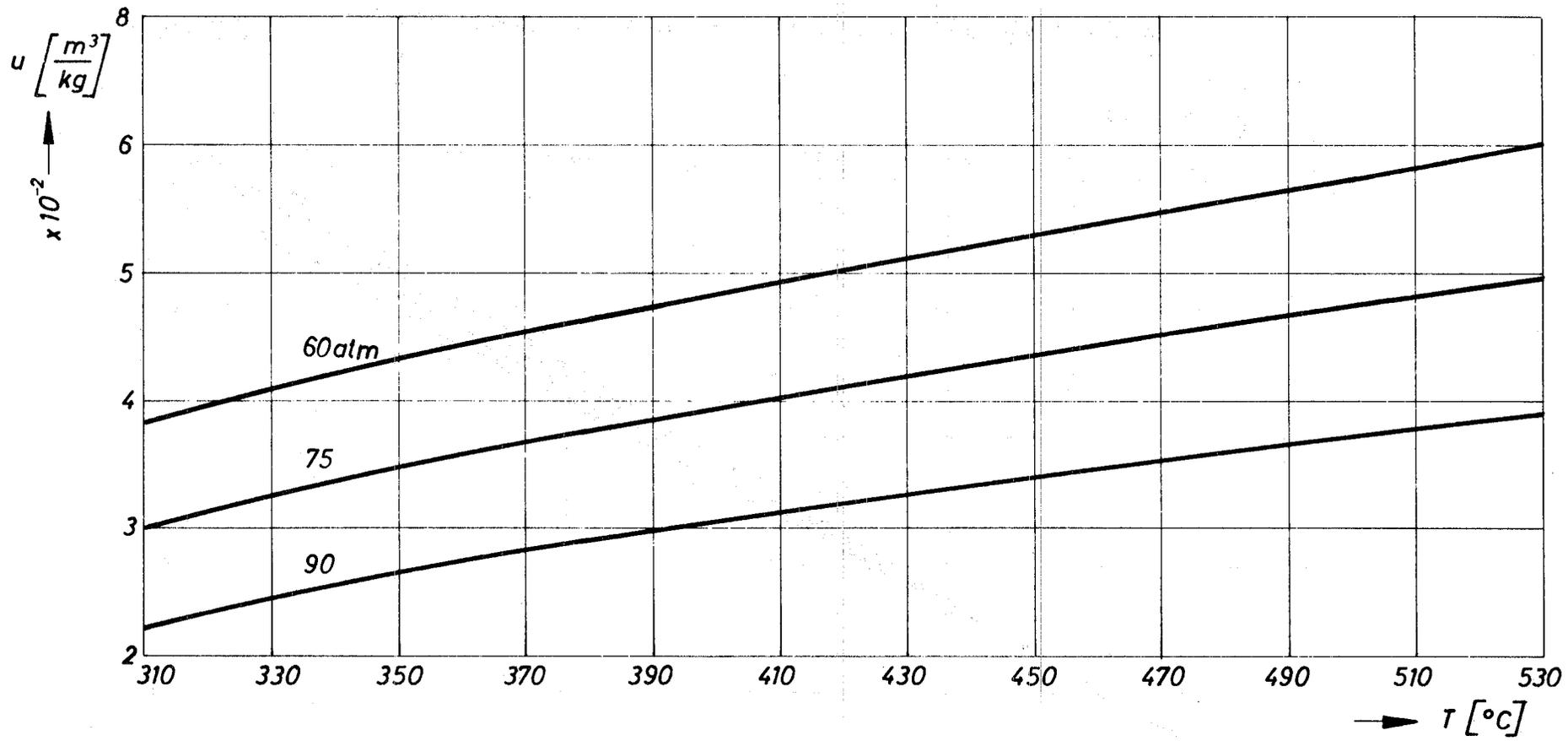


Bild A3: Spezifisches Volumen u des überhitzten Dampfes als Funktion von Druck und Temperatur

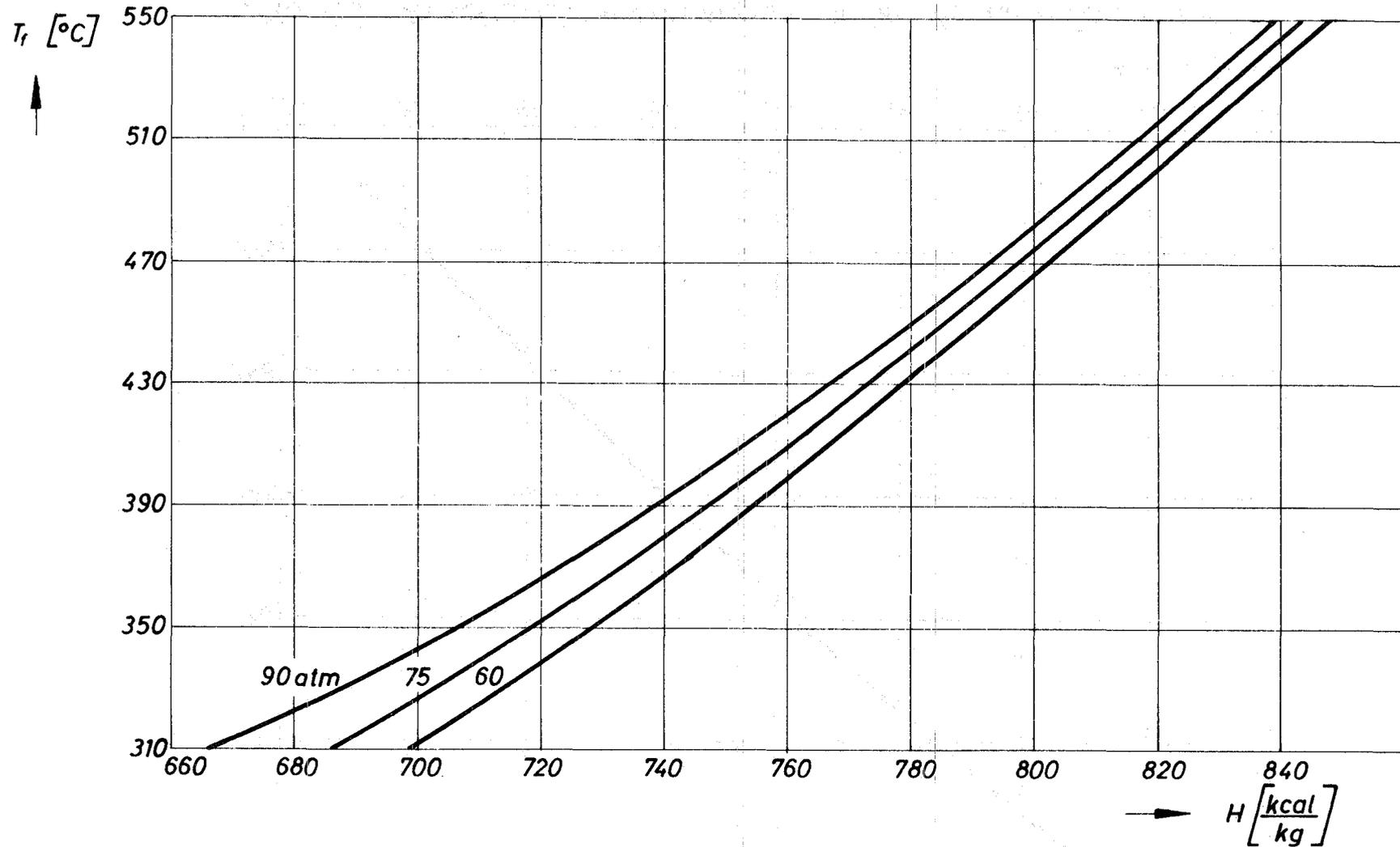


Bild A4: Dampftemperatur T_r in der Überhitzerzone in Abhängigkeit von Enthalpie und Druck

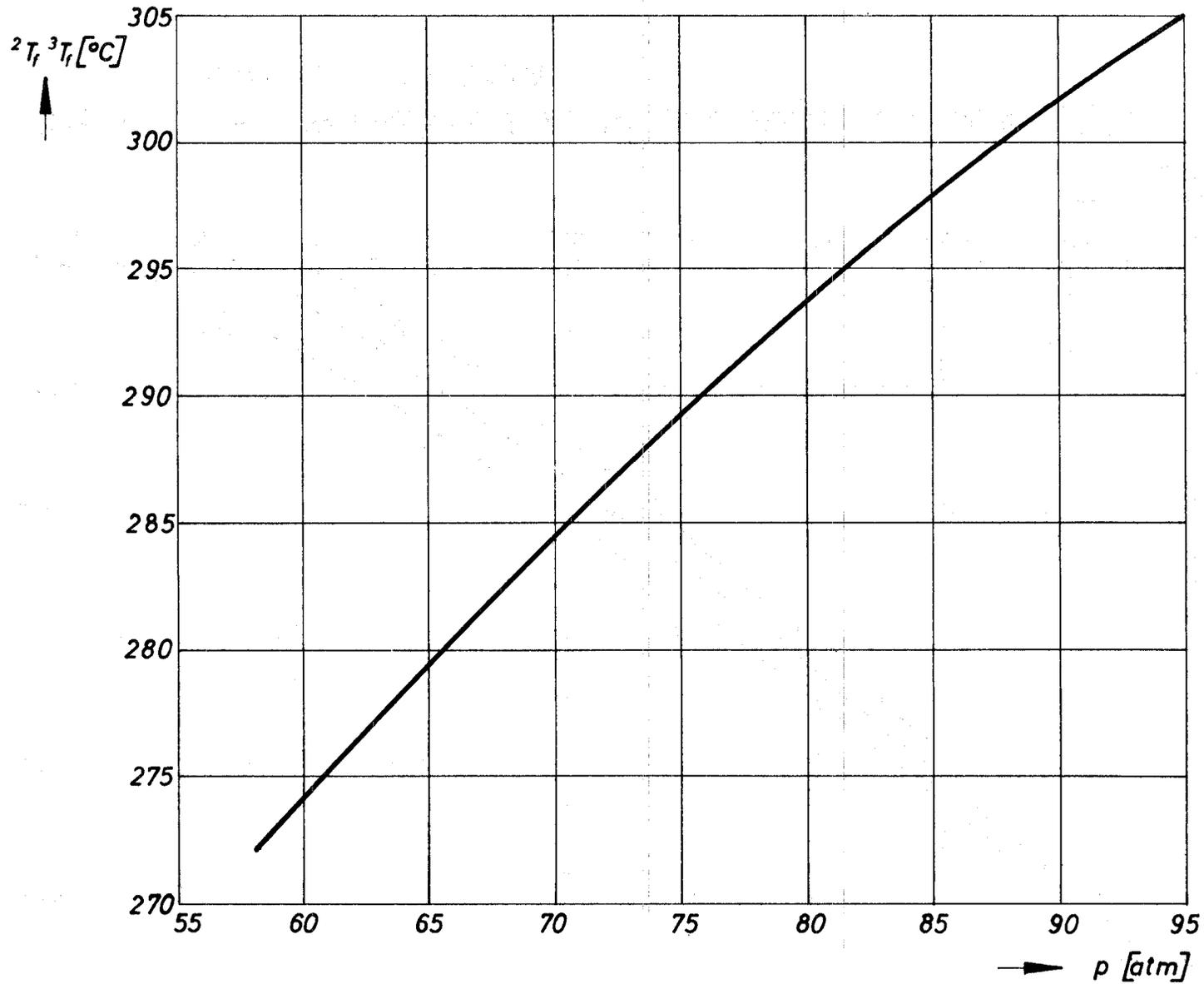


Bild A5: Arbeitsmitteltemperatur in der Verdampferzone als Funktion des Druckes

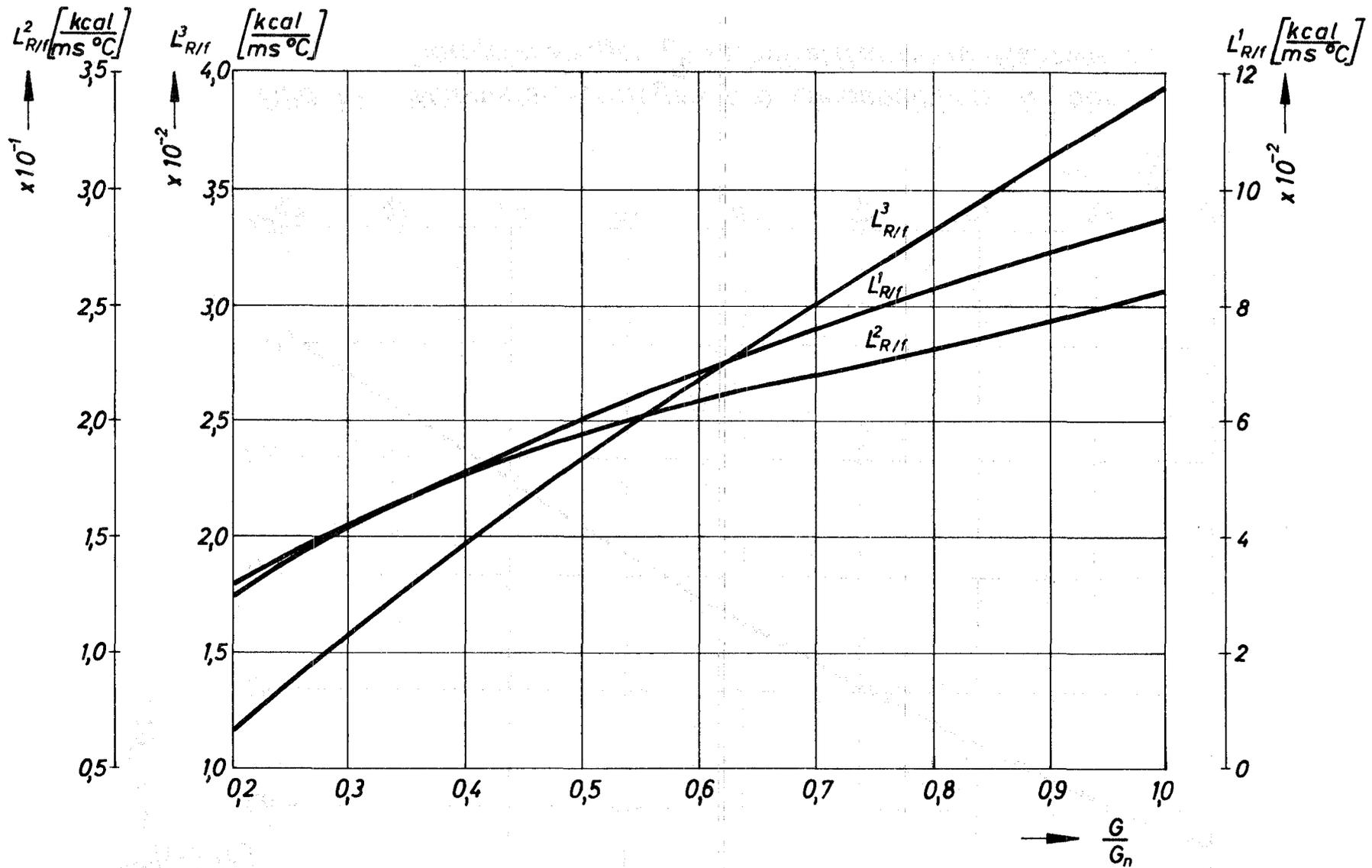


Bild A6: Wärmeleitvermögen pro Längeneinheit in der Vorwärm- und Verdampferzone (Rohrwand - Arbeitsmittel)

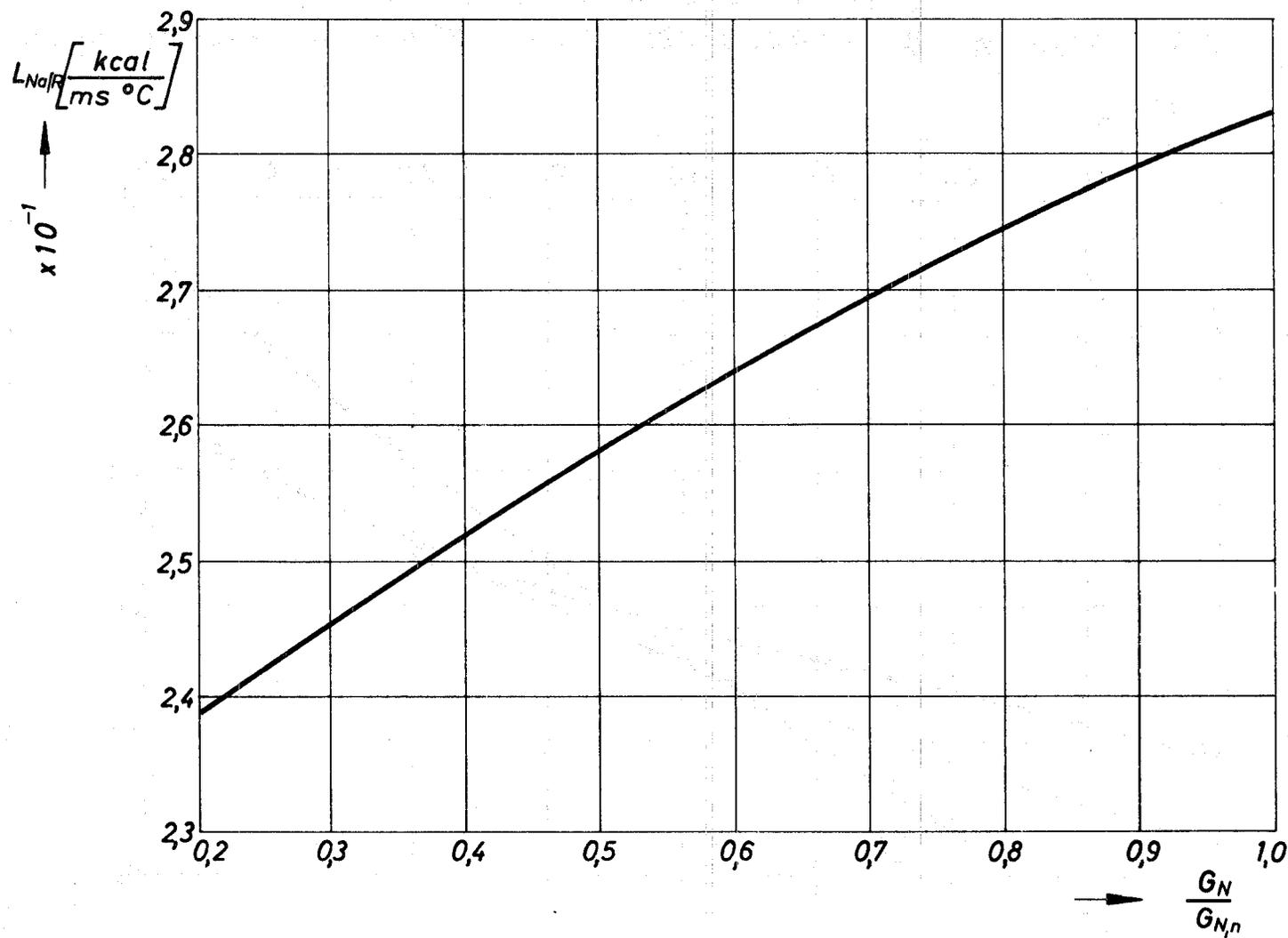


Bild A7: Wärmeleitvermögen pro Längeneinheit für den Dampferzeuger [Kühlmittel (Natrium)-Rohrwand]

$$\bar{K}_1 = \frac{2,1 \cdot 10^{-2}}{D} \cdot \left(\frac{T_{D_0}}{T_{r_0}} \right)^{0,575} \cdot \left(\frac{G}{G_n} \right)^{0,8}$$

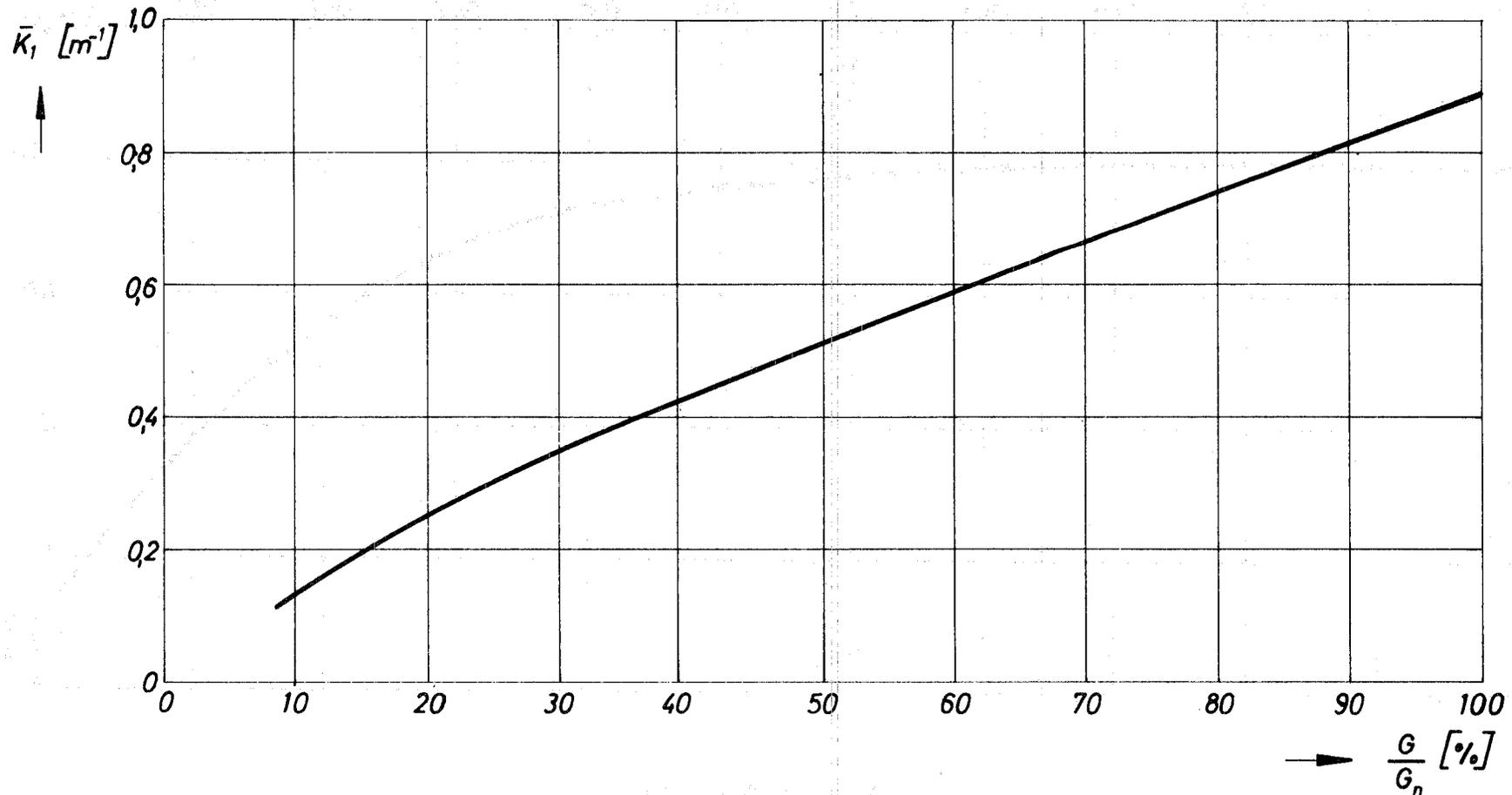


Bild A8: Durchsatzabhängiger Faktor \bar{K}_1 der „Sutherland-Gleichung“

$$\bar{K}_2 = R_{e_0}^{0,8} \cdot Pr^{0,6} \cdot \lambda_u$$

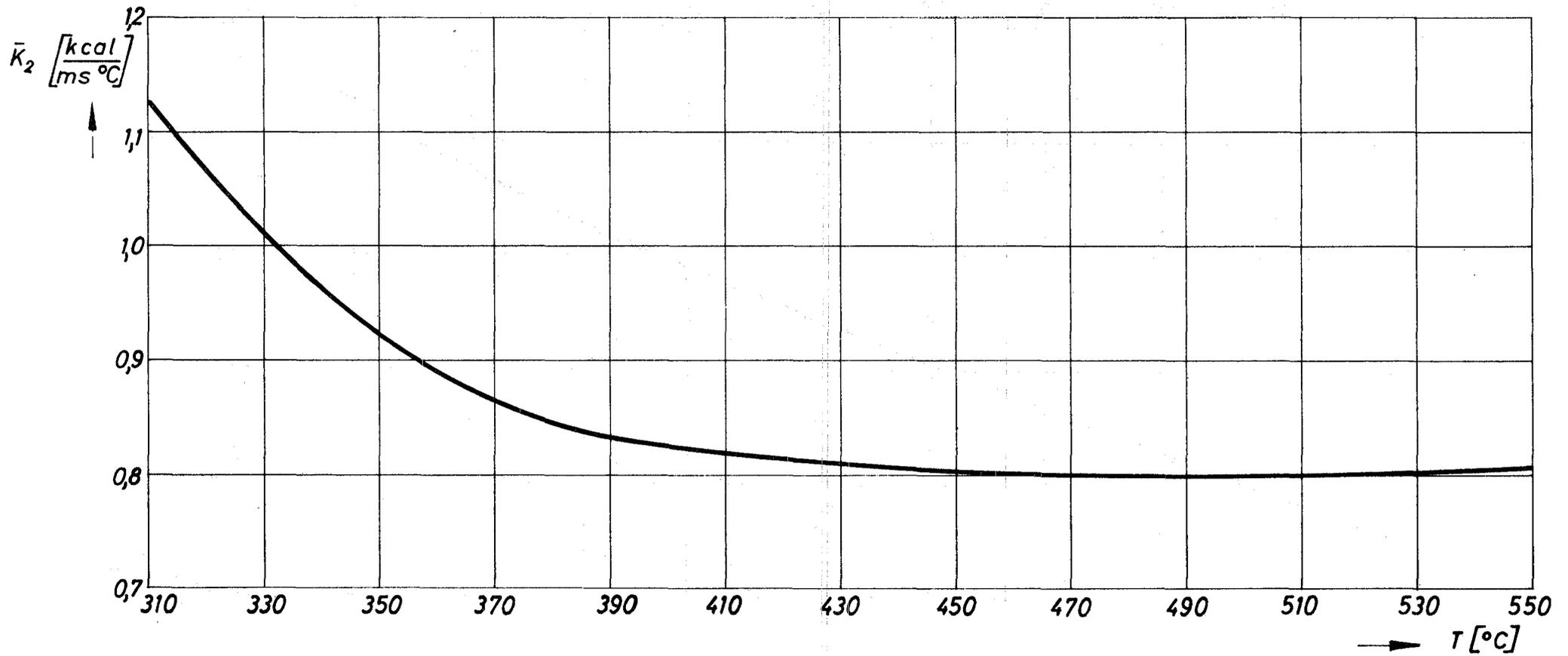
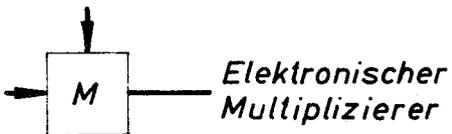
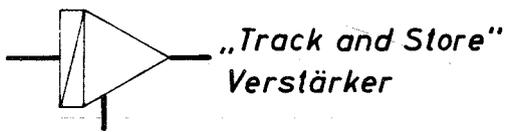


Bild A9: Temperaturabhängiger Faktor \bar{K}_2 der „Sutherland - Gleichung“

Symbole der Rechenelemente

Analog



Digital

