

Wärmetransportmodell für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation

von

Volker Hohm

Heft 211

BRAUNSCHWEIG
ISBN 978-3-89288-195-7

2010

ISSN 1439-3875

Von der Fakultät Architektur, Bauingenieurwesen und Umweltwissenschaften der
Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig zur Erlangung des
Grades eines Doktoringenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Dissertation

Eingereicht am	08. Januar 2010
Disputation am	02. Juli 2010
Berichterstatter	Prof. Dr.-Ing. D. Hosser Prof. Dr.-Ing. habil. D. Dinkler

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Bibliographic information published by the Deutsche Nationalbibliothek

The Deutsche Nationalbibliothek lists this publication in the Deutsche Nationalbibliografie; detailed bibliographic data are available in the Internet at <http://dnb.d-nb.de>.

Information bibliographique de la Deutsche Nationalbibliothek

La Deutsche Nationalbibliothek a répertorié cette publication dans la Deutsche Nationalbibliografie; les données bibliographiques détaillées peuvent être consultées sur Internet à l'adresse <http://dnb.d-nb.de>.

*„Intelligenz darf nicht dafür missbraucht werden,
permanent Ausreden zu erfinden.“*

Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E. h. Heinz Duddeck

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachgebiet Brandschutz des Instituts für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz (iBMB) der Technischen Universität Braunschweig. Sie basiert auf Forschungsarbeiten, die im Rahmen des Vorhabens „Weiterentwicklung und Validierung von Brandsimulationscodes für die Berechnung der Wärme- und Rauchausbreitung und der damit verbundenen thermischen Wirkung auf sicherheitsrelevante Objekte in kerntechnischen Anlagen“ durchgeführt und vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) gefördert wurden.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Dietmar Hossler, der mir in Zeiten geringer Fördermittel für die Forschung trotzdem die Möglichkeit gegeben hat, meine Tätigkeit im Fachgebiet aufzunehmen und mir in all dieser Zeit stets größtes Vertrauen entgegenbrachte. Dieser Rückhalt sowie seine fachliche Unterstützung und die durch ihn geförderte, eigenständige Arbeitsweise haben maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Dieter Dinkler möchte ich mich für die Übernahme des zweiten Berichts und die damit verbundenen Mühen ebenso herzlich bedanken, wie für die wertvolle Zeit als studentische Hilfskraft am Institut für Statik. Genauso danken möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Martin Empelmann für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes und Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Manfred Krafczyk für die Mitwirkung als Prüfer.

Zum Gelingen dieser Arbeit haben im Hintergrund ferner weitere Personen beigetragen. Den studentischen und wissenschaftlichen Hilfskräften, die mich nach allen Kräften in meiner Tätigkeit unterstützt haben, gebührt mein Dank ebenso wie allen Kollegen des iBMB und der MPA für die sehr gute Zusammenarbeit und Unterstützung sowie das hervorragende Arbeitsklima insbesondere im Fachgebiet.

Auch meinen Eltern und Geschwistern sowie Verwandten und Freunden gilt mein Dank für die Unterstützung und den Rückhalt insbesondere in schwierigen Phasen. Das letztlich erfolgreiche Zustandekommen der Arbeit ist auch ein Verdienst dieser Menschen. Kathrin ist hierbei außerordentlich zu erwähnen. Insbesondere ihr Verständnis während der vergangenen Jahre vielmals abends und am Wochenende auf meine physische oder mentale Anwesenheit zu verzichten, hat die Arbeit überhaupt erst ermöglicht.

Mein abschließender Dank gilt allen, zuvor nicht explizit genannten, denn jede Hilfe, und sei sie für den Helfenden auch noch so gering gewesen, war mir ein wertvoller Baustein zum Gelingen dieser Arbeit. Danke.

Mömlingen, im Juli 2010

Volker Hohm

Kurzfassung

Die Anwendung von numerischen Brandsimulationen zum Nachweis und zur Bewertung der Ausbreitung von Feuer und Rauch ist bereits gegenwärtig ein wesentlicher Bestandteil bei der Erstellung von Brandschutz- bzw. Sicherheitskonzepten, insbesondere im Bereich des schutzzielorientierten Vorgehens. Vor diesem Hintergrund wurde in den vergangenen Jahren der vfdb-Leitfaden *Ingenieurmethoden des Brandschutzes* erarbeitet, der die vorhandenen Möglichkeiten, Vorgehensweisen und Modelle darstellt und einordnet sowie geeignete Hilfestellung für deren Anwendung gibt. Diese Programme bzw. Modelle müssen einerseits zuverlässige Ergebnisse liefern und andererseits effizient sein. Es ist demnach unbedingt erforderlich, auch zukünftig die vorhandenen Möglichkeiten in numerischen Brandsimulationen stetig zu verbessern und zu erweitern, um die wachsenden Ansprüche möglichst hinreichend zu saturieren.

Insbesondere auf dem Gebiet des Wärmetransports, sowohl zwischen der Gasphase und der festen Phase als auch innerhalb der festen Phase selbst, besteht in numerischen Brandsimulationen erheblicher Verbesserungsbedarf. Bislang lag der Schwerpunkt von Weiterentwicklungen hauptsächlich auf der Beschreibung der Gasphase sowie der Modellierung von Pyrolyse- und Verbrennungsvorgängen. Die physikalischen Prozesse des konvektiven Wärmeübergangs, insbesondere bei speziellen Konfigurationen wie Rohren oder Kanälen (z. B. Lüftungskanälen) sowie der mehrdimensionalen Wärmeleitung in Feststoffen wurden dagegen bis dato nicht ausreichend berücksichtigt.

In der vorliegenden Arbeit wurde daher ein Wärmetransportmodell für gekoppelte Prozesse in Brandsimulationen entwickelt, welches in der Lage ist, einerseits den Prozess des konvektiven Wärmeübergangs zwischen Gasphase und fester Phase für horizontale und vertikale ebene Oberflächen sowie speziell für Rohr- und Kanalströmungen und andererseits den Prozess der Wärmeleitung in mehrdimensionalen Aufgabenstellungen physikalisch korrekt abzubilden und entsprechende Ergebnisse auf dem Wege einer numerischen Simulation wiederzugeben. Das Modell wurde sowohl physikalisch, durch die Berücksichtigung der speziellen Brandwirkungen und -eigenschaften, als auch numerisch, durch die Auswahl geeigneter numerischer Methoden, für die integrierte Verwendung innerhalb von numerischen Brandsimulationen optimiert. Es besitzt einen modularen Aufbau, sodass es sich für die Integration in aktuelle und zukünftige Brandsimulationsprogramme eignet. In und mit diesem Modell wurde darüber hinaus eine Grundlage für die spätere Erweiterung um geeignete Pyrolysemodelle gelegt. Dafür wird einerseits mit dem integrierten Quellterm eine Schnittstelle bereitgestellt und andererseits werden die erforderlichen, mehrdimensionalen Temperaturfelder präzise ermittelt. Eine zur Komplettierung und Demonstration abschließend notwendige Integration des entwickelten Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse in ein Brandsimulationsprogramm nach dem aktuellen Stand der Technik wurde exemplarisch anhand des *Fire Dynamics Simulator* in der gegenwärtig aktuellen Version 5 erfolgreich durchgeführt.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass mit dem in dieser Arbeit entwickelten und in einem international anerkannten CFD-Brandsimulationsmodell integrierten Wärmetransportmodell der Stand der Technik erweitert und ein wesentlicher Schritt auf dem Wege hin zu einer in Zukunft vorstellbaren, vollständig gekoppelten Brandsimulation, z. B. zum Zwecke der Brandschutzbemessung von Tragwerken, gemacht wurde. Darüber hinaus kann das entwickelte Modell auch in anderen Bereichen, in denen künftig noch Erweiterungen und Verbesserungen erforderlich sind, insbesondere bei der Ertüchtigung von Pyrolysemodellen, einen wertvollen Beitrag leisten. Letztlich wurden mit dem entwickelten Modell die vorhandenen Möglichkeiten der numerischen Brandsimulation auch in solchen Bereichen erweitert, wo Berechnungen zwar schon heute durchgeführt werden, die Anwendbarkeit der vorhandenen Modelle oder die Übertragbarkeit ihrer Bestandteile jedoch fraglich oder sogar falsch ist.

Abstract

The application of numerical fire simulations to validate and to evaluate the propagation of fire and smoke is already a fundamental part of the preparation of fire protection or safety concepts, especially in the field of performance-based designs. Against this background, the GFPA-guideline *Ingenieurmethoden des Brandschutzes*, has been developed in the recent years, which describes and classifies the available possibilities, approaches and models as well as provides suitable support for their application. Those programs and models respectively have to provide reliable results on the one hand and have to be efficient on the other hand. Thus, it is mandatory to continuously improve and extend the available possibilities of numerical fire simulations also in the future to satisfy the rising requirements as sufficiently as possible.

There is extensive need for improvement in numerical fire simulations especially in the field of heat transfer, both between the gas phase and the solid phase and within the solid phase itself. So far, the focus of further developments has mainly been on the modelling of the gas phase as well as pyrolysis and burning processes. In contrast to this, the physical processes of both convective heat transfer, in particular in the context of special configurations such as pipes or ducts (e. g. air ventilation ducts), and multidimensional heat conduction in solids have not been sufficiently accounted for so far.

Hence, a heat transfer model for coupled processes in fire simulations was developed in the present thesis, which is able to represent the process of convective heat transfer between the gas phase and the solid phase for both horizontal and vertical plane surfaces and in particular pipe and duct flows on the one hand and the process of heat conduction within multidimensional problems on the other hand physically correct. In addition to this the model is able to reproduce corresponding results using numerical simulation. The model was optimised both physically, by considering the specific fire effects and characteristics, and numerically, by selecting adequate numerical methods, for the integrated usage within numerical fire simulations. It has a modular design, so it is suitable for an integration into current and future fire simulation codes. Additionally, a basis was established with and within this model for a later expansion with appropriate pyrolysis models. For that, an interface is provided with the embedded source term on the one hand and the required multidimensional temperature fields are determined precisely by the model on the other hand. A for the completion and demonstration concluding necessary integration of the developed heat transfer model for coupled processes into a state-of-the-art fire simulation code was exemplarily and successfully performed by means of the *Fire Dynamics Simulator* in its present and current version 5.

In summary, the state-of-the-art was expanded with the heat transfer model developed in this thesis and integrated into an internationally recognised CFD fire simulation code. Additionally, an important step was made on the way towards a fully coupled fire simulation imaginable in the future for instance for the purpose of the fire protection design of structures. Beyond

that, the developed model can also make a valuable contribution in other fields, where extensions and improvements are still necessary in the future, in particular in upgrading pyrolysis models. Finally, the present possibilities in numerical fire simulations were expanded with the developed model also in such fields, where calculations in fact are performed at this stage, whereas the applicability of the present and available models or the transferability of their constituents is however questionable or even incorrect.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	i
Kurzfassung	iii
Abstract	v
Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	xi
Glossar	xv
1 Einleitung	1
1.1 Problemstellung und Ziele	3
1.2 Abgrenzung des Inhalts der Arbeit	4
1.3 Gliederung der Arbeit	5
2 Stand der Erkenntnisse	7
2.1 Brandsimulationsmodelle/Brandsimulationscodes	7
2.1.1 Zonenmodelle	8
2.1.2 Feld- bzw. CFD-Modelle	9
2.2 Wärmeleitung in numerischen Brandsimulationen	10
2.3 Konvektiver Wärmeübergang in numerischen Brandsimulationen	15
2.3.1 Zonenmodelle	15
2.3.2 Feld- bzw. CFD-Modelle	16
3 Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase	19
3.1 Einleitende Bemerkungen	19
3.1.1 Arten der Turbulenzmodellierung in CFD-Modellen	19
3.1.2 Abgrenzung der gewählten Vorgehensweise im Modell zu anderen Verfahren	22
3.1.3 Übergeordnete Klassifizierungen	23
3.2 Freier konvektiver Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen	24
3.3 Erzwungener konvektiver Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen	27
3.4 Erzwungener konvektiver Wärmeübergang in Rohr-/Kanalströmungen	37
3.4.1 Turbulente Strömung ($Re \geq 10000$)	38
3.4.2 Laminare Strömung ($Re \leq 2300$)	43
3.4.3 Übergangsbereich ($2300 < Re < 10000$)	47

3.4.4	Einfluss von Abweichungen und Steuerparameter des Relokalisierungs- konzeptes	48
3.4.4.1	Einfluss von Abweichungen	48
3.4.4.2	Steuerparameter des Relokalisierungskonzeptes und deren Verwendung	51
3.5	Gleichzeitiges Auftreten von freiem und erzwungenem konvektivem Wärme- übergang - Mischkonvektion	52
3.5.1	Mischkonvektion an vertikalen und horizontalen ebenen Oberflächen	53
3.5.1.1	Horizontale ebene Oberflächen	53
3.5.1.2	Vertikale ebene Oberflächen	55
3.5.1.3	Anwendungsbereich für entgegengerichtete Mischkonvektion	57
3.5.2	Mischkonvektion bei Rohr-/Kanalströmungen	61
3.5.2.1	Horizontale Rohre/Kanäle	61
3.5.2.2	Vertikale Rohre/Kanäle	61
3.6	Numerische Umsetzung	67
3.7	Schnittstellen - Eingangswerte und Rückgabewert	68
3.8	Integration in den Brandsimulationscode FDS (Version 5)	69
3.9	Ein- und Ausgabegrößen	70
4	Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung	71
4.1	Physikalische Herleitung der verwendeten Gleichungen	71
4.1.1	Satz von der Erhaltung der Energie	72
4.1.2	Materialverhalten bei Änderung der Zustandsgrößen (phänomenolo- gische Gleichungen)	72
4.1.3	Anfangs-, Rand- und Übergangsbedingungen	74
4.2	Approximationsverfahren	76
4.2.1	Verfahren zur räumlichen Approximation	76
4.2.2	Verfahren zur Zeitapproximation	77
4.3	Numerische Umsetzung	80
4.3.1	Indizierung und Diskretisierung	80
4.3.2	Zentrale Modellgleichung	82
4.3.3	Veränderliche Stoffwerte	83
4.4	Randbedingungen	84
4.4.1	Konstante Oberflächentemperatur	85
4.4.2	Konstante Wärmestromdichte	86
4.4.3	Wärmestromdichte aus Konvektion und Strahlung infolge eines Brandes	87
4.5	Thermischer Kontaktwiderstand	89
4.6	Wärmequellen/-senken	90
4.7	Schnittstellen - Eingangs- und Rückgabewerte	91
4.8	Integration in den Brandsimulationscode FDS (Version 5)	92
4.8.1	Gegenwärtige Struktur der festen Phase in FDS	93
4.8.2	Neu entwickelte Struktur der festen Phase in FDS	94
4.8.3	Ein- und Ausgabegrößen	97
4.9	Alternativen bei der Netzgenerierung	97

4.9.1	Variable Kontrollvolumenabmessungen in den Koordinatenrichtungen eines orthogonalen Gitters	98
4.9.2	Variable Kontrollvolumengeometrien	98
5	Überprüfung des Wärmetransportmodells	101
5.1	Stationärer, eindimensionaler Wärmetransport	101
5.2	Instationärer, eindimensionaler Wärmetransport	103
5.2.1	Wärmetransport ohne Berücksichtigung des konvektiven Wärmeübergangs	103
5.2.2	Wärmetransport mit Berücksichtigung des konvektiven Wärmeübergangs	106
5.3	Freier konvektiver Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen	109
5.4	Erzwungener konvektiver Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen	112
5.5	Konvektiver Wärmeübergang bei Rohr-/Kanalströmungen	116
5.6	Instationärer, mehrdimensionaler Wärmetransport	119
5.6.1	Wärmetransport mit konstant vorgegebenen Wärmestromdichten	119
5.6.2	Wärmetransport mit konvektivem Wärmeübergang	125
5.6.3	Wärmetransport mit konvektivem und radiativem Wärmeübergang	129
5.7	Thermischer Kontaktwiderstand	133
5.8	Wärmeleitung mit Wärmequelle bzw. -senke	134
5.8.1	Konstante Wärmequelle	135
5.8.2	Linear-temperaturabhängige Wärmequelle	136
5.8.3	Wärmequelle in Anlehnung an ein Pyrolysemodell (Arrhenius-Ansatz)	137
5.9	Schlussbemerkungen zur Modellüberprüfung	138
6	Anwendung des Modells	143
6.1	Einleitende Bemerkungen	143
6.2	Beschreibung des Szenarios	143
6.3	Modell und Eingangsgrößen	145
6.4	Ergebnisse der Simulation	148
6.4.1	Thermische Belastung im Nachbarraum (Beurteilungskriterium)	149
6.4.2	Verhalten des 3DWL-Objekts - Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung	150
6.4.3	Wärmeübergangskoeffizienten im Brandraum und innerhalb des Lüftungskanals - Modell für konvektiven Wärmeübergang	154
6.4.4	Zusammensetzung der Heißgase	163
6.5	Fazit aus der Anwendung des Modells	163
7	Zusammenfassung und Ausblick	165
7.1	Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit	165
7.2	Ausblick auf weitere Arbeiten	167
	Literaturverzeichnis	171

Anhang	185
A Mathematische Grundlagen	187
A.1 Gradient und Divergenz	187
A.2 Gauß'scher Integralsatz (Divergenztheorem)	188
A.3 Taylorreihe	188
B Einfluss der Heißgaszusammensetzung auf den Wärmeübergangskoeffizienten	189
B.1 Einfluss der Zusammensetzung	189
B.2 Einfluss von Druckänderungen	193
C Berücksichtigung von rauen Oberflächen in Rohren und Kanälen	195
C.1 Der Begriff „Rauheit“	195
C.2 Vorgehensweisen bei der Berücksichtigung von Rauheiten	197
C.2.1 Kommutative Methoden	197
C.2.2 Multiplikative Methoden	198
D Ergänzende Eingangs- und Steuergrößen in FDS (Version 5)	201
E Inputgenerator für FDS (Version 5)	203
E.1 Arbeitsbereich und Menü	203
E.2 Geometrie und Diskretisierung	204
E.3 Oberflächeneigenschaften	204
E.4 Stoffeigenschaften	205
E.5 Ergebnis des Inputgenerators - Datei „Daten.txt“	208
Abbildungsverzeichnis	211

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

Griechische Buchstaben

α	Wärmeübergangskoeffizient [W/m^2K]
β	isobarer Ausdehnungskoeffizient [$1/K$]
η	dynamische Viskosität [kg/sm]
ϵ	Emissionsgrad [-]
γ	Intermittenzfaktor [-], Winkel [$^\circ$]
λ	Wärmeleitfähigkeit [W/mK]
ν	kinematische Viskosität [m^2/s]
ρ	Dichte [kg/m^3]
ϑ	Temperatur [$^\circ C$]
$\Delta\vartheta_{ln}$	logarithmische Temperaturdifferenz [$^\circ C$] bzw. [K]

Lateinische Buchstaben

a	Temperaturleitzahl [m^2/s]
A	Querschnittsfläche [m^2]
Ar	Archimedes-Zahl [-]; $Ar = \frac{\rho g L \Delta\vartheta}{\nu^2}$ Verhältnis zwischen freier und erzwungener Konvektion
b	Wärmeeindringzahl [$J/m^2s^{1/2}K$]
c	spezifische Wärmekapazität [J/kgK]
d	Schichtdicke [m]
D	Durchmesser [m]
$ Fo$	Fourier-Zahl [-]; $ Fo = a \frac{\Delta t}{\Delta x^2}$ Verhältnis der geleiteten zur gespeicherten Wärme
g	Erdbeschleunigung [m/s^2]
Gr	Grashof-Zahl [-]; $ Gr = \frac{g\beta\Delta\vartheta L^3}{\nu^2}$ Verhältnis des Auftriebs eines Fluids zur wirkenden Viskositätskraft; charakterisiert den Wärmeübergang bei freier Konvektion (vgl. Rayleigh-Zahl)
Gz	Graetz-Zahl [-]; $ Gz = Re Pr \frac{D}{L}$ dimensionslose Kennzahl, die auf dem Gebiet der Wärmeübertragung bei laminaren Strömungen angewendet wird
k	Korrekturfaktor [-], Rauheit [mm]
k_L, k_ϑ	Korrekturterm [-]

L	charakteristische Länge [m], Kanallänge [m]
Nu	Nusselt-Zahl [-]; $Nu = \frac{\alpha L}{\lambda}$ Verhältnis zwischen Wärmestrom und Wärmeleitung durch eine Schicht der Stärke L
Pr	Prandtl-Zahl [-]; $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$ Verhältnis zwischen kinematischer Viskosität und Temperaturleitzahl
\dot{q}	Wärmestromdichte [W/m^2]
\dot{Q}	Wärmestrom [W]
R_{tkw}	thermischer Kontaktwiderstand [m^2K/W]
Ra	Rayleigh-Zahl [-]; $Ra = Gr \cdot Pr = \Delta\vartheta L^3 \frac{\rho\beta}{\nu\alpha}$ charakterisiert den Wärmeübergang bei freier Konvektion (vgl. Grashof-Zahl)
Re	Reynolds-Zahl [-]; $Re = \frac{vL}{\nu}$ Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften
\dot{S}	Wärmequelle/-senke [W/m^3]
$t, \Delta t$	Zeit [s], Zeitintervall [s]
Δt_{CFD}	Zeitintervall der CFD-Berechnung [s]
$\Delta t_{festePhase}$	Zeitintervall für die feste Phase [s] beschränkt durch die Stabilitätsbedingung des expliziten Euler-Verfahrens (4.13)
T	(absolute) Temperatur [K]
U	innerer (benetzter) Umfang [m]
v	Geschwindigkeit [m/s]
x	Lauflänge [m]
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Längenintervall [m] bzw. [cm]

Indizes und Exponenten

0	Temperatur vom alten, d. h. vorherigen, Zeitinkrement
b	bulk
B, b	Bottom
entgegen	entgegengerichtet
erzw	erzwungene (Konvektion)
E, e	East
frei	freie (Konvektion)
gleich	gleichgerichtet
hyd	hydraulisch
i	innen
innen	erste Zelle innerhalb der festen Phase
konv	konvektiv
krit	kritisch

m	mittel
misch	Mischkonvektion
N, n	North
net	netto
OF	Oberfläche
P, p	Mittelpunkt der gegenwärtig betrachteten Zelle (i,j,k)
\dot{q}	konstante Wärmestromdichte
rad	radiativ
S, s	South
T, t	Top
ϑ	konstante Wandtemperatur
virt	virtuell
W, w	West
x	örtlich/lokal

Abkürzungen

DNS	Direct Numerical Simulation
FDM	Finite-Differenzen-Methode
FVM	Finite-Volumen-Methode
HOHM3D	High order hot method 3D
KV	Kontrollvolumen
LES	Large Eddy Simulation
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes

Glossar

In diesem Glossar werden die für das Verständnis dieser Arbeit wesentlichen und gegebenenfalls mehrdeutigen Begriffe erläutert.

Cell-by-Cell-Konzept

sukzessive Abarbeitung universeller Einheiten (Cells)

Einlauf (hydrodynamisch/thermisch) ↔ ausgebildete Strömung

Aufgrund der Begrenzung der Strömung durch die Rohrwände bildet sich im Anschluss an eine *Einlaufstrecke* eine *ausgebildete Strömung* aus, deren Profile von Geschwindigkeit und Temperatur sich nicht oder nur in besonders einfacher Art und Weise und geringfügig in Rohrlängsrichtung verändern. Nusselt-Zahl Nu und Wärmeübergangskoeffizient α streben infolgedessen einem konstanten Grenzwert zu [Pol05].

feste Phase

im Allgemeinen Festkörper, z. B. Bauteile oder Einbauten (wie Lüftungskanäle)

Gasphase

die Fluid-Umgebung; im Rahmen dieser Arbeit: die Luft bzw. Brandraumluft (Heißgase)

Kontrollvolumen (KV)

Bereich, der im Zuge der Diskretisierung bei der Finiten-Volumen-Methode entsteht

konvektiver Wärmeübergang (auch: konvektiver Wärmetransport)

Der konvektive Wärmeübergang ist eine Art der Wärmeübertragung, bei der der Transport von Wärme (oder Enthalpie) über eine dünne Grenzschicht in Form von Wärmeleitung von der Gasphase (bzw. flüssigen Phase) zur festen Phase bzw. umgekehrt erfolgt. Dabei bewegen sich beide Phasen relativ zueinander; diese Bewegung kann unterschiedlichen Ursprungs (z. B. aufgeprägte Strömung oder Temperatur- bzw. Dichtunterschiede) sein. Trotz der Bestimmtheit und der Nichtlinearität der strömungsmechanischen Grundgleichungen lassen sich eine Fallunterscheidung (erzwungene und freie Konvektion sowie Mischkonvektion) und eine Überlagerung (Superposition) der einzelnen Fälle durchführen.

Konzept der Relokalisierung (auch: Relokalisierungskonzept)

Ursprünglich lokale Vorgänge wurden für technische Anwendungen gemittelt. Das Konzept führt diese gemittelten Beziehungen im Rahmen einer lokalen Anwendung wieder auf ihren lokalen Ursprung zurück und ermöglicht somit wieder die Berücksichtigung lokaler Effekte und Gegebenheiten sowie die mühelose Anwendung im Rahmen numerischer Verfahren.

multi-layer Modell ↔ multi-cuboid Modell

Mithilfe eines multi-layer Modells (vgl. [McG07a]) kann der Wärmetransport außer durch homogene Objekte auch durch Objekte mit geschichtetem Aufbau abgebildet werden. Das in dieser Arbeit entwickelte Modell kann zusätzlich den Wärmetransport durch Objekte abbilden, die sich aus einzelnen Quadern aufbauen lassen und demnach eine simultane Schichtung in allen Raumrichtungen besitzen. Das entwickelte Wärmetransportmodell kann folglich auch als multi-cuboid Modell bezeichnet werden.

radiativer Wärmeübergang (auch: Wärmestrahlung)

Der radiative Wärmeübergang ist eine Art der Wärmeübertragung, bei der der Transport von Wärme zwischen Körpern (Oberflächen) unterschiedlicher Temperatur durch elektromagnetische Strahlung (sichtbares Licht und infrarote Strahlung) erfolgt. Wärmestrahlung ist gegenüber Wärmeleitung und Konvektion nicht materialgebunden, d. h. benötigt keinen stofflichen Träger und tritt demnach auch im Vakuum auf.

thermisch dick

Mit thermisch dick werden solche Materialien bezeichnet, bei denen eine wesentliche Temperaturänderung in Querrichtung, d. h. über die Schichtdicke, existiert [Ryb89b] bzw. [Tew88]. Diese Situation liegt insbesondere bei dicken und/oder schlecht Wärme leitenden Schichten vor.

thermisch dünn

Mit thermisch dünn werden solche Materialien bezeichnet, bei denen das Temperaturprofil über die Schicht vernachlässigt werden kann [Ryb89a] bzw. [Tew88]. Dies bedeutet, dass eine näherungsweise konstante Temperatur über der gesamten Dicke vorliegt, was im Allgemeinen für gut Wärme leitende, dünne Schichten der Fall ist.

Wärmeleitung (auch: Konduktion)

Wärmeleitung ist ein diffusiver Energietransport und eine Art der Wärmeübertragung, bei der der Transport von Wärme durch mikroskopische Bewegungen von Atomen bzw. Molekülen (Fluide), durch Gitterschwingungen (Festkörper) oder durch freie Elektronen (elektrisch leitende Medien) erfolgt. Wärmeleitung ist demnach materialgebunden und tritt sowohl in Festkörpern als auch in Fluiden auf.

1 Einleitung

Bei der Erstellung von Brandschutz- bzw. Sicherheitskonzepten, insbesondere im Bereich des schutzzielorientierten Vorgehens, werden numerische Brandsimulationen zum Nachweis und zur Bewertung der Ausbreitung von Feuer und Rauch gegenwärtig bereits vielfach eingesetzt. Unter anderem die Feuerwiderstandsfähigkeit von Konstruktionen wird insbesondere in solchen Fällen, die nicht in den Anwendungsbereich der Tabellen von DIN 4102-4 fallen, mit Hilfe von Computerprogrammen nachgewiesen. Dies betrifft beispielsweise die Betrachtung von Teil- oder Gesamttragwerken. Nicht zuletzt vor diesem Hintergrund wurde in den vergangenen Jahren der vfdb-Leitfaden „Ingenieurmethoden des Brandschutzes“ [Hos09] erarbeitet, der die vorhandenen Möglichkeiten, Vorgehensweisen und Modelle darstellt und einordnet sowie geeignete Hilfestellung für deren Anwendung gibt. Mit der in Kürze bevorstehenden Einführung der Eurocode-Brandschutzteile werden diese Möglichkeiten für die Praxis deutlich erweitert, sodass zukünftig mit einer noch breiteren Anwendung numerischer Verfahren im Brandschutzingenieurwesen zu rechnen sein wird. Hierfür werden Programme bzw. Methoden benötigt, die einerseits zuverlässige Ergebnisse liefern und diese andererseits auch effizient berechnen. In diesem Zusammenhang ist es unbedingt erforderlich, die vorhandenen Möglichkeiten in numerischen Brandsimulationen stetig und gezielt zu verbessern und zu erweitern, um die wachsenden Ansprüche zu saturieren.

Die gegenwärtige Vorgehensweise bei der Heißbemessung für beispielsweise eine natürliche Brandbeanspruchung besteht darin, zunächst das Brandgeschehen selbst mithilfe des Eurocodes 1 (z. B. eines Brandsimulationscodes) zu simulieren und anschließend mit einer weiteren Software auf Grundlage der Eurocodes eine thermische und schließlich eine mechanische Analyse der Konstruktion durchzuführen. Eine effizientere und für diverse Fragestellungen auch die physikalisch korrektere Vorgehensweise besteht darin, die richtige thermische Belastung und die hieraus resultierenden Temperaturfelder von Festkörpern bereits unmittelbar innerhalb der Brandsimulation mit einem CFD-Modell zu berechnen, was erstmalig mit dem entwickelten und im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Modell gelingt. Der vorgestellte Ansatz kann als Erweiterung des Standes der Technik und als erster Schritt auf dem Weg zu einer für die Zukunft vorstellbaren, vollständig gekoppelten Brandsimulation angesehen werden, d. h. einer Brandsimulation mit Berücksichtigung sämtlicher gegenseitiger Kopplungen und Wechselwirkungen. Die zusätzliche Integration der mechanischen Analyse, die beispielsweise Auswirkungen der Verformungen oder des Versagens einer Konstruktion oder einzelner Teile davon auf das Brandgeschehen berücksichtigen kann, wäre ein weiterer zukünftiger Schritt in Richtung dieses *neuen Weges*. Was der *neue Weg* bedeutet, zeigt Abbildung 1.1 exemplarisch anhand der Heißbemessung bei natürlichen Bränden [Hoh09a].

Aber auch in anderen Bereichen wie der Ertüchtigung von Pyrolysemodellen sind gezielte Erweiterungen und Verbesserungen beispielsweise bei der Bestimmung der Festkörpertemperaturen erforderlich, die einen entscheidenden Einfluss auf das Berechnungsergebnis nehmen.

Der Entwicklung von geeigneten Pyrolysemodellen zur Beschreibung des Quellterms in einem Brandgeschehen ist auch zukünftig eine große Aufmerksamkeit zu widmen. Dies gilt umso mehr, da der Quellterm bzw. der zeitliche Verlauf der Freisetzung von Wärme und Rauch durch den Brand eine der wesentlichsten Eingangsgrößen darstellt und das Ergebnis einer numerischen Brandsimulation mit am stärksten beeinflusst. Die gegenwärtige Vorgehensweise mit standardisierten Brandverläufen, wie dem $\alpha-t^2$ -Ansatz, ist insbesondere im Hinblick auf die Beurteilung im Bereich der Personensicherheit (thermische Belastung, Toxizitäten etc.) so bald wie möglich durch die direkte Modellierung des tatsächlichen, natürlichen Brandes abzulösen. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell kann in diesem Zusammenhang einen wertvollen Beitrag leisten, indem es den Wärmetransport zwischen fester und Gasphase sowie die Festkörpertemperaturen verbessert wiedergibt.

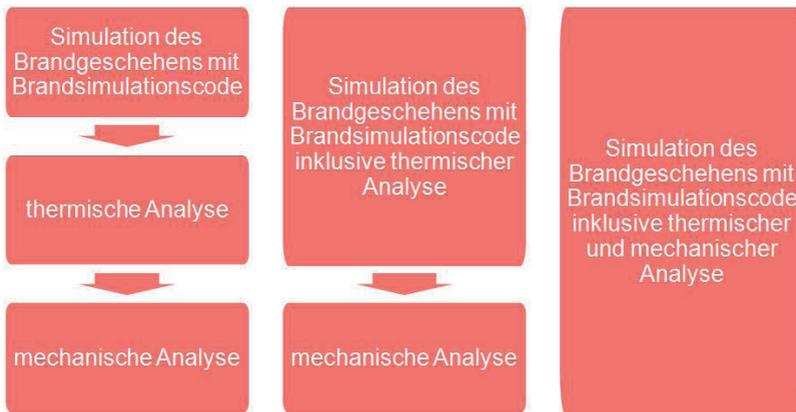


Abbildung 1.1: Vorgehensweisen für die Heißbemessung bei natürlichen Bränden

Letztlich müssen die vorhandenen Möglichkeiten in numerischen Brandsimulationen auch in solchen Bereichen verbessert und erweitert werden, in denen Berechnungen zwar durchgeführt werden, die Anwendbarkeit der vorhandenen Modelle oder die Übertragbarkeit ihrer Bestandteile jedoch fraglich oder gar falsch ist. Beispielsweise kann die Modellierung des Wärmetransports zwischen einem Festkörper und der Gasphase in speziellen Konfigurationen, z. B. bei Einbauten (Lüftungskanäle, Kabel und Kabelbündel etc.), entschieden von der Modellierung an ebenen Oberflächen abweichen. Eine simple Übertragung bzw. Anwendung der zugrunde liegenden Submodelle erzeugt hierbei zweifelsohne einen Unsicherheitsfaktor unbekannter Größe für das Berechnungsergebnis einer numerischen Brandsimulation. Aus diesem Grund wird im Rahmen dieser Arbeit ein Submodell für die korrekte Modellierung des konvektiven Wärmeübergangs bei Rohr-/Kanalströmungen in Verbindung mit einem Brandgeschehen entwickelt.

1.1 Problemstellung und Ziele

Die konkrete Berücksichtigung des Wärmetransports auf die feste Phase (z. B. auf Bauteile oder Einbauten wie Lüftungskanäle) sowie innerhalb derselben in numerischen Brandsimulationen ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt nur sehr eingeschränkt möglich. Der Schwerpunkt von Weiterentwicklungen an diesen Programmen lag in der Vergangenheit und liegt aktuell hauptsächlich auf der Beschreibung der Gasphase sowie der Modellierung von Pyrolyse- und Verbrennungsvorgängen der festen Phase. Insbesondere für letztere Fragestellung ist jedoch, wie bereits angesprochen, die korrekte Bestimmung der Temperaturen innerhalb und an der Oberfläche der festen Phase eine grundsätzliche Voraussetzung. Die gegenwärtig vorhandenen Möglichkeiten im Bereich des konvektiven Wärmeübergangs (stark vereinfachte Beschreibung der Vorgänge und Beschränkung auf ebene Oberflächen) und im Bereich der Wärmeleitung (globale Energiebetrachtungen oder eindimensionale Wärmeleitung in homogenen bzw. geschichteten Strukturen) sind hierfür nicht ausreichend. Ferner ist eine direkte gegenseitige Kopplung von Gasphase und fester Phase für beide Teilsysteme eine unbedingt erforderliche Grundlage, um ein möglichst zutreffendes Abbild des in der Realität ablaufenden Brandgeschehens in der numerischen Simulation zu gewährleisten. Im Kapitel 2 findet eine noch eingehendere Betrachtung der zuvor angesprochenen Problemstellung statt.

Es besteht daher einerseits die Notwendigkeit, die Modellierung des konvektiven Wärmeübergangs zu verbessern, sodass unter anderem auch besondere Situationen, wie sie beispielsweise bei Lüftungskanälen auftreten, in einem Brandszenario entsprechend berücksichtigt werden können. Andererseits ist die Modellierung der Wärmeleitung in der festen Phase innerhalb von Brandsimulationsrechnungen zu ertüchtigen, was unter anderem eine mehrdimensionale Betrachtung komplex aufgebauter Objekte sowie eine Interaktion von Gasphase und fester Phase in beiden Richtungen bedingt. Dies sind die Ziele, die mit der Entwicklung eines Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation, bestehend aus einem Modell für konvektiven Wärmeübergang und einem Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung, im Rahmen dieser Arbeit verfolgt werden. Grundsätzlich ist es sinnvoll, die beiden vorgenannten Mechanismen des Wärmetransports gemeinsam zu betrachten, unter anderem, da sie einander ausgeprägt ähneln. Die Prozesse Konvektion und Wärmeleitung werden beispielsweise durch ein Vakuum unterbunden. Ferner wird beim konvektiven Wärmeübergang innerhalb der Grenzschicht die Wärme durch Wärmeleitung übertragen [Böc06].

Eine weitere Zielsetzung dieser Arbeit besteht darin, ein Modell zu entwickeln, welches sowohl physikalisch, durch die Berücksichtigung der speziellen Brandwirkungen und -eigenschaften, als auch numerisch, durch die Auswahl geeigneter numerischer Methoden, für die integrierte Verwendung innerhalb von numerischen Brandsimulationen optimiert ist. Darüber hinaus soll mit diesem Modell eine Grundlage für die spätere Erweiterung um geeignete Pyrolysemodelle gelegt werden. Das Modell soll ferner einen modularen Aufbau besitzen, sodass es sich für die Integration in aktuelle und zukünftige Brandsimulationsprogramme eignet und nicht auf ein bestimmtes Programm beschränkt bzw. speziell hierauf abgestimmt ist. Am Beispiel des *Fire Dynamics Simulator (FDS)* [McG07b] soll die Integration in ein dem aktuellen Stand der Technik entsprechendes Brandsimulationsprogramm durchgeführt werden.

1.2 Abgrenzung des Inhalts der Arbeit

Für ein Wärmetransportmodell, wie es zuvor dargestellt wurde, ist es unentbehrlich, die Wärmeleitung innerhalb der festen Phase zu erfassen. Ferner findet an der Grenzfläche zwischen Gasphase und fester Phase in Verbindung mit Temperaturunterschieden und Fluidbewegungen eine Übertragung von Wärme durch konvektiven Wärmeübergang statt, die entscheidend vom Fluid und seinen Eigenschaften abhängt. Es ist demzufolge für ein Wärmetransportmodell für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation ebenso von erheblicher Bedeutung, diesen konvektiven Wärmeübergang geeignet zu beschreiben. Der Mechanismus der Wärmestrahlung ist indes zunächst nicht auf ein Fluid angewiesen und infolgedessen auch nicht bzw. nicht in demselben Maße wie der zuvor dargestellte konvektive Wärmeübergang hiervon abhängig. Gleichwohl ist es naheliegend, dass das bei Bränden anzutreffende Fluid (Heiß-/Rauchgas) die Wärmeübertragung durch Strahlung beeinflusst und auch selbst Wärmestrahlung absorbiert, emittiert und reflektiert. Darüber hinaus bleibt festzuhalten, dass auch die bei einem Brand auftretende offene Flamme Wärmestrahlung emittiert. Die beiden zuletzt genannten Phänomene sind jedoch nicht durch ein Wärmetransportmodell für die feste Phase zu beschreiben, sondern Bestandteile eigenständiger Strahlungsmodelle, wie beispielsweise das für den *Fire Dynamics Simulator (FDS)* [McG07a] entwickelte Modell. Entsprechende, geeignete Strahlungsmodelle beschreiben ferner den Strahlungsaustausch zwischen den einzelnen Oberflächen der festen Phasen auf Grundlage der allgemeingültigen und anerkannten, physikalischen Grundgleichungen. Ein Wärmetransportmodell mit besonderem Augenmerk für die feste Phase muss aus diesen Gründen nicht den Mechanismus der Wärmestrahlung in seiner Gesamtheit abdecken. Gleichwohl muss es in der Lage sein, den aus Wärmestrahlung resultierenden und durch ein geeignetes Strahlungsmodell berechneten Netto-Wärmestrom an der Grenzfläche zwischen Gasphase und fester Phase in Form einer Randbedingung zu berücksichtigen. Ferner muss es die Grenzflächentemperatur als Eingangsparameter für das Strahlungsmodell korrekt berechnen. Da diese jedoch eine ebenso grundlegende Größe beispielsweise für den konvektiven Wärmeübergang ist, wird sie im Wärmetransportmodell ohnehin zuverlässig bestimmt. Darüber hinaus ist das Strahlungsmodell hinsichtlich des Emissionsgrades ϵ mit der festen Phase verbunden; hierbei handelt es sich jedoch um eine Materialgröße, die, wie beispielsweise λ , ρ und c , vorab bestimmt werden muss. Ein eigenes Modell ist hierfür nicht erforderlich.

Zusammenfassend kann also festgehalten werden, dass ein Wärmetransportmodell für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation - mit besonderem Augenmerk für die feste Phase - den konvektiven Wärmeübergang an der Grenzfläche zwischen Gasphase und fester Phase einerseits und die Wärmeleitung andererseits abbilden muss. Während für den Prozess der Wärmestrahlung bereits geeignete Modelle für numerische (Brand-)Simulationen existieren, stehen diese für die Prozesse des konvektiven Wärmeübergangs sowie der mehrdimensionalen Wärmeleitung bislang noch nicht bzw. nicht in ausreichender Qualität zur Verfügung. Das Wärmetransportmodell muss außerdem den durch Wärmestrahlung an dieser Grenzfläche auftretenden Netto-Wärmestrom als Randbedingung beschreiben und die Materialgröße Emissionsgrad ϵ der Grenzfläche aufnehmen können.

1.3 Gliederung der Arbeit

Im ersten Teil der Arbeit (Kapitel 2) werden die gegenwärtig vorhandenen Möglichkeiten bei der numerischen Simulation von Brandszenarien, d. h. der aktuelle Stand der Erkenntnisse, dargestellt. Hierbei wird insbesondere auf die Modellierung in den Bereichen des konvektiven Wärmeübergangs zwischen Gasphase und fester Phase und der Wärmeleitung eingegangen, da diese im Rahmen dieser Arbeit detailliert behandelt werden. Im Anschluss daran stellt Kapitel 3 die erforderlichen Schritte, die zur Entwicklung des (Teil-)Modells für den konvektiven Wärmeübergang notwendig waren bzw. sind, ausführlich vor. Jeweils ausgehend von einer Zusammenstellung der allgemeinen physikalischen Grundlagen und -gleichungen werden für horizontale und vertikale ebene Oberflächen sowie für die spezielle Konstellation von Rohr- bzw. Kanalströmungen die einzelnen Modellbestandteile erarbeitet. Den Abschluss dieses Teils der Arbeit bildet die numerische Umsetzung und Integration des Modells in den Brandsimulationscode *Fire Dynamics Simulator (FDS)* in der Version 5 [McG07b]. Dieses Modell bildet das Fundament des Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation, da es die wichtige Kopplung zwischen Gasphase und (detaillierter) fester Phase herstellt. Es handelt sich dabei folgerichtig um eine wesentliche Entwicklung auf dem Gebiet der numerischen Brandsimulation. In Kapitel 4 wird anschließend das (Teil-)Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung entwickelt bzw. vorgestellt. Ausgehend von der physikalischen Herleitung der notwendigen grundlegenden Gleichungen werden die Verfahren zur räumlichen und zeitlichen Approximation sowie mögliche Randbedingungen und darüber hinaus weitere Modellbestandteile dargestellt. Wiederum mit der numerischen Umsetzung und Integration des Modells in den vorgenannten Brandsimulationscode wird die Entwicklung dieses Teilmodells abgeschlossen. Innerhalb von Finite-Elemente-Programmen ist die Lösung von Fragestellungen mit mehrdimensionaler Wärmeleitung gegenwärtig Stand der Technik. In Kapitel 2 wird jedoch gezeigt, dass dies nicht für aktuelle Brandsimulationscodes gilt und bislang zudem die Kopplung zwischen Gasphase und (detaillierter) fester Phase fehlt. Wie dargestellt, stellt das in Kapitel 3 vorgestellte Modell diese wichtige Kopplung her und bildet damit das Fundament des Wärmetransportmodells. Das erarbeitete (Teil-)Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung stellt eine prädestinierte Ergänzung dar (vgl. Kapitel 2), zumal eine simple Extrapolation, z. B. Übertragung der numerischen Methoden, aus anderen Bereichen auf Problemstellungen des Brandschutzingenieurwesens nicht immer ohne Weiteres möglich oder sinnvoll ist. Es folgt in Kapitel 5 eine umfassende Überprüfung und Bestätigung sämtlicher Bestandteile des entwickelten Wärmetransportmodells unter anderem anhand von analytischen Lösungen bzw. Verfahren sowie Vergleichsrechnungen mit anderen, bereits ausreichend validierten Programmen. Abschließend werden in einem realitätsnahen Anwendungsbeispiel einerseits die Anwendung des entwickelten Wärmetransportmodells und andererseits die durch dieses Modell erweiterten Möglichkeiten bei der numerischen Brandsimulation exemplarisch auf Grundlage eines praxisrelevanten Szenarios verdeutlicht (Kapitel 6). Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf noch offene Fragestellungen, die im Rahmen von zukünftigen Untersuchungen behandelt werden könnten. Im Anhang werden ergänzende Arbeiten sowie Sonderfragestellungen zusammengestellt, die für das Verständnis dieser Arbeit wesentlich sind oder in einigen Fällen über die im Hauptteil bearbeiteten Aufgabenstellungen hinausgehen.

2 Stand der Erkenntnisse

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Problemstellung sowie die Motivation zur Entwicklung eines Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse in numerischen Brandsimulationen im Rahmen dieser Arbeit beschrieben. Bevor das erarbeitete Modell in seinen einzelnen Bestandteilen detailliert dargestellt wird, ist es zunächst erforderlich, summarisch auf den gegenwärtigen Stand der Erkenntnisse in diesem Bereich einzugehen. Hierfür sollen zunächst die etablierten Typen von Brandsimulationsmodellen (Brandsimulationscodes) kurz vorgestellt werden. Im Anschluss erfolgt eine detailliertere Untersuchung hinsichtlich der gegenwärtigen Umsetzung der Modellierung bzw. Behandlung der Wärmetransportmechanismen *Wärmeleitung* und *konvektiver Wärmeübergang* innerhalb dieser Codes. Bei dieser Gelegenheit können zudem diverse Probleme noch einmal etwas genauer beschrieben werden. Auf die Modellierung der *Wärmestrahlung* wird hingegen nicht eingegangen, da dieser Bereich nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist. Bei Bedarf kann hierfür auf die einschlägige Literatur, beispielsweise die Darstellung des im Fire Dynamics Simulator implementierten Wärmestrahlungsmodells in [McG07a], verwiesen werden.

2.1 Brandsimulationsmodelle/Brandsimulationscodes

Für die numerische Simulation von Brandereignissen stehen unterschiedliche Typen von Modellen bzw. Codes zur Verfügung, die sich in erster Linie in ihrem Detaillierungsgrad (Komplexität) und folglich ihrem Berechnungsaufwand (Systemanforderungen, Geschwindigkeit etc.) sowie ihrer Genauigkeit unterscheiden. Abbildung 2.1 zeigt eine Gegenüberstellung gängiger

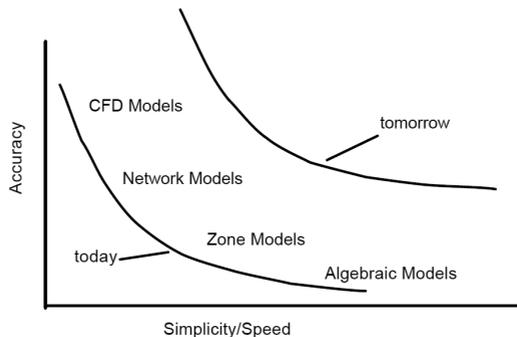


Abbildung 2.1: Hierarchie von Brandsimulationsmodellen [Wre06]

Brandsimulationsmodelle und eine Einordnung hinsichtlich der zuvor genannten Kriterien. Es ist dabei der aktuelle sowie ein zukünftiger und anzustrebender, durch Forschung und Entwicklung beeinflusster Stand eingetragen. Eine Zuordnung unterschiedlicher Typen von Bränden (z. B. Bemessungsbrände oder natürliche Brände) zu den entsprechenden, jeweils eingesetzten Brandsimulationsmodellen zeigt Abbildung 2.2. Die beiden am meisten etablierten Typen

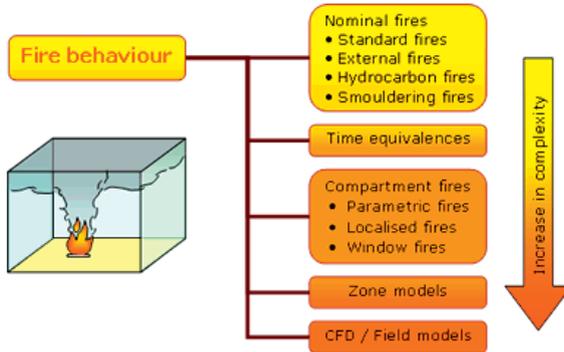


Abbildung 2.2: Zuordnung von Bränden zu den eingesetzten Brandsimulationsmodellen [Bai05]

für numerische Brandsimulationen sind *Zonenmodelle* und *Feld- bzw. CFD-Modelle*¹. Diese sollen im Nachfolgenden kurz vorgestellt werden. Eine detaillierte Beschreibung der Typen sowie ihrer theoretischen Grundlagen und praktischen Anwendungsgrenzen kann beispielsweise [Hos09] entnommen werden.

2.1.1 Zonenmodelle

Bereits seit geraumer Zeit werden Zonenmodelle für die numerische Simulation von Brandereignissen eingesetzt. Bei den Zonenmodellen unterscheidet man nochmals allgemein zwischen Einzonen- und Mehrzonenmodellen. Während Erstere für die Phase nach Eintreten eines Flashovers eingesetzt werden und folglich auch unter den Bezeichnungen Vollbrandmodelle oder Post-Flashover-Modelle bekannt sind, können mit den Mehrzonen- oder Mehrraum(mehrzonen)modellen auch die Verhältnisse davor beschrieben werden, sodass diese auch als Pre-Flashover-Modelle bezeichnet werden. Mehrraum(mehrzonen)modelle stellen dabei eine Erweiterung der Mehrzonenmodellierung hinsichtlich der Berücksichtigung mehrerer Räume sowie dem Massen- und Energieaustausch zwischen denselben dar. Im Folgenden soll unter dem Begriff *Zonenmodell* eines der zuletzt genannten Mehrraum(mehrzonen)modelle verstanden werden. Weit verbreitet sind beispielsweise die Codes von *CFAST* [Jon05], *HARVARD VI* [Roc90] oder *MRFC* [Max98].

Zur Lösung des Problems wird der zu untersuchende Raum (im Allgemeinen der Brandraum)

¹ CFD $\hat{=}$ Computational Fluid Dynamics

in wenige Zonen physikalisch sinnvoll unterteilt, in denen getrennt von den anderen Zonen die Energie- und Massenbilanzen berechnet werden. In aller Regel erfolgt eine Unterteilung in eine heiße Rauchgasschicht und eine kühlere, raucharme Luftschicht. Eine dritte Zone bildet häufig der Plumbereich, in dem mit Hilfe von Plumemodellen, die den Transport von Rauchgasen vom Brandherd in die Rauchgasschicht beschreiben, die Einmischung von Luft in die Flamme und in die aufsteigenden Flammengase, den sogenannten *Plume*, zusätzlich modelliert wird. Jedoch werden oft auch andere physikalisch relevante Bereiche wie die Umfassungsbauteile (Wände, Decken etc.) oder zusätzliche brennbare Objekte als eigene Zone aufgefasst.

Ein besonderer Vorteil von Zonenmodellen gegenüber CFD-Modellen ist ihre hohe Rechengeschwindigkeit, die es ermöglicht, eine große Anzahl unterschiedlicher Varianten in kurzer Zeit zu berechnen. Jedoch lassen sie sich nicht ohne Weiteres auf sämtliche Anwendungsfälle und Fragestellungen anwenden.

2.1.2 Feld- bzw. CFD-Modelle

In jüngerer Vergangenheit finden Feld- bzw. CFD-Modelle immer stärkeren Einzug in die numerische Simulation von Brandereignissen. Der Grund hierfür liegt insbesondere in den vielfältigen Möglichkeiten, die diese Modelle mit sich bringen und welche für die Berechnung von komplexen Sonderbauten im Allgemeinen erforderlich sind. Weit verbreitet sind beispielsweise die Codes von *ANSYS-CFX* [Swa05], *FLUENT* [Flu05] und insbesondere der *Fire Dynamics Simulator (FDS)* [McG07a]. Gegenwärtig noch in der Entwicklung ist ferner der französische *ISIS*-Code [Sua08].

CFD-Modelle sind in der Lage, Variablen als Funktion von Ort und Zeit in beliebigen Raumpunkten bzw. -richtungen zu berechnen. Grundlage dieser Modellierung sind die fundamentalen Gleichungen der Massen-, Energie- und Impulserhaltung, die in Form von partiellen Differenzialgleichungen allgemeingültig vorliegen und unter vorgegebenen Anfangs- und Randbedingungen gelöst werden können. Da eine eindeutige Lösung dieser Gleichungen im Allgemeinen nicht möglich ist, werden hierfür, wie auch in anderen Bereichen üblich, numerische Methoden eingesetzt. Hieraus ergeben sich wichtige physikalische Größen wie beispielsweise Temperatur, Druck, Konzentrationen von Brandprodukten in beliebigen Raumpunkten sowie Gasgeschwindigkeiten in beliebige Raumrichtungen. Die grundlegenden Gleichungen werden hierzu auf einem vom Anwender vorgegebenen Raumgitter (*Mesh*), das den zu untersuchenden Raum in eine große Anzahl von Volumenelementen, die sog. *Kontrollvolumina*, unterteilt und die kleinste Längenskala der Modellierung bestimmt, gelöst. Somit können die zuvor genannten Größen sowie Massen- und Energieaustausch für beliebig kleine Kontrollvolumina berechnet werden. Physikalische Phänomene, deren natürliche Längenskala kleiner ist als die des verwendeten Gitters, werden durch Submodelle – im Wesentlichen Turbulenzmodelle – beschrieben. Die thermischen Materialeigenschaften der festen Phase beispielsweise von Umfassungsbauteilen werden mit ihren jeweiligen Kenngrößen im Modell ebenfalls separat und mehr oder minder detailliert berücksichtigt. Gegenüber den Zonenmodellen bestehen wesentliche Unterschiede beim CFD-Modell sowohl in der erheblich größeren Anzahl der verwendeten Kontrollvolumina als auch in der Methode der Modellierung des Austauschs von Masse und

Enthalpie. Diese Austauschvorgänge werden im CFD-Modell direkt aus den grundlegenden Gleichungen berechnet, sodass eine geringere Anzahl an Annahmen und experimentell ermittelten Parametern benötigt wird. Das CFD-Modell ist in der Lage, viele Details eines Brandszenarios zu erfassen, die mit einem Zonenmodell nicht darstellbar sind. Das ist vor allem dort von Vorteil, wo die Auswirkungen komplexer Strömungen untersucht werden sollen. Wenngleich sich auch künftig noch Einsatzfelder für Zonenmodelle ergeben werden, scheint nicht zuletzt mit der fortschreitenden Entwicklung in der Computerindustrie und den zunehmenden Möglichkeiten im Bereich der Parallelisierung die Zukunft den CFD-Modellen zu gehören. Eine Konzentration der Forschung und Entwicklung auf diesen Bereich ist daher folgerichtig zweckmäßig und letztlich auch erforderlich, um den Anforderungen bei deren praktischem Einsatz gerecht zu werden und auf effizientem Wege verwendbare bzw. korrekte Ergebnisse herbeizuführen.

Allgemeine CFD-Codes wie ANSYS-CFX oder FLUENT zeichnen sich durch eine vielseitige Modellierbarkeit der vorhandenen Geometrien aus, sodass beispielsweise auch nicht-geradlinige Objekte abgebildet werden können. Ferner bieten sie sehr effiziente Lösungsalgorithmen, jedoch besitzen sie nicht die speziellen, für die numerische Simulation von Brandereignissen eminent wichtigen Submodelle, wie beispielsweise ein Pyrolysemodell. An dieser Stelle bedarf es der speziell auf die Simulation von Brandgeschehen ausgerichteten CFD-Modelle wie FDS oder ISIS. Insbesondere der Code FDS bietet unterschiedliche dieser Verbrennungs- oder Pyrolysemodelle, mithilfe derer eine *echte* Prognose - gelegentlich auch als *blinde Simulation* bezeichnet - eines Brandszenarios erst möglich ist, da sich hiermit der zeitliche Verlauf der Wärmefreisetzung durch den Brand unmittelbar ergibt bzw. physikalisch korrekt berechnen lässt und **nicht** vorgegeben werden muss, d. h. vorab - zumindest weitgehend - bekannt sein oder approximativ abgeschätzt werden muss. Der *Fire Dynamics Simulator* stellt daher folgerichtig in seiner gegenwärtig aktuellen Version 5 [McG07a] - trotz noch zu behebender Schwächen - den aktuellen Stand der Technik auf dem Gebiet der numerischen Brandsimulation mit CFD-Modellen dar. Es ist daher folgerichtig, dass die im Rahmen dieser Arbeit exemplarische Implementierung des entwickelten Wärmetransportmodells in diesem Code durchgeführt wird.

2.2 Wärmeleitung in numerischen Brandsimulationen

Die Berücksichtigung des Wärmetransports in bzw. aus und innerhalb der festen Phase hat bei der numerischen Simulation von Brandereignissen mehrere Aufgaben. Hierzu gehören insbesondere einerseits die Beschreibung von Prozessen, die mit der festen Phase in Verbindung stehen (z. B. Pyrolyse) und andererseits die Einflussnahme auf die Gasphase durch Abkühlung bzw. Aufheizung. Durch das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Wärmetransportmodell wird neben der Verbesserung der zuvor genannten Funktionen noch eine weitere bedeutende Aufgabe des Brandschutzingenieurwesens abgedeckt, und zwar die Bestimmung von Temperaturfeldern im Innern von Festkörpern bzw. der konstruktiven Bauteile, die zum Nachweis derselben, d. h. des Brandverhaltens, zwingend erforderlich sind. In der Vergangenheit lag die Konzentration bei Entwicklungen im Bereich numerischer Brandsimulationen primär auf der Gasphase (z. B. dem Transport von Rauchgasen) sowie der Pyrolyse an der

Oberfläche der festen Phase und Verbrennungsvorgängen. Eine detaillierte Modellierung der festen Phase selbst war bislang von untergeordneter Bedeutung. In einigen Brandsimulationscodes - insbesondere bei Zonenmodellen aber auch bei manchen CFD-Modellen - werden die Umfassungsbauteile nicht differenziert abgebildet, sondern es wird in Form einer globalen Energiebetrachtung die gesamte Wärmemenge bilanziert, die das Brandraumvolumen verlässt oder in dieses eintritt. Diese wird dann wiederum in den Bilanzen der Gasphase entsprechend berücksichtigt, sodass die Energieerhaltung stets gewährleistet ist. Eine etwas detailliertere Betrachtungsweise findet sich beispielsweise im derzeit entwickelten ISIS [Sua08] oder der Version 4 von FDS [McG06a], in denen prinzipiell die Wärmeleitung eindimensional durch die feste Phase bzw. innerhalb abgebildet wird. In beiden Codes sind hierfür lediglich homogene Objekte einsetzbar, jedoch enthält FDS4 diverse Submodelle für unterschiedliche Pyrolysevorgänge an der Oberfläche der festen Phase und galt damit lange Zeit als Stand der Technik. Mit der Veröffentlichung der aktuellen Version 5 gelang eine Verbesserung dahin gehend, dass nun auch Objekte mit geschichtetem Aufbau (multi-layer) mit und ohne Berücksichtigung von Pyrolysevorgängen abgebildet werden können. Die Modellierung der Wärmeleitung blieb jedoch auch in dieser Version auf eine eindimensionale Beschreibung beschränkt. Für ISIS ist ein gleichartiges eindimensionales, geschichtetes Modell für die Wärmeleitung in der Planung. Für viele praktische Fragestellungen ist diese Restriktion aufgrund des Vorhandenseins von mehrdimensionalen Effekten indes zu limitierend und lässt eine physikalisch korrekte Abbildung der real auftretenden Prozesse und Effekte nicht zu. In [Rie07] wird beispielsweise berichtet, dass bereits bei der Entwicklung eines Brandausbreitungsmodells von Yan in [Yan99] auf die Notwendigkeit hingewiesen wird, den lateralen Wärmetransport auf der Kabelader zu berücksichtigen. Dies ist mithilfe einer eindimensionalen Betrachtungsweise jedoch nicht möglich. Dieses offenkundige Problem zur Kenntnis nehmend, machte Riese mit der Entwicklung des *CFS-Modells* in [Rie07] einen ersten Schritt in die Richtung eines Modells zur Berücksichtigung mehrdimensionaler Wärmeleitungsprozesse. Das für Kabel entwickelte Modell basiert dabei auf einer schrittweise getrennten Lösung der jeweils eindimensional aufgestellten Gleichungen für die Wärmeleitung in radialer und in lateraler Richtung. Trotz guter Resultate entspricht dies jedoch noch nicht einer eigentlichen mehrdimensionalen - insbesondere nicht einer gekoppelten (dreidimensionalen) - Formulierung, sondern lediglich einer Verknüpfung/Stapelverarbeitung eindimensionaler Vorgänge. Ferner treten unter anderem Probleme bei der Übertragung auf komplexe Objekte (z. B. Kabel mit mehreren Adern) auf. So ist beispielsweise eine Berechnung des Wärmetransports durch mehrere Mantelschichten mit dem CFS-Modell bisher nicht möglich. Dennoch sind die Arbeiten in [Rie07] ein Beleg dafür, dass ein Modell für mehrdimensionale Wärmeleitungsprozesse in numerischen Brandsimulationen unabdingbar ist.

Abbildung 2.3 zeigt ein weiteres, mithilfe einer eindimensionalen Formulierung physikalisch nicht korrekt lösbares Problem. Die Wärmeleitung durch die vertikalen und horizontalen Bauteile - hier als homogen vorausgesetzt - wird bei jeweils (näherungsweise) konstant angenommener Temperaturen der dem Feuer zugewandten bzw. abgewandten Oberflächen durch ein eindimensionales Modell ordnungsgemäß berechnet. Dies wird durch die grünen Pfeile symbolisiert. Demgegenüber können die Prozesse im Eckbereich mit einem solchen Modell nicht korrekt wiedergegeben werden. Es wird insbesondere dann noch problematischer, wenn programmintern keine Verknüpfung zwischen mehreren, in Kontakt miteinander stehenden

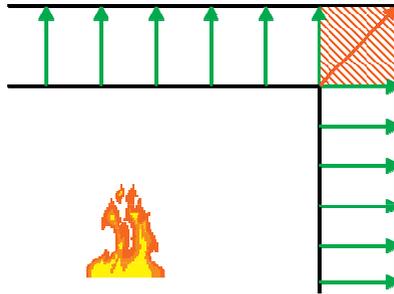


Abbildung 2.3: Eck-Problem infolge eindimensionaler Formulierung der Wärmeleitung

Objekten der festen Phase besteht, wie dies beispielsweise in FDS der Fall ist. Eine Kopplung eindimensionaler Vorgänge, wie oben dargestellt, würde das Problem bereits verringern, doch erst eine zwei-, d. h. mehrdimensionale Formulierung löst die Fragestellung physikalisch einwandfrei. Als letztes Beispiel sei die in Abbildung 2.4 dargestellte Konfiguration einer ho-

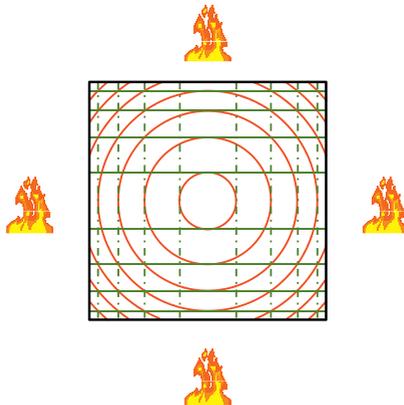


Abbildung 2.4: Stützenkanten-Problem infolge eindimensionaler Wärmeleitung

mogenen Stütze mit rechteckigem Querschnitt bei mehrseitiger Brandbeanspruchung angeführt. Im Falle einer eindimensionalen Betrachtungsweise ergeben sich Isothermen, die parallel zu den Kanten des Stützenquerschnitts verlaufen (grün). Die durch die mehrseitige Brandbeanspruchung verursachte stärkere Erwärmung der Eckbereiche (rot), in denen die Kanten zusammenlaufen, kann auf diese Weise nicht abgebildet werden, womit die dort berechnete Temperatur unterschätzt wird. Wiederum wäre eine Kopplung eindimensionaler Vorgänge, bei der jeweils Informationen aus der eindimensionalen Berechnung in einer Richtung an die

ebenfalls eindimensionale Berechnung in einer der anderen Richtungen übergeben bzw. von dieser miteinbezogen werden, zur Verbesserung der Situation denkbar. Eine physikalisch einwandfreie Lösung mit nur geringen, verfahrensbedingten oder numerischen Abweichungen zur Realität lässt sich indes nur mit einer mehrdimensionalen Formulierung der Wärmeleitung innerhalb der festen Phase herbeiführen. Die Liste von Aufgabenstellungen, in denen mehrdimensionale Effekte tatsächlich auftreten und zu berücksichtigen sind, mithilfe einer eindimensionalen Formulierung jedoch nicht physikalisch korrekt gelöst werden können, ließe sich an dieser Stelle problemlos fortführen.

In der Literatur lassen sich wenige CFD-Brandsimulationscodes finden, die bereits den Versuch unternommen haben, diese Aufgabe zu bewältigen. So bietet der Code *SOFIE* [Rub06] beispielsweise die Möglichkeit einer mehrdimensionalen Modellierung der Wärmeleitung in Festkörpern, wurde in dieser Funktion jedoch bislang nicht validiert. Einen weiteren signifikanten Nachteil stellt die Abbildung der Gasphase auf Basis einer RANS-Formulierung² dar, die zwar bei der Betrachtung der festen Phase gewisse Vorteile gegenüber der LES-Formulierung besitzt, jedoch weniger gut für die numerische Simulation von Bränden mit großen Volumina geeignet ist. Der LES-Formulierung wird zumindest kurz- und mittelfristig die Zukunft in diesem Bereich gehören. Die nach Aussage der Entwickler nicht geplante Weiterentwicklung des Programms stellt ferner ein weiteres bedeutendes Problem dar. Dem Vernehmen nach, besitzt auch der französische Code *SAFIR* [Con09] eine mehrdimensionale Formulierung für die Wärmeleitung in Festkörpern, jedoch ist auch dieses Programm hierfür bislang nicht validiert. Zudem ist das ursprünglich für Brände im Freien (z. B. Waldbrände) erarbeitete Programm nicht zugänglich, da es sich um einen gegenwärtig in der (Weiter-)Entwicklung hinsichtlich der Anwendung auf Raumbrände befindlichen Forschungscode der Universität Marseille handelt. Gemäß Aussage der Entwickler stehen die Wärmetransportprozesse im Zusammenhang mit bzw. innerhalb der festen Phase zunächst nicht im Fokus der weiteren Arbeiten am Code. Ferner stehe eine Weiterentwicklung im Hinblick auf Effizienz und Stabilität noch aus, da diese Kriterien bislang nicht besonders ideal sind.

Die gegenwärtig propagierte Vorgehensweise für die vorliegende Problemstellung sieht die Definition bzw. Bestimmung von Übergabegrößen innerhalb der numerischen Brandsimulation und deren Transfer an eine nachgelagerte thermische Analyse mit separaten Programmen vor. Letztere können beispielsweise FEM-Pakete wie ANSYS [Swa07] sein. Zum Beispiel mit Einführung der sogenannten *Adiabatic Surface Temperature (AST)* (vgl. [Wic07]) in der aktuellen Version 5 des Fire Dynamics Simulator wurde genau dieser Weg beschritten. In [Wic07] wurde die beschriebene Vorgehensweise exemplarisch auf die Simulation von Realbrand-Experimenten angewandt, die im Rahmen der Untersuchung des *National Institute of Standards and Technology (NIST)* zum Anschlag auf das World Trade Center von 2001 durchgeführt wurden. Eine alternative Vorgehensweise besteht unabhängig von einem bestimmten Brandsimulationscode, d. h. modular mit der Entwicklung von entsprechenden Post-Processing-Tools für Zonenmodelle oder CFD-Codes (z. B. [Jow06]). Mithilfe dieser Werkzeuge lassen sich ausgehend von Ergebnisgrößen des Brandsimulationscodes in einem Zwischenschritt/-stadium größtenteils automatisiert die Eingangsgrößen für eine nachgelagerte thermische Analyse in separaten Programmen bestimmen. Der Vorteil gegenüber der

² Eine detailliertere Darstellung von RANS, LES und DNS wird zu Beginn des Kapitels 3 vorgenommen.

AST liegt in der dargestellten Unabhängigkeit bzw. dem nicht erforderlichen (programmier-technischen) Eingriff in die Ausgaberroutinen des jeweiligen Brandsimulationscodes. Bedeut-same Nachteile dieser Vorgehensweise sind indes die gegebenenfalls notwendigen Vereinfachungen innerhalb solcher Post-Processing-Tools (vgl. [Jow06]) und letztlich der erforderliche Aufwand zur Erstellung derselben, insbesondere da die darin integrierten Funktionen und Routinen in der AST bereits implizit enthalten sind. Das heißt, dass die AST, da sie die wesentlichen Aufgaben bereits eigenständig leistet, eine Art Post-Processing-Tool, wie es zuvor erläutert wurde, darstellt und mit ihrer Implementierung ein solches Werkzeug unmittelbar in einen Brandsimulationscode integriert werden kann. Das *Fire Structure Interface (FSI)* [Pra05] bzw. [Pra04] arbeitet, wenn auch etwas komplexer, nach demselben Prinzip, indem es Informationen aus dem CFD-Code FDS für die anschließende thermische Analyse mit AN-SYS aufbereitet. Darüber hinaus verbindet das FSI die thermische mit der wiederum getrennt und anschließend durchgeführten mechanischen Analyse, indem es die Ergebnisse der thermischen Analyse (Temperaturfelder) derart aufbereitet, dass sie vom Modell/Programm für die mechanische Analyse verarbeitet werden können. Eine Rückkopplung von Ergebnissen eines Stadiums zu einem früheren Stadium der Analyse findet jedoch auch hier wie bereits bei den beiden vorhergehenden Vorgehensweisen (AST und Post-Processing-Tools) nicht statt. Das bedeutet beispielsweise, dass die thermische Analyse zwar Einfluss auf die anschließende mechanische Analyse hat, jedoch keine Einflussnahme in umgekehrter Richtung stattfindet und ebenfalls keine auf die numerische Brandsimulation. Ohne eine entsprechende Rückkopplung ist demnach das (thermodynamische) Gleichgewicht verletzt bzw. gefährdet. Nach Einschätzung des Mitentwicklers des Fire Dynamics Simulator *Dr. Floyd* stellt die Verwendung der AST einen geeigneteren Lösungsansatz dar als das FSI, was mit den vorangegangenen Darstellungen in Einklang steht. Wenngleich sich mit den vorstehenden Vorgehensweisen bereits einige Fragestellungen bearbeiten bzw. beantworten lassen, so besteht dennoch ein wesentliches Hauptproblem darin, dass *keine* Rückkopplung der detailliert berechneten festen Phase - im Wesentlichen Temperaturfelder und Oberflächentemperaturen - bzw. darauf aufbauender Prozesse - z. B. Pyrolyse- und Verbrennungsreaktionen sowie die damit einhergehende Entwicklung von Gasen - auf das Brandgeschehen besteht. Diese Rückkopplung ist jedoch beispielsweise zur Berechnung von Hohlraumstrukturen und des Wärmedurchgangs durch Bauteile mit einem dahinter liegenden abgeschlossenen Gasvolumen oder gerade in der numerischen Simulation von Brandgeschehen mit Entzündung bzw. Brandausbreitung sowie -weiterleitung und Aspekten der Personensicherheit auf Basis der Analyse von Toxizitäten von eminenter Bedeutung. Außerdem dient sie, wie erwähnt, dem Erhalt des (thermodynamischen) Gleichgewichts. Die geeignetste Vorgehensweise zur Umsetzung dieser Rückkopplung und folglich zur Kopplung von Brandsimulationscode und thermischer Analyse in *beide* Richtungen ist die Verwendung eines *direkt* in den Brandsimulationscode integrierten Modells für mehrdimensionale Wärmeleitung, wie es folgerichtig im Rahmen dieser Arbeit konzipiert wird. Bereits in [Hoh09b] und [Hoh09a] wurde über die Notwendigkeit eines *unmittelbar* in Brandsimulationscodes *integrierten* Wärmetransportmodells mit dreidimensionaler Formulierung der Wärmeleitung in Festkörpern und dem neu entwickelten, innovativen Ansatz, d. h. dem neuen, erstmals beschrittenen Weg (vgl. Abbildung 1.1), zur Erreichung der geforderten Ziele berichtet.

2.3 Konvektiver Wärmeübergang in numerischen Brandsimulationen

Da die Beschreibung des konvektiven Wärmeübergangs zwischen Gasphase und fester Phase stark von der Modellierung der Gasphase abhängt - bedeutend stärker noch als dies im Bereich der Eingangsgrößen für die Wärmeleitung innerhalb der festen Phase der Fall ist -, wird bei der Darstellung der gegenwärtigen Umsetzung in Brandsimulationscodes im Folgenden erneut zwischen Zonenmodellen und Feld- bzw. CFD-Modellen unterschieden.

2.3.1 Zonenmodelle

Die nicht detailliert aufgelösten Oberflächentemperaturen und Temperaturfelder in den Gasphasenzonen erlauben eine Modellierung des konvektiven Wärmeübergangs in Zonenmodellen nur eingeschränkt. Darüber hinaus erschwert die bei Zonenmodellen ebenfalls vollständig fehlende Bestimmung des zeitlich veränderlichen Geschwindigkeitsfeldes in der Gasphase naturgemäß die physikalisch einwandfreie Abbildung des erzwungenen konvektiven Wärmeübergangs, der gerade bedeutend von den vorhandenen Strömungsverhältnissen abhängt. Zu einem analogen Ergebnis kommt auch der Abriss über den Gebrauch von Computermodellen bei der brandschutztechnischen Auslegung in [Tor04]. Die durch den einfachen Zonenansatz vernachlässigte Lösung des Strömungsfeldes, welche den rechenintensivsten Anteil bei der numerischen Simulation darstellt, verursacht die per Definition vorhandene Limitierung von Zonenmodellen in Bezug auf die Wärmeübertragung zwischen der Gasphase und der festen Phase. Infolge dessen wird in diesem Typ Brandsimulationscode eine alternative und vereinfachende Vorgehensweise gewählt. Der konvektive Wärmestrom ist ein Enthalpietransport über eine dünne Grenzschicht. Die Dicke dieser Grenzschicht wird über die Temperaturdifferenz zwischen der Gasphase/Gaszone und der Wand oder dem Objekt, das erhitzt (gekühlt) wird, bestimmt [Jon00] bzw. [Sch55]. Folglich basiert die Berechnung des gesamten konvektiven Wärmeübergangs auf dem Temperaturunterschied $\Delta\theta$ zwischen der Gasphase/Gaszone und dem betrachteten Objekt [Tor04], da auch der freie konvektive Wärmeübergang, der anhand von Beziehungen, d. h. im Allgemeinen Nusselt-Gleichungen [Coo91], für Wände, Decken und Böden, ermittelt wird ([Jon00] und [Coo91]), aufgrund der Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl Ra eine Funktion dieser Temperaturdifferenz ist (vgl. (2.2)).

$$\alpha = \frac{Nu \lambda}{L} = C \cdot Ra^n \quad (2.1)$$

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{g \beta L^3}{\nu a} (\vartheta_{OF} - \vartheta_{Gas}) = \frac{g \beta L^3}{\nu a} \Delta\theta \quad (2.2)$$

Die Gesetzmäßigkeiten, die diesen Modellen zugrunde liegen, machen es unmöglich, diesen Ansatz zu verbessern [Tor04]. Für die Berechnung der Ceiling Jet-Temperaturen und Strömungsgeschwindigkeiten im Zusammenhang mit der Bestimmung der Auslösezeit von Sprinklern und Wärmemeldern werden beispielsweise in [Hos09] geeignete Gleichungen aus der Literatur angegeben. Mit den auf diese Weise ermittelten Geschwindigkeiten in der Gasphase - sowie unter Verwendung der ebenfalls auf diesem Wege bestimmten Gastemperaturen -

ist es vorstellbar, die im Rahmen dieser Arbeit, genauer im Teilmodell für den konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase (vgl. Kapitel 3), entwickelte Vorgehensweise mindestens teilweise auch auf den Deckenbereich in Zonenmodelle zu übertragen. Der Ceiling Jet-induzierte (erzwungene) konvektive Wärmeübergang im Deckenbereich sollte in Zonenmodellen wegen seiner besonderen Stärke separat ausgewertet bzw. berechnet werden [Fu00] und hat insofern eine größere Bedeutung.

Wenngleich Verbesserungen nicht oder nur schwer möglich sind, ist eine Überprüfung, ob die Anwendung der dargestellten, in Zonenmodellen enthaltenen Beziehungen für den konvektiven Wärmeübergang geeignet ist, unter den Bedingungen, die für die Modellierung von Tragwerksreaktionen im Brandfall maßgeblich sind, gleichwohl unerlässlich [Tor04]. Adäquates Validierungsdatenmaterial für solcherart Bedingungen existiert gemäß [Tor04] gegenwärtig nicht.

Weiterführende Informationen zur Modellierung des konvektiven Wärmeübergangs insbesondere im Hinblick auf die Unterscheidung zwischen Decken- und Bodenbereich bzw. Wänden in Zonenmodellen lassen sich unter anderem aus der zuvor genannten Literatur sowie [Mit81] und [Bel87] entnehmen.

2.3.2 Feld- bzw. CFD-Modelle

Bei numerischen Brandsimulationen mit CFD-Modellen reduzieren sich die bei den Zonenmodellen zu beobachtenden Schwierigkeiten im Zusammenhang mit der Abbildung des konvektiven Wärmeübergangs dahin gehend, dass sowohl die Temperaturen (Oberflächentemperaturen und Temperaturfeld der Gasphase) als auch die Geschwindigkeiten (Geschwindigkeitsfeld der Gasphase) sowie sämtliche weiteren Größen (z. B. lokale Gaszusammensetzung) detailliert und nahezu vollständig aufgelöst zu jedem Zeitpunkt der Berechnung bestimmt werden. Dennoch ist es gerade diese Bestimmung der gasphasenbezogenen Größen, die bedeutend darüber mitentscheidet, in welcher Art und Weise die Modellierung des konvektiven Wärmeübergangs erfolgen kann (vgl. Unterabschnitte 3.1.1 und 3.1.2). Bei Anwendung der *Direct Numerical Simulation (DNS)* beispielsweise lässt sich die konvektive Wärmestromdichte $\dot{q}_{konv}(t)$ auf einfache Weise unmittelbar aus dem Temperaturgradienten normal zur betrachteten Oberfläche sowie der Wärmeleitfähigkeit λ der Gasphase (des Fluids) bestimmen. Eine Näherung bzw. ein weiteres Modell ist nicht erforderlich, sodass die gegenwärtig vorhandenen CFD-Modelle, die die Möglichkeiten für eine DNS-Berechnung bieten (z. B. FDS), in diesem Bereich bereits den höchsten Grad der Entwicklung erreicht haben. Da die DNS-Berechnung jedoch - zumindest derzeit - für Problemstellungen mit großen Volumina äußerst ineffizient ist und wie bereits erwähnt der LES-Formulierung zumindest kurz- und mittelfristig die Zukunft im Bereich der numerischen Brandsimulation insbesondere mit großen Volumina gehören wird, muss die Frage nach dem Stand der Entwicklungen abseits dieses speziellen Verfahrens gestellt werden. Eine Strömungsmodellierung z. B. auf Grundlage der vorgenannten *Large Eddy Simulation (LES)* oder anderer Verfahren hingegen lässt diese triviale Vorgehensweise über Temperaturgradient und Wärmeleitfähigkeit nicht zu. Es sind hier Alternativen erforderlich, welche gegenwärtig mit der Verwendung sogenannter *Wall Functions* oder empirischer Korrelationen, z. B. den weitverbreiteten und für Fragestellungen des

konvektiven Wärmeübergangs bereits vielfach eingesetzten *Nusselt-Beziehungen*, umgesetzt werden.

Die derzeitige Modellierung des konvektiven Wärmeübergangs in numerischen Brandsimulationen ist als rudimentär und unzureichend zu beschreiben. Die Begründung hierfür liegt insbesondere in dem Umstand, dass stets für die vorliegende Art des Wärmetransports lediglich Ebenen, d. h. ebene Oberflächen (z. B. Platten), betrachtet werden. Dem Umstand, dass die am Wärmetransport beteiligten Oberflächen jedoch beispielsweise auch die Begrenzungsflächen eines Rohres bzw. Kanals sein können, wird hiermit in keiner Weise Rechnung getragen, obwohl sich der Effekt des konvektiven Wärmeübergangs in beiden Konfigurationen, wie am Ende dieses Kapitels noch gezeigt wird, bedeutend voneinander unterscheidet. Durch die universelle Verwendung von Korrelationen für Ebenen entsteht dann jedoch oft eine fehlerhafte Betrachtung. Zudem kommt, dass auch die Formulierungen für Ebenen in einigen Fällen nochmals inadäquat vereinfacht bzw. partiell unrichtig verwendet werden. So wird beispielsweise innerhalb von FDS der (empirische) Wert des Wärmeübergangskoeffizienten α durch das Maximum seiner (empirischen) Werte bei freiem und erzwungenem, konvektivem Wärmeübergang bestimmt, was im Falle von positiver gegenseitiger Überlagerung (Mischkonvektion) einen zu geringen Wert zur Folge hat. Ein anderes Beispiel ist die ebenfalls in FDS inkorrekte Abbildung einer an der Unterseite beheizten bzw. Oberseite gekühlten, horizontalen Ebene bei freiem konvektivem Wärmeübergang. Es wird hier derselbe Wert wie für eine an der Unterseite gekühlten bzw. Oberseite beheizten Ebene angesetzt, obwohl sich die physikalischen Vorgänge in beiden Anordnungen gravierend unterscheiden, was sich in deutlich unterschiedlichen Wärmeübergangskoeffizienten äußert³. Darüber hinaus werden meist einige der beim konvektiven Wärmeübergang zu berücksichtigenden Stoffwerte näherungsweise temperaturunabhängig und wie etwa in FDS die charakteristische Länge der Ebene in den Nusselt-Beziehungen für erzwungenen, konvektiven Wärmeübergang an ebenen Oberflächen vereinfachend mit $L = 1\text{ m}$ angesetzt. Im Gegensatz zur Wärmeleitung (vgl. Abschnitt 2.2) existiert gegenwärtig kein eindeutig propagierter Weg, wie mit den vorliegenden Mängeln verfahren werden soll. Mehr noch sind aktuell keine Tendenzen zu Verbesserungen von CFD-Modellen in diesem Bereich bekannt und zu erkennen. Es ist daher ein Ziel dieser Arbeit, ein Modell bzw. eine Vorgehensweise zu entwickeln, die es zukünftig erlaubt, neben ebenen Oberflächen auch andere Elemente und Konfigurationen hinsichtlich des konvektiven Wärmeübergangs in numerischen Brandsimulationen adäquat abzubilden. Im Vorgriff auf Kapitel 3 sei bereits an dieser Stelle erwähnt, dass ein Vorgehen mit empirischen Korrelationen wie den Nusselt-Beziehungen gegenüber möglichen Alternativen (z. B. *Wall Functions*) für diese Aufgabe am aussichtsreichsten erscheint.

Ein besonderes Problem stellt, wie angesprochen, die gegenwärtig nicht vorhandene Möglichkeit zur *adäquaten* Berücksichtigung des konvektiven Wärmeübergangs in besonderen Konfigurationen wie in Rohren oder Kanälen innerhalb von numerischen Brandsimulationen dar. Durch die Anwendung falscher, d. h. nicht der für die entsprechende Konfiguration erforderlichen, Korrelationen können teilweise erhebliche Unterschiede und eine physikalisch völlig abweichende Beschreibung der Realität entstehen. Am Beispiel eines Lüftungskanals mit rechtwinkligem Querschnitt, für den der Wärmeübergangskoeffizient α bestimmt wird,

³ Bei Annahme einer turbulenten Strömung zeigt sich, wie in Kapitel 3 dargestellt, ein Faktor „2“ zwischen beiden Anordnungen.

soll im Folgenden exemplarisch der Unterschied bei der Anwendung von Korrelationen für Rohre/Kanäle im Vergleich zur Verwendung von Korrelationen für Ebenen aufgezeigt werden. Der Kanal habe bei einer Länge von 10 m einen hydraulischen Durchmesser von 0,4 m und werde von Luft mit einer Geschwindigkeit von $9 \frac{m}{s}$ und einer Temperatur von $300 \text{ }^\circ\text{C}$ turbulent durchströmt. Die erforderlichen Stoffwerte ergeben sich damit zu $Pr \approx 0,7$ und $\nu = 490,7 \cdot 10^{-7} \frac{m^2}{s}$ [VDI06]. Unter Anwendung der Korrelationen für Ebenen bzw. Rohre ergeben sich Reynolds- und Nusselt-Zahl sowie Wärmeübergangskoeffizient zu

Korrelationen für Rohre:

$$Re = \frac{v \cdot D}{\nu} = 73365 \Rightarrow \text{turbulent } \checkmark$$

$$Nu = \dots = 156,62$$

$$\alpha_{Rohr} = \frac{Nu \cdot \lambda}{D} = \lambda \cdot 391,55 \text{ m}^{-1}$$

Korrelationen für Ebenen:

$$Re = \frac{v \cdot L}{\nu} = 1,83 \cdot 10^6 \Rightarrow \text{turbulent } \checkmark$$

$$Nu = \dots = 3024,52$$

$$\alpha_{Ebene} = \frac{Nu \cdot \lambda}{L} = \lambda \cdot 302,45 \text{ m}^{-1}$$

$$\Rightarrow \frac{\alpha_{Rohr}}{\alpha_{Ebene}} \approx 1,3$$

Es zeigt sich demnach ein Unterschied von bis zu 30 % bei Verwendung von für die Konfiguration ungeeigneten Korrelationen, was im Allgemeinen auch in dieser Größenordnung nichts Ungewöhnliches ist. Dieses kurze Beispiel unterstreicht deutlich die obige Behauptung, dass durch die stete und universelle Verwendung von Korrelationen für Ebenen oft eine fehlerhafte Betrachtung entsteht. Mit der im Rahmen dieser Arbeit exemplarisch anhand von ebenen Oberflächen und Kanälen vorgestellten Vorgehensweise können jedoch in einfacher Form für unterschiedliche Fragestellungen des konvektiven Wärmeübergangs die entsprechenden Korrelationen in numerischen Brandsimulationen berücksichtigt und in entsprechende Brand-simulationsmodelle implementiert werden.

Auf Grundlage der zuvor dargestellten gegenwärtigen Möglichkeiten und Grenzen bei der Modellierung der festen Phase und der Kopplung zwischen Gasphase und fester Phase sowie der damit einhergehenden physikalischen Prozesse innerhalb von numerischen Brandsimulationen lässt sich zusammenfassend noch einmal die unbedingte Notwendigkeit eines Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse, wie es im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde und in den nachfolgenden Kapiteln vorgestellt wird, festhalten. Die Vorgehensweise bzw. das Modell für die Beschreibung des konvektiven Wärmeübergangs stellt in Verbindung mit dem ergänzenden Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung innerhalb der festen Phase folgerichtig eine bedeutende Erweiterung des Standes der Erkenntnisse dar.

3 Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase

In Kapitel 1 wurden die Problemstellungen bei der Berücksichtigung des Wärmetransports in numerischen Brandsimulationen formuliert und in Kapitel 2 die gegenwärtig vorhandenen Möglichkeiten sowie der bislang propagierte Weg, diese Aufgabe zu lösen, dargestellt. Mit der Entwicklung eines *direkt in die Brandsimulation integrierten mehrdimensionalen* Wärmetransportmodells, *welches die Gasphase mit der festen Phase koppelt*, wird im Rahmen dieser Arbeit ein neuartiger Weg beschrieben.

Im vorliegenden Kapitel wird das erste (Teil-)Modell, das *Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase*, ausgehend von den allgemeinen, physikalischen Grundlagen hin zur numerischen Formulierung hergeleitet. Neben einer konsistenten Vorgehensweise sind hierbei der Modulcharakter des Modells sowie eine effiziente (numerische) Umsetzung wesentliche, zu beachtende Rahmenbedingungen. Dieser Baustein bildet das Fundament des Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation, da es die wichtige Kopplung zwischen Gasphase und (detaillierter) fester Phase herstellt. Es handelt sich dabei folgerichtig um eine wesentliche Entwicklung auf dem Gebiet der numerischen Brandsimulation.

3.1 Einleitende Bemerkungen

Bevor in den nachfolgenden Abschnitten das Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase vorgestellt werden kann, ist es zunächst erforderlich, einige grundlegende Zusammenhänge sowie die Ausgangssituation für die Modellentwicklung zu behandeln.

3.1.1 Arten der Turbulenzmodellierung in CFD-Modellen

Bei der Beschreibung der Strömungsvorgänge und -verhältnisse in der turbulenten Gasphase kommen in CFD-Modellen in der Regel drei Grundmethoden sowie hiervon abgeleitete Derivate zum Einsatz. Die Grundmethoden sind

- die Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS),
- die Direct Numerical Simulation (DNS) und
- die Large Eddy Simulation (LES).

Insbesondere die beiden letztgenannten Methoden - LES und DNS - finden bei der numerischen Brandsimulation je nach Größe (Skala) des betrachteten Problems eine verstärkte Anwendung. So erklärt es sich leicht, dass beispielsweise im Brandsimulationsprogramm *Fire Dynamics Simulator* [McG07a] eben diese beiden Verfahren eingesetzt werden, um die komplexen, strömungsmechanischen Vorgänge bei Brandszenarien bzw. -phänomenen abzubilden. Gegenwärtig stellt die LES den Stand der Technik dar, da sie äußerst effizient für die meist großskaligen Aufgaben im Brandschutzingenieurwesen, beispielsweise bei Fragestellungen der Rauch- und Wärmeausbreitung in Räumen oder Gebäuden, eingesetzt werden kann. Das Prinzip der LES besteht darin, große bzw. großskalige (*grid scale*) Turbulenzwirbel, die sogenannten *Large Eddies*, direkt abzubilden, d. h. zu berechnen, während kleinere bzw. kleinskalige (*subgrid scale*), unter eine bestimmte Größenskala fallende Wirbel durch geeignete Submodelle berücksichtigt, d. h. modelliert, werden. Im Gegensatz hierzu werden bei der DNS mit einem notwendigerweise sehr feinen Berechnungsgitter alle Turbulenzen bzw. alle Längenskalen aufgelöst und direkt berechnet, was äußerst zeit- und rechenintensiv ist, sodass sich dieses Verfahren derzeit im Allgemeinen nur für kleine Berechnungsgebiete oder Sonderfälle bzw. hoch aufgelöste, kleinskalige Brandphänomene eignet. Nach [Kin09] ist die DNS gegenwärtig lediglich für relativ niedrige Re -Zahlen möglich, da die Auflösung, die für eine voll entwickelte turbulente Strömung erforderlich wäre, bei überschlüssig $1/1000$ der Gebietsgröße, d. h. im dreidimensionalen Fall in der Größenordnung von 10^9 Knoten bzw. Zellen, läge. Auch in absehbarer Zeit wird die DNS auf Fragestellungen mit $Re < 10^4$ beschränkt bleiben, d. h. maximal am unteren Rand der turbulenten Strömungen¹. Die RANS wiederum stellt wie die DNS einen Extremfall dar, bei dem jedoch nun das vollständige Turbulenzspektrum modelliert wird. Abbildung 3.1 zeigt eine Gegenüberstellung und Einordnung der drei genannten Grundmethoden. Wie bereits beschrieben, ist bei der RANS der vorteilhafte geringe Auf-

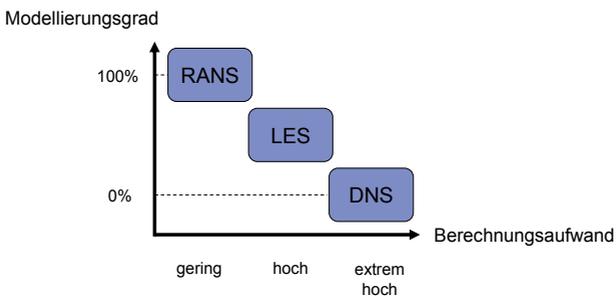


Abbildung 3.1: Einordnung von Arten der Turbulenzmodellierung [Kin09]

wand bei der Berechnung mit einem sehr hohen Modellierungsgrad verbunden. Andererseits ist der äußerst geringe und vorteilhafte Grad der Modellierung der DNS mit einem extrem hohen Berechnungsaufwand verbunden. Die LES stellt daher einen interessanten Kompromiss

¹ Weiter in der Zukunft ist durch Weiterentwicklungen bei der Prozessorgeschwindigkeit einerseits und der Parallelisierung andererseits gegebenenfalls ein Wandel hin zur DNS möglich, wengleich die LES für das Ingenieurwesen immer interessanter wird [Kin09].

zwischen den beiden Extremfällen dar ([Sag06], [Kin09]). Einerseits sind die erforderlichen Modelle, die lediglich für die kleinskaligen Turbulenzen eingesetzt werden müssen, aufgrund dessen bedeutend einfacher und universeller als in der RANS [Kin09]. Andererseits sind die Anforderungen nach Kapazität und Zeitdauer aus der Berechnung um ein Vielfaches niedriger als mit der DNS, die aufgrund dessen in der Praxis des Brandschutzingenieurwesens mit den dort anzutreffenden Abmessungen gegenwärtig gewissermaßen nicht effizient eingesetzt werden kann. Der im Vergleich zur RANS höhere Berechnungsaufwand kann zukünftig immer stärker durch die sich entwickelnde Hardware kompensiert werden und es bleiben die vorteilhafteren Grundeigenschaften der LES. So führt beispielsweise eine Grenzwertbetrachtung Zellabmessung $\Delta x \rightarrow 0$ für die LES auf die DNS bzw. die zugrunde liegenden, die Strömung vollständig beschreibenden Navier-Stokes Gleichungen, während dies für die RANS nicht gilt. Nach [Kin09] ist die LES besonders geeignet für komplexe Strömungen mit großskaligen Strukturen. Abbildung 3.2 zeigt am Beispiel einer horizontalen Scherschichtströmung qualitativ die Ergebnisse der Simulation mithilfe der vorgenannten Grundmethoden. Die Resultate können anschaulich mit unterschiedlich scharfen Aufnahmen verglichen werden. Während die DNS alle Details der Wirbelstruktur wiedergibt, zeigt die LES eine etwas unscharfe Aufnahme mit nur den größeren Wirbeln. Bei der RANS ist nur noch die Abgrenzung zwischen Wirbelstraße und Außenströmung zu erkennen, nicht aber die Wirbelunterstruktur selbst. Eine noch detailliertere Darstellung der genannten Verfahren wird an dieser Stelle ausgeklammert und anstelle dessen auf die einschlägige Literatur (z. B. [Oer95], [Kin09], [Sag06]) verwiesen.

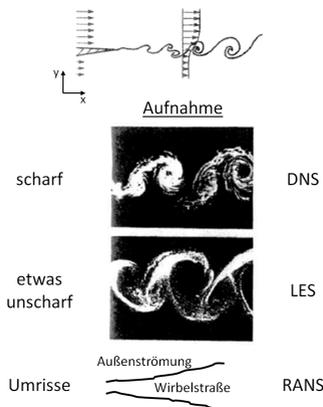


Abbildung 3.2: Ergebnisse der Simulation einer horizontalen Scherschichtströmung mithilfe der vorgenannten Grundmethoden [Mer00]

Im Hinblick auf die Entwicklung eines Modells für den konvektiven Wärmeübergang ergeben sich hierdurch bedeutsame Konsequenzen. Da eine DNS-Berechnung ein sehr feines Gitter verwendet und sämtliche Turbulenzen direkt berechnet, liegt ebenfalls der Temperaturgradient innerhalb der Gasphase an den Grenzflächen zur festen Phase exakt vor. Ohne weitere Näherung bzw. ohne weiteres Modell lässt sich hiermit über (3.1) - ausgewertet an der

Grenzfläche - die in die feste Phase eintretende bzw. diese verlassende, konvektive Wärmestromdichte direkt bestimmen (vgl. [Lie04]).

$$\dot{q}_{konv}(t) = -\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial n} \quad \text{bzw.} \quad \dot{q}_{konv}(t) = \frac{\lambda}{\Delta n_{Gas,OF}} (\vartheta_{Gas} - \vartheta_{OF}) \quad (3.1)$$

Grundlegend anders verhält es sich indes bei einer LES-Berechnung. Da hier die kleineren Wirbel nicht direkt berechnet, sondern durch Submodelle beschrieben werden, ist es zwar möglich mit gegenüber der DNS deutlich größeren Gitterweiten zu arbeiten, jedoch ist es im Umkehrschluss nicht mehr möglich, die konvektive Wärmestromdichte direkt aus dem oberflächennahen Temperaturgradienten der Gasphase zu bestimmen. Es bedarf hier einer alternativen Vorgehensweise, worauf im nachfolgenden Unterabschnitt 3.1.2 sowie im weiteren Verlauf des vorliegenden Kapitels näher eingegangen wird. Gleichwohl ist bereits an dieser Stelle festzuhalten, dass im Rahmen dieser Arbeit ein Modell bzw. eine Vorgehensweise zur Beschreibung des konvektiven Wärmeübergangs zu entwickeln ist, das bzw. die **nicht** auf eine DNS-Berechnung mit oberflächennahem Temperaturgradienten aufbaut, sondern eine alternative Formulierung für den Einsatz in beispielsweise einer LES-Berechnung bereithält.

3.1.2 Abgrenzung der gewählten Vorgehensweise im Modell zu anderen Verfahren

Im vorangegangenen Unterabschnitt wurde dargestellt, dass eine alternative Vorgehensweise zur direkten Bestimmung der konvektiven Wärmestromdichte aus dem oberflächennahen Temperaturgradienten der Gasphase erforderlich ist, wenn die Berechnung des Brandszenarios nicht über eine DNS-Berechnung erfolgt bzw. erfolgen kann. Vorstellbar ist in diesem Zusammenhang die Anwendung der allgemeinen Grenzschichttheorie [Sch06], welche jedoch aufgrund ihrer Komplexität einen massiven Eingriff unter anderem auch in die Berechnung der Strömungsverhältnisse des CFD-Programms nach sich ziehen müsste. Nicht zuletzt aufgrund des notwendigen Modulcharakters des Modells wird diese Alternative im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt. Ferner ist die Anwendung sogenannter *Wall Functions* gebräuchlich, um die vorliegende Problemstellung zu lösen. Da jedoch auch diese Vorgehensweise und insbesondere deren Genauigkeit und Allgemeingültigkeit, d. h. universelle Übertragbarkeit auf veränderte Situationen, noch umstritten bzw. zweifelhaft ist ([Bil88] bzw. [Tor04]) - eine Wall Function (oder auch Wandmodell) ist im Allgemeinen nur für homogene Zustände/Situationen geeignet -, erscheint es wenig zweckmäßig, diesem Weg zu folgen. Erfolg versprechender ist die Vorgehensweise, anhand in der Literatur gut dokumentierter und validierter empirischer Gleichungen den Wärmeübergangskoeffizienten α und im Anschluss mit (3.2) die konvektive Wärmestromdichte $\dot{q}_{konv}(t)$ zu ermitteln, wie dies beispielsweise in FDS5 vereinfacht und für einfache Fälle begonnen wurde.

$$\dot{q}_{konv}(t) = \alpha \cdot (\vartheta_{Gas} - \vartheta_{OF}) \quad (3.2)$$

Diese empirischen Gleichungen können beispielsweise die Formulierungen nach Nusselt oder McAdams [McA54] sein. Die Vielseitigkeit dieser Gleichungen für die unterschiedlichsten Fragestellungen und Einsatzgebiete einerseits sowie deren relativ bequeme Handhabung und

Implementierbarkeit in beliebige CFD-Codes andererseits machen sie zu einem hervorragenden Werkzeug für die vorliegende Problemstellung. Da diese empirischen Korrelationen im Allgemeinen keine Verknüpfung mit den Brandbedingungen aufweisen, werden die für kleine Brände verwendeten konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten - wie auch der Wärmetransport infolge Strahlung - mit jenen für große Brände identisch sein [Tor04]. Anders formuliert, bedeutet dies, dass die angesprochenen empirischen Korrelationen gleichermaßen für große wie für kleine Brände Gültigkeit besitzen bzw. angewendet werden können. Gleichsam werden diese Größen jenen entsprechen, die sich ohne das Vorhandensein eines Brandgeschehens ergeben. Anders formuliert, bedeutet dies letztlich, dass die angesprochenen empirischen Korrelationen gleichermaßen bei Vorhandensein als auch bei Nichtvorhandensein eines Brandes Gültigkeit besitzen bzw. angewendet werden können. Die Übertragung dieser in der Literatur gut dokumentierten und validierten empirischen Gleichungen auf Fragestellungen des Brandschutzingenieurwesens ist demzufolge grundsätzlich möglich. Gleichwohl können sie nicht ohne Weiteres direkt angewendet, sondern müssen in Form eines Konzeptes für den Einsatz in numerischen Brandsimulationen aufbereitet werden, was in der vorliegenden Arbeit geschieht.

Auf Grundlage der vorhergehenden Überlegungen wird im Rahmen dieser Arbeit die *Vorgehensweise mit empirischen Gleichungen* - beispielsweise nach Nusselt oder McAdams - zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten α und der in die feste Phase eintretenden bzw. diese verlassenden, konvektiven Wärmestromdichte $\dot{q}_{konv}(t)$ verwendet, welche unter anderem gemäß (4.21) als Randbedingung für die Berechnung des instationären Temperaturfeldes der festen Phase benötigt wird.

3.1.3 Übergeordnete Klassifizierungen

Beim konvektiven Wärmeübergang zwischen einem Medium bzw. einem Fluid - im vorliegenden Fall der Gasphase - und der festen Phase unterscheidet ² man im Allgemeinen je nach treibender Kraft die beiden Formen

- *freier* konvektiver Wärmeübergang, bei dem die (oberflächennahe) Bewegung des Fluids durch Temperatur- und infolgedessen Dichteunterschiede selbsttätig initiiert wird,

und

- *erzwungener* konvektiver Wärmeübergang, bei dem die Bewegung des Fluids von außen aufgeprägt wird.

Ein gleichzeitiges Auftreten beider Formen wird als *Mischkonvektion* bezeichnet. Ferner lässt sich eine Unterteilung in *über-* und *durchströmte* Geometrien (*internal* und *external flow*) vornehmen. Von einer Überströmung spricht man beispielsweise bei ebenen Oberflächen, während eine Durchströmung beispielsweise bei Rohren bzw. Kanälen auftritt. Je nach Charakter der vorliegenden Strömung erfolgt weiterhin eine Einordnung in *laminare* und *turbulente* Verhältnisse sowie insbesondere bei Rohren bzw. Kanälen in einen dazwischenliegenden

² Trotz der Bestimmtheit und der Nichtlinearität der strömungsmechanischen Grundgleichungen lassen sich eine Fallunterscheidung und eine Überlagerung (Superposition) der einzelnen Fälle durchführen. Dies gilt gleichermaßen für die weiteren Fallunterscheidungen in diesem Kapitel, z. B. beim freien konvektiven Wärmeübergang (vgl. Abschnitt 3.2).

Übergangsbereich. In den nachfolgenden Abschnitten wird auf Grundlage dieses vielfältigen Schemas das Modell für den konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase exemplarisch für allgemeine, horizontale und vertikale ebene Oberflächen sowie für Lüftungskanäle erarbeitet.

3.2 Freier konvektiver Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen

Entsprechend der Klassifizierung in Unterabschnitt 3.1.3 handelt es sich beim freien konvektiven Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen um eine überströmte Geometrie, wobei die oberflächennahe Bewegung der Gasphase durch einen Temperaturunterschied zwischen ihr selbst ϑ_{Gas} und der in Kontakt zu ihr stehenden Oberfläche ϑ_{OF} ausgelöst wird. Dieser Temperaturunterschied kann beispielsweise dadurch entstehen, dass sich die Oberfläche infolge Wärmestrahlung stark aufheizt, während die umgebende Gasphase noch deutlich kühler ist. Dieser Unterschied bewirkt einen stetig abfallenden bzw. ansteigenden Temperaturverlauf zwischen der Oberfläche und der Gasphase, genauer einem als unendlich weit entfernt gedachten, ungestörten Bereich derselben. Infolge der Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte, d. h. insbesondere der Dichte ρ_{Gas} , stellt sich gleichsam ein Dichteunterschied ein, der zu Auftriebs- bzw. Abtriebskräften und folglich zu einer Bewegung der Gasphase führt. Für eine detaillierte Darstellung der Vorgänge beim freien konvektiven Wärmeübergang sei an dieser Stelle auf die entsprechende Literatur (z. B. [Sch06]) verwiesen. Allgemein kann, wie bereits erwähnt, der Wärmeübergangskoeffizient α mit Hilfe von Nusselt-Zahlen aus (3.3) bestimmt werden.

$$\alpha = Nu \frac{\lambda}{L} \quad (3.3)$$

Hierin bezeichnet L eine für das jeweilige Problem charakteristische Länge. Die Nusselt-Zahlen Nu wiederum sind beim freien konvektiven Wärmeübergang entsprechend (3.4) eine Funktion der Grashof-Zahl Gr und der Prandtl-Zahl Pr .

$$Nu = f(Gr, Pr) = C \cdot Gr^m \cdot Pr^n \quad (3.4)$$

Eine alternative Vorgehensweise bietet sich mit den Gleichungen gemäß der allgemeinen Beziehung

$$\alpha = \xi \cdot (\Delta\vartheta)^\zeta \quad (3.5)$$

an, in denen ξ und ζ je nach Orientierung der Oberfläche und Strömungsverhältnis verschiedene Werte annehmen können. In der Literatur wird eine Vielzahl an Vorfaktoren und Exponenten genannt; [Kha01] liefert eine Zusammenfassung dieser Fülle an unterschiedlichen Werten. Mit $\Delta\vartheta$ ist in Analogie zu (3.2) die Temperaturdifferenz zwischen Gasphase und Oberfläche - bzw. hier deren Betrag $|\Delta\vartheta|$ - bezeichnet.

Bei der vorliegenden Fragestellung eines Brandgeschehens ist im Allgemeinen von *turbulenten* Strömungsverhältnissen auszugehen. Nach [Ger05] sind allgemeine Luftströmungen wie beispielsweise auch Raketenbrennkammern von Turbulenz geprägt. In [Hos09] wird exemplarisch

dargestellt, dass Raumbrände sowie der Brandnahbereich größerer Brände nahezu ausnahmslos ein turbulentes Strömungsverhalten aufweisen. Insbesondere diese Bereiche sind es aber gerade, die in einem Brandszenario von besonderem Interesse bzw. wesentlicher Bedeutung für die feste Phase und folgerichtig für ein entsprechendes Wärmetransportmodell in numerischen Brandsimulationen sind. Ferner unterstützen auch internationale Quellen die Annahme turbulenter Strömungsverhältnisse. Beispielsweise ist in [Hes98] zu lesen, dass in Brandsituationen bei Weitem turbulente Bewegungen vorherrschen. Nach [Yeo09] sind Brände sogar ausnahmslos turbulent. Vor diesem Hintergrund ist es nun möglich, unter Anwendung von (3.5) die Wärmeübergangskoeffizienten für den freien konvektiven Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen zu bestimmen. Eine konsistente Vorgehensweise kann ausgehend von der fundamentalen Grundlagenliteratur (z. B. [McA54] und [Hol02]), welche in der Fachliteratur (z. B. [Pea79]) für den praktischen Einsatz aufbereitet ist, abgeleitet werden. Eine Anwendung erfolgt beispielsweise in [Par91] und [Par05]. Letztlich hält sie exemplarisch mit [ASH77] Einzug in die Richtlinien zur Anwendung im Ingenieurwesen. Eine Anwendung der dargestellten Beziehungen - nach *McAdams* - auf brandschutztechnische Fragestellungen lässt sich des Weiteren auch in der Literatur (z. B. [Fal03]) finden. Im Folgenden wird diese konsistente Vorgehensweise, welche sich sowohl für horizontale als auch vertikale ebene Oberflächen eignet, vorgestellt und für das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell verwendet.

Zunächst ist generell zu unterscheiden, ob die Oberfläche

- vertikal angeordnet ist und *aufgeheizt* oder *abgekühlt* wird,
- horizontal angeordnet ist und an der *Oberseite* *aufgeheizt* bzw. an der *Unterseite* *abgekühlt* wird oder
- horizontal angeordnet ist und an der *Unterseite* *aufgeheizt* bzw. an der *Oberseite* *abgekühlt* wird.

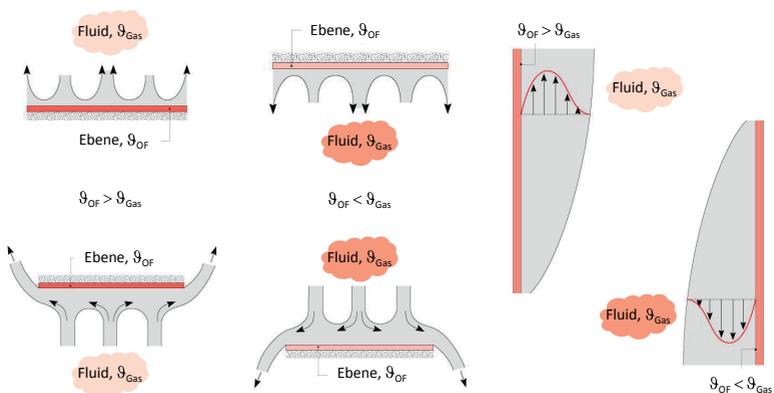


Abbildung 3.3: Zustände bei freier Konvektion an ebenen Oberflächen [Inc96]

Abbildung 3.3 stellt die hierbei auftretenden Zustände gegenüber. Aus der Literatur lassen sich nun die entsprechenden Werte für ξ und ζ in (3.5) entnehmen und den Bedingungen in Abbildung 3.3 zuordnen. Es ergeben sich folgerichtig die den Fällen a) bis c) entsprechenden Wärmeübergangskoeffizienten α in $[W/m^2K]$ zu

$$\text{a) } \xi = 1,31; \zeta = \frac{1}{3} \Rightarrow \alpha = 1,31 \cdot (\Delta\vartheta)^{\frac{1}{3}}$$

$$\text{b) } \xi = 1,52; \zeta = \frac{1}{3} \Rightarrow \alpha = 1,52 \cdot (\Delta\vartheta)^{\frac{1}{3}}$$

$$\text{c) } \xi = 0,76; \zeta = \frac{1}{3} \Rightarrow \alpha = 0,76 \cdot (\Delta\vartheta)^{\frac{1}{3}}$$

Aufgrund der sich einstellenden stabilen Schichtung kommt es im Fall c) zu einer Reduktion der Turbulenz und folglich zu einem verminderten konvektiven Wärmeaustausch. Im Gegensatz dazu zeigt sich im Fall b) eine erhöhte Turbulenz mit einem folglich verbesserten konvektiven Wärmeaustausch (vgl. Abbildung 3.11 in Abschnitt 3.5). Diese physikalischen Effekte äußern sich in den zuvor angegebenen Werten von ξ . In Erweiterung dessen können für ebene Oberflächen, die weder vertikal noch horizontal angeordnet, d. h. um einen Winkel β ($\leq 90^\circ$) gegenüber der Horizontalen geneigt sind, nach [Pea79] bzw. [ASH77] nachfolgende Beziehungen angewendet werden.

$$\text{für die Fälle } \textit{Oberseite aufgeheizt} \text{ bzw. } \textit{Unterseite abgekühlt}: \alpha = \frac{9,624 \cdot (\Delta\vartheta)^{\frac{1}{3}}}{7,333 - \cos\beta}$$

$$\text{für die Fälle } \textit{Unterseite aufgeheizt} \text{ bzw. } \textit{Oberseite abgekühlt}: \alpha = \frac{1,805 \cdot (\Delta\vartheta)^{\frac{1}{3}}}{1,375 + \cos\beta}$$

Durch Einsetzen von $\beta = 0^\circ$ bzw. $\beta = 90^\circ$ ergeben sich folgerichtig wiederum die zuvor angegebenen Werte für horizontale bzw. vertikale ebene Oberflächen. Für schräg stehende ebene Oberflächen treten vergleichbare physikalische Effekte wie bei horizontalen ebenen Oberflächen (stabile Schichtung bzw. erhöhte Turbulenz) auf, deren Intensität mit der Neigung β variiert. Diese Auswirkungen werden folgerichtig durch die beiden obigen Beziehungen quantifiziert, indem sie Werte zwischen den Extrema für horizontale bzw. vertikale ebene Oberflächen liefern.

Das vorgestellte Verfahren stellt eine vereinfachte Vorgehensweise dar, da es weder die genaue Charakteristik der Gasphase noch besondere lokale Effekte berücksichtigt. Anhang B zeigt, dass im Bereich des konvektiven Wärmeübergangs und bei der Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten innerhalb numerischer Brandsimulationen im Allgemeinen in guter Näherung die Stoffwerte von Luft anstatt der genauen Heißgaszusammensetzung verwendet werden können. Infolge dessen scheint es gerechtfertigt, die zuvor angegebenen und ursprünglich ebenfalls für Luft korrelierten Beziehungen³ auf die vorliegende Problemstellung zu übertragen. Potenzielle lokale Effekte werden durch die lokale Anwendung der Beziehungen im Modell berücksichtigt (*Relokalisierungskonzept* gemäß Abschnitt 3.3). Es ist daher

³ Die vereinfachten Beziehungen wurden für Normaldruck (atmospheric pressure) und gewöhnliche Temperaturen, d. h. Raumtemperatur, (ordinary temperatures) korreliert. Da im Allgemeinen die Drücke insbesondere in größeren Brandräumen eine Größenordnung besitzen, die keinen nennenswerten Einfluss auf die Stoffwerte hat (vgl. Anhang B), ist die Anwendung der angegebenen Beziehungen berechtigt. Im Hinblick auf das in Brandräumen auftretende Temperaturniveau existieren bislang keine ausreichenden Untersuchungen, um separate Beziehungen abzuleiten. Gleichwohl handelt es sich um denselben physikalischen Vorgang, sodass demzufolge auch diesbezüglich eine Übertragung akzeptabel erscheint (vgl. Seite 23).

annehmbar, die vereinfachte Vorgehensweise in der zuvor dargestellten Art und Weise für das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell anzuwenden.

3.3 Erzwungener konvektiver Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen

Wie in Abschnitt 3.2 handelt es sich auch beim erzwungenen konvektiven Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen um eine überströmte Geometrie. Im Gegensatz zum freien konvektiven Wärmeübergang indes ergibt sich die Bewegung der Gasphase nicht von selbst aufgrund von Temperatur- bzw. Dichteunterschieden, sondern wird von außen, d. h. von einer äußeren Quelle wie beispielsweise einem Gebläse, aufgeprägt und bleibt auch ohne Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Gasphase weiter bestehen. Doch auch die bei einem Brand zunächst durch freie Konvektion vor allem im Plume in Bewegung versetzte Gasphase führt beim Vorbeistreichen an der festen Phase (z. B. Decke, Wände, Boden oder sonstige Objekte / Festkörper) zu einem erzwungenen konvektiven Wärmeübergang. Die Nusselt-Zahlen Nu zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten α aus (3.3) wiederum lassen sich beim erzwungenen konvektiven Wärmeübergang gemäß (3.6) als eine Funktion der Reynolds-Zahl Re und der Prandtl-Zahl Pr darstellen (vgl. (3.4)).

$$Nu = f(Re, Pr) = C \cdot Re^m \cdot Pr^n \quad (3.6)$$

Die Wärmeübertragung zwischen der Gasphase mit der Temperatur ϑ_{Gas} und der in Kontakt zu ihr stehenden Oberfläche mit der Temperatur ϑ_{OF} ist hierbei im Allgemeinen signifikant höher als beim freien konvektiven Wärmeübergang.

Grundsätzlich bildet sich beim Überströmen einer ebenen Oberfläche von der Vorderkante an ein Bereich mit laminarer Grenzschicht aus, welche nach einer gewissen Lauflänge x_{krit} in eine turbulente Grenzschicht umschlägt (Abbildung 3.4). Aufgrund der stärkeren Durchmischung findet in der turbulenten Grenzschicht eine verbesserte Wärmeübertragung statt als im laminaren Bereich, d. h. $\alpha_{turbulent} > \alpha_{laminar}$ ⁴. Die Lauflänge ist dabei abhängig von der sogenannten *kritischen Reynolds-Zahl* $Re_{x,krit}$.

$$Re_{x,krit} = \frac{v \cdot x_{krit}}{\nu} \approx 5 \cdot 10^5$$

Hierin sind zudem v die Strömungsgeschwindigkeit und ν die kinematische Viskosität des Fluids, d. h. der Gasphase. Nach [VDI06] ist der für technische Bedingungen angegebene Wert von $5 \cdot 10^5$ keine feststehende Größe, sondern variiert mit dem Turbulenzgrad der Zuströmung, sodass bei turbulenzreicher Zuströmung bedeutend niedrigere Werte auftreten können. Bei einer Ebene mit stumpfer Plattennase bildet sich gar von der Vorderkante an eine turbulente Grenzschicht aus. Bereits bei der Darstellung des freien konvektiven Wärmeübergangs in Abschnitt 3.2 wurde erläutert, dass für die vorliegende Aufgabenstellung turbulente Strömungsverhältnisse an den horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen maßgebend sind. Analoges gilt folgerichtig für den erzwungenen konvektiven Wärmeübergang, sodass

⁴ Eine detailliertere Darstellung dieser Vorgänge kann der Literatur zur Grenzschichttheorie (z. B. [Sch06]) entnommen werden.

von einer turbulenzreichen Zuströmung und dem Umschlagen in eine turbulente Grenzschicht bereits bei weitaus geringeren Werten als $Re_{x,krit} = 5 \cdot 10^5$ auszugehen ist. Werden darüber hinaus Objekte betrachtet, die infolge eines Brandgeschehens von der Gasphase überströmt werden, ist ferner die Voraussetzung einer stumpfen Vorderkante in aller Regel erfüllt. Folgerichtig kann an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen in einem Brandszenario stets von einer turbulenten Grenzschicht ausgegangen bzw. die möglicherweise auftretende, ausgesprochen kurze laminare Anlaufstrecke vernachlässigt werden. Diese Näherung deckt sich mit [Wil78], wo der Vorschlag zu finden ist, dass im Falle einer im Vergleich zur gesamten Ebenenlänge L kleinen kritischen Lauflänge x_{krit} mit guter Näherung so gerechnet werden kann, als ob vom Ebenenbeginn an eine turbulente Grenzschichtströmung vorliegt. Ein analoger Standpunkt wird überdies auch in [Inc96] vertreten. Unter Ausnutzung der dort vorgenommenen Überlegungen lässt sich der Anwendungsbereich der Beziehung nach *Petukhov/Popov* (3.7) in guter Näherung auch auf den Bereich des Umschlages von laminarer in turbulente Strömung ausweiten bzw. diese Beziehung auch bei Vorhandensein einer (kurzen) laminaren Anlaufstrecke anwenden.

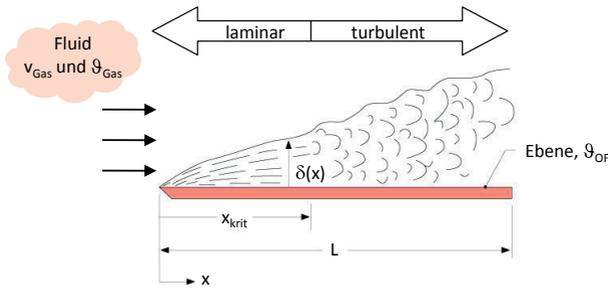


Abbildung 3.4: Grenzschicht bei der Überströmung einer ebenen Oberfläche [Inc96]

Unter den zuvor dargestellten Rahmenbedingungen kann nun gemäß [VDI06] mit der Beziehung nach *Petukhov/Popov*

$$Nu = \frac{\xi/8 Re Pr}{1 + 12,7 \sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (3.7)$$

mit: $Re = \frac{v \cdot L}{\nu}$

L = Ebenenabmessung in Richtung der Strömung

die Nusselt-Zahl für turbulent überströmte horizontale und vertikale ebene Oberflächen bestimmt werden. Gemäß [Her06] muss im turbulenten Fall (anders als bei laminaren Strömungen) hier nicht nach verschiedenen thermischen Randbedingungen - \dot{q} bzw. ϑ_{OF} - unterschieden werden. Diese Aussage wird unter anderem durch die in [MS00] zusammengefasst angegebenen Korrelationen gestützt, die für beide thermischen Randbedingungen einen Unterschied $< 5\%$ zeigen. Für die vorliegende Aufgabenstellung, die numerische Simulation von

Brandszenarien mit Hilfe von CFD-Programmen, ist dieser Aspekt von Vorteil, da hier weder die Wärmestromdichte \dot{q} noch die Wandtemperatur ϑ_{OF} konstant bzw. eine eindeutige Zuordnung zu einer der beiden vorgenannten Randbedingungen nicht möglich ist. Eine Anwendung der Beziehung nach Petukhov/Popov auf brandschutztechnische Fragestellungen lässt sich des Weiteren auch in der Literatur (z. B. [Fal03]) finden. Der Term $\xi/8$ in (3.7) bezeichnet den von *Schlichting* angegebenen mittleren Widerstandsbeiwert einer Platte bei turbulenter Grenzschicht [VDI06] und berechnet sich zu

$$\xi/8 = 0,037 Re^{-0,2}.$$

Der zugehörige Wärmeübergangskoeffizient α ergibt sich anschließend aus (3.3), und nach Überlagerung mit dem freien konvektiven Wärmeübergang (Mischkonvektion nach Unterabschnitt 3.5.1) kann letztlich über (3.2) die konvektive Wärmestromdichte $\dot{q}_{konv}(t)$ ermittelt werden.

Die nach (3.7) bestimmte (mittlere) Nusselt-Zahl stellt einen integralen Mittelwert über die gesamte Ebene der Länge L (charakteristische Länge) dar. Es handelt sich hierbei um eine für technische Anwendungen vereinfachte Form der entsprechenden lokalen/örtlichen Nusselt-Beziehung ([Bae06], [Her06], [Pol05])⁵

$$Nu_x = 0,0296 Re_x^{0,8} Pr^{1/3}. \quad (3.8)$$

Für das in dieser Arbeit zu entwickelnde Modell ist die mittlere Nusselt-Zahl jedoch in vielerlei Hinsicht als ungeeignet zu bezeichnen, was im Folgenden näher erläutert wird. Die mittlere Nusselt-Zahl wird in der Praxis verwendet, da in der Regel nicht der lokale Wärmeübergangskoeffizient bzw. der örtlich vom Festkörper an das Fluid übergehende Wärmestrom von Interesse ist, sondern deren mittlere Werte über die gesamte Austauschfläche. Es ist dort lediglich der gesamte von dieser Fläche an das Fluid übergehende Wärmestrom \dot{Q} von Bedeutung ([Bae06], [Böc06]). Lokale Effekte werden hierbei im Allgemeinen durch Korrekturfunktionen/-faktoren mit einbezogen. Es werden in diesem Zusammenhang näherungsweise konstante Bedingungen im Fluid bzw. an der Oberfläche unterstellt. Dies kann beispielsweise die Annahme einer konstanten Wandtemperatur sein. Bei Brandgeschehen ist dies im Allgemeinen keineswegs der Fall, sondern es herrschen überwiegend stark örtlich veränderliche Bedingungen, die eine gezielte Berücksichtigung lokaler Effekte und Einflüsse absolut erforderlich machen. Folgerichtig ist eine Mittelung in der vorgenannten Art und Weise nicht zweckmäßig. Darüber hinaus ist eine gemittelte Formulierung für die Verwendung im Rahmen numerischer Brandsimulationen wenig optimal. Im Gegensatz hierzu ist die Anwendbarkeit lokaler Nusselt-Zahlen wie beispielsweise in (3.8) stark beschränkt, da neben sowie insbesondere infolge der fehlenden konstanten Bedingungen ein präziser Ort als Beginn bzw. Ende der betrachteten Strömung in der Regel nicht oder nur mit beträchtlichem und unvermeidbarem Aufwand eindeutig bestimmbar ist. Als Beispiele seien an dieser Stelle die vom Brandherd (Plume) nach allen Seiten gerichtete Deckenströmung (Ceiling Jet) oder die Zuströmung oberhalb des Bodens genannt. Aufgrund dessen wird in dieser Arbeit

⁵ Die mittlere Nusselt-Zahl wird im Allgemeinen mit dem Index „m“ bezeichnet. Im Folgenden bleibt der Index für die mittlere Nusselt-Zahl unberücksichtigt, wenn eine Verwechslung ausgeschlossen werden kann. D. h., Nu entspricht der mittleren Nusselt-Zahl Nu_m .

eine neuartige Vorgehensweise zur Lösung der vorliegenden Aufgabenstellung erarbeitet und vorgestellt. Eine entsprechende Methodik muss mindestens die drei nachfolgend genannten Kriterien erfüllen, um geeignet zu sein:

- *Konsistenz*,
- *Berücksichtigung lokaler Effekte und Einflüsse* sowie
- *Integrale Äquivalenz zu den bestehenden Verfahren*.

Ferner ist die *unkomplizierte Anwendbarkeit innerhalb von CFD-Brandsimulationen* eine wichtige Voraussetzung. Mit dem *Konzept der Relokalisierung* wird eine solche neuartige Methodik vorgestellt. Komprimiert ausgedrückt, handelt es sich hierbei um die Idee einer Rückführung der ursprünglich lokalen und für technische Anwendungen gemittelten Vorgänge/Beziehungen auf ihren lokalen Ursprung im Rahmen einer lokalen Anwendung der entsprechenden Beziehungen (z. B. Nusselt-Gleichungen, wie (3.7)). Hiermit wird die Berücksichtigung lokaler Effekte und Gegebenheiten wieder ermöglicht sowie die Voraussetzung für eine mühelose Anwendung im Rahmen numerischer Verfahren erfüllt. Mit dem Kriterium *Konsistenz* soll sichergestellt werden, dass sich für den Grenzfall mit konstanten Bedingungen wieder die ursprüngliche Beziehung bzw. deren Ergebnis ergibt. Nur dies entspricht dann einem konsistenten Vorgehen. Mit dem Kriterium *Integrale Äquivalenz zu den bestehenden Verfahren* soll gewährleistet werden, dass der über die Fläche aufsummierte Wärmestrom \dot{Q} , der vom Fluid an den Festkörper bzw. in entgegengesetzter Richtung übergeht, in guter Näherung mit den Wärmeströmen übereinstimmt, die sich bei Anwendung der Vorgehensweisen mit lokalen bzw. mittleren Beziehungen ergeben würden. Da die in Form des Wärmestroms \dot{Q} bzw. der Wärmestromdichte \dot{q} zwischen Fluid und Oberfläche der festen Phase übertragene Wärme die entscheidende Größe dieses Teilmodells darstellt, erscheint es überaus zweckmäßig, eben diese Forderung zu stellen. Das Kriterium *Berücksichtigung lokaler Effekte und Einflüsse* (u. a. Änderungen der Bedingungen, d. h. beispielsweise Eingangswerte) ist, wie bereits zuvor dargestellt, eine bedeutende Bedingung für die vorliegende Problemstellung, d. h. insbesondere die Verwendung innerhalb numerischer Brandsimulationen, und wird durch die lokale Anwendung der entsprechenden gemittelten Beziehungen eingehalten. Die Erfüllung der oben genannten Konditionen mit dem Konzept der Relokalisierung und folgerichtig die Anwendbarkeit dieser Methodik wird mithilfe der Überprüfungsbeispiele in Kapitel 5 belegt. Im Folgenden sollen Detailfragestellungen erörtert werden, die für die Anwendung des entwickelten Konzeptes erforderlich sind. Nach [VDI06] bzw. [Bae06] sind die Stoffwerte in (3.7) und (3.3) - Pr , ν und λ - mit der mittleren Fluidtemperatur

$$\vartheta_m = \frac{\vartheta_e + \vartheta_a}{2},$$

d. h. dem arithmetischen Mittel zwischen Ein- und Austrittstemperatur (in Analogie zu Rohrströmungen, vgl. Abschnitt 3.4), zu bestimmen. Bei einer lokalen Anwendung in CFD-Brandsimulationen sind entsprechend die Temperaturen auf den Zellgrenzen zu verwenden, die jedoch im Allgemeinen (z. B. bei FDM- oder FVM-Formulierungen) nicht explizit vorliegen. Unter Zuhilfenahme von Abbildung 3.5 lässt sich indes leicht ein geeignetes Vorgehen ableiten.

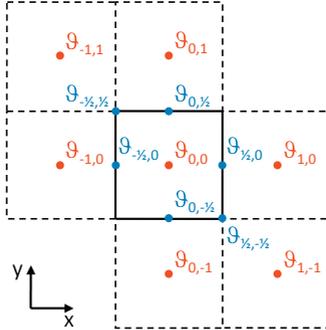


Abbildung 3.5: Temperatur zur Bestimmung der Stoffwerte

Für eine Strömung in x-Richtung beispielsweise ist die mittlere Fluidtemperatur mit

$$\vartheta_{-\frac{1}{2},0} \approx \frac{\vartheta_{-1,0} + \vartheta_{0,0}}{2} \quad \text{bzw.} \quad \vartheta_{\frac{1}{2},0} \approx \frac{\vartheta_{0,0} + \vartheta_{1,0}}{2}$$

wie folgt zu bestimmen

$$\begin{aligned} \vartheta_m &= \frac{\vartheta_e + \vartheta_a}{2} = \frac{\vartheta_{-\frac{1}{2},0} + \vartheta_{\frac{1}{2},0}}{2} \\ &\approx \frac{\left(\frac{\vartheta_{-1,0} + \vartheta_{0,0}}{2}\right) + \left(\frac{\vartheta_{0,0} + \vartheta_{1,0}}{2}\right)}{2} = \frac{\vartheta_{-1,0} + 2\vartheta_{0,0} + \vartheta_{1,0}}{4}. \end{aligned}$$

Es ist deutlich zu erkennen, dass hierbei die Temperatur der betrachteten Zelle $\vartheta_{0,0}$ aufgrund des Vorfaktors „2“ den größten Einfluss auf die mittlere Temperatur besitzt. Setzt man nun voraus, dass die Temperaturen $\vartheta_{-1,0}$, $\vartheta_{1,0}$ und $\vartheta_{0,0}$ nur sehr gering voneinander abweichen – was bei einer nicht zu groben, d. h. üblichen Diskretisierung im Rahmen einer numerischen Brandsimulation eine gute Näherung zu den real vorliegenden Bedingungen ist – so lässt sich die Bestimmungsgleichung für ϑ_m zu

$$\vartheta_m \approx \frac{\vartheta_{0,0} + 2\vartheta_{0,0} + \vartheta_{0,0}}{4} = \frac{4\vartheta_{0,0}}{4} = \vartheta_{0,0}$$

vereinfachen. Dies bedeutet, dass in sehr guter Näherung bei einer lokalen Anwendung die Stoffwerte mit der Temperatur $\vartheta_{0,0}$ einer normal zum betrachteten, lokalen Bereich der Oberfläche der festen Phase liegenden Gaszelle bestimmt werden können. Für eine Strömung in y- bzw. diagonaler Richtung kann dies mithilfe von Abbildung 3.5 in gleicher Art und Weise leicht nachvollzogen werden. Liegt eine Strömung mit einer anderen Neigung zu den Koordinatenachsen vor, kann die gezeigte Vorgehensweise dennoch analog übertragen werden, da es sich dann lediglich um Zustände handelt, die zwischen den zuvor dargestellten Grenzzuständen liegen.

Infolge der turbulenten Strömungsverhältnisse bilden sich, ausgehend von den konstanten Profilen zu Beginn, sehr rasch näherungsweise konstante Geschwindigkeits- und Temperaturprofile senkrecht zur ebenen Oberfläche aus (Kolbenströmung). Die dünne Grenzschicht,

in der die Geschwindigkeit von 0 m/s bzw. die Temperatur von der Oberflächentemperatur ϑ_{OF} bis auf den jeweiligen Wert der äußeren Strömung anwächst, ist infolgedessen lediglich einige mm (bis wenige cm) dick (vgl. [Sch06], [Böc06], [Her06] und [Rei05]). Die üblicherweise bei einer numerischen Brandsimulation - insbesondere in Verbindung mit der LES - verwendeten Gitterweiten liegen im Bereich mehrerer cm bis einiger dm , sodass die oben erwähnte Grenzschicht (z. T. deutlich) dünner ist als die Abmessung bzw. halbe Abmessung der Gasphasenzelle senkrecht zur Oberfläche. Folglich kann bei den vorliegenden turbulenten Strömungsbedingungen die Gastemperatur der ersten, orthogonal an die Oberfläche angrenzenden Gasphasenzelle in guter Übereinstimmung als $\vartheta_{unendlich}$ bzw. ϑ_{Gas} in (3.2) - vgl. [McG07a] - und als Bezugstemperatur zur Bestimmung der Stoffwerte verwendet werden. In Ergänzung zum vorangegangenen Absatz bedeutet dies, dass in sehr guter Näherung bei einer lokalen Anwendung die Stoffwerte nicht nur mit der Temperatur einer normal zum betrachteten lokalen Bereich der Oberfläche der festen Phase liegenden Gaszelle bestimmt werden können, sondern dass hierfür sogar die unmittelbar angrenzende Gaszelle angewendet werden darf. Dies stellt unter anderem eine hilfreiche Erleichterung für die Implementierung in numerische Brandsimulationscodes dar.

Die Eigenschaften von Fluiden sind im Allgemeinen nicht konstant, sondern hängen unter anderem vom Druck und von der Temperatur ab. Die Bestimmungsgleichungen für die Nusseltzahlen, z. B. (3.7), geben indes die Lösungen für konstante Stoffwerte an⁶. Nach [Her06] reicht es häufig aus, den Einfluss variabler Stoffwerte nachträglich (näherungsweise) in den Lösungen für konstante Stoffwerte aufzunehmen. Hierfür haben sich zwei Methoden, die *Referenztemperatur-Methode* und die *Stoffwertverhältnis-Methode*, für die Korrektur von Wärmeübergangsergebnissen (in Form von Nusselt-Zahlen) als geeignet erwiesen. In Analogie zum VDI-Wärmeatlas [VDI06] wird im Rahmen dieser Arbeit die *Stoffwertverhältnis-Methode* angewendet, um die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte zu berücksichtigen⁷. Bei der Bestimmung des Korrekturfaktors ist generell zu unterscheiden, ob es sich bei dem betrachteten Fluid um eine Flüssigkeit oder ein Gas handelt. Bei Flüssigkeiten erfolgt die Berichtigung auf Grundlage der *Pr*-Zahlen. Da die *Pr*-Zahlen von Gasen jedoch nur wenig temperaturabhängig sind, wird die Korrektur stattdessen mit dem Term

$$k_{\vartheta} = \left(\frac{T_m}{T_{OF}} \right)^n$$

durchgeführt. Nach *Gnielinski* ist der Exponent für horizontale und vertikale ebene Oberflächen mit $n = 0,12$ anzunehmen. Hingegen ist gemäß [Böc06] der Korrekturfaktor k_{ϑ} für Gase im Falle einer ebenen Wand gleich 1,0 zu setzen. Da die Temperaturen zur Bestimmung von k_{ϑ} mit ihren Kelvinwerten, d. h. $\vartheta_i + 273,15$, zu verwenden sind, ist eine erhebliche und im Allgemeinen unüblich große Temperaturdifferenz erforderlich, damit das Ergebnis nennenswert von 1,0 abweicht. Eine 10 %ige Abweichung ergibt sich beispielsweise erst bei einem Verhältnis von mehr als 2. Folgerichtig kann für Gase bei horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen die von *Gnielinski* angegebene Gleichung zur Ermittlung von k_{ϑ} in sehr guter

⁶ Da die temperaturabhängigen Stoffwerte mit der lokal vorhandenen (mittleren) Fluidtemperatur ϑ_m bestimmt werden, liegt ein System mit quasi-konstanten Stoffwerten vor (vgl. [Her06]).

⁷ In Anhang B ist dargestellt, dass die Druckabhängigkeit der Stoffwerte in der vorliegenden Problemstellung keinen nennenswerten Einfluss besitzt.

Näherung durch den von [Böc06] angegebenen Wert, d. h. durch $k_{\vartheta} = 1, 0$, ersetzt werden. Da die Reynolds-Zahl beim erzwungenen konvektiven Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen mit der Ebenenlänge L bestimmt wird, ist für die Geometrie im Gegensatz zur erzwungenen Strömung in Rohren/Kanälen keine Korrektur erforderlich [Böc06], d. h. $k_L = 1, 0$ (vgl. (3.10)). Hieraus resultiert, dass die Beziehung nach Petukhov/Popov (3.7) als Basis-/Modellgleichung im entwickelten (Teil-)Modell zu verwenden ist.

Einfluss von Abweichungen

Da die präzise Kenntnis der Eingangsgrößen in der Praxis nicht immer gegeben ist, können naturgemäß auch bei holotischer Theorie und einwandfreier Berechnung Abweichungen in den Endergebnissen entstehen. Bei der Betrachtung des erzwungenen konvektiven Wärmeübergangs an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen, vor allem während eines Brandgeschehens, ist insbesondere die charakteristische Länge, d. h. die Ebenenlänge in Strömungsrichtung L , nicht immer eindeutig vorab bestimmbar. Aufgrund dessen sollen an dieser Stelle die Auswirkungen einer Abweichung in der Größe L auf den zu berechnenden Wärmeübergangskoeffizienten α bzw. die konvektive Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} untersucht werden. Ausgangspunkt ist die Beziehung nach Petukhov/Popov (3.7), in der mit guter Näherung für die vorliegende Aufgabenstellung die Prandtl-Zahl zu $Pr = 0, 7$ angenommen werden kann. Der Nenner dieser Gleichung ist in der Folge ebenfalls in sehr guter Näherung konstant. Beispielsweise beträgt der Unterschied zwischen $Re = 5 \cdot 10^5$ und $Re = 10^7$ gerade etwa 4 %. Dies erlaubt eine Reduktion der Betrachtung auf den Zähler von (3.7), sodass sich nach Einsetzen des mittleren Widerstandsbeiwerts die Beziehung

$$Nu \propto 0, 037 \left(\frac{v \cdot L}{\nu} \right)^{0,8} Pr$$

angeben lässt. Unter Berücksichtigung von (3.3) und (3.2) ergibt sich weiterhin

$$\alpha \propto \frac{0, 037 v^{0,8} Pr \lambda}{\nu^{0,8} L^{0,2}} \quad \text{bzw.} \quad \dot{q}_{konv} \propto \frac{0, 037 v^{0,8} Pr \lambda}{\nu^{0,8} L^{0,2}} \cdot (\vartheta_{Gas} - \vartheta_{OF}).$$

Sämtliche Größen (Geschwindigkeit, Temperaturen und Stoffwerte) - mit Ausnahme der Ebenenlänge L selbst - sind von L unabhängig, sodass für zwei voneinander abweichende Werte allgemein

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \approx \left(\frac{L_2}{L_1} \right)^{0,2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\dot{q}_{konv,1}}{\dot{q}_{konv,2}} \approx \left(\frac{L_2}{L_1} \right)^{0,2} \quad (**)$$

geschrieben werden kann. Seien alle Größen mit dem Index „2“ die theoretisch korrekten Werte (Bezugswerte) und alle Größen mit dem Index „1“ die Werte, die sich infolge der Abweichung in L ergeben, so lässt sich eine einfache Abschätzung der resultierenden Unterschiede im Wärmeübergangskoeffizienten α bzw. in der konvektiven Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} durchführen. Demnach ergibt sich beispielsweise eine 10 %ige (20 %ige) Abweichung in α bzw. \dot{q}_{konv} bei einer Überschreitung der theoretisch korrekten Ebenenlänge um etwa 70 % (200 %), oder einer Unterschreitung um etwa 40 % (60 %). Im Umkehrschluss resultiert aus einer 10 %igen (20 %igen) Überschreitung der theoretisch korrekten Ebenenlänge eine 2 %ige (4 %ige)

Abweichung bzw. aus einer 10 %igen (20 %igen) Unterschreitung eine 2 %ige (5 %ige) Abweichung in den Ergebnisgrößen α bzw. \dot{q}_{konv} . Tabelle 3.1 fasst diese Ergebnisse noch einmal anschaulich zusammen. Offenkundig bedarf es einer bedeutenden Abweichung in der als Eingangsgröße verwendeten Ebenenlänge in Strömungsrichtung L , bevor eine wesentliche (negative) Beeinflussung des zu berechnenden Wärmeübergangskoeffizienten α bzw. der konvektiven Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} auftritt. Dies macht das Verfahren erfreulich stabil.

Tabelle 3.1: Abweichungen in α bzw. \dot{q}_{konv} infolge einer Abweichung in der Größe L

Überschreitung in L	Abweichung in α bzw. \dot{q}_{konv}	Unterschreitung in L	Abweichung in α bzw. \dot{q}_{konv}
70 % (1,7 $L_{korrekt}$)	10 %	40 % (0,6 $L_{korrekt}$)	10 %
200 % (3,0 $L_{korrekt}$)	20 %	60 % (0,4 $L_{korrekt}$)	20 %
10 % (1,1 $L_{korrekt}$)	2 %	10 % (0,9 $L_{korrekt}$)	2 %
20 % (1,2 $L_{korrekt}$)	4 %	20 % (0,8 $L_{korrekt}$)	5 %

Als Default-Wert ist, wie beispielsweise in FDS [McG07a], eine charakteristische Länge der ebenen Oberfläche von 1 m vorgesehen. Gemäß [McG07a] ist der Wärmeübergangskoeffizient α nur schwach mit der Größe L verbunden bzw. von ihr abhängig, weswegen für die meisten Berechnungen in der Praxis $L = 1,0$ m angenommen wird. Diese Aussage wird durch die vorangegangene Abschätzung bestätigt. Dies bedeutet, dass für große bzw. kleine, theoretisch korrekte Werte gegebenenfalls eine Angleichung von L erforderlich ist. Allerdings muss diese Feststellung dahin gehend erweitert werden, dass bei sehr kleinen, theoretisch korrekten Werten unter Umständen keine ebene Oberfläche im eigentlichen Sinne mehr vorliegt bzw. man dann aufgrund der geringen Abmessungen im Zusammenhang mit dem erzwungenen konvektiven Wärmeübergang nicht mehr von einer Ebene sprechen kann. Für diese Fälle (z. B. Drähte/Litzen) müssten zweifellos ohnehin andere, geeignetere Gleichungen zur Bestimmung der entsprechenden Nusselt-Zahlen verwendet werden.

Bei der oben genannten Angleichung ist zudem zu beachten, dass der jeweils theoretisch korrekte Wert nicht immer einer vollständigen geometrischen Abmessung der ebenen Oberfläche (z. B. Länge, Höhe) entsprechen muss. Insbesondere bei der vorliegenden Problemstellung kann dies beispielsweise dann der Fall sein, wenn nicht die gesamte Ebene überströmt wird. Ein Beispiel hierfür ist die wandabwärts gerichtete Strömung, die dann entsteht, wenn die Deckenströmung (Ceiling Jet) auf die Wand auftrifft und nach unten abgelenkt wird (vgl. Pfeile in Abbildung 3.6). Endet diese Strömung im Verlauf der Wand und erreicht nicht den Boden, so entspricht der theoretisch korrekte Wert von L nicht der gesamten Wandhöhe, sondern nur einem Bruchteil derselben. Die Beziehung (3.7) zur Bestimmung der Nu -Zahl stellt einen Idealfall mit einer Strömung in einer Richtung parallel zu einer Ebenenabmessung und entlang der gesamten Ebene dar. Dies ist in der Realität und insbesondere bei der vorliegenden Problemstellung in der Regel nicht der Fall. Die Wahl eines geeigneten Wertes für L ist insbesondere in komplexen Brandgeschehen nicht immer einfach und eindeutig. Hier ist jedoch die vorgenannte Unempfindlichkeit des Verfahrens gegenüber Abweichungen ein bedeutender Vorteil.

Ein Beispiel: Für einen theoretisch korrekten Wert von z. B. 2,5 m, der mit der Größenordnung einer Raumhöhe vergleichbar ist, beträgt, wenn stattdessen beispielsweise der Default-Wert verwendet wird, die Abweichung etwa 20 %, was derselben Größenordnung entspricht, wie die Unsicherheiten, die mit den empirischen Korrelationen zur Bestimmung von Nusselt-Zahlen üblicherweise verbunden sind [Inc96]. Für $L_{\text{korrekt}} = 1,6 \text{ m}$ beträgt die Abweichung bei Verwendung des Default-Werts gerade noch 10 % (vgl. Tabelle 3.1).

Steuerparameter des Relokalisierungskonzeptes und dessen Verwendung

Wie bereits angedeutet, ist die Wahl eines geeigneten Wertes für L insbesondere in komplexen Brandgeschehen nicht immer einfach und eindeutig. Hier ist jedoch die Unempfindlichkeit des Verfahrens gegenüber Abweichungen ein bedeutender Vorteil. Für das Konzept der Relokalisierung bietet die Wahl bzw. Vorgabe eines Wertes für L indes auch einen großen Vorteil. Durch die Verwendung lokaler und gegebenenfalls örtlich veränderlicher Werte kommt dieser Größe die Bedeutung eines Steuerparameters zu, der gezielt eingesetzt werden kann, um einerseits lokale Effekte (Störungen), die bei zu großer Annahme von L durch das Konzept möglicherweise zu stark gemittelt („verschmiert“) würden, durch eine lokalere Betrachtung zu verstärken und andererseits identische, unmittelbar benachbarte Bedingungen (homogene Bereiche), die bei zu kleiner Annahme von L durch das Konzept möglicherweise zu schwach gemittelt („verschmiert“), d. h. zu sehr als lokale Effekte betrachtet würden, durch eine stärkere Mittelung abzuschwächen.

Die Überlegungen hierzu können wie nachfolgend dargestellt zusammengefasst werden. Die Modellvorstellung basiert darauf, dass ein lokaler Effekt, beispielsweise eine Änderung der Oberflächentemperatur, zu einer Störung (der Schichtenbildung) und dementsprechend in Analogie zum Ebenenanfang (hier: $\alpha_x \propto 1/x^{0,2}$) zu einem Anstieg des (lokalen) Wärmeübergangskoeffizienten und einer Verstärkung des konvektiven Wärmeübergangs führt. Mit zunehmendem Weg x über die Platte nimmt bei homogenen Randbedingungen der Wert des (lokalen) Wärmeübergangskoeffizienten ab. Bei Bildung eines integralen Mittelwertes fällt die (Anfangs-)Störung bei zunehmender (Platten-)Länge L somit immer weniger ins Gewicht. Einerseits nehmen damit die Werte des gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten α und die Stärke des konvektiven Wärmeübergangs insgesamt ab (Abschwächung des konvektiven Wärmeübergangs) und andererseits gleichen sich diese Werte immer mehr aneinander an bzw. wird die Steigung zwischen zwei benachbarten Werten stetig geringer (vgl. $\alpha \propto 1/L^{0,2}$). Auch dies wird der Modellvorstellung nach analog übertragen und zwar auf die vorgenannten homogenen Bereiche.

Das Relokalisierungskonzept geht nun wie dargelegt von einer Beziehung aus, mit der eine solche, über die gesamte Länge einer ebenen Oberfläche bzw. über eine charakteristische Länge L gemittelte Nusselt-Zahl bzw. ein entsprechend gemittelter Wärmeübergangskoeffizient bestimmt wird. Tritt nun im Bereich dieser Länge ein nennenswerter lokaler Effekt auf, so ist u. U. diese Mittelung zu stark bzw. die Gewichtung der Störung bei der Bildung des integralen Mittelwertes nicht korrekt (zu gering). Praktisch heißt das, dass die Länge, die der Bestimmung zugrunde liegt, zu groß gewählt ist und der lokale Effekt zu stark „verschmiert“ wird. Um eine adäquate Berücksichtigung des lokalen Effektes zu gewährleisten, hätte folgerichtig eine kürzere Länge zugrunde gelegt werden müssen. Gemäß der vorange-

gangenen Abschätzung führt jedoch eine Verringerung von L in der Eingabe aufgrund von $\alpha \propto 1/L^{0.2}$ (bzw. (**)) gerade zu einer Vergrößerung von α und folglich zu der erforderlichen Verstärkung (lokalere/stärkeren Betrachtung) des konvektiven Wärmeübergangs. Abbildung 3.6 zeigt ein Beispiel für den Einsatz des Steuerparameters L in der vorgenannten Art und Weise. Betrachtet wird der Anschlussbereich zwischen einer Wand und der Decke eines Brandraumes. Entlang der Deckenunterseite breitet sich radial um den Brandherd der sogenannte Ceiling Jet aus und trifft auf eine Wand, an der die Strömung nach unten abgelenkt wird. Für die Bestimmung des erzwungenen konvektiven Wärmeübergangs infolge der abwärtsgerichteten Strömung ließe sich nun unter der Voraussetzung, dass die Strömung den Fußpunkt der Wand erreicht, als charakteristische Länge die Wandhöhe L_{Wand} wählen. Im Anschlussbereich bzw. Umlenkpunkt der Strömung jedoch liegt aufgrund der üblicherweise hohen Geschwindigkeiten im Ceiling Jet eine Art *Prallströmung* auf die Wand vor. Da es sich dabei um einen nennenswerten lokalen Effekt handelt, der eine Störung nach sich zieht und bei Verwendung von L_{Wand} als charakteristischer Länge zu stark gemittelt bzw. nicht korrekt (zu gering) gewichtet würde, wäre die Länge zur Bestimmung des integralen Mittelwertes von α zu groß gewählt. Folgerichtig muss eine kürzere Strecke L_{charak} (vgl. Abbildung 3.6) als charakteristische Länge zugrunde gelegt werden, was, wie zuvor gezeigt wurde, zu einer Vergrößerung von α führt und eine Verstärkung des konvektiven Wärmeübergang mit sich bringt. Der Wärmeübergangskoeffizient von Prallströmungen kann in der Realität problemlos Werte annehmen, die einem Vielfachen des Wärmeübergangskoeffizienten beim konvektiven Wärmeübergang an ebenen Oberflächen entsprechen⁸. Demnach liefert das Modell unter Verwendung des geeigneten Steuerparameters im Anschlussbereich bzw. Umlenkpunkt der Strömung gerade den dort erforderlichen höheren Wärmeübergangskoeffizienten und berücksichtigt den auftretenden und lokalen physikalischen Effekt damit einwandfrei.

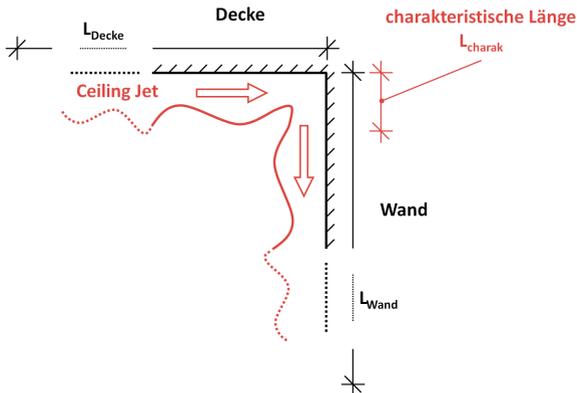


Abbildung 3.6: Beispiel für Steuerparameter L am Anschluss Wand-Decke

⁸ Nach [VDI06] ist diese Strömung meist turbulent und bringt einen vergleichsweise starken konvektiven Wärmeübergang mit sich. Als Grenze wird $Re \approx 100$ angegeben.

Umgekehrt lässt sich diese Vorstellung auch analog auf eine Abschwächung (gemittelte/abgeschwächte Betrachtung) des konvektiven Wärmeübergangs durch die Verwendung eines größeren Wertes für L übertragen. Tritt nun im Bereich der oben genannten Länge kein nennenswerter lokaler Effekt auf, sondern handelt es sich um einen zumindest in guter Näherung homogenen Bereich, so ist u. U. diese Mittelung nicht stark genug bzw. die Gewichtung der Störung bei der Bildung des integralen Mittelwertes nicht korrekt (zu stark). Praktisch heißt das, dass die Länge, die der Bestimmung zugrunde liegt, zu klein gewählt ist und ein nennenswerter lokaler Effekt unterstellt wird, wo in der Realität stattdessen ein homogener Bereich vorhanden ist. Um eine adäquate Berücksichtigung des homogenen Bereiches zu gewährleisten, hätte folgerichtig eine größere Länge zugrunde gelegt werden müssen. Gemäß der vorangegangenen Abschätzung führt jedoch eine Vergrößerung von L in der Eingabe aufgrund von $\alpha \propto 1/L^{0,2}$ (bzw. (**)) gerade zu einer Verringerung von α und folglich zu der erforderlichen Abschwächung (gemittelte/abgeschwächte Betrachtung) des konvektiven Wärmeübergangs.

3.4 Erzwungener konvektiver Wärmeübergang in Rohr-/Kanalströmungen

Entsprechend der Klassifizierung in Unterabschnitt 3.1.3 handelt es sich beim erzwungenen konvektiven Wärmeübergang in Rohren bzw. (geschlossenen) Kanälen um eine durchströmte Geometrie. Die Bewegung der Gasphase wird auch hier von außen, d. h. von einer äußeren Quelle, aufgeprägt und bleibt auch ohne Temperaturdifferenz zwischen Wandoberfläche und Gasphase weiter bestehen. Anders als bei der überströmten Ebene können sich die Grenzschichten jedoch aufgrund der an allen Seiten die Strömung begrenzenden Rohrwände nicht uneingeschränkt entwickeln⁹. Die zuvor beim erzwungenen konvektiven Wärmeübergang an Ebenen gemachten Aussagen - beispielsweise die allgemeine Darstellung der Nusselt-Zahlen über (3.6) - gelten auch weiterhin, jedoch ergeben sich einige Besonderheiten, die zu berücksichtigen sind.

In den Abschnitten 3.2 und 3.3 ist bei der Betrachtung von Brandszenarien eine Beschränkung auf turbulente Strömungen möglich. Für durchströmte Rohre und Kanäle sind diese Aussagen bzw. Annahmen nicht ohne Weiteres übertragbar, sondern bedürfen einer gesonderten Betrachtung. Turbulente Strömungen treten in Rohr-/Kanalströmungen in aller Regel bereits bei Reynolds-Zahlen Re von 10000 oder mehr auf, wobei nun der Innendurchmesser D_i die charakteristische Längenabmessung des konvektiven Wärmeübergangsproblems darstellt. Andererseits ist bei Reynolds-Zahlen von 2300 oder weniger von einer laminaren Strömung auszugehen. Der verbleibende Bereich dazwischen wird Übergangsbereich genannt. In den nachfolgenden Unterabschnitten werden diese drei möglichen Bereiche genauer untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt eine exemplarische Betrachtung von brandbeanspruchten Lüftungskanälen. Die getroffenen Annahmen sind demzufolge bei anderen Problemstellungen, z. B. anderen Fluiden, erneut zu überprüfen. Das übergeordnete Konzept indes ist in

⁹ Bei sehr großen Querschnitten ist es denkbar, die Rohrwände hinsichtlich des konvektiven Wärmeübergangs wieder näherungsweise als Ebenen zu interpretieren und zu berechnen.

gleicher Art und Weise auch für solche Fälle anwendbar, d. h. auf diese übertragbar. Ferner werden stets hydrodynamisch ausgebildete Strömungen unterstellt, was für einen längeren Kanal sowie eine nicht unmittelbar am Beginn vorhandene thermische Beanspruchung (infolge eines Brandes) eine zulässige Annahme darstellt, da in der Praxis im Allgemeinen sehr lange und komplexe Lüftungskanalssysteme, die mehrere Räume und Ebenen miteinander verbinden, zum Einsatz kommen.

3.4.1 Turbulente Strömung ($Re \geq 10000$)

Eine turbulente Strömung in Rohren bzw. Kanälen liegt wie bereits angesprochen bei

$$Re = \frac{v \cdot D_i}{\nu} \geq 10000$$

vor. Für den in der Praxis sehr oft vorkommenden Fall, dass ein nicht-kreisförmiger Querschnitt vorliegt, kann für turbulente Strömungen anstatt von D_i ersatzweise der hydraulische Durchmesser D_{hyd} nach (3.9) verwendet werden ([VDI06], [Pol05])¹⁰.

$$D_{hyd} = \frac{4A}{U} \quad (3.9)$$

mit: A = Querschnittsfläche und U = innerer (benetzter) Umfang

In [VDI06] wird insbesondere in Ermangelung einheitlicher Gleichungen bei laminaren Strömungen durch nicht-kreisförmige Rohre für Angaben über geeignete, unter diesen Bedingungen auftretende Wärmeübergangskoeffizienten auf entsprechende Literatur verwiesen. In [Hol02], [Pol05] und [Bae06] sind zwar für unterschiedliche Kanalquerschnitte beispielsweise die Endwerte für die auch thermisch voll ausgebildete laminare Strömung enthalten. Für andere Bedingungen als bei den sich einstellenden Endprofilen erfolgt jedoch auch dort der Verweis auf die einschlägige Literatur. Aufgrund des Fehlens dieser Beziehungen und weiterführender Erkenntnisse sowie aufgrund der bedeutend geringeren technischen Bedeutung im Vergleich zu turbulenten Strömungen (siehe unten) und einer möglichst universellen Implementierung des Modells in CFD-Brandsimulationscodes wird im Rahmen dieser Arbeit diese Vorgehensweise näherungsweise sinngemäß auch auf Strömungen dieser Art sowie den Übergangsbereich angewendet. Obwohl beispielsweise [Böc06] zu entnehmen ist, dass bei Laminarströmung die Berechnung nicht-kreisförmiger Querschnitte mit dem hydraulischen Durchmesser nicht durchführbar ist, ist in der Praxis diese Vorgehensweise im Allgemeinen üblich (vgl. [Rei05]). Auch in [Wil78] wird dargestellt, dass bei laminaren Strömungen eine Berechnung des Wärmeübergangs in Rohren mit nicht-kreisförmigem Querschnitt aus den Beziehungen für das Kreisrohr nicht möglich ist. Es wird jedoch dort ferner erläutert, dass es trotzdem oft zweckmäßig ist, auch bei laminaren Strömungen mit dem hydraulischen Durchmesser zu rechnen.

¹⁰ Für kreisförmige Querschnitte sind der Innendurchmesser D_i und der hydraulische Durchmesser D_{hyd} identisch, sodass im Allgemeinen die Bezeichnung hydraulischer Durchmesser D_{hyd} ausreichend ist oder auch vereinfacht lediglich D verwendet werden kann.

Bei einer Abschätzung anhand eines quadratischen Lüftungskanalquerschnitts (Seitenlänge 0,4 m), der von Luft (Temperatur 25 °C bzw. 500 °C) durchströmt wird, erhält man

$$\left. \begin{aligned} \nu_{Luft,25\text{ }^\circ\text{C}} &= 157,870 \cdot 10^{-7} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \\ \text{bzw. } \nu_{Luft,500\text{ }^\circ\text{C}} &= 811,210 \cdot 10^{-7} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \\ D_{hyd} &= 0,4 \text{ m} \end{aligned} \right\} v \geq \frac{10000 \cdot \nu_{Luft}}{D_{hyd}} \approx 0,4 \frac{\text{m}}{\text{s}} \text{ bzw. } 2 \frac{\text{m}}{\text{s}},$$

was die wichtige Erkenntnis liefert, dass bei der vorliegenden Problemstellung eines brandbeanspruchten Lüftungskanals - $v \gg 2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ - in aller Regel von turbulenten Strömungen ausgegangen werden kann. Dies wird durch die Literatur (z. B. [MSS06], [Böc06] und [Kne05]) bestätigt, in der darauf hingewiesen wird, dass bei technischen Fragestellungen üblicherweise turbulente Strömungsverhältnisse auftreten. Gemäß [Kra01] und [Ger05] gilt dies insbesondere für allgemeine Strömungen von Luft. Dennoch wird zur Komplettierung im Anschluss an diesen Abschnitt auch auf die anderen beiden Strömungsformen, laminare Strömung und Übergangsbereich, eingegangen.

Wie bereits angesprochen, sind die Nusselt-Zahlen Nu zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten α aus (3.3) wie in Abschnitt 3.3 eine Funktion der Reynolds-Zahl Re und der Prandtl-Zahl Pr , d. h. $Nu = f(Re, Pr)$. Zur Ermittlung der Nu -Zahl bei turbulent durchströmten Rohren und Kanälen hat sich die nachstehend angegebene Beziehung nach *Gnielinski* etabliert. Eine Anwendung der Beziehung nach *Gnielinski* auf brandschutztechnische Fragestellungen lässt sich des Weiteren auch in der Literatur (z. B. [Ble99] und [Mah07]) finden.

$$Nu = \frac{\xi/8 Re Pr}{1 + 12,7\sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)} \cdot k_L \quad (3.10)$$

$$\text{mit: } k_L = 1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{0,75}$$

L = Länge des Rohrs/Kanals

D = innerer oder hydraulischer Durchmesser

Der Druckverlustbeiwert ξ in (3.10) ist mit der von *Konakov* angegebenen Beziehung

$$\xi = (1,8 \log_{10} Re - 1,5)^{-2}$$

zu bestimmen [VDI06]. Die Beziehung nach *Gnielinski* gilt gemäß [Gro07b] sowohl für die hydrodynamisch nicht ausgebildete als auch für die ausgebildete Strömung. Der thermische Einlauf wird nach [Pol05] und [Kne05] durch k_L zudem (näherungsweise) erfasst. Der Term k_L stellt einen von *Hausen* vorgeschlagenen Korrekturfaktor für kurze Rohre dar, da sich aufgrund der geringen Lauflänge keine voll entwickelte turbulente Strömung ausbilden kann. Aufgrund der im Einlaufbereich höheren Nu -Zahlen ergibt sich folglich in kurzen Rohren eine bessere Wärmeübertragung infolge konvektiven Wärmeübergangs als in langen Rohren, was durch diesen Korrekturfaktor zusätzlich abgedeckt wird [Mar07]. Für lange Rohre gilt $L \gg D$, womit k_L konsistent dem Wert 1 zustrebt. Unter Fortführung der obigen Abschätzung bedeutet dies, dass bereits bei einer Kanallänge von etwa 12 m eine nur noch 10 %ige Erhöhung

der Nu -Zahl stattfindet.

Wie in Abschnitt 3.3 stellt die nach (3.10) bestimmte (mittlere) Nusselt-Zahl einen integralen Mittelwert über die gesamte innere Oberfläche des Rohrs bzw. Kanals dar. Es handelt sich hierbei um eine für technische Anwendungen vereinfachte Form der entsprechenden lokalen/örtlichen Nusselt-Beziehung ([VDI06])¹¹

$$Nu_x = \frac{\xi/8 Re Pr}{1 + 12,7\sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)} \cdot \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{D}{x} \right)^{3/4} \right] \quad (3.11)$$

Für die Anwendung im Rahmen des in der vorliegenden Arbeit entwickelten Modells ist diese mittlere Nusselt-Zahl jedoch, wie bereits für die Ebene erläutert wurde, in vielerlei Hinsicht als ungeeignet zu bezeichnen. Ebenso wurde bereits dargestellt, dass die Anwendbarkeit lokaler Nusselt-Zahlen wie beispielsweise gemäß (3.11) insbesondere aufgrund der fehlenden konstanten Randbedingungen an den Kanalwänden stark beschränkt ist. Das für die Ebene vorgestellte *Konzept der Relokalisierung* indes eignet sich ausgezeichnet als neuartige Methodik zur Lösung der vorliegenden Aufgabenstellung. Für die Anwendung auf Rohre/Kanäle wird es an der inneren Oberfläche gleichermaßen in Längs- als auch in Umfangsrichtung eingesetzt. Die Erfüllung der in Abschnitt 3.3 genannten, für eine adäquate Methodik notwendigen Konditionen mit dem Konzept der Relokalisierung und folgerichtig die Anwendbarkeit dieser Methodik wird mithilfe der Überprüfungsbeispiele in Kapitel 5 belegt.

Die konvektive Wärmestromdichte $\dot{q}_{konv}(t)$ lässt sich für horizontale und vertikale ebene Oberflächen nach (3.2) bestimmen. Bei durchströmten Rohren bzw. Kanälen kommt stattdessen die sogenannte *logarithmische Temperaturdifferenz* $\Delta\vartheta_{ln}$ zum Einsatz, die über

$$\Delta\vartheta_{ln} = \frac{(\vartheta_a - \vartheta_{OF}) - (\vartheta_e - \vartheta_{OF})}{\ln\left(\frac{\vartheta_a - \vartheta_{OF}}{\vartheta_e - \vartheta_{OF}}\right)} = \frac{\vartheta_a - \vartheta_e}{\ln\left(\frac{\vartheta_a - \vartheta_{OF}}{\vartheta_e - \vartheta_{OF}}\right)} \quad (3.12)$$

ermittelt wird. Die konvektive Wärmestromdichte ergibt sich damit zu

$$\dot{q}_{konv}(t) = \alpha \cdot \Delta\vartheta_{ln}. \quad (3.13)$$

Es lässt sich auf einfache Weise zeigen, dass im Falle einer geringen Abweichung zwischen ϑ_e und ϑ_a - was bei der lokalen Anwendung der Gleichungen im Konzept der Relokalisierung gerade der Fall ist - die beiden Beziehungen (3.2) und (3.13), genauer gesagt die beiden Temperaturdifferenzen $\Delta\vartheta_{ln}$ und $\Delta\vartheta = \vartheta_{Gas} - \vartheta_{OF}$, in sehr guter Näherung übereinstimmen. Beispielsweise bei einer näherungsweise konstanten Oberflächentemperatur von 400 °C sowie einer Ein- und Austrittstemperatur von 260 °C und 300 °C ergibt sich eine Abweichung von gerade etwa 1 %. Mit geringer werdender Differenz zwischen ϑ_e und ϑ_a , die bei einer lokalen Anwendung zu erwarten ist, oder steigender Differenz zwischen Fluid- und Oberflächentemperatur nimmt die Abweichung zudem ab. Folgerichtig tritt lediglich in den seltenen Fällen eine größere Abweichung auf, in denen Fluid- und Oberflächentemperatur sehr nahe beieinander liegen und zugleich Ein- und Austrittstemperatur einen größeren Unterschied aufweisen. Dies bedeutet letztlich, dass (3.2) auch auf Rohre/Kanäle angewendet werden kann.

¹¹ Die mittlere Nusselt-Zahl wird im Allgemeinen mit dem Index „m“ bezeichnet. Im Folgenden bleibt der Index für die mittlere Nusselt-Zahl unberücksichtigt, wenn eine Verwechslung ausgeschlossen werden kann. D. h., Nu entspricht der mittleren Nusselt-Zahl Nu_m .

Für die Einarbeitung in numerische Brandsimulationscodes stellt dies insofern einen zusätzlichen Vorteil dar, als ein nicht-definierter Bereich wie bei der \ln -Funktion bei der dargestellten Vorgehensweise nicht vorhanden ist. In [Fet82] und [Luf02] wird diese Näherung bestätigt. Ferner wird in [Fet82] ein Korrekturfaktor b in Abhängigkeit des Verhältnisses $\frac{\Delta\vartheta_e}{\Delta\vartheta_a}$, d. h. $\frac{\vartheta_e - \vartheta_{OF}}{\vartheta_a - \vartheta_{OF}}$, angegeben, der sich im vorliegenden Fall wegen $\vartheta_{OF} \approx \text{const.}$ und $\vartheta_e \approx \vartheta_a$ zu 1,0 ergibt. Abbildung 3.7 zeigt die Funktion zur Ermittlung des Korrekturfaktors.

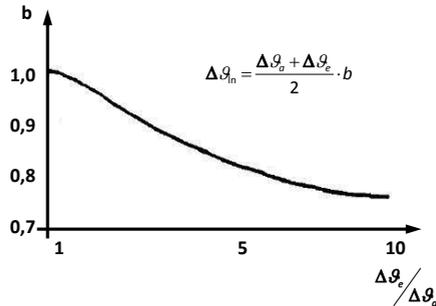


Abbildung 3.7: Korrekturfaktor zur Näherung der logarithmischen Temperaturdifferenz [Fet82]

Die für die Ebene gemachten Aussagen und getroffenen Annahmen hinsichtlich der Bezugstemperatur zur Bestimmung der Stoffwerte können in analoger Art und Weise auch auf die Verhältnisse bei Rohren übertragen werden. Die Stoffwerte sind wie in Abschnitt 3.3 mit der mittleren Fluidtemperatur

$$\vartheta_m = \frac{\vartheta_e + \vartheta_a}{2},$$

d. h. dem arithmetischen Mittel zwischen Ein- und Austrittstemperatur zu bestimmen, sodass die Näherung

$$\vartheta_m \approx \vartheta_{0,0}$$

ebenfalls für Rohre/Kanäle Gültigkeit besitzt. Die Illustrationen zu den Geschwindigkeits- und Temperaturprofilen¹² orthogonal zu den inneren Oberflächen des Kanals (Kolben- oder Pfropfenströmung), die sich bei turbulenter Strömung ausgehend von den konstanten Profilen zu Beginn sehr rasch und wiederum näherungsweise konstant einstellen, sowie zu den sich infolgedessen nur dünn ausbildenden und im Vergleich zu den üblicherweise bei einer numerischen Brandsimulation - insbesondere in Verbindung mit der LES - verwendeten Gitterweiten (z. T. deutlich) dünneren Grenzschichten sind ebenso analog übertragbar. Ferner ergibt sich hieraus, dass die lokal vorhandene *kalorische Mitteltemperatur* bzw. *adiabatische Mischungstemperatur* in etwa mit der maximalen Fluidtemperatur der Kolbenströmung ($\hat{=}$ z. B. Fluidtemperatur in der Mittelachse) übereinstimmt. Als Folge kann bei der turbulenten Strömung im Rohr/Kanal die Gastemperatur der ersten orthogonal an die Oberfläche angrenzenden Gasphasenzelle in guter Übereinstimmung als ϑ_{GAS} zur Bestimmung der konvektiven

¹² Für $Pr \approx 1$ - es ist im Allgemeinen $\overline{Pr}_{Luft} \approx 0,7$ und damit sehr nahe 1 - sind Geschwindigkeits- und Temperaturprofil etwa gleich [Wil78].

Wärmestromdichte nach (3.2) und als Bezugstemperatur zur Bestimmung der erforderlichen Stoffwerte verwendet werden. Dies bedeutet, dass wie für die turbulent überströmte Ebene in Abschnitt 3.3 in sehr guter Näherung bei einer lokalen Anwendung im Rahmen des Konzeptes der Relokalisierung die Stoffwerte nicht nur mit der Temperatur einer normal zum betrachteten lokalen Bereich der Oberfläche der festen Phase liegenden Gaszelle bestimmt werden können, sondern dass hierfür sogar die unmittelbar angrenzende Gaszelle angewendet werden darf. Dies stellt unter anderem eine hilfreiche Erleichterung für die Implementierung in numerische Brandsimulationscodes dar.

Die Eigenschaften von Fluiden sind im Allgemeinen nicht konstant, sondern hängen unter anderem vom Druck und von der Temperatur ab. Die Bestimmungsgleichungen für die Nusselt-Zahlen, z. B. (3.10), geben indes die Lösungen für konstante Stoffwerte an¹³. Nach [Her06] reicht es häufig aus, den Einfluss variabler Stoffwerte nachträglich (näherungsweise) in den Lösungen für konstante Stoffwerte aufzunehmen. Die in Übereinstimmung zum VDI-Wärmeatlas [VDI06] gewählte Vorgehensweise anhand der *Stoffwertverhältnis-Methode* aus Abschnitt 3.3 ist analog ebenso auf den erzwungenen konvektiven Wärmeübergang bei Rohr-/Kanalströmungen übertragbar (vgl. [VDI06]). Der Korrekturterm zur Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit¹⁴ der Stoffwerte lässt sich demnach für Gase mit

$$k_{\vartheta} = \left(\frac{T_m}{T_{OF}} \right)^n$$

angeben. Gemäß [VDI06] ist der Exponent je nach Richtung des Wärmestroms unterschiedlich zu wählen. Bei einer Kühlung des Gases, d. h. $T_m > T_{OF}$, ist $n = 0,0$ bzw. $k_{\vartheta} = 1,0$ zu wählen. Bei einer Aufheizung des Gases durch die Oberfläche, d. h. $0,5 < T_m/T_{OF} \leq 1$, wird $n = 0,45$ angenommen [VDI06], [Böc06]. Für den Bereich $T_m/T_{OF} \leq 0,5$ stehen in der Literatur nur wenige Angaben zur Verfügung, sodass im Rahmen dieser Arbeit der Exponent $n = 0,45$ auch auf diesen Bereich angewendet wird. Für Gase allgemein wird in [Lie04] bis zur Untergrenze $T_m/T_{OF} = 0,27$ ein Exponent von $n = 0,47$ angegeben. Da dieser Wert quasi identisch ist mit dem vorgenannten und in [Gni95] angegebenen Wert von $n = 0,45$ für Luft, erscheint es auf dieser Grundlage vertretbar, den Anwendungsbereich bei einer Aufheizung des Gases durch die Oberfläche bis auf $0,27 \leq T_m/T_{OF}$ auszuweiten. Der Bereich der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Extrapolation verringert sich dadurch um etwa die Hälfte, d. h. noch einmal deutlich. Hieraus resultiert, dass die Beziehung

$$Nu = \frac{\xi/8 Re Pr}{1 + 12,7\sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)} \cdot k_L \cdot k_{\vartheta} \quad \text{bzw.}$$

$$Nu = \frac{\xi/8 Re Pr}{1 + 12,7\sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)} \cdot \left[1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{2/3} \right] \cdot \left(\frac{T_m}{T_{OF}} \right)^n \quad (3.14)$$

$$\text{mit } \xi = (1,8 \log_{10} Re - 1,5)^{-2}$$

¹³ Da die temperaturabhängigen Stoffwerte mit der lokal vorhandenen (mittleren) Fluidtemperatur ϑ_m bestimmt werden, liegt ein System mit quasi-konstanten Stoffwerten vor (vgl. [Her06]). Die erforderliche Korrektur anhand der *Stoffwertverhältnis-Methode* erfolgt folgerichtig ebenfalls lokal.

¹⁴ In Anhang B ist dargestellt, dass die Druckabhängigkeit der Stoffwerte in der vorliegenden Problemstellung keinen nennenswerten Einfluss besitzt.

als Basis-/Modellgleichung im entwickelten (Teil-)Modell zu verwenden ist.

Da die thermische Einlaufänge, in der sich das Temperaturprofil entwickelt, anders als in anderen Strömungsformen bei turbulenter Strömung sehr kurz ist, wird sie im Rahmen dieser Arbeit in guter Näherung vernachlässigt. Sie bzw. die hieraus resultierenden Effekte sind jedoch bei Bedarf über existierende Steuerparameter (s. Unterabschnitt 3.4.4) beeinflussbar bzw. können hiermit berücksichtigt werden.

3.4.2 Laminare Strömung ($Re \leq 2300$)

Eine laminare Strömung in Rohren bzw. Kanälen liegt bei

$$Re = \frac{v \cdot D_i}{\nu} \leq 2300$$

vor. Für den in der Praxis sehr oft vorkommenden Fall eines nicht-kreisförmigen Querschnitts wird, wie bereits dargestellt, im Rahmen dieser Arbeit anstatt von D_i ersatzweise der hydraulische Durchmesser D_{hyd} nach (3.9) aus Unterabschnitt 3.4.1 verwendet.

Die laminare Strömung unterscheidet sich in bedeutender Art und Weise von der im vorangegangenen Unterabschnitt dargestellten turbulenten Strömung. Wie bereits erläutert, liegen in der Praxis der technischen Anwendungsfälle wie auch in der vorliegenden Aufgabenstellung eines (brandbeanspruchten) Lüftungskanals zumeist keine laminaren, sondern turbulente Strömungen vor ([MSS06], [Kra01], [Ger05], [Böc06] und [Kne05]). Vor diesem Hintergrund erfolgt in der vorliegenden Arbeit keine detaillierte Darstellung bei diesen Bedingungen, sondern es wird an dieser Stelle stattdessen auf die einschlägige Literatur verwiesen und es werden die modellbezogenen Besonderheiten für laminare Strömungen in Rohren bzw. Kanälen behandelt.

Allgemein lassen sich die in der Literatur dokumentierten Nusselt-Beziehungen für Rohre und Kanäle danach unterscheiden, ob entweder die Wandtemperatur ϑ_{OF} oder aber die Wärmestromdichte \dot{q} konstant ist. Da sich gemäß [VDI06] bei turbulenten Strömungen für beide Randbedingungen im Grunde die gleichen (mittleren) Nusselt-Zahlen ergeben, wurde folgerichtig in Unterabschnitt 3.4.1 keine diesbezügliche Differenzierung vorgenommen. Für laminare Strömungen indes ist diese Unterscheidung notwendig, sodass im Folgenden die grundlegenden Gleichungen für **beide** Randbedingungen nach [VDI06] angegeben werden.

Konstante Wandtemperatur ($\vartheta_{OF} = \text{const.}$)

Für eine laminare Strömung in Rohren bzw. Kanälen mit konstanter Wandtemperatur gelten die Beziehungen

$$Nu_{\vartheta,1} = 3,66 \quad \text{für kleine Werte von } Re Pr \frac{D}{L} \quad (3.15)$$

und

$$Nu_{\vartheta,2} = 1,615 \left(Re Pr \frac{D}{L} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{für große Werte von } Re Pr \frac{D}{L}. \quad (3.16)$$

Der Term $Re Pr \frac{D}{L}$ wird auch als *Graetz-Zahl* Gz bezeichnet. Für den gesamten Wertebereich der Graetz-Zahl lässt sich in sehr guter Übereinstimmung mit

$$Nu_{\vartheta} = (Nu_{\vartheta,1}^3 + 0,7^3 + (Nu_{\vartheta,2} - 0,7)^3)^{\frac{1}{3}} \quad (3.17)$$

eine vereinfachte Beziehung angeben.

Bei gleichzeitigem hydrodynamischem und thermischem Einlauf ist (3.17) um den zusätzlichen Term

$$Nu_{\vartheta,3} = \left(\frac{2}{1 + 22 Pr} \right)^{\frac{1}{6}} \left(Re Pr \frac{D}{L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.18)$$

zu erweitern, sodass letztlich für alle Rohrlängen die nachfolgende Gleichung nach *Martin* angewendet werden kann [VDI06], [Mar07].

$$Nu_{\vartheta} = (Nu_{\vartheta,1}^3 + 0,7^3 + (Nu_{\vartheta,2} - 0,7)^3 + Nu_{\vartheta,3}^3)^{\frac{1}{3}} \quad (3.19)$$

Wie bereits einleitend erklärt, werden in der vorliegenden Arbeit stets hydrodynamisch ausgebildete Strömungen in langen Kanälen unterstellt. Da (3.19) für $Nu_{\vartheta,3} = 0$ in (3.17) übergeht, kann folgerichtig einerseits die allgemeine Beziehung (3.19) in den numerischen Code implementiert und andererseits für den vorliegenden, speziellen Anwendungsfall $Nu_{\vartheta,3} = 0$ vorgegeben werden.

Konstante Wärmestromdichte ($\dot{q} = \text{const.}$)

Für eine laminare Strömung in Rohren bzw. Kanälen mit konstanter Wärmestromdichte gelten die Beziehungen

$$Nu_{\dot{q},1} = 4,364 \quad \text{für kleine Werte von } Re Pr \frac{D}{L} \quad (3.20)$$

und

$$Nu_{\dot{q},2} = 1,953 \left(Re Pr \frac{D}{L} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{für große Werte von } Re Pr \frac{D}{L}. \quad (3.21)$$

Für den gesamten Wertebereich der Graetz-Zahl lässt sich in sehr guter Übereinstimmung mit

$$Nu_{\dot{q}} = (Nu_{\dot{q},1}^3 + 0,6^3 + (Nu_{\dot{q},2} - 0,6)^3)^{\frac{1}{3}} \quad (3.22)$$

eine vereinfachte Beziehung angeben.

Bei gleichzeitigem hydrodynamischem und thermischem Einlauf ist (3.22) um den zusätzlichen Term

$$Nu_{\dot{q},3} = 0,924 Pr^{\frac{1}{3}} \left(Re \frac{D}{L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.23)$$

zu erweitern, sodass letztlich für alle Rohrlängen die nachfolgende Gleichung nach *Spang* angewendet werden kann [VDI06], [Mar07].

$$Nu_{\dot{q}} = (Nu_{\dot{q},1}^3 + 0,6^3 + (Nu_{\dot{q},2} - 0,6)^3 + Nu_{\dot{q},3}^3)^{\frac{1}{3}} \quad (3.24)$$

Wie bereits mehrfach erklärt, werden in der vorliegenden Arbeit stets hydrodynamisch ausgebildete Strömungen in langen Kanälen unterstellt. Da (3.24) für $Nu_{q,3} = 0$ in (3.22) übergeht, kann folgerichtig einerseits die allgemeine Beziehung (3.24) in den numerischen Code implementiert und andererseits für den vorliegenden, speziellen Anwendungsfall $Nu_{q,3} = 0$ vorgegeben werden.

In der vorliegenden Aufgabenstellung, der numerischen Simulation eines brandbeanspruchten Lüftungskanals mit Hilfe von CFD-Programmen, ist indes weder die Wärmestromdichte \dot{q} noch die Wandtemperatur ϑ_{OF} konstant bzw. eine eindeutige Zuordnung zu einer der beiden vorgenannten Randbedingungen nicht möglich. Im Gegensatz zu turbulenten Strömungen in Rohren bzw. Kanälen ergeben sich für diese Grenzsituationen bei laminaren Strömungen etwa um 20 % voneinander abweichende Nusselt-Zahlen [Kne05]. Es wird daher in dieser Arbeit für den laminaren Bereich eine Vorgehensweise gewählt, bei der die Beziehungen für beide Randbedingungen (3.19) und (3.24) respektive die jeweiligen Anteile $Nu_{\vartheta,i}$ und $Nu_{q,i}$ gemittelt werden, um die sich möglicherweise ergebenden Abweichungen auf im Maximum 10 % zu begrenzen. Die entsprechende Modellgleichung lässt sich demzufolge unter Berücksichtigung von (3.15) und (3.20), (3.16) und (3.21) sowie (3.18) und (3.23) mit

$$Nu = \left(\left(\frac{Nu_{\vartheta,1} + Nu_{q,1}}{2} \right)^3 + 0,65^3 + \left(\frac{Nu_{\vartheta,2} + Nu_{q,2}}{2} - 0,65 \right)^3 \dots \dots + \left(\frac{Nu_{\vartheta,3} + Nu_{q,3}}{2} \right)^3 \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.25)$$

angeben, wobei für den vorliegenden, speziellen Anwendungsfall $Nu_{\vartheta,3} = 0$ und $Nu_{q,3} = 0$ vorgegeben wird. Abbildung 3.8 zeigt die sich ergebenden Nusselt-Zahlen für beide Randbedingungen sowie für die gewählte Vorgehensweise (Mittelwertansatz) im Bereich laminarer Strömung ($Re \leq 2300$) am Beispiel eines quadratischen Lüftungskanals (Seitenlänge 0,4 m) der Länge 50 m. Es ist deutlich erkennbar, dass der gewählte Ansatz der Mittelwertbildung

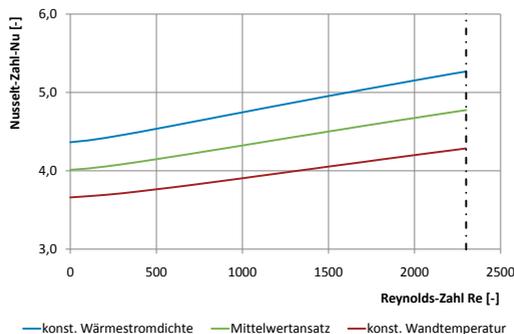


Abbildung 3.8: Nusselt-Zahlen für laminare Strömung in Rohren bzw. Kanälen nach unterschiedlichen Ansätzen

über den gesamten (laminaren) Bereich der Re -Zahl im Maximum eine Abweichung von 10 % zu den Resultaten der beiden Randbedingungen \dot{q} bzw. $\vartheta_{OF} = \text{const.}$ aufweist und folgerichtig für die Lösung der vorliegenden Fragestellung und für die Anwendung in numerischen Brandsimulationen geeignet ist.

Wie in den Fällen ebener Oberflächen und turbulenter Rohrströmung zuvor stellen die aus den vorangegangenen Gleichungen - insbesondere (3.25) - bestimmten (mittleren) Nusselt-Zahlen integrale Mittelwerte über die gesamte innere Oberfläche des Rohrs bzw. Kanals dar. Es handelt sich hierbei um für technische Anwendungen vereinfachte Formen der entsprechenden lokalen/örtlichen Nusselt-Beziehungen zur Bestimmung von Nu_x , die beispielsweise in [VDI06] ebenso enthalten sind¹⁵. Es wurde ferner bereits für die turbulente Rohrströmung erläutert, dass für die Anwendung im Rahmen des in der vorliegenden Arbeit entwickelten Modells einerseits diese mittleren Nusselt-Zahlen in vielerlei Hinsicht als ungeeignet zu bezeichnen sind sowie andererseits die Anwendbarkeit lokaler Nusselt-Zahlen insbesondere aufgrund der fehlenden konstanten Randbedingungen an den Kanalwänden stark beschränkt ist. Überdies wurde dargestellt, dass sich das *Konzept der Relokalisierung* jedoch auf Grundlage der Erfüllung der in Abschnitt 3.3 genannten, für eine adäquate Methodik notwendigen Konditionen ausgezeichnet als neuartige Methodik zur Lösung der vorliegenden Aufgabenstellung eignet und es für die Anwendung auf Rohre/Kanäle an der inneren Oberfläche gleichermaßen in Längs- als auch in Umfangsrichtung eingesetzt wird.

Die für die turbulente Strömung in Rohren und Kanälen in Unterabschnitt 3.4.1 angegebenen Erklärungen zur näherungsweise Gleichstellung der logarithmischen Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_{ln}$ mit der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ in (3.2) bzw. (3.13) mit (3.2) und zur Bezugstemperatur für die Bestimmung der Stoffwerte, was letztlich in der Näherung $\vartheta_m \approx \vartheta_{0,0}$ mündet, sind in analoger Art und Weise auch auf laminare Strömungen übertragbar. Ähnliches gilt überdies für die in guter Übereinstimmung befindliche Verwendung der Gastemperatur der ersten orthogonal an die Oberfläche angrenzenden Gasphasenzelle als ϑ_{Gas} zur Bestimmung der konvektiven Wärmestromdichte nach (3.2) und als Bezugstemperatur zur Bestimmung der erforderlichen Stoffwerte. Anders als bei der turbulenten Strömung stellt sich hier jedoch ausgehend von den konstanten Profilen zu Beginn keine Kolbenströmung, sondern nach einiger Zeit bzw. Wegstrecke ein parabelförmiges Geschwindigkeitsprofil die sogenannte *Hagen-Poiseuille-Parabel* über den Querschnitt ein. Die lokal vorhandene *kalorische Mitteltemperatur* bzw. *adiabatische Mischungstemperatur* stimmt infolgedessen nicht mehr bzw. nicht mehr immer in etwa mit der maximalen Fluidtemperatur der Kolbenströmung ($\hat{=}$ z. B. Fluidtemperatur in der Mittelachse) überein. Bei einer nicht zu groben und nicht zu feinen Diskretisierung liegt die Gastemperatur der ersten orthogonal an die Oberfläche angrenzenden Gasphasenzelle gerade auf dem zwischen der Wand und der Mittelachse parabelförmig ansteigenden bzw. abfallenden Verlauf des Temperaturprofils und somit nahe - und bedeutend näher als beispielsweise die Mittelachsentemperatur - an der lokalen kalorischen Mitteltemperatur. Diese Aussage gilt für das voll ausgebildete Profile gleichermaßen wie für den vorangehenden Ausbildungsbereich. Für letztere Situation ist diese Näherung aufgrund des noch nicht so stark parabelförmig, sondern noch teilweise konstant ausgeprägten Profils zudem noch weniger

¹⁵ Die mittlere Nusselt-Zahl wird im Allgemeinen mit dem Index „m“ bezeichnet. Im Folgenden bleibt der Index für die mittlere Nusselt-Zahl unberücksichtigt, wenn eine Verwechslung ausgeschlossen werden kann. D. h., Nu entspricht der mittleren Nusselt-Zahl Nu_m .

einschneidend. Die Verwendung der gewählten Temperatur erscheint daher nach Abwägung aller Vor- und Nachteile im Rahmen dieser Arbeit vertretbar, zumal, wie bereits mehrfach erläutert, in der technischen Praxis zumeist eher turbulente Strömungen anzutreffen sind. Dies bedeutet, dass wie für die turbulente Rohrströmung in sehr guter Näherung bei einer lokalen Anwendung im Rahmen des Konzeptes der Relokalisierung die Stoffwerte nicht nur mit der Temperatur einer normal zum betrachteten, lokalen Bereich der Oberfläche der festen Phase liegenden Gaszelle bestimmt werden können, sondern dass hierfür sogar die unmittelbare angrenzende Gaszelle angewendet werden darf. Dass dies unter anderem eine hilfreiche Erleichterung für die Implementierung in numerische Brandsimulationscodes darstellt, wurde bereits mehrfach erklärt.

Die im Allgemeinen nicht konstanten, sondern unter anderem vom Druck und von der Temperatur abhängenden Fluideigenschaften werden wie zuvor mit einem Korrekturterm nachträglich berücksichtigt. Gemäß [VDI06] gilt für Flüssigkeiten ein und derselbe, mithilfe von Pr -Zahlen gebildete Korrekturterm. Zudem wird dort darauf hingewiesen, dass „eine Vereinheitlichung mit dem Korrekturfaktor bei turbulenter Strömung anzustreben ist“. Der Korrekturterm zur Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit¹⁶ der Stoffwerte k_g wird demnach im Rahmen dieser Arbeit und demnach dem Vorschlag in [VDI06] folgend in vollständiger Übereinstimmung mit der turbulenten Strömung (siehe Unterabschnitt 3.4.1) angenommen. Für den Fall *Heizen des Gases* wird für sehr große Temperaturunterschiede zwischen T_m und T_{OF} der Einfluss damit etwas überschätzt, da gemäß [VDI06] für diese Situation bei Laminarströmung lediglich eine weniger als 10 %-ige Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten in Experimenten u. a. mit Luft zu beobachten war. Aufgrund der Sonderstellung dieser Bedingung und dem vorgenannten Vorschlag zur Vereinheitlichung des Korrekturterms erscheint es jedoch vertretbar, diese Abweichung zu tolerieren.

3.4.3 Übergangsbereich ($2300 < Re < 10000$)

Frühere Untersuchungen zum erzwungenen konvektiven Wärmeübergang in Rohr-/Kanalströmungen gingen davon aus, dass bis zu einem Wert 2300 der Reynolds-Zahl eine laminare Strömung vorliegt und sich anschließend, d. h. bei höheren Werten, eine turbulente Strömung einstellt. Genauere Untersuchungen indes ergaben, dass sich an die obere Grenze des laminaren Bereichs bei $Re = 2300$ ein unbeständiges Gebiet, der sogenannte *Übergangsbereich* anschließt, bevor mit $Re \geq 10000$ turbulente Strömungen auftreten. Von *Gnielinski* wurde in [Gni95] eine Vorgehensweise entwickelt, mit der eine Berechnung der Nusselt-Zahlen auch in diesem Übergangsbereich mit $2300 < Re < 10000$ stetig, d. h. ohne Sprünge, möglich ist. Es handelt sich um eine lineare Interpolation zwischen den mithilfe der für $Re = 2300$ ausgewerteten Gleichungen für laminare Strömung in Unterabschnitt 3.4.2 bzw. mit Hilfe der für $Re = 10000$ ausgewerteten Gleichungen für turbulente Strömung in Unterabschnitt 3.4.1 bestimmten Nusselt-Zahlen $Nu_{L,2300}$ bzw. $Nu_{T,10000}$. Die bestimmende Interpolationsgleichung lautet demzufolge

$$Nu = (1 - \gamma) \cdot Nu_{L,2300} + \gamma \cdot Nu_{T,10000} \quad (3.26)$$

¹⁶ In Anhang B ist dargestellt, dass die Druckabhängigkeit der Stoffwerte in der vorliegenden Problemstellung keinen nennenswerten Einfluss besitzt.

mit dem sogenannten Intermittenzfaktor γ für den Übergangsbereich gemäß

$$\gamma = \frac{Re - 2300}{10000 - 2300} = \frac{Re - 2300}{7700}, \quad (3.27)$$

der Werte im Bereich $0 \leq \gamma \leq 1$ annehmen kann. Die untere Schranke, d. h. der Wert 0, stellt hierbei die Obergrenze der laminaren Strömung dar; die obere Schranke, d. h. der Wert 1, die entsprechende Untergrenze der turbulenten Strömung.

Es erscheint daher nur folgerichtig, die in den Unterabschnitten 3.4.1 und 3.4.2 gewählte Vorgehensweise sowie die grundlegenden Annahmen und Aussagen in gleicher Art und Weise auch auf den vorliegenden Übergangsbereich anzuwenden bzw. auszuweiten. Dies gilt insbesondere für das Konzept der Relokalisierung, die Verwendung der fluidbezogenen (hier: gasbezogenen) Größen von der ersten, orthogonal an die Oberfläche angrenzenden Gasphasenzelle und den Korrekturterm zur Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte k_{θ} , aber auch für die weiteren Annahmen und Aussagen in den o. g. Unterabschnitten.

3.4.4 Einfluss von Abweichungen und Steuerparameter des Relokalisierungskonzeptes

Im nachfolgenden Unterabschnitt erfolgt eine Auseinandersetzung mit ungewollten Abweichungen in den Eingangsgrößen und deren Auswirkungen. Ferner werden die beiden als *Steuerparameter* bezeichneten Größen L und D (D_i bzw. D_{hyd}) des Relokalisierungskonzeptes dargestellt und deren Verwendung unter anderem zur zielgerichteten Beeinflussung und Berücksichtigung lokaler Effekte veranschaulicht.

3.4.4.1 Einfluss von Abweichungen

Da die präzise Kenntnis der Eingangsgrößen in der Praxis nicht immer gegeben ist, können naturgemäß auch bei holotischer Theorie und einwandfreier Berechnung Abweichungen in den Endergebnissen entstehen. Hierin unterscheiden sich die horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen nicht von Rohren oder Kanälen. Insbesondere die (theoretisch) korrekten Werte von L und D (D_i bzw. D_{hyd}) während eines Brandgeschehens sind nicht immer eindeutig vorab bestimmbar. Aufgrund dessen sollen an dieser Stelle die Auswirkungen einer Abweichung in diesen beiden Größen auf den zu berechnenden Wärmeübergangskoeffizienten α bzw. die konvektive Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} untersucht werden. Um den gesamten Bereich aller Strömungsformen abzudecken, erfolgt diese Untersuchung sowohl für den technisch interessanten Bereich der turbulenten Strömungen als auch für die beiden anderen Formen, laminare Strömung und Übergangsbereich. Ausgewertet werden hierfür die jeweils entsprechenden Gleichungen aus diesem Kapitel.

Die Tabellen 3.2 bis 3.5 zeigen die Auswirkungen auf den zu berechnenden Wärmeübergangskoeffizienten α bzw. die konvektive Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} , das bedeutet die prozentualen Abweichungen in diesen beiden Größen ¹⁷, infolge einer ± 10 %igen bzw. ± 20 %igen Ab-

¹⁷ Da gemäß (3.2) $\dot{q}_{konv} \propto \alpha$ ist und weder D noch L in diese Proportionalitätsbedingung eingehen, ergeben sich für beide Größen identische Abweichungen. Die Auswirkungen auf die Sekundärgrößen (z. B. Nu) werden hier nicht detailliert angegeben. Partiiell sind diese jedoch identisch zu den angegebenen Werten, da beispielsweise $\alpha \propto Nu$ ist und L nicht in diese Proportionalitätsbedingung eingeht.

Tabelle 3.2: Auswirkung einer ± 10 %igen Abweichung in der Größe L (Abweichungen in %)

	laminar ($Re = 1000$)		Grenze laminar-ÜB ($Re = 2300$)		Übergangs- bereich ($Re = 6150$)		Grenze ÜB-turbulent ($Re = 10^4$)		turbulent ($Re = 10^6$)	
$D = \dots m$	0,1	0,5	0,1	0,5	0,1	0,5	0,1	0,5	0,1	0,5
$L = 5 m$	1,7	3,0	2,5	3,3	0,8	1,6	0,5	1,2	0,5	1,2
$L = 10 m$	1,0	2,6	1,8	3,1	0,5	1,2	0,3	0,8	0,3	0,8
$L = 50 m$	0,2	1,0	0,5	1,8	0,1	0,5	0,1	0,3	0,1	0,3

Tabelle 3.3: Auswirkung einer ± 20 %igen Abweichung in der Größe L (Abweichungen in %)

	laminar ($Re = 1000$)		Grenze laminar-ÜB ($Re = 2300$)		Übergangs- bereich ($Re = 6150$)		Grenze ÜB-turbulent ($Re = 10^4$)		turbulent ($Re = 10^6$)	
$D = \dots m$	0,1	0,5	0,1	0,5	0,1	0,5	0,1	0,5	0,1	0,5
$L = 5 m$	3,4	6,1	5,0	6,6	1,5	3,2	0,9	2,4	0,9	2,4
$L = 10 m$	2,1	5,2	3,7	6,2	1,0	2,4	0,6	1,6	0,6	1,6
$L = 50 m$	0,4	2,1	1,0	3,7	0,3	1,0	0,2	0,6	0,2	0,6

Tabelle 3.4: Auswirkung einer ± 5 %igen Abweichung in der Größe D (Abweichungen in %)

	laminar ($Re = 1000$)		Grenze laminar-ÜB ($Re = 2300$)		Übergangs- bereich ($Re = 6150$)		Grenze ÜB-turbulent ($Re = 10^4$)		turbulent ($Re = 10^6$)	
$L = \dots m$	10	50	10	50	10	50	10	50	10	50
$D = 0,1 m$	4,0	4,8	3,7	4,8	1,2	1,3	1,0	1,1	0,7	0,8
$D = 0,5 m$	2,4	4,0	2,1	3,7	0,9	1,2	0,8	1,0	0,5	0,7
$D = 1,0 m$	2,0	3,3	1,6	3,0	0,7	1,1	0,7	1,0	0,3	0,7

Tabelle 3.5: Auswirkung einer ± 10 %igen Abweichung in der Größe D (Abweichungen in %)

	laminar ($Re = 1000$)		Grenze laminar-ÜB ($Re = 2300$)		Übergangs- bereich ($Re = 6150$)		Grenze ÜB-turbulent ($Re = 10^4$)		turbulent ($Re = 10^6$)	
$L = \dots m$	10	50	10	50	10	50	10	50	10	50
$D = 0,1 m$	8,0	9,6	7,2	9,1	2,4	2,6	2,1	2,2	1,5	1,7
$D = 0,5 m$	4,9	8,0	4,1	7,2	1,8	2,4	1,7	2,1	1,0	1,5
$D = 1,0 m$	4,0	6,6	3,1	5,8	1,5	2,2	1,5	1,9	0,6	1,3

weichung in der Größe L und einer ± 5 %igen bzw. ± 10 %igen Abweichung in der Größe D bei unterschiedlichen, für die jeweiligen Strömungsformen kennzeichnenden Reynolds-Zahlen und D/L -Verhältnissen¹⁸. Hierin wurden die Abweichungen für $+X$ % und $-X$ % arithmetisch gemittelt. Der Bereich für D wurde derart gewählt, dass mit der Obergrenze $D = 1$ m bzw. mit der Untergrenze $D = 0,1$ m ein beispielsweise quadratischer Kanalquerschnitt mit der Kantenlänge 1 m bzw. 0,1 m beschrieben wird. Oberhalb der Obergrenze liegen bereits eher aneinanderstoßende Ebenen vor denn eine geschlossene Kanalgeometrie, sodass eine Behandlung gemäß der Abschnitte 3.2 und 3.3 ratsam erscheint. Unterhalb der Untergrenze liegen Querschnitte vor, die aufgrund ihrer geringen Abmessungen im Rahmen einer CFD-Brandsimulation in aller Regel uninteressant sein dürften und ferner nicht in den Bereich der vorliegenden Problemstellung - brandbeanspruchte Lüftungskanäle - fallen. Darüber hinaus wurden die untersuchten Abweichungen in der Größe D geringer angesetzt, da davon auszugehen ist, dass diese in der vorliegenden Problemstellung besser bekannt bzw. ermittelbar ist als die Größe L , die grundsätzlich die thermisch beanspruchte Länge des Rohres darstellt [VDI06].

Aus den Tabellen 3.2 und 3.3 lässt sich erkennen, dass sich die Abweichung in L in etwa linear - bei sehr großen Abweichungen überproportional - fortpflanzt. Ferner nehmen mit zunehmender Länge die Abweichungen grundsätzlich ab, sodass die größten Auswirkungen bei großem D/L -Verhältnis also bei (sehr) kurzen Rohren im Vergleich zu den Querschnittsabmessungen und gleichzeitiger laminarer Strömung auftreten (siehe hierzu auch [VDI06]). Im laminaren Bereich nehmen die Abweichungen zudem mit zunehmender Re -Zahl zu, während sie in technisch interessanten Bereichen, d. h. im Übergangsbereich und bei turbulenten Strömungen, stark abnehmen. Dort sind erfreulicherweise folglich durchweg äußerst geringe Auswirkungen zu beobachten. Doch auch in den übrigen Bereichen liegen die Abweichungen noch deutlich unter 10 %.

Die Tabellen 3.4 und 3.5 zeigen, dass sich auch die Abweichung in D in etwa linear - bei sehr großen Abweichungen überproportional - fortpflanzt und dass die (prozentualen) Auswirkungen stets gleich oder kleiner der Abweichung in D sind. Die Abweichungen sind wiederum im laminaren Bereich am stärksten und nehmen hin zu technisch interessanten Bereichen stark ab, sodass dort ebenfalls durchweg äußerst geringe Auswirkungen zu beobachten sind. Diese Aussage gilt überdies für die Grenzwerte, die sich für $L \rightarrow \infty$ ergeben und bei weniger als 1 % respektive weniger als 2 % liegen.

Zusammenfassend lässt sich also festhalten, dass bei unbeabsichtigten Abweichungen in den Größen L und D insbesondere in den Bereichen, die von besonderem technischen Interesse sind, lediglich geringe Auswirkungen auf den zu berechnenden Wärmeübergangskoeffizienten α bzw. die konvektive Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} zu beobachten sind. Demzufolge kann wie bei den ebenen Oberflächen von einem nennenswert stabilen Verfahren gesprochen werden. Da die Wahl geeigneter Werte für L und D insbesondere in komplexen Brandgeschehen nicht immer einfach und eindeutig getroffen werden kann, ist diese gute Widerstandsfähigkeit (Unempfindlichkeit) des Verfahrens gegenüber Abweichungen ein bedeutender Vorteil.

¹⁸ Die jeweils größten und geringsten Abweichungen sind hervorgehoben. Die Auswirkungen von Abweichungen in der Größe L sind im turbulenten Bereich unabhängig von Re .

3.4.4.2 Steuerparameter des Relokalisierungskonzeptes und deren Verwendung

Für das Konzept der Relokalisierung (vgl. Abschnitt 3.3) bietet die Wahl bzw. Vorgabe von Werten für L und D indes auch einen großen Vorteil. Durch die Verwendung lokaler und gegebenenfalls örtlich veränderlicher Werte kommt diesen Größen die Bedeutung eines Steuerparameters zu. Dieser kann gezielt eingesetzt werden, um einerseits lokale Effekte (Störungen), die bei zu großer Annahme von L bzw. D durch das Konzept möglicherweise zu stark gemittelt („verschmiert“) würden, durch eine lokalere Betrachtung zu verstärken. Andererseits kann er verwendet werden, um identische, unmittelbar benachbarte Bedingungen (homogene Bereiche), die bei zu kleiner Annahme von L bzw. D durch das Konzept möglicherweise zu schwach gemittelt („verschmiert“), d. h. zu sehr als lokale Effekte betrachtet würden, durch eine stärkere Mittelung abzuschwächen.

Die grundlegende Modellvorstellung entspricht dabei derjenigen, die bereits bei den horizontalen und vertikalen, ebenen Oberflächen verwendet und auf Seite 35f dargestellt wurde. Die Vorgehensweise wird in analoger Art und Weise sowohl in Längs- als auch in Umfangsrichtung auf Rohre bzw. Kanäle übertragen und eignet sich - durch Beeinflussung über die Steuerparameter - zudem unter anderem auch zur eventuellen Berücksichtigung der bei turbulenten Strömungen aufgrund ihrer äußerst kurzen Ausdehnung näherungsweise vernachlässigten thermischen Einlaufänge. Es ist jedoch für diese Konfiguration erneut zu überprüfen, ob die gewünschten Effekte, d. h., dass beispielsweise ein kleinerer Wert für L zu einer Erhöhung des zu berechnenden Wärmeübergangskoeffizienten α bzw. der konvektiven Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} führt, vom Modell tatsächlich wiedergegeben werden.

Wird zunächst eine Variation von L bei konstanter Größe D betrachtet, so zeigt sich über alle Strömungsformen von laminar bis turbulent hinweg, dass eine Verringerung bzw. Vergrößerung von L in der Eingabe gerade zu einer Vergrößerung bzw. Verringerung von α und folglich zu der erforderlichen Verstärkung (lokalen/stärkeren Betrachtung) bzw. Abschwächung (gemittelte/abgeschwächte Betrachtung) des konvektiven Wärmeübergangs führt. Gleiches gilt in analoger Art und Weise auch für die Betrachtung von D bei konstanter Größe L , jedoch mit Ausnahme des Übergangsbereiches, aufgrund der zusätzlichen Änderung des gemäß (3.27) von der Reynolds-Zahl und damit direkt von D abhängigen intermittenzfaktors γ . Da wie bereits mehrfach erwähnt in der vorliegenden Aufgabenstellung sowie in der allgemeinen Praxis primär der turbulente Strömungsbereich von besonderem technischen Interesse ist, erscheint es jedoch vertretbar, diese Unterschiedlichkeit zu tolerieren, wenngleich deren Vorhandensein bei der Verwendung der Größe D als Steuerparameter zu beachten ist.

Es wurde bereits angesprochen, dass insbesondere in komplexen Brandgeschehen geeignete Werte für die Steuerparameter nicht immer einfach und eindeutig angegeben werden können. Für die u. a. aufgrund der nachfolgend dargestellten Problematik als Steuerparameter in der Eingabe vorgesehene Größe L , die grundsätzlich die thermisch beanspruchte Länge des Rohres darstellt [VDI06], möge der im Folgenden skizzierte Vorschlag als Hilfestellung für eine (erste) Annahme eines solchen geeigneten Wertes dienen. Im vorliegenden Anwendungsfall ist einerseits die thermische Beanspruchung entlang des Rohres/Kanals nicht konstant bzw. homogen und andererseits kann die Richtung der thermischen Beanspruchung im Verlauf des Rohres/Kanals wechseln. Letzteres Phänomen tritt beispielsweise dann auf, wenn das Fluid

in einem Kanal im Brandraum von der beheizten Oberfläche erwärmt wird und anschließend beim Durchqueren eines angrenzenden Raumes diese Wärme an die dort kältere Oberfläche wieder abgibt. Es ist daher empfehlenswert, geeignete Abschnitte zu definieren. Der Größe L kann dann beispielsweise die Länge dieser Abschnitte zugeordnet werden. Diese Vorgehensweise lässt sich überdies auch auf die zuvor behandelten ebenen Oberflächen übertragen. Im vorhergehenden Fall könnte ein Abschnitt dann beispielsweise die Wegstrecke vom Brandraum oder -ort bis zu der Stelle sein, an der gerade Oberflächen- und Fluidtemperatur gleich sind, d. h. an der der Richtungswechsel der thermischen Beanspruchung stattfindet, bzw. bis zum Ende des Kanals, wenn letztere Strecke kürzer ist und folglich kein Richtungswechsel mehr stattfindet. Gewiss ist auch dann noch die Wahl eines geeigneten Wertes nicht immer einfach und eindeutig. Indes ist die gute Widerstandsfähigkeit (Unempfindlichkeit) gegenüber Abweichungen auch in diesem Bereich ein bedeutender Vorteil und unterstützt hierdurch das Verfahren.

3.5 Gleichzeitiges Auftreten von freiem und erzwungenem konvektivem Wärmeübergang - Mischkonvektion

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Phänomene des freien und des erzwungenen konvektiven Wärmeübergangs zwischen Gasphase und fester Phase getrennt dargestellt und jeweils Modellvorstellungen entwickelt, die es ermöglichen, im Rahmen von numerischen Brandsimulationen die dabei in Erscheinung tretenden physikalischen Vorgänge adäquat abzubilden. In der Natur tritt entweder der freie oder der erzwungene konvektive Wärmeübergang im Allgemeinen jedoch nicht separat auf. Vielmehr überlagern sich beide Phänomene stets gegenseitig, da jeder erzwungenen Strömung mit konvektivem Wärmeübergang eine freie Strömung, resultierend aus den durch die Temperaturunterschiede bedingten Dichteunterschieden, überlagert ist [Wil78]. Für die praktische Anwendung lassen sich jedoch anhand von geeigneten Kriterien, beispielsweise nach *Jackson/Hall* oder die Archimedes-Zahl $Ar = \frac{Gr}{Re^2}$ ([Kau02] und [Inc96]), Bereiche definieren, in denen jeweils eine der beiden Formen des konvektiven Wärmeübergangs über die entsprechend andere dominiert bzw. beide Formen einen nennenswerten Beitrag leisten. Letzteren Bereich bezeichnet man als den Bereich der *Mischkonvektion*. Hierbei ist zu beachten, dass, wie bereits erwähnt wurde, turbulente Strömungen und folglich der einhergehende konvektive Wärmeübergang bedeutend schwieriger zu behandeln sind, als dies bei laminaren Strömungen der Fall ist. Nicht zuletzt aufgrund dessen ist dieses Gebiet nach wie vor Gegenstand der aktuellen Forschung.

Im nachfolgenden Abschnitt soll anhand von vertikalen und horizontalen ebenen Oberflächen einerseits und Rohr- bzw. Kanalströmungen andererseits untersucht werden, ob und unter welchen Bedingungen eine Form des konvektiven Wärmeübergangs überwiegt bzw. wie der Bereich der Mischkonvektion im Hinblick auf die Verwendung im Rahmen von numerischen Brandsimulationen zu behandeln ist.

3.5.1 Mischkonvektion an vertikalen und horizontalen ebenen Oberflächen

Bei der Betrachtung des konvektiven Wärmeübergangs an vertikalen und horizontalen ebenen Oberflächen liegen über- bzw. umströmte Körper (*external flow*) vor, was in gleicher Weise auch für den Fall einer Mischkonvektion gilt. Generell kann hierbei nach dem Komponentenansatz in [Chu77] und [VDI06], bei dessen Vorgehensweise ein kombinierter Wert aus den Einzelwerten der freien und der erzwungenen Konvektion bestimmt wird, zwischen *gleichgerichteter* (*assisting/aiding*) und *entgegengerichteter* (*opposing*) Mischkonvektion unterschieden werden [Lic04]. Die beiden Fälle zeichnen sich dadurch aus, dass sie sich entweder positiv oder negativ überlagern, d. h., dass sich beide Konvektionsanteile gegenseitig verstärken bzw. abschwächen. Nach [Dit95] lässt sich mit

$$\alpha_{misch} = \sqrt[n]{|\alpha_{erzw}^n \pm \alpha_{frei}^n|} \quad (3.28)$$

die erforderliche Bestimmungsgleichung für den Wärmeübergangskoeffizienten in Situationen mit Mischkonvektion α_{misch} angeben, wobei einerseits der Exponent n von der Konfiguration (Art des Körpers, Orientierung, etc.) abhängt sowie andererseits - hier entsprechend der Anwendung auf über- bzw. umströmte Körper (ebene Oberflächen) -

- a) „+“ für den gleichgerichteten und
- b) „-“ für den entgegengerichteten Fall

zu verwenden sind. Die Zuordnung zu den Fällen a) und b) hängt hierbei entscheidend von der Orientierung des Körpers (hier: ebene Oberfläche) ab, was im Folgenden näher betrachtet werden soll.

3.5.1.1 Horizontale ebene Oberflächen

Für den hier behandelte, beispielsweise in [VDI06] nicht explizit dargestellten Sonderfall von Mischkonvektion an horizontalen ebenen Oberflächen, die an der Ober- oder Unterseite erwärmt oder gekühlt werden, existieren in der Literatur zwei unterschiedliche Ansätze der Zuordnung zu den zuvor genannten Fällen.

Einerseits werden diese Bedingungen beispielsweise in [Inc96] als quer verlaufende Strömung (*transverse flow*) gemäß Abbildung 3.9 bezeichnet und unabhängig von der Richtung der freien Konvektion als gleichgerichtete Mischkonvektion (Fall a)) verstanden. Bei turbulenten



Abbildung 3.9: Quer verlaufende Strömung (*transverse flow*)

Strömungsverhältnissen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit vorliegen, seien die Effekte aus der Überlagerung zudem üblicherweise vernachlässigbar ([Inc96], [Kay04]). Allerdings zeigt unter anderem das Anwendungsbeispiel in [VDI06], dass infolge eines gleichzeitigen Auftretens von freiem und erzwungenem konvektivem Wärmeübergang auch bei nicht-laminaren Strömungen eine bedeutsame gegenseitige Beeinflussung auftreten kann, sodass die Mischkonvektion an ebenen Oberflächen in dieser Arbeit weiter verfolgt und nicht vernachlässigt wird. Andererseits lassen sich in der Literatur (z. B. [Pop90], [Lin90] und [Kay04]) viele eindeutige Belege dafür finden, dass auch bei horizontalen, ebenen Oberflächen sowohl eine gleichgerichtete als auch eine entgegengerichtete Mischkonvektion existiert. In [Lin90] wird darüber hinaus (3.28) erfolgreich auf die Fälle a) und b) bei horizontalen - und auch vertikalen - Ebenen angewendet. Dieser Vorgehensweise folgt auch Lichte in [Lic04], gemäß dem nach dem oben genannten Komponentenansatz gleichgerichtete Mischkonvektion dann vorliegt, wenn für den freien Konvektionsanteil die Strömung im Grenzschichtfluid nicht durch die Oberfläche behindert ist. Dies ergibt, wenn vorangegangene Aussage auf horizontale, ebene Oberflächen angewendet wird, die Zuordnung nach Tabelle 3.6. Abbildung 3.10 veranschau-

Tabelle 3.6: Mischkonvektion an einer horizontalen ebenen Oberfläche

	Oberseite	Unterseite
$\vartheta_{Luft} \leq \vartheta_{OF}$	gleichgerichtet (+)	entgegengerichtet (-)
$\vartheta_{Luft} > \vartheta_{OF}$	entgegengerichtet (-)	gleichgerichtet (+)

licht noch einmal diese Gegebenheiten.

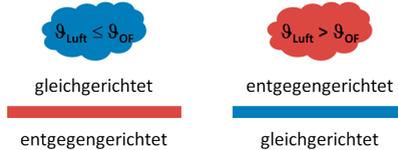


Abbildung 3.10: Mischkonvektion an einer horizontalen ebenen Oberfläche

Mithilfe dieser und weiterer Literatur (u. a. [Zho00], [Her00], [Dit95], [Roh98], [Lie04], [Kay04] und [BM99]) kann die in [Lic04] dokumentierte Modellvorstellung bestätigt und auch auf die hier vorliegenden turbulenten Strömungen ausgeweitet werden. Betrachtet man die Art der Schichtung ober- bzw. unterhalb der erwärmten oder gekühlten, horizontalen ebenen Oberfläche, so lässt sich die Zuordnung nach Tabelle 3.6 zudem grundlegend bestätigen. Im Falle einer im Vergleich zur Umgebung an der Oberseite gekühlten bzw. an der Unterseite erwärmten Oberfläche stellt sich eine weitestgehend stabile Schichtung (mit einer Trennung in der Grenzschicht) ein, die zu einer Reduktion der Turbulenz und folglich zu einem verminderten konvektiven Wärmeaustausch führt. Im Gegensatz dazu erzeugt der freie Konvektionsanteil im Falle einer im Vergleich zur Umgebung an der Oberseite erwärmten bzw. an der Unterseite gekühlten Oberfläche eine erhöhte Turbulenz mit einem folglich verbesserten konvektiven Wärmeaustausch. Abbildung 3.11 illustriert die beiden möglichen Schichtungsarten

an einer nach oben oder nach unten gerichteten und erwärmten oder gekühlten Oberfläche. Analoges war in Abschnitt 3.2 zu beobachten, da auch dort der Fall b) (an der Obersei-

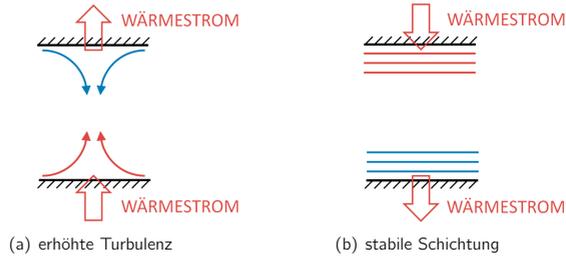


Abbildung 3.11: Mögliche Schichtungsarten an einer nach oben/nach unten gerichteten und erwärmten/gekühlten Oberfläche

te aufgeheizt bzw. an der Unterseite abgekühlt) einen höheren Wärmeübergangskoeffizienten α ergab als der Fall c) (an der Unterseite aufgeheizt bzw. an der Oberseite abgekühlt). Nach [Kak87] sind (weitere) Untersuchungen zu externer turbulenter Mischkonvektion, d. h. Mischkonvektion bei turbulent über- bzw. umströmten Körpern, nicht vorhanden, sodass auf Grundlage der zuvor dargestellten Gegebenheiten im Rahmen dieser Arbeit folgerichtig die Vorgehensweise mittels Tabelle 3.6 und (3.28) zur Berücksichtigung der Mischkonvektion an horizontalen ebenen Oberflächen verwendet wird. Der Exponent n in (3.28) liegt für diese Konfiguration üblicherweise in einem Bereich zwischen 3 und 4 (z. B.: 3 [Kay04]; 3,5 [Dit95]; 4 [Lin90]). Um eine Übereinstimmung mit dem Vorgehen bei vertikalen ebenen Oberflächen zu erzielen, wird vereinfachend $n = 3$ gewählt.

3.5.1.2 Vertikale ebene Oberflächen

Die turbulente Mischkonvektion an vertikalen ebenen Oberflächen - sowie in vertikalen Rohren/Kanälen - insbesondere bei hohen Rayleigh- und Reynolds-Zahlen ist Gegenstand der aktuellen Forschung (vgl. [Höl06]). In [Nol05] wird beispielsweise die von Hall/Price gemachte Beobachtung dargestellt, dass in einer überwiegend vom Auftrieb bestimmten Konvektion die Überlagerung einer erzwungenen Strömung zunächst den Umschlag in die Turbulenz verzögert. Der Grund hierfür ist die dadurch entstehende Einschränkung einer Ablösung der Grenzschicht. Demzufolge trat erst bei höheren Werten der Rayleigh-Zahl die den Wärmeübergang steigernde Wirkung der Überlagerung auf. Allerdings wird zugleich darauf hingewiesen, dass das beschriebene Verhalten noch nicht ausreichend untersucht wurde. Folgerichtig wird für die Berücksichtigung der Mischkonvektion an vertikalen ebenen Oberflächen im Rahmen dieser Arbeit eine andere, jedoch allgemein anerkannte und bereits vielfach dokumentierte Vorgehensweise gewählt und auf die vorliegende Problemstellung angewendet (vgl. u. a. [VDI06], [Dit95], [Inc96], [Böc06], [Bae06], [Mar07] und [Lie04]). Demnach liegt eine gleichgerichtete Mischkonvektion (Fall a)) dann vor, wenn die erzwungene Konvektionsströmung in Richtung der freien Auftriebsströmung oder in spitzem Winkel hierzu gerichtet ist,

d. h. $0^\circ \leq \gamma < 90^\circ$. Andererseits liegt eine entgegengerichtete Mischkonvektion (Fall b)) dann vor, wenn die erzwungene Konvektionsströmung entgegen der Richtung der freien Auftriebsströmung oder in stumpfem Winkel hierzu gerichtet ist, d. h. $90^\circ < \gamma \leq 180^\circ$. γ ist hierin jeweils der Winkel zwischen der erzwungenen und der freien Strömung. Abbildung 3.12 stellt diese Zusammenhänge nochmals grafisch dar. Eine gleichgerichtete Mischkonvektion mündet in einer Verstärkung bzw. Verbesserung des konvektiven Wärmeübergangs, was durch das „+“-Zeichen in (3.28) berücksichtigt wird. Andererseits mündet eine entgegengerichtete Mischkonvektion in einer Schwächung bzw. Verschlechterung und wird folgerichtig durch das „-“-Zeichen in dieser Bestimmungsgleichung berücksichtigt ([Bae06], [Dit95]).

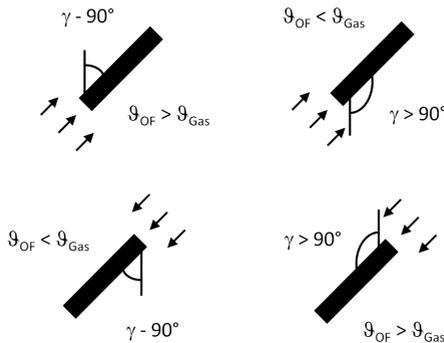


Abbildung 3.12: Gleichgerichtete und entgegengerichtete Mischkonvektion an vertikalen bzw. geneigten ebenen Oberflächen [VDI06]

Konkret für vertikale ebene Oberflächen ($\gamma = 0^\circ$ bzw. $\gamma = 180^\circ$) ausgewertet, bedeutet dies, dass gleichgerichtete Mischkonvektion bei einer erzwungenen Aufwärtsströmung an einer erwärmten Wand bzw. bei einer erzwungenen Abwärtsströmung an einer gekühlten Wand vorliegt, während entgegengerichtete Mischkonvektion bei einer erzwungenen Aufwärtsströmung an einer gekühlten Wand bzw. bei einer erzwungenen Abwärtsströmung an einer erwärmten Wand auftritt [Dit95], wie Abbildung 3.13 zeigt.

In der Literatur existiert derweil keine Einschränkung auf eine bestimmte Strömungsform. Zudem wird unter anderem aus dem Anwendungsbeispiel in [VDI06] sowie den Darstellungen in [Mar07] deutlich, dass die zuvor dargestellte Vorgehensweise gegenwärtig auf den Bereich nicht-laminarer Strömungen angewendet werden darf. Folgerichtig ist vor diesem Hintergrund auch die Anwendung auf die in dieser Aufgabenstellung vorliegenden turbulenten Strömungsverhältnisse zulässig.

Um für den erzwungenen Konvektionsanteil zu entscheiden, ob eine nach oben oder nach unten gerichtete Strömung vorliegt, wird die z-Komponente ¹⁹ der (erzwungenen Außen-)Strömung an der vertikalen ebenen Oberfläche verwendet. Als (vereinfachende) Modellannahme kann die Unterscheidung in die beiden Fälle

¹⁹ Üblicherweise ist die z-Achse entgegen der Erdbeschleunigung g gerichtet. Sollte hiervon abgewichen werden, ist stattdessen die dann entsprechende Komponente zu verwenden.

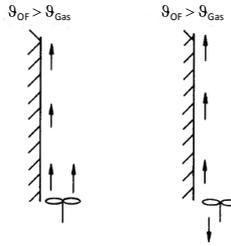


Abbildung 3.13: Gleichgerichtete und entgegengerichtete Mischkonvektion an einer vertikalen, ebenen Oberfläche [Bae06]

α) z-Komponente $\leq 0 \Rightarrow$ „nach unten gerichtet (Abwärtsströmung)“ und

β) z-Komponente $> 0 \Rightarrow$ „nach oben gerichtet (Aufwärtsströmung)“

diene, da in der zuvor dargestellten Vorgehensweise keine Angaben hierzu vorhanden sind und ein Abrücken davon außerhalb des Rahmens dieser Arbeit liegt.

Auf Grundlage der zuvor dargestellten Gegebenheiten wird im Rahmen dieser Arbeit folgerichtig das zuvor dargestellte Vorgehen unter Einbeziehung von (3.28) zur Berücksichtigung der Mischkonvektion an vertikalen ebenen Oberflächen verwendet. Der erforderliche Exponent n in (3.28) wird für diese Konfiguration üblicherweise mit $n = 3$ angenommen [Dit95].

3.5.1.3 Anwendungsbereich für entgegengerichtete Mischkonvektion

Entsprechend dem VDI-Wärmeatlas [VDI06] ist (3.28) für den Fall entgegengerichteter Mischkonvektion nicht für alle Verhältnisse Nu_{frei}/Nu_{erzw} (bzw. $\alpha_{frei}/\alpha_{erzw}$) abgesichert, sodass der Anwendungsbereich auf Situationen mit nicht zu großem freiem konvektivem Wärmeübergang beschränkt wird. Für die übrigen Konstellationen wird indes keine Aussage getroffen, was einerseits physikalische bzw. technische Fragestellungen und andererseits numerische Probleme bei der Anwendung im Rahmen von CFD-Simulationen aufwirft, da diese Situationen in der Realität durchaus auftreten können. Im Folgenden soll dieser Spezialfall mit dem Ziel einer geeigneten und praktikablen (Näherungs-)Lösung untersucht werden.

Die Begründung für die bestehende Beschränkung kann den Ausführungen in [Che86] entnommen werden. Demnach zeigen experimentelle Daten für entgegengerichtete Mischkonvektion ab einem Verhältniswert von etwa $Nu_{frei}/Nu_{erzw} = 0,8$ eine breitere Streuung bzw. eine stärkere Abweichung vom zuvor beschriebenen Komponentenansatz. Wenngleich die existierende Ergebnisdichte in diesem Bereich auch äußerst gering ist, wird demzufolge eine entsprechende Beschränkung des Anwendungsbereichs vorgeschlagen. Indes sind weder in der Literatur außer dem Komponentenansatz allgemeingültige Angaben vorhanden, wie der mathematisch mögliche Bereich des Verhältnisses zwischen 0,8 und 1,0 zu behandeln ist, noch wird der Komponentenansatz in diesem Bereich grundsätzlich widerlegt. Daher erscheint es nach Abwägen sämtlicher Vor- und Nachteile im Rahmen dieser Arbeit vertretbar, den Anwendungsbereich für entgegengerichtete Mischkonvektion bis zu einem Verhältniswert

von 1, 0 auszuweiten.

In der Literatur sind – vermutlich aufgrund der geringeren technischen Relevanz – zudem keine allgemeingültigen Angaben über den Bereich mit Verhältniswerten größer als 1, 0, d. h. für Konstellationen, in denen der freie konvektive Wärmeübergang den erzwungenen überwiegt, vorhanden. Stellt man den ursprünglich von *Churchill* beschriebenen Komponentenansatz um, so kann er alternativ in der Form

$$Y^3 = 1 \pm X^3, \quad \text{mit: } X = \frac{Nu_{frei}}{Nu_{erzw}} \quad \text{und} \quad Y = \frac{Nu_{misch}}{Nu_{erzw}}$$

geschrieben und grafisch dargestellt werden (vgl. durchgezogene Linien in Abbildung 3.14a). Für die zuvor genannten Situationen ($X > 1, 0$), würden sich dann nämlich bei entgegengerichteter Mischkonvektion (negatives Vorzeichen) negative Nusselt-Zahlen ergeben. Im Nahbereich von (großen) Bränden tritt dieser Fall aller Voraussicht nach nicht auf, da dort infolge des Brandherdes mit großen Strömungsgeschwindigkeiten zu rechnen ist, die bei Vorüberziehen an einer Oberfläche zu einem hohen erzwungenen konvektiven Wärmeübergang führen werden. Weiter entfernt können sich diese Situationen jedoch ergeben und müssen dann von einem Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen Gasphase und fester Phase geeignet beschrieben werden. Mehrere Ansätze sind hierfür denkbar und wurden im Rahmen dieser Arbeit erarbeitet und bewertet. Die evidenteste und zielführendste Vorgehensweise wird im Folgenden dargestellt. Ausgangspunkt ist die Feststellung, dass unabhängig davon, welche Art des konvektiven Wärmeübergangs überwiegt, beide bei entgegengerichteter Mischkonvektion gemäß der obigen Definition für ebene Oberflächen voneinander zu subtrahieren sind. Für den Fall, dass die erzwungene Art überwiegt, ist die freie Art in Übereinstimmung mit dem ursprünglich von *Churchill* beschriebenen Komponentenansatz hiervon zu subtrahieren. Auf analoge Art und Weise kann dieses Vorgehen jetzt ebenso auf den umgekehrten Fall übertragen werden, was auf die Formulierung

$$Nu_{misch}^3 = Nu_{frei}^3 - Nu_{erzw}^3 \quad \text{bzw.} \quad Y^3 = X^3 - 1$$

führt. Zusammengefasst mit der oben angegebenen Formulierung lässt sich demnach die Beziehung (vgl. u. a. [Bae06])

$$Y^3 = |1 \pm X^3| \quad \text{bzw.} \quad Nu_{misch}^3 = |Nu_{erzw}^3 \pm Nu_{frei}^3|$$

respektive die Beziehung (3.28) (vgl. [Lic04]) ableiten. Analytisch bedeutet dies im Bereich $X > 1, 0$ eine Spiegelung des Kurvenverlaufs an der Abszisse, womit das Auftreten von negativen Nusselt-Zahlen verhindert wird und sich ein qualitativ vergleichbarer Verlauf wie bei der Mischkonvektion in vertikalen Rohren ergibt (vgl. Abbildung 3.16). Das Vorgehen bei entgegengerichteter Mischkonvektion kann gewissermaßen als Bildung einer *Netto-Nusselt-Zahl* bzw. eines *Netto-Wärmeübergangskoeffizienten* verstanden werden. Es ist nun ebenfalls möglich, die oben angegebene und in Abbildung 3.14a dargestellte Beziehung derart zu modifizieren, dass die Nusselt-Zahl für Mischkonvektion auf den Wert bei alleinigem freiem konvektivem Wärmeübergang bezogen wird. Diese lässt sich dann gemäß

$$\tilde{Y}^3 = \left| \tilde{X}^3 \pm 1 \right|, \quad \text{mit: } \tilde{X} = \frac{Nu_{erzw}}{Nu_{frei}} \quad \text{und} \quad \tilde{Y} = \frac{Nu_{misch}}{Nu_{frei}}$$

3.5 Gleichzeitiges Auftreten von freiem und erzwungenem konvektivem Wärmeübergang - Mischkonvektion

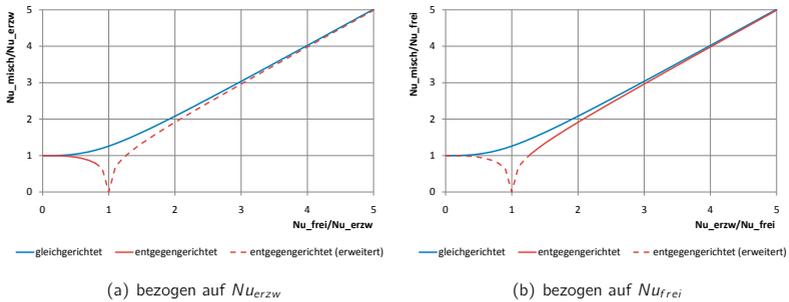


Abbildung 3.14: Nusselt-Zahl für gleich- und entgegengerichtete Mischkonvektion

formulieren und entsprechend Abbildung 3.14b darstellen. Die eingangs angegebene Beschränkung würde sich damit zu $Nu_{erzw}/Nu_{frei} > 1,25$ ergeben.

In Abbildung 3.14 sind die Beziehungen, aus denen sich die Nusselt-Zahl für gleich- und entgegengerichtete Mischkonvektion ergibt, grafisch dargestellt. Die durchgezogenen Linien decken die in [Che86] definierten Bereiche ab, während die Strichlinien die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Erweiterungen zeigen. Hierdurch können für sämtliche Verhältnisse von Nu_{frei}/Nu_{erzw} bzw. $\alpha_{frei}/\alpha_{erzw}$ die jeweiligen Werte bei Mischkonvektion mittels (3.28) bestimmt werden.

Zu beachten ist, dass diese vorgeschlagene Vorgehensweise im erweiterten Anwendungsbereich für entgegengerichtete Mischkonvektion unter Umständen größere Abweichungen aufweisen kann. Jedoch lässt sich diese Zone nochmals bedeutend einschränken, da lediglich ein *kritischer Bereich* davon betrachtet werden muss, in dem beiden Arten des konvektiven Wärmeübergangs einen nennenswerten Einfluss besitzen und folglich von Mischkonvektion zu sprechen ist. Sollte indes eine der beiden Arten überwiegen bzw. in einer Grenz Betrachtung allein auftreten, ist ohnehin nur deren Wert (Nu bzw. α) maßgebend und das Vorgehen folgerichtig eindeutig und ohne Näherung. Dies wird anhand der (durchgezogenen) Kurvenverläufe an den Abszissenrändern in Abbildung 3.14 klar ersichtlich. Es ist daher abschließend zu überprüfen, ab welchem Verhältniswert zwischen freiem und erzwungenem konvektivem Wärmeübergang von einem Überwiegen der freien Art (d. h. $Nu_{frei} \gg Nu_{erzw}$) ausgegangen werden kann. Berücksichtigt man die Unsicherheiten, die mit den empirischen Korrelationen zur Bestimmung von Nusselt-Zahlen üblicherweise verbunden sind (vgl. [Che86], [Inc96]), so ist die Annahme erlaubt, dass eine 10 %ige Abweichung bei Verwendung des Wertes für alleinigen freien konvektiven Wärmeübergang anstatt des Wertes für Mischkonvektion tolerierbar ist. Unter Verwendung der zuvor angegebenen Beziehungen lässt sich dies formelmäßig mit

$$\frac{Nu_{misch}}{Nu_{frei}} = \sqrt[3]{1 - \frac{Nu_{erzw}}{Nu_{frei}}} = 0,9 \quad (\text{bzw. } 1,1)$$

darstellen²⁰. Wird dieser Ausdruck ausgewertet, so erhält man mit

$$\frac{Nu_{frei}}{Nu_{erzw}} = 1,545$$

den Verhältniswert, ab dem von einem Überwiegen der freien Art ausgegangen werden kann. Für sehr große Werte von Nu_{frei} gegenüber Nu_{erzw} gleichen sich die Nusselt-Zahlen für gleich- und entgegengerichtete Mischkonvektion immer weiter an, bis sich schließlich in der Grenzbetrachtung $Nu_{misch,gleich} \approx Nu_{misch,entgegen}$ ergibt. Es ist währenddessen noch immer folgerichtig und der Erwartung entsprechend die Nusselt-Zahl für entgegengerichtete Mischkonvektion geringer als für gleichgerichtete, d. h. es existiert kein Schnittpunkt zwischen den beiden Kurven $\tilde{Y}^3 = |1 - X^3|$ und $Y^3 = 1 + X^3$ (bzw. $\tilde{Y}^3 = |\tilde{X}^3 - 1|$ und $\tilde{Y}^3 = \tilde{X}^3 + 1$). Der vorgenannte *kritische Bereich* für ebene Oberflächen mit entgegengerichteter Mischkonvektion und erhöhtem freiem konvektivem Wärmeübergang kann demnach zusammenfassend angegeben werden zu

$$0,8 \leq \frac{Nu_{frei}}{Nu_{erzw}} \leq 1,545.$$

Werden exemplarisch die obere Grenze einerseits für gleich- und andererseits für entgegengerichtete Mischkonvektion ausgewertet und die beiden resultierenden Nusselt-Zahlen Nu_{misch} anschließend ins Verhältnis gesetzt, so wird ein deutlicher Unterschied zwischen gleich- und entgegengerichteter Mischkonvektion erkennbar. Ferner lässt sich auf einfache Weise zeigen, dass im oben angegebenen kritischen Bereich die Nusselt-Zahl für (entgegengerichtete) Mischkonvektion stets kleiner ist, als die entsprechende Nusselt-Zahl bei alleinigem freiem konvektivem Wärmeübergang. Je nach Nu_{frei}/Nu_{erzw} -Verhältnis ist in demselben Bereich Nu_{misch} kleiner oder größer als die entsprechende Nusselt-Zahl bei alleinigem erzwungenem konvektivem Wärmeübergang. Konsequenz ist der Algorithmus für den erweiterten Anwendungsbereich so zu wählen, dass sich Nu_{misch} zwischen den entsprechenden Nusselt-Zahlen bei alleinigem freiem bzw. erzwungenem konvektivem Wärmeübergang ergibt. Die Annahme $Nu_{misch} = Nu_{frei}$ bzw. $Nu_{misch} = Nu_{erzw}$ oder etwa $Nu_{misch} = 0$ wäre entsprechend verfehlt. Das vorgeschlagene Vorgehen der Überlagerung mit Absolutwertbildung ist daher einzig folgerichtig und vollkommen geeignet. Es ist überdies stringent, da es das Grundprinzip der Überlagerung bei entgegengerichteter Mischkonvektion an ebenen Oberflächen - Differenzbildung der Werte bei alleinigem freiem bzw. erzwungenem konvektivem Wärmeübergang (Netto-Bilanz) - aufgreift, und konsistent, da sich für $Nu_{frei} \rightarrow \infty \wedge Nu_{erzw} = \text{const.}$ die Situation $Nu_{misch} \rightarrow Nu_{frei}$ einstellt. Das Verfahren bzw. dessen Gleichungen stehen ferner mit in der Literatur (u. a. [Lic04], [Bae06], [Dit95]) anzutreffenden Angaben in Einklang. Die unter Umständen bei dieser Erweiterung des Anwendungsbereiches der entgegengerichteten Mischkonvektion auftretenden größeren Abweichungen erscheinen nach Abwägen sämtlicher Vor- und Nachteile im Rahmen dieser Arbeit vertretbar. Insbesondere ist der kritische Bereich gering und tritt in aller Regel erst weiter entfernt vom Brandherd auf. Diese Zone ist jedoch oft nicht der vorrangig interessante Bereich. Darüber hinaus ist die Vorgehensweise, wie zuvor dargestellt wurde, folgerichtig und substantiiert, währenddessen mit Ausnahme der vorgenannten, in Einklang mit dem gewählten Vorgehen stehenden Literatur keine weiteren Angaben über den erweiterten Anwendungsbereich vorliegen.

²⁰ Es lässt sich leicht zeigen, dass der Fall 1, 1 nicht auftreten kann.

3.5.2 Mischkonvektion bei Rohr-/Kanalströmungen

Auch bei Rohr- bzw. Kanalströmungen können sich der freie und der erzwungene konvektive Wärmeübergang überlagern und auf diese Weise zu einer Mischkonvektion führen. Da diese Konfigurationen für technische Fragestellungen von großer Bedeutung sind, wurden in größerem Umfang entsprechende Untersuchungen durchgeführt. Anhand der im Rahmen dieser Arbeit behandelten Situation eines brandbeanspruchten Lüftungskanals wird im Folgenden die Behandlung der Mischkonvektion im Innern von horizontal und vertikal angeordneten Kanälen im entwickelten Modell dargestellt.

3.5.2.1 Horizontale Rohre/Kanäle

Wie bereits in Unterabschnitt 3.4.1 dargestellt wurde, liegen in der Praxis, wie auch bei der vorliegenden Problemstellung eines brandbeanspruchten Lüftungskanals, in Rohren bzw. Kanälen in aller Regel turbulente Strömungen vor. Gemäß [Kak87] können unter diesen Bedingungen in *horizontalen* Rohren bzw. Kanälen der Anteil einer freien Konvektion und demzufolge auch eine etwaige Mischkonvektion vernachlässigt werden. Diese Aussage wird vereinfachend auch auf laminare Strömungen und den Übergangsbereich übertragen. Daher werden im Rahmen dieser Arbeit der freie konvektive Wärmeübergang und die Mischkonvektion in horizontalen Rohren/Kanälen nicht tiefer gehend betrachtet, sondern die Untersuchung auf die erzwungene Form (vgl. Abschnitt 3.4) beschränkt. Für andere Fragestellungen, beispielsweise laminare Strömungen in horizontalen Rohren, sei an dieser Stelle auf die einschlägige Fachliteratur hierzu (z. B. [Kak87]) verwiesen.

3.5.2.2 Vertikale Rohre/Kanäle

In der Praxis fällt der Anteil der vertikalen Lüftungskanäle verglichen mit der horizontalen Anordnung naturgemäß geringer aus, da Letztere oft eine große Anzahl an Räumen auf einer Etage bzw. Ebene versorgen müssen, während vertikale Kanäle in der Regel die Versorger der horizontalen Kanäle darstellen und von Etage zu Etage geführt werden (vgl. Abbildung 3.15). Ferner deuten entsprechende Angaben in DIN V 4102-21 [DIN02] daraufhin, dass waagerechte, d. h. horizontale Lüftungsleitungen (= Lüftungskanäle) bei einer Brandprüfung im Brandraum eher die Standsicherheit verlieren als senkrechte Lüftungsleitungen. Dennoch stellen sie einen bedeutenden Baustein der technischen Gebäudeausrüstung dar und sollen daher im Folgenden auf die Notwendigkeit zur Berücksichtigung des freien konvektiven Wärmeübergangs bzw. einer Mischkonvektion untersucht werden. Als Grundlage hierfür dienen die Kriterien nach *Jackson/Hall* (3.29) und (3.30), die in [Jac79] bzw. [Kak87] publiziert wurden.

$$\text{genauerer Kriterium: } \frac{\overline{Gr}_b \left(\frac{\eta_{OF}}{\eta_b} \right) \left(\frac{\rho_b}{\rho_{OF}} \right)^{0,5}}{Re_b^{2,7} \overline{Pr}_b^{0,5}} < 10^{-5} \quad (3.29)$$

$$\text{vereinfachtes Kriterium: } \frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2,7}} < 10^{-5} \quad (3.30)$$

3 Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase

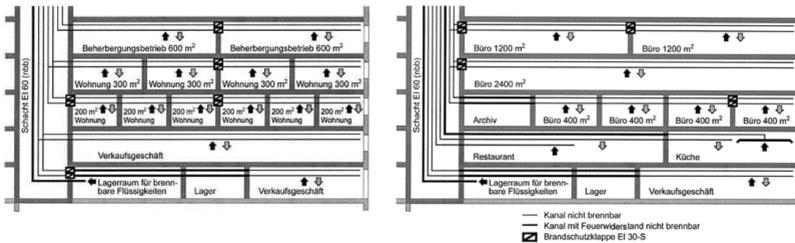


Abbildung 3.15: Prinzipielle Anordnung von horizontalen und vertikalen Lüftungskanälen in unterschiedlichen Gebäuden [VKF03]

Denn anders als bei der Mischkonvektion an vertikalen, ebenen Oberflächen ist zwar auch das Phänomen der Mischkonvektion in vertikalen Rohren bzw. Kanälen nach wie vor Gegenstand der aktuellen Forschung (vgl. [Höl06]), indes war es für diese Konfigurationen in der Vergangenheit möglich, bedeutend konkretere Modellvorstellungen abzuleiten und entsprechende Korrelationen zur Berücksichtigung der gegenseitigen Überlagerung von freiem und erzwungenem konvektivem Wärmeübergang zu entwickeln.

Alternativ zu der bei vertikalen ebenen Oberflächen verwendeten Vorstellung, dass es bei einer Überlagerung beider Konvektionsarten unter der Voraussetzung gleicher (entgegengesetzter) Strömungsrichtungen zu einer Verstärkung (Minderung) des konvektiven Wärmeübergangs kommt, wurde von den zuvor genannten *Jackson* und *Hall* eine dieser erweiterten Modellvorstellungen für vertikale, turbulent durchströmte Rohre entwickelt, die auf Versuchsbeobachtungen und -ergebnissen - diese liegen beispielsweise für vertikale Wände noch nicht in ausreichender Anzahl vor [Höl06] - sowie der Betrachtung von globalen Größen beruht. Sie wurde bereits vor geraumer Zeit unter anderem in [Hal71] und [Jac79] veröffentlicht und ist bis heute vielseitig anerkannt. Es erweist sich daher als zweckmäßig und folgerichtig, diese alternative und adäquatere Modellvorstellung im Rahmen dieser Arbeit auf die Betrachtung der Mischkonvektion im Innern von vertikalen Rohren/Kanälen anzuwenden ²¹.

Infolge dieser Modellvorstellungen und der hieraus abgeleiteten Kriterien (3.29) und (3.30) kann analysiert werden, ob eine nennenswerte gegenseitige Überlagerung der beiden an der Mischkonvektion beteiligten Konvektionsarten besteht und diese - falls erforderlich - anschließend mithilfe geeigneter Korrelationen erfasst werden. Werden die oben genannten Kriterien erfüllt, d. h. liegen Werte in der Größenordnung um oder kleiner 10^{-5} vor, so kann in sehr guter Näherung davon ausgegangen werden, dass der Einfluss der freien Konvektion und in-folgedessen eine Mischkonvektion bei der Betrachtung des konvektiven Wärmeübergangs vernachlässigt werden dürfen. Kann dies für die vorliegende Problemstellung brandbeanspruchter Lüftungskanäle nachgewiesen werden, ist es wie für horizontale Rohre/Kanäle möglich, das zu erarbeitende Modell auf den Anteil des erzwungenen konvektiven Wärmeübergangs zu beschränken. Dieser Sachverhalt soll im Folgenden untersucht werden.

Aufgrund der Betrachtung von Lüftungskanälen sind notwendigerweise Strömungsgeschwin-

²¹ Die Übertragung bzw. Untersuchung einer möglichen Übertragbarkeit auf vertikale Wände im Allgemeinen, d. h. auch auf vertikale, ebene Oberflächen, liegt indes außerhalb des Rahmens dieser Arbeit.

digkeiten vorhanden, mit denen - bei einem Temperaturunterschied zwischen Kanaloberfläche und strömendem Fluid (hier: Luft) - folgerichtig die Existenz von erzwungenem konvektivem Wärmeübergang einhergeht. Der Temperaturunterschied zwischen der Oberfläche und der Luft im Kanal führt indes gleichzeitig zum Auftreten von freier Konvektion. Infolgedessen tritt eine Überlagerung beider Anteile und eine gegenseitige Beeinflussung ein, d. h., es kommt im vorliegenden Fall zu einer Verstärkung bzw. Schwächung der erzwungenen Konvektion, was sich über den Quotienten $Nu_{\text{misch}}/Nu_{\text{erzw}}$ in geeigneter Form darstellen lässt (vgl. [Jac79]). Je nach Richtung der erzwungenen Strömung - v_{Gas} nach unten bzw. nach oben - und Vorzeichen der Temperaturdifferenz - $\Delta\theta < 0$ bzw. $\Delta\theta > 0$ - lassen sich wiederum insgesamt vier Fälle unterscheiden, bei denen in jeweils zwei Fällen die Strömungen in gleicher bzw. in entgegengesetzter Richtung orientiert sind. Tabelle 3.7 zeigt die Matrix der möglichen Situationen von Mischkonvektion in vertikalen Röhren bzw. Kanälen. Die

Tabelle 3.7: Mischkonvektion in vertikalen Röhren bzw. Kanälen

	erwärmte Oberfläche, d. h. $\Delta\theta < 0$	gekühlte Oberfläche, d. h. $\Delta\theta > 0$
v_{Gas} nach unten	entgegengerichtet (+)	gleichgerichtet (-)
v_{Gas} nach oben	gleichgerichtet (-)	entgegengerichtet (+)

Modellvorstellung von *Jackson/Hall* für vertikale Röhre/Kanäle lässt sich anhand eines Zweischichten-Modells (vgl. auch [Sch06]) - hier exemplarisch für ein beheiztes Rohr dargestellt - erklären. Demnach sind, wie an ebenen Oberflächen, gleichgerichtete (buoyancy-aided) und entgegengerichtete (buoyancy-opposed) Mischkonvektion, das bedeutet beide Konvektionsströmungen in gleicher bzw. in entgegengesetzter Richtung, nach wie vor vorhanden. Jedoch ändert sich für die vorliegende Konfiguration in Kombination mit turbulenten Strömungsverhältnissen deren Auswirkung. Infolge der durch die Beheizung verringerten Dichte erfährt das Fluid in der wandnahen Schicht eine Auftriebskraft, die im gleichgerichteten Fall dazu neigt, die Schubspannungen in der wandfernen (Kern-)Schicht zu reduzieren. Folglich wird ebenfalls die Turbulenzentwicklung über das Rohr vermindert, was letztlich in einer sogenannten *Laminarisierung (laminarization)* und damit einhergehend in einer verminderten Wärmeübertragung durch konvektiven Wärmeübergang mündet [Kak87]. Im entgegengerichteten Fall erzeugt die Auftriebskraft ein steileres Spannungsprofil über den Querschnitt - Spannungszunahme in der Auftriebsschicht [Jac79] -, womit die Turbulenzentwicklung und folglich die Wärmeübertragung durch konvektiven Wärmeübergang verstärkt werden [Van05]. Bei größer werdenden Auftriebskräften tritt im gleichgerichteten Fall eine Umkehrung des Verhaltens auf, bis letztlich bei sehr großen Auftriebskräften auch in dieser Konfiguration eine Verstärkung der Wärmeübertragung bedingt durch ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil beobachtet werden kann ([Van05], [Jac79]). Da jedoch in Lüftungskanälen in aller Regel Geschwindigkeiten von 6 bis $12 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ vorhanden sind (u. a. [Jen08], [Hor04] und [IMO07]), wird dieser Bereich in der vorliegenden Problemstellung nicht erreicht. Abbildung 3.16 zeigt anhand eines beheizten Rohres (linke Spalte in Tabelle 3.7) das prinzipielle Verhalten des konvektiven Wärmeübergangs bei Mischkonvektion in vertikalen Röhren/Kanälen. In [Löw07] wird diese Modellvorstellung anhand einer alternativen Darstellung auf Grundlage der Differenzgeschwindigkeit

zwischen wandnaher Schicht und Kern der Strömung mit demselben Resultat erklärt.

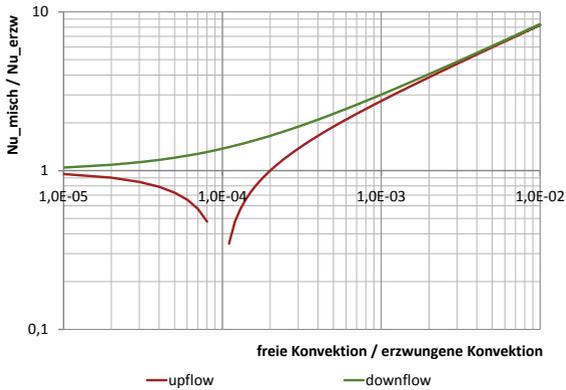


Abbildung 3.16: Prinzipielles Verhalten des konvektiven Wärmeübergangs bei Mischkonvektion in vertikalen, beheizten Rohren [Jac79]

Da die grundlegenden physikalischen Vorgänge (Zwei-Schichten-Modell, Abtriebskraft [Pre72] etc.) in gleicher Art und Weise auch bei gekühlten Rohren/Kanälen vorliegen, kann das dargestellte prinzipielle Verhalten auch auf diese Konfigurationen entsprechend übertragen werden (vgl. [Cha99]). Es ergeben sich ferner aus dieser Modellvorstellung die in den Klammern in Tabelle 3.7 angegebenen Vorzeichen für eine Überlagerung mit geeigneten, beispielsweise in [Jac79] oder [Kak87] dokumentierten Korrelationen ²².

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Fälle gemäß Tabelle 3.7 unter Berücksichtigung der Kriterien (3.29) und (3.30) genauer untersucht. Als Parameter dienen die Oberflächentemperatur des Kanals und die Temperatur der durchströmenden Luft, die beide im Intervall [0 °C; 1000 °C] variiert wurden. Als Strömungsgeschwindigkeit der Luft im Kanal wurde ein Wert von $9 \frac{m}{s}$, also der Mittelwert des oben genannten Intervalls $[6 \frac{m}{s}; 12 \frac{m}{s}]$, gewählt und mit $D = 0,5 m$ ein mittlerer Durchmesser angenommen. Ferner wurden die temperaturabhängigen Stoffwerte von Luft dem VDI-Wärmeatlas [VDI06] entnommen.

Für die Fälle entgegengerichteter Mischkonvektion ergeben sich hieraus Werte von etwa $5,0 \cdot 10^{-5}$ für das vereinfachte Kriterium (3.30) und $3,5 \cdot 10^{-5}$ für das genauere Kriterium (3.29), womit der Wert 10^{-5} moderat überschritten ist. Setzt man jedoch die ermittelten Werte in die beispielsweise in [Jac79] dokumentierte Korrelation (3.31) für entgegengerichtete Mischkonvektion in vertikalen Rohren ein, so ergeben sich für den Quotienten Nu_{misch}/Nu_{erzw} Werte von 1,10 bzw. 1,074. Dies bedeutet, dass maximale Abweichungen von 10 % bzw. 7,4 % auftreten, wenn anstatt der Nu -Zahl für Mischkonvektion die Nu -Zahl der reinen erzwungenen Konvektion verwendet wird. Da diese Differenzen in derselben Größenordnung liegen bzw. sogar geringer sind als die Unsicherheiten, die mit den empirischen

²² Der Bereich sehr großer Auftriebskräfte im gleichgerichteten Fall bleibt hierbei wiederum unberücksichtigt, sodass lediglich das negative Vorzeichen angegeben ist.

Korrelationen zur Bestimmung von Nusselt-Zahlen üblicherweise verbunden sind, kann im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss der freien Konvektion bei entgegengerichteter Mischkonvektion in vertikalen Rohren/Kanälen in guter Näherung vernachlässigt werden.

$$\frac{Nu_{misch}}{Nu_{erzw}} = \left(1 + 2750 \left(\frac{Gr_b}{Re_b^{2,7}} \right)^{0,91} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.31)$$

Wie Abbildung 3.16 zeigt, können bei gleichgerichteter Mischkonvektion bedeutend größere Abweichungen vom Wert der reinen erzwungenen Konvektion auftreten, als dies bei entgegengerichteter Mischkonvektion der Fall ist. Insbesondere gilt dies für den Bereich zwischen $1 \cdot 10^{-5}$ und $1 \cdot 10^{-4}$. Aufgrund dessen wurde im Rahmen dieser Arbeit diese Konstellation anhand der Kriterien (3.29) und (3.30) detaillierter analysiert. Die Ergebnisse dieser Untersuchung zeigen die Abbildungen 3.17 und 3.18 ($v \hat{=}$ vereinfachtes Kriterium; $g \hat{=}$ genaueres Kriterium). Es sind hier über der Temperatur der durchströmenden Luft ϑ_b (im

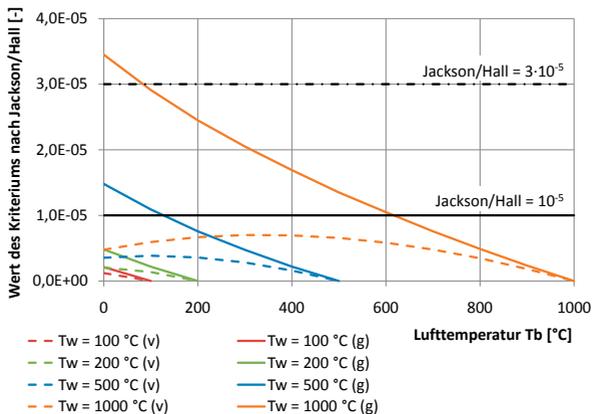


Abbildung 3.17: Auswertung der Kriterien (3.29) und (3.30) für gleichgerichtete Mischkonvektion in einem nach oben durchströmten, beheizten Kanal

Diagramm: T_b für unterschiedliche Oberflächentemperaturen ϑ_w (im Diagramm: T_w) die Werte aufgetragen, die sich nach Auswertung der beiden Kriterien ergeben. Zusätzlich ist die von *Jackson/Hall* genannte Grenze 10^{-5} und der - auf der sicheren Seite liegende - Wert $3 \cdot 10^{-5}$ eingetragen, welcher aus [Jac79] und [Kak87] ableitbar ist. Letztere stellt eine Grenze dar, unterhalb derer Abweichungen von weniger als etwa 20 % auftreten, wenn anstatt der *Nu*-Zahl für Mischkonvektion die *Nu*-Zahl der reinen erzwungenen Konvektion

²³ Nach [Jac79] ist der für die Kriterien angegebene kritische Wert 10^{-5} aufgrund einiger Vereinfachungen und Annahmen bei der Erarbeitung der Modellvorstellung gezwungenermaßen etwas hypothetisch bzw. ungesichert. Es erscheint daher durchaus gerechtfertigt, diese Grenze nach beiden Seiten hin etwas aufzuweichen.

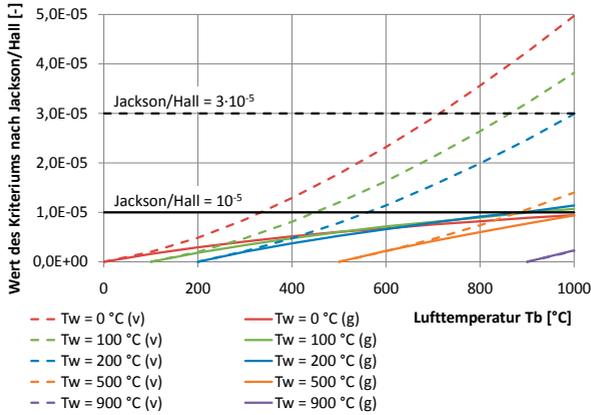


Abbildung 3.18: Auswertung der Kriterien (3.29) und (3.30) für gleichgerichtete Mischkonvektion in einem nach unten durchströmten, gekühlten Kanal

verwendet wird. Diese Grenze wurde gewählt, da die auftretenden Abweichungen dann dieselbe Größenordnung besitzen wie die Unsicherheiten, die mit den empirischen Korrelationen zur Bestimmung von Nusselt-Zahlen üblicherweise verbunden sind [Inc96]. Es zeigt sich, dass mit wenigen Ausnahmen die mithilfe der beiden Kriterien ermittelten Werte unterhalb der genannten Grenzen liegen und in der Folge Abweichungen von bis zu 20 % nicht übersteigen. Ferner wird deutlich, dass bei Verwendung des genaueren Kriteriums (3.29) folgerichtig eine zusätzliche und bedeutende Verringerung der Ausnahmefälle eintritt. Diese vereinzelt Ausnahmefälle, für die eine Mischkonvektion zu berücksichtigen wäre, treten jedoch lediglich in solchen (besonders ungünstigen) Konstellationen auf, in denen äußerste Extreme, beispielsweise sehr niedrige Luft- und sehr hohe Oberflächentemperaturen (vgl. Abbildung 3.17), gleichzeitig aufeinandertreffen. Sie besitzen daher eher theoretischen Wert, da sie in der Praxis bei brandbeanspruchten Lüftungskanälen in aller Regel nicht auftreten werden und folglich nicht Gegenstand dieser Arbeit sind. Die Ergebnisse der für eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit der Luft im Kanal von $9 \frac{m}{s}$ und einen mittleren Durchmesser von $D = 0,5 m$ durchgeführten Untersuchung lassen sich in entsprechender Art und Weise grundsätzlich auch auf Fälle mit geringeren bzw. höheren Geschwindigkeiten und Durchmessern übertragen. Dabei nehmen die Abweichungen bei geringeren Geschwindigkeiten etwas zu bzw. bei höheren Geschwindigkeiten etwas ab, da folgerichtig der Anteil der erzwungenen Konvektion sinkt bzw. steigt. Entsprechendes lässt sich auch für einen größeren bzw. kleineren Durchmesser des Kanals formulieren.

Auf Grundlage der Ergebnisse dieser Untersuchung mit der Modellvorstellung sowie den Kriterien nach Jackson/Hall kann im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss der freien Konvektion auch bei gleichgerichteter Mischkonvektion in vertikalen Rohren/Kanälen in guter Näherung vernachlässigt werden. Resümierend können für die vorliegende Aufgabenstellung demzufolge

bei turbulenten Strömungen in vertikalen Röhren bzw. Kanälen der Anteil der freien Konvektion und folgerichtig auch eine Mischkonvektion, unabhängig davon, ob die Auftriebs-/Abtriebskräfte in Richtung der aufgeprägten (erzwungenen) Strömung oder entgegen dieser wirken, vernachlässigt werden. Vielmehr reicht es aus, wie für horizontale Röhre/Kanäle den Anteil der reinen erzwungenen Konvektion nach Abschnitt 3.4 zur Beschreibung und Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangs zwischen Gasphase und fester Phase im Inneren von Röhren bzw. Kanälen zu berücksichtigen.

Laminare Strömungen und Übergangsbereich

Die Informationsdichte für die Betrachtung einer Mischkonvektion bei laminaren Strömungen sowie im Übergangsbereich in Röhren/Kanälen ist verglichen mit den dokumentierten Untersuchungen bei turbulenten Strömungsverhältnissen signifikant geringer. Der VDI-Wärmeatlas [VDI06] beispielsweise nennt keine Gleichungen, mit denen dieses Phänomen beschrieben werden kann. In [Kak87] werden einige wenige anhand von Versuchswerten abgeleitete Korrelationen dargestellt, jedoch weisen diese - in aller Regel für Flüssigkeiten bestimmte - Gleichungen große Abweichungen/Unsicherheiten auf, sodass deren Anwendbarkeit auf die vorliegende Aufgabenstellung äußerst problematisch und wenig zielführend erscheint. Überdies ist, wie bereits mehrfach dargestellt, der technisch bzw. praktisch interessante Bereich nicht der Bereich der laminaren Strömungen oder der Übergangsbereich, sondern vielmehr der Bereich der turbulenten Strömungsverhältnisse. Infolgedessen wird im Rahmen dieser Arbeit für die Berücksichtigung der Mischkonvektion bei laminaren Strömungen sowie im Übergangsbereich in vertikalen Röhren/Kanälen, wie für horizontale Röhre/Kanäle vereinfachend die Vorgehensweise bei turbulenter Strömung übernommen und folglich $\alpha_{misch} = \alpha_{erzw}$ angenommen.

Der freie konvektive Wärmeübergang und die Mischkonvektion in vertikalen Röhren/Kanälen wird indes in dieser Arbeit nicht tiefergehend betrachtet, sondern die Untersuchung auf die erzwungene Form (vgl. Abschnitt 3.4) beschränkt. Bei Bedarf sei für andere Fragestellungen, beispielsweise laminare Strömungen in vertikalen Röhren ohne und mit Mischkonvektion, an dieser Stelle auf die einschlägige Fachliteratur hierzu (z. B. [Kak87] oder [VDI06]) verwiesen.

3.6 Numerische Umsetzung

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die notwendigen Konzepte, Modellgleichungen sowie Entscheidungs- bzw. Unterscheidungskriterien (u. a. Konzept der Relokalisierung, Behandlung des gleichzeitigen Auftretens von freiem und erzwungenem konvektivem Wärmeübergang) erarbeitet, die zur Beschreibung bzw. Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangs zwischen fester Phase und Gasphase an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen einerseits sowie Röhren bzw. Kanälen andererseits erforderlich sind. Das Modell wurde mit Modulcharakter ohne Abhängigkeit von einem bestimmten Brandsimulationscode mit einer und für eine effiziente numerische Formulierung entwickelt. Es kann daher unkompliziert in einen Quellcode umgesetzt und in das jeweils vorliegende Brandsimulationsprogramm integriert werden. Am Beispiel des *Fire Dynamics Simulator (Version 5)* [McG07a] wird dies im

Rahmen dieser Arbeit exemplarisch durchgeführt. Ferner enthält Anhang B geeignete Funktionen zur Beschreibung der temperaturabhängigen Stoffwerte von Luft, die Bestandteil der Modellgleichungen sind.

3.7 Schnittstellen - Eingangswerte und Rückgabewert

Eine der Zielsetzungen dieser Arbeit ist es, ein Modell zu entwickeln, welches in seinen Grundlagen und seiner Struktur derart modular aufgebaut ist, dass es in jeden bestehenden oder zukünftigen CFD-Brandsimulationscode integriert werden kann. Um dies zu erreichen, sind insbesondere universelle Schnittstellen zu formulieren, an denen Werte vom CFD-Code an das Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase übergeben werden - im Folgenden *Eingangswerte* genannt - sowie in umgekehrter Richtung vom entwickelten Modell an die CFD-Brandsimulation - im Folgenden *Rückgabewerte* genannt. Es ist einleuchtend, dass diese zunächst numerischen Schnittstellen auch physikalisch im Bereich der Kontaktfläche zwischen Gasphase und fester Phase vorhanden sind.

Die Eingangswerte lassen sich mühelos aus den in diesem Kapitel erarbeiteten Modellgleichungen erschließen. Sie lassen sich allgemein in fluid- (hier: gas-) und festkörperbezogene sowie geometrische Größen unterscheiden. Unter anderem für die Bestimmung der konvektiven Wärmestromdichte nach (3.2) wird die Temperatur der Gasphase ϑ_{Gas} benötigt, die im CFD-Code in jeder Gasphasenzelle bestimmt werden muss. Zur Selektion der geeigneten Gastemperatur wurden bereits in den vorangegangenen Abschnitten die entsprechenden Aussagen getroffen. Darüber hinaus werden beispielsweise zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten einzelne Stoffwerte der Gasphase benötigt. Da sich diese als reine Funktionen von Temperatur²⁴ darstellen lassen (vgl. Anhang B), ist auch hierbei die Kenntnis von ϑ_{Gas} ausreichend. Die Kenntnis der Geschwindigkeit der Gasphase v_{Gas} ist vor allem zur Bestimmung der Reynolds-Zahl erforderlich. Da sie aber ebenso wie die Temperatur der Gasphase im CFD-Code in jedem Fall in jeder Gasphasenzelle bzw. an deren Rändern bestimmt werden muss, besteht auch hierfür kein weiterer Handlungsbedarf im Brandsimulationsprogramm selbst. Als festkörperbezogene Größe genügt die Oberflächentemperatur der festen Phase ϑ_{OF} , die beispielsweise in (3.2) zur Bestimmung der konvektiven Wärmestromdichte oder aber für den Korrekturterm k_{ϑ} bei Rohren bzw. Kanälen verwendet wird. Diese Größe muss ebenfalls per se im Brandsimulationscode enthalten sein. In Kapitel 4 wird ein eigenes, erweitertes Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung in der festen Phase erarbeitet, das auch die Oberflächentemperatur ϑ_{OF} bestimmt (vgl. Abschnitt 4.7). Die geometrischen Größen charakteristische Länge bei ebenen Oberflächen bzw. hydraulischer Durchmesser und Kanallänge bei Rohren/Kanälen werden nicht vom Modell bestimmt, sondern als Parameter (Eingabegröße) vorgegeben (s. Abschnitt 3.9).

Bei der Betrachtung der erforderlichen Rückgabewerte wird relativ schnell deutlich, dass die Übergabe der konvektiven Wärmestromdichte $\dot{q}_{konv}(t)$ an der Kontaktfläche von Gas- und fester Phase ausreichend ist. Diese wird vom Modell in einem letzten Schritt über (3.2) mit

²⁴ In Anhang B ist dargestellt, dass die Druckabhängigkeit der Stoffwerte in der vorliegenden Problemstellung keinen nennenswerten Einfluss besitzt.

dem zuvor ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha(t)$ berechnet und liegt damit ebenfalls wie die vorgenannten Eingangswerte ohne weiteren Handlungsbedarf zu jedem Zeitpunkt (in jedem Zeitschritt) der Berechnung vor.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sämtliche (physikalische) Größen, die in der jeweiligen Richtung zwischen dem CFD-Brandsimulationscode und dem entwickelten Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase übergeben werden müssen, in diesen beiden Modellen ohnehin enthalten sind bzw. sein müssen. Folglich sind aufseiten des bestehenden CFD-Brandsimulationscodes keinerlei Anpassungen erforderlich und das entwickelte Modell kann problemlos und modular integriert werden. Durch die Implementierung der Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten α und der in die feste Phase eintretenden bzw. diese verlassenden konvektiven Wärmestromdichte $\dot{q}_{konv}(t)$ für horizontale und vertikale ebene Oberflächen einerseits sowie Rohre bzw. Kanäle andererseits direkt in den CFD-Brandsimulationscode ist nun eine erheblich verbesserte Berücksichtigung dieser Objekte bei einem Brandgeschehen, das mithilfe numerischer Simulationen untersucht wird, gegeben.

3.8 Integration in den Brandsimulationscode FDS (Version 5)

Im Rahmen dieser Arbeit wird das entwickelte Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase beispielhaft in die gegenwärtig aktuelle Version 5 des Brandsimulationscodes FDS [McG07b], der, wie in Kapitel 2 beschrieben, den aktuellen Stand der Technik in der CFD-Brandsimulation darstellt, integriert. Der folgende Abschnitt beschreibt die codespezifischen Anpassungen und Besonderheiten des allgemein entwickelten und in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Modells.

Der Quellcode des Brandsimulationsprogramms FDS besitzt bereits die entsprechenden Befehle zur Berechnung der konvektiven Wärmestromdichte $\dot{q}_{konv}(t)$ mit dem Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha(t)$ gemäß (3.2), sodass die Integration auf die Bestimmung von $\alpha(t)$ beschränkt werden kann. Da der Code die entsprechenden Zuordnungen bereitstellt, wäre eine eigenständige Auswertung von (3.2) ebenfalls ohne Weiteres möglich. Von weiterem Vorteil ist das Vorhandensein einer separaten Funktion (function), mit der der Wärmeübergangskoeffizient - für alle Arten von thermischen Randbedingungen, d. h. insbesondere auch für die durch das entwickelte Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung (vgl. Kapitel 4) verbesserte feste Phase - berechnet werden kann, sodass Änderungen nur in dieser Routine bzw. ein Austausch derselben erforderlich sind. Die bisherige Routine auf Grundlage der - z. T. stark - vereinfachten Ansätze wurde folgerichtig durch die numerische Formulierung des im Rahmen dieser Arbeit verbesserten Modells für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase, d. h. der erarbeiteten Konzepte, Modellgleichungen sowie Entscheidungs- bzw. Unterscheidungskriterien, nahezu vollständig ersetzt. Zusätzlich wurde der SURF-Gruppe mit *KANAL* ein zusätzlicher, logischer Steuerparameter hinzugefügt, mit dem unterschieden werden kann, ob es sich bei dem jeweiligen Kontaktflächentyp um die Innenseite eines Kanals/Rohrs oder um eine gewöhnliche überströmte, ebene Oberfläche handelt. Letzterer Fall entspricht der Default-Einstellung. Der CFD-Code ist dann in

der Lage, die Berechnung für die entsprechende Konfiguration durchzuführen²⁵. Dem ursprünglichen Brandsimulationscode wurden des Weiteren zusätzliche Parameter hinzugefügt, die insbesondere dem Zwecke der Vorgabe von weiteren benötigten Größen, beispielsweise geometrischen Größen (charakteristische Länge, hydraulischer Durchmesser, Kanallänge) dienen. Diese werden im nachfolgenden Abschnitt bzw. in Anhang D zusammengefasst. Neben einer Ergänzung der Ausgabegrößen waren und sind dank des modularen Aufbaus des Modells keine weiteren Veränderungen am bestehenden Brandsimulationscode FDS erforderlich. Spätere Ergänzungen des entwickelten Modells um weitere Konstellationen mit konvektivem Wärmeübergang, beispielsweise Rohrbündel, sind damit problemlos und in analoger Art und Weise durchführbar.

3.9 Ein- und Ausgabegrößen

Der nachfolgende Abschnitt stellt die erforderlichen bzw. möglichen Eingabe- bzw. Ausgabegrößen des entwickelten Modells für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase dar. Ausgabegrößen eignen sich beispielsweise für eine weitere Verwendung in anschließenden Untersuchungen, z. B. einer Heißbemessung mit einer externen Software. Eine Zusammenfassung aller durch diese Arbeit ergänzten Input-Parameter für den Brandsimulationscode FDS (Version 5) kann Anhang D entnommen werden.

Hinsichtlich der Eingabegrößen ist einerseits der logische Steuerparameter *KANAL* für die Surfaces zu nennen. Wie bereits angesprochen, kann damit unterschieden werden, ob es sich um die Innenseite eines Kanals/Rohrs (*KANAL* = *.TRUE.*) oder um eine gewöhnliche überströmte, ebene Oberfläche (*KANAL* = *.FALSE.*) handelt. Die für den Anteil des freien konvektiven Wärmeübergangs bzw. für die Mischkonvektion benötigte Orientierung der horizontalen bzw. vertikalen ebenen Oberflächen erkennt das Programm eigenständig, sodass hierfür keine weiteren Angaben seitens des Anwenders erforderlich sind. Andererseits ist bei ebenen Oberflächen deren charakteristische Länge, d. h. im Allgemeinen die Ebenenlänge in Strömungsrichtung oder aber bei einer Verwendung als Steuerparameter im Rahmen des Konzeptes der Relokalisierung ein hiervon abweichender Wert, vorzugeben, falls nicht der Default-Wert 1,0 m verwendet werden soll. Bei der Betrachtung der Innenseite eines Kanals/Rohrs ist die Vorgabe von Werten für die Kanallänge sowie den (hydraulischen) Durchmesser zwingend erforderlich. Diese können wiederum den real vorhandenen Größen oder aber bei einer Verwendung als Steuerparameter im Rahmen des Konzeptes der Relokalisierung hiervon abweichenden Werten entsprechen.

Die Ausgabegrößen betreffend wurde im Modell eine Routine vorgesehen, die die Möglichkeit bietet, Wall Cell bezogene Größen, beispielsweise den Wärmeübergangskoeffizienten α oder die konvektive Wärmestromdichte \dot{q}_{conv} , für jeden Zeitpunkt auszugeben. Diese können einerseits für diagnostische Zwecke und andererseits für anschließende Untersuchungen verwendet werden. Ferner werden in der FDS-Implementierung grundlegende Größen wie charakteristische Längen gemeinsam mit den bereits vorhandenen Parametern wie gewohnt in der *.out*-Datei ausgegeben.

²⁵ Im Falle einer Erweiterung des Modells um zusätzliche Konfigurationen ist eine analoge Vorgehensweise für die Unterscheidung mühelos integrierbar.

4 Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die Problemstellung und der Stand der Erkenntnisse bei der Berücksichtigung des Wärmetransports in numerischen Brandsimulationen, d. h. die gegenwärtig vorhandenen Möglichkeiten sowie der bislang propagierte Weg, diese Aufgabe zu lösen, dargestellt und mit dem in Kapitel 3 vorgestellten Modell der erste und wichtige Baustein eines *direkt in die Brandsimulation integrierten mehrdimensionalen* Wärmetransportmodells, *welches die Gasphase mit der festen Phase koppelt*, entwickelt. Dieser im Rahmen dieser Arbeit neuartig beschriebene Weg wird im vorliegenden Kapitel mit dem zweiten Baustein, dem *Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung*, erweitert und vervollständigt, bevor in Kapitel 5 eine umfassende Überprüfung des Wärmetransportmodells erfolgt. Dieses zweite (Teil-)Modell wird ausgehend von den allgemeinen physikalischen Grundlagen hin zur numerischen Formulierung hergeleitet. Neben einer konsistenten Vorgehensweise sind hierbei wie bereits beim ersten Baustein in Kapitel 3 der Modulcharakter des Modells sowie eine effiziente (numerische) Umsetzung wesentliche, zu beachtende Rahmenbedingungen. Innerhalb von Finite-Elemente-Programmen ist die Lösung von Fragestellungen mit mehrdimensionaler Wärmeleitung gegenwärtig Stand der Technik. In Kapitel 2 wurde jedoch gezeigt, dass dies nicht für aktuelle Brandsimulationscodes gilt und bislang zudem die Kopplung zwischen Gasphase und (detaillierter) fester Phase fehlt. Das in Kapitel 3 vorgestellte Modell stellt diese wichtige Kopplung her und bildet damit das Fundament des Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation. Das im Folgenden erarbeitete (Teil-)Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung stellt eine prädestinierte Ergänzung dar (vgl. Kapitel 2), zumal eine simple Extrapolation, z. B. Übertragung der numerischen Methoden, aus anderen Bereichen auf Problemstellungen des Brandschutzingenieurwesens nicht immer ohne Weiteres möglich oder sinnvoll ist.

4.1 Physikalische Herleitung der verwendeten Gleichungen

Nach [Lar05] lassen sich in der Physik viele Gleichungen durch eine Verknüpfung von Erhaltungssätzen mit phänomenologischen Gleichungen herleiten. Dabei drückt ein Energieerhaltungssatz aus, dass eine physikalische Größe, beispielsweise Energie im Verlauf eines physikalischen Prozesses keine Änderung erfährt. Die Vorstellungen über das Verhalten eines Materials bei Änderung der Zustandsvariablen werden durch phänomenologische Gleichungen ausgedrückt. Für die vorliegende Aufgabenstellung bedeutet dies, dass der Satz von der Energieerhaltung einerseits mit einer phänomenologischen Gleichung zur Beschreibung der

Temperaturabhängigkeit der inneren Energiedichte und andererseits mit dem ersten Fourierschen Gesetz zu kombinieren ist, um die erforderliche Wärmeleitungsgleichung zu erhalten.

4.1.1 Satz von der Erhaltung der Energie

Ausgangspunkt ist ein Körper mit dem Gebiet $\Omega \subset \mathbf{R}^3$ und dem Rand Γ . Aus der Forderung nach Erhaltung der Energie (Energieerhaltungssatz) ergibt sich, dass die Änderungsrate der Gesamtenergie in einer beliebigen Teilmenge $\Omega_0 \subset \Omega$ gleich der Bilanz aus Energiezufluss (Energieabfluss) durch den Rand Γ_0 sowie der von einer Energiequelle (Energiesenke) im Inneren von Ω_0 produzierten (verbrauchten) Wärmemenge ist [Lar05]. Definiert man die innere Energiedichte am Ort x, y, z zur Zeit t mit $e = e(x, y, z, t)$, das Vektorfeld der Wärmestromdichte mit $\dot{\mathbf{q}} = \dot{\mathbf{q}}(x, y, z, t)$, die äußere Einheitsnormale auf Γ_0 zu \mathbf{n} und die Energiedichte der inneren Wärmequellen bzw. -senken zu $\dot{s} = \dot{s}(x, y, z, t)$, so folgt nach dem Energieerhaltungssatz

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega_0} e dV = - \oint_{\Gamma_0} \dot{\mathbf{q}} \cdot \mathbf{n} ds + \int_{\Omega_0} \dot{s} dV. \quad (4.1)$$

Auf (4.1) ist der Gauß'sche Integralsatz (Divergenztheorem) anzuwenden, womit das Randintegral verschwindet, und infolge der Beliebigkeit von $\Omega_0 \subset \Omega$ [Lar05] folgt hieraus mit (4.2) die erste Grundgleichung, die zur Herleitung der Wärmeleitungsgleichung erforderlich ist. Für $t > 0$ gilt in Ω

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \dot{\mathbf{q}} = \dot{s}. \quad (4.2)$$

Der Term $\nabla \cdot \dot{\mathbf{q}}$ entspricht der Divergenz des Wärmestromdichtevektorfeldes und kann auch in der Form $\text{div} \dot{\mathbf{q}}$ geschrieben werden (s. Anhang A).

4.1.2 Materialverhalten bei Änderung der Zustandsgrößen (phänomenologische Gleichungen)

Die Abhängigkeit der inneren Energiedichte e von der Temperatur und den räumlichen Koordinaten kann durch die lineare Funktion

$$e = e_0 + \rho c \vartheta \quad (4.3)$$

berücksichtigt werden [Lar05] und ergibt die zweite notwendige Grundgleichung. Hierin sind $\vartheta = T - T_0$, T_0 eine geeignete Referenztemperatur, $\rho = \rho(x, y, z)$ und $c = c(x, y, z)$ die Dichte bzw. die spezifische Wärmekapazität¹; e_0 entspricht der inneren Energiedichte bei der Referenztemperatur.

Eine weitere phänomenologische Gleichung ergibt sich aus dem ersten Fourierschen Gesetz (4.4), welches die proportionale Abhängigkeit der Wärmestromdichte $\dot{\mathbf{q}}$ infolge Wärmeleitung vom Temperaturgradienten wiedergibt. Der Proportionalitätsfaktor $\lambda = \lambda(x, y, z)$ ist die Wärmeleitfähigkeit¹.

$$\dot{\mathbf{q}} = -\lambda \nabla \vartheta \quad (4.4)$$

¹ Eine ggf. vorhandene Zeitabhängigkeit der Materialgrößen kann für die vorliegende Aufgabenstellung ausgeschlossen werden.

Allgemein ist die Wärmeleitfähigkeit im Fourierschen Gesetz ein Tensor, für den eine Symmetrie nachgewiesen werden kann [Bae06]. Er lässt sich demnach mit sechs Komponenten, d. h. λ_{ji} ($i, j = 1, 2, 3$) und aufgrund der Symmetrie $\lambda_{ji} = \lambda_{ij}$, darstellen. Anschaulich bedeutet dies, dass die Wärmestromdichte in Richtung einer Koordinatenachse von den Temperaturgradienten in Richtung aller Koordinatenachsen abhängt. Die Materialien, welche in dieser Art und Weise zu beschreiben sind, werden als (thermisch) *anisotrope* Materialien bezeichnet. Beispielsweise Kristalle, in denen es bevorzugte Richtungen für den Wärmestrom gibt, sind in diese Klasse einzuordnen. Nicht immer jedoch sind alle sechs Komponenten vorhanden bzw. von unterschiedlichem Wert. Für Quarzkristall beispielsweise gilt $\lambda_{ji} = 0$ für $i \neq j$, d. h., es ist nur die Hauptdiagonale besetzt. Dies ist für eine Vielzahl von Materialien gültig, wenn nicht ohnehin $\lambda_{11} = \lambda_{22} = \lambda_{33}$ ist, d. h. ein *isotroper* Körper vorliegt. Wie an späterer Stelle noch gezeigt werden wird, erfolgt im entwickelten Modell einerseits eine harmonische Mittelung der Wärmeleitfähigkeit und ist andererseits Letztere in der Regel temperaturabhängig, d. h. $\lambda = f(\vartheta)$. Demzufolge ist der zuvor dargestellte Zustand mit unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten in Richtung der drei Koordinatenachsen bereits quasi implizit im Modell enthalten, selbst wenn zunächst nur für alle Richtungen identische Werte für die Wärmeleitfähigkeit eines Materials eingegeben werden.

Der Term $\nabla\vartheta$ in (4.4) entspricht dem Gradienten des Temperaturfeldes und kann auch in der Form $grad\vartheta$ geschrieben werden (s. Anhang A). Um die Wärmeleitungsgleichung vollständig herleiten zu können, ist in (4.4) ein zusätzlicher Anteil \mathbf{ve} aus Konvektion zu berücksichtigen, wobei $\mathbf{v} = \mathbf{v}(x, y, z, t)$ das konvektive Geschwindigkeitsvektorfeld darstellt. Eingesetzt ergibt sich mit

$$\dot{\mathbf{q}} = -\lambda\nabla\vartheta + \mathbf{ve} \quad (4.5)$$

die dritte Grundgleichung für die Herleitung der Wärmeleitungsgleichung. Letztere entsteht folgerichtig durch Einsetzen von (4.3) und (4.5) in (4.2) und lautet unter Berücksichtigung sämtlicher Terme in Ω

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \rho c \frac{\partial \vartheta}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda \nabla \vartheta) + \nabla \cdot (\rho c \mathbf{v} \vartheta) = \dot{s} - \nabla \cdot (\mathbf{v} e_0). \quad (4.6)$$

Für nicht-poröse Festkörper - oder Festkörper mit solch kleinen und unverbundenen Poren, in denen keine bzw. keine nennenswerte Konvektion stattfindet - lässt sich (4.6) dahin gehend vereinfachen, dass die konvektiven Transportterme infolge $\mathbf{v} = \mathbf{0}$ entfallen. Der konvektive Wärmeübergang zwischen Gasphase und fester Phase, der in Kapitel 3 behandelt wird, wird indes über die Randbedingungen berücksichtigt. Lediglich der Speicherterm und der diffusive Transportterm auf der linken Seite sowie der Quellterm auf der rechten Seite, mit dem sich die energetische Änderung durch beispielsweise Pyrolysemodelle oder Stoff- bzw. Phasenumwandlungen beschreiben lässt, bleiben erhalten. Es ergibt sich folglich die instationäre Wärmeleitungsgleichung (ohne Konvektion; in Ω) zu

$$\rho c \frac{\partial \vartheta}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda \nabla \vartheta) = \dot{s}. \quad (4.7)$$

Der Term $\nabla \cdot (\nabla\vartheta)$ entspricht der Divergenz des Gradienten des Temperaturfeldes und kann auch in der Form $div(grad\vartheta)$ bzw. $\Delta\vartheta$ geschrieben werden (s. Anhang A).

4.1.3 Anfangs-, Rand- und Übergangsbedingungen

Mit (4.7) ist eine partielle Differenzialgleichung mit dem zeitlich veränderlichen Temperaturfeld $\vartheta(x, y, z, t)$ als unbekannter Größe entstanden. Differenzialgleichungen (DGL) lassen sich allgemein in die drei Typen *elliptisch*, *parabolisch* und *hyperbolisch* einteilen. Nach [Oer95] ist eine DGL dann elliptisch, wenn in allen Koordinatenrichtungen ein ungerichteter Mechanismus vorherrscht. Liegt indes ein gerichteter Mechanismus vor, so ist zu unterscheiden, ob dieser in nur einer Richtung wirkt - man spricht dann von einer parabolischen DGL - oder ob er in alle Richtungen wirkt - dann wird die DGL als hyperbolisch bezeichnet. Die Wärmeleitungsgleichung (ohne Konvektion) (4.7) beinhaltet lediglich diffusive Transportterme, mit denen kein gerichteter Mechanismus (in einer der Koordinatenrichtungen) verbunden ist. Hinsichtlich der Zeit liegt wie allen Prozessen naturgemäß ein gerichteter Mechanismus in einer Richtung - nämlich der Zukunft - vor. Folgerichtig ist die in (4.7) entstandene partielle Differenzialgleichung als elliptisch im Raum und parabolisch in der Zeit zu bezeichnen.

Eine eindeutige Lösung von Differenzialgleichungen ist nur dann möglich, wenn entsprechende, auf die jeweilige Aufgabenstellung angepasste Randbedingungen formuliert werden. Für (4.7) bedeutet dies, dass aufgrund des elliptischen Typs im Raum in jeder der drei Koordinatenrichtungen zwei Randbedingungen vorgegeben werden müssen. Infolge des parabolischen Typs in der Zeit genügt eine Randbedingung, die den Zustand zu Beginn des zu betrachtenden Problems charakterisiert. Für eine solche zeitliche Randbedingung wird üblicherweise der Begriff Anfangsbedingung verwendet. Eine Fragestellung, bei der sowohl Anfangs- als auch Randbedingungen zu berücksichtigen sind, wird auch als Anfangs-Randwertproblem bezeichnet. Das mit (4.7) formulierte Problem ist ein ebensolches Anfangs-Randwertproblem.

Anfangsbedingung

Mit der Anfangsbedingung (AB) werden, wie zuvor dargestellt, die Werte des zeitlich veränderlichen Temperaturfeldes $\vartheta(x, y, z, t)$ zu Beginn des jeweils vorliegenden Problems, d. h. zum Zeitpunkt $t = 0$, festgelegt (4.8).

$$\vartheta(x, y, z, t) = \vartheta(x, y, z, t = 0) = \vartheta^0(x, y, z). \quad (4.8)$$

Es ist hierbei unbedingt erforderlich, dass Anfangsbedingung und Randbedingungen konsistent sind, d. h., dass die Anfangsbedingung die Randbedingungen erfüllen muss, da ansonsten keine Lösung möglich ist [Mor94].

Randbedingungen

Mit den (räumlichen) Randbedingungen (RB) werden die Zustände auf den geometrischen Rändern des Gebietes, für welches das jeweils betrachtete Problem formuliert wird, festgelegt. Es werden drei Typen von Randbedingungen unterschieden:

- Dirichlet-Randbedingung (Randbedingung 1. Art)
- Neumann-Randbedingung (Randbedingung 2. Art)
- Robin-Randbedingung (Randbedingung 3. Art)

Mit der Dirichlet-Randbedingung (wesentliche Randbedingung) wird die Temperatur auf dem Rand ϑ_{Rand} direkt vorgegeben. Es gilt damit

$$\vartheta_{Rand}(t) = \tilde{\vartheta}(t) = f(t) \quad \text{bzw.} \quad \vartheta_{Rand} = \tilde{\vartheta} = const. \quad (4.9)$$

Die Neumann-Randbedingung (natürliche Randbedingung) legt den Temperaturgradienten senkrecht zum Rand fest und ermöglicht damit eine Aussage über die Wärmestromdichte \dot{q}_{Rand} , die durch den Rand in das Gebiet eintritt bzw. dieses verlässt. Man schreibt

$$\dot{q}_{Rand}(t) = \tilde{q}(t) = g(t) \quad \text{bzw.} \quad \dot{q}_{Rand} = \tilde{q} = const. \quad (4.10)$$

Von besonderem Belang für das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell sind die beiden Spezialfälle $\dot{q}_{Rand} = 0$ und $\dot{q}_{Rand}(t) = \dot{q}_{net}(t)$. Im ersten Fall liegt ein thermisch vollständig isolierter Rand (adiabatischer Rand) vor. Einerseits kann diese Eigenschaft beispielsweise für Oberflächen verwendet werden, die mit der äußeren Begrenzung des CFD-Berechnungsraumes zusammenfallen. Andererseits wird diese Randbedingung für die Integration in den Brandsimulationscode FDS benötigt. Der zweite Fall beschreibt die Netto-Wärmestromdichte infolge Wärmestrahlung und konvektivem Wärmeübergang und kann für Oberflächen verwendet werden, die in direktem Kontakt mit der vom Brandsimulationscode berechneten Gasphase stehen.

Die Robin-Randbedingung mit dem Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha = \alpha(x, y, z, t)$ lässt sich in der Form

$$\dot{\mathbf{q}}(t) \cdot \mathbf{n} = \alpha(t) \cdot (\vartheta_{Umgebung}(t) - \vartheta_{Rand}(t)) \quad \text{bzw.} \quad (4.11)$$

$$-\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial n} = \alpha(t) \cdot (\vartheta_{Umgebung}(t) - \vartheta_{Rand}(t)) \quad \text{auf } \Gamma \quad (4.12)$$

darstellen und drückt die Proportionalität zwischen der Wärmestromdichte durch den Rand zur Temperaturdifferenz zwischen Rand (Oberfläche) und Umgebung aus [Lar05]. Die rechte Seite von (4.12) entspricht dem Newtonschen Gesetz, wenn α der konvektive Wärmeübergangskoeffizient ist ². Aus der Robin-Randbedingung lassen sich durch Grenzbetrachtung des Wärmeübergangskoeffizienten α ($\alpha = 0$ bzw. $\alpha \rightarrow \infty$) die beiden anderen Randbedingungen (4.9) und (4.10) ableiten ([Lar05] bzw. [Pol05]).

Übergangsbedingungen

In Ergänzung zu den Anfangs- und Randbedingungen, die zur Lösung der instationären Wärmeleitungsgleichung (4.7) erforderlich sind, werden an dieser Stelle zusätzlich die sogenannten Übergangsbedingungen (bzw. Koppelbedingungen [Pol05]) behandelt. Die Notwendigkeit zur Formulierung von Übergangsbedingungen entsteht dann, wenn mehrere Wärme leitende Festkörper in direkter Berührung miteinander stehen. Nach [Pol05] gilt dies ebenfalls für den Kontakt zwischen Festkörpern und ruhenden Fluiden. Im Allgemeinen können die Übergangsbedingungen an der Berührungsfläche zwischen zwei Körpern 1 und 2 folgendermaßen angegeben werden

$$\dot{q}_1 = \dot{q}_2 \quad \text{bzw.} \quad \vartheta_1 = \vartheta_2.$$

² Gelegentlich werden die Wärmestromdichten aus Wärmestrahlung und konvektivem Wärmeübergang zusammengefasst und in Anlehnung an das Newtonsche Gesetz mit $\alpha_{ges} \cdot (T_{Rand} - T_{Umgebung})$ eine ähnliche Gleichung formuliert, in der dann α_{ges} der sogenannte Gesamtwärmeübergangskoeffizient ist.

D. h. die Temperatur und die Wärmestromdichten senkrecht zur Berührungsfläche dürfen keine Unstetigkeiten aufweisen [Pol05]. Hiervon auszunehmen sind jedoch beispielsweise diejenigen Fälle, in denen an der Berührungsfläche ein thermischer Kontaktwiderstand auftritt, da dort der Temperaturverlauf bei ansonsten stetigem Verlauf der Wärmestromdichte einen Sprung erfährt (vgl. Abschnitt 4.5).

4.2 Approximationsverfahren

Nach der Herleitung der für die Entwicklung des Modells für mehrdimensionale Wärmeleitung erforderlichen Gleichungen im vorangegangenen Abschnitt werden in den nächsten beiden Unterabschnitten die ausgewählten numerischen Verfahren zur zeitlichen und räumlichen Approximation der Differenzialgleichung (4.7) dargestellt. Die Notwendigkeit zur Anwendung leistungsfähiger numerischer Verfahren ergibt sich aus der Komplexität der physikalischen Phänomene, die beim instationären Wärmetransport in brandbeanspruchten Festkörpern auftreten und für die nur unter äußerst starken Vereinfachungen analytische Lösungen herleitbar sind.

4.2.1 Verfahren zur räumlichen Approximation

Neben einer Vielzahl anderer Methoden bieten sich zur Lösung von Transportproblemen, wie die hier vorliegende instationäre Wärmeleitung, einerseits die Finite-Differenzen-Methode (FDM) und andererseits die Finite-Volumen-Methode (FVM) an. Die FDM nähert dabei die in den physikalischen Gleichungen auftretenden Ableitungen durch entsprechende, mithilfe abgebrochener Taylor-Reihen entwickelte Differenzenquotienten an, die mit den Unbekannten an den Stützstellen des gewählten Berechnungsgitters formuliert werden. Auf diese Weise lassen sich recht einfach auch Probleme mit komplexen partiellen Differenzialgleichungen lösen. Bei der FVM³ wird das Berechnungsgebiet in einzelne Kontrollvolumina (KV) aufgeteilt und je KV eine Bilanzierung durchgeführt. Es lässt sich einfach zeigen, dass sich in beiden Methoden für den Spezialfall äquidistanter, orthogonaler Berechnungsgitter und konstanter, d. h. ortsunabhängiger, Wärmeleitfähigkeit identische Ausdrücke ergeben und sich beide Methoden dann ineinander überführen lassen. Die FVM bietet gegenüber der FDM jedoch die Vorteile einer hohen Anschaulichkeit - die real ablaufenden physikalischen Prozesse werden nahezu direkt modelliert - und der Anwendbarkeit auch auf nicht-orthogonale, nicht-äquidistante Gitter und krummlinige Berandungen des Berechnungsgebietes. Darüber hinaus ist die Berücksichtigung von ortsabhängigen Stoffwerten problemlos möglich. Ein weiterer bedeutender Vorteil der FVM gegenüber anderen Methoden ist ihre (Fluss-)Konservativität [And84], [Pol05]. Dies bedeutet, dass global, d. h. über das gesamte Berechnungsgebiet betrachtet, die Erhaltung aller Transportgrößen gewährleistet ist. Außerdem ist das Auftreten von real nicht vorhandenen numerischen Quellen oder Senken durch eine ungeeignete Diskretisierung (Diskretisierungsfehler) ausgeschlossen. Auf Grundlage dessen wird im Rahmen dieser Arbeit die

³ Ein Verfahren zweiter Ordnung ($O(\Delta x^2)$) für äquidistante Gitter, die sich beispielsweise, wie in dieser Arbeit durchgeführt, bei der Verknüpfung von Voronoi-Boxen und einer zell-zentrierten Formulierung selbsttätig ergeben.

Finite-Volumen-Methode (FVM) zur räumlichen Approximation des instationären Wärmeleitproblems verwendet.

Für die Anordnung der Kontrollvolumina im zu betrachtenden Gebiet stehen verschiedene Vorgehensweisen zur Verfügung, von denen jedoch zwei Formulierungen am gebräuchlichsten sind. Einerseits können die KV derart gewählt werden, dass stets ein KV-Mittelpunkt auf dem Rand des Gebietes, d. h. auf der Oberfläche der festen Phase, liegt. Die Berücksichtigung einer Temperatur-Randbedingung ist für diesen Fall trivial und bedarf keiner zusätzlichen Gleichung. Andererseits können die KV aber auch so gewählt werden, dass jeweils Ränder des KV und des betrachtenden Gebiets zusammenfallen, womit die Berücksichtigung von Wärmestromdichte-Randbedingungen auf einfache Weise erfolgen kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurden beide Vorgehensweisen umfassend im Hinblick auf die Verwendung in Brandsimulationen untersucht. Es zeigte sich, dass eine Zellaufteilung mit deckungsgleichen Rändern der KV und des Gebiets bedeutende Vorteile, beispielsweise die - in Verbindung mit den virtuellen Zellen - einheitliche Grundlage für die Berechnung der Wärmeströme am Rand und im Innern des betrachteten Gebietes oder die einfachere Diskretisierung, besitzt. Darüber hinaus ist die Wärmestromdichte-Randbedingung die hauptsächlich auftretende Randbedingung (vgl. Unterabschnitt 4.4.3), sodass der infolge dessen besseren Anschaulichkeit und einfacheren Umsetzbarkeit der Vorzug zu geben ist.

4.2.2 Verfahren zur Zeitapproximation

Aufgrund der zeitlichen Veränderung des unbekanntes Temperaturfeldes $\vartheta(x, y, z, t)$ liegt ein instationäres Problem vor, welches mit dem in der Anfangsbedingung (4.8) festgelegten Zustand beginnt. Die vielfach komplexe zeitliche Entwicklung muss mit einem geeigneten numerischen Verfahren für die Verwendung in computergestützten Simulationen abgebildet (approximiert) werden. Neben einer Vielzahl anderer Methoden bieten sich hierfür das explizite oder das implizite Euler-Verfahren an. Die Zeitspanne zwischen Beginn und Ende des Problems wird dafür zunächst in eine endliche, ganzzahlige Anzahl an Zeitschritten (Inkrementen) aufgeteilt. Beim expliziten Verfahren besteht der Lösungsalgorithmus darin, ausgehend vom bekannten Temperaturfeld zum Zeitpunkt n die Lösung zum Zeitpunkt $n+1$ zu bestimmen. Da sämtliche ϑ^n zu Beginn des Zeitschritts bekannt sind, ist die Bestimmung von ϑ^{n+1} direkt und ohne Lösung eines Gleichungssystems möglich. Anders gestaltet sich die Lage indes beim impliziten Verfahren. Da bei dieser Methode die einzelnen Temperaturen zum Zeitpunkt $n+1$ funktional miteinander verknüpft sind, ist die Lösung eines Gleichungssystems unumgänglich. Die Stabilität des impliziten Verfahrens ist bereits im Vorhinein bedingungslos gegeben, während bei der Wahl der Inkrementgröße beim expliziten Verfahren das Stabilitätskriterium (4.13) zu beachten ist, welches von der Diskretisierung (Zellabmessungen: Δx , Δy , Δz) des Berechnungsgebietes einerseits und von den thermischen Stoffwerten andererseits abhängt.

$$\Delta t \leq \frac{\rho c}{2\lambda \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)} \quad \text{für: } \Delta x, \Delta y, \Delta z = \text{const.} \quad (4.13)$$

Ein weiteres mögliches Verfahren ist das Crank-Nicolson (CN) Verfahren ([Min06], [Chu03]), bei dem eine Mittelwertbildung zwischen den beiden Zeitpunkten n und $n+1$ erfolgt. Da dieses Verfahren insbesondere bei mehrdimensionalen Problemen einen sehr hohen Aufwand bei

der Lösung erfordert, wurden beispielsweise mit den unterschiedlichen Varianten der Alternating Direction Implicit (ADI) Methode ([Chu03], [Dou64], [Dou62], [Pea55], [Dou56]) Verfahren entwickelt, die für eine Verwendung in numerischen Simulationen bedeutend effizienter sind und zudem für zwei- bzw. dreidimensionale Probleme eine bedingungslose Stabilität aufweisen. Durch die Aufteilung des Problems in mehrere Schritte, in denen jeweils lediglich Gleichungen für eine Koordinatenrichtung formuliert werden, entstehen tridiagonale Gleichungssysteme, die mithilfe des Thomas-Algorithmus effizient gelöst werden können. Tabelle 4.1 zeigt eine Gegenüberstellung der genannten Verfahren.

Tabelle 4.1: Gegenüberstellung verschiedener Verfahren zur Zeitapproximation

Kriterium	explizit	Crank-Nicolson / ADI	implizit
Genauigkeit	$O(\Delta t)$	$O(\Delta t^2)$	$O(\Delta t)$
Stabilität	nach Gleichung (4.13)	-	-
Oszillation (physikalisch sinnvoll)	$Fo \leq \frac{1}{6}$	$Fo \leq \frac{1}{3}$	-
Performance	kein GLS zu lösen	CN: Lösen eines großen linearen GLS ADI: Lösen mehrerer tridiagonaler GLS	Lösen eines großen linearen GLS
Weiteres	nach [Mar89] sind bei Nichtlinearitäten meist kleine Δt nötig; keine Art Iteration erforderlich; ausgezeichnet für Parallelisierung	bei ADI entsteht zusätzliche, verfahrensbedingte Abweichung	-

Es zeigt sich, dass das implizite Euler-Verfahren für die vorliegende Problemstellung ungeeignet ist, da es zwar Vorteile bei der Wahl der maximalen Zeitschrittlänge besitzt, jedoch meist die Lösung eines großen Gleichungssystems erfordert. Es ist möglich die Geometrien in allgemeingültige Einheiten aufzuteilen, die sukzessive abgearbeitet werden. An den Grenzen zweier solcher Einheiten sind zum Zeitpunkt $n + 1$ die entsprechenden Übergangsbedingungen nach Unterabschnitt 4.1.3 zu erfüllen. Bei der sukzessiven Berechnung kommt es jedoch zu Situationen, in denen Einheiten angrenzen, die für den aktuellen Zeitschritt noch nicht berechnet wurden und sich demnach noch im Zeitpunkt n befinden. Folglich ist eine zusätzliche iterative Berechnung der Einheiten erforderlich, die die Geschwindigkeit des Verfahrens deutlich beeinträchtigen kann. Alternativ können die Geometrien (z. B. Wände, Decken, Kabel) herkömmlich, d. h. als Ganzes, betrachtet werden. Es ist dann jedoch die Kenntnis der gesamten Geometrie notwendig, um das vollständige Gleichungssystem bestehend aus allen zur betrachteten Geometrie gehörenden kleinsten allgemeingültigen Einheiten (*Cells*; vgl. Unterabschnitt 4.8.2) aufstellen zu können, womit die universelle Nutzbarkeit deutlich beschränkt wird. Die Alternating Direction Implicit Methode ist trotz ihrer Effizienz aufgrund

des auftretenden Verfahrenfehlers verglichen mit den anderen genannten Verfahren ebenfalls nicht geeignet. Hinsichtlich der Kenntnis der Geometrie zur Aufstellung des Gleichungssystems und der Problematik beim sukzessiven Abarbeiten allgemeingültiger Einheiten, in die die Geometrie aufgeteilt werden kann, bestehen bei der ADI-Methode und dem Crank-Nicolson-Verfahren keine Unterschiede zum impliziten Verfahren. Für das CN-Verfahren spricht die höhere Genauigkeit hinsichtlich Δt gegenüber den anderen Verfahren - nach [Ste02] und [Bau06] ist für große Werte von Δt das implizite Verfahren günstiger -, jedoch vor dem Hintergrund eines zu lösenden großen Gleichungssystems und dem damit verbunden, bereits erwähnten hohen Aufwand. Betrachtet man die Grenzen, ab denen die Möglichkeit zu physikalisch nicht-sinnvollen Ergebnissen besteht (Oszillationsgrenze), so lässt sich leicht zeigen, dass beim CN-Verfahren die Zeitschrittweite lediglich um den Faktor „2“ gegenüber dem expliziten Euler-Verfahren vergrößert werden darf (vgl. Tabelle 4.1 und [Pat80]). In Kombination mit dem enormen Aufwand je Inkrement ist hiermit kein Vorteil zu erwarten und folglich das Crank-Nicolson-Verfahren verglichen mit den anderen Verfahren für die vorliegende Problemstellung ebenfalls ungeeignet. Die Zeitschrittweite des expliziten Euler-Verfahrens ist durch die Stabilitätsbedingung (4.13) begrenzt, die zugleich der Oszillationsgrenze entspricht, unterhalb der sich physikalisch sinnvolle Ergebnisse ergeben [Mar95]. Diese Grenze führt vielfach dazu, dass dieses Verfahren insbesondere bei mehrdimensionalen Fragestellungen als unrentabel bzw. ineffizient bewertet wird. Es ist jedoch zu beachten, dass Nicht-linearitäten ebenfalls (sehr) kleine Zeitschrittweiten erfordern können [Mar89], womit sich der diesbezügliche Vorteil beispielsweise des impliziten Verfahrens einschränkt. Wird darüber hinaus berücksichtigt, dass man allgemein damit rechnet, dass die Lösung eines Gleichungssystems mindestens soviel Rechenzeit kostet wie zehn Zeitschritte eines expliziten Verfahrens [Mun06], relativiert sich die gemeinhin als einschränkend bewertete Auswirkung von (4.13) auf die Zeitschrittweite beachtlich. Hinzu kommt, dass einer sukzessiven Abarbeitung allgemeingültiger Einheiten, in die die Geometrie aufgeteilt wird, beim expliziten Euler-Verfahren nichts im Wege steht, da die Übergangsbedingungen nach Unterabschnitt 4.1.3 zum bekannten Zeitpunkt n zu erfüllen sind. Eine entsprechende Iteration wie bei den anderen Verfahren ist bei dieser Methode folglich nicht erforderlich. Ebenso kann eine Iteration infolge temperaturabhängiger thermischer Stoffwerte bzw. Quellen/Senken entfallen, da diese analog zum Zeitpunkt n ausgewertet und in die Modellgleichungen eingesetzt werden. Nach [Bae06] wird daher allgemein bei temperaturabhängigen Stoffwerten die Anwendung eines expliziten Verfahrens vorgeschlagen. Die höhere Genauigkeit des CN-Verfahrens kann durch eine kleinere Zeitschrittweite meistens kompensiert werden. Aufgrund der Oszillationsgrenze des CN-Verfahrens und dessen hohen Aufwands sowie der hohen Geschwindigkeit des expliziten Verfahrens ist hierdurch keine Rentabilitätseinbuße zu erwarten. Ergänzend ist festzuhalten, dass für die Integration eines Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse in eine CFD-Brandsimulation der Zeitschritt Δt_{CFD} zur Lösung der Gasphase für das gesamte Problem maßgeblich ist. Sollte dieser Zeitschritt größer sein, als der zur Einhaltung der Stabilitätsbedingung (4.13) maximal mögliche Zeitschritt $\Delta t_{festePhase}$, so muss programmintern eine automatisierte Zeitschrittanpassung/-aufteilung von Δt_{CFD} erfolgen. Erwiesenermaßen sind die Zeitschritte in einer CFD-Brandsimulation jedoch bereits ohnehin außerordentlich gering verglichen mit der Zeitdauer des gesamten Problems, sodass die durch (4.13) bedingte Begrenzung der Zeitschrittweite im Allgemeinen hier keine bedeutsame Einschränkung darstellt

und im Rahmen der vorliegenden Problemstellung keineswegs zu einer Bewertung als unrentabel bzw. ineffizient führen kann. Auf Grundlage dessen wird im Rahmen dieser Arbeit das *explizite Euler-Verfahren* zur zeitlichen Approximation des instationären Wärmeleitproblems verwendet. Ergänzend ist hinzuzufügen, dass sich das gewählte Verfahren ausgezeichnet für die Parallelisierung von Algorithmen, die die Aufgabe aktueller und zukünftiger Entwicklung von CFD-Brandsimulationscodes darstellen, eignet. Nach [Bef08] gewinnen explizite Verfahren durch die Fortschritte in der Rechnerleistung immer mehr an Bedeutung.

Die Modellgleichung für die numerische Umsetzung der Zeitapproximation (Abschnitt 4.3) kann mithilfe einer abgebrochenen Taylorreihe (4.14) bestimmt werden.

$$\vartheta^{t+\Delta t} = \vartheta^t + \left. \frac{\partial \vartheta}{\partial t} \right|_t \frac{\Delta t}{1!} + \dots \quad (4.14)$$

Hieraus ergibt sich durch Umstellen das explizite Euler-Verfahren, d. h. der auch allgemein unter dem Namen *Vorwärtsdifferenz* bekannte Ausdruck für den ersten Term der linken Seite in (4.7), zu

$$\left. \frac{\partial \vartheta}{\partial t} \right|_n = \frac{\vartheta^{n+1} - \vartheta^n}{\Delta t} + O(\Delta t) \approx \frac{\vartheta^{n+1} - \vartheta^n}{\Delta t}. \quad (4.15)$$

Hierin sind n der bekannte, vorherige Zeitpunkt t und $n + 1$ der zu berechnende, aktuelle Zeitpunkt $t + \Delta t$. Alle weiteren Terme in (4.7) sind dementsprechend zum vorherigen Zeitpunkt auszuwerten.

Die erforderliche Konvergenz des Modells ergibt sich unmittelbar aus dem Satz von Lax (vgl. u. a. [Tve02]), nachdem aus der existierenden numerischen Stabilität und der ebenso vorhandenen Konsistenz des Verfahrens die Konvergenz der (numerischen) Lösung gegen die analytische folgt.

4.3 Numerische Umsetzung

Mithilfe der im vorangegangenen Abschnitt gewählten, zeitlichen und räumlichen Approximationsverfahren ist es nun möglich, das in Abschnitt 4.1 hergeleitete Anfangs-Randwertproblem der instationären Wärmeleitung numerisch, d. h. computergestützt, zu lösen. In den nachfolgenden Unterabschnitten werden die hierfür grundlegenden Begriffe dargestellt, sowie die gewählte Vorgehensweise und die erforderlichen Modellgleichungen erarbeitet. Besonderes Augenmerk soll in diesem Zusammenhang auf die Behandlung veränderlicher Stoffwerte gelegt werden (Unterabschnitt 4.3.3).

4.3.1 Indizierung und Diskretisierung

Bei der Finiten-Volumen-Methode unterscheidet man grundsätzlich drei verschiedene Arten der Formulierung, je nach Lage der Knoten und Kontrollvolumina. Einerseits ist dies die *zellzentrierte* (*cell centered*) und andererseits die *knotenzentrierte* (*node centered*) Formulierung. Zusätzlich existiert noch eine *zelleneckenbasierte* (*cell vertex*) Vorgehensweise (vgl. beispielhaft für zweidimensionale Gitter, Abbildung 4.1). Alle vorgenannten Formulierungen sind in

der Literatur gebräuchlich und vielfach dokumentiert. Nach [Hän06] unterscheiden sie sich bei der Darstellung der numerischen Flüsse und der Randbedingungen, ohne dass jedoch eine der Vorgehensweisen wesentliche Vor- oder Nachteile gegenüber einer anderen hat. Ein Wechsel der Zellaufteilung je nach Art der Randbedingung ist indes unpraktikabel und demzufolge zu vermeiden; stattdessen ist eine Vorgehensweise zu wählen und konsistent im gesamten Modell zu verwenden. Die zellzentrierte Vorgehensweise bietet in diesem Zusammenhang eine gute Anschaulichkeit und einfache Umsetzbarkeit der hauptsächlich auftretenden Randbedingung (vgl. Unterabschnitt 4.4.3). Für das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell wird

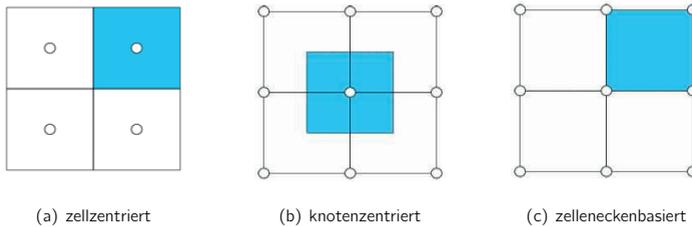


Abbildung 4.1: Formulierungen der Finiten-Volumen-Methode (2D-Gitter)

auf Grundlage dessen eine *zellzentrierte* Formulierung der FVM (*cell centered*) verwendet. Abbildung 4.2 zeigt eine dreidimensionale, quaderförmige Zelle (Kontrollvolumen) mit den Wärmestromdichten \dot{q} , die über die jeweiligen Ränder aus den benachbarten Zellen in die Zelle (i,j,k) ein- bzw. aus dieser in die entsprechenden Nachbarzellen ausfließen. Eine Zelle im Inneren des betrachteten Gebietes hat im vorliegenden dreidimensionalen Fall sechs Nachbarzellen, die gemäß der vielfach gebräuchlichen, angelsächsischen Literatur [Pat80] indiziert werden. Es ergeben sich folglich die Indizes gemäß Abbildung 4.3

- in x-Richtung zu *W* (*West*) und *E* (*East*),
- in y-Richtung zu *S* (*South*) und *N* (*North*) sowie
- in z-Richtung zu *B* (*Bottom*) und *T* (*Top*).

Die Wände des Kontrollvolumens bzw. die zugeordneten Größen (Wärmestromdichten \dot{q} , gemittelten Wärmeleitfähigkeiten λ etc.) werden analog bezeichnet, erhalten jedoch zur besseren Unterscheidung als Indizes die entsprechenden Kleinbuchstaben (vgl. Abbildung 4.2). Auf die Behandlung von Zellen an den Rändern bzw. in den Ecken des Berechnungsgebietes wird in Abschnitt 4.4 näher eingegangen.

Im Hinblick auf die Diskretisierung des entwickelten Modells erfolgt eine Einschränkung auf orthogonale/kartesische Gitter mit quaderförmigen Kontrollvolumina (Zellen) entsprechend den Abbildungen 4.2 und 4.3. Ferner sollen die Abmessungen Δx , Δy und Δz in jeweils durch mehrere, aneinandergrenzende Zellen aufgebauten Objekten in Richtung der jeweiligen Koordinate konstant angenommen werden. Die Abmessungen Δx , Δy und Δz dürfen sich untereinander indes unterscheiden. Diese Rahmenbedingungen dienen als Vereinfachungen für die Darstellung der Modellentwicklung und sind ferner für die exemplarische Integration in das Brandsimulationsprogramm FDS sowie die Modellüberprüfung in Kapitel 5 ausreichend. Die

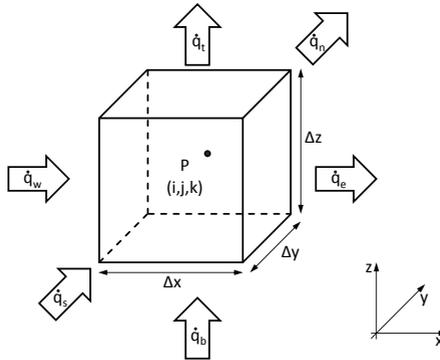


Abbildung 4.2: Flüsse an der dreidimensionalen Zelle (i,j,k)

zugrunde gelegten Verfahren, Gleichungen und Überlegungen bieten jedoch die Möglichkeit, die entsprechenden Erweiterungen relativ einfach einzuarbeiten (s. Abschnitt 4.9).

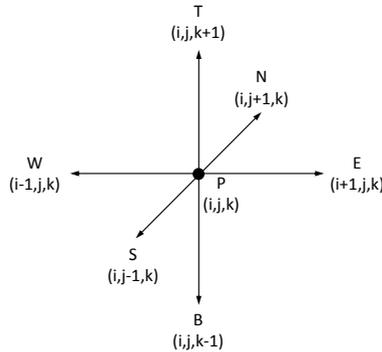


Abbildung 4.3: Indizierung der sechs Nachbarn des Knotens $P(i,j,k)$

4.3.2 Zentrale Modellgleichung

Nach Einführung der erforderlichen Konventionen sind im Folgenden die Gleichungen zu formulieren, die zur computergestützten Lösung der instationären Wärmeleitung mit dem entwickelten Modell verwendet werden.

Unter Zugrundelegung des expliziten Euler-Verfahrens mit der Vorwärtsdifferenz (4.15) für die zeitliche und der Finiten-Volumen-Methode für die räumliche Approximation sowie den im vorangegangenen Unterabschnitt dargestellten Rahmenbedingungen kann nach [Pat80] mit

(4.16) die Modellgleichung zur Bestimmung der Temperatur am Knoten P(i,j,k) im Inneren des Berechnungsgebietes angegeben werden. Die notwendigen Schritte zur Implementierung der Randbedingungen werden in Abschnitt 4.4 vorgestellt.

$$\vartheta_P = \frac{a_E \vartheta_E^0 + a_W \vartheta_W^0 + a_N \vartheta_N^0 + a_S \vartheta_S^0 + a_T \vartheta_T^0 + a_B \vartheta_B^0 + b}{a_P^0} \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} \text{mit:} \quad a_E &= \frac{\lambda_e \Delta y \Delta z}{\Delta x} & a_W &= \frac{\lambda_w \Delta y \Delta z}{\Delta x} \\ a_N &= \frac{\lambda_n \Delta x \Delta z}{\Delta y} & a_S &= \frac{\lambda_s \Delta x \Delta z}{\Delta y} \\ a_T &= \frac{\lambda_t \Delta x \Delta y}{\Delta z} & a_B &= \frac{\lambda_b \Delta x \Delta y}{\Delta z} \\ a_P^0 &= \frac{\rho c \Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta t} \\ b &= (a_P^0 - a_E - a_W - a_N - a_S - a_T - a_B) \vartheta_P^0 + S^0 \Delta x \Delta y \Delta z \\ S^0 & \quad (\text{z. B. } S^0 = S_C^0 + S_P^0 \cdot T_P^0 \text{ vgl. (4.24)}) \end{aligned}$$

Aufgrund der Tatsache, dass sämtliche Größen in (4.16) mit Ausnahme von ϑ_P den Werten aus dem vorangegangenen Inkrement entsprechen bzw. wie die Zellabmessungen im Vorhinein bekannt sind, kann hiermit die Temperatur am Knoten P(i,j,k) direkt berechnet werden.

4.3.3 Veränderliche Stoffwerte

Im Allgemeinen kann davon ausgegangen werden, dass die Stoffwerte bzw. Materialgrößen im Berechnungsgebiet nicht konstant sind. Folglich wurde bereits in der physikalischen Herleitung in Abschnitt 4.1 die Tatsache der Ortsabhängigkeit der Materialgrößen λ , ρ und c berücksichtigt. Die Veränderlichkeit kann hierbei zweierlei Gründe haben. Einerseits ist es offenkundig, dass bei Vorhandensein mehrerer, unterschiedlicher Materialien im Gebiet die Materialgrößen nicht überall konstant sein können. Andererseits tritt dieser Fall jedoch auch bei Anwesenheit von nur einem Material auf, nämlich genau dann, wenn die Stoffwerte dieses Materials von der Temperatur abhängig sind und sich folglich bei ortsveränderlichem Temperaturfeld ebenso eine Ortsveränderlichkeit der Materialgrößen einstellt⁴.

Die Materialgrößen werden im vorliegenden Verfahren wie die Temperaturen dem jeweiligen Zellmittelpunkt (vgl. Abbildung 4.3) zugeordnet und erfahren folglich ihre Veränderlichkeit von der Temperatur dieses Knotens bzw. von der Art des Materials, aus der die den Knoten umgebende Zelle besteht. In den Modellgleichungen der Finiten-Volumen-Methode (vgl. Unterabschnitt 4.3.2) werden die Dichte ρ und die Wärmekapazität c lediglich für die jeweils betrachtete Zelle, d. h. für den Knoten P(i,j,k) benötigt. Die Wärmeleitfähigkeit λ hingegen wird zur Beschreibung der Wärmestromdichten \dot{q} auf den Wänden des Kontrollvolumens verwendet. Da die Wärmeleitfähigkeit in den beiden durch eine Wand miteinander verbundenen Zellen wie zuvor dargestellt im Allgemeinen unterschiedlich ist, jedoch nur ein Wert für diese

⁴ Eine weitere Möglichkeit können Phasenänderungen eines Materials sein, die jedoch in dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Modell nicht berücksichtigt werden. Diese lassen sich jedoch relativ einfach in das bestehende Modell integrieren.

Zellwand in die Modellgleichungen eingeht und eingehen darf, ist eine Mittelwertbildung der beiden beteiligten Größen unvermeidbar. Denkbar sind in diesem Zusammenhang unter anderem das *arithmetische* oder das *harmonische* Mittel der beiden Wärmeleitfähigkeiten. Nach [Pat80] und [Mar89] ist das *harmonische* Mittel für die vorliegende Problemstellung die geeignetste Vorgehensweise, da nur dann die physikalischen Gegebenheiten bei stark unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten korrekt berücksichtigt werden können. Die gewählte harmonische Mittelung der Wärmeleitfähigkeit λ_{nb} lässt sich mit (4.17) angeben, wobei f_{nb} den Anteil darstellt, den der Abstand des Knoten NB - NB entspricht dabei einem der Nachbarknoten gemäß Abbildung 4.3 - zur Zellwand bezogen auf den Gesamtabstand beider Knoten $P(i,j,k)$ und NB hat. Für die im Modell vorhandene Diskretisierung mit in jeweils einer Koordinatenrichtung konstanten Zellgrößen lässt sich diese Gleichung mit $f_{nb} = 0,5$ (vgl. Voronoi-Boxen) auf die Formulierung (4.18) vereinfachen. Eine Mittelung für die Materialgrößen Dichte ρ und Wärmekapazität c ist aus den zuvor genannten Gründen nicht notwendig.

$$\frac{1}{\lambda_{nb}} = \frac{(1 - f_{nb})}{\lambda_P} + \frac{f_{nb}}{\lambda_{NB}} \quad (4.17)$$

$$\lambda_{nb} = \frac{2\lambda_P\lambda_{NB}}{\lambda_P + \lambda_{NB}} \quad (4.18)$$

Aufgrund des sich zeitlich verändernden Temperaturfeldes ergibt sich folglich ebenso eine Änderung der Stoffwerte während des Zeitschritts Δt . Für das gewählte explizite Verfahren bedeutet dies, dass die Materialgrößen λ , ρ und c mit ihren Werten zu Beginn des Inkrements, d. h. mit λ_{nb}^0 , ρ_P^0 und c_P^0 , in die Modellgleichung (4.16) einzusetzen sind [Bae06].

4.4 Randbedingungen

Die Formulierung von Randbedingungen ist zur eindeutigen Lösung des instationären Wärmeleitproblems unverzichtbar. Dies wurde bereits in Unterabschnitt 4.1.3 dargelegt. Bisher wurde die Anwendung der Gleichungen in Abschnitt 4.3 auf Kontrollvolumina beschränkt, deren Nachbarn nach Abbildung 4.3 ebenfalls noch innerhalb des Berechnungsgebietes lagen. Im folgenden Abschnitt sollen nun all die Kontrollvolumina betrachtet werden, bei denen einer oder mehrere der Nachbarn außerhalb des Berechnungsgebietes, d. h. außerhalb der physikalischen Grenzen des Festkörpers, angeordnet sein würden.

Gemäß der in Unterabschnitt 4.2.1 dargestellten Vorgehensweise zur Erstellung des Berechnungsgitters fallen die physikalischen Grenzen der festen Phase mit den Wänden der sich unmittelbar anschließenden Kontrollvolumina zusammen. Durch die Entscheidung für eine zellzentrierte Variante der FVM entsteht dadurch die Möglichkeit, Wärmestromdichten auf den Rändern direkt, d. h. ohne Modifikation, zu berücksichtigen. Die Implementierung von auf dem Rand vorgegebenen Temperaturen bedarf hingegen einer gesonderten Betrachtung. Generell sind zwei Wege vorstellbar, die auftretenden und erforderlichen Randbedingungen in die numerische Formulierung zu integrieren. Einerseits besteht die Möglichkeit, eine eigene Routine zur Berechnung der Temperaturen in den randnahen Kontrollvolumina vorzusehen, in der anstatt der Terme für die jeweiligen Nachbarn in (4.16) die entsprechenden Randbedingungen eingesetzt werden. Die weiter innen im Berechnungsgebiet liegenden Kontrollvolumina

werden dabei nach wie vor mit (4.16) berechnet. Eine Alternative zu dieser Vorgehensweise besteht darin, das Berechnungsgebiet an den jeweiligen physikalischen Randflächen um eine weitere Ebene von Kontrollvolumina jenseits dieser Ränder zu erweitern. Diese zusätzlichen Kontrollvolumina werden als *virtuell* bezeichnet, da sie lediglich dem Zwecke der numerischen Formulierung dienen und keine eigene physikalische Bedeutung besitzen. Die erste Variante kommt insgesamt mit weniger Zellen aus, jedoch erhöht sich der Aufwand in der Programmierung und der programminternen Abarbeitung durch deutlich mehr Abfragen und Fallunterscheidungen. Mit der zweiten Variante erhöht sich zwar die Gesamtzahl der Zellen, indes ist hiermit eine bedeutend einheitlichere Programmierung und Abarbeitung möglich. Da die virtuellen Zellen in jedem Inkrement vorab mit den für die korrekte Implementierung der Randbedingung erforderlichen Werten belegt werden, müssen nicht mehr Zellen berechnet werden als mit der ersten Variante. Es erhöht sich lediglich der Speicherbedarf zum Abspeichern um die Anzahl der virtuellen Zellen. Vor diesem Hintergrund wird für das zu entwickelnde Modell die zweite Variante, d. h. die Erweiterung des Berechnungsgebietes um virtuelle Zellen, gewählt. Die Zellen an den Rändern bzw. in den Ecken des originären Berechnungsgebietes erhalten folglich mit den virtuellen Zellen die zur Berechnung notwendigen Nachbarn nach Abbildung 4.3 außerhalb des ursprünglichen Gebietes. Diese Vorgehensweise ermöglicht die Anwendung der zuvor vorgestellten Gleichungen auch in diesen randnahen Zellen. Ferner werden wie angeführt im Modell über die außerhalb liegenden, virtuellen Zellen die Randbedingungen berücksichtigt.

Bevor in den nachfolgenden Unterabschnitten die Modellierung der unterschiedlichen, im Modell enthaltenen Randbedingungen dargestellt wird, muss zunächst geklärt werden, welche Arten in der vorliegenden Problemstellung, d. h. der Berechnung der festen Phase innerhalb einer numerischen Brandsimulation, auftreten. Offenkundig ist als Randbedingung an der Grenzfläche zwischen Gasphase und fester Phase im Allgemeinen eine kombinierte (Netto-)Wärmestromdichte infolge Konvektion und Strahlung \dot{q}_{net} gemäß Unterabschnitt 4.4.3 zu berücksichtigen. In seltenen Fällen aber sind auch die Vorgabe einer Oberflächentemperatur der festen Phase oder einer definierten Wärmestromdichte vorstellbar. Meist sind diese Arten dann nötig, wenn die Oberfläche so gewählt wird, dass sie mit der Grenze des Berechnungsgebietes im CFD-Modell zusammenfällt. Ferner kommen sie für diagnostische Zwecke wie beispielsweise bei den Überprüfungsbeispielen in Kapitel 5 zum Einsatz. An allen anderen Oberflächen bzw. in allen anderen Fällen indes würde die Konservativität, d. h. die Erhaltung der Energie, gefährdet, sodass der Ansatz dieser Randbedingungen dann von begrenztem Nutzen ist. Zu dieser Erkenntnis kommt auch der FDS-Userguide [McG07b].

4.4.1 Konstante Oberflächentemperatur

Die Vorgabe einer konstanten Oberflächentemperatur ϑ_{OF} ist wie bereits angeführt in der Praxis lediglich als Randbedingung an der äußeren Meshgrenze (Grenze des CFD-Modells) zweckmäßig. Beispielsweise kann damit die Außentemperatur eines Bauteils definiert werden. Dies ist vor allem bei massigen Bauteilen (thermisch dick) sinnvoll, da man bei diesen davon ausgehen kann, dass die Durchwärmung nur langsam voranschreitet und folglich die äußere Oberflächentemperatur lange Zeit ohne nennenswerte Änderung in ihrem Startwert verharrt.

Für eine starke thermische Beanspruchung oder sehr dünne Bauteile bzw. sehr gut Wärme leitende Materialien (thermisch dünn) entsteht durch Vorgabe einer konstanten Oberflächentemperatur auf der Außenseite unter Umständen ein Fehler. Es ist dann abzuwägen, ob nicht etwa die Modellierung der Gasphase auch auf der Außenseite geeigneter ist, um das physikalische Problem korrekt abzubilden. Ferner wird diese Art der Randbedingung für diagnostische Zwecke, wie in Kapitel 5 benötigt.

Die Randbedingung wird durch Vorgabe der Temperatur in der entsprechenden virtuellen Zelle berücksichtigt. Da die Oberflächentemperatur ϑ_{OF} an der Kontrollvolumenwand vorgegeben ist, die Temperaturen im Modell jedoch in den Mittelpunkten der Kontrollvolumina, muss ϑ_{OF} zum Mittelpunkt der virtuellen Zelle transferiert werden. Hierzu wird nach [Bae06] bzw. [McG07a] der Ausdruck (4.19) - antisymmetrische Bedingung - verwendet.

$$\vartheta_{virt} = 2\vartheta_{OF} - \vartheta_{innen} \quad (4.19)$$

Hierin ist ϑ_{innen} die Temperatur der ersten Zelle innerhalb der festen Phase. Ferner werden die Wärmeleitfähigkeit der virtuellen Zelle und ihre Abmessung entlang der Strecke $\overline{P_{innen}P_{virt}}$ wie nachfolgend definiert ⁵.

$$\begin{aligned} \lambda_{virt} &= \lambda_{innen} \\ \Delta x_{i,virt} &= \Delta x_{i,innen} \end{aligned}$$

Wird (4.19) in die Fouriergleichung (4.4) auf dem Rand eingesetzt, so ergibt sich in Übereinstimmung mit [Pol05]

$$\dot{q}_{Rand} = \frac{\lambda}{\Delta x_i} (\vartheta_{innen} - \vartheta_{virt}) \stackrel{(4.19)}{\Leftrightarrow} \dot{q}_{Rand} = \frac{\lambda}{\frac{\Delta x_i}{2}} (\vartheta_{innen} - \vartheta_{OF}).$$

Begründung: Da sowohl Wärmeleitfähigkeit als auch Abmessung der virtuellen Zelle und der ersten Zelle innerhalb der festen Phase identisch sind, kann dies als Strahlensatz verstanden werden. Aufgrund der Lage der Kontrollvolumenwand in der Mitte zwischen P_{innen} und P_{virt} muss sich folgerichtig (4.19) ergeben.

Es ist zu beachten, dass sich durch die Vorgabe konstanter Oberflächentemperaturen (Dirichlet-Randbedingung) das Stabilitätskriterium (4.13) verschärft.

4.4.2 Konstante Wärmestromdichte

Die Vorgabe einer konstanten Wärmestromdichte \dot{q}_{Rand} ist ebenso wie die einer konstanten Oberflächentemperatur wie bereits angeführt in der Praxis lediglich als Randbedingung an der äußeren Meshgrenze (Grenze des CFD-Modells) sinnvoll. Beispielsweise kann damit der Wärmestrom an der Außenseite eines Bauteils definiert oder mittels $\dot{q}_{Rand} = 0$ eine vollständige Isolierung abgebildet werden. Es ist jedoch auch hier zu beachten, dass durch Vorgabe einer konstanten Wärmestromdichte auf der Außenseite unter Umständen ein Fehler entstehen kann. Es ist dann abzuwägen, ob nicht etwa die Modellierung der Gasphase auch auf

⁵ Da die virtuellen Zellen keine eigene physikalische Bedeutung besitzen, ist die Wahl von λ_{virt} und $\Delta x_{i,virt}$ beliebig.

der Außenseite geeigneter ist, um das physikalische Problem korrekt abzubilden. Ferner wird auch diese Art der Randbedingung für diagnostische Zwecke, wie in Kapitel 5, benötigt. Die Randbedingung wird wie zuvor durch Vorgabe der Temperatur in der entsprechenden virtuellen Zelle berücksichtigt. Die Wärmeleitfähigkeit der virtuellen Zelle und ihre Abmessung entlang der Strecke $\frac{\overline{P_{innen}P_{virt}}}{\lambda}$ wird entsprechend dem vorangegangenen Unterabschnitt definiert ⁵.

$$\begin{aligned}\lambda_{virt} &= \lambda_{innen} \\ \Delta x_{i,virt} &= \Delta x_{i,innen}\end{aligned}$$

Der entsprechende Ausdruck für die numerische Formulierung kann dann mit der Temperatur der ersten Zelle innerhalb der festen Phase ϑ_{innen} in der Form

$$\vartheta_{virt} = \vartheta_{innen} + \dot{q}_{Rand} \frac{\Delta x_i}{\lambda} \quad (4.20)$$

geschrieben werden. Dieser Ausdruck ist auf allen Rändern gleichermaßen anzuwenden, wenn für die Randbedingungen eine Vorzeichenkonvention gewählt wird, bei der Wärmestromdichten, die in die feste Phase eintreten, *positiv* und Wärmestromdichten, die die feste Phase verlassen, *negativ* angesetzt werden. Wird (4.20) in (4.16) eingesetzt, eliminieren sich die entsprechenden Terme, die den Wärmestrom von ϑ_{virt} nach ϑ_{innen} , d. h. über den Rand, repräsentieren, gegenseitig und es verbleibt mit

$$\dot{Q} = \dot{q}_{Rand} \Delta x_j \Delta x_k \quad \text{mit: } j \neq k \quad \text{und} \quad j, k \neq i$$

der zu beschreibende Randwärmestrom.

Von besonderer Bedeutung für die Berücksichtigung der festen Phase in numerischen Brandsimulationen ist die Möglichkeit zur Vorgabe einer konstanten Wärmestromdichte mit $\dot{q} = 0$. Diese Option kann im Inneren der festen Phase gewählt werden, um Bereiche mit mehrdimensionalen Effekten gegenüber Bereichen abzugrenzen, in denen sich die Effekte auf weniger oder nur eine Richtung beschränken. Auf diese Weise kann beispielsweise der Eckbereich einer Verbindung zwischen Wand und Decke in einem Raum mehrdimensional modelliert werden, während in weiter entfernten Bereichen, in denen unter Umständen näherungsweise eindimensionale Effekte in Dickenrichtung überwiegen, durch eine vereinfachte Berechnung Rechenzeit eingespart werden kann. Da die Isothermen an der Trennungsebene innerhalb der festen Phase orthogonal zu derselben verlaufen, ist dort genau $\dot{q} = 0$. Die Lage der Bereichstrennung ist hierbei individuell anzupassen. Ein vergleichbares Vorgehen wird beispielsweise zur Berechnung von Wärmebrücken in DIN EN ISO 10211-2 [DIN08] vorgeschlagen. Im Rahmen der Implementierung des entwickelten Modells in das Brandsimulationsprogramm FDS (siehe Abschnitt 4.8) kann die spezielle Randbedingung $\dot{q} = 0$ zusätzlich dazu genutzt werden, um Objekte mit der neuen, dreidimensionalen Wärmeleitung an Objekte, die mit den bisherigen Möglichkeiten modelliert werden, mit direktem Kontakt anzuschließen.

4.4.3 Wärmestromdichte aus Konvektion und Strahlung infolge eines Brandes

Nachdem in den beiden vorangegangenen Unterabschnitten zwei Arten von Randbedingungen beschrieben wurden, die im Wesentlichen zum Zwecke der Modellierung von äußeren

Meshgrenzen oder für diagnostische Aufgaben zum Einsatz kommen, wird nun die Randbedingung betrachtet, die - bei physikalisch korrekter Beschreibung - an der Grenzfläche zwischen Gasphase und fester Phase auftritt. Diese setzt sich zusammen aus einem Anteil aus konvektivem Wärmeübergang \dot{q}_{konv} und einem Anteil aus Wärmestrahlung \dot{q}_{rad} und lässt sich als über den Rand (Oberfläche OF) in die feste Phase eintretende bzw. diese verlassende (Netto-)Wärmestromdichte \dot{q}_{net} bezeichnen [Ste89], [Wic04].

$$\begin{aligned}\dot{q}_{net}(t) &= \dot{q}_{tot}(t) = \dot{q}_{konv}(t) + \dot{q}_{rad}(t) + [\dot{q}_{evap}(t)] & (4.21) \\ \dot{q}_{konv}(t) &= \alpha(t) \cdot (\vartheta_{Umgebung}(t) - \vartheta_{OF}(t)) \\ \dot{q}_{rad}(t) &= \dot{q}_{rad,in}(t) - \dot{q}_{rad,out}(t) \\ &= \epsilon(\dot{q}_{incident}(t) - \sigma T_{OF}(t)^4)\end{aligned}$$

Die als Randbedingung auftretende (Netto-)Wärmestromdichte \dot{q}_{net} ist für die Aufheizung bzw. die Abkühlung der festen Phase verantwortlich ⁶. Bedingung für die Anwendung von (4.21) als Randbedingung ist, dass eine unendliche optische Dicke (*infinite optical thickness*) des Materials vorausgesetzt wird, denn nur dann erfolgt die Absorption der Wärmestrahlung unmittelbar an der Grenze zwischen Gasphase und fester Phase, d. h. direkt unter der Oberfläche in der festen Phase. Andernfalls dringt die Wärmestrahlung je nach Eigenschaft des Materials - Absorptionskoeffizient κ - tiefer in die feste Phase ein und ist dann nicht als Randbedingung, sondern als Wärmequelle/-senke (*internal radiation*) zu berücksichtigen (vgl. [McG07a]). Die Berechnung von Glas bzw. (optisch) durchlässigen festen Phasen oder auch Flüssigkeiten bzw. Gasen und dispersen Medien/Fluiden ist indes nicht Bestandteil des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Modells. Ferner besitzen beispielsweise Porzellane eine solche *infinite optical thickness* [Bar98]. Daher kann an dieser Stelle unendliche optische Dicke vorausgesetzt und (4.21) als Randbedingung formuliert werden.

Bei Anwendung des expliziten Euler-Verfahrens sind sämtliche Größen vom vorherigen Inkrement in die rechte Seite der Modellgleichung (4.16) einzusetzen; eine Linearisierung ist hierbei nicht erforderlich. Dies gilt gleichermaßen für die Randbedingungen [Bae06], sodass (4.21) für den Zeitpunkt n auszuwerten ist. Da jedoch für diesen Zeitpunkt sämtliche Größen bekannt sind, können die Anteile aus konvektivem Wärmeübergang und Wärmestrahlung direkt ausgewertet und mit

$$\dot{q}_{Rand} = \dot{q}_{net}$$

gemäß Unterabschnitt 4.4.2 in das Modell integriert werden (vgl. [Pol05]). Dabei ist zu beachten, dass \dot{q}_{Rand} sowie $\lambda_{virt} = \lambda_{innen}$ in diesem Fall mit der Zeit veränderlich sind.

Aufgrund der Stabilitätsbedingung (4.13) ist es möglich, dass im Zuge der Berechnung das Zeitintervall der CFD-Berechnung Δt_{CFD} größer ist als der für die feste Phase erlaubte Zeitschritt $\Delta t_{festePhase}$. In der Konsequenz bedeutet dies, dass zur Berechnung der festen Phase Δt_{CFD} in mehrere Schritte aufgeteilt werden muss. Gemäß den zuvor gemachten Aussagen ist dann jeweils zu Beginn eines dieser Schritte die Randbedingung (4.21) mit den Werten des vorangegangenen Schrittes auszuwerten und in die Modellgleichung (4.16) einzusetzen. Da jedoch erwiesenermaßen die Zeitschritte Δt_{CFD} in einer CFD-Brandsimulation

⁶ Der Term \dot{q}_{evap} entspricht einem ggf. mithilfe eines eigenständigen Modells berechneten Wärmeverlust (d. h. $\dot{q}_{evap} \leq 0$) infolge Verdampfens beispielsweise von Sprinklerwassertropfen an der Oberfläche.

bereits außerordentlich gering sind verglichen mit der Zeitdauer des gesamten Problems, besteht die Möglichkeit, eine Vereinfachung dieses Vorgehens durchzuführen. Im entwickelten Modell wird daher \dot{q}_{net} bezüglich des Inkrements Δt_{CFD} konstant angenommen, was je nach Richtung des Wärmestroms zu einer geringfügigen Über- bzw. Unterschätzung des tatsächlichen Wertes führt. In der Folge werden die Temperaturen ebenfalls geringfügigen über- bzw. unterschätzt, was aber wiederum dazu führt, dass im darauffolgenden Inkrement die zuvor entstandene Abweichung korrigiert wird. Aufgrund der geringen Zeitschrittweiten innerhalb der CFD-Berechnung bleiben die zwischenzeitlich auftretenden und sich gegenseitig von Schritt zu Schritt ausgleichenden Abweichungen äußerst gering. Für $\Delta t_{CFD} \rightarrow 0$ verschwinden sämtliche Abweichungen, sodass diese Vorgehensweise konsistent ist. Ferner handelt es sich lediglich dann um eine Vereinfachung, falls tatsächlich $\Delta t_{festPhase} < \Delta t_{CFD}$ erforderlich ist; ansonsten ist das Verfahren exakt und ohne Näherung. Die Anwendbarkeit dieser Vorgehensweise wird mit dem Überprüfungsbeispiel in Unterabschnitt 5.2.2 bestätigt.

4.5 Thermischer Kontaktwiderstand

Bei der Berührung zweier feste Phase-Objekte (Festkörper) mit unterschiedlicher Ausgangstemperatur findet ein Austausch von Wärme über die Kontaktfläche statt, bis nach einiger Zeit beide Festkörper dieselbe - zwischen den beiden Ausgangstemperaturen liegende - Temperatur besitzen. Der Kontakt wird dabei im Allgemeinen als vollständig, d. h. lückenlos, über die Fläche angenommen. In der Praxis ist diese Kontaktfläche jedoch in einigen Fällen derart uneben, dass die Annahme eines vollständigen Kontakts nicht mehr gerechtfertigt ist. Die Übertragung durch Wärmeleitung findet dann einerseits in den Berührungspunkten direkt von Festkörper zu Festkörper und andererseits über eine dünne Luftschicht hinweg statt. Da diese Unebenheiten eine weitaus geringere Größenordnung bzw. Ausdehnung besitzen als die zu berechnende Struktur selbst, ist ihre diskrete Modellierung im Allgemeinen nicht möglich. Diese Gegebenheiten lassen sich jedoch relativ einfach innerhalb der Berechnung des stationären Temperaturfeldes über einen sogenannten *thermischen Kontaktwiderstand* berücksichtigen. In [Fie07] wird verstärkend berichtet, dass dieses Phänomen in vielen technischen Anwendungen von großer Relevanz ist.

Die der Vorgehensweise zugrunde liegende Vorstellung ist die einer Reihenschaltung von (Wärme-)Widerständen (4.22).

$$R_{ges} = \sum_i R_i = R_1 + R_2 + \dots \quad (4.22)$$

$$\text{mit: } R_i = \frac{\Delta x_i}{\lambda_i}$$

In (4.22) lässt sich nun ein thermischer Kontaktwiderstand R_{tkw} ohne Weiteres additiv einfügen. Da das Gitter bestehend aus Kontrollvolumina stets so zu wählen ist, dass Materialgrenzen mit Kontrollvolumenwänden zusammenfallen, sind thermische Kontaktwiderstände ebenfalls dort zu berücksichtigen. Die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit an der entsprechenden Kontrollvolumenwand (4.17) ist dann unter Berücksichtigung von $f_{nb} = 0, 5$ um den

Term des thermischen Kontaktwiderstands R_{tkw} zu erweitern (4.23).

$$\frac{1}{\lambda_{nb}} = \frac{1}{2\lambda_P} + \frac{1}{2\lambda_{NB}} + \frac{R_{tkw}}{\Delta x} \quad (4.23)$$

Der Temperaturverlauf erfährt bei ansonsten stetigem Verlauf der Wärmestromdichte einen Sprung an der Kontaktfläche, wie Abbildung 4.4 zeigt. In der Literatur (z. B. [Egg07] und [MSS06] bzw. [Roh73]) sind entsprechende Werte thermischer Kontaktwiderstände zwischen unterschiedlichen Materialien angegeben. Für eine Grenzfläche aus Edelstahl (bei einem Kontaktdruck von 100 kN/m^2) lässt sich beispielsweise ein Wert im Bereich $6 - 25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2\text{K/W}$ entnehmen. Bei einem Anpressdruck von 1 bar gilt für das Materialpaar Stahl/Aluminium ein Wert von $25 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2\text{K/W}$.

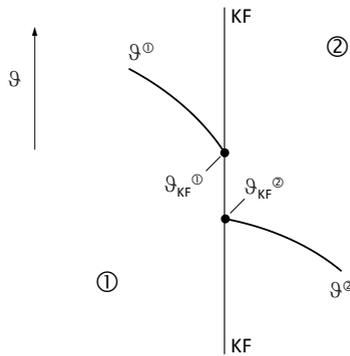


Abbildung 4.4: Temperaturverlauf an der Kontaktfläche (KF) zweier feste Phase-Objekte 1 und 2 mit thermischem Kontaktwiderstand [Bae06]

4.6 Wärmequellen/-senken

Die Notwendigkeit zur Berücksichtigung von Wärmequellen und -senken innerhalb der festen Phase in einer numerischen Brandsimulation ergibt sich aus vielerlei Gründen. Diese können beispielsweise energetische Änderungen infolge Stoff- bzw. Phasenumwandlungen oder auch infolge Pyrolysevorgängen sein. Durch entsprechende, in das CFD-Brandsimulationsprogramm integrierte Submodelle lassen sich die ggf. zeit- oder temperaturabhängigen Werte der an einem bestimmten Ort auftretenden Wärmequelle/-senke bestimmen, die dann über den Quellterm in (4.7) bzw. (4.16) im entwickelten Modell berücksichtigt werden.

Bei Anwendung des expliziten Euler-Verfahrens sind, wie bereits zuvor angesprochen, sämtliche Größen vom vorherigen Inkrement in die rechte Seite der Modellgleichung (4.16) einzusetzen. Dies gilt gleichermaßen für den Quellterm [Bae06], sodass dieser für den Zeitpunkt n auszuwerten ist, was durch die hochgestellte „0“ in (4.16) symbolisiert wird. Liegt eine Temperaturabhängigkeit vor, so bedeutet dies, dass die Temperatur ϑ_P^0 zu verwenden ist.

Analoges gilt bei einer Zeitabhängigkeit des Quellterms für die Zeit t . Eine in anderen Verfahren notwendige Linearisierung - empfehlenswerterweise über eine Taylorreihen-Entwicklung - des im Allgemeinen nichtlinearen Quellterms ist hierbei folglich nicht erforderlich. Da es bei Anwendung der Finite-Volumen-Methode nicht erforderlich ist, für alle Größen dieselben Profilannahmen zwischen den Kontrollvolumenwänden bzw. den Zellmittelpunkten zu verwenden, kann für den Quellterm ein Stufenprofil mit konstantem Verlauf innerhalb des Kontrollvolumens gewählt werden [Pat80]. Das bedeutet ferner, dass der Term \dot{S}^0 in (4.16) für den Mittelwert der Quelle/Senke im Kontrollvolumen steht.

Im entwickelten Modell ist beispielhaft die Möglichkeit zur Berücksichtigung einer linearen Temperaturabhängigkeit des Quellterms vorgesehen (4.24). Nach [Bae06] gilt für eine linear-temperaturabhängige Quelle/Senke die Stabilitätsbedingung (4.13) unverändert.

$$\dot{S}^0 = \dot{S}_C^0 + \dot{S}_P^0 \cdot T_P^0 \quad (4.24)$$

Mithilfe der konstanten Parameter \dot{S}_C^0 und \dot{S}_P^0 können die konstanten und temperaturabhängigen Anteile der Wärmequelle/-senke definiert werden ⁷.

Der Fall, dass die beiden Parameter selbst ebenfalls von der Temperatur abhängig sein sollen, führt zurück auf einen nicht-linearen Quellterm, der entsprechend (4.24) zur Berechnung von \dot{S}^0 zum Zeitpunkt n zusätzlich im Code implementiert werden muss. Eine Linearisierung, die insbesondere bei komplexen Quelltermen aufwendig werden kann, ist wie bereits dargestellt nicht erforderlich. Dieses Vorgehen wird beispielhaft in Unterabschnitt 5.8.3 für eine Wärmequelle in Anlehnung an ein Pyrolysemodell (Arrhenius-Ansatz) veranschaulicht. Mit der Einführung und Formulierung der entsprechenden Terme ist eine Schnittstelle für den zukünftigen Einbau von Pyrolysemodellen jedweder Art geschaffen.

4.7 Schnittstellen - Eingangs- und Rückgabewerte

Eine der Zielsetzungen dieser Arbeit ist es, ein Modell zu entwickeln, welches in seinen Grundlagen und seiner Struktur derart modular aufgebaut ist, dass es in jeden bestehenden oder zukünftigen CFD-Brandsimulationscode integriert werden kann. Um dies zu erreichen, sind insbesondere universelle Schnittstellen zu formulieren, an denen Werte vom CFD-Code an das Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung übergeben werden - im Folgenden *Eingangswerte* genannt - sowie in umgekehrter Richtung vom entwickelten Modell an die CFD-Brandsimulation - im Folgenden *Rückgabewerte* genannt. Es ist einleuchtend, dass diese zunächst numerischen Schnittstellen auch physikalisch in Form der Kontaktfläche zwischen Gasphase und fester Phase vorhanden sind.

Die Eingangswerte lassen sich anhand der erforderlichen Randbedingungen nach Abschnitt 4.4 relativ einfach ableiten. Die wesentliche Randbedingung ist die lokale Wärmestromdichte $\dot{q}_{net}(t)$ an der Grenze zwischen Gasphase und fester Phase nach (4.21). Die Bestimmung von $\dot{q}_{rad}(t)$ ist nicht Bestandteil dieser Arbeit, jedoch werden vom Modell die hierfür erforderlichen Oberflächentemperaturen ordnungsgemäß zur Verfügung gestellt. Sollte die Berech-

⁷ Programmintern erfolgt gemäß (4.24) eine Multiplikation des Parameters \dot{S}_P^0 mit der absoluten Temperatur am Mittelpunkt P der Zelle, für die die Quelle definiert wird, sodass dieser Parameter mit der Einheit W/m^3K einzugeben ist (vgl. Anhang D).

nung der Wärmestrahlung nicht bereits im CFD-Brandsimulationscode enthalten sein, ist eine entsprechende Erweiterung des CFD-Codes erforderlich. Es ist anzumerken, dass ein Brandsimulationsprogramm ohne Berücksichtigung der Wärmestrahlung ohnehin nicht zielführend ist, da der Prozess der Wärmestrahlung unter anderem wegen des Terms $(\vartheta + 273, 15)^4$ einen bedeutenden Einfluss hat. Die Bestimmung von $\dot{q}_{konv}(t)$ kann nach (4.21) mittels des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha(t)$ sowie der Temperaturdifferenz zwischen Umgebung und Oberfläche erfolgen. Die Oberflächentemperatur wird wie angesprochen vom Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung selbst korrekt berechnet, während die Umgebungstemperatur in einem CFD-Brandsimulationscode ebenfalls von vorneherein zu bestimmen bzw. vorhanden ist. Zur Ermittlung von $\alpha(t)$ wird in Kapitel 3 ein eigenes, erweitertes Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase erarbeitet.

Bei der Betrachtung der erforderlichen Rückgabewerte wird relativ schnell deutlich, dass die Übergabe der Oberflächentemperatur an der Kontaktfläche von Gas- und fester Phase ausreichend ist. Hierzu wird nach (4.25) in Analogie zu (4.19) ein Mittelwert zwischen den Temperaturwerten der virtuellen und der ersten inneren Zelle gebildet [Bae06], [McG07a].

$$\vartheta_{OF} = \frac{\vartheta_{virt} + \vartheta_{innen}}{2} \quad (4.25)$$

Dieses Vorgehen wird erweitert, um die Auswirkungen der in Unterabschnitt 4.4.3 durchgeführten Näherung, d. h. \dot{q}_{net} konstant bezüglich des Inkrements Δt_{CFD} , auf die Oberflächentemperatur teilweise zu kompensieren. Dies wird erreicht, indem in (4.25) der vorherige („alte“) Wert der virtuellen Zelle statt des aktuellen verwendet wird und es ergibt sich folglich

$$\vartheta_{OF}^1 = \frac{\vartheta_{virt}^0 + \vartheta_{innen}^1}{2}. \quad (4.26)$$

Die Anwendbarkeit dieser gesamten Vorgehensweise wird mit dem Überprüfungsbeispiel in Unterabschnitt 5.2.2 bestätigt.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sämtliche Größen, die in der jeweiligen Richtung zwischen dem CFD-Brandsimulationscode und dem entwickelten Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung an der Schnittstelle (Kontaktfläche) übergeben werden müssen, in diesen beiden Modellen ohnehin enthalten sind bzw. sein müssen. Folglich sind aufseiten des bestehenden CFD-Brandsimulationscodes keinerlei Anpassungen erforderlich und das entwickelte Modell kann problemlos und modularartig integriert werden. Durch die Implementierung der mehrdimensionalen Wärmeleitung direkt in den CFD-Brandsimulationscode sowie der damit verbundenen Kopplung an der Schnittstelle in beiden Richtungen ist nun eine unmittelbare Rückkopplung der mehrdimensional berechneten festen Phase auf das Brandgeschehen gegeben.

4.8 Integration in den Brandsimulationscode FDS (Version 5)

Im Rahmen dieser Arbeit wird das entwickelte Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung beispielhaft in die gegenwärtig aktuelle Version 5 des Brandsimulationscodes FDS [McG07b], der, wie in Kapitel 2 beschrieben und allgemein anerkannt den aktuellen Stand der Technik in der CFD-Brandsimulation darstellt, integriert. Der folgende Abschnitt beschreibt die

codespezifischen Anpassungen und Besonderheiten des allgemein entwickelten und in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Modells.

4.8.1 Gegenwärtige Struktur der festen Phase in FDS

Im Brandsimulationscode FDS wird das Berechnungsgebiet (*Computational Domain*) in ein orthogonales Gitter (*Mesh*) von quaderförmigen Zellen eingeteilt, wobei jede Zelle entweder der Gasphase oder der festen Phase zugeordnet sein kann. Eine oder mehrere aneinandergrenzende Zellen können zu einem feste Phase-Objekt (*OBSTRUCTION*) zusammengefasst werden. Die Seitenflächen dieser Obstructions sind mit Oberflächenelementen (*SURFACE*) zu belegen, die gegenwärtig unter anderem die thermischen Materialeigenschaften sowie die Emissivität ϵ beschreiben. Zu Beginn des Berechnungsalgorithmus weist der Code den Grenzflächen zwischen Gasphase und fester Phase eine zweidimensionale *Wall Cell* eindeutig zu, an denen im Laufe der Berechnung die Randbedingungen für die Gasphase formuliert werden. Unter anderem sind dies Randbedingungen für die Massen der einzelnen, in der Berechnung vorkommenden Spezies und für die Dichte sowie die thermischen Randbedingungen, hinter der sich auch die eindimensionale Wärmeleitungsrechnung der festen Phase verbirgt.

Um einen eindimensionalen Wärmetransport durch eine Wand hindurch auf die gegenüberliegende Seite (*BACKING=EXPOSED*) zu berechnen, darf das Objekt maximal die Ausdehnung von einer Zelle in Dickenrichtung aufweisen und sollte nach [McG07b] auch nicht dünner gewählt werden, um volle Funktionalität zu gewährleisten (vgl. Abbildung 4.5). Ferner

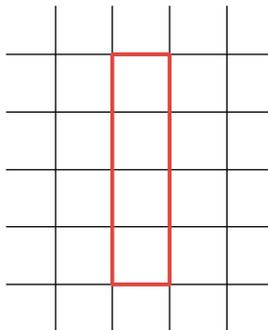


Abbildung 4.5: Anordnung einer Wand für *BACKING=EXPOSED*

muss sich mindestens eine weitere Gasphasenzelle auf der Rückseite anschließen, sodass die entsprechenden Objekte niemals die äußere Grenze des Meshes bilden können. Alternativ kann die eindimensionale Wärmeleitung auch mit einer adiabatischen Randbedingung auf der Rückseite (*BACKING=INSULATED*) oder mit einer vorgegebenen rückseitigen Lufttemperatur (*BACKING=VOID*) durchgeführt werden. Die Berechnung erfolgt nacheinander für alle *Wall Cells*, wobei jedoch kein unmittelbarer Informationsaustausch zwischen den gegenüberliegenden *Wall Cells* stattfindet. Lediglich die Gastemperatur auf der jeweiligen Rückseite wird

mit Ausnahme der adiabaten Randbedingung dazu verwendet, um die Nettowärmestromdichte infolge Strahlung und konvektivem Wärmeübergang als rückseitige Randbedingung für die Wärmeleitungsgleichung zu formulieren. Für BACKING=EXPOSED ist $\dot{q}_{rad,in}(t)$ auf der Rückseite vorhanden und wird daher verwendet; ansonsten, d. h. für BACKING=VOID, wird $\dot{q}_{rad,in}(t)$ zu $\epsilon\sigma T_{Luft}(t)^4$ bestimmt. Abbildung 4.6 zeigt die vorhandenen BACKING-Optionen in FDS. Der materielle Aufbau der gegenüberliegenden Surface wird indes in keins-

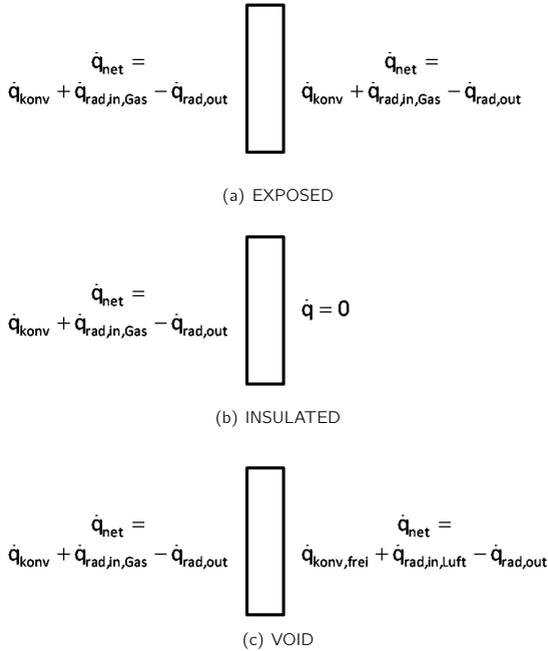


Abbildung 4.6: BACKING-Optionen in FDS

ter Weise berücksichtigt. Bei unsachgemäßer Handhabung ist damit eine physikalisch völlig unsinnige Modellbildung möglich! Abbildung 4.7 zeigt neben einer korrekten (oberste Anordnung), zwei in FDS mögliche aber physikalisch unsinnige Modellierungsmöglichkeiten der festen Phase.

4.8.2 Neu entwickelte Struktur der festen Phase in FDS

Im entwickelten Modell wird die zuvor dargestellte Struktur aufgebrochen und eine physikalisch korrekte Modellierung bei - unter Berücksichtigung des zugrunde liegenden Meshes der Computational Domain - freier Wahl der Abmessungen der festen Phase gewährleistet. Das Volumen der zu beschreibenden Geometrie wird durch die kleinsten Einheiten, die

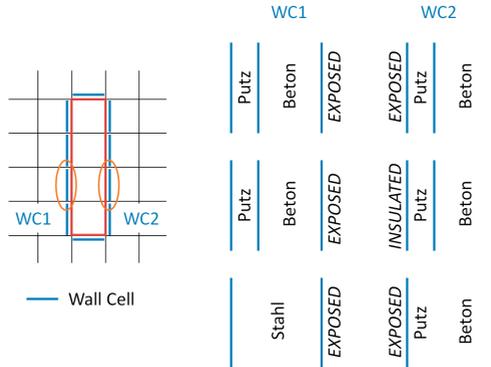


Abbildung 4.7: Modellierungsmöglichkeiten in der gegenwärtigen Struktur von FDS

der CFD-Code vorsieht, d. h. für FDS durch Obstructions, aufgebaut. Dies ermöglicht eine universelle und einheitliche Beschreibung dieser Einheiten einerseits in der Eingabe und andererseits in der Programmierung. Für Letztere bestehen große Vorteile insbesondere darin, dass eine allgemeingültige Grundstruktur in Form einer solchen Einheit mit entsprechenden allgemein formulierbaren Randbedingungen zugrunde liegt und ferner eine sukzessive Abarbeitung dieser Einheiten möglich ist, die bei Anwendung des expliziten Euler-Verfahrens ohne Iteration auskommt und folglich eine sehr effiziente Berechnung erlaubt. Diese Vorgehensweise wird im Folgenden als *Cell-by-Cell-Konzept* bezeichnet, wobei *Cell* allgemein einer CFD-Zelle und somit der zuvor genannten Einheit entspricht, die die feste Phase einnimmt (vgl. Abbildung 4.8). Für die beispielhafte Integration in FDS ist dies wie erwähnt eine Obstruction. Darüber hinaus können mit dieser Vorgehensweise auch äußerst komplexe Geo-

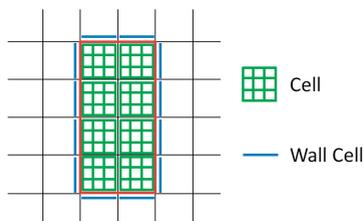


Abbildung 4.8: Neu entwickelte Struktur der festen Phase

metrien relativ einfach abgebildet werden, wofür der zusätzlich entwickelte Inputgenerator (siehe Anhang E) eingesetzt werden kann. Bei geeigneter Erweiterung des Modells ist auch die Verwendung der *BURN_AWAY*-Funktion von FDS vorstellbar, die einzelne Obstructions nach vollständigem Abbrennen „weschaltet“ und die zuvor belegte Zelle der Gasphase zuweist (vgl. Abbildung 4.9). Über geeignete Abfragen werden im Verlauf der Berechnung diejenigen Surfaces bzw. Wall Cells ausgesondert, welche die Grenzflächen zwischen der Gasphase und

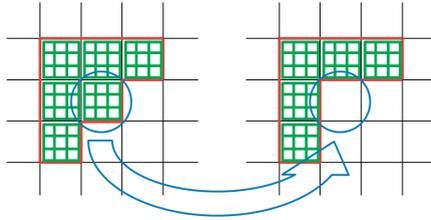


Abbildung 4.9: Verwendung der *BURN_AWAY*-Funktion

den „neuen“ Obstructions bilden (vgl. Abbildung 4.8). Anschließend erfolgt durch sukzessive Abarbeitung dieser Zellen, in denen das Berechnungsnetz des Modells für mehrdimensionale Wärmeleitung inklusive sämtlicher Materialeigenschaften definiert ist, die Ermittlung des instationären Temperaturfeldes. Unter Berücksichtigung der Stabilitätsbedingung (4.13) sind hierfür gegebenenfalls eine Unterteilung des Zeitinkrements der CFD-Berechnung und folglich mehrere Einzelschritte für die Berechnung der festen Phase erforderlich. Im Anschluss an die Ermittlung der innen liegenden Temperaturen erfolgt die Bestimmung der Oberflächentemperaturen, die den entsprechenden Wall Cells unter anderem für die weitere Gasphasen- und Wärmestrahlungsberechnung übergeben werden müssen (Rückkopplung).

Innerhalb von FDS ist eine Unterteilung der Wall Cells in kleinere Abschnitte nicht vorgesehen bzw. nicht möglich, sodass dort die jeweiligen Übergabegrößen (ϑ_{OF} und \dot{q}_{Rand}) über der gesamten Fläche konstant sind bzw. konstant angenommen werden müssen, um die Konservativität zwischen der Gasphase und der festen Phase zu gewährleisten. Bei der für die Rückkopplung erforderlichen Bestimmung der Oberflächentemperaturen wird daher je Wall Cell eine arithmetische Mittelwertbildung der nach (4.26) berechneten Werte durchgeführt. In umgekehrter Richtung wird auch $\dot{q}_{net}(t)$ zu gleichen Teilen als Randbedingung auf das FVM-Netz der festen Phase innerhalb einer Obstruction angesetzt (vgl. Abbildung 4.10). Beispielsweise im unmittelbaren Bereich von Ecken können hierdurch ungewollte Abweichungen auftreten, die jedoch zweifelsohne nicht modellbedingt sind und sich mit feiner werdendem CFD-Mesh immer weiter verringern und bei einer Grenzbetrachtung vollständig verschwinden. Es handelt sich daher um einen FDS-bedingten Diskretisierungsfehler, der bei Meshverfeinerung konsistent verschwindet.

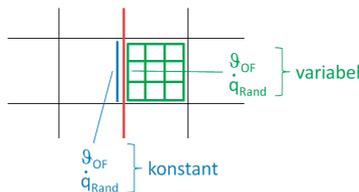


Abbildung 4.10: Zuordnung der Größen an der Oberfläche

Eine Verwendung der neu beschreibbaren Obstructions als äußere Grenze der Computational Domain ist mit den in den Unterabschnitten 4.4.1 und 4.4.2 vorgestellten Randbedingungen

prinzipiell möglich, birgt jedoch die Gefahr, eine physikalisch unwirkliche Vorgabe zu treffen. Es ist daher von Fall zu Fall abzuwägen, ob nicht ein weiterer Bereich mit Gasphasenzellen angeschlossen und die real vorhandene Nettowärmestromdichte als Randbedingung formuliert werden sollte.

4.8.3 Ein- und Ausgabegrößen

Der nachfolgende Unterabschnitt stellt die erforderlichen und möglichen Eingabe- bzw. Ausgabegrößen des entwickelten Modells dar. Ausgabegrößen eignen sich beispielsweise für eine weitere Verwendung in anschließenden Untersuchungen, wie einer Heißbemessung mit einer externen Software. Eine Zusammenfassung aller durch diese Arbeit hinzugekommenen Input-Parameter enthält Anhang D.

Hinsichtlich der Eingabegrößen sind neben Steuerparametern für die Surfaces und Obstructions in FDS insbesondere die örtlich variierenden temperaturabhängigen thermischen Materialeigenschaften und Wärmequellen/-senken zu nennen. Darüber hinaus sind Angaben über die Anzahl an Kontrollvolumina innerhalb einer jeweiligen Zelle (in FDS: Obstruction) zu machen, für die eine mehrdimensionale Wärmeleitung berechnet werden soll. Die Ausgabe von zellbezogenen Temperaturfeldern kann an- bzw. abgewählt sowie durch Vorgabe eines zeitlichen Intervalls zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ausgaben gesteuert werden. Ferner wurden Parameter integriert, welche die Vorgabe thermischer Kontaktwiderstände sowie Randbedingungen gemäß den Unterabschnitten 4.4.1 und 4.4.2 ermöglichen.

Die Ausgabegrößen betreffend wurde im Modell eine Routine vorgesehen, die, wie zuvor angedeutet, gesteuert das Temperaturfeld einer Zelle zu beliebigen Zeitpunkten ausgibt. Als Grundlage für das Postprocessing wurde das Format von Tecplot (Version 9) [Amt01] verwendet, jedoch sind die Formate anderer Programme problemlos entsprechend integrierbar. Die ausgegebenen Temperaturfelder sind unmittelbar für eine anschließende oder parallele (just-in-time) Analyse einsetzbar. Beispielsweise ließe sich hiermit direkt eine mechanische Analyse von Bauteilen oder Tragwerken gemäß Eurocode (z. B. [EC203]) durchführen, womit die zuvor durchzuführende thermische Analyse aufgrund der bereits in der numerischen Brandsimulation ermittelten Temperaturfelder entfallen kann. Das entwickelte Wärmetransportmodell kann daher als erster Schritt in Richtung einer vollständig gekoppelten Brandsimulation verstanden werden. Neben der Ausgabe von Temperaturfeldern bietet das Modell die Möglichkeit, Wall Cell bezogene Größen, beispielsweise die Oberflächentemperatur, auszugeben, die insbesondere für diagnostische Zwecke eingesetzt werden können. Ferner werden in der FDS-Implementierung grundlegende Größen, wie Randbedingungen, gemeinsam mit den bereits vorhandenen Parametern wie gewohnt in der *.out*-Datei ausgegeben.

4.9 Alternativen bei der Netzgenerierung

Die Generierung des Netzes für die Berechnung des dreidimensionalen, instationären Temperaturfeldes $\vartheta(x, y, z, t)$ erfolgt im hier entwickelten Modell unter der Rahmenbedingung, dass die Kontrollvolumina innerhalb einer Zelle unterschiedliche Abmessungen (Δx , Δy und Δz)

in den drei Koordinatenrichtungen haben können und dass diese Abmessungen in Richtung der Koordinaten innerhalb des jeweiligen durch mehrere Zellen aufgebauten Gebietes/Objekts konstant sind. Ferner wird ein orthogonales Gitter mit quaderförmigen Kontrollvolumina unterstellt. Diese Rahmenbedingungen sind Vereinfachungen, die jedoch im Rahmen der Modellentwicklung und anschließenden -überprüfung ausreichend sind.

Je nach Fragestellung (Geometrie, Materialeigenschaften etc.) können die zuvor beschriebenen Rahmenbedingungen unter Umständen zu einschränkend sein, sodass Alternativen bei der Netzgenerierung in Betracht zu ziehen sind. Dies kann sowohl die Abmessungen der Kontrollvolumina als auch deren Form betreffen und kann von relativ einfachen Algorithmen, wie beispielsweise in FDS [McG07a] zur Variation der Kontrollvolumenmittelpunktsabstände des eindimensionalen Wärmeleitungsmodells, bis hin zu sehr komplexen Verfahren, wie beispielsweise adaptiven Netzgeneratoren, die die Elementierung sukzessive im Verlauf der Berechnung anpassen, reichen. Auch ist eine Elementierung denkbar, bei der mehrere Nachbarkontrollvolumina an nur einer Kontrollvolumenoberfläche angrenzen, wobei die zu bilanzierenden Wärmeströme dann entsprechend aufgeteilt werden müssen.

Im Folgenden sollen beispielhaft zwei Alternativen bei der Netzgenerierung einerseits zur Abmessung der Kontrollvolumina und andererseits zu deren Form dargestellt werden.

4.9.1 Variable Kontrollvolumenabmessungen in den Koordinatenrichtungen eines orthogonalen Gitters

Bei starken Gradienten im Verlauf der Veränderlichen (hier dem Temperaturfeld) bietet es sich gelegentlich an, eine Verfeinerung der Elementierung durchzuführen, um auf diese Weise im gesamten Berechnungsgebiet in etwa dieselbe Approximationsgenauigkeit zu erzielen. Solche starken Gradienten können insbesondere im Bereich von Rändern oder Singularitäten auftreten. Innerhalb der in den vorangegangenen Abschnitten erarbeiteten (theoretischen) Gleichungen des Modells können die Kontrollvolumenabmessungen und Abstände der Kontrollvolumenmittelpunkte an sich mit beliebigen Werten belegt werden, sodass das entwickelte Modell in der Lage ist, diese Alternative der Netzerstellung zu erfassen. Numerisch bedeutet dies indes einen deutlichen Mehraufwand, da für diesen Fall zusätzliche Felder definiert werden müssen, in denen einerseits die Abmessungen in x -, y - und z -Richtung jedes Kontrollvolumens und andererseits die Abstände der Kontrollvolumenmittelpunkte in allen sechs Richtungen abgelegt werden. Die Routinen müssen anschließend die entsprechenden Werte aus diesen Feldern auslesen und in den Gleichungen zur Berechnung des dreidimensionalen, instationären Temperaturfeldes verarbeiten.

4.9.2 Variable Kontrollvolumengeometrien

Eine weitere Alternative bei der Netzgenerierung kann durch eine variable Form (Geometrie) der Kontrollvolumina erzielt werden. Insbesondere Volumenelemente, deren Oberflächen die Form von Dreiecken besitzen, wie dies beispielsweise bei Pyramiden (vier von fünf Seitenflächen dreiecksförmig) oder Tetraedern (vier von vier Seitenflächen dreiecksförmig) der Fall ist,

eignen sich sehr gut, um komplexe Geometrien nachzubilden. Wie bereits bei der zuvor dargestellten Alternative können die erarbeiteten (theoretischen) Gleichungen des Modells diese Erweiterungen an sich (ohne Änderung direkt) erfassen, während der numerische Aufwand indes auch hierbei deutlich ansteigt. Werden zur Netzgenerierung zusätzlich unterschiedliche Elementtypen verwendet, steigert sich der numerische Mehraufwand abermals beträchtlich. Neben der Lage der Kontrollvolumenmittelpunkte im dreidimensionalen Raum müssen ferner die Volumina der einzelnen Kontrollvolumina sowie zur korrekten Bestimmung der Wärmeströme die Größen der Grenzflächen zu den Nachbarelementen und deren Flächennormalen ermittelt werden. Dies soll nachfolgend beispielhaft für ein Tetraeder-Element gezeigt werden.

Es seien die Punkte A ($a_1/a_2/a_3$), B ($b_1/b_2/b_3$) und C ($c_1/c_2/c_3$) die Eckpunkte der Grenzfläche GF bzw. einer beliebigen Fläche des Tetraeders und D ($d_1/d_2/d_3$) der dieser Fläche gegenüberliegende Punkt. Weiterhin sind aufgrund der Diskretisierung die Koordinaten dieser Punkte vollständig bekannt. Das Volumen V des Tetraeders ergibt sich auf einfache Weise aus dem Spatprodukt und lässt sich in der Form

$$V = \frac{1}{6} \cdot \vec{AD} \circ (\vec{AC} \times \vec{AB}) \quad (4.27)$$

darstellen. Da ferner

$$V = \frac{1}{2} \cdot \vec{AD} \circ \vec{n}_{GF}$$

ist, ergibt sich der per Definition *nach außen* gerichtete Normalenvektor \vec{n} , d. h. die Richtung des Wärmestroms bezogen auf die Grenzfläche, folgerichtig zu

$$\vec{n}_{GF} = \vec{AC} \times \vec{AB} = \begin{pmatrix} (c_2 - a_2) \cdot (b_3 - a_3) - (c_3 - a_3) \cdot (b_2 - a_2) \\ (c_3 - a_3) \cdot (b_1 - a_1) - (c_1 - a_1) \cdot (b_3 - a_3) \\ (c_1 - a_1) \cdot (b_2 - a_2) - (c_2 - a_2) \cdot (b_1 - a_1) \end{pmatrix}. \quad (4.28)$$

Ähnlich einfach lässt sich der noch fehlende Betrag der Grenzfläche über

$$A = \frac{1}{2} |\vec{AC} \times \vec{AB}| = \frac{1}{2} |\vec{n}_{GF}| \quad (4.29)$$

bestimmen. Mit (4.27), (4.28) und (4.29), in denen sämtliche Größen bekannt sind, stehen alle erforderlichen Gleichungen für ein Tetraeder-Element bereit.



Abbildung 4.11: Diskretisierung für eine konsistente Flussapproximation

Im Hinblick auf die Konsistenz des Verfahrens ist gemäß [Eym99] unbedingt darauf zu achten, dass die Unbekannten (Werte in den Kontrollvolumenmittelpunkten) zweier Kontrollvolumina auf einer Linie liegen, die die Grenzfläche dieser beiden Kontrollvolumina orthogonal schneidet (vgl. Voronoi-Boxen). Andernfalls ist nach [Eym99] die Flussapproximation nicht konsistent. Eine entsprechende Diskretisierung zeigt Abbildung 4.11.

5 Überprüfung des Wärmetransportmodells

In den beiden vorangegangenen Kapiteln wurden die einzelnen Bestandteile des Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation ausgehend von den theoretischen Grundlagen bis hin zur numerischen Formulierung sukzessive entwickelt und dargestellt. Die auf diese Weise erarbeiteten Modelle für den konvektiven Wärmeübergang zwischen Gasphase und fester Phase sowie mehrdimensionale Wärmeleitung, die gemeinsam das Wärmetransportmodell bilden, wurden beispielhaft in die gegenwärtig aktuelle Version 5 des Brandsimulationcodes FDS [McG07b] integriert. Die hierfür codespezifischen Anpassungen und Besonderheiten wurden in Kapitel 3 und 4 diskutiert. Im vorliegenden Kapitel werden anhand einiger Beispiele die Einzelbestandteile des Modells überprüft sowie die bei der Entwicklung getroffenen Annahmen und Entscheidungen belegt. Dies erfolgt im Wesentlichen anhand von analytischen Lösungen bzw. Verfahren. Wo dies nicht möglich ist, werden Vergleichsrechnungen mit anderen, bereits ausreichend validierten Werkzeugen und Verfahren eingesetzt. Eines dieser Werkzeuge ist das Finite-Elemente-Programm ANSYS [Swa07]. Dabei ist zu berücksichtigen, dass ANSYS ebenfalls nur ein numerisches Verfahren und nicht die physikalisch korrekte Lösung ist. Es hat jedoch vielfach gezeigt, dass es die thermischen Auswirkungen auf Festkörperstrukturen bei Bränden gut wiedergeben kann (vgl. [Zeh04], [Hoh03]), sodass es für die vorliegende Aufgabe angewendet werden kann.

5.1 Stationärer, eindimensionaler Wärmetransport

Im ersten Anwendungsbeispiel wird als einfachste Form der Überprüfung die stationäre Temperaturverteilung in einer drei-schichtigen Hochofenwand gemäß Abbildung 5.1 berechnet. Hierzu werden auf der Innen- und Außenseite konstante Oberflächentemperaturen sowie für die unterschiedlichen Materialien die thermischen Materialeigenschaften nach Tabelle 5.1 vorgegeben. Die Innentemperatur wird bei einer Außentemperatur von $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ in unterschiedlichen Berechnungen zu $950\text{ }^{\circ}\text{C}$, $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ bzw. $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ angenommen.

Tabelle 5.1: Thermische Materialeigenschaften der Hochofenwand

	d [m]	λ [W/mK]	ρ [kg/m ³]	c [J/kgK]
Schamotte	0,30	3,2	2000	800
Isolation	0,20	0,1	500	1100
Ziegel	0,25	0,9	1900	1000

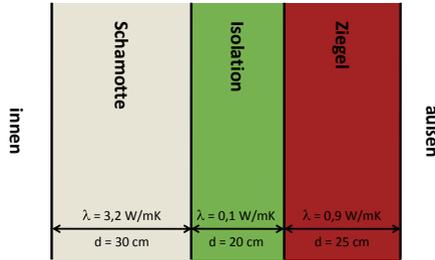


Abbildung 5.1: Aufbau der Hochofenwand

Abbildung 5.2 zeigt einen Vergleich zwischen der jeweiligen analytischen Lösung und der vom Modell berechneten Temperaturverteilung über der Ofenwanddicke für alle drei durchgeführten Varianten. Die exakte analytische Lösung lässt sich für dieses Beispiel, wie für die

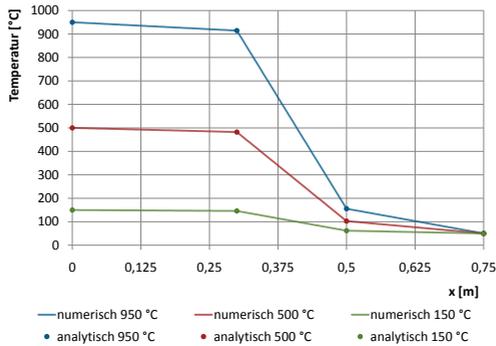


Abbildung 5.2: Ergebnisse des stationären, eindimensionalen Wärmetransports

Temperaturen an den inneren Grenzflächen der Materialien bei einer Innentemperatur von $950\text{ }^{\circ}\text{C}$ nachfolgend beispielhaft dargestellt, herleiten.

$$\lambda_{ges} = \frac{d_{ges}}{\frac{d_{Schamotte}}{\lambda_{Schamotte}} + \frac{d_{Isolation}}{\lambda_{Isolation}} + \frac{d_{Ziegel}}{\lambda_{Ziegel}}} \approx 0,316 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$$

$$|\dot{q}| = \lambda_{ges} \frac{\Delta\vartheta_{ges}}{d_{ges}} \approx 379,50 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

$$\Rightarrow \vartheta_{Schamotte-Isolation} = \vartheta_{innen} - |\dot{q}| \cdot \frac{d_{Schamotte}}{\lambda_{Schamotte}} \approx 914,4\text{ }^{\circ}\text{C}$$

$$\Rightarrow \vartheta_{Isolation-Ziegel} = \vartheta_{ausßen} + |\dot{q}| \cdot \frac{d_{Ziegel}}{\lambda_{Ziegel}} \approx 155,4\text{ }^{\circ}\text{C}$$

Es ist zu erkennen, dass das Modell die analytische Lösung stets ohne nennenswerte Abweichung erreicht und auch die Materialübergänge zwischen der äußerst schlecht Wärme leitenden Isolationsschicht und den gut Wärme leitenden Schichten mit folglich starken Änderungen sowohl in der Wärmeleitfähigkeit als auch in den Temperaturgradienten optimal berücksichtigt. Das numerische Modell berechnet beispielsweise die Temperaturen an den inneren Grenzflächen mit Differenzen von weniger als 1 ‰ zum exakten Ergebnis.

5.2 Instationärer, eindimensionaler Wärmetransport

Das Verhalten des Modells bei sich zeitlich veränderndem Temperaturfeld ist nun im nachfolgenden Abschnitt Gegenstand der Untersuchung. Die Überprüfung erfolgt zunächst ohne Berücksichtigung des konvektiven Wärmeübergangs zum umgebenden Medium (Unterabschnitt 5.2.1, Beispiel 1 und Beispiel 2), bevor dieser anschließend in die Berechnung miteinbezogen wird (Unterabschnitt 5.2.2).

5.2.1 Wärmetransport ohne Berücksichtigung des konvektiven Wärmeübergangs

Im Folgenden wird anhand zweier Beispiele mit analytisch exakter Lösung bzw. analytischem Näherungsansatz die Fähigkeit des Modells zur korrekten Ermittlung instationärer Temperaturfelder nachgewiesen.

Beispiel 1

Das physikalische Problem besteht aus einem Stab der Länge L mit der Temperaturleitzahl a , der an den Stirnseiten $x = 0$ bzw. $x = L$ auf konstanter Temperatur ϑ_0 bzw. ϑ_L gehalten wird und eine Anfangstemperaturverteilung

$$\vartheta(x, t = 0) = \vartheta_0 - (\vartheta_0 - \vartheta_L) \frac{x}{L} + \psi \cdot \sin\left(\frac{x}{L}\pi\right)$$

besitzt. Der Parameter ψ dient als Vergrößerungsfaktor. Die übrigen Seitenflächen werden adiabatisch, d. h. vollständig thermisch isoliert, angenommen. Unter diesen Bedingungen soll der Temperaturverlauf im Stab für verschiedene Zeitpunkte berechnet werden. Das Problem wird für zwei unterschiedlich stark Wärme leitende Materialien (Kupfer, Beton) mit den in Tabelle 5.2 angegebenen Eingangsgrößen untersucht.

Tabelle 5.2: Eingangsgrößen für Beispiel 1

	a [m^2/day]	ϑ_0 [$^{\circ}C$]	ϑ_L [$^{\circ}C$]	L [m]	ψ [$^{\circ}C$]
Variante a (Kupfer)	1,140	2,0	0,5	1,00	1,0
Variante b (Beton)	0,047	550,0	50,0	1,25	300,0

Nach Überführung des Problems in eine Darstellung mit verschwindenden Randtemperaturen,

d. h. $\vartheta_0 = \vartheta_L = 0$, kann mithilfe eines Separationsansatzes und den Koeffizienten einer Fourierreihe die exakte Lösung allgemein zu

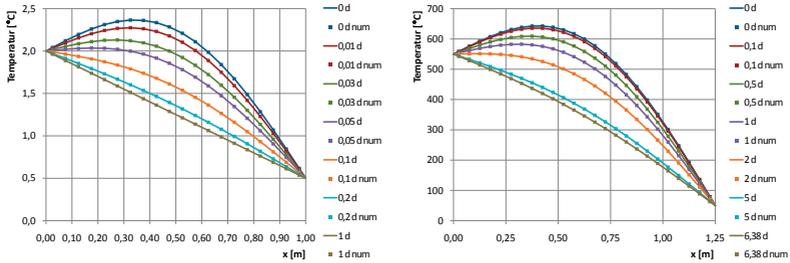
$$\vartheta(x, t) = \vartheta_0 - (\vartheta_0 - \vartheta_L) \frac{x}{L} + \psi \cdot e^{-a \frac{\pi^2}{L^2} t} \sin\left(\frac{x}{L} \pi\right)$$

bestimmt werden [Wes01]. Mit den entsprechenden, tabellierten Eingangsgrößen lassen sich für beide Varianten die exakten Lösungen wie folgt formulieren,

Variante a: $\vartheta(x, t) = 2,0 - 1,5x + e^{-1,14\pi^2 t} \sin(x\pi)$ und

Variante b: $\vartheta(x, t) = 550,0 - 400,0x + 300,0 \cdot e^{-0,030\pi^2 t} \sin\left(\frac{x}{1,25}\pi\right)$.

Abbildung 5.3 zeigt eine Gegenüberstellung der mit dem Modell berechneten Ergebnisse bei der Varianten im Vergleich zu der jeweiligen exakten Lösung. Es ist deutlich zu erkennen, dass das entwickelte Modell zu allen Zeitpunkten die analytische Lösung mit Abweichungen von weit weniger als 1 % sowohl für das stark (Variante a) als auch das schwach Wärme leitende Material (Variante b) erreicht.



(a) Variante a (Kupfer)

(b) Variante b (Beton)

Abbildung 5.3: Ergebnisse des Beispiels 1 (Einheit: $d = \text{day}$)

Beispiel 2

Ein in der Literatur weit verbreitetes Anwendungsbeispiel für den instationären, eindimensionalen Wärmetransport ist das Problem der Aufheizung bzw. Abkühlung einer in x -Richtung halbenendlich ausgedehnten, ebenen und isotropen Platte. Die zu lösende Differenzialgleichung für dieses Problem lässt sich aus (4.7) ableiten und lautet

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} = a \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2}, \tag{5.1}$$

wobei a die Temperaturleitzahl darstellt. Wird in der homogen temperierten Platte (ϑ_0) zum Zeitpunkt $t = 0$ die Temperatur bei $x = 0$ sprunghaft auf ϑ_u erhöht bzw. reduziert und anschließend konstant beibehalten, so lassen sich die Anfangs- und Randbedingungen mit

AB:	$t = 0$	und	$0 < x < \infty$	$\vartheta = \vartheta_0$
	$t > 0$	und	$x = 0$	$\vartheta = \vartheta_u$
RB1:	$t > 0$	und	$x \rightarrow \infty$	$\vartheta = \vartheta_0$
RB2:	$t > 0$	und	$x = 0$	$\vartheta = \vartheta_u$

angeben¹. Durch Einführung einer dimensionslosen Übertemperatur Θ nach (5.2) kann die Differenzialgleichung des Problems unter Verwendung der *komplementären Fehlerfunktion* $erfc(x) = 1 - erf(x)$ gelöst werden.

$$\Theta = \frac{\vartheta - \vartheta_0}{\vartheta_u - \vartheta_0} \quad (5.2)$$

Eine sehr gute Abschätzung der Fehlerfunktion $erf(x)$ ergibt sich mit (5.3) durch ein numerisches Näherungsverfahren [Abr64].

$$erf(\xi) = 1 - \frac{1}{(1 + a_1\xi + a_2\xi^2 + a_3\xi^3 + a_4\xi^4 + a_5\xi^5 + a_6\xi^6)^{16}} + E(\xi) \quad (5.3)$$

$$\text{mit: } \xi = \frac{x}{\sqrt{4\alpha t}} = \frac{1}{2\sqrt{Fo}}$$

$$a_1 = 0,0705230784 \quad a_4 = 0,0001520143$$

$$a_2 = 0,0422820123 \quad a_5 = 0,0002765672$$

$$a_3 = 0,0092705272 \quad a_6 = 0,0000430638$$

$$E(\xi) < 3 \cdot 10^{-7} \Rightarrow \text{zu vernachlässigender Fehler}$$

Die gesuchte Lösung der Temperaturverteilung $\vartheta(x, t)$ lässt sich demnach über den analytischen Ansatz

$$\vartheta(x, t) = \vartheta_0 + (\vartheta_u - \vartheta_0) \cdot (1 - erf(\xi)) \quad (5.4)$$

exakt berechnen.

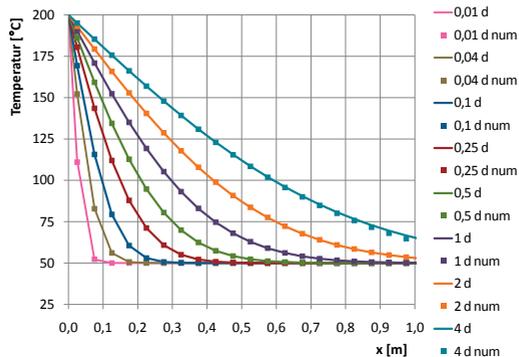


Abbildung 5.4: Ergebnisse des Beispiels 2 (Einheit: $d = \text{day}$)

Die Überprüfung des entwickelten Modells erfolgt am konkreten Beispiel eines Betonkörpers mit einer Temperaturleitzahl von $0,047 \text{ m}^2/\text{day}$, der zunächst eine Anfangstemperatur von

¹ Wird $Bi = \frac{\alpha x}{\lambda} \gg 1$ vorausgesetzt, so kann die sprunghafte Temperaturänderung auf dem Rand auf eine schlagartige Änderung der Umgebungstemperatur von ϑ_0 auf ϑ_u zurückgeführt werden. Die zu wählende Randbedingung entspricht dann einer Dirichlet-Randbedingung.

50 °C besitzt. Die Temperatur bei $x = 0$ wird schlagartig auf 200 °C erhöht, sodass sich im Inneren des Körpers ein instationäres Temperaturfeld $\vartheta(x, t)$ ausbildet.

Abbildung 5.4 zeigt die Gegenüberstellung der numerisch berechneten mit der nach (5.4) analytisch ermittelten Lösung zu unterschiedlichen Zeitpunkten. Es ist zu erkennen, dass beide Resultate nahezu exakt miteinander übereinstimmen. Die mit zunehmender Zeit auftretenden geringen Abweichungen am rechten Ende des Betonkörpers ($x \rightarrow 1,0 \text{ m}$) erklären sich damit, dass die theoretische Fehlerfunktion $\text{erf}(x)$ erst für sehr große Werte von x ($x \rightarrow \infty$) die Randbedingung RB1 ($\vartheta = \vartheta_0$) unterstellt. In einer praktisch durchgeführten Berechnung aber ist die geometrische Länge zwangsläufig begrenzt sowie mit RB1 eine Randbedingung am rechten Rand zur Lösung des Problems unbedingt vorzugeben. Folglich nimmt mit zunehmender Zeit die Abweichung an diesem geometrischen Ende stetig zu, da einerseits die Fehlerfunktion an dieser Stelle immer größere Werte für ϑ annimmt, aber andererseits in der Berechnung dort nach wie vor ϑ_0 vorgeschrieben ist. Eine Verlängerung des Körpers in der Berechnung verzögert diese Abweichungen zeitlich und verlagert sie folgerichtig darüber hinaus geometrisch wiederum an dessen verschobenes, rechtes Ende. Würde man die Länge des Körpers theoretisch unendlich groß wählen ($L \rightarrow \infty$), so ergäbe sich zu jedem Zeitpunkt und an jedem Ort eine Übereinstimmung der berechneten Ergebnisse mit der analytischen Lösung ohne nennenswerte Abweichungen.

5.2.2 Wärmetransport mit Berücksichtigung des konvektiven Wärmeübergangs

Im vorangegangenen Unterabschnitt wurde als Randbedingung in x -Richtung stets eine konstante Oberflächentemperatur (Dirichlet-Randbedingung) vorausgesetzt, um auf diese Weise den konvektiven Wärmeübergang nicht berücksichtigen zu müssen. Im nachfolgenden Überprüfungsbeispiel wird nun insbesondere das Verhalten des Modells bei dieser Art der Randbedingung untersucht.

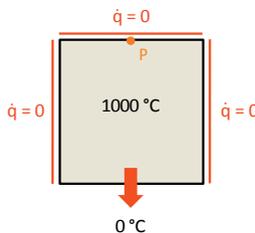


Abbildung 5.5: Modellaufbau für das Überprüfungsbeispiel

Das vorliegende Problem stellt die zeitabhängige Abkühlung eines zu Beginn 1000 °C warmen Quaders durch konvektiven Wärmeübergang an ein ihn umgebendes Medium (0 °C) dar. Der Wärmeübergang findet hierbei an einer Seitenfläche mit einem definierten Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha = 1,0 \text{ W/m}^2\text{K}$ statt, während die übrigen Flächen vollständig isoliert (adiabatisch) bleiben. Die thermischen Eigenschaften des fiktiven Materials werden

mit $\lambda = 1,0 \text{ W/mK}$, $\rho = 1000,0 \text{ kg/m}^3$ und $c = 1,0 \text{ J/kgK}$ angenommen. Abbildung 5.5 zeigt den Modellaufbau des Überprüfungsbeispiels, welches dem Nationalen Anwendungsdokument (NA) zum Eurocode 1 Teil 1-2 [EC103] entnommen werden kann.

Betrachtet wird zunächst der Punkt P auf der Seitenfläche, die der Wärme übertragenden Oberfläche gegenüberliegt. Für die vorliegende Aufgabenstellung lässt sich eine analytische Lösung herleiten, deren Ergebnis in Tabelle 5.3 angegeben ist. Ferner sind dort die mit dem entwickelten Modell berechneten Resultate gegenübergestellt und die Abweichungen, die stets weit unter 1 % liegen, angegeben. Letztere befinden sich deutlich innerhalb der akzeptierten Toleranzen, die im NA angegeben sind. Das entwickelte Modell ist demnach für die thermische Analyse von Bauteilen auf Grundlage des Eurocodes als geeignet anzusehen.

Tabelle 5.3: Ergebnisse der Vergleichsrechnung mit dem NA-Beispiel (Punkt P)

Zeit [s]	$\vartheta_{\text{analytisch}} [^{\circ}\text{C}]$	$\vartheta_{\text{numerisch}} [^{\circ}\text{C}]$	Abweichung [%]
0	1000,0	1000,0	0,0
60	999,3	999,3	0,0
300	891,8	891,7	0,1
600	717,7	717,5	0,3
900	574,9	574,8	0,1
1200	460,4	460,3	0,3
1500	368,7	368,6	0,2
1800	295,3	295,2	0,2

Tabelle 5.4: Ergebnisse der Vergleichsrechnung mit dem NA-Beispiel (Wärme übertragende Oberfläche)

Zeit [s]	$\vartheta_{\text{ANSYS}} [^{\circ}\text{C}]$	$\vartheta_{\text{numerisch}} [^{\circ}\text{C}]$	Abweichung [%]
0	1000,0	1000,0	0,00
60	775,9	773,8	0,26
300	589,0	588,8	0,05
600	468,3	468,2	0,02
900	374,9	374,9	0,01
1200	300,3	300,2	0,03
1500	240,5	240,4	0,03
1800	192,6	192,5	0,03

Darüber hinaus wird das Beispiel zu Vergleichszwecken zusätzlich mit dem FE-Programm ANSYS [Swa07] berechnet. Je Koordinatenrichtung wird hierfür eine Diskretisierung von 10 cm, d. h. 10 Elementen, gewählt und ein Zeitschritt von 1 s vorgegeben. Hierbei ist festzustellen,

dass die äußerst geringen Abweichungen des entwickelten Modells in etwa auch bei der durch ANSYS ermittelten Lösung auftreten. Auf dieser Grundlage ist es nun möglich, den vom entwickelten Modell berechneten zeitlichen Verlauf der Temperatur an der Wärme übertragenden Oberfläche zu überprüfen. Tabelle 5.4 stellt diesen Vergleich sowie die auftretenden Abweichungen dar.

Wie bereits für den Punkt P zu beobachten ist, erhält man Ergebnisse ohne nennenswerte Abweichungen. Dabei ist, wie bereits erwähnt, zu berücksichtigen, dass ANSYS ebenfalls ein numerisches Verfahren und *nicht* die physikalisch korrekte Lösung ist. Die angegebenen Abweichungen in Tabelle 5.4 lassen demnach nicht den Schluss zu, dass das entwickelte Modell schlechter ist als ANSYS. Vielmehr zeigen die geringen Unterschiede beider Lösungen, dass beide Modelle sehr gut übereinstimmen und, da die mittels ANSYS bestimmten Werte stellvertretend für die physikalisch korrekte Lösung stehen, dass das entwickelte Modell eine sehr gute Lösung des Problems ermöglicht. Wird die Temperatur mit der analytischen Lösung beispielhaft für den Zeitpunkt 1800 s bestimmt, so ergibt sich ein Wert von $192,6\text{ }^{\circ}\text{C}$, der dem vom Modell berechneten Resultat nahezu exakt entspricht. Die sehr gute Übereinstimmung wird zudem durch die in Abbildung 5.6 dargestellte zeitliche Entwicklung der Temperaturen an der Wärme übertragenden bzw. der ihr gegenüberliegenden Oberfläche deutlich belegt.

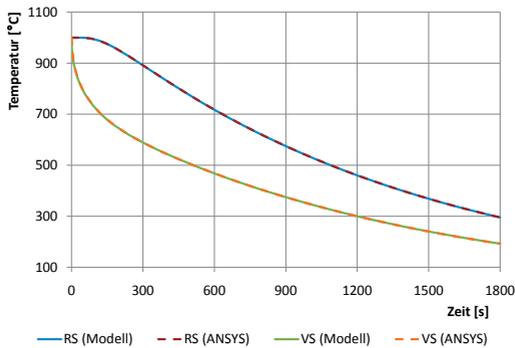


Abbildung 5.6: Zeitliche Temperaturentwicklung an der Wärme übertragenden (VS) bzw. der ihr gegenüberliegenden Oberfläche (RS)

Das durchgeführte Überprüfungsbeispiel belegt die Richtigkeit des entwickelten Modells sowie die korrekte Funktion der Randbedingung gemäß Unterabschnitt 4.4.3. Da im Laufe der Berechnung aufgrund der Stabilitätsbedingung des expliziten Verfahrens etwa 40 Schritte je Inkrement Δt_{CFD} zur Ermittlung des jeweiligen Temperaturfeldes durchgeführt werden, bestätigt es darüber hinaus die in Unterabschnitt 4.4.3 und Abschnitt 4.7 getroffenen Aussagen sowie die Anwendbarkeit der Vorgehensweise, \dot{q}_{net} konstant bezüglich des Inkrements Δt_{CFD} zu belassen und den vorherigen („alten“) Wert der virtuellen Zelle statt des aktuellen in (4.25) zu verwenden (vgl. (4.26)).

5.3 Freier konvektiver Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen

In Abschnitt 3.2 wurde der Bestandteil des Wärmetransportmodells erarbeitet, der das Phänomen des freien konvektiven Wärmeübergangs an horizontalen und vertikalen, ebenen Oberflächen beschreibt. Dieser wird anhand der nachfolgenden Anwendungsbeispiele überprüft.

Beispiel 1

Als Grundlage des ersten Beispiels dienen mehrere Ebenen unterschiedlicher Orientierung und mit unterschiedlichen, konstanten Oberflächentemperaturen ϑ_{OF} , die unter Ausklammerung radiativer Effekte ($\epsilon = 0,0$) sowie erzwungener konvektiver Wärmeübergangseffekte mit einer Luftumgebung der konstanten ² Temperatur ϑ_{Gas} in Kontakt stehen.

Die Oberflächen, deren Temperaturen 100 °C bzw. 400 °C betragen, werden horizontal und vertikal angeordnet, sodass sämtliche Fälle a bis c gemäß Abschnitt 3.2 abgedeckt sind. Tabelle 5.5 zeigt eine Gegenüberstellung der numerisch mithilfe der modifizierten Version von FDS berechneten Wärmeübergangskoeffizienten und den analytisch exakten Werten. Es zeigt sich, dass beide Lösungen - bis auf marginale Rundungsdifferenzen - exakt übereinstimmen und die Modellgleichungen einwandfrei umgesetzt und in den Brandsimulationscode implementiert wurden. Darüber hinaus ist deutlich zu erkennen, dass eine Unterscheidung der Fälle b und c von besonderer Bedeutung ist. Beispielsweise ergibt sich an der Unterseite bei einer Oberflächentemperatur von 400 °C im Vergleich zu 100 °C trotz doppelten Temperaturunterschiedes zur Gasphase (200 °C) ein um 37 % und damit deutlich geringerer Wärmeübergangskoeffizient.

Tabelle 5.5: Wärmeübergangskoeffizienten α [W/m^2K] bei freiem konvektivem Wärmeübergang an ebenen Oberflächen

Orientierung	ϑ_{OF}	Fall nach Abschnitt 3.2	$\alpha_{numerisch}$	α_{exakt}
seitlich	100,0 °C	a	6,08046	6,08048
seitlich	400,0 °C	a	7,66089	7,66093
oben	100,0 °C	c	3,52759	3,52761
oben	400,0 °C	b	8,88899	8,88901
unten	100,0 °C	b	7,05518	7,05522
unten	400,0 °C	c	4,44449	4,44451

Beispiel 2

Wie in Abschnitt 3.2 dargestellt, wird wie für den erzwungenen konvektiven Wärmeübergang auch für den freien konvektiven Wärmeübergang im Rahmen der numerischen Simulation das

² Infolge des konvektiven Wärmeübergangs entstehen geringe, jedoch vernachlässigbare Abweichungen.

Konzept der Relokalisierung angewendet. Aus diesem Grund werden Überprüfungsrechnungen durchgeführt, um die Anwendbarkeit dieser Vorgehensweise zu bestätigen. Ausgangspunkt ist das realitätsnahe Brandszenario eines Zimmerbrandes gemäß Unterabschnitt 5.6.3 bzw. Abbildung 5.25 ³. Im oberen Bereich des Brandraumes werden aus mehreren feste Phase-Zellen (Obstructions) zusammengesetzte Objekte bestehend aus Beton bzw. Beton und Stahl angeordnet. Die Temperaturen der Oberfläche ϑ_{OF} und der Gasphase ϑ_{Gas} werden für jede Zelle bestimmt und für die nachgelagerte, im Folgenden dargestellte Auswertung ausgegeben. Hinsichtlich des Wärmeübergangskoeffizienten α und der konvektiven Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} werden je Oberfläche die Werte bestimmt, die sich

- a) bei Anwendung des Relokalisierungskonzeptes und
- b) bei Mittelung von ϑ_{OF} und ϑ_{Gas} über die gesamte Oberfläche (bzw. Seitenfläche)

ergeben. In letzterem Fall kann die gesamte betrachtete Oberfläche (bzw. Seitenfläche) gewissermaßen als Einheit mit einer (mittleren) Oberflächen- und einer (mittleren) Gasphasentemperatur verstanden werden. Die mit dem Konzept der Relokalisierung (Variante a) bestimmten Werte werden im Anschluss ebenfalls gemittelt - $\bar{\alpha}_a$ und \bar{q}_{konv_a} - und den sich mit Variante b ergebenden Werten $\bar{\alpha}_b$ und \bar{q}_{konv_b} gegenübergestellt. Die Untersuchung wird zu zwei unterschiedlichen Zeitpunkten $t_A = 600s$ und $t_B = 1500s$ (Aufheiz- und Auskühlphase) detaillierter durchgeführt. Die Ergebnisse für insgesamt 18 Ober- bzw. Seitenflächen (OF) sind in den beiden Tabellen 5.6 und 5.7 zusammengefasst.

Erwartungsgemäß ergeben sich aufgrund des bedeutend unterschiedlichen thermischen Verhaltens von Beton und Stahl die größten Unterschiede zwischen den beiden Vorgehensweisen dort, wo beide Materialien gemeinsam an der Oberfläche auftreten und sich demzufolge eine stärker variierende Verteilung der Oberflächentemperatur ergibt als an jenen Oberflächen, an denen nur jeweils ein Material (hier: Beton) auftritt. Die Abweichungen zu den untersuchten Zeitpunkten liegen für den Wärmeübergangskoeffizienten jedoch auch dann deutlich unter 5 %, wobei diese in der Auskühlphase etwas höher ausfallen als in der Aufheizphase. Dieses Verhalten zeigt sich entsprechend auch in den konvektiven Wärmestromdichten, bei denen maximale Differenzen von deutlich unter 10 % zu beobachten sind. Unabhängig vom Auswertzeitpunkt betragen die Unterschiede in den Wärmeübergangskoeffizienten an den reinen Betonoberflächen weit weniger als 1 %. Da die Unterschiede in den Temperaturen bei der Bestimmung der konvektiven Wärmestromdichte gemäß Unterabschnitt 3.1.2 und Abschnitt 3.2 zweimalig eingehen, ergeben sich hierfür an den vorgenannten Oberflächen folgerichtig geringfügig höhere Abweichungen von bis zu etwa 2 %.

Zusätzlich zu den beiden zuvor untersuchten Zeitpunkten, wird eine weitere Auswertung bei $t_C = 1125s$ durchgeführt. Hintergrund ist der in dieser Phase auftretende Effekt, dass entlang der Ober- bzw. Seitenflächen ein Vorzeichenwechsel der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ zwischen Oberflächen- und Gasphasentemperatur entstehen kann. Wenngleich die zuvor für den Fall b dargestellte Betrachtungsweise der gesamten Ober- bzw. Seitenfläche als Einheit unter diesen Umständen und vor dem Hintergrund der Rahmenbedingungen, die zur Entstehung der in Abschnitt 3.2 angegebenen Korrelationen geführt haben, wenig zweckmäßig ist, lassen sich

³ Da sich die vorliegende Fragestellung auf den freien konvektiven Wärmeübergang bezieht, wurden lediglich die entsprechend zugehörigen Routinen im Quellcode aktiviert. Die Ergebnisse des Beispiels lassen sich jedoch universell übertragen.

Tabelle 5.6: Abweichung in α [%]

OF	bei t_A	bei t_B	bei t_C
I	0,020	0,030	40,635
II	0,003	0,024	203,866
III	0,013	0,011	12,803
IV	0,007	0,033	14,647
V	0,014	0,005	0,019
VI	0,001	0,031	0,402
VII	0,055	0,609	6,287
VIII	0,040	0,528	2,024
IX	0,030	0,588	4,821
X	0,057	0,512	21,349
XI	0,023	0,943	3,315
XII	0,085	0,936	4,132
XIII	0,694	1,865	8,190
XIV	0,766	2,726	13,295
XV	0,537	1,514	3,156
XVI	0,722	1,819	11,839
XVII	0,405	1,352	3,812
XVIII	1,134	3,508	16,671

Ober- bzw. Seitenflächen (OF):
I-XII: Beton; XIII-XVIII: Beton und Stahl

Tabelle 5.7: Abweichung in \dot{q}_{konv} [%]

OF	bei t_A	bei t_B	bei t_C
I	0,040	0,059	88,973
II	0,005	0,048	447,903
III	0,027	0,021	32,274
IV	0,014	0,067	57,677
V	0,027	0,010	0,039
VI	0,003	0,061	0,793
VII	0,110	1,102	30,953
VIII	0,079	0,963	33,497
IX	0,060	1,068	19,326
X	0,115	0,939	74,771
XI	0,046	1,659	6,329
XII	0,169	1,645	127,085
XIII	1,366	3,578	12,909
XIV	1,505	5,088	18,136
XV	0,975	3,334	4,597
XVI	1,556	2,966	61,174
XVII	0,805	2,613	6,867
XVIII	2,205	6,407	30,644

Ober- bzw. Seitenflächen (OF):
I-XII: Beton; XIII-XVIII: Beton und Stahl

jedoch wichtige Erkenntnisse aus der Untersuchung des Zeitpunktes t_C gewinnen. Ferner ist die Analyse des gesamten zeitlichen Verlaufs für eine aussagekräftige Überprüfung erforderlich. Der Vergleich der beiden Varianten an den reinen Betonoberflächen zeigt teilweise sehr große Abweichungen. Da die Oberflächentemperaturen aufgrund des identischen Materials nahe beieinanderliegen und die Gastemperatur, um einen Vorzeichenwechsel in der Temperaturdifferenz hervorrufen zu können, zwischen diesen Oberflächentemperaturen liegen muss, ergibt sich folgerichtig ein nur äußerst geringer Wert für $\Delta\vartheta$ und ergo die konvektive Wärmestromdichte zu $\dot{q}_{konv} \approx 0$, was durch die Ergebnisse der Auswertung bestätigt wird. Die beobachteten Abweichungen sind demzufolge in guter Näherung vernachlässigbar. An den Oberflächen, an denen beide Materialien auftreten, ergeben sich aufgrund der stärker variierenden Verteilung der Oberflächentemperatur höhere Werte für $\Delta\vartheta$, sodass die vorherige Auslegung nicht ohne Weiteres übertragbar ist. Es lässt sich jedoch beobachten, dass mit $\dot{q}_{konv} \rightarrow 0$ die Abweichungen zu bzw. umgekehrt abnehmen und im vorliegenden Beispiel ab

etwa $\dot{q}_{konv} = 0,5 \text{ kW/m}^2$ unter 5 % fallen. Die Unterschiede in den Wärmeübergangskoeffizienten liegen hier insgesamt stets deutlich unter 20 % und für die vorgenannte Schwelle von \dot{q}_{konv} bei nur etwa 3 %. Zudem ist aus der Untersuchung des Zeitpunktes t_C als wesentliche Erkenntnis ableitbar, dass für das Auftreten von Vorzeichenwechseln der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ zwischen Oberflächen- und Gasphasentemperatur entlang einer Oberfläche eine lokale Betrachtungsweise gemäß Variante a ohnehin die bessere Wahl darstellt, nicht zuletzt um lokale Effekte und Einflüsse zu berücksichtigen. Da die Voraussetzung der Konsistenz für den Grenzfall mit konstanten Bedingungen auf triviale Weise erfüllt ist, d. h. $\bar{\alpha}_a = \bar{\alpha}_b$ und $\bar{q}_{konv,a} = \bar{q}_{konv,b}$, und die integrale Äquivalenz der beiden Varianten anhand der Zeitpunkte t_A und t_B gezeigt wurde, kann folglich das entwickelte Verfahren für den freien konvektiven Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen in jeder Hinsicht als geeignet bezeichnet werden.

5.4 Erzwungener konvektiver Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt die Korrektheit des Modells für das Phänomen des freien konvektiven Wärmeübergangs an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen belegt wurde, soll nun im Folgenden überprüft werden, ob auch bei erzwungenem konvektivem Wärmeübergang an diesen Geometrien die Modellgleichungen fehlerfrei angewendet und die Modellannahmen bestätigt werden. Zu diesem Zweck wurden das Temperatur- und das Geschwindigkeitsprofil über einer von Luft turbulent⁴ überströmten horizontalen Platte konstanter Oberflächentemperatur ϑ_{OF} und der Länge 1 m (vgl. Abbildung 5.7) mit dem CFD-Code FDS als exemplarische Eingangswerte des Überprüfungsbeispiels bestimmt. Auf dieser Grundlage können nun die beiden bestehenden Vorgehensweisen - lokal und gemittelt - sowie das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Konzept der Relokalisierung angewendet werden, um den Wärmeübergangskoeffizienten α und die konvektive Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} zu bestimmen. Ferner wird die Realisierung der in Abschnitt 3.3 angeführten Konditionen

- *Konsistenz*
- *Berücksichtigung lokaler Effekte und Einflüsse*
- *Integrale Äquivalenz zu den bestehenden Verfahren*

belegt. Die erforderlichen Gleichungen wurden bereits in Kapitel 3 erarbeitet. Die Beziehung (3.8) wird zur Bestimmung der lokalen Nusselt-Zahl verwendet, während (3.7) entsprechend gemittelt bzw. lokal ausgewertet auf die mittlere Nusselt-Zahl bzw. die lokale Nusselt-Zahl nach dem Relokalisierungskonzept führt. Über (3.3) und (3.2) erfolgt abschließend die Bestimmung von α und \dot{q}_{konv} .

Um sämtliche Möglichkeiten abzudecken, wird das Überprüfungsbeispiel für beide Richtungen des Wärmestromes - Heizung und Kühlung - berechnet. Bei einer Temperatur ϑ_{Gas} der Luftumgebung von 100,0 °C werden die konstanten Oberflächentemperaturen entsprechend zu

⁴ Um eine turbulente Strömung zu gewährleisten, wird eine Strömungsgeschwindigkeit von 6 m/s zugrunde gelegt.

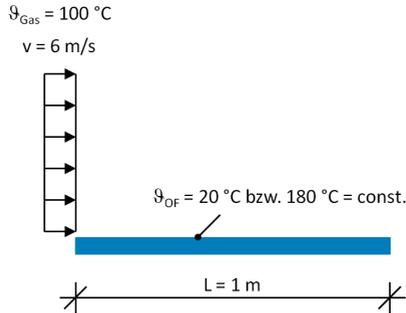
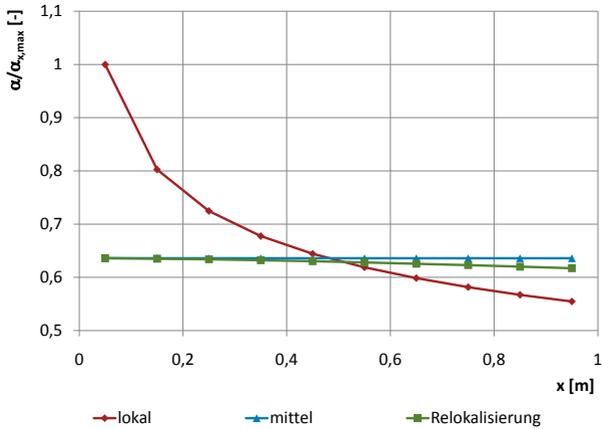
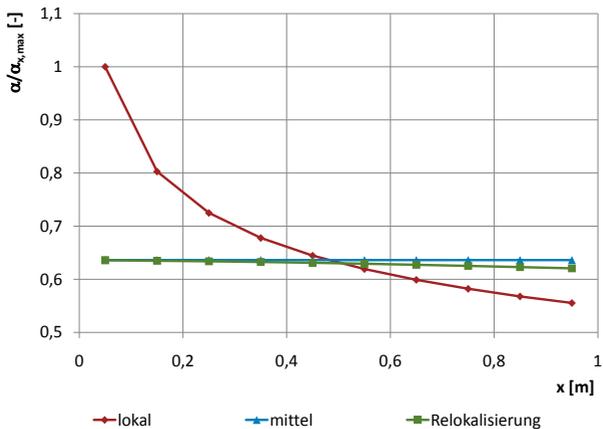


Abbildung 5.7: Turbulent überströmte, horizontale Platte

180,0°C bzw. 20,0°C, d. h. $\vartheta_{\text{OF}} = \vartheta_{\text{Gas}} \pm 80,0\text{ °C}$, gewählt. Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen die resultierenden Verläufe der Wärmeübergangskoeffizienten und der konvektiven Wärmestromdichten entlang der Platte. Zur Verdeutlichung der Unterschiede wurden die Werte auf den jeweiligen Maximalwert der lokalen Vorgehensweise normiert. Die numerisch mithilfe der - auf Grundlage des in Kapitel 3 entwickelten Modells für konvektiven Wärmeübergang und seiner Gleichungen - modifizierten Version von FDS berechneten Ergebnisse sind bis auf marginale Rundungsdifferenzen identisch mit den Kurvenverläufen des Relokalisierungskonzeptes, sodass die Modellgleichungen einwandfrei umgesetzt und in den Brandsimulationscode implementiert wurden. Bei Anwendung der lokalen Vorgehensweise zeigen sich deutlich abfallende Kurvenverläufe, die im Zuge der gemittelten Vorgehensweise erwartungsgemäß durch über die Plattenlänge konstante Werte ersetzt werden. Die lokalen Gegebenheiten sind darin zwar implizit enthalten, äußern sich jedoch nicht mehr in den Kurvenverläufen. Lokal betrachtet ergeben sich für α und \dot{q}_{konv} hierdurch folgerichtig unterschiedliche Werte, die sich bei Verwendung als Eingangsgrößen auf anschließende Berechnungen (z. B. Temperaturfelder in Festkörpern) auswirken. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Konzept der Relokalisierung ist indes in der Lage, die lokalen Effekte und Einflüsse partiell wiederherzustellen, was sich durch Kurvenverläufe äußert, die vom Wert der gemittelten Vorgehensweise in Richtung der Kurvenverläufe der lokalen Vorgehensweise abweichen. Gewiss werden letztere nicht vollständig erreicht, jedoch ergeben sich grundsätzlich physikalisch korrektere Werte bzw. Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten und der konvektiven Wärmestromdichte sowie verringern sich ferner folgerichtig die oben genannten Auswirkungen auf anschließende Berechnungen. Am Beispiel der beheizten Platte zeigen die vergrößerten Darstellungen in Abbildung 5.10 in Verbindung mit den Abbildungen 5.8 und 5.9, dass sowohl für α als auch für \dot{q}_{konv} eine partielle Wiederherstellung der lokalen Effekte und Einflüsse durch das Relokalisierungskonzept gelingt. Bei einer längeren Platte würden auch in diesem Anwendungsbeispiel die Unterschiede zwischen den Kurven der gemittelten Vorgehensweise und des Relokalisierungskonzeptes im hinteren Bereich der Platte noch deutlicher hervortreten. Die *integrale Äquivalenz zu den bestehenden Verfahren* ergibt sich aus Abbildung 5.9, wenn die Integrale unter den Kurven bestimmt und gegenübergestellt werden. Der sich hieraus ergebende gesamte übertragene



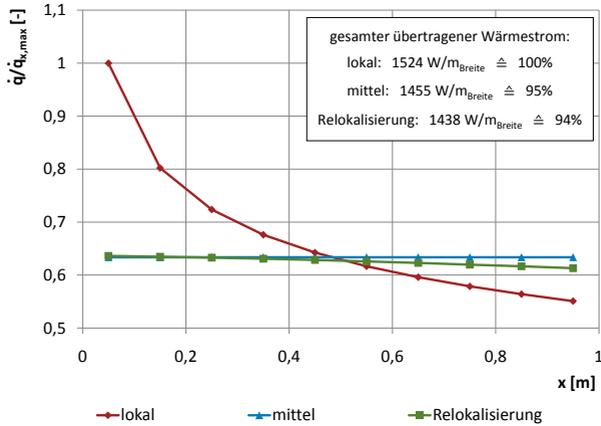
(a) beheizte Platte ($\vartheta_{OF} = 180,0^\circ\text{C}$)



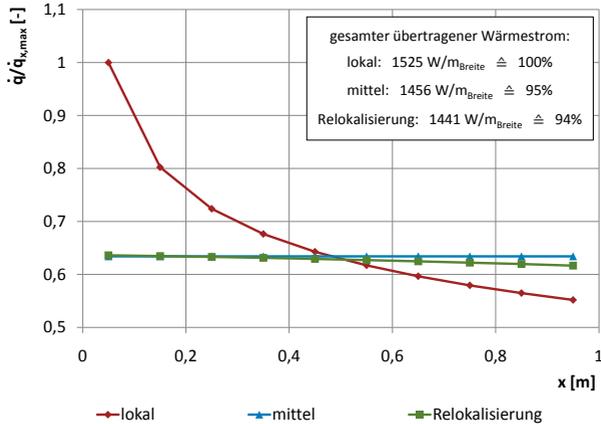
(b) gekühlte Platte ($\vartheta_{OF} = 20,0^\circ\text{C}$)

Abbildung 5.8: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten entlang der Platte (normiert)

Wärmestrom \dot{Q} bzw. die pro Zeitintervall Δt übertragene Wärme beträgt für die gemittelte Vorgehensweise etwa 95 % des Wertes der lokalen Vorgehensweise. Für das Relokalisierungs-konzept ergibt sich hierbei ein Wert von etwa 94 %. Dies bedeutet, dass das entwickelte Konzept auch in dieser Hinsicht eine hervorragende Übereinstimmung zeigt. Da überdies die Erfüllung der Bedingung *Konsistenz* unter Zuhilfenahme der Darstellungen in Abschnitt 3.3



(a) beheizte Platte ($\vartheta_{OF} = 180, 0^\circ\text{C}$)



(b) gekühlte Platte ($\vartheta_{OF} = 20, 0^\circ\text{C}$)

Abbildung 5.9: Verlauf der konvektiven Wärmestromdichte entlang der Platte (normiert)

durch das Relokalisierungskonzept auf triviale Weise erfüllt ist, werden sämtliche der oben genannten Konditionen realisiert und das entwickelte Verfahren kann für horizontale und vertikale ebene Oberflächen in jeder Beziehung als geeignet bezeichnet werden.

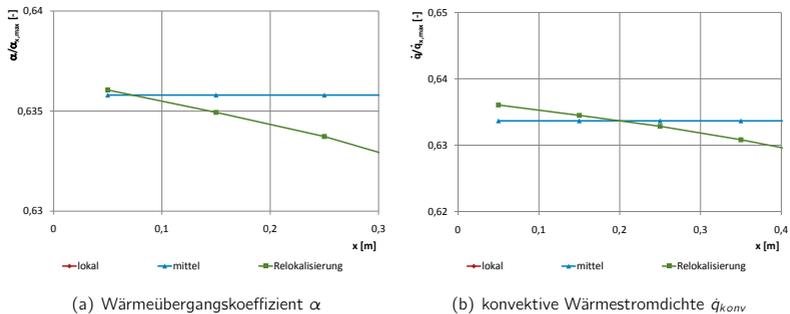


Abbildung 5.10: Detailansicht der Kurvenverläufe im vorderen Bereich der beheizten Platte

5.5 Konvektiver Wärmeübergang bei Rohr-/Kanalströmungen

Die Darstellungen in Kapitel 3 haben gezeigt, dass es für die im Rahmen dieser Arbeit vorliegende Aufgabenstellung ausreichend ist, den konvektiven Wärmeübergang im Innern von Rohr- und Kanalströmungen auf die erzwungene Art zu beschränken. Die Überprüfung der dort getroffenen Aussagen bzw. des Modells in diesem Bereich kann dabei in vollständiger Analogie zu Abschnitt 5.4 erfolgen. Zu diesem Zweck werden das Temperatur- und das Geschwindigkeitsprofil in einem von Luft turbulent⁵ durchströmten Kanal konstanter Oberflächentemperatur ϑ_{OF} auf der Innenseite und einem quadratischen Querschnitt mit der Seitenlänge 0,5 m sowie der Länge 10 m mit dem CFD-Code FDS als exemplarische Eingangswerte des Überprüfungsbeispiels bestimmt. Auf dieser Grundlage können nun die beiden bestehenden Vorgehensweisen - lokal und gemittelt - sowie das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Konzept der Relokalisierung angewendet werden, um an der Innenseite den Wärmeübergangskoeffizienten α und die konvektive Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} zu bestimmen. Die erforderlichen Gleichungen wurden bereits in Kapitel 3 erarbeitet und vollständig dokumentiert. Ferner wird die Realisierung der in Abschnitt 3.3 bzw. 5.4 angeführten Konditionen für eine geeignete Methodik belegt.

Um sämtliche Möglichkeiten abzudecken, wird das Überprüfungsbeispiel für beide Richtungen des Wärmestromes - Heizung und Kühlung - durchgeführt. Bei einer Temperatur ϑ_{Gas} der zuströmenden Luft von 150,0 °C werden die konstanten Oberflächentemperaturen entsprechend zu 100,0 °C bzw. 200,0 °C, d. h. $\vartheta_{OF} = \vartheta_{Gas} \pm 50,0$ °C, gewählt. Die Abbildungen 5.11 und 5.12 zeigen die resultierenden Verläufe der Wärmeübergangskoeffizienten und der konvektiven Wärmestromdichten entlang des Kanals. Zur Verdeutlichung der Unterschiede werden die Werte auf den jeweiligen Maximalwert der lokalen Vorgehensweise normiert. Die numerisch mithilfe der modifizierten Version von FDS berechneten Ergebnisse sind bis auf marginale Rundungsdifferenzen identisch mit den Kurvenverläufen des Relokalisierungskonzeptes, so dass die Modellgleichungen einwandfrei umgesetzt und in den Brandsimulationscode imple-

⁵ Um eine turbulente Strömung zu gewährleisten, wird eine Strömungsgeschwindigkeit von 6 m/s zugrunde gelegt.

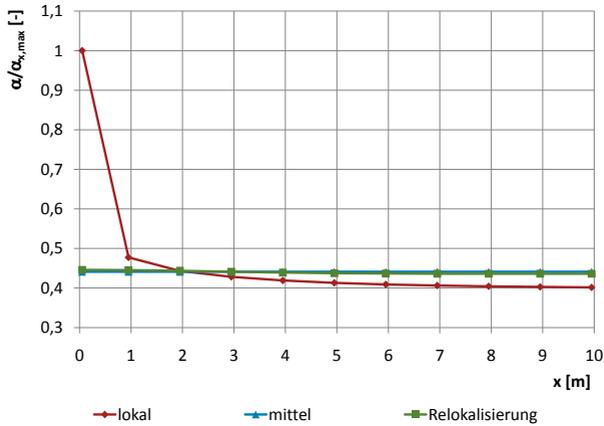
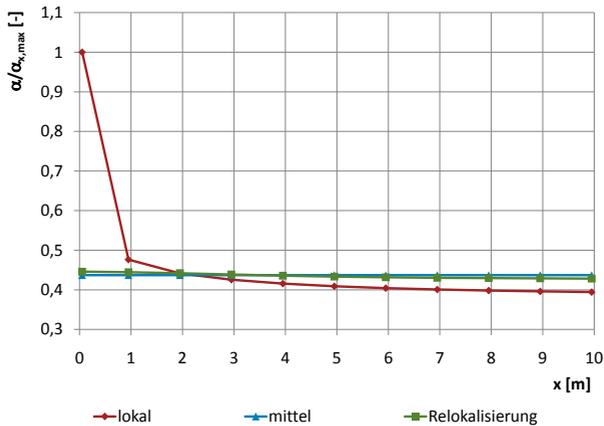
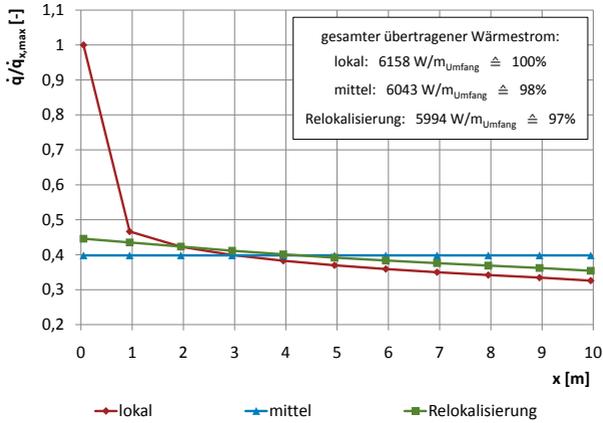
(a) beheizter Kanal ($\vartheta_{OF} = 200, 0\text{ }^{\circ}\text{C}$)(b) gekühlter Kanal ($\vartheta_{OF} = 100, 0\text{ }^{\circ}\text{C}$)

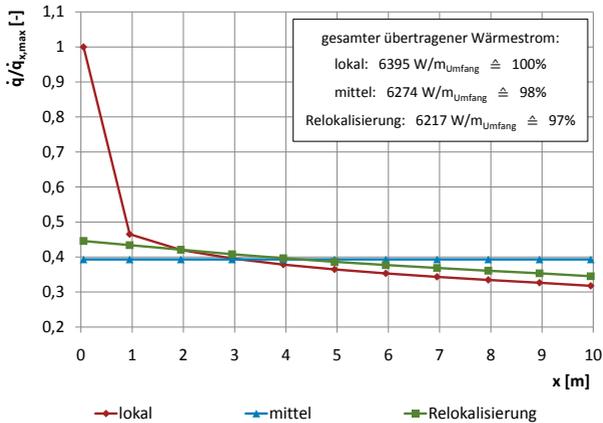
Abbildung 5.11: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten entlang des Kanals (normiert)

mentiert wurden ⁶. Die Gegenüberstellungen zeigen ein analoges Bild, wie dies bereits bei den Ergebnissen für die ebenen Oberflächen in Abschnitt 5.4 zu beobachten war. Bei Anwendung

⁶ Am (rechten) Ende des Kanals kommt es aufgrund des dortigen Modellrandes bzw. der außerhalb des Berechnungsgebietes vorhandenen Temperatur zu einer geringfügigen aber nicht ausschlaggebenden Beeinflussung der Ergebnisse, die sich durch einen längeren Modellbereich im Anschluss an den Kanal beheben lässt.



(a) beheizter Kanal ($\vartheta_{OF} = 200, 0^\circ\text{C}$)



(b) gekühlter Kanal ($\vartheta_{OF} = 100, 0^\circ\text{C}$)

Abbildung 5.12: Verlauf der konvektiven Wärmestromdichte entlang des Kanals (normiert)

der lokalen Vorgehensweise zeigen sich deutlich abfallende Kurvenverläufe, die im Zuge der gemittelten Vorgehensweise erwartungsgemäß durch über die Kanallänge konstante Werte ersetzt werden. Die lokalen Gegebenheiten sind darin zwar implizit enthalten, äußern sich jedoch nicht mehr in den Kurvenverläufen. Lokal betrachtet ergeben sich für α und \dot{q}_{konv} hierdurch folgerichtig unterschiedliche Werte, die sich bei Verwendung als Eingangsgrößen auf anschließende Berechnungen auswirken. Mit dem Konzept der Relokalisierung können

indes die lokalen Effekte und Einflüsse, widergespiegelt durch Kurvenverläufe, die vom Wert der gemittelten Vorgehensweise in Richtung der Kurvenverläufe der lokalen Vorgehensweise abweichen, partiell wiederhergestellt werden. Wie bei den ebenen Oberflächen werden Letztere ohne Zweifel nicht vollständig erreicht, jedoch ergeben sich grundsätzlich physikalisch korrektere Werte bzw. Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten und der konvektiven Wärmestromdichte sowie verringern sich ferner folgerichtig die oben genannten Auswirkungen auf anschließende Berechnungen. Die *integrale Äquivalenz zu den bestehenden Verfahren* ergibt sich aus Abbildung 5.12, wenn die Integrale unter den Kurven bestimmt und einander gegenübergestellt werden. Der sich hieraus ergebende gesamte übertragene Wärmestrom \dot{Q} bzw. die pro Zeitintervall Δt übertragene Wärme beträgt für die gemittelte Vorgehensweise etwa 98 % des Wertes der lokalen Vorgehensweise. Für das Relokalisierungskonzept ergibt sich hierbei ein Wert von etwa 97 %. Dies bedeutet, dass das entwickelte Konzept auch in dieser Hinsicht eine hervorragende Übereinstimmung zeigt. Da überdies die Erfüllung der Bedingung *Konsistenz* unter Zuhilfenahme der Darstellungen in Abschnitt 3.4 durch das Relokalisierungskonzept trivial erfüllt ist, werden sämtliche der in Abschnitt 3.3 bzw. 5.4 genannten Konditionen realisiert und das entwickelte Verfahren kann ebenfalls für Rohr- bzw. Kanalströmungen in jeder Beziehung als geeignet bezeichnet werden.

In Verbindung mit den Abschnitten 5.3 und 5.4 hinsichtlich der horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen lässt sich hiermit zusammenfassend feststellen, dass das Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase bzw. der erarbeitete Ansatz zur Berechnung des konvektiven Wärmeübergangs in Brandsimulationen geeignet ist und ferner korrekt umgesetzt wird. Überdies sei an dieser Stelle nochmalig darauf hingewiesen, dass grundlegende (Einzel-)Bestandteile des Modells bereits durch die entsprechende Literatur ausreichend validiert sind. Infolgedessen darf das entwickelte Wärmetransportmodell in diesem Bereich als überprüft angesehen werden.

5.6 Instationärer, mehrdimensionaler Wärmetransport

In den Abschnitten 5.1 und 5.2 konnte für den eindimensionalen Fall mit Hilfe von analytisch exakten Lösungen die Richtigkeit des Modells sowie der Randbedingungen ϑ_{OF} und $\dot{q}_{net}(t)$ bestätigt werden. Für mehrdimensionale Bedingungen sind analytisch exakte Lösungen im Allgemeinen nicht vorhanden bzw. nicht möglich. Dennoch besteht die Möglichkeit, durch Vergleichsrechnungen mit für den jeweiligen Anwendungsfall bereits hinreichend validierten Werkzeugen auch für diese Situationen eine geeignete Überprüfung durchzuführen. In den nachfolgenden Unterabschnitten wird unter Verwendung des Finite-Elemente-Programms ANSYS [Swa07] diese Vorgehensweise auf das Modell angewendet.

5.6.1 Wärmetransport mit konstant vorgegebenen Wärmestromdichten

Zunächst soll eine dreidimensionale Struktur mit an den Oberflächen unterschiedlichen, zeitlich konstant vorgegebenen Wärmestromdichten untersucht und hiermit die Richtigkeit des

Modells für mehrdimensionale Fälle bestätigt werden. Zudem ermöglicht dieses Beispiel die Überprüfung der Randbedingung \dot{q}_{Rand} gemäß Unterabschnitt 4.4.2. Erst im Anschluss ist eine sukzessive Erweiterung der Randbedingungen bis hin zu einem realitätsnahen Szenario mit $\dot{q}_{net}(t)$ zweckmäßig.

Betrachtet wird ein Würfel mit der Kantenlänge 15 cm, der an den Seitenflächen mit den konstanten Wärmestromdichten 4, 6, 8, 10, 12 bzw. 14 kW/m² beaufschlagt wird. Diese thermische Belastung erzeugt gemeinsam mit dem wechselweise aus Stahl und Beton gewählten Aufbau ein dreidimensionales, asymmetrisches, instationäres Problem. Abbildung 5.13 zeigt die Struktur, die der Berechnung zugrunde liegt.

Die verwendeten temperaturabhängigen Materialeigenschaften sind den Teilen 1-2 der Eurocodes 2 [EC203] und 3 [EC303] entnommen.

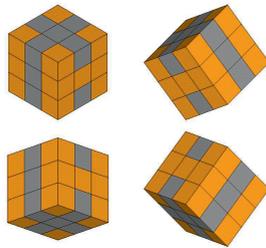


Abbildung 5.13: Struktur mit dreidimensionalem Wärmetransport

Hinweis:

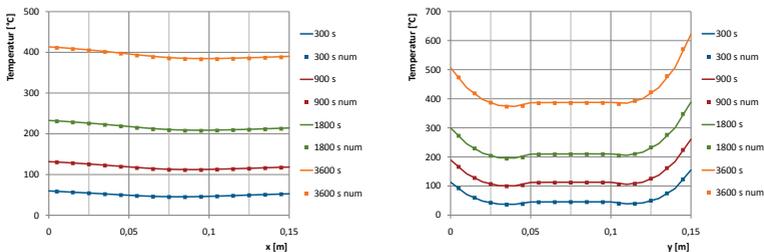
Bei der Berücksichtigung des Feuchtegehaltes im verwendeten Beton darf gemäß [EC203] für die spezifische Wärmekapazität c im Bereich zwischen 100 °C und 115 °C mit einem konstanten, vom Feuchtegehalt abhängigen Wert sowie im Bereich zwischen 115 °C und 200 °C mit einem linear bei 1000 J/kgK endenden Verlauf gearbeitet werden, sofern der Feuchtegehalt nicht explizit in der Berechnung berücksichtigt wird. Der Verlauf in den übrigen Temperaturbereichen bleibt hiervon unbeeinflusst. Dies ist ein praxisüblicher Ansatz, um unterschiedlich feuchte Materialien (hier Betone) in einer Berechnung - mit Rechenwerten der Materialeigenschaften - zu berücksichtigen. Folgerichtig ist dies die gegenwärtig einheitliche Vorgehensweise bei der thermischen Analyse beispielsweise mit FEM-Programmen wie ANSYS [Swa07] oder FIRES-T [Bec74], die zielgerecht in das vorliegende Modell übertragen wurde. Eine physikalisch noch genauere Abbildung könnte beispielsweise in Form einer Reaktionsgleichung für die Verdampfung von Wasser erreicht werden. Dies wiederum kann über eine Formulierung einem Pyrolyse-Modell entsprechend durchgeführt werden. Wie bereits dargestellt, wurden die hierfür erforderlichen Schnittstellen im Rahmen dieser Arbeit bereits entwickelt. Neben der Umsetzung von Wasser zu Wasserdampf sind indes gleichermaßen insbesondere der Transport beider Phasen sowie der entstehende Porendruck für eine physikalisch vollständig exakte Abbildung poröser bzw. feuchter Materialien notwendig. Da dies noch Gegenstand der aktuellen Forschung ist, erscheint es zum gegenwärtigen Zeitpunkt folgerichtig, die eingangs erläuterte Vorgehensweise zu präferieren. Die detailliertere Modellierung ist infolge dessen nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit, sondern ein Themengebiet, welches beispielsweise im Rahmen von zukünftigen Untersuchungen behandelt werden könnte. Die Beeinflussung der Dichte in Abhängigkeit von der Temperatur durch den Wasserverlust hingegen wird auf Grundlage der in [EC203]

enthaltenen Beziehungen zutreffend wiedergegeben.

Eine ebenso praxisübliche Vorgehensweise im Zusammenhang mit der Berechnung feuchter Materialien ist der Ansatz des Mittelwertes der Feuchte im Bauteil bzw. Querschnitt anstatt der tatsächlichen Verteilung, d. h. beispielsweise trockenerer Außen- und feuchterer Innenbereich im Querschnitt. Durch die Definition unterschiedlicher Feuchtegrade ein und desselben Materials sowie die entsprechende Zuordnung zu den jeweiligen Bereichen der festen Phase ist die Abbildung dieses Phänomens jedoch bereits in dem in dieser Arbeit entwickelten Modell möglich.

Die verwendeten temperaturabhängigen Materialeigenschaften sind zunächst lediglich für steigende oder zeitlich konstante Temperaturen, d. h. $\partial\theta/\partial t \geq 0$, gültig. Für abnehmende Temperaturen, d. h. $\partial\theta/\partial t < 0$, die sogenannte Abkühlphase (oder Abklingphase von Bränden) - sowie nach der Brandbeanspruchung - hingegen existieren bisher keine anerkannten, ausreichend (experimentell) abgesicherten Materialgesetze. Es ist daher gegenwärtiger Stand der Technik bzw. die gegenwärtig einheitliche Vorgehensweise, die vorhandenen temperaturabhängigen Materialeigenschaften auch für sich verringernde Temperaturen anzuwenden. Dieses Vorgehen wurde, insbesondere da es sich bei den Materialeigenschaften lediglich um Eingangsgrößen für das entwickelte Modell handelt, zielgerecht in das vorliegende Modell übertragen, d. h., es wird für alle Phasen des Brandes bzw. des Temperatur-Zeit-Verlaufes - im Modell - dasselbe Materialgesetz verwendet. Ein Vergleich von berechneten mit experimentellen Ergebnissen zum Zwecke der Überprüfung ist demzufolge insbesondere bei natürlicher Brandbeanspruchung, also eben dem bevorzugten Einsatzgebiet numerischer Brandsimulationen, bislang als problematisch zu bewerten. Sollten zukünftig geeignete Materialgesetze auch für die Abkühlphase zur Verfügung stehen, kann das entwickelte Modell in äußerst einfacher Art und Weise erweitert werden, um auch dieses Phänomen einwandfrei abbilden zu können.

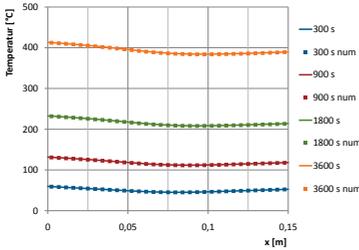
Um zusätzlich den Einfluss der Diskretisierung zu untersuchen, werden die Berechnungen für zwei unterschiedliche Abmessungen $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1 \text{ cm}$ und $\Delta x = \Delta y = \Delta z \approx 0,45 \text{ cm}$ der Kontrollvolumina durchgeführt.



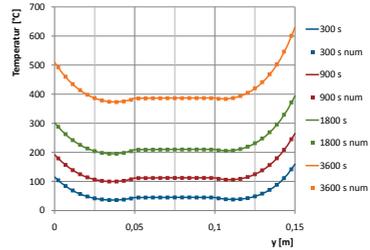
(a) Pfad parallel zur x-Achse durch die Würfelmittelpfad (b) Pfad parallel zur y-Achse durch die Würfelmittelpfad

Abbildung 5.14: Ergebnisse in Würfelmittelpfad

Abbildung 5.14 zeigt auszugsweise die Ergebnisse der Berechnung entlang zweier Pfade parallel zur x- bzw. y-Achse durch die Würfelmittelpfad. Es zeigt sich durchweg eine hervorragende Übereinstimmung der Ergebnisse der Berechnung mit der durch ANSYS berechneten Lösung. Größere Unterschiede treten lediglich in unmittelbarer Nähe von Materialwechseln Stahl \leftrightarrow Beton auf (siehe Abbildung 5.14b). Ursächlich für die in diesen Bereichen erwartungs-

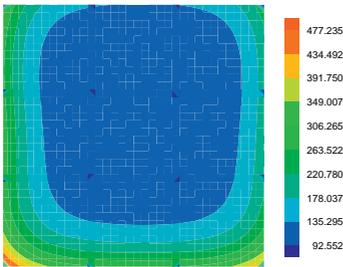


(a) Pfad parallel zur x-Achse durch die Würfelmitte

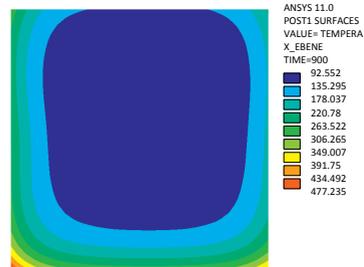


(b) Pfad parallel zur y-Achse durch die Würfelmitte

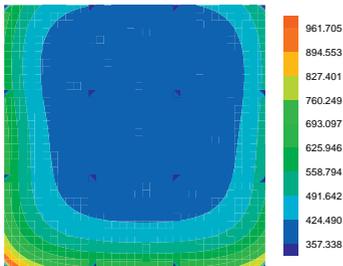
Abbildung 5.15: Ergebnisse in Würfelmitte bei feinerer Diskretisierung



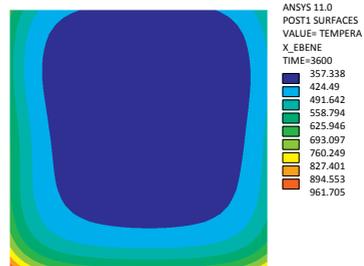
(a) Lösung des Modells (15 min)



(b) Lösung der Kontrollrechnung (15 min)



(c) Lösung des Modells (1 h)



(d) Lösung der Kontrollrechnung (1 h)

Abbildung 5.16: Ergebnisse in der Ebene $x = 0,575 m$

gemäß zu beobachtenden Abweichungen sind die erheblich unterschiedlichen thermischen Materialeigenschaften von Beton und Stahl, z. B. Wärmeleitfähigkeit: $\lambda_{Stahl} \approx 30 - 50 \lambda_{Beton}$. Eine feinere Diskretisierung (siehe Abbildung 5.15) führt ebenso erwartungsgemäß zu einer deutlichen Abnahme der Unterschiede zwischen beiden Ergebnissen, womit die Vermutung

einer Diskretisierungsabweichung anstatt eines Modellfehlers bestätigt wird. Insgesamt treten maximale Abweichungen von etwa $3,8\% \cong 1,4\text{ °C}$ (bzw. $6,8\% \cong 2,8\text{ °C}$ im Bereich der Materialwechsel) für die gröbere und $1,6\% \cong 0,6\text{ °C}$ (bzw. $1,9\% \cong 0,8\text{ °C}$ im Bereich der Materialwechsel) für die feinere Diskretisierung auf ⁷.

Exemplarisch sind in den Abbildungen 5.16 bis 5.18 für die Zeitpunkte 15 min (900 s) und 1 h (3600 s) die vom Modell und von ANSYS (Kontrollrechnung) ermittelten Temperaturfelder in jeweils einer Ebene senkrecht zur Koordinatenrichtung x, y bzw. z gegenübergestellt. Zur Darstellung des vom eigenen Modell berechneten Temperaturfeldes wird die entwickelte und integrierte Ausgaberroutine für die Visualisierungssoftware TECPLOT [Amt01] eingesetzt. Die Contourlegenden sind zum Zwecke einer optimalen Vergleichbarkeit in beiden Resultaten einander angepasst.

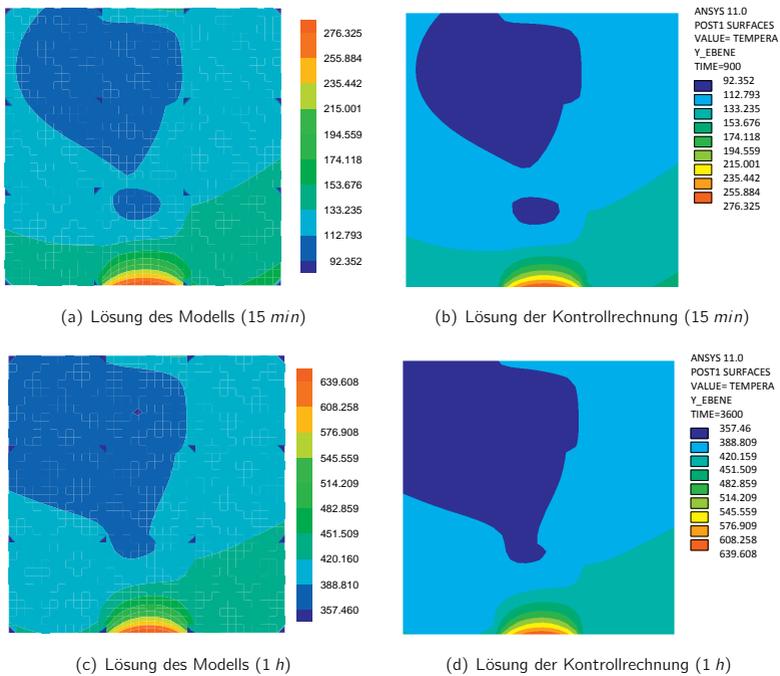


Abbildung 5.17: Ergebnisse in der Ebene $y = 1,075\text{ m}$

Hinweis:

Das berechnete Temperaturfeld wird samt Koordinaten an TECPLOT übergeben und dort den Knotenpunkten eines Gitters zugewiesen. Zwischen diesen Knotenpunkten erfolgt eine lineare Interpolation, welche im

⁷ Es ist zu beachten, dass auch die mit Hilfe von ANSYS ermittelten Werte stets numerischen Ungenauigkeiten unterliegen und keine (analytisch) exakten Resultate sein können.

Allgemein nicht zutreffend ist und folglich zwischen diesen Punkten zu einer (marginalen) Abweichung zu den im Modell über das harmonische Mittel (4.18) korrekt bestimmten Temperaturen führt. Darüber hinaus werden sowohl die Werte der inneren als auch der virtuellen Zellen dargestellt, sodass es an den Kontaktflächen der Einzelemente (Obstructions) zu Überlappungen kommt. Es findet dort keine fehlerhafte Mittelung statt, sondern es werden alle an diesem Knotenpunkt vorhandenen Temperaturen gleichrangig dargestellt, was zu geringen Darstellungsschwierigkeiten in TECPLOT führt. Darüber hinaus kennzeichnen die äußeren Begrenzungslinien der Darstellung folgerichtig die Lage der Mittelpunkte der virtuellen Kontrollvolumina, sodass eine nach allen Seiten um die Hälfte eines virtuellen Kontrollvolumens zu große Struktur mit in den Eckpunkten unpassenden und ohne den hier dargestellten Hinweis gegebenenfalls irreführenden Temperaturwerten dargestellt wird. Dies ist bei der Betrachtung und Interpretation der mittels TECPLOT visualisierten Temperaturfelder zu beachten. Gleichwohl sind die korrekte Funktion des Modells und die fehlerfreie Berechnung und Ausgabe der Temperaturwerte hiervon nicht beeinträchtigt. Die vom Modell ermittelten und in der entsprechenden Ausgabedatei zur Verfügung gestellten Temperaturen sind zweifelsohne korrekt; es handelt sich wie dargestellt lediglich um kleinere Schwierigkeiten allein in der Darstellung mittels TECPLOT.

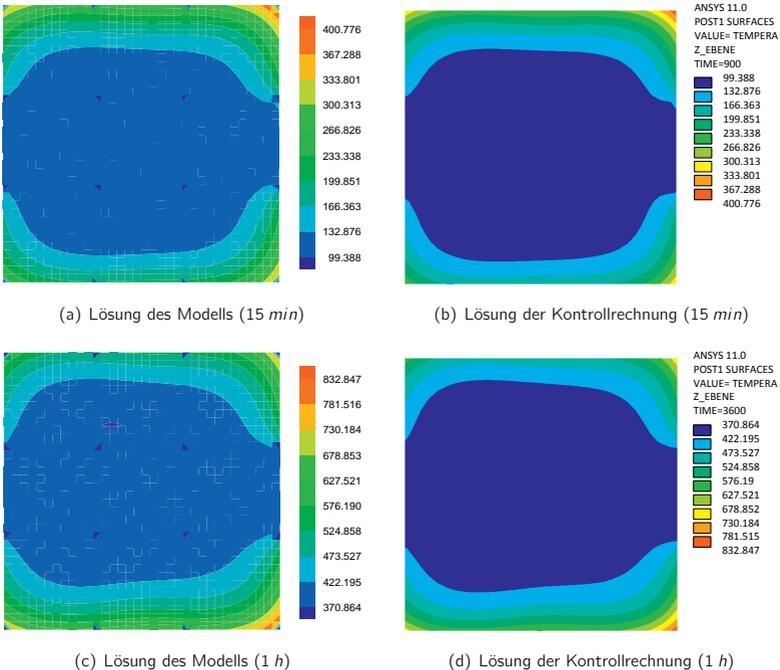


Abbildung 5.18: Ergebnisse in der Ebene $z = 1,075 \text{ m}$

Geringe Unterschiede zwischen den vom entwickelten Modell und den von ANSYS (Kontrollrechnung) ermittelten Temperaturfeldern zeigen sich beispielsweise beim Vergleich von Abbildung 5.17a und b. Diese lassen sich damit erklären, dass die betreffenden Temperatur-

werte zwar nur geringfügig voneinander abweichen, jedoch just über bzw. unter die jeweilige Stufengrenze der Skala verschoben sind. Eine entsprechende moderate Modifikation der Farbskala um lediglich $0,5 - 1 \text{ }^\circ\text{C}$ würde die fragwürdigen Bereiche folgerichtig beseitigen. Gleichwohl zeigen die dargestellten Temperaturfelder deutlich die durchweg hervorragende Übereinstimmung der Modellergebnisse mit der Überprüfungsrechnung.

In Ergänzung zu den zuvor dargestellten Simulationen wurde eine Vergleichsrechnung durchgeführt, bei der die Einteilung der Zeitschritte nicht von der CFD-Berechnung übertragen, sondern von ANSYS selbst bestimmt wurde. Die sich hierbei ergebenden Resultate sind identisch mit der zuvor bestimmten Lösung, wie aus Abbildung 5.19 anschaulich hervorgeht.

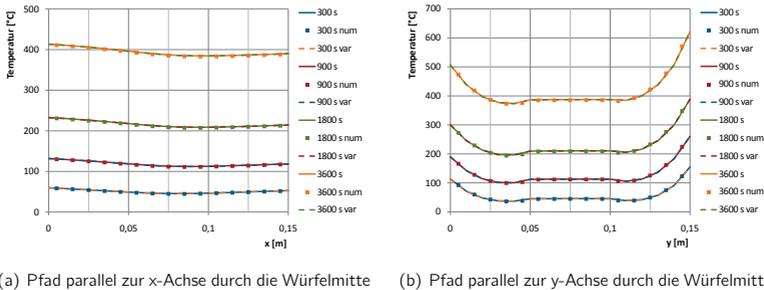


Abbildung 5.19: Ergebnisse in Würfelmittle unter Einschluss der ANSYS-Berechnung bei selbst bestimmter Zeiteinteilung (*var*)

Da ANSYS in dieser Berechnung mit bedeutend größeren Zeitschritten sowie einem impliziten Verfahren arbeitet und das entwickelte Modell dennoch zu denselben Ergebnissen kommt, ist dies ein ausgezeichneter Beleg für die Anwendbarkeit des expliziten Euler-Verfahrens. Ein Vergleich der Zeitschrittlänge der CFD-Berechnung Δt_{CFD} mit Werten zwischen etwa $0,07$ und $0,12 \text{ s}$ mit der gemäß Stabilitätsbedingung maximal erlaubten Zeitschrittlänge $\max \Delta t_{explizit}$ von etwa $0,13 \text{ s}$ für eine Kontrollvolumengröße von 1 cm bestätigt darüber hinaus die Aussage, dass die Zeitschritte der CFD-Berechnung bereits an sich niedrig genug sind, um das gewählte Zeitapproximationsverfahren ohne Einbußen verwenden zu können.

5.6.2 Wärmetransport mit konvektivem Wärmeübergang

Das vorangegangene Überprüfungsbeispiel belegt, dass das Wärmetransportmodell nicht nur für ein-, sondern auch für mehrdimensionale Aufgabenstellungen bei Vorgabe zeitlich konstanter Wärmestromdichten auf den Rändern richtige Ergebnisse, d. h. korrekte Temperaturfelder, berechnet. Diese Art der Randbedingung tritt in der Praxis zwar eher selten auf, indes deckt das Beispiel wichtige Erkenntnisse auf. Die in der Realität üblicherweise vorhandene Randbedingung ist die (Netto-)Wärmestromdichte \dot{q}_{net} aus Konvektion und Strahlung nach Unterabschnitt 4.4.3. Anhand des realitätsnahen Brandszenarios eines Zimmerbrandes wird in den beiden nachfolgenden Überprüfungsbeispielen untersucht, ob das Modell auch diese Fragestellung erfolgreich löst.

Zu diesem Zweck wird das in Abbildung 5.20 dargestellte Szenario mit dem erweiterten CFD-Brandsimulationsprogramm *Fire Dynamics Simulator (FDS)* in der Version 5 berechnet⁸.

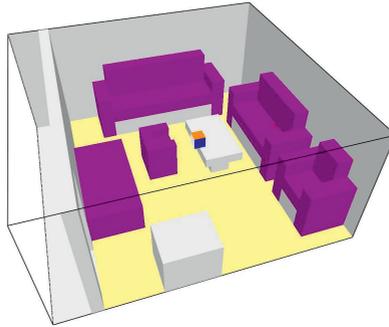


Abbildung 5.20: Realitätsnahes Brandszenario eines Zimmerbrandes in FDS5

In der zu erwartenden Heißgasschicht wird eine Struktur mit dreidimensionalem Wärmetransport gemäß Abbildung 5.21 angeordnet. Die Struktur wird durch einen Würfel mit der Kantenlänge 20 cm gebildet, der an allen Seitenflächen der Brandraumatmosphäre ausgesetzt ist und einen wechselseitig aus Stahl und Beton gewählten Aufbau besitzt. Die verwendeten temperaturabhängigen Materialeigenschaften sind wiederum den Teilen 1-2 der Eurocodes 2 [EC203] und 3 [EC303] entnommen. Die Diskretisierung beträgt $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1\text{ cm}$. Im Rahmen dieses Überprüfungsbeispiels wird lediglich der konvektive Anteil $\dot{q}_{konv}(t)$ der Wärmestromdichte $\dot{q}_{net}(t)$ berücksichtigt, sodass an allen Oberflächen der betrachteten Struktur die Emissivität mit $\epsilon = 0$ anzunehmen ist, womit letztlich $\dot{q}_{rad} = 0$ folgt.

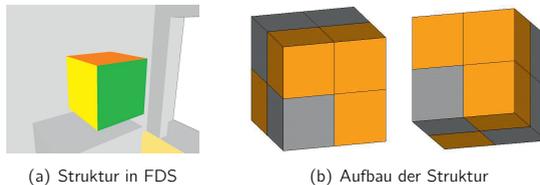


Abbildung 5.21: Struktur mit dreidimensionalem Wärmetransport

Zur Überprüfung der Lösung des Wärmetransportmodells wird wie im vorhergehenden Beispiel das Finite-Elemente-Programm ANSYS eingesetzt, das die thermischen Auswirkungen auf Festkörper bei Bränden gut wiedergeben kann (vgl. [Zeh04], [Hoh03]). Die theoretischen Grundlagen zur Berechnung des instationären Temperaturfeldes sind hierbei mit dem in dieser Arbeit entwickelten mehrdimensionalen Wärmetransportmodell vergleichbar. Die gewählten

⁸ Da in diesem Beispiel lediglich der konvektive Anteil der Wärmestromdichte \dot{q}_{net} auf die Struktur gebracht wird, kommt ein Szenario mit gegenüber Unterabschnitt 5.6.3 erhöhter Brandlast zum Einsatz, um ein aussagekräftiges Temperaturniveau innerhalb der Struktur zu erreichen.

numerischen Methoden (siehe Kapitel 4) sind indes unterschiedlich. Ferner wurde die Konzeption des entwickelten Modells insbesondere im Hinblick auf die unmittelbare Anwendung innerhalb numerischer Brandsimulationen neu erarbeitet und bildet somit den Unterschied zu den vorhandenen eigenständigen Programmen wie ANSYS oder FIRES-T, mit denen gegenwärtig die Temperaturfelder in festen Strukturen *im Anschluss* an eine Brandsimulation bestimmt werden. Dies ist unter anderem auch der Grund dafür, dass die an dieser Stelle durchgeführte Überprüfung des entwickelten Modells notwendig ist. Eine Übereinstimmung der Ergebnisse, die mit diesen Werkzeugen (hier: ANSYS) und mit dem in dieser Arbeit entwickelten Modell ermittelt werden, lässt - unter der Voraussetzung gleicher Eingangsgrößen - die Schlussfolgerung zu, dass das Wärmetransportmodell die thermischen Auswirkungen auf Festkörper bei Bränden mindestens ebenso gut wiedergibt. Der Unterschied zur Nachrechnung eines Versuchs bzw. zum Vergleich mit Versuchsdaten liegt in der Qualität eben dieser Eingangsgrößen. Das Brandsimulationsprogramm muss zunächst vorab dahin gehend überprüft werden, ob es diese im Versuch, d. h. beim Brand, auftretenden Eingangsgrößen korrekt wiedergibt. Letzteres ist indes, wie bereits dargestellt, nicht Gegenstand und Bestandteil dieser Arbeit, sondern die Aufgabe einer eigenen Validierung des Brandsimulationsprogramms. Es sollen in diesem Kapitel vielmehr die in dieser Arbeit entwickelten Modelle des konvektiven Wärmeübergangs und der mehrdimensionalen Wärmeleitung überprüft werden. Anders als in den Abschnitten 5.3 bis 5.5 besteht mit den zuvor genannten Werkzeugen die Möglichkeit, diese Überprüfung auf der Basis von Vergleichsrechnungen ohne die konkrete Verwendung von Versuchsdaten durchzuführen, sodass der hier eingeschlagene und dargestellte Weg als richtig und als vorbehaltlos zielführend angesehen werden kann.

Die Brandwirkung wird innerhalb der Kontrollrechnung mit ANSYS in Form von Wärmestromdichten, d. h. in Form des in der FDS-Brandsimulation ermittelten zeitlichen Verlaufs von $\dot{q}_{konv}(t)$, auf die Struktur aufgebracht. Für den Fall, dass die Temperaturfelder beider Berechnungen (nahezu) identisch sind, gilt dies insbesondere auch für die Oberflächentemperaturen, die als Rückgabegröße dem CFD-Brandsimulationsprogramm übergeben werden und die Bestimmung des Wertes von $\dot{q}_{konv}(t)$ beeinflussen (vgl. Überprüfungsbeispiel in Unterabschnitt 5.2.2). Damit wären der zeitlichen Verlauf von $\dot{q}_{konv}(t)$ nicht vom Wärmetransportmodell verfälscht und beide Berechnungen auch in den tatsächlich aufzubringenden Eingangsgrößen äquivalent. Das Vorgehen, Bestimmung der Brandwirkung auf eine Struktur mit einem überprüften CFD-Brandsimulationsprogramm und Übertragung derselben in ein externes Programm zur Ermittlung des instationären Temperaturfeldes innerhalb dieser Struktur, entspricht - mit allen Vor- und Nachteilen - der gegenwärtig gewählten Vorgehensweise im Brandschutzingenieurwesen.

Abbildung 5.22 zeigt auszugsweise die Ergebnisse der Berechnung entlang zweier Pfade parallel zur x- bzw. y-Achse durch den Würfel. Es zeigt sich durchweg eine hervorragende Übereinstimmung der Ergebnisse des Modells mit der durch ANSYS berechneten Lösung. Insbesondere der zur Oberfläche hin steile Anstieg der Temperaturkurve, der durch die geringe Wärmeleitfähigkeit des Betons verursacht wird, kann vom Modell gut wiedergegeben werden. Mit einer feineren Diskretisierung ließe sich eine weitere Minimierung der noch vorhandenen Abweichungen erzielen. Nennenswerte Unterschiede treten lediglich in den Kurvenverläufen von Abbildung 5.22b nach 3600 und 5400 s auf. Dort sind in der rechten Bildhälfte (Stahl) Abweichungen von maximal 2 % $\hat{=}$ ca. 2,6 °C zu erkennen. Aufgrund des geringen Umfangs

5 Überprüfung des Wärmetransportmodells

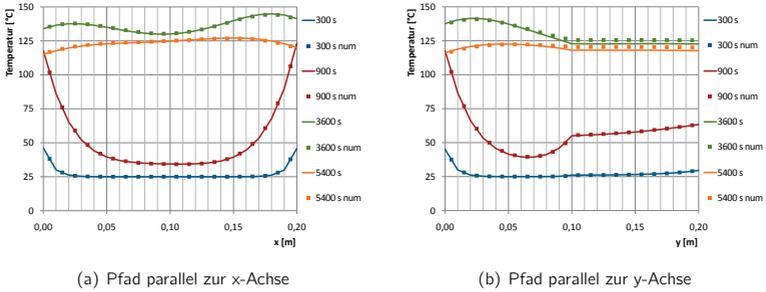


Abbildung 5.22: Ergebnisse mit konvektivem Wärmeübergang

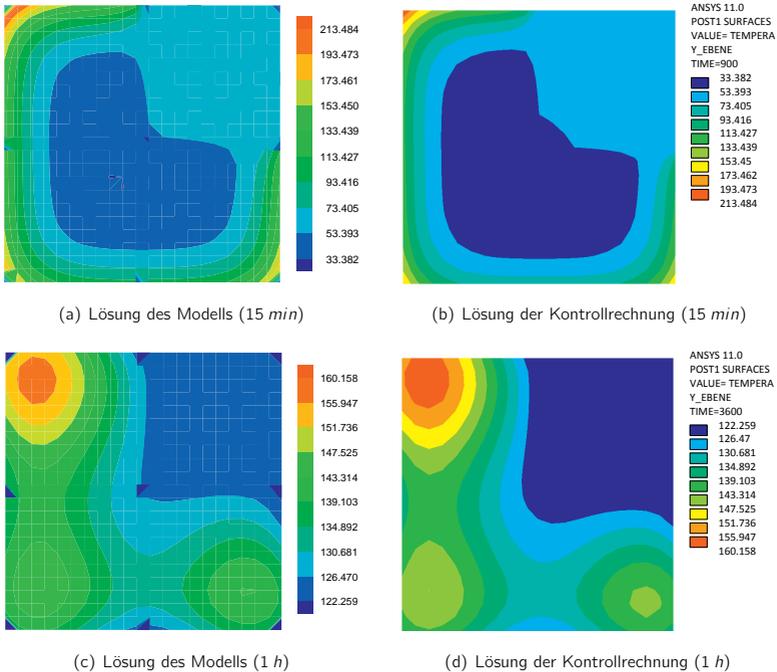
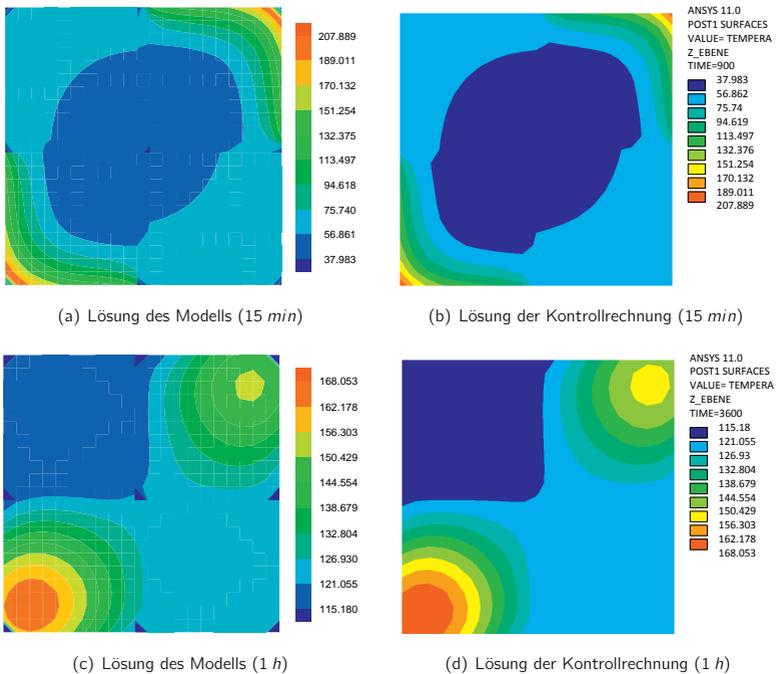


Abbildung 5.23: Ergebnisse in der Ebene $y = 2,145 \text{ m}$

dieser Differenzen, der hervorragenden Übereinstimmung der restlichen Temperaturwerte sowie der Auswertung des ähnlichen Überprüfungsbeispiels in Unterabschnitt 5.6.3 kann ein Modellfehler an dieser Stelle ausgeschlossen werden. Die auftretenden, marginalen Abwei-

chungen sind demnach folgerichtig der üblichen Rechengenauigkeit zuzuordnen. In den Abbildungen 5.23 und 5.24 sind für die beiden Zeitpunkte 15 *min* und 1 *h* (Anstieg- und Abklingphase der Temperatur) exemplarisch die vom Modell und die mittels ANSYS bestimmten Temperaturfelder in jeweils einer Ebene dargestellt. Wie bereits für den Fall konstanter Wärmestromdichten auf den Randflächen zeigt sich auch in diesem Überprüfungsbeispiel eine sehr gute Übereinstimmung der Modellergebnisse mit der Kontrollrechnung. Die zu beobachtenden Bereiche mit geringen Abweichungen können wie im vorherigen Beispiel mit der Skaleneinteilung begründet und entsprechend beseitigt werden. Insbesondere die Eckbereiche in Abbildung 5.23c im Vergleich zu 5.23d links oben sowie in Abbildung 5.24c im Vergleich zu 5.24d links unten belegen, dass das entwickelte Modell hervorragend in der Lage ist, die sich ausbildenden, dreidimensionalen Temperaturfelder bei zeitlich veränderlichen Randbedingungen zu bestimmen.

Abbildung 5.24: Ergebnisse in der Ebene $z = 1,655 \text{ m}$

5.6.3 Wärmetransport mit konvektivem und radiativem Wärmeübergang

Im vorangegangenen Beispiel war die Brandwirkung auf die Struktur begrenzt auf den konvektiven Anteil der Wärmestromdichte $\dot{q}_{net}(t)$. Nun soll zusätzlich der radiative Anteil $\dot{q}_{rad}(t)$

infolge Wärmestrahlung in der Berechnung berücksichtigt werden.

Die betrachtete Struktur entspricht dem zuvor verwendeten Würfel nach Abbildung 5.21 mit einer Diskretisierung von 1 cm nach allen Richtungen und den temperaturabhängigen Materialeigenschaften nach den Teilen 1-2 der Eurocodes 2 [EC203] und 3 [EC303]. Diesen Normen sind auch die Emissivitäten von Stahl und Beton zu jeweils $\epsilon = 0,7$ zu entnehmen. Da die in die Struktur eintretende Wärmestromdichte infolge des zusätzlich berücksichtigten radiativen Anteils ansteigt, wird das realitätsnahe Brandszenario aus Unterabschnitt 5.6.2 modifiziert, indem hier eine geringere Brandlast zugrunde gelegt wird (vgl. Fußnote auf Seite 126). Das mit FDS5 berechnete Szenario ist in Abbildung 5.25 dargestellt.

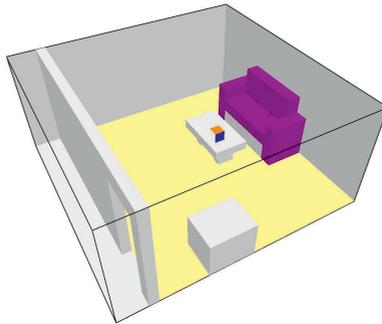
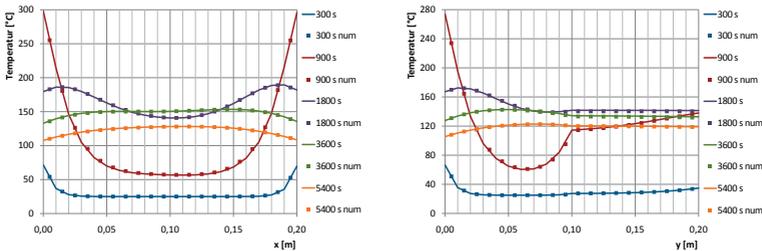


Abbildung 5.25: Realitätsnahes Brandszenario eines Zimmerbrandes in FDS5

Zur Überprüfung der Lösung des Wärmetransportmodells wird wie im vorhergehenden Beispiel das Finite-Elemente-Programm ANSYS eingesetzt. Die Brandwirkung wird innerhalb der Kontrollrechnung mit ANSYS in Form von Wärmestromdichten, d. h. in Form des in der FDS-Brandsimulation ermittelten zeitlichen Verlaufs von $\dot{q}_{net}(t)$, auf die Struktur aufgebracht. Für den Fall, dass die Temperaturfelder beider Berechnungen (nahezu) identisch sind, gelten die Ausführungen in Unterabschnitt 5.6.2 in gleicher Weise. Diese sind ferner analog auf den radiativen Anteil übertragbar.



(a) Pfad parallel zur x-Achse

(b) Pfad parallel zur y-Achse

Abbildung 5.26: Ergebnisse mit konvektivem und radiativem Wärmeübergang

Abbildung 5.26 zeigt auszugsweise die Ergebnisse der Berechnung entlang zweier Pfade parallel zur x- bzw. y-Achse durch den Würfel. Es zeigt sich erneut durchweg zu allen Zeitpunkten und an allen Auswertepunkten eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse des Modells mit der durch ANSYS berechneten Lösung. Insbesondere der steile Verlauf der Temperaturkurven an den Rändern der Struktur kann auch in diesem Beispiel sehr gut wiedergegeben werden. Mit einer feineren Diskretisierung wäre auch hier eine weitere Minimierung der noch vorhandenen Abweichungen durchführbar. Größere Unterschiede wie in Unterabschnitt 5.6.2 sind in diesem Überprüfungsbeispiel indes nicht zu beobachten.

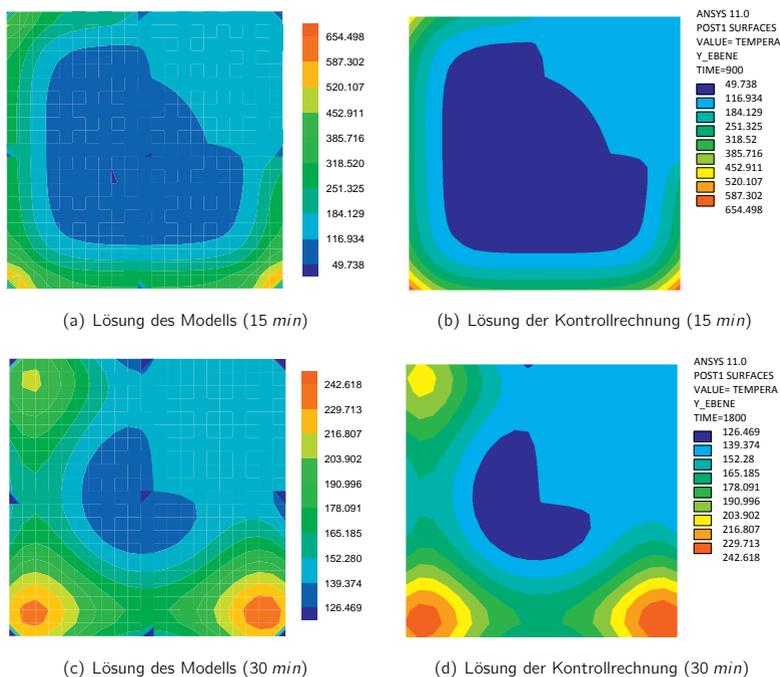


Abbildung 5.27: Ergebnisse in der Ebene $y = 2, 145 \text{ m}$

In den Abbildungen 5.27 und 5.28 sind für die beiden Zeitpunkte 15 min und 30 min (Anstieg- und Abklingphase der Temperatur) exemplarisch die vom Modell und die mittels ANSYS erzielten Temperaturfelder in jeweils einer Ebene dargestellt. Wie in den beiden vorhergehenden Beispielen zeigt sich auch in diesem Überprüfungsbeispiel eine sehr gute Übereinstimmung der Modellergebnisse mit der Kontrollrechnung. Insbesondere auch die thermisch hoch beanspruchten Eckbereiche in Abbildung 5.23c im Vergleich zu 5.23d und in Abbildung 5.24c im Vergleich zu 5.24d zeigen eine gute Übereinstimmung, während die zu beobachtenden Bereiche mit geringen Abweichungen wiederum durch die Skaleneinteilung erklärt und entsprechend beseitigt werden können. Die vollzogenen Vergleichsrechnungen mit ANSYS und

die hierbei erzielten Ergebnisse zeigen unter gleichzeitiger Berücksichtigung der Resultate des vorherigen Unterabschnitts eine nahezu vollständige Übereinstimmung der beiden Modelle. Wie bereits dargestellt, kann ANSYS die thermischen Auswirkungen auf Festkörperstrukturen bei Bränden gut wiedergeben (z. B. [Zeh04], [Hoh03]). Folgerichtig kann diese Aussage auch auf das entwickelte Modell übertragen werden, womit dieses unter anderem hervorragend dafür geeignet ist, die sich ausbildenden, dreidimensionalen Temperaturfelder bei den sich zeitlich verändernden Randbedingungen eines realen Brandszenarios, wie es exemplarisch in Abbildung 5.25 bzw. 5.20 dargestellt ist, nahezu exakt, d. h. mit sehr geringen Abweichungen, zu bestimmen.

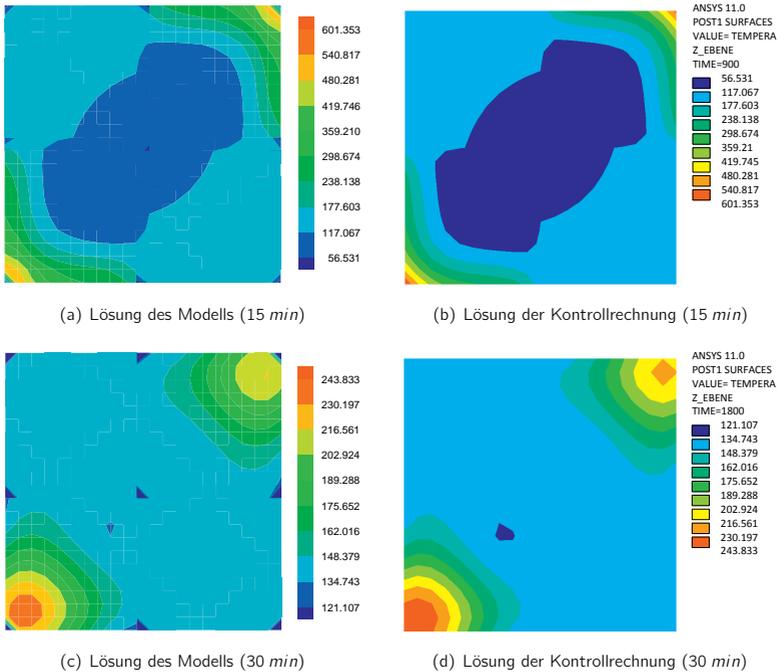


Abbildung 5.28: Ergebnisse in der Ebene $z = 1,655 \text{ m}$

Die Auswertung der in diesem realitätsnahen Brandszenario an den Oberflächen der berechneten Struktur unter Verwendung des in Kapitel 3 entwickelten Modells für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase bestimmten Wärmeübergangskoeffizienten α ergibt Werte bis zu $12 \text{ W/m}^2\text{K}$ je nach Lage der Oberfläche und Zeitpunkt der Betrachtung. Im Mittel wird für α ein Wert von 5 bis $6 \text{ W/m}^2\text{K}$ erreicht, der sehr gut mit dem beispielsweise in [Sch08a] und [Sch08b] genannten Durchschnittswert von $5 \text{ W/m}^2\text{K}$ für den (konvektiven) Wärmeübergangskoeffizienten übereinstimmt.

5.7 Thermischer Kontaktwiderstand

Die zuvor durchgeführten Überprüfungsbeispiele gingen stets davon aus, dass die unterschiedlichen Materialien in vollkommenem Kontakt miteinander stehen. In Abschnitt 4.5 wurden der in einigen praktischen Fällen durch nur teilweise vorhandenen direkten Kontakt an der Berührungsfläche auftretende thermische Kontaktwiderstand eingeführt und dargestellt, wie dieser in der numerischen Berechnung berücksichtigt werden kann. Im nachfolgenden Beispiel soll überprüft werden, ob das Modell dieses Element korrekt wiedergibt.

Betrachtet wird das Überprüfungsbeispiel aus Abschnitt 5.1 mit konstanten Oberflächentemperaturen von 950 bzw. 50 °C. Zusätzlich wird nun an der Berührungsfläche der Isolations- und der Ziegelschicht ein thermischer Kontaktwiderstand von $R_{tkw} = 0,070 \text{ m}^2\text{K}/\text{W}$ berücksichtigt. Wiederum im stationären Zustand lässt sich, wie nachfolgend dargestellt, eine analytisch exakte Lösung herleiten.

$$\lambda_{ges} = \frac{d_{ges}}{\frac{d_{Schamotte}}{\lambda_{Schamotte}} + \frac{d_{Isolation}}{\lambda_{Isolation}} + \frac{d_{Ziegel}}{\lambda_{Ziegel}} + R_{tkw}} \approx 0,307 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$$

$$|\dot{q}| = \lambda_{ges} \frac{\Delta\vartheta_{ges}}{d_{ges}} \approx 368,62 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Die Temperaturen an der linken bzw. rechten Seite der Berührungsfläche sowie der resultierende Temperatursprung ergeben sich damit zu

$$\vartheta_{BF,I} = 950 \text{ °C} - |\dot{q}| \cdot \left(\frac{d_{Schamotte}}{\lambda_{Schamotte}} + \frac{d_{Isolation}}{\lambda_{Isolation}} \right) \approx 178,2 \text{ °C}$$

$$\vartheta_{BF,Z} = 50 \text{ °C} + |\dot{q}| \cdot \frac{d_{Ziegel}}{\lambda_{Ziegel}} \approx 152,4 \text{ °C}$$

$$\Delta\vartheta_{BF} = \vartheta_{BF,I} - \vartheta_{BF,Z} \approx 25,8 \text{ °C}$$

Als zusätzliche Kontrolle kann die Temperaturdifferenz durch Multiplikation der Wärmestromdichte \dot{q} mit dem thermischen Kontaktwiderstand R_{tkw} in Übereinstimmung mit dem vorherigen Wert zu 25,8 °C berechnet werden.

In der numerischen Lösung ergibt sich bei einer Diskretisierung von 5 mm nach (4.23) über die Berührungsfläche hinweg eine harmonisch gemittelte Wärmeleitfähigkeit von

$$\lambda_{BF} = 0,051 \text{ W/mK.}$$

Aus den berechneten Temperaturwerten der angrenzenden Kontrollvolumina lassen sich die Temperaturen an beiden Seiten der Berührungsfläche und der Temperatursprung zu

$$\vartheta_{BF,I} \approx 178,0 \text{ °C} \quad \text{und} \quad \vartheta_{BF,Z} \approx 152,2 \text{ °C}$$

$$\text{bzw.} \quad \Delta\vartheta_{BF} \approx 25,8 \text{ °C}$$

ermitteln, was einer maximalen Abweichung von lediglich etwa 1 ‰ zum exakten Ergebnis entspricht. Abbildung 5.29 zeigt einerseits eine Gegenüberstellung des analytisch exakten sowie des berechneten Temperaturverlaufs durch die Hochofenwand mit thermischem Kontaktwiderstand und andererseits eine vergrößerte Darstellung des Temperatursprungs im Bereich der Berührungsfläche zwischen Isolations- und Ziegelschicht.

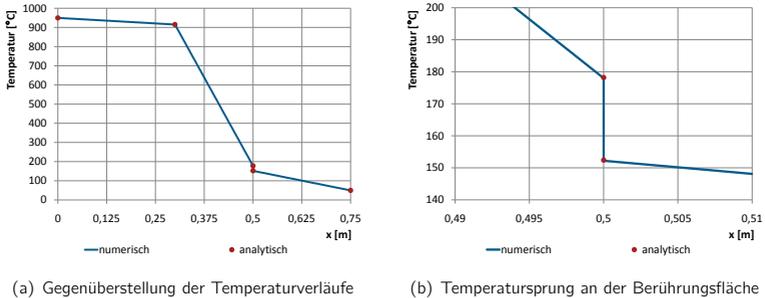


Abbildung 5.29: Ergebnisse des Überprüfungsbeispiels zum thermischen Kontaktwiderstand

5.8 Wärmeleitung mit Wärmequelle bzw. -senke

Die vorangegangenen Überprüfungsbeispiele wurden durchgängig ohne das Vorhandensein von Wärmequellen bzw. -senken durchgeführt. In den nachfolgenden Unterabschnitten soll nun überprüft werden, ob das Modell auch dieses in Abschnitt 4.6 beschriebene Element, welches beispielsweise für die zukünftige Integration von Pyrolysemodellen unbedingt erforderlich ist, korrekt berücksichtigt.

Betrachtet wird ein Betonwürfel mit der Kantenlänge 15 cm, der an allen Seitenflächen vollständig isoliert (adiabatisch) ist und im Kern eine konstante bzw. temperaturabhängige Wärmequelle der Größe 5 cm x 5 cm x 5 cm besitzt (siehe Abbildung 5.30)⁹. Die temperaturabhängigen thermischen Eigenschaften des Materials sind dem Teil 1-2 des Eurocode 2 [EC203] entnommen. Als Bewertungsmaßstab wird die mit dem Finite-Elemente-Programm ANSYS ermittelte Lösung des jeweils betrachteten Falls zugrunde gelegt. Die mehrfache Symmetrie der Struktur ermöglicht eine Reduktion der Betrachtung auf nur einen Oktanten.

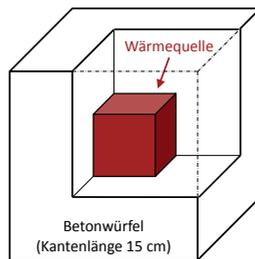


Abbildung 5.30: Struktur für die Überprüfungsbeispiele mit Wärmequelle

⁹ Für eine zeitabhängige Wärmequelle ist eine analoge Vorgehensweise möglich. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt daher eine Beschränkung auf im Brandschutzingenieurwesen häufiger auftretende temperaturabhängige Wärmequellen/-senken.

5.8.1 Konstante Wärmequelle

Die einfachste Form einer Wärmequelle ist ein konstanter Verlauf, wie er in Abbildung 5.31 dargestellt ist. Im durchgeführten Prüfungsbeispiel wird eine Leistungsdichte der Quelle von 800 kW/m^3 angenommen.

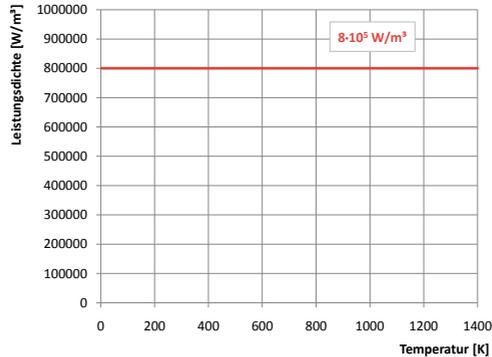
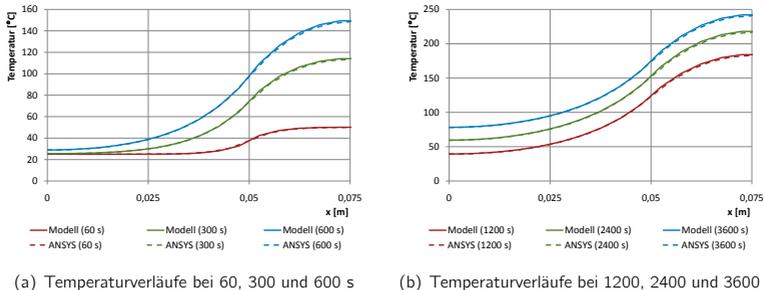


Abbildung 5.31: Konstante Wärmequelle

Die Ergebnisse der Berechnung sind anhand eines Pfades durch die Mittelachse des Würfels in Abbildung 5.32 dargestellt. Es zeigt sich zu allen Zeitpunkten eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Lösungen. Die maximale Abweichung beträgt etwa 3 % und liegt erwartungsgemäß an der Grenze zwischen den beiden Bereichen mit und ohne Wärmequelle. Durch eine Verfeinerung der Diskretisierung wäre eine zusätzliche Minimierung des Abstandes beider Lösungen möglich. In den übrigen Bereichen betragen die Abweichungen zwischen der vom Modell und der mit Hilfe von ANSYS berechneten Lösung jedoch lediglich bis zu 1 %.



(a) Temperaturverläufe bei 60, 300 und 600 s

(b) Temperaturverläufe bei 1200, 2400 und 3600 s

Abbildung 5.32: Ergebnisse bei konstanter Wärmequelle

Die korrekte Berücksichtigung konstanter Wärmequellen/-senken innerhalb des Modells ist damit bestätigt.

5.8.2 Linear-temperaturabhängige Wärmequelle

Eine Erweiterung des vorangegangenen Beispiels ergibt sich durch die Anwendung einer linear-temperaturabhängigen Wärmequelle wie sie in Abbildung 5.33 dargestellt ist ¹⁰. Im Überprüfungsbeispiel wird eine abfallende Funktion unterstellt, deren Parameter gemäß (4.24) zu $\dot{S}_C = 800 \text{ kW/m}^3$ und $\dot{S}_P = -160 \text{ W/m}^3\text{K}$ gewählt werden.

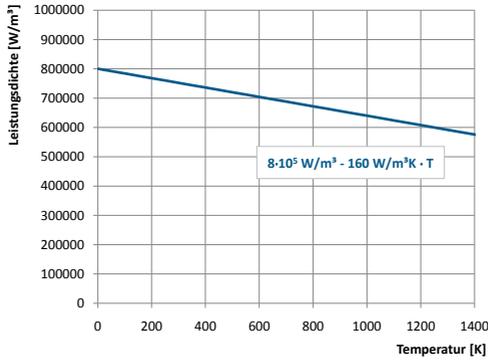
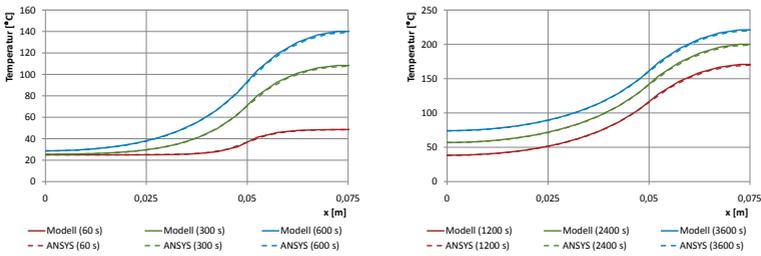


Abbildung 5.33: Linear-temperaturabhängige Wärmequelle

Die Ergebnisse der Berechnung sind wiederum anhand eines Pfades durch die Mittelachse des Würfels in Abbildung 5.34 dargestellt.



(a) Temperaturverläufe bei 60, 300 und 600 s

(b) Temperaturverläufe bei 1200, 2400 und 3600 s

Abbildung 5.34: Ergebnisse bei linear-temperaturabhängiger Wärmequelle

Es zeigt sich wie bereits im vorhergehenden Beispiel zu allen Zeitpunkten eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Lösungen. Die maximale Abweichung beträgt auch hier etwa 3 % und liegt erwartungsgemäß an der Grenze zwischen den beiden Bereichen mit und

¹⁰ Programmintern erfolgt gemäß (4.24) eine Multiplikation des Parameters S_P^0 mit der absoluten Temperatur am Mittelpunkt P der Zelle, für die die Quelle definiert wird, sodass dieser Parameter mit der Einheit $\text{W/m}^3\text{K}$ einzugeben ist (vgl. Anhang D).

ohne Wärmequelle. Durch eine Verfeinerung der Diskretisierung wäre wie zuvor eine Minimierung des Abstandes beider Lösungen möglich. Auch die korrekte Berücksichtigung linear-temperaturabhängiger Wärmequellen/-senken innerhalb des Modells kann damit als bestätigt angesehen werden.

5.8.3 Wärmequelle in Anlehnung an ein Pyrolysemodell (Arrhenius-Ansatz)

Den Abschluss der Untersuchung des Modells mit Wärmequelle/-senke bildet die Überprüfung anhand einer Wärmequelle, die in Anlehnung an ein Pyrolysemodell formuliert wird. Besonders geeignet ist hierfür der Arrhenius-Ansatz, welcher die Leistungsdichte \dot{s} allgemein gemäß (5.5) beschreibt.

$$\dot{s} = H_0 \cdot \rho \cdot k_0 \cdot e^{-\frac{E}{RT}} \quad (5.5)$$

mit:

- H_0 = Brennwert
- ρ = Dichte
- k_0 = Stoßfaktor
- E/R = scheinbare Aktivierungsenergie
- T = (absolute) Temperatur

Für dieses Beispiel wird unter Verwendung der Dichte ρ des umgebenden Materials, d. h. Beton (2100 kg/m^3), und fiktiver Werte ¹¹ für alle übrigen Parameter die Wärmequelle derart definiert, dass sich der in Abbildung 5.35 dargestellte, temperaturabhängige Verlauf ergibt.

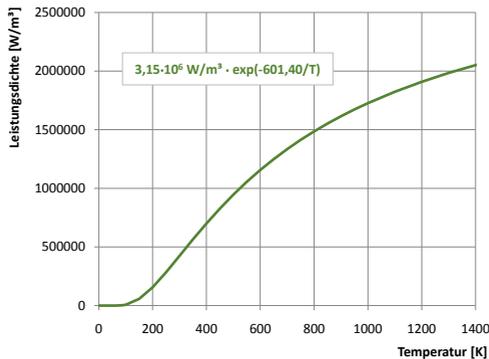


Abbildung 5.35: Arrheniusartige Wärmequelle nach (5.5)

¹¹ Dieses Überprüfungsbeispiel soll die generelle Anwendbarkeit des Modells in Verbindung mit Wärmequellen, die mit dem Arrhenius-Ansatz formuliert werden, belegen, da der Arrhenius-Ansatz (5.5) in der Praxis häufig für die Beschreibung von Pyrolysemodellen verwendet wird. Die hier fiktiv angenommenen Werte sind dann folgerichtig durch die real vorhandenen Größen zu ersetzen.

Die Ergebnisse der Berechnung sind wiederum anhand eines Pfades durch die Mittelachse des Würfels in Abbildung 5.36 dargestellt. Es zeigt sich wie bereits in beiden vorhergehenden Beispielen zu allen Zeitpunkten eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Lösungen. Die maximale Abweichung, die erwartungsgemäß an der Grenze zwischen den beiden Bereichen mit und ohne Wärmequelle auftritt, liegt in diesem Beispiel unter 3 %. Durch eine Verfeinerung der Diskretisierung wäre auch hier eine Minimierung des Abstandes beider Lösungen möglich. Wie bereits in beiden vorhergehenden Beispielen ist die korrekte Berücksichtigung einer Wärmequelle/-senke in Anlehnung an ein Pyrolysemodell innerhalb des Modells damit bestätigt.

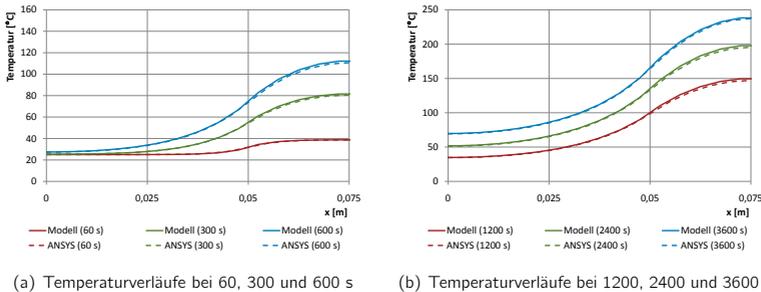


Abbildung 5.36: Ergebnisse bei einer Wärmequelle in Anlehnung an ein Pyrolysemodell nach Arrhenius-Ansatz

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass das entwickelte Modell in der Lage ist, unterschiedliche Wärmequellen bzw. -senken zu berücksichtigen und das hierbei auftretende Temperaturfeld mit einer hervorragenden Genauigkeit wiederzugeben. Eine zukünftige Integration von Pyrolysemodellen an dieser Schnittstelle ist daher problemlos möglich.

5.9 Schlussbemerkungen zur Modellüberprüfung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde das entwickelte Wärmetransportmodell mit seinen sämtlichen Bestandteilen überprüft und lückenlos bestätigt. Im Folgenden sollen einige abschließende Bemerkungen angeführt und diskutiert werden, für die sich zuvor keine geeignete Gelegenheit ergab bzw. die der Modellüberprüfung übergeordnet sind.

Überprüfungsbeispiele zum Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase

Im Gegensatz zu den Abschnitten 5.6ff, in denen Vergleichsrechnungen mit dem FEM-Programm ANSYS - exemplarisch für die einsetzbaren, bereits validierten Werkzeuge - zum Zwecke der Modellüberprüfung durchgeführt werden konnten, existiert für das Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase bislang kein vergleichba-

res Modell, welches in analoger Art und Weise angewendet werden könnte. Es ist folglich nicht möglich, eine Überprüfung dieses Modells und seiner Ansätze zur Berechnung des konvektiven Wärmeübergangs in Brandsimulationen auf der Basis von Vergleichsrechnungen ohne die konkrete, d. h. direkte Verwendung von Eingangsgrößen, die vom eingesetzten Brandsimulationscode berechnet werden, und den damit einhergehenden Nachteilen durchzuführen. Dies liegt gerade darin begründet, dass die vorgenannten Ansätze (zur Berechnung des konvektiven Wärmeübergangs in Brandsimulationen) im Rahmen dieser Arbeit grundlegend neu erarbeitet wurden. Daher wurde im Laufe der Entwicklung eine geeignete und zielführende Möglichkeit der Überprüfung erarbeitet und in den Abschnitten 5.3 bis 5.5 dargestellt sowie auf die dort dokumentierten Beispiele erfolgreich angewendet.

Überprüfungsbeispiele für Mischkonvektion

Die Berechnung eines Überprüfungsbeispiels für Mischkonvektion an ebenen Oberflächen wird im Rahmen dieser Arbeit nicht zuletzt aufgrund der Vielzahl der möglichen Fälle, die sich durch Variation der Parameter (Orientierung, Strömungsrichtung, Vorzeichen der Temperaturdifferenz zwischen Gas- und Oberflächentemperatur etc.) ergeben, nicht weiter verfolgt. In den Abschnitten 5.3 und 5.4 wurde jedoch die Eignung des Modells für den freien und den erzwungenen konvektiven Wärmeübergang unabhängig voneinander erfolgreich belegt. Ferner wurden die Annahmen und Gleichungen zur Mischkonvektion, welche eine Kombination aus beiden vorgenannten Phänomenen ist, in der theoretischen Erarbeitung in Kapitel 3 umfassend diskutiert und abgehandelt. Die Ausdehnung der Aussagen zur Anwendbarkeit des Modells auf den Bereich der Mischkonvektion erscheint vor diesem Hintergrund auch ohne ein zusätzliches Beispiel vertretbar. Darüber hinaus ist das Phänomen der Mischkonvektion u. a. im abschließenden Anwendungsbeispiel (Kapitel 6) implizit enthalten.

Modellüberprüfung anhand von Experimenten und Eingangsgrößen aus dem verwendeten Brandsimulationscode (FDS)

Die Überprüfung des entwickelten Wärmetransportmodells anhand von Experimenten ist in mehrfacher Hinsicht als problematisch und nicht ohne Weiteres einfach durchführbar zu bezeichnen, was im Folgenden näher erläutert werden soll. Die daraus resultierenden Konsequenzen führten zu der Bewertung, dass eine Modellüberprüfung anhand von Experimenten im Rahmen dieser Arbeit nicht zielgerecht erschien und folgerichtig die alternative Vorgehensweise über theoretische Lösungen und analytische Ansätze sowie Vergleichsrechnungen mit anderen, bereits überprüften Werkzeugen (hier beispielsweise ANSYS [Swa07]) umgesetzt wurde. Auf Grundlage dieser Arbeit und der darin gelegten theoretischen Grundsteine des Modells können jedoch zukünftig auch sinnvolle Experimente geplant und durchgeführt werden (vgl. Abschnitt 7.2).

Eine Überprüfung des hier verwendeten Brandsimulationscodes (FDS) in Kombination mit dem eigenen Wärmetransportmodell ist aus zweierlei Gründen nicht anzustreben bzw. nicht zweckmäßig. Einerseits besteht gegenwärtig noch Unklarheit bezüglich der Richtigkeit der vom Brandsimulationscode berechneten Eingangsgrößen. Die Eingangsgrößen für die entwickelten Teilmodelle müssen jedoch vom Brandsimulationsprogramm korrekt wiedergegeben

werden, damit auch die Ergebnisse des in dieser Arbeit erstellten Wärmetransportmodells von zufriedenstellender Qualität sind. Es ist daher zunächst erforderlich, eine Validierung des Brandsimulationscodes insbesondere hinsichtlich dieser Größen durchzuführen und deren Richtigkeit zu bestätigen. Analoges gilt selbstverständlich für andere Brandsimulationscodes, in die das vorliegende Modell integriert werden soll. Die vom Brandsimulationscode (hier: FDS) berechneten und als Grundlage dienenden Eingangsgrößen werden - im Rahmen dieser Arbeit - für die Anwendung des entwickelten Wärmetransportmodells im Anwendungsbeispiel gemäß Kapitel 6 als korrekt vorausgesetzt. Eine entsprechende Überprüfung des jeweils eingesetzten Brandsimulationscodes und seiner Routinen zur Bestimmung der verwendeten Eingangsgrößen wie Geschwindigkeiten, Gastemperaturen, radiative Wärmestromdichten (Strahlungsmodell) etc. ist schlichtweg nicht Gegenstand dieser Arbeit. Dies ist ein Kernthema der aktuellen Forschung in nationalen wie internationalen Projekten (z. B. ICFMP [Röw08] oder OECD PRISME [OEC05])¹². Vielmehr ist andererseits die Überprüfung *des in dieser Arbeit entwickelten Modells* bedeutender Gegenstand der Ausarbeitung, während eine kombinierte Validierung nicht Sinn und Zweck dieser Arbeit ist. Hauptziel dieser Arbeit war es ein allgemeines, physikalisch begründetes (modulares) Wärmetransportmodell für CFD-Brandsimulationen und nicht ein speziell auf den Brandsimulationscode FDS zugeschnittenes Modell zu entwickeln. Die Implementierung in FDS (Version 5) wurde lediglich exemplarisch für einen CFD-Brandsimulationscode nach aktuellem Stand der Technik durchgeführt.

Eine alternativ denkbare eigenständige Überprüfung des entwickelten Modells gewissermaßen als „stand-alone“ ist bereits aufgrund der erforderlichen Integration in den Brandsimulationscode nicht möglich. Der Code müsste derart angepasst bzw. modifiziert werden, dass die im Experiment bestimmten Größen wiedergegeben werden. Im bestmöglichen Fall bedeutet dies die zuvor dargestellte Validierung hinsichtlich der Eingangsgrößen; im einfachsten Fall zumindest die numerische Implementierung der experimentell ermittelten Werte. Beide Vorgehensweisen sind im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht durchführbar.

Möglich und folgerichtig durchgeführt ist indes die Überprüfung des entwickelten Wärmetransportmodells anhand von (sinnvollen) Parametersätzen über theoretische Lösungen und analytische Ansätze sowie Vergleichsrechnungen mit anderen, bereits überprüften Werkzeugen und Verfahren. Mit dieser gewählten Vorgehensweise ist entgegen der Validierung anhand von Experimenten eine kontrollierte Verwendung von Eingangsgrößen möglich und folglich eine geeignete Überprüfung durchführbar. Gleichermäßen können überlagerte und ggf. verfälschende Einflüsse, z. B. infolge Wärmestrahlung, gewissermaßen „ausgeschaltet“ werden, was im Rahmen eines Experimentes naturgemäß nicht möglich ist.

¹² An dieser Stelle sei zudem angemerkt, dass zwar umfangreiches Versuchsmaterial über die Temperaturentwicklung in einem Raum, beispielsweise über die Entwicklung der Wärmeströme, die auf eine Raumbofläche einwirken, indes lediglich sehr wenig Informationen existieren [Tor04]. Es ist demzufolge zwingend erforderlich, in Brandversuchen vor allem bei natürlichem Brandverlauf geeignete, d. h. insbesondere möglichst genaue Daten über die vorgenannten Wärmeströme aufzunehmen. Erst anschließend können die zuvor dargestellten, weiteren Fragestellungen bearbeitet werden. Aufgrund der starken Messungenauigkeiten bei Wärmestromdichten ist dies durchaus keine einfache Aufgabe und vermutlich ein bedeutender Grund für das Fehlen entsprechend geeigneter Versuchsdaten. Einen Eindruck über auftretende Messabweichungen bei der Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten bei erzwungenem konvektivem Wärmeübergang liefert [Hil02]. Es handelt sich dabei um Versuche bei äußerst moderaten Temperaturen; das Temperaturniveau, welches bei Brandgeschehen vorliegt, dürfte eine nochmals größere Herausforderung bedeuten.

Hinsichtlich der im Falle einer Vergleichsrechnung anhand von Versuchen mit dem Brandsimulationscode (FDS) in Kombination mit dem eigenen Wärmetransportmodell aus obigen Gründen vermutlich auftretenden Abweichungen lässt sich aufgrund der in dieser Arbeit äußerst erfolgreich durchgeführten Überprüfung des entwickelten Modells darauf schließen, dass die Abweichungen auf die Qualität der vom eingesetzten Brandsimulationscode berechneten Eingangsparameter zurückzuführen sind und nicht die Qualität des erarbeiteten Modells widerspiegeln. Die zu beobachtenden Abweichungen deuten dann daraufhin, dass das verwendete Brandsimulationsprogramm im Bereich der Eingangsgrößen für die entwickelten Modelle noch nicht ausreichend validiert ist. Sie können hingegen nicht dem physikalisch, theoretisch basierten und ansonsten erfolgreich überprüften Modell, welches in dieser Arbeit entwickelt wurde, angelastet werden. Dies bedeutet aber auch, dass Verbesserungen in diesem Bereich, beispielsweise einer verbesserten Version von FDS oder einem anderen Brandsimulationsprogramm, zwangsläufig auch zu geringeren Abweichungen bei Versuchsnachrechnungen unter Verwendung des entwickelten Wärmetransportmodells führen werden. Wie bereits angesprochen, ist das jedoch Aufgabe einer Validierung des verwendeten Brandsimulationscodes und nicht Bestandteil dieser Arbeit, in der ein Wärmetransportmodell für Brandsimulationscodes im Allgemeinen entwickelt werden sollte.

6 Anwendung des Modells

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln das Wärmetransportmodell mit allen Bestandteilen erarbeitet und vorgestellt sowie überprüft wurde, soll nun dieses Modell auf eine praxisnahe Aufgabenstellung des Brandschutzingenieurwesens angewendet werden. Neben der abschließenden, integralen Überprüfung des Modells steht hierbei die Vorstellung der durch das Modell erweiterten Möglichkeiten bei der numerischen Brandsimulation im Fokus.

6.1 Einleitende Bemerkungen

Wie in Abschnitt 5.9 ausführlich dargestellt wurde, ist die Überprüfung des entwickelten Wärmetransportmodells anhand von Experimenten in mehrfacher Hinsicht als problematisch zu bezeichnen. Dies gilt gleichermaßen für Versuche in kleiner wie in großer Skala. Aufgrund dessen wurde für die vorherigen - überwiegend eher kleinskaligen - Beispiele bereits dort eine alternative Vorgehensweise gewählt. Die Schwierigkeiten erhöhen sich in realmaßstäblichen, d. h. großskaligen, Konfigurationen und Szenarien noch einmal bedeutend. [Rie07] hat beispielsweise im Hinblick auf Kabelversuche ausgeführt, dass es kaum gelingen wird, einen komplexen Großversuch zu simulieren, wenn nicht kleinskalige Cone-Kalorimeter Versuche mit einer gewissen Übereinstimmung nachgebildet werden können (vgl. [Lin05]). Demzufolge erscheint es ebenso wenig ratsam, die Überprüfung des entwickelten Modells mit einigen wenigen oder gar nur einem einzigen Großversuch durchzuführen, zumal stets eine Serie von Experimenten erforderlich ist, um hieraus aussagekräftige Schlussfolgerungen ziehen zu können. Der Truismus *Ein Versuch ist kein Versuch*. drückt diesen Sachverhalt treffend aus. Vor diesem Hintergrund werden in diesem Kapitel das Modell auf ein mögliches, real vorkommendes Großszenario angewendet und die auf numerischem Wege berechneten Ergebnisse analysiert. Eine Vergleichsrechnung mit einem durchgeführten Großversuch wird aus den oben und in Abschnitt 5.9 genannten Gründen im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

6.2 Beschreibung des Szenarios

Im Nachfolgenden wird ein praxisnahes Brandszenario mit Hilfe von numerischen Methoden untersucht, bei dem ein als Lüftungskanal umgenutzter Stahlbetonkanal in seinem Verlauf einen Brandabschnitt in horizontaler Richtung überbrückt und einen weiteren, sich anschließenden Brandabschnitt belüftet. Gemäß [Löb04] kann diese Konstellation standardisiert beispielsweise mit einem selbstständigen, feuerwiderstandsfähigen Kanal aus Brandschutzplatten entsprechend Abbildung 6.1 ausgeführt werden. Im unterstellten Falle bricht im überbrückten Brandabschnitt ein Brand mit natürlichem Verlauf aus, wodurch es zu einer äußeren

thermischen Beanspruchung des Kanals kommt. Die infolgedessen erwärmte, durch den Lüftungskanal strömende Luft tritt an den Ventilationsöffnungen/Belüftungsauslässen im Nachbarabschnitt wieder aus und sorgt dort ihrerseits für eine thermische Belastung.

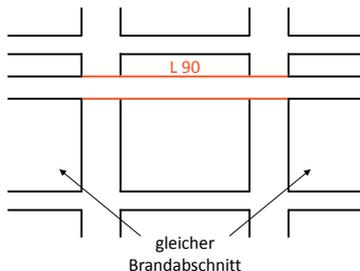


Abbildung 6.1: Überbrückung eines Brandabschnitts mit einem Lüftungskanal [Löb04]

Von besonderem Interesse ist der Umstand, dass es sich bei der vorliegenden Aufgabenstellung um ein schutzzielorientiertes Vorgehen handelt. Hingegen stellt der Lüftungskanal eine Komponente der technischen Gebäudeausrüstung dar, die üblicherweise mithilfe der *L-Klassen* nach DIN 4102 klassifiziert wird. Während diese Klassen auf einer thermischen Beanspruchung gemäß der genormten Einheitstemperaturzeitkurve (ETK) basieren und die zugehörigen Kanäle in ihrem standardisierten Aufbau für eine entsprechende Feuerwiderstandsdauer ausgelegt sind, tritt in diesem Szenario einerseits mit einem natürlichen Brandverlauf eine grundlegend abweichende Brandbeanspruchung auf und kommt andererseits mit einem ungenutzten Stahlbetonkanal ein nicht-standardisierter Lüftungskanal zum Einsatz. Beispielsweise die Frage, ob der vorhandene Aufbau des Kanals ausreichend bzw. gegebenenfalls zu ertüchtigen ist oder noch Optimierungspotenzial bietet, kann ausschließlich mit den numerischen Methoden des Brandschutzingenieurwesens beantwortet werden. Die Untersuchung dieser Situation als Ganzes kann ebenso nur auf diese Weise erfolgen. Als ein mögliches Beurteilungskriterium könnte in der vorliegenden Problemstellung beispielsweise die Temperaturerhöhung an den Auslässen im belüfteten Nachbarabschnitt gewählt werden. Für eine konstruktive Fragestellung böte sich die Temperaturerhöhung an der im Stahlbetonkanal eingelegten Bewehrung an, welche sich - bei der vorliegenden Konstruktion - lediglich unter Verwendung eines Modells für mehrdimensionale Wärmeleitung korrekt beschreiben lässt.

Neben der Komponente Lüftungskanal wird zusätzlich ein im Brandraum vorhandenes 3DWL-Objekt mit unsymmetrischem Aufbau und in ihrem thermischen Verhalten stark unterschiedlichen Materialien (vgl. Abbildung 6.4) untersucht, welches ebenso lediglich unter Verwendung eines Modells für mehrdimensionale Wärmeleitung korrekt beschrieben werden kann.

In Übereinstimmung mit der im „Leitfaden Ingenieurmethoden des Brandschutzes“ [Hos09] empfohlenen Vorgehensweise werden das Brandszenario sowie der entsprechende Bemessungsbrand erarbeitet. Es wird der Brand in einem Lager für Isolationsplatten aus Polystyrol (PS)-Hartschaum betrachtet, für den sich bei einer angenommenen Brandfläche von $2,0\text{ m} \times 0,7\text{ m} = 1,4\text{ m}^2$ und einer Stapelhöhe von $4,0\text{ m}$ eine maximale Wärmefreisetzungsrate von $4,22\text{ MW}$ ergibt. Gemeinsam mit der ebenfalls aus den Tabellen des Leitfadens

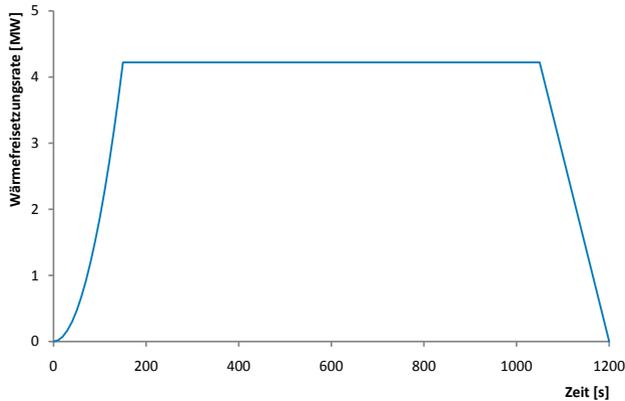


Abbildung 6.2: Zeitlicher Verlauf des natürlichen Bemessungsbrandes

zu entnehmenden *sehr schnellen* Brandentwicklung lässt sich der in Abbildung 6.2 dargestellte, natürliche Bemessungsbrandverlauf formulieren. An die Brandentwicklungsphase, die infolge eines α - t^2 -Ansatzes über 150 s entsteht, schließt sich ein 15-minütiges Plateau mit der maximalen Wärmefreisetzungsrates an, bevor der Bemessungsbrand in der ebenfalls 150 s dauernden Abklingphase linear bis auf Null abfällt.

Die Konstruktion bzw. der Aufbau des Lüftungskanals ergibt sich, wie bereits angesprochen, aus einem umgenutzten Stahlbetonkanal, der einen quadratischen Querschnitt mit einer Wandstärke von 100 mm hat. In allen vier Ecken des Querschnitts ist aus statischen Gründen jeweils ein Bewehrungsstab $\varnothing 20$ mm eingelegt, der im Modell näherungsweise als Quader mit einem quadratischen Querschnitt (Kantenlänge 20 mm) abgebildet wird.

6.3 Modell und Eingangsgrößen

Das im vorangegangenen Abschnitt dargestellte Szenario wurde mithilfe der gegenwärtig aktuellen Version 5 des Fire Dynamics Simulator [McG07b] berechnet, die um das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Wärmetransportmodell für gekoppelte Prozesse erweitert wurde. Wesentliche Eingangsgrößen den Bemessungsbrand und den Lüftungskanal betreffend wurden bereits erläutert. Es werden nun ergänzend die zugrunde gelegte numerische Modellierung einerseits sowie die verwendeten Eingangsgrößen andererseits vorgestellt, bevor in Abschnitt 6.4 die Ergebnisse analysiert und diskutiert werden.

Abbildung 6.3 zeigt unterschiedliche Ansichten des den numerischen Simulationen zugrunde gelegten Modells. Der Brandraum mit einer Grundfläche von 3,0 m \times 3,0 m wird durch eine großflächige Öffnung mit Frischluft versorgt, sodass von einer guten Ventilation und einem brandlastgesteuerten Brand auszugehen ist. Neben dem querenden Lüftungskanal (Innenquerschnitt 40 cm \times 40 cm) und dem 3DWL-Objekt (l \times b \times h = 1,0 m \times 10 cm \times 10 cm) beinhaltet

dieser Raum außerdem den Brandherd. Der Lüftungskanal quert ferner den Nachbarraum mit einer ebenfalls etwa 9 m^2 großen Grundfläche, in dem sich auch die beiden unterseitigen Belüftungsauslässe befinden. Die lichte Raumhöhe beträgt in beiden Abschnitten $4,0 \text{ m}$. Deren Trennung erfolgt durch eine 10 cm starke Betonwand ($\rho = 2100 \text{ kg/m}^3$). Es handelt sich dabei wie beim Lüftungskanal um eine Sonderkonstruktion, da gemäß DIN 4102 für (einschalige) Brandwände aus Beton eine Mindestdicke $\geq 120 \text{ mm}$ erforderlich ist.

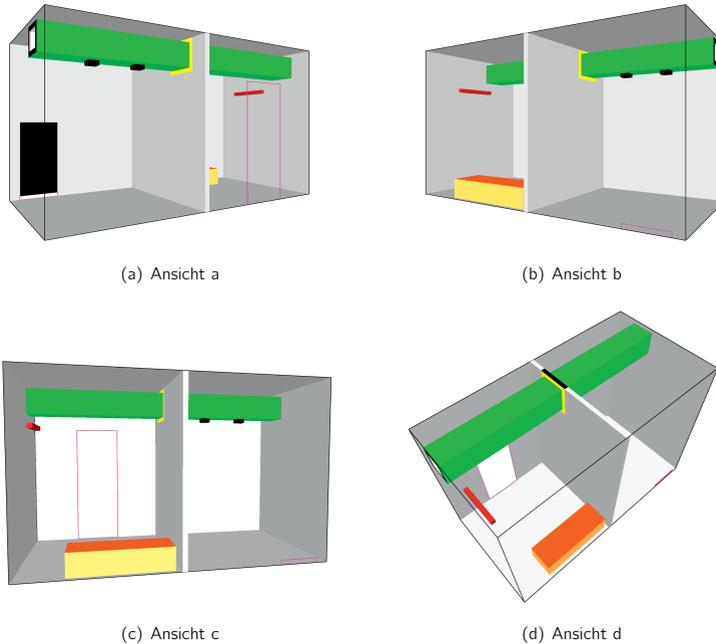


Abbildung 6.3: Ansichten des den numerischen Simulationen zugrunde gelegten Modells

Nachdem die Geometrie des Modells vollständig dargestellt wurde, soll nun im Folgenden auf die thermischen Eigenschaften der verwendeten Materialien eingegangen werden. Tabelle 6.1 zeigt eine Zusammenfassung sämtlicher für die numerische Simulation erforderlicher Stoffparameter. Etwaige Prozesse wie beispielsweise Stoffumwandlung, Pyrolyse oder Aggregatzustandsänderung bleiben im Rahmen dieses Anwendungsbeispiels zunächst unberücksichtigt. Gleiches gilt für ein eventuelles explosionsartiges Abplatzen an der Betonoberfläche.

Wie bereits angedeutet, wird im Brandraum zusätzlich ein 3DWL-Objekt mit unsymmetrischem Aufbau und Materialien, die sich in ihrem thermischen Verhalten willentlich stark unterscheiden und deren physikalische Eigenschaften in der Literatur vollständig dokumentiert sind (Porzellan, PVC und Titan), angeordnet. Dieses Objekt ist in Abbildung 6.4 in einem Schnitt dargestellt und kann lediglich unter Verwendung eines Modells für mehrdimensionale

Tabelle 6.1: Thermischen Eigenschaften der verwendeten Materialien

Material	ρ [kg/m^3]	c [kJ/kgK]	λ [W/mK]	ϵ [-]	Referenz	
Beton		2100,0 (20 °C)	0,90 (20 °C)	1,64 (20 °C)	0,7	[EC203]
		2100,0 (100 °C)	0,90 (100 °C)	1,50 (100 °C)		
		2100,0 (101 °C)	1,09 (101 °C)	1,50 (101 °C)		
		2100,0 (115 °C)	1,09 (115 °C)	1,47 (115 °C)		
		2058,0 (200 °C)	1,00 (200 °C)	1,33 (200 °C)		
		2026,5 (300 °C)	1,05 (300 °C)	1,18 (300 °C)		
		1995,0 (400 °C)	1,10 (400 °C)	1,05 (400 °C)		
		1921,5 (800 °C)	1,10 (800 °C)	0,68 (800 °C)		
		1848,0 (1200 °C)	1,10 (1200 °C)	0,57 (1200 °C)		
Stahl	7850	0,440 (20 °C)	53,3 (20 °C)	0,7	[EC303]	
		0,488 (100 °C)	50,7 (100 °C)			
		0,530 (200 °C)	47,3 (200 °C)			
		0,760 (600 °C)	34,0 (600 °C)			
		1,008 (700 °C)	30,7 (700 °C)			
		5,000 (735 °C)	29,5 (735 °C)			
		1,002 (770 °C)	28,4 (770 °C)			
		0,803 (800 °C)	27,3 (800 °C)			
		0,650 (900 °C)	27,3 (900 °C)			
Stahl *	7850	0,470	53,0	0,7	[EC303]	
PVC **	1190	1,014 (21 °C)	0,290 (21 °C)	<i>n. b.</i> ***	[OEC05]	
		1,172 (50 °C)	0,279 (50 °C)			
		1,307 (100 °C)	0,272 (100 °C)			
		1,545 (150 °C)	0,272 (150 °C)			
		1,499 (175 °C)	0,255 (175 °C)			
Porzellan	2400	0,800	1,03	<i>n. b.</i> ***	[Rec07]	
Titan	4500	0,573	16,0	0,55	[Rec07], [Chr05]	

* zur vereinfachten Betrachtung untergeordneter Objekte, beispielsweise die Tür

** Für Temperaturwerte größer 175 °C werden vereinfachend die Werte von 175 °C verwendet.

*** *n. b.* = nicht benötigt

Wärmeleitung, wie es im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, korrekt abgebildet werden. Der 1,0 m lange 3DWL-Stab schließt an den beiden Enden mit einer über den gesamten Querschnitt reichenden, 10 mm starken Schicht Titan ab, sodass die beiden anderen Materialien vollständig eingebettet sind. Aufgrund dessen und auch aufgrund der entlang des Stabes sowie entlang seines Umfangs inhomogenen thermischen Beanspruchung ergibt sich hierbei eine dreidimensionale Problemstellung.

Der Lüftungskanal wird von Luft durchströmt, die am Einlass eine Temperatur von 25 °C und eine Strömungsgeschwindigkeit von 6 m/s aufweist. Letztere entspricht gemäß [Jen08],

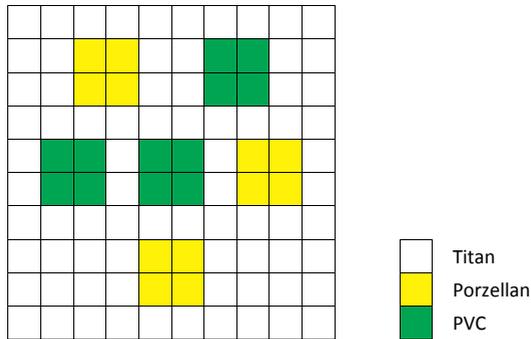


Abbildung 6.4: Querschnitt des 3DWL-Objekts mit unsymmetrischem Aufbau

[Hor04] bzw. [IMO07] der unteren Grenze des Geschwindigkeitsbereiches von Lüftungskanälen. Die Temperatur der Luft und der Objekte zu Beginn der Simulation (des Brandszenarios) entspricht der Temperatur am Einlass, d. h. 25 °C.

6.4 Ergebnisse der Simulation

Im nachfolgenden Abschnitt werden die bei der numerischen Simulation des zuvor beschriebenen Brandszenarios erzielten Ergebnisse vorgestellt und analysiert. Besonderes Augenmerk liegt hierbei einerseits auf der thermischen Belastung im Nachbarraum, die als Beurteilungskriterium für das Brandszenario gewählt werden kann, und andererseits auf den Bestandteilen des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Wärmetransportmodells.

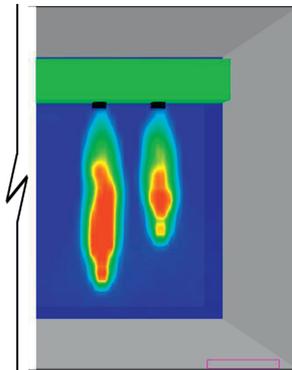


Abbildung 6.5: Thermische Belastung im Nachbarraum (schematisch)

6.4.1 Thermische Belastung im Nachbarraum (Beurteilungskriterium)

Die Untersuchung des vorliegenden Brandszenarios erfolgt unter anderem aufgrund der Fragestellung, ob ein Brand im *ersten* Brandabschnitt (*linker* Raum) zu einer nennenswerten thermischen Belastung - beispielsweise an den vorgesehenen Auslässen im Lüftungskanal - im *zweiten* Brandabschnitt (*rechter* Nachbarraum) führt (vgl. Abbildung 6.5). Die Notwendigkeit des Einsatzes von Ingenieurmethoden ergibt sich wie bereits genannt aus dem *natürlichen* Brandverlauf sowie dem nicht-standardisierten Aufbau der Konstruktion. Ferner ist das Nicht-Vorhandensein einer Brandschutzklappe anzumerken.

Abbildung 6.6 zeigt die zeitlichen Verläufe der Temperaturen an den beiden Auslässen im Nachbarraum bis etwa zur 10. Minute, d. h. bis zur Mitte des definierten Brandverlaufs. Hierbei sind zwei Merkmale bzw. Besonderheiten deutlich zu erkennen. Einerseits zeigt sich,

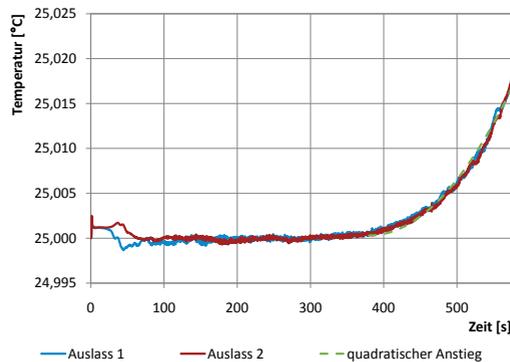


Abbildung 6.6: Temperaturen an den Auslässen des Lüftungskanals im Nachbarraum

dass eine Temperaturänderung/-erhöhung lediglich in einem äußerst geringen Maße stattfindet und unter praktischen Gesichtspunkten nicht weiter nennenswert ist. Die große Wandstärke des Lüftungskanals in Verbindung mit den thermischen Materialeigenschaften des Betons sorgen dafür, dass trotz der relativ hohen Brandbeanspruchung der Wärmeeintrag in den Lüftungskanal und folglich die Temperaturerhöhung im Kanal und an dessen Auslässen während der Dauer des Brandgeschehens minimal bleiben ¹.

Wenngleich die Temperaturänderungen auch gering sind, so werden die relevanten Prozesse doch grundsätzlich einwandfrei vom Modell wiedergegeben (vgl. Abbildung 6.7a) und es zeigt sich überdies mit zunehmender Branddauer ein bemerkenswerter Effekt im Temperaturverlauf an den Auslässen des Lüftungskanals. Die brandbedingte Zunahme der Temperatur beginnt im Wesentlichen ab einem Zeitpunkt von etwa 380 s und nimmt anschließend einen in guter Näherung quadratischen Verlauf an, wie dies in Abbildung 6.6 zusätzlich eingetragen ist. Bemerkenswert ist dieses Phänomen insbesondere dahin gehend, als dass auch die

¹ Ein gänzlich anderes Verhalten zeigt sich indes, wenn beispielsweise ein unbekleideter Stahlblechkanal zugrunde gelegt wird, wie Untersuchungen im Rahmen des OECD/PRISME Projektes [OEC05] zeigen.

zugrunde gelegte Brandentwicklungsphase gemäß Abschnitt 6.2 bzw. Abbildung 6.2 einem quadratischen Verlauf ($\alpha \cdot t^2$ -Ansatz) folgt. Es kann daher gefolgert werden, dass der Temperaturzeitverlauf bzw. der Temperaturanstieg an jedem Auslass zwar zeitlich versetzt, aber sonst gleich der qualitativen Entwicklung des Brandverlaufs folgt. Von einer zusätzlichen Dämpfung infolge der thermischen Materialeigenschaften, insbesondere der Wärmespeicherung (ρ , c), der Kanalwandung ist auszugehen.

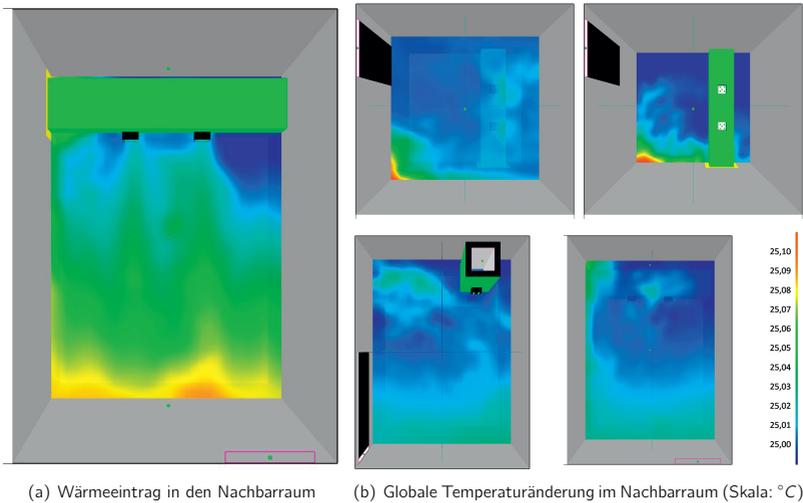


Abbildung 6.7: Thermische Belastung im Nachbarraum (540. Sekunde bzw. 9. Minute)

Die globale Temperaturänderung/-erhöhung im Nachbarraum infolge einer Durchwärmung der Brandabschnittstrennwand und der Kanalwandung im Nachbarraum sowie infolge des zuvor analysierten Eintrags erhitzter Luft durch die beiden Auslässe im Lüftungskanal findet folgerichtig nur in äußerst geringem Maße statt (vgl. Abbildung 6.7b).

Mithilfe der numerischen Simulation konnte damit der Nachweis erbracht werden, dass bei dem unterstellten Brandszenario für den Nachbarbrandabschnitt *keine* Gefährdung infolge des Eintretens durch den Brand im Lüftungskanal erhitzter und durch ihn weiter transportierter Luft besteht. Mehr noch wäre es sogar möglich, mit einer geringeren Wandstärke als der vorhandenen die erforderlichen Schutzziele zu erfüllen.

6.4.2 Verhalten des 3DWL-Objekts - Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung

Anhand des Verhaltens des 3DWL-Objekts während des Brandszenarios lässt sich der bedeutende Vorteil des Modells für mehrdimensionale Wärmeleitung erkennen. Die Abbildungen 6.8c und d zeigen die Temperaturverteilung im Querschnitt dieses Objekts zu verschiede-

nen Zeitpunkten ². Es treten deutlich die kühleren Bereiche hervor, an denen das vergleichsweise schlecht Wärme leitende, aber mit einer im Vergleich zu den beiden anderen Materialien höheren Wärmekapazität ausgestattete PVC (vgl. Tabelle 6.1) angeordnet wurde ³. Darüber hinaus zeigt sich aufgrund der inhomogenen äußeren thermischen Beanspruchung ebenfalls eine asymmetrische Temperaturverteilung mit den höchsten Temperaturwerten in der rechten oberen Ecke der Darstellung, die folgerichtig mit der oberen Kante der brandraumzugewandten Ober- bzw. Seitenfläche des 3DWL-Objekts übereinstimmt. Anhand der Isothermen in Abbildung 6.8b lässt sich der heterogene Aufbau des Objektes deutlich ablesen.

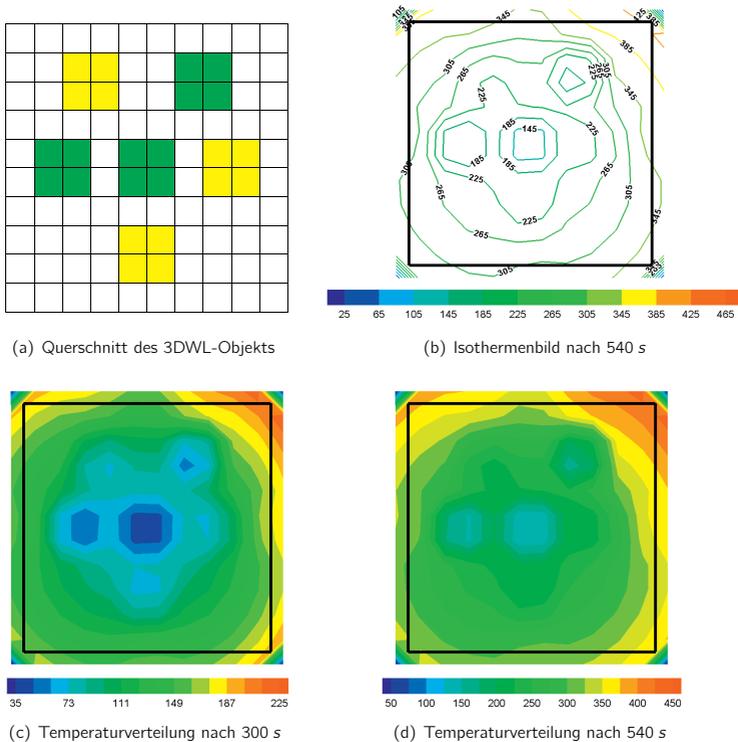


Abbildung 6.8: Temperaturverteilung im Querschnitt des 3DWL-Objekts zu verschiedenen Zeitpunkten

² Zur Verdeutlichung wurde zusätzlich in den Abbildungen b bis d die äußere Begrenzung des Objektes dargestellt.

³ Bedeutend ist in diesem Zusammenhang die Wärmeeindringzahl b , $b = \sqrt{\lambda \rho c}$. Das Eindringen von Wärme in ein Material und folglich seine Durchwärmung erfolgt umso *langsamer*, je *kleiner* die Wärmeeindringzahl ist. Anhand von Tabelle 6.1 lassen sich folgende Wärmeeindringzahlen bestimmen: $b_{Titan} \approx 203$, $b_{Porzellan} \approx 44$ und $b_{PVC} \approx 23$. Es gilt damit $b_{PVC} < b_{Porzellan} < b_{Titan}$.

Die Temperaturverteilung in Längsrichtung des Objektes zeigt Abbildung 6.9 für unterschiedliche Zeitpunkte ³. Es lassen sich ebenso hier deutlich die Bereiche mit verschiedenen thermischen Materialeigenschaften voneinander unterscheiden. Ferner zeigt sich, dass die Temperaturverteilung zusätzlich über die Länge des Objektes variiert, sodass eine zweidimensionale Betrachtung der Aufgabenstellung nicht möglich ist bzw. nur eine grobe Näherung darstellt. Insbesondere Abbildung 6.9a belegt diese Beobachtung anschaulich.

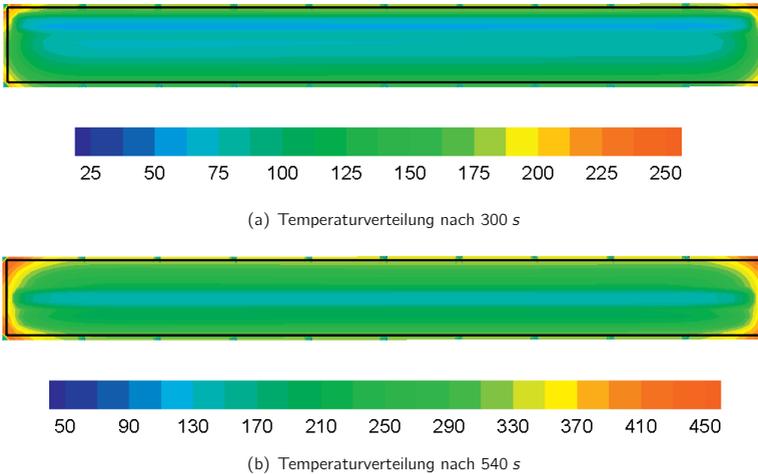
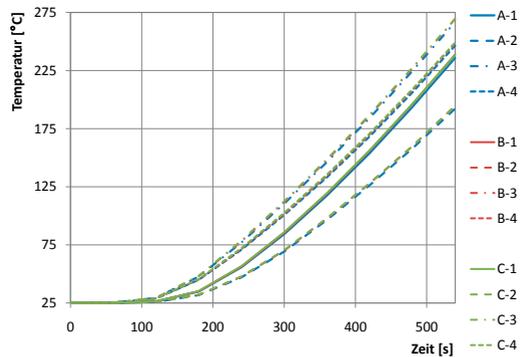


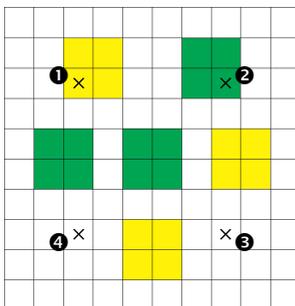
Abbildung 6.9: Temperaturverteilung im Längsschnitt des 3DWL-Objekts zu verschiedenen Zeitpunkten

In drei Querschnitten (QS) A bis C entlang des 3DWL-Objekts wurden an jeweils vier Stellen 1 bis 4 die Temperaturwerte über der Zeit ausgewertet. Die Stellen wurden dabei derart gewählt, dass sie in gleicher Entfernung zum Querschnittsmittelpunkt liegen und ferner je zwei dieser Stellen mit Letzterem einen Winkel von 90° einschließen. Ein homogener quadratischer Querschnitt, der zudem einer homogenen thermischen Beanspruchung ausgesetzt ist, würde bei dieser Konfiguration aufgrund der dann vorhandenen doppelten Achsensymmetrie der Isothermen dazu führen, dass alle Kurvenverläufe deckungsgleich übereinander liegen. Das Ergebnis, d. h. die zeitliche Temperaturentwicklung an den verschiedenen Punkten im 3DWL-Objekt, zeigt Abbildung 6.10. Wie bereits bei den in den Abbildungen 6.8 und 6.9 dargestellten Temperaturverteilungen zeigen auch die zeitlichen Temperaturentwicklungen, dass, wenngleich der Querschnitt eine quadratische Form hat, aufgrund der Heterogenitäten des Querschnitts einerseits und der äußeren thermischen Beanspruchung andererseits die Temperaturen in den einzelnen Punkten voneinander abweichen. Anhand von Abbildung 6.10a ist dies für die vier Stellen X-1 bis X-4 je Querschnitt (X = A, B, C) deutlich zu erkennen. Die niedrigsten Temperaturwerte ergeben sich aufgrund der Lage im Bereich des PVCs folgerichtig für die Punkte X-2 ³. Die höchsten Temperaturwerte wiederum lassen

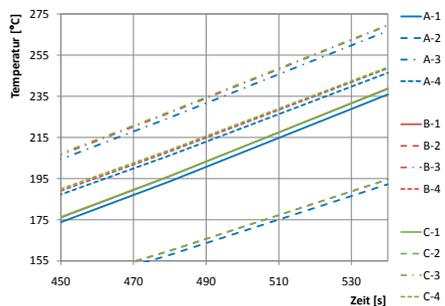
sich ebenso folgerichtig für das Umgebungsmaterial (Titan) beobachten (X-3 und X-4). Im Bereich des Porzellans (X-1) liegen die Temperaturentwicklungen dazwischen. Mit der an den Querschnitten anliegenden inhomogenen äußeren thermischen Beanspruchung lässt sich ferner der für die Punkte X-3 und X-4 unterschiedliche Kurvenverlauf erklären. Die bereits zuvor gemachte Beobachtung, dass diese thermische Beanspruchung auch über der Länge des Objekts variiert, wird überdies durch die vergrößerte Darstellung der zeitlichen Temperaturentwicklungen in Abbildung 6.10c belegt. Es zeigt sich beispielsweise für die Punkte X-3, dass die Temperaturen in den Querschnitten B und C nahezu identisch sind, während sie von den Temperaturen im Querschnitt A abweichen. Da der Querschnitt B in der Mitte des Objekts und die beiden übrigen Querschnitte in gleicher Entfernung nach beiden Seiten gewählt wurden, kann bei dem vorliegenden Ergebnis zudem eine Symmetrie bezüglich des mittleren Querschnitts im Objekt ausgeschlossen werden.



(a) Temperaturentwicklung bis zur 9. Minute



(b) Lage der Auswertpunkte im QS



(c) Temperaturentwicklung zwischen 450 und 540 s

Abbildung 6.10: Zeitliche Entwicklung der Temperaturen in verschiedenen Punkten im 3DWL-Objekt

Die Untersuchung des 3DWL-Objekts und die Auswertung der Ergebnisse aus der durchgeführten numerischen Brandsimulation haben anschaulich gezeigt, dass insbesondere bei komplex aufgebauten Objekten der festen Phase und inhomogener äußerer thermischer Beanspruchung - die bei natürlichen Brandverläufen, wie in diesem Anwendungsbeispiel vorliegend, erwartungsgemäß vorhanden ist - lediglich ein Modell für mehrdimensionale (hier: dreidimensionale) Wärmeleitung in der Lage ist, die Temperaturentwicklung und -verteilung korrekt wiederzugeben. Eindimensionale Modelle, wie sie gegenwärtig Stand der Technik sind (vgl. Kapitel 2), sind im Gegensatz zu dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und überprüften Modell für diese komplexe und vielfältige Aufgabenstellung unzureichend.

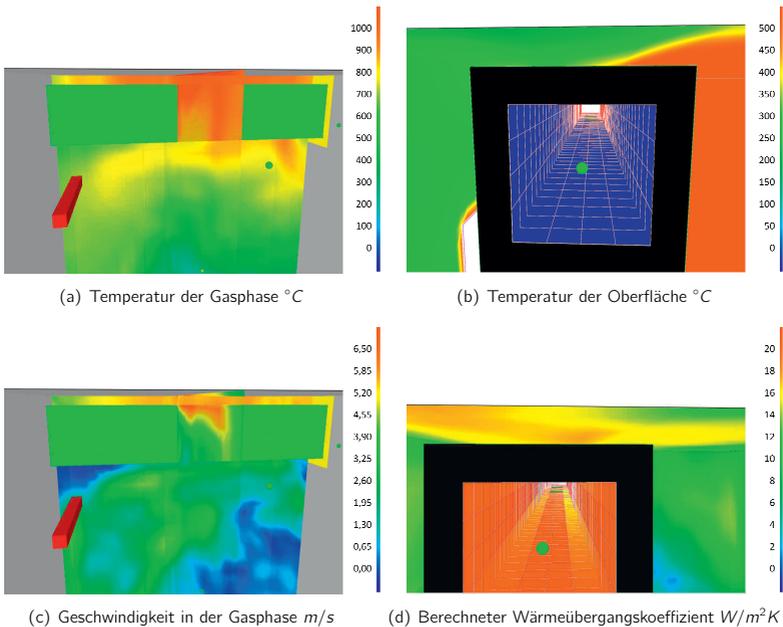


Abbildung 6.11: Wärmeübergangskoeffizient im Brandraum oberhalb des Lüftungskanals

6.4.3 Wärmeübergangskoeffizienten im Brandraum und innerhalb des Lüftungskanals - Modell für konvektiven Wärmeübergang

Anhand einer Analyse der Wärmeübergangskoeffizienten im Brandraum und innerhalb des Lüftungskanals während des Brandszenarios lässt sich der Gewinn durch das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase erkennen.

Im Folgenden werden zunächst die Wärmeübergangskoeffizienten an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen im Brandraum exemplarisch zum Zeitpunkt $t = 5$ Minuten an drei zufällig ausgewählten Stellen betrachtet und ausgewertet. In Abbildung 6.11 sind die Temperaturen der Gasphase und der Oberfläche sowie die Geschwindigkeit in der Gasphase und letztlich der berechnete Wärmeübergangskoeffizient für den Bereich oberhalb des Lüftungskanals, d. h. an der Deckenoberfläche, dargestellt. Diese vom Brandsimulationscode ermittelten und als richtig vorausgesetzten Größen werden als Eingangsparameter benötigt, um den erzwungenen und den freien Anteil am konvektiven Wärmeübergang sowie deren Überlagerung (Mischkonvektion) beurteilen und mit den vom Modell berechneten Werten vergleichen zu können. Die Geschwindigkeiten in diesem Bereich sind gemäß Abbildung 6.11c außerordentlich hoch, sodass, da α in etwa proportional zu $Re^{0,8}$ ist und wiederum $Re \propto v$, folgerichtig ein hoher Anteil an erzwungenem konvektivem Wärmeübergang vorhanden ist. Andererseits ist aber auch die Temperaturdifferenz zwischen der Gasphase ($\vartheta_{Gas} \approx 800 - 1000 \text{ }^\circ\text{C}$) und der Oberfläche ($\vartheta_{OF} \approx 200 - 400 \text{ }^\circ\text{C}$) sehr groß. In Verbindung mit dem größtmöglichen Vorfaktor von 1,52 für die im Vergleich zur Gasphase kühlere Deckenunterseite ergibt sich folgerichtig ebenso ein hoher Anteil an freiem konvektivem Wärmeübergang. Werden beide Anteile überlagert, so liegt wegen $\vartheta_{Gas} > \vartheta_{OF}$ an der Deckenunterseite eine gleichgerichtete Mischkonvektion vor und es ist in der Konsequenz ein sehr hoher Wärmeübergangskoeffizient zu erwarten. Betrachtet man die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten (vgl. Abbildung 6.11d) so zeigt sich, dass in diesem Bereich mit Werten um $18 \text{ W/m}^2\text{K}$ die größten Werte überhaupt auftreten. Das Modell ist folglich in der Lage, die tatsächlichen Verhältnisse sehr gut wiederzugeben.

Abbildung 6.12 stellt in analoger Art und Weise die Auswertung im Brandraum am Boden in unmittelbarer Nähe der Türöffnung dar. Es zeigt sich, dass die Geschwindigkeiten in der Gasphase verglichen mit dem zuvor betrachteten Bereich deutlich geringer ausfallen, sodass folgerichtig ein geringerer Anteil an erzwungenem konvektivem Wärmeübergang auftritt. Es lassen sich zudem zwei Zonen erkennen, die im Folgenden als Eckbereich (Bereich links neben der Türöffnung in Richtung Raumecke) und Türbereich (Bereich vor der Türöffnung) bezeichnet werden. Hinsichtlich der Geschwindigkeiten lässt sich Abbildung 6.12c entnehmen, dass im Eckbereich deutlich geringere Werte auftreten, als dies im Türbereich der Fall ist. Dementsprechend verhält sich auch der Anteil an erzwungenem konvektivem Wärmeübergang. Die Temperaturdifferenz zwischen der Gasphase und der Oberfläche beträgt im Eckbereich nur etwa $10 \text{ }^\circ\text{C}$, wobei die Gasphase wärmer ist als die Oberfläche. Letzteres führt dazu, dass zu der geringen Temperaturdifferenz der kleinstmögliche Vorfaktor von 0,76 hinzutritt und sich ein geringer Anteil an freiem konvektivem Wärmeübergang ergibt⁴. Bei der Überlagerung ist zu beachten, dass es sich unter den vorliegenden Randbedingungen um den Fall einer entgegengerichteten Mischkonvektion handelt. Wird all dies zusammengefasst, so ist für den Eckbereich ein sehr niedriger Wärmeübergangskoeffizient zu erwarten. Aufgrund

⁴ Die gegenwärtige Vorgehensweise beispielsweise innerhalb von FDS besteht darin, für den Anteil an freiem konvektivem Wärmeübergang an horizontalen ebenen Oberflächen grundsätzlich den Vorfaktor 1,52 zu verwenden [McG07a]. Eine detaillierte Betrachtung der Gegebenheiten, d. h. Orientierung und Vorzeichen der Temperaturdifferenz, wie sie im Rahmen des in dieser Arbeit entwickelten Modells durchgeführt wird, findet demnach nicht statt. Dies kann jedoch zu einer signifikanten Überschätzung - Verdoppelung, d. h. 100 % Abweichung! - des Wärmeübergangskoeffizienten führen.

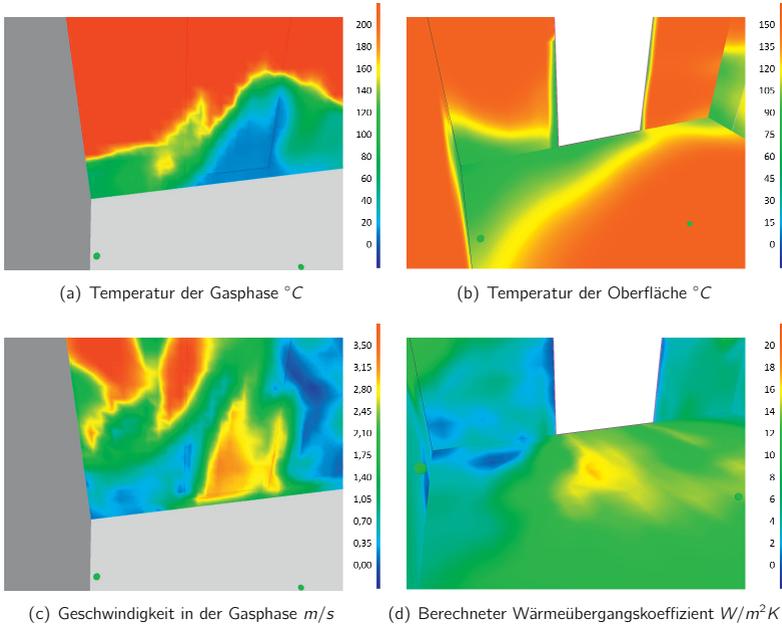


Abbildung 6.12: Wärmeübergangskoeffizient im Brandraum am Boden in Türöffnungsnähe

der Frischluftzufuhr liegt einerseits im Türbereich eine deutlich höhere Temperaturdifferenz zwischen der Gasphase und der Oberfläche vor als im Eckbereich. Andererseits ist nun die Oberfläche wärmer als die Gasphase in diesem Bereich, was zu einem Vorfaktor von 1,52 führt. Aufgrund dessen ergibt sich ein deutlich höherer Anteil an freiem konvektivem Wärmeübergang. An der Oberseite einer im Vergleich zur Gasphase wärmeren Oberfläche, wie es hier vorliegt, herrscht gleichgerichtete Mischkonvektion und es ist demzufolge ein deutlich höherer Wärmeübergangskoeffizient als im Eckbereich zu erwarten. Aufgrund der geringeren Geschwindigkeiten und der geringeren Temperaturdifferenz müssen die Werte indes unter denen des zuvor betrachteten Bereiches oberhalb des Lüftungskanals liegen. Betrachtet man die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten (vgl. Abbildung 6.12d) so zeigt sich, dass im Eckbereich mit Werten um 1 bis $3 W/m^2K$ die geringsten Werte überhaupt auftreten. Im Türbereich hingegen sind der Berechnung Werte um 11 bis $14 W/m^2K$ zu entnehmen, die also deutlich über denen des Eckbereichs aber andererseits auch nennenswert unter denen oberhalb des Lüftungskanals liegen. Letztere Beobachtung erfüllt darüber hinaus die Erwartung, nach der die Wärmeübergangskoeffizienten an der Deckenunterseite aufgrund der dort vorhandenen Deckenströmung (Ceiling Jet) höher sein müssen als die Werte an der Bodenoberfläche. Dass diese Erwartung de facto begründet ist, erhärtet die Schlussfolgerung in [Fu00], nach der in Zonenmodellen der Ceiling Jet-induzierte (erzwungene) konvektive Wärmeübergang wegen seiner besonderen Intensität separat ausgewertet bzw. berechnet werden sollte. Das

Modell ist folglich auch in diesen Bereichen in der Lage, die tatsächlichen Verhältnisse korrekt wiederzugeben.

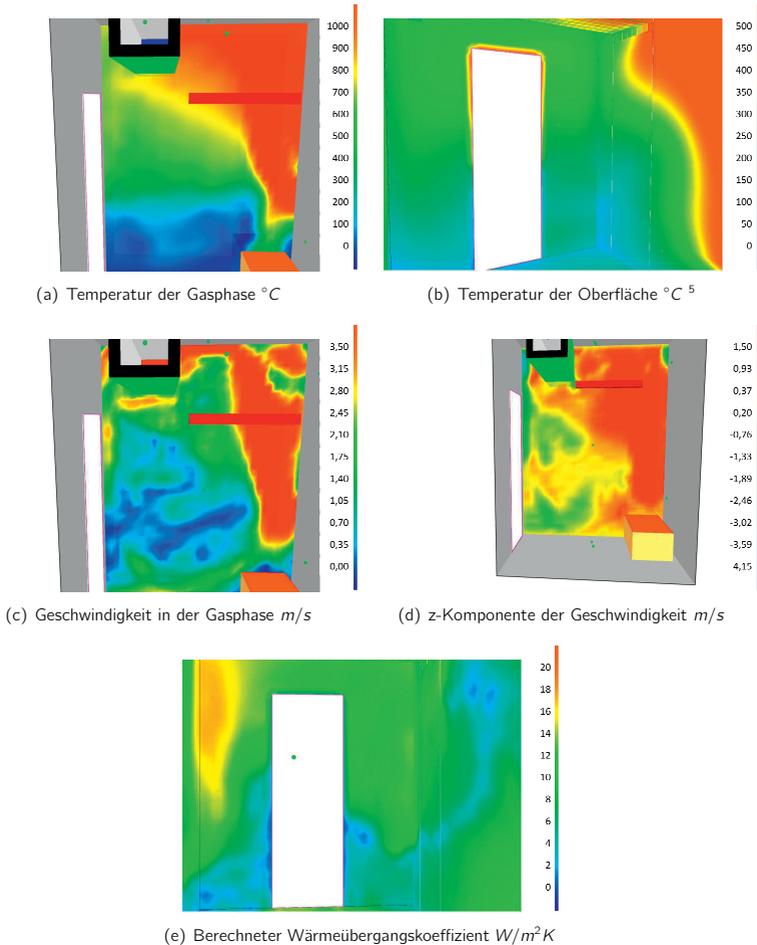


Abbildung 6.13: Wärmeübergangskoeffizient im Brandraum seitlich der Türöffnung

⁵ Diese Abbildung zeigt ein bedeutsames Problem der eindimensionalen Berechnung der Wärmeleitung in der festen Phase. Es ist zu erkennen, dass an der Verbindung zwischen Außenwand und innerer Trennwand ein Sprung in der Oberflächentemperatur auftritt, der keine physikalische Grundlage besitzt, sondern der eindimensionalen Betrachtung geschuldet ist. Zwar nimmt dieser Fehler konsistent mit feiner werdender Diskretisierung ab, jedoch ist er bei üblichen Gittereinteilungen im Allgemeinen nicht vernachlässigbar. Mit der physikalisch einwandfreien mehrdimensionalen Modellierung der Wärmeleitung, wie sie in dieser Arbeit vorgestellt wird, tritt dieser Fehler naturgemäß nicht mehr auf.

Nachdem bislang lediglich horizontale ebene Oberflächen betrachtet wurden, soll nun als letzter Bereich die vertikale Wandoberfläche seitlich der Türöffnung untersucht werden. Wie für den zuvor dargestellten Bodenbereich in Türöffnungsnähe durchgeführt, kann auch dieser Bereich in zwei sich wesentlich unterscheidende Zonen aufgeteilt und getrennt analysiert werden. Die untere Zone umfasst in etwa das untere Drittel bzw. die untere Hälfte der Türöffnung bis zum Boden. Der Bereich ausgehend von dieser Trennlinie bis zur Decke kann als obere Zone angesehen werden. Wesentliche Ursache für diese Zonenbildung ist die im oberen Bereich der Wand nach unten gerichtete Strömung von Heißgasen (vgl. Abbildung 6.13d), die sich aufgrund der Umlenkung der Deckenströmung (Ceiling Jet) am Anschluss Decke-Wand ergibt. Die Geschwindigkeiten in der Gasphase, die sich Abbildung 6.13c entnehmen lassen, sind in der oberen Zone deutlich höher ($v \approx 2 - 2,5 \text{ m/s}$) als in der unteren Zone ($v \approx 0,6 \text{ m/s}$). Gleichmaßen verhält sich folgerichtig auch der Anteil an erzwungenem konvektivem Wärmeübergang. Der Vorfaktor für den freien konvektiven Wärmeübergang ist bei vertikalen Oberflächen unabhängig vom Vorzeichen der Temperaturdifferenz zwischen Gasphase und Oberfläche mit 1,31 festgelegt, sodass lediglich der Betrag dieser Temperaturdifferenz entscheidend ist. Die Oberflächentemperaturen in der oberen und unteren Zone betragen etwa $200 - 250 \text{ }^\circ\text{C}$ bzw. $100 - 150 \text{ }^\circ\text{C}$ und liegen demzufolge nicht allzu weit auseinander. Die Temperaturen der Gasphase unterscheiden sich demgegenüber viel deutlicher. Während in der nach unten gerichteten Heißgasströmung Temperaturen von etwa $500 - 700 \text{ }^\circ\text{C}$ auftreten, liegen die Werte in der unteren Zone unterhalb von $100 \text{ }^\circ\text{C}$, wozu unter anderem die zugeführte Frischluft beiträgt, wie dies bereits im zuvor dargestellten Türbereich der Fall war. Im Bereich der eingangs festgelegten bzw. beobachteten Trennlinie befindet sich der bei Zonenbildung typische steile Temperaturgradient, der den Übergang zwischen den vorhergehend genannten Temperaturbereichen erzeugt. Für den Anteil an freiem konvektivem Wärmeübergang bedeutet dies, dass in der unteren gegenüber der oberen Zone geringere Werte vorhanden sind. Darüber hinaus ergeben sich aufgrund von $\vartheta_{OF} > \vartheta_{Gas}$ in der unteren Zone eine nach oben gerichtete und wegen $\vartheta_{Gas} > \vartheta_{OF}$ in der oberen Zone eine nach unten gerichtete freie Konvektionsströmung. Aus Abbildung 6.13d lässt sich die z-Komponente der erzwungenen Konvektionsströmung entnehmen, die bedeutend für die Überlagerung der beiden Anteile ist. Wie bereits dargestellt, ist diese in der oberen Zone nach unten und in der unteren Zone nach oben gerichtet, d. h. gleichermaßen wie die sich einstellende freie Konvektionsströmung, sodass in beiden Zonen eine gleichgerichtete Mischkonvektion vorliegt⁶. Aufgrund der jeweils höheren Werte für die Anteile an freiem und erzwungenem konvektivem Wärmeübergang müssen in der oberen Zone ebenfalls deutlich höhere Wärmeübergangskoeffizienten auftreten als in der unteren Zone, in der insbesondere der Anteil an erzwungenem konvektivem Wärmeübergang wegen der niedrigen Geschwindigkeiten deutlich geringer ist. Werden nun abschließend wieder die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten gemäß Abbildung 6.13e betrachtet, so lassen sich für die beiden Zonen Werte um 2 bis $5 \text{ W/m}^2\text{K}$ (untere Zone)

⁶ Die gegenwärtige Vorgehensweise beispielsweise innerhalb von FDS besteht darin, das Maximum der Anteile an freiem und erzwungenem konvektivem Wärmeübergang als Wärmeübergangskoeffizient zu verwenden [McG07a]. Eine detaillierte Betrachtung der Mischkonvektion, wie sie im Rahmen des in dieser Arbeit entwickelten Modells durchgeführt wird, findet demnach nicht statt. Dies kann jedoch je nach Größe der Anteile sowie Art der Mischkonvektion (gleich- oder entgegengerichtet) zu einer signifikanten Unter- oder Überschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten führen.

bzw. 10 bis $12 \text{ W/m}^2\text{K}$ (obere Zone) ablesen, was die zuvor beschriebene (theoretische) Erwartung erfüllt. Wie für die horizontalen ebenen Oberflächen ist das Modell folglich auch für vertikale ebene Oberflächen in der Lage, die tatsächlichen Verhältnisse bemerkenswert gut wiederzugeben.

Die Auswertung der Wärmeübergangskoeffizienten ergibt einen Wertebereich mit der unteren Grenze bei etwa $1 \text{ bis } 3 \text{ W/m}^2\text{K}$ und der oberen Grenze bei etwa $18 \text{ W/m}^2\text{K}$. Ein Vergleich mit experimentellen Daten - unter dem Vorbehalt, dass die mittels FDS berechneten Eingangsgrößen möglicherweise nicht vollkommen genau sind - zeigt eine sehr gute Übereinstimmung nicht nur in der Größenordnung der berechneten Werte. So wird beispielsweise in [Sch08a] und [Sch08b] ein Wert von $5 \text{ W/m}^2\text{K}$ angegeben, welcher eher im unteren Bereich anzusiedeln ist. Dies wird durch [Bel87] erhärtet, da dort auf einer in [Mit81] formulierten Definition für den Wärmeübergangskoeffizienten basierend ein Minimalwert von ebenfalls $5 \text{ W/m}^2\text{K}$ angegeben ist. Demgegenüber wurde in den Realbrandversuchen des OECD PRISME Projektes [OEC05] ein durchschnittlicher Wert von etwa $10 \text{ W/m}^2\text{K}$ aufgenommen, welcher genau in der Mitte des vorgenannten berechneten Wertebereichs liegt.

Im Folgenden werden nun die Wärmeübergangskoeffizienten innerhalb des Lüftungskanals ebenfalls exemplarisch zum Zeitpunkt $t = 5$ Minuten betrachtet und ausgewertet. Die Ent-

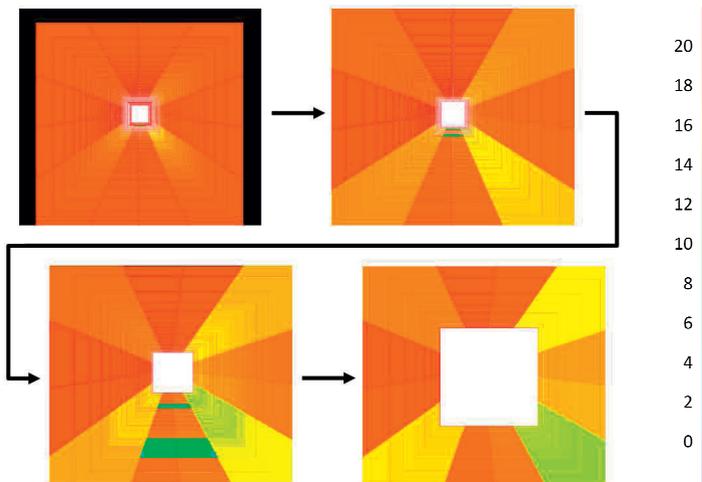


Abbildung 6.14: Entwicklung des Wärmeübergangskoeffizienten entlang des Lüftungskanals (Ansicht in Strömungsrichtung, Skala: $\text{W/m}^2\text{K}$)

wicklung des innenseitigen Wärmeübergangskoeffizienten entlang des Lüftungskanals zeigt Abbildung 6.14. Erwartungsgemäß nehmen die Werte in Strömungsrichtung ab, wenngleich dieser Effekt im vorliegenden Anwendungsbeispiel nicht übermäßig stark ausgeprägt ist. Die Begründung hierfür liegt insbesondere darin, dass sowohl die Geschwindigkeiten ($v_{\text{Anfang}} = 6,0 \text{ m/s}$ bzw. $v_{\text{Ende}} = 5,7 \text{ m/s}$) als auch die Temperaturen der Gasphase (vgl. Unterab-

schnitt 6.4.1) am Anfang und Ende des Lüftungskanals lediglich in geringem Maße voneinander abweichen. Darüber hinaus bleiben lokale Effekte über die Länge in diesem Anwendungsbeispiel weitestgehend aus, insbesondere da sich einerseits die Oberflächentemperatur auf der Innenseite aufgrund der Dämmwirkung der Wandung (vgl. Unterabschnitt 6.4.1) ganz allmählich und ohne Sprünge, d. h. ohne die Herbeiführung von Störungen, aufbaut bzw. entwickelt. Der Effekt, dass der Lüftungskanal im Brandabschnitt von außen thermisch beansprucht und folglich die Oberflächentemperatur auf der Innenseite höher sein wird als im Nachbarabschnitt im Anschluss an die Trennwand und dass an dieser Stelle damit einhergehend ein größerer Temperaturgradient und folglich möglicherweise eine Störung auftritt, bleibt hier vernachlässigbar gering. Andererseits sind auch keine nennenswerten⁷ konstruktiven Störungen vorhanden. Ein anderes Bild zeigt sich bei der Betrachtung der Wärmeübergangskoeffizienten über den Umfang des Lüftungskanals. Wenngleich die Effekte auch in dieser Hinsicht in geringem Maße ausgeprägt sind, so sind doch offenkundig lokale Effekte zu erkennen, die folgerichtig auf eine Variation in der Oberflächentemperatur ϑ_{OF} auf der Innenseite zurückzuführen sind. Ausschlaggebend sind in diesem Zusammenhang der in Kapitel 3 dargestellte Korrekturterm k_{ϑ} sowie dessen Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten, da $\alpha \propto k_{\vartheta} = f(\vartheta_{OF})$ bzw. genauer $\alpha \propto T_{OF}^{-n}$. Betrachtet man den Beginn des Lüftungskanals, so ist festzustellen, dass die Oberflächentemperatur höher ist als die Temperatur der strömenden Luft und dementsprechend gilt $n = 0,45$. Zusammengefasst hat hier eine höhere Oberflächentemperatur entlang des Umfangs in einem konkreten Querschnitt einen geringeren Wärmeübergangskoeffizienten zur Folge. Abbildung 6.15 zeigt für den Anfang des Lüftungskanals die Oberflächentemperaturen und die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten. Die zuvor dargestellten Abhängigkeiten und (theoretisch) zu erwartenden Ergebnisse

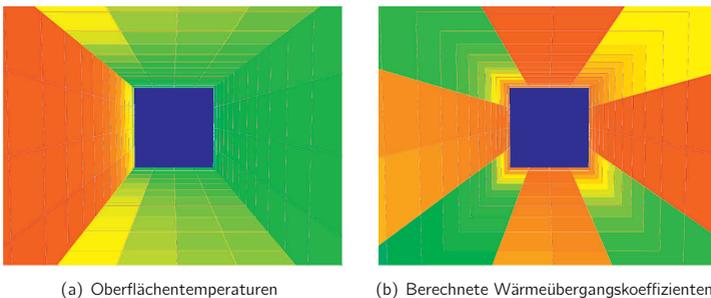


Abbildung 6.15: Betrachtung am Beginn des Lüftungskanals

werden vom Modell einwandfrei wiedergegeben. Die kältesten Oberflächen (rechts und oben) weisen die höchsten, die beiden anderen wärmeren Oberflächen niedrigere Werte für den Wärmeübergangskoeffizienten auf. Abbildung 6.15a lässt für die untere und linke Oberfläche einen deutlicheren Unterschied vermuten, als dies in Abbildung 6.15b tatsächlich der Fall ist. Dies kann mit den geringen Temperaturunterschieden erklärt werden. Bemerkenswert sind über-

⁷ Es sind lediglich die Auslässe vorhanden, die jedoch aufgrund der vorhandenen hohen Strömungsgeschwindigkeit und ihrer Ausbildung keine nennenswerte Störung verursachen.

dies die Eckbereiche des rechteckförmigen Querschnitts. Am Stoß der kältesten Oberflächen (rechts oben) wurden deutlich höhere Werte für den Wärmeübergangskoeffizienten berechnet als beispielsweise am Stoß der wärmsten Oberflächen (links unten), was in vollständigem Konsens mit den vorangegangenen theoretischen Überlegungen steht. Abbildung 6.16 zeigt in analoger Art und Weise für das Ende des Lüftungskanals die Oberflächentemperaturen und die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten. Im Gegensatz zum vorher betrachteten

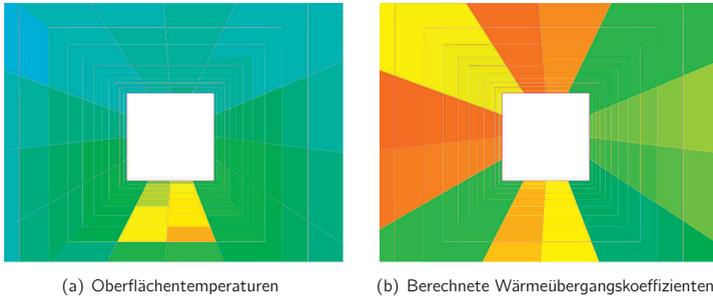


Abbildung 6.16: Betrachtung am Ende des Lüftungskanals

Bereich ist nun die Oberflächentemperatur niedriger als die Temperatur der strömenden und im Laufe des Kanals erwärmten Luft, sodass dementsprechend $n = 0,0$ (bzw. $k_\theta = 1,0$) gilt. In der Folge sollte die in Abbildung 6.16a dargestellte und äußerst minimale Variation in der Oberflächentemperatur keine Auswirkung auf den Wärmeübergangskoeffizienten besitzen, d. h., α sollte für alle Oberflächen näherungsweise den gleichen Wert annehmen. Dennoch sind in Abbildung 6.16b geringe Abweichungen ($< 10\%$) zu beobachten, für die im Folgenden ein Erklärungsansatz erarbeitet wird. Der Einfluss der unmittelbar vor dem betrachteten Endbereich des Lüftungskanals angeordneten Auslässe im Sinne einer geringen Störung ist, wie bereits zuvor dargestellt, vernachlässigbar. Es lässt sich jedoch beobachten, dass sich im Verlauf des Lüftungskanals in Strömungsrichtung eine leichte Verschiebung des Geschwindigkeitsprofils mit höheren Geschwindigkeiten im linken-oberen und - aufgrund der Kontinuitätsgleichung folgerichtig - niedrigeren Geschwindigkeiten im rechten-unteren Quadranten (bei Gleichheit von Blick- und Strömungsrichtung) eines Querschnitts ergibt. Dieser Effekt ist mutmaßlich auf einen geringen Einfluss freier Konvektion während des Durchlaufens des Brandabschnitts zurückzuführen, wie Abbildung 6.17 mit Ansicht in Strömungsrichtung qualitativ zeigt. Ausgehend von den dort dargestellten *einzelnen Ursprungsbewegungen* ergeben sich innerhalb des Querschnitts im Wesentlichen drei unterschiedliche *resultierende Bewegungen*, die sich mit der erzwungenen Konvektionsströmung überlagern. Diese sind

- a) eine (allgemeine) Bewegung nach oben aufgrund von $\vartheta_{OF} > \vartheta_{Gas}$ und
- b) eine vertikale Bewegung ausgehend von der unteren Kanalwandung aufgrund des dortigen stärkeren Auftriebs und
- c) eine Bewegung entgegen dem Uhrzeigersinn aufgrund des stärkeren Auftriebs an der rechten Kanalwand.

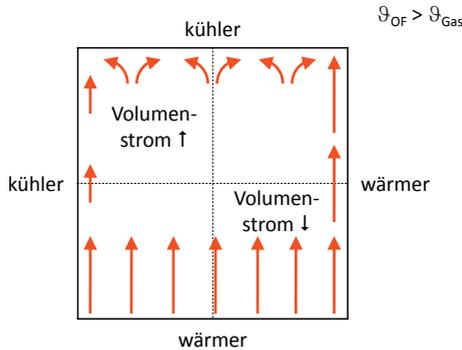


Abbildung 6.17: Bewegungen infolge freier Konvektion im Querschnitt

Infolge dessen kommt es im linken-oberen Quadranten zu einem erhöhten und im rechten-unteren Quadranten zu einem verminderten Volumenstrom. Da die Querschnittsflächen konstant bleiben, gilt ferner $v \propto \text{Volumenstrom}$, womit sich letztlich die höheren Geschwindigkeiten im linken-oberen und die niedrigeren Geschwindigkeiten im rechten-unteren Quadranten eines Querschnitts erklären lassen. Da sich dieser Effekt erst in Strömungsrichtung aufbaut, sind entsprechende Beobachtungen bei der Betrachtung am Beginn des Lüftungskanals folgerichtig nicht zu finden. Für die Wärmeübergangskoeffizienten bedeutet dies wiederum, dass mit der höheren Geschwindigkeit im linken-oberen Quadranten größere Werte bzw. mit der niedrigeren Geschwindigkeit im rechten-unteren Quadranten geringere Werte auftreten müssen, wie dies gemäß Abbildung 6.16b vom Modell in korrekter Weise wiedergegeben wird.

Hinweis:

Es besteht überdies die Möglichkeit, an dieser Stelle einen Schritt weiter zu gehen, indem die theoretischen Überlegungen zur Mischkonvektion an horizontalen ebenen Oberflächen auf den vorliegenden horizontalen Kanal übertragen werden. Es ergäbe sich hiermit für die obere bzw. untere Kanalwandung eine gleich- bzw. entgegengerichtete Mischkonvektion mit höheren bzw. niedrigeren Wärmeübergangskoeffizienten, wie vom Modell berechnet. Diese Übertragung ist jedoch noch weiter zu untersuchen, bevor eine Allgemeingültigkeit unterstellt werden kann, sodass zunächst lediglich der zuvor dargestellte Effekt als Erklärung dienen kann.

Der in Unterabschnitt 3.5.2 auf [Kak87] basierenden Modellannahme, „für turbulente Strömungen in horizontalen Rohren bzw. Kanälen können der Anteil einer freien Konvektion und demzufolge auch eine etwaige Mischkonvektion vernachlässigt werden“, scheint demnach an dieser Stelle widersprochen zu werden. Die in [Kak87] zusammengestellten Aussagen und Schlussfolgerungen sind letztlich ebenfalls Näherungen, die zudem *nicht* unter der Voraussetzung über den Umfang variierender Oberflächentemperaturen abgeleitet wurden. Es muss jedoch unbedingt beachtet werden, dass die beobachteten Differenzen in den berechneten Simulationsergebnissen (insbesondere Abbildung 6.16b) deutlich innerhalb des Ungenauigkeitsbereichs liegen, der in Verbindung mit der Anwendung der Nu -Korrelationen allgemein vorhanden ist. Demzufolge liegt kein Widerspruch gegenüber der Modellannahme in Unter-

abschnitt 3.5.2 - und keinesfalls gegenüber dem in dieser Arbeit entwickelten Modell - vor, sodass diese unverändert gültig ist und angewendet werden kann. Gleichwohl ist das beobachtete Phänomen interessant und der erarbeitete Erklärungsansatz schlüssig und folgerichtig, sodass in diesem Bereich zukünftig weitere Untersuchungen wünschenswert sind.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass das entwickelte Modell auch im Bereich von Rohren bzw. Kanälen bemerkenswert gut in der Lage ist, die Realität sowie die vorhandenen Prozesse und auftretenden Effekte wiederzugeben. Es eröffnet neuartige Möglichkeiten in der numerischen Simulation von Brandereignissen, wie das vorliegende Anwendungsbeispiel zeigt. Darüber hinaus bietet das Modell eine verbesserte bzw. überhaupt erst korrekte Modellierung. Wie in Kapitel 2 bereits angedeutet, ergeben sich bei Verwendung von für die jeweilige Konfiguration ungeeigneten Korrelationen nennenswerte Abweichungen in den Berechnungsergebnissen. Gleiches zeigt sich auch in einer parallel durchgeführten Variationsrechnung zum vorliegenden Anwendungsbeispiel, bei der die Innenoberflächen des Lüftungskanals mit den Korrelationen für horizontale und vertikale ebene Oberflächen berechnet wurden, wie es beispielsweise in der gegenwärtig vorhandenen Version des *Fire Dynamics Simulator* [McG07a] der Stand der Technik ist. Erwartungsgemäß ergaben sich mit dieser *absichtlich fehlerhaften* Modellierung nennenswert abweichende, d. h. geringere Wärmeübergangskoeffizienten.

6.4.4 Zusammensetzung der Heißgase

Während der Simulation wurden die zeitlichen Verläufe sämtlicher Komponenten der Brandraum- und Nachbarraumatmosfera (O_2 , CO , CO_2 usw.) aufgezeichnet. Eine detaillierte Analyse der Heißgaszusammensetzung und ihres Einflusses auf den Wärmeübergangskoeffizienten kann Anhang B entnommen werden.

6.5 Fazit aus der Anwendung des Modells

Im Anschluss an die Modellentwicklung sowie die umfassende Überprüfung wurde das entwickelte Wärmetransportmodell im vorliegenden Kapitel auf eine praxisrelevante Aufgabenstellung angewendet, der durch ein schutzzielorientiertes Vorgehen unter Verwendung von Ingenieurmethoden (hier: numerische Brandsimulation mit einem CFD-Modell) begegnet wurde. Die diversen Umstände, die ein solches schutzzielorientiertes Vorgehen erforderlich machten - natürlicher Brandverlauf sowie nicht-standardisierter Lüftungskanal und die hieraus resultierende Nicht-Anwendbarkeit der L-Klasseneinteilung - wurden detailliert dargestellt. Es ließ sich einerseits zeigen, dass das entwickelte Modell in allen Bereichen die tatsächlichen Gegebenheiten und Phänomene sehr gut wiedergibt. Andererseits eröffnet das Modell beispielsweise mit der verbesserten bzw. korrekten Modellierbarkeit des konvektiven Wärmeübergangs in Kanälen (Lüftungskanal) oder der mehrdimensionalen Wärmeleitung in komplexen Strukturen (u. a. 3DWL-Objekt) neue und weitreichende Möglichkeiten. Die neuen Möglichkeiten im Bereich Wärmeleitung können unter anderem auf dem Gebiet der Konstruktion gewinnbringend eingesetzt werden, wenn beispielsweise die Trennwand im Anwendungsbeispiel zusätzlich einen komplexen Wandaufbau enthält. Dies ist leicht möglich, falls eine Holzständerwand

oder eine Mauerwerkswand mit Stahlstützen vorliegt. Die gegenwärtig vorhandenen Möglichkeiten in numerischen Brandsimulationen (vgl. Kapitel 2) lassen dies nicht zu. Letztlich kann festgehalten werden, dass für ein schutzzielorientiertes Vorgehen mit Hilfe von Ingenieurmethoden, dessen Anwendung zukünftig vermehrt zu erwarten und in anderen Ländern bereits Standard ist, nun im Bereich des Wärmetransports für gekoppelte Prozesse ein adäquates Werkzeug verfügbar ist, wodurch einige Problemstellungen überhaupt erst lösbar oder verbessert modellierbar werden. Im vorliegenden, konkreten Anwendungsbeispiel könnte das schutzzielorientierte Vorgehen unter anderem die Beantwortung der Frage bedeuten, ob die Wandungsstärke des Kanals ausreichend oder aber eine Erhöhung erforderlich ist, um die thermische Belastung im Nachbarraum/-brandabschnitt innerhalb zulässiger Grenzwerte zu gewährleisten. Das Ergebnis der durchgeführten Simulation hat gezeigt, dass dies mit der vorhandenen Wandungsstärke eindeutig gelingt. Mehr noch bietet das Werkzeug der numerischen Brandsimulation in Verbindung mit dem entwickelten Wärmetransportmodell die Möglichkeit der Optimierung, hier beispielsweise durch eine Reduktion der Wandungsstärke des Lüftungskanals. Dieses Thema wird im Hinblick auf Wirtschaftlichkeit und Nachhaltigkeit zunehmend an Bedeutung gewinnen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In den beiden nachfolgenden Abschnitten werden die wesentlichen Bestandteile dieser Arbeit noch einmal zusammenfassend dargestellt. Abschließend wird ein Ausblick auf noch offene Fragestellungen, die im Rahmen von zukünftigen Untersuchungen behandelt werden könnten, gegeben.

7.1 Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Wärmetransportmodell für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation entwickelt, welches in der Lage ist, einerseits den Prozess des konvektiven Wärmeübergangs zwischen Gasphase und fester Phase für horizontale und vertikale ebene Oberflächen sowie speziell für Rohr- und Kanalströmungen und andererseits den Prozess der Wärmeleitung in mehrdimensionalen Aufgabenstellungen physikalisch korrekt abzubilden und entsprechende Ergebnisse auf dem Wege einer numerischen Simulation wiederzugeben. Die Einzelheiten des entwickelten Modells wurden insbesondere in den Kapiteln 3 und 4 detailliert behandelt. Das grundsätzliche Vorgehen wird im Folgenden noch einmal zusammenfassend dargestellt.

Nach Darlegung der vorhandenen Problemstellung und Definition der Ziele in Kapitel 1 wurden im Kapitel 2 die gegenwärtig vorhandenen Möglichkeiten bei der numerischen Simulation von Brandszenarien, d. h. der aktuelle Stand der Erkenntnisse, dargestellt. Hierbei wurde insbesondere auf die Modellierung der Prozesse konvektiver Wärmeübergang zwischen Gasphase und fester Phase sowie Wärmeleitung eingegangen, da diese die wesentlichen Bestandteile des entwickelten Modells sind. Anschließend stellte Kapitel 3 die erforderlichen Schritte zur Entwicklung des Modells für den konvektiven Wärmeübergang ausführlich vor. Jeweils ausgehend von einer Zusammenstellung der allgemeinen physikalischen Grundlagen und -gleichungen wurden für horizontale und vertikale ebene Oberflächen sowie für die spezielle Konstellation von Rohr-/Kanalströmungen die einzelnen Modellbestandteile erarbeitet. Den Abschluss dieses Teils bildete die numerische Umsetzung und nachfolgende Integration des Modells in den Brandsimulationscode *Fire Dynamics Simulator (FDS)* [McG07b]. Dieses Modell bildet das Fundament des Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation, da es die wichtige Kopplung zwischen Gasphase und (detaillierter) fester Phase herstellt. Es handelt sich dabei folgerichtig um eine wesentliche Entwicklung auf dem Gebiet der numerischen Brandsimulation. In Kapitel 4 wurde anschließend das (Teil-)Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung entwickelt. Ausgehend von der physikalischen Herleitung der notwendigen Gleichungen wurden die Verfahren zur räumlichen und zeitlichen Approximation sowie mögliche Randbedingungen und zusätzliche Modellbestandteile dargestellt. Wiederum mit der numerischen Umsetzung und anschließenden Integration des Modells

in den vorgenannten Brandsimulationscode wurde die Entwicklung dieses Teilmodells abgeschlossen. Innerhalb von Finite-Elemente-Programmen ist die Lösung von Fragestellungen mit mehrdimensionaler Wärmeleitung gegenwärtig Stand der Technik. In Kapitel 2 wurde jedoch gezeigt, dass dies nicht für aktuelle Brandsimulationscodes gilt und bislang zudem die Kopplung zwischen Gasphase und (detaillierter) fester Phase fehlte. Wie dargestellt, stellt das in Kapitel 3 vorgestellte Modell diese wichtige Kopplung her und bildet damit das Fundament des Wärmetransportmodells. Das erarbeitete (Teil-)Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung stellt eine prädestinierte Ergänzung dar (vgl. Kapitel 2), zumal eine simple Extrapolation, z. B. Übertragung der numerischen Methoden, aus anderen Bereichen auf Problemstellungen des Brandschutzingenieurwesens nicht immer ohne Weiteres möglich oder sinnvoll ist. Hiermit waren die entscheidenden Ziele dieser Arbeit erreicht, nämlich die Entwicklung eines direkt in die Brandsimulation integrierten Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation bestehend aus einem Modell für konvektiven Wärmeübergang und einem Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung, welches die Gasphase mit der festen Phase koppelt. Gleichsam waren damit auch weitere Zielsetzungen dieser Arbeit erfüllt. Das zu entwickelnde Wärmetransportmodell sollte sowohl physikalisch, durch die Berücksichtigung der speziellen Brandwirkungen und -eigenschaften, als auch numerisch, durch die Auswahl geeigneter numerischer Methoden, für die integrierte Verwendung innerhalb von numerischen Brandsimulationen optimiert sein und einen modularen Aufbau besitzen, sodass es sich für die Integration in aktuelle und zukünftige Brandsimulationsprogramme eignet und nicht auf ein bestimmtes Programm beschränkt bzw. speziell hierauf abgestimmt ist. Darüber hinaus wurde mit diesem Modell eine Grundlage für die spätere Erweiterung um geeignete Pyrolysemodelle gelegt. Dafür wurde unter anderem einerseits mit dem integrierten Quellterm eine Schnittstelle bereitstellt und andererseits werden die erforderlichen, mehrdimensionalen Temperaturfelder adäquat und präzise ermittelt. Eine zur Komplettierung und Demonstration abschließend notwendige Integration des entwickelten Wärmetransportmodells für gekoppelte Prozesse in ein Brandsimulationsprogramm nach dem aktuellen Stand der Technik wurde exemplarisch anhand des *Fire Dynamics Simulator* in der gegenwärtig aktuellen Version 5 [McG07b] mit positivem Ergebnis durchgeführt. Es folgte in Kapitel 5 eine umfassende und eingehende Überprüfung des entwickelten Wärmetransportmodells unter anderem anhand von analytischen Lösungen bzw. Verfahren sowie Vergleichsrechnungen mit anderen, bereits ausreichend validierten Programmen. Das Ergebnis dieser Überprüfung war eine erfolgreiche Bestätigung sämtlicher Bestandteile des Modells. Zum Abschluss wurden in einem realitätsnahen Anwendungsbeispiel einerseits die Anwendung des entwickelten Wärmetransportmodells und andererseits die durch dieses Modell erweiterten Möglichkeiten bei der numerischen Brandsimulation exemplarisch auf Grundlage eines praxisrelevanten Szenarios verdeutlicht (Kapitel 6). Auch hier konnte das Modell, das in allen Bereichen die tatsächlichen Gegebenheiten und Phänomene bemerkenswert gut wiedergibt, erneut erfolgreich bestätigt werden. Ferner konnten die durch das Modell beispielsweise mit der verbesserten bzw. korrekten Modellierbarkeit des konvektiven Wärmeübergangs in Kanälen (Lüftungskanal) oder mit der mehrdimensionalen Wärmeleitung in komplexen Strukturen eröffneten neuen und weitreichenden Möglichkeiten anschaulich präsentiert werden.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass mit dem in dieser Arbeit entwickelten und vorgestellten Wärmetransportmodell und dessen Integration in einen aktuellen CFD-Brandsimu-

lationscode sowie dessen unmittelbarer Verwendbarkeit innerhalb von Brandsimulationsmodellen eine nennenswerte Erweiterung des Standes der Technik und ein erster Schritt auf dem Weg hin zu einer für die Zukunft vorstellbaren, vollständig gekoppelten Brandsimulation gelungen ist. Die zusätzliche Integration der mechanischen Analyse, die beispielsweise Auswirkungen der Verformungen oder des Versagens einer Konstruktion oder einzelner Teile derselben auf das Brandgeschehen berücksichtigen kann, wäre ein weiterer zukünftiger Schritt in Richtung dieses *neuen Weges* (vgl. Abbildung 1.1). Darüber hinaus kann das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell aber auch in anderen Bereichen, in denen gezielte Erweiterungen und Verbesserungen erforderlich sind, wie der Ertüchtigung von Pyrolysemodellen einen wertvollen Beitrag leisten, indem es die Festkörpertemperaturen, die einen entscheidenden Einfluss auf das Berechnungsergebnis nehmen, sowie den Wärmetransport zwischen fester und Gasphase verbessert wiedergibt. Die Bedeutung der Weiterentwicklung von Pyrolysemodellen zur Beschreibung des Quellterms in einem Brandgeschehen bzw. des zeitlichen Verlaufs der Freisetzung von Wärme und Rauch durch den Brand angesichts der Grenzen der gegenwärtigen Vorgehensweise mit standardisierten Brandverläufen wurde bereits in Kapitel 1 dargestellt. Letztlich wurden mit dem entwickelten Modell die vorhandenen Möglichkeiten der numerischen Brandsimulation auch in solchen Bereichen verbessert und erweitert, in denen Berechnungen zwar schon heute durchgeführt werden, die Anwendbarkeit der vorhandenen Modelle oder die Übertragbarkeit ihrer Bestandteile jedoch fraglich oder gar falsch ist. Es wurde im Rahmen dieser Arbeit unter anderem ein neuartiges, spezielles Submodell für die korrekte Modellierung des konvektiven Wärmeübergangs bei Rohr-/Kanalströmungen in Verbindung mit einem Brandgeschehen entwickelt, da gerade die Modellierung des Wärmetransports zwischen der Gasphase und einem Festkörper - Kopplung zwischen Gasphase und (detaillierter) fester Phase - in speziellen Konfigurationen, wie bei Einbauten (Lüftungskanäle etc.), entschieden von der Modellierung an ebenen Oberflächen abweichen kann und eine simple Übertragung bzw. Anwendung der zugrunde liegenden, vorhandenen Submodelle hierbei zweifelsohne einen Unsicherheitsfaktor unbekannter Größe in den Berechnungsergebnissen einer numerischen Brandsimulation nach sich zieht.

7.2 Ausblick auf weitere Arbeiten

Das in dieser Arbeit entwickelte Wärmetransportmodell für gekoppelte Prozesse in der Brandsimulation wurde aufgrund der Darstellungen in Abschnitt 5.9 und 6.1 zunächst mithilfe von analytischen Lösungen bzw. Verfahren sowie Vergleichsrechnungen mit anderen, bereits ausreichend validierten Werkzeugen (hier: insbesondere ANSYS [Swa07]) umfangreich und erfolgreich überprüft. Eine weitere Überprüfung anhand von experimentellen Daten oder Versuchen wäre ergänzend auf der Grundlage der in dieser Arbeit formulierten Modelle, Erkenntnisse und Schlussfolgerungen beispielsweise für das Modell für den konvektiven Wärmeübergang wünschenswert. In diesem Zusammenhang sowie in anderen Brandversuchen vor allem bei natürlichem Brandverlauf ist es ferner zwingend erforderlich, geeignete Daten über Wärmeströme, die auf eine (Raum-)Oberfläche einwirken, aufzunehmen. Gemäß [Tor04] existieren zwar umfangreiche Versuchsdaten über die Temperaturentwicklung in einem Raum. Über die Entwicklung der vorgenannten Wärmeströme liegen indes lediglich sehr wenig Informationen

vor. Um eine bestätigte Vernetzung von Brandschutz- und Bauingenieurwesen erreichen zu können, werden solche Daten dringend benötigt [Tor04].

Mit der Einführung und Formulierung eines Quellterms im (Teil-)Modell für die mehrdimensionale Wärmeleitung (vgl. Abschnitt 4.6) ist die Möglichkeit geschaffen, zusätzlich Wärmequellen und -senken zu berücksichtigen. Hiermit ergibt sich die Perspektive, beispielsweise die energetische Änderung durch Pyrolyseprozesse (oder Stoff- bzw. Phasenumwandlungen) zu erfassen. Dies bedeutet, dass eine Schnittstelle für den zukünftigen Einbau von Pyrolysemodellen jedweder Art vorliegt. Es ist daher denkbar, eine Kopplung zwischen dem hier erarbeiteten Wärmetransportmodell und beispielsweise dem Pyrolyse-/Brandausbreitungsmodell von *Riese* [Rie07] durchzuführen, um einerseits die Vorteile beider Modelle in Kombination zu nutzen sowie andererseits die Möglichkeiten bei der numerischen Brandsimulation der festen Phase und die Prognosefähigkeit von Brandsimulationscodes nennenswert zu erweitern bzw. zu verbessern. Die erhebliche Bedeutung der (Weiter-)Entwicklung von geeigneten Pyrolysemodellen zur Beschreibung des Quellterms in einem Brandgeschehen wurde bereits im vorhergehenden Abschnitt und in Kapitel 1 dargestellt.

Ein zweckmäßiger und zielgerichteter nächster Schritt, der im Rahmen von zukünftigen Arbeiten durchgeführt werden könnte, ist die Analyse und gegebenenfalls Anpassung der programmierten Routinen im vorhandenen Modell zum Zwecke des Einsatzes für paralleles Rechnen. Für die in dieser Arbeit exemplarische Integration des Modells in den Brandsimulationscode FDS (Version 5) standen durchweg serielle Rechnungen im Fokus, insbesondere da Parallelrechnungen mit diesem Code und die hiermit erzielten Ergebnisse bislang umstritten sind. Eine Verbesserung dieser Situation ist Bestandteil der gegenwärtigen Weiterentwicklungen an diesem Code. Die theoretische Grundlage des Wärmetransportmodells bietet grundsätzlich die Möglichkeit zum parallelen Rechnen und wurde beispielsweise mit der expliziten Zeitapproximation im Teilmodell für mehrdimensionale Wärmeleitung hierauf im Besonderen abgestimmt.

Einerseits ist speziell für FDS die Mehr-Mesh-Fähigkeit, d. h. die Verwendung des Modells bei Vorhandensein mehrerer Meshes, zu gewährleisten, was lediglich Anpassungen in den code-spezifischen Zuordnungen bedeutet. Der Vorteil dieser Fähigkeit eröffnet die Möglichkeit, mit dem entwickelten Wärmetransportmodell innerhalb von FDS, das grundsätzlich ¹ eine äquidistante Aufteilung des Berechnungsgitters vorsieht, und mithilfe weiterer Meshes auch äußerst dünne Objekte der festen Phase bzw. thermisch dünne Materialien mit vertretbarem Zeit- und Rechenaufwand berechnen zu können. Die Begriffe *thermisch dünn* und *thermisch dick* sind im Glossar dieser Arbeit näher erläutert, sodass an dieser Stelle auf eine genauere Definition verzichtet wird. Eine Unterscheidung in thermisch dicke und thermisch dünne Materialien lässt sich in der Literatur durchgängig finden (vgl. u. a. [Tor04], [Dry85], [Kre58], [NMA95], [NFP07], [Hak05]). Gemäß der theoretischen Formulierung des entwickelten Modells ist für solch dünne Objekte bzw. thermisch dünne Materialien zwar ebenfalls der Prozess der Wärmeleitung in Dickenrichtung neben dem Prozess der Wärmeleitung in der zur Dickenrichtung orthogonalen Ebene sowie selbstverständlich die Kopplung dieser beiden Prozesse problemlos berechenbar, jedoch sind der praktischen Anwendung in diesem Bereich aufgrund der Leistungsfähigkeit der zur Verfügung stehenden Rechner bzw. des Zeitbedarfs bislang Grenzen

¹ FDS bietet die Möglichkeit, Meshes zu strecken bzw. stauchen, um so ansatzweise auch nicht-äquidistante Gitter zu erzeugen.

gesetzt. Diese verschwinden jedoch bei Verwendung zusätzlicher, z. B. lokal begrenzter Meshes im Bereich äußerst dünner Objekte der festen Phase bzw. thermisch dünner Materialien. Exemplarisch ist bei einer Tragfähigkeitsuntersuchung an einem Stahlträger (dünnwandiges I-Profil) in einer Industriehalle ein zusätzliches, sehr feines Mesh im Bereich des Trägers vorstellbar, während die Industriehalle mit einem deutlich gröberen Gitter versehen werden kann. Auf diese Weise ist eine detaillierte Analyse des Bauteils bei dennoch angemessenem Aufwand möglich. Für dickere Objekte der festen Phase bzw. thermisch dicke Materialien bestehen demgegenüber bereits mit dem vorhandenen, entwickelten Wärmetransportmodell keinerlei Einschränkungen in den Berechnungsmöglichkeiten. Gleiches gilt für das Modell für den konvektiven Wärmeübergang auch bei den vorgenannten äußerst dünnen Objekten bzw. thermisch dünnen Materialien.

Andererseits sind unabhängig vom verwendeten Brandsimulationscode gegebenenfalls zusätzliche Befehle notwendig, falls besondere Parallelisierungstechniken wie beispielsweise *OpenMP* verwendet werden sollen.

Zusätzlich zu einer Verbesserung der Beschreibung des konvektiven Wärmeübergangs an (allgemeinen) horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen wurde in dieser Arbeit ein Vorgehen bzw. Modell entwickelt, mit dem der konvektive Wärmeübergang in durchströmten Rohren/Kanälen, als eine Sonderform des konvektiven Wärmeübergangs, berücksichtigt werden kann. In analoger Art und Weise ist es denkbar und möglich, auch weitere Sonderformen des konvektiven Wärmeübergangs modular zu ergänzen. Exemplarisch sei hier der Wärmeübergang an quer angeströmten Zylindern (z. B. Rohren oder auch Kabeln bzw. Kabelbündeln) genannt.

Darüber hinaus sind Erweiterungen des entwickelten Wärmetransportmodells vorstellbar, mit denen sich sehr spezielle Fragestellungen noch ausführlicher behandeln lassen. Beispielhaft sei an dieser Stelle der mit der Wärmestrahlung - welche im Rahmen dieser Arbeit nicht explizit behandelt wurde - verbundene Prozess der *internal radiation* (vgl. Kapitel 4) genannt.

Ferner könnten durch entsprechende Erweiterungen bzw. Modifikationen des vorliegenden Modells auch lichtdurchlässige Materialien, wie etwa Glas, berücksichtigt werden. Ein noch breiteres Anwendungsspektrum würde die Ausweitung auf Flüssigkeiten ergeben. Da hierbei zusätzlich konvektive Anteile abzubilden sind (vgl. (4.6)), wäre eine ausgedehntere Erweiterung des entwickelten (Teil-)Modells für die mehrdimensionale Wärmeleitung erforderlich. Die gegenwärtige Formulierung des Modells ist indes, insbesondere aufgrund des Finite-Volumen-Methoden-Ansatzes, hervorragend als Grundlage für diese Arbeiten geeignet. Das Ergebnis einer solchen Weiterentwicklung könnte dann unter Einbeziehung experimenteller Daten ein Modell zur Beschreibung bzw. Modellierung des Quellterms bei Poolbränden (Poolbrand-Pyrolysemodell) sein.

Eine Erweiterung um einen die mechanische Analyse (Trag- und Verformungsverhalten) abdeckenden Teil, beispielsweise zur Abbildung und Berücksichtigung der Auswirkungen der Verformungen oder des Versagens einer Konstruktion oder einzelner Teile derselben auf das Brandgeschehen, wäre ein konsequenter nächster Schritt hin zu einer bereits angesprochenen und zukünftig vorstellbaren, vollständig gekoppelten numerischen Brandsimulation (vgl. Abbildung 1.1). Bei Betrachtung der reinen Erwärmung und Abkühlung von Bauteilen ohne Pyrolyseprozesse ist es unter Umständen vorteilhaft, die Berechnung der festen Phase mit einer geringeren Frequenz, d. h. nur zu jedem x . Schritt der Brandsimulation, durchzuführen

und die thermische Belastung geeignet zu mitteln. Dies würde die unterschiedlichen Zeitskalen von Strömungsberechnung und Wärmeleitung in Festkörpern respektieren und ist mit nur wenigen zusätzlichen Zeilen im Quellcode des Modells realisierbar. Da das entwickelte Modell zudem eine Grundlage für geeignete Pyrolysemodelle bilden soll, ist gegenwärtig bereits eine direkte Kopplung möglich. Dies respektiert die Tatsache, dass die Zeitskala bei einem chemischen Verbrennungs- oder Pyrolyseprozess in etwa der Zeitskala einer Strömungsberechnung entspricht.

Allerdings existiert mit der *Anwendung des bestehenden Modells* auch außerhalb des Bereiches von Entwicklungen und Erweiterungen ein Gebiet für weitere Arbeiten. So könnten beispielsweise die im Anwendungsbeispiel (Kapitel 6) beobachteten Effekte einen Ansatz für weitere, eingehendere Untersuchungen darstellen. Ferner könnte das Modell und insbesondere das (Teil-)Modell für mehrdimensionale Wärmeleitung auch auf weitere praktische Fragestellungen beispielsweise im Zusammenhang mit anderen Forschungsvorhaben oder der Durchführung von klassifizierten Experimenten angewendet werden.

Letztlich ist es wünschenswert, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Wärmetransportmodell zukünftig auch in andere Brandsimulationscodes zu integrieren, was insbesondere aufgrund des beabsichtigten modularen Aufbaus problemlos gelingen sollte.

Literaturverzeichnis

- [Abr64] Abramowitz, M. ; Stegun, I.: *Handbook of Mathematical Functions*. Bd. 55. 1964
- [Amt01] Amtec Engineering inc. (Hrsg.): *TECPLOT Reference Manual Version 9*. Bellevue, Washington: Amtec Engineering inc., 2001
- [And84] Anderson, Dale A. ; Tannehill, John C. ; Pletcher, Richard H.: *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*. New York, N. Y., USA : Hemisphere Publishing Corporation, 1984 (Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences)
- [ASH77] *ASHRAE Handbook of Fundamentals*. New York, N. Y., USA : ASHRAE, 1977 (10017)
- [Bae06] Baehr, Hans D. ; Stephan, Karl: *Wärme- und Stoffübertragung*. 5. Auflage. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2006
- [Bai05] Bailey, Colin: *One Stop Shop in Structural Fire Engineering*. University of Manchester, Manchester, UK, 2005
- [Bar98] Barghi, Nasser ; McAlister, Elizabeth: Porcelain Veneers. In: *Journal of Esthetic Dentistry* 10 (1998), Nr. 4, S. 191–197
- [Bar09] Barthelmä, Ludwig: Wärmeübertragung / Fakultät Maschinenbau, Fachhochschule Landshut. Version: 2009. http://people.fh-landshut.de/~bmae/Waermeuebertragung/Waerme_SS2009.pdf. Landshut, 2009
- [Bau06] Baumann, Wolfgang W. ; Bunge, Ulf ; Frederich, Octavian ; Schatz, Markus ; Thiele, Frank: Finite-Volumen-Methode in der Numerischen Thermofluidodynamik / Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik - Technische Universität Berlin. Version: 2006. <http://www.cfd.tu-berlin.de/Lehre/CFD2/skript/fvm-skript.pdf>. Berlin, 2006
- [Böc06] Böckh, Peter von: *Wärmeübertragung, Grundlagen und Praxis*. 2., bearbeitete Auflage. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2006
- [Bec74] Becker, J. ; Bizri, H. ; Bresler, B.: *FIRES-T. A Computer Program for the Fire Response of Structures-Thermal. Report No. UCB FRG 74-1*. Berkeley, USA : Fire Research Group. Department of Civil Engineering. University of California, 1974
- [Bef08] Beffa, Cornel: *Hydraulik II - 2D-Flachwassergleichungen, Grundlagen - Lösungen - Einsatz / Fluvial.ch*. Version: 2008. http://www.ifu.ethz.ch/GWH/education/graduate/Hydraulik_II/Vorlesungen/k8.pdf. Schwyz, 2008

- [Bel87] Beller, Douglas K.: *Alternate Computer Models of Fire Convection Phenomena for the Harvard Computer Fire Code*. Worcester, MA, USA, Worcester Polytechnic Institute, PhD thesis, 1987
- [Bil88] Bilger, R. W.: The Structure of Turbulent Nonpremixed Flames. In: *Proceedings of the 22nd Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute* (1988), S. 475–488
- [Ble99] Blevins, Linda G.: Behavior of bare and aspirated thermocouples in compartment fires. In: *Proceedings of the 33rd National Heat Transfer Conference, August 15-17*. Albuquerque, New Mexico, USA, 1999
- [BM99] Beausoleil-Morrison, Ian: Modelling mixed convection heat transfer at internal building surfaces. In: *Proc. Building Simulation '99* (1999), S. 313–320, Int. Building Performance Simulation Association (IBPSA), Kyoto, Japan
- [Cha99] Chan, T. L. ; Leung, C. W.: Mixed convection from upward flow of hot air to a cooled vertical pipe. In: *Heat and Mass Transfer* 35 (1999), S. 171–176
- [Che86] Chen, T. S. ; Armaly, B. F. ; Ramachandran, N.: Correlations for Laminar Mixed Convection Flows on Vertical, Inclined and Horizontal Flat Plates. In: *Journal of Heat Transfer* 108 (1986), November, S. 835–840
- [Chr05] Christen, Daniel S.: *Praxiswissen der chemischen Verfahrenstechnik, Handbuch für Chemiker und Verfahrenstechniker*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2005
- [Chu77] Churchill, Stuart W.: A Comprehensive Correlating Equation for Laminar, Assisting, Forced and Free Convection. In: *AIChE Journal* 23 (1977), January, Nr. 1, S. 10–16
- [Chu03] Chung, T. J.: *Computational fluid dynamics*. Cambridge : Cambridge University Press, 2003
- [Con09] Consalvi, Jean-Louis ; Nmira, Fatiha ; Porterie, Bernard ; Lallemand, Christine: *PRISME Project on Fire Propagation: Simulation of PRS-SI-D1 using the CFD Model SAFIR*. April 2009. – Université de Provence, IUSTI UMR 6595 and DGA/CTSN/ASN-PFN/SVPE. (unveröffentlicht)
- [Coo91] Cooper, Leonard Y.: *Fire-Plume-Generated Ceiling Jet Characteristics and Convective Heat Transfer to Ceiling and Wall Surfaces in a Two-Layer Zone-Type Fire Environment*. NISTIR 4705. Gaithersburg, Maryland, USA : National Institute of Standards and Technology, 1991
- [DeA05] DeAragón, J. J. M. ; Rey, F. ; Chica, J. A.: *DIFISEK-WP4 Software für brandschutztechnische Bemessung von Bauteilen, Dissemination of Structure Fire Safety Engineering Knowledge*. 2005
- [Den04] Deng, Zheng: *Modeling of Standing Column Wells in Ground Source Heat Pump Systems*, Oklahoma State University, Diss., 2004
- [DIN94] *DIN 4102: Brandverhalten von Baustoffen und Bauteilen. Teil 4: Zusammenstellung und Anwendung klassifizierter Baustoffe, Bauteile und Sonderbauteile*. Ausgabe März 1994. Beuth Verlag, 1994

- [DIN02] *DIN V 4102-21; Brandverhalten von Baustoffen und Bauteilen; Teil 21: Beurteilung des Brandverhaltens von feuerwiderstandsfähigen Lüftungsleitungen*. Berlin : Beuth Verlag, 2002
- [DIN08] *DIN EN ISO 10211; Wärmebrücken im Hochbau - Berechnung der Wärmeströme und Oberflächentemperaturen - Teil 2: Linienförmige Wärmebrücken*. Berlin : Beuth Verlag, 2008
- [Dip63] Dipprey, D. F. ; Sabersky, R. H.: Heat and Momentum Transfer in Smooth and Rough Tubes at Various Prandtl Numbers. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 6 (1963), S. 329–353
- [Dit95] Dittmann, Achim ; Fischer, Siegfried ; Huhn, Jörg ; Klinger, Jochen: *Repetitorium der technischen Thermodynamik*. Stuttgart : B. G. Teubner, 1995
- [Dou56] Douglas, Jim Jr. ; Rachford, H. H. Jr.: On the numerical solution of heat conduction problems in two and three space variables. In: *Transactions of the American Mathematical Society* 82 (1956), July, Nr. 2, S. 421–439
- [Dou62] Douglas, Jim Jr.: Alternating Direction Methods for Three Space Variables. In: *Numerische Mathematik* 4 (1962), S. 41–63
- [Dou64] Douglas, Jim Jr. ; Gunn, James E.: A General Formulation of Alternating Direction Methods, Part I. Parabolic and Hyperbolic Problems. In: *Numerische Mathematik* 6 (1964), S. 428–453
- [Dry85] Drysdale, Dougal: *An introduction to fire dynamics*. Chichester, England, UK : Wiley, 1985
- [EC103] *DIN EN 1991-1-2; Eurocode 1 Teil 1-2. Einwirkung auf Tragwerke: Allgemeine Einwirkungen, Brandeinwirkungen auf Tragwerke*. Berlin : Beuth Verlag, 2003
- [EC203] *DIN EN 1992-1-2; Eurocode 2 Teil 1-2. Planung von Stahlbeton- und Spannbetontragwerken: Allgemeine Regeln - Tragwerksbemessung für den Brandfall*. Berlin : Beuth Verlag, 2003
- [EC303] *DIN EN 1993-1-2; Eurocode 3 Teil 1-2. Bemessung und Konstruktion von Stahlbauten: Allgemeine Regeln - Tragwerksbemessung für den Brandfall*. Berlin : Beuth Verlag, 2003
- [Egg07] Eggers, Rudolf: Wärme- und Stoffübertragung II / Intitut für Thermische Verfahrenstechnik - Technische Universität Hamburg-Harburg. Version: 2007. <http://www.tu-harburg.de/v8/lehre/gruppe-prof-egggers/wust-ii.html>. Hamburg-Harburg, 2007
- [Eva84] Evans, David D.: Calculating Fire Plume Characteristics in a Two-Layer Environment. In: *Fire Technology* 20 (1984), August, Nr. 3, S. 39–63
- [Eym99] Eymard, Robert ; Gallouët, Thierry ; Herbin, Raphaële: Finite Volume Methods. In: *Handbook of Numerical Analysis*, Volume 7, Elsevier Science B. V., erste Edition, 1999

- [Fal03] Falope, G. B. O. ; Mahgerefteh, H.: Modeling Transient Stresses in Spherical Vessels During Blowdown under Fire Attack. In: *AIChE Journal* 49 (2003), May, Nr. 5, S. 1307–1316
- [Fet82] Fetting, Prof. F. ; Gaube, Prof. J. ; Luft, Prof. G. ; Wendt, Prof. H.: Chemische Technologie II. Chemische Verfahrenstechnik. Reaktionstechnik / Ernst Berl-Institut für Technische und Makromolekulare Chemie, TU Darmstadt. Version: 1982. http://www.ct.chemie.tu-darmstadt.de/local/vorlesungen_de.html. Darmstadt, 1982
- [Fie07] Fieberg, Christian ; Kneer, Reinhold: Bestimmung des Kontakt-Wärmeübergangskoeffizienten aus transienten Temperaturmessungen. In: *Chemie Ingenieur Technik* 79 (2007), Nr. 1-2, S. 97–102
- [Flu05] Fluent Inc. (Hrsg.): *FLUENT 6.2 User's Guide*. Lebanon, NH, USA: Fluent Inc., January 2005
- [For06] Forney, G. ; McGrattan, K. B. ; National Institute of Standards and Technology (Hrsg.): *User's Guide for Smokeview Version 4 - A Tool for Visualizing Fire Dynamics Simulation Data, NIST Special Publication 1017*. Gaithersburg, Maryland, USA: National Institute of Standards and Technology, 2006
- [For08] Forney, Glenn P. ; National Institute of Standards and Technology (Hrsg.): *Smokeview (Version 5) - A Tool for Visualizing Fire Dynamics Simulation Data. Volume I: User's Guide, NIST Special Publication 1017-1*. Gaithersburg, Maryland, USA: National Institute of Standards and Technology, 2008
- [Fu00] Fu, Zhuman ; Hadjisophocleous, George: *A Two-zone fire growth and smoke movement model for multi-compartment buildings. NRCC-41111*. Ottawa, Kanada : Institute for Research in Construction, National Research Council of Canada, 2000
- [Ger05] Gerlinger, Peter: *Numerische Verbrennungssimulation*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2005
- [Gni75] Gnielinski, Volker: Neue Gleichungen für den Wärme- und den Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 41 (1975), Nr. 1, S. 8–16
- [Gni95] Gnielinski, Volker: Ein neues Berechnungsverfahren für die Wärmeübertragung im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Rohrströmung. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 61 (1995), Nr. 9, S. 240–248
- [Gol73] Goldstein, R. J. ; Sparrow, E. M. ; Jones, D. C.: Natural convection mass transfer adjacent to horizontal plates. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 16 (1973), May, Nr. 5, S. 1025–1035
- [Gro07a] Grosshandler, William L.: A Research Agenda for the Next Generation of Performance-Based Design Tools. In: *Conference Proceedings, interflam 2007, 11th International Fire Science & Engineering Conference*. London, UK : Interscience Communications, 3-5th September 2007

- [Gro07b] Grote, Karl-Heinrich ; Feldhusen, Jörn: *Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau*. 22., neubearbeitete und erweiterte Auflage. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2007
- [Hak05] Hakkarainen, Tuula ; Mikkola, Esko ; Östmann, Birgit ; Tsantaridis, Lazaros ; Brumer, Harry ; Piispanen, Peter: *InnoFireWood*. Innovative eco-efficient high fire performance wood products for demanding applications. State-of-the-Art / VTT, SP Trätec and KTH. 2005. – Forschungsbericht
- [Hal71] Hall, W. B.: Heat Transfer Near the Critical Point. In: *Advances in Heat Transfer* 7 (1971), S. 1–86
- [Her00] Herwig, Heinz: *Wärmeübertragung A-Z*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2000
- [Her05] Hering, Ekbert ; Martin, Rolf ; Stohrer, Martin: *Taschenbuch der Mathematik und Physik*. 4., aktualisierte Auflage. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2005
- [Her06] Herwig, Heinz ; Moschallski, Andreas: *Wärmeübertragung*. 1. Auflage. Wiesbaden : Vieweg & Sohn Verlag, 2006
- [Hes98] Heskestad, G.: Dynamics of the fire plume. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 356 (1998), December, Nr. 1748, S. 2815–2833
- [Hil02] Hille, Dominik: Verifizierung der eingesetzten Messtechnik zur Bestimmung des lokalen Wärmeübergangs an der längs angeströmten ebenen Platte bei unterschiedlicher Vorderkantengeometrie / Lehrstuhl Verbrennungskraftmaschinen und Flugantriebe, BTU Cottbus. Version: 2002. http://www.vfa.tu-cottbus.de/VFA_Files/DA_SA/SA008.pdf. Cottbus, 2002
- [Höl06] Hölling, Marc: *Asymptotische Analyse von turbulenten Strömungen bei hohen Rayleigh-Zahlen*, Technische Universität Hamburg-Harburg, Dissertation, 2006
- [Hän06] Hänel, D.: *Mathematische Strömungslehre I + II* / Aerodynamisches Institut - RWTH Aachen. Version: 2006. <http://www.aia.rwth-aachen.de>. 2006
- [Hoh03] Hohm, Volker: *Anwendung der Finite Elemente Methode (FEM) zur Untersuchung des Trag- und Verformungsverhaltens brandbeanspruchter Stahlbeton- und Spannbetonkonstruktionen*. Braunschweig, Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, Großer Entwurf, 2003
- [Hoh09a] Hohm, Volker: Ein Modell für die mehrdimensionale instationäre Wärmeleitungsbe-rechnung innerhalb numerischer Brandsimulationen. In: *Workshop Brandschutzforschung der Vereinigung zur Förderung des Deutschen Brandschutzes e. V. (vfdb) am 27. Mai 2009*, 2009
- [Hoh09b] Hohm, Volker ; Hossler, Dietmar: Mehrdimensionale Wärmeleitungsbe-rechnung innerhalb numerischer Brandsimulationen. In: *vfdb Zeitschrift* 1 (2009), S. 10–13
- [Hol02] Holman, J. P.: *Heat transfer*. 9th Edition, International Edition. Boston, Massa-chusetts, USA : McGraw-Hill, 2002 (McGraw-Hill series in mechanical engineering)

- [Hor04] Horch, Günter: Brand- und Rauchübertragung durch Brandschutzklappen und Deckenschotts. In: *VIII. Baurecht & Brandschutz-Symposium - 11. Februar 2004*. Frankfurt am Main, 2004
- [Hos09] Hosser, Dietmar (Hrsg.): *Leitfaden - Ingenieurmethoden des Brandschutzes. Technischer Bericht vfdB TB 04-01*. 2. Auflage Mai 2009. Altenberge, Braunschweig : Vereinigung zur Förderung des Deutschen Brandschutzes e. V. (vfdB), 2009
- [IMO07] IMOS-Systemair (Hrsg.): *Brandschutzklappen eckig und rund mit Feuerwiderstandsdauer 90 min. IMOS-PKI. Technische Anforderungen. TPI 28-07*. Kalinkovo, Slowakische Republik: IMOS-Systemair, 2007
- [Inc96] Incropera, Frank P. ; DeWitt, David P.: *Fundamentals of heat and mass transfer*. 4th Edition. New York, N. Y., USA : Wiley, 1996
- [Ing07] Ingason, Haukur ; Wickström, Ulf: Measuring incident radiant heat flux using the plate thermometer. In: *Fire Safety Journal* 42 (2007), S. 161–166
- [Jac79] Jackson, J. D. ; Hall, W. B.: Influences of Buoyancy on Heat Transfer to Fluids Flowing in Vertical Tubes under Turbulent Conditions. In: *Turbulent forced convection in channels and bundles 2* (1979), S. 613–640
- [Jen08] Jens, Klaus: Gebäudetechnik - Kapitel 5: Luft / Ingenieurbüro Jens. Version: 2008. http://www.fh-campuswien.ac.at/studium/bautechnik/bachelor/bauingenieurwesen_baumanagement/kontakt/. Wien, 2008 (Version 2008)
- [Jon00] Jones, Walter W. ; Forney, Glenn P. ; Peacock, Richard D. ; Reneke, Paul A.: *A Technical Reference for CFAST: An Engineering Tool for Estimating Fire and Smoke Transport. NIST TN 1431*. Gaithersburg, Maryland, USA : National Institute of Standards and Technology, 2000
- [Jon05] Jones, Walter W. ; Peacock, Richard D. ; Forney, Glenn P. ; Reneke, Paul A. ; National Institute of Standards and Technology (Hrsg.): *CFAST - Consolidated Model of Fire Growth and Smoke Transport (Version 6), Technical Reference Guide, NIST Special Publication 1026*. Gaithersburg, Maryland, USA: National Institute of Standards and Technology, 2005
- [Jow06] Jowsey, Allan: *Fire Imposed Heat Fluxes for Structural Analysis*. Edinburgh, The University of Edinburgh, PhD thesis, 2006
- [Kak87] Kakaç, Sadlik (Hrsg.): *Handbook of single-phase convective heat transfer*. New York, USA : Wiley, 1987 (A Wiley-Interscience publication)
- [Kau02] Kautsch ; Dreyer ; Hengsberger et al.: Thermisch-hygrisches Verhalten von GlasDoppelFassaden unter solarer Einwirkung - Theorieevaluierung durch Vorort-Messung / Bundesministerium für Verkehr, Innovation und Technologie. Graz, Dezember 2002. – Projektbericht im Rahmen der Programmlinie "Haus der Zukunft". – Berichte aus Energie- und Umweltforschung 36/2002
- [Kay04] Kays, William M. ; Crawford, Michael E. ; Weigand, Bernhard: *Convective Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill Professional, 2004

- [Kha01] Khalifa, Abdul-Jabbar N.: Natural convective heat transfer coefficient - a review, I. Isolated vertical and horizontal surfaces. In: *Energy Conversion and Management* 42 (2001), S. 491–504
- [Kin09] Kinzelbach, Wolfgang ; Holzner, Markus ; Beffa, Vornel: Numerical Hydraulics. Block 2: Turbulence Modelling / Institut für Hydromechanik und Wasserwirtschaft - ETH Zürich. Version: 2009. http://www.ifu.ethz.ch/GWH/education/graduate/Hydraulik_II/Vorlesungen. Zürich, Schweiz, 2009
- [Kne05] Kneer, Prof. Dr.-Ing. R.: Wärme- und Stoffübertragung / Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung, RWTH Aachen. Version: 2005. <http://www.wsa.rwth-aachen.de/>. Aachen, 2005 (Ausgabe WS 2005/2006)
- [Kra01] Krafczyk, Manfred: *Gitter-Boltzmann-Methoden: Von der Theorie zur Anwendung*. München, Lehrstuhl für Bauinformatik, Fachbereich Bauingenieur- und Vermessungswesen, Technische Universität München, Habilitationsschrift, 2001
- [Kre58] Kreith, Frank ; Obert, Edward F. (Consulting Ed.): *Principles of heat transfer*. Scranton, PA, USA : International Textbook Company, 1958
- [Lar05] Larsson, Stig ; Thomée, Vidar: *Partielle Differentialgleichungen und numerische Methoden*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2005
- [Lau09] Lauterbach Verfahrenstechnik (Hrsg.): *Handbuch zum Programm PROPER*. Eggenstein-Leopoldshafen: Lauterbach Verfahrenstechnik, Januar 2009. <http://www.lv-soft.de>
- [Löb04] Löbber, Anke ; Pohl, Klaus D. ; Thomas, Klaus-Werner: *Brandschutzplanung für Architekten und Ingenieure mit beispielhaften Konzepten für alle Bundesländer*. 4. Auflage. Köln : Rudolf Müller Verlag, 2004
- [Lic04] Lichte, Ulf: *Klimatische Temperatureinwirkungen und Kombinationsregeln bei Brückenbauwerken*. Institut für Konstruktiven Ingenieurbau, Universität der Bundeswehr München, München, Dissertation, 2004
- [Lie04] Lienhard IV, John H. ; Lienhard V, John H.: *A Heat Transfer Textbook*. 3rd Edition. Version 1.22. Cambridge, Massachusetts, USA : Phlogiston Press, 2004 <http://web.mit.edu/lienhard/www/ahtt.html>
- [Lin90] Lin, H.-T. ; Yu, W.-S. ; Chen, C.-C.: Comprehensive correlations for laminar mixed convection on vertical and horizontal flat plates. In: *Wärme- und Stoffübertragung* (1990), Nr. 25, S. 353–359
- [Lin05] Linteris, G. ; Gewuerz, L. ; McGrattan, K. ; Forney, G.: *Modeling Solid Sample Burning, Fire Safety Science - Proceedings of the Eight International Symposium*. Seite 625-636, International Association for Fire Safety Science, 2005
- [Llo74] Lloyd, J. R. ; Moran, W. R.: Natural Convection Adjacent to Horizontal Surfaces of Various Planforms. In: *ASME Paper 74-WA/HT-66* (1974)
- [Loh05] Lohmeyer, Gottfried C. ; Bergmann, Heinz ; Post, Matthias: *Praktische Bauphysik. Eine Einführung mit Berechnungsbeispielen*. 5. Auflage. Wiesbaden : B. G. Teubner Verlag, 2005

- [Luf02] Luft, Prof. G.: Chemische Technologie II / Ernst Berl-Institut für Technische und Makromolekulare Chemie, TU Darmstadt. Version:2002. http://www.ct.chemie.tu-darmstadt.de/local/vorlesungen_de.html. Darmstadt, 2002
- [Löw07] Löwenberg, M. F.: *Wärmeübergang von Wasser in vertikalen Rohrströmungen bei überkritischem Druck*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2007
- [Mah07] Mahgerefteh, Haroun ; Abbasi, Muhammad U.: Modeling Blowdown of Pipelines Under Fire Attack. In: *AIChE Journal* 53 (2007), September, Nr. 9, S. 2443–2450
- [Mar89] Marsal, Dietrich: *Finite Differenzen und Elemente*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 1989
- [Mar95] Marek, Rudi ; Götz, Werner: *Numerische Lösung von Partiellen Differentialgleichungen mit Finiten Differenzen*. Buchloe : Moreno-Verlag, 1995
- [Mar07] Marek, Rudi ; Nitsche, Klaus: *Praxis der Wärmeübertragung. Grundlagen - Anwendungen - Übungsaufgaben*. München : Carl Hanser Verlag, 2007
- [Max98] Max, Ulrich ; Lebeda, Christian: *Referenzhandbuch MRFC*. Bruchsal / Wien : Arbeitsgemeinschaft Brandsicherheit (AGB), 1998
- [McA54] McAdams, William H.: *Heat transmission*. 3rd Edition. New York, N. Y., USA : McGraw-Hill, 1954 (McGraw-Hill series in chemical engineering)
- [McG06a] McGrattan, Kevin ; National Institute of Standards and Technology (Hrsg.): *Fire Dynamics Simulator (Version 4), Technical Reference Guide, NIST Special Publication 1018*. Gaithersburg, Maryland, USA: National Institute of Standards and Technology, 2006
- [McG06b] McGrattan, Kevin ; Forney, Glenn ; National Institute of Standards and Technology (Hrsg.): *Fire Dynamics Simulator (Version 4), User's Guide, NIST Special Publication 1019*. Gaithersburg, Maryland, USA: National Institute of Standards and Technology, 2006
- [McG07a] McGrattan, Kevin ; Hostikka, Simo ; Floyd, Jason ; Baum, Howard ; Rehm, Ronald ; National Institute of Standards and Technology (Hrsg.): *Fire Dynamics Simulator (Version 5), Technical Reference Guide, NIST Special Publication 1018-5*. Gaithersburg, Maryland, USA: National Institute of Standards and Technology, 2007
- [McG07b] McGrattan, Kevin ; Klein, Bryan ; Hostikka, Simo ; Floyd, Jason ; National Institute of Standards and Technology (Hrsg.): *Fire Dynamics Simulator (Version 5), User's Guide, NIST Special Publication 1019-5*. Gaithersburg, Maryland, USA: National Institute of Standards and Technology, 2007
- [Mer00] Merker, Günter P. (Hrsg.) ; Baumgarten, Carsten (Hrsg.): *Fluid- und Wärmetransport - Strömungslehre*. 1. Auflage. Stuttgart : Teubner-Verlag, 2000
- [Mil99] Mills, A. F.: *Heat Transfer*. Second Edition. Upper Saddle River, New Jersey, USA : Prentice Hall, 1999

- [Min06] Minkowycz, W. J. (Hrsg.) ; Sparrow, E. M. (Hrsg.) ; Murthy, J. Y. (Hrsg.): *Handbook of numerical heat transfer*. 2nd Edition. Hoboken, New Jersey, USA : Wiley, 2006 (Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences)
- [Mit81] Mitler, Henri E. ; Emmons, Howard W.: *Documentation for CFC V, the Fifth Harvard Computer Code. NBS-GCR-81-344*. Washington, DC, USA : National Bureau of Standards, 1981
- [Mor94] Morton, K. W. ; Mayers, D. F.: *Numerical Solution of Partial Differential Equations*. Cambridge : Cambridge University Press, 1994
- [MS00] Müller-Steinhagen, Hans: Wärme- und Stoffübertragung WS 2000/2001 / Institut für Thermodynamik und Wärmetechnik - Universität Stuttgart. Version:2000. <http://www.itw.uni-stuttgart.de/lehre/lehrveranstaltungen/wus.php#umdruck>. Stuttgart, 2000
- [MSS06] Müller-Steinhagen, Hans ; Spindler, Klaus: Wärme- und Stoffübertragung WS 2006/07 / Institut für Thermodynamik und Wärmetechnik - Universität Stuttgart. Version:2006. <http://www.itw.uni-stuttgart.de/lehre/lehrveranstaltungen/wus.php#umdruck>. Stuttgart, 2006
- [Mun06] Munz, Claus-Dieter ; Westermann, Thomas: *Numerische Behandlung gewöhnlicher und partieller Differentialgleichungen, Ein interaktives Lehrbuch für Ingenieure*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2006 (ISBN 978-3-540-29867-0)
- [NFP07] *NFPA 204 - Standard for Smoke and Heat Venting*. 2007 Edition. USA, 2007
- [NMA95] *Improved fire- and smoke-resistant materials for commercial aircraft interiors : a proceedings*. Proceedings of a Conference on Fire and Smoke Resistant Materials held at the National Academy of Sciences on November 8-10, 1994. Committee on Fire and Smoke Resistant Materials for Commercial Aircraft Interiors, National Materials Advisory Board, Commission on Engineering and Technical Systems, National Research Council, Washington, D.C., USA : National Academy Press, 1995 (Publication NMAB-477-2)
- [Nol05] Nolte, Sascha: *Eine Methode zur Simulation der Temperatur- und Strömungsverteilung in lichttechnischen Geräten*, Universität Paderborn, Dissertation, 2005
- [Nor70] Norris, R. H.: Some simple approximate heat transfer correlations for turbulent flow in ducts with rough faces. In: *Augmentation of convective heat and mass transfer : papers presented at a session held during the ASME Winter Annual Meeting 1970 (1970)*, New York : American Society of Mechanical Engineers, S. 16–25
- [Nun56] Nunner, Wolfgang: Wärmeübergang und Druckabfall in rauen Rohren. In: *VDI-Forschungsheft 455, Ausgabe B, Band 22 (1956)*, S. 3–39
- [OECD05] OECD PRISME: *A Project to Investigate Fire Propagation by Means of Experiments and Analysis Relevant for Nuclear Power Plant Applications, Draft Agreement on the Organization for Economic Co-Operation and Development (OECD) PRISME Project*. 2005

- [Oer95] Oertel, Herbert J. ; Laurien, Eckart: *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 1995
- [Oum99] Oumeraci, Hocine: *Hydromechanik / Leichtweiß-Institut für Wasserbau - Abt. Hydromechanik und Küsteningenieurwesen - TU Braunschweig*. Version: 1999. <http://www.lwi.tu-bs.de/hyku/>. Braunschweig, 1999 (Ausgabe April 1999)
- [Par91] Parker, Danny ; Fairey, Phillip ; Gu, Lixing: *A Stratified Air Model for Simulation of Attic Thermal Performance*. 1679 Clearlake Road, Cocoa, Florida 32922, USA : Florida Solar Energy Center/University of Central Florida, 1991 (FSEC-PF-226-91). www.fsec.ucf.edu/en/publications/html/FSEC-PF-226-91/index.htm
- [Par05] Parker, Danny: *Technical Support for Development of an Attic Simulation Model for the California Energy Commission*. 1679 Clearlake Road, Cocoa, Florida 32922, USA : Florida Solar Energy Center/University of Central Florida, 2005 (FSEC-CR-1526-05)
- [Pat80] Patankar, Suhas V.: *Numerical Heat Transfer Transfer and Fluid Flow*. New York, N. Y., USA : Hemisphere Publishing Corporation, 1980 (Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences)
- [Pea55] Peaceman, D. W. ; Rachford, H. H. Jr.: The numerical solution of parabolic and elliptic differential equations. In: *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics* 3 (1955), Nr. 1, S. 28–41
- [Pea79] Peavy, Bradley A.: A model for predicting the thermal performance of ventilated attic-ceiling-roof combinations. In: Reppert, Mary H. (Hrsg.): *Summer Attic and Whole-House Ventilation*. Washington, USA : National Bureau of Standards, 1979 (Special Publication 548)
- [Pol05] Polifke, Wolfgang ; Kopitz, Jan: *Wärmeübertragung, Grundlagen, analytische und numerische Methoden*. München : Pearson Studium, 2005
- [Pop90] Pop, I. ; Gorla, R. S. R.: Mixed convection similarity solutions of a non-Newtonian fluid on a horizontal surface. In: *Wärme- und Stoffübertragung* (1990), Nr. 26, S. 57–63
- [Pra04] Prasad, Kuldeep ; Baum, Howard: *Simulating the Coupled Fire, Thermal, Structural Response of World Trade Center Towers*. National Institute of Standards and Technology (NIST), Gaithersburg, Maryland, USA, 2004
- [Pra05] Prasad, Kuldeep ; Baum, Howard: *Federal Building and Fire Safety Investigation of the World Trade Center Disaster. Fire Structure Interface and Thermal Response of World Trade Center Towers. NIST NCSTAR 1-5G*. Gaithersburg, Maryland, USA : National Institute of Standards and Technology (NIST), 2005
- [Pre72] Presser, K. H.: Die Stoffübertragung fest-gasförmig bei laminarer freier Konvektion. In: *Wärme- und Stoffübertragung* 5 (1972), Nr. 4, S. 220–228
- [Rec97] Recknagel, Hermann ; Sprenger, Eberhard ; Schramek, Ernst-Rudolf: *Taschenbuch für Heizung und Klimatechnik, einschließlich Warmwasser- und Kältetechnik*. Bd. 97/98. 68. Auflage. München : Oldenbourg Verlag, 1997

- [Rec07] Recknagel, Hermann ; Schramek, Ernst-Rudolf: *Taschenbuch für Heizung und Klimatechnik, einschließlich Warmwasser- und Kältetechnik*. Bd. 07/08. 73. Auflage. München : Oldenbourg Verlag, 2007
- [Rei05] Reich, G. ; Wieler, R.: Wärmeübertragung / Fachhochschule Augsburg. Version: 2005. <http://www.hs-augsburg.de/fakultaet/maschinenbau/kontakt/index.htm1>. Augsburg, 2005 (Ausgabe 3.0)
- [Rie07] Riese, Olaf: *Ein Brandausbreitungsmodell für Kabel*. Braunschweig, 2007 (Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, Heft 201)
- [Roc90] Rockett, J. A. ; National Institute of Standards and Technology (Hrsg.): *Using the Harvard/National Institute of Standards and Technology Mark VI Fire Simulation, NISTIR 4464*. Gaithersburg, Maryland, USA: National Institute of Standards and Technology, 1990
- [Roh73] Rohsenow, Warren M. ; Hartnett, James P.: *Handbook of Heat Transfer*. New York, USA : McGraw-Hill Book Comp., 1973
- [Roh98] Rohsenow, Warren M. ; Hartnett, James P. ; Cho, Young I.: *Handbook of Heat Transfer*. Third Edition. New York, USA : McGraw-Hill Professional, 1998
- [Ros76] Rosencwaig, Allan ; Gersho, Allen: Theory of the photoacoustic effect with solids. In: *Journal of Applied Physics* 47 (1976), Januar, Nr. 1, S. 64–69
- [Rub06] Rubini, P.: *SOFIE - Simulation of Fires in Enclosures*. Cranfield University, Cranfield, UK, 2006
- [Röw08] Röwekamp, Marina ; Dreisbach, Jason ; Klein-Heßling, Walter ; McGratten, Kevin ; Miles, Stewart ; Plys, Martin ; Riese, Olaf: *International Collaborative Fire Modeling Project (ICFMP), Summary of Benchmark Exercises No. 1 to 5*. Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, 2008
- [Ryb89a] Rybanin, S. S. ; Sobolev, S. L.: Velocity and combustion limits in a thermally thin condensed substance layer undergoing heat exchange with an inert medium. In: *Combustion, Explosion and Shock Waves* 25 (1989), September, Nr. 5, S. 524–531
- [Ryb89b] Rybanin, S. S. ; Sobolev, S. L.: Velocity and limits of combustion of a thermally thick condensed substance layer exchanging heat with an inert medium. In: *Combustion, Explosion and Shock Waves* 25 (1989), September, Nr. 5, S. 531–540
- [Sag06] Sagaut, Pierre ; Deck, Sebastien ; Terracol, Marc: *Multiscale and Multiresolution Approaches in Turbulence*. London, UK : Imperial College Press, 2006
- [Sch55] Schlichting, H.: *Boundary Layer Theorie*. New York : translated by J. Kestin, Pergamon Press, 1955
- [Sch03] Schröder, Ralph ; Zanke, Ulrich: *Technische Hydraulik - Kompendium für den Wasserbau*. 2. Auflage. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2003
- [Sch06] Schlichting, Hermann ; Gersten, Klaus: *Grenzschicht-Theorie*. 10., überarbeitete Auflage. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2006

- [Sch08a] Schneider, Ullrich: Strahlungsberechnung in Brandräumen: Entzündung brennbarer Objekte durch Rauchgas- und Flammenstrahlung - Teil 1. In: *vfdb Zeitschrift* 3 (2008), S. 129–144
- [Sch08b] Schneider, Ullrich: Strahlungsberechnung in Brandräumen: Entzündung brennbarer Objekte durch Rauchgas- und Flammenstrahlung - Teil 2. In: *vfdb Zeitschrift* 4 (2008), S. 159–173
- [Sta97] Staggs, J. E. J.: A Discussion of Modelling Idealised Ablative Materials with Particular Reference to Fire Testing. In: *Fire Safety Journal* 28 (1997), S. 47–66
- [Ste88a] Stein, Werner A.: Eine neue Gleichung für den Wärme- und den Stoffübergang in durchströmten Rohren (Teil 1). In: *Forschung im Ingenieurwesen* 54 (1988), S. 117–122
- [Ste88b] Stein, Werner A.: Eine neue Gleichung für den Wärme- und den Stoffübergang in durchströmten Rohren (Teil 2). In: *Forschung im Ingenieurwesen* 54 (1988), S. 161–168
- [Ste89] Steinert, Carola: Zwischenbericht zum Forschungsvorhaben Bestimmung der Wärmeübergangsbedingungen auf Bauteile in Brandfällen / Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz - Technische Universität Braunschweig. Braunschweig, 1989. – Forschungsbericht
- [Ste02] Steirück, Herbert: Grundlagen der numerischen Strömungsmechanik - SS 2002 / Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung, Technische Universität Wien. Version: 2002. <http://cdlab2.fluid.tuwien.ac.at/LEHRE/322012/index.html>. Wien, 2002
- [Sua08] Suard, Sylvain ; Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) (Hrsg.): *ISIS*. Cadarache, Frankreich: Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), 2008
- [Swa05] Swanson Analysis Systems, Inc. (Hrsg.): *CFX-10, User Documentation*. Houston, USA: Swanson Analysis Systems, Inc., 2005
- [Swa07] Swanson Analysis Systems, Inc. (Hrsg.): *Ansys Rev. 11*. Houston, USA: Swanson Analysis Systems, Inc., 2007
- [Tew88] Tewarson, Archie: Generation of heat and chemical compounds in fires. In: *The SFPE Handbook of Fire Protection Engineering* (1988), Quincy, Massachusetts, USA : The National Fire Protection Association Press, S. 1–179 bis 1–199, Kapitel 1–13
- [Tor04] Torero, Jose L. ; Steinhaus, Thomas: Applications of Computer Modelling to Fire Safety Design - Gebrauch von Computermodellen bei der brandschutztechnischen Auslegung. In: *53. Jahrestagung der Vereinigung zur Förderung des Deutschen Brandschutzes e.V.* Essen : Vereinigung zur Förderung des Deutschen Brandschutzes e.V., 1.-4. Juni 2004
- [Tve02] Tveito, Aslak ; Winther, Ragnar: *Einführung in partielle Differentialgleichungen - Ein numerischer Zugang*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2002

- [Van05] Van der Kraan, Martijn: *Process and Equipment Development for Textile Dyeing in Supercritical Carbon Dioxide*. Delft, TU Delft, Dissertation, 2005
- [VDI06] *VDI-Wärmeatlas*. 10. Auflage. Berlin, Heidelberg : Verein Deutscher Ingenieure VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC), Springer-Verlag, 2006
- [VKF03] *Brandschutzrichtlinie - Lufttechnische Analgen*. 26-03d (26.03.2003). Bern, Schweiz : Vereinigung Kantonalen Feuerversicherungen (VKF), 2003
- [Wes01] Westermann, Thomas: *Mathematik für Ingenieure mit Maple - Band 2*. 2. Auflage. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2001
- [Wic04] Wickström, Ulf: Heat transfer by radiation and convection in fire testing. In: *Fire and Materials* 28 (2004), S. 411–415
- [Wic07] Wickström, Ulf ; Duthinh, Dat ; McGrattan, Kevin: Adiabatic Surface Temperature for Calculating Heat Transfer to Fire Exposed Structures. In: *Conference Proceedings, interflam 2007, 11th International Fire Science & Engineering Conference*. London, UK : Interscience Communications, 3-5th September 2007
- [Wil78] Wilde, Karl: *Wärme- und Stoffübergang in Strömungen*. 2. Auflage. Darmstadt : Dr. Dietrich Steinkopff-Verlag, 1978
- [Wre06] Wren, Carl D. ; Ezekoye, Ofodike A.: *FDS/Smokeview Models. Struggles and Triumphs in Public Safety Applications. AHJ and Scientific Perspectives*. Austin Fire Department, Engineering Services Section and University of Texas, Mechanical Engineering Department, USA, 2006
- [Yan99] Yan, Zhenghua: *Numerical Modeling of Turbulent Combustion and Flame spread*. Lund (Schweden), Center of Combustion and Science Technology and Department of Fire Safety Engineering, Lund University, Dissertation, 1999
- [Yeo09] Yeoh, Guan H. ; Yuen, Kwok K.: *Computational Fluid Dynamics in Fire Engineering*. Burlington, USA and Oxford, UK : Butterworth-Heinemann, Elsevier Inc., 2009
- [Zeh04] Zehfuß, Jochen: *Bemessung von Tragsystemen mehrgeschossiger Gebäude in Stahlbauweise für realistische Brandbeanspruchung*. Braunschweig, 2004 (Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, Heft 175)
- [Zho00] Zhong, Feng-quan ; Liu, Nan-sheng ; Lu, Xi-yun ; Tong, Bing-gang: Large Eddy Simulation of Stratified Turbulent Channel Flow with a Dynamic Subgrid-Scale Model. In: *Journal of Shanghai University (English Edition)* 4 (2000), Nr. 2, S. 87–91

Anhang

Im nachfolgenden Anhang sind ergänzende Arbeiten sowie Sonderfragestellungen zusammengestellt. Diese sind für das Verständnis dieser Arbeit wesentlich oder gehen in einigen Fällen über die im Hauptteil bearbeiteten Aufgabenstellungen hinaus.

Anhang A: Mathematische Grundlagen

Anhang B: Einfluss der Heißgaszusammensetzung auf den Wärmeübergangskoeffizienten

Anhang C: Berücksichtigung von rauen Oberflächen in Rohren und Kanälen

Anhang D: Ergänzende Eingangs- und Steuergrößen in FDS (Version 5)

Anhang E: Inputgenerator für FDS (Version 5)

A Mathematische Grundlagen

In der vorliegenden Arbeit werden diverse mathematische Konstrukte und Umformungen verwendet bzw. durchgeführt, sodass im Folgenden die bedeutendsten nochmals kurz aufgeführt und zusammengefasst werden sollen.

A.1 Gradient und Divergenz

Die beiden mathematischen Operationen *Gradient* und *Divergenz* spielen eine bedeutende Rolle bei der Entwicklung des Wärmetransportmodells, sodass sie im Folgenden nochmals in Erinnerung gerufen werden sollen.

Gradient eines Skalarfeldes (∇ -Operator)

Im allgemeinen n -dimensionalen Raum \mathbb{R}^n ergibt das Produkt des ∇ -Operators (*Nabla-Operator*) mit einem Skalarfeld f dessen Gradienten, d. h.

$$\nabla f = \text{grad } f = \left(\frac{\partial f}{\partial x_1}, \dots, \frac{\partial f}{\partial x_n} \right). \quad (\text{A.1})$$

Im speziellen dreidimensionalen Fall ($n = 3$) mit kartesischen Koordinaten lässt sich dies vereinfachen zu

$$\nabla f = \text{grad } f = \left(\frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z} \right) = \frac{\partial f}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial f}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial f}{\partial z} \vec{e}_z. \quad (\text{A.2})$$

Divergenz eines Vektorfeldes (∇ -Operator)

Im allgemeinen n -dimensionalen Raum \mathbb{R}^n ergibt das Skalarprodukt des ∇ -Operators (*Nabla-Operator*) mit einem Vektorfeld \vec{F} bzw. \mathbf{F} dessen Divergenz, d. h.

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \text{div } \mathbf{F} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial F_i}{\partial x_i}. \quad (\text{A.3})$$

Im speziellen dreidimensionalen Fall mit kartesischen Koordinaten lässt sich dies wiederum vereinfachen zu

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \text{div } \mathbf{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}. \quad (\text{A.4})$$

Divergenz des Gradienten eines Skalarfeldes (Δ -Operator)

Der Δ -Operator (*Laplace-Operator*) für ein Skalarfeld f lässt sich allgemein in der Form

$$\Delta f = \operatorname{div}(\operatorname{grad} f) = \nabla \cdot \nabla f = \nabla^2 f \quad (\text{A.5})$$

angeben. Im speziellen dreidimensionalen Fall mit kartesischen Koordinaten lässt sich dies vereinfachen zu

$$\Delta f(x, y, z) = \operatorname{div}(\operatorname{grad} f(x, y, z)) = \nabla \cdot \nabla f(x, y, z) = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}. \quad (\text{A.6})$$

A.2 Gauß'scher Integralsatz (Divergenztheorem)

Der *Gauß'sche Integralsatz*, der vielfach auch als *Divergenztheorem* bezeichnet wird, lässt sich in seiner allgemeinen Form wie folgt darstellen:

$$\int_{\Omega} \operatorname{div} \vec{F} \, d^{(n)}V = \oint_{\Gamma} \vec{F} \cdot \vec{n} \, d^{(n-1)}S. \quad (\text{A.7})$$

Im dreidimensionalen Fall ($n = 3$) und nach geeigneter Vereinfachung der Schreibweise ergibt sich hieraus

$$\int_{\Omega} \nabla \cdot \mathbf{F} \, dV = \oint_{\Gamma} \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} \, dS. \quad (\text{A.8})$$

A.3 Taylorreihe

Unter der Voraussetzung, dass I ein reelles Intervall und $f : I \rightarrow \mathbb{R}$ eine beliebig oft differenzierbare Funktion ist, wird die unendliche Reihe

$$\begin{aligned} P_f(x) &= f(a) + \frac{f'(a)}{1!} (x - a) + \frac{f''(a)}{2!} (x - a)^2 + \dots + \frac{f^{(n)}(a)}{n!} (x - a)^n + \dots \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^{(n)}(a)}{n!} (x - a)^n \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

als *Taylorreihe* von f mit dem Entwicklungspunkt a bezeichnet, wobei ferner $a \in I$ zu erfüllen ist. Hierin sind $f^{(n)}(a)$ die n -te Ableitung von f an der Stelle a - dem Punkt, in dessen Umgebung das Verhalten der Funktion untersucht werden soll -, wobei im Speziellen $f^{(0)}(a) := f(a)$ ist, und $n!$ die Fakultät von n , d. h. $n! = 1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot \dots \cdot n$.

Sogenannte *Taylorpolynome* sind ein vielfach verwendetes Werkzeug der Mathematik, der Physik und auch der Ingenieurwissenschaften. Ein Taylorpolynom kann allgemein in der Form

$$T_n(x) = f(a) + \frac{f'(a)}{1!} (x - a) + \dots + \frac{f^{(n)}(a)}{n!} (x - a)^n \quad (\text{A.10})$$

angegeben werden und entspricht folglich einer Partialsumme von (A.9), die für ein definiertes a ein Polynom in der Variablen x darstellt. Ein ganz spezielles Taylorpolynom wird aus den ersten beiden Termen der Taylorreihe gebildet,

$$T_1(x) = f(a) + \frac{f'(a)}{1!} (x - a). \quad (\text{A.11})$$

Dieser Ausdruck wird auch als *Linearisierung von f an der Stelle a* bezeichnet.

B Einfluss der Heißgaszusammensetzung auf den Wärmeübergangskoeffizienten

Im Zusammenhang mit dem Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen fester Phase und Gasphase werden eine Reihe von Stoffwerten für die Gasphase benötigt. Diese Stoffwerte sind im Allgemeinen temperatur- und druckabhängig, wobei diese Abhängigkeit unterschiedlich stark ausgeprägt ist. Während für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Lüftungskanäle bereits aufgrund ihrer Definition die Gasphase offenkundig aus Luft in der reinen, natürlichen Zusammensetzung besteht, verändert sich Letztere im Brandraum bzw. in Brandnähe beispielsweise durch eine Erhöhung des Kohlendioxid- zulasten des Sauerstoffanteils infolge der Verbrennungsprozesse. Ferner sind einerseits mit einem Brandgeschehen direkt Änderungen der Druckverhältnisse verknüpft und treten andererseits innerhalb von Lüftungskanälen bereits aufgrund des Betriebes entsprechende Änderungen zum natürlichen Atmosphärendruck auf.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird untersucht, welchen Einfluss die Heißgaszusammensetzung bzw. die Veränderung der reinen, natürlichen Zusammensetzung infolge eines Brandes auf den Wärmeübergangskoeffizienten hat. Ferner soll die Frage beantwortet werden, in welcher Größenordnung die zu erwartenden Abweichungen liegen, wenn in diesem Zusammenhang anstatt der mit der exakt vorhandenen Heißgaszusammensetzung ermittelten Stoffwerte, jene Stoffwerte von *normaler* Luft verwendet werden. Diese Untersuchung wird anhand von Berechnungsergebnissen des Anwendungsbeispiels (vgl. Kapitel 6) durchgeführt. Der zweite Abschnitt befasst sich mit der Frage, inwieweit sich die Änderungen der Druckverhältnisse auf die Stoffwerte der Gasphase auswirken.

B.1 Einfluss der Zusammensetzung

Wie bereits in Abschnitt 6.4 angedeutet, wurden während der Simulation die zeitlichen Verläufe sämtlicher Komponenten der Brandraum- und Nachbarraumatmosfera (O_2 , CO , CO_2 usw.) aufgezeichnet. Da im vorliegenden Anwendungsbeispiel eine Übertragung von Brandgasen in den Nachbarraum aufgrund der Trennwand und des im Brandraum geschlossenen Lüftungskanals ausgeschlossen werden kann, liegt dort ebenso wie im Lüftungskanal selbst als Gasphase Luft in der reinen, natürlichen Zusammensetzung vor. Infolge dessen wird die Untersuchung auf insgesamt acht, an den Wänden sowie an Boden und Decke, d. h. an ebenen Oberflächen, angeordneten Auswertepunkte im Brandraum beschränkt. Des Weiteren kann eine Einschränkung auf den erzwungenen konvektiven Wärmeübergang (an ebenen Oberflächen) erfolgen, da gemäß Abschnitt 3.2 beim freien konvektiven Wärmeübergang an

horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen lediglich die Orientierung sowie die Temperaturdifferenz zwischen Gasphase und Oberfläche der festen Phase, nicht aber die genaue Charakteristik der Gasphase, d. h. deren exakte Zusammensetzung, von Bedeutung sind. Die in diesem Abschnitt angegebenen Beziehungen wurden ursprünglich auf der Basis von experimentellen Daten für Luft korreliert.

Untersucht werden im Folgenden die drei Auswertzeitpunkte 120 s, d. h. im Anstieg des Brandverlaufs, 300 s in Analogie zu Kapitel 6 und 540 s, also in etwa zur Mitte des vorgegebenen Brandes. Die Auswertpunkte im Brandraum befinden sich sowohl im oberen als auch im unteren Bereich des Raumes und decken damit hohe und niedrige Temperaturen sowie Geschwindigkeiten ab. Aus den Simulationsergebnissen wurden die zu den gewählten Zeitpunkten an den gewählten Auswertpunkten auftretenden Geschwindigkeiten und Temperaturen der Gasphase sowie die Heißgaszusammensetzung in Form von Massenanteilen bestimmt. Mit den Temperaturen der Gasphase war es unter Anwendung der Tabellen in [VDI06] sowie des Programms *PROPER* [Lau09] möglich, die temperaturabhängigen Stoffwerte für Luft einerseits und für die einzelnen Komponenten des Heißgasgemisches andererseits zu bestimmen. Als Druck wurde Normaldruck, d. h. $p = 1 \text{ bar}$, angenommen (vgl. Abschnitt B.2). Mit den ermittelten Massenanteilen¹ wurden über eine massenanteilige Mittelwertbildung anschließend die Stoffwerte des Heißgasgemisches errechnet. Aus den Stoffwerten und den Geschwindigkeiten der Gasphase ließen sich abschließend die Wärmeübergangskoeffizienten für Luft einerseits und das Heißgasgemisch andererseits entsprechend Kapitel 3 bestimmen und einander gegenüberstellen. Als Kontrolluntersuchung für diese Vorgehensweise und zur Bestimmung der Unsicherheit wurden die Wärmeübergangskoeffizienten einerseits für Luft als Ganzes und andererseits für Luft als Gemisch der Einzelkomponenten bestimmt und mit einer Abweichung von lediglich etwa 2 % erfolgreich gegenübergestellt. Das Vorgehen kann daher als qualifiziert bezeichnet werden.

Als Ergebnis dieser umfangreichen Untersuchung kann festgestellt werden, dass die Abweichungen in den Wärmeübergangskoeffizienten, berechnet mit der exakten Heißgaszusammensetzung einerseits und den Stoffwerten für *normale* Luft andererseits, auf maximal 6,6 % begrenzt bleiben. Diese ohnehin bereits geringe Abweichung liegt jedoch auch deutlich innerhalb des Ungenauigkeitsbereichs, der in Verbindung mit der Anwendung der *Nu*-Korrelationen allgemein vorhanden ist. Die große Ähnlichkeit der Werte ist nicht überraschend, sondern das folgerichtige Ergebnis der Tatsache, dass der mit über 75 % deutlich größte Anteil der Luftzusammensetzung dem Stickstoff zuzuordnen ist. Da dieser sich jedoch (nahezu ²) inert verhält, d. h. reaktionsträge ist und unter den jeweiligen gegebenen Bedingungen mit potenziellen Reaktionspartnern nicht oder nur in verschwindend geringem Maße reagiert, bleibt dessen Anteil auch im Heißgasgemisch erhalten. Eine Änderung der Zusammensetzung erfolgt daher ledig-

¹ Aufgrund der vernachlässigbar geringen Anteile von Kohlenmonoxid (*CO*), Ruß und Wasserstoff (*H₂*), welcher insbesondere bei hohen Temperaturen ohne Katalysator mit Sauerstoff zu Wasser reagiert, können diese Komponenten im Heißgasgemisch unberücksichtigt bleiben. Gleiches gilt im Allgemeinen für den Anteil des Brennstoffs im Gemisch. Das Heißgasgemisch setzt sich daher im Wesentlichen aus Sauerstoff (*O₂*), Stickstoff (*N₂*), Wasser bzw. Wasserdampf (*H₂O*) und Kohlendioxid (*CO₂*) zusammen. Weitere Massenanteile sind im entstehenden Heißgasgemisch den Berechnungsergebnissen nicht zu entnehmen bzw. nicht vorhanden, da im vorliegenden Brennstoff keine anderen Atome als Kohlenstoff, Wasserstoff, Sauerstoff oder Stickstoff enthalten sind. Letzteres gilt für viele übliche Brandlasten, wie Holz oder Benzin.

² Unter normalen Umgebungsbedingungen sind keine chemischen Reaktionen zu erwarten.

lich im übrigen geringen Anteil. Weiterhin ist die Abnahme des Sauerstoffanteils beschränkt, da eine untere physikalische Grenze existiert, bei der eine Verbrennung überhaupt noch möglich ist. Unterhalb dieser Grenze, die etwa bei 5 Vol.-% O_2 angesiedelt werden kann, findet keine Verbrennung mehr statt. Die Zunahme der Anteile der Verbrennungsprodukte (z. B. CO_2) ist infolgedessen ebenso beschränkt. Die Änderung der Zusammensetzung infolge eines Brandes ist folglich nicht beliebig möglich und findet in beschränktem Maße statt. Da sich ferner bei der Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten Änderungen in den Stoffwerten aufgrund von Änderungen der Zusammensetzung teilweise gegenseitig ausgleichen, ergeben sich Abweichungen in der zuvor angegebenen, lediglich geringen Höhe. Diese hervorragende Übereinstimmung erlaubt die Vereinfachung, im Bereich des konvektiven Wärmeübergangs und bei der Bestimmung der erforderlichen Wärmeübergangskoeffizienten mit den Stoffwerten von *normaler* Luft zu arbeiten, anstatt den ebenso möglichen aber vergleichsweise aufwendigeren Weg über die exakte Heißgaszusammensetzung beschreiten zu müssen. Als ein weiterer interessanter Effekt ist zu beobachten, dass mit zunehmender Branddauer in diesem Anwendungsbeispiel die Abweichungen in den Wärmeübergangskoeffizienten stets, d. h. an sämtlichen Auswertepunkten, abnehmen. An dieser Stelle könnten gegebenenfalls zukünftige Untersuchungen anschließen.

Um die Übertragbarkeit der vorangegangenen Vorgehensweise zu überprüfen, wurde eine Variationsrechnung zum Anwendungsbeispiel aus Kapitel 6 durchgeführt, bei der das Brandgut durch Flaschen aus PVC (C_2H_3Cl) ersetzt wurde. Das Brandszenario und der Brandverlauf wurden wiederum anhand von [Hos09] entwickelt, wo entsprechende Angaben für ein solches Brandgeschehen dokumentiert sind. Es können wie zuvor die Massenanteile einiger Komponenten des Heißgasgemisches aufgrund der vernachlässigbar geringen Größe unberücksichtigt bleiben, sodass sich auch hier das Heißgasgemisch im Wesentlichen aus Sauerstoff (O_2), Stickstoff (N_2), Wasser bzw. Wasserdampf (H_2O) und Kohlendioxid (CO_2) zusammensetzt. Infolge des Vorhandenseins von Chlor in der Verbindung des Brennstoffes sind nun jedoch ein zusätzlicher Massenanteil sowie die entsprechenden Stoffwerte für Chlor (Cl_2) zu berücksichtigen.

Die Gegenüberstellung der Wärmeübergangskoeffizienten, berechnet mit der exakten Heißgaszusammensetzung einerseits und den Stoffwerten für *normale* Luft andererseits, zeigt auf maximal 9,3 % begrenzt bleibende Abweichungen. Wie zuvor liegen diese deutlich innerhalb des Ungenauigkeitsbereichs, der in Verbindung mit der Anwendung der *Nu*-Korrelationen allgemein vorhanden ist. Die ein wenig höheren Werte ergeben sich folgerichtig aufgrund des zusätzlichen Chlor-Massenanteils, da dieser Stoff in *normaler* Luft nicht vorhanden ist. Insgesamt zeigen sich für beide betrachteten Fälle Abweichungen von unter 10 %, sodass die Übertragbarkeit bzw. allgemeine Anwendbarkeit der Vorgehensweise, im Bereich des konvektiven Wärmeübergangs und bei der Bestimmung der erforderlichen Wärmeübergangskoeffizienten mit den Stoffwerten von *normaler* Luft anstatt der exakten Heißgaszusammensetzung zu arbeiten, auf Grundlage der hier durchgeführten Untersuchung in aller Regel - extreme Sonderfälle ausgenommen - möglich ist.

Die eingangs getroffene Einschränkung auf den erzwungenen konvektiven Wärmeübergang kann nun ferner aufgrund der Ergebnisse dieser Untersuchung zurückgenommen werden. Für den freien konvektiven Wärmeübergang wurde festgestellt, dass die in Abschnitt 3.2 angegebenen Beziehungen ursprünglich auf der Basis von experimentellen Daten für Luft korreliert

wurden. Die Analyse in diesem Kapitel hat indes gezeigt, dass im Bereich des konvektiven Wärmeübergangs und bei der Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten im Allgemeinen und in guter Näherung anstatt der exakten Heißgaszusammensetzung *normale* Luft angesetzt werden kann. Aufgrund dessen können folgerichtig auch die Beziehungen für den freien konvektiven Wärmeübergang unverändert angewendet werden, womit der konvektive Wärmeübergang an horizontalen und vertikalen ebenen Oberflächen in seiner Gesamtheit abgedeckt ist.

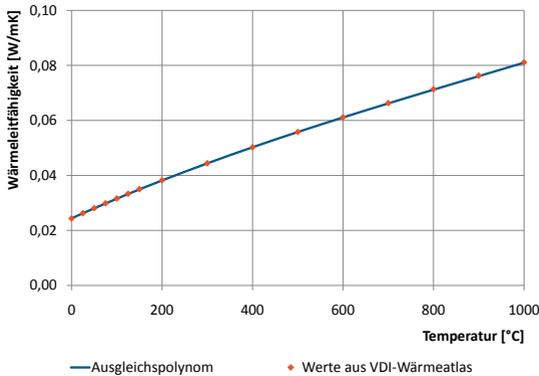


Abbildung B.1: Wärmeleitfähigkeit von Luft

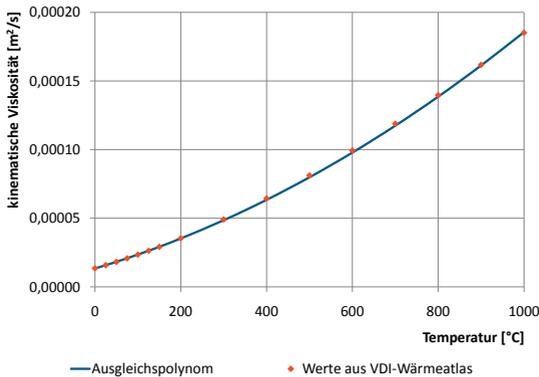


Abbildung B.2: Kinematische Viskosität von Luft

Die Abbildungen B.1 bis B.3 zeigen die für die Berechnung erforderlichen, temperaturabhängigen Stoffwerte von Luft [VDI06]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden einfache Ausgleichspolynome erarbeitet, die es ermöglichen, auf direktem Wege und ohne Interpolation die benötigten

Stoffwerte zu ermitteln. Diese im entwickelten Modell bereits implementierten Ausgleichspolynome sind zusätzlich in die Abbildungen eingetragen und im Folgenden angegeben.

Wärmeleitfähigkeit λ :

$$y = 1,00 \cdot 10^{-11} x^3 - 2,73 \cdot 10^{-8} x^2 + 7,39 \cdot 10^{-5} x + 0,0244 \quad (\text{B.1})$$

kinematische Viskosität ν :

$$y = 7,87 \cdot 10^{-11} x^2 + 9,35 \cdot 10^{-8} x + 1,34 \cdot 10^{-5} \quad (\text{B.2})$$

Prandtl-Zahl Pr :

$$y = 2,21 \cdot 10^{-13} x^4 - 6,27 \cdot 10^{-10} x^3 + 5,95 \cdot 10^{-7} x^2 - 1,60 \cdot 10^{-4} x + 0,711 \quad (\text{B.3})$$

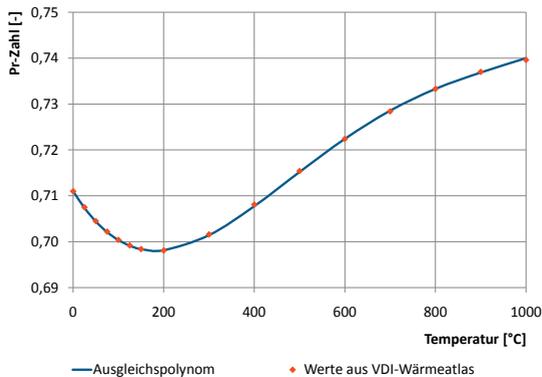


Abbildung B.3: Prandtl-Zahl von Luft

B.2 Einfluss von Druckänderungen

Wie bereits angedeutet, sind die benötigten Stoffwerte im Allgemeinen nicht nur temperatursondern auch druckabhängig zu bestimmen. Im vorangegangenen Abschnitt wurde als Druck der Normaldruck, d. h. $p = 1 \text{ bar}$ bzw. $p = 10^5 \text{ Pa}$, angenommen. Es kommt jedoch sowohl im Brandraum aufgrund des Brandgeschehens als auch im Innern der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Lüftungskanäle aufgrund des Betriebs zu Druckänderungen, deren Auswirkung auf die Stoffwerte im Folgenden untersucht werden soll.

Beim Anwendungsbeispiel in Kapitel 6 sowie der Variationsrechnung mit verändertem Brandgut ergeben sich in der numerischen Simulation brandbedingte Überdrücke von lediglich 10 bis 15 Pa. Aus der relativ großen Türöffnung, die im Brandraum angeordnet ist, resultiert

eine natürliche Ventilation des Raumes - mit einem brandlastgesteuerten Brandverlauf - und infolgedessen der zu beobachtende, äußerst geringe Überdruck. In Brandszenarien mit erzwungener, d. h. maschineller, Ventilation können sich deutlich höhere Über- bzw. Unterdrücke bei Einsetzen bzw. Verlöschen des Brandes ergeben. Beispielsweise wurden im Rahmen des OECD PRISME Projektes [OEC05] maximale Druckdifferenzen von 3000 bis 5000 Pa (0,03 bis 0,05 bar) gemessen. Für das Innere von Lüftungskanälen lassen sich vergleichbare Werte für den Betriebsdruck ermitteln. So werden beispielsweise in den entsprechenden Prüfnormen maximale Drücke von ebenfalls 3000 bis 5000 Pa als Obergrenze angegeben.

Betrachtet man nun die erforderlichen Stoffwerte, die sich beispielsweise [VDI06] entnehmen lassen, so ist zu erkennen, dass lediglich die Dichte ρ_{Gas} bzw. gemäß vorigem Abschnitt ρ_{Luft} und die mit ihr gebildeten bzw. abgeleiteten Stoffwerte, wie die kinematische Viskosität ν_{Gas} bzw. ν_{Luft} , nennenswert druckabhängig sind. Bei den zuvor beobachteten, maximal auftretenden Druckdifferenzen ist der Unterschied in den Stoffwerten jedoch $\leq 5\%$ und folglich, wie bereits mehrfach dargestellt, deutlich innerhalb des Ungenauigkeitsbereichs, der in Verbindung mit der Anwendung der Nu -Korrelationen allgemein vorhanden ist.

Als Ergebnis dieser Untersuchung kann zusammenfassend festgestellt werden, dass die Druckdifferenzen bei Brandgeschehen und bei Betrieb eines Lüftungskanals im Allgemeinen zu gering sind, um nennenswerten Einfluss auf die zu ermittelnden Stoffwerte auszuüben. Eine einheitliche Auswertung der Stoffwerte für Normaldruck, d. h. $p = 1\text{ bar}$, ist demnach als sachgerecht anzusehen.

C Berücksichtigung von rauen Oberflächen in Rohren und Kanälen

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und in Kapitel 3 vorgestellte Modell für konvektiven Wärmeübergang zwischen Gasphase und fester Phase wurde im Bereich von Rohren bzw. Kanälen unter der Voraussetzung *glatter* Oberflächen entwickelt. In technischen Aufgabenstellungen liegen mitunter Oberflächen vor, die aufgrund ihrer Beschaffenheit, d. h. Rauheit, nicht allein durch Ansätze und Korrelationen für glatte Rohre/Kanäle berücksichtigt werden können. Wenn der Einfluss der Rauheit eine derart nennenswerte Größenordnung erreicht, dass er nicht mehr vernachlässigt werden kann, ist an dieser Stelle eine Erweiterung des entwickelten Modells notwendig. Im Folgenden werden Ansätze vorgestellt, mit denen eine mögliche Rauheit der Oberfläche in Rohren/Kanälen in guter Näherung berücksichtigt werden kann.

C.1 Der Begriff „Rauheit“

Bei turbulenten ¹ Rohrströmungen - dem praktisch bzw. technisch interessanten Bereich - unterscheidet man zwei unterschiedliche Formen von *Rauheiten* nämlich einerseits die *technische* oder auch *natürliche* und andererseits die *hydraulische* Rauheit. Die technische Rauheit (k oder k_s) wird vielfach auch als *äquivalente Sandrauheit* bezeichnet ² und entspricht der (durchschnittlichen) Höhe von Unregelmäßigkeiten bzw. Unebenheiten in der Oberflächenstruktur der Rohrwand, d. h., sie ist eine charakteristische Länge. Typische Werte sind in Tabelle C.1 angegeben.

Von *hydraulisch glatten* Rohren spricht man dann, wenn die vorgenannten Erhebungen gering sind und vollständig innerhalb der wandnahen viskosen Unterschicht liegen (vgl. Abbildung C.1a). Der Widerstandsbeiwert oder auch Druckverlustkoeffizient/-beiwert ist in diesem Fall lediglich eine Funktion der Reynolds-Zahl, d. h. $\xi = f(Re)$, da der Widerstand nur Zähigkeits- und nicht rauheitsbedingt ist. Im Unterschied dazu liegen *hydraulisch raue* Rohre dann vor, wenn sämtliche Rauheiten aus der viskosen Unterschicht heraus- und in die Kernströmung hineinragen (vgl. Abbildung C.1c) und eine Summe von Einzelwiderständen an den umströmten Rauheitselementen bewirken [Sch03]. Hierbei verschwindet der Zähigkeitseinfluss, sodass der Widerstandsbeiwert durch eine reine Funktion der relativen Rauheit $e = \frac{k}{D}$ dargestellt werden kann. Zwischen diesen beiden Grenzsituationen liegt ein Übergangsbereich

¹ Für laminare Rohrströmungen ist $\xi = 64 Re^{-1}$ *unabhängig* von der Rauheit ([Gro07b], [Bar09]).

² Nach [Oum99] gilt für technisch hergestellte Rohre, Sandrauheit $\approx (1 \text{ bis } 1,6)$ technische Rauheit, und gemäß [Sch03] ist die Unterscheidung zwischen beiden Größen in den Grenzfällen *hydraulisch glatt* und *hydraulisch rau* von turbulenten Rohrströmungen belanglos.

Tabelle C.1: Technische Rauheiten unterschiedlicher Materialien (aus [Chr05] und [Sch03])

Material	k [mm]
Holz	0,05 bis 0,30
Grauguss	0,3
Stahl (verzinkt)	0,06 bis 0,30
unglasierte Keramik	0,7 bis 1,0
Betonfertigteile (neu)	0,03 bis 0,64
Kunststoff (Rohre)	0,005

(vgl. Abbildung C.1b), bei dem beide Einflüsse wirksam sind. Der Widerstandsbeiwert lässt sich demzufolge als Funktion beider vorgenannten Größen in der Form $\xi = f(Re, \frac{k}{D})$ angeben.

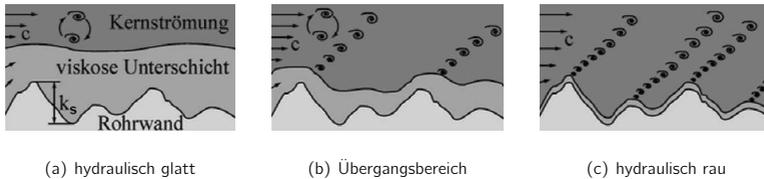


Abbildung C.1: Situationen der hydraulischen Rauheit [Mer00]

Aus der Literatur (z. B. [Gro07b]) lässt sich folgende Grenzbedingung für hydraulisch glatte Rohre angeben ³

$$Re \leq 65 \frac{D}{k},$$

die durch geeignete Umformung auf eine Bedingungsgleichung für die Obergrenze der Rauheit k führt

$$k \leq 65 \frac{\nu}{v}.$$

Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten, brandbeanspruchten Lüftungskanäle lässt sich dies für den Extremfall mit einer maximalen Geschwindigkeit von $12 \frac{m}{s}$ und einer minimalen kinematischen Viskosität von $135,0 \cdot 10^{-7} \frac{m^2}{s}$ (bei $\vartheta = 0^\circ C$) zusammenfassen zu

$$k \leq 0,073 \text{ mm}.$$

Die vornehmlich aus verzinktem Stahl hergestellten Lüftungskanäle erfüllen diese Anforderung für den vorhergehend dargestellten Extremfall wie auch die praktisch üblichen Situationen. Für die aus Brandschutzplatten aufgebauten selbstständigen Lüftungskanäle wird in der Literatur für die Rauheit ein Wert von $0,1 \text{ mm}$ angegeben, sodass für die praktisch üblichen

³ Als (untere) Grenzbedingung für hydraulisch raue Rohre gilt, $Re \geq 1300 \frac{D}{k}$. Dazwischen befindet sich der in Abbildung C.1b dargestellte Übergangsbereich.

Situationen auch hierfür die Bedingung für hydraulisch glatte Rohre erfüllt wird. Die Unterstellung technisch - mehr oder weniger stark - rauher aber hydraulisch glatter Oberflächen der Rohr-/Kanalwände, wie sie im Rahmen dieser Arbeit bislang gemacht wurde, und die Verwendung entsprechender Beziehungen zur Bestimmung des Widerstandsbeiwertes, beispielsweise nach *Filonenko* oder, wie in Abschnitt 3.4 verwendet, nach *Konakov*, werden damit bestätigt.

C.2 Vorgehensweisen bei der Berücksichtigung von Rauheiten

In der Literatur lassen sich an einigen Stellen Ansätze bzw. Vorgehensweisen finden, mit denen der Versuch unternommen wird, den Einfluss der Rauheit einer Oberfläche auf den konvektiven Wärmeübergang zu berücksichtigen. Ganz allgemein lassen sich dabei mit

- den *Kommutativen Methoden* und
- den *Multiplikativen Methoden*

zwei grundsätzlich unterschiedliche Klassen von Methoden unterscheiden. Beide sollen im Folgenden kurz dargestellt werden.

C.2.1 Kommutative Methoden

Bei den *kommutativen Methoden* setzt die Berücksichtigung von Rauheiten direkt dort an, wo sie tatsächlich auftritt, d. h. an der physikalisch korrekten Stelle, nämlich dem Widerstandsbeiwert. Dieser wird in den geläufigen Korrelationen zur Bestimmung der Nusselt-Zahl verwendet. Die dadurch ermittelte und von der tatsächlich vorhandenen Rauheit abhängige Nusselt-Zahl dient anschließend als Grundlage für die Bestimmung des durch die Rauheit beeinflussten Wärmeübergangskoeffizienten α sowie der zugehörigen konvektiven Wärmestromdichte q_{konv} mithilfe der Gleichungen (3.3) und (3.2).

Exemplarisch für diese Klasse von Methoden sei an dieser Stelle das von *Mills* in [Mil99] dokumentierte Vorgehen genannt. Dort wird die Nusselt-Zahl bei turbulenter Strömung in rauen Rohren mit nachfolgender Beziehung bestimmt, die eine deutliche Ähnlichkeit mit der Gleichung von *Gnielinski* (vgl. Abschnitt 3.4) aufweist,

$$Nu = \frac{\xi/8 Re Pr}{0,9 + \sqrt{\xi/8} [g(h^+, Pr) - 7,65]}.$$

Hierin ist

$$\xi = \left\{ -2,0 \log_{10} \left[\frac{k_s/D}{3,7} - \frac{5,02}{Re} \log_{10} \left(\frac{k_s/D}{3,7} + \frac{13}{Re} \right) \right] \right\}^{-2}$$

sowie h^+ eine dimensionslose Größe. Entsprechende Werte für k_s und $g(h^+, Pr)$ sind in [Mil99] tabelliert. Ein besonderer Vorteil dieser Beziehung ist ihre Konsistenz, d. h., dass sie stetig in die Grenzfälle *hydraulisch glatt* und *hydraulisch rau* übergeht. Für den hydraulisch glatten Bereich ($k_s/D \rightarrow 0$) lässt sich leicht zeigen, dass die ermittelten Widerstandsbeiwerte den Werten entsprechen, die sich auch bei Anwendung der Beziehung nach *Konakov* (siehe

Abschnitt 3.4) ergeben. Gleiches gilt überdies auch für die Formel von *Colebrook*. Für den hydraulisch rauen Bereich ($Re \rightarrow \infty$) ergibt sich in hervorragender Übereinstimmung die Formel von *Nikuradse* [Gro07b].

C.2.2 Multiplikative Methoden

Im Gegensatz zu der vorangegangenen Vorgehensweise erfolgt die Berücksichtigung von Rauheiten bei den *multiplikativen Methoden* über eine nachträgliche Korrektur der zunächst unter der Voraussetzung einer glatten Oberfläche ermittelten Nusselt-Zahl mithilfe eines von der tatsächlich vorhandenen Rauheit abhängigen Faktors. Über (3.3) lässt sich dann wiederum der durch die Rauheit beeinflusste Wärmeübergangskoeffizient α und mit (3.2) die zugehörige konvektive Wärmestromdichte \dot{q}_{konv} bestimmen.

Exemplarisch für diese Klasse von Methoden sei an dieser Stelle das von *Norris* in [Nor70] vorgeschlagene Vorgehen genannt (siehe auch [Den04]). Dort wurden verschiedene Arten von Rauheiten sowie unterschiedliche Prandtl-Zahlen untersucht und geeignete Korrektur-Korrelationen in einer Form abgeleitet, wie sie nachfolgend am Beispiel der Sandrauheit angegeben ist.

$$\frac{Nu}{Nu_{glatt}} = \left(\frac{0,25 \xi}{0,25 \xi_{glatt}} \right)^n \quad \text{mit: } n = 0,68 Pr^{0,215}$$

Diese im Bereich $(0,25 \xi)/(0,25 \xi_{glatt}) \leq 4$ anwendbare Beziehung ist zunächst gültig für $1 < Pr < 6$, wurde jedoch auch auf Prandtl-Zahlen von etwa 0,7, d. h. für Gase, extrapoliert. Die Konstante n liegt hierfür in einem Bereich zwischen 0,50 und 0,63. Für den Fall $(0,25 \xi)/(0,25 \xi_{glatt}) > 4$ fand *Norris* heraus, dass sich allem Anschein nach eine Obergrenze einstellt, die von der Pr -Zahl einerseits und vom Rauheitstyp andererseits abhängt. Für $Pr = 0,7$ ergibt sich bei sandrauen Kanaloberflächen ein Wert von etwa 2,05, d. h. eine maximale Nu -Zahl, die etwa der doppelten des glatten Rohres entspricht.

In [Bar09] wird mit

$$Nu = Nu_{glatt} \left(\frac{\xi}{\xi_{glatt}} \right)^{\tilde{m}}$$

eine alternative Beziehung angeben. Im Bereich $Pr > 1$ wird der Exponent durch $\tilde{m} = (0,5 Pr + 1,5)^{-1}$, im Bereich $Pr < 1$ durch $\tilde{m} = (Pr + 1,1)^{-1}$ ausgedrückt. Für $Pr = 1$ besitzt diese Beziehung jedoch eine Unstetigkeit, sodass das zuvor dargestellte Vorgehen von *Norris* vorzuziehen ist.

Der Vollständigkeit wegen sei letztlich mit

$$Nu = \frac{\xi}{8} \frac{Re Pr}{1 + \frac{v_{laminar}}{v_{\infty}} \cdot \left(Pr^{2/3} \cdot \frac{\xi}{\xi_{glatt}} - 1 \right)}$$

die ebenfalls in [Bar09] dargestellte, aus den beiden vorgenannten Klassen von Methoden *gemischte* Vorgehensweise angeben. Hierin sind

$$\frac{v_{laminar}}{v_{\infty}} = 2,54 Re^{-0,125} \quad \text{und} \quad \xi_{glatt} = (1,82 \log_{10} Re - 1,64)^{-2}.$$

Welche der beiden Klassen von Methoden zur Erfassung des Einflusses der Rauheit einer Oberfläche auf den konvektiven Wärmeübergang verwendet wird, bedarf einer gesonderten Betrachtung und liegt außerhalb des Rahmens dieser Arbeit. Ein Vorgehen basierend auf einer multiplikativen Methode erscheint indes stringenter, insbesondere bei Betrachtung der in Abschnitt 3.4 bereits verwendeten, multiplikativen Korrekturterme (z. B. k_{ϕ}), und zudem vergleichsweise einfacher umsetzbar.

Neben den vorhergehend zitierten Vorgehensweisen sind ferner unter anderem [Dip63] und [Nun56] als bedeutende einschlägige Fachliteratur zu dieser Thematik anzuführen. Eine Darstellung, wie Oberflächenrauheiten im Rahmen der detaillierteren Grenzschichttheorie berücksichtigt werden können, lässt sich beispielsweise [Sch06] entnehmen.

D Ergänzende Eingangs- und Steuergrößen in FDS (Version 5)

SURF (Surface Properties)				
Name	Datentyp	Beschreibung	Einheit	Default
HC3D_SF	Logical	3D-Wärmeleitungsrechnung	-	.FALSE.
KANAL	Logical	Oberfläche ist Kanalinnenseite	-	.FALSE.

SURF (Surface Properties) in Verbindung mit HC3D_SF = .TRUE.				
Name	Datentyp	Beschreibung	Einheit	Default
RB_T_KONSTANT	Real	RB - konstante Temperatur	°C	726,75
RB_q_KONSTANT	Real	RB - konstante Wärmestromdichte	W/m ²	999,9
THERM_KONTAKT	Real	thermischer Kontaktwiderstand	m ² K/W	0,0

SURF (Surface Properties) in Verbindung mit KANAL = .FALSE.				
Name	Datentyp	Beschreibung	Einheit	Default
L_CHARAK	Real	charakteristische Länge der Ebene	m	1,0

SURF (Surface Properties) in Verbindung mit KANAL = .TRUE.				
Name	Datentyp	Beschreibung	Einheit	Default
CHARAK_KANALLAENGE	Real	(charakteristische) Kanallänge	m	999,9
HYDR_DM	Real	hydraulischer Durchmesser des Kanals	m	999,9

OBST (Obstruction Properties)				
Name	Datentyp	Beschreibung	Einheit	Default
HC3D_OB	Logical	3D-Wärmeleitungsrechnung	-	.FALSE.

OBST (Obstruction Properties) in Verbindung mit HC3D_OB = .TRUE.				
Name	Datentyp	Beschreibung	Einheit	Default
AUSGABE	Logical	Ausgabe des Temperaturfeldes	-	.FALSE.
DT_AUSGABE	Real	Zeitintervall zwischen Ausgaben	s	9999,9
ANZAHL_XX	Integer	Zellenanzahl in x-Richtung	-	-1
ANZAHL_YY	Integer	Zellenanzahl in y-Richtung	-	-1
ANZAHL_ZZ	Integer	Zellenanzahl in z-Richtung	-	-1
STOFFE	Integer-Feld	Zuordnung der Stoffdaten	-	-1

STOF (Stoffdatensätze)				
Name (LESE ...)	Datentyp	Beschreibung	Einheit	Default
...STOFF_NAME	Character	Name des Stoffs	-	null
...TEMPS_STOFFWERTE	Real-Feld	Temperaturstufen (10)	°C	-999,9
...DICHTE	Real-Feld	Dichte (10)	kg/m ³	-999,9
...WAERMEKAPAZITAET	Real-Feld	Wärmekapazität (10)	kJ/kgK	-999,9
...WAERMELEITFAEHIGKEIT	Real-Feld	Wärmeleitfähigkeit (10)	W/mK	-999,9
...QUELLE_PARAM_C	Real	Quelle/Senke (Parameter SC)	W/m ³	0,0
...QUELLE_PARAM_P	Real	Quelle/Senke (Parameter SP)	W/m ³ K	0,0

Die Stoffdatensätze werden der Reihe im Input-File nach eingelesen und fortlaufend in ein (globales) Feld abgelegt. D. h. der erste Stoffdatensatz im Input-File erhält die Nummer „1“, der zweite Stoffdatensatz die Nummer „2“, etc.. Daher ist es zwingend erforderlich, dass die Reihenfolge der Stoffdatensätze im Input-File und die Einträge in STOFFE (OBST-Zeile) aufeinander abgestimmt sind.

E Inputgenerator für FDS (Version 5)

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Wärmetransportmodell wurde in die gegenwärtig aktuelle Version 5 des Brandsimulationscodes FDS [McG07b] integriert ¹. Anhang D enthält eine Aufstellung und Beschreibung der ergänzenden Eingangs- und Steuergrößen. Um die Eingabe der erforderlichen Parameter für das erarbeitete Modell bzw. die Erstellung der entsprechenden Abschnitte in der FDS-Eingabedatei zu erleichtern, wurde zusätzlich ein Inputgenerator entwickelt, der im Folgenden kurz vorgestellt werden soll.

E.1 Arbeitsbereich und Menü

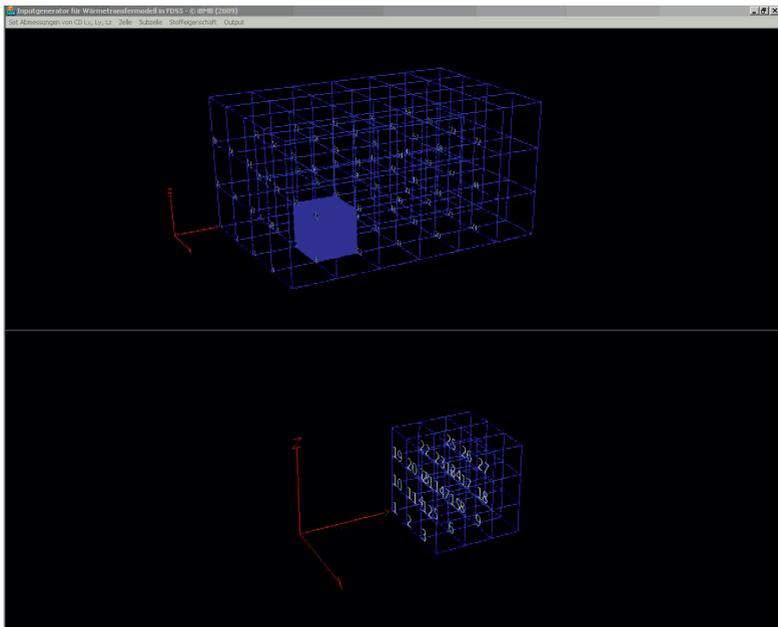


Abbildung E.1: Arbeitsbereich des Inputgenerators

¹ Diese Implementierung wurde, wie bereits dargestellt, lediglich exemplarisch für einen CFD-Brandsimulationscode nach aktuellem Stand der Technik durchgeführt.

Abbildung E.1 zeigt den Arbeitsbereich des Inputgenerators, der sich im Wesentlichen in drei Teile untergliedern lässt. In der oberen Hälfte ist der gesamte definierte Bereich des numerischen Modells dargestellt sowie die gegenwärtig bearbeitete *Zelle* farblich hervorgehoben. Letztere wird zudem mit ihrem Netz für die dreidimensionale Wärmeleitungsrechnung in der unteren Hälfte separat angezeigt. Beide Ansichten können unabhängig voneinander gedreht und verschoben sowie vergrößert bzw. verkleinert werden. Am oberen Rand des Arbeitsbereiches befindet sich das Menü, mit dem die erforderlichen Eingaben vorgenommen bzw. Dialogboxen geöffnet werden können (vgl. Abbildung E.2).



Abbildung E.2: Menü des Inputgenerators

E.2 Geometrie und Diskretisierung

Zu Beginn sind die Abmessungen des zu definierenden Bereiches, beispielsweise die vollständige Computational Domain des FDS-Modells, einerseits und dessen Diskretisierung andererseits in der in Abbildung E.3 dargestellten Dialogbox einzugeben. Der Inputgenerator bietet ferner, beispielsweise für den Fall, dass nur ein Ausschnitt der Computational Domain des FDS-Modells betrachtet werden soll, die Möglichkeit, einen von (0/0/0) verschiedenen Ursprung des zu definierenden Bereiches anzugeben. Eine nachträgliche Anpassung der ausgegebenen Koordinaten ist hiermit nicht weiter erforderlich. Der Inputgenerator stellt in der oberen Fensterhälfte den gesamten definierten Bereich des numerischen Modells mit der ebenfalls festgelegten Diskretisierung dar. Anschließend kann anhand der zugeordneten Ziffern eine beliebige *Zelle* ausgewählt werden, die dann in der unteren Fensterhälfte separat gezeichnet wird. Deren Abmessungen sind durch die vorhergehenden Eingaben bereits festgelegt, sodass sich gemäß Abbildung E.4 das Netz (die Diskretisierung) für die dreidimensionale Wärmeleitungsrechnung dieser gegenwärtig bearbeiteten *Zelle* angeben lässt. Die hierbei entstehenden (Unter-)Zellen werden im Inputgenerator als *Subzellen* bezeichnet.

E.3 Oberflächeneigenschaften

Im Anschluss an die Eingabe von Geometrie und Diskretisierung sind die (sechs) *Oberflächen* der gegenwärtig bearbeiteten *Zelle* zu spezifizieren, d. h., es werden jeweils einerseits ein

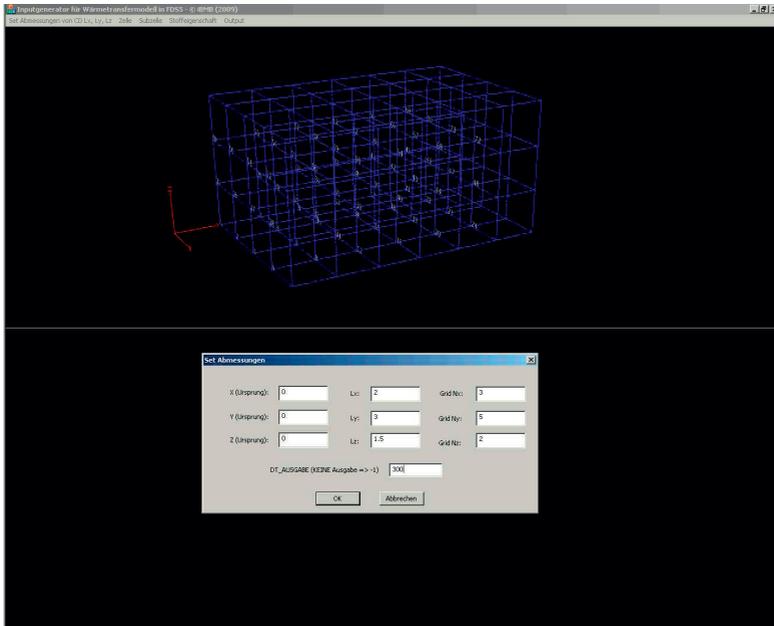


Abbildung E.3: Abmessungen und Diskretisierung des zu definierenden Bereiches

Name/eine Bezeichnung und andererseits die notwendigen Eigenschaften angegeben, wie dies Abbildung E.5 zeigt.

E.4 Stoffeigenschaften

Die Eingabe der *Stoffeigenschaften*, die den *Subzellen* gemäß Abbildung E.6 zugeordnet werden, erfolgt über eine weitere Dialogbox, in der überdies auch eine Sortier- und eine Überprüffunktion integriert wurden, um die korrekte Eingabe dieser wesentlichen Eingangsgrößen zu unterstützen. Dieser Schritt ist in Abbildung E.7 am Beispiel der beiden in Abbildung E.6 zugewiesenen Stoffe „Stoff 1“ und „Stoff 3“ dargestellt. Der Inputgenerator bietet in diesem Zusammenhang zwei weitere zweckmäßige Möglichkeiten (vgl. Abbildung E.8):

- Anzeige der Farbcodierung der möglichen ² Stoffe/Materialien, um eine schnelle Überprüfung der Zuweisung zu ermöglichen und
- Anzeige der Eigenschaften der bereits verwendeten Stoffe/Materialien, um bereits eingetragene Eigenschaften auf einen Blick zu überprüfen bzw. noch fehlende zu erkennen.

² In der gegenwärtigen Version des Inputgenerators ist die Anzahl der möglichen bzw. verwendbaren Stoffe/Materialien auf 10 begrenzt.

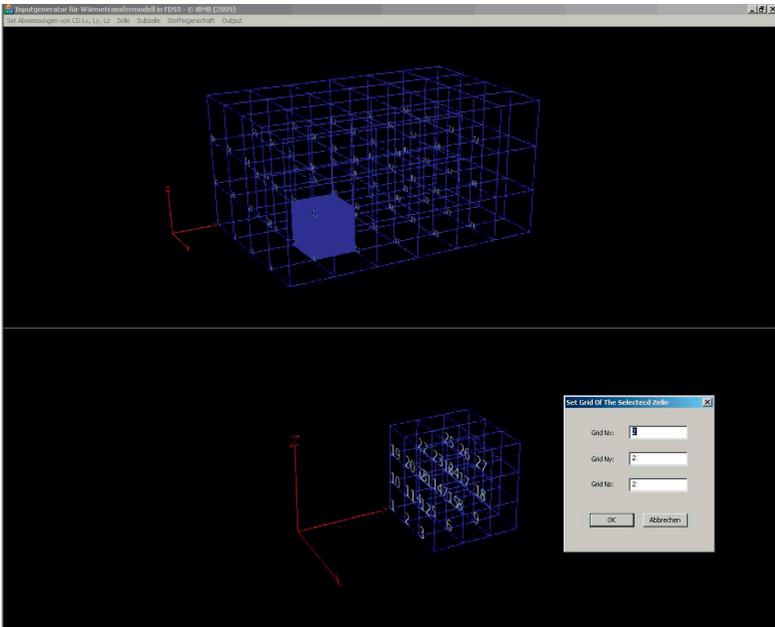
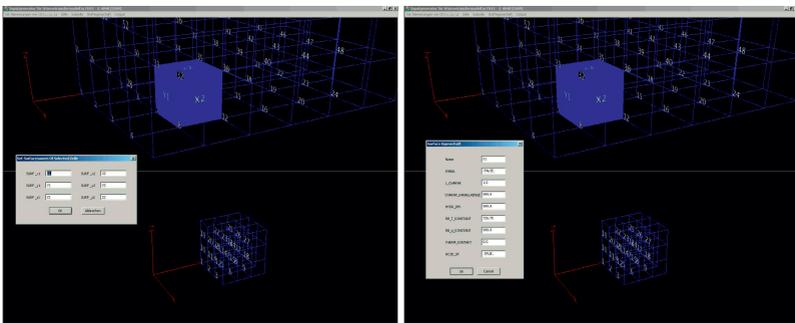


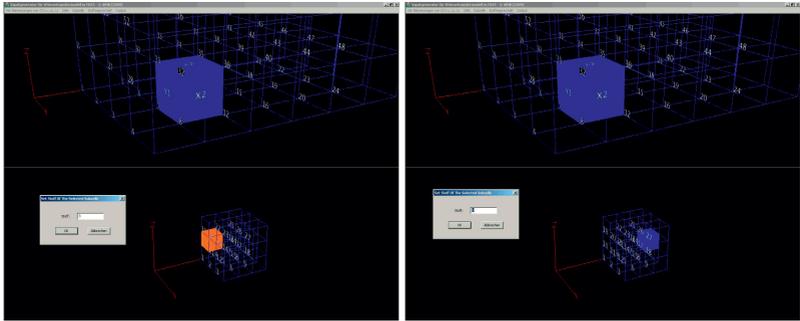
Abbildung E.4: Definition des Netzes für die dreidimensionale Wärmeleitungsrechnung der gegenwärtig bearbeiteten Zelle



(a) Benennung

(b) Angabe von Eigenschaften

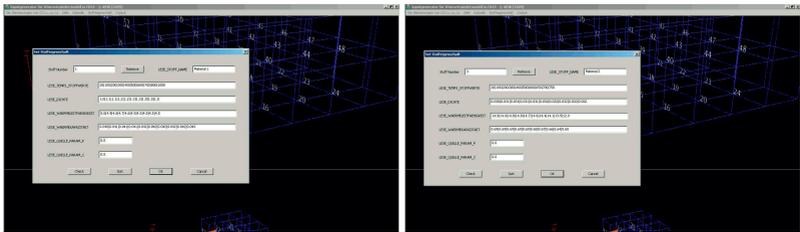
Abbildung E.5: Benennung und Angabe von Eigenschaften der Oberflächen



(a) Subzelle 10: Stoff 3 („Material 2“)

(b) Subzelle 17: Stoff 1 („Material 1“)

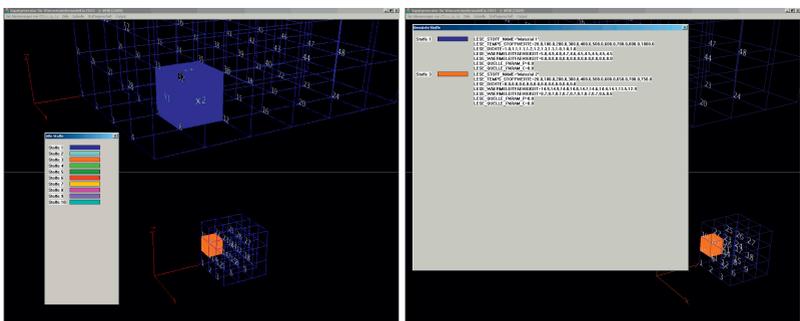
Abbildung E.6: Zuweisung des Stoffs/Materials zur ausgewählten *Subzelle*



(a) Stoff 1 („Material 1“)

(b) Stoff 3 („Material 2“)

Abbildung E.7: Eingabe der Stoff-/Materialeigenschaften



(a) Farbcodierung aller möglichen Stoffe/Materialien

(b) Eigenschaften der verwendeten Stoffe/Materialien

Abbildung E.8: Anzeige von Farbcodierung und Eigenschaften der Stoffe/Materialien

Abbildungsverzeichnis

1.1	Vorgehensweisen für die Heißbemessung bei natürlichen Bränden	2
2.1	Hierarchie von Brandsimulationsmodellen [Wre06]	7
2.2	Zuordnung von Bränden zu den eingesetzten Brandsimulationsmodellen [Bai05]	8
2.3	Eck-Problem infolge eindimensionaler Formulierung der Wärmeleitung	12
2.4	Stützenkanten-Problem infolge eindimensionaler Wärmeleitung	12
3.1	Einordnung von Arten der Turbulenzmodellierung [Kin09]	20
3.2	Ergebnisse der Simulation einer horizontalen Scherschichtströmung mithilfe der vorgenannten Grundmethoden [Mer00]	21
3.3	Zustände bei freier Konvektion an ebenen Oberflächen [Inc96]	25
3.4	Grenzschicht bei der Überströmung einer ebenen Oberfläche [Inc96]	28
3.5	Temperatur zur Bestimmung der Stoffwerte	31
3.6	Beispiel für Steuerparameter L am Anschluss Wand-Decke	36
3.7	Korrekturfaktor zur Näherung der logarithmischen Temperaturdifferenz [Fet82]	41
3.8	Nusselt-Zahlen für laminare Strömung in Rohren bzw. Kanälen nach unter- schiedlichen Ansätzen	45
3.9	Quer verlaufende Strömung (<i>transverse flow</i>)	53
3.10	Mischkonvektion an einer horizontalen ebenen Oberfläche	54
3.11	Mögliche Schichtungsarten an einer nach oben/nach unten gerichteten und erwärmten/gekühlten Oberfläche	55
3.12	Gleichgerichtete und entgegengerichtete Mischkonvektion an vertikalen bzw. geneigten ebenen Oberflächen [VDI06]	56
3.13	Gleichgerichtete und entgegengerichtete Mischkonvektion an einer vertikalen, ebenen Oberfläche [Bae06]	57
3.14	Nusselt-Zahl für gleich- und entgegengerichtete Mischkonvektion	59
3.15	Prinzipielle Anordnung von horizontalen und vertikalen Lüftungskanälen in unterschiedlichen Gebäuden [VKF03]	62
3.16	Prinzipielles Verhalten des konvektiven Wärmeübergangs bei Mischkonvektion in vertikalen, beheizten Rohren [Jac79]	64
3.17	Auswertung der Kriterien (3.29) und (3.30) für gleichgerichtete Mischkon- vektion in einem nach <i>oben</i> durchströmten, <i>beheizten</i> Kanal	65
3.18	Auswertung der Kriterien (3.29) und (3.30) für gleichgerichtete Mischkon- vektion in einem nach <i>unten</i> durchströmten, <i>gekühlten</i> Kanal	66
4.1	Formulierungen der Finiten-Volumen-Methode (2D-Gitter)	81
4.2	Flüsse an der dreidimensionalen Zelle (i,j,k)	82

4.3	Indizierung der sechs Nachbarn des Knotens $P(i,j,k)$	82
4.4	Temperaturverlauf an der Kontaktfläche (KF) zweier feste Phase-Objekte 1 und 2 mit thermischem Kontaktwiderstand [Bae06]	90
4.5	Anordnung einer Wand für BACKING=EXPOSED	93
4.6	BACKING-Optionen in FDS	94
4.7	Modellierungsmöglichkeiten in der gegenwärtigen Struktur von FDS	95
4.8	Neu entwickelte Struktur der festen Phase	95
4.9	Verwendung der <i>BURN_AWAY</i> -Funktion	96
4.10	Zuordnung der Größen an der Oberfläche	96
4.11	Diskretisierung für eine konsistente Flussapproximation	99
5.1	Aufbau der Hochofenwand	102
5.2	Ergebnisse des stationären, eindimensionalen Wärmetransports	102
5.3	Ergebnisse des Beispiels 1 (Einheit: $d = \text{day}$)	104
5.4	Ergebnisse des Beispiels 2 (Einheit: $d = \text{day}$)	105
5.5	Modellaufbau für das Überprüfungsbeispiel	106
5.6	Zeitliche Temperaturentwicklung an der Wärme übertragenden (VS) bzw. der ihr gegenüberliegenden Oberfläche (RS)	108
5.7	Turbulent überströmte, horizontale Platte	113
5.8	Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten entlang der Platte (normiert)	114
5.9	Verlauf der konvektiven Wärmestromdichte entlang der Platte (normiert)	115
5.10	Detailansicht der Kurvenverläufe im vorderen Bereich der <i>beheizten</i> Platte	116
5.11	Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten entlang des Kanals (normiert)	117
5.12	Verlauf der konvektiven Wärmestromdichte entlang des Kanals (normiert)	118
5.13	Struktur mit dreidimensionalem Wärmetransport	120
5.14	Ergebnisse in Würfelmitte	121
5.15	Ergebnisse in Würfelmitte bei feinerer Diskretisierung	122
5.16	Ergebnisse in der Ebene $x = 0,575 \text{ m}$	122
5.17	Ergebnisse in der Ebene $y = 1,075 \text{ m}$	123
5.18	Ergebnisse in der Ebene $z = 1,075 \text{ m}$	124
5.19	Ergebnisse in Würfelmitte unter Einschluss der ANSYS-Berechnung bei selbst bestimmter Zeiteinteilung (<i>var</i>)	125
5.20	Realitätsnahes Brandszenario eines Zimmerbrandes in FDS5	126
5.21	Struktur mit dreidimensionalem Wärmetransport	126
5.22	Ergebnisse mit konvektivem Wärmeübergang	128
5.23	Ergebnisse in der Ebene $y = 2,145 \text{ m}$	128
5.24	Ergebnisse in der Ebene $z = 1,655 \text{ m}$	129
5.25	Realitätsnahes Brandszenario eines Zimmerbrandes in FDS5	130
5.26	Ergebnisse mit konvektivem und radiativem Wärmeübergang	130
5.27	Ergebnisse in der Ebene $y = 2,145 \text{ m}$	131
5.28	Ergebnisse in der Ebene $z = 1,655 \text{ m}$	132
5.29	Ergebnisse des Überprüfungsbeispiels zum thermischen Kontaktwiderstand	134
5.30	Struktur für die Überprüfungsbeispiele mit Wärmequelle	134
5.31	Konstante Wärmequelle	135

5.32	Ergebnisse bei konstanter Wärmequelle	135
5.33	Linear-temperaturabhängige Wärmequelle	136
5.34	Ergebnisse bei linear-temperaturabhängiger Wärmequelle	136
5.35	Arrheniusartige Wärmequelle nach (5.5)	137
5.36	Ergebnisse bei einer Wärmequelle in Anlehnung an ein Pyrolysemodell nach Arrhenius-Ansatz	138
6.1	Überbrückung eines Brandabschnitts mit einem Lüftungskanal [Löb04]	144
6.2	Zeitlicher Verlauf des natürlichen Bemessungsbrandes	145
6.3	Ansichten des den numerischen Simulationen zugrunde gelegten Modells	146
6.4	Querschnitt des 3DWL-Objekts mit unsymmetrischem Aufbau	148
6.5	Thermische Belastung im Nachbarraum (schematisch)	148
6.6	Temperaturen an den Auslässen des Lüftungskanals im Nachbarraum	149
6.7	Thermische Belastung im Nachbarraum (540. Sekunde bzw. 9. Minute)	150
6.8	Temperaturverteilung im Querschnitt des 3DWL-Objekts zu verschiedenen Zeitpunkten	151
6.9	Temperaturverteilung im Längsschnitt des 3DWL-Objekts zu verschiedenen Zeitpunkten	152
6.10	Zeitliche Entwicklung der Temperaturen in verschiedenen Punkten im 3DWL-Objekt	153
6.11	Wärmeübergangskoeffizient im Brandraum oberhalb des Lüftungskanals	154
6.12	Wärmeübergangskoeffizient im Brandraum am Boden in Türöffnungsnähe	156
6.13	Wärmeübergangskoeffizient im Brandraum seitlich der Türöffnung	157
6.14	Entwicklung des Wärmeübergangskoeffizienten entlang des Lüftungskanals (Ansicht in Strömungsrichtung, Skala: W/m^2K)	159
6.15	Betrachtung am Beginn des Lüftungskanals	160
6.16	Betrachtung am Ende des Lüftungskanals	161
6.17	Bewegungen infolge freier Konvektion im Querschnitt	162
B.1	Wärmeleitfähigkeit von Luft	192
B.2	Kinematische Viskosität von Luft	192
B.3	Prandtl-Zahl von Luft	193
C.1	Situationen der hydraulischen Rauheit [Mer00]	196
E.1	Arbeitsbereich des Inputgenerators	203
E.2	Menü des Inputgenerators	204
E.3	Abmessungen und Diskretisierung des zu definierenden Bereiches	205
E.4	Definition des Netzes für die dreidimensionale Wärmeleitungsberechnung der gegenwärtig bearbeiteten <i>Zelle</i>	206
E.5	Benennung und Angabe von Eigenschaften der <i>Oberflächen</i>	206
E.6	Zuweisung des Stoffs/Materials zur ausgewählten <i>Subzelle</i>	207
E.7	Eingabe der Stoff-/Materialeigenschaften	207
E.8	Anzeige von Farbcodierung und Eigenschaften der Stoffe/Materialien	207
E.9	Ausgabedatei des Inputgenerators	208

VERZEICHNIS DER BISHER IN DER SCHRIFTENREIHE DES IBMB ERSCHIENENEN HEFTE (ISSN 1439-3875)

In der Schriftenreihe "Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig - ISSN 0178-5796 (Heft 1 bis 16 als "Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig", Heft 17 bis 39 als "Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig") sind bisher die nachfolgend aufgeführten Hefte erschienen.

Sie können bezogen werden von:

Institut für Baustoffe,
Massivbau und Brandschutz
der Technischen Universität Braunschweig
Bibliothek
Beethovenstraße 52
38106 Braunschweig

Tel. (05 31) 3 91-54 54
Fax (05 31) 3 91-5900
E-Mail o.dienelt@tu-bs.de

oder über jede Buchhandlung.

Kosten:
Je nach Umfang zwischen €7 und €30
(zuzüglich Versandkosten)

Das aktuelle Verzeichnis unter:
www.ibmb.tu-bs.de (• Bibliothek)

Vergriffene Hefte können als Kopien gegen Erstattung der Kopierkosten bezogen werden.

Heft 1:

Deters, R.: Über das Verdunstungsverhalten und den Nachweis ölgiger Holzschutzmittel. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1962; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1962

Heft 2:

Kordina, K.: Das Verhalten von Stahlbeton- und Spannbetonbauteilen unter Feuerangriff. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1963; Sonderdruck aus: Beton 13(1962), S. 11-18, 81-84

Heft 3:

Eibl, J.: Zur Stabilitätsfrage des Zweigelenkbogens mit biegeweichem Zugband und schlaffen Hängestangen. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1963; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1963

Heft 4:

Kordina, K.; Eibl, J.: Ein Verfahren zur Bestimmung des Vorspannverlustes infolge Schlupf in der Verankerung. Zur Frage der Temperaturbeanspruchung von kreiszylindrischen Stahlbetonsilos. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1964; Sonderdruck aus: Beton- und Stahlbetonbau 58(1963), S. 265-268; 59(1964), S. 1-11

Heft 5:

Ertingshausen, H.: Über den Schalungsdruck von Frischbeton. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1965; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Hannover, 1965

Heft 6:

Waubke, N.V.: Transportphänomene in Betonporen. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1966; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1968

Heft 7:

Ehm, H.: Ein Beitrag zur rechnerischen Bemessung von brandbeanspruchten balkenartigen Stahlbetonbauteilen. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1967; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1967

Heft 8:

Steinert, J.: Möglichkeiten der Bestimmung der kritischen Last von Stab- und Flächen-tragwerken mit Hilfe ihrer Eigenfrequenz. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1967; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1967

Heft 9:

Lämmke, A.: Untersuchungen an dämm-schichtbildenden Feuerschutzmitteln. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1967; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1967

Heft 10:

Rafla, K.: Beitrag zur Frage der Kippstabilität aufgehängter Träger. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1968; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1968

Heft 11:

Ivanyi, G.: Die Traglast von offenen, kreisförmigen Stahlbetonquerschnitten: Brazier-Effekt. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1968; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1968

Heft 12:

Meyer-Ottens, C.: Brandverhalten verschiedener Bauplatten aus Baustoffen der Klassen A und B. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1969

Heft 13:

Fuchs, G.: Zum Tragverhalten von kreisförmigen Doppelsilos unter Berücksichtigung der Eigensteifigkeit des Füllgutes. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1968; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1968

Heft 14:

Meyer-Ottens, C.: Wände aus Holz und Holzwerkstoffen unter Feuerangriff. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1970; Sonderdruck aus: Mitteilungen der Deutschen Gesellschaft für Holzforschung, H.56(1969)

Heft 15:

Lewandowski, R.: Beurteilung von Bauwerksfestigkeiten anhand von Betongütekörpern und -bohrproben. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1970; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1970

Heft 16:

Neubauer, F.-J.: Untersuchungen zur Frage der Rissesicherung von leichten Trennwänden aus Gips-Wandbauplatten. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Hochschule Braunschweig, 1970; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1969

Heft 17:

Meyer-Ottens, C.; Kordina, K.: Gutachten über das Brandverhalten von Bauteilen aus dampfgehärtetem Gasbeton: aufgestellt für den Fachverband Gasbetonindustrie. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1970

Heft 17:

Meyer-Ottens, C.; Kordina, K.: Gutachten über das Brandverhalten von Bauteilen aus dampfgehärtetem Gasbeton. Erw. Neuaufll. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1974

Heft 18:

Bödeker, W.: Die Stahlblech-Holz-Nagelverbindung und ihre Anwendung: Grundlagen und Bemessungsvorschläge. Braunschweig. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1971; Zugl.: Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, 1971, ISBN 3-89288-057-3

Heft 19:

Meyer-Ottens, C.: Bauaufsichtliche Brandschutzvorschriften: Beispiele für ihre Erfüllung bei Wänden, Brandwänden und Decken. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1971

Heft 20:

Liermann, K.: Das Trag- und Verformungsverhalten von Stahlbetonbrückenpfeilern mit Rollenlagern. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1972; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1972, ISBN 3-89288-056-5

Heft 22:

Nürnberger, U.: Zur Frage des Spannungsrißkorrosionsverhaltens kohlenstoffarmer Betonstähle in Nitratlösungen unter Berücksichtigung praxisnaher Verhältnisse. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1972; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1972, ISBN 3-89288-054-9

Heft 23:

Meyer-Ottens, C.: Zur Frage der Abplatzungen an Betonbauteilen aus Normalbeton bei Brandbeanspruchung. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1972; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1972

Heft 24:

El-Arousy, T.H.: Über die Steinkohlenflugasche und ihre Wirkung auf die Eigenschaften von Leichtbeton mit geschlossenem Gefüge im frischen und festen Zustand. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1973; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1973, ISBN 3-89288-053-0

Heft 25:

Rieche, G.: Mechanismen der Spannungs-korrosion von Spannstählen im Hinblick auf ihr Verhalten in Spannbetonkonstruktionen. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1973; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1973, ISBN 3-89288-052-2

Heft 26:

Tennstedt, E.: Beitrag zur rechnerischen Ermittlung von Zwangsschnittgrößen unter Berücksichtigung des wirklichen Verformungsverhaltens des Stahlbetons. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1974; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1974, ISBN 3-89288-051-4

Heft 27:

Schneider, U.: Zur Kinetik festigkeitsmindernder Reaktionen in Normalbetonen bei hohen Temperaturen. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1973; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1973

Heft 28:

Neisecke, J.: Ein dreiparametrisches, komplexes Ultraschall-Prüfverfahren für die zerstörungsfreie Materialprüfung im Bauwesen. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1974; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1974, ISBN 3-89288-050-6

Heft 29:

Kordina, K.; Maack, P.; Hjorth, O.: Traglastermittlung an Stahlbeton-Druckgliedern. Schlußbericht (AIF-Nr. 956). Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1974, ISBN 3-89288-048-4

Heft 30:

Eibl, J.; Ivanyi, G.: Berücksichtigung der Torsionssteifigkeit von Randbalken bei Stahlbetondecken. Schlußbericht, Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1974

Heft 31:

Kordina, K.; Janko, B.: Stabilitätsnachweise von Rahmensystemen im Stahlbetonbau. Schlußbericht (AIF-Nr. 1388), Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1974, ISBN 3-89288-049-2

Heft 32:

Hjorth, O.: Ein Beitrag zur Frage der Festigkeiten und des Verbundverhaltens von Stahl und Beton bei hohen Beanspruchungsgeschwindigkeiten. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1976; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1975

Heft 33:

Klingsch, W.: Traglastberechnung instationär thermisch belasteter schlanker Stahlbetondruckglieder mittels zwei- und dreidimensionaler Diskretisierung. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1976; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1976

Heft 34:

Djamous, F.: Thermische Zerstörung natürlicher Zuschlagstoffe im Beton. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1977; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1977

Heft 35:

Haksever, A.: Zur Frage des Trag- und Verformungsverhaltens ebener Stahlbetonrahmen im Brandfall. Braunschweig. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1977; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1977

Heft 36:

Storkebaum, K.-H.: Ein Beitrag zur Traglastermittlung von vierseitig gelagerten Stahlbetonwänden. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1977; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1977, ISBN 3-89288-045-X

Heft 37:

Bechtold, R.: Zur thermischen Beanspruchung von Außenstützen im Brandfall. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1977; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1977, ISBN 3-89288-046-8

Heft 38:

Steinert, J.: Bestimmung der Wasserdurchlässigkeit von Kiesbeton aus dem Wassereindringverhalten. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1977; Unveränderter Nachdruck der Erstveröffentlichung Bad Honnef, Osang, 1977 (Zivilschutzforschung, Bd. 7)

Heft 39:

Weiß, R.: Ein haufwerkstheoretisches Modell der Restfestigkeit geschädigter Betone. Institut für Baustoffkunde und Stahlbetonbau der Technischen Universität Braunschweig, 1978; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1978, ISBN 3-89288-047-6

Heft 40:

Alda, W.: Zum Schwingkriechen von Beton. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1978; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1978, ISBN 3-89288-035-2

Heft 41:

Teutsch, M.: Trag- und Verformungsverhalten von Stahlbeton- und Spannbetonbalken mit rechteckigem Querschnitt unter kombinierter Beanspruchung aus Biegung, Querkraft und Torsion. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1979; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1979, ISBN 3-89288-036-0

Heft 42:

Schneider, U.: Ein Beitrag zur Frage des Kriechens und der Relaxation von Beton unter hohen Temperaturen. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1979; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1979

Heft 43:

Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz: Veröffentlichungen 1967 bis 1979. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1979, ISBN 3-89288-037-9

Heft 44:

Kordina, K.; Fröning, H.: Druckmessungen in Silozellen mit einer neu entwickelten Sonde. Abschlußbericht, Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1979, ISBN 3-89288-038-7

Heft 45:

Henke, V.: Ein Beitrag zur Zuverlässigkeit frei gelagerter Stahlbetonstützen unter genormter Brandeinwirkung. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1980; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1980

Heft 46:

Schneider, U.; Haksever, A.: Wärmebilanzrechnungen für Brandräume mit unterschiedlichen Randbedingungen (Teil 1). Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1980

Heft 47:

Walter, R.: Partiiell brandbeanspruchte Stahlbetondecken: Berechnung des inneren Zwanges mit einem Scheibenmodell. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1981; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1981, ISBN 3-89288-039-5

Heft 48:

Svensvik, B.: Zum Verformungsverhalten gerissener Stahlbetonbalken unter Einschluß der Mitwirkung des Betons auf Zug in Abhängigkeit von Last und Zeit. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1981; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1981, ISBN 3-89288-040-9

Heft 49:

Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz: Veröffentlichungen 1967 bis 1981. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1981, ISBN 3-89288-041-7

Heft 50:

Ojha, S.K.: Die Steifigkeit und das Verformungsverhalten von Stahlbeton- und Spannbetonbalken unter kombinierter Beanspruchung aus Torsion, Biegemoment, Querkraft und Axialkraft. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1982, ISBN 3-89288-042-5

Heft 51:

Henke, V.: Zusammenstellung und Anwendung Bayes'scher Verfahren bei der Stichprobenbeurteilung. Projekt D1 des SFB 148. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1982, ISBN 3-89288-043-3

Heft 52:

Haksever, A.: Stahlbetonstützen mit Rechteckquerschnitten bei natürlichen Bränden. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1982; Zugl.: Habil.-Schr., Technische Universität Istanbul, 1982, ISBN 3-89288-044-1

Heft 53:

Weber, V.: Untersuchung des Reiß- und Verformungsverhaltens segmentärer Spannbetonbauteile. Braunschweig, Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1982; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1982, ISBN 3-89288-017-4

Heft 54:

Ranisch, E.-H.: Zur Tragfähigkeit von Verklebungen zwischen Baustahl und Beton: geklebte Bewehrung. Unveränderter Nachdruck der Ausgabe 1982. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1986; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1982, ISBN 3-89288-010-7

Heft 55:

Wiedemann, G.: Zum Einfluß tiefer Temperaturen auf Festigkeit und Verformung von Beton. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1982; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1982

Heft 56:

Timm, R.: Ein geometrisch und physikalisch nichtlineares Rechenmodell zur optimalen Biegebemessung ebener Stahlbetonrahmen. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1982; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1982, ISBN 3-89288-018-2

Heft 57:

Diederichs, U.: Untersuchungen über den Verbund zwischen Stahl und Beton bei hohen Temperaturen. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1983; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1983, ISBN 3-89288-019-0

Heft 58:

Schneider, U.: Wärmebilanzrechnungen in Verbindung mit Versuchen in Brandräumen (Teil 2). Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1983, ISBN 3-89288-020-4

Heft 59:

Dobbernack, R.: Wärmebilanzrechnungen in Brandräumen unter Berücksichtigung der Mehrzonenmodellbildung (Teil 3). Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1983, ISBN 3-89288-021-2

Heft 60:

Hillger, W.: Verbesserungen und Erweiterungen von Ultraschallprüfverfahren zur zerstörungsfreien Fehlstellen- und Qualitätskontrolle von Betonbauteilen. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1983; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1983, ISBN 3-89288-014-X

Heft 61:

Blume, F.: Zur Wirklichkeitsnähe der Lastannahmen in Silovorschriften für Zellen aus Stahlbeton und Spannbeton. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1984; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1984, ISBN 3-89288-013-1

Heft 62:

Nöltig, D.: Das Durchstanzen von Platten aus Stahlbeton : Tragverhalten, Berechnung, Bemessung. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1984; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1984, ISBN 3-89288-012-3

Heft 63:

Wesche, J.: Brandverhalten von Stahlbetonplatten im baupraktischen Einbauzustand. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1985; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1985, ISBN 3-89288-009-3

Heft 64:

Droese, S.: Untersuchungen zur Technologie des Gleitschalungsbbaus. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1985; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1985, ISBN 3-89288-000-X

Heft 65:

Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz: Forschungsarbeiten 1978 - 1983. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1984, ISBN 3-89288-001-8

Heft 66:

Hegger, J.: Einfluß der Verbundart auf die Grenztragfähigkeit von Spannbetonbalken. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1985; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1985, ISBN 3-89288-002-6

Heft 67:

Kepp, B.: Zum Tragverhalten von Verankerungen für hochfeste Stäbe aus Glasfaser-verbundwerkstoff als Bewehrung im Spannbetonbau. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1985; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1985, ISBN 3-89288-003-4

Heft 68:

Sager, H.: Zum Einfluß hoher Temperaturen auf das Verbundverhalten von einbetonierten Bewehrungsstäben. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1985; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1985, ISBN 3-89288-004-2

Heft 69:

Haß, R.: Zur praxisgerechten brandschutz-technischen Beurteilung von Stützen aus Stahl und Beton. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1986; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1986, ISBN 3-89288-005-0

Heft 70:

Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz: 17. Forschungskolloquium des Deutschen Ausschusses für Stahlbeton, März 1986, Kurzfassungen der Beiträge. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1986, ISBN 3-89288-006-9

Heft 71:

Ehm, C.: Versuche zur Festigkeit und Verformung von Beton unter zweiachsender Beanspruchung und hohen Temperaturen. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1986; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1986, ISBN 3-89288-007-7

Heft 72:

Hartwich, K.: Zum Reiß- und Verformungsverhalten von Stahlfaserverstärkten Stahlbetonstäben unter Längszug. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1986; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1986, ISBN 3-89288-008-5

Heft 73:

Scheuermann, J.: Zum Einfluß tiefer Temperaturen auf Verbund und Reißbildung von Stahlbetonbauteilen. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1987; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1987, ISBN 3-89288-011-5

Heft 74:

Hinrichsmeyer, K.: Strukturorientierte Analyse und Modellbeschreibung der thermischen Schädigung von Beton. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1987; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1987, ISBN 3-89288-015-8

Heft 75:

Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz: Fachseminar Neue Bemessungsregeln durch Änderung der Stahlbeton- und Spannbetonvorschriften DIN 1045, DIN 4227, Juni 1986, Kurzfassungen der Beiträge. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1986, ISBN 3-89288-022-0

Heft 76:

Budelmann, H.: Zum Einfluß erhöhter Temperaturen auf Festigkeit und Verformung von Beton mit unterschiedlichen Feuchtegehalten. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1987; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1987, ISBN 3-89288-016-6

Heft 77:

Großmann, F.: Spannungen und bruchmechanische Vorgänge im Normelbeton unter Zugbeanspruchung. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1987; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1987, ISBN 3-89288-023-9

Heft 78:

Rohling, A.: Zum Einfluß des Verbundkriechens auf die Rißbreitenentwicklung sowie auf die Mitwirkung des Betons zwischen den Rissen. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1987; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1987, ISBN 3-89288-024-7

Heft 79:

Henning, W.: Zwangrißbildung und Bewehrung von Stahlbetonwänden auf steifen Unterbauten. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1987; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1987, ISBN 3-89288-025-5

Heft 80:

Richter, E.: Zur Berechnung der Biegetragfähigkeit brandbeanspruchter Spann-betonbauteile unter Berücksichtigung geeigneter Vereinfachungen für die Materialgesetze. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1987; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1987, ISBN 3-89288-026-3

Heft 81:

Kiel, M.: Nichtlineare Berechnung ebener Stahlbetonflächentragwerke unter Einschluß von Brandbeanspruchung. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1987; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1987, ISBN 3-89288-027-1

Heft 82:

Konietzko, A.: Polymerspezifische Auswirkungen auf das Tragverhalten modifizierter zementgebundener Betone (PCC). Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1988; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1988, ISBN 3-89288-028-X

Heft 83:

Grzeschkowitz, R.: Zum Trag- und Verformungsverhalten schlanker Stahlbetonstützen unter besonderer Berücksichtigung der schiefen Biegung. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1988; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1988, ISBN 3-89288-030-1

Heft 84:

Wiese, J.: Zum Trag- und Verformungsverhalten von Stahlbetonplatten unter partieller Brandbeanspruchung. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1988; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1988, ISBN 3-89288-031-X

Heft 85:

Rudolph, K.: Traglastberechnung zweiachsig biegebeanspruchter Stahlbetonstützen unter Brandeinwirkung. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1988; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1988, ISBN 3-89288-032-8

Heft 86:

Kordina, K.; Meyer-Ottens, C.; Noack, I.: Einfluß der Eigenbrandlast auf das Brandverhalten von Bauteilen aus brennbaren Baustoffen. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1989, in Vorbereitung, ISBN 3-89288-058-1

Heft 87:

Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz: Forschungsarbeiten 1984 - 1989. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1989, ISBN 3-89288-034-4

Heft 88:

Grossert, E.: Untersuchungen zum Tragverhalten von Massivbrücken mit zweizelligem Kastenquerschnitt. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1989; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1989, ISBN 3-89288-059-X

Heft 89:

Falkner, H.; Teutsch, M. [Hrsg.]: Weiterbildungsseminar "Bauen in Europa", 15.-16. November 1990 in Braunschweig, Kurzreferate, ISBN 3-89288-063-8

Heft 90:

Falkner, H.; Teutsch, M.; Claußen, T.; Voß, K.-U.: Vorspannung im Hochbau. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1991, ISBN 3-89288-064-6

Heft 91:

Falkner, H.; Teutsch, M. [Hrsg.]: Fachtagung Spannbeton im Hoch- und Industriebau, Kurzreferate, 1991, ISBN 3-89288-065-4

Heft 92:

Heins, T.: Simulationsmodell zur sicherheitstechnischen Beurteilung der Rauchausbreitung in ausgedehnten Räumen. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1991; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, ISBN 3-89288-066-2

Heft 93:

Hagen, E.: Zur Prognose des Gefährdungspotentials von Raumbränden. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1992; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1991, ISBN 3-89288-072-7

Heft 94:

Falkner, H.; Teutsch, M. [Hrsg.]: Fachseminar "Instandsetzung und Ertüchtigung von Massivbauten", 14.-15. November 1991 in Braunschweig, Kurzreferate, ISBN 3-89288-068-9

Heft 95:

Qualitätssicherung im Bauwesen, VMPA-Tagung 1992, 25.-26.06.1992, Tagungsbericht, ISBN 3-89288-071-9

Heft 96:

Weiterbildungsseminar "Brandschutz im Industriebau", 30.09.1992 in Braunschweig, Kurzreferate, ISBN 3-89288-070-0

Heft 97:

Falkner, H.; Teutsch, M. [Hrsg.]: Fachseminar "Neue Technologien im Bauwesen", 12.-13.11.1992 in Braunschweig, Kurzreferate, ISBN 3-89288-073-5

Heft 98:

Gunkler, E.: Verstärkung biegebeanspruchter Mauerwerkswände durch bewehrte Ergänzungsschichten. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1993; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1992, ISBN 3-89288-074-3

Heft 99:

Dorn, T.: Zur Berechnung des Tragverhaltens brandbeanspruchter Tragwerke in Verbundbauweise unter besonderer Berücksichtigung der Träger-Stützen-Anschlüsse. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1993; Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1992, ISBN 3-89288-075-1

Heft 100:

Falkner, H.; Teutsch, M. [Hrsg.]: Fachseminar "Stahlfaserbeton", 04.03.1993 in Braunschweig, Kurzreferate, ISBN 3-89288-076-X

Heft 101:

Falkner, H.; Teutsch, M.: Vergleichende Untersuchungen an unbewehrten und stahlfaserbewehrten Industriefußböden. Forschungsbericht, Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1993, ISBN 3-89288-077-8

Heft 102:

Falkner, H.; Teutsch, M.: Comparative studies of plain and steel fiber reinforced concrete industrial ground slabs. Forschungsbericht, Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1993, ISBN 3-89288-078-6

Heft 103:

Braunschweiger Brandschutz-Tage 1993: Fachseminar Brandschutz - Forschung und Praxis. 06.-07.10.1993, Kurzreferate, ISBN 3-89288-079-4

Heft 104:

Thienel, K.-C.: Festigkeit und Verformung von Beton bei hoher Temperatur und biaxialer Beanspruchung. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1993

Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1993, ISBN 3-89288-080-8

Heft 105:

Falkner, H.; Teutsch, M. [Hrsg.]: Braunschweiger Bauseminar 1993 "Dauerhafte Bauwerke aus Faserbeton", 11.-12.11.1993 in Braunschweig, Kurzreferate, ISBN 3-89288-081-6

Heft 106:

Neuentwicklungen im baulichen Brandschutz. Dr. Meyer-Ottens 60 Jahre; Fachseminar 18.03.1994 in Braunschweig, ISBN 3-89288-085-9

Heft 107:

Bunte, D.: Zum karbonatisierungsbedingten Verlust der Dauerhaftigkeit von Außenbauteilen aus Stahlbeton. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1994
Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1993, ISBN 3-89288-086-7

Heft 108:

Holzenkämpfer, P.: Ingenieurmodell des Verbundes geklebter Bewehrung für Betonbauteile. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1994
Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1994, ISBN 3-89288-087-5

Heft 109:

Forschungsarbeiten 1990 - 1994. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1994, ISBN 3-89288-088-3

Heft 110:

Falkner, H.; Teutsch, M.; Rohde, S.: Untersuchung der Schubtragfähigkeit und der Wasserundurchlässigkeit von Arbeitsfugen unter Verwendung von Stremaform-Abschalelementen.

Falkner, H.; Teutsch, M.; Claußen, T.: Schubtragfähigkeit des Vergußbetons zwischen Köcher-, Block oder Hülsenfundamenten und Stützenfuß bei unterschiedlich profilierten Betonoberflächen.

Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1994, ISBN 3-89288-089-1

Heft 111:

Voß, K.-U.: Zum Trag- und Verformungsverhalten bei Schwellbeanspruchung. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1994

Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1993, ISBN 3-89288-090-5

Heft 112:

Weiterbildungsseminar Brandschutz bei Sonderbauten: 05./06.10.1994 in Braunschweig; Kurzreferate, 1994, ISBN 3-89288-092-1

Heft 113:

Falkner, H.; Teutsch, M. [Hrsg.]: Aus der Forschung in die Praxis: 10./11.11.1994; Braunschweiger Bauseminar 1994, ISBN 3-89288-091-3

Heft 114:

Warnecke, P.: Tragverhalten und Konsolidierung von historischem Natursteinmauerwerk, 1995

Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1995, ISBN 3-89288-094-8

Heft 115:

Braunschweiger Brandschutz-Tage 1995: 6. Fachseminar Brandschutz - Forschung und Praxis: 04.-05.10.1995, Kurzreferate, ISBN 3-89288-093-X

Heft 116:

Huang, Z.: Grenzbeanspruchung gebetteter Stahlfaserbetonplatten, 1995

Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1995, ISBN 3-89288-095-6

Heft 117:

Falkner, H.; Teutsch, M.; Huang, Z.: Untersuchung des Trag- und Verformungsverhaltens von Industriefußböden aus Stahlfaserbeton. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1995, ISBN 3-89288-096-4

Heft 118:

Kubat, B.: Durchstanzverhalten von vorge-spannten, punktförmig gestützten Platten aus Stahlfaserbeton, 1995

Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1995, ISBN 3-89288-097-2

Heft 119:

Falkner, H.; Teutsch, M. [Hrsg.]: Dichte Bauwerke: 09./10.11.1995; Braunschweiger Bauseminar 1995, ISBN 3-89288-091-3

Heft 120:

Steinert, C.: Bestimmung der Wärmeübergangsbedingungen auf Bauteile im Brandfall, Abschlußbericht, 1995, ISBN 3-89288-099-9

Heft 121:

Schütte, J.; Teutsch, M.; Falkner, H.: Fugenlose Betonbodenplatten, Forschungsbericht, 1996, ISBN 3-89288-100-6

Heft 122:

Weiterbildungsseminar Brandschutz bei Sonderbauten: 24./25.09.1996 in Braunschweig, Kurzreferate, 1996, ISBN 3-89288-101-4

Heft 123:

Droese, S.; Riese, A.: Belastungsversuche an zwei Durchlauf-Plattenstreifen aus Elementplatten mit Aufbeton aus Stahlfaserbeton, 1996, ISBN 3-89288-102-4

Heft 124:

Hankers, C.: Zum Verbundtragverhalten laschenverstärkter Betonbauteile unter nicht vorwiegend ruhender Beanspruchung, 1996

Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1996, ISBN 3-89288-103-0

Heft 125:

Schmidt-Döhl, F.: Ein Modell zur Berechnung von kombinierten chemischen Reaktions- und Transportprozessen und seine Anwendung auf die Korrosion mineralischer Baustoffe, 1996

Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1996, ISBN 3-89288-104-9

Heft 126:

Falkner, H.; Teutsch, M. [Hrsg.]: Ingenieurbauwerke mit neuen Konzepten: 14./15.11.1996, Braunschweiger Bauseminar 1996, ISBN 3-89288-105-7

Heft 127:

Forschung über Baudenkmalpflege - Arbeitsberichte: 1990 - 1993, 1996, ISBN 3-89288-106-5

Heft 128:

Festschrift zum 65. Geburtstag von Prof. Dr.-Ing. F. S. Rostásy: Baustoffe in Praxis, Lehre und Forschung, 1997, ISBN 3-89288-107-3

Heft 129:

Forschung über Baudenkmalpflege - Arbeitsberichte: 1994, 1997, ISBN 3-89288-108-1

Heft 130:

Forschung über Baudenkmalpflege - Arbeitsberichte: 1995, 1997, ISBN 3-89288-109-X

Heft 131:

Falkner, H.; Teutsch, M.; Klinkert H.: Trag- und Verformungsverhalten dynamisch beanspruchter Fahrbahnen aus Beton- und Stahlfaserbeton, Forschungsbericht, 1997, ISBN 3-89288-110-3

Heft 132:

Schütte, J.: Einfluß der Lagerungsbedingungen auf Zwang in Betonbodenplatten, 1997

Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1997, ISBN 3-89288-111-1

Heft 133:

Braunschweiger Brandschutz-Tage 1997: 7. Fachseminar Brandschutz - Forschung und Praxis: 01.-02.10.1997, Kurzreferate, ISBN 3-89288-112-X

Heft 134:

Ameler, J.: Betonverhalten bei hohen Temperaturen und triaxialer Beanspruchung - FE-Modell auf der Basis der Betonstruktur, 1997

Zugl.: Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1997, ISBN 3-89288-113-8

Heft 135:

Tagung Konsolidierung von historischem Natursteinmauerwerk: 06./07.11.1997 in Braunschweig, ISBN 3-89288-114-6

Heft 136:

Falkner, H.; Teutsch, M. [Hrsg.]: Innovatives Bauen: 13./14.11.1997, Braunschweiger Bauseminar 1997, ISBN 3-89288-115-4

Heft 137:

Forschung über Baudenkmalpflege - Arbeitsberichte: 1996 - 1997, 1998. ISBN 3-89288-116-2

Heft 138:

Scheibe, M.: Vorhersage des Zeitstandsverhaltens unidirektionaler Aramidfaserverbundstäbe in alkalischer Umgebung. 1998. Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 1998. ISBN 3-89288-117-0

Heft 139:

Weiterbildungsseminar Brandschutz bei Sonderbauten : 29./30.9.1998 in Braunschweig ; Kurzreferate. 1998. ISBN 3-89288-118-9

Heft 140:

Gutsch, A.: Stoffeigenschaften jungen Betons - Versuche und Modelle. 1998. Zugl.: Braunschweig, TU, Diss. ISBN 3-89288-119-7

Heft 141:

Falkner, H. ; Teutsch, M. [Hrsg.] Beton auf neuen Wegen : 12.-13.11.1998 ; Braunschweiger Bauseminar 1998. ISBN 3-89288-120-0

Heft 142:
Betonbau - Forschung, Entwicklung und Anwendung : Festschrift zum 60. Geburtstag von Univ.-Prof. Dr.-Ing Horst Falkner am 20.4.1999. 1999.
ISBN 3-89288-121-9

Heft 143:
Teutsch, M ; Klinkert, H.
Leistungsklassen von Stahlfaserbeton. 1999.
ISBN 3-89288-122-7

Heft 144:
Forschungsarbeiten 1995 - 1999. 1999.
ISBN 3-89288-123-5

Heft 145:
Braunschweiger Brandschutztage 1999: 8. Fachseminar Brandschutz - Forschung und Praxis ; 4.-5. Oktober 1999 in Braunschweig., Kurzreferate. 1999.
ISBN 3-89288-124-3

Heft 146:
Falkner, H. ; Teutsch, M. [Hrsg.]
Bauen im nächsten Jahrtausend : 11.11.-12.11.1999 ; Braunschweiger Bauseminar 1999.
ISBN 3-89288-125-1

Heft 147:
Weiterbildungsseminar Brandschutz bei Sonderbauten: 28./29.3.2000 in Braunschweig; Kurzreferate. 2000.
ISBN 3-89288-126-X

Heft 148:
Hariri, K.: Bruchmechanisches Verhalten jungen Betons - Laser-Speckle-Interferometrie und Modellierung der Rißprozeßzone. 2000.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2000.
ISBN 3-89288-127-8

Heft 149:
Wigger, H.: Rissbildung in historischem Natursteinmauerwerk : Beobachtung, Versuche und Berechnungsmodelle. 2000.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2000.
ISBN 3-89288-128-6

Heft 150:
Neubauer, U.: Verbundtragverhalten geklebter Lamellen aus Kohlenstofffaser – Verbundwerkstoff zur Verstärkung von Betonbauteilen. 2000
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2000.
ISBN 3-89288-129-4.

Heft 151:
Brandschutz in Chemikalienlagern. 2000.
ISBN 3-89288-130-8

Heft 152:
Falkner, H. ; Teutsch, M. [Hrsg.]
Trends und Entwicklungen im Bauwesen : 9.-10.11.2000 ; Braunschweiger Bauseminar 2000.
ISBN 3-89288-131-6

Heft 153:
Rostásy, F.S. ; Budelmann, H. [Hrsg.]
Rissbeherrschung massiger Betonbauteile : Bauwerk, Werkstoff, Simulation ; Braunschweig, 20.3.2001.
ISBN 3-89288-132-4

Heft 154:
Krauß, M. ; Hariri, K. ; Rostásy, F.S.
Hydratationsgrad, Ultraschall-Technik zur Beschreibung der Erhärtung, bruchmechanisches Verhalten jungen Betons : Berichte ; Forschungsprojekt der EU (Brite Euram BE96-3843), IPACS. 2001.
ISBN 3-89288-135-9.

Heft 155:
Gutsch, A. ; Rostásy, F.S.
Spannungs-Dehnungslinie, viskoelastisches Verhalten und autogenes Schwinden jungen Betons : Berichte ; Forschungsprojekt der EU (Brite Euram BE96-3843), IPACS. 2001.
ISBN 3-89288-136-7

Heft 156:

Rostásy, F.S. ; Krauß, M. ; Gutsch, A.
Spannungsberechnung und Risskriterien für
jungen Beton – Methoden des iBMB : Be-
richt ; Forschungsprojekt der EU (Brite
Euram BE96-3843), IPACS. 2001.
ISBN 3-89288-137-5

Heft 157:

Rostásy, F.S. ; Krauß, M. ; Gutsch, A.
Früher Zwang in massigen Sohlplatten :
Bericht ; Forschungsprojekt der EU (Brite
Euram BE96-3843), IPACS. 2001.
ISBN 4-89288-138-3

Heft 158:

Braunschweiger Brandschutztage 2001: 9.
Fachseminar Brandschutz - Forschung und
Praxis ; 1.-2. Oktober 2001 in Braun-
schweig., Kurzreferate. 2001.
ISBN 3-89288-139-1

Heft 159:

Falkner, H. ; Teutsch, M. [Hrsg.]
Bauen im Wandel der Zeit : 8.-9.11.2001 ;
Braunschweiger Bauseminar 2001. 2001.
ISBN 3-89288-140-5.

Heft 160:

Beiträge zum 40. Forschungskolloquium
des Deutschen Ausschusses für Stahlbeton :
11.-12.10.2001 in Braunschweig. 2001.
ISBN 3-89288-141-3

Heft 161:

Dora, B.: Hydraulisch erhärtende Baustoffe
aus Betonbrechsand – Phasenveränderun-
gen durch Temperaturbehandlung und Ein-
satzmöglichkeiten.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2001.
ISBN 3-89288-142-1.

Heft 162:

RO 70 : 50 Jahre Forschung und 25 Disser-
tationen ; Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E. h. zum
70 Geburtstag gewidmet. 2002.
ISBN 3-89288-143-X.

Heft 163:

Praxisseminar Brandschutz bei Sonderbau-
ten : 1. und 2. Oktober 2002 in Braun-
schweig ; Kurzreferate.
2002.
ISBN 3-89288-144-8

Heft 164:

Stahlfaserbeton : Ein unberechenbares Ma-
terial? ; 14.-15. November - Braunschwei-
ger Bauseminar 2002.
ISBN 3-89288-145-6

Heft 165:

Niemann, P.
Gebrauchverhalten von Bodenplatten aus
Beton unter Einwirkungen infolge Last und
Zwang. Zugl.: Braunschweig, TU, Diss.,
2002.
ISBN 3-89288-146-4

Heft 166:

Budelmann ; H. ; Falkner, H. [Hrsg.]
Bauen im Bestand : 25. März 2003.
ISBN 3-89288-147-2

H. 167:

Blume, G.W.: Ingenieurmodell zur brand-
schutztechnischen Bemessung von Bautei-
len auf der Basis von experimentell ermit-
telten Verbrennungseffektivitäten. 2003.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2002.
ISBN 3-89288-148-0

H. 168:

Braunschweiger Brandschutztage 2003: 10.
Fachseminar Brandschutz - Forschung und
Praxis ; 30.9. - 1.10.2003 in Braunschweig.,
Kurzreferate. 2003.
ISBN 3-89288-149-9

H. 169:

Falkner, H. ; Teutsch, M. [Hrsg.]
Bauforschung und –praxis in schwierigen
Zeiten : 13. und 14. November ; Braun-
schweiger Bauseminar 2003.
ISBN 3-89288-150-2

H 170:

Hemmy, O.: Zum Gebrauchs- und Tragverhalten von Tunnelschalen aus Stahlfaserbeton und stahlfaserverstärktem Stahlbeton.

Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2003.

ISBN 3-89288-151-0

H. 171:

Dehne, M.: Probabilistisches Sicherheitskonzept für die brandschutztechnische Bemessung. 2003.

Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2003.

ISBN 3-89288-153-7

H. 172:

Paliga, K.: Entstehung und Vermeidung von Betonabplatzungen bei Tunnelbränden. 2003.

Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2003.

ISBN 3-89288-154-5

Heft 173:

Festschrift zum 60. Geburtstag von Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dietmar Hossler : Brandschutz und mehr... 2003.

ISBN 3-89288-152-9

Heft 174:

Timm, M.: Verbundwirkung des Betons im Bereich von STREMAFORM - Abschalelementen : Untersuchungsbericht ; Okt. 2000. 2004.

ISBN 3-89288-156-1

Heft 175:

Zehfuß, J.: Bemessung von Tragsystemen mehrgeschossiger Gebäude in Stahlbauweise für realistische Brandbeanspruchung.

Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2004.

ISBN 3-89288-155-3

Heft 176:

Nause, P.: Berechnungsgrundlagen für das Brandverhalten von Druckgliedern aus hochfestem Beton. 2004.

Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2004.

ISBN 3-89288-157-X

Nicht in der Schriftenreihe erschienen.

Heft 177:

Budelmann ; H. ; Falkner, H. [Hrsg.]

Bauen im Bestand : 23. März 2004.

ISBN 3-89288-158-8

H. 178:

Praxisseminar Brandschutz bei Sonderbauten : 29. – 30.9.2004 in Braunschweig ; Kurzreferate. 2004.

ISBN 3-89288-159-6

H. 179:

Krauß, M.: Probabilistischer Nachweis der Wirksamkeit von Maßnahmen gegen frühe Trennrisse in massigen Betonbauteilen. 2004.

Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2004.

ISBN 3-89288-160-X.

H. 180:

Weiske, R.

Durchleitung hoher Stützlasten bei Stahlbetonflachdecken. 2004.

Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2004.

ISBN 3-89288-161-8.

H. 181:

Falkner, H. ; Teutsch, M. [Hrsg.]

Qualität im Bauwesen : 11. und 12. Nov. ; Braunschweiger Bauseminar 2004.

ISBN 3-89288-162-6

H. 182:

Festschrift zum 60. Geburtstag von Univ.-Prof. Dr.-Ing. Klaus Peter Großkurth : Struktur und Anwendung der Baustoffe. 2005.

ISBN 3-89288-163-4

H. 183:

Budelmann, H. ; Laube, M. ; Hinrichs, W. [Hrsg.]

Bauen im Bestand : 23. Februar 2005.

ISBN 3-89288-164-2

H. 184:

Hinrichs, W.

Charakterisierung einer einheitlichen Messmethodik und Validierung ausgewählter Verfahren für die Bestimmung der Maschenweiten von Stahldrahtgeweben : Das Forschungsvorhaben wurde von der Stiftung Stahlanwendungsforschung im Stifterverband für die Deutsche Wissenschaft e.V. gefördert (Az: A 182/S24/10036/02. 2005). ISBN 3-89288-166-9.

H. 185:

Braunschweiger Brandschutz-Tage '05 : 11. Fachseminar Brandschutz – Forschung und Praxis, 28. und 29. Sept. 2005 in Braunschweig, Tagungsbericht. ISBN 3-89288-167-7.

H. 186:

Will, J.: Entwicklung eines sauerstoffkalorimetrischen Verfahrens zur Bestimmung von Brandparametern bei unterschiedlich ventilierten Bränden. 2005. Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2005. ISBN 3-89288-168-5.

H. 187:

Rigo, E.M.: Ein probabilistisches Konzept zur Beurteilung der Korrosion zementgebundener Baustoffe durch lösenden und treibenden Angriff. 2005. Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2005. ISBN 3-89288-169-3.

H. 188:

Budelmann, H. ; Gutsch, A.-W. [Hrsg.] Bauen im Bestand : Beton in der Abwassertechnik ; 6. Sept. 2005. ISBN 3-89288-170-7.

H. 189:

Gerritzen, D.P.
Zur Frage der Nachnutzbarkeit verbundlos vorgespannter Stahlbetondecken nach Brandeinwirkung. 2005. Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2005. ISBN 3-89288-171-5.

H. 190:

Falkner, H. ; Teutsch, M. [Hrsg.] Bewe(ä)rter Betonbau : 10. und 11. November ; Braunschweiger Bauseminar 2005. ISBN 3-89288-172-3

H. 191:

Kurzberichte aus der Forschung 2005. 2006. ISBN 3-89288-173-1

H. 192:

Praxisseminar Brandschutz bei Sonderbauten : 26.-27. Sept. 2006 ; Kurzreferate. ISBN-10: 3-89288-174-X ISBN-13: 978-3-89288-174-2.

H. 193:

Sperling, D.
Eine Methode zur automatisierten Überwachung von Spannbetonfahrwegträgern. 2006. Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2006. ISBN-10: 3-89288-175-8 ISBN-13: 978-3-89288-175-9.

H. 194:

Grunert, J.P.
Zum Tragverhalten von Spannbetonfertigteilbalken aus Stahlfaserbeton ohne Betonstahlbewehrung. 2006. Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2006. ISBN-10: 3-89288-176-6 ISBN-13: 978-3-89288-176-6.

H. 195:

Budelmann, H. ; Gutsch, A.-W. [Hrsg.] Bau Symposium Braunschweig (BSB 2007) : Stand und Entwicklung des Trockenbaus ; 8. März. 2007. ISBN 978-3-89288-177-3.

H. 196:

Bruder, S.
Adaptive Modellierung der Dauerhaftigkeit im Zuge der Überwachung von Betonbauwerken. 2007. Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 1996. ISBN 978-3-89288-178-0.

H. 197:
Holst, A.
Korrosionsmonitoring und Bruchortung
vorgespannter Zugglieder in Bauwerken.
2007.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss.
ISBN 978-3-89288-179-7.

H. 198:
Forell, B.
A Methodology to assess Species Yields of
Compartment Fires by means of an ex-
tended Global Equivalence Ratio Concept.
2007.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss.
ISBN 978-3-89288-180-3.

H. 199:
Braunschweiger Brandschutz-Tage '07 : 21.
Fachseminar Brandschutz – Forschung und
Praxis, 26. und 27. Sept. 2007 in Braun-
schweig, Tagungsband.
ISBN 978-3-89288-181-0.

H. 200:
Nothnagel, R.
Hydratations- und Strukturmodell für Ze-
mentstein. 2007.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss.
ISBN 978-3-89288-182-7

H. 201:
Riese, O.
Ein Brandausbreitungsmodell für Kabel.
2007.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss.
ISBN 978-3-89288-183-4

H. 202:
Braunschweiger Brandschutz-Tage '08 : 22.
Fachtagung ; Brandschutz bei Sonderbauten
, 30.9. – 1.10.2008 – Tagungsband.
ISBN 978-3-89288-185-8

H. 203:
Klinzmann, C.
Methodik zur computergestützten, probabi-
listischen Bauwerksbewertung unter Einbe-
ziehung von Bauwerksmonitoring. 2008.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss.
ISBN 978-3-89288-186-5.

H. 204:
Schnetgöke, R.
Zuverlässigkeitsorientierte Systembewer-
tung von Massivbauwerken als Grundlage
für die Bauwerksüberwachung. 2008.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss.
ISBN 978-3-89288-187-2.

H. 205:
Budelmann, H. ; Gutsch, A.-W. [Hrsg.]
Bau Symposium Braunschweig (BSB
2008): Konstruktiver Holzbau ; 4. Novem-
ber 2008.
ISBN 978-3-89288-188-9.

H. 206:
Kampmeier, B.
Risikogerechte Brandschutzlösungen für
den mehrgeschossigen Holzbau. 2008.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2008.
ISBN 978-3-89288-189-6.

H. 207:
Husemann, U.
Erhöhung der Verbundtragfähigkeit von
nachträglich aufgeklebten Lamellen durch
Bügelumschließungen.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2009.
ISBN 978-3-89288-190-2

H. 208:
Braunschweiger Brandschutz-Tage '09 : 23.
Fachtagung Brandschutz – Forschung und
Praxis, 29.9.2008 – 30.9.2009 ; Tagungs-
band.
ISBN 978-3-89288-191-9

H. 209:
Sperbeck, S.T.
Seismic Risk Assessment of Masonry Walls
and Risk Reduction by Means of Prestress-
ing. 2009.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss., 2009.
ISBN 978-3-89288-192-6

H. 210:

Braunschweiger Brandschutz-Tage '10 : 24.
Fachtagung ; Brandschutz bei Sonderbauten
, 21. und 22.9.2010 – Tagungsband.
ISBN 978-3-89288-194-0

H. 211:

Hohm, V.
Wärmetransportmodell für gekoppelte Pro-
zesse in der Brandsimulation. 2010.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss.
ISBN 978-3-89288-195-7.

H. 212:

Kruse, D.
Entwicklung von Hochleistungsbrand-
schutzbeschichtungen zum Entzündungs-
schutz von Holz unter Vollbrandbedingun-
gen. 2010.
Zugl.: Braunschweig, TU, Diss.
ISBN 978-3-89288-196-4.

Druck und Einband · Laserscript Digitaldruck · Braunschweig
Telefon: 05 31/ 2 38 64-0 · E-Mail: info@laserscript.de