

DIREKTE NUMERISCHE SIMULATION GEMISCHTER KONVEKTION IN IDEALISIERTEN RÄUMEN

M. Kaczorowski, O. Shishkina und C. Wagner,
DLR Göttingen, Bunsenstr. 10, 37073 Göttingen, Deutschland

Zusammenfassung

Ziel ist die grundlegende Untersuchung des Strömungsverhaltens und der Wärmeübertragung von Raumluftrömungen. Die dabei auftretende turbulente (Misch-) Konvektion wird für unterschiedlich idealisierte Geometrien mit Hilfe von Direkten Numerischen Simulationen (DNS) analysiert. Dabei wird die Rayleigh-Bénard Konvektion als einfachstes Modell für eine Raumluftrömung in länglichen, quaderförmigen Zellen untersucht. Diese Untersuchungen dienen der grundlegenden Analyse des Einflusses der thermischen Plumes und periodischer Ränder in Längsrichtung. Die Ergebnisse zeigen, dass die Stirnwände zu einer vergrößerten Wärmeübertragung führen und die thermischen Plumes mit steigender Rayleigh-Zahl zunehmend mehr Wärme übertragen, während sich das Verhalten der Temperatur in der Durchmischungszone zunehmend dem eines passiven Skalars nähert. Die gemischte Konvektion wird in einem idealisierten Raum mit diskreten Wärmequellen und Lufteinlässen unter der Decke und –auslässen über dem Boden in Anlehnung an eine Passagierkabine untersucht.

1. EINLEITUNG

Bedingt durch die immer größer werdende Mobilität kommt der Klimatisierung von Passagierkabinen und dem damit einhergehenden thermischen Komfort des Insassen eine zunehmend größere Bedeutung bei. Experimentelle Untersuchungen sind in der Regel sehr kostspielig und werden aufgrund der großen Vielfalt von Entwürfen in der frühen Entwicklungsphase nach Möglichkeit vermieden. Daher werden große Anstrengungen unternommen die Strömung und den Wärmetransport in Innenräumen mit Hilfe numerischer Verfahren vorherzusagen. Die typischerweise verwendeten numerischen Verfahren (RANS) sind allerdings nicht immer zuverlässig. Andererseits haben hochgenaue Simulationen wie die Direkte Numerische Simulation (DNS) oder die Grobstruktursimulation (LES) einen sehr hohen Rechenzeit- und Speicherbedarf, weshalb sich ihr Einsatz bei komplexen und vor allem sehr großen Problemstellungen verbietet. Damit besteht die Notwendigkeit der Verbesserung von RANS-Verfahren bzw. der zugrunde liegenden statistischen Turbulenzmodelle. Hierfür werden detaillierte Untersuchungen der turbulenten Transport- und Mischungsvorgänge benötigt.

Die Belüftung und Klimatisierung von Räumen und Passagierkabinen werden sowohl von auftriebsgetriebenen Strömungen, als auch von erzwungener Konvektion bestimmt. Erstere entstehen durch die Wärmeabgabe elektrischer Geräte oder der Aufheizung z. B. durch die Sonne und nicht zuletzt durch den Menschen selbst. Letztere entsteht durch die in der Regel kühlen Zuluftstrahlen von Lüftungssystemen, die einer Aufheizung des Raumes entgegen wirken.

Um die physikalischen Vorgänge näher zu untersuchen werden daher geometrisch einfache Experimente benötigt, die alle relevanten Phänomene beinhalten, aber gleichzeitig die Zahl der möglichen Parameter auf ein

Minimum reduzieren. Auf diese Weise können hochgenaue numerische Verfahren wie DNS oder LES eingesetzt, und damit alle relevanten Skalen sowohl zeitlich als auch räumlich aufgelöst werden, um zum grundlegenden Verständnis auf diesem Gebiet beizutragen. Als stark idealisiertes Grundlagenexperiment kann z. B. das Rayleigh-Bénard (RB) Problem dienen, bei dem Fluid zwischen zwei horizontalen Platten von unten geheizt und von oben gekühlt wird, womit die untere Platte als Fußbodenheizung eines Raumes oder als idealisierte Menschenmenge einer Passagierkabine angesehen werden kann. Bei der RB Konvektion dient die Rayleigh-Zahl

$$(1) \quad Ra = \frac{\alpha g H^3 \Delta T}{\nu \kappa}$$

als Maß für das Verhältnis von Auftriebs- zu diffusiven Kräften, wobei ν die kinematische Viskosität und κ die thermische Leitfähigkeit sind. ΔT bezeichnet die Temperaturdifferenz zwischen den beiden horizontalen Platten mit einem Abstand H , α ist der thermische Expansionskoeffizient und g die Beschleunigung durch die Schwerkraft. Im Grenzfall reiner Konvektion strebt Ra somit gegen unendlich. Die so genannte Nusselt-Rayleigh Beziehung $Nu \sim Ra^\beta$ charakterisiert die Effektivität der Wärmeübertragung als Funktion der Rayleigh-Zahl und damit der Konvektion. Der Exponent β wurde von Grossmann & Lohse [1],[2] theoretisch für einen breiten Parameterbereich der Rayleigh- und Prandtl-Zahlen hergeleitet.

Um der geometrischen Realität einen Schritt näher zu kommen, kann das RB Experiment um die zuvor erwähnte Frischluftzufuhr erweitert werden. Der heiße Boden liefert somit den Wärmeeintrag, der sonst von den Passagieren geliefert wird. Auch wenn die resultierenden Strömungsfelder in einem realen Innenraum zunächst grundverschieden scheinen mögen, finden sich trotz starker Idealisierung alle Phänomene wieder, die auch in der Kabine zu finden sind: wandnahe Strahlen, turbulente

Mischungsvorgänge, Ablösung. Daher können mit Hilfe der Ergebnisse Turbulenzmodelle entwickelt, getestet und verifiziert werden. LES der gemischten Konvektion in rechteckigen Geometrien wurden z. B. von Zhang & Chen [3] durchgeführt, die die Leistungsfähigkeit des Smagorinsky Modells mit einem dynamischen Feinstrukturmodell verglichen und gezeigt haben, dass das Smagorinsky Modell nur sehr unbefriedigende Ergebnisse liefert. Günter *et al.* [4] haben gemischte Konvektion in einer generischen Flugzeug- und einer Schlafkabine experimentell und numerisch mittels RANS und verschiedener Turbulenzmodelle untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass RANS im Allgemeinen in der Lage ist generelle Tendenzen der Strömungsphänomene wieder zu geben, nicht jedoch die absoluten Werte. Kühn *et al.* [5] haben den Einfluss verschiedener Parameter, insbesondere der Frischluftstrahlen auf das Strömungsfeld untersucht. Theoretische Ansätze zur Belüftung von natürlich belüfteten Räumen sind von Linden & Cooper [6] formuliert worden, wobei sie die Luftaustauschrate eines Raumes mit verschiedenen diskreten Wärmequellen abschätzen.

Mit Hilfe diskreter Wärmequellen anstelle eines gleichmäßig beheizten Bodens kann das Prinzipexperiment der geometrischen Realität ein weiteres Stück näher gebracht werden, und so zum Beispiel der Einfluss dieser diskreten Quellen auf Wärmeaustausch und Strukturbildung untersucht werden.

Im folgenden wird das numerische Verfahren vorgestellt, mit dem alle drei oben genannten Idealisierungsgrade untersucht werden und ein Überblick über die jeweiligen Besonderheiten und einige Ergebnisse gegeben.

2. NUMERISCHES VERFAHREN

Zur Berechnung der thermischen Konvektion werden die Erhaltungsgleichungen in Boussinesq-Approximation gelöst. Das heißt, dass Dichteänderungen proportional zu Temperaturänderungen angenommen werden, und lediglich im Auftriebsterm der Impulsgleichung wirksam sind. Diese Vereinfachung gilt jedoch nur bei relativ geringen Temperaturdifferenzen, was bei der Untersuchung von Passagierkabinen und Innenräumen mit Temperaturdifferenzen in der Größenordnung von 10 K jedoch gegeben ist. In dimensionsloser Form lassen sich die inkompressiblen Erhaltungsgleichungen wie folgt schreiben:

$$\begin{aligned} \nabla \mathbf{u} &= 0 \\ (1) \quad \mathbf{u}_t + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} &= \nabla p + \nu \Delta \mathbf{u} + \theta \mathbf{e}_z \\ \theta_t + \mathbf{u} \nabla \theta &= \kappa \Delta \theta \end{aligned}$$

wobei $\mathbf{u}$ der Geschwindigkeitsvektor, θ die Temperatur, p der Druck sind. Der Index t bezeichnet die zeitliche Ableitung, ∇ den Nabla-Operator, Δ den Laplace-Operator und $\mathbf{e}_z$ den Einheitsvektor in z-Richtung. Das Gleichungssystem (1) wird mit Hilfe der Finite Volumen (FV) Methode auf endlich großen Volumenelementen diskretisiert. Zur numerischen Berechnung der Impulserhaltungsgleichungen wird die Projektionsmethode nach Chorin [7] verwendet, welche eine getrennte und

effiziente Berechnung des Geschwindigkeits- und des Druckfeldes ermöglicht. Die Lösung des Gleichungssystems (1) erfolgt in drei Schritten:

- Berechnung eines divergenten Strömungsfeldes $\mathbf{u}^*$ unter Vernachlässigung des Druckterms,
- lösen des Poisson-Problems für den Pseudodruck p , und anschließende Berechnung des divergenzfreien Geschwindigkeitsfeldes $\mathbf{u}$ und
- lösen der Energiegleichung zur Berechnung des Temperaturfeldes θ .

2.1. Räumliche und zeitliche Diskretisierung

Das Volumen wird auf nicht-äquidistanten, kartesischen Gittern diskretisiert, dessen Knoten im Bereich der Wände mittels einer tanh-Funktion verdichtet werden. Die Erhaltungsgleichungen werden auf versetzten Gittern diskretisiert, um einer Entkopplung von Druck- und Geschwindigkeitsfeld entgegenzuwirken, wobei die Geschwindigkeitsvektoren auf den Zellrändern des Skalargitters (für p und θ) definiert sind. Daraus resultierend müssen die benötigten Größen zur Berechnung der konvektiven und diffusiven Flüsse auf die Grenzflächen des entsprechenden Kontrollvolumens interpoliert werden. Dies geschieht mit einem zentralen Verfahren 4. Ordnung, dem stückweise über die benachbarten Volumen integrierte Polynome zugrunde liegen.

Die zeitliche Integration der Gleichungen erfolgt mittels des expliziten Euler-Leapfrog Verfahrens. Die konvektiven Terme sind mit dem Leapfrog und die diffusiven Terme mit dem Euler-Vorwärts Schema diskretisiert. Das Leapfrog Schema ist zweiter Ordnung in der Zeit und neutral gegenüber Amplitudenfehlern, so dass das Verfahren bei reiner Konvektion stabil ist. Die diffusiven Terme sind mit dem erster Ordnung Euler-Vorwärts Verfahren diskretisiert, so dass das resultierende Zeitschrittschema erster Ordnung in der Zeit ist. Die Stabilität des Verfahrens ist gegeben durch (siehe Shishkina & Wagner [8])

$$(2) \quad \Delta t \leq \left[\frac{3}{2} \left(\sum_i \frac{|u_i|}{\Delta x_i} \right) + \frac{16}{3} \nu \sum_i \frac{1}{\Delta x_i^2} \right]^{-1}$$

wobei Δx_i die Gitterabstände und u_i die Geschwindigkeitskomponenten in i -Richtung sind. Bedingung (2) ist wesentlich restriktiver als die der kleinsten turbulenten Zeitskalen, wodurch eine hinreichende zeitliche Auflösung des Strömungsfeldes gewährleistet ist.

2.2. Lösung des Poisson-Problems

Die diskrete Poisson-Gleichung in Längsrichtung der Zelle entkoppelt, so dass die resultierenden unabhängigen Gleichungssysteme mit einem zyklischen Reduktionsverfahren von Swarztrauber [9],[10] direkt gelöst werden können.

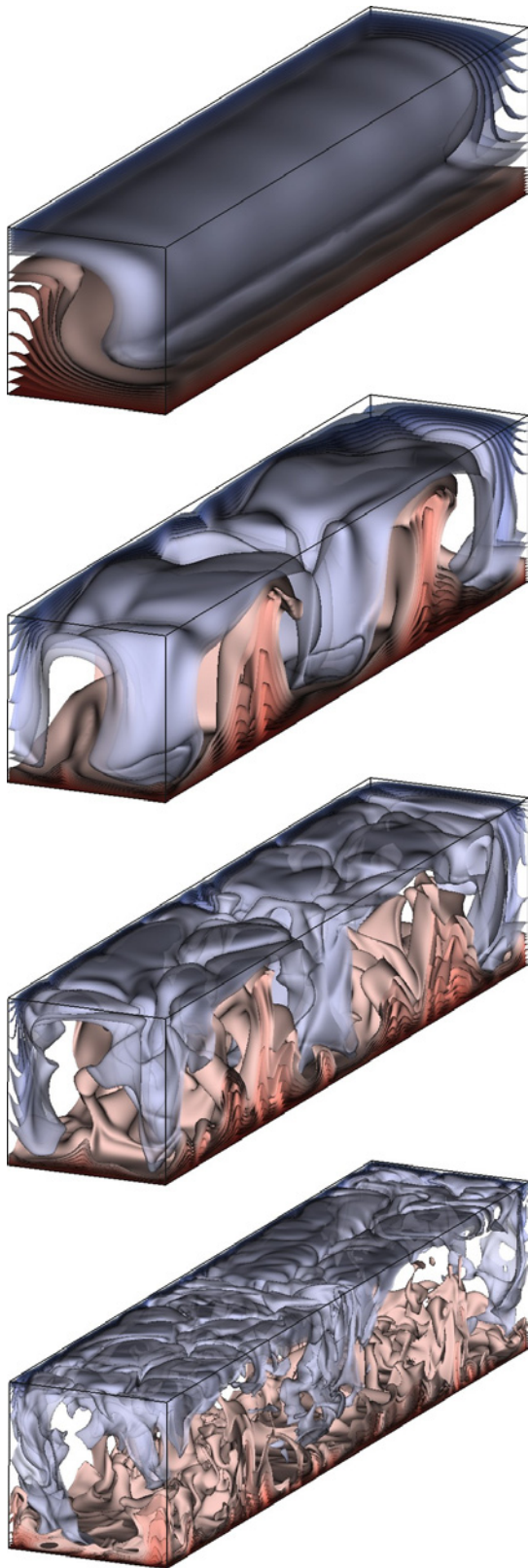


BILD 1. Rayleigh-Bénard Konvektion mit festen Wänden in allen Raumrichtungen: Schnappschüsse des Temperaturfeldes dargestellt durch Isoflächen der Temperatur für $Ra = 3,5 \times 10^4$, $Ra = 3,5 \times 10^5$, $Ra = 3,5 \times 10^6$, $Ra = 3,5 \times 10^7$ (von oben nach unten).

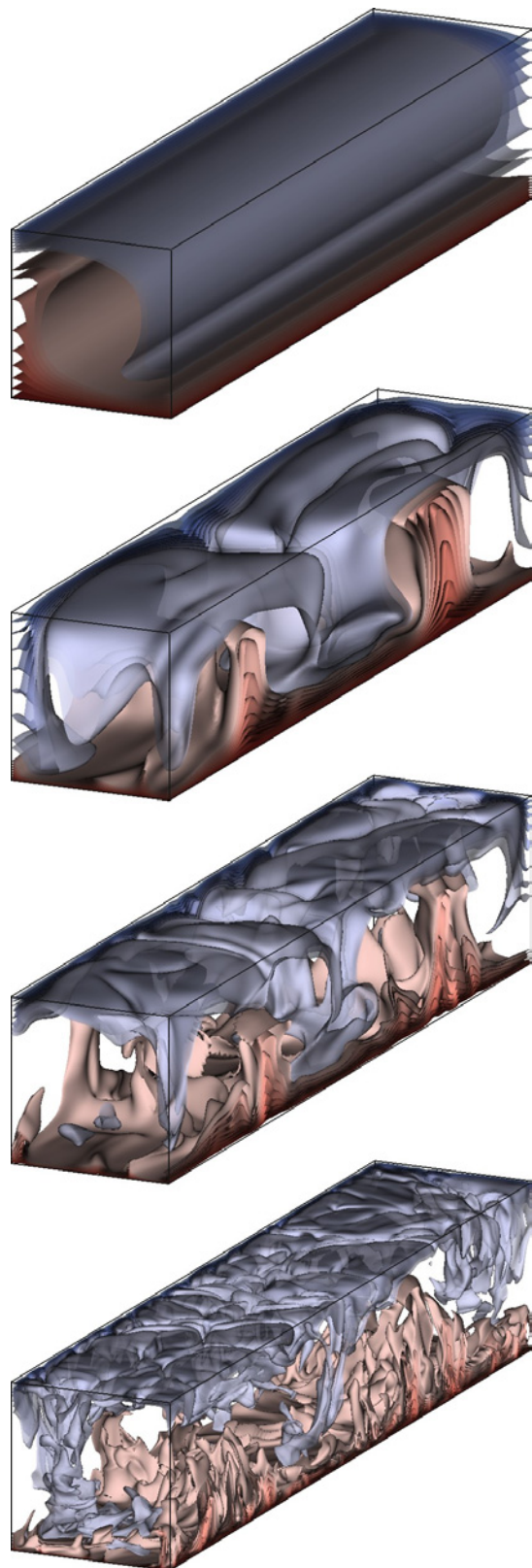


BILD 2. Rayleigh-Bénard Konvektion mit periodischen Rändern in Längsrichtung: Schnappschüsse des Temperaturfeldes dargestellt durch Isoflächen der Temperatur für $Ra = 3,5 \times 10^4$, $Ra = 3,5 \times 10^5$, $Ra = 3,5 \times 10^6$, $Ra = 3,5 \times 10^7$ (von oben nach unten).

Da die Zelle feste Wände in allen Raumrichtungen besitzt, wird statt der üblicherweise verwendeten Fast Fourier Transformation (FFT) die in Kaczorowski *et al.* [11] vorgestellte Methode der Trennung der Variablen (Separation of Variables Method: SVM) verwendet. Dieses Verfahren bietet den Vorteil, dass in Transformationsrichtung sowohl Neumann-Randbedingungen gesetzt als auch die Gitterabstände beliebig gewählt werden können. Einzige Voraussetzung für die Anwendung dieses Verfahrens ist ein regelmäßiges Gitter in Transformationsrichtung. Die SVM hat allerdings den Nachteil gegenüber der herkömmlichen FFT, dass sie $O(j_{\max}^2)$ Rechenoperationen benötigt, und somit bei einer großen Anzahl von Gitterpunkten in Transformationsrichtung $j_{\max}$ ineffizient ist.

Die oben beschriebene Vorgehensweise zur Berechnung des Druckfeldes gilt ausschließlich für den Sonderfall, dass die Ränder des Strömungsfeldes mit denen der zu lösenden Matrix übereinstimmen. Für den Fall, dass sich Einbauten wie zum Beispiel geheizte Quader zur Modellierung von Personen im Strömungsfeld befinden, lässt sich der Quellterm mittels der Einflussmatrixtechnik nach Schumann *et al.* [12] derart modifizieren, dass Neumann-Randbedingungen innerhalb der Matrix gewährleistet sind. Details zum Poissonlöser in komplexen Geometrien sind bei Shishkina *et al.* [13] beschrieben.

3. RAYLEIGH-BÉNARD KONVEKTION

Die Rayleigh-Bénard Konvektion ist bereits in einer Vielzahl von Experimenten (siehe z. B. [14]-[16]) und numerischen Simulationen (z. B. [17]-[21]) untersucht worden. Dabei kommen jedoch in der Regel zylindrische Zellen zum Einsatz, während hier in Anlehnung an typischerweise längliche Passagierkabinen, längliche, quaderförmige Zellen betrachtet werden. Experimentelle Untersuchungen hierzu wurden von Maystrenko *et al.* [22] durchgeführt.

3.1. Randbedingungen

Die Seitenwände der Konvektionszelle werden als adiabat und die geheizte bzw. gekühlte Fläche als isotherm mit den dimensionslosen Temperaturen $\theta = 0,5$ bzw. $\theta = -0,5$ angenommen. Des Weiteren sind alle Wände mit Haft- und Undurchlässigkeitsbedingungen belegt. Zu Beginn der Simulation wird das Strömungsfeld in Ruhe befindlich angenommen und das Temperaturfeld mit der Wärmeleitleitung initialisiert. Die transiente Lösung wird in der Zeit entwickelt bis sich das Strömungsfeld im Gleichgewicht befindet und ein Statistiklauf angeschlossen werden kann. Während dieses Laufes werden alle Größen von Interesse gemittelt. Die Rayleigh-Bénard Konvektion wird in einer langen quaderförmigen Zelle mit einem Verhältnis der Kantenlängen von Breite B : Länge L : Höhe H von $1 : 5 : 1$ berechnet.

3.2. Ergebnisse

BILD 1 zeigt Schnappschüsse der Isothermen verschiedener Rayleigh-Zahlen zwischen $3,5 \times 10^4$ und $3,5 \times 10^7$. Deutlich zu erkennen ist der Übergang von

laminarer zu turbulenter Konvektion. Bei der kleinsten Rayleigh-Zahl beginnen sich die für RB Konvektion typischen Konvektionsrollen senkrecht zur Längsachse auszubilden, während bei $Ra = 3,5 \times 10^5$ bereits thermische Plumes zu erkennen sind. Mit steigender Rayleigh-Zahl werden die Strukturen zunehmend chaotischer, bis sich bei der höchsten simulierten Ra ein vollständig turbulentes Temperaturfeld ausgebildet hat. Die letzte Rayleigh-Zahl befindet sich an der unteren Grenze des Ra -Bereichs der typischerweise in Räumen zu finden ist.

Dies verdeutlicht, dass in anwendungsbezogenen Problemstellungen der turbulente Wärmeaustausch eine wesentliche Rolle spielt. Dem steht entgegen, dass der Wärmetransport bei hohen Rayleigh-Zahlen bisher wenig erforscht ist. Insbesondere die Rolle der thermischen Plumes ist nicht endgültig geklärt, was sich nicht zuletzt auf die Modellierung auswirkt. Ein Aspekt der Untersuchungen ist daher Analyse des Einflusses der thermischen Plumes auf den Wärmetransport der Rayleigh-Bénard Konvektion. Die Auswertung der Beiträge einzelner Teilbereiche des Strömungsfeldes zur gesamten Wärmeübertragung zeigt, dass es drei Bereiche mit unterschiedlichen Verhalten bei steigender Rayleigh-Zahl gibt. Dabei hat sich gezeigt, dass der Wärmeeintrag der Grenzschichten erwartungsgemäß unabhängig von Ra ist, der Anteil der konduktiven Unterschicht jedoch kontinuierlich abnimmt, während der Anteil von Plumes und Mischungsschichten stetig steigt. Dies lässt den Schluss zu, dass die Plumes mit zunehmender Rayleigh-Zahl, und damit steigendem Turbulenzgrad für den konvektiven Wärmetransport an Bedeutung gewinnen. Diese Ergebnisse scheinen ebenfalls vor dem Hintergrund, dass für den Grenzfall $Ra \rightarrow \infty$ reine Konvektion vorliegt, und somit Wärmeleitung einen zu vernachlässigenden Einfluss hat plausibel. Details sind bei Kaczorowski & Wagner [23] zu finden.

Des weiteren deuten die Ergebnisse im Einklang mit Beobachtungen von Zhou & Xia [24] darauf hin, dass die Wärmeübertragung durch das Volumeninnere bei geringen Ra vorzugsweise entlang der vertikalen Wände erfolgt. Diese Tendenz schwindet jedoch mit steigender Rayleigh-Zahl, da die kleineren Plumes zunehmend mehr Wärme durch die Kernregion transportieren. Es ist zudem zu beobachten, dass sich das Verhalten der Wärmediffusion in der Durchmischungszone im Inneren der Zelle mit steigender Rayleigh-Zahl dem eines passiven Skalars annähert. Die Durchmischung passiver Skalare wurde von Gamba & Kolokolov [25] theoretisch vorhergesagt, und mittels DNS z. B. von Schumacher & Sreenivasan [26] nachgewiesen. Dies lässt darauf schließen, dass der Einfluss der Schwerkraft sich bei hohen Rayleigh-Zahlen im wesentlichen auf die Plumes und Mischungsschichten beschränkt, während das Temperaturfeld im Kernbereich als passiver Skalar behandelt werden kann.

Auf Grund begrenzter Ressourcen werden in numerischen Simulationen häufig Symmetrie- oder periodische Randbedingungen verwendet. Dies stellt jedoch eine unnötige Idealisierung dar, so dass RB Konvektion in einer langen quaderförmigen Zelle sowohl mit periodischen als auch mit festen Rändern in Längsrichtung simuliert wurde. BILD 2 zeigt Schnappschüsse des Temperaturfeldes

dargestellt durch Isoflächen der Temperatur für die gleichen Ra wie zuvor für die geschlossene Zelle. Ein Vergleich mit BILD 1 zeigt, dass insbesondere bei den Rayleigh-Zahlen $Ra = 3,5 \times 10^4$ und $Ra = 3,5 \times 10^5$ Unterschiede zu erkennen sind. In der geschlossenen Zelle wird auf Grund der zusätzlichen Haftbedingungen in Längsrichtung ein drei-dimensionales Verhalten aufgezwungen, wodurch die Transition früher einsetzt.

Allerdings zeigt die Analyse des mittleren Wärmetransports $Nu = \partial\theta/\partial z|_{\text{Wand}}$, dass die Nusselt-Zahl durch die lokal aufgedickte Grenzschicht in der Nähe der Stirnwände bei $Ra = 3,5 \times 10^4$ deutlich kleiner ist als in der periodischen Zelle. Mit steigender Ra und sich ausbildender turbulenter Strömung ist der Einfluss auf die mittlere Wärmeübertragung für die $3,5 \times 10^5 \leq Ra \leq 3,5 \times 10^7$ vernachlässigbar.

Ra	Nu	
	periodisch	geschlossen
$3,5 \times 10^4$	4,2	2,9
$3,5 \times 10^5$	6,2	6,1
$3,5 \times 10^6$	12,1	12,0
$3,5 \times 10^7$	22,8	22,7

TAB 1. Vergleich der mittleren Nusseltzahlen (in periodischer Richtung und zeitlich gemittelt) für die periodische und die geschlossene Zelle für vier Rayleighzahlen von laminarer ($Ra = 3,5 \times 10^4$) bis turbulenter ($Ra = 3,5 \times 10^7$) Konvektion.

4. MISCHKONVEKTION IN GENERISCHEN KABINENMODELLEN

Ein Vielfaches an Parametern bietet die Untersuchung gemischter Konvektion, bei der sowohl Ra als Maß für die Stärke der freien Konvektion, als auch Re als Maß für die erzwungene Konvektion variiert werden können. Weitere Freiheitsgrade sind die Anzahl, Größe und Position der Ein- und Auslässe. Mittels 2D Simulationen haben Saeidi & Khodadadi [27] den Einfluss der Auslassposition und -größe auf die erzwungene Konvektion und die Druckverluste in der quadratischen Kavität mit rundum beheizten Wänden untersucht. Dabei zeigte sich, dass Ein- und Auslass auf gegenüberliegenden Seiten montiert sein sollten, um Druckverluste zu reduzieren, während die Auslassposition mittig in der Wand angeordnet sein sollte, um eine maximale Wärmeabfuhr zu erzielen.

Hier wird die turbulente Mischkonvektion in einem Raum mit den Abmessungen $H = 3$ m, $L = 1$ m und $B = 4$ m untersucht und besitzt zwei Lufteinlässe unter der Decke und 2 Luftauslässe über dem Boden, siehe BILD 3. Die Einlässe haben eine Höhe von $h_{\text{ein}} = 2/300 H = 2$ cm und die Auslässe eine Höhe von $h_{\text{aus}} = 5/300 H = 5$ cm. Die mittleren Geschwindigkeiten an Ein- und Auslass ergeben sich dementsprechend $u_{\text{aus}} = 0.1 u_{\text{ein}}$. Die dimensionslose Temperatur der generischen „Passagiere“ beträgt $\theta = 0.5$, während die der Frischluft $\theta = -0.5$ beträgt. An den Auslässen wird ein Temperaturgradient von Null senkrecht

zum Auslass angenommen; $\partial\theta/\partial x = 0$. Alle Wände sind mit Haft- und Undurchlässigkeitsbedingungen belegt. Das Arbeitsfluid ist Luft mit einer Prandtl-Zahl $Pr = 0,71$.

Die Hindernisse im Inneren des Raumes haben eine Höhe von $H/5 = 60$ cm, eine Breite von $B/10 = 40$ cm und erstrecken sich über die gesamte Länge L . Der Abstand der Hindernisse vom Boden beträgt $H/20 = 15$ cm und der horizontale Abstand zwischen den Hindernissen bzw. zu den Seitenwänden $B/10 = 40$ cm, mit Ausnahme des „Mittelganges“, der eine Breite von $B/5 = 80$ cm besitzt.

Die Parameter der Simulation sind $Ra = 2.5 \times 10^9$ ($\Delta T = 0,1$ °C) und $Re = 2 \times 10^4$, so dass sich die Archimedeszahl $Ar = Gr / Re^2 \approx 6$ ergibt, was eine leichte Dominanz der thermischen Konvektion zur Folge hat.

BILD 4 zeigt die mittels DNS berechneten Schnappschüsse der instantanen Temperatur und Geschwindigkeitsfelder in einem Schnitt durch die Mitte des Raumes. Deutlich zu erkennen sind wirbelförmige Strukturen heißen Fluids, die sich von den Hindernissen lösen und miteinander interagieren. Oberhalb der Hindernisse treten diese in Wechselwirkung mit den Frischluftstrahlen und formen eine großskalige Rollenstruktur. Ebenfalls zu erkennen ist, dass die Frischluftstrahlen sehr schnell von der Decke ablösen und entlang der seitlichen Wände Richtung Boden strömen, was auf die dominierende thermische Konvektion zurückzuführen ist.

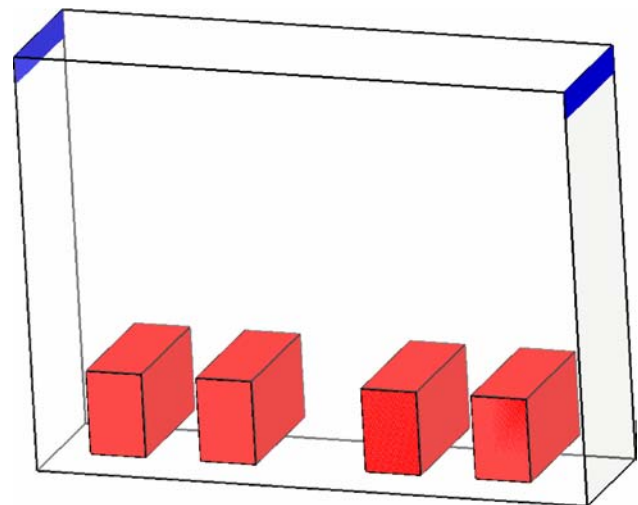


BILD 3. Skizze der generischen Kabine mit warmen (rot) „Passagieren“ und kühlen (blau) Lufteinlässen unter der Decke. Die Luftauslässe (nicht dargestellt) befinden sich direkt über dem Boden.

5. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Es wurde ein DNS-Verfahren zur Berechnung von Konvektionsströmungen in idealisierten und komplexen Geometrien entwickelt. Dabei wurden DNS von turbulenter RB Konvektion in einer langen quaderförmigen Zelle und turbulenter Mischkonvektion in einer generischen Kabine durchgeführt.

Die DNS der RB Konvektion haben gezeigt, dass die auftriebsgetriebene Effekte mit steigender Rayleigh-Zahl vornehmlich in den Plumes und Mischungsschichten auftreten, während sich der Kernbereich des Fluids dem Verhalten eines passiven Skalars nähert.

Eine erste Simulation turbulenter Mischkonvektion ist bei $Ra = 2,5 \times 10^9$ und $Re = 4 \times 10^4$ durchgeführt worden, bei der grundlegende Phänomene der gemischten Konvektion, wie der Wechselwirkung zwischen auftriebsgetriebener Strömung und Frischluftstrahlen beobachtet werden konnten. Zur detaillierten Analyse der Mischkonvektion in der komplexen Geometrie sind weitere Simulationen bei höheren Ra und Re geplant. Des Weiteren stehen noch Simulationen der RB Konvektion mit überlagerten erzwungenen Anteilen als Zwischenstufe zwischen reiner RB Konvektion und der komplexen Geometrie aus wie sie Westhoff *et al.* [28] in ähnlicher Form experimentell untersucht haben.

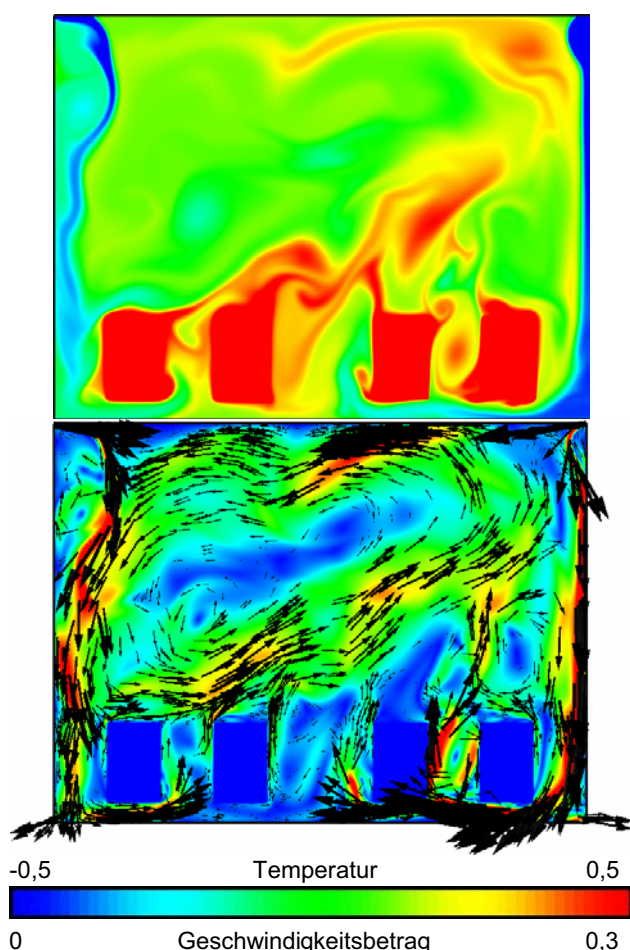


BILD 4. Mischkonvektion mit einer idealisierten Kabine: Schnappschüsse des Temperaturfeldes (oben) und des Geschwindigkeitsfeldes (unten) $Ra = 2,5 \times 10^9$ und $Re = 4 \times 10^4$.

- [1] Grossmann, S. & Lohse, D. (2000). Scaling in thermal convection: a unifying theory, *J. Fluid Mech.*, **407**, 27-56.
- [2] Grossmann, S. & Lohse, D. (2000). Fluctuations in turbulent Rayleigh-Bénard convection: The role of

- plumes, *Phys. Fluids*, **16**(12), 4462-4472.
- [3] Zhang, W. & Chen, Q. (2000). Large eddy simulation of indoor airflow with a filtered dynamic subgrid scale model, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **43**.
- [4] Günter, G., Bosbach, J., Pennecot, J., Wagner, C., Lerche, T. & Gores, I. (2006). *Aerospace Science and Technology*, **10**, 563-573.
- [5] Kühn, M., Bosbach, J. & Wagner, C. (eingereicht). Systematic experimental parameter study of forced and mixed convection in a passenger aircraft cabin mock-up, *Building and Environment*.
- [6] Linden, P. F. & Cooper, P. (1996). Multiple sources of buoyancy in a naturally ventilated enclosure, *J. Fluid Mech.*, **311**, 177-192.
- [7] Chorin, A. J. (1968). Numerical solution of the Navier-Stokes equations, *Math. Comp.*, **22**, 745-762.
- [8] Shishkina, O. & Wagner, C. (2007). Boundary and interior layers in turbulent thermal convection in cylindrical containers, *Int. J. Sci. Comp. Math.*, **1** (2/3/4), 360-373.
- [9] Swarztrauber, P. N. (1974). A direct method for the discrete solution of separable elliptic equations, *SIAM J. Numer. Anal.*, **11**, 1136-1150.
- [10] Swarztrauber, P. N. & Sweet, R. (1975). Efficient Fortran subprograms for the solution of elliptic equations, NCAR, IA-109.
- [11] Kaczorowski, M., Shishkin, A., Shishkina, O. & Wagner, C. (2008). Development of a Numerical Procedure for direct simulations of turbulent convection in a closed rectangular cell. In: *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VI*, **96**, 381-388.
- [12] Schumann, U., Grötzbach, G. & Kleiser, L. (1979). Direct numerical simulations of turbulence. In: *Prediction methods for turbulent flows*, VKI-lecture series.
- [13] Shishkina, O., Shishkin, A. & Wagner, C. (2008). Simulation of turbulent Rayleigh-Bénard convection in complicated domains. *J. Comp. Phys.*, **20**, 171-182.
- [14] Ahlers, G., Brown, E., Fontenele Araujo, F., Funfschilling, D., Grossmann, L. & Lohse, D. (2006). Non-Oberbeck-Boussinesq effects in strongly turbulent Rayleigh-Bénard convection, *J. Fluid Mech.*, **569**, 409-445.
- [15] Castaing, B., Gunaratne, G., Heslot, F., Kadanoff, L., Liebchaber, A., Thomae, S., Wu, X., Zaleski, S. & Zanetti, G. (1989). Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Bénard convection, *J. Fluid Mech.*, **204**, 1-30.
- [16] Du Puits, R., Resagk, C., Tilgner, A., Busse, F. H. & Thess, A. (2007). Structure of thermal boundary layers in turbulent Rayleigh-Bénard convection, *J. Fluid Mech.*, **572**, 231-254.
- [17] Shishkina, O. & Wagner, C. (2006). Analysis of thermal dissipation rates in turbulent Rayleigh-Bénard convection, *J. Fluid Mech.*, **546**, 51-60.
- [18] Shishkina, O. & Wagner, C. (2007). Local heat flux in turbulent Rayleigh-Bénard convection, *Phys. Fluids*, **19**, 085107.
- [19] Shishkina, O. & Wagner, C. (2008). Analysis of sheet-like thermal plumes in turbulent Rayleigh-Bénard convection, *J. Fluid Mech.*, **599**, 383-404.
- [20] Verzicco, R. and Camussi, R. (1999). Prandtl number effects in convective turbulence, *J. Fluid Mech.*, **383**, 55-73.
- [21] Verzicco, R. & Camussi, R. (2003). Numerical

- experiments on strongly turbulent thermal convection in a slender cylindrical cell, *J. Fluid Mech.*, **477**, 19-49.
- [22] Maystrenko, A., Resagk, C. & Thess, A. (2007). Structure of the thermal boundary layer for turbulent Rayleigh-Bénard convection of air in a long rectangular enclosure, *Phys. Rev. E*, **75**(6), 066303.
- [23] Kaczorowski & Wagner (eingereicht). Analysis of the thermal plumes in turbulent Rayleigh-Bénard convection based on well-resolved numerical simulations, *J. Fluid Mech.*
- [24] Zhou, S.-Q. & Xia, K.-Q. (2002). Plume statistics in thermal turbulence: Mixing of an active scalar, *Phys. Rev. Lett.*, **89**(18), 184502.
- [25] Gamba, A. & Kolokolov, I. V. (1999). Dissipation statistics of a passive scalar in a multidimensional smooth flow, *J. Stat. Phys.*, **94**, 759-777.
- [26] Schumacher, J. & Sreenivasan, K. R. (2005). Statistics and geometry of passive scalars, *Phys. Fluids*, **17**, 125107(9).
- [27] Saeidi, S. M. & Khodadadi, J. M. (2006). Forced convection in a square cavity with inlet and outlet ports, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **49**, 1896-1906.
- [28] Westhoff, A., Grabinski, N., Bosbach, J., Wagner, C. & Thess, A. (2007). Scaling of turbulent mixed convection under high pressure, *Proceedings: TSFP5*, **2**, 505-510.