

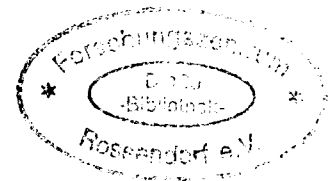
WISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHE BERICHTE

**FZR-333**

Oktober 2001

ISSN 1437-322X

Archiv-Ex.



*Gerhard Grunwald und Thomas Höhne*

**Geschlossen-analytische Modellierung der  
Längsvermischung von Kühlmittelpfropfen auf  
dem Weg vom Reaktoreintrittsstutzen zum  
Kerneintritt in Druckwasserreaktoren**

Herausgeber:  
Forschungszentrum Rossendorf e.V.  
Postfach 51 01 19  
D-01314 Dresden  
Telefon +49 351 26 00  
Telefax +49 351 2 69 04 61  
<http://www.fz-rossendorf.de/>

Als Manuskript gedruckt  
Alle Rechte beim Herausgeber

*Gerhard Grunwald und Thomas Höhne*

**Geschlossen-analytische Modellierung der  
Längsvermischung von Kühlmittelpfropfen auf  
dem Weg vom Reaktoreintrittsstutzen zum  
Kerneintritt in Druckwasserreaktoren**

**Anmerkung:**

Das diesem Bericht zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie unter dem Förderkennzeichen 150 1216 gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei den Autoren.

**Bericht**  
**Report**

Reaktorsicherheitsforschung-Vorhaben-Nr./  
Reactor Safety Research-project No.:

**150 1216**

Vorhabentitel: **Geschlossen-analytische Modellierung der  
Längsvermischung von Kühlmittelpfropfen auf dem  
Weg vom Reaktoreintrittsstutzen zum Kerneintritt  
in Druckwasserreaktoren**

Project Title: **Closed-analytical Mixing Model describing the Slug  
Transport from the Inlet Nozzle to the Reactor Core  
in PWR**

Autoren / Author(s): **G. Grunwald, T. Höhne**

Dienststelle der Autoren /  
Performing Organisation:

**Forschungszentrum Rossendorf e.V.  
Institut für Sicherheitsforschung**

Berichtsdatum / Publication Date: **Oktober 2001**

Berichts-Nr. / Report-No.: **FZR-333**

Das diesem Bericht zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie unter dem Förderkennzeichen 150 1216 gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei den Autoren.

# Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen und Indizes.....	3
1 Einleitung .....	5
2 Theoretische Grundlagen der Vermischung in turbulenten Strömungen .....	6
2.1 Definitionen .....	6
2.2 Grundgleichungen.....	7
2.3 Lösungen der Grundgleichungen.....	8
2.4 Turbulenter Diffusionskoeffizient in ebenen Grenzschichten.....	10
3 Ergebnisse analytischer Berechnungen .....	12
3.1 Berechnungen des turbulenten Diffusionskoeffizienten im Ringspalt des WWER-440 .....	12
3.2 Berechnung mittlerer Konzentrationsverteilungen und Vergleich mit Messungen und CFX-Rechnungen bei stationärem Betrieb .....	14
3.3 Abschätzung der maximalen Konzentrationen .....	17
4 Zusammenfassung .....	24
Literatur .....	24

## Formelzeichen

$a$	Konstante
$A$	Fläche in $m^2$
$c$	Fluidgeschwindigkeit in $m/s$
$C$	Konstante
$d$	Durchmesser in $m$
$D$	Diffusionskoeffizient in $m^2/s$
$j$	Laufvariable
$k$	Konzentration
$l$	Mischungsweglänge in $m$
$L$	Pfropfenlänge in $m$
$m$	Masse in $kg$
$\dot{m}$	Massenstrom in $kg/s$
$n$	Maximalwert der Laufvariablen
$p$	Druck in $N/m^2$
$Pe$	Pecletzahl
$R$	Radius in $m$
$s$	Vermischungsweg längs $x$ in $m$
$t, t', T$	Zeit in $s$
$\Delta t$	Zeitintervall in $s$
$\Delta T$	Dosierzeit in $s$
$u$	Fluidgeschwindigkeit in $m/s$
$\bar{u}$	mittlere Fluidgeschwindigkeit in $m/s$
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit in $m/s$
$V$	Volumen in $m^3$
$\dot{V}$	Volumenstrom in $m^3/s$
$x$	Koordinate in Hauptströmungsrichtung in $m$
$y$	Wandabstand in $m$
$\delta$	Grenzschichtdicke in $m$
$\eta$	dimensionsloser Wandabstand

$\vartheta$	Temperatur in K
$\Theta$	dimensionslose Vermischungsvariable
$\lambda$	dimensionsloser Widerstandsbeiwert der 1D-Fluidströmung
$\mu$	dynamische Fluidzähigkeit in kg/ms
$\nu$	kinematische Fluidzähigkeit in m <sup>2</sup> /s
$\rho$	Fluidichte in kg/m <sup>3</sup>
$\tau$	Schubspannung in der reibungsbehafteten Fluidströmung in N/m <sup>2</sup>
$\phi$	dimensionslose Fluidgeschwindigkeit

## Indizes

<i>A</i>	Außen
<i>C</i>	bezogen auf den Kerneintrittssensor
<i>D</i>	bezogen auf den unteren Ringspalt-sensor
<i>Diff</i>	Diffusion
<i>ges</i>	Gesamt
<i>I</i>	Innen
<i>k</i>	Konzentration
<i>konv</i>	konvektiv
<i>L</i>	bezogen auf den Schleifeneintrittssensor
<i>max</i>	Maximum
<i>min</i>	Minimum
<i>o</i>	für x=0
<i>p</i>	Druck
<i>turb</i>	turbulent
<i>w</i>	Wand
<i>x</i>	in Hauptströmungsrichtung
<i><math>\alpha</math></i>	(Massen-) Anteil
<i><math>\delta</math></i>	Grenzschichtrand
<i><math>\vartheta</math></i>	Temperatur

# 1 Einleitung

An der Versuchsanlage ROCOM wurden umfangreiche Messungen zur Ermittlung der Kühlmittelvermischung in Druckwasserreaktoren bei unterschiedlichen Betriebszuständen durchgeführt [1]. Diese Experimente werden durch numerische Simulationen mittels eines kommerziellen CFD-Codes ergänzt und liefern orts- und zeitabhängige Konzentrations- bzw. Temperaturverteilungen am Kerneintritt sowie an zwei weiteren Meßpositionen im Ringspalt des Reaktors.

Experimentell wird in eine der vier Kühlmittelschleifen des Modells als Tracer eine verdünnte NaCl-Wasser-Lösung eindosiert und mittels der in Rossendorf entwickelten Gittersensoren werden an verschiedenen Modellpositionen die Konzentrationen gemessen [1]. Durch Mittelung aller Meßpunkte jeder Meßebene wurde dabei auch der zeitliche Verlauf der mittleren Tracerkonzentration im jeweiligen Meßquerschnitt bestimmt. Mittels Variation der Dauer der Tracereinspeisung wurden verschieden lange Pfropfen erzeugt. Dabei zeigt sich, daß bei konstant gehaltener Tracerkonzentration am Reaktoreintritt die maximalen Konzentrationen am Kerneintritt mit abnehmender Pfropfenlänge zurückgehen. Dies ist auf die Vermischung an der Vorder- und Rückflanke des Tracerpfropfens zurückzuführen, die zur Abflachung der anfänglich sprunghaften Konzentrationsänderung führt. Bei genügend kurzen Pfropfen gehen Vorder- und Rückflanke unmittelbar ineinander über, was zur Abnahme der Amplitude der Konzentrationen führt.

Ziel der vorgestellten Arbeit ist die Aufstellung eines vereinfachten geschlossanalytischen Modells, das es erlaubt, den Rückgang der Amplitude der Störung am Kerneintritt bei kürzer werdenden Tracerpfropfen abzuschätzen.

Eine analytische Nachrechnung der Zeitverläufe der mittleren Tracerkonzentration erfolgte auf der Grundlage einer eindimensionalen Diffusionsgleichung über dem Querschnitt der Eintrittsstutzen, dem Ringspalt zwischen Reaktordruckgefäß und Kernbehälter sowie über dem Eintrittsquerschnitt des Reaktorkerns. Wegen der komplizierten Modellgeometrie und der komplexen Strömungsverhältnisse wurden die Erfolgsaussichten hierfür zunächst als gering eingeschätzt. Erstaunlich war dann aber doch die erhaltene gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung, zumal sich nur eine einfache Anpassung der mittleren longitudinalen Diffusionskonstanten, welche bei der vorliegenden turbulenten Strömung proportional zum Fluiddurchsatz (Wasser) gesetzt werden, erforderlich machte. Alle übrigen benötigten Daten resultieren aus der Modell- bzw. der Reaktorgeometrie und den mittleren Fluidgeschwindigkeiten.

Das Rechenverfahren ist zunächst nur für stationäre Strömungen und wahrscheinlich nur für symmetrische Durchströmverhältnisse im Modell anwendbar. Mit einer gefundenen analytischen Lösung der 1D-Diffusionsgleichung für linear mit der Zeit veränderliche Diffusionskoeffizienten können aber auch Vermischungen in einer entsprechenden instationären Strömung behandelt werden.

Mittlere Vermischungen wurden auch durch CFX-4 Rechnungen erhalten. Im Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen und den analytischen Resultaten wird eine gute Übereinstimmung festgestellt. Das läßt den Schluß zu, daß sowohl die meßtechnische Erfassung der mittleren Vermischungen am Modell als auch die an-



gegebenen Simulations- bzw. Rechenverfahren zuverlässig sind und auch auf andere vergleichbare Modelle oder Originalkomponenten übertragbar erscheinen.

Für die Bewertung der Belastung des Reaktorkerns ist es von Bedeutung, daß nicht nur der Verlauf der mittleren Störung am Kerneintritt bestimmt, sondern auch die Amplituden der örtlich auftretenden Konzentrations -bzw. Temperaturmaxima abgeschätzt werden können.

## 2 Theoretische Grundlagen der Vermischung in turbulenten Strömungen

### 2.1 Definitionen

Es wird von der skalaren Größe Konzentration  $k_\alpha$  ausgegangen, mit der ein Konzentrationsfeld abhängig von Ort und Zeit beschrieben werden kann.  $k_\alpha$  ist die Masse des Anteils  $\alpha$  bezogen auf das Volumen des Gemisches.

Der Konzentrationsbegriff schließt die Abstraktion ein, daß die Beimengung  $\alpha$  in einem Bezugsvolumen homogen verteilt ist. Bei örtlichen und zeitlichen Inhomogenitäten muß daher das Bezugsvolumen genannt werden. Wird die Konzentration in einem Ortspunkt ausgegeben, so ordnet man dem Punkt das Konzentrationsmittel eines umgebenden, endlichen Volumens zu.

Für die geschlossen-analytische Modellierung der Längsvermischung eines Tracerpfropfens, der dem borsäurefreien bzw. -verdünnten Kühlmiteleintrag in das Reaktordruckgefäß entspricht, erweist sich die folgende Definition der dimensionslosen Konzentration

$$\Theta_{k\alpha} = \frac{k_\alpha - k_{\alpha \min}}{k_{\alpha \max} - k_{\alpha \min}} \quad (1)$$

gut geeignet.

$\Theta_{k\alpha} = 1$  kennzeichnet die Tracerkonzentration des Pfropfens mit der Beimengung  $\alpha$  und  $\Theta_{k\alpha} = 0$  die des ambienten Kühlmittels.

Zur Beschreibung von Temperaturfeldern, die aus Vermischungen resultieren, wird die dimensionslose Variable

$$\Theta_\vartheta = \frac{\vartheta - \vartheta_{\min}}{\vartheta_{\max} - \vartheta_{\min}} \quad (2)$$

eingeführt.

## 2.2 Grundgleichungen

Die folgenden Ableitungen zum Stofftransport in einer quellenfreien turbulenten Strömung werden anschließend analog auf den Wärmetransport erweitert. Ausgangspunkt ist das Ficksche Gesetz zur Beschreibung der molekularen Diffusion:

$$\left( \frac{\vec{m}_\alpha}{A} \right)_{Diff} = -D \text{grad} \rho_\alpha \quad (3)$$

$D$  ist dabei der molekulare Diffusionskoeffizient und  $\rho_\alpha = m_\alpha/V$  die Partialdichte der Komponente  $\alpha$ .

Der Diffusionsstrom pro Flächeneinheit ist somit proportional dem Konzentrationsgradienten.

In der turbulenten Strömung findet eine turbulente Vermischung statt. Durch Wirbel unterschiedlicher Größe und Intensität wird eine Mischbewegung im Strömungsfeld erzeugt. Daher ist die turbulente Vermischung primär nicht von den Stoffeigenschaften abhängig, sondern eine Funktion der Strömungsform. Man spricht auch von turbulenter Diffusion.

Die turbulente Vermischung läßt sich in Analogie zur molekularen Diffusion berechnen. Dazu geht man von (3) für die Gemischkomponente  $\alpha$  aus und erhält

$$\left( \frac{\vec{m}_\alpha}{A} \right)_{turb} = -D_{turb} \text{grad} \rho_\alpha \quad (4)$$

Als konvektiven Transport bezeichnet man die Ausbreitung infolge der Hauptbewegung des strömenden Fluids.

Durch

$$\left( \frac{\vec{m}_\alpha}{A} \right)_{konv} = \vec{c} \rho_\alpha \quad (5)$$

wird die konvektive Massenstromdichte der Komponente  $\alpha$  als Produkt aus der Gemischgeschwindigkeit  $\vec{c}$  und der Partialdichte  $\rho_\alpha$  dargestellt.

Die gesamte Massenstromdichte  $\left( \frac{\vec{m}_\alpha}{A} \right)_{ges}$  ergibt sich aus der Summe des turbulenten diffusen Anteils und dem konvektiven Anteil nach (5) und wird in die Kontinuitätsgleichung für eine Gemischkomponente

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div} \left( \frac{\vec{m}_\alpha}{A} \right)_{ges} = 0 \quad (6)$$

eingeführt. Mit der Konzentrationsdefinition nach (1) erhält man schließlich

$$\frac{\partial \Theta_{k\alpha}}{\partial t} + \operatorname{div} (D_{turb} \operatorname{grad} \Theta_{k\alpha} - \bar{c} \Theta_{k\alpha}) = 0. \quad (7)$$

(7) läßt sich für einfache Anfangs- und Randbedingungen unter der Voraussetzung  $D_{turb} = \text{konst.}$  geschlossen lösen, z. B. [2].

Auf gleichem Wege ergibt sich die Wärmetransportgleichung für eine quellenfreie turbulente Strömung.

Im folgenden wird bezüglich der Indizes vereinfachend für die Stofftransportgleichung (7)

$$\frac{\partial \Theta_k}{\partial t} - \operatorname{div} (D_k \operatorname{grad} \Theta_k - \bar{c} \Theta_k) = 0 \quad (8)$$

und für die analoge Wärmetransportgleichung

$$\frac{\partial \Theta_\vartheta}{\partial t} - \operatorname{div} (D_\vartheta \operatorname{grad} \Theta_\vartheta - \bar{c} \Theta_\vartheta) = 0 \quad (9)$$

geschrieben.

### 2.3 Lösungen der Grundgleichungen

Für eine eindimensionale Strömung längs eines Stromfadens oder eines Strömungskanals mit der Koordinate  $x$  folgen aus (8) und (9)

$$\frac{\partial \Theta_k}{\partial t} - D_k \frac{\partial^2 \Theta_k}{\partial x^2} + \bar{u} \frac{\partial \Theta_k}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

und

$$\frac{\partial \Theta_\vartheta}{\partial t} - D_\vartheta \frac{\partial^2 \Theta_\vartheta}{\partial x^2} + \bar{u} \frac{\partial \Theta_\vartheta}{\partial x} = 0. \quad (11)$$

Analytische Lösungen von (10) und (11) für konstante  $D$  und  $\bar{u}$  sollten genutzt werden [2], um experimentell gefundene mittlere Vermischungen an der Versuchsanlage ROCOM nachzurechnen, ohne Details zum Strömungsverlauf zu berücksichtigen.

Mögliche analytische Lösungen von (10) und (11) für konstante  $D$  und  $\bar{u}$  sind

$$\Theta_k(x,t) = \frac{\Theta_{k_0} \bar{u} t_0}{2\sqrt{\pi D_k}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}} \exp\left[-\frac{(x-\bar{u}t)^2}{4D_k t}\right], \quad (12)$$

$$\Theta_\vartheta(x,t) = \frac{\Theta_{\vartheta_0} \bar{u} t_0}{2\sqrt{\pi D_\vartheta}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}} \exp\left[-\frac{(x-\bar{u}t)^2}{4D_\vartheta t}\right]. \quad (13)$$

Die Ausdrücke  $\frac{\Theta_{k_0} \bar{u} t_0}{2\sqrt{\pi D_k}}$  und  $\frac{\Theta_{\vartheta_0} \bar{u} t_0}{2\sqrt{\pi D_\vartheta}}$  in (12) und (13) sind Konstanten, welche in die Lösungen der Differentialgleichungen (10) und (11) eingeführt werden können. Sie lassen sich so normieren, daß z.B. bei einer "Langzeitdosierung" eines Tracers die Konzentration  $\Theta_{k_0}$  an der Position  $x=0$  nach entsprechender Laufzeit auch an einer beliebigen Position  $x$  feststellbar ist. Die Amplituden von  $\Theta_k$  und  $\Theta_\vartheta$  sind dann gleich denen von  $\Theta_{k_0}$  und  $\Theta_{\vartheta_0}$ .

Erfolgt dagegen eine "Kurzzeitdosierung", so gehen Vorder- und Rückflanke des Tracerpfropfens ineinander über, was zu einer Abnahme der maximalen Konzentration- bzw. maximalen Temperatur führt.

Darüber hinaus gelang im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen die analytische Lösung von (10) und (11) für den Fall einer linearen Zeitabhängigkeit von  $D$  in der Form

$$D = D_0(1 + at) \quad (14)$$

mit  $a = \text{konst.}$  Da in turbulenten Rohr- oder Kanalströmungen  $D$  etwa proportional der Strömungsgeschwindigkeit ist, lassen sich mit diesem Ansatz entsprechende instationäre Vermischungsvorgänge behandeln.

Numerische Lösungen für die eindimensionale Konzentrationsverteilung in einer Strömung, bei der  $D$  entsprechend (14) zeitabhängig veränderlich ist, zeigten, daß bei einer Änderung des Diffusionskoeffizienten von  $D_1$  nach  $D_2$  analytisch die gleiche Lösung erhalten wird, wenn für denselben Zeitbereich mit dem Mittelwert von  $D_1$  und  $D_2$  gerechnet wird. Das führt z. B. entsprechend (10) auf die modifizierte Gleichung

$$\frac{\partial \Theta_k}{\partial t} - D_0(1 + at) \frac{\partial^2 \Theta_k}{\partial x^2} + \bar{u} \frac{\partial \Theta_k}{\partial x} = 0 \quad (15)$$

mit der analytischen Lösung

$$\Theta_{k_x}(x,t) = \frac{\Theta_{k_0} \bar{u} t_0}{2\sqrt{\pi D_0(1+\frac{a}{2}t)t}} \exp\left[-\frac{(x-\bar{u}t)^2}{4D_0(1+\frac{a}{2}t)t}\right]. \quad (16)$$

Tatsächlich erfüllt (16) die Differentialgleichung (15). Da aber hier die variable Diffusionskonstante mit der veränderlichen Strömungsgeschwindigkeit  $u(t)$  in Verbindung steht, ist in (16) der Strömungsweg  $\bar{u}t$  durch  $\int u(t)dt$  zu ersetzen.

## 2.4 Turbulenter Diffusionskoeffizient in ebenen Grenzschichten

Zur Berechnung des turbulenten Diffusionskoeffizienten in ebenen Grenzschichten, wie sie näherungsweise auch in der Ringspaltströmung von Druckwasserreaktoren vorliegen, kann man vom Prandtlischen Mischungswegansatz [3] ausgehen:

$$D_{turb} = l^2 \left| \frac{du}{dy} \right| \quad (17)$$

mit dem Mischungsweg

$$l = 0.4y. \quad (18)$$

In (17) bedeutet  $u$  die örtliche mittlere Fluidgeschwindigkeit im Wandabstand  $y$ .

Für die Berechnung des Geschwindigkeitsgradienten in (17) erweist sich die folgende Beziehung von Reichardt [4] für die dimensionslose mittlere Fluidgeschwindigkeit als nützlich, welche von der Wand bis zum Grenzschichtrand (hier Ringspaltmitte) gilt:

$$\varphi = \frac{u}{u_*} = 2.5 \ln \left\{ (1 + 0.4\eta) \frac{1.5 \left( 2 - \frac{\eta}{\eta_\delta} \right)}{\left[ 1 + 2 \left( 2 - \frac{\eta}{\eta_\delta} \right)^2 \right]} \right\} + 7.8 \left[ 1 - e^{-\frac{\eta}{11}} - \frac{\eta}{11} e^{-0.33\eta} \right]. \quad (19)$$

In (19) ist

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \bar{u} \quad (20)$$

die sogenannte Schubspannungsgeschwindigkeit, mit der durch die Strömungsreibung verursachten Wandschubspannung  $\tau_w$ , der Fluidichte  $\rho$ , dem dimensionslo-

sen Widerstandskoeffizienten  $\lambda$  und der mittleren Fluidgeschwindigkeit  $\bar{u}$  in der Grenzschicht bzw. im Rohr oder Kanal.

Weiter ist  $\eta$  in (19) der dimensionslose Wandabstand

$$\eta = \frac{\rho u_* y}{\mu} = \frac{u_* y}{\nu} \quad (21)$$

mit der dynamischen bzw. kinematischen Fluidzähigkeit  $\mu$  bzw.  $\nu$ .

Schließlich ist  $\eta_\delta$  der Maximalwert von  $\eta$  am Grenzschichttrand, d.h. für  $y=\delta$  bei ebenen Spalten mit der Weite  $2\delta$ .

Zur Bestimmung von  $D_{turb}$  nach (17) erhält man mit den vorstehenden Beziehungen

$$D_{turb} = l^2 \frac{u_*^2}{\nu} \left| \frac{d\varphi}{d\eta} \right|,$$

$$D_{turb} = 0.16 y^2 \frac{u_*^2}{\nu} \left\{ \left[ \frac{1}{1+0.4\eta} + \frac{2.5}{\eta_\delta} \left[ \frac{4 \left( 1 + \frac{\eta}{\eta_\delta} \right)}{1+2 \left( 1 - \frac{\eta}{\eta_\delta} \right)^2} - \frac{1}{2 - \frac{\eta}{\eta_\delta}} \right] + \frac{7.8}{11} \left[ e^{\frac{\eta}{11}} - (1-0.33\eta)e^{-0.33\eta} \right] \right] \right\} \quad (22)$$

### 3 Ergebnisse analytischer Berechnungen

#### 3.1 Berechnung des turbulenten Diffusionskoeffizienten im Ringspalt des WWER-440

Im Ringspalt des Druckwasserreaktors WWER-440 liegt im Vergleich zum Konvoi-Typ eine relativ ungestörte Kühlmittelströmung vor, da dort keine diffusorartige Erweiterung des Ringspaltes unterhalb des Kühlmiteleintrittes existiert, welche bei den Konvoi-Reaktoren zu starken Verwirbelungen der Strömung im Ringspalt führt.

Daher erscheint eine realistische Berechnung des turbulenten Diffusionskoeffizienten im Ringspalt des WWER-440 möglich, wobei aber immer noch zu niedrige Werte zu erwarten sind, da die Rechnung für eine ausgebildete störungsfreie turbulente Grenzschichtströmung gilt. Zur Abschätzung von Größenordnungen der zu erwartenden Diffusionskoeffizienten sind solche Rechnungen aber nützlich.

Mit den folgenden Daten des WWER-440:

Bezeichnung	Daten
Ringspaltabmessungen	$d_A/d_I = 3540/3240 \text{ mm}$
Spaltweite	$2\delta = 0.15 \text{ m}$
Kühlmittel-Volumenstrom	$\dot{V} = 4.05 \cdot 10^4 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$
mittlere Kühlmittelgeschwindigkeit	$\bar{u} = 7.04 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
Kühlmitteldichte	$\rho = 780 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
dynamische Kühlmittelzähigkeit	$\mu = 1.0 \cdot 10^{-4} \frac{\text{kg}}{\text{ms}}$
kinematische Kühlmittelzähigkeit	$\nu = 0.13 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
Widerstandskoeffizient	$\lambda \approx 0.01$

erhält man mit den Beziehungen (17)-(22) in Abhängigkeit von der dimensionslosen Grenzschichtdicke im Ringspalt für  $D_{turb}$  über der halben Ringspaltbreite eine Verteilung entsprechend Abb. 1.

Der Mittelwert des turbulenten Diffusionskoeffizienten liegt für diesen Anwendungsfall bei  $0.0036 \text{ m}^2/\text{s}$ . Der Abfall von  $D_{turb}$  für  $y/\delta \rightarrow 1$  folgt aus dem Gradienten des Strömungsprofils, der dort gegen Null geht und der für  $y/\delta \rightarrow 0$  wegen der abklingenden Turbulenz in Wandnähe.

Für die analytische Untersuchung von Kühlmittelvermischungen im Ringspalt des WWER-440 in [5] wurde die dimensionslose Schreibweise des turbulenten Diffusionskoeffizienten in Form der Pecletzahl

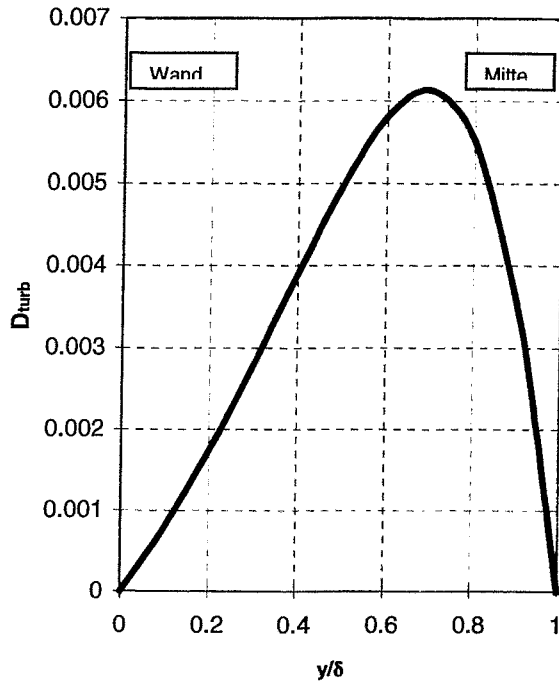


Abb. 1 Theoretischer Verlauf des turbulenten Diffusionskoeffizienten über der halben Ringspaltbreite im WWER-440

$$Pe_{turb} = \frac{\bar{u}R}{D_{turb}} \quad (24)$$

benutzt. Man erhält für den berechneten Mittelwert  $D_{turb}=0.0036 \text{ m}^2/\text{s}$  mit dem Ringspaltradius  $R=1.62 \text{ m}$  und  $\bar{u}=7.04 \text{ m/s}$  die turbulente Pecletzahl  $Pe_{turb}=3.2 \cdot 10^3$ , welche aber unter den realen Strömungsbedingungen im Ringspalt des WWER-440 kleiner sein wird, denn es liegt keine ausgebildete und völlig störungsfreie Strömung vor.



### 3.2 Berechnung mittlerer Konzentrationsverteilungen und Vergleich mit Messungen und CFX-Rechnungen bei stationärem Betrieb

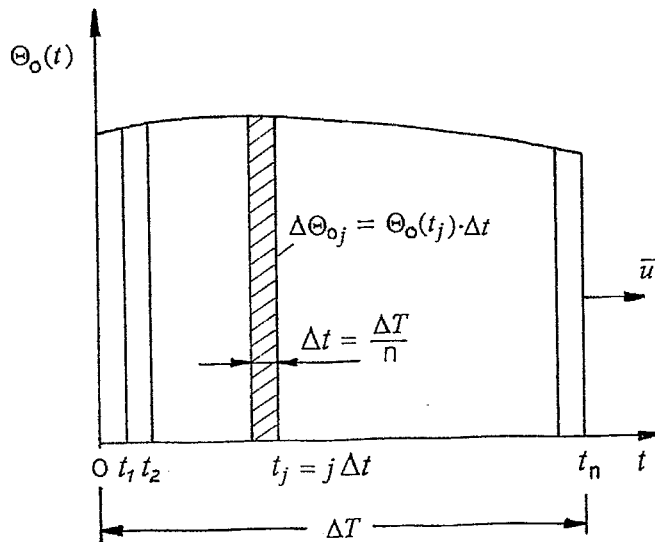


Abb. 2 Zeitabhängige Eingangsverteilung

In eine Strömung mit der dimensionslosen Konzentration/Temperatur  $\Theta_0 = 0$  an der Stelle  $x = 0$  wird ein Fluid mit  $\Theta_0 > 0$  eidosiert, so daß dort  $\Theta_0(t) > 0$  vorliegt (Abb. 2). Gesucht wird die mittlere, ebenfalls zeitabhängige Konzentration / Temperatur  $\Theta(x, t)$  stromabwärts an der Position  $x$ .  $\Theta(x, t)$  läßt sich berechnen, indem die  $n$  Vermischungen der einzelnen  $\Delta\Theta_{0j}$  nach Abb. 2 für die Position  $x$  bestimmt und summiert werden. Auf der Grundlage der Gleichungen (12) und (13) erfolgt das mittels der Beziehung

$$\Theta(x, t) = \frac{\bar{u}}{2\sqrt{\pi D}} \sum_{j=1}^n \frac{\Delta\Theta_{0j}}{\sqrt{t - (j-0.5)\Delta t}} \cdot \exp\left\{-\frac{[x - \bar{u}(t - (j-0.5)\Delta t)]^2}{4D[t - (j-0.5)\Delta t]}\right\}. \quad (25)$$

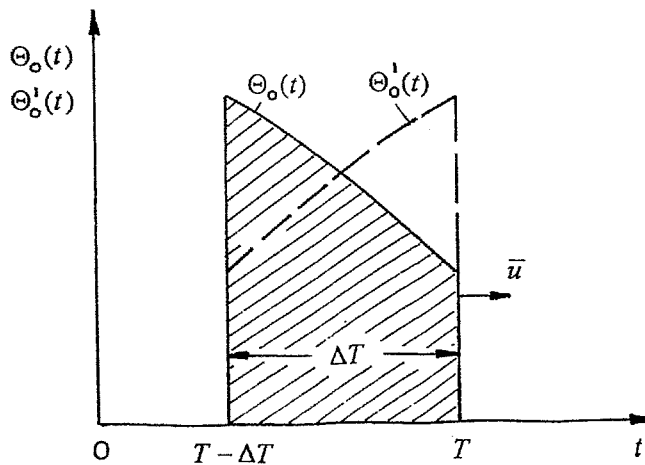


Abb. 3 Eingangsverteilung  $\Theta_0(t)$  und Spiegelung  $\Theta'_0(t)$

Für  $t < t_n$  ist in (25)  $n$  durch  $j$  und  $t$  durch  $t_j$  zu ersetzen und mit dem Summanden  $-0.5$  erwies sich die Konvergenz dieser Lösung am besten.

Falls  $\Theta_0(t)$  als analytische Funktion gegeben ist, erscheint anstelle der Summenbeziehung (24) eine Integralform praktikabler.

Dazu muß  $\Theta_0(t)$  entsprechend Abb. 3 gespiegelt werden und man erhält  $\Theta'_0(t)$ , indem in  $\Theta_0(t)$  die Zeit  $t$  durch

$$t' = 2T - \Delta T - t \quad (26)$$

ersetzt wird.

Damit wird auf der Grundlage von (12) und (13) für die Eingangsverteilung nach Abb. 3

$$\Theta(t, x) = \frac{\bar{u}}{2\sqrt{\pi D}} \int_{T-\Delta T}^T \frac{\Theta'_0(t)}{\sqrt{t}} \cdot \exp\left\{-\frac{[x-\bar{u}t]^2}{4Dt}\right\} dt \quad (27)$$

und für eine Verteilung nach Abb. 2 mit  $T = \Delta T$  entsprechend (26)

$$t' = \Delta T - t, \quad (28)$$

so daß man

$$\Theta(t, x) = \frac{\bar{u}}{2\sqrt{\pi D}} \int_0^{\Delta T} \frac{\Theta'_0(t)}{\sqrt{t}} \cdot \exp\left\{-\frac{[x-\bar{u}t]^2}{4Dt}\right\} dt \quad (29)$$

erhält.

In Anwendung auf das Vermischungsmodell ROCOM (Abb. 5) wurden die mittleren Konzentrationsverteilungen an den Stellen  $x=s_L=1,3$  m (Eintrittssensor, unmittelbar vor einem Eintrittsstutzen in Abb. 5),  $s_D=2.8$  m (unterer Ringspaltsensor, Pos. 2) und  $s_C=3.4$  m (Kerneintrittssensor, Pos. 3 in Abb. 5) berechnet. Die Entfernungen gelten ab Mischer, d.h. ab der Eingangsposition  $x=0$ .

Weiter lassen sich aus den Modelldaten folgende mittlere Strömungsgeschwindigkeiten (jeweils ab Mischer) berechnen, z.B. für den Schleifen-Volumenstrom

$$\dot{V}_L = 50 \frac{m^3}{h} :$$

$$\bar{u}_L = 0.8 \frac{m}{s},$$

$$\bar{u}_D = 0.5 \frac{m}{s}, \quad \bar{u}_C = 0.45 \frac{m}{s}$$

mit den Indizes L für Loop, D für Downcomer und C für Kerneintritt.

Für alle anderen Durchsätze gilt  $\bar{u} \sim \dot{V}_L$ . Ebenso gilt mit guter Näherung für die turbulenten Diffusionskoeffizienten  $D \sim \dot{V}_L$ .

Der Rechnung werden 2 Anpassungen durch Variation des Diffusionskoeffizienten an die Meßergebnisse zugrunde gelegt:

1. Der turbulente Diffusionskoeffizient in der Schleife 1 vom Mischer bis zum Eintrittssensor beträgt für  $\dot{V}_L = 50 \frac{m^3}{h}$  im Mittel  $0.01 \text{ m}^2/\text{s}$ .
2. Die entsprechenden mittleren turbulenten Diffusionskoeffizienten vom Mischer bis zum unteren Ringspaltensensor bzw. bis zum Kerneintrittssensor sind wegen den dortigen höheren Widerstandskoeffizienten aufgrund der Umlenkungen im Modell etwa 3 mal größer als der unter 1. genannte Diffusionskoeffizient.

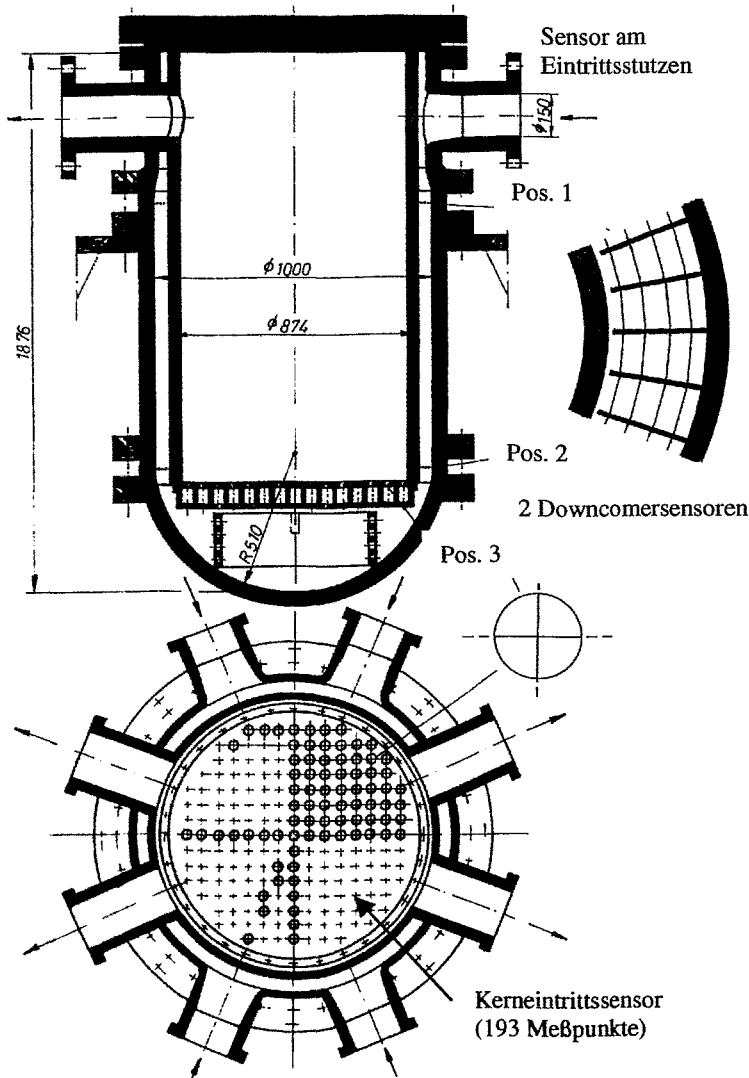


Abb. 5 Schnittbild des Plexiglasmodells mit den Positionen der Auswerteebenen

mit  $300 \text{ m}^3/\text{h}$  Schleifendurchsatz (Abb. 9) ist aufgrund des hier sehr hohen Fluidstromes im Vergleich zu den  $50 \text{ m}^3/\text{h}$ , für den die Anpassung der Rechenparameter erfolgte, verständlich.

Damit stehen alle Daten für die untersuchten Vermischungsmessungen fest, wobei der Fluiddurchsatz in den Schleifen von  $50$  bis  $300 \text{ m}^3/\text{h}$  variiert wurde. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in den Abbildungen 6 bis 10 dargestellt. Dazu werden auch Vergleiche mit Resultaten aus CFX-4 Rechnungen für die Kerneintrittsposition hinzugezogen. In den CFX-Rechnungen wurde die mittlere Konzentrationsverteilung am Eintrittsstuzensensor der Messung als Eintrittsrandbedingung benutzt. Es ist erstaunlich, daß die gemessenen mittleren Verteilungen insgesamt gut mit den Ergebnissen des geschlossen-analytischen Modells wiedergegeben werden, was aber auch für die Qualität der flächengemittelten Konzentrationsmessungen spricht. Die etwas größere Abweichung von ca. 15% in der Amplitude zwischen Rechnung und Messung für den Versuch

Da die Eindosierungen nur an einer Schleife vorgenommen wurden, während aber der Fluidmassenstrom in allen vier Schleifen gleich war, sind für die betrachteten Positionen innerhalb des Modells (Ringspalt und Kern) die berechneten Vermischungen  $\Theta(s,t)$  jeweils durch vier zu teilen.

### 3.3 Abschätzung der maximalen Konzentrationen

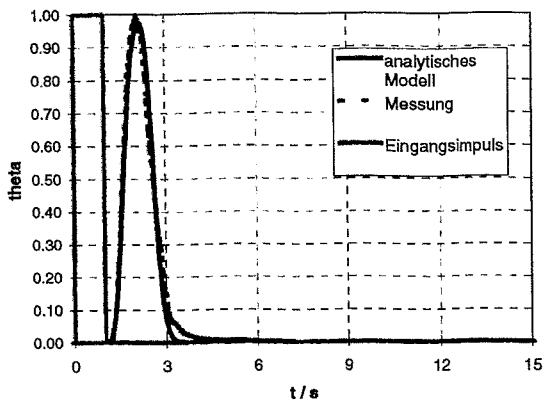
Auf der Grundlage des beschriebenen Rechenverfahrens für die mittleren Vermischungen lassen sich mit Hilfe der Gleichungen (25) bzw. (27) und (29) deren zeitabhängigen Maximalwerte am Kerneintritt in Abhängigkeit von der dimensionslosen Pfropfenlänge  $L/s$  ( $s$  ist hier der Strömungsweg vom Mischer zum Kerneintritt) berechnen. Unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit bzw. vom Fluiddurchsatz, aber unter Berücksichtigung von  $D \sim \bar{u}$ , erhält man die in Abb. 11 eingezeichnete untere Kurve, die für große Pfropfenlängen dem Sättigungswert 0.25 wegen des Vierschleifenbetriebes zustrebt. Diese Abhängigkeit wird durch die eingezeichneten Meßwerte im wesentlichen bestätigt.

Die Untersuchungen zeigten weiter, daß die Maximalwerte der gemessenen, nicht gemittelten Vermischungsverteilungen am Kerneintritt bei relativ großen Pfropfenlängen bzw. Eindosierzeiten gegen 1 tendieren. Für kürzere Pfropfen werden dagegen die Maximalwerte kleiner 1.

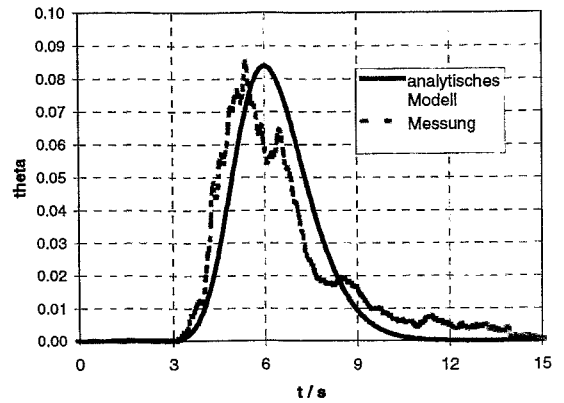
Dies spiegelt die obere Kurve in Abb. 11 wieder, welche aus der unteren mit dem Vierschleifenfaktor 4 folgte und daher mit  $\Theta(s_c,t)$  nach (25) bzw. (27) und (29) identisch ist. Auch hier passen sich die Meßwerte recht gut der theoretischen Beziehung an, wobei aber eine größere Streuung als bei den maximalen Mittelwerten zu beobachten ist.

Damit liefert das ursprünglich nur für mittlere Vermischungen konzipierte Rechenverfahren auch Schätzungen für die zu erwartenden örtlichen Maximalwerte am Kerneintritt.

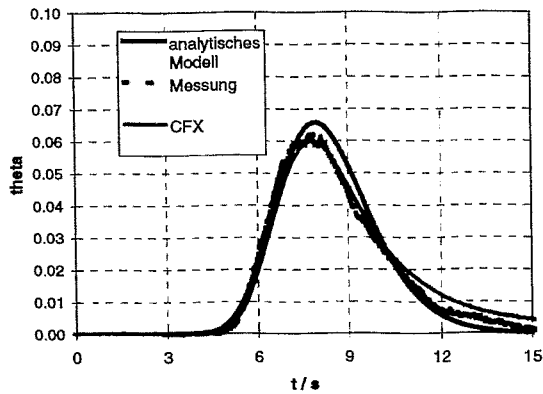
Diese Ergebnisse lassen den Schluß zu, daß sowohl die Meßtechnik für die Vermischungsuntersuchungen am Modell als auch die angegebenen Simulations- bzw. Rechenverfahren recht zuverlässig sind und möglicherweise auch auf andere Modelle oder Originalkomponenten übertragbar werden können.



Position Eintrittsensor Schleife 1



Position unterer Ringspaltsensor

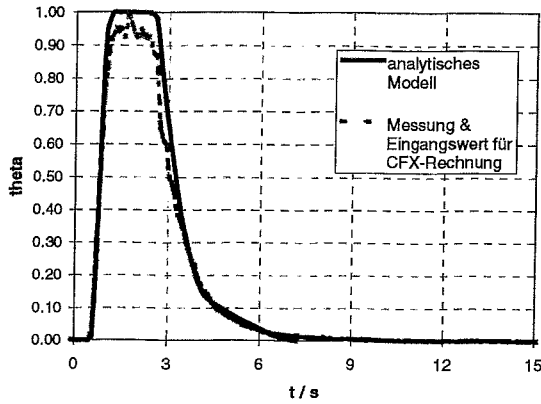


Position Kerneintrittsensor

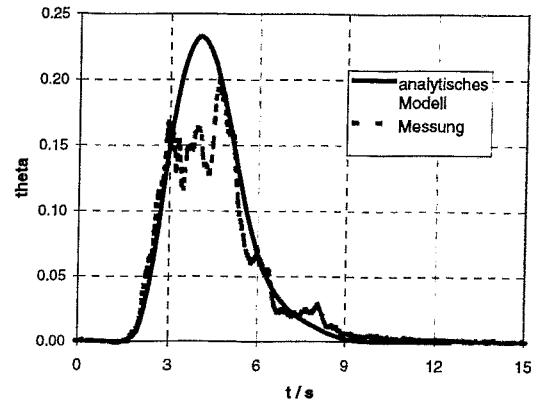
	Eintritts- sensor	Ring- spalt- sensor	Kern- eintritts- sensor
D m <sup>2</sup> /s	0.01	0.03	0.03
$\bar{u}$ m/s	0.8	0.5	0.45
s m	1.3	2.8	3.4

Berechnungsparameter bis zur  
Sensorposition

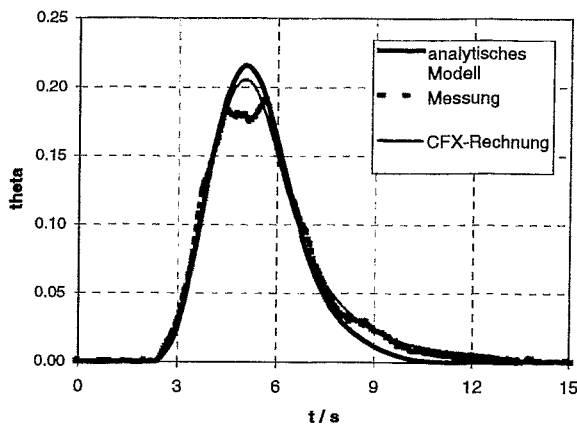
Abb. 6 Mittlere Vermischungen für Versuch 0407MIX02- mit dem Wasserdurchsatz 50 m<sup>3</sup>/h je Schleife



Position Eintrittssensor Schleife 1



Position unterer Ringspaltsensor

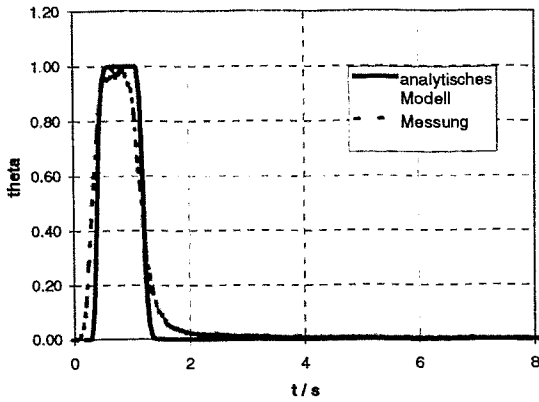


Position Kerneintrittssensor

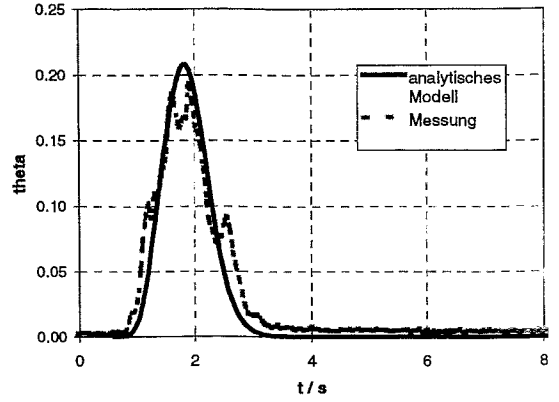
	Eintritts- sensor	Ring- spalt- sensor	Kern- eintritts- sensor
D m <sup>2</sup> /s	0.02	0.06	0.06
$\bar{u}$ m/s	1.6	1.0	0.9
s m	1.3	2.8	3.4

Berechnungsparameter bis zur  
Sensorposition

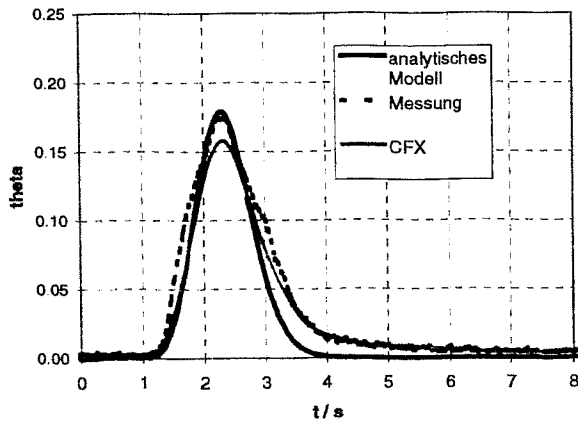
Abb. 7 Mittlere Vermischungen für Versuch 0407MIX05- mit dem Wasserdurchsatz 100 m<sup>3</sup>/h je Schleife



Position Eintrittssensor Schleife 1



Position unterer Ringspaltsensor

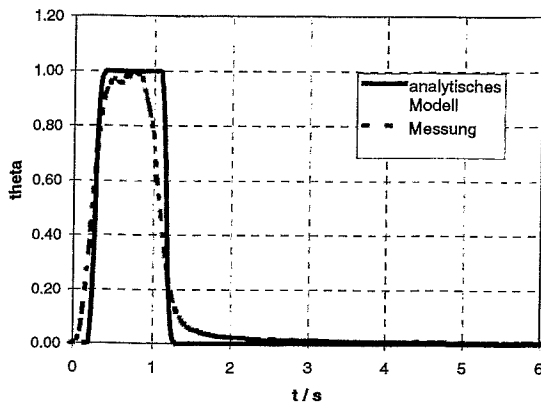


Position Kerneintrittssensor

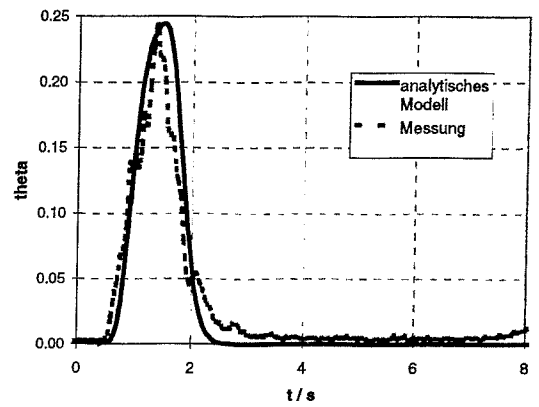
	Eintritts- stutzen- sensor	Ring- spalt- sensor	Kern- eintritts- sensor
D m <sup>2</sup> /s	0.04	0.12	0.12
$\bar{u}$ m/s	3.2	2.0	1.8
s m	1.3	2.8	3.4

Berechnungsparameter bis zur  
Sensorposition

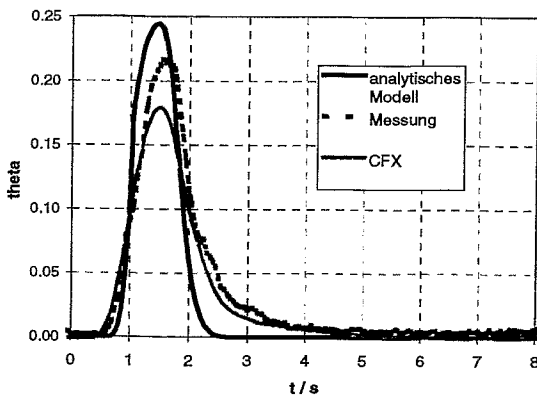
Abb. 8 Mittlere Vermischungen für Versuch 0505MIX05- mit dem Wasserdurchsatz 200 m<sup>3</sup>/h je Schleife



Position Eintrittssensor Schleife 1



Position unterer Ringspaltensor



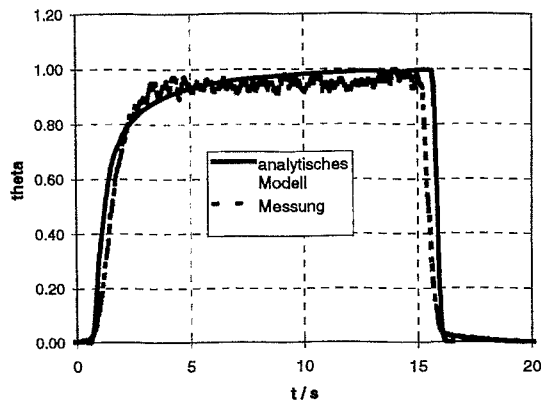
Position Kerneintrittsensor

	Eintritts- stutzen- sensor	Ring- spalt- sensor	Kern- eintritts- sensor
D	0.06	0.18	0.18
$\bar{u}$	4.8	3	2.7
s	1.3	2.8	3.4
m			

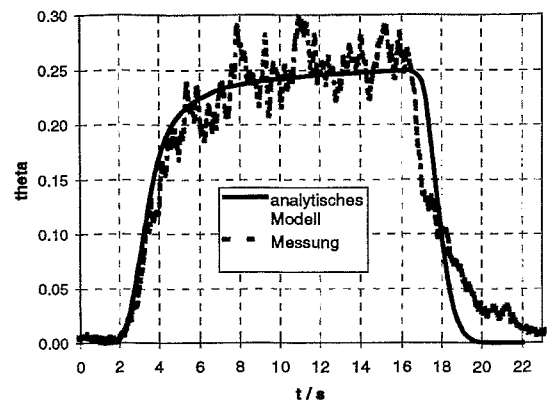
Berechnungsparameter bis zur  
Sensorposition

Abb. 9 Mittlere Vermischungen für Versuch 0505MIX07- mit dem Wasserdurchsatz 300 m<sup>3</sup>/h je Schleife

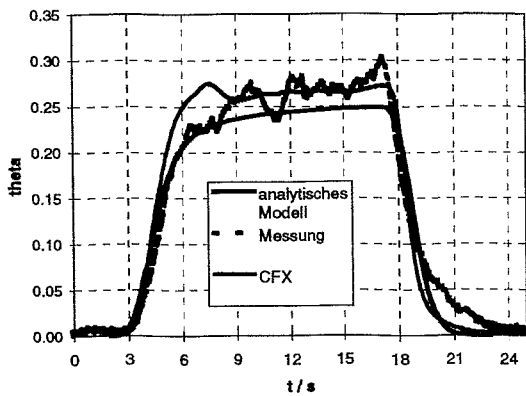




Position Eintrittssensor Schleife 1



Position unterer Ringspaltsensor



Position Kerneintrittssensor

	Eintritts- stutzen- sensor	Ring- spalt- sensor	Kern- eintritts- sensor
D m <sup>2</sup> /s	0.02	0.06	0.06
$\bar{u}$ m/s	1.6	1.0	0.9
s m	1.3	2.8	3.4

Berechnungsparameter bis zur  
Sensorposition

Abb. 10 Mittlere Vermischungen für Versuch 0407MIX05- mit dem  
Wasserdurchsatz 100 m<sup>3</sup>/h je Schleife, Langdosierung

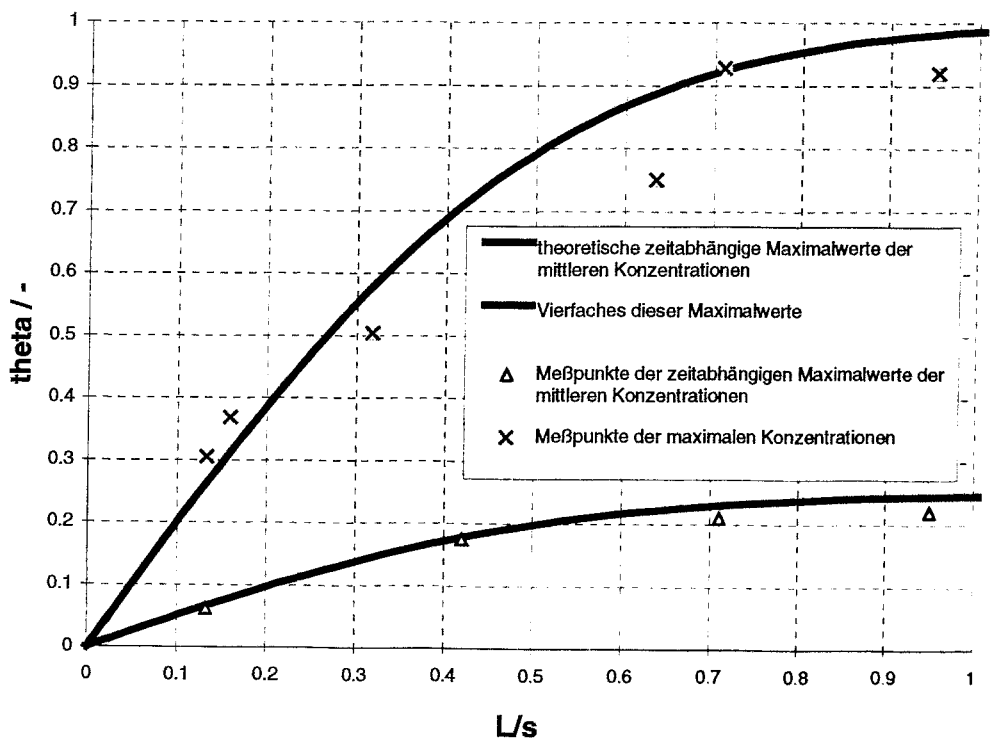


Abb. 11 Dimensionslose Konzentrationen am Kerneintritt in Abhängigkeit von der dimensionslosen Pfropfenlänge

## 4 Zusammenfassung

Messungen an der Versuchsanlage ROCOM mit der in Rossendorf entwickelten Gittersensortechnik lieferten auch zeitabhängige mittlere Vermischungen an verschiedenen Modellpositionen. Der Versuch, diese mit Hilfe eines aufgestellten geschlossen-analytischen 1D-Rechenmodells der turbulenten Diffusion in einer stationären und symmetrischen Modellströmung nachzurechnen, erwies sich auch für den Fall einfachster Annahmen und einer Anpassung an nur einen Fluidmassenstrom, der bis auf das 6-fache erhöht wurde, als erfolgreich.

Zum Vergleich mit den Messungen und den Ergebnissen aus den analytischen Rechnungen werden auch CFX-4 Simulationen herangezogen, welche eine insgesamt gute Übereinstimmung aller angewandten Verfahren zur Bestimmung der mittleren Vermischungen an der Modellanlage ROCOM bestätigen.

Insbesondere konnten auch in Abhängigkeit von der dimensionslosen Pfropfenlänge der Tracerdosierungen nicht nur die zeitabhängigen Maxima der mittleren Vermischungsverteilungen berechnet, sondern auch die zu erwartenden Maximalwerte selbst abgeschätzt werden.

Eine Anwendung des beschriebenen analytischen Verfahrens und der CFX-4 Simulationen auf vergleichbare Modelle oder Originalkomponenten bei stationären turbulenten und symmetrischen Strömungsverhältnissen läßt daher möglicherweise ebenfalls gute Ergebnisse erwarten.

## Literatur

- [1] Grunwald, G. Höhne T., Prasser H.-M., Richter, K., Weiß, F.-P.: Investigation of coolant mixing in pressurized water reactors at the Rossendorf mixing test facility ROCOM, Institute of Safety Research, Annual Report 1998, FZR-268 1-6, July 1999, ISSN 1437-322X
- [2] Jost, Diffusion, Steinkopf-Verlag, Darmstadt, 1957
- [3] Spurk, Strömungslehre, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1997
- [4] Reichardt, H., Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen, ZAMM 31, 1951
- [5] P. Dräger: Makroskopische Kühlmittelvermischung in Druckwasserreaktoren. Dissertation A, TH Zittau, 1987