

## Numerische Simulation zur Analyse turbulenter Konvektion

Günther Grötzbach, Martin Wörner

Kernforschungszentrum Karlsruhe  
Institut für Reaktorsicherheit  
7500 Karlsruhe, Postfach 3640

### 1. Einleitung

Ein Ziel bei der Auslegung zukünftiger schneller Brutreaktoren ist es, mehr passive Sicherheitseigenschaften nutzbar zu machen. So soll es in Störfallsituationen möglich sein, die Nachwärme nach Abschalten des Reaktors ohne aktive Maßnahmen abzuführen. Um zu prüfen, ob während des Nachwärmeabfuhrbetriebes, insbesondere in der Übergangsphase vom nominellen Reaktorbetrieb zum Naturkonvektionsbetrieb, keine unzulässigen Temperaturen auftreten, sind umfangreiche Untersuchungen an verkleinerten Reaktormodellen mit Wasserkühlung im Gange [1,2]. Das Fluid Natrium mit seiner wesentlich höheren Wärmeleitfähigkeit kann als Kühlmittel nur in wenigen existierenden Reaktoren untersucht werden. Die Übertragung der Aussagen aus den verschiedenen Experimenten auf die jeweilige Reaktorkonstruktion muß mit Hilfe von Computercodes erfolgen. Solche Codes werden speziell für diesen Zweck, wie auch für die Analyse der Experimente, entwickelt [3,4].

Die Turbulenzmodelle in diesen Codes sind nur für Zwangskonvektion und gemischte Konvektion geeignet. Sie müssen so erweitert werden, daß sie für reine Naturkonvektion in Flüssigmetallen anwendbar sind [5,6]. Die für die Kalibrierung notwendigen Turbulenzdaten für Naturkonvektion in Flüssigmetallen werden bei KfK durch eher grundlagenorientierte Arbeiten bereitgestellt [7,8]. Erste Untersuchungen lieferten einige Turbulenzdaten für Rayleigh-Bénard-Konvektion in Natrium [9]; das ist der Wärmedurchgang von unten nach oben durch eine in horizontaler Richtung theoretisch unendlich ausgedehnte Fluidschicht zwischen festen horizontalen Wänden unterschiedlicher Temperatur. Wegen der enormen Schwierigkeiten bei der Durchführung von Experimenten zur reinen Naturkonvektion in flüssigem Natrium ist in absehbarer Zeit kaum ein wesentlicher Fortschritt bei der Ermittlung zuverlässiger und umfangreicher Daten zur Turbulenz als auch zu den Mechanismen in dieser Strömung zu erwarten. Damit hat die Methode der direkten numerischen Simulation turbulenter Strömungen, die wir zur Ermittlung einer umfangreichen Datenbasis benutzen wollen, eine gute Chance zu den Konvektionsmechanismen und zu den Turbulenzdaten einen relevanten Beitrag zu leisten. Wir verwenden dazu das im IRS entwickelte Rechenprogramm TURBIT [10]. In dem Vortrag wurde auf Beispiele zu beiden Themen eingegangen. In dieser Kurzfassung werden nur Ergebnisse zu den Strömungsmechanismen diskutiert. Die ersten Beiträge zu Turbulenzdaten sind inzwischen anderweitig dokumentiert [11].

### 2. Simulationsmethode

Der Gleichungssatz für die Beschreibung der Konvektion besteht aus den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und thermische Energie. Dabei handelt es sich um ein nichtlineares partielles Differentialgleichungssystem. Als Lösungsverfahren

verwenden wir in TURBIT-4 für die räumliche und zeitliche Integration Differenzenverfahren zweiter Ordnung. Für die Zeitintegration wurde speziell für die Anwendung auf Flüssigmetalle ein halbimplizites Zeitintegrationsverfahren realisiert [12]. Unter Verwendung von modifizierten direkten Poissongleichungslösern für die Lösung der resultierenden linearen Gleichungssysteme wird damit eine effiziente Behandlung von Flüssigmetallen überhaupt erst ermöglicht. Das neue Verfahren wurde an Experimenten und theoretischen Beispielen verifiziert [11,12].

Die praktischen Schwierigkeiten der numerischen Simulation ergeben sich aus den physikalischen Eigenschaften turbulenter Strömungen. Diese sind wirbelbehaftet und damit stets dreidimensional und zeitabhängig. Es gibt ein weites Spektrum von Längenmaßstäben. Die meiste Turbulenzenergie wird bei den größten Längenmaßstäben produziert. Alle kinetische Energie wird letztlich bei den kleinsten Längen in thermische Energie dissipiert. Damit ist deutlich, daß eine direkte Simulation alle relevanten Skalen auflösen muß, daß die vollständigen Erhaltungsgleichungen benutzt werden müssen, und daß alle drei Raumdimensionen und die zeitliche Veränderung der Turbulenzstrukturen erfaßt werden müssen. Dies hat einen mit wachsendem Turbulenzgrad zunehmenden Rechenaufwand zur Folge. Der Vorteil der direkten Simulationsmethode ist andererseits, daß die Simulation nicht von Modellparametern abhängt.

### 3. Beispiele für Simulationen

Die Mechanismen der Konvektion werden an Simulationen für die Fluide Luft, Prandtl-Zahl  $Pr = \nu/a = 0,71$  ( $\nu$  = viskose,  $a$  = thermische Diffusivität), und Natrium,  $Pr = 0,006$ , untersucht, siehe Tab. 1. Die Simulation von Luft wurde nach Modifikation der Rayleigh-Zahl  $Ra = g\beta\Delta TD^3/(\nu a)$ , ( $g$  = Erdbeschleunigung,  $\beta$  = Volumenexpansionskoeffizient,  $\Delta T$  = Temperaturdifferenz zwischen der warmen unteren und der kalten oberen Wand,  $D$  = Kanalhöhe) und nach Verfeinerung des Gitters aus einer früher durchgeführten Simulation [13] für eine etwa halb so große Rayleigh-Zahl gestartet. Die Rechenzeit auf einer Fujitsu VP 400 EX betrug daher nur etwa 18 h bis zum Erreichen eines ausreichend langen Zeitraumes, in dem die Strömung im statistischen Sinne stationär ist und bezüglich Turbulenztermen ausgewertet werden kann. Für die Simulation von Natrium wurden randome Anfangswerte benutzt und daher 60 h benötigt.

Tab. 1: Fallspezifikationen und numerischer Aufwand.  
 Grashof-Zahl  $Gr = Ra/Pr$ ,  $X_i$  = Kanallänge ( $i = 1,2$ ),  $N_i$  = Maschenanzahl ( $i = 3$  vertikal),  $N_t$  = Zeitschrittzahl

Pr	Ra	Gr	$X_i/D$	$N_1 * N_2 * N_3$	$N_t$
0,71	630.000	887.300	7,92	200*200*39	16.000
0,006	12.000	2.000.000	8,0	250*250*39	61.000

Um aus den Ergebnissen Filme für die Analyse der Dynamik der Strömungs- und Temperaturfelder erstellen zu können wurden für beide Simulationen dreidimensionale Ergebnisse mit insgesamt ca. 2,6 bzw. 5,1 GByte in engen Zeitintervallen abgespeichert. Das Herausfiltern der zu visualisierenden Ergebnisse erfolgte auf einer IBM 3090 VF. Für die Simulation von Luft wurden auf der IBM nur die Daten eines Viertels des Kanals heraussortiert und in das AVS-Format konvertiert. Die resultierenden 720 MByte wurden mittels AVS auf einer lokalen Grafikworksta-

tion Stardent GS 2000 in Form von dreidimensionalen Isoflächen der Temperatur dargestellt, über die als Farbcode die Werte der lokalen Vertikalgeschwindigkeit überlagert wurden. Die so berechneten und gespeicherten Bilder mit etwa 1,1 GByte wurden schließlich auf der zentralen GS 2000 des KfK-Rechenzentrums interpretiert und auf einer Real-Time-Disk abgelegt. Die CPU-Zeiten für das Ausfiltern der Daten, für die Visualisierung, und für den Transfer über das Netzwerk liegen jeweils bei 10 h. Die Ergebnisse für Natrium wurden auf der IBM mittels DISPLA lediglich in Form von zweidimensionalen Höhenliniendarstellungen visualisiert und als CGM-Plotmetafiles mit ca. 45 MByte an die zentrale GS 2000 übertragen, auf der Real-Time-Disk abgelegt, und von dort auf Videoband angekoppelt.

### **3.1 Strukturen in Rayleigh-Bénard-Konvektion von Luft**

Diese Simulation wurde hauptsächlich zur Verifikation des impliziten Lösungsverfahrens und zur Untersuchung des Einflusses der Prandtl-Zahl auf die Turbulenzstatistik und auf die Mechanismen durchgeführt. In Abb. 1 ist die Isofläche der Temperatur  $T=0,75$  ( $T=1$  heiße untere,  $T=0$  kalte obere Wand) im gesamten Plattenkanal dargestellt. Sie zeigt an einigen Stellen pilzartige Strukturen, in denen das heiße Fluid aufsteigt. An manchen Stellen reicht das Fluid mit dieser Temperatur bis an die obere Wand, wo es horizontal umverteilt wird. Die Aufstiegsgebiete konzentrieren sich auf wenige Knoten. Verbunden sind diese in einer dünnen, wandnahen Schicht durch speichenähnliche Grate, in denen warmes Fluid offensichtlich nur langsam aufsteigt. Da dieser Konvektionstyp im statistischen Sinne symmetrisch zur Mittelebene ist, gilt dasselbe auch für das herabfallende Fluid nahe der oberen kalten Wand. Vergleicht man die räumlichen Skalen der Isofläche mit der des Farbcodes, so folgt, das Temperaturfeld und die Vertikalgeschwindigkeit sind bei dieser Prandtl-Zahl im Großen wie auch im Kleinen etwa gleichskalig.

Die Dynamik des Prozesses wird aus dem von diesem Bildtyp erstellten Film deutlich. Das Fluid bewegt sich zunächst bevorzugt horizontal zu den Knoten, weil dort durch die stete Beschleunigung während der Aufwärtsbewegung eine Sogwirkung entsteht. Andererseits verdrängt das in den glatt aussehenden Zwischenräumen herunterfallende kalte Fluid das warme an der unteren Wand zur Seite, hin zu den Knoten. Dort sammelt sich heißes Fluid, verdickt die Grenzschicht, und fördert lokal Rayleigh-Taylor-ähnliche Ablösungen. Der treibende Mechanismus der lokalen Instabilitäten durch Dichteunterschiede steht somit in enger Wechselwirkung mit Trägheitsphänomenen.

Die hier gefundenen Speichenstrukturen wurden auch schon in Simulationen für eine kleinere  $Ra$  gezeigt [13,14]. Außerdem wurden sie für Fluide größerer Prandtl-Zahl,  $Pr > 1$ , auch in Experimenten beobachtet [15]. Bei  $Pr = 0,7$  wurden sie bisher noch nicht experimentell nachgewiesen. Zusammen mit der an anderer Stelle und im Vortrag gezeigten Verifikation an statistischen Daten aus Experimenten [16] ist diese Luftsimulation die wichtigste Verifikation des TURBIT-Programms mit dem neu realisierten impliziten Lösungsverfahren, da für Natrium keine vergleichbare Wissensbasis vorliegt.

### **3.2 Strukturen in Rayleigh-Bénard-Konvektion von Natrium**

Die Isofläche der Temperatur  $T = 0,75$  zu einem beliebigen Zeitpunkt im Natriumkanal zeigt kaum Deformationen durch das auf- und abströmende Fluid, Abb. 2. Im Temperaturfeld stellen sich große Wellenlängen ein; kleine Skalen gibt es durch die hohe Wärmeleitfähigkeit des Fluides nicht. Die Deformationen ziehen sich in Bändern durchgehend durch den Kanal, d.h. es herrscht eine, wenn auch

dreidimensional verzerrte, Rollenstruktur vor. Die Farbe für die Vertikalgeschwindigkeit bestätigt diese Rollenstruktur. In diesem Feld gibt es jedoch auch sehr kleinskalige Gebiete. Insbesondere zeigen sich hier speichenartige Querverbindungen zwischen den Rollen. Auch bei diesem Fluid konzentrieren sich Speichenstrukturen auf dünne Bereiche in Wandnähe. Die räumliche Struktur des Geschwindigkeitsfeldes für Natrium ist bei den kleinen Skalen dem für Luft sehr ähnlich. Das bestätigt das Ergebnis aus Dimensionsanalysen, daß die Geschwindigkeitsfelder bei ähnlicher Grashof-Zahl,  $Gr = Ra/Pr$ , ähnlich sind. Diese sind hier in beiden Fällen von gleicher Größenordnung, Tab. 1.

Die in den Filmen dargestellten Schnitte durch das Temperaturfeld und durch das Feld der kinetischen Energie deuten zum Einen auf die Existenz der für noch kleinere  $Ra$  vorhergesagten Festkörperrotation hin. Zum Anderen zeigen sie, daß nur das Temperaturfeld sehr niederfrequent ist, daß dagegen das Geschwindigkeitsfeld sehr hochfrequente Anteile hat und dramatische zeitliche Änderungen aufweist. Der enorme numerische Aufwand für die direkte Simulation turbulenter Naturkonvektion von Flüssigmetallen resultiert gerade aus dieser Unterschiedlichkeit der Längen- und Zeitskalen in den Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern.

Für die Verifikation der Simulation für Natrium stehen aus Experimenten nur sehr wenige Daten zur Verfügung. In [11] wurden alle für diese Rayleigh-Zahl aus den Experimenten von [9] verfügbaren Ergebnisse benutzt und gute Übereinstimmung erzielt.

#### **4. Schlußfolgerungen**

Die Ergebnisse der Simulationen für Luft stimmen gut mit denen der früheren Simulationen für einen geringeren Turbulenzgrad und mit experimentellen Ergebnissen überein. Auch bei dieser höheren Rayleigh-Zahl entwickeln sich die in früheren Simulationen gefundenen Speichenstrukturen in den dünnen Geschwindigkeitsgrenzschichten in Wandnähe. Bei Natrium stellen sich im Geschwindigkeitsfeld im Kleinskaligen ganz ähnliche Strukturen ein. Das bestätigt die Gültigkeit der Grashof-Analogie für das Geschwindigkeitsfeld bei kleinen Skalen. Bei den großen Skalen findet man dagegen im Natrium dreidimensional und unregelmäßig verzerrte Rollenstrukturen, die man als übrigbleibsel der laminaren Strömung ansehen kann. Diese Langwelligkeit, besonders im Temperaturfeld, verdeutlicht die Ähnlichkeit der großen Skalen bei vergleichbaren Rayleigh-Zahlen. Diese Simulationen liefern die ersten detaillierten Aussagen über Strukturen in turbulenter Flüssigmetallnaturkonvektion. Sie können insbesondere für die gezieltere Durchführung und Instrumentierung zukünftiger Experimente hilfreich sein. Statistische Analysen der Ergebnisbasis sind begonnen [11] und werden weitergeführt. Damit werden Modellterme von Turbulenzmodellen den exakten Termen gegenübergestellt, Modellkoeffizienten bestimmt, und Modellverbesserungen abgeleitet. Die numerische Simulation ist also bei dieser Art von Strömung und Fluid als wesentliches Werkzeug zur Bereitstellung von Daten neben Experimente getreten.

Der numerische Aufwand solcher Simulationen, der Analyse und der Visualisierung stellt höchste Anforderungen an Größe und Geschwindigkeit der Höchstleistungsrechner. Um die in Natrium erwünschten höheren Turbulenzgrade zu erreichen reicht die derzeit verfügbare Rechenleistung nicht aus. Mit zukünftigen Rechnern der Teraflop-Generation, d.h. mit tausendmal schnelleren Rechnern, wird man bei einem um den Faktor 200 größeren Hauptspeicher- und Massenspeicheraufwand eine um den Faktor 300 höhere Rayleigh-Zahl erreichen können, ein durchaus relevanter Fortschritt in der Aussagekraft der dann erzielbaren Daten für die Weiterentwicklung ingenieurmäßig einzusetzender Turbulenzmo-

delle. Da uns diese Rechenleistung in absehbarer Zeit nicht zur Verfügung stehen wird, bleibt nur eine methodische Zwischenlösung. Man verläßt den Weg der direkten Simulation teilweise, verzichtet auf die Auflösung der kleinen Skalen und damit auch auf die Analysemöglichkeit der mit den kleinen Skalen zusammenhängenden Turbulenzterme, entwickelt für diese Konvektionsart Feinstrukturmodelle, die die vernachlässigten kleinen Skalen modellieren, und führt entsprechend lediglich Grobstruktursimulationen durch. Die Besonderheit dieser Modelle ist, daß sie mit zunehmender räumlicher Auflösung an Bedeutung verlieren, d.h. mit zunehmender Rechenleistung wird in Zukunft wieder der Übergang zur direkten Simulation erreicht.

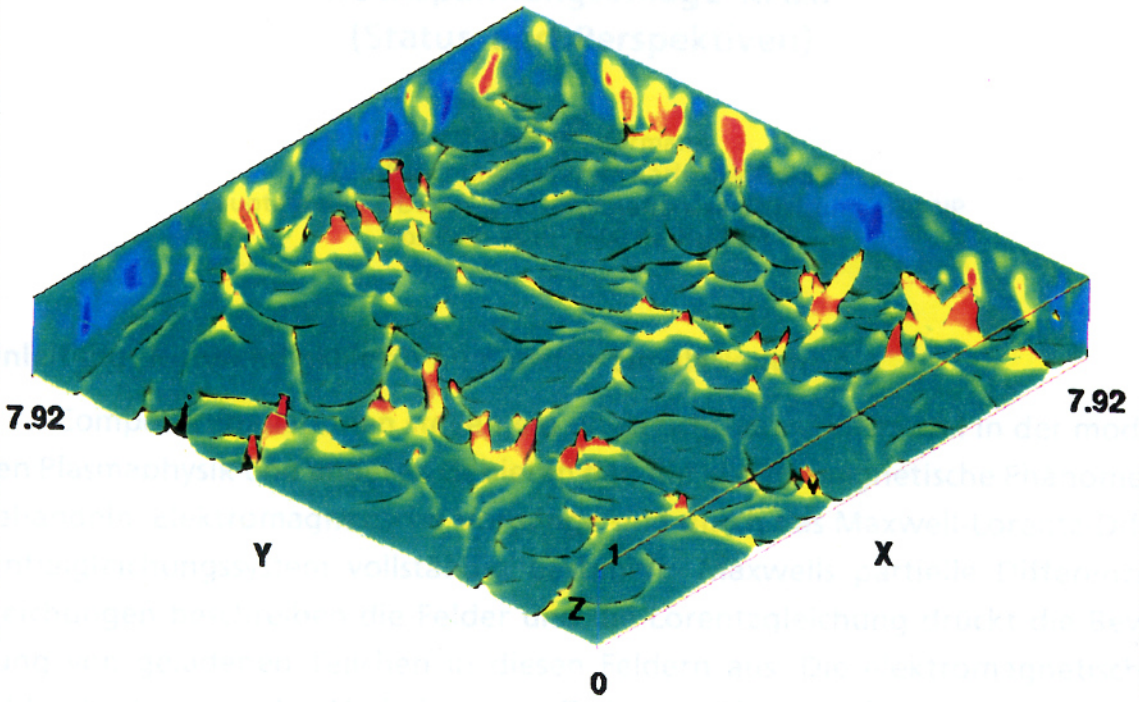
### Danksagung

Bei der Entwicklung der Schnittstellen zu den Grafikprogrammen und bei der Durchführung dieser Analyse und deren Visualisierung gab es zahlreiche Probleme zu lösen. Wir danken den Mitarbeitern des Rechenzentrums, HDI-KfK, für die gewährte Unterstützung, und unseren Mata-Praktikanten F. Bösert, E. Hessel-schwerdt und F. Leopold für ihre wertvollen Beiträge bei der Realisierung der notwendigen Programmentwicklungen.

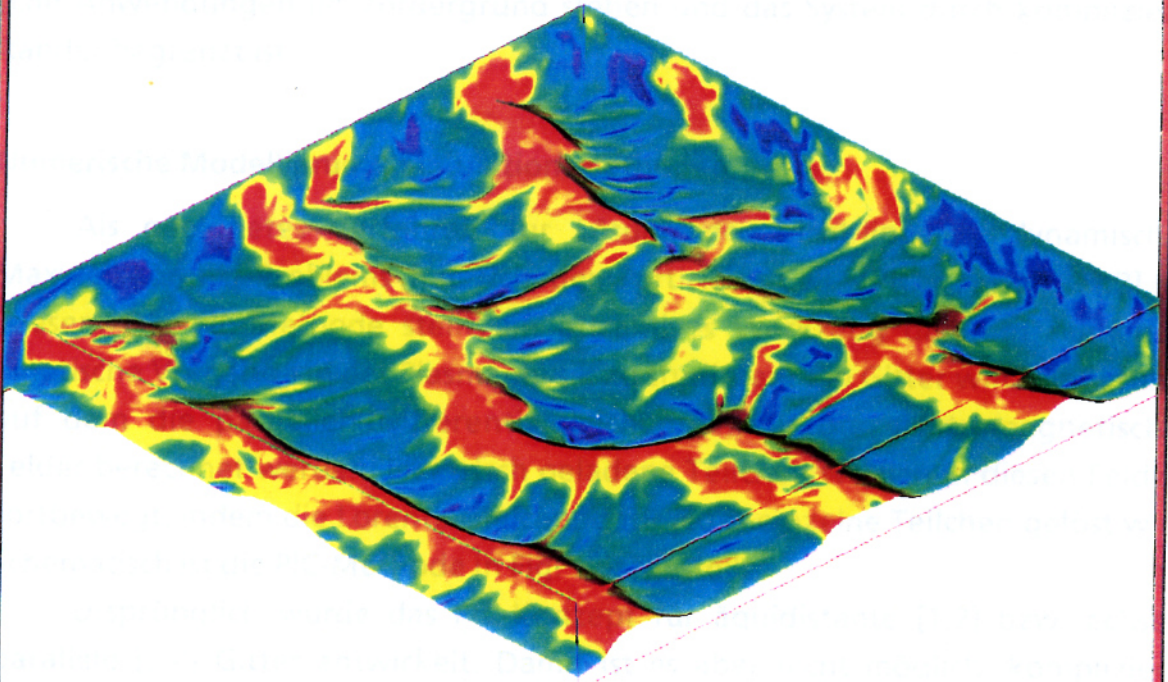
### Literatur

- [1] K. SATOH, H. MIYAKOSHI, "Study of decay heat removal by natural circulation," Proc. NURETH-4, pp. 378-383 (1989).
- [2] H. HOFFMANN, H. KAMIDE, K. MARTEN, H. OHSHIMA, D. WEINBERG, "Investigations on the transition from forced to natural convection for the pool type EFR in the 3d RAMONA model," Int. Conf. on Fast Reactors and Related Fuel Cycles, Kyoto, Oct. 28 - Nov. 1, (1991).
- [3] H. NINOKATA, "Advances in computer simulation of fast breeder reactor thermalhydraulics," Proc. SNA '90, pp. 80-85 (1990).
- [4] H.A. BORGWALDT, "CRESOR, a robust vectorized Poisson solver implemented in the COMMIX-2(V) thermal-hydraulics code," Proc. SNA '90, pp. 346-351 (1990).
- [5] S.P. LAWRENCE, "Turbulence modelling in naturally convecting fluids," Culham Lab., CLM-R292, Sept. (1989).
- [6] L. DAVIDSON, "Calculation of the turbulent buoyancy-driven flow in a rectangular cavity," Num. Heat Trans. A, Vol. 18, pp. 129-147 (1990).
- [7] D. SUCKOW, "Experimentelle Untersuchungen turbulenter Mischkonvektion im Nachlauf einer punktförmigen Wärmequelle," Dissertation, Univ. Karlsruhe, in Vorbereitung
- [8] K. BREMHORST, L. KREBS, "Experimentally determined turbulent Prandtl numbers in liquid sodium at low Reynolds numbers", Int. J. Heat Mass Transfer 35, pp. 351-359 (1992)
- [9] V. KEK, "Bénard Konvektion in flüssigen Natriumschichten," Dissertation, Univ. Karlsruhe, KfK 4611, (1989).

- [10] G. GRÖTZBACH, "Direct numerical and large eddy simulation of turbulent channel flows," Encyclopedia of Fluid Mechanics, Gulf Publ., Houston, Vol. 6, pp. 1337-1391 (1987).
- [11] G. GRÖTZBACH, M. WÖRNER, "Analysis of second order transport equations by numerical simulations of turbulent convection in liquid metals", NURETH-5, Salt Lake City (1992).
- [12] M. WÖRNER, G. GRÖTZBACH, "Analysis of semi-implicit time integration schemes for direct numerical simulation of turbulent convection in liquid metals," Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vieweg, Braunschweig, Vol. 35, pp. 542-551 (1992).
- [13] G. GRÖTZBACH, "Simulation of turbulent flow and heat transfer for selected problems of nuclear thermal-hydraulics," Proc. SNA '90, pp. 29-35 (1990).
- [14] C.-H. MOENG, R. ROTUNO, "Vertical-velocity skewness in the buoyancy-driven boundary layer", J. of Atmos. Sc. 47, pp. 1149-1162 (1990).
- [15] Z. KAWARA, I. KISHIGUCHI, I. MICHİYOSHI, "Characteristics of plumes in turbulent thermal convection in a horizontal fluid layer", Heat Transfer 1990, Vol. 2, pp. 537-542 (1990).
- [16] J.W. DEARDORFF, G.E. WILLIS, "Investigation of thermal convection between horizontal plates", J. Fluid Mech. 28, pp. 675-704 (1967).



**Abb. 1:** Isofläche für die Temperatur  $T = 0,75$ , Farbcode für die Vertikalgeschwindigkeit (rot aufwärts, blau abwärts),  $Ra = 630.000$ ,  $Pr = 0,71$ .



**Abb. 2:** Isofläche für die Temperatur  $T = 0,75$ , Farbcode für die Vertikalgeschwindigkeit,  $Ra = 12.000$ ,  $Pr = 0,006$ .