

# Numerische Simulation turbulenter Naturkonvektion in horizontalen Fluidschichten

G. Grötzbach, M. Wörner, IRS

## 1. Einleitung

Die Naturkonvektion ist ein Strömungstyp, bei dem das Fluid durch Dichteunterschiede in Bewegung gesetzt wird. Beim Wärmetransport durch Naturkonvektion rühren die Dichteunterschiede von Temperaturunterschieden her. Diese Art des Wärmetransports benötigt keine Antriebsenergie für Pumpen. Die Naturkonvektion wurde daher schon früh als Möglichkeit betrachtet, die Nachwärme aus flüssigmetallgekühlten Reaktoren unter Störfallbedingungen abzuführen. Um zu klären, ob sich die geplanten Wärmetransportwege im Tank, z.B. eines European Fast Reactor, EFR, mit komplexen inneren Strukturen tatsächlich einstellen und um quantitative Aussagen für die Auslegung bereit zu stellen, wurden im KfK umfangreiche Experimente in maßstäblich verkleinerten Reaktormodellen, wie RAMONA und NEPTUN, mit Wasser durchgeführt [1]. Bei der Entwicklung neuer Konzepte von leichtwassergekühlten Reaktoren wird diese Strömungsart auch vermehrt in das Sicherheitskonzept und in die Planung einbezogen [2,3]. Mit entsprechenden Experimenten, z.B. SUCO zur Wasserkühlung der Kernschmelze im Sumpf einer Variante des European Pressurized Water Reactor, EPR, [4] und PASCO zur Abfuhr der Wärme aus neuen Sicherheitsbehältern über einen Luftstrom außerhalb der Stahlschale [5], werden wiederum die grundsätzlichen Fragen dieser passiven Kühlungsart in den speziellen Geometrien geklärt.

Die detaillierte Analyse der Wärmetransportmöglichkeiten durch Naturkonvektion in diesen Experimenten, die Übertragung der wichtigsten experimentellen Ergebnisse auf die Bedingungen realistischer Reaktorsysteme und die Analyse der zugehörigen Detailfragen in den betreffenden Reaktorsystemen unter Störfallbedingungen erfolgen mit Rechenprogrammen. Diese müssen die wichtigsten Merkmale solcher besonders in großen Behältern turbulenter Wärmetransportvorgänge unter komplexen geometrischen und physikalischen Bedingungen dreidimensional und zeitabhängig wiedergeben können. Im KfK wird dazu das Rechenprogramm FLUTAN [6] benutzt, das hier

ausgehend von dem Programm COMMIX-2 [7] durch Weiterentwicklung hauptsächlich der physikalischen Modelle, der numerischen Lösungsverfahren und durch Vektorisierung erstellt wurde.

Die numerische Beschreibung von Naturkonvektionsvorgängen stellt besondere Anforderungen an solche Rechenprogramme, denn die berechneten Temperaturfelder sind nicht nur das Ergebnis der simulierten turbulenten Transportvorgänge, sie sind zugleich die Quelle für den Konvektionsvorgang selbst. Um also die richtigen Dichteunterschiede berechnen zu können, muß das Temperaturfeld selbst sehr genau berechnet werden. Dieses hängt damit ganz entscheidend von der Qualität der verwendeten Modelle für den turbulenten Impuls- und Wärmetransport ab. Die heute überwiegend verwendeten Turbulenzmodelle sind nicht ohne Modellerweiterungen und Neukalibrierung auf reine Naturkonvektion zuverlässig anwendbar [8]. Insbesondere macht das in verschiedenen Bereichen gleichzeitige Auftreten von instabiler, neutraler und stabiler Schichtung erhebliche Schwierigkeiten.

Geeignete Turbulenzmodelle, die auf verschiedene Fluide anwendbar sind, werden zur Zeit für FLUTAN entwickelt [9] und analysiert [10]. Dafür sind Informationen und Daten notwendig, um den Einfluß von Auftrieb und unterschiedlichen Diffusivitäten von Natrium, Luft und Wasser auf den turbulenten Transportprozeß zu klären. Diese Daten werden einerseits über gezielt ausgewählte grundlagenorientierte Experimente bereitgestellt, wie mittels der Düsenblockexperimente TEFLU [11] und der Kugelnachlaufexperimente FLUTMIK [12]. Andererseits können die Daten inzwischen für einfache Geometrien in einem engen Bereich des Turbulenzgrades auch durch numerische Simulation von Turbulenz auf Höchstleistungsrechnern mit unserem Simulationsprogramm TURBIT erstellt werden [13]. Beispiele dafür sind die Rayleigh-Bénard-Konvektion [14], die eine horizontale Fluidschicht mit instabiler Schichtung darstellt, und die Naturkonvektion in einer überwiegend stabil ge-

schichteten horizontalen Fluidschicht mit internen Wärmequellen [15]. Die Vorteile der physikalischen Experimente liegen in der Realitätsnähe und der leichten Parametrisierbarkeit über weite Bereiche der Strömungsparameter. Die Vorteile der numerischen Simulation liegen in der leichten Parametrisierbarkeit der Randbedingungen, in der genauen Kenntnis aller Strömungsbedingungen und in der Vollständigkeit der Daten für alle Strömungsgrößen im ganzen Rechengbiet. Bei Natrium kommt speziell hinzu, daß zur Zeit allein die numerische Simulation detaillierte Daten zu den turbulenten Geschwindigkeitsfeldern liefern kann; für entsprechende Experimente fehlen nämlich hoch auflösende und widerstandsfähige Sensoren zur Messung kleinskaliger Geschwindigkeiten.

In diesem Beitrag wird zunächst das Wesentliche der Methode der direkten numerischen Simulation (DNS) von Turbulenz dargelegt. Anschließend wird am Beispiel der Rayleigh-Bénard-Konvektion die Turbulenz in instabiler geschichteter Luft- und Natriumschichten untersucht. Geeignete Visualisierungen der Simulationsergebnisse liefern dabei nicht nur das für die Modellbildung notwendige Verständnis dieser Strömung oder die Bestätigungen für Theorien über die Mechanismen in diesen Schichten, sondern auch neue Erkenntnisse. Dies gilt besonders für die experimentell nur äußerst schwierig zu untersuchenden Natriumschichten. Als Beispiel, welchen Beitrag die direkte Simulationsmethode zur Validierung und Weiterentwicklung von statistischen Turbulenzmodellen leisten kann, werden zwei wichtige Terme aus solchen Turbulenzmodellen analysiert, welche Erhaltungsgleichungen für statistische Daten des turbulenten Temperaturfeldes benutzen. Aus der Analyse wird klar, daß im einen Fall die experimentell bisher nicht direkt bestimmbaren, und damit auch in den Modellen vernachlässigten Terme, bei Naturkonvektion von größerer Bedeutung sind als bei Zwangskonvektion. Im anderen Fall wird gezeigt, daß die Modelle unzureichend sind, da ihre Modellkoeffizienten starke Abhängigkeiten von Strömungsparametern aufweisen.

## 2. Methoden der numerischen Simulation von Turbulenz

Die Grundgleichungen für die Beschreibung konvektiver Wärmetransportvorgänge bestehen aus den dreidimensionalen zeitabhängigen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie. Unter der Annahme konstanter Stoffwerte, eines Newton'schen Fluides, der Gültigkeit der Boussinesq-Approximation im Auftriebsterm und unter Vernachlässigung der Reibungswärme folgen daraus die Massenerhaltungsgleichung, die Navier-Stokes-Gleichungen und die Energiegleichung in folgender Form:

$$\nabla_i u_i = 0 \quad i = 1, 2, 3$$

$$\nabla_i u_i + \nabla_j (u_i u_j) = \nabla_j (1/\sqrt{Gr} \nabla_j u_i) - \nabla_i p - (T_{ref} - T) g_i / |g|$$

$$\nabla_i T + \nabla_j (T u_j) = \nabla_j (1/(Pr \sqrt{Gr}) \nabla_j T)$$

In diesen gekoppelten nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen für den Geschwindigkeitsvektor  $\underline{u}$ , den Druck  $p$  und die Temperatur  $T$  wird für doppelt vorkommende Indizes  $i$  die Einstein'sche Summationsregel angewandt. Die Gleichungen sind mit den frei wählbaren Werten für die Referenzlänge  $L_0$ , Referenztemperatur  $T_0$  und Referenzgeschwindigkeit  $u_0 = (|g| \beta T_0 L_0)^{1/2}$  dimensionslos gemacht. Daraus resultieren die beiden dimensionslosen Kennzahlen, die Grashof-Zahl,  $Gr = |g| \beta T_0 L_0^3 / \nu^2$ , die ein Maß für das Verhältnis von Auftriebs- und Trägheitskräften zu Zähigkeitskräften ist, und die Prandtl-Zahl,  $Pr = \nu / \alpha$ , die das Verhältnis der Diffusivitäten  $\nu$  im Impulsfeld und  $\alpha$  im Temperaturfeld ist.  $|g|$  ist der Betrag des Gravitationsvektors und  $\beta$  ist der Volumenexpansionskoeffizient.

Diese Gleichungen beschreiben im Bereich der gemachten Annahmen zu den Stoffgesetzen jede Art von Strömung, also auch turbulente Naturkonvektion. Um damit numerisch Turbulenz beschreiben zu können, müssen einige Grundeigenschaften turbulenter Strömungen beachtet werden. Diese sind nämlich bis auf wenige Ausnahmen stets lokal dreidimensional und zeitabhängig. Außerdem weisen sie ein weites Spektrum von sehr großen Wirbeln, bei denen Turbulenz überwiegend produziert wird, bis hin zu sehr kleinen Wir-

beln, bei denen die kinetische Energie der Turbulenz dissipiert wird, auf, wobei das Größenverhältnis mit zunehmendem Turbulenzgrad zunimmt. Besonders die Aufteilung der Produktion auf die großen Wirbel und der Dissipation auf die kleinen Wirbel bringt die sehr wichtige Forderung mit sich, daß alle Wirbel, von den großen bis zu den kleinen, räumlich aufgelöst werden müssen. Dies ist derzeit selbst auf Höchstleistungsrechnern nur für kleine Turbulenzgrade möglich, die zwar meist für grundlegende Untersuchungen ausreichend sind, die aber für praktische Untersuchungen in der Technik zu gering sind. Gelingt es, in einer numerischen Simulation allen genannten Eigenschaften gerecht zu werden, spricht man von einer direkten numerischen Simulation. Solche Simulationen hängen lediglich formal vom räumlichen Auflösungsvermögen der verwendeten numerischen Diskretisierung des Kanals ab; werden die Gitter wie erforderlich fein genug gewählt, dann sind die Simulationsergebnisse praktisch unabhängig vom räumlichen Auflösungsvermögen. Andere Modellparameter kennt eine solche Simulation nicht. Die hier gezeigten Ergebnisse wurden alle mit dieser Simulationsmethode gewonnen [10].

Für höhere Turbulenzgrade, d.h. bei Naturkonvektion bei höheren Heizraten, reicht die Kapazität heutiger Rechner bezüglich Speicher und Rechengeschwindigkeit nicht aus, alle Skalen der Strömung zu erfassen. In diesen Fällen filtert man durch räumliche Mittelung aus den Gleichungen die kleinskaligen Turbulenzanteile heraus. Das führt wie bei der Reynolds'schen Zeitmittelung, bei der über kurze, für die turbulenten Fluktuationen charakteristische Zeitintervalle gemittelt wird, zu unbekanntem gemittelten Kreuzkorrelationen in den Gleichungen. Diese Unbekannten erfordern hier nicht Modelle für den gesamten turbulenten Impuls- und Wärmeaustausch, wie es bei der zeitlichen Mittelung der Fall ist, sondern lediglich Modelle für den Impuls- und Wärmeaustausch der kleinen Wirbel, sogenannte Feinstrukturmodelle. Diese Simulationen der Grobstruktur hängen zwar mit grober werdender räumlicher Diskreti-

sierung mehr und mehr von Modellparametern ab, dafür können damit aber höhere, in der Technik interessierende Turbulenzgrade erreicht werden als mit der direkten Simulationsmethode [16]. Für die Analyse von Turbulenzmodellen ist diese Methode jedoch nur eingeschränkt einsetzbar, da manche Terme in Turbulenzmodellen, besonders die Vernichtungsterme, von den kleinen, mit dieser Methode nicht erfassbaren Wirbeln, beherrscht werden. Neuere Überblicke über die Simulationsmethoden und kritische Bewertungen der verwendeten Modelle finden sich in [17,18].

Für die numerische Lösung der Erhaltungsgleichungen verwenden wir in dem im IRS entwickelten Rechenprogramm TURBIT Differenzenverfahren [13]. Diese sind wegen der ohnehin zu wählenden sehr feinen räumlichen und zeitlichen Diskretisierung ausreichend genau. Lediglich die Forderung nach geringer zeitlicher Dämpfung und geringer numerischer Diffusion verlangt nach Verfahren mit gerader Fehlerordnung; wir benutzen für alle relevanten Terme Verfahren zweiter Ordnung, das sind zentrale Differenzen im Raum und das Euler-Bocksprung-Verfahren für die explizite Zeitintegration; um effiziente Simulationen für Flüssigmetalle durchführen zu können wurde neuerdings das Bocksprung-Crank-Nicholson-Verfahren für die halbimplizite Zeitintegration der Energiegleichung implementiert [10]. Für die Berechnung des Druckes können in einfachen Geometrien sehr effiziente direkte Poisson-Gleichungslöser eingesetzt werden.

## 3. Anwendung auf Rayleigh-Bénard-Konvektion

Unter Rayleigh-Bénard-Konvektion versteht man die durch aufwärtsgerichteten Wärmetransport verursachte Konvektion in einer horizontal unendlich ausgedehnten Fluidschicht, die zwischen festen horizontalen Wänden eingeschlossen ist (Abb. 1). Dies ist ein einfaches Modellproblem für einen Konvektionsvorgang mit instabiler thermischer Schichtung, da das Fluid an der beheizten unteren Wand aufsteigt und an der gekühlten oberen Wand absinkt. Da dieses Modellproblem für die Analy-

se von Turbulenzmodellen in Naturkonvektion geeignet ist, wird es gerne für Detailuntersuchungen in der Meteorologie benutzt. Entsprechend gibt es dafür auch ausreichend experimentelle Daten, die der Verifikation von Simulationsergebnissen dienen können [19]. Dieses Modellproblem wurde unter anderem daher auch von uns für die Simulationen zur Analyse von Mechanismen und Turbulenzmodellen in Naturkonvektion ausgewählt.

Die wesentlichen Kennzahlen für diese Konvektionsart sind die Rayleigh-Zahl,  $Ra = Gr \cdot Pr$ , und die Prandtl-Zahl. Dabei ergibt sich aus Theorie und Dimensionsanalyse, daß die frei wählbaren Referenzgrößen geschickt gewählt werden können: Für die Referenzlänge ist der Plattenabstand  $L_0 = D$  zu wählen, und für die Referenztemperatur ist mit  $T_0 = \Delta T_w$  die Differenz zwischen den Temperaturen der unteren und oberen Wand zu wählen. Damit ergibt sich, daß bei allen Fluiden, also unabhängig von der Prandtl-Zahl, die Konvektion bei einer kritischen Temperaturdifferenz einsetzt, die einer festen Rayleigh-Zahl von  $Ra = 1708$  entspricht. Die sich mit zunehmender Rayleigh-

Zahl einstellenden Übergänge von den zweidimensionalen Rollenmustern hin zu den unregelmäßigen Vorgängen bei turbulenter Konvektion, wie auch die sich einstellenden Strömungsmuster selbst, hängen dagegen stark von der Prandtl-Zahl ab. Diese Übergänge sind für alle Prandtl-Zahlen theoretisch gut untersucht [20]. Bei der experimentellen Verifikation für die Flüssigmetalle gibt es jedoch wegen erheblicher Schwierigkeiten mit der Experimentier- und Meßtechnik starke Unklarheiten [21].

Für die direkten numerischen Simulationen wurden Fälle für Luft,  $Pr = 0,71$ , und Natrium,  $Pr = 0,006$ , ausgewählt [10]. Für die Untersuchung von Turbulenzmodellen sollte bei beiden Fluiden die Rayleigh-Zahl möglichst hoch sein. Es wurde daher für beide Medien die jeweils höchste Rayleigh-Zahl benutzt, die auf unserem Vektorrechner FUJITSU VP400-EX noch zuverlässige Diskretisierungen mit den ca. 2,5 Millionen realisierbaren Maschen möglich macht: Dies sind für Luft  $Ra = 630.000$  und für Natrium  $Ra = 24.000$ . Die zugehörigen Grashof-Zahlen betragen ca. eine, bzw. vier Millionen. Die Grashof-Zahl

ist ein Maß für den Turbulenzgrad im Geschwindigkeitsfeld, unabhängig von der Art des Fluids. Dies erklärt, warum für Natrium zur Zeit nur Simulationen für recht niedrige Rayleigh-Zahlen möglich sind. Für Natrium wurden zur Verifikation und zur Analyse der Strömungszustände auch Simulationen für kleinere Rayleigh-Zahlen durchgeführt. Die verwendeten Gitterweiten wurden so gewählt, daß sie nicht nur die kleinen Skalen der Turbulenz auflösen, sondern durch Verwendung nicht-äquidistanter Diskretisierung senkrecht zu den Wänden auch die viskosen und konduktiven Unterschichten nahe der Wände. Aus den benutzten Maschenanzahlen von bis zu  $250 \cdot 250 \cdot 39$  Maschen ergibt sich eine Größe des Rechengebietes (in Einheiten des Plattenabstandes  $D$ ) von  $8 \cdot 8 \cdot 1$ , die bei Benutzung von periodischen Randbedingungen in beiden horizontalen Richtungen für die Erfassung großräumiger Strukturen in der Fluidschicht ausreichen sollte.

Startwerte für direkte Simulationen können dann beliebig sein, wenn man nicht an den Mechanismen interessiert ist, die zur Turbulenzausbildung führen, sondern wenn man lediglich die statistischen Eigenschaften einer voll ausgebildeten turbulenten Strömung auswerten will. Prinzipiell ist es also möglich, mit Zufallsverteilungen für die Geschwindigkeiten und Temperaturen zu beginnen. Um dennoch die Rechenzeiten klein zu halten, benutzt man soweit wie möglich Rechenergebnisse früherer Simulationen für ähnliche Strömungsparameter und ähnliche Maschennetze. Eine Simulation wird dann beendet, wenn die Strömung in ihren statistischen Eigenschaften voll entwickelt ist, d. h., daß sich die aus den Simulationsergebnissen ausgewerteten statistischen Daten bei Fortführung der Simulation nicht mehr ändern. Das ist erreicht, wenn die Anlaufphase abgeschlossen ist und ein genügender zusätzlicher Zeitbereich erfaßt wurde, um bei der Analyse die niederfrequenten Fluktuationen der Konvektion durch Zeitmittelung zuverlässig herauszumitteln. Mit diesem Vorgehen sind die Rechenzeiten typischerweise bei einigen zehn Stunden pro Fall zu halten.

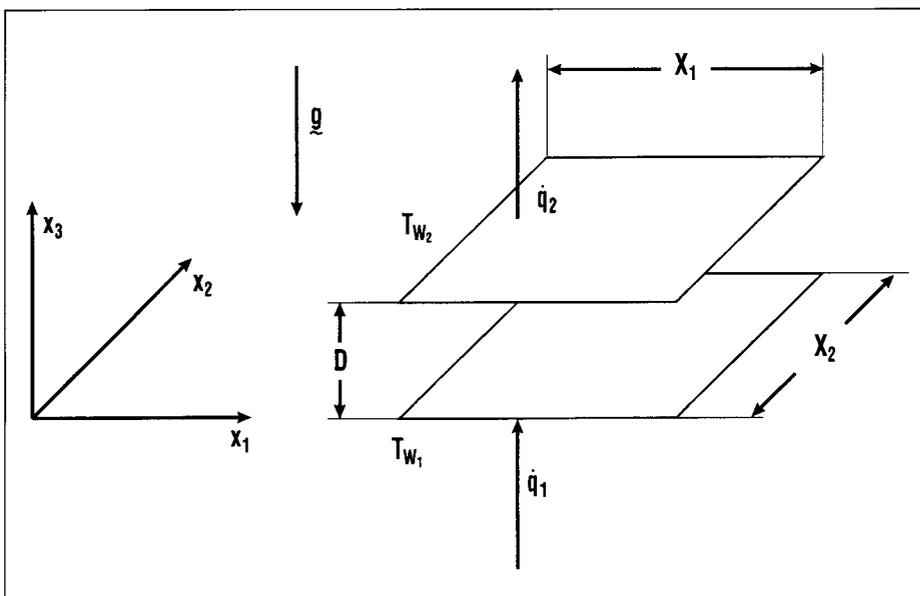


Abb. 1: Geometrie der Fluidschicht, Koordinatensystem und Wandbedingungen.

### 3.1 Verifikation

Die Überprüfung der Ergebnisse einer Reihe von direkten Simulationen sollte stets nach zwei Gesichtspunkten erfolgen: Zum einen ist nachzuweisen, daß die gewählte Diskretisierung die kleinsten Skalen der Turbulenz wirklich sicher auflöst, und daß die Größe des Rechengebietes es tatsächlich erlaubt, auch die großräumigsten Strukturen sicher zu erfassen. Zum anderen ist zu zeigen, daß die wichtigsten bekannten Eigenschaften der Strömung auch aus der Analyse der Simulationsergebnisse

wiedergewonnen werden können. Für die Simulation der Konvektion in Luft liegen in der Arbeitsgruppe lange Erfahrungen zur geeigneten Diskretisierung vor; dagegen mußte für die neu aufgenommene Analyse von Konvektion in Natrium eine ganze Reihe von Studien zur Diskretisierung durchgeführt werden [10], zumal auch keine experimentellen Ergebnisse für eine zuverlässige Vorgabe geeigneter Maschennetze vorliegen. Die hier vorgestellten Ergebnisse beruhen auf den jeweils feinsten als notwendig erachteten Gittern.

Die detaillierte Überprüfung von Simulationsergebnissen mit experimentellen Befunden stellt sich für turbulente Strömungen als besonders schwierig dar, da man nur in Ausnahmefällen lokale Ergebnisse hat, z.B. in Form von Hologrammen, die für den direkten Vergleich der berechneten und physikalischen Strömungsdetails herangezogen werden können [15]. Stattdessen muß man sich meist mit dem Vergleich statistischer Ergebnisse begnügen. Als Beispiel werden in Abbildung 2 für Luft die aus den dreidimensionalen zeitabhängigen Simulationsergebnissen ausgewerteten vertikalen Profile der zeitlich gemittelten Temperatur und der rms-Wert (root-mean-square Wert) der Vertikalcomponente der Geschwindigkeitsfluktuationen verglichen mit den Daten aus Experimenten von [19]. Das berechnete mittlere Temperaturprofil stimmt danach sowohl in den thermischen Grenzschichten als auch im isothermen Inneren der Schicht sehr gut mit dem Experiment überein. Der für den turbulenten Wärmetransport wichtige rms-Wert der simulierten vertikalen Geschwindigkeit liegt auch über weite Bereiche gut innerhalb des Streubandes der experimentellen Daten. In Wandnähe dagegen treten Abweichungen auf, die sich nach Konsistenzprüfung, z.B. über den Wärmestromkreuzkorrelationskoeffizienten, als Ungenauigkeit der experimentellen Daten erweisen.

Eine ebenso detaillierte Überprüfung der Simulationsergebnisse für Natrium ist nicht möglich, da keinerlei experimentelle Daten für das turbulente Geschwindigkeitsfeld bekannt sind. Hier stehen nur wenige statistische Daten zum Temperaturfeld zur Verfügung, aber eben wegen der enormen experimentellen Schwierigkeiten keine vollständigen vertikalen Profile. Im gesamten mit der Simulation untersuchten Rayleigh-Zahlenbereich liegen die Ergebnisse für die rms-Werte der Temperaturschwankungen auf halber Schichthöhe recht gut im Streuband der experimentellen Daten aus [22] (Abb. 3). Dem Bild kann man auch entnehmen, daß der hier untersuchte Turbulenzgrad im Temperaturfeld, für den der rms-Wert ein Maß ist, mit zunehmender Rayleigh-Zahl weiter ansteigt. Für

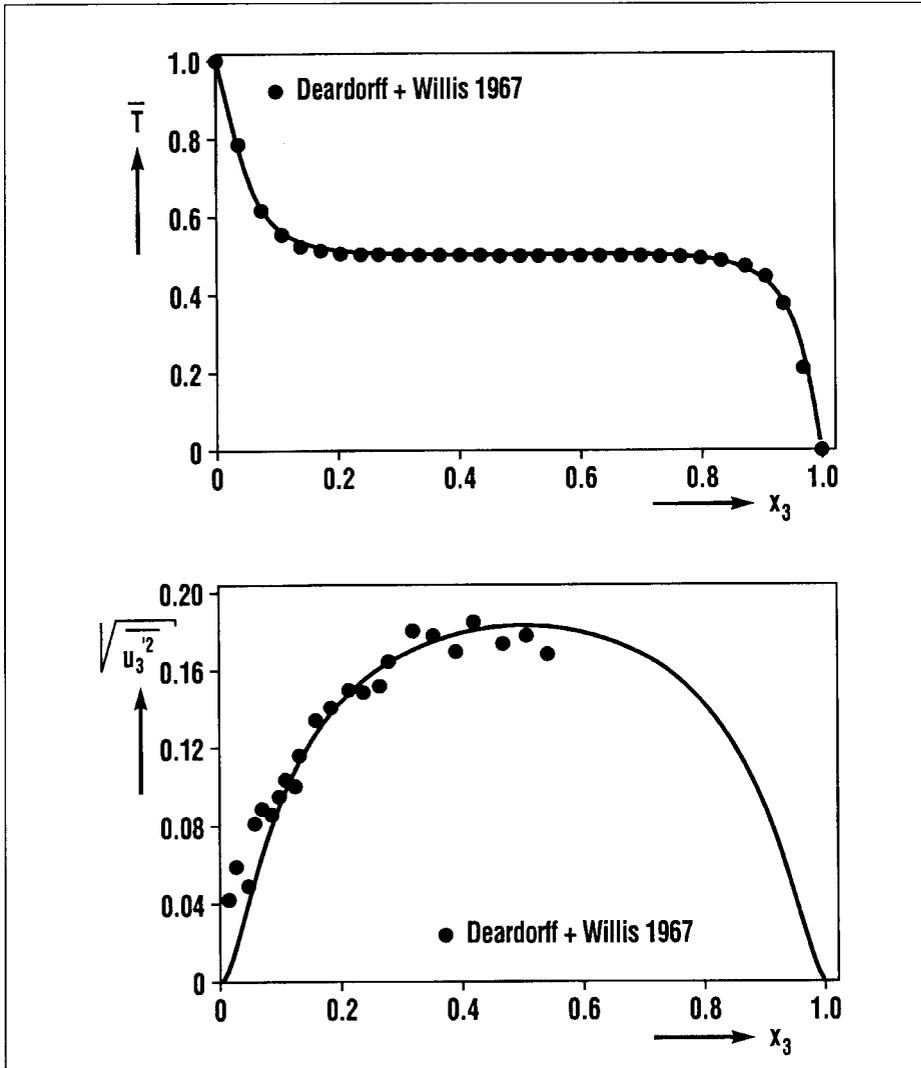


Abb. 2: Vergleich der vertikalen Profile der mittleren Temperatur und des rms-Wertes der Vertikalgeschwindigkeit in Luft aus der Simulation (durchgezogene Linie) mit experimentellen Daten aus [19] (Punkte),  $Ra = 630.000$ .

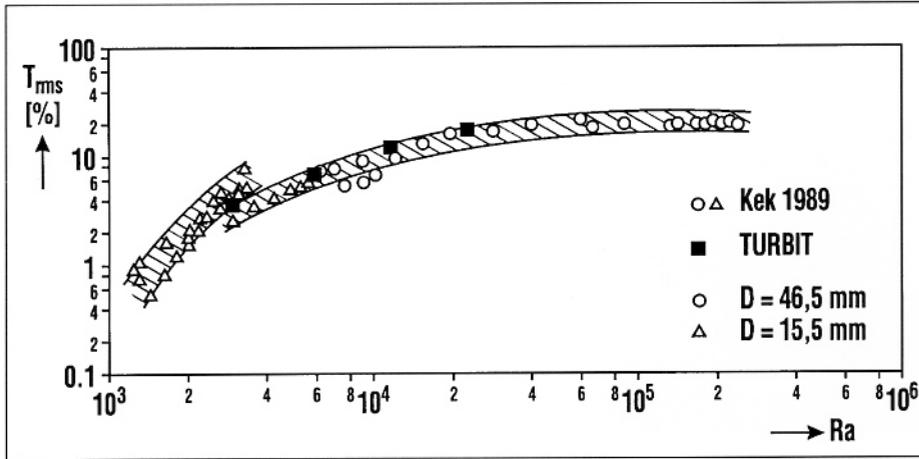


Abb. 3: Vergleich der rms-Werte der Temperaturschwankungen in halber Schichthöhe in Natrium aus der Simulation (volle Quadrate) mit experimentellen Daten aus [22] (leere Kreise und Dreiecke).

die Untersuchung von Turbulenzmodellen und für die Ableitung verallgemeinerbarer Schlußfolgerungen ist es daher zukünftig notwendig, noch höhere Turbulenzgrade zu simulieren.

### 3.2 Analyse der Mechanismen der Strömung (Visualisierung)

Das Verständnis der Mechanismen in Rayleigh-Bénard-Konvektion ist eine wesentliche Vorbedingung, um verbesserte Turbulenzmodelle für Naturkonvektion entwickeln zu können. Es ist zudem von sehr grundlegendem Interesse. Ein wichtiges Hilfsmittel für die Darstellung der Mechanismen ist die Visualisierung. Alle dafür notwendigen Daten werden ohnehin bei den durchzuführenden Simulationen verfügbar. Man kann dann im Einzelfall die Simulationsergebnisse mit Momentaufnahmen von Turbulenzfeldern in Experimenten vergleichen [13,15].

Die Simulation für Luft zeigt in vertikalen und horizontalen Schnitten durch das momentane Temperaturfeld sehr unregelmäßige Strukturen (Abb. 4). Im Horizontalschnitt, der nahe der unteren Wand innerhalb der thermischen Grenzschicht liegt, erkennt man Knoten aus heißem Fluid, an denen dünne Speichen von warmem Fluid zusammenkommen. Dazwischen befinden sich große Bereiche mit recht kaltem Fluid.

Diese Muster existieren nur in einer dünnen Schicht und sind außerhalb der thermischen Grenzschicht nur noch schwach oder gar nicht mehr zu erkennen. Sie sind in Rayleigh-Bénard-Konvektion mit Fluiden größerer Prandtl-Zahlen experimentell gezeigt worden. Für Fluide mit Prandtl-Zahlen um eins

wurde ihre Existenz bisher lediglich aus Meßdaten in der Meteorologie indirekt abgeleitet. Jedoch zeigen mehrere unabhängige numerische Simulationen diese Speichen- und Knotenstrukturen, siehe Literatur in [23].

Der vertikale Fluidtransport ist in den Vertikalschnitten der Abbildung 4 an einzelnen großräumigen Bereichen zu erkennen, in denen Ballen mit warmem und kaltem Fluid von einer bis zur anderen Wand reichen. Das sind die sogenannten Aufwind- und Abwindfahnen. Wie zahlreich beispielsweise die Aufwindfahnen im Kanal zu einem Zeitpunkt sind, wird aus Abbildung 5 deutlich. Dort ist das momentane Temperaturfeld in Form einer Isofläche für den Temperaturwert  $T = 0,68$  dargestellt. Diese Isofläche markiert die Orte, an denen die gewählte Temperatur herrscht. Man findet relativ häufig heißes Fluid, das in pilzförmigen Strukturen bis zur oberen Wand reicht. Die Wand selbst ist nicht dargestellt. Ihre Position ist aber eindeutig am Abflachen der Pilzköpfe zu erkennen. Dieser Isofläche ist als Farbcode die lokale Vertikalgeschwindigkeit überlagert. Zu-

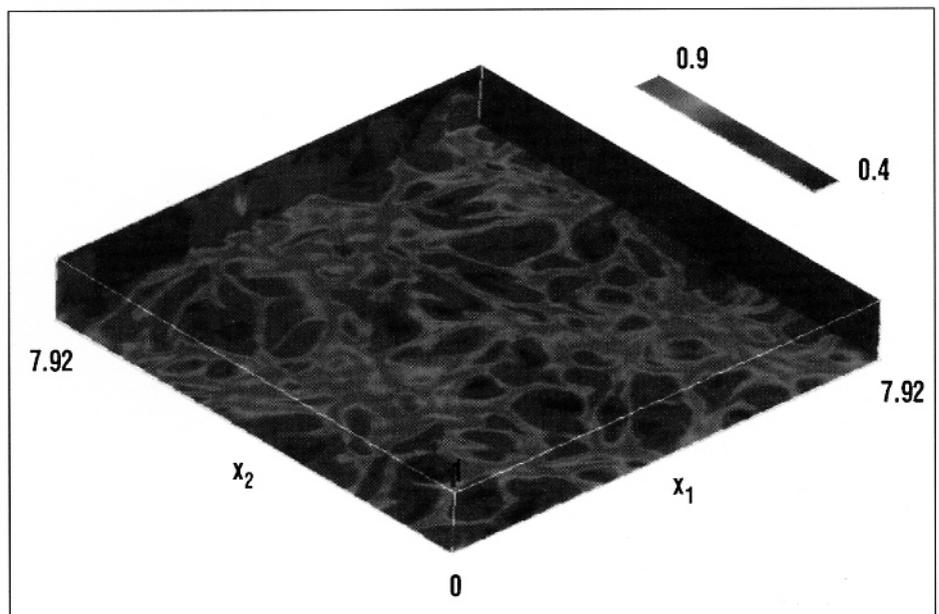
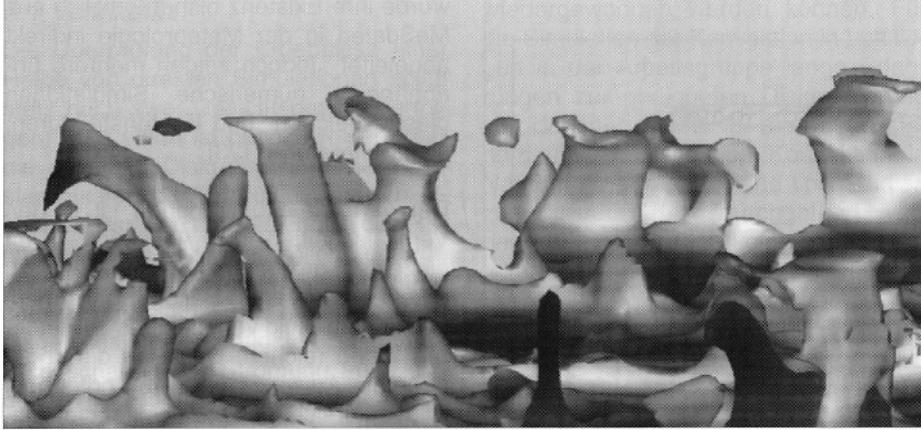


Abb. 4: Momentanes Temperaturfeld in Luft in den Ebenen  $x_1 = 7,92$ ,  $x_2 = 7,92$  und  $x_3 = 0,0425$ ,  $Ra = 630.000$ . Bei der Normierung wurde  $T = 1$  für die heiße und  $T = 0$  für die kalte Wand gewählt.



**Abb. 5:** Isofläche der momentanen Temperatur in Luft für den Wert  $T = 0,68$  mit der Vertikalgeschwindigkeit als Farbinformation (rot aufwärts, grün keine Bewegung) für Luft,  $Ra = 630.000$ .

nächst wird deutlich, daß das Temperaturfeld und das Geschwindigkeitsfeld in Luft vergleichbare räumliche Skalen haben. Außerdem zeigen sich gerade auf den pilzförmigen Strukturen hohe Aufwärtsgeschwindigkeiten. Diese schnellen Aufwindzonen und die hier nicht erkennbaren Abwindzonen machen den größten Teil des Wärmetransportes aus.

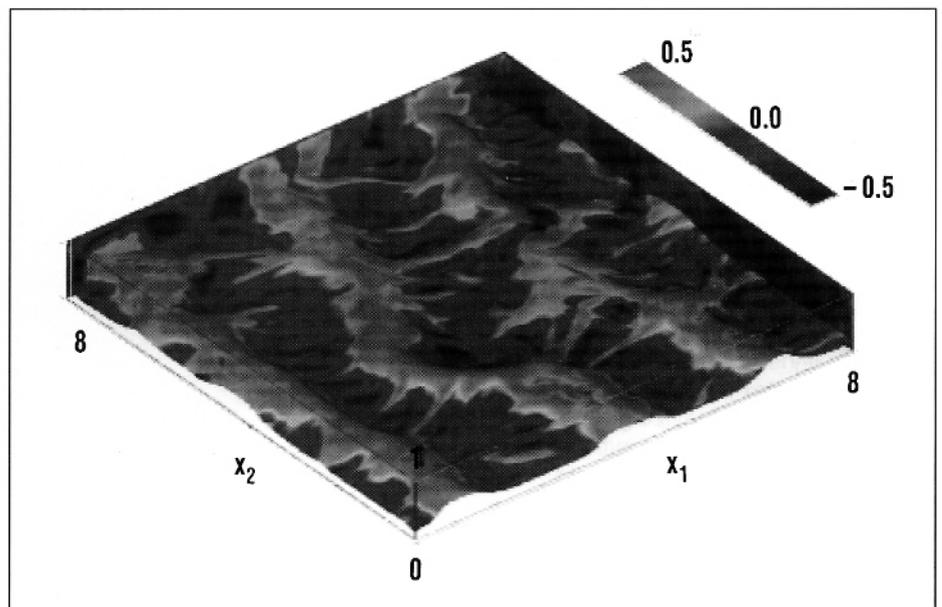
Die Dynamik dieses Vorganges wurde anhand von Filmsequenzen solcher Darstellungen untersucht. Die pilzförmigen Gebilde entstehen genau in jenen Bereichen, in denen die Knoten zu finden sind. Das schnell aufwärts strömende Fluid zieht dort großflächig Fluid aus der Umgebung zusammen, einschließlich der Speichen. Zwischen den Speichen trifft von der oberen Wand kaltes Fluid ein, das das warme Fluid in der unteren Grenzschicht zusammenschiebt und dabei die Speichen formt. Die großräumigen Strukturen verändern sich nur relativ langsam. Herrscht in einem Gebiet kaum Bewegung, verschlechtert das den Wärmeübergang an der Wand, die Grenzschicht wird dicker, und die Rayleigh-Taylor-Instabilität läßt ein neues Aufwindfeld entstehen. Es ist also die Wechselwirkung zwischen der Rayleigh-Taylor-Instabilität in den beiden Grenzschichten und den Trägheitskräften des sich schnell aufwärts bzw. abwärts bewegendes Fluids, die diese Konvektion beherrscht

und sie hochgradig dreidimensional, zeitabhängig und intermittierend, also turbulent, macht.

Die Analyse der Mechanismen in Natrium ist insofern von besonderem Interesse, als hier nur theoretische Postulate über die zu erwartenden Strömungsmuster existieren und als diese experi-

mentell mangels geeigneter Meßtechnik nur indirekt überprüft und korrigiert worden sind, für Literatur siehe [10, 23]. Nach den Vorhersagen aus der Stabilitätstheorie soll die Strömung bereits bei einer Rayleigh-Zahl von 2.000 turbulent sein. Nach Ergebnissen aus zweidimensionalen Simulationen soll sich bei  $Ra > 10^4$  eine zweidimensionale Rollenkonvektion, Trägheitskonvektion genannt, einstellen, bei der die Wirbel wie Festkörper rotieren. Aus experimentellen Daten für den Wärmeübergang an den Wänden wurde jedoch geschlossen, daß die Trägheitskonvektion schon bei kleineren Rayleigh-Zahlen zu finden ist.

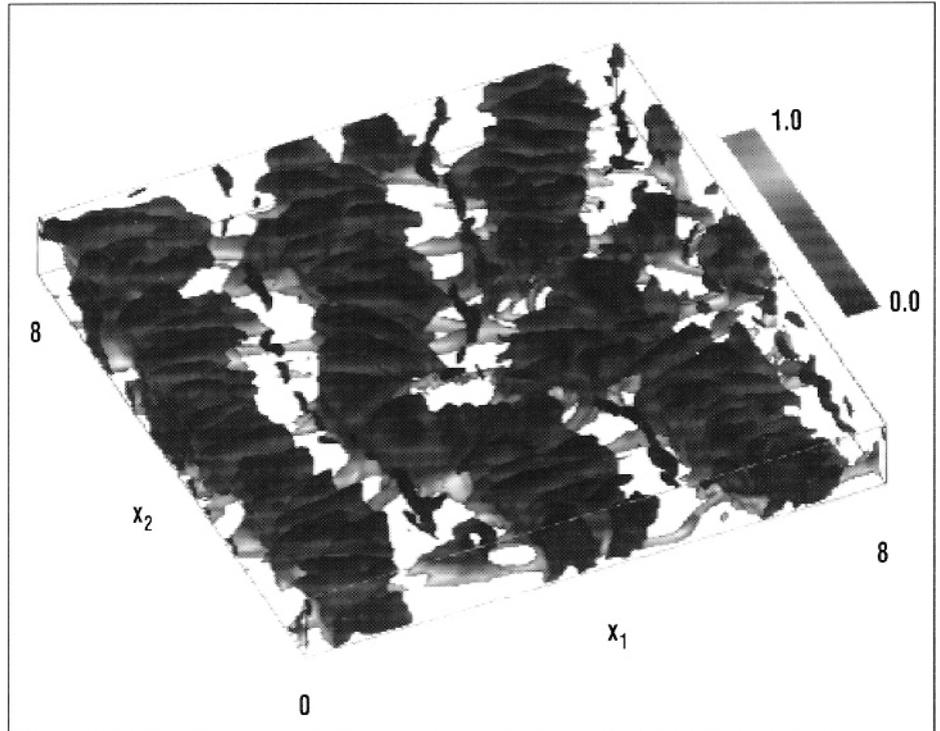
Das Strömungsfeld in Natrium wird am Beispiel der Simulationsergebnisse für  $Ra = 12.000$  aufgezeigt (Abb. 6). Im Gegensatz zu der Isofläche der Temperatur für Luft (Abb. 5), zeigt das analoge Bild der Isofläche für die Temperatur  $T = 0,75$  in Natrium kaum eine Verzerrung durch Konvektion. Insbesondere gibt es hier keine pilzförmigen Aufwindfelder. Wegen der hohen Wärmeleitfähigkeit und der geringen Rayleigh-Zahl dominiert die Wärmeleitung über den konvektiven Wärmetransport. Die gerin-



**Abb. 6:** Isofläche der momentanen Temperatur für den Wert  $T = 0,75$  mit der Vertikalgeschwindigkeit als Farbinformation (rot aufwärts, blau abwärts) in Natrium,  $Ra = 12.000$ .

gen Auslenkungen der Isofläche sind in großräumigen Bändern angelegt, sie lassen auf schwach verzerrte Rollen schließen. Die Bänder werden, wie der Farbcode verdeutlicht, durch die hohen Vertikalgeschwindigkeiten in diesen Bereichen verursacht. Während die großräumigen Strukturen von Geschwindigkeits- und Temperaturfeld vergleichbare Skalen haben, treten im Geschwindigkeitsfeld zusätzlich sehr kleinskalige Strukturen auf, die im Temperaturfeld nicht existieren. Sie reichen bis hin zu speichenähnlichen Mustern, wie sie bei Luft beobachtet werden. Damit wird deutlich, daß das Geschwindigkeitsfeld in Natrium selbst bei kleinen Rayleigh-Zahlen, die aber hohen Grashof-Zahlen entsprechen, sehr feine Gitter benötigt.

Vertauscht man die Zuordnung von Isofläche und Farbcode zu Vertikalgeschwindigkeit und Temperatur, so wird die Rollenstruktur im Geschwindigkeitsfeld deutlicher (Abb. 7). Die Isofläche für eine kleine positive Geschwindigkeit schließt hier fast alle Gebiete mit Aufwärtsbewegung ein. Sie markiert die annähernd zweidimensionalen Rollenbänder, die stark unregelmäßigen speichenförmigen Querverbindungen in einer dünnen Schicht nahe der unteren Wand, und zeigt mit den Querrinnen auf der Oberfläche, daß solche Speichen wie erwartet auch an der oberen Wand existieren. Zusätzlich markieren die kleinen 'Wolken' nahe der oberen Wand zwischen den Bändern Bereiche, in denen innerhalb der Gebiete mit Abwärtsströmung auch lokal wieder Aufwärtsströmung existiert. D.h. es gibt kleine Sekundärwirbel. Diese haben wir bisher nur bei der Rollenkonvektion in Flüssigmetallen beobachtet. Eine genauere Analyse der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der großen Wirbelbänder ergibt, daß sich in Bereichen, in denen die Strömung annähernd zweidimensional ist, d.h. in denen die Wirbelachsen kaum verzerrt sind, tatsächlich ein lineares Geschwindigkeitsprofil im Wirbel einstellt, daß hier also lokal und für kurze Zeiten die Trägheitskonvektion existiert. In diesen Zeitbereichen ist außerdem der Wärmeübergang an den Wänden deutlich verbessert. In Experimenten [22] und unseren Simulationen wurden Oszillationen im Wärme-



**Abb. 7: Isofläche der momentanen Vertikalgeschwindigkeit in Natrium für den Wert  $u_3 = 0,05$  mit der Temperatur als Farbinformation (rot heiß, blau kalt),  $Ra = 12.000$ .**

übergang beobachtet. Diese lassen sich tatsächlich mit Hilfe der Visualisierung unserer Ergebnisse erstmals mit dem zeitweise lokalen Auftreten von Trägheitskonvektion erklären [10, 21].

Bezieht man in die Untersuchung die Simulationsergebnisse für die Rayleigh-Zahlen 3.000, 6.000 und 24.000 mit ein, dann findet man, daß das Strömungsfeld bei der kleinsten Rayleigh-Zahl fast ausschließlich zweidimensional ist und daß schon dort die Trägheitskonvektion über große Bereiche existiert. Mit steigender Rayleigh-Zahl wird das Temperaturfeld zunehmend über immer längere Zeiten und größere Bereiche dreidimensional verzerrt, d.h. die Trägheitskonvektion verschwindet mit zunehmender Rayleigh-Zahl. Auch bei der Rayleigh-Zahl  $Ra = 24.000$  sind noch Ansätze von Rollen zu finden. Die Trägheitskonvektion stellt sich aber nur noch über sehr kurze Zeiten in sehr engen Bereichen ein. Das Geschwindigkeitsfeld ist im Gegensatz zum Tempe-

raturfeld schon hochgradig turbulent. Damit bestätigen diese Simulationen den aus Experimenten abgeleiteten Widerspruch zur Vorhersage aus zweidimensionalen Untersuchungen, daß nämlich die Trägheitskonvektion bei kleineren Rayleigh-Zahlen existiert als in theoretischen Untersuchungen vorhergesagt. Diese Ergebnisse sind die ersten detaillierten Ergebnisse überhaupt für das turbulente Geschwindigkeitsfeld bei dieser Konvektionsart.

### 3.3 Analyse statistischer Turbulenzmodelle aus ingenieurtechnischen Programmen

Rechenprogramme zur Simulation ingenieurtechnischer Strömungen, wie z.B. FLUTAN, benutzen nicht die Erhaltungsgleichungen in der oben eingeführten Form. Vielmehr basieren sie auf den Reynolds-Gleichungen; das sind die über kurze, für turbulente Fluktuationen charakteristische Zeiten ge-

mittelten Gleichungen. Diese beschreiben nicht mehr die lokale Turbulenz, sondern nur die mittleren Strömungsprofile. Durch den Mittelungsprozeß ist das Gleichungssystem nicht mehr geschlossen; es müssen Schließungsansätze, sogenannte Turbulenzmodelle, für die gemittelten nicht-linearen Terme eingeführt werden.

Einfache Turbulenzmodelle sind meist nur für einfache Strömungsprobleme gültig und kaum auf komplexere Strömungen zuverlässig anwendbar. Daher werden in der Ingenieurtechnik Modelle mit einer größeren Allgemeingültigkeit benutzt. Das sind z. B. Modelle, die für charakteristische Größen der Turbulenz, wie für die kinetische Energie  $k$  und die Dissipation  $\epsilon$ , separate Erhaltungsgleichungen lösen. Die Schwierigkeit mit diesen Modellen ist, daß nicht alle Koeffizienten in diesen Gleichungen wirklich unabhängig von Strömungsparametern sind, sondern daß sie für manche Strömungstypen angepaßt werden müssen. Das macht mit dem häufig benutzten  $k$ - $\epsilon$ -Modell im allgemeinen keine größeren Probleme mehr, da die meisten der modellierten Terme und der zugehörigen Modellansätze recht gut untersucht sind und nur in Sonderfällen entsprechende Daten für die Anpassung fehlen.

Weitaus größere Unsicherheiten gibt es im Bereich der Modelle für den turbulenten Wärmetransport, ganz besonders wenn es um Strömungen mit unterschiedlichen Fluiden und unterschiedlichen Auftriebseinflüssen geht. Dabei wird gerade bei der Naturkonvektion eine hohe Anforderung an die Güte des berechneten Temperaturfeldes gestellt. Deshalb wurde für FLUTAN der folgende Weg gewählt: Die sich aus der Reynolds'schen Zeitmittelung (gekennzeichnet durch einen Überstrich über den Größen) ergebenden unbekanntenen turbulenten Wärmeströme  $\overline{u_i T}$  werden durch separate Erhaltungsgleichungen beschrieben. Zusätzlich wird eine bei Naturkonvektion benötigte Gleichung für die Quadrate der Temperaturfluktuationen,  $\overline{T^2}$ , eingeführt. In diesen Gleichungen treten weitere gemittelte Kreuzkorrelationen auf, die durch Modelle beschrieben werden müssen.

Dennoch wird auch von einem solchen Gesamtmodell erwartet, daß es universeller anwendbar ist als einfachere. Allerdings werden auch detailliertere Daten der Turbulenz notwendig, um die Koeffizienten der Modelle zu bestimmen.

Aus den Ergebnissen der direkten Simulationen sind Geschwindigkeit, Druck und Temperatur des Fluids zu jedem Zeitpunkt und im gesamten Strömungsgebiet verfügbar. Damit können in der Analyse der Simulationsergebnisse auch alle Kreuzkorrelationen zwischen ihren Fluktuationen, wie sie durch die Zeitmittelung in den verschiedenen Erhaltungsgleichungen entstehen, insbesondere auch solche mit Ortsableitungen, ermittelt werden. Man kann also die Werte der bekannten Terme ebenso auswerten wie die der Modellterme, und daraus schließlich auch die Werte der Koeffizienten berechnen. Unser Augenmerk ist hier auf Terme gerichtet, die entweder stark vom Auftrieb oder stark von den Eigenschaften des Fluids beeinflusst sind.

In der Erhaltungsgleichung für den vertikalen turbulenten Wärmestrom  $\overline{u_3 T}$  treten im Term für die turbulente Diffusion  $D_{qt}$  zwei Schließungsprobleme auf [10]. Dort ist die Tripelkorrelation  $\overline{u_3^2 T}$  und die Kreuzkorrelation  $\overline{p T}$  zu approximieren:

$$D_{qt} = - \frac{\partial}{\partial x_3} (\overline{u_3^2 T} + \overline{p T})$$

In realisierten Turbulenzmodellen wird nur die Tripelkorrelation modelliert und die Kreuzkorrelation vernachlässigt oder beide zusammen durch ein Modell berücksichtigt, da vermutet wird, daß letztere bei Standardanwendungen, d. h. bei Zwangskonvektion, nur einen geringen Beitrag zur turbulenten Diffusion leistet. Separate Modelle für die Kreuzkorrelation mit dem Druck existieren bisher nicht. Die für deren Entwicklung notwendigen experimentellen Daten fehlen nämlich, da keine geeignete Meßtechnik verfügbar ist.

Die aus der Simulation für Luft ausgewerteten vertikalen Profile beider Terme zeigen ein den bisherigen Erfahrungen konträres Ergebnis (Abb. 8). Hier, bei Naturkonvektion, ist die Tripelkorrelation von geringer Größe und glatt ver-

teilt, so daß auch die für die Diffusion wichtige Ableitung in vertikaler Richtung gering ist. Die Tripelkorrelation kann im Vergleich zur Kreuzkorrelation mit dem Druck vernachlässigt werden. Die turbulente Diffusion des vertikalen turbulenten Wärmestromes wird vollständig von den Beiträgen der turbulenten Druckfluktuationen beherrscht. Um zu allgemeingültigen Modellen zu kommen, muß also dieser Term separat modelliert werden; d. h. es müssen entsprechende Modelle entwickelt werden. Zur weiteren Klärung der Relation sollten noch höhere Turbulenzgrade und Strömungen mit anderem Auftriebs-einfluß untersucht werden. Ein ähnliches Verhalten ist auch bei der turbulenten Diffusion für die kinetische Energie  $k$  festzustellen, bei der bei Naturkonvektion ebenfalls die Beiträge durch Druckfluktuationen vorherrschen [10].

In der Erhaltungsgleichung für  $\overline{T^2}$  ist das Schließungsproblem im Vernichtungsterm von besonderem Interesse. In diesem Term

$$\epsilon_T = \frac{2}{Pr \nu Gr} \overline{\left(\frac{\partial T}{\partial x_i}\right)^2}$$

muß die Summe von Korrelationen von Ortsableitungen der Temperaturfluktuationen approximiert werden [10]. Das hierfür etablierte Modell führt die Bestimmung von  $\epsilon_T$  über ein Zeitskalenverhältnis  $R$  für die Relaxationszeiten von kinetischer Energie und Temperaturfluktuationen zurück auf die Bestimmung der Dissipation  $\epsilon$  der kinetischen Energie; und für  $\epsilon$  wird ja ohnehin eine separate Erhaltungsgleichung benutzt:

$$\epsilon_T = \frac{1}{R} \frac{\overline{T^2}}{k} \epsilon.$$

Das unbekanntene Zeitskalenverhältnis  $R$  hat sich in bisherigen Anwendungen des Modells als eine oftmals dem Strömungsproblem anzupassende Größe erwiesen. Modellverbesserungen sind jedoch sehr schwierig, da die beiden Vernichtungsterme,  $\epsilon$ - und  $\epsilon_T$ , durch die kleinen Skalen von Temperatur und Geschwindigkeit bewirkt werden. Diese sind mit der heute verfügbaren Meßtechnik nicht ausreichend genau zu ermitteln [24], so daß diese Terme meist durch Ermittlung der anderen Terme in der betreffenden Bilanzgleichung abgeschätzt werden. Richtig durchgeführte direkte Simulationen, das sind solche,

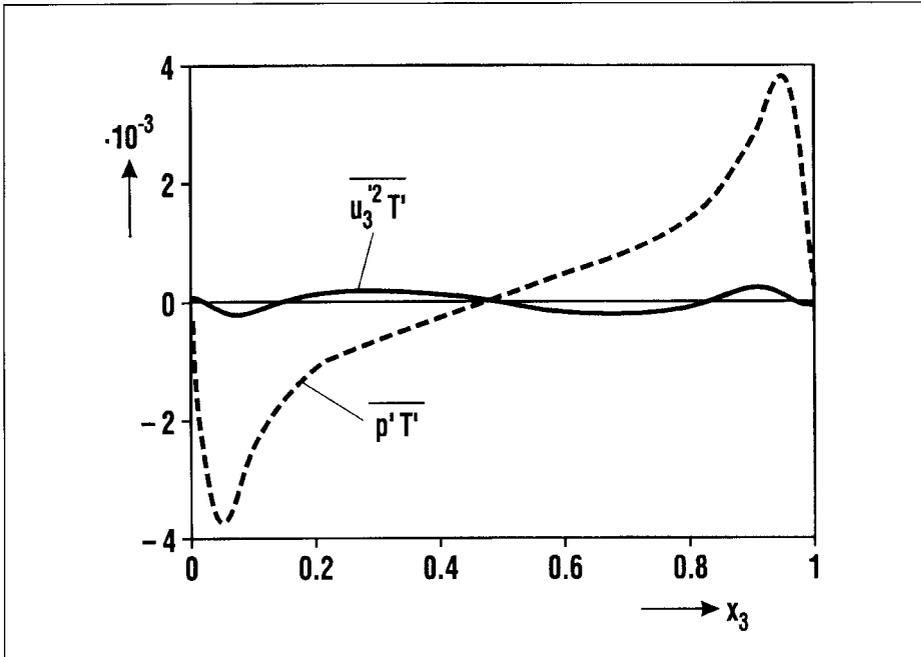


Abb. 8: Vertikale Profile von Korrelationen im Diffusionsterm  $D_{qt}$  der Erhaltungsgleichung für den vertikalen turbulenten Wärmestrom  $\overline{u_3'T'}$  in Luft,  $Ra = 630.000$ .

eine genauere Analyse müssen noch höhere Turbulenzgrade untersucht werden. Für die Werte von  $R$  an der Wand kann theoretisch gezeigt werden, daß sie gleich dem Wert der Prandtl-Zahl sind. Für den Innenbereich der Konvektionsschicht müssen erst noch verbesserte Modelle abgeleitet werden, oder es wird eine zusätzliche Erhaltungsgleichung für  $\epsilon_T$  eingeführt.

Ein derartiges Turbulenzmodell, das für den turbulenten Wärmetransport die Erhaltungsgleichungen für die drei Wärmeströme und die Temperaturschwankungsquadrate benutzt, wurde neuerdings in FLUTAN implementiert. Die hier aufgezeigte Abhängigkeit des Zeitskalenverhältnisses  $R$  vom Fluid erklärt, warum mit diesem Modell in den ersten Rechnungen der Wert von  $R$  beim Übergang von Wasser auf Flüssigmetalle drastisch reduziert werden muß [9]. Die Weiterentwicklung derartiger Turbulenzmodelle wird sich also mehr und mehr auf derartigen Simulationsergebnissen abstützen.

deren Ergebnisse nicht mehr von einer weiteren Verfeinerung der Gitterweiten abhängen, lösen dagegen auch die kleinsten Skalen auf, und ermöglichen so  $\epsilon$  und  $\epsilon_T$  zu bestimmen.

Die aus den Simulationen für Luft und Natrium ausgewerteten vertikalen Profile für den Koeffizienten  $R$  zeigen eine starke Abhängigkeit von Ort, Art des Fluides und bei Natrium auch vom Turbulenzgrad (Abb. 9). Die Ergebnisse für Luft stimmen in etwa mit den Erfahrungswerten aus Anwendungen dieses Modells von 0,5 bis 0,8 überein. Die starke Ortsabhängigkeit deutet jedoch auf Mängel des Modellansatzes hin. Die Werte für das Zeitskalenverhältnis  $R$  in Natrium sind wesentlich kleiner als die in Luft, und nehmen mit der Rayleigh-Zahl zu. Das ist eine Konsequenz der z.B. in Abbildung 6 erkannten total unterschiedlichen Raum- und Zeitskalen im Geschwindigkeits- und Temperaturfeld in Flüssigmetallen. Die für Natrium untersuchten Rayleigh-Zahlen zeigen noch keine von der Rayleigh-Zahl unabhängigen Werte von  $R$ , d.h. für

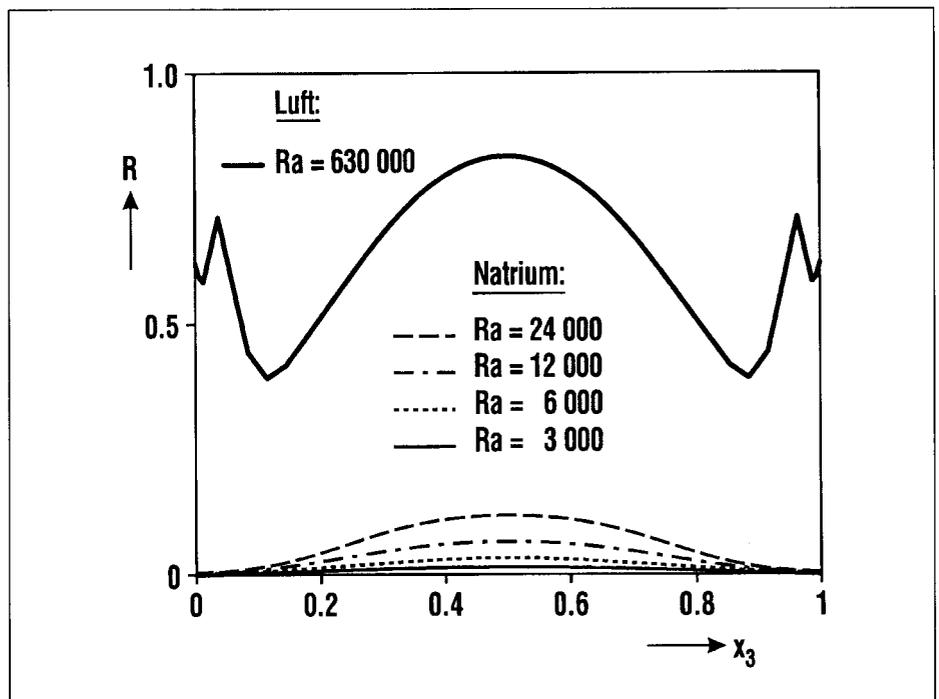


Abb. 9: Vertikale Profile des Zeitskalenverhältnisses  $R$  im Vernichtungsterm  $\epsilon_T$  der Erhaltungsgleichung für die Temperaturschwankungsquadrate in Luft,  $Ra = 630.000$ , und in Natrium.

#### 4. Zusammenfassung

Die Methode der direkten numerischen Simulation ist wegen der Anforderung, alle Raum- und Zeitskalen der Turbulenz aufzulösen, auf den uns verfügbaren Rechnern nur auf Strömungen mit mäßigen Turbulenzgraden und in einfachen Geometrien anwendbar. Dennoch läßt sich mit dieser Methode ein wesentlicher Fortschritt gegenüber dem Kenntnisstand aus experimentellen Befunden erzielen. Die Simulation für Naturkonvektion in einem horizontalen Plattenkanal mit Luft wurde hauptsächlich für die Verifikation des Simulationsprogramms durchgeführt. Schon dabei werden mit den Speichenstrukturen Phänomene gefunden, die bisher nur in Simulationen aufgezeigt wurden, die im Experiment jedoch noch nicht untersucht wurden. Die Simulationen für Flüssigmetalle stellen die ersten detaillierten Ergebnisse zum Geschwindigkeitsfeld bereit. Sie bestätigen die Existenz der Trägheitskonvektion, aber eben bei kleineren Rayleigh-Zahlen als theoretisch postuliert.

Bei der Analyse von Turbulenzmodellen werden Terme untersucht, die in neueren Modellen, wie sie gerade in FLUTAN realisiert werden, wichtig sind, die aber experimentell nicht oder nur mit erheblichen Fehlern bestimmbar sind. Damit wird deutlich, daß die numerische Simulation ein wichtiges Begleitwerkzeug ist, um bei der Weiterentwicklung komplexer Turbulenzmodelle das Verständnis für die Strömung und die Daten für die Kalibrierung bereitzustellen. Für manche Terme ist sie sogar der einzige Weg, sich Informationen über die zu modellierenden Korrelationen zu beschaffen. Für einige Terme ist es notwendig, in Zukunft höhere, mehr praxisrelevante Turbulenzgrade zu untersuchen. Dies, und die Weiterentwicklung der Grobstruktursimulationsmethode für ingenieurtechnische Anwendungen – erste beachtenswerte Beiträge in diesem Gebiet gibt es andernorts bereits – hängen sehr stark von der Verfügbarkeit entsprechend leistungsfähiger Höchstleistungsrechner ab.

#### Danksagung

Zum Fortschritt dieser Arbeiten haben insbesondere beigetragen: Herr Seiter (IRS), Frau Hesselschwerdt (INR), die MaTA-Praktikantinnen Frau Leopold und Hiltner (HDI) und zur Visualisierung der Simulationsergebnisse Frau Allers-Brameshuber und Frau Schäfer (HDI). Das Manuskript haben rezensiert: Herr Dr. Homann und Herr Kleefeldt (IRS). Allen Beteiligten gilt unser aufrichtiger Dank.

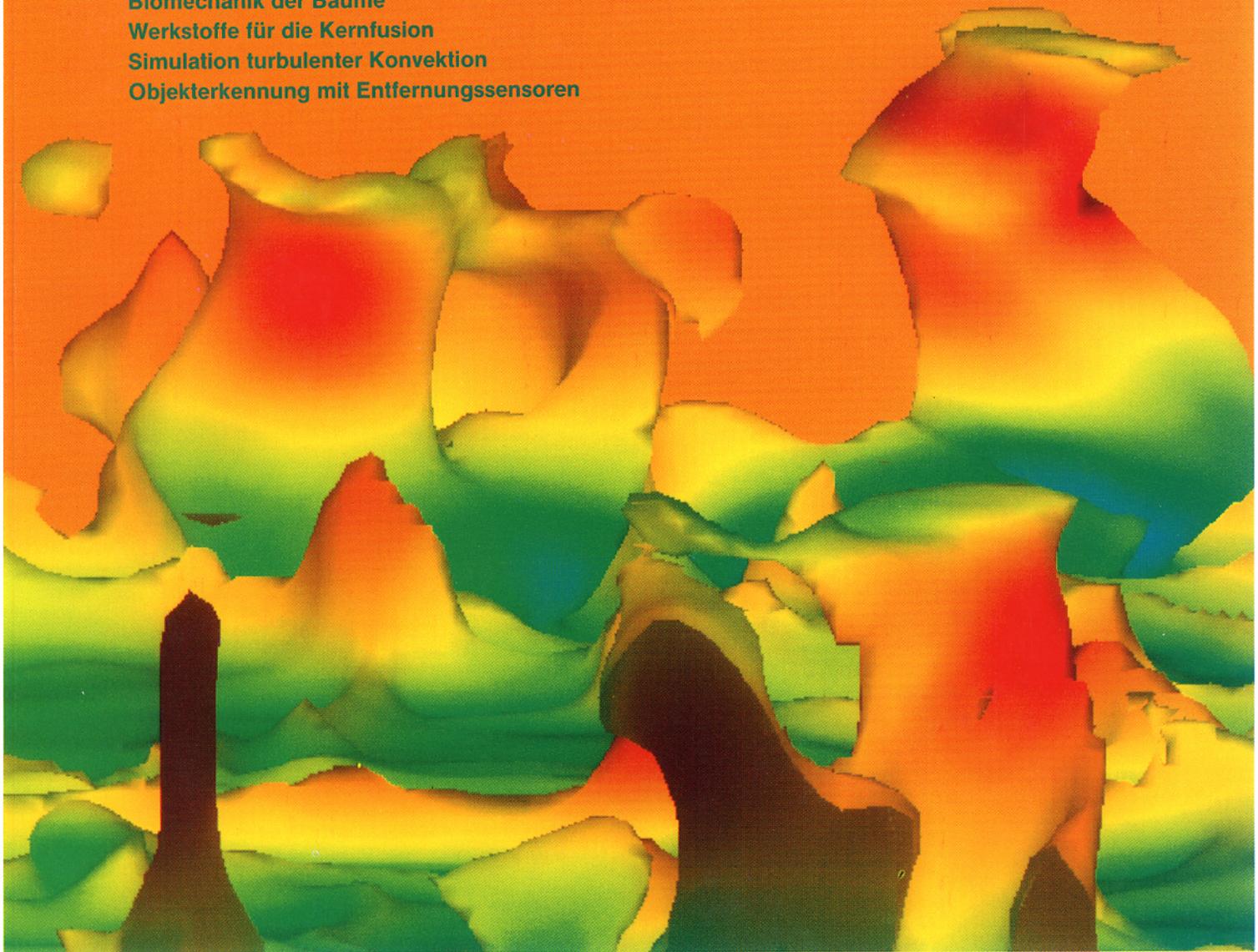
#### Literaturhinweise

- [ 1] H. Hoffmann, D. Wilhelm, D. Weinberg, KfK-5326, S. 34 – 73, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1994
- [ 2] B. Kuczera, KfK-Nachrichten 4/93, Jahrgang 25, S. 219 – 249
- [ 3] H.-H. Hennies, G. Keßler, J. Eibl, KfK-Nachrichten 1/93, Jahrgang 25, S. 29 – 41
- [ 4] J. U. Knebel, ENC' 94 International Nuclear Congress and World Exhibition, Lyon, October 2 – 6, 1994
- [ 5] F. J. Erbacher, H. J. Neitzel, NURETH-5, Sept. 1992, Salt Lake City, Utah, USA.
- [ 6] H. Borgwaldt, W. Baumann, G. Willering, KfK-5010, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1992
- [ 7] M. Bottoni, W. L. Baumann, H. N. Chi, T. H. Chien, H. M. Domanus, R. C. Schmitt, W. T. Sha, V. L. Shah, NUREG/CR-4371, ANL-85/47, Argonne National Lab. 1985
- [ 8] S. P. Lawrence, CLM-R292, Culham Lab. 1989
- [ 9] L. N. Carteciano, ICHMT, August 1994, Lissabon, Vol. 1, S. 8.3.1 – 8.3.6.
- [10] M. Wörner, KfK-5228, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1994
- [11] J. U. Knebel, KfK-5175, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1993
- [12] D. Suckow, KfK-5174, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1993

- [13] G. Grötzbach, Encyclopaedia of Fluid Mechanics, Vol. 6, 1987, S. 1337 – 1391
- [14] M. Wörner, G. Grötzbach, 5th Int. Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, Paris 1993, S. 335 – 342
- [15] G. Grötzbach, Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, Un. Ac. Press, Tokyo 1989, S. 267 – 275
- [16] C. Seiter, Dissertation, in Vorbereitung
- [17] U. Schumann, von Karman Lecture Series 1993-02
- [18] G. Grötzbach, ICHMT, August 1994, Lissabon, Vol. 1, S. I.L.3.1 – I.L.3.15
- [19] J. W. Deardorff, G. E. Willis, J. Fluid Mech. 28, 1967, S. 675 – 704
- [20] F. H. Busse, R. M. Clever, Arch. Mech. 43, 1991, S. 565 – 575
- [21] G. Grötzbach, M. Wörner, 1st ERCOFTAC Workshop on Direct and Large Eddy Simulation, Guildford, U.K., Kluwer Ac. Press. 1994, S. 387 – 397
- [22] V. Kek, KfK-4611, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1989.
- [23] G. Grötzbach, M. Wörner, Supercomputing in Nuclear Applications, Karlsruhe, April 1993, S. 236 – 247
- [24] W. K. George, D. B. Taulbee, Exp. Therm. Fluid Sci. 5, 1992, S. 249 – 259.

Aus dem Inhalt:

Kristalle aus Fullerenen  
Flußlinien in Hochtemperatursupraleitern  
Keramische Mikrostrukturen  
Faserverbunde als Strukturmaterialien  
Biomechanik der Bäume  
Werkstoffe für die Kernfusion  
Simulation turbulenter Konvektion  
Objekterkennung mit Entfernungssensoren



**KfK** **Nachrichten**  
Kernforschungszentrum Karlsruhe

Jahrgang 26 4/94

---

#### **Erläuterung der im Inhaltsverzeichnis verwendeten Abkürzungen:**

IAI	Institut für Angewandte Informatik
IMF	Institut für Materialforschung
INFP	Institut für Nukleare Festkörperphysik
IRS	Institut für Reaktorsicherheit
ISTEC/SRL	International Superconductivity Technology Center/Superconductivity Research Laboratory
MPG/IFP	Max Planck Gesellschaft/Institut für Festkörperforschung

#### **Titelbild:**

Direkte numerische Simulation von Turbulenz am Beispiel der Rayleigh-Bénard-Konvektion in Luft. Hier wurde das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld berechnet, das sich zwischen zwei parallelen horizontalen Platten unterschiedlicher und konstanter Temperatur ausbildet. Die Luft steigt von der unteren Platte mit höherer Temperatur auf und sinkt von der oberen Platte mit niedrigerer Temperatur ab. Die Darstellung zeigt für einen bestimmten Zeitpunkt die Orte gleicher Lufttemperatur und farbig die örtliche Vertikalgeschwindigkeit (Rot: aufwärts, Grün: keine Bewegung). Sie gibt ein anschauliches Bild davon, wie die Wärme in einzelnen Luftfahnen nach oben transportiert wird. (Vgl. den Beitrag von G. Grötzbach et. al. auf Seite 263.)

#### **Herausgeber:**

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640 · 76021 Karlsruhe  
Telefon-Nr. (07247) 820

#### **Redaktion:**

Dr. Klaus Körting

#### **Redaktionsbeirat:**

Dr. Jürgen Gspann, Prof. Dr. Günther Keßler (Vorsitzender), Dr. Rolf Krieg, Peter Sperling, Dr. Ludwig Stieglitz, Dr. Karl-Friedrich Weibezahn, Prof. Dr. Bernhard Zeitnitz

#### **Layout:**

Günter Reinhard

#### **Satz u. Druck:**

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH

---

Nachdruck mit Genehmigung des Kernforschungszentrums Karlsruhe GmbH unter Nennung der Gesellschaft und des Autors gestattet. Beleg erbeten.

Die KfK-NACHRICHTEN können kostenlos über die Hauptabteilung Bibliotheks- und Kommunikationsdienste des Kernforschungszentrums bezogen werden.

Printed in the Federal Republic of Germany.