



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6450

**Zusammenfassung
der zwischen März 1995
und Februar 2000
unter Leitung von
Herrn Professor
Dr.-Ing. Ulrich Müller
abgeschlossenen
Dissertationen**

**Herrn Professor
Dr.-Ing. Ulrich Müller
zum 65. Geburtstag
am 28. Februar 2000**

**herausgegeben von
J. U. Knebel, P. Ehrhard
Institut für Kern- und Energietechnik**

Februar 2000

FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Technik und Umwelt
Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6450

**Zusammenfassung der zwischen März 1995 und Februar 2000 unter
Leitung von
Herrn Professor Dr.-Ing. Ulrich Müller
abgeschlossenen Dissertationen**

**Herrn Professor Dr.-Ing. Ulrich Müller zum 65. Geburtstag
am 28. Februar 2000**

**herausgegeben von
Joachim U. Knebel und Peter Ehrhard
Institut für Kern- und Energietechnik**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2000**

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

Vorwort

Im März 1974 wurde der Privatdozent am Institut für Strömungslehre und Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH), Herr Dr.-Ing. Ulrich Müller, zum Leiter des Instituts für Reaktorbauelemente (IRB) der damaligen Gesellschaft für Kernforschung (GfK) berufen. Im September 1974 wurde er zum außerplanmäßigen Professor ernannt. Seit seiner Habilitation sind unter seiner direkten Betreuung bis auf den heutigen Tag insgesamt 37 Dissertationen und zwei Habilitationen entstanden. Der vorliegende Bericht enthält eine Zusammenstellung aller Arbeiten, die zwischen März 1995 und Februar 2000 abgeschlossen wurden. Die bis Februar 1995 angefertigten Arbeiten sind aus Anlass des 60. Geburtstags von Herrn Professor Dr.-Ing. U. Müller als Wissenschaftlicher Bericht FZKA 5559 des Forschungszentrums Karlsruhe veröffentlicht.

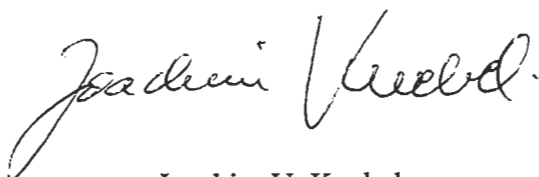
Die theoretischen und experimentellen Arbeiten aus dem Bereich der Thermo- und Fluidodynamik stehen in unmittelbarem Zusammenhang mit der Sicherheit und der Auslegung von Komponenten kerntechnischer Anlagen und Fusionsreaktoren. Sie sind sowohl auf die Anwendung als auch auf die Grundlagenforschung ausgerichtet. Neuere Arbeiten befassen sich mit Themen aus den Bereichen Ausbreitung und langfristige Kühlung von Kernschmelzen, Mehrphasen-Mehrkomponenten-Strömung und Abfallbehandlung durch Verbrennung und Nassoxydation.

Die untersuchten Fragestellungen spiegeln ebenso deutlich den stetigen Wandel der Arbeitsschwerpunkte wieder wie es die in den Jahren 1977 und 1995 erfolgten Umbenennungen der Karlsruher Großforschungseinrichtung in Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK) und Forschungszentrum Karlsruhe - Technik und Umwelt anzeigen. Diese Tendenz setzt sich in der 1993 vollzogenen Änderung des Institutsnamens in Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik (IATF) fort. Die Umbenennung in Institut für Kern- und Energietechnik (IKET) im Jahr 1999 deutet eine erweiterte Profilierung des Instituts auf gesamtheitliche Energiesysteme und Reaktorkonzepte an.

Augenblicklich betreut Herr Professor Dr.-Ing. Ulrich Müller mit Mireia Gargallo Gállego, Dietmar Kuhn, Mathias Müller-Hagedorn, Anke Schöbel, Wilhelmina Tsai und Wie Xie sechs Doktoranden.

Der Bericht besteht aus Einzelbeiträgen, die in kurzer Form die durchgeführten Arbeiten mit den wichtigsten Ergebnissen darstellen. Am Ende ist ein aktueller Lebenslauf des jeweiligen Verfassers mit einem Passbild aus neuerer Zeit gegeben.

Die Verfasser und die Herausgeber möchten diesen Bericht Herrn Professor Dr.-Ing. Ulrich Müller zu seinem 65. Geburtstag und zu seinem Ausscheiden als Institutsleiter widmen, als kleines Dankeschön für seine immer engagierte und mitreißende Betreuung. Sein Wirken ist geprägt durch wissenschaftliche Schärfe und Genauigkeit im Detail, sein Blick ist gekennzeichnet durch eine Anbindung der Arbeiten an technisch-industrielle Programme mit Perspektiven in die Zukunft. Wir wünschen ihm alles Gute für seinen persönlichen Lebensweg und seine weitere wissenschaftliche Arbeit.



Joachim U. Knebel



Peter Ehrhard

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Andreas Class, 1995 Zellulare Strukturen laminarer Staupunktflammen	1
Ralph Mößner, 1996 Dreidimensionale numerische Simulation von Naturkonvektionsströmungen unter dem Einfluss von Magnetfeldern	7
Luigi Carteciano, 1996 Entwicklung eines Turbulenzmodells für Auftriebsströmungen	13
Geert Arnemann, 1997 Experimentelle Untersuchungen zum Wärmeübergang und zur Fluidisation von feinkörnigen Wirbelschichten	21
Ulrich Burr, 1997 Turbulente Transportvorgänge in magneto hydrodynamischen Kanalströmungen	29
Ines Braun, 1997 Der Einfluss von H ₂ O und CO ₂ auf die Kinetik der Kohlenwasserstoffverbrennung	39
Christoph Hoelle, 1998 Experimentelle Untersuchung der turbulenten Nachlaufströmung über einer beheizten Kugel in vertikaler Anströmung	47
Ralph Wittmaack, 1998 Numerische Simulation von Strömungen mit freier Oberfläche und diskreten Phasenübergängen	55
Greet Janssens-Maenhout, 1998 Beiträge zur Modellierung und numerischen Simulation von Zweiphasenströmungen mit Wärmeübertragung	63
Walter Tromm, 1998 Experimentelle Untersuchungen zum Nachweis der langfristigen Kühlbarkeit von Kernschmelzen	71
Bernhard Mück, 1998 Numerische Untersuchung von Strömungen in Kanälen mit Versperrungen unter dem Einfluss von Magnetfeldern	77
Michael Bunk, 1999 Modellierung zur Ausbreitung von Schmelzen bei gleichzeitiger Erstarrung	83
Ingo Wintruff, 2000 Ein adaptiertes Bewegte-Gitter-Verfahren zur Berechnung von Aufschmelz- und Erstarrungsvorgängen	89

Zellulare Strukturen laminarer Staupunktflammen

von

Andreas G. Class

aus

Stuttgart

Tag des Kolloquiums:	09. Mai 1996
Hauptreferent:	Prof. Dr.-Ing. U. Müller
Korreferenten:	Prof. Dr.-Ing. H. Oertel Prof. B. J. Matkowsky

Zusammenfassung

Laminare Vormischflammen von Staupunktburnern im Labormaßstab sind häufig instabil und weisen zellulare Muster auf. Ein grundlegendes Verständnis dieses Instabilitätsmechanismus ist wichtig zur Beurteilung turbulenter Flammen, da Wechselwirkungen von Strömungs- und Flammeninstabilitäten auftreten können.

Eine nichtlineare Theorie für Zellularflammen liefert eine Evolutionsgleichung für die Flammenposition Φ bei schwach überkritischen Bedingungen in Form einer verallgemeinerten Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung. Es werden allgemeine Störungen des Strömungs-, Temperatur- und Konzentrationsfelds zugelassen, so dass das Verhalten nichtebener Flammen untersucht werden kann.

Eine parabolisch gekrümmte Flamme wird durch numerische Simulation systematisch untersucht. Sind die Ränder einer solchen Flamme in Richtung des Brenners gekrümmt, was durch eine reduzierte Austrittsgeschwindigkeit oder eine erhöhte Austrittsenthalpie am Brennerand bedingt sein kann, dann werden regelmäßige lokalisierte Zellmuster im Zentrum des Brenners gefunden. Andernfalls ergeben sich gestreckte Zellmuster mit zeitperiodischer Zellteilung.

Einleitung

Der Verbrennungsprozess setzt sich im Allgemeinen aus einer Vielzahl von Teilphänomenen wie diffusivem und konvektivem Wärme- und Stofftransport, komplexen chemischen Reaktionen, Strömungsturbulenz und Mehrphasigkeit zusammen. Um zu einem grundlegenden Verständnis dieser komplexen Vorgänge zu gelangen, müssen vereinfachte Modelle betrachtet werden, die die grundlegenden physikalischen Effekte wiedergeben.

Speziell wird angenommen, dass die Chemie im Wesentlichen die Verbrennungswärme durch Stoffumsatz zur Verfügung stellt und durch eine einzige Arrheniusreaktion hinreichend genau modelliert wird. Diese Reaktion hat eine hohe Aktivierungsenergie, so dass die Reaktionsrate stark temperaturabhängig ist. Wärme- und Stofftransport zur Flamme wird voll berücksichtigt, Strahlungswärme wird aber vernachlässigt. Schließlich wird das Strömungsfeld als inkompressibel modelliert.

Untersucht wird eine laminare Vormischflamme in einem Staupunktbrenner wie in Abbildung 1 dargestellt. Das Brenngasgemisch durchströmt einen Brenner und wird durch eine Stauplatte zu den Seiten hin abgelenkt. Zwischen Brenner und Platte bildet sich eine Flamme aus, deren Verhalten beschrieben werden soll.

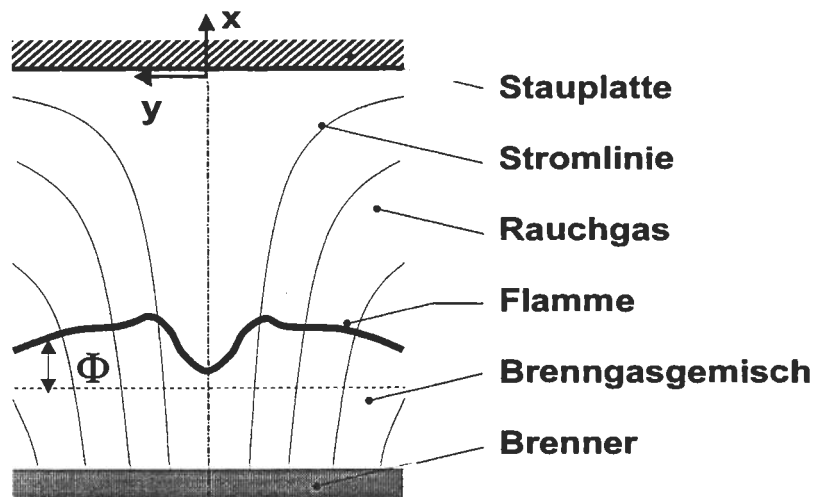


Abbildung 1: Schematische Darstellung einer Staupunktflamme.

Schwach nichtlineare Analyse

Eine lineare Stabilitätsanalyse der Grundgleichungen liefert die Instabilität einer ebenen Flamme, sofern die Diffusivität von Wärme hinreichend kleiner als die Stoffdiffusivität des Brenngases ist. Ein Beispiel hierfür ist eine magere Wasserstoff/Luft Flamme. In der Nähe des Einsatzes der Instabilität werden langwellige Störungen angefacht, während kurzwellige Störungen gedämpft werden. Dies ermöglicht eine nichtlineare Analyse schwach instabiler Zustände mittels eines langwelligen Ansatzes.

Dieser Ansatz führt ein freies Oberflächenproblem gekoppelter dreidimensionaler partieller Differenzialgleichungen in eine einzige zweidimensionale partielle Differenzialgleichung über. Es handelt sich hierbei um eine verallgemeinerte Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung (KS-gleichung):

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + 4\nabla^4 \Phi + \nabla^2 \Phi + \frac{1}{2}(\nabla \Phi)^2 + \nabla(v_{\perp} \Phi) = \rho \quad (1)$$

Φ ist die Auslenkung der Flamme aus dem ebenen ungestörten Grundzustand, τ ist die Zeit und v_{\perp} ist das Geschwindigkeitsfeld in der (y,z) -Ebene am Ort der Flamme. Die

verallgemeinerte KS-Gleichung weist einen Term ρ auf, der beliebige, aber kleine Störungen des Enthalpie- und Geschwindigkeitsfelds am Brenner berücksichtigt. Mit Hilfe des Zusatzterms können nichtebene Grundzustände der Flamme modelliert werden. Das zu einem vorgegebenen Grundzustand der Flamme passende Störfeld ist so eindeutig bestimmt. Da bei technischen Brennern i.a. eine Krümmung der Flamme in Richtung des Brenners am Brennerrand vorliegt, wird eine parabolisch gekrümmte Flamme ausführlich untersucht. Es ergeben sich je nach der Krümmung der Flammfront grundverschiedene Strukturen der Flamme.

Stabilität und Invarianzeigenschaften der KS-Gleichung

Eine lineare Stabilitätsanalyse von Gleichung (1) ergibt, dass kleine Störungen für $0 < \nabla v_{\perp} < 1/16$ zeitweise angefacht werden. Diese klingen jedoch in der Zeit asymptotisch ab. Es ergibt sich somit stabiles Verhalten der ebenen Flamme für alle $\nabla v_{\perp} > 0$. Für negative Flammenstreckung, d.h. $\nabla v_{\perp} < 0$, ist die Flamme instabil gegen ebene Störungen. Eine Untersuchung der Invarianzeigenschaften der Grundgleichungen im Zeitbereich ergibt eine Invarianz der Gleichungen gegen eine Querbewegung von Lösungen nach einem exponentiellen Zeitgesetz. Diese Eigenschaft kann als Instabilität der Flammfront gegenüber Wanderwellen interpretiert werden. Diese Wanderwelleninstabilität beliebiger der Grundlösung überlagerter Muster besteht immer, sofern die Flamme nicht hinreichend stark in Richtung des Brennerrands gekrümmt ist. Diese Instabilität wird auch in Experimenten beobachtet.

Numerische Untersuchungen

Zur detaillierten Auswertung der KS-Gleichung im stark nichtlinearen Bereich werden ausgiebige numerische Simulationsrechnungen durchgeführt. Hierfür wird ein Fourier-Kollokationsspektralverfahren entwickelt und eingesetzt. Es sind die bislang ersten systematischen Untersuchungen für die Staupunktflamme.

Zwei neue Ergebnisse sollen hier ausdrücklich hervorgehoben werden:

- Für eine schwache gekrümmte Flammen ergeben sich gestreckte Zellmuster mit "periodischer" Zellteilung, siehe Abbildung 2. Bei diesen Flammen nimmt die Größe der einzelnen Zellen durch die streckende Wirkung des Strömungsfelds kontinuierlich zu, bis diese durch nichtlineare Wechselwirkungen der Zellen untereinander in mehrere Zellen zerfallen. Dies ist ein rein nichtlinearer Effekt. Die Stärke der Staupunktströmung hat einen stabilisierenden Einfluss auf gestreckte Zellmuster.
- Für eine hinreichend starke Krümmung der Flamme ergeben sich regelmäßige lokalisierte Zellmuster, siehe Abbildung 3. Die Krümmung der Flamme hat für lokalisierte Flammenmuster einen stabilisierenden Einfluss. Es werden erstmals auch Lösungen berechnet, die stationäres, periodisches und chaotisches Zeitverhalten aufweisen.

Sowohl für gestreckte als auch für lokalisierte Muster gilt, dass sich mit einer Reduzierung des stabilisierenden Einflusses der Stärke der Staupunktströmung oder der Krümmung der Flamme in zunehmendem Maße komplexere räumliche und zeitliche Strukturen ergeben.

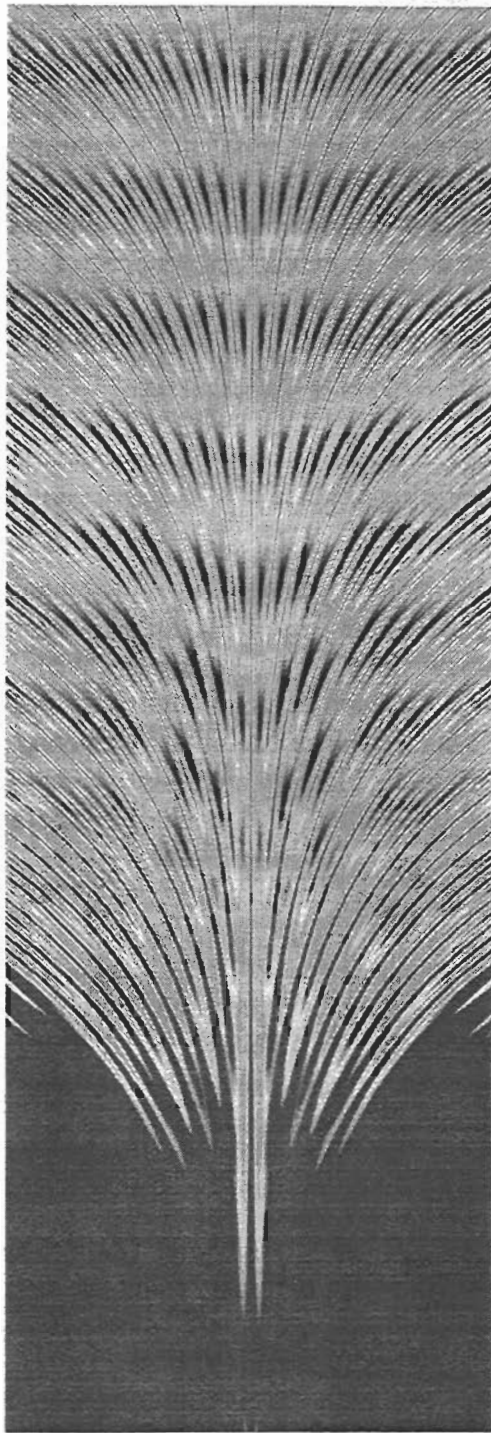


Abb. 2: Gestrecktes zelluläres Muster mitzeitperiodischer Zellteilung.

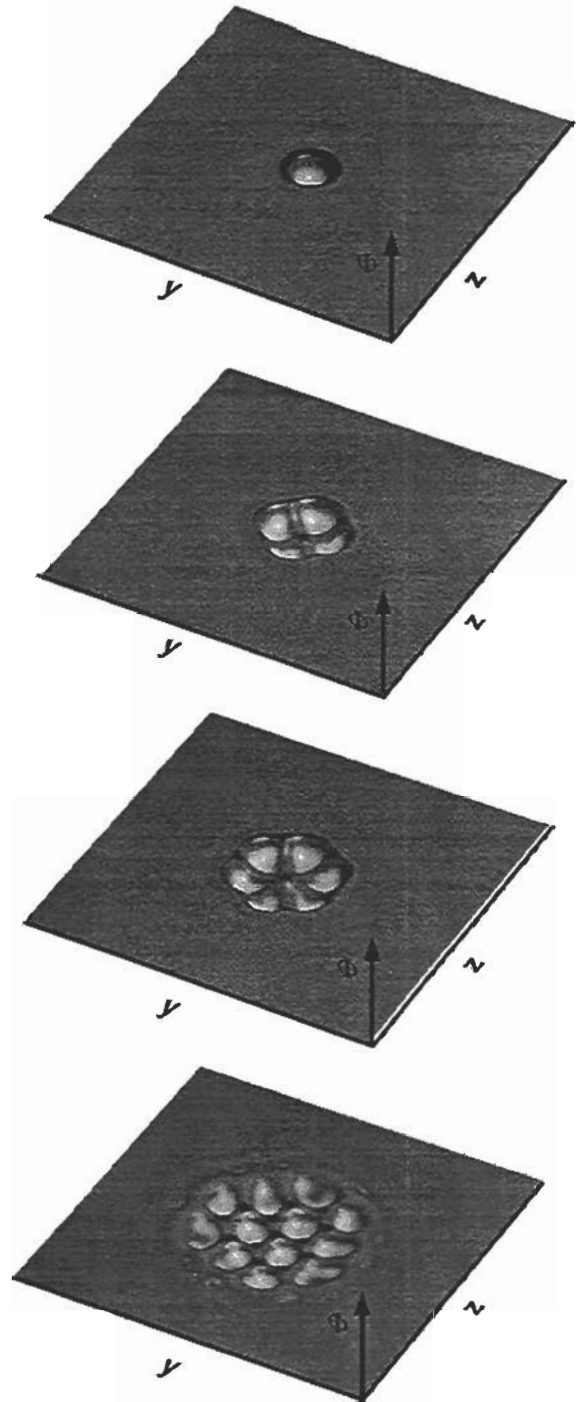


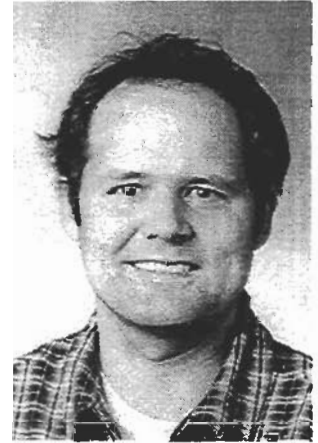
Abb. 3: Lokalisierte zelluläre Muster.

Schlussfolgerungen und Ausblick

Es wurde gezeigt, dass laminare Vormischflammen selbst in laminaren Strömungsfeldern instabil sein können. Es sollte untersucht werden, in wie weit eine Wechselwirkung zwischen Strömungsturbulenz und Flammeninstabilität besteht. Ein weiteres Ziel der Arbeit war die Untersuchung, ob die hier gewonnenen Ergebnisse zur Struktur laminarer Flammen einsetzbar sind, um eine bessere Modellierung turbulenter Flammen zu erzielen.

Lebenslauf

Name: Andreas G. Class
Anschrift: IATF, Forschungszentrum Karlsruhe,
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe
private Anschrift: Blattwiesenstraße 8, 76227 Karlsruhe
geboren: 1. August 1963 in Stuttgart
Familienstand: verheiratet, 2 Kinder



1970-1983
Schulbesuch: 1970-1972 Grundschule Blankenloch
1972-1974 Grundschule Leopoldshafen
1974-1983 Gymnasium Neureut

1983-1984
Grundwehrdienst: Kfz-Panzer-Schlosser in Nürnberg und Wetzlar

1984-1989
Studium: Studium des allgemeinen Maschinenbaus an der Universität Karlsruhe (TH)
Hauptfächer: Thermische Strömungsmaschinen
Strömungslehre
Diplom am 16. Juni 1989

Seit 1989
Berufserfahrung: August 1989 bis Dezember 1989 bei der
Dr. Trippe Ingenieursgesellschaft mbH

Seit Januar 1990 beim
Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik
Forschungszentrum Karlsruhe, Technik und Umwelt
Juni 1993 bis Januar 1994 Delegation an die
Northwestern University, Evanston, Illinois, USA

Juni 1995
Promotion zum Doktor der Ingenieurwissenschaften an der Fakultät
für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)

Dreidimensionale numerische Simulation von Naturkonvektionsströmungen unter dem Einfluss von Magnetfeldern

von

Ralph Mößner

aus

Pfintztal

Tag des Kolloquiums:	01. Februar 1996
Hauptreferent:	Prof. Dr.-Ing. U. Müller
Korreferenten:	Prof. Dr.-Ing. H. Oertel Prof. Dr.-Ing. R. Bohning

Zusammenfassung

Es wird der Einfluß von stationären, homogenen Magnetfeldern auf dreidimensionale Naturkonvektionsströmungen in rechteckförmigen Behältern untersucht. Hierzu werden die dimensionslosen Grundgleichungen in kartesischen Koordinaten hergeleitet und numerisch mittels eines Finiten-Differenzen-Verfahrens auf einem versetzten Maschengitter gelöst. Die grundlegenden Phänomene, die bei diesen Strömungen in elektrisch isolierten Behältern auftreten, können herausgearbeitet und durch die elektrodynamischen Kraftwirkungen erklärt werden.

Einleitung

Um die Erdbevölkerung auch in Zukunft mit ausreichenden Mengen von Energie versorgen zu können, muss in verstärktem Maße nach neuen Wegen gesucht werden, diese Energie zu erzeugen. Eine der Möglichkeiten, dieses Ziel zu erreichen, bietet die Energiegewinnung durch Fusionsreaktoren. Im Innern dieser Reaktoren werden große Wärmemengen freigesetzt. Da die Struktur des Fusionsreaktors den thermischen Belastungen standhalten muss, ist es erforderlich, Kenntnisse über das Verhalten der Geschwindigkeitsprofile und des Wärmeübergangs in Konvektionsströmungen von flüssigen Metallen zu erlangen, die dem Einfluss von starken Magnetfeldern ausgesetzt sind. Hierbei wird vorausgesetzt, dass im Reaktor selbstgekühlte Flüssigmetall-Blankets eingesetzt werden.

In einem ersten Schritt werden die dimensionslosen Grundgleichungen hergeleitet, die diese Strömungen in Rechteckgeometrien beschreiben. Um den Bedingungen im Fusionsreaktor zu entsprechen, können dabei vereinfachende Annahmen getroffen werden. Da das entstehende System von partiellen, nichtlinearen Differenzialgleichungen nicht geschlossen lösbar ist, werden die Gleichungen numerisch mit einem Finiten-Differenzen-Verfahren gelöst. Dabei werden Trägheit und Reibung im gesamten Lösungsgebiet berücksichtigt. Für verschiedene Richtungen des Magnetfelds und der Temperaturgradienten werden in mehreren Rechteckgeometrien typische Geschwindigkeitsprofile berechnet und miteinander verglichen. Die Erklärung dieser Profile und die aus ihnen resultierenden Konsequenzen für den Wärmeübergang werden diskutiert.

Grundgleichungen und Kennzahlen

Vernachlässigt man induzierte Magnetfelder, Verschiebungsströme, Dissipation sowie Joulesche Wärme und führt die Boussinesq Approximation ein, erhält man das folgende System von Differenzialgleichungen, die Kontinuitätsgleichung, die Impulsgleichungen, das Ohmsche Gesetz, die Ladungserhaltung und die Energiegleichung:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -M^2 \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \nabla p + M^2 \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \Delta \mathbf{v} + T \mathbf{k}, \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = -\nabla \Phi + \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T = \frac{1}{\sqrt{Ra Pr}} \Delta T + Ra' Ra^{-\frac{3}{2}} Pr^{-\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

In diesen Gleichungen sind der Druck p , die elektrische Stromdichte \mathbf{j} , die magnetische Induktion \mathbf{B} , das elektrische Potenzial Φ , die Geschwindigkeit \mathbf{v} und die Temperatur T bereits mit den für magnetohydrodynamische Strömungen typischen Referenzgrößen dimensionslos gemacht. Der Vektor \mathbf{k} steht für den Einheitsvektor in Richtung der Gravitation. Die Gleichungen enthalten vier dimensionslose Ähnlichkeitskennzahlen. Als erste Kennzahl gewichtet die Hartmann-Zahl $M = a B \sqrt{\sigma / \rho \nu}$ die elektromagnetische Kraft gegenüber der Reibungskraft. Die beiden Rayleigh-Zahlen $Ra = g \beta \Delta T a^3 / \nu \kappa$ und $Ra' = g \beta q a^5 / \nu^2 \lambda$ können als Quotient aus der Leistung der Auftriebskraft und der

Dissipationsleistung interpretiert werden. Hierbei ist zu beachten, daß Ra mit einer charakteristischen Temperaturdifferenz und Ra' mit einer Wärmequellendichte q gebildet wird. Die Stoffeigenschaften werden durch die Prandtl-Zahl $Pr = \nu / \kappa$ festgelegt. In diesem Zusammenhang bezeichnet a eine charakteristisches Längenmaß, σ die elektrische Leitfähigkeit, ρ die Dichte, ν die kinematische Viskosität, g die Erdbeschleunigung, β den thermischen Volumenausdehnungskoeffizienten, λ die Wärmeleitfähigkeit und κ die Temperaturleitzahl.

Numerische Methoden

Das Gleichungssystem wird mit Hilfe eines Finiten-Differenzen-Verfahrens in Erhaltungsform auf einem versetzten Maschengitter gelöst. Für die zeitliche Diskretisierung stehen zwei explizite Verfahren zur Verfügung. Dies ist zum einen das zweistufige Euler-Vorwärts-Verfahren, das mit erster Ordnung konvergiert. Sollen transiente Vorgänge aufgelöst werden, kommt das dreistufige Adams-Bashfort-Verfahren zum Einsatz, das mit zweiter Ordnung konvergiert. Für die Diskretisierung des Raums werden das Zentrale-Differenzen-Verfahren und das LECUSSO-Upwinding verwendet. Die Berechnung von Druck und Geschwindigkeit wird mit Hilfe des Fractional-Step-Verfahrens durchgeführt. Auftretende Poissongleichungen werden mit dem elliptischen Gleichungslöser SHAFT gelöst.

Ergebnisse

Es können in drei verschiedenen Rechteckgeometrien Parameterstudien durchgeführt und grundlegende Erkenntnisse gewonnen werden.

Zuerst wird das Modellsystem eines elektrisch isolierten Kubus untersucht, der seitlich beheizt und gekühlt wird. Systematische Untersuchungen der Variation der Richtung des Magnetfelds und der thermischen Randbedingungen zeigen im Wesentlichen die folgenden Ergebnisse (siehe auch Abbildung 1):

- Je größer die Komponente des Magnetfeldvektors senkrecht zur beheizten Wand wird, desto stärker wird die Strömung unterdrückt und der Wärmeübergang verschlechtert.
- Magnetfelder mit großen Komponenten parallel zur Gravitation oder senkrecht zur beheizten Wand führen zu starken Überhöhungen der Geschwindigkeit in den Eckbereichen des Behälters. Die elektrischen Ströme können sich im Innern des Fluids schließen.
- Dominiert die horizontale Komponente des Magnetfelds parallel zur beheizten Wand, verschwinden die Geschwindigkeitsüberhöhungen. Die elektrischen Ströme schließen sich über Hartmannschichten. Es kann im Innern des Behälters ein Wirbel entstehen, der entgegen des äußeren, konvektiven Wirbels dreht.
- Perfekt wärmeleitende Wände verschlechtern in der Regel den Wärmeübergang gegenüber dem Fall, in dem adiabate Wände benutzt werden.

In einem zweiten Schritt werden Rechnungen für die Konvektionsströmung in einem seitlich beheizten und gekühlten, elektrisch isolierten Behälter mit den Seitenverhältnissen 3:6:1 durchgeführt. Dabei wird angenommen, dass die Strömung durch ein horizontales Magnetfeld beeinflusst wird. Es können nachstehende Erkenntnisse gewonnen werden:

- Für bestimmte Parameterkonstellationen von Hartmann-Zahlen und Rayleigh-Zahlen wird der Wärmeübergang durch Anlegen des Magnetfelds verbessert.
- Die Verbesserung des Wärmeübergangs kann durch das Ausbilden eines η -Profils der Temperatur erklärt werden.
- Das η -Profil entsteht aufgrund einer durch elektromagnetische Kraftwirkungen hervorgerufene Rückströmung des Fluids nahe der beheizten und gekühlten Wand.

Schließlich wird die Magnetokonvektion in einem 6:1:3-Behälter untersucht, der von unten beheizt und von oben gekühlt wird. Die wichtigsten Ergebnisse für ein vertikales Magnetfeld lauten (siehe auch Abbildung 2):

- Die Breite der Konvektionsrollen hängt von Rayleigh-Zahl und Hartmann-Zahl ab. Höhere Rayleigh-Zahlen führen zu breiteren und höhere Hartmann-Zahlen zu schmalere Rollen.
- Sowohl horizontale als auch vertikale Geschwindigkeiten zeigen Überhöhungen in den Eckbereichen des Behälters. Der elektrische Strom schließt sich im Fluid in zwei verschiedenen Ebenen.

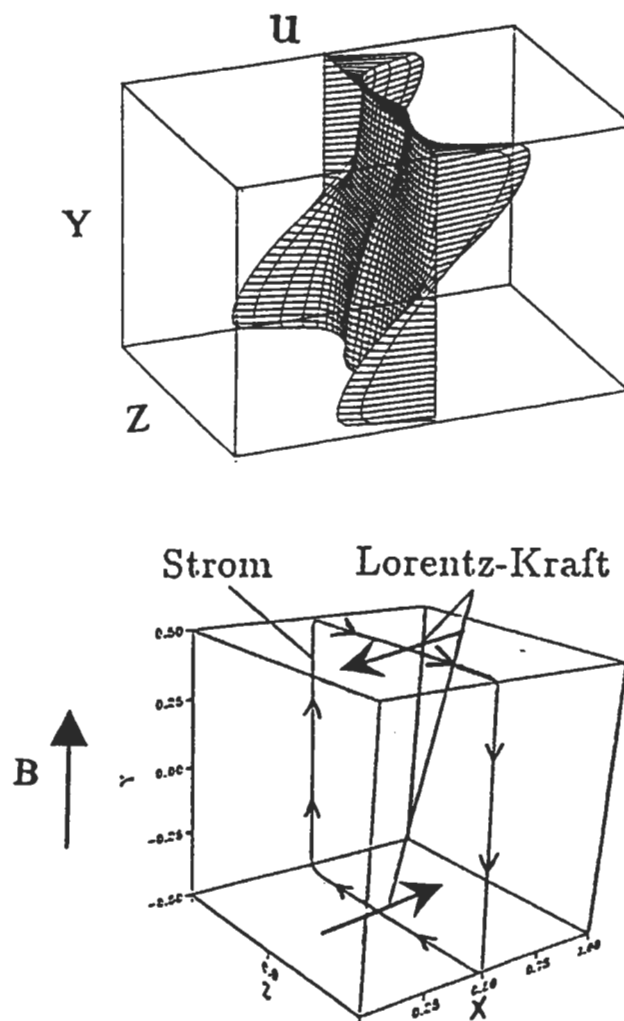


Abb. 1: Das Verhalten von Geschwindigkeit und elektrischem Strom im seitlich bei $x=0$ beheizten und bei $x=1$ gekühlten Kubus für $Pr=0.05$, $M=200$ und $Ra=10^6$. Das Magnetfeld steht parallel zur Gravitation. Wände, die weder beheizt noch gekühlt werden, sind adiabat.

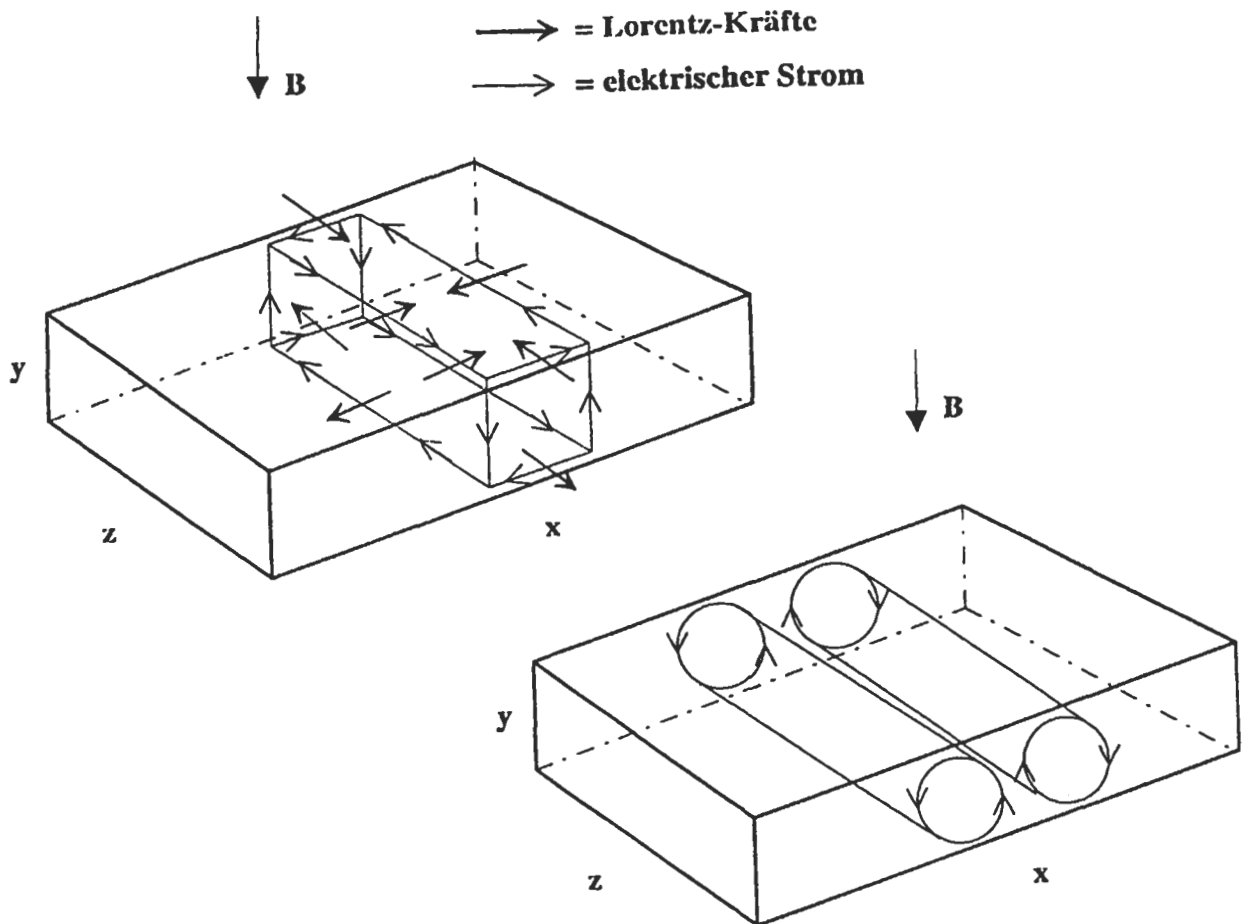


Abb. 2: Das Verhalten von Geschwindigkeit und elektrischem Strom in einem Behälter mit den Seitenverhältnissen 6:1:3, der von unten beheizt und von oben gekühlt wird, bei $Pr=0.05$, $M=30$ und $Ra=3 \cdot 10^4$. Das Magnetfeld steht parallel zur Gravitation. Alle Seitenwände sind adiabatisch.

Ausblick

Das Programm ist in der Lage, auf den derzeit zur Verfügung stehenden Rechnern Magnetokonvektionsströmungen bei moderaten Hartmann-Zahlen $M \leq 300$ zu simulieren. Die Einführung von nichtäquidistanten Gittern in einer Koordinatenrichtung oder die analytische Behandlung der Hartmannschichten könnte diese Beschränkung beseitigen. Außerdem wäre es wünschenswert, allgemeinere Geometrien mit runden Berandungen und inneren Einbauten untersuchen zu können. Hierzu wären allerdings Umstrukturierungen in größerem Umfang nötig, da der Poissongleichungslöser SHAFT, ein Kernstück des Lösungsalgorithmus, nicht ohne weiteres verwendet werden kann. Abhilfe könnte hier die sogenannte Einflußmatrixtechnik schaffen.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Ralph Mößner
Geburtsdatum: 30. September 1966
Geburtsort: Karlsruhe
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig



Schulbildung:

1973-1977 Grundschule in Pfinztal
1977-1986 Ludwig Marum Gymnasium in Pfinztal
5. Juni 1986 Allgemeine Hochschulreife

Beruflicher Werdegang:

1986-1993 Studium des Maschinenbaus an der Universität Karlsruhe
Hauptfächer: Strömungslehre, Technische Mechanik

20. Januar 1993 Diplom an der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe

1.3.1993-29.2.1996 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik des Forschungszentrums Karlsruhe

1. Februar 1996 Promotion zum Doktor der Ingenieurwissenschaften an der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe

1.4.1996-31.12.1997 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Sicherheitsforschung des Forschungszentrums Rossendorf

seit 1.1.1998 Anwendungsentwickler im Advanced Planner & Optimizer der SAP in Walldorf

Entwicklung eines Turbulenzmodells für Auftriebströmungen

von

Luigi Natale Carteciano

aus

Siracusa / Italien

Tag des Kolloquiums:	09. Mai 1996
Hauptreferent:	Prof. Dr.-Ing. U. Müller
Korreferenten:	Prof. Dr.-Ing. H. Oertel Prof. Dr.-Ing. W. Frank

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein Turbulenzmodell für Auftriebsströmungen (Turbulence Model for Buoyant Flows -TMBF) entwickelt, das aus einer Kombination eines Modells erster Ordnung mit zwei Gleichungen für den turbulenten Impulstransport und eines Modells zweiter Ordnung mit fünf Gleichungen für den turbulenten Wärmetransport besteht. Die turbulenten Spannungen werden durch die Verwendung des Prinzips der isotropen Wirbelviskosität und durch die Lösung der Transportgleichungen für die kinetische Energie der Turbulenz und deren Dissipationsrate berechnet. Die drei turbulenten Wärmeflüsse werden direkt mit Hilfe von Transportgleichungen berechnet. Bei der Beschreibung des turbulenten Wärmetransports werden auch die Transportgleichungen für die Varianz der Temperatur und deren Dissipationsrate gelöst. Eine neue Modellierung zur Erweiterung der Transportgleichungen für die turbulenten Wärmeflüsse auf den Bereich von kleinen Peclet-Zahlen wird in dieser Arbeit entwickelt.

Das TMBF wird in das thermohydraulische Programm FLUTAN implementiert und validiert. Die Validierungsarbeit wird mit Hilfe von Experimenten turbulenter Strömungen in Zwangs- und Mischkonvektion durchgeführt.

Einleitung und Zielsetzung

In dieser Arbeit ist ein statistisches Turbulenzmodell für Auftriebsströmungen, genannt Turbulence Model for Buoyant Flows (TMBF), entwickelt worden. Das TMBF ist die Kombination eines Modells erster Ordnung mit zwei Gleichungen für den turbulenten Impulstransport und eines Modells zweiter Ordnung mit fünf Gleichungen für den turbulenten Wärmetransport. Die turbulenten Spannungen werden mit dem Prinzip der isotropen Wirbelviskosität ν_t beschrieben. Sie wird mit Hilfe der für große und kleine Reynolds-Zahlen modellierten Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und deren Dissipationsrate ε berechnet. Die Komponenten des turbulenten Wärmeflusses werden direkt durch die Lösung ihrer Transportgleichungen berechnet. Bei der Beschreibung des turbulenten Wärmetransports werden auch die für große und kleine Peclet-Zahlen modellierten Transportgleichungen für die Varianz der Temperatur $\overline{T'^2}$ und deren Dissipationsrate $\varepsilon_{T'}$ gelöst.

Zur Erweiterung des Anwendungsbereichs der für hohe Peclet-Zahlen modellierten Transportgleichungen für die turbulenten Wärmeflüsse zu kleinen Peclet-Zahlen wird eine Modellierung in dieser Arbeit entwickelt, bei der die Modellierung als Zusatzterm Z_i in die Transportgleichungen für $\overline{U'_i T'}$ eingeführt wird. Dieser Zusatzterm Z_i erfasst die molekulare Dissipation der turbulenten Wärmeflüsse und die Modifizierung der Druck-Temperatur-Korrelation für kleine Peclet-Zahlen. Der Term Z_i enthält einen neuen Koeffizienten c_{T5} . Das TMBF besitzt insgesamt sieben Transportgleichungen und 18 empirische Koeffizienten, siehe Tab. 1.

Transportgleichung für die kinetische Energie der Turbulenz:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{U'_i} \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} + \underbrace{\nu_t \left(\frac{\partial \overline{U'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U'_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{U'_i}}{\partial x_j}}_{P_k} - \underbrace{\beta g_i \overline{U'_i T'}}_{G_k} - \varepsilon - 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_i} \right)^2.$$

Transportgleichung für die Dissipationsrate der kinetischen Energie der Turbulenz:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{U'_i} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} + \frac{\varepsilon^2}{k} \left[c_{\varepsilon 1} \frac{P_k + G_k}{\varepsilon} \left(1 + c_{\varepsilon 3} Ri_f \right) - f_2 c_{\varepsilon 2} \right] + \nu \nu_t (1 - f_\mu) \left(\frac{\partial^2 \overline{U'_i}}{\partial x_j \partial x_j} \right)^2.$$

Transportgleichung für die turbulenten Wärmeflüsse:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U'_i T'}}{\partial t} + \overline{U'_j} \frac{\partial \overline{U'_i T'}}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[c_{TD} \frac{k^2}{\varepsilon} + \frac{\Gamma + \nu}{2} \right] \frac{\partial \overline{U'_i T'}}{\partial x_j} - \left(\overline{U'_i U'_j} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} + \overline{U'_j T'} \frac{\partial \overline{U'_i}}{\partial x_j} \right) - \beta g_i \overline{T'^2} - c_{T1} \frac{\varepsilon}{k} \overline{U'_i T'} + \\ &+ c_{T2} \overline{U'_j T'} \frac{\partial \overline{U'_i}}{\partial x_j} + c_{T3} \beta g_i \overline{T'^2} - c_{T4} \frac{\varepsilon}{k} \overline{U'_{[n]} T' \delta_{i[n]}} \frac{k^{3/2}}{x_{[n]} \varepsilon} - \frac{1 + \text{Pr}}{2\sqrt{\text{Pr}}\sqrt{R}} \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) \exp[-c_{T5} (\text{Re}_t + \text{Pe}_t)] \overline{U'_i T'}, \end{aligned}$$

Transportgleichung für die Varianz der Temperatur:

$$\frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial t} + \overline{U'_i} \frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(c_{TT} \frac{k^2}{\varepsilon} + \Gamma \right) \frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial x_i} - 2\overline{U'_i T'} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} - 2\varepsilon_{T'} - 2\Gamma \left(\frac{\partial \sqrt{\overline{T'^2}}}{\partial x_i} \right),$$

Transportgleichung für die Dissipationsrate der Varianz der Temperatur:

$$\frac{\partial \varepsilon_{T'}}{\partial t} + \overline{U'_i} \frac{\partial \varepsilon_{T'}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(c_{DD} \frac{k^2}{\varepsilon} + \Gamma \right) \frac{\partial \varepsilon_{T'}}{\partial x_i} - \varepsilon_{T'} \left(c_{D1} \frac{\varepsilon_{T'}}{T'^2} + c_{D2} \frac{\varepsilon}{k} + c_{P1} \frac{\overline{U'_i T'}}{T'^2} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} - c_{P2} \frac{P_k}{k} \right) + 2 \Gamma T' \left(\frac{\partial^2 \overline{T}}{\partial x_i \partial x_j} \right)^2,$$

mit $f_2 = 1 - 0.3 \exp(-\text{Re}_t^2)$, und $\nu_t = c_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, und $f_\mu = [1 - \exp(-\text{Re}_t / 26.5)]^2$.

Tabelle 1: Standardsatz der empirischen Koeffizienten des TMBF Modells.

K		ε		$\overline{U'_i T'}$	
Koeff.	Wert	Koeff.	Wert	Koeff.	Wert
σ_k	1.0	σ_ε	1.3	c_{TD}	0.11
c_μ	0.09	$c_{\varepsilon 1}$	1.44	c_{T1}	3.0
		$c_{\varepsilon 2}$	1.92	c_{T2}	0.33
		$c_{\varepsilon 3}$	0.8	c_{T3}	0.5
				c_{T4}	0.5
				c_{T5}	0.001
$\overline{T'^2}$		$\varepsilon_{T'}$			
Koeff.	Wert	Koeff.	Wert	Koeff.	Wert
c_{TT}	0.13	c_{DD}	0.13	c_{P1}	1.8
		c_{D1}	2.2	c_{P2}	0.72
		c_{D2}	0,8		

Die Zielsetzung dieser Entwicklung ist es, den Anwendungsbereich des klassischen k - ε - σ_t Modells auf die folgenden turbulenten Strömungen zu erweitern:

- Zwangskonvektionsströmungen, bei denen die Reynolds-Analogie nicht gültig ist,
- Auftriebsströmungen, in denen der turbulente Impulstransport noch quasi isotrop ist.

In der Literatur ist nur das Turbulenzmodell von Hanjalic et al. (1993 und 1994) bekannt geworden, das mit einer ähnlichen Vorstellung dieser Zielsetzung folgt. In diesem Modell wird jedoch der Anwendungsbereich des k - ε - σ_t Modells mit Hilfe der algebraischen Beziehungen für die Wärmeflüsse erweitert, genannt Algebraic Heat Flux Model (AFM). Das TMBF besitzt im Gegensatz zum AFM einen potenziell breiteren Anwendungsbereich, da das AFM die konvektiven und diffusiven Effekte auf den Transport der turbulenten Wärmeflüsse vernachlässigt. Diese Effekte können eine wesentliche Rolle in auftriebsbehafteten Strömungen spielen, wie Peeters und Henkes (1992) bestätigen.

Der breitere Anwendungsbereich des TMBF gegenüber dem AFM wird mit einem größeren Aufwand an Rechenzeit und einer höheren Zahl empirischer Koeffizienten erreicht. Diese nachteilige Aussage bedarf jedoch einer Relativierung:

- Die algebraischen Modelle zeigen größere Schwierigkeiten bei der numerischen Konvergenz.
- Die Zahl der empirischen Koeffizienten ist im TMBF nicht sehr viel größer als im AFM, weil sich die meisten empirischen Koeffizienten in den Produktions- und Senkentermen der Transportgleichungen befinden. Diese Terme werden bei den algebraischen Beziehungen ebenfalls verwendet.

Aus diesen Überlegungen heraus wurde für diese Arbeit die Entscheidung getroffen, dass die Beschreibung des turbulenten Wärmetransports durch ein Modell zweiter Ordnung anstelle eines algebraischen Modells zu verwirklichen.

Außerdem ist der im TMBF entwickelte Zusatzterm Z_i in den Transportgleichungen für die turbulenten Wärmefflüsse im zitierten AFM von Hanjalic (1994) nicht vorhanden. Hanjalic hat jedoch bereits ausgeführt, dass dieser Term notwendig ist.

Ergebnisse und Diskussion

Das so entwickelte TMBF wurde in das dreidimensionale thermohydraulische Rechenprogramm FLUTAN implementiert. Die Validierung des TMBF konzentriert sich auf die folgenden Ziele:

- Es soll die neue Kombination im TMBF zwischen den Modellen erster und zweiter Ordnung für die Beschreibung des turbulenten Impuls- und Wärmetransports geprüft werden.
- Die neue Modellierung Z_i soll ausgetestet werden. Dabei soll der Wert des empirischen Koeffizienten c_{75} festgelegt werden.

Für die Validierung des TMBF werden deshalb hauptsächlich experimentelle Ergebnisse von turbulenten Strömungen bei Zwangs- und Mischkonvektion herangezogen.

Die berechneten turbulenten Strömungen bei Zwangskonvektion stellen drei unterschiedliche Strömungsformen dar: Rohrströmung, vertikaler Freistrah und horizontale Nachlaufströmung (siehe Abb. 1). Sie erfassen außerdem einen breiten Bereich der molekularen Prandtl-Zahl: Wasser (7.0), Luft (0.71) und Natrium (0.006). Für die Strömung in Mischkonvektion wird ein auftriebsbehafteter, vertikaler Nachlauf stromab einer beheizten Kugel betrachtet (siehe Abb. 2).

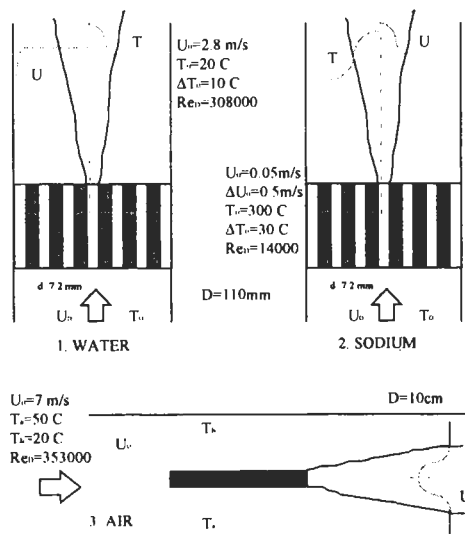


Abb. 1: Turbulente Strömungen zur Zwangskonvektion.

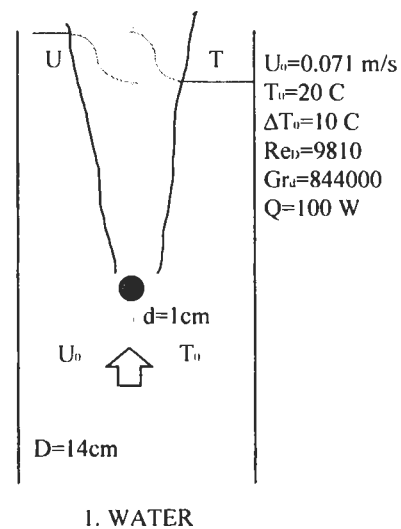


Abb. 2: Turbulente Strömung zur Mischkonvektion.

Das erste Ziel der Validierung des TMBF konnte erreicht werden, weil das TMBF sowohl in Zwangs- als auch vor allem in Mischkonvektion signifikante Verbesserungen gegenüber dem $k-\varepsilon-\sigma_t$ Modell zeigt.

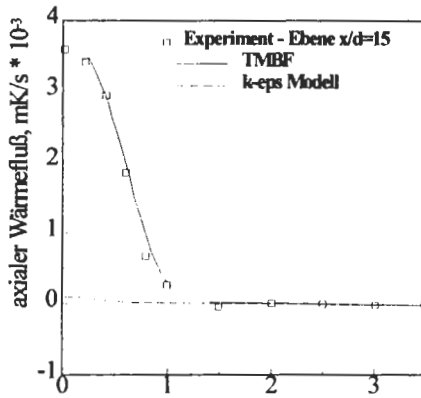


Abb. 3: Radiale Verteilung des axialen Wärmeflusses. Experiment in Mischkonvektion. Ebene $x/d=15$.

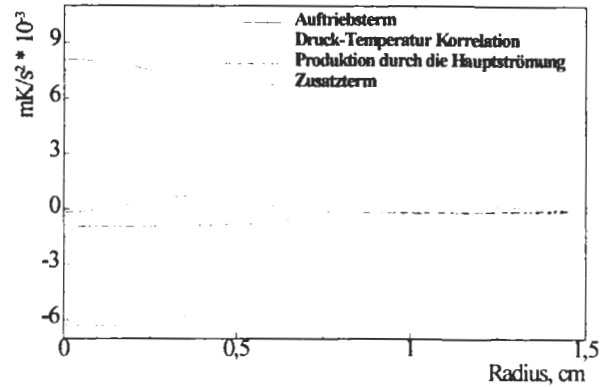


Abb. 4: Produktions- und Senkentermen in der Transportgleichung für den axialen Wärmefluss. Experiment in Mischkonvektion. Ebene $x/d=15$.

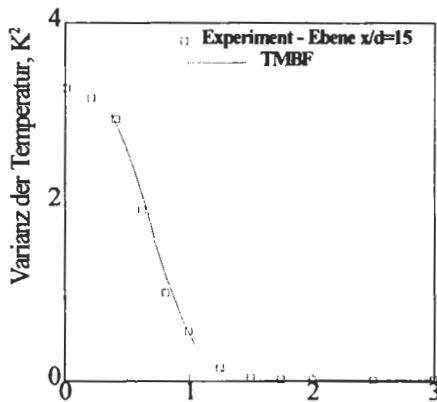


Abb. 5: Radiale Verteilung der Varianz der Temperatur. Experiment in Mischkonvektion. Ebene $x/d=15$.

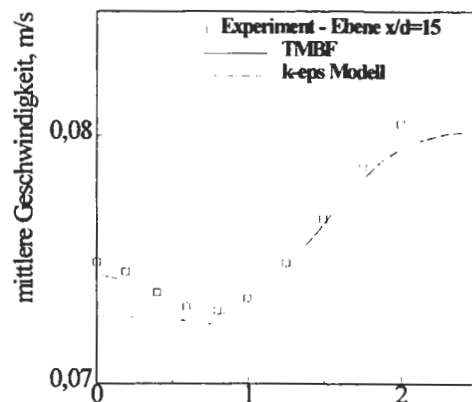


Abb. 6: Radiale Verteilung der mittleren Geschwindigkeit. Experiment in Mischkonvektion. Ebene $x/d=15$.

So wird das Feld der mittleren Temperatur vom TMBF mit demselben Standardsatz der empirischen Koeffizienten in sämtlichen Strömungen gut wiedergegeben. Dagegen werden die Messwerte der mittleren Temperatur vom $k-\varepsilon-\sigma_t$ Modell regelmäßig zu gering wiedergegeben. Der Grund für diese Abweichung ist die Verwendung des Fourier-Ansatzes, der den turbulenten Wärmefluss quer zur Strömungsrichtung überschätzt.

Der turbulente Wärmefluss $\overline{U'T'}$ in Strömungsrichtung wird bei dem Mischkonvektion-Experiment vom Auftrieb stark geprägt. Die Messwerte $\overline{U'T'}$ werden vom TMBF zufriedenstellend wiedergegeben (siehe Abb. 3). Wesentlich für die gute Nachbildung des axialen turbulenten Wärmeflusses $\overline{U'T'}$ ist die Lösung seiner Transportgleichung, die einen Auftriebsterm enthält. Der Auftriebsterm dominiert dabei die anderen Terme und wird von der Varianz der Temperatur $\overline{T'^2}$ bestimmt (siehe Abb. 4). Die Varianz der Temperatur wird vom TMBF ebenfalls gut wiedergegeben. Das ist eine wesentliche Voraussetzung zur richtigen Simulation des Auftriebs (siehe Abb. 5). Das $k-\varepsilon-\sigma_t$ Modell berechnet dagegen sehr kleine Werte des turbulenten Wärmestroms $\overline{U_i T'_i}$, weil dieser nur aus dem sehr klein Temperaturgradienten in Strömungsrichtung berechnet wird (siehe Abb. 3). Die drastische

Abweichungen von $\overline{U'T'}$ zwischen TMBF und $k-\varepsilon-\sigma_t$ Modell beeinflussen das Feld der mittleren Geschwindigkeit durch die turbulente kinetische Energie. Die Messwerte der mittleren Geschwindigkeit werden im Achsenbereich, in welchem der Auftrieb dominiert, nur vom TMBF gut wiedergegeben. Das $k-\varepsilon-\sigma_t$ Modell simuliert dagegen keinen signifikanten Auftriebseffekt (siehe Abb. 6).

Das zweite Ziel der Validierung des TMBF wurde somit ebenso erreicht. Bei dieser Validierung des neu modellierten Zusatzterms Z_i wurde der empirische Koeffizienten c_{T5} mit einem Wert von 0.001 festgelegt.

Schlussfolgerung

In dieser Arbeit wurde das TMBF für den Bereich der Zwangskonvektionsströmung bis zur Mischkonvektionsströmung validiert. Die Überlegungen zur Anwendung des TMBF im Bereich der reinen Naturkonvektion zeigen, dass das Modell auch für eine Reihe zweidimensionaler turbulenter Wandströmungen in Naturkonvektion benutzt werden kann. Dagegen dürfte bei einer rein dreidimensionalen Naturkonvektionsströmung die Lösung der Transportgleichungen für die turbulenten Spannungen anstelle des Boussinesq-Ansatzes erforderlich sein. Für derartige Strömungen stehen jedoch bisher keine Messergebnisse für eine Validierung zur Verfügung.

Die im TMBF gewählte Turbulenzmodellierung für die Beschreibung des turbulenten Impuls- und Wärmetransports bietet für eine Reihe von thermisch relevanten Wärmeübertragungsproblemen neue Möglichkeiten für eine numerische Simulation, weil der Wärmetransport für auftriebsbehaftete Strömungen erfasst werden kann, ohne dass die sechs Transportgleichungen für die turbulenten Spannungen gelöst werden müssen. So betrachtet ist das TMBF ein Kompromiss zwischen einem Modell erster Ordnung, wie $k-\varepsilon-\sigma_t$ Modell, und einem kompletten Modell zweiter Ordnung, wie das sogenannte "Reynolds-Spannungsmodell". Dennoch erreicht das TMBF eine deutliche Verbesserung gegenüber den Modellen erster Ordnung bei der Beschreibung von komplexen Vorgängen des turbulenten Wärmetransports.

Literatur

K.Hanjalic und S.Vasic (1993) Computation of turbulent natural convection in rectangular enclosures with an algebraic flux model. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.36, No.14, pp. 3603-3624.

K.Hanjalic (1994) Achievements and limitations in modelling and computation of buoyant turbulent flows and heat transfer. Proc. 10th Int. Heat Transfer Conference Brighton, Aug. 14-18, 1994, Vol 1. pp. 1-18. Ed. GF

T.W.J.Peeters und R.A.W.M.Henkes (1992) The Reynolds-stress model of turbulence applied to the natural-convection boundary layer along a heated vertical plate. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.35, No.2, pp.403-420.

Verzeichnis der Symbole

g	m/s^2	Erdbeschleunigung
i, j, k	-	Indizes der Tensornotation
k	m^2/s^2	Turbulente kinetische Energie
n	-	Normalrichtung zur Wand
R	-	Turbulentes Zeitmaßstabsverhältnis
Re	-	Reynolds-Zahl
$Re_\tau = U_\tau y / \nu$	-	Lokale Reynolds-Zahl
$Re_\tau = k^2 / \nu \varepsilon$	-	Turbulente Reynolds-Zahl
Ri_f	-	Fluss Richardson Zahl
p	N/m^2	Druck
$Pe = Re Pr$	-	Peclet-Zahl
$Pe_\tau = Re_\tau Pr$	-	Turbulente Peclet-Zahl
Pr	-	Prandtl-Zahl
\bar{T}	K	Temperatur
$\overline{T^2}$	K^2	Varianz der Temperatur
t	s	Zeit
\bar{u}	m/s	Geschwindigkeit
$U_\tau = (\tau_w / \rho)^{1/2}$	m/s	Wandschubspannung
$\rho \overline{u_i u_j}$	$kg/m s^2$	Turbulente Spannung
$\rho \overline{u_i T}$	$kg K/m^2 s$	Turbulenter Wärmefluss
x	m	Koordinate
β	$1/K$	Thermischer Ausdehnungskoeffizient
Γ	m^2/s	Molekulare Diffusivität
Γ_t	m^2/s	Turbulente Diffusivität
δ_{ij}	-	Kronecker-Symbol
ε	m^2/s^3	Dissipationsrate von k
ε_T	K^2/s	Dissipationsrate von $\overline{T^2}$
ρ	kg/m	Dichte
ν	m^2/s	Molekulare Viskosität
ν_t	m^2/s	Turbulente Viskosität
σ_t	-	Turbulente Prandtl-Zahl

Lebenslauf

Name: Luigi Natale Carteciano
Geburtsdatum: 24.12.1965
Geburtsort: Siracusa / Italien
Staatsangehörigkeit: italienisch
Familienstand: verheiratet



1971-1976 Scuola Elementare F.P. Perez (Grundschule) in Palermo, Italien
1976-1979 Scuola Media Quarantesima in Palermo
1979-1984 Liceo Scientifico E. Basile (Gymnasium) in Palermo
1984-1990 Studium der Kerntechnik an der Abteilung für Kernkraftwerk der Universität von Palermo
1990-1991 Wehrdienst als Offizier der italienischen Armee beim Hafenamts von Palermo
1991 Praktikum bei der Firma CHIMEC S.p.A. in Priolo, Italien
1992-1993 Praktikum am Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik (IATF) des Forschungszentrums Karlsruhe
1993-1996 Doktorand am Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik (IATF) des Forschungszentrums Karlsruhe
1996 Promotion zum Doktor der Ingenieurwissenschaften an der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)
Seit 1996 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Reaktorsicherheit (IRS) des Forschungszentrum Karlsruhe

Experimentelle Untersuchungen zum Wärmeübergang und zur Fluidisation von feinkörnigen Wirbelschichten

von

Geert Arnemann

aus

Mannheim

Tag des Kolloquiums:	26. Mai 1997
Hauptreferent:	Prof. Dr.-Ing. H. Martin
Korreferent:	Prof. Dr.-Ing. U. Müller

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, mit Hilfe neuer experimenteller Daten die verschiedenen Theorien bezüglich der Berechnung des Wärmeüberganges in blasenbildenden Gas-Feststoff-Wirbelschichten zu verifizieren. Prüfpunkt war der Verlauf des Wärmeüberganges in Abhängigkeit vom Korndurchmesser im Bereich kleiner Partikeldurchmesser. Zusätzlich ist die Temperaturabhängigkeit bis 600°C berücksichtigt und das Phänomen der Fluidisierbarkeit bzw. die nicht Fluidisierbarkeit von feinkörnigen Partikeln betrachtet worden.

Einleitung

Eine Wirbelschicht ist definiert als ein Zustand, bei dem ein Fluid eine Feststoffschüttung vertikal durchströmt, wobei die Widerstandskraft, die das durchströmende Fluid auf die Schüttung ausübt, gleich dem Gewicht der Partikel ist. Die Partikel verlieren ihren dauerhaften Kontakt zueinander und befinden sich in einem schwebelähnlichen Zustand. Eine Gas-Feststoff-Wirbelschicht verhält sich dabei ähnlich einer Flüssigkeit, die von Gasblasen durchströmt wird. Wirbelschichten sind in der Regel bis zur Erweichungstemperatur des Feststoffes einsetzbar. Die wichtigsten Vorteile einer Wirbelschicht sind die gute Durchmischung, die sehr große Kontaktfläche zwischen Feststoff und Gas, der breite Temperaturbereich, in dem eine Wirbelschicht betrieben werden kann und der im Vergleich mit einer Gasströmung sehr gute Wärmeübergang.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Wärmeübergangsmessungen in einer Gas-Feststoff-Wirbelschicht mit den veränderlichen Parametern Korngröße, Gasgeschwindigkeit und Temperatur durchgeführt. Weiterhin wird eine Aussage über den Einfluss dieser Parameter auf die Fluidisierung der Wirbelschicht gemacht.

Hauptmotivation für diese Arbeit ist der ungeklärte Verlauf des maximal erreichbaren Wärmeübergangskoeffizienten einer Wirbelschicht in Abhängigkeit von der Korngröße der Feststoffpartikel. Im Korngrößenbereich von 2 mm bis $50\ \mu\text{m}$ stimmen theoretische und experimentelle Untersuchungen in der Aussage überein, dass mit fallendem Korndurchmesser der maximale Wärmeübergangskoeffizient größer wird. Bei Wirbelschichten mit einem mittleren Korndurchmesser kleiner $50\ \mu\text{m}$ gehen die Aussagen der verschiedenen Berechnungsmodelle weit auseinander. Experimentelle Daten sind in diesem Bereich kaum vorhanden. Aus diesem Grund soll für ein Versuchsmaterial mit einer möglichst engen Korngrößenverteilung der Einfluss des Korndurchmessers für Partikelgrößen kleiner $50\ \mu\text{m}$ auf den Wärmeübergang untersucht werden.

Eingebunden ist diese Arbeit in das Projekt Schadstoff- und Abfallarme Verfahren (PSA) am Forschungszentrum Karlsruhe. Bei den Arbeiten zur Schadstoffzersetzung in überkritischem Wasser ergab sich die Aufgabenstellung, zur Kühlung des 15 Meter langen, gewendelten Rohrreaktors (Durchmesser 14 mm) eine Wirbelschicht auszulegen. Diese exotherme Reaktion wird bei etwa 400 bar und 400°C bis 600°C betrieben. Um einen möglichst hohen Umsatz erreichen zu können, ist der Wärmeübergang zwischen Reaktionsrohr und Wirbelschicht zu optimieren. Diese Arbeit soll die Frage beantworten, unter welchen Bedingungen (Korngröße, Gasgeschwindigkeit) in Abhängigkeit von der Temperatur der Wärmeübergang optimal ist.

Berechnungsmodelle für den Wärmeübergang

Für den Vergleich der experimentellen Daten sind vier Ansätze zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Einbauten und Wirbelschicht verwendet worden. Der Wärmeübergangskoeffizient α ist definiert als:

$$\alpha = \frac{\dot{Q}}{A \cdot \Delta T} \quad (1)$$

Hierbei steht \dot{Q} für den Wärmestrom, A für die wärmeübertragende Fläche und ΔT für die treibende Temperaturdifferenz.

Im Folgenden werden die Hauptmerkmale der verwendeten physikalischen Modelle kurz dargestellt.

Paketmodell: Einer der ersten Berechnungsansätze für den Wärmeübergang in Wirbelschichten ist das Paketmodell. Von Mickley und Fairbanks (1955) veröffentlicht, wurde dieses Modell unter anderen von Xavier und Davidson (1985) und von Kunii und Levenspiel (1992) weiterentwickelt. Es werden zwei Paketmodelle berücksichtigt, da in der Theorie von Kunii und Levenspiel eine wichtige Größe, die Blasenfrequenz, nur ungenügend angegeben wird. Eine Anpassung dieses Modells an die Messwerte ist deshalb notwendig. Kunii und Levenspiel berechnen ausgehend von verschiedenen Näherungen für Blasenfrequenz, Blasenwachstum und Blasengeschwindigkeit den zeitliche Blasenanteil an der Wärmeübertragungsfläche. In der blasenfreien Zeit ist die Emulsionsphase im Kontakt mit der Oberfläche. Die Autoren berechnen für diese Emulsionsphase eine Wärmeleitfähigkeit und nehmen an, dass der Energieaustausch durch instationäre Wärmeleitung stattfindet. Xavier und Davidson bestimmen den Wärmeübergang ähnlich wie Kunii und Levenspiel. Für ihr Modell wird die Blasenfrequenz nicht benötigt.

Einzelpartikelmodell: Im Gegensatz zum Paketmodell wird beim Einzelpartikelmodell nicht zwischen Blasen- und Emulsionsphase unterschieden, sondern es wird der Wärmeübergang zwischen Einzelkorn und wärmeübertragender Fläche betrachtet. Martin unterteilt den Wärmefluss in einen gaskonvektiven, einen partikelkonvektiven und einen Strahlungsanteil. Die mittlere Verweilzeit der Einzelpartikel an der Wärmeübertragungsfläche berechnet er in Analogie zur kinetischen Gastheorie.

Dimensionsanalytisches Modell: Die dritte Möglichkeit zur Berechnung des Wärmeübergangs in Wirbelschichten versucht, mit Hilfe der Dimensionsanalyse eine empirische Näherungsgleichung für den Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion der Gasgeschwindigkeit aufzustellen. Dietz und Molerus halten eine "direkte Beschreibung dieser Vorgänge (Wärmeübergang in Wirbelschichten) auf der Basis von apriorischen, gedanklichen Modellvorstellungen für wenig aussichtsreich, da alle einschlägigen Modelle bisher keine überzeugenden Ergebnisse geliefert haben". Sie ermitteln den Wärmeübergangskoeffizienten mit einem dimensionsanalytischen Ansatz und experimentellen Daten.

Beschreibung der Versuchsanlage

Für die experimentellen Untersuchungen wurde ein Wirbelschichtapparat benötigt. Neben den Anforderungen einer Temperaturbeständigkeit bis 600°C , einer optischen Beobachtbarkeit auch bei hohen Temperaturen und einer über den Querschnitt gleichmäßigen Durchströmung der Wirbelschicht musste neben der Wirbelschicht- und Messsondentemperatur die Gasgeschwindigkeit im Apparat möglichst exakt bestimmt werden. Abbildung 1 zeigt das Konstruktionsschema mit den wichtigsten geometrischen Abmessungen. Um konstante und reproduzierbare Versuchsbedingungen sicherzustellen, ist die Druckluft aufwendig von öligen und wässrigen Verunreinigungen befreit worden. Dieses Fluidisierungsgas strömt elektrisch aufgeheizt mit der Wirbelschichttemperatur von unten durch eine Poröskeramik in die Wirbelschicht. Mit einer zweiten elektrischen Heizung kann die Temperatur im Wirbelbett selbst geregelt werden. Die Fluidisierungsluft wird mit acht Inconelfilterkerzen gereinigt und strömt dann zwischen Isolierung und innerer Wirbelschichtapparat abwärts, um im unteren Bereich der Isolation abgesaugt zu werden. Um ein Zusetzen der Filterkerzen mit dem feinen Versuchsgut zu vermeiden, kann der sich bildende Filterkuchen mit Druckluftstößen abgereinigt werden.

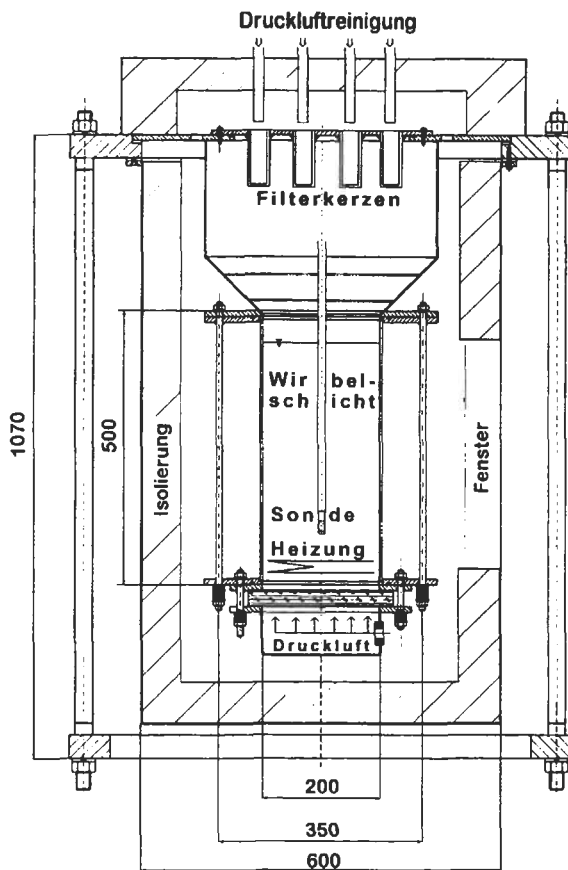


Abb.1: Konstruktionsschema des Wirbelschichtapparates.

Messtechnik

Zur Messung des mit Gl. 1 definierten Wärmeübergangskoeffizienten ist eine Messsonde konstruiert worden. Abbildung 2 zeigt den Aufbau dieser Sonde. Mit einem elektrischen Widerstandsheizter wird ein Kupferkern aufgeheizt. Es bildet sich ein Temperaturgradient zwischen der den Kupferkern schützenden Inconelhülle und der Wirbelschicht. Mit sechs über den Umfang und die Länge der Sonde verteilten 0.5 mm NiCrNi-Mantelthermoelementen wird die mittlere Temperatur der Sondenoberfläche gemessen. Die Wirbelschicht ist mit drei 1 mm NiCrNi-Thermoelementen in etwa 10 mm Entfernung von der Sonde und mit fünf Thermoelementen am Rand der Wirbelschicht instrumentiert. Es werden nur Messungen ausgeführt, wenn die drei sondennahen Messstellen, die zur Berechnung der Wirbelschichttemperatur herangezogen werden, zu den fünf sondenfernen Thermoelementen weniger als 0.5°K Differenz anzeigen. Die axialen Wärmeströme werden durch angebaute Keramikkörper klein gehalten. Mit einer numerischen und einer analytischen Berechnung wurden diese axialen Verluste bestimmt und als systematischer Fehler berücksichtigt. Die Gasgeschwindigkeit in der Wirbelschicht wird mit einem Massenstrommesser und den Zustandsgrößen Druck und Temperatur der Wirbelschicht berechnet. Bei den Vorbereitungen des Messaufbaus wurde in einem speziellen Eichofen überprüft, dass die eingesetzten Thermoelemente nur geringe Abweichungen zueinander besitzen. Daraus resultiert eine genaue Temperaturdifferenzmessung. Der statistische Fehler bei der Messung des Wärmeübergangswertes ist kleiner 2%.

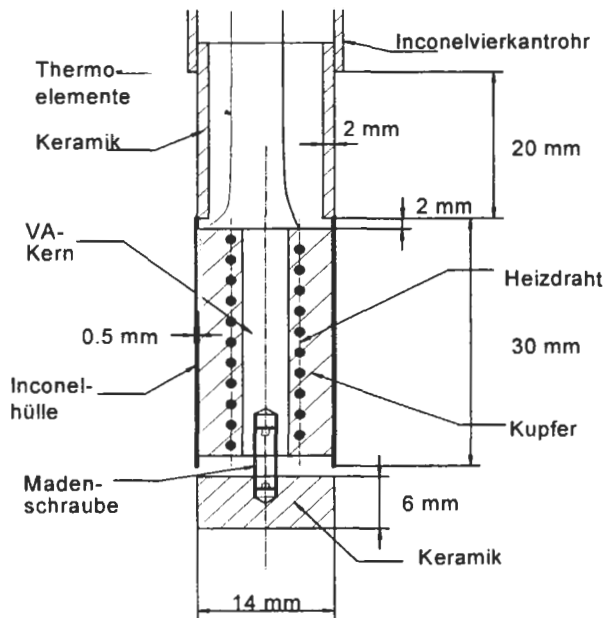


Abb. 2: Messsonde.

Diskussion der Messergebnisse

Bei den Vorversuchen ergaben sich bei der Verwendung von Sand gravierende elektrostatische Probleme. Aus diesem Grund wurden für die weiteren Experimente Siliciumkarbid (SiC) als Feststoff verwendet. SiC hat gegenüber Sand einen um Größenordnungen geringeren elektrischen Widerstand, ist in sehr engen Kornverteilungen von 0.003 mm bis über 2 mm Durchmesser preiswert erhältlich und ist wegen seiner hohen Sublimationstemperatur von über 2000°C gut für Experimente bei höheren Temperaturen geeignet.

Für die Versuche wurden Mischungen mit einem mittleren Korndurchmesser von $9, 17, 27$ und $80\mu\text{m}$ verwendet. Neben der Temperatur und der Korngröße wurde die Gasgeschwindigkeit variiert. Jeder Messpunkt ist der Mittelwert des Wärmeübergangskoeffizienten α bei konstanten Parametern für etwa 20 bis 30 Minuten Messzeit. Abbildung 3 zeigt einen typischen Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten α in Abhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit. Ein Vergleich der eigenen Messwerte mit den vier Berechnungsmodellen ergibt, dass die beiden Ansätze von Martin und Dietz und Molerus den Verlauf recht gut wiedergeben, wobei das Maximum bei dieser erhöhten Temperatur zu niedrig berechnet wird. Bei der Theorie von Kunii und Levenspiel ist der Verlauf prinzipiell ähnlich den Messwerten. Die berechneten Werte sind über den gesamten Geschwindigkeitsbereich höher als die Messwerte. Das Paketmodell von Xavier und Davidson ergibt weder den Verlauf noch das Maximum der Messwerte richtig wieder.

Ziel dieser Arbeit ist es, experimentelle Daten für den Verlauf des maximalen Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit vom Korndurchmesser zu liefern. Abbildung 4 zeigt maßstabsvergrößert die gemessenen maximalen Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion der Partikelgröße. Die Messwerte werden mit den berechneten Verläufe der vier Modelle bei einer angenommenen Lockerungsporosität der Wirbelschicht von $\varepsilon_L = 0.6$ verglichen. Eine Verkleinerung von ε_L bewirkt, dass mehr Partikel pro Volumenelement der Wirbelschicht zum Wärmetransport zur Verfügung stehen. Dies hat eine Verschiebung des Wärmeübergangskoeffizienten zu größeren Werten zur Folge. Aus Übersichtlichkeitsgründen sind die Messwerte mit einem konstanten ε_L verglichen worden, obwohl die Schüttungen unterschiedliche Lockerungsporositäten aufweisen.

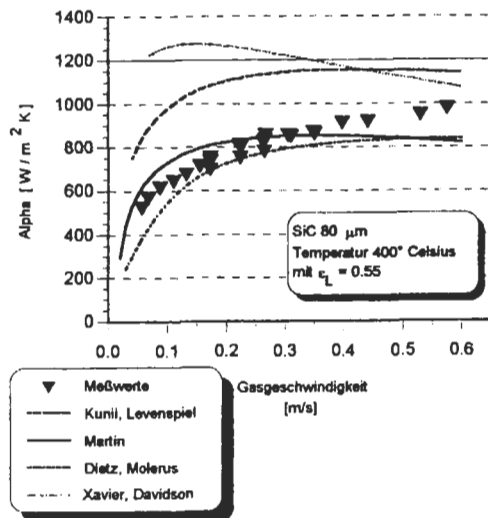


Abb. 3: Vergleich von Messung und Modellen in Abhängigkeit von der Leerrohrgasgeschwindigkeit für SiC-Pulver 80 μm bei 400°C.

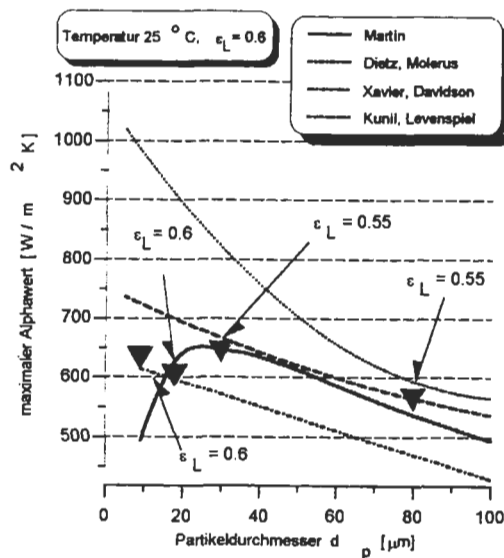


Abb. 4: Vergleich von berechneten und gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser; Porosität ϵ_L ist bei allen Berechnungen gleich 0.6.

Es zeigt sich, dass die Messwerte von Dietz und Molerus gut wiedergegeben werden. Der Abfall des Wärmeübergangskoeffizienten bei Partikelgrößen kleiner 20 μm , wie mit dem Modell von Martin berechnet, kann nicht bestätigt werden. Die Paketmodelle liegen insbesondere bei Xavier und Davidson deutlich über den gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten.

Fluidisationsgrenzen

Ursprünglich war geplant, alle Partikelgrößen bis zu einer Temperatur von 600°C zu untersuchen. Bei 25°C sind alle verwendeten Chargen von 9 bis 80 μm fluidisierbar. Bei einem mittleren Korndurchmesser von 9 μm ist ab etwa 150°C keine Fluidisierung mehr möglich. Das Fluidisierungsgas strömt in einigen feststofffreien Kanälen durch eine zum Festbett erstarrte Wirbelschicht. Dieser Wechsel zwischen den Fluidisierungszuständen ist in kurzer Zeiten ($< 2\text{ h}$) durch Verringerung der Temperatur mit einer leichten Hysterese reversibel. Abbildung 5 zeigt, bis zu welcher Temperatur die Pulver fluidisierbar sind (Geldart A) bzw. ab wann eine vollständige Fluidisierung nicht mehr möglich ist (Geldart C).

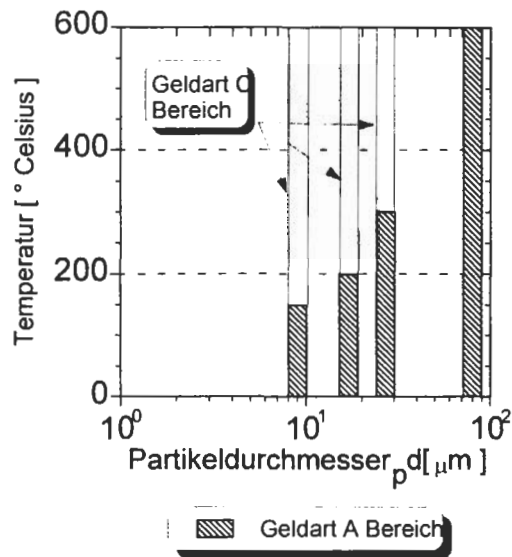


Abb. 5: Abhängigkeit von Temperatur und Partikeldurchmesser bei SiC.

Eine Begründung für diesen Effekt ist, dass die Haftkräfte zwischen den SiC-Partikeln mit der Temperatur größer werden. Dies hat zur Folge, dass die vom Fluid auf die Partikel wirkende Kraft nicht mehr ausreicht, die Haftkräfte zwischen den Partikeln zu überwinden. Ursache für die steigende Haftkraft mit der Temperatur könnte die Reduzierung der Oberflächenhärte von SiC sein. Durch die geringere Härte der Partikel lassen sich Rauigkeiten im Nanometerbereich leichter deformieren. Dies führt dazu, dass der Abstand der Partikel zueinander kleiner und damit die Haftkraft größer wird.

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit hat gezeigt, dass blasenbildende Gas-Feststoff-Wirbelschichten im Kornbereich unter $50 \mu\text{m}$ ein sehr labiles Fluidisationsverhalten besitzen. Eine leichte Temperaturerhöhung von kaum mehr als 100 K führt zu einem vollständigen Zusammenbruch der Fluidisation. Dies bewirkt ein starkes Abfallen des Wärmeübergangskoeffizienten. Um den Wärmeübergang für kleine Korngrößen zu berechnen, ist nicht nur das Vorhandensein einer guten Theorie, wie sie von Dietz und Molerus oder von Martin entwickelt wurde, sondern auch die Kenntnis von den Fluidisationsgrenzen einer Wirbelschicht wichtig. Diese Arbeit hat erste sehr genaue Messwerte zur Beantwortung für diese Fragestellung geliefert. Um allgemein gültige Aussagen treffen zu können, müssen die verschiedenen Einflussfaktoren der Partikel-Partikel Haftung und deren Einfluss auf die Wirbelschicht weiter untersucht werden.

Lebenslauf

Name: Geert Arnemann

Geboren: 28. Januar 1965
in Mannheim als Sohn von
Dr. Friedrich Arnemann
Renate Arnemann geb. Müller



Schule

1971 - 1975 Ruprecht Grundschule in Ludwigshafen/Rhein
1975 - 1984 Max-Planck-Gymnasium in Ludwigshafen/Rhein
19. Juni 1984 math.-nat. Abitur

Studium

WS 84/85 Studienbeginn an der Universität Karlsruhe (TH)
Fachrichtung Verfahrenstechnik
WS 86/87 Vordiplom
5. Mai 1992 Diplomabschlussprüfung

Promotion

10.1992 – 12.1996 Doktorand am Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik
im Forschungszentrum Karlsruhe
Prüfung:
26. Mai 1997 in Zusammenarbeit mit Prof. Dr. Martin, Institut für Thermische
Verfahrenstechnik an der Universität Karlsruhe (TH)

Beruf

ab Feb. 1997 Post-doc bei der BASF AG Ludwigshafen im Bereich Umweltschutz
und Arbeitssicherheit
ab Feb. 1999 Leiter Sicherheit und Umweltschutz bei Rütgers Kunststofftechnik für
die Standorte Köngen und Peine

Turbulente Transportvorgänge in magnetohydrodynamischen Kanalströmungen

von

Ulrich Burr

aus

Heidenheim an der Brenz

Tag des Kolloquiums: 11. Juli 1997
Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. U. Müller
Korreferenten: Prof. Dr.-Ing. H. Oertel
Prof. Dr.-Ing. A. Tsinober
Prof. Dr.-Ing. R. Bohning

Zusammenfassung

Bei einer magnetohydrodynamischen Strömung in einem Rechteckkanal mit elektrisch leitenden Kanalwänden bilden sich entlang der in Richtung des angelegten Magnetfeldes orientierten Seitenwände strahlartige Geschwindigkeitsüberhöhungen, sogenannte Seitenwandjets, aus. Übersteigt der Einfluß der Trägheitskräfte eine bestimmte kritische Größe, so werden diese wandnahen Scherschichten instabil, und es bilden sich turbulente Seitenschichten aus. Das magnetische Feld besitzt damit neben seinem generell stabilisierenden Einfluß eine durch die Verformung des laminaren Geschwindigkeitsprofils verursachte, destabilisierende, den Übergang zur Turbulenz beschleunigende Wirkung.

Unter Verwendung einer eigens entwickelten Vierpol-Temperatur-Potentialsonde gelingt die Messung lokaler zeitabhängiger Strömungsgrößen sowie eine Beurteilung der Isotropieeigenschaften des Turbulenzfeldes in einem technisch orientierten Wärmeübertragungsexperiment. Die erzielten Ergebnisse liefern ein detailliertes Bild der turbulenten Strömungsphänomene im Kanal und zeigen ein nicht unerhebliches Potential des turbulenten Wärmetransportes bei der Abfuhr großer Wärmemengen in thermisch hochbelasteten Bauteilen an.

Einleitung

Genauere Kenntnisse über den konvektiv-diffusiven Wärmetransport in magnetohydrodynamischen (MHD-) Strömungen bilden eine entscheidende Voraussetzung für die thermohydraulische Auslegung selbstgekühlter Fusionsblankets. Bei diesem Blanketkonzept wird flüssiges Metall, wie z.B. Lithium oder eine Blei-Lithium-Legierung, sowohl als Kühlmittel als auch zur Erbrütung und Abfuhr des für den weiteren Reaktorbetriebs erforderlichen Brennstoffs Tritium eingesetzt. Da die Strömung des elektrisch sehr gut leitenden Flüssigmetalls innerhalb des Blankets den starken magnetischen Feldern, die den Plasmaeinschluß ermöglichen, ausgesetzt ist, werden durch die Fluidbewegung elektrische Ströme induziert. Aus der Wechselwirkung dieser Ströme mit dem angelegten Magnetfeld entstehen wiederum Lorentz-Kräfte, welche die Kräftebilanz des Fluides wesentlich beeinflussen.

Obgleich in ein Fusionsblanket ein starker volumetrischer Wärmeeintrag durch Strahlung und Joule'sche Dissipation erfolgt, ist der hohe Wärmestrom, welcher das Plasma der ihm zugewandten Kanalwand aufprägt, die entscheidende, die Auslegung bestimmende Größe. Die Wärmeabfuhr durch das strömende Flüssigmetall muss so eingestellt werden, daß die Wandtemperatur unterhalb einer durch die Materialwerte vorgegebenen Belastungsgrenze bleibt.

Für die innerhalb eines Fusionsreaktors vorliegenden hohen magnetischen Feldstärken stehen die Druckkräfte im wesentlichen mit den Lorentz-Kräften im Gleichgewicht, welche eine starke elektromagnetische Dämpfung durch Joule'sche Dissipation verursachen. Diese MHD-Dissipation wirkt auf einer sehr schnellen Zeitskala $\tau_J \sim \rho/\sigma B_0^2$, wobei ρ die Massendichte des Fluides und B_0 die Stärke des angelegten Magnetfeldes bezeichnen, so daß turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen rasch beseitigt werden. In der Vergangenheit wurden daher häufig Lösungsansätze zur Beschreibung von MHD-Strömungen unter der Annahme trägheitsfreier, stationärer Strömung formuliert. Obwohl die Geschwindigkeitsfelder und die Druckverluste solch asymptotischer Lösungen in einer Vielzahl von Experimenten bestätigt werden konnten, waren hier meist auch turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen zu beobachten. Ihr Vorhandensein ist von großer Bedeutung für den Wärmetransport. Wärmeübergangsbeziehungen, die auf laminarem, konvektiv-diffusivem Wärmetransport beruhen, führen zu sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten und damit zu praktisch nicht beherrschbaren Druckverlusten im Kühlkreislauf. Tritt dagegen eine Verbesserung der Wärmeabfuhr durch turbulenten Wärmetransport auf, so kann der Massendurchsatz des Kühlmittels reduziert werden und die dadurch erzielbaren geringeren Druckverluste ermöglichen einfachere und effizientere Blanketkonzepte.

Um die Wärmeabfuhr von beheizten Wänden unter definierten Randbedingungen untersuchen zu können, wurde die Blanketgeometrie zu dem in Abbildung 1(a) dargestellten Strömungsproblem vereinfacht. Einem geraden Rechteckkanal mit dem Höhen- zu Breitenverhältnis 2 : 1, bei einer charakteristischen Kanalabmessung von $a = 40\text{mm}$, ist entlang einer Kanalwand über eine Länge von $12.5a$ ein konstanter Wandwärmestrom q aufgeprägt, der durch eine Flüssigmetallströmung mit der Strömungsgeschwindigkeit $\mathbf{u} = (u, v, w)$ abgeführt wird. Die beheizte Wand ist eine der beiden parallel zum angelegten Magnetfeld \mathbf{B} ausgerichteten Wände, die in MHD-Strömungen als Seitenwände bezeichnet werden. Die senkrecht zur Magnetfeldrichtung orientierten Wände dagegen werden als Hartmann-Wände bezeichnet. Entsprechend nennt man die sich entlang der Kanalwände ausbildenden Grenzschichten Seiten- bzw. Hartmann-Schichten. Die Wände besitzen im Vergleich zur Kanalabmessung hinreichend dünne, konstante Wandstärken s_i , so daß ihre elektrische Leitfähigkeit durch die dimensionslosen Wandleitparameter $c_i = \sigma_W s_i / \sigma a$ beschrieben werden kann; wobei σ_W und σ die elektrischen Leitfähigkeiten des Wandmaterials und des Fluides bezeich-

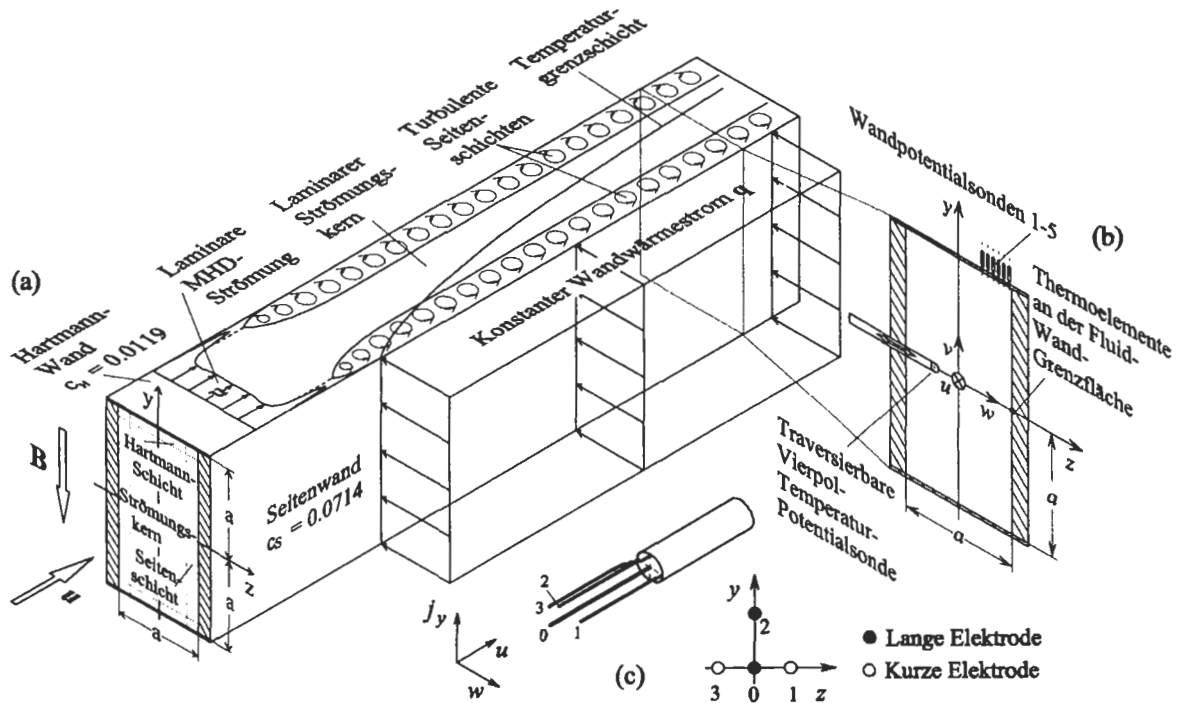


Abbildung 1: (a) Geometrie und Koordinatensystem des untersuchten Strömungsproblems. (b) Kanalquerschnitt bei $x = 12.25$ mit Instrumentierungen. (c) Prinzipskizze der Vierpol-Temperatur-Potenzialsonde.

nen. Aufgrund des hohen Wärmestromes sind zur ausreichenden Kühlung der Wand hohe mittlere Strömungsgeschwindigkeiten u_0 erforderlich. Der Wärmetransport im Fluid ist daher entscheidend durch die Wechselwirkung der sich entlang der Kanalwand entwickelnden Temperaturgrenzschicht mit der Geschwindigkeitsverteilung bestimmt.

Relevante integrale Strömungsgrößen werden im Experiment durch eine Vielzahl von Instrumentierungen zur Bestimmung des Massendurchsatzes, des Druckverlustes oder der Aufheizrate des Fluides bestimmt. Den Kernpunkt dieser Arbeit bildet jedoch die Messung lokaler, zeitabhängiger Strömungsgrößen. Abbildung 1(b) zeigt den Querschnitt des Kanals bei $x = 12.25$, in dem sich die hierzu eingesetzten Sonden und Aufnehmer befinden. Da flüssige Metalle, wie die hier als Modellfluid eingesetzte eutektische Natrium-Kalium-Legierung $Na^{22}K^{78}$, nicht transparent sind, ist die Erfassung der Strömungsstruktur durch optische Methoden nicht möglich. Die Bestimmung von Geschwindigkeiten erfolgt daher nach dem Prinzip der elektrodynamischen Geschwindigkeitsmessung. Bei diesem Meßprinzip werden die magnetfeldsenkrechten Geschwindigkeitskomponenten aus einer Messung des durch die Fluidbewegung induzierten elektrischen Potentials bestimmt. In der Mittelebene des Kanals wurde eine, nach diesem Prinzip arbeitende, eigens entwickelte Vierpol-Temperatur-Potentialsonde traversiert. In Abbildung 1(c) ist der Aufbau der Meßspitze skizziert. Durch antiparallele Anordnung von vier Elektroden ist die Bestimmung aller drei Komponenten des Gradientenvektors des elektrischen Potentials $\nabla\phi = (\phi_x, \phi_y, \phi_z)$ möglich. Da Thermolemente als Elektroden verwendet werden, ermöglicht die Sonde neben der Messung der Geschwindigkeitskomponenten u und w die gleichzeitige Bestimmung der lokalen Fluidtemperatur T . Darüber hinaus können die lokalen Isotropieeigenschaften der Turbulenz anhand statistischer Eigenschaften des Gradientenvektors des elektrischen Potentials beurteilt werden. Nach dem gleichen Meßprinzip arbeiten die fünf sich an der o-

ren Hartmannwand befindenden Wandpotentialsonden. Ferner wird die Temperatur an der Fluid-Wand-Grenzfläche der beheizten Wand durch mehrere in x -Richtung verteilte Wandthermoelemente bestimmt.

Phänomenologie einer MHD-Strömung im Rechteckkanal

Bei einer MHD-Strömung in einem Rechteckkanal mit elektrisch leitenden Kanalwänden bilden sich entlang der Seitenwände strahlartige Geschwindigkeitsüberhöhungen, sogenannte Seitenwandjets, aus. Bei gegebenen Wandleitparametern c_i ist im Fall laminarer Strömung die Verteilung der mit der Kanalgeschwindigkeit u_0 normierten axialen Strömungsgeschwindigkeit u lediglich von der Stärke des angelegten Magnetfeldes B_0 abhängig. Diese kann durch die Hartmann-Zahl $M = aB_0(\sigma/\rho\nu)$ in dimensionsloser Form dargestellt werden, wobei ν die kinematische Viskosität des Fluides bezeichnet. Als Beispiel ist in Abbildung 2(a) die Geschwindigkeitsverteilung in dem hier verwendeten Kanal, wie sie sich für $M = 600$ aus einer asymptotischen Lösung ergibt, dargestellt. Abbildung 2(b) zeigt den Einfluß unter-

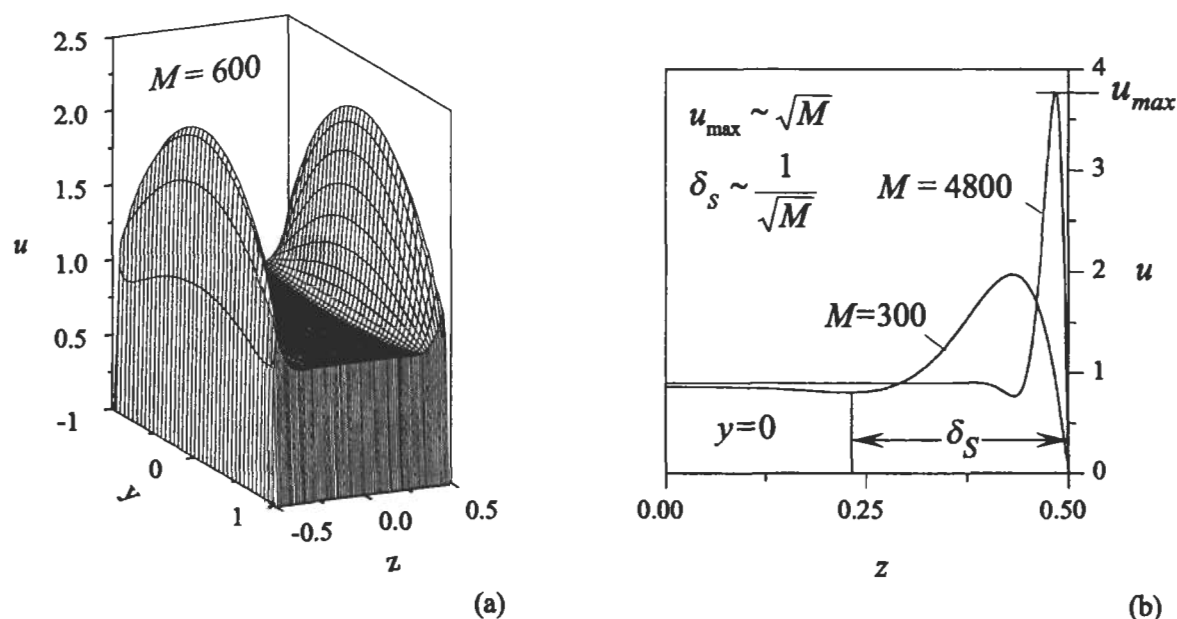


Abbildung 2: (a) Verteilung der mit der Kanalgeschwindigkeit u_0 normierten Geschwindigkeit u im Kanalquerschnitt bei laminarer Strömung. (b) Der Einfluß größerer Hartmann-Zahlen auf die Geschwindigkeitsverteilung in der Mittelebene ($y = 0$).

schiedlicher Hartmann-Zahlen anhand der Geschwindigkeitsverteilung in der Mittelebene. Bei einer Erhöhung der Hartmann-Zahl nehmen die Geschwindigkeiten der Jets entsprechend $M^{1/2}$ zu, wohingegen ihre Breiten entsprechend $M^{-1/2}$ abnehmen. Die Scherung des Geschwindigkeitsprofils im Wandbereich wächst daher mit dem Faktor M an, und turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen können durch eine Erhöhung der Magnetfeldstärke angeregt werden, ohne daß die Kanalgeschwindigkeit vergrößert werden muß. Andererseits nimmt die Joule'sche Dissipation ebenfalls mit der Hartmann-Zahl zu, und eine Erhöhung des Wärmetransports durch die Generierung turbulenter Geschwindigkeitsfluktuationen im Wandbereich scheint zunächst wenig aussichtsreich. Die Lorentz-Kräfte besitzen jedoch eine stark anisotrope Wirkungsrichtung. Geschwindigkeitsfluktuationen in Magnetfeldrichtung werden stark gedämpft, solche in der Ebene senkrecht zum angelegten Magnetfeld dagegen nur schwach. Dies führt zur Ausbildung einer stark anisotropen Turbulenzstruktur, bei

der die Drehachsen der Turbulenzwirbel vorwiegend in Magnetfeldrichtung orientiert sind. Der verminderte Freiheitsgrad des Geschwindigkeitsfeldes verhindert den dreidimensionalen Wirbelzerfall zu immer kleineren Skalen, wie er in rein hydrodynamischer Turbulenz zu beobachten ist. Es bilden sich großskalige, kohärente Wirbelstrukturen, welche einen effektiven Wärmetransport ermöglichen.

Die Frage, ob in einem Kühlkanal ein dreidimensionales isotropes oder ein stark anisotropes, quasi-zweidimensionales (Q2D) Turbulenzfeld vorliegt, ist von entscheidender Bedeutung für die durch turbulente Dissipation induzierten zusätzlichen Druckverluste. Isotrope MHD-Turbulenz erzeugt generell eine extrem hohe Dissipation, so daß die zusätzlichen Druckverluste die Verbesserung des Wärmeübergangs durch turbulenten Transport vereiteln können. Dagegen tritt bei Ausrichtung der Turbulenzwirbel in Magnetfeldrichtung nur noch eine wesentlich geringere Joule'sche Dissipation auf, so daß ein turbulenter Strömungszustand ohne wesentliche zusätzliche Druckverluste aufrechterhalten werden kann.

Ergebnisse

Für hinreichend kleine Kanalgeschwindigkeiten treten keine Fluktuationen des elektrischen Potentials an der Sonde auf, so daß mit der Sonde die laminare Geschwindigkeitsverteilung gemessen werden kann. In Abbildung 3(a) ist diese für verschiedene Hartmann-Zahlen und eine Reynolds-Zahl von $Re = 3.3 \cdot 10^3$ in dimensionsloser Form dargestellt. Die Reynolds-Zahl $Re = u_0 a / \nu$ gibt hier die Größe der Kanalgeschwindigkeit u_0 in dimensionsloser Form an.

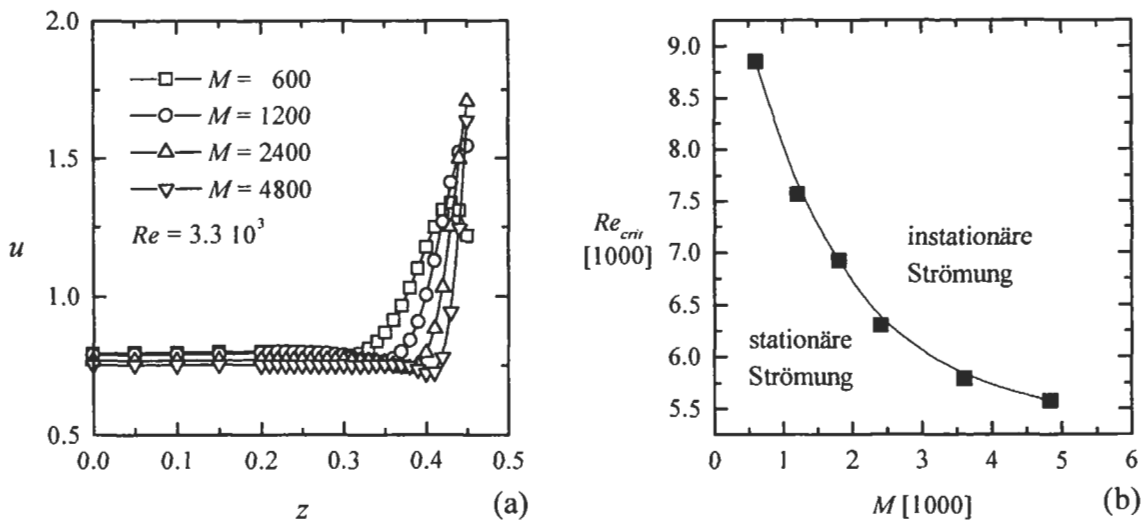


Abbildung 3: (a) Laminare Geschwindigkeitsverteilung in der Mittelebene ($y = 0$). (b) Kritische Reynolds-Zahlen Re_{crit} für das Einsetzen zeitabhängiger Strömung in Seitenwandnähe (Sondenposition $z = 0.45$).

Erhöht man die Kanalgeschwindigkeit, so treten oberhalb eines kritischen Wertes Re_{crit} der Reynolds-Zahl Fluktuationen der Sondensignale auf und ein zeitabhängiger Strömungszustand wird angezeigt. Anhand der in Abbildung 3(b) dargestellten Ergebnisse ist ein leichter Rückgang von Re_{crit} mit M zu beobachten. Im gesamten untersuchten Parameterbereich $600 < M < 4800$ und $Re < 10^5$ kann, im Fall turbulenter Strömung, oberhalb Re_{crit} , eine praktisch vollständige lokale Anisotropie des Turbulenzfeldes nachgewiesen werden.

Exemplarisch kann dies anhand der in Abbildung 4 dargestellten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen des Cosinuses des Winkels zwischen Magnetfeld und den Fluktuationen des Gradientenvektors $P_{\cos\phi} = PDF(\cos[B, \nabla\phi'])$ gezeigt werden, die eine starke Konzentration der Meßwerte um den Wert $\cos[B, \nabla\phi'] = 0$ aufweisen

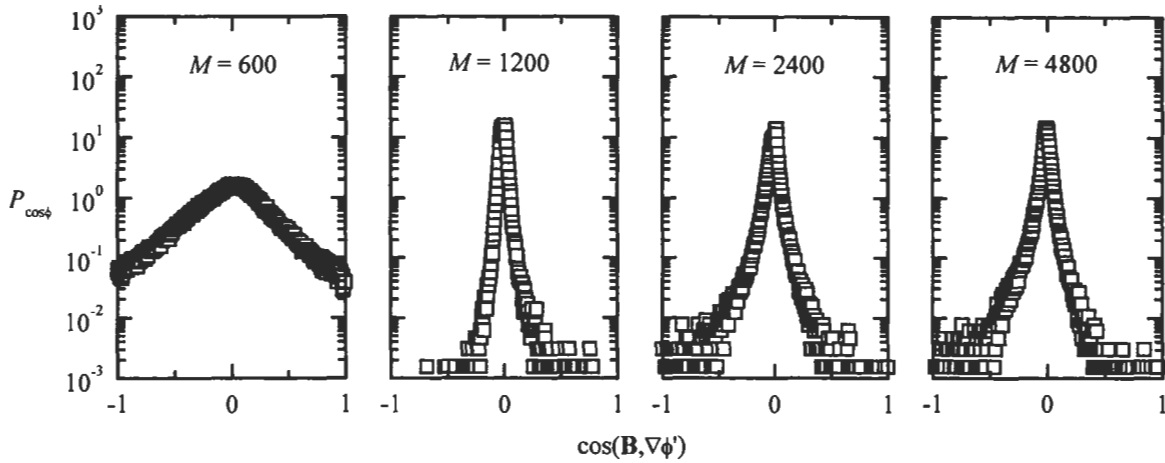


Abbildung 4: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen des Cosinuses des Winkels zwischen der Magnetfeldrichtung und der Richtung der Fluktuationen des Gradientenvektors $P_{\cos\phi}$ in Seitenwandnahe (Sondenposition $z = 0.45$) $Re = 1.0 \cdot 10^5$.

Es kann daher auf ein praktisch zweidimensionales Turbulenzfeld geschlossen werden, bei dem die Drehachsen in Magnetfeldrichtung orientiert sind.

Aus den in den Abbildungen 5(a) und 5(b) dargestellten Verteilungen der Reynoldsen Schubspannung $\overline{u'w'}$ wird deutlich, daß instationäre Strömungsphänomene auf wandnahe turbulente Seitenschichten beschränkt sind. Die Strömung im Kernbereich dagegen bleibt weitgehend laminar. Es ergeben sich somit lediglich im Seitenschichtbereich Änderungen

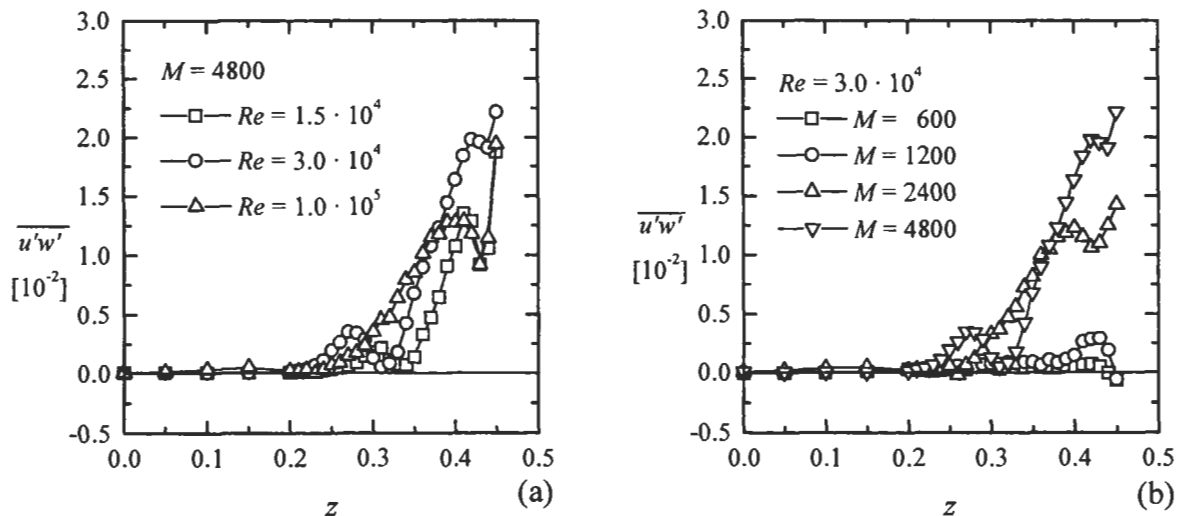


Abbildung 5: Reynoldsche Schubspannungen $\overline{u'w'}$ in der Mittelebene ($y = 0$).

der zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit in axialer Richtung \bar{u} , wie in den Abbildungen 6(a) und 6(b) deutlich zu erkennen ist. Trotz des hohen Turbulenzgrades in den

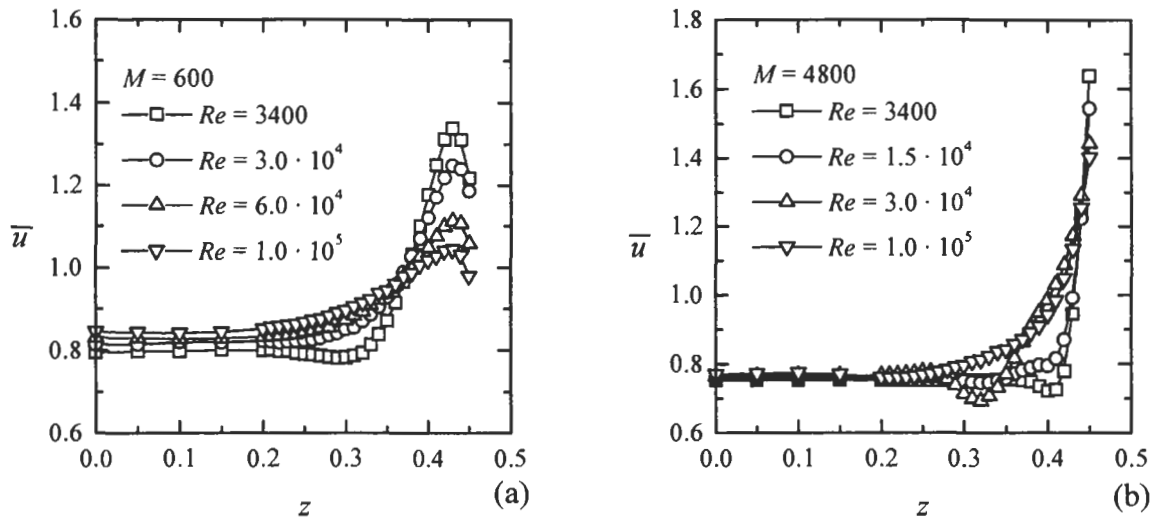


Abbildung 6: Verteilung der zeitlich gemittelten, axialen Strömungsgeschwindigkeit u_0 in der Mittelebene ($y = 0$).

Seitenschichten steigt der Druckverlustbeiwert ξ gegenüber den Werten laminarer Strömung praktisch nicht an. Dies wird aus dem in Abbildung 7 dargestellten Vergleich zwischen den Meßwerten (Symbole) und Ergebnissen einer Auslegungsbeziehung (gerade Linien), die für laminare MHD-Strömung gültig sind, deutlich.

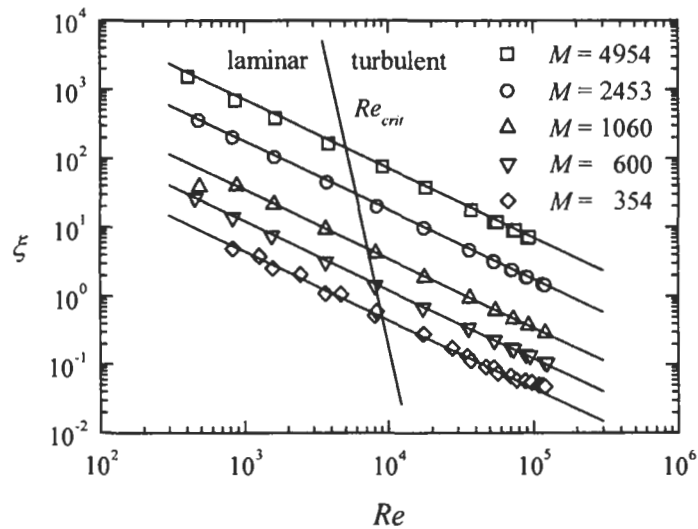


Abbildung 7: Vergleich gemessener Druckverlustbeiwerte ξ (Symbole) mit Werten einer Auslegungsbeziehung (gerade Linien), die für laminare MHD-Strömung gültig ist.

Die hohen Turbulenzgrade im Bereich der wärmebelasteten Seitenwand lassen eine deutliche Verbesserung der Wärmeabfuhr und damit eine Absenkung der Wandtemperatur erwarten. In den Abbildungen 8(a) und 8(b) sind die mit der Sonde meßbaren turbulenten Wärmeströme in axialer und transversaler Strömungsrichtung $\overline{u'T'}$ und $\overline{w'T'}$ dargestellt. Diese führen zu einer mit wachsender Hartmann-Zahl immer deutlicher werdenden Reduktion der Temperatur im wandnahen Bereich, wie aus den Verteilungen der zeitlich gemittelten Fluidtemperatur \bar{T} in Abbildung 9 ersichtlich ist. Die Messungen der Wandtemperaturen selbst haben gezeigt,

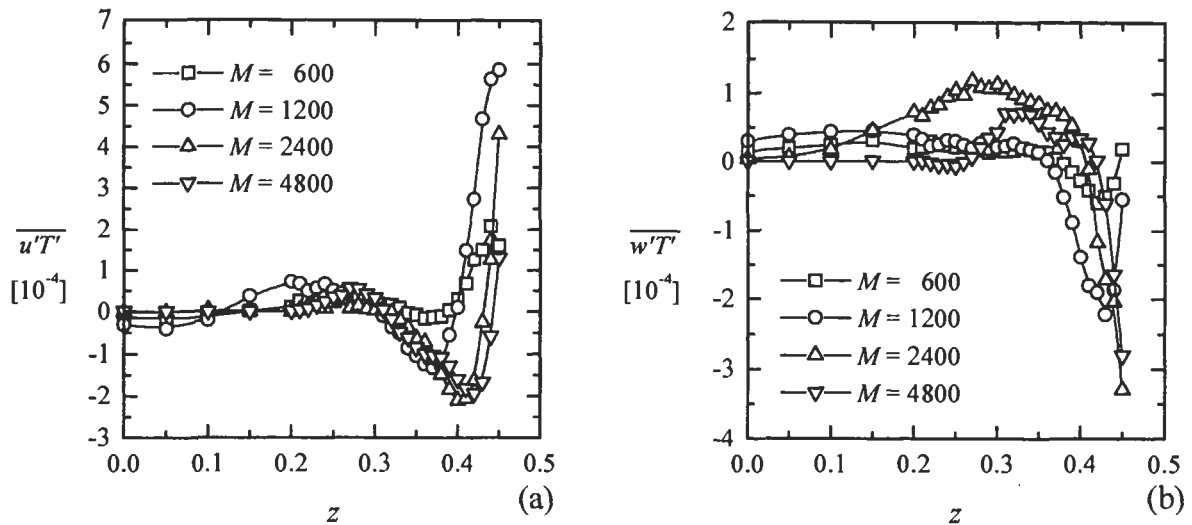


Abbildung 8: Turbulente Wärmeströme für $Re = 3.0 \cdot 10^4$. (a) In axialer Strömungsrichtung $\overline{u'T'}$. (b) In transversaler Strömungsrichtung $\overline{w'T'}$.

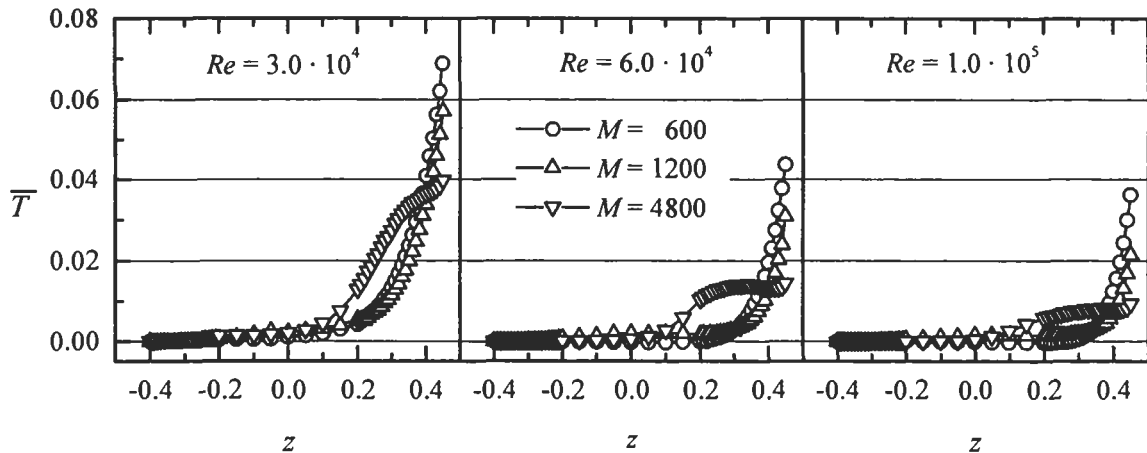


Abbildung 9: Verteilung der dimensionslosen, zeitlich gemittelten Fluidtemperatur \overline{T} .

daß gegenüber herkömmlichen Auslegungsbeziehungen, bei denen laminarer Wärmetransport vorausgesetzt wurde, der Massendurchsatz im Kühlkanal um bis zu 50% reduziert werden kann. Mit dem dadurch ebenfalls um 50% verminderten Druckverlust reduziert dies die erforderliche Strömungsleistung des Blankets um 75%.

Lebenslauf

Name: **Ulrich Burr**
Geburtsdatum: 1. Mai 1967
Geburtsort: Heidenheim an der Brenz
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig



Schulbildung

1973 - 1977	Grundschule:	Silcherschule Heidenheim-Mergelstetten
1977 - 1986	Gymnasium:	Hellenstein-Gymnasium Heidenheim
20.06.1986	Abschluß:	Allgemeine Hochschulreife
1986 - 1987	Grundwehrdienst	

Akademischer Werdegang

1987 - 1994	Studium an der Universität Karlsruhe (TH) Fachrichtung: Allgemeiner Maschinenbau Studienschwerpunkte: 1. Strömungslehre 2. Thermische Strömungsmaschinen
21.04.1994	Diplom Hauptprüfung
1994 - 1997	Doktorand am Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik des Forschungszentrums Karlsruhe GmbH
11.07.1997	Promotion an der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Berufliche Tätigkeiten

01.07.1997 - 30.09.98	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Strömungslehre der Universität Karlsruhe
01.10.1998 - 31.03.99	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik des Forschungszentrums Karlsruhe GmbH
seit 01.04.99	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Hydromechanik und Wasserwirtschaft der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich

Der Einfluss von H₂O und CO₂ auf die Kinetik der Kohlenwasserstoffverbrennung

von

Ines Braun

aus

Frankfurt / Main

Tag des Kolloquiums:	02. Dezember 1997
Hauptreferent:	Prof. Dr.-Ing. U. Müller
Korreferenten:	Prof. Dr.-Ing. B. Lenze Prof. Dr.-Ing. H. Oertel

Zusammenfassung

Der Einfluss von H₂O und CO₂ auf die Kinetik der Kohlenwasserstoffverbrennung ist von grundlegender Bedeutung bei allen Verbrennungsprozessen mit Rauchgasrückführung. Anhand von Reaktionsflussanalysen und Sensitivitätsstudien mit simulierten laminaren flachen freibrennenden Vormischflammen erfolgt eine detaillierte Untersuchung der reaktionskinetischen Wechselwirkung der beiden wesentlichen Rauchgaskomponenten H₂O und CO₂ als Stoßpartner und als Reaktionspartner mit der Kohlenwasserstoffverbrennung. Die Simulationen werden durch einen Vergleich experimentell bestimmter laminarer Brenngeschwindigkeiten von verschiedenen C₃H₈-CO₂-O₂-, C₃H₈-H₂O-O₂- und C₃H₈-Luft-Gemischen mit Werten, die sich aus den Berechnungen ergeben, verifiziert.

Einführung

Zur Reduktion des Rauchgasvolumenstroms oder aus anderen prozesstechnischen Beweggründen heraus kann eine Verbrennung in synthetischen Ersatzluftgemischen aus O_2 und zurückgeführten Rauchgasen in technischen Feuerungssystemen von Vorteil sein. Um Aussagen darüber treffen zu können, wie sich die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen verändert, wenn die Verbrennungsluft durch ein Ersatzluftgemisch ersetzt wird, ist die Kenntnis der Brenneigenschaften von Gemischen aus Kohlenwasserstoffen, O_2 und den beiden Hauptkomponenten des entstehenden Rauchgases H_2O und CO_2 erforderlich. Eine Charakterisierung und Beschreibung von integralen Brenneigenschaften eines Gasgemisches ist zum Beispiel mit der verbrennungstechnischen Kenngröße laminare Brenngeschwindigkeit möglich.

In der Literatur wird eine Vielzahl von Experimenten zur Bestimmung des Einflusses von N_2 , He, Ar und CO_2 auf die laminaren Brenngeschwindigkeiten der verschiedensten Brenngemische beschrieben (Morgan und Kane (1953)), jedoch existieren nur sehr wenige Untersuchungen über den Einfluss von H_2O . Die meisten Studien behandeln zudem Brennstoff-Diluent-Luft-Gemische und nicht Brennstoff-Diluent-Sauerstoff-Gemische.

Der Einfluss von H_2O und CO_2 wird in der Literatur weitgehend auf physikalische Effekte zurückgeführt. Eine allgemein bekannte Ausnahme stellen lediglich die Studien über CO-Gemische mit H_2O -Zusätzen dar, da schon frühzeitig ein reaktionskinetischer Einfluss von H_2O auf die laminare Brenngeschwindigkeit von CO-Luft-Gemischen erkannt wurde. Der Einfluss von H_2O oder CO_2 auf den Verbrennungsvorgang von Kohlenwasserstoffen und H_2 , der sich durch deren Wechselwirkung mit dem Reaktionsmechanismus auszeichnet, ist nicht grundlegend untersucht (Koroll und Mulpuru (1986); Dixon-Lewis und Williams (1963); Zhu, Egolfopoulos und Law (1988)).

Als Brennstoff wird bei sämtlichen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen der Kohlenwasserstoff Propan eingesetzt. Propan ist das kürzeste gesättigte, bei Raumtemperatur noch gasförmige und deshalb einfach zu handhabende Kohlenwasserstoffmolekül, das die für höhere Kohlenwasserstoffe der homologen Reihe der Alkane typische CH_2 -Gruppe enthält. Bei seiner Zersetzung findet der für alle höheren Kohlenwasserstoffe typische erste Schritt der pyrolytischen Zersetzung statt.

Vorgehensweise

Die adiabate laminare Brenngeschwindigkeit verschiedener C_3H_8 - CO_2 - O_2 -, C_3H_8 - H_2O - O_2 - und C_3H_8 -Luft-Gemische wird mit der Rohrbrenner-Kegelhöhen-Messmethode (Ubbelohde und Hofsäß (1913)) bei Umgebungsdruck und einer Frischgastemperatur von 393 K experimentell ermittelt. Die Sauerstoffanreicherung in den Ersatzluftgemischen wird dabei zwischen $35\text{ Mol-}\%$ und $40\text{ Mol-}\%$, die Luftzahl λ zwischen 0.8 und 1.3 variiert.

Der verwendete Rohrbrenner (s. Abb. 1) besteht aus einem Edelstahlrohr mit einem Innendurchmesser von 7 oder 10 mm mit thermostatisiertem, scharfkantigem Brenneraustritt. Die Gase werden in einem T-Stück gemischt und durch eine poröse Sintermetallscheibe als Flammensperre und Strömungsgleichrichter geleitet. Um die erhöhte Frischgastemperatur von 393 K zu erreichen und um im Falle der Versuchsreihen mit Wasserdampf ein Auskondensieren zu vermeiden, werden Brenner und Gaszufuhrleitungen elektrisch beheizt. Temperaturgradienten im Gasvolumenstrom aufgrund der beheizten Brennerrohrwand werden dadurch minimiert, dass die Beheizung die Wärmeverluste gerade ausgleicht. Die Länge L des Flammenkegels wird mit einem Kathetometer optisch erfasst. Zur Herstellung von H_2O - O_2 -

Gemischen wird der trockene O₂-Volumenstrom in einem zweistufigen, doppelwandigen Wasserdampfsättiger beladen.

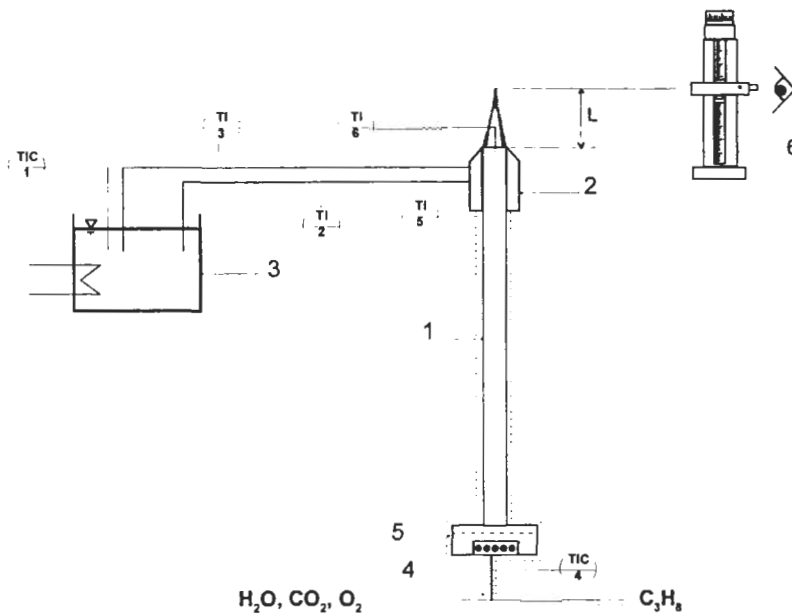


Abb. 1: Schematische Darstellung des Rohrbrenners.

- 1: Edelstahlrohr;
 - 2: thermostatisierter scharfkantiger Brenneraustritt;
 - 3: Thermostat;
 - 4: Mischer (T-Stück);
 - 5: Sintermetallscheibe;
 - 6: Kathetometer
- L: Länge des Flammkegels.

Zum Vergleich mit den Experimenten wird die Brenngeschwindigkeit der Flammen mit dem Programm MIXFLA (Warnatz (1989)), das eine chemische Kinetik detailliert berücksichtigt, simuliert. Die numerischen Ergebnisse liefern zusätzlich die Struktur der Flamme. Aus dieser können mittels einer Sensitivitäts- und Reaktionsflussanalyse die geschwindigkeitsbestimmenden Reaktionen in der C₃H₈-CO₂-O₂- und in der C₃H₈-H₂O-O₂-Flamme im Vergleich zur C₃H₈-Luft-Flamme aufgezeigt werden.

Ergebnisse und Diskussion

Experimentelle Ergebnisse

Im Vergleich zu Flammen von C₃H₈-CO₂-O₂-Gemischen liegen die im Rahmen dieser Untersuchungen experimentell ermittelten laminaren Brenngeschwindigkeiten der C₃H₈-H₂O-O₂-Flammen gleicher Stöchiometrie und gleicher Sauerstoffanreicherung (35 Mol-% im Diluent-O₂-Gemisch) beinahe um den Faktor zwei höher (siehe Abb. 2).

Der Einfluss der physikalischen Effekte Flammenkühlung und Temperaturleitung wird durch die thermischen Theorie von Mallad und Le Chatelier beschrieben, wonach für die laminare Brenngeschwindigkeit gilt $S_L \sim \sqrt{a}$. Werden die laminaren Brenngeschwindigkeiten entsprechend korrigiert, kann der Einfluss der chemischen Kinetik abgeschätzt werden.

Die laminaren Brenngeschwindigkeiten von C₃H₈-CO₂-O₂-Gemischen liegen etwas niedriger als aufgrund des Einflusses der Temperaturleitzahl und der Wärmekapazität von CO₂ zu erwarten wäre. Dies deutet darauf hin, dass CO₂, das als Produkt der Kohlenwasserstoffverbrennung am Reaktionsmechanismus beteiligt ist, die Reaktionsgeschwindigkeit der Gesamtreaktion durch seine Wirkung als Stoß- oder Reaktionspartner verzögert.

Im Gegensatz hierzu sind die korrigierten laminaren Brenngeschwindigkeiten von C₃H₈-H₂O-O₂-Gemischen etwas höher. Der Diluent H₂O bewirkt eine Beschleunigung des Fortschreitungsmechanismus der Flamme durch seine Teilnahme an der chemischen Reaktion der C₃H₈-Verbrennung.

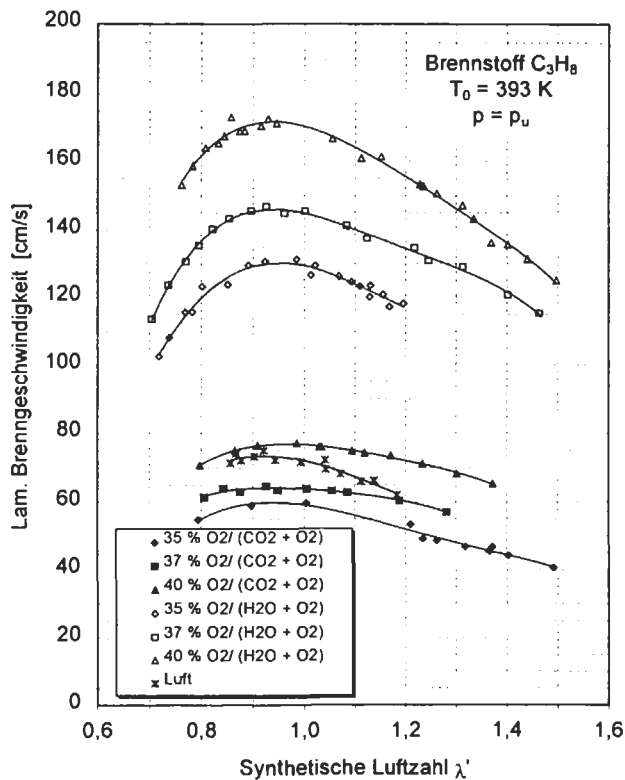


Abb. 2: Laminare Brenngeschwindigkeiten von C_3H_8 - CO_2 - O_2 -, C_3H_8 - H_2O - O_2 - und C_3H_8 -Luft-Gemischen über der synthetischen Luftzahl.

Numerische Ergebnisse

Bei der numerischen Simulation frei brennender (adiabater), laminarer, flacher Vormischflammen von C_3H_8 - CO_2 - O_2 - und C_3H_8 - H_2O - O_2 -Gemischen mit dem Programm MIXFLA (Warnatz (1989)) ergeben sich laminare Brenngeschwindigkeiten, die mit den experimentell nach der Rohrbrenner-Kegelhöhen-Messmethode ermittelten laminaren Brenngeschwindigkeiten gut übereinstimmen. Die maximalen relativen Abweichungen der berechneten laminaren Brenngeschwindigkeiten von den Messwerten betragen 8.5 %.

Das Simulationsprogramm MIXFLA, der verwendete Reaktionsmechanismus und die kinetischen Daten (Klaus (1997)) ist somit für adiabate C_3H_8 -Verbrennungen in H_2O - O_2 - und in CO_2 - O_2 -Gemischen verifiziert.

Tabelle 1: Laminare adiabate Brenngeschwindigkeiten aus Experiment und Simulation bei $T_0 = 393\text{ K}$ und $p = 1\text{ bar}$ (mit *: Stoßeffektivität von H_2O gleich 0.4).

Gemisch	O_2		Luftzahl $\lambda (\lambda')$	$S_{L, mess}$ [cm/s]	$S_{L, ber}$ [cm/s]
	O ₂ + Diluent				
C_3H_8 - CO_2 - O_2	35 Mol-%		0.85	57.5	52.63
C_3H_8 - CO_2 - O_2	35 Mol-%		1.0	59	55.24
C_3H_8 - CO_2 - O_2	35 Mol-%		1.2	52	50.85
C_3H_8 - H_2O - O_2	35 Mol-%		0.85	126	131.5
C_3H_8 - H_2O - O_2	35 Mol-%		1.0	129	131.90
C_3H_8 - H_2O - O_2 *	35 Mol-%		1.0	-	131.90
C_3H_8 - H_2O - O_2	35 Mol-%		1.2	117	112.6
C_3H_8 -Luft	21 Mol-%		0.85	72	74.15
C_3H_8 -Luft	21 Mol-%		1.0	72	71.52
C_3H_8 -Luft	21 Mol-%		1.2	60.5	57.10

Nach der integralen Reaktionsflussanalyse tritt H₂O fast ausschließlich als Reaktionspartner in den Reaktionen (Gl. 1) und (Gl. 2) in Wechselwirkung mit dem Kohlenwasserstoffreaktionsmechanismus.



Große Molenbrüche von H₂O bewirken einen Anstieg der Reaktionsraten dieser beiden Reaktionen und dadurch eine Erhöhung der Molenbrüche von H₂ und insbesondere von OH• in der Flammenfront. Die Simulationen ergeben einen um den Faktor 2.5 erhöhten Molenbruch von OH•. Die erhöhten OH-Molenbrüche in der gesamten Flammenfront von C₃H₈-H₂O-O₂-Flammen sind die Ursache für die hohen laminaren Brenngeschwindigkeiten. CO₂ nimmt nach der integralen Reaktionsflussanalyse zu 99 % als Reaktionspartner in Reaktion (Gl. 3) am Reaktionsmechanismus teil.



In der C₃H₈-CO₂-O₂-Flamme läuft Reaktion (Gl. 3) durch den hohen Molenbruch von CO₂ mit einer größeren Reaktionsrate ab als in der C₃H₈-Luft-Flamme. Dies bewirkt eine Verzögerung der CO-Oxidation, ein Einbinden von H-Radikalen sowie eine leichte Erhöhung des OH•-Molenbruchs in der gesamten Flammenfront. Der Diluent CO₂ wird aufgrund der etwas höheren Aktivierungsenergie von Reaktion (Gl. 3) und der tieferen Temperaturen in der C₃H₈-CO₂-O₂-Flamme ($T_{ad} = 2360 \text{ K}$) erst später in der Reaktionszone gespalten als der Diluent H₂O in der heißeren C₃H₈-H₂O-O₂-Flamme ($T_{ad} = 2517 \text{ K}$). Dadurch fällt im Vergleich zu H₂O der reaktionskinetische Einfluss der Dissoziationsreaktion von CO₂ (Gl. 3) auf die Gesamtreaktion geringer aus. Für Gasgemische, die mit CO₂ verdünnt sind, ergeben sich aufgrund der Einbindung von H-Radikalen bei der Spaltung von CO₂ geringere laminare Brenngeschwindigkeiten in den Experimenten als aufgrund der physikalischen Eigenschaften von CO₂ zu erwarten sind. Beim Ersetzen des Luftstickstoffs durch CO₂ oder durch H₂O sind keine signifikanten Verschiebungen der charakteristischen Reaktionspfade im Kohlenwasserstoffoxidationsmechanismus von C₃H₈ zu erkennen.

Die Wirkung von H₂O und von CO₂ hat als Stoßpartner vernachlässigbare Auswirkungen auf die Gesamtreaktionsgeschwindigkeit. Die Berechnung einer C₃H₈-H₂O-O₂-Flamme, in der die Stoßeffektivität von H₂O im Verhältnis zur Stoßeffektivität von H₂ von 6.5 (Warnatz (1988)) auf den Wert von N₂ (0.4) herabgesetzt wird, ergibt eine unveränderte laminare Brenngeschwindigkeit (siehe Tab. 1). Man erkennt außerdem, dass der durch die Reaktion (Gl. 4) initiierte HO₂•-Mechanismus keinen erkennbaren Einfluss auf die Gesamtreaktion hat, obwohl der O₂-Verbrauch in den Flammen mit synthetischer Luft durch diese Reaktion ansteigt.



M* steht in Reaktion (Gl. 4) für einen Stoßpartner.

Die Annahme von Glassman (1987), der HO₂•-Mechanismus beschleunige die einleitenden Kettenreaktionen in der H₂-O₂-Flamme nicht durch die Aktivität des vergleichsweise trägen HO₂-Radikals sondern durch die Wärme der stark exothermen HO₂•-Reaktionen, werden durch die in dieser Arbeit berechneten Ergebnisse nicht bestätigt.

Schlussfolgerung

Mit dem Simulationsprogramm MIXFLA (Warnatz (1989)) werden unter Verwendung der chemischen Daten von Klaus (1997) gute Übereinstimmungen der laminaren Brenngeschwindigkeit mit den experimentellen Daten gefunden. Damit ist MIXFLA für die Anwendung auf $C_3H_8-CO_2-O_2$ - und $C_3H_8-H_2O-O_2$ -Flammen verifiziert.

Die Messungen der laminaren Brenngeschwindigkeiten zeigen, dass die $C_3H_8-H_2O-O_2$ -Flammen insgesamt beinahe um den Faktor 2 schneller als die $C_3H_8-CO_2-O_2$ -Flammen gleicher Stöchiometrie und O_2 -Anreicherung sind.

Ursache für die Unterschiede in der laminaren Brenngeschwindigkeit sind zum einen die physikalischen Eigenschaften von H_2O und CO_2 . H_2O weist eine geringere molare Wärmekapazität und eine höhere Temperaturleitfähigkeit auf als CO_2 . Entsprechend liegen die adiabaten Flammentemperaturen der $C_3H_8-H_2O-O_2$ -Flammen bei deutlich höheren Werten im Vergleich zu den Werten aus Berechnungen mit CHEMKIN. Zum anderen beruht die Wirkung von H_2O darin, dass hohe Konzentrationen von OH-Radikalen (um den Faktor 2.5 erhöht) in der gesamten Flammenfront vorhanden sind, da H_2O am H_2-O_2 -Mechanismus als chemischer Reaktionspartner beteiligt ist.

CO_2 nimmt als chemischer Reaktionspartner fast ausschließlich an der Rückreaktion der CO-Oxidation mit OH teil (Gl. 3), bewirkt dadurch ein Einbinden von OH-Radikalen und führt zu vergleichsweise langsamen Flammen. CO_2 und H_2O beeinflussen in ihrer Wirkung als Stoßpartner in der chemischen Reaktion nur in vernachlässigbarem Umfang die Gesamtreaktion, obwohl die Effektivität als Stoßpartner von CO_2 (1.5) und von H_2O (6.5) im Vergleich zu N_2 (0.4) beträchtlich ist. Dies zeigen Simulationsergebnisse, bei welchen die Stoßeffektivität von H_2O von 6.5 auf 0.4 reduziert wird, es ergibt sich eine unveränderte laminare Brenngeschwindigkeit.

Literatur

- Dixon-Lewis, G.; Williams, A. (1963): "Effects of Nitrogen, Excess Hydrogen and Water Additions on Hydrogen-Air-Flames", AIAA Journal, Vol. 1, S. 2416
- Klaus, P. (1997): "Entwicklung eines detaillierten Reaktionsmechanismus zur Modellierung der Bildung von Stickoxiden in Flammenfronten", Dissertation, Universität Heidelberg
- Koroll G.W.; Mulpuru S.R. (1986): "The Effect of Dilution With Steam on the Burning Velocity and Structure of Premixed Hydrogen Flames", Twenty-first Symposium on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, S. 1811
- Morgan, G.H.; Kane, W.R. (1953): "Some Effects on Inert Diluents on Flame Speeds and Temperatures", Fourth Symposium on Combustion, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, Sept. 1.-5. 1952, Williams & Wilkins Comp., Baltimore, S. 313
- Ubbelohde, L.; Hofsäß, M. (1913): "Über die Entzündungsgeschwindigkeit im Innenkegel der Bunsenflamme", Journal für Gasbeleuchtung, Nr. 50, S. 1225
- Warnatz, J. (1989): FORTRAN-Programm-Paket MIXFLA, MIXRUN: Berechnung von stationären, eindimensionalen, frei brennenden und brennerstabilisierten laminaren flachen Vormischflammen, MIXMEC: Reaktionsflussanalyse, Version 7.2
- Zabetakis, G. M. (1965): "Flammability Characteristics of Combustible Gases and Vapors", Bulletin 627, Bureau of Mines
- Zhu, D.L.; Egolfopoulos F.N.; Law, C.K. (1988): "Experimental and Numerical Determination of Laminar Flame Speeds of Methane-(Ar, N_2 , CO_2)-Air-Mixtures as a Function of Stoichiometry, Pressure and Flame-Temperature", Twenty-Second Symposium on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, S. 1537

Lebenslauf

Ines Braun

geboren am 11. April 1969 in Frankfurt/Main

deutsche Staatsangehörigkeit

ledig



- Aug. 1975 – Juni 1988 Grundschule in Eschborn, Gymnasium in Schwalbach
Abschluss: Abitur
- Okt. 1988 - Juli 1994 Studium des Chemieingenieurwesens,
Universität Karlsruhe (TH)
- Nov. 1993 Diplom-Prüfung in den Studienschwerpunkten:
Feuerungstechnik; Wassertechnologie
- Dez. 1993 – Juni 1994 Diplomarbeit, Engler-Bunte-Institut/Feuerungstechnik
Thema: Betriebsverhalten und Abgasemissionen eines
regelbaren Öl-Zerstäubungsbrenners
- Okt. 1994 - April 1998 Doktorandin
am Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik,
Forschungszentrum Karlsruhe -Technik und Umwelt-
Thema: Experimentelle und numerische Untersuchungen der
Verbrennung von Kohlenwasserstoffen in Gemischen aus
zurückgeführten Rauchgasen und Sauerstoff
3. Dez. 1997 Promotion zum Dr.-Ing. an der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (TH)
- Juli 1998 - Dez. 1998 Wissenschaftliche Mitarbeiterin Institut für Wärme- und Brenn-
stofftechnik der Technischen Universität Braunschweig
- seit Januar 1998 Leitung der Abteilung Getrieberechnung und –steuerung bei
Martin Hofer Antriebstechnik GmbH, Gifhorn

Experimentelle Untersuchung der turbulenten Nachlaufströmung über einer beheizten Kugel in vertikaler Anströmung

von

Christoph Hoelle

aus Freiburg im Breisgau

Tag des Kolloquiums:	29. Januar 1998
Hauptreferent:	Prof. Dr.-Ing. U. Müller
Korreferenten:	Prof. Dr.-Ing. H. Oertel PD Dr.-Ing. habil. P. Ehrhard

Zusammenfassung

Mit dem Ziel der Schaffung einer experimentellen Datenbasis zur Validierung erweiterter Turbulenzmodelle für auftriebsbehaftete Strömungen wird als typische Mischkonvektionsströmung in der modifizierten Wasser-Teststrecke FLUTMIK der turbulente Nachlauf einer von unten zwangsangeströmten, beheizten Kugel experimentell untersucht. Durch die gleichzeitige Messung von zwei Geschwindigkeitskomponenten und der lokalen Temperatur wird die Bestimmung der zeitlich gemittelten Hauptströmungsgrößen sowie verschiedener Turbulenzgrößen möglich. Die unterschiedlichen Produktionsmechanismen für Turbulenzgrößen werden dargestellt. Die Einführung von Formfunktionen für die radialen Profile der gemessenen Strömungsgrößen ermöglicht die Beschreibung der Größen durch wenige Parameter. Die Entwicklung dieser Parameter mit wachsendem Abstand von der Kugel wird mit Potenzgesetzen beschrieben. Die ermittelten Abhängigkeiten werden diskutiert.

Einleitung

Die Validierung neuer, erweiterter Turbulenzmodelle zur Berechnung von turbulenten Strömungen mit Auftriebseinfluss erfolgt in der Regel anhand von Versuchsdaten. Insbesondere für Mischkonvektionsströmungen - also die Überlagerung von Zwangsströmung und Naturkonvektion - existiert bisher nur wenig experimentelles Datenmaterial.

Im Folgenden wird als Beispiel für eine typische Mischkonvektion das Strömungsfeld über einer von unten angeströmten Kugel in dem Wasserkanal FLUTMIK (siehe auch Dissertation Suckow (1993)) experimentell untersucht. Die Zwangsströmung führt hierbei zu einem Nachlauf hinter der Kugel, der Auftriebseffekt wird durch die Beheizung der Kugel eingebracht. Das Strömungsfeld ist in Abb. 1 schematisch dargestellt.

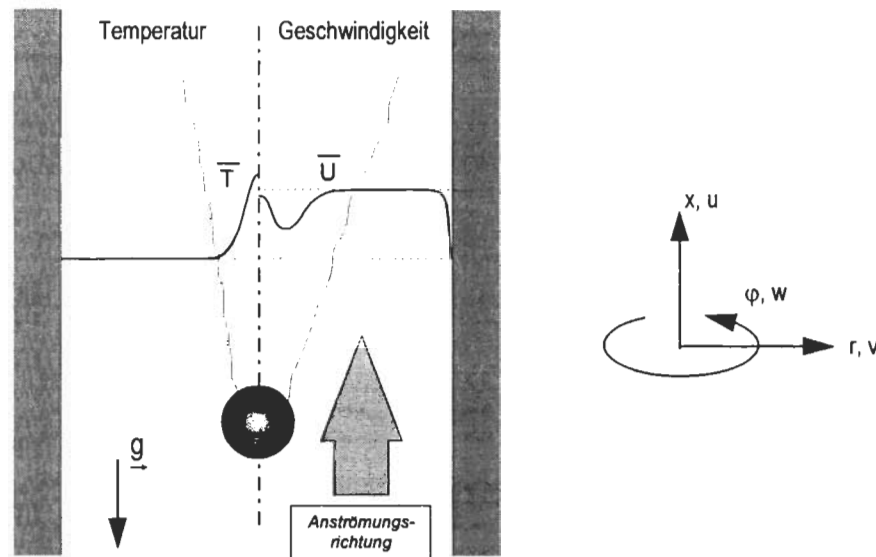


Abb. 1: Temperatur und Axialgeschwindigkeit über einer von unten angeströmten, beheizten Kugel im Schwerfeld.

Neben der mit dem Kugeldurchmesser d und der querschnittsgemittelten Geschwindigkeit u_{Bulk} der Anströmung gebildeten Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{u_{Bulk} d}{\nu}, \quad (1)$$

existiert als wesentliche Kennzahl der Mischkonvektionsparameter, der das Verhältnis von Auftriebs- zu Trägheitskräften beschreibt:

$$\frac{Gr}{Re^2} = \frac{\alpha g \dot{Q}}{2\pi \rho_0 \nu u_{Bulk}^2}, \quad (\dot{Q} = \text{Heizleistung der Kugel}). \quad (2)$$

Aus den Produktionstermen der Transportgleichungen für die zeitlich gemittelten Strömungsgrößen sowie die turbulenten Spannungen und Wärmeströme ergeben sich die wichtigsten zu messenden Größen. In der modifizierten Teststrecke FLUTMIK, die in Abb. 2 dargestellt ist, wird in der oben beschriebenen, achsensymmetrischen turbulenten Grenzschichtströmung neben den Hauptströmungsgrößen \bar{u} und \bar{T} der vollständige Satz an Korrelationen erster Ordnung, bestehend aus $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{T'^2}$, $\overline{u'v'}$, $\overline{u'T'}$ und $\overline{v'T'}$, experimentell als zweidimensionales Datenfeld für verschiedene dimensionslose Abstände

von der Kugel bis $x/d \approx 100$ bei konstanter Reynolds-Zahl ($Re \approx 699$) und verschiedenen Mischkonvektionsparametern ($Gr / Re \approx 0 - 0.83$) ermittelt.

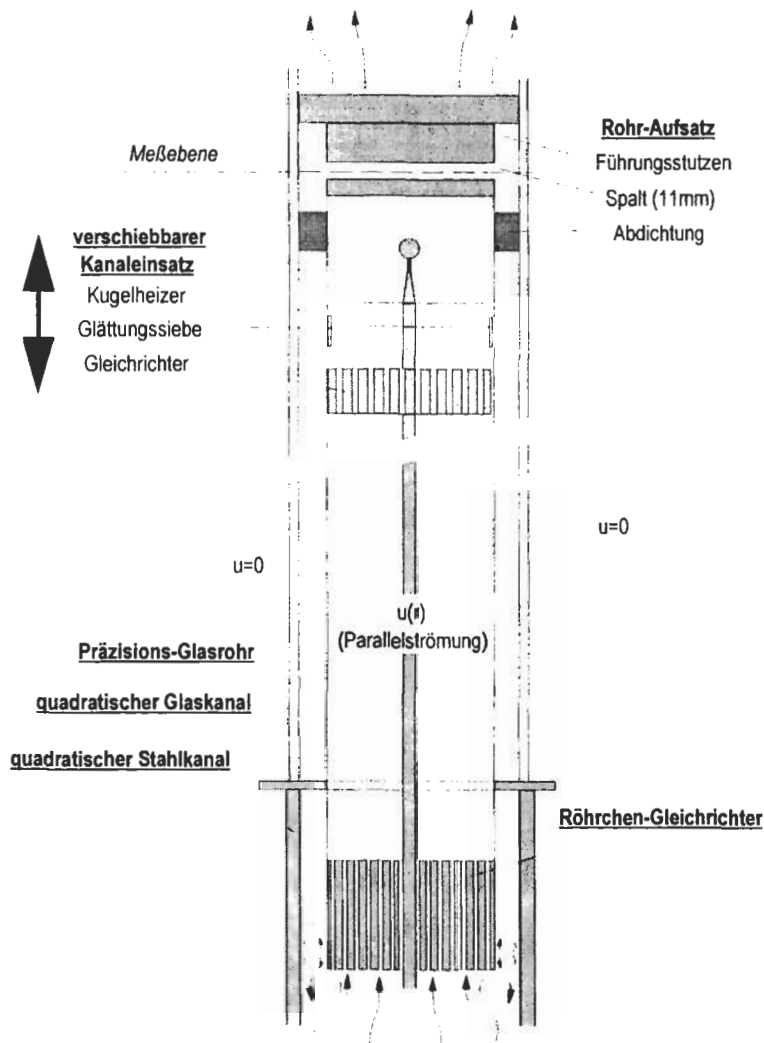


Abb. 2: Schema der modifizierten Teststrecke FLUTMIK.

Ergebnisse

Anstelle der von Suckow (1993) gezeigten Messdaten für die Hauptströmungsgrößen, die eine ähnliche Charakteristik wie die hier gemessenen Daten besitzen, werden hier gemessene Turbulenzgrößen als Profile quer zur Hauptströmungsrichtung dargestellt. Die Form der Radialprofile der gemessenen Strömungsgrößen bei Zwangs- und Mischkonvektion kann ohne Verwendung von Modellansätzen anhand der Produktionssterme, welche in den jeweiligen Transportgleichungen auftreten, beschrieben werden. Im Fall der Mischkonvektion existieren für alle mit der Axialgeschwindigkeit verknüpften Größen zwei Produktionsmechanismen. Die Messungen zeigen deutlich, dass die Produktion nahezu aller Turbulenzgrößen in der untersuchten Strömung hauptsächlich durch Auftriebseinfluss (G) und weitaus weniger durch die Gradienten des Hauptströmungsfelds (P) erfolgt. Nur auf die turbulente Schubspannung haben beide Produktionsmechanismen einen etwa gleich starken Einfluss.

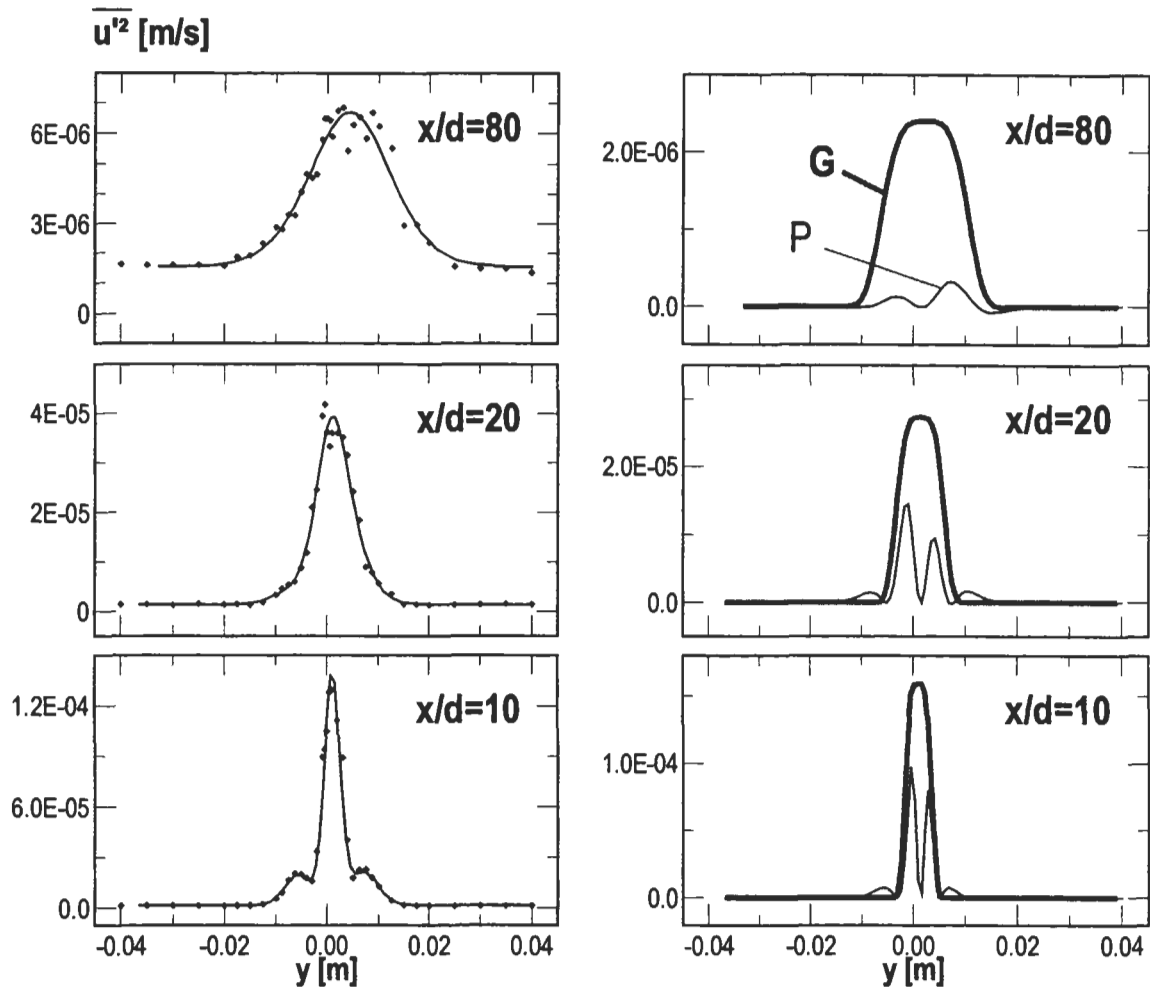


Abb. 3: Messwerte (links) und daraus abgeleitete Produktionsterme (rechts) für die turbulente Normalspannung.

Für die turbulente Normalspannung in Vertikalrichtung ist dies in Abb. 3 dargestellt: Links sind für unterschiedliche x/d die Messwerte abgebildet, rechts die Produktionsterme, jeweils gebildet mit den approximierten Messwerten aus den exakten Beziehungen

$$P(\overline{u'^2}) = -2\overline{u'v'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} \quad \text{bzw.} \quad G(\overline{u'^2}) = 2\alpha g \overline{u'T'} \quad (3), (4)$$

Der mit wachsendem x/d steigende Einfluss des Auftriebs ist klar zu erkennen.

Für die Turbulenzmodellierung bedeutet dies, dass die vorliegende turbulente Mischkonvektionsströmung nicht durch die Verwendung von konventionellen Gradientenansätzen beschrieben werden kann. Stattdessen müssen erweiterte Modellansätze verwendet werden.

Zur Ermittlung von Gesetzmäßigkeiten für die Entwicklung der Strömungsgrößen mit wachsendem Abstand von der Kugel werden die gemessenen Profile durch einfache Formfunktionen - verbunden mit einer Trennung der Skalen - approximiert. Der Einsatz dieser Formfunktionen ermöglicht die objektive Symmetrisierung der Profile und das Kompensieren von Messungenauigkeiten. Die Entwicklung der Profile mit wachsendem Abstand von der Kugel kann bei Verwendung dieser Methode mit wenigen Parametern beschrieben werden. Bei Mischkonvektion ermöglichen die Formfunktionen der

Axialgeschwindigkeit \bar{u} (als Beispiel in Abb. 4 gezeigt) und der turbulenten Schubspannung $\overline{u'v'}$ ein Zerlegen der Profile in einen Nachlauf- und einen Auftriebsanteil.

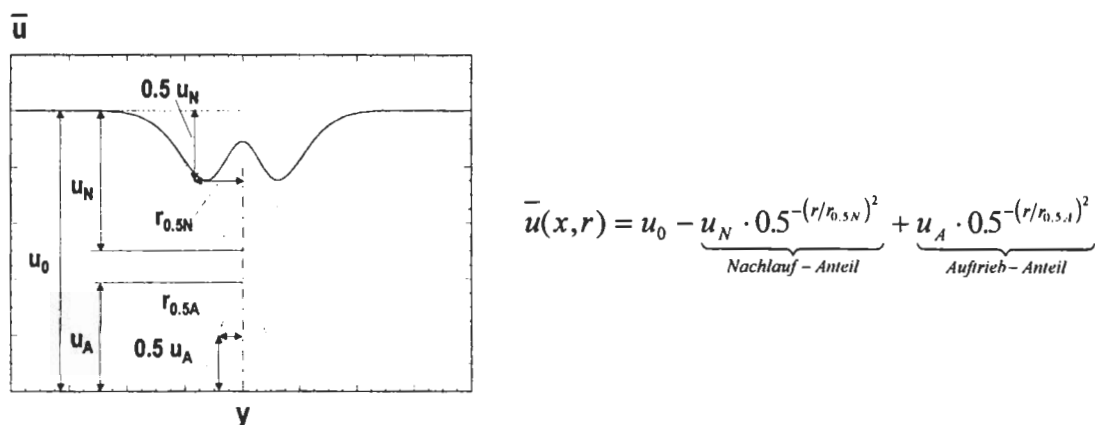


Abb. 4: Formfunktion der Axialgeschwindigkeit mit Trennung der Skalen.

Für die charakteristischen Parameter (z.B. Amplituden, Halbwertsradien) der jeweiligen Teilfunktionen werden Potenzgesetze ermittelt. Für die Axialgeschwindigkeit bei maximalem Auftriebseinfluss sind diese Potenzgesetze in Abb. 5 dargestellt.

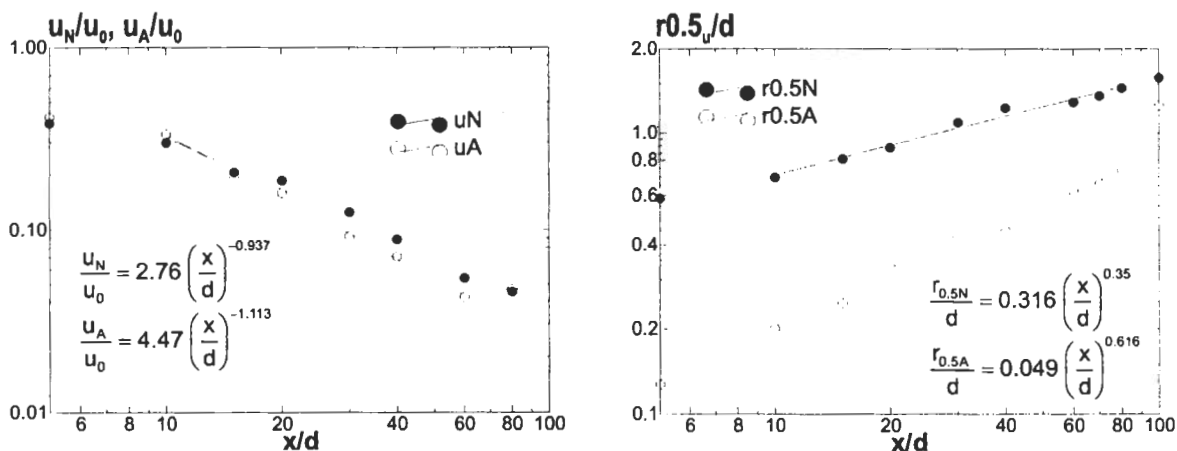


Abb. 5: Axiale Entwicklung von Amplitude (links) und Halbwertsradius (rechts) des Geschwindigkeitsdefizits im Nachlauf (●) und der Auftriebsgeschwindigkeit (○) entlang der Kanalachse bei maximalem Auftriebseinfluss.

Sie unterscheiden sich von den aus der Literatur bekannten Ähnlichkeitslösungen für den reinen Nachlauf

$$u_N \propto \left(\frac{x}{d} \right)^{-2/3}, \quad r_{0.5N} \propto \left(\frac{x}{d} \right)^{1/3}, \quad (5), (6)$$

und den reinen Auftriebsstrahl

$$u_A \propto \left(\frac{x}{d} \right)^{-1/3}, \quad r_{0.5A} \propto \left(\frac{x}{d} \right)^1, \quad (7), (8)$$

deutlich. Die Amplituden beider Teilfunktionen nehmen mit wachsendem Abstand von der Kugel deutlich stärker ab als die jeweilige Grundlösung. Besonders markant ist die im Vergleich zum reinen Auftriebsstrahl deutlich langsamere Ausbreitung des Auftriebsanteils

im Mischkonvektionsnachlauf, der offensichtlich von der im äußeren Bereich des Nachlaufs ansteigenden Axialgeschwindigkeit und der damit verbundenen Vorzeichenumkehr der turbulenten Schubspannung an seiner Ausbreitung gehindert wird. Die starke Kopplung der beiden Teilprobleme ist offensichtlich.

Schlussbetrachtung

Mit den Messungen wird ein kompletter Satz experimenteller Daten (Hauptströmungsgrößen, Korrelationen 1. Ordnung) für den auftriebsbehafteten Nachlauf hinter einer beheizten Kugel in vertikaler Anströmung zur Verfügung gestellt.

In der untersuchten Mischkonvektionströmung erfolgt die Produktion von Turbulenzgrößen überwiegend durch Auftrieb und weit weniger durch Gradienten des Hauptströmungsfelds.

Die Entwicklung aller gemessener Strömungsgrößen mit wachsendem Abstand von der Kugel kann nach Einführung geeigneter Formfunktionen - verbunden mit einer Trennung der Skalen - durch Potenzgesetze ausgedrückt werden. Die so ermittelten Gesetzmäßigkeiten unterscheiden sich deutlich von den bekannten Ähnlichkeitslösungen für einen reinen turbulenten Nachlauf und einen reinen turbulenten Auftriebsstrahl und verdeutlichen den stark gekoppelten Charakter der Strömung.

Lebenslauf

Name:	Christoph Karl Hoelle	
Geburtsdatum:	16. April 1966	
Geburtsort:	Freiburg im Breisgau	
Familienstand:	ledig	
1972 - 1976	Grundschule Rheinhausen-Oberhausen	
1976 - 1985	Gymnasium in Kenzingen	
5/1985	Erlangen der Allgemeinen Hochschulreife	
7/1985 - 9/1986	Grundwehrdienst in Sonthofen und Sigmaringen	
10/1986 - 1/1992	Maschinenbaustudium an der Universität Karlsruhe (TH)	
1/1992	Diplomprüfung	
3/1992 - 2/1995	Nachwuchswissenschaftler am Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik, Forschungszentrum Karlsruhe	
3/1995 - 2/1996	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strömungslehre und Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH)	
3/1996 - 5/1997	Diplom-Ingenieur am Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik, Forschungszentrum Karlsruhe	
6/1997-12/1997	Entwicklungsingenieur bei Hofer Ingenieurtechnik GmbH, Gerolzhofen	
1/1998	Promotion zum Dr.-Ing. an der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)	
seit 1/1998	Entwicklungsingenieur CAE/Simulation bei BMW Motoren GmbH, Steyr/Österreich	

Numerische Simulation von Strömungen mit freier Oberfläche und diskreten Phasenübergängen

von

Ralf Wittmaack

aus

Dortmund

Tag des Kolloquiums:	14. Mai 1998
Hauptreferent:	Dr. habil. C. Günther
Korreferenten:	Prof. Dr.-Ing. U. Müller Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. G. Ernst

Zusammenfassung

Eine Methode zur Simulation dreidimensionaler Strömungen mit freier Oberfläche für ein-komponentige, inkompressible Newton-Fluide wird entwickelt und angewendet. Da die Hydrodynamik von den Fluideigenschaften abhängt, werden auch die Thermodynamik und Phasenübergänge simuliert. Neben dem Fluid betrachten wir Strukturmaterialien als hydrodynamisches Hindernis und thermodynamische Struktur. Zur numerischen Lösung entwickeln wir ein Finite-Volumen-Verfahren mit versetztem Gitter. Aus Kontinuitäts- und Navier-Stokes-Gleichung wird eine Druck-Geschwindigkeits-Iteration hergeleitet. Zur Darstellung freier Oberflächen dienen Polynome 0. und 2. Ordnung.

Wir untersuchen Gravitationswellen, Kriechströmungen, Naturkonvektion und thermodynamische Wechselwirkungen von Fluid und Umgebung. Dabei werden Abhängigkeiten zum Beispiel von Geometrie und Materialeigenschaften analysiert. Das Verfahren dient unter anderem zur Auslegung von Experimenten und Kernschmelze-Rückhaltesystemen.

Problemstellung

Seit dem Reaktorunglück in Tschernobyl werden die Forschungsarbeiten im Bereich schwerer Unfälle von Kernkraftwerken intensiviert. Bei schweren Unfällen schmelzen die Reaktor-Brennelemente infolge der postulierten Funktionsuntüchtigkeit der Kühleinrichtungen. Im weiteren Unfallverlauf werden metallische Strukturen im Inneren des Reaktors durch die radioaktive Nachwärme geschmolzen. Die dabei entstehende Kernschmelze, auch Corium genannt, besteht aus nicht mischbaren oxidischen und metallischen Konstituenten.

Bei den derzeit im Einsatz befindlichen Kernkraftwerken kann das Corium bei schweren Unfällen mit Betonstrukturen des Reaktors in Kontakt kommen. Die dann einsetzende Wechselwirkung des Coriums mit dem Beton die Integrität des Reaktors gefährden kann, da der Beton zersetzt wird und der Druck im Containment ansteigt. Zudem reagiert der aus dem Beton freigesetzte Wasserdampf exotherm mit dem metallischen Corium, wobei Wasserstoff erzeugt wird, was zu Bränden und Detonationen führen kann.

Insbesondere bei der Auslegung zukünftiger Reaktoren möchte man die Stabilisierung und langfristige Kühlung des Coriums bei schweren Unfällen sicherstellen. Dazu ist es erforderlich, geeignete Konzepte zu erstellen und ihre Funktionstüchtigkeit zu prüfen. Da experimentelle Untersuchungen mit dem radioaktiven Corium insbesondere in großen Geometrien unerwünscht sind, bieten sich numerische Simulationen der dabei auftretenden Strömungsvorgänge an.

Ein Coriumströmungsproblem besteht aus einer Vielzahl physikalischer Prozesse wie Strömung eines mehrkomponentigen, mehrphasigen nicht-Newtonschen Fluids mit freier Oberfläche, Wärmetransportvorgänge durch Konvektion, Leitung und Strahlung sowie Schmelz- und Erstarrungsvorgänge. Obwohl bereits verschiedene Lösungsansätze für einzelne Teile des Problems existieren, ist keines der vorhandenen Verfahren imstande, Coriumströmungen im gesamten Umfang zu simulieren.

Um die Genauigkeit und die Leistungsfähigkeit eines Simulationsverfahrens zu prüfen, ist es erforderlich, zusätzlich zu den Coriumströmungen weitere Strömungsvorgänge, deren Verlauf bekannt ist, zu simulieren. Dazu sind Experimente und analytische Lösungen geeignet, die sich auf einzelne der obigen physikalischen Prozesse beschränken. Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, die Basis eines numerischen Simulationsverfahrens zu entwickeln, das auf Corium und vergleichbare Substanzen anwendbar ist.

Modellierung der Dynamik von Fluid und freier Oberfläche

Bei Vernachlässigung der Volumenexpansion ist die Kontinuitätsgleichung für ein homogenes, inkompressibles Fluid

$$\nabla_m v^m = 0 \quad . \quad (1)$$

Wir bezeichnen die kovariante Ableitung sowie die kontravariante Geschwindigkeitskomponente in Raumrichtung m mit ∇_m , bzw. v^m und verwenden Einstein's Summationskonvention für die Indizes ℓ , m und n . Die Volumenexpansion wird vernachlässigt, um die Berechnung der Dynamik der freien Oberfläche zu vereinfachen. Die räumliche Variation der Dichte braucht dann nicht berücksichtigt zu werden.

Mit der Boussinesq-Approximation nimmt die Navier-Stokes-Gleichung für inkompressibles Fluid folgende Form an:

$$\left(d_t - v^m g^{\ell m} \nabla_{\ell} \right) v_i = \frac{1}{\rho_0} \left(- \nabla_i p + \rho g_i \right) ; \quad v := \frac{\mu}{\rho_0} \quad (2a,b)$$

oder

$$\rho_0 \partial_t v_i + \nabla_m \Pi^m_i = \rho g_i. \quad (3)$$

Dabei sind ρ und ρ_0 die Dichte und die Dichte bei Anfangstemperatur T_0 , μ und ν die dynamische und die kinematische Viskosität, p der Druck, Π der Impulsflussdichte-Tensor und g (mit einem Index) die Gravitationsbeschleunigung auf der Erdoberfläche. Die Boussinesq-Approximation berücksichtigt die Temperaturabhängigkeit der Dichte nur im Gravitationsterm, in Übereinstimmung mit der Vernachlässigung der Volumenexpansion. Turbulenzmodelle werden nicht verwendet. Bei inkompressibler Strömung ist der Druck keine thermodynamische Variable, denn es existiert zum Beispiel $p := - \left(\partial_v U \right)_s$ nicht, wobei V , U und S Volumen, innere Energie und Entropie bezeichnen. Aus diesem Grund wirkt der Druck lediglich als Lagrangescher Multiplikator, der eindeutig durch die Inkompressibilitäts-Bedingung bestimmt ist. Für inkompressibles Newton-Fluid ist der viskose Spannungstensor durch den Deviator $\left(\sigma'_{i\ell} = 0 \right)$ gegeben :

$$\sigma'_{i\ell} = 2 \mu d_{i\ell} \quad ; \quad d_{i\ell} := 0.5 \left(\nabla_i v_\ell + \nabla_\ell v_i \right). \quad (4a,b)$$

Wegen der Temperaturabhängigkeit von Dichte und Viskosität sind Geschwindigkeit und Temperatur gekoppelt. Da zudem die Phase eines Zustands von der spezifischen Enthalpie h und der Temperatur T abhängt, ist die Hydrodynamik im Allgemeinen mit Thermodynamik und Phasenübergängen gekoppelt. Betrachten wir internen Wärmetransport durch Konvektion und Diffusion sowie innere Wärmequellen und viskose Dissipation, so lautet die Wärmetransportgleichung

$$\rho d_t h - \nabla_\ell \left(\lambda g'^m \nabla_m T \right) = P_d + \sigma'_{\ell m} d^{\ell m}. \quad (5)$$

Dabei bezeichnet λ die Wärmeleitfähigkeit und P_d die Leistungsdichte innerer Wärmequellen des Fluids. Der 2. Hauptsatz der Thermodynamik ist bei nichtnegativer Viskosität erfüllt. Navier-Stokes- und Wärmetransportgleichung sind Galilei- aber nicht Lorentz-invariant. Beide besitzen eine unendliche Signal-Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Um die Modellierung der freien Oberfläche zu vereinfachen, beschränken wir uns auf orthogonale Koordinatensysteme, bei denen die dritte Raumrichtung entgegen der Gravitation gerichtet ist. Wir nehmen an, die freie Oberfläche sei durch die eindeutige Höhenfunktion $\xi(x_1, x_2, t)$ darstellbar. In dieser Klasse von Koordinatensystemen lautet die kinematische Randbedingung an der freien Oberfläche

$$d_t \xi = \left(\partial_t + v_s \nabla_\ell \right) \xi = v^s g_{3\ell} = v^3_s = v_{3s}, \quad (6)$$

wobei der Index s die Geschwindigkeit an der Oberfläche bezeichnet. Diese Form der kinematischen Randbedingung ist für numerische Simulationen weniger geeignet, da Verletzungen der Volumenerhaltung und mangelnde Genauigkeit der berechneten Höhenfunktion auftreten können. Aus diesem Grund verwenden wir die im Folgenden dargestellte Form. Die Integration der Kontinuitätsgleichung in vertikaler Richtung ergibt unter Einbeziehung der kinematischen Randbedingung nach Integration über eine horizontale Fläche $A_{3,}$

$$\partial_t V_f^{1,2} = \int_{A_{1,2}} \sqrt{g} \partial_t \left(\xi - \xi_b \right) dx^1 dx^2 = - \sum_{i=1}^2 \int_{A_{1,2}} \sqrt{g} \nabla_i \int_{\xi_b}^{\xi} v^i dx^3 dx^1 dx^2, \quad (7)$$

wobei V_f das Volumen des Fluids und g die Determinante des kovarianten Metriktensors bezeichnen. Dieses Ergebnis zeigt, dass die Kinematik der freien Oberfläche durch die

Geschwindigkeit des Fluids und die Erhaltung seiner Masse determiniert wird. Da die Volumenexpansion vernachlässigt wurde, ist die Erhaltung der Masse äquivalent zur Erhaltung des Volumens.

In diesem Modell sind \bar{v} , p , ξ , h , T , x_{fi} und x_{so} dynamische Variablen. Temperatur sowie Massenanteile der flüssigen und festen Phase, x_{fi} und x_{so} , werden durch die Relation zwischen spezifischer Enthalpie und Temperatur des Fluids bestimmt.

Phasenübergänge

Verschiedene Phasen besitzen unterschiedliche Symmetrieeigenschaften, wobei meist die bei tieferen Temperaturen stabile Phase weniger symmetrisch ist. Zur quantitativen Beschreibung von Phasenübergängen führt man Ordnungsparameter ein. Diese verschwinden in der symmetrischen, ungeordneten Phase und sind in der unsymmetrischen, geordneten Phase ein Maß der Ordnung.

Bei diskreten Phasenübergängen, auch Übergänge 1. Ordnung genannt, ändern sich der Ordnungsparameter und thermodynamische Funktionen wie Entropie und Enthalpie bei Übergangstemperatur unstetig, entsprechend einer von Null verschiedenen Umwandlungswärme. Im Gegensatz dazu ändern sie sich bei kontinuierlichen Phasenübergängen, auch Übergänge höherer Ordnung genannt, bei Übergangstemperatur stetig, allerdings mit unstetiger Temperaturableitung. Dabei wird die spezifische Wärme wie bei diskreten Übergängen unendlich, ohne dass jedoch eine Übergangswärme auftritt. Bei kontinuierlichen Übergängen führt die Verringerung der Stabilität der Phasen in der Nähe der Übergangstemperatur zu starken Fluktuationen thermodynamischer Größen, die Ursache der 'kritischen Phänomene' sind.

Wir betrachten jedoch keine kritischen Phänomene und beschränken uns damit auf diskrete Übergänge, mit dem Schwerpunkt auf dem Übergang flüssig-fest. Bei reinen Substanzen erfolgt der Phasenübergang flüssig-fest bei einer Temperatur, das heißt Liquidus- und Solidustemperatur sind identisch. Im Gegensatz dazu sind Phasenübergänge von Materialien, die aus mehreren Komponenten zusammengesetzt sind, über ein Temperaturintervall verteilt. Bei ihnen ist die Liquidus- höher als die Solidustemperatur. Zudem hängt das Erstarrungsverhalten und somit die Liquidus- und Solidustemperatur bei solchen Substanzen von der Konzentration der einzelnen Konstituenten ab. Um diesen Einfluss zu beschreiben, ist es erforderlich, die Konzentration der einzelnen Konstituenten zu bestimmen.

Der Übergang einer Phase in eine andere erfolgt in einer charakteristischen Zeit. Diese sogenannte Relaxationszeit wird durch die Kinetik der Keimbildung der neuen Phase bestimmt. Innerhalb der Relaxationszeit können Nichtgleichgewichtszustände, das heißt überhitzte oder unterkühlte Zustände, existieren. Bei Erstarrungsvorgängen, bei denen Wärme aus der flüssigen in die feste Phase transportiert wird, auch Stefan-Probleme genannt, ist die Phasentrennfläche stabil gegenüber Verformungen. Bei unterkühlter Flüssigkeit kann der Wärmestrom von der festen in die flüssige Phase gerichtet sein und die Phasentrennfläche morphologisch instabil werden. Dabei können Verformungen wachsen, bis sie durch Oberflächenspannungen oder kinetische Effekte beschränkt werden und dendritische Strukturen entstehen.

Unter Rheologie versteht man Studien des Deformations- und Fließverhaltens von Materie mit nichtlinearen Eigenschaften. Nicht-Newtonsches Materialverhalten wird bei vielen technisch bedeutsamen Substanzen beobachtet, unter anderem bei Mischungen oxidischen Coriums mit Zersetzungsprodukten silikatischen Betons im Bereich zwischen Liquidus- und Solidustemperatur.

Beim Erstarrungsvorgang wird das Fluid thermischen Spannungen ausgesetzt, die elastische oder plastische Verformungen bewirken. Dies kann zum Beispiel den Wärmeübergang zu den umgebenden Medien beeinflussen. Bei Erstarrungsvorgängen können sich Krusten bilden, die bei mechanischer Belastung eventuell reißen oder brechen. Da Krusten die Strömung wesentlich beeinflussen können, ist die Erfassung ihrer mechanischen Belastungen und die Beschreibung ihrer Bruchmechanik wichtig.

Simulation der Coriumströmung im Ausbreitungsraum eines Kernkraftwerks

Nach dem Versagen des Reaktordruckbehälters gelangt die Kernschmelze in die Kaveme und erodiert das Opfermaterial Beton, wobei zusätzliche Oxidschmelze (Schlacke) entsteht. Das Versagen eines metallischen Tores in der Kaveme öffnet einen Kanal zum Ausbreitungsraum und leitet den Ausbreitungsvorgang ein. Abbildung 1 zeigt das Geometriemodell der numerischen Simulation.

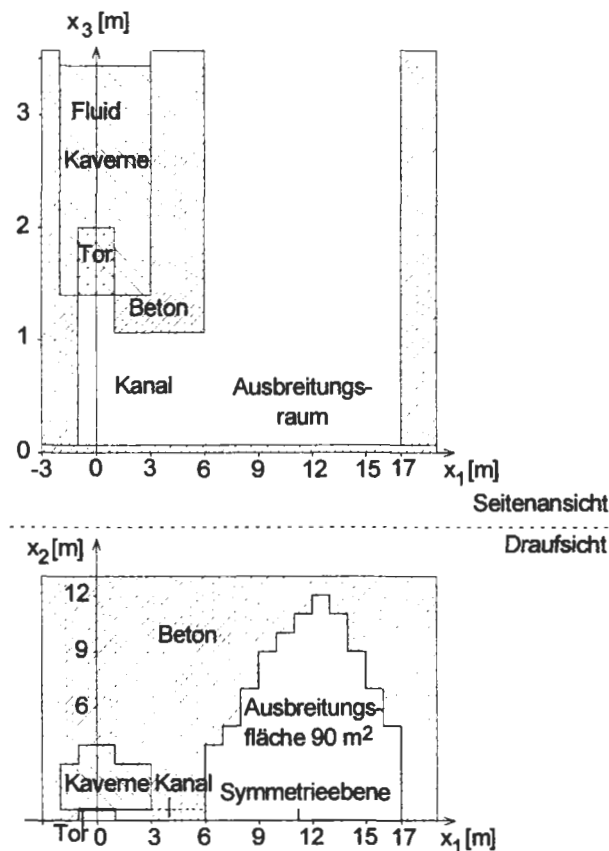


Abb. 1: Geometriemodell.

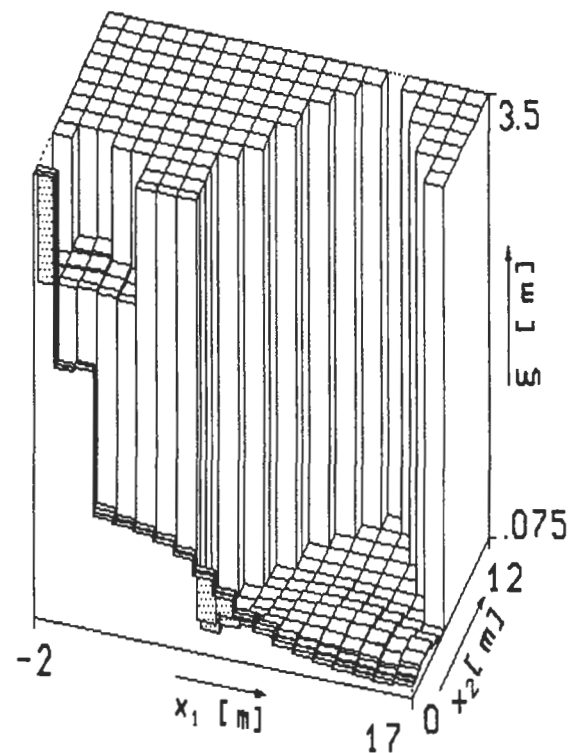


Abb. 2: Freie Oberfläche zur Zeit 5 s.

Wir nehmen an, dass das Corium während des gesamten Ausbreitungsvorgangs als Emulsion vorliegt, bei der die Oxidschmelze inklusive Schlacke das metallische Corium einbettet. Die diskreten Phasenübergänge erfolgen dabei in Metall- und Oxidphase der Emulsion separat. Der Phasenübergang des Metalls findet bei der Temperatur 1723 K statt. Im Oxid modellieren wir den Phasenübergang als linear über das Intervall zwischen Solidus- (1403 K) und Liquidustemperatur (2573 K) verteilt. Nachdem der Kanal durchströmt ist, gelangt das Corium in den Ausbreitungsraum und erreicht dort die Aussenwand, bevor die Seitenwände

benetzt werden, siehe Abb. 2. Dort, sowie nachfolgend an anderen Wänden, wird der Gravitationsstrom reflektiert und umgelenkt.

Zusätzlich zu den Referenzbedingungen (Anfangstemperatur 2600 K , Torfläche 2.4 m^2) untersuchen wir, ob reduzierte Werte von Anfangstemperatur (2400 K) oder Torfläche (0.24 m^2) die Schmelzeausbreitung behindern. Dabei ergibt sich, dass die Ausbreitungsfläche in allen betrachteten Fällen in weniger als 15 s von Corium bedeckt ist. Weiterhin zeigen die Rechnungen, dass sich in jedem Fall nach der Dämpfung von Gravitationswellen in weniger als 60 s eine annähernd homogene Schichthöhe des Coriums im Ausbreitungsraum einstellt.

Bei den analysierten Anfangs- und Randbedingungen beeinflussen Wärmetransportvorgänge die Ausbreitung kaum. Die Wärmeabfuhr aus dem Corium durch Strahlung in die Umgebung ist etwa um den Faktor drei gegenüber der Wärmeleitung in den Beton erhöht, die Nachzerfallswärme ist weniger bedeutend. Infolge der großen Differenz von Liquidus- und Solidustemperatur variiert der Massenanteil der flüssigen Phase nur schwach, zwischen 1.0 und 0.78 .

Schlussfolgerung

Das Verfahren ist imstande, dreidimensionale Strömungen mit freier Oberfläche einkomponentiger inkompressibler Newton-Fluide numerisch zu simulieren. Es wird auf verschiedene Strömungs- und Wärmeübertragungsprobleme angewendet. Dabei können physikalische Prozesse wie Gravitationswellen der freien Oberfläche mit Reflexionen an Strömungswiderständen sowie Kriech- und Naturkonvektionsströmungen gut wiedergegeben werden. Zudem werden die thermodynamischen Wechselwirkungen von Fluid, Strukturmaterialien und Umgebung sowie Phasenübergänge beschrieben. Auch die vielfältigen Abhängigkeiten der Probleme von beispielsweise Anfangstemperatur, Geometrie und Materialeigenschaften, können reproduziert werden.

Das Verfahren eignet sich zur Analyse von Experimenten, bei denen eine Schmelze mit einer freien Oberfläche strömt und auch aufschmelzen oder erstarren kann. So wird es zur Simulation möglicher, schwerer Unfälle in Kernkraftwerken eingesetzt, bei denen sich eine Coriumschmelze ausbreiten, erstarren, wiederaufschmelzen und sich auf bereits erstarrtem Material weiter ausbreiten sowie Wärme an darüberliegendes Kühlwasser abgeben kann. Auch die Bewegung einer Kruste auf flüssiger Schmelze kann simuliert werden.

Lebenslauf

Ralf Wittmaack
Sperlingstr. 7
91056 Erlangen



Persönliche Daten

Geburtstag : 24.06.1958
Geburtsort : Dortmund
Staatsangehörigkeit : Deutsch
Familienstand : Ledig

Bildungsgang

Schule : 1965 - 1968 Grundschule in Kremperheide
1968 - 1978 Gymnasium „Kaiser-Karl-Schule“ in Itzehoe

Praktikum : 1978 - 1979 Grundpraktikum für Maschinenbau-Studium an
der Technischen Universität Hannover:
10 Wochen bei den Ausbesserungswerkstätten der Deutschen
Bundesbahn in Glückstadt
3 Wochen bei der Gießerei Heidenreich & Harbeck in Mölln

Studium : 1979 - 1988 Universität Hamburg, Studiengang Physik-Diplom
Promotion : 1993 - 1998 Universität Karlsruhe, Fakultät für Maschinenbau

Arbeit : 1983 - 1986 Übungsgruppenleiter beim mathematischen
Seminar der Universität Hamburg
1988 - 2000 Physiker bei Siemens KWU in Erlangen,
theoretische Modellierung schwerer Unfälle bei
Kernkraftwerken

Weiterbildung

Universität Erlangen : 1988 - 2000 Physikalisches Kolloquium, Institut für
theoretische Physik

Siemens : 1989 - 1991 Betriebssysteme NOS/VE und UNIX
01 - 02.1992 Mathematische Verfahren in der Regelungstechnik,
1992, 1993 Englisch-Interaktionstechnik in Verhandlungen
04.1993 Informationsmarkt für Führungskräfte

Hobbys : Fahrradreisen, Karate, Motorradtechnik,
theoretische Physik, Gitarre spielen in Jazzband

Beiträge zur Modellierung und numerischen Simulation von Zweiphasenströmungen mit Wärmeübertragung

von

Greet Janssens-Maenhout

aus

Eeklo (Ost-Flandern) in Belgien

Tag des Kolloquiums: 19. Juni 1998
Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. U. Müller
Korreferenten: Prof. Dr.-Ing. G. Yadigaroglu
Prof. Dr.-Ing. H. Oertel

Zusammenfassung

Bei dem Zwei-Fluid-Modell erfolgt die Beschreibung einer Zweiphasenströmung durch zwei überlagerte, kontinuierliche Felder, die über Zwischenphasen-Austauschsterme für die Masse, den Impuls und die Energie gekoppelt sind. Die Kopplung wird durch Modellansätze zur Beschreibung der kleinskaligen Phänomene an Einzelblasen in einer dispersen Zweiphasenströmung erfasst. In einem ersten Schritt wird der Impulsaustausch zwischen den Phasen in einer isothermen Blasenströmung durch eine Widerstandskraft, eine Auftriebskraft, eine Virtuelle Massenkraft und eine Turbulente Diffusionskraft modelliert und anhand der Simulation der Umverteilung der Blasen in einer vertikalen Luft-Wasser-Blasenströmung validiert. In einem zweiten Schritt werden die Wärmeübertragung in einer nicht-isothermen Blasenströmung und die damit verbundenen Phasenübergänge betrachtet. Zusätzlich zu der Energiebilanz einer Dampfblase werden empirischen Korrelationen für Blasenbildung und Blasenablösung an beheizten Wänden implementiert. Zur Validierung wird eine intern beheizte Ringspaltströmung simuliert.

Einleitung

Die thermohydraulisch optimale Auslegung einer technischen Anlage bezüglich der Wärmeübertragung durch Wärmeleitung, Konvektion oder Sieden an thermisch hochbelasteten Bauteilen ist für die Sicherheit, die Zuverlässigkeit und die Optimierung sämtlicher Betriebszustände unerlässlich. Siedevorgänge bieten dabei das Potenzial zur Übertragung großer Wärmemengen bei geringer Temperaturdifferenz, da in Zweiphasenströmungen ein verbesserter Wärmeübergang durch zusätzliche Massen-, Impuls- und Energieaustauschvorgänge an den Phasengrenzflächen stattfindet. Insbesondere unterkühltes Blasensieden findet in großtechnischen Wärmekraftanlagen, beispielsweise im optionalen Sumpfkühlkonzept künftiger Kernkraftwerke, Verwendung. Mit dem Sumpfkühlkonzept soll für den Fall eines Kernschmelzunfalls die Nachzerfallwärme einer im Reaktorsumpf ausgebreiteten Kernschmelze über einen zweiphasigen Kühlkreislauf passiv aus dem Containment abgeführt werden. Für die Optimierung und den Nachweis der Funktionsfähigkeit eines zweiphasigen Kühlkreislaufs sind sowohl experimentell als auch numerisch gewonnene Kenntnisse über das Verhalten einer Zweiphasenströmung mit Wechselwirkungen zwischen den Phasen notwendig. Die Wechselwirkung zwischen den Phasen bezieht sich i. a. auf einen Austausch von Masse, Impuls und Energie. Zur experimentellen Untersuchung einer zweiphasigen Mischkonvektionsströmung dient die Versuchsanlage SUCOT am Forschungszentrum Karlsruhe. Mit dieser Arbeit liegt ein Rechenwerkzeug zur numerischen Simulation einer Zweiphasenströmung mit Wärmeübertragung vor. Das Augenmerk bei der Simulation liegt auf der Entwicklung von Modellen zum unterkühlten Blasensieden.

Diese Arbeit geht zur Modellierung einer dispersen Zweiphasenströmung von einer idealen, verdünnten Blasenströmung aus. Das numerische Rechenwerkzeug kann sowohl eine einphasige Strömung als auch eine zweiphasige Strömung mit niedrigem Gasvolumenanteil simulieren, so dass ein kontinuierlicher Übergang von einem einphasigen zu einem zweiphasigen Strömungsbereich möglich ist. Die Zweiphasenströmung wird mit Hilfe des Zwei-Fluid-Modells berechnet. Dabei liegt über das gesamte Rechengebiet für jede Phase ein ensemblegemittelt kontinuerliches Feld vor. Zusätzlich zu dem einphasigen Strömungsfeld der Flüssigkeit wird die disperse Gasphase als ein zweites Feld mit den Eigenschaften kugelförmiger Blasen beschrieben. Die zwei Felder werden über Zwischenphasen-kopplungsterme miteinander verknüpft. Diese Austauschsterme für Masse, Impuls und Energie zwischen den Phasen werden unter Annahme einer dispersen Zweiphasenströmung im Einzelnen modelliert.

Physikalische Grundlagen

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die Beschreibung einer idealen, verdünnten, inkompressiblen Blasenströmung. Die disperse Phase besteht aus einer großen Anzahl von kleinen, kugelförmigen Blasen mit festem Durchmesser, die keine Wechselwirkung aufeinander ausüben. Aufgrund des großen praktischen Anwendungsbereichs wird das Zwei-Fluid-Modell mit einer Eulerschen Betrachtungsweise gewählt.

Ausgehend von einer allgemeinen Bilanzgleichung werden die lokalen, momentanen Transportgleichungen für Masse, Impuls und Energie für jede einzelne Phase k aufgestellt und über Kontrollvolumina und Zeitintervalle gemittelt. Durch diese Ensemble-Mittlung werden die einzelnen Phasen wie überlagerte kontinuierliche Felder beschrieben. Dabei gehen die Informationen über die lokalen Austauschvorgänge an den Zwischenphasengrenzflächen

verloren. In den ensemble-gemittelten Transportgleichungen erscheinen integrale Zwischenphasenaustauschterme, die die Phasen miteinander koppeln und die modelliert werden müssen. Das Zwei-Fluid-Modell beschreibt somit jede Phase k mit einem Satz von drei vektorialen Erhaltungsgleichungen:

$$\text{Masse:} \quad \frac{\partial (\varepsilon_k \rho_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_k \rho_k \langle \underline{\mathbf{u}}_k \rangle_k) = \langle m_{ik} \rangle_k = \langle m_{ik}''' \rangle_k + \Gamma_k \quad . \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{Impuls:} \quad & \frac{\partial (\varepsilon_k \rho_k \langle \underline{\mathbf{u}}_k \rangle_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_k \rho_k \langle \underline{\mathbf{u}}_k \rangle_k \langle \underline{\mathbf{u}}_k \rangle_k) + \varepsilon_k \nabla p \\ & = \varepsilon_k \rho_k \underline{\mathbf{g}} + \nabla \cdot \varepsilon_k \left(\langle \underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}_k} \rangle_k - \langle \underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}_k}^{\text{Re}} \rangle_k \right) + \langle m_{ik} \underline{\mathbf{u}}_{ik} \rangle_k + \sum_j \underline{\mathbf{Z}}_{jk} \quad , \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{mit Zwischenphasenkräften:} \quad \sum_j \underline{\mathbf{Z}}_{jk} = \frac{1}{V} \int_{A_i} \left(\underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}_k} \cdot \underline{\mathbf{n}}_k - \Delta p_{ik} \underline{\mathbf{n}}_k \right) dS \quad . \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \text{Energie:} \quad & \frac{\partial (\varepsilon_k \rho_k \langle h_k \rangle_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_k \rho_k \langle \underline{\mathbf{u}}_k \rangle_k \langle h_k \rangle_k) - \varepsilon_k \frac{\partial p}{\partial t} - \nabla \cdot \varepsilon_k p \langle \underline{\mathbf{u}}_k \rangle_k \\ & = \nabla \cdot \varepsilon_k \left(\langle \underline{\underline{\mathbf{q}}_k}'' \rangle_k - \langle \underline{\underline{\mathbf{q}}_k}''^{\text{Re}} \rangle_k \right) + \varepsilon_k \langle \underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}_k} - p_k \underline{\mathbf{I}} \rangle_k \cdot \nabla \cdot \langle \underline{\mathbf{u}}_k \rangle_k \\ & \quad + \varepsilon_k \langle q_k''' \rangle_k + \langle m_{ik} h_{ik} \rangle_k + q_{ik}''' \quad . \end{aligned} \quad (4)$$

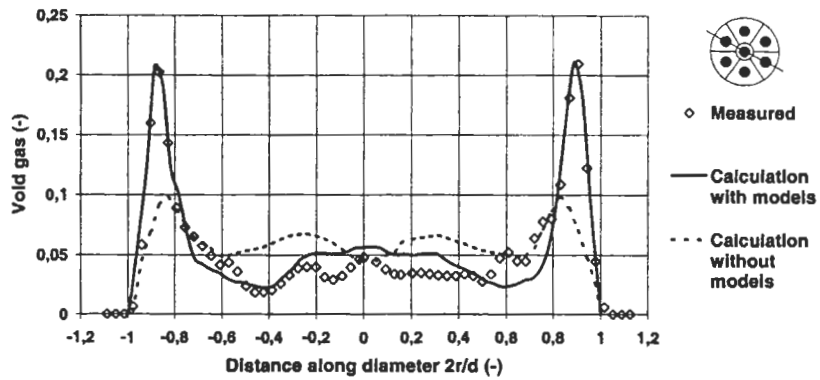
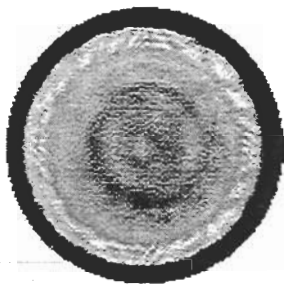
mit zwischen den Phasen übertragener Wärme :

$$\frac{1}{V} \int_{A_i} \left(\underline{\underline{\mathbf{q}}_k}'' + \underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}_k} \cdot \underline{\mathbf{u}}_k - \Delta p_{ik} \underline{\mathbf{u}}_k \right) \cdot \underline{\mathbf{n}}_k dS = q_{ik}''' \quad (5)$$

Die Phase k mit einer Dichte ρ_k , einem Void ε_k und einer mittleren Enthalpie $\langle h_k \rangle_k$ wird mit einer mittleren Geschwindigkeit $\langle \underline{\mathbf{u}}_k \rangle_k$ transportiert. Zusätzlich zu den Quelltermen Druck p , Erdbeschleunigung $\underline{\mathbf{g}}$, mittlerer Schubspannungstensor $\langle \underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}_k} \rangle_k$, mittlere Volumenleistung $\langle q_k''' \rangle_k$ und mittlerer Wärmefluss $\langle \underline{\underline{\mathbf{q}}_k}'' \rangle_k$ treten jetzt auch Zwischenphasen-Austauschterme auf: der Massentransport zwischen den Phasen im Fluidbereich $\langle m_{ik}''' \rangle_k$ oder an einer Wand Γ_k mit dem entsprechenden Impulstransport $\langle m_{ik} \underline{\mathbf{u}}_{ik} \rangle_k$ und dem Energietransport $\langle m_{ik} h_{ik} \rangle_k$, die Zwischenphasenkräfte $\sum_j \underline{\mathbf{Z}}_{jk}$ und die zwischen den Phasen übertragene Wärme q_{ik}''' . Die Modellierung dieser Zwischenphasen-Austauschtermen ist in den zwei folgenden Kapiteln beschrieben. Der an Details interessierte Leser sei an dieser Stelle auf die Originalarbeit verwiesen, die als Wissenschaftlicher Bericht FZKA6228 des Forschungszentrums Karlsruhe veröffentlicht ist.

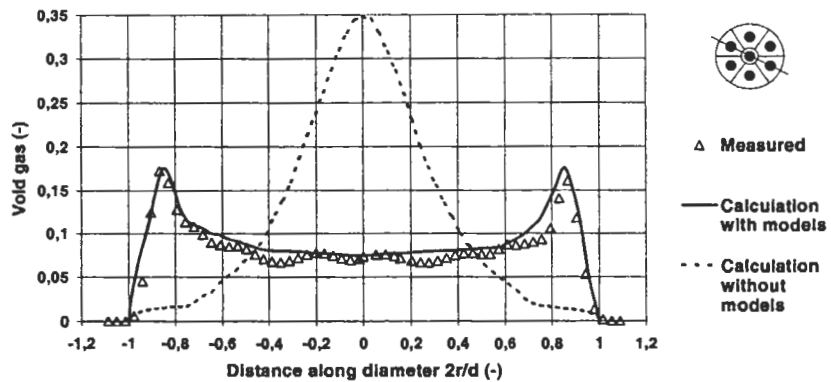
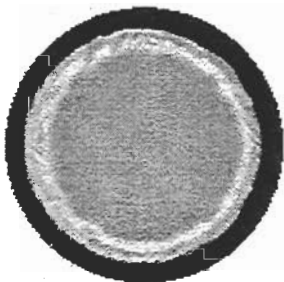
Zwischenphasenkräfte

In einem ersten Schritt werden für eine isotherme Blasenströmung die Impulsaustauschsterme eingeführt. Die Modellierung des Impulsaustausches erfolgt über die an einer umströmten Einzelblase angreifenden Kräfte. Aus der homogenen, viskosen Umströmung einer kugelförmigen Blase ergibt sich die Widerstandskraft mit einem von der Blasen-Reynolds-Zahl abhängigen Widerstandskoeffizienten $C_D \approx \frac{24}{Re_B} + \frac{5.48}{Re_B^{0.573}} + 0.36$.



$x = 10 d$.

Simulation des Voidprofils für den Querschnitt bei $x = 10d$.



$x = 63 d$

Simulation des Voidprofils für den Querschnitt bei $x = 63d$.

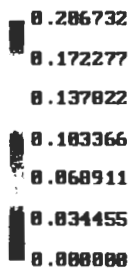


Abbildung 1:
Voidprofil für den symmetrischen Fall:
Gaszufuhr durch alle Düsen.

Befindet sich die Blase in einer Scherströmung, so tritt durch die ungleichmäßige Umströmung der Blase eine Querkraft auf. Diese Kraft wird in Anlehnung an die Potentialtheorie als Auftriebskraft bezeichnet und mit einem Koeffizienten $C_L \approx 0.5$ modelliert. Wird die

Blase in der Flüssigkeit beschleunigt, so ist zusätzlich zu der Arbeit zur Beschleunigung der Blase selbst auch Arbeit zur Beschleunigung eines von der Blase mitgeschleppten Flüssigkeitsfilms zu leisten. Aus der instationären, nicht-viskosen Blasenumströmung resultiert daraus eine Virtuelle Massenkraft mit einem Koeffizienten $C_{VM} \approx 0.5$. Schließlich wird die turbulente Dispersion von Blasen betrachtet. Es ergibt sich ein Transport des Gasvolumenanteils in Abhängigkeit von der turbulenten kinetischen Energie, der durch eine Turbulente Diffusionskraft mit einem Diffusionskoeffizienten $C_{TD} \approx 0.1$ modelliert wird.

$$\sum_{j=1,4} \mathbf{z}_{jL} = C_D \frac{3\varepsilon_G}{4D_B} \rho_L (\langle \mathbf{u}_G \rangle_G - \langle \mathbf{u}_L \rangle_L)^2 + C_L \rho_L \varepsilon_G (\langle \mathbf{u}_G \rangle_G - \langle \mathbf{u}_L \rangle_L) \times \langle \nabla \times \mathbf{u}_L \rangle_L \\ + C_{VM} \varepsilon_G \rho_L \left(\frac{D_G}{Dt} \langle \mathbf{u}_G \rangle_G - \frac{D_L}{Dt} \langle \mathbf{u}_L \rangle_L \right) + C_{TD} \rho_L \langle k_L \rangle_L \nabla \varepsilon_G \quad (6)$$

Die in das Rechenprogramm eingebauten Zwischenphasenkräfte werden anhand eines isothermen Blasenexperimentes überprüft, bei dem in einer turbulenten, aufwärtsgerichteten Wasserströmung unterschiedliche Gasverteilungen am Eintritt vorgegeben werden. Die im Experiment beobachtete radiale Umverteilung der Blasen wird von den Rechnungen erst unter Einbeziehung der Zwischenphasenkräfte gut simuliert. Dabei transportiert die Auftriebskraft die Blasen in Richtung der Rohrwand und bewirkt für den Void ein Ringprofil mit hohen Werten entlang der Wand. Die Turbulente Diffusionskraft dagegen glättet das Voidprofil. Durch die Modellierung der vier Zwischenphasenkräfte wird die für zweiphasige Strömungen bekannte, gegenüber einer einphasigen Strömung erheblich längere Einlaufänge bestätigt. Alle Ergebnisse werden dabei mit einem einheitlichen, theoretisch begründeten Satz von Koeffizienten in den Modellansätzen erzielt.

Blasensieden

In einem zweiten Schritt wird eine nicht-isotherme Blasenströmung mit Wärmeübertragung und Phasenübergang betrachtet. Die Modellierung des Energieaustauschs zwischen den Phasen erfolgt über eine empirische Nusselt-Korrelation für die Wärmeübertragung an der Phasengrenzfläche einer umströmten Einzelblase. Für den Dampf in der Blase wird eine Sättigungstemperatur angenommen, die mit dem Blaseninnendruck korrespondiert.

Mit der Wärmeübertragung von der Dampfblase an die Flüssigkeit ist eine Reduzierung des Blasen Volumens und ein Massenaustausch verknüpft, der im unterkühlten Flüssigkeitsbereich einer Kondensatquellichte entspricht.

$$\Delta h_{LG} \frac{d}{dt} \left(\rho_G \frac{\pi}{6} D_B^3 \right) = \alpha_{BI} (T_{Sat} - T_L) \pi D_B^2 \quad . \quad (7)$$

Die kleinskaligen, thermodynamischen Phänomene des voll entwickelten Blasensiedens an einer Wand werden integral durch zusätzliche Modellansätze erfasst. Wenn die Flüssigkeitstemperatur an der Wand die Sättigungstemperatur übersteigt, werden die Dampfquellichte Γ_G und die Temperatur an der Wand T_W iterativ berechnet. Die Dampfquellichte hängt von der aktiven Siedekeimdichte an der Wand N , dem Blasenablösedurchmesser D_A und der Blasenablösefrequenz f ab.

$$\Gamma_G = N(T_W) \cdot \rho_G \frac{\pi}{6} (D_A(T_W))^3 \cdot f \left(\left| \frac{\mathbf{q}''_W}{\rho_G} \right| \right) \quad . \quad (8)$$

Diese Parameter werden über empirische Korrelationen von Wang und Dhir (1993), Cole und Rohsenow (1969) und Malenkov (1973) in Abhängigkeit von dem Wandwärmestrom q''_W und von der Wandtemperatur T_W bestimmt. Zur Modellierung der Wandtemperatur werden drei Arten von Wärmeübertragung betrachtet: eine einphasige Wärmeübertragung, eine Übertragung der Latentwärme zur Blasenbildung und eine Wärmeübertragung an das nach der Blasenablösung aus der Kernströmung nachfließende Wasser. Der Gültigkeitsbereich der verwendeten empirischen Beziehungen und die Annahme einer idealen, verdünnten Blasenströmung beschränken den Gültigkeitsbereich des Wandsiedemodells auf Wandwärmeströme, die einen maximalen Dampfvolumenteil von 0.3 erzeugen. Der Gültigkeitsbereich ist im Gegensatz zu anderen Mehrphasen-Mehrkomponenten Rechenprogrammen aus der Reaktorsicherheit hier so gewählt, dass unterkühltes Blasensieden bei moderaten Wandwärmeströmen unter atmosphärennahen Drücken modelliert werden kann.

Die Modelle für die Kondensatquellldichte und die Dampfquellldichte an der Wand werden anhand eines Siedeexperiments überprüft.

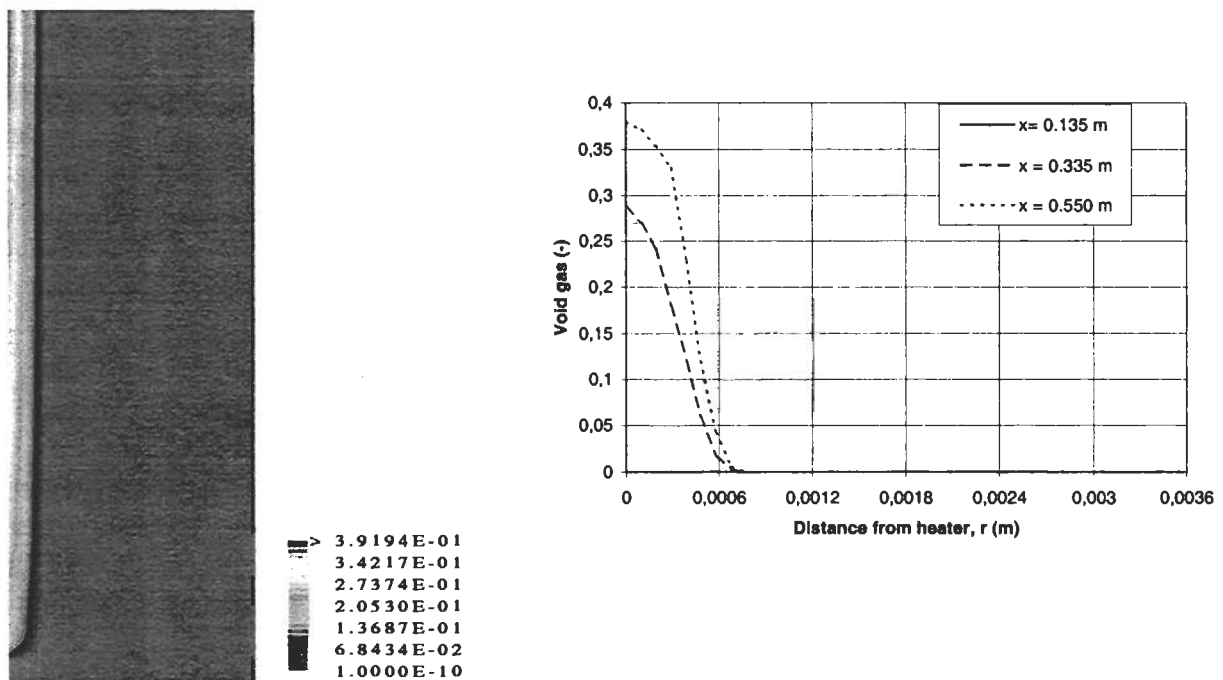


Abbildung 2: Voidprofile des Dampfes für verschiedene Höhen entlang des Spalts.
 $(j_L = 0.134 \text{ m/s}, T_{L,in} = 333 \text{ K}, p = 2 \text{ bar})$

In einem vertikalen, von unterkühltem Wasser durchströmten Ringspalt wird das Entstehen von Dampfblasen an einem mit konstantem Wandwärmestrom beaufschlagten Heizleiter untersucht. Die Länge der einphasigen Einlaufstrecke und damit der Einsatzpunkt des Blasensiedens als Funktion der Heizleistung werden von der Rechnung wiedergegeben. Der in Abhängigkeit der zugeführten Heizleistung berechnete, integrale Void stimmt mit der Messung gut überein. Die Blasen in der Temperaturgrenzschicht bewirken eine Verbesserung des Wärmeübergangs und somit ein langsames Ansteigen der Wandtemperatur. Eine Variation der Kontrollparameter Unterkühlung und Massenstrom des Wassers am Eintritt und Druck am Austritt zeigt den physikalisch erwarteten Einfluss. Als grundlegendes Ergebnis gilt, dass mit der Kondensatquellldichte und der Dampfquellldichte unterkühltes Blasensieden für moderate Wandwärmeströme simuliert werden kann.

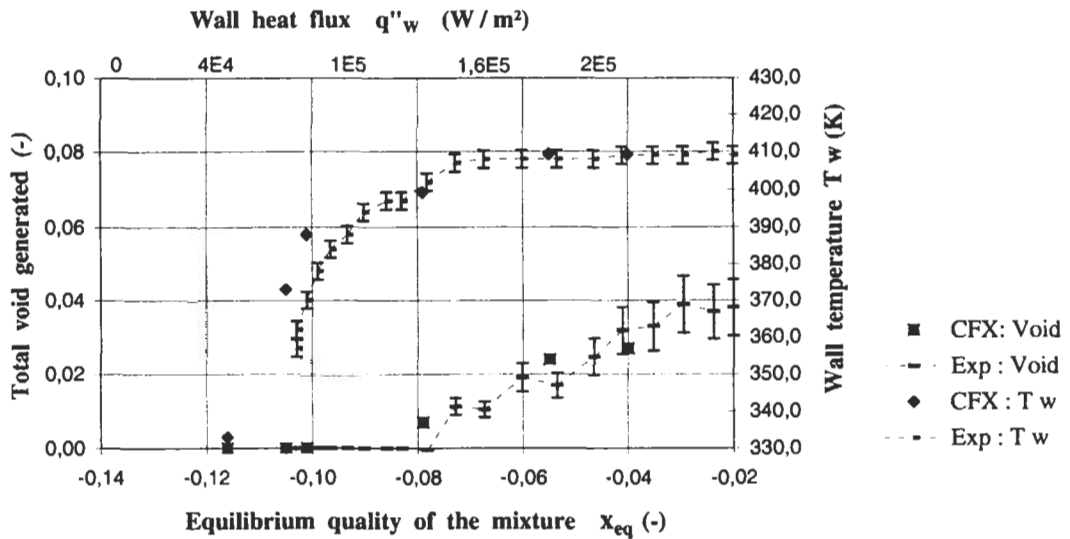


Abbildung 3: Integrale Profile des Voids und der Wandtemperatur in Abhängigkeit der Qualität der unterkühlten Mischung am Eintritt ($j_L = 0.134 \text{ m/s}$, $T_{L,in} = 333 \text{ K}$, $p = 2 \text{ bar}$).

Ausblick

Die in dieser Arbeit entwickelten und im Rechenprogramm CFX4.1 implementierten physikalischen Modelle stellen ein Werkzeug zur Verfügung, das z. B. für die Simulation der Mischkonvektionsströmung mit Siede- und Kondensationsvorgängen in der Versuchsanlage SUCOT angewandt werden kann. Bisherige experimentelle Beobachtungen bei der Inbetriebnahme der Versuchsanlage haben gezeigt, dass das sich einstellende Strömungsmuster stark von einer idealen, verdünnten Blasenströmung abweicht. Es werden Blasen mit stark unterschiedlicher Form und Größe beobachtet. In einem weiteren Schritt soll eine Erweiterung des Gültigkeitsbereichs der physikalischen Modelle, insbesondere der Zwischenphasenkräfte, auf nicht-ideale Blasenströmungen mit verschiedenen Blasenklassen unterschiedlicher Blasenform und Blasengröße vorgesehen werden. Mit dem Rechenprogramm können schließlich Anwendungsrechnungen zur Optimierung des Sumpfkühlkonzepts durchgeführt werden.

Lebenslauf



Name: Janssens-Maenhout, Greet
Geburtstag: 19. Juli 1970
Geburtsort: Eeklo (Belgien)
Staatsangehörigkeit: belgisch
Familienstand: verheiratet

Schulbildung

1976 - 1982 Grundschole in Eeklo
1982 - 1988 Onze-Lieve-Vrouw Ten-Doorn-Gymnasium in Eeklo
1988 Erlangung der Allgemeine Hochschulreife

Akademischer Werdegang

1988 - 1993 Studium an der Universität Ghent (Belgien)
Fachrichtung Elektrotechnik-Physik
1993 Abschluß des Studiums als Diplom-Ingenieur
1998 Promotion zum Doktor der Ingenieurwissenschaften
an der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Beruflicher Werdegang

1992 - 1993 Diplomandin zur Modellierung von Filtern für Kernschmelzunfälle
Abteilung Nukleare Sicherheit und Lizenzierung
Firma Westinghouse Energy Systems Europe (Brüssel)

1993-1995 Diplom-Ingenieurin zur Revision nuklearer Sicherheitsstudien
Abteilung Entwicklung und Analyse
Kontrolle-Organisme AIB Vinçotte Nucleaire GmbH (Brüssel)

1995 - 1998 Doktorandin auf dem Gebiet der Zweiphasenströmung
Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik
Forschungszentrums Karlsruhe GmbH

seit 1998 Nachwuchswissenschaftlerin
Institut für Kern- und Energietechnik
Forschungszentrums Karlsruhe GmbH

Experimentelle Untersuchungen zum Nachweis der langfristigen Kühlbarkeit von Kernschmelzen

von

Walter Tromm

aus

Karlsruhe

Tag des Kolloquiums:	16. Juli 1998
Hauptreferent:	Prof. Dr.-Ing. U. Müller
Korreferent:	Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. G. Ernst

Zusammenfassung

Für zukünftige Reaktoren werden Maßnahmen entwickelt, die zum Einschluss und zur Kühlung einer Kernschmelze innerhalb der Sicherheitsbehälters führen. Dies gelingt durch Wasserzutritt von unten in die Schmelze, die eine Fragmentierung der Schmelze und damit einen intensiven Kontakt mit dem Kühlwasser ermöglicht. An transparenten Schmelzen werden die wesentlichen Vorgänge bei Fragmentierung und Kühlung der Schmelze sichtbar gemacht: Die schnelle Verdampfung innerhalb der heißen Schmelze erzeugt eine Vielzahl von Strömungskanälen, die sich mit Einsetzen der Erstarrung stabilisieren. Diese Vorgänge werden durch die gute Kühlbarkeit und schnelle Erstarrung von thermitisch erzeugten Hochtemperaturschmelzen bestätigt. Damit ist bei relativ kleiner Wasserzutrittsrate unter Ausnutzung der Verdampfungswärme des Kühlmittels Wasser die Wärmeabfuhr aus der Schmelze auch unter ungünstigen Zuständen gewährleistet.

Einleitung

Um den Einschluss der Radioaktivität auch bei auslegungsüberschreitenden Störfällen in Kernkraftwerken zu gewährleisten, muss die Integrität des Sicherheitsbehälters bei einem Kernschmelzenunfall erhalten bleiben. Damit ist die Kernschmelze in einen sicheren Zustand zu überführen und zu kühlen, wenn sie bei einem Unfall aus dem Reaktordruckbehälter austritt. In diesem Zusammenhang wird im Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik des Forschungszentrums Karlsruhe eine Kernfängerkonstruktion (COMET-Konzept) entwickelt, die auf der Fragmentation der Schmelze beruht. Die Fragmentation entsteht durch Eintritt von Wasser in die Schmelze von unten, was die Schmelze aufbricht und porös erstarren lässt.

Das Ziel der experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit ist es, die Fragmentation und schnelle Kühlbarkeit von Schmelzen bei Wasserzutritt von unten zu klären und damit die Funktionsfähigkeit des COMET-Kernfängerkonzeptes zu untersuchen. Dazu wurden drei Arten von Experimenten durchgeführt, deren Ergebnisse im Folgenden zusammengefasst sind.

Experimentelle Untersuchungen

Experimente mit hochviskosen, isothermen Flüssigkeiten:

Bei den Experimenten mit hoch viskosen, isothermen Flüssigkeiten wird die Hydrodynamik der Gas-Flüssigkeits-Strömung bei reinem Gaszutritt von unten untersucht, ohne dass Verdampfungs- und Erstarrungsvorgänge auftreten, siehe Abb. 1. Damit wird geklärt, inwieweit die mit realitätsnahen Schmelzen beobachteten Fragmentationsvorgänge, die die Schmelzen nahezu gleichmäßig aufbrechen, allein durch hydrodynamische Vorgänge verursacht werden. Bei hohen Gasraten kommt es im Bereich des Blasengasens zur Bildung von Schwarmblasen als Folge der Koaleszenz zweier aufsteigender Blasen mit nachfolgendem Zerplatzen der entstandenen großen Blase, siehe Abb. 2. Dieses Zerplatzen wird bei hoher Viskosität nicht beobachtet. Der Beginn des turbulenten Bereiches der Basenbildung und der Übergang zum Strahlgas im Fluid werden mit steigender Viskosität erst bei sehr hohen Volumenströmen erreicht.

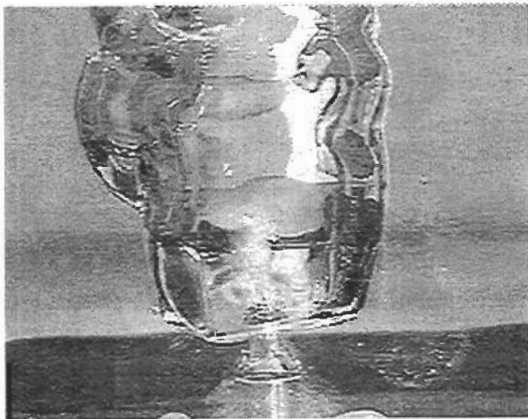


Abb. 1: Primärblase mit eindringenden Flüssigkeitspartikeln.

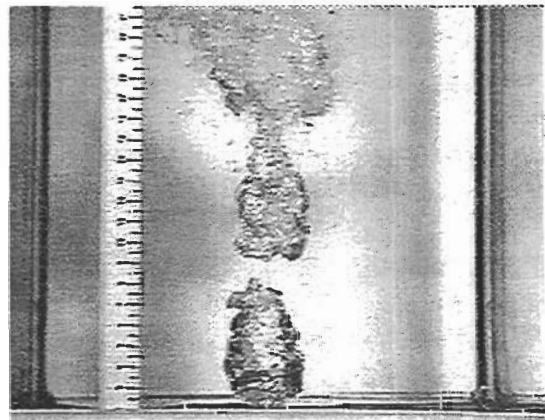


Abb. 2: Ausbildung von Schwarmblasen.

Die Bildung von Blasenschwärmen durch Blasenzerplatzen ist nicht als der Mechanismus anzusehen, der zur gleichmäßigen Fragmentation der Schmelzen führt, da die entstehenden Blasenschwärme sich nicht seitwärts in die Flüssigkeit ausbreiten. Auch im Bereich des Strahlgasens gibt es keine Hinweise auf die Bildung von Vielfachverzweigungen der Gaskanäle, wie sie in heißen Schmelzen beobachtet werden. Damit wird deutlich, dass für die

Fragmentationsvorgänge die schnelle Verdampfung des Wassers innerhalb der heißen Schmelze wesentlich ist, begleitet von der beginnenden Erstarrung der Schmelze, die die Strömungskanäle stabilisiert.

Experimente mit heißen Kunststoff- und Metallschmelzen:

Bei den Experimenten mit heißen Kunststoff- und Metallschmelzen, in die von unten durch einen Einzelkanal Wasser eingeführt wird, stellt sich stets eine weitgehende Vermischung von Schmelze und Kühlmedium mit nachfolgender poröser Erstarrung ein. In Experimenten mit hoher Zähigkeit der heißen Schmelze bilden sich bei Kühlwasserzutritt zunächst Einzelkanäle aus, die sich in der Regel nachfolgend verzweigen, während bei niedrig viskosen Schmelzen bereits kurz nach Einsetzen der Flutung Kanalverzweigungen entstehen. Schmelzen mit niedrigerer Viskosität und hoher Temperaturleitfähigkeit werden wesentlich stärker fragmentiert als Schmelzen mit hoher Viskosität und kleinerer Temperaturleitfähigkeit. Deshalb sind geschichtete Metall- und Kunststoffschmelzen nach sehr kurzer Zeit vollständig fragmentiert und erstarrt, während in Experimenten mit reinen Kunststoffschmelzen bei hoher Viskosität durch den langsameren Fragmentationsvorgang längere Erstarrungszeiten beobachtet werden.

Hoher Flutwasserdruck führt in der Schmelze zu weiten Kühlkanälen mit geringem Strömungsdruckverlust. Bei niedrigem Flutwasserdruck bildet sich ein verästeltes Kanalnetzwerk aus, in dem der Druckverlust des Kühlmittels relativ hoch ist, aber dennoch eine ausreichende Durchströmung des porös erstarrten Schmelzkörpers gewährleistet ist.

Experimente mit Hochtemperatur-Thermitschmelzen:

Die Experimente mit Hochtemperatur-Thermitschmelzen entsprechen in ihren wichtigen physikalischen Eigenschaften den möglichen Schmelzen in einem schweren Reaktorunfall. Der Versuchsaufbau ist so gewählt, dass er eine Übertragung auf die Geometrie der Kernfängerkonstruktion erlaubt.

In den Experimenten werden Schmelzbathhöhen bis ca. 40 cm für reine Oxidschmelzen und 50 cm für 2-komponentige Metall- und Oxidschmelzen realisiert. Die Versuche zeigen in allen Fällen eine sehr schnelle und wirksame Abkühlung der Schmelze, die mit einer wesentlichen Fragmentation und porösen Erstarrung der Schmelze gekoppelt ist. Die erstarrte Schmelze besitzt eine Porosität von ca. 30% im metallischen Teil und von ca. 50% im oxidischen Teil, siehe Abb. 3. Dies erklärt die schnelle Kühlbarkeit auch der schlecht wärmeleitenden Oxidschmelze durch große innere kühlbare Oberflächen der Schmelze. Durch die bei den Experimenten beobachtete hohe Wasserzutrittsrate von größer als 100 ml/s ist eine sichere Wärmeabfuhr von 250 kW aus der Schmelze gewährleistet.

Die Experimente mit metallischem Zirkonium-Anteil in der Schmelze zeigen, dass bei Einsetzen der Wasserzufuhr zunächst in einer kurzen Reaktionsphase das Zirkonium Zr durch das Wasser oxidiert wird. In dieser Phase verhindert die freigesetzte chemische Energie zunächst eine wesentliche Abkühlung der Schmelze. Nach Ende der Zr-Oxidation folgt die schnelle Abkühlung der Schmelze und ihre poröse Erstarrung.

Nur unter gezielt eingestellten, extremen Versuchsbedingungen werden in einigen Experimenten heftige Schmelze-Wasser-Wechselwirkungen beobachtet, die als Dampfexplosionen mit kleinen Wassermengen zu bewerten sind. Aber selbst unter den extrem ungünstigen Bedingungen dieser Experimente ist der ermittelte Wirkungsgrad von umgesetzter thermischer Energie der Schmelze in mechanische Energie mit 10^{-5} außerordentlich klein. Die daraus zu erwartenden mechanischen Energien stellen keine Gefährdung des Kühlkonzeptes dar.

Der in den Experimenten eingestellte Referenzdruck des Kühlwassers von 0.2 bar gegenüber der Schmelze hat sich als zweckmäßig und ausreichend erwiesen. Es erscheint sinnvoll,

diesen Druck auch für das Kernfängerkonzept zu übernehmen. Durch eine ungleichmäßige Erosion der Opferschicht der großflächigen Kernfängerkonstruktion könnten die Schmelzkappen in Teilbereichen verzögert geöffnet werden. An diesen Stellen würde nicht mehr der volle Wasserdruck anstehen. Diese spezifische Situation wird in verschiedenen Experimenten dadurch untersucht, dass der Wasserdruck auf den Grenzfall 0 bar abgesenkt wird. Es zeigt sich, dass auch unter diesen Bedingungen die Schmelze porös erstarrt und sich eine ausreichende Zahl freier Kühlkanäle in der Schmelze ausbildet. Damit ist für diesen ungünstigen Fall die sichere Kühlung der Schmelze nachgewiesen. In diesem Fall erfordert der Abkühlvorgang eine längere Zeit. Experimente mit erhöhtem Wasserdruck von 0.4 bar zeigen erwartungsgemäß ein schnelleres Eindringen des Kühlwassers und eine höhere Kühlrate.

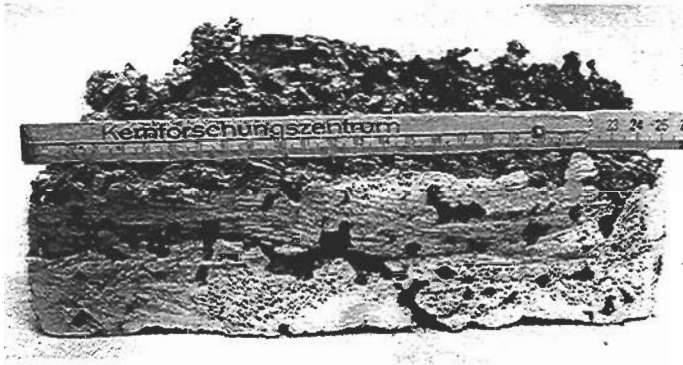


Abb. 3: Schnitt durch die porös erstarrte Metallschicht.

Physikalische Modellvorstellungen

Einfache, physikalische Modellvorstellungen werden zur Analyse des elementaren Kühlvorganges entwickelt, um die Vorgänge beim Eindringen von Dampf-Wassergemischen in eine Schmelze an einer Einzelöffnung nachzubilden. Ausgehend von den Vorstellungen des Blasen- und Strahlgasens werden die einleitenden Phänomene bei der Kühlung und Erstarrung der Schmelzen durch Modelle beschrieben. Dazu wird einerseits ein Modell für eine Zweiphasenströmung in einer wachsenden Dampfblase entwickelt. Das Modell beschreibt einen Blasenkopf mit einem freien Zuströmkanal und untersucht die Wechselwirkungen zwischen Dampf-Wasserzuströmung in den Blasenkopf, seitlicher Expansion des Zuströmkanals und Blasenseparation. Andererseits wird zur Identifikation elementarer Prozesse, die zu Kanalverzweigungen führen, ein aus zwei axialen Segmenten bestehendes Modell einer Ringraumströmung entwickelt und auf die Stabilität der Strömungszustände hin geprüft.

Die Rechnungen zeigen den dämpfenden Einfluss der Viskosität der Schmelze auf die Dynamik der sich ausbildenden Dampfblase. Bei einer niedrigeren Viskosität der Schmelze und hinreichend großen Dampfzuströmraten ergeben sich Hinweise auf eine Blasenseparation und Kanalverzweigung in der Schmelze. Die Rechnungen erfassen damit qualitativ den beobachteten Einfluss der Viskosität auf das Einsetzen der Fragmentation der Schmelze.

Schlussbetrachtung

Die prinzipielle Funktionsfähigkeit des COMET-Kühlkonzepts für Kernschmelzen durch Kühlwasserzufuhr von unten konnte in den Experimenten nachgewiesen werden. Die Schmelze wird durch den Wasserzutritt von unten in eine poröse Struktur aufgebrochen und erstarrt in einer kühlbaren Konfiguration. Damit ist bei relativ kleiner Wasserzutrittsrate und unter Ausnutzung der Verdampfungswärme des Kühlmittels Wasser die Wärmeabfuhr aus der Schmelze auch unter ungünstigsten Zuständen gewährleistet.

Lebenslauf

Walter Tromm

Rehbuckel 31
76228 Karlsruhe

Geburtsdatum: 19.05.1960
Geburtsort: Köln



Ausbildung

1966-1970 Grundschule
1970-1979 Gymnasium Rheinfelden Abitur
Okt. 1980 - Okt. 1987 Studium an der Universität Karlsruhe (TH)
 Fachrichtung Maschinenbau, Vertiefung Kerntechnik
Okt. 1987 Diplom: Abschätzung der Radionuklidverteilung und der Strahlen-
 exposition bei Auslaugung einer wiedererstarteten Kernmaterial-
 Beton-Schmelze
 Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Neutronenphysik und
 Reaktortechnik (INR)
Juli 1998 Promotion an der Universität Karlsruhe (TH):
 Experimentelle Untersuchungen zum Nachweis der langfristigen
 Kühlbarkeit von Kernschmelzen

Beruflicher Werdegang

Juli 1979 - Sep. 1980 Grundwehrdienst
Nov. 1987 Mitarbeiter Ingenieurbüro Bork: Arbeiten für:
 Forschungszentrum Karlsruhe, Projekt Nukleare Sicherheitsforschung
Dez. 1987 - Feb. 1988 Forschungszentrum Karlsruhe:
 Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik (INR)
 Abschätzungen zu Unfallfolgen bei einem Kernschmelzunfall
seit Aug. 1988 Forschungszentrum Karlsruhe:
 Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik (IATF)
 Untersuchungen zu auslegungsüberschreitenden Störfällen in einem
 Kernkraftwerk
Sept. 1998 –Sept. 1999 Joint Research Centre-Ispra, European Commission, Institute for
 Systems, Informatics and Safety (ISIS)
 FARO-Projekt und Untersuchungen mit realen Kernschmelzen
seit Sept. 1999 Forschungszentrum Karlsruhe:
 Institut für Kern- und Energietechnik (IKET)
 Untersuchungen zu schweren Störfällen in dem Europäischen
 Druckwasserreaktor (EPR)
 stellvertr. Arbeitskreisleiter des VDI-GET im Bezirk Karlsruhe

Numerische Untersuchung von Strömungen in Kanälen mit Versperrungen unter dem Einfluß von Magnetfeldern

von

Bernhard Mück

aus

Karlsruhe

Tag des Kolloquiums: 24. Oktober 1998
Hauptreferent: Dr.-Ing. habil. C. Günther
Korreferenten: Prof. Dr.-Ing. U. Müller
Prof. Dr.-Ing. H. Oertel

Zusammenfassung

Es wurde ein Programm zur Berechnung von dreidimensionalen, instationären Zwangskonvektionsströmungen um Hindernisse unter dem Einfluss von Magnetfeldern entwickelt. Die bei MHD-Strömungen typischen sehr dünnen Hartmannschichten werden durch ein analytisches Modell ersetzt. Exemplarisch wird der Einfluss eines magnetischen Feldes auf eine dreidimensionale Kármánsche Wirbelstraße hinter einem Zylinder in einer Kanalströmung untersucht. Hierbei ist insbesondere der Übergang zu einer quasi-zweidimensionalen instationären MHD-Strömung von Interesse sowie die vollständige Unterdrückung der instationären Wirbelablösung durch ein magnetisches Feld. Es zeigt sich, dass durch den Einfluss der Trägheit die Wirbel zigarrenförmig deformiert werden. Durch dreidimensionale Visualisierung der anfallenden großen Datenmengen konnten komplexe Zusammenhänge verständlich dargestellt werden.

Einleitung

Für die Abfuhr von Wärme aus thermisch hochbelasteten Bauteilen in Fusionsreaktoren sind flüssige Metalle aufgrund ihrer hohen Wärmeleitfähigkeit und geringen Zähigkeit sehr gut geeignet. Eine Verbesserung der Wärmeabfuhr ist möglich, wenn die Strömung zusätzlich instationär, dreidimensional, wirbelbehaftet und damit turbulent ist. Strömungen flüssiger Metalle hoher elektrischer Leitfähigkeit können durch magnetische Felder beeinflusst werden. Durch die Wirkung von elektrodynamischen Kräften können sich stark von den Gesetzmäßigkeiten der hydrodynamischen Strömung abweichende Geschwindigkeitsverteilungen ausbilden. Die elektrodynamischen Kräfte besitzen generell eine dämpfende Wirkung, die jedoch stark richtungsabhängig ist. Sie können eine zweidimensionale turbulente Strömung erzeugen, bei der alle vorhandenen Wirbel in Magnetfeldrichtung ausgerichtet sind.

In dieser Arbeit wird untersucht, wie sich das Strömungsmuster einer MHD-Strömung durch eingebrachte 'Turbulenzpromotoren' in Form von zylindrischen Stäben ändert. Es wird durch eine dreidimensionale numerische Simulation gezeigt, wie die von den Turbulenzpromotoren erzeugten Wirbel unter der Wirkung eines magnetischen Feldes gedämpft werden. Durch die dreidimensionale Visualisierung der aus der numerischen Simulation gewonnenen Daten ist es möglich, die komplexen Vorgänge so aufzubereiten, dass physikalische Zusammenhänge erkennbar werden. Es wird weiter gezeigt, bei welcher Kombination der äußeren Parameter Magnetfeld und Strömungsgeschwindigkeit eine Wirbelerzeugung durch Turbulenzpromotoren möglich ist.

Physikalische Grundlagen

Das Strömungsverhalten elektrisch leitender Fluide in magnetischen Feldern wird im induktionsfreien Grenzfall beschrieben durch Gleichungen für die Erhaltung von:

$$\begin{array}{l} \text{Impuls} \\ \text{Masse} \\ \text{Ladung} \end{array} \quad \begin{array}{l} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \\ \nabla \cdot \mathbf{v} \\ \nabla \cdot \mathbf{j} \end{array} = \begin{array}{l} -\nabla p + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{v} + N(\mathbf{j} \times \mathbf{B}), \\ 0, \\ 0, \end{array} \quad \begin{array}{l} (1) \\ (2) \\ (3) \end{array}$$

und durch das

$$\text{Ohmsche Gesetz} \quad \mathbf{j} = -\nabla \Phi + \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (4)$$

Hierbei stehen \mathbf{v} , \mathbf{B} , \mathbf{j} für die Vektoren der Geschwindigkeit, der magnetischen Induktion und der elektrischen Stromdichte, skaliert mit v_0 , B_0 , $\sigma v_0 B_0$. Der Druck p sowie das elektrische Potenzial Φ werden mit ρv_0^2 und mit $D v_0 B_0$ skaliert. Durch die Skalierung entstehen zwei Kennzahlen. Die Hartmann-Zahl $M = DB_0(\sigma/\rho v)^{1/2}$ stellt ein Verhältnis von elektromagnetischen Kräften und Reibungskräften dar. Der Interaktionsparameter $N = \sigma D B_0^2 / \rho v_0$ stellt ein Verhältnis von elektromagnetischen Kräften und Trägheitskräften dar. Das charakteristische Längenmaß ist die Seitenlänge D des Zylinders. Es wird eine isotherme Strömung betrachtet. Als konstante Stoffgrößen treten die Dichte des Mediums ρ , die kinematische Viskosität ν sowie die elektrische Leitfähigkeit σ auf.

Als Randbedingung für die Geschwindigkeit wird die Haftbedingung an festen Wänden gewählt. Am Eintritt des Kanals wird ein festes Strömungsprofil angenommen. Am Austritt

des Kanals wird eine nicht reflektierende, konvektive Randbedingung

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + U \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x} = 0, \quad (5)$$

gewählt, wobei U auf die mittlere Geschwindigkeit am Eintritt gesetzt wird. Für das Potenzial kann unter der Annahme dünner, elektrisch leitender Wände eine Randbedingung hergeleitet werden:

$$\nabla \Phi_n = -\nabla_t \cdot (c \nabla_t \Phi). \quad (6)$$

wobei c die dimensionslose Wandleitfähigkeit ist. Bei steigenden Hartmann-Zahlen nimmt die Dicke der Hartmann-Schichten analog $\delta = 1/M$ ab, so dass es mit hohem Speicheraufwand verbunden wäre, sie mit einem numerischen Gitter aufzulösen. Von Bühler (1995) wurde deshalb eine Modellierung der Hartmannschicht vorgeschlagen. Die zugrundeliegende Idee dieses Modells ist, dass die Hartmann-Schichten einen zusätzlichen Pfad zur Schließung der Ströme bereitstellen. Dies kann durch eine Modifikation der Potenzial-Randbedingung (6) ausgedrückt werden:

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \Phi = -\nabla_t \cdot ((c + \delta) \nabla_t \Phi), \quad (7)$$

wobei Wand und Hartmann-Schicht zu einer Schicht für den Strom zusammengefaßt werden. Diese ursprünglich für trägheitsfreie Strömungen verwendete Modellierung ist vorteilhaft, da die Simulation jetzt nur noch von der Auflösung der erheblich dickeren Seitenschichten ($\delta = 1/\sqrt{M}$) begrenzt wird. Als exemplarisches Beispiel wird die dreidimensionale Strömung um einen quadratischen Zylinder nach Abbildung 1a) berechnet.

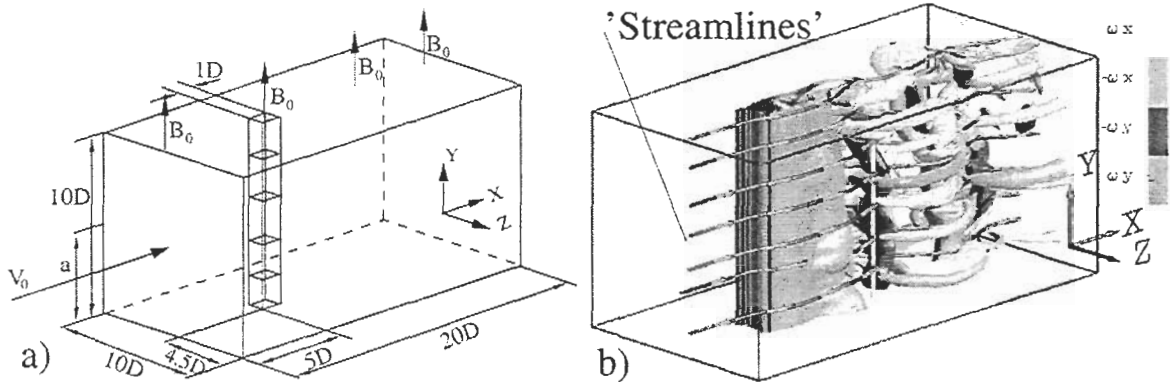


Abbildung 1: a) Geometrie und Abmessungen. b) Hydrodynamischer Fall; Isovorticity-Oberflächen bei $Re=200$; $\omega_y = \pm 6$; $\omega_x = \pm 3$.

Im hydrodynamischen Fall bildet sich für $Re \gtrsim 50$ eine Kármánsche Wirbelstraße aus. Für $Re \gtrsim 160$ wird die Wirbelstraße dreidimensional. Es treten sogenannte Rippenwirbel in Spannweitenrichtung auf, siehe Abbildung 1b). Aufgrund der Strömungsverhältnisse im Nachlauf des Zylinders wird angenommen, dass es sich um eine Taylor- oder Görtler-Instabilität handelt. Das Einsetzen der dreidimensionalen Instabilität macht sich durch eine plötzliche Veränderung in den Auftriebs- und Widerstandsbeiwerten am Zylinder bemerkbar. Diese zeigen im Weiteren eine starke Amplitudenmodulation. Die in Abbildung 1b) gezeigte Strömungsform stimmt mit bekannten experimentellen und numerischen Ergebnissen überein.

Wirbeldämpfung durch magnetische Felder

Auf die in Abbildung 1b) gezeigte Strömung wird nun ein magnetisches Feld in Richtung des Zylinders angewendet, mit dem Ziel, zunächst eine quasi zweidimensionale Strömungsform zu erreichen und danach die Wirbelablösung völlig zu unterdrücken.

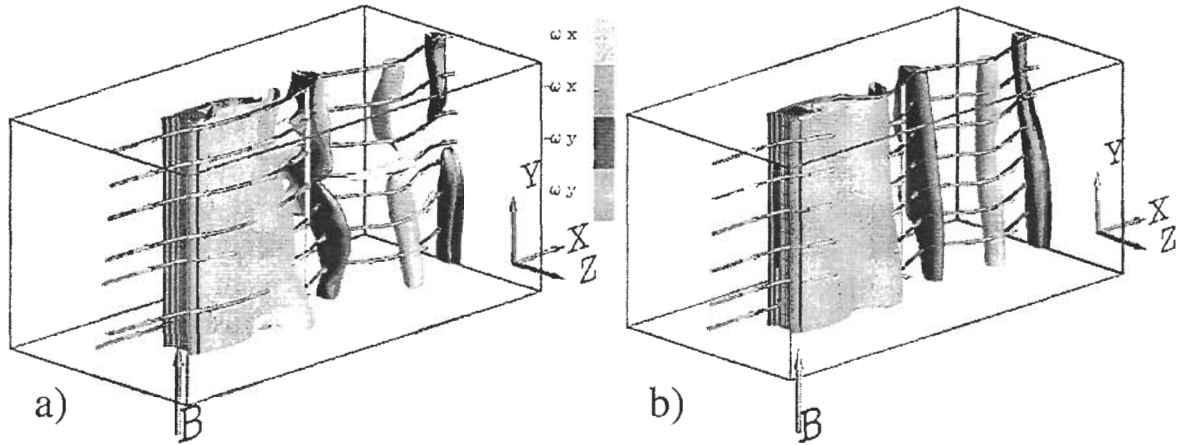


Abbildung 2: Isovorticity-Oberflächen der MHD-Strömung bei $Re=200$; $\omega_y = \pm 6$; $\omega_x = \pm 3$; a) $M=6.3$; $N=0.2$, b) $M=14.2$; $N=1$.

Abbildung 2a) zeigt, dass schon bei $N = 0.2$ Wirbelstrukturen senkrecht zum angelegten Feld stark gedämpft werden. Zusätzlich ist erkennbar, dass die Wirbel in etwa senkrecht auf den Hartmann-Wänden stehen. Wird der Interaktionsparameter auf $N = 1$ (Abb. 2b) erhöht, so erkennt man eine vollständige Dämpfung der magnetfeldsenkrechten Wirbel. Die übrigen Wirbel sind in Magnetfeldrichtung ausgerichtet. In Abbildung 3a) ist erkennbar, dass die Geschwindigkeitsfluktuationen parallel zum magnetischen Feld rasch abklingen. Dies zeigt die Entwicklung hin zu einer quasi zweidimensionalen Strömung. Die Ausbildung einer zweidimensionalen Strömung bei diesen Kennzahlen ist in Übereinstimmung mit Experimenten und theoretischen Abschätzungen. Ebenso ist die vollständige Dämpfung der Wirbelstraße (siehe Abb. 3b) in guter Übereinstimmung mit dem Experiment.

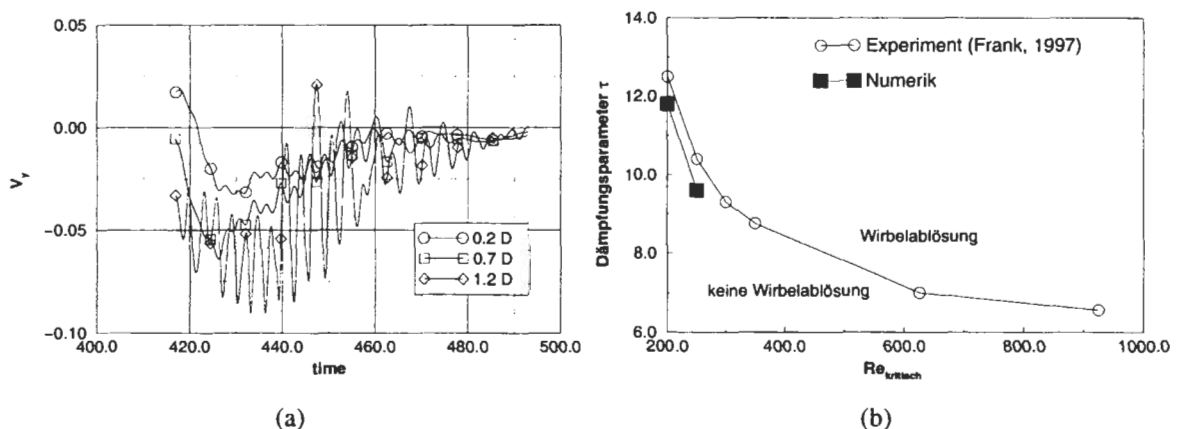


Abbildung 3: a) $Re = 200$; $M = 14.2$, $N = 1$ Verlauf der Geschwindigkeitskomponente v_y an drei Stellen im Nachlauf des Zylinders. b) Vollständige Dämpfung der Wirbelstraße.

Verlauf der elektrischen Ströme

Um die Mechanismen der MHD-Wirbeldämpfung verstehen zu können ist es wichtig, die Schließungspfade des elektrischen Stromes zu kennen. Bewegen sich die Wirbel in Hauptströmungsrichtung, so entsteht ein komplexes dreidimensionales Muster des elektrischen Stromes. Kennt man dieses Muster, so ist es auf einfache Weise möglich, auf die Kraftwirkung der Lorentz-Kraft zurückzuschließen. Es zeigt sich in Abbildung 4, dass der Verlauf des elektrischen Stromes einer Überlagerung der Ströme im einzelnen, nichtbewegten Wirbel mit dem Wirbel in einer Kanalströmung entspricht.

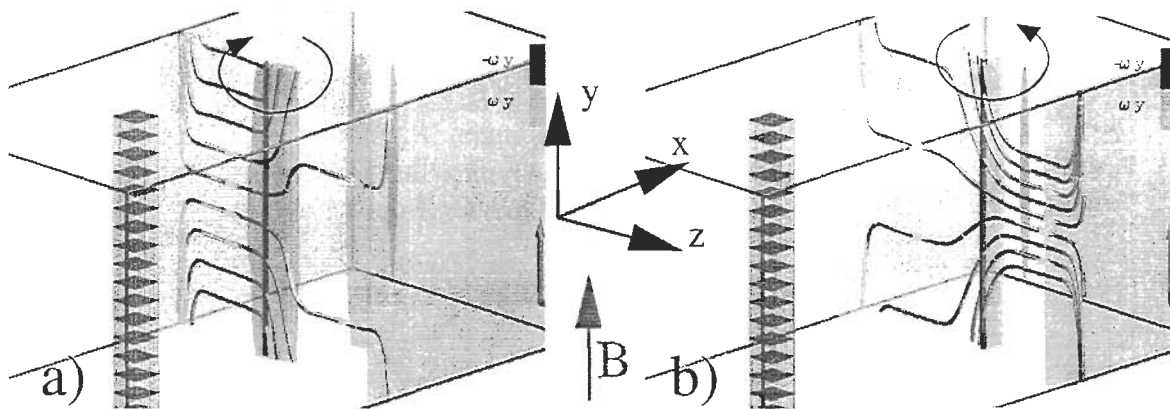


Abbildung 4: Elektrischer Strom eines mit der Strömung mitbewegten Wirbels. a) Drehung im Uhrzeigersinn. b) Drehung gegen Uhrzeigersinn b).

Der an Details interessierte Leser sei an dieser Stelle auf die Originalarbeit verwiesen, die als Bericht FZKA6292 des Forschungszentrums Karlsruhe veröffentlicht ist.

Ausblick

Die Durchführung dreidimensionaler instationärer numerischer Berechnungen ist sehr aufwendig, da große Datenmengen verarbeitet werden müssen. Um bei den hier erforderlichen Gitterauflösungen im Bereich von 1-10 Millionen Gitterpunkten in vertretbarer Zeit zu einem Ergebnis zu kommen, ist der Einsatz der jeweils neuesten Großrechner-Generation notwendig. Bei den heute eingesetzten Großrechnern (SNI VPP300, IBM RS/6000 SP) handelt es sich in der Regel um Parallelrechner oder Vektor-Parallelrechner. Der Fortschritt zu den früher eingesetzten Vektorrechnern wird hauptsächlich durch die Möglichkeit einer parallelen Abarbeitung eines Programms erzielt. Die bisherige stürmische Entwicklung der Rechnerleistung lässt weitere Steigerungen erwarten. Um diese Leistung nutzen zu können, sollten auch die Aspekte der eingesetzten Algorithmen hinsichtlich der Verwendbarkeit auf parallelen Rechner-Architekturen beachtet werden.

Lebenslauf

Name: Mück, Bernhard
Geburtstag: 14. Juli 1964
Geburtsort: Karlsruhe
Staatsangehörigkeit: deutsch



1971 - 1975 Grundschule in Thalgingen (Bayern)
1975 - 1984 Bertha-von-Suttner-Gymnasium in Neu-Ulm
1984 Erlangung der Allgemeinen Hochschulreife

1984 - 1985 Grundwehrdienst in Landsberg am Lech

1985 - 1993 Studium an der Universität Karlsruhe
Fachrichtung Allgemeiner Maschinenbau
1993 Abschluß des Studiums als Diplom-Ingenieur

1993 - 1995 Wissenschaftlicher Angestellter am
Institut für Strömungslehre und Strömungsmaschinen

1995 - 1998 Doktorand am Institut für
Angewandte Thermo- und Fluidodynamik
des Forschungszentrums Karlsruhe GmbH
1998 Promotion zum Doktor der Ingenieurwissenschaften
an der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe

seit 1998 Wissenschaftlicher Angestellter am
Institut für Kern- und Energietechnik
am Forschungszentrum Karlsruhe (FZK)

Modellierung zur Ausbreitung von Schmelzen bei gleichzeitiger Erstarrung

von

Michael Bunk

aus

Friedrichshafen

Tag des Kolloquiums: 01. Juli 1999
Hauptreferent: PD Dr.-Ing. habil. P. Ehrhard
Korreferenten: Prof. Dr.-Ing. U. Müller
Prof. Dr.-Ing. H. Oertel

Zusammenfassung

Die Arbeit befasst sich mit der Ausbreitung viskoser, schlecht wärmeleitender Schmelzen unter dem Einfluss erstarrender dünner Krusten. Hierbei wird zum einen Krustenbildung auf einer horizontalen Bodenplatte, zum anderen Krustenbildung an der freien Grenzfläche zwischen Schmelze und umgebendem Gas betrachtet. Es wird, basierend auf einer nichtisothermen Dünnschichtapproximation, die Lösung von Geschwindigkeits- und Temperaturfeld für eine durch Schwer- und Reibungskräfte dominierte Ausbreitungsströmung hergeleitet. Das zentrale Problem stellt dabei die Lösung einer nicht-linearen Evolutionsgleichung zur Bestimmung der freien Grenzfläche dar. Zur Lösung werden Ähnlichkeitstransformationen und alternativ numerische Verfahren verwendet.

Einleitung

Die Ausbreitung flüssiger Schmelzen unter dem Einfluss gleichzeitiger Erstarrung hat einen weiten Anwendungsbereich in der Geophysik und der Reaktortechnik. Beispiele hierfür sind zum einen die Ausbreitung flüssiger Lava nach einem Vulkanausbruch, zum anderen die Ausbreitung einer Kernschmelze nach einem schweren Kernschmelzenfall. Bezüglich der Ausbreitung einer Lavaschmelze stellt sich die Frage, ob ein Lavastrom Städte oder Dörfer in der Nähe des Vulkans erreicht, oder ob die Erstarrung der Schmelze die Ausbreitung rechtzeitig stoppt. Im Gegensatz dazu stellt sich bei der Anwendung in der Reaktortechnik die umgekehrte Frage. Hier muß eine ausreichend große Ausbreitungsfläche bedeckt werden, um nach der Erstarrung die Kühlung der Kernschmelze und die sichere Abfuhr der Nachzerfallswärme zu gewährleisten.

Problemstellung

Abb. 1 zeigt eine Skizze des betrachteten Problems. Je nach Vorgabe der thermischen Randbedingungen bilden sich Krusten, entweder auf der horizontalen Bodenplatte und/oder an der freien Grenzfläche zwischen Schmelze und umgebendem Gas. Durch die ortsabhängige Schmelzenhöhe $h(x, t)$ entsteht im Schwerfeld g ein horizontaler Druckgradient, der als Antrieb der Ausbreitungsströmung dient. Für Krustenbildung auf der horizontalen Bodenplatte reduziert sich dieser Druckgradient, somit wird die Ausbreitung mit wachsender Krustendicke gehemmt. Der wesentliche Einfluss der Krustenbildung an der freien Grenzfläche ist eine Änderung der kinematischen Randbedingungen. Während die freie Grenzfläche bei der Ausbreitung ohne Krusteneinfluss nahezu schubspannungsfrei ist, führt die Bildung einer Kruste zum Anhaften von flüssiger Schmelze an die erstarrte Kruste. In Abhängigkeit von der Wechselwirkung zwischen Kruste und Umgebung, sowie von den mechanischen Eigenschaften der Kruste kann dies zu einer deutlichen Beeinflussung der Ausbreitung führen.

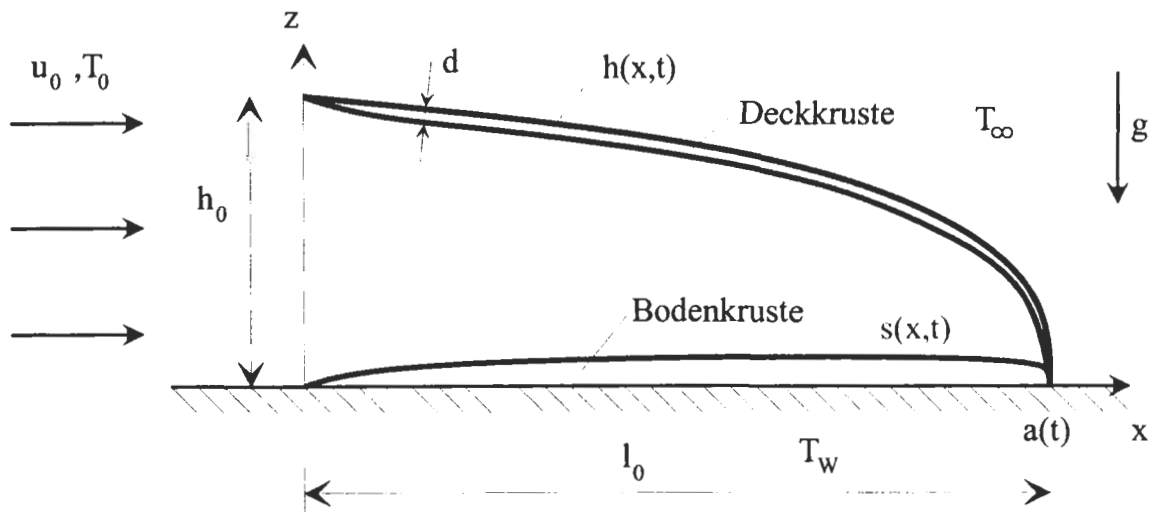


Abb. 1: Skizze einer Ausbreitungsströmung mit Krustenbildung.

Modell zur Krustenbildung an der Bodenplatte

Für eine durch Schwer- und Reibungskräfte dominierte Ausbreitungsströmung lassen sich die Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls analytisch lösen. Die Lösung des Temperaturfeldes erfolgt für schlecht wärmeleitende Schmelzen mittels einer angepassten asymptotischen Entwicklung. Das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld ist hierbei abhängig von der, sich als Teil der Lösung einstellenden, Schmelzenhöhe $h(x, t)$. Zur Bestimmung der freien Grenzfläche ist die Lösung einer nichtlinearen Evolutionsgleichung notwendig. In dimensionslosen Größen ergibt sich

$$H_\tau - \frac{\epsilon Re}{3Fr} ((H - S)^3 H_X)_X = 0 \quad , \quad (1)$$

mit

$$S(X, \tau) = \varphi_S (1 - e^{-C_{ms} X/A(\tau)}) \left(\frac{3Fr}{(\epsilon Re)^2 Pr} \frac{\int_0^X \sqrt{-HH_X} dX^*}{(-HH_X)^{3/2}} \right)^{1/3} . \quad (2)$$

Abb. 2 zeigt die Entwicklung der Schmelzenhöhe $H(X, \tau)$ sowie die Position der Kontaktlinie $A(\tau)$ für verschiedene dimensionslose Erstarrungstemperaturen Θ_S . Alle Profile zeigen den signifikanten Einfluss der Bodenkruste. Mit steigenden Erstarrungstemperaturen nimmt die Dicke der Kruste $S(X, \tau)$ zu. Dies führt durch die Reduzierung des antreibenden Druckgradienten zu einer Verlangsamung der Ausbreitung.

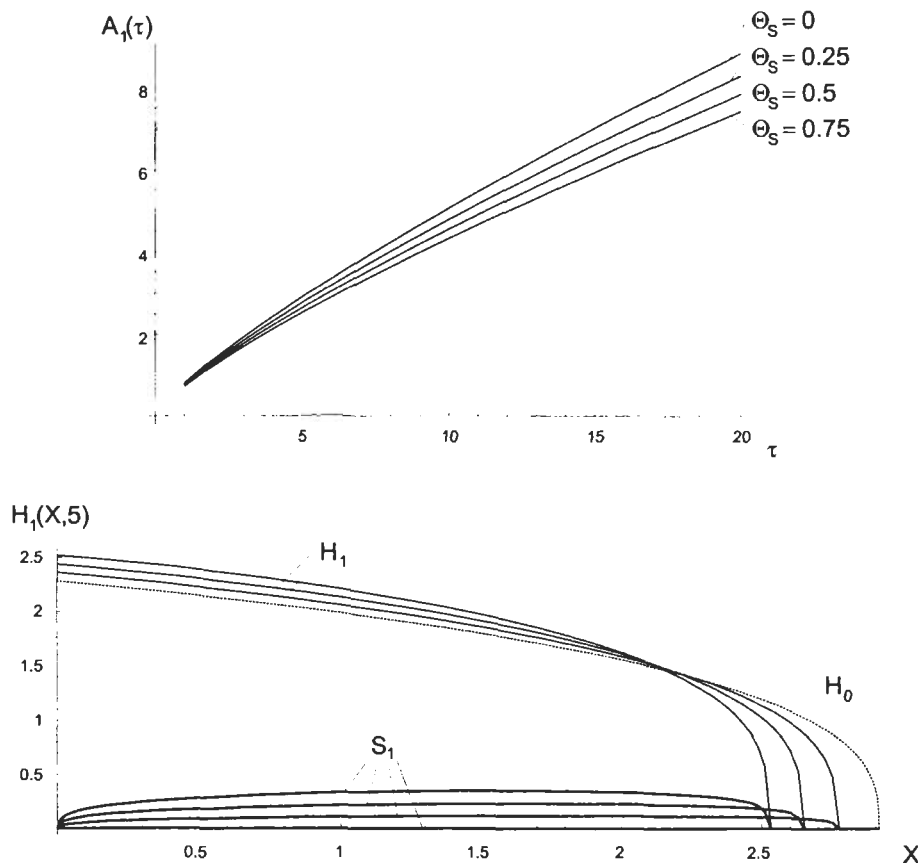


Abb. 2: Kontaktlinie $A(\tau)$ und freie Grenzfläche $H(X, \tau)$ - Krustenbildung auf der Bodenplatte.

Modell zur Krustenbildung an der freien Grenzfläche

Analog zur Ausbreitung einer Schmelze unter dem Einfluss einer Bodenkruste lassen sich die Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls auch für die Ausbreitung unter dem Einfluss einer erstarrenden Kruste an der freien Grenzfläche zwischen Schmelze und Gas analytisch lösen. Die Kruste wird hierbei als tangential zur Grenzfläche inelastisch betrachtet, Biegemomente und Querkräfte können vernachlässigt werden. Die sich einstellende Krustendicke d und in der Folge die Lösung des Temperaturfeldes spielen bei dieser Betrachtung eine untergeordnete Rolle. Zentrales Problem ist wiederum die Lösung einer nichtlinearen Evolutionsgleichung zur Bestimmung der freien Grenzfläche. In dimensionslosen Größen ergibt sich

$$H_\tau + \frac{1}{2}U_c H_X - \frac{\epsilon Re}{12Fr} (H^3 H_X)_X = 0 \quad . \quad (3)$$

Durch die Änderung der kinematischen Randbedingungen an der freien Grenzfläche erhält die Evolutionsgleichung einen zusätzlichen Term $1/2U_c H_X$, der den Einfluss der Kruste charakterisiert. U_c , die Horizontalgeschwindigkeit der Kruste, ergibt sich für fixierte Krusten zu $U_c = 0$, während sich für freischwimmende Krusten U_c als Teil der Lösung einstellt. Bedingung hierfür ist die Forderung nach kräftefreien Krustenenden, d.h. das Integral der Schubspannungen entlang der Kruste verschwindet.

Abb. 3 und Abb. 4 zeigen jeweils für fixierte und freischwimmende Krusten die Position der Kontaktlinie sowie Profile der freien Grenzfläche zu zwei verschiedenen Zeitpunkten.

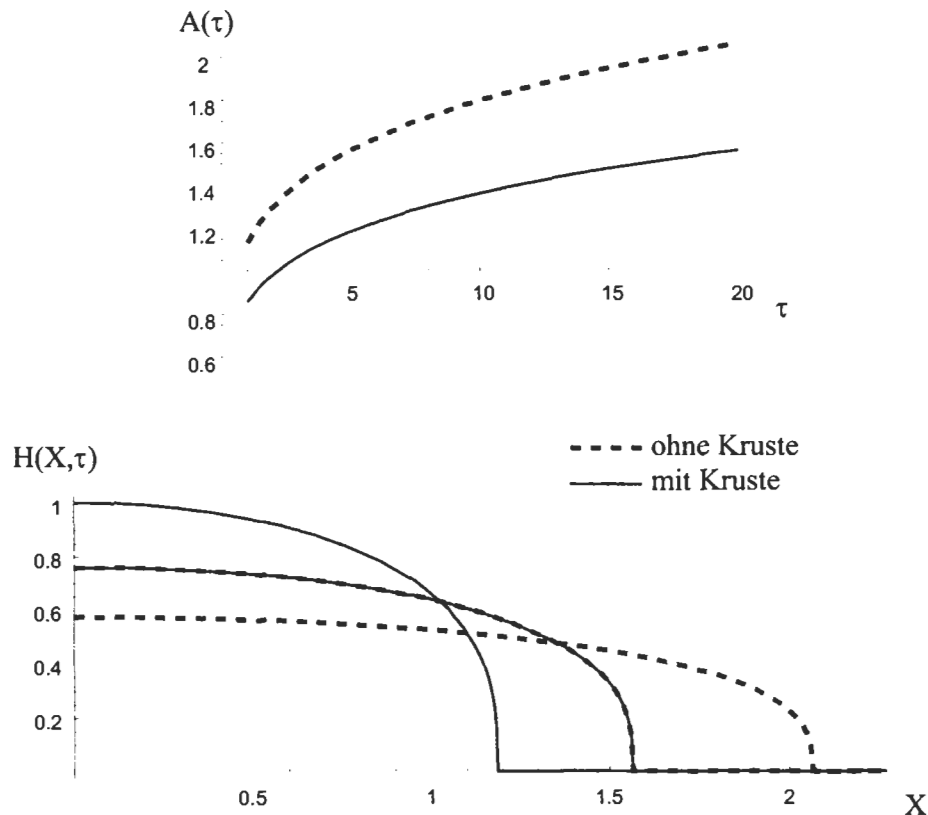


Abb. 3: Kontaktlinie $A(\tau)$ und freie Grenzfläche $H(X, \tau)$ - fixierte Krusten an der Grenzfläche ($\tau = 5, 20$).

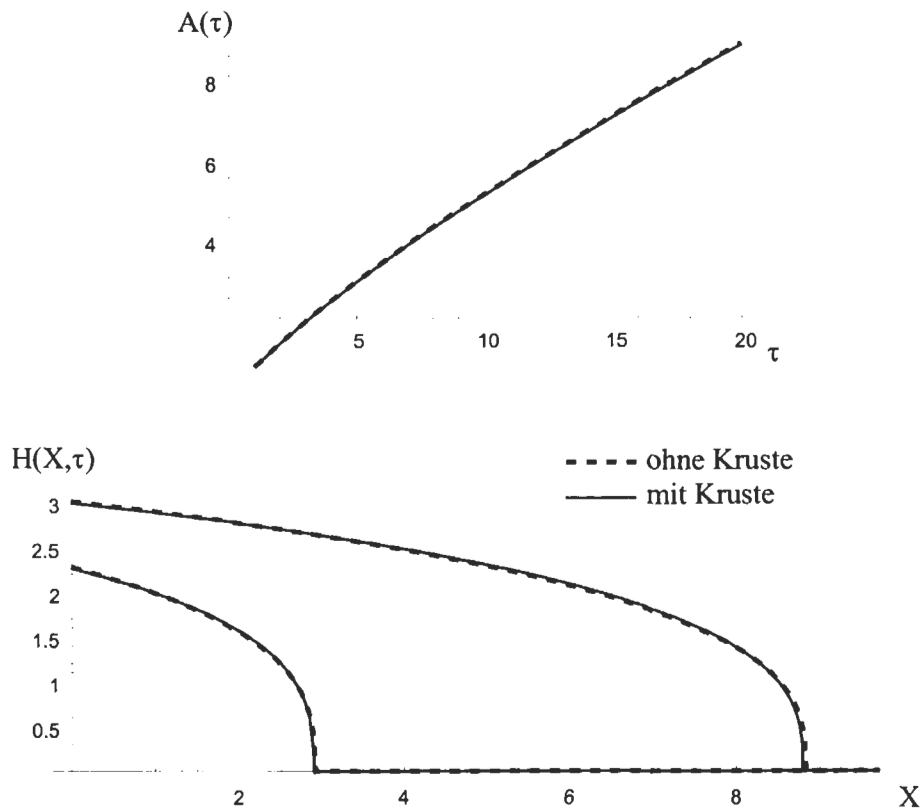


Abb. 4: Kontaktlinie $A(\tau)$ und freie Grenzfläche $H(X, \tau)$ - freischwimmende Krusten an der Grenzfläche ($\tau = 5, 20$).

Für fixierte Krusten wird der hemmende Einfluss der Kruste auf die Ausbreitung sofort deutlich. Durch die Haftbedingung der flüssigen Schmelze an der horizontal fixierten Kruste entsteht innerhalb der Schmelze für die Horizontalgeschwindigkeit ein Poiseuille Profil, welches zu einer drastischen Erhöhung der viskosen Reibung innerhalb der Schmelze führt. Die Kontaktlinie $A(\tau)$ mit Krusteneinfluss schreitet deutlich langsamer voran als die Kontaktlinie ohne Krusteneinfluss. Für freischwimmende Krusten ist der Einfluss der Kruste hingegen gering. Die Horizontalgeschwindigkeit U_c der Kruste stellt sich aus der Verteilung der Schubspannungen entlang der Kruste ein. Ein möglicher Einfluss der Kruste wird wegen der fehlenden Wechselwirkung zwischen Kruste und Umgebung minimiert.

Schlussbetrachtung

Für den Fall einer ebenen Ausbreitungsströmung werden Phänomene durch Krustenbildung auf einer horizontalen Bodenplatte und durch Krustenbildung an der freien Grenzfläche zwischen Schmelze und umgebendem Gas betrachtet. Durch eine vorwiegend analytische Betrachtungsweise gelingt es, einen Einblick in die dem Problem zugrundeliegende Physik zu erhalten. Zudem bietet sich die Möglichkeit, die hier vorgestellten Modelle zur Verifikation numerischer Codes zu verwenden, die zur Simulation der Ausbreitung einer Kernschmelze in einer realen Reaktorgeometrie verwendet werden.

Lebenslauf

Name Michael Bunk
Geburtsdatum 22.03.1969
Geburtsort Friedrichshafen / Bodensee
Nationalität deutsch
Familienstand ledig



1975 - 1979 Besuch der Grundschule in Nonnenhorn
1979 - 1985 Besuch der Realschule in Kressbronn
1985 - 1988 Besuch des Technischen Gymnasiums in Friedrichshafen

1988 - 1989 Grundwehrdienst in Engstingen und Füssen

1989 - 1995 Studium des theoretischen Maschinenbaus an der
Universität Karlsruhe (TH)
Abschluss: Diplom-Ingenieur
Hauptfächer: Strömungslehre
Technische Mechanik

1991 - 1994 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Werkzeugmaschinen
und Betriebstechnik an der Universität Karlsruhe (TH)
1995 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für
Technische Mechanik an der Universität Karlsruhe (TH)

1996 Verleihung des 'Carl-Benz-Preises' für das Studienjahr 1995/96
der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)

1996 - 1998 Doktorand am Forschungszentrum Karlsruhe,
Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik (IATF)

1997 - 1998 11-wöchiger Aufenthalt an der University of Nottingham (UK),
Division of Theoretical Mechanics

1999 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Universität Karlsruhe (TH),
Fachgebiet Strömungsmaschinen

seit Okt 1999 Research Associate an der University of Nottingham (UK),
Division of Theoretical Mechanics, School of Mathematical Sciences

Ein adaptives Bewegte-Gitter-Verfahren zur Berechnung von Aufschmelz- und Erstarrungsvorgängen

von

Ingo Wintruff

aus

Karlsruhe

Tag des Kolloquiums:	21. Januar 2000
Hauptreferent:	Dr. habil C. Günther
Korreferenten:	Prof. Dr.-Ing. U. Müller Prof. Dr.-Ing. H. Oertel

Zusammenfassung

Aufschmelz- und Erstarrungsvorgänge stellen aufgrund der Existenz bewegter Phasengrenzen und sprunghafter Stoffwertänderungen erhöhte Anforderungen an numerische Simulationen. Es wird ein zweidimensionales numerisches Modell vorgestellt, welches im Gegensatz zu den häufig verwendeten Festgitterverfahren vorhandene Phasengrenzen zu jedem Zeitpunkt explizit auflöst und damit eine scharfe Trennung von Phasen unterschiedlicher Aggregatzustände ermöglicht. Das bewährte numerische Konzept eines kontrollvolumenbasierten Finite-Elemente-Verfahren (CVFEM) auf unstrukturierten Dreiecksgittern wird durch eine nicht-eulersche Formulierung der beschreibenden Erhaltungsgleichungen freien Randwertproblemen zugänglich. Der Einsatz spezieller Gitteradaptionstools (Entspannung, Verfeinerung, Vergrößerung) garantiert dabei auch bei großskaliger Randbewegung und/oder starker Randkrümmung die Integrität und Qualität des bewegten numerischen Gitters.

Motivation

Ein Schwerpunkt bei der Entwicklung des zukünftigen europäischen Druckwasserreaktors EPR liegt in der Beherrschbarkeit schwerer Störfälle. Um im Szenario eines Kernschmelzunfalls eine langfristige Kühlbarkeit der Kernschmelze zu gewährleisten, ist eine vollständige Ausbreitung des flüssigen Kernschutts mit möglichst geringer Schichthöhe in einem dafür vorgesehenen Ausbreitungsraum sicherzustellen. Treten schon vor Erreichen des Ausbreitungsraumes erstarrte Anhäufungen auf, können diese den weiteren Ausbreitungsprozess gefährden. In einer erstarrten Anhäufung beliebiger Geometrie wirkt die interne Wärmeproduktion (Nachzerfallswärme) der externen Wärmeabfuhr über die Oberfläche entgegen. Im Inneren der Anhäufung kann sich unter bestimmten Umständen ein flüssiger Kernbereich ausbilden, der in der Folgezeit anwachsen und zum Aufbrechen der ihn umgebenden Kruste führen kann. Neben dieser rein kerntechnischen Motivation sind Aufschmelz- und Erstarrungsvorgänge in einem großen Bereich technischer und industrieller Anwendungen von Bedeutung (z. B. Metallurgie, Schweißtechnik, Kistallzucht). Das Verständnis der mit dem Phasenübergang verknüpften physikalischen Phänomene ist dabei für die Herstellung qualitativ hochwertiger Endprodukte von elementarer Bedeutung.

Mathematische Formulierung und numerische Methode

Der erstellte numerische Code basiert auf einer den zweidimensionalen laminaren Navier-Stokes-Gleichungen für inkompressible newtonsche Medien in beliebig bewegten (Kontroll-) Volumina, die nachfolgend in integraler Form dargestellt sind. Zur Behandlung von Auftriebsströmungen wird die Boussinesq-Approximation verwendet, die eine lineare Abhängigkeit der Dichte im Auftriebsterm der Impulsgleichungen von der Temperatur beschreibt. Neben den bekannten Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie (Gleichungen (2)-(5)) erfordert eine numerische Behandlung des Problems auf bewegten Rechengittern die Einhaltung einer Erhaltungsgleichung für das Volumen (Demirdzic und Peric 1988). Die Gitterbewegung wird der Fluidbewegung überlagert, die Gitterkonvektion geht direkt in die beschreibenden Erhaltungsgleichungen ein.

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} d\Omega = \int_{\Gamma(t)} \bar{w} \bar{n} d\Gamma \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho d\Omega + \int_{\Gamma(t)} \rho(\bar{v} - \bar{w}) \bar{n} d\Gamma = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega^r(t)} \rho u d\Omega + \int_{\Gamma(t)} [\rho(\bar{v} - \bar{w})u - \mu \nabla u] \bar{n} d\Gamma = \int_{\Omega(t)} \left[-\frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x \alpha(T - T_0) \right] d\Omega \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega^r(t)} \rho v d\Omega + \int_{\Gamma(t)} [\rho(\bar{v} - \bar{w})v - \mu \nabla v] \bar{n} d\Gamma = \int_{\Omega(t)} \left[-\frac{\partial p}{\partial y} + \rho g_y \alpha(T - T_0) \right] d\Omega \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho h d\Omega + \int_{\Gamma(t)} [\rho(\bar{v} - \bar{w})h - \lambda \nabla T] \bar{n} d\Gamma = \int_{\Omega(t)} S d\Omega . \quad (5)$$

Formal ist dieses Differenzialgleichungssystem für jede thermodynamische Phase innerhalb des Rechenraumes getrennt zu lösen. Eine geschlossene mathematische Beschreibung beinhaltet auch die Formulierung thermischer und hydrodynamischer Randbedingungen auf allen Phasengrenzen, die eine einzelne Phase umgeben. Eine Koppelung der einzelnen Phasen erfolgt über die Vorgabe von Randbedingungen auf gemeinsamen Phasengrenzen. Exemplarisch sei hier die Stefanbedingung genannt, die die Kinematik einer Randkurve Γ_{ij} beschreibt, die Teil einer diskreten fest-flüssig-Phasengrenze ist:

$$\int_{\Gamma_f} \rho L \bar{w} \bar{n} d\Gamma = \int_{\Gamma_f} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)^s d\Gamma - \int_{\Gamma} \lambda' \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)^l d\Gamma \right] d\Gamma. \quad (6)$$

Im Rahmen der numerischen Modellierung von Aufschmelz- und Erstarrungsvorgängen stellt die Berechnung der räumlichen und zeitlichen Entwicklung bewegter Phasengrenzen das zentrale Problem dar. Das im vorgestellten numerischen Code verwendete Verfahren gehört zur Klasse der *front-tracking*-Verfahren, die sich im Gegensatz zu den weit verbreiteten Festgitterverfahren einer mehrphasigen Behandlung des Problems bedienen. Basierend auf einer unstrukturierten Vernetzung mit expliziter Frontauflösung folgt das Gitter der Bewegung der Phasengrenze, so dass ein freier Rand zu jedem Zeitpunkt mit Knoten und Kanten des numerischen Gitters belegt ist, siehe Abb. 1. Prinzipiell wird damit das erstmals 1980 von Baliga und Patankar (1980) vorgestellte Konzept eines kontrollvolumen-basierten Finite-Elemente-Verfahrens (CVFEM) einer klassischen Modellierung von Phasenwechsel-Problemen zugänglich gemacht.

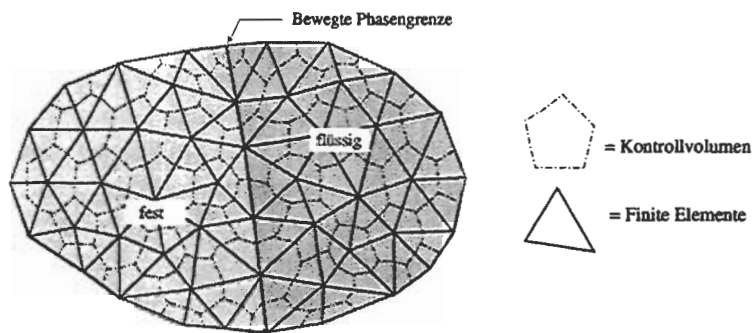


Abb. 1: Zweiphasige Gebietsdiskretisierung mit Kontrollvolumen und finiten Elementen.

Um unerwünschte Verzerrungen und Größenänderungen der Gitterelemente bei großskaliger Randbewegung zu vermeiden, wurde ein dynamisches Gitteradaptionstool entwickelt, das durch sukzessive *lokale* Eingriffe in die Gitterstruktur selbst bei starker Randdeformation eine gleichbleibende geometrische Gitterqualität gewährleistet. Durch geschickte Kombination von Verfeinerungs-, Vergrößerungs- und Entspannunalgorithmen wird das Rechengebiet kontinuierlich dem sich verändernden Rechenraum angepasst. Zusätzliche numerische Fehler aufgrund stark verzerrter Dreieckselemente werden vermieden. Darüberhinaus ermöglicht das adaptive Verfahren eine dynamische Steuerung und Anpassung der lokalen Auflösung, die „online“ auf örtlich geänderte, physikalische Gegebenheiten (Änderung des Aggregatzustandes) reagieren kann. Abbildung 2 zeigt exemplarisch eine Gittersequenz, die sich im Rahmen eines transienten Aufschmelzproblems durch sukzessive Anwendung lokaler Gittermodifikationen ergab.

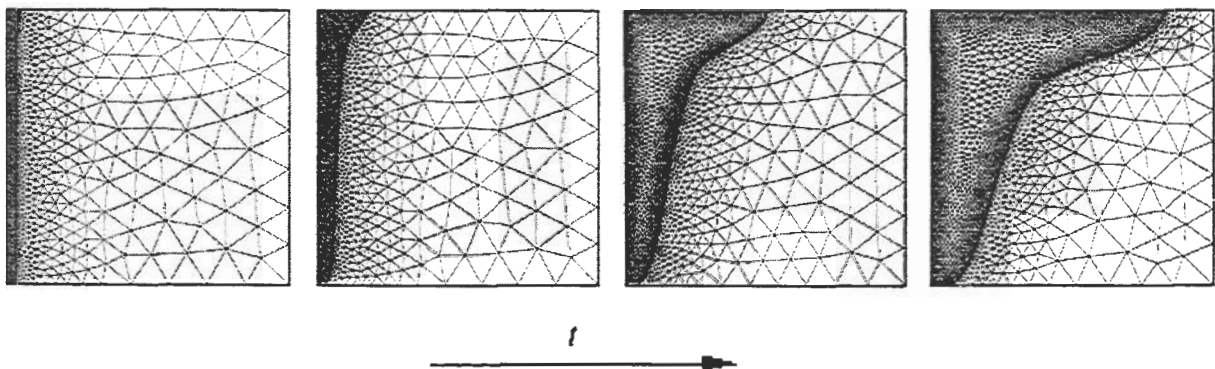


Abb. 2: Adaption des numerischen Gitters während eines transienten Aufschmelzprozesses.

Phasenwechselprobleme mit inneren Wärmequellen können bei makroskopischer Betrachtungsweise und Berücksichtigung der Latentwärmefreisetzung auch bei fester Schmelztemperatur kontinuierliche Phasenübergänge beinhalten, die sich durch ein (auf makroskopischen Längenskalen vorhandenes) Zweiphasengebiet (*mushy zone*) auszeichnen. Für diese Klasse von Phasenwechselproblemen wird ein Enthalpie-Modell auf bewegten Gittern vorgestellt. Basierend auf dem bewährten Festgitter-Enthalpie-Porositätsmodell von Voller et. al. (1987) und einer impliziten Grenzflächendefinition über die Hilfsvariable des lokalen Flüssigkeitsanteils erfolgt dabei nach jedem Zeitschritt eine Rekonstruktion der explizit aufgelösten Phasengrenze(n).

Verifikation und Validierung

Zahlreiche Verifikationsrechnungen sollen anhand des Vergleiches mit analytischen Lösungen, numerischen Benchmarklösungen und/oder experimentellen Ergebnissen die fehlerfreie Implementierung der physikalischen Modelle und numerischen Algorithmen sicherstellen und damit gleichzeitig die Glaubhaftigkeit und Vertrauenswürdigkeit der numerischen Ergebnisse und des Codes im Allgemeinen steigern.

Neben klassischen Stefanproblemen (reine Wärmeleitung), die einen Vergleich mit analytischen Lösungen erlauben, wurden hier im Besonderen gerichtete Aufschmelz- und Erstarrungsvorgänge in geschlossenen Kavitäten unter externer Wärmezufuhr oder Wärmeabfuhr untersucht und mit experimentellen Daten verglichen. Exemplarisch dafür ist in Abb. 3 ein Ergebnis eines Aufschmelzproblems mit Beheizung von unten (Rayleigh-Bénard-Fall) gezeigt. In der numerischen Simulation konnte die Existenz bimodaler Strömungsstrukturen in einem bestimmten Rayleigh-Zahlen-Bereich bestätigt werden, die von Dietsche und Müller (1984) im Experiment festgestellt wurde.

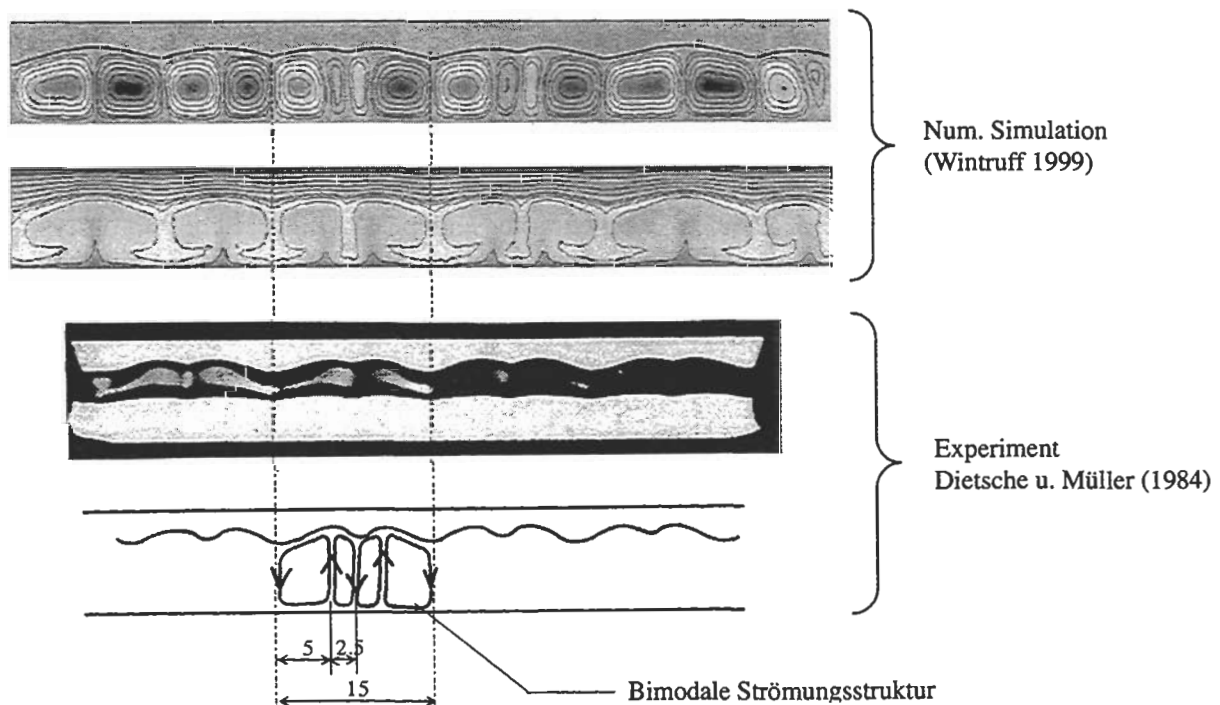


Abb. 3: Bénard-Konvektion unter Gefrierflächen: Vergleich numerischer mit experimentellen Ergebnissen.

Die in Abb. 4 gezeigte Simulation eines intern beheizten Aufschmelzfalltes mit Konvektionseinfluss stellt zugleich die Vorausrechnung eines Modellexperiments dar, das sich zur Zeit am Institut für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe im Aufbau befindet.

Dabei wird ein halbzyylinderförmiger Galliumblock elektrisch beheizt und in der Mittelebene die zwei-dimensionale Phasengrenze mittels Ultraschall visualisiert. Für ein stromgeregeltes Experiment (konstante Gesamtstromstärke) ergibt sich unter Berücksichtigung der elektrischen Widerstände in fester und flüssiger Phase eine bestimmte zeitabhängige, inhomogene Wärmequellstärke. Die intern produzierte Wärme wird über die isotherme Zylinderwandung abgeführt, während die Bodenfläche als adiabat betrachtet wird. Der transiente Aufschmelzprozess lässt sich entsprechend Abb. 4 in drei zeitlich aufeinander folgende Regime unterteilen. Dem Regime des inneren Aufschmelzens unter quasistationären Bedingungen (isothermer *mushy*-Bereich mit Schmelztemperatur im Kern) schließt sich das Regime der stabilen Naturkonvektionsströmung mit wachsenden flüssigem Kern an. Bei Überschreiten einer kritischen Rayleigh-Zahl setzt eine Strömungsinstabilität ein, die zu starken Oszillationen der Konvektionsrollen und zur Symmetriebrechung führt.

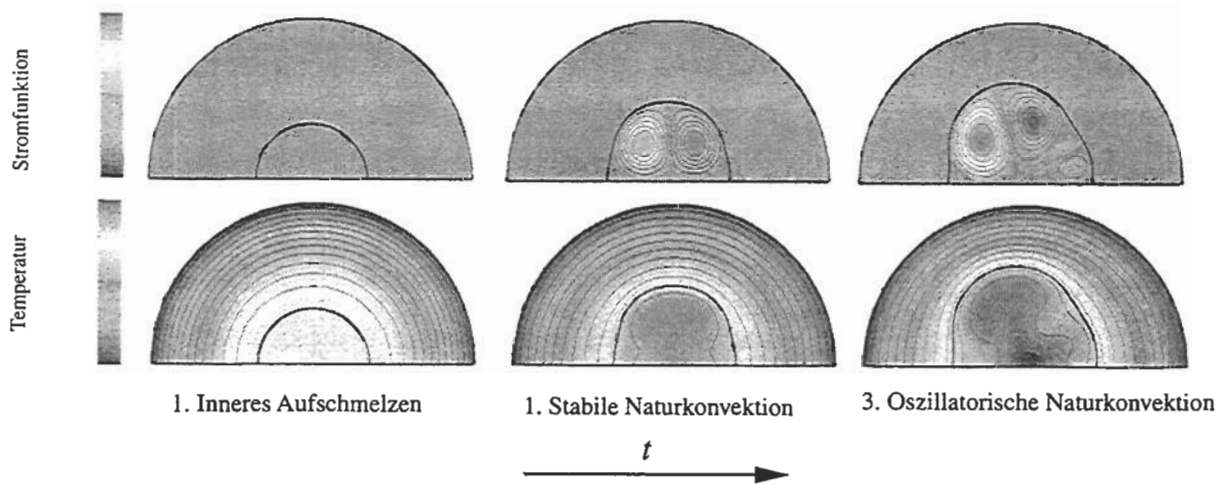


Abb. 4: Aufschmelzen mit interner Beheizung: Momentaufnahmen von Strom- und Temperaturfeld.

Der Einsatz der Instabilität wird in den in Abb. 5 gezeigten Diagrammen der zeitlichen Entwicklungen des integralen Schmelzvolumens und der v -Komponente der Geschwindigkeit im Kavitätzentrum deutlich.

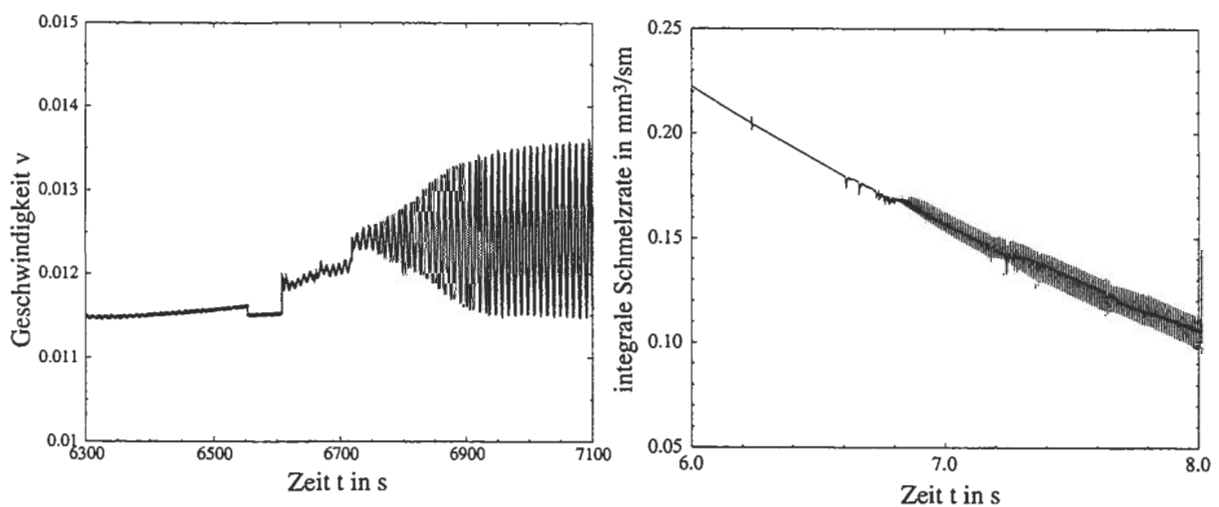


Abb. 5: Aufschmelzen mit interner Beheizung: Einsetzen einer oszillatorischen Strömungsinstabilität.

Schlussbetrachtungen

Das vorgestellte numerische Modell eines adaptiven CVFEM-Verfahrens auf bewegten Dreiecksgittern hat sich als ein attraktives und vielversprechendes Konzept zur Simulation konvektionsdominierter Aufschmelz- und Erstarrungsvorgänge in Reinstoffen erwiesen. Im gegenwärtigen Stadium der Codeentwicklung ist die Anwendung des Codes auf *generelle* Phasenwechselprobleme noch stark eingegrenzt, weil die implementierten physikalischen und numerischen Modelle in ihrem Gültigkeitsbereich begrenzt sind. Eine Erweiterung des Codes hinsichtlich der Behandlung dreidimensionaler Strömungen, turbulenter Strömungen und binärer Gemische wäre wünschenswert.

Literatur

- Baliga, B. R. und Patankar, S. V.: 1980. A new finite-element formulation for convection-diffusion problems, *Numer. Heat Transfer* **3**, 339 - 409
- Demirdzic, I and Peric, M., 1988. Space conservation law in finite volume calculations of fluid flow. *Int. J. Num. Meth. Fluids* **8**, 1037 - 1050.
- Dietsche, C. und Müller, U.: 1985, Influence of Bénard convection on solid-liquid interfaces, *J. Fluid Mech.* **161**, 249-268
- Voller, V. R., Cross, M. und Markatos, N. C.: 1987. An enthalpy method for convection/diffusion phase change, *Int. J. Num. Meth. Eng.* **24**, 271 - 284.

Lebenslauf



Persönliche Daten: Name: Ingo Wintruff
geboren am: 17.10.1968 in Karlsruhe
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Schulausbildung: 08/1974 - 07/1978: Grundschule Graben-Neudorf
08/1978 - 05/1987: Schönborn-Gymnasium Bruchsal,
Abschluss: allgemeine Hochschulreife

Bundeswehr: 10/1987 - 12/1988 Philippsburg (Baden),
Schreibfunker und Militärkraftfahrer

**Wissenschaftlicher
Werdegang:** 10/1989 - 02/1994: Maschinenbaustudium an der
Fachhochschule Karlsruhe,
Abschluss: Dipl.-Ing. (FH)

04/1994 - 09/1996 Maschinenbau (Ergänzungsstudium)
an der Universität/GH Siegen,
Abschluss: Dipl.-Ing

10/1996 – 09/1999 Doktorand am Institut für Kern- und Energie-
technik im Forschungszentrum Karlsruhe

seit 10/1999 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für
Kern- und Energietechnik im Forschungszentrum
Karlsruhe

