

**INSTITUT FÜR BAUSTOFFE, MASSIVBAU UND BRANDSCHUTZ
DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT BRAUNSCHWEIG**

Amtliche Materialprüfanstalt für das Bauwesen

Direktoren:

Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E. h. K. Kordina

Prof. Dr.-Ing. F. S. Rostásy

**WÄRMEBILANZRECHNUNGEN IN BRANDRÄUMEN
UNTER BERÜCKSICHTIGUNG
DER MEHRZONENMODELLBILDUNG**

(TEIL III)

von
Reinhold Dobbernack
und
Ulrich Schneider



Heft 59

BRAUNSCHWEIG

1983

	Seite
1. Inhaltsverzeichnis	1
2. verwendete Formelzeichen	2
3. Einleitung	6
3.1 Allgemeines	6
3.2 Problemstellung	7
4. Theoretische Grundlagen	10
4.1 Stand der Erkenntnisse	10
4.2 Brandraummodell	16
4.3 Bilanzgleichungen der Brandraumsegmente	19
4.3.1 Energiefreisetzung	20
4.3.2 Plume-Einfluß	23
4.3.3 Rauch- und Heißgasschicht	26
4.3.4 Untere Luftschicht	29
4.3.5 Umfassungsbauteile	30
4.4 Bestimmung der Energie- und Massenänderung	32
4.4.1 Konvektive Energien	32
4.4.1.1 Plume-Gasschicht	32
4.4.1.2 Gas- und Luftschicht - Umfassungsbauteil	34
4.4.1.3 Wandöffnungen - Brandraum	36
4.4.2 Wärmeleitung in die Umfassungsbauteile	39
4.4.3 Wärmestrahlungsenergie	40
4.4.3.1 Allgemeine Voraussetzungen	40
4.4.3.2 Grundlagen der Monte-Carlo-Methode	48
4.4.3.3 Anwendung auf Brandräume	52
4.4.3.4 Absorptionszahlen	55
4.4.3.5 Geometrieinfluß auf Absorptionszahlen	62
4.4.3.6 Strahlungsaustausch im Gesamtbrandraum	68
4.5 Zusammenfassung	71
5. Anwendung des mathematischen Modells	74
5.1 Allgemeine Hinweise	74
5.2 Vergleich zweier Abbrandmodelle	74
5.3 Einfluß der Ventilationsöffnungen	81
5.4 Einfluß der Raumhöhe	89
6. Zusammenfassung	92
7. Literaturverzeichnis	94

2. Verwendete Formelzeichen

A	Fläche	m^2
a	Absorptionskoeffizient	1/m
B	Brandraumbreite	m
b_f	Fensterbreite	m
C_s	Strahlungskoeffizient	$W/m^2 K^4$
c	Kontraktionskoeffizient	-
c_e	dimensionsloser Plume-Höhenbeiwert (Zukoski)	-
c_{pg}	spez. Wärmekapazität der Gasschicht	kJ/kgK
c_{pl}	spez. Wärmekapazität der Luft	kJ/kgK
c_{pp}	spez. Wärmekapazität der Plume-Gase	kJ/kgK
c_v	dimensionsloser Geschwindigkeitsbeiwert (Zukoski)	-
c_w	spez. Wärmekapazität der Wand	kJ/kgK
E_x	Verhältnis der Zusatzluft zum stöchiometrischen Luftbedarf	$kgL/kg L$ stöch
e_s	Wärmefluß durch Strahlung pro Zeit und Fläche	$W/m^2 s$
g	Erdbeschleunigung	m/s^2
H	Brandraumhöhe	m
H_f	Flammenhöhe	m
H_g	Gasschichthöhe	m
H_l	Luftschichthöhe	m
H_p	Höhe des Plume	m
H_u	Unterer Heizwert	kJ/kg
h'	Fensteroberkante bis Raumabschluß	m
\dot{h}_c	freigesetzte Energie im Brandraum	kJ/s
h_o	Fensterhöhe	m
h_f	Gasschichthöhe ohne Einschnürung	m
h'_f	Gasschichthöhe mit Einschnürung	m
\dot{h}_p	Energieinhalt des Plume vor der Gasschicht	kJ/s
i_s	Strahlungsintensität	$w/m^2 s$
K	Entrainment-Koeffizient	-
L	Brandraumlänge	m
l	Weglänge im Gas	m
m	Masse	kg
\dot{m}	Massenstrom	kg/s
\dot{m}_a	Gesamt-Luftmassenstrom im Plume	kg/s
$\overline{\dot{m}}_a$	Massenstrom Zusatzluft in den Plume	kg/s
\dot{m}_d	Massenstrom durch Dachöffnung	kg/s
\dot{m}_e	Massenstrom durch sämtliche Öffnungen	kg/s

\dot{m}_f	Massenstrom durch seitliche Wandöffnung	kg/s
\dot{m}_g	Massenstrom der Gasschicht	kg/s
m_l	Masse der Luftschicht	kg
\dot{m}_o	einströmender Massenstrom	kg/s
\dot{m}_p	Massenstrom des Plume vor der Gasschicht	kg/s
\dot{m}_v	Luftmassenstrom für stöchiometrische Verbrennung	kg/s
N_{CO}	Verbrennungszahl	-
N_f	Zahl der Energieteile einer Fläche	-
n	Segmentzahl	-
\dot{Q}	Wärmestrom, Wärmefluß	kJ/s
\dot{Q}_a	Wärmestrom von der Luftschicht im Plume	kJ/s
$\dot{Q}_{b,res}$	Wärmestrom, resultierend, an der Bodeninnenseite	kJ/s
$\dot{Q}_{d,res}$	Wärmestrom, resultierend, an der Deckeninnenseite	kJ/s
$\dot{Q}_{g,ab}$	Summe der Wärmeströme, abgegeben von der Gasschicht	kJ/s
$\dot{Q}_{g,zu}$	Summe der Wärmeströme in die Gasschicht	kJ/s
$\dot{Q}_{k,b-l}$	Wärmestrom durch Konvektion, Boden - Luft	kJ/s
$\dot{Q}_{k,g-d}$	Wärmestrom durch Konvektion, Gasschicht - Decke	kJ/s
$\dot{Q}_{k,g-e}$	Wärmestrom durch Ausfließen aus den Öffnungen	kJ/s
$\dot{Q}_{k,p-g}$	Wärmestrom durch Konvektion, Plume - Gasschicht	kJ/s
\dot{Q}_o	Wärmestrom	kJ/s
$\dot{Q}_{s,b,ab}$	Gesamtabgestrahlter Wärmestrom des Bodens	kJ/s
$\dot{Q}_{s,b-b}$	Wärmestrom, Strahlung, Boden - Boden	kJ/s
$\dot{Q}_{s,b-d}$	Wärmestrom, Strahlung, Boden - Decke	kJ/s
$\dot{Q}_{s,d,ab}$	Gesamtabgestrahlter Wärmestrom der Decke	kJ/s
$\dot{Q}_{s,d-b}$	Wärmestrom, Strahlung, Decke - Boden	kJ/s
$\dot{Q}_{s,d-d}$	Wärmestrom, Strahlung, Decke - Decke	kJ/s
$\dot{Q}_{s,d-g}$	Strahlungswärmestrom, Decke - Gasschicht	kJ/s
$\dot{Q}_{s,F}$	Wärmestrom durch Strahlung von der Verbrennungszone	kJ/s
$\dot{Q}_{s,g,ab}$	Strahlungswärmestrom der Gasschicht in die Umgebung	kJ/s
$\dot{Q}_{s,g-b}$	Wärmestrom, Strahlung, Gasschicht - Boden	kJ/s
$\dot{Q}_{s,g-d}$	Wärmestrom, Strahlung, Gasschicht - Decke	kJ/s
$\dot{Q}_{s,g-g}$	Strahlungswärmestrom, Gasschicht - Gasschicht	kJ/s
$\dot{Q}_{s,p-b}$	Wärmestrom, Strahlung, Plume - Boden	kJ/s
$\dot{Q}_{s,p-d}$	Wärmestrom, Strahlung, Plume - Decke	kJ/s
$\dot{Q}_{s,p-g}$	Strahlungswärmestrom, Plume - Gasschicht	kJ/s
q	Energie	kJ/m
\dot{q}	Energiestrom	kJ/s m
\dot{R}	Abbrandrate	kg/s
R_β	Zufallszahl ($0 \leq R \leq 1$) für β	

r	Verhältnis bei stöchiometrischer Verbrennung Luft/ Brennstoff	kgL/kgB
r	Abstand	m
S _{gl}	gleichwertige Schichtdicke	m
S	Energieinhalt eines Energieteilchens	kJ
T	Temperatur	K
T _a	Temperatur der unteren Luftschicht	K
T _c	Deckenoberflächentemperatur	K
T _g	Gasschichttemperatur	K
T _o	Umgebungstemperatur	K
T _p	Plume-Temperatur	K
T _w	Temperatur der Wandoberfläche, innen	K
t	Zeit	s
w	Rauchgasgeschwindigkeit im Brandraum	m/s
x	Koordinate	m
y	Koordinate	m
y _o	Radius des Brandherdes	m
z	Koordinate	m
α	Absorptionsgrad	
α	Wärmeübergangskoeffizient	W/m ² K
β	Winkel von der Flächennormalen	-
γ	Ebenenwinkel	-
δ	Einschnürung der Ausflußhöhe	m
ε	Emissionsgrad, Emissionsverhältnis	-
λ	Wellenlänge	m
λ _w	Wärmeleitfähigkeit der Wand	kJ/s m K
ρ	Reflexionsgrad	-
ρ _a	Dichte der unteren Luftschicht	kg/m ³
ρ _g	Dichte der Rauchgase	kg/m ³
ρ _o	Dichte der Gase über dem Brandherd	kg/m ³
ρ' _o	Dichte Verhältnis ρ _o /ρ _a	-
ρ _p	Dichte der Plume-Gase	kg/m ³
ρ _w	Dichte der Wand	kg/m ³
τ	optische, dichte Durchlässigkeit	-
ψ	Absorptionszahl	-
ω	inverse volumetrische Expansion (1/(1+(H _u /r·c _p ·T _a)))	-
ω	Raumwinkel	-

Indices

a	in den Plume eingesaugt
ab	abgeführt
alt	Zustand vor dem Berechnungszeitschritt
b	Boden, Segment VI
d	Decke, Segment V
f	Fenster
g	Gasschicht, Segment III
ges	gesamt
i	innen
k	konvektiv
l	Luftschicht, Segment IV
m	vermischt
N	Zahl des Segments
o	Umgebungszustand
p	Plume, Segment II
res	resultierend
s	Strahlung, schwarz
stöch	stöchiometrisch
t	Zeit
total	Gesamtanteil der eingesaugten Luft im Plume
w	Wand
zu	zugeführt
zusatz	Zusatzluft

3. Einleitung

3.1 Allgemeines

Der folgende Bericht ist ein Teil eines aus mehreren Arbeitsphasen bestehenden Forschungsprogramms, das sich mit Schadensfeuern in kleinen und großen Brandräumen befaßt. Gefördert wird das Forschungsvorhaben seit 1976 vom Ministerium für Raumordnung, Bauwesen und Städtebau. Grundsätzlich befassen sich die Untersuchungen mit der Entwicklung, Ausbreitung und Auswirkung von natürlichen Bränden, d. h. Schadensfeuern, auf die Bauwerke und ihre Umgebung.

Bei diesen Untersuchungen werden in erster Linie Erkenntnisse und Abhängigkeiten theoretischer Art in thermodynamischer und strömungsmechanischer Hinsicht angestrebt, um Einflußgrößen auf den Brand erfassen zu können. Dadurch kann durch Variation der Randbedingungen, was hier als geometrische Anordnung und Gestaltung eines Raumes oder Brandabschnitts zu verstehen ist, Einfluß auf den Verlauf und die Heftigkeit eines Brandes genommen werden.

Um möglichst umfangreiche Abhängigkeiten über das Brandgeschehen zu erhalten, sind aufgrund des damaligen Wissensstandes vier verschiedene Arbeitsphasen zu einem langfristigen Arbeitsprogramm aufeinander abgestimmt worden ([1], S. 2 bis 4). Der folgende Berichtsteil stellt die III. Arbeitsphase dar und behandelt:

Untersuchungen von Bränden in Räumen mit vertikalen Öffnungen und mehrzonaler Temperaturverteilung.

Über die Phase I bei Bränden in Räumen mit vertikalen Öffnungen und homogener Temperaturverteilung ist in [1] ausführlich berichtet worden. In der abgeschlossenen Arbeitsphase II [2] werden die Probleme hinsichtlich eines Brandes in Räumen mit Seitenfenstern und Dachöffnungen beschrieben, wenn eine homogene Temperaturverteilung vorliegt. Die noch ausstehende Arbeit (Teil IV) über Brände in Räumen mit vertikalen und horizontalen Öffnungen und inhomogener Temperaturverteilung erfordert zusätzliche Untersuchungen, wobei der vorliegende Bericht III notwendige Voraussetzung ist. Die theoretischen Voraussetzungen und Annahmen zur Lösung der Systemgleichungen für große Brandräume sind experimentell nicht

untersucht worden, und deswegen kann für diese Raumgröße nicht mit dem Vergleich von Rechnung und Experiment gearbeitet werden. Es erscheint deshalb sinnvoll, Brände dieser Größe in unterschiedlichen Brandsituationen und Raumgeometrien in der Zukunft experimentell untersuchen zu lassen. Das ist notwendig, weil es bis heute nicht möglich ist, Brandversuche im kleinen Labormaßstab auf beliebig große Brandräume zu übertragen.

3.2 Problemstellung

Der vorliegende Teilbericht über Brände in Räumen mit vertikalen Fensteröffnungen und mehrzonigen Temperaturbereichen im Brandraum unterscheidet sich stark von den Untersuchungen der Arbeitsphasen I und II. Obwohl der Brand bei sonst gleichen physikalischen Randbedingungen im Brandraum abläuft, erschwert sich die Lösung des Problems dadurch, daß eine sich im Brandraum ausbildende Heißgasschicht berücksichtigt wird. Es wird dadurch für große Räume, besonders für Industriehallen, eine wirklichkeitsnähere Beschreibung der Brandsituation erreicht. Deswegen liegt der Schwerpunkt des vorliegenden Berichts auf dem Gebiet der großen Brandräume. In Teil I [1] dieses Forschungsvorhabens konnte gezeigt werden, daß Brände in kleinen Brandräumen von Metz [3] und Lyngby [4] in guter Übereinstimmung mit den Versuchen nachgerechnet werden konnten, wobei eine homogene Temperaturverteilung über der Raumhöhe angenommen wurde.

Auf der anderen Seite werden durch die Temperaturschichtungen im Raum die Abhängigkeiten einzelner Brandraumsegmente und ihre gegenseitige Beeinflussung untereinander durch die Brandeinwirkung sehr komplex. Der Rechenaufwand für die Lösungsprozeduren der Energie- und Massenbilanzen, die den Brandvorgang beschreiben, steigt dementsprechend an. Außerdem werden neue, nicht in Teil I und II angewandte Methoden zur Lösung und Beschreibung notwendig, die in vollkommen neu zu erstellende Rechenprogramme eingebaut werden müssen.

Als grundsätzlich anders zu [1] muß bei der Erfassung des Brandgeschehens vorgegangen werden, wenn sich eine Gasschicht unter der Decke im Raum bildet. Mit sich zeitlich verändernder Energiefreisetzung beim Brand ändert sich ebenso die Gasschichthöhe durch die aus dem Brand aufsteigenden heißen Verbrennungsgase und der aus der Umgebung mitgerissenen Kaltluft. Dieser Ort der Vermischung von aufsteigenden Heißgasen und umgebenden Kaltgasen wird als Plume bezeichnet.

Er stellt neben dem Brandherd selbst einen Ort einer lokalen Energiequelle für die Wärmestrahlungsausbreitung dar und ist ebenso der Bereich für den Energietransport der aufsteigenden Rauchgase.

Durch die Berücksichtigung einer sich ausbildenden Heißgasschicht ist neben den Wänden und den Seitenöffnungen der untere Teil des Brandraums als eine zusätzliche Wärmesenke entstanden. Im Gegensatz zu den Flächen hinter der Gasschicht unterliegt der Boden lediglich der Wärmestrahlung der Umgebung. Die untere Luftschicht wird, da sie für Wärmestrahlung durchlässig ist, nur über konvektive Energien vom Boden erwärmt.

Unter diesen Gesichtspunkten ist der Einfluß der Wärmestrahlung in Abhängigkeit von Geometrie und Temperatur zu berücksichtigen. Es bilden sich Temperaturprofile über der Höhe aus. Es können deswegen Annahmen für den Wärmestrahlungsaustausch mit mittleren Emissionszahlen nicht verwendet werden, wie es in den Brandraummodellen für kleine Räume der Arbeitsphasen I und II dieses Forschungsvorhabens geschehen ist. Dort konnte nachgewiesen werden, daß der Wechsel der mittleren Emissionsverhältnisse zwischen 0,4 und 0,8 theoretisch kaum Einfluß auf die zeitliche Temperaturverteilung im Brandraum hat, wenn ein homogenes Temperaturfeld angenommen wird.

Die Verwendung mittlerer Emissionsverhältnisse ist in Brandräumen mit inhomogener Temperaturverteilung nicht möglich. Die Energieabgabe der Wände hinter der Gasschicht wird sich unterscheiden von der abgestrahlten Energie der Heißgasschicht, die zeitabhängig ihr Volumen und ihre Temperatur ändert und dadurch auch ihre Energieabgabe durch Wärmestrahlung.

Die Größe des Emissionsverhältnisses ϵ der Bodenfläche ist ein Maß dafür, wie stark sie sich erwärmen wird. Bei großen Emissionsverhältnissen, z. B. $\epsilon = 0,8$, werden 80 % der auftreffenden Wärmestrahlungsenergie vom Boden absorbiert und bestimmt somit die Oberflächentemperatur. Bei einem Emissionsverhältnis von z. B. $\epsilon = 0,4$ werden lediglich 40 % der Energie absorbiert, der Rest von 60 % wird dagegen in den Brandraum reflektiert und dort absorbiert. Im Beispiel davor werden nur 20 % der Energie reflektiert.

Wegen dieser Abhängigkeiten wird von der in der Literatur üblichen Wärme-
strahlungsausbreitungsmodellen [5] kein Gebrauch gemacht, weil sie zu auf-
wendig und dadurch unübersichtlich werden. Hier findet die Monte-Carlo-
Methode Verwendung, die die Möglichkeit eröffnet, komplexe Systeme dieser
Art - d. h. segmentiert über Höhe und Breite - in ihrem Strahlungsaustausch
zu erfassen. Es ist ein auf statistischer Basis ablaufendes Berechnungsver-
fahren, dessen mathematische Herleitung und Anwendbarkeit in entsprechender
Fachliteratur gezeigt wird [6, 7].

Unter Einbeziehung des für den Brandraum neu zu entwickelnden Strahlungs-
modells und der Auswirkungen des Plume wird unter Verwendung der physikali-
schen Grundlagen aus [1] ein neues physikalisch-mathematisches Modell erar-
beitet. Für die Anwendung dieses Modells wird ein Rechenprogramm erstellt,
das so in Segmente gegliedert sein muß, daß bei neuen Erkenntnissen hin-
sichtlich des Brandes oder anderen Teilmodellen diese ohne großen zeitli-
chen Aufwand in das vorhandene Rechenprogramm eingearbeitet werden können.
Dadurch wird gewährleistet, daß die erarbeiteten Grundlagen dieses For-
schungsprojekts für weiterführende Brandraumuntersuchungen und Detailergeb-
nisse mit einzubeziehen sind und auf ihnen aufgebaut werden kann.

Ziel dieser Untersuchungen ist es, Parameterstudien durchzuführen. Einmal
werden zwei verschiedene Modelle für den Transport von Rauchgasen in die
Heißgasschicht untersucht. Weiterhin werden die Einflüsse von Fensteröff-
nungen auf den Brand und die Branddauer behandelt, wobei die hauptsächli-
chen Terme für Energie- und Massentransport ermittelt und diskutiert werden
sollen.

Der Vergleich von Rechnung und Messung ist für den gegenwärtigen Stand
nicht direkt möglich, da für größere Brandabschnitte keine uns bekannten
Messungen vorliegen. Entsprechende Versuche über Brände in großen Räumen
oder die Untersuchung wichtiger den Brand beeinflussende Parameter sollten
für die Zukunft ermöglicht werden, weil somit wertvolle Hilfen - wie Brand-
ausbreitung und Abbrandrate - zur Beurteilung von Brandrisiken in Industrie-
hallen hinsichtlich der DIN 18 230 gegeben werden können.

4. Theoretische Grundlagen der Brandraummodellierung bei mehrschichtiger Temperaturverteilung

4.1 Stand der Erkenntnisse

Die Kenntnisse über das Brandgeschehen in kleinen und großen Brandräumen sind vielfältig. Trotz des Wissens über die grundsätzlich ablaufenden physikalischen Vorgänge beim Brand wurden verstärkt in den letzten zehn Jahren Untersuchungen veröffentlicht, die zeigen, daß detaillierte Ergebnisse weiterhin notwendig sind. Die Berechnung und Bestimmung der lokalen Brandraumtemperaturen und Wärmeströme in Brandräumen bei natürlichen Bränden und damit ihre Auswirkungen auf das Gebäude sind äußerst komplex und in ihrer vielfältigen Wechselwirkung bis heute noch nicht gelöst. Deswegen wird weiterhin an Brandraummodellen gearbeitet, um unter Einbeziehung neuer theoretischer Ansätze und Ergebnisse aus experimentellen Untersuchungen genauere Parameterabhängigkeiten zu finden. Begünstigt wird diese Entwicklung dadurch, daß in der letzten Zeit immer leistungsstärkere Großrechenanlagen zur Verfügung stehen, mit denen in vertretbarem Rechenaufwand umfangreiche Gleichungssysteme zur Brandsimulation erfaßt werden können. Berücksichtigt werden dabei Ansätze aus der Thermodynamik und Strömungsmechanik für die Bilanzierung der zeitabhängigen Wärme- und Stofftransportvorgänge. Für die Umverteilung der Energien werden die Wärmeleitung und Konvektion sowie der Wärmestrahlungsaustausch verwendet, die in gegenseitiger Abhängigkeit zu einem sich im Brandraum ausbildenden Strömungsmodell stehen.

Erste Untersuchungen auf dem Gebiet der Brandraummodellierung sind von Kawagoe [8] durchgeführt worden. Kawagoe untersuchte den Einfluß der Ventilation, d. h. den Einfluß der kalten einströmenden Luft, auf einen voll entwickelten Brand. Er stellte fest, daß die Abbrandrate eines solchen Brandes unabhängig von der Brandlast ist, aber näherungsweise proportional zum theoretischen "Ventilations-Faktor". Dieser Faktor bestimmt die Menge der einfließenden Kaltluft und wird nach der Größe der Öffnungen im Brandraum zu $A\sqrt{H}$ bestimmt (A = Fläche der Öffnung, H = Höhe der Öffnung).

Später arbeiteten Ödeen [9] und Magnusson [10] mit ähnlichen Annahmen und erweiterten die theoretischen Ansätze, indem sie den Einfluß des Brandes auf das Umgebungsbauteil mit berücksichtigten. Diese theoretischen Ansätze wurden in gewissen Grenzen durch Experimente mit Holzkrippen verifiziert.

Böhm [4] untersuchte die Auswirkungen von Brandlasten in Form von Kunststoffen (Polyäthylen) und Holzkrippen und vergleicht diese Ergebnisse mit seinem theoretischen Brandraummodell. Unter dem gleichen Aspekt sind in den letzten Jahren wesentliche Verbesserungen in der Beurteilung von voll entwickelten Bränden durch die verschiedensten Autoren erreicht worden. So gibt es Untersuchungen, mit denen der Einfluß

der Art der Brandlast und deren Verteilung,
die Abbrandgeschwindigkeit und die Energiefreisetzung
der Lüftungsöffnungen

im voll entwickelten Brand behandelt wurde. Weiterhin sind dabei Erfahrungen gesammelt worden, um mit verbesserter Meßtechnik und theoretischen Ansätzen Aussagen über

Temperaturverteilung,
Rauchgaszusammensetzung,
Strömungsbilder in mehrdimensionaler Form
und neutraler Ebene

treffen zu können.

Trotz der Vielzahl der untersuchten Brandparameter in den unterschiedlichsten Räumen ist es noch nicht möglich, mit Hilfe der Ähnlichkeitstheorie Brandphänomene im Modell zu simulieren, um allgemein übertragbare Aussagen hinsichtlich der den vollentwickelten Brand beeinflussenden Parameter zu erhalten.

Da in den letzten Jahren die Verwendung schneller Großrechenanlagen möglich geworden ist, werden in verstärktem Maße die Probleme des Entstehungsbrandes und seiner Ausbreitung in mathematischen Modellen entwickelt. Es werden dafür verfeinerte Modellvorstellungen benötigt, für deren mathematische Lösung der Rechenaufwand überproportional ansteigt. Erste Darstellungen und Ergebnisse dieser Brandraummodelle sind von Quintiere [11], Pape and Watermann [12], Tanaka [13], Reeves and McArthur [20] und Mittler [14] vorhanden. Bis auf die Arbeit von Quintiere, der ein statisches Mehrzonenmodell beschreibt, wird das Brandgeschehen dieser diskontinuierlichen Modelle zeitabhängig dargestellt.

Die mathematische Modellierung instationärer, diskontinuierlicher Brandraummodelle gelingt nur, wenn wichtige Teilaspekte des Brandes untersucht worden sind. Deswegen wird auf internationaler Ebene viel Zeit investiert, um wissenschaftliche Detailfragen zu klären. Dazu gehören u. a.

1. die Ausbreitung des Brandes mit seiner zeitlichen wie örtlichen Energiefreisetzung in Abhängigkeit von den umgebenden Bauteilen einschließlich unterschiedlicher Brandgüter,
2. der Plume, d. h. der Ort der Flamme und der aus der Umgebung zugemischten Umgebungsluft als treibender Quellterm, durch den Massen- und Energietransporte hervorgerufen werden, so daß die Strömungsverteilung zu erfassen ist,
3. die Höhe der Gasschicht und ihr Einfluß auf das Bauwerk in Abhängigkeit von der Temperatur und der Zusammensetzung der Heißgasschicht,
4. die Größe der Öffnungen im Bauwerk und ihr Einfluß auf die dem Brandraum zu- und abgeführten Energie- und Massenströme,
5. der Einfluß der Wärmestrahlung, die wegen der diskontinuierlichen Gastemperaturverteilung im Brandraum und lokaler Energiequellen einen großen Einfluß auf die differenzierte Beurteilung der pre-flash-over-Phase hat.

Die Frage der Brandausbreitung in Brandräumen, besonders in großen Brandabschnitten ist bisher nicht untersucht worden. In [1] werden Ansätze für eine Brandausbreitung berücksichtigt. Es werden Ausbreitungsgeschwindigkeiten vorgegeben und ihre Auswirkungen im Rechenmodell für den voll entwickelten Brand untersucht. Delichatosios [15] beschreibt die Ausbreitung des Feuers an einzelnen Holzkrippen. Quintiere [16] untersucht die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Feuers an Wänden eines Brandraums, wobei die theoretischen Randbedingungen eines Mehrzonenmodells zugrunde liegen. In [20] wird anhand einer mathematischen Modellbildung die Brandausbreitung in Fahrgastkabinen großer Flugzeuge simuliert. Hier werden lediglich Brände bis zu zehn Minuten untersucht, weil in dieser Zeit entweder das Feuer unter Kontrolle zu bringen ist oder ein Unfall durch Vergiftungserscheinungen der Rauchgase auftritt.

Die vollständige Beschreibung des Plume ist von ausschlaggebender Bedeutung für den Brandverlauf. Grundlegende Zusammenhänge werden von Schmidt [17] erörtert. Es existiert eine Vielzahl von Untersuchungen über den Plume, bei denen die analytische Beschreibung mit unterschiedlichen Turbulenzansätzen angestrebt wird.

Um eine Anwendbarkeit dieser theoretischen Ansätze haben sich u. a. Yokoi [18] und Fang [19] bemüht. Steward [20] hat alle ihm bekannten Versuche über Brände einheitlich dargestellt und mit theoretischen Ansätzen in Übereinstimmung gebracht. Er erhält dadurch einen Zusammenhang zwischen zeitlichem Brennstoffumsatz und sichtbarer Flammenhöhe.

Zukoski [21] weist in seiner Arbeit auf die Schwierigkeiten hin, die in der Anwendung der Plume-Modellierung liegen. Die verwendeten Annahmen in der Plume-Theorie werden durch die wirklichen Zustände während eines Brandes nur unvollkommen wiedergegeben. Er gibt einen Zusammenhang für den Massentransport von Gas und Luft im Plume an, indem er Kennzahlen, sog. Entrainment-Koeffizienten, einführt, die die physikalischen Abhängigkeiten von Temperatur, Dichte und Geschwindigkeit der Rauchgase bis zu ihrem Eintritt in die Heißgasschicht erfassen sollen.

Neueste Ergebnisse über Plume-Untersuchungen wurden auf dem "First Specialist Meeting of the Combustion Institute, Bordeaux (France)" im Juli 1981 vorgestellt. Es wurden theoretische Ansätze für Integralmodelle diskutiert und Meßergebnisse hinsichtlich Verbrennungsrate, chemischer Reaktion, konvektivem Wärmetransport und horizontal abgestrahlter Energie vorgestellt. Beispielfhaft sollen zu diesem Themenkreis die Arbeiten von Tamanini [22] und You [23] angeführt werden.

Von entscheidendem Einfluß auf den Brandraum und die Entwicklung des Brandes ist die Heißgasschicht. Die Temperatur, Zusammensetzung und Höhe der Gasschicht hängt ab von den Anordnungen der Öffnungen im Bauwerk, die wiederum Einfluß haben auf Energiefreisetzung und Plume-Verhalten. Eine Vielzahl von Arbeiten untersuchen diese Detailprobleme, die ebenso in den Gesamtbrandraummodellen [11 - 15] mit berücksichtigt werden. Die Kenntnis über das zeitabhängige Wachsen der Heißgasschicht mit Rauchbestandteilen ist ein notwendiger Bestandteil für den Rauch- und Wärmeabzug in Gebäuden im Hinblick auf die Norm DIN 18 230 und DIN 18 232. Erste theoretische Beschreibungen dazu sind

von Thomas [24] durchgeführt worden, eine Literatursichtung bekannter Modellvorstellungen wurde von Schneider [25] erarbeitet. Die Verteilung von freigesetztem Rauch auf verschiedene Räume wird von Cooper [26] beschrieben.

Grundlegende Detailarbeiten zum Einfluß der Öffnungen auf das "Entrainment" im Plume geben die Arbeiten von Rockett [27] und Quintiere [28] wieder. Prahl und Emmons [29] beschreiben die Einschnürung von ausfließenden Heißgasen durch vertikale Fensteröffnungen in Experiment und Theorie. Zukoski [21] weist auf das Phänomen hin, daß bei bestimmter Gasschichthöhe in vertikalen Öffnungen sofort ein großer Teil der einströmenden Kaltluft in die Heißgasschicht eingewirbelt wird und somit zusätzlich das Temperatur- und Konzentrationsniveau der Heißgasschicht stark verändert. Im Rahmen zukünftiger Untersuchungen muß diesem Problembereich starke Beachtung geschenkt werden.

Die Wärmestrahlung ist eine der Transportmöglichkeiten für den Wärmeaustausch in Räumen und ist deswegen nicht zu vernachlässigen. Der Strahlungsaustausch zwischen zwei Flächen wird üblicherweise unter Verwendung von Einstrahl-Zahlen oder Winkelverhältnissen erfaßt. Die Anwendung wurde von Hottel [30] erläutert und gilt als Standardlösungsmöglichkeit.

Leider werden die Probleme komplexer Systeme, wie ein Mehrzonenbrandraummodell, unter Verwendung von Winkelverhältnissen zum Wärmestrahlungsaustausch nicht hinreichend genau beschrieben. Es werden lediglich Wärmestrahlungsverhältnisse zwischen zwei Flächen oder Volumina erfaßt. Der Einfluß dritter Flächen und deren Einfluß durch Reflektion auf den Umsatz durch Strahlung wird nicht berücksichtigt. Für Brandraummodelle mit homogener Gasverteilung [1 u. 4] sind die Lösungsansätze allerdings ein hilfreiches Verfahren. In [1] ist gezeigt worden, daß die Variation der Gasemission ϵ von geringer Auswirkung auf das zeitliche Brandgeschehen ist.

Bei Brandraummodellen in der pre-flash-over-Phase - besonders bei großen Räumen - verhalten sich der Boden und die untere Luftschicht wie eine Wärmesenke. Die Aufheizung der sich möglicherweise vorzeitig entzündenden Brandlasten erfolgt allein durch Strahlung. Hier wird eine sorgfältige Berücksichtigung von Materialien und Geometrien notwendig, weil Reflektionen über dritte Flächen beim Wärmestrahlungsaustausch den Vorgang beschleunigen und somit erfaßt werden müssen.

Gebhart [31] führt einen Faktor, Absorptionszahl ψ , ein, der den Wärmestrahlungsaustausch zwischen zwei Flächen beschreibt, in dem alle umliegenden zuzusätzlichen Einflußgrößen - auch Überlagerungen durch dritte Flächen - mit berücksichtigt werden. Die Darstellung dieser Absorptionszahlen gelingt heute unter Verwendung von Großrechenanlagen. Als Methode dient dazu die Monte-Carlo-Methode [32], in der physikalische Vorgänge direkt über statistische Gesetze simuliert und berechnet werden können. Die Anwendbarkeit dieses Verfahrens ist in einer Vielzahl von Veröffentlichungen dargestellt worden. Es eignet sich besonders zur Erfassung vom Wärmestrahlungsaustausch in komplexen Geometrien [33].

Abschließend soll die allgemeine Situation über Brandraummodellierung und Brandforschung im internationalen Rahmen angesprochen werden. Während des CIB/W 14-meetings in Athen im Mai 1980 wurde von Magnusson [34] in einem Übersichtsvortrag versucht, allgemeine Grundlagen und Erkenntnisse für Brandraummodelle aufzuzeigen. Aufgrund der unterschiedlichen Vorstellungen und nationalen Voraussetzungen wurde beschlossen, in einer Arbeitstagung über Modellbildung von Bränden zu erörtern, wie weit man auf diesem Gebiet der Forschung ist und in welcher Richtung weitere Aktivitäten gehen sollten.

Im Juni 1981 in Paris wurde deswegen ein CIB-Workshop durchgeführt. Es zeigte sich, daß trotz der vorhandenen theoretischen Gesamtbrandraummodelle [11 - 14, 20] große Anstrengungen im internationalen Rahmen weiterhin unternommen werden, grundlegende den Brand beeinflussende Parameter genauer zu erfassen. So wurden u. a. neue Arbeiten über das Verhalten des Plume, die Rauchgasverteilung und die Flammenstrahlung freier natürlich brennender Flammen vorgestellt. Weiterhin wurden in [35] erste Ergebnisse eines Mehrzonenmodells vorgestellt, bei der die Wärmestrahlung mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode ermittelt wurde.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die allgemeingültige Anwendung der Brandraummodelle auf beliebige Brandsituation bei weitem noch nicht erreicht worden ist. Aus diesem Grunde wurde ein stärkerer Informationsaustausch vorgeschlagen, um mehr Ergebnisse über durchgeführte Messungen zur Verifizierung vorhandener Rechenmodelle zu erhalten.

4.2 Brandraummodell

Grundlage des Brandraummodells ist ein rechteckiger Raum mit einem rechteckigen, vertikalen Seitenfenster als Ventilationsöffnung und einer Eingangstür, wie es in Bild 1 verdeutlicht wird. Als Feuer wird ein lokaler Brand auf dem Boden des Raumes angenommen.

Der Brandverlauf wird entsprechend der Segmente in folgende Bereiche gegliedert:

- I Der Brennstoff, in unserem Modell eine Holzbrandlast, der unter bestimmten Bedingungen mit einer Abbrandrate \dot{R} unter Energiefreisetzung verbrannt wird.
- II Die durch die Energiefreisetzung entstandenen Verbrennungsgase steigen aufgrund der Dichteunterschiede zur umgebenden Luft nach oben und vermischen sich zum Teil mit dieser. Hier im Plume verringern sich mit wachsender Höhe die Temperaturen und die Geschwindigkeit der Gase, während sich dagegen die Gesamtmasse und die Dichte erhöhen. Als Annahme gilt, daß die Verbrennung - d. h. der Bereich der leuchtenden Flamme - im Plume abgeschlossen ist und lediglich heiße Gase nach oben gelangen. Die leuchtende Flamme sendet Energie durch Strahlung aus. Die Hauptabstrahlungsrichtung ist die Normale zur Plumeachse.
- III In die Heißgasschicht, die sich wegen der Dichteunterschiede zur Umgebungsluft unter der Brandraumdecke ausbildet, strömt die gesamte Masse der beim Brand entstehenden Rauchgase. Obwohl sich während des Brandes durch die einströmenden Gase eine gewisse Schichtung in der Heißgasschicht ausbildet, wird im Modell eine sofortige und vollständige Durchmischung angenommen. Deswegen wird für den Bereich der Gasschicht gleichmäßige Temperatur, Dichte und Zusammensetzung zu jedem betrachteten Rechenzeitschritt vorausgesetzt. Weiterhin wird keine Vermischung mit der darunterliegenden Kaltluft angenommen. In Abhängigkeit von der Abbrandgeschwindigkeit \dot{R} wächst die Gasschicht und beginnt, wenn sie die Höhe h' (Bild 1) erreicht hat, wegen der Auftriebskräfte Gas aus der Fensteröffnung zu drücken.
- IV Der Raum unter der Heißgasschicht wird durch normale Umgebungsluft ausgefüllt. Die Luft wird zur Verbrennung in Segment I und II benötigt. Während eines Brandes gibt es verschiedene Möglichkeiten für die Massenänderung des Segmentes IV:

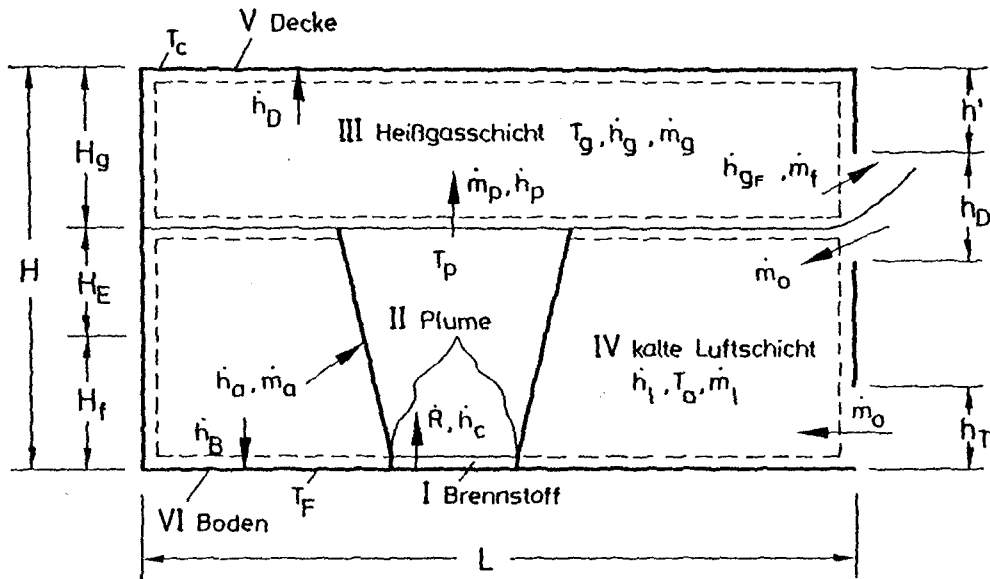


Bild 1: Brandraummodell (Geometrie, Segmente, Massen- und Energieströme)

1. Zu Beginn des Brandes wirkt die Heißgasschicht wie ein Kolben, und kalte Luft wird unten aus dem Brandraum gedrückt.
2. Die Gasschicht erreicht die Höhe h' , und es beginnt Gas auszuströmen. Ebenso wird noch Luft des Segments IV nach außen gedrückt.
3. Es tritt ein Umschlag der Kaltluftströmungsrichtung ein. Heiße Gase strömen aus der Fensteröffnung aus, und kalte Luft wird eingesaugt, damit die Gesamtmassenbilanz des Brandraums erfüllt wird.
4. Bei zu starker Abbrandrate wächst die Heißgasschicht zu schnell; dadurch wird der Zufluß von kalter Luft durch die Größe der Öffnung reguliert. Man spricht dann von einem ventilations-gesteuerten Brand, da nicht genug Sauerstoff für eine vollständige Verbrennung in ausreichender Menge zur Verfügung steht.

V Die Decke des Brandraums ist die Fläche hinter der Gasschicht des Segments III. Sie setzt sich zusammen aus der Decke des Raumes und den Teilen der Seitenwände, die von der Gasschicht ebenfalls überdeckt wird. Da die Gasschicht in ihrer Höhe von den Ventilationsöffnungen und der Abbrandrate abhängt, verändert sich ebenso die Größe der Segmentfläche V. Die Wärmeverluste durch die Wand werden durch einen eindimensionalen Ansatz beschrieben. Die Belastung der Innenoberfläche erfolgt durch Wärmestrahlung, die von allen Segmenten des Brandraums herrühren und von konvektiven Einflüssen zwischen Gas und Wand.

VI Die Bodenfläche des Brandraums ist die Fläche hinter der kalten Luftschicht (Segment IV). Die Aufheizung dieses Segments erfolgt lediglich durch Wärmestrahlung. Durch konvektive Einflüsse zwischen Boden VI und kalter Luftschicht IV wird die Luftschicht erwärmt.

Ziel dieser Brandraummodellierung ist es, die Prozesse zu beschreiben, die in den einzelnen Segmenten ablaufen und ebenso die gegenseitige Beeinflussung der Brandraumsegmente untereinander. Dazu werden die Zustände im Segment durch Gleichungen beschrieben, die untereinander verknüpft sind. Die Zustände im Brandraum werden zeitabhängig dargestellt, so daß die Entwicklung des Feuers, die Abbrandrate, die Temperaturerhöhung, die Änderung der Massenströme und die örtlichen Wärmestromdichten erfaßt werden. Die meisten verwendeten Glei-

chungen sind vom einfachen algebraischen Typ, einige sind gewöhnliche Differentialgleichungen erster Ordnung, und zum Aufheizen der Wände werden Differentialgleichungen zweiter Ordnung verwendet.

4.3 Bilanzgleichungen der Brandraumsegmente

In den folgenden Kapiteln werden die physikalischen, den Brand beeinflussenden Parameter dargestellt und abgeleitet. Die Gesamtenergiebilanz des Brandraums wird nicht aufgestellt, da durch die wechselseitige Beeinflussung des Energieaustauschs über die Segmentgrenzen hinweg zu komplexe Abhängigkeiten entstehen würden. So werden über die Erstellung der Energiebilanzen zu den einzelnen Segmenten die Abhängigkeiten deutlich gemacht. Während der rechnerischen Durchführung wird über die Bestimmung der einzelnen Segment-Energiebilanzen die Gesamtbrandraumenergiebilanz ebenso erfüllt. In allgemeiner Form gilt für jedes Segment die Energiebilanz:

$$\frac{d}{dt} q_N = \sum \dot{q}_{N,zu} - \sum \dot{q}_{N,ab} \quad (1)$$

Der erste Term stellt die differentielle Energieänderung des Segmentes N dar, während die rechte Seite der Gl. (1) jeweils die Summe der zu- und abgeführten Energieströme erfaßt.

Einfacher ist dagegen mit den Massenbilanzen zu verfahren. Durch die Annahmen, - daß die Temperatur- und Dichteverteilung in den Gassegmenten homogen ist und - keine gegenseitige Vermischung von Heißgas- und Kaltluftschicht vorhanden ist (der Massentransport erfolgt nur über den Plume),

läßt sich die Massenbilanz für den Gesamtraum allgemein in folgender Form aufstellen:

$$\frac{dm_{ges}}{dt} = \sum \dot{m}_{zu} - \sum \dot{m}_{ab} \quad (2)$$

Der erste Term bedeutet die differentielle Gesamtmassenänderung, wobei diese Masse selbst abhängt von Temperatur und Dichte der einzelnen Segmentmassen. Die Summen der zu- und abfließenden Massenströme sind Massen, die durch die Brandraumöffnungen beeinflußt und zusätzlich Gase, die durch den Brennstoffumsatz freigesetzt werden.

4.3.1 Energiefreisetzung

Die Grundvoraussetzung für die rechnerische Darstellung eines Brandes ist eine möglichst genaue Erfassung der zeitlichen Energiefreisetzung und damit verbunden die Flammenausbildung sowie die Ausbreitung des Feuers. Die Flamme selbst ist ein inhomogenes, pulsierendes und turbulentes Gebilde, das durch einfache Modelle und Messungen angenähert werden muß.

Für die Energiefreisetzung \dot{h}_c wird u. a. nach [1] der Ansatz

$$\dot{h}_c = \dot{R} \cdot H_u \quad (3)$$

verwendet. Bei kleinen Versuchsräumen konnte rechnerisch für den Brandraum gute Übereinstimmung mit dem Versuch erzielt werden, wenn die Abbrandgeschwindigkeiten verwendet wurden, die in Versuchen gemessen worden sind. Für große Räume liegen dazu aber keine Messungen vor.

Im Rahmen dieser vorliegenden Brandraummodellentwicklung wird nach Gl. (3) verfahren. Zu Beginn des Brandes wird ein lineares Anwachsen der Abbrandrate \dot{R} auf einen Maximalwert \dot{R}_{\max} innerhalb von 3 bis 5 Minuten vorgegeben. Bis zur Abkühlphase bleibt die Abbrandrate konstant. Für die Abkühlphase wird ein linearer Abfall von \dot{R} auf Null innerhalb von 10 min vorgegeben. Die Abbrandfunktion hat dadurch einen trapezförmigen Verlauf. Der notwendige Sauerstoffbedarf für die Verbrennung wird der unteren Luftschicht entnommen, wobei als ungünstigster Wert stöchiometrische Verbrennung angenommen wird.

Neben der trapezförmigen Abbrandratenfunktion $\dot{R}(t)$ wird eine weitere Modellvorstellung über die Energiefreisetzung untersucht. Grundlage dazu ist eine Arbeit von Steward [36], der aus Versuchsergebnissen von verschiedenen, offenen Feuern über die sichtbare Flammenhöhe den stöchiometrischen Luftverbrauch zuordnet. Dabei wird mit einer Verbrennungszahl N_{CO} , die von der Abbrandrate \dot{R} und den temperaturabhängigen Stoffwerten der Verbrennungsgase abhängt, der Brand und die Vorgänge im Plume darüber bewertet. Für stöchiometrischen Luftbedarf gilt nach theoretischer Ableitung für die Flammenhöhe

$$\frac{H_f}{y_o} / \text{stöch} = 1,49 \left[\frac{N_{CO}}{\pi^2 K^4} \right]^{1/5} \quad (4)$$

mit H_f als Flammenhöhe und y_o als Radius des Brandherdes. Der Faktor K wird international als "entrainment coefficient" bezeichnet und erfaßt den Anteil der Umgebungsluft, der durch warme aufsteigende Gase mitgerissen und in den Plume eingemischt wird. Die Definition der dimensionslosen Verbrennungskennzahl N_{CO} ist:

$$N_{CO} = \frac{\dot{h}_c^2 (r + \omega/\rho_o')^2}{\rho_a^2 H_u^2 g Y_o^5 (1 - \omega)^5} \quad (5)$$

Neben der Flammenhöhe nach Gl. (4) wird zusätzlich Luft vom Plume mitgenommen, bis er in die obere Heißgasschicht des Brandraums einmündet. So wird unter Verwendung von Gl. (4) die vom Plume miteingesogene Gesamtluft bestimmt aus:

$$\begin{aligned} \frac{H}{y_o} / \text{total} &= \frac{H_f}{y_o} / \text{stöch} + \frac{H_E}{y_o} / \text{zusatz} \\ &= 1,49 \left[\frac{N_{CO}}{\pi^2 K^4} \right]^{1/5} + 0,916 (1 - \omega)^{4/5} ((1 + E_x)^{3/5} - 1) \left[\frac{N_{CO}}{\pi^2 K^4} \right]^{1/5} \quad (6) \end{aligned}$$

wobei E_x der zusätzliche Anteil der Luft ist, der zu stöchiometrischer Verbrennung durch die Heißgase mitgezogen wird. Dieser Vorgang stellt sich auf der Strecke H_e (Bild 1) ein, dem Weg von der Flammenoberkante bis zur Heißgasschicht. Eine Herleitung der Gl. (4) - (6) wird nicht gegeben und kann in [36] nachvollzogen werden. Als Hinweis soll lediglich angeführt werden, daß diesem Modell zur Bestimmung der Flammenhöhe und der eingesaugten Luft die notwendigen Ansätze mit Energie-, Massen- und Impulsbilanzen zugrunde liegen unter Verwendung des Prandtlischen Mischungswegansatzes für turbulente Heißgasströme.

Die beiden oben angeführten Modelle haben jeweils Vor- und Nachteile in ihrer Möglichkeit, einen Brand zu erfassen. Mit der trapezförmigen Abbrandrate $\dot{R}(t)$ kann eine Brandausbreitung im Raum dargestellt werden, wenn dazu Messungen vorliegen. Auf der anderen Seite ist es aber nicht möglich, in der pre-flash-

over-Phase Aussagen über die Flammenhöhe und den Luftbedarf zu treffen, wenn ein Brand größerer Ausdehnung beschrieben werden soll. Zusätzlich wird dann ein Ansatz für den Plume und seine Auswirkungen auf den Brandraum notwendig, die aber in den bisher bekannten Formen nicht die Brandausbreitung mit erfaßt.

Im Ansatz von Steward (Gl. 4 - 6) wird dagegen ein Brandherdradius y_0 vorgegeben, der nicht unbegrenzt wachsen kann, weil die theoretische Flammenhöhe nach Gl. (4) durch die Brandraumhöhe H selbst begrenzt ist. Andererseits sind die Ansätze, die zu diesen Gleichungen führen, durch Versuche verifiziert worden und erfassen somit ein gewisses Spektrum realer Brände, die sich allerdings nicht ausbreiten. Es muß weiteren Versuchen und Untersuchungen überlassen werden, inwieweit bisher durchgeführte Brandexperimente auf reale Brandsituationen für große Räume übertragbar sind und welche Brandphänomene hierbei von Bedeutung sind.

Zu Beginn des Brandes wächst der Brennstoffverbrauch linear an. Das gilt jeweils für beide Abbrandmodelle. Die durch den Brand freigesetzte Energie wird nach Gl. (3) bestimmt. Über dem Brandherd verbrennt der Brennstoff mit leuchtender Flamme. In diesem Bereich wird die zur vollständigen Verbrennung notwendige Umgebungsluft eingemischt. Die leuchtende Flamme wird für die rechnerische Ermittlung des Wärmestrahlungsaustauschs als zylinderförmig angesehen.

Nach Lit. [12] und [14] liegt der Anteil der abgestrahlten Wärmeenergie durch eine freie brennende Flamme bei 40 % der gesamt nach Gl. (3) umgesetzten Energie. Mit Hilfe einer Energiebilanz für die freigesetzte Energie, die Flamme und den Plume läßt sich die Flammentemperatur berechnen. Als zusätzliche Größe für die Beurteilung des Brandes wird das Verhältnis der Massen von Luft zu Brennstoff benötigt, um stöchiometrische Verhältnisse zu erhalten. In [1] wird der Einfluß auf den Brand bei variiertem Luftbedarfszahl r für Holzbrände untersucht und mit einem Mittelwert $r = 5,0$ gerechnet.

Für die Anwendung der beiden verschiedenen Modelle ergibt sich folgender Unterschied: Das rein trapezförmige Abbrandmodell gibt die umgesetzte Energie vor, und in der weiteren Betrachtung entwickeln sich daraus die Reaktionsgrößen wie Temperatur, Geschwindigkeit, Energie- und Massentransport. Die Modellvorstellung einer Kopplung von Abbrandrate und Plumehöhe dagegen ermöglicht

in Abhängigkeit von den Ventilationsöffnungen die Abbrandgeschwindigkeit sowie Temperatur und Massenumsatz zu steuern.

Bei Durchsicht der Literatur werden für die Abbrandrate \dot{R} unterschiedlichste Ansätze verwendet, die aber keine neuen und allgemeingültigen Zusammenhänge über den Verlauf eines Brandes enthalten. Mitler [14] verwendet Ansätze für die Abbrandrate, die halbempirisch aus Brandversuchen gefunden werden. Diese Versuche wurden im Freien durchgeführt und anschließend die Randbedingungen des Raumbrandes mit einbezogen. Pape [12] gibt eine Verteilung von \dot{R} an, die von einer linearen über eine exponentielle und asymptotische Phase in den Bereich des flash-over-Bereichs mündet. Dies sind jedoch Annahmen, die nur zum Teil durch Messungen bestätigt worden sind und außerdem nicht für alle natürlichen Brände gelten. Aus diesem Grunde erscheint der trapezförmige Ansatz in diesem Rahmen gerechtfertigt, zumal Schneider [1] zeigt, daß die Modellvorstellungen weiterer Forscher bisher keine neuen Erkenntnisse gebracht haben.

4.3.2 Plumeeinfluß

In direkter Abhängigkeit von der Energiefreisetzung und als Reaktion auf den Verbrennungsvorgang entsteht der Plume. Es ist der Bereich direkt über dem Feuer, in dem der Ausbrand der noch vorhandenen brennbaren Bestandteile mit leuchtender Flamme vor sich geht, und hier wird ebenso Luft aus der Umgebung in diesen Bereich eingesogen. Die im Plume vorhandene Luft wird durch die Anteile bestimmt, die einmal zur Verbrennungsreaktion benötigt und andererseits zusätzlich von den heißen, aufsteigenden Rauchgasen aufgrund der Dichteunterschiede mit nach oben gerissen werden. Während des Aufsteigens vermischt sich die Luft mit den Rauchgasen, so daß mit steigender Höhe ein größerer Massentransport stattfindet, wobei die Temperatur abnimmt und die Dichte wieder ansteigt.

Zur Darstellung dieses physikalischen Problems sind viele Arbeiten im internationalen Rahmen durchgeführt worden. Erste theoretische Ansätze wurden von Schmidt [17] erarbeitet. Auf der Arbeit von Yik [37] basieren die Untersuchungen von Yokoi [18] und Thomas [24]. Allen diesen Arbeiten ist gemein, daß die Energiefreisetzung mit einer punktförmigen Quelle dargestellt wird. Die analytische Lösung des Problems erfolgt unter Verwendung folgender Annahmen, daß

- das ideale Gasgesetz gelte,
- Temperatur und Druck konstant sei und
- der Prandtl'sche Mischungslängenwegansatz für turbulente Strahlen gelte.

Im Rahmen dieser Untersuchungen werden zwei verschiedene Darstellungen für den Plume verwendet. Die erste wird durch die Gleichungen (4) - (6) erklärt und basiert auf den Untersuchungen von Steward [36]. Dieses Modell wurde schon in Kapitel 4.3.1 beschrieben, weil es nur in Verbindung mit der Energiefreisetzung dargestellt werden kann.

Als zweites Modell des Plume wird der Ansatz nach Zukoski [21] verwendet. Der Massenstrom \dot{m}_a der Luft, der bei turbulenter Aufwärtsströmung mit in den Plume eingemischt wird, wird durch

$$\dot{m}_a = \rho_a \sqrt{g \frac{\rho_a - \rho_p}{\rho_a}} [(\pi C_v C_e^2)^{3/2}] H_p^{5/2} \quad (7)$$

bestimmt. Die dimensionslosen Beiwerte C_v und C_e erfassen dabei den Geschwindigkeitseinfluß des Gases sowie die Höhe des Plumes.

Als zusätzliche Voraussetzung für die Herleitung von Gl. (7) gilt, daß

- das Verhältnis von Plumehöhe/Durchmesser des Feuers groß ist,
- die Dichteunterschiede zwischen Plumegasen und Umgebungsluft klein sind,
- eine Punktquelle vorliegt, in der kein Brennstoff umgesetzt wird.

Die Verwendung von Gl. (7) zeigt beim Vergleich von Rechnung und Messung in kleinen Brandräumen gute Ergebnisse, kann aber keine mit großem Brennstoffumsatz brennende Flammen erfassen, da weder die Abbrandrate \dot{R} , die Flammenhöhe noch der Brandherddurchmesser berücksichtigt werden.

In beiden Modellen (Gl. 6 und 7) wird über der Höhe H_p des Plumes ein konstanter "Entrainment"-Koeffizient K für die mitgezogene Umgebungsluft berücksichtigt. In Gl. (7) ist dieser Beiwert K in die vorgegebenen Konstanten C_v und C_e eingebaut. Über die Größe des Beiwertes K (Gl. 6) gibt es die unterschiedlichsten Angaben in der Literatur. Rockett [27] gibt Werte in bestimmten Bandbreiten an, die von der Abbrandrate abhängen. Sie liegen im Bereich von $0,2 \leq K \leq 1,83$ und sind nach seinen Angaben über Messungen im Labormaßstab zu

ermitteln. In der Arbeit von Quintiere et al. [38] wird ein direkter Zusammenhang von "Entrainment"-Koeffizient und Verbranntem als Gasmassenfluß angegeben. Diese Zahlenwertgleichung liefert für Brände mit großen Abbrandraten \dot{R} viel zu hohe Werte und ist in dieser Form nicht verwendbar.

Zur Darstellung der ablaufenden physikalischen Vorgänge im Plume, d. h. Segment II in Bild 1, werden die Massen- und Energiebilanz benötigt. Die allgemeine Form der Massenbilanz lautet:

$$\dot{m}_p = \dot{m}_a + \dot{R} \quad (8)$$

Es wird dabei vorausgesetzt, daß der gesamte Massentransport von Rauchgasen und Luft aus Segment IV über den Plume bewirkt wird. Der Massenstrom \dot{m}_p stellt die Gesamtmasse des Gemisches aus den Verbrennungsgasen und eingemischter Umgebungsluft vor Eintritt in die obere Heißgasschicht dar. Der Gesamtluftmassenstrom im Plume ist

$$\dot{m}_a = \bar{m} + \dot{m}_v \quad (9)$$

wobei \bar{m}_a der über Gl. (6) und (7) bestimmbare Luftmassenstrom ist, der über der Plumehöhe von den aufsteigenden Rauchgasen mitgerissen wird. \dot{m}_v ist der Luftmassenstrom, der maximal bei stöchiometrischer Verbrennung der Abbrandrate \dot{R} benötigt wird.

$$\dot{m}_v = \dot{R} \cdot r \quad (10)$$

Unter Verwendung der Gl. (8), (9) und (10) lautet die Energiebilanz dazu:

$$\dot{R} \cdot H_u = (\bar{m}_a + \dot{m}_v + \dot{R}) c_{p,p} (T_p - T_a) + \dot{Q}_{S,F} \quad (11)$$

Die spez. Wärmekapazität der Plumegase $c_{p,p}$ wird als Mittelwert des Eintritts- und Austrittszustandes der Gase in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt. Diese Werte ändern sich in Abhängigkeit der prozentualen Anteile der Verbrennungsrückstände im Rauchgas. Die Rauchgase müssen während eines Brandversuchs auf ihre Zusammensetzung hinsichtlich Kohlendioxyd- und Wasseranteil untersucht werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden Rauchgasbestandteile von 11 % CO_2 und 11 % H_2O angenommen, was eine stöchiometrische Verbrennung voraussetzt.

Wichtig wird die Rauchgaszusammensetzung bei Bestimmung des Wärmestrahlungsaustauschs im Raum, weil speziell die Komponenten zwei- und mehratomiger Gase wie CO_2 und H_2O Wärmestrahlung absorbieren können. Somit tragen sie zum gerichteten Wärmetransport bei, da sich die heißen Rauchgase unter der Brandraumdecke sammeln.

Der von der Verbrennungszone abgestrahlte Wärmestrom $\dot{Q}_{S,F}$ (Gl. 11) wird mit 40 % der insgesamt freigesetzten Energie angenommen. Dieser Wert stellt eine gute Näherung nach [12] und [14] dar, wenn die Flammentemperatur zwischen 800 und 1200 K liegt. Über die Verteilung und den Einfluß der abgestrahlten Wärme aus dem Plume wird später ausführlich diskutiert. Als Modellvorstellung wird dazu angenommen, daß die Flamme im Plume eine zylindrische Form habe und die Hauptabstrahlungsrichtung der Wärme senkrecht zur Plumeachse liegt.

Zu bestimmen sind die Strahlungsanteile, die in Abhängigkeit von der sich verändernden Geometrie, d. h. bei wechselnder Heißgasschichthöhe, in den einzelnen Raumsegmenten absorbiert werden. Mit den vorhandenen Angaben kann die Plumentemperatur T_p aus Gl. (11) unter Verwendung eines "Entrainment"-Koeffizienten K ermittelt werden. Da der Wert K nach Literaturangaben unterschiedliche Werte annehmen kann und seine Größe ebenso vom verwendeten Plumemodell abhängt, wird durch Vergleich von Rechenergebnissen unter Berücksichtigung des verwendeten Modells sein Wert abgeschätzt. Die Bestimmung von T_p erfolgt iterativ, da die verwendeten Stoffwerte von der Temperatur T_p selbst abhängen und über Gl. (5) ebenso die Abbrandrate \dot{R} beeinflussen.

4.3.3 Rauch- und Heißgasschicht

Die Rauch- und Heißgasschicht ist der Ort, in dem sich die gasförmigen Verbrennungsrückstände sammeln. Sie gelangen nur über das Transportmittel "plume" dorthin. Der Zustand der sich unter der Decke ausbildenden Heißgasschicht wird durch verschiedene Quellen und Senken von Wärme- und Massenfluß im Brandraum beeinflusst. Zur Beschreibung der zeitlichen und geometrischen Zustandsänderung der Gasschicht sind die Energie- und Massenbilanzen notwendig.

Für die Massenbilanz sind folgende Einflüsse zu berücksichtigen: In die Heißgasschicht strömt der Massenanteil \dot{m}_p über den Plume nach Gl. (8) und verliert den Massenanteil \dot{m}_e aus den Öffnungen des Brandraums. Dieser Massenverlust setzt sich zusammen aus

$$\dot{m}_e = \dot{m}_f + \dot{m}_d \quad (12)$$

wobei seitliche Fenster (Index f) und Dachöffnungen (Index d) zu unterscheiden sind. Der allgemeine Zusammenhang für den Masseninhalt m_g der Heißgasschicht ist

$$m_g(t) = \int_0^t \dot{m}_g(t) dt = \int_0^t (\dot{m}_p - \dot{m}_e) dt \quad (13)$$

Die Voraussetzungen zur Ermittlung der zeitlich ausströmenden Massenanteile werden später erläutert.

Bei Anwendung der Energiebilanz steigt der Aufwand der Berechnung mit der Anzahl der Brandraumsegmente, d. h. der Güte des Brandraummodells. Jedes Brandraumsegment beeinflusst durch Wärmestrahlung die Heißgasschicht und erhält andererseits abgestrahlte Wärme von der Gasschicht. Die konvektiv einfließenden Energien des Plume bestehen aus Rauchgasbestandteilen und mitgesogener Umgebungsluft des Verbrennungsvorgangs (Gl. 8 und 9). Für die temperaturabhängigen Stoffwerte der Plumegase wird eine mittlere Plumetemperatur wie in Gl. (11) verwendet.

Die Energieverluste der Gasschicht werden u. a. durch die Massenverluste nach Gl. (12) hervorgerufen, wobei angenommen wird, daß die Stoffwerte dieser Gase durch die zu bestimmende Heißgasschichttemperatur T_g beeinflusst werden.

Als weitere Wärmesenke sind die Flächen des Brandraums hinter der Heißgasschicht (Segment V nach Bild 1) anzusehen, sofern die Heißgastemperaturen T_g größer sind als die der Deckenoberflächen T_c . In diesem Bereich gibt die Heißgasschicht konvektiv und durch Wärmestrahlung Energien an die Wand ab.

Unter Verwendung dieser Annahmen lautet die zeitabhängige Energiebilanz für die Heißgasschicht:

$$\int_0^t \dot{m}_g(t, T) \cdot c_{pg}(T) \cdot T_g dt = \int_0^t (\dot{Q}_{g, zu} - \dot{Q}_{g, ab}) dt \quad (14)$$

Die Summe der Energieströme, die der Gasschicht nach Gl. (14) zugeführt werden, setzt sich zusammen aus

$$\dot{Q}_{g,zu} = \dot{Q}_{s,b-g} + \dot{Q}_{s,d-g} + \dot{Q}_{s,g-g} + \dot{Q}_{s,p-g} + \dot{Q}_{k,p-g} \quad (15)$$

Die vier ersten Terme der rechten Seite in Gl. (15) stellen Energieströme dar, hervorgerufen durch Wärmestrahlung (Index s). Der letzte Index stellt jeweils den Auftreffpunkt und der mittlere Index den Ausgangspunkt der transportierten Energie dar. So bedeutet z. B. p-g, daß Energie transportiert wird vom Segment "Plume" zum Segment "Gasschicht".

In Gl. (15) wird berücksichtigt, daß Energie, die von der strahlenden Gasschicht ausgesandt wird, wiederum von ihr selbst absorbiert wird. Die Absorptionsfähigkeit der Gasschicht steigt mit der Dicke der Schicht und wirkt somit als Speicher.

Nach den Voraussetzungen des Brandraummodells (Kap. 4.2) wird der Brennstoff auf dem Boden (Segment I nach Bild 1) nicht als eigenständige Strahlungsquelle angesehen, sondern wirkt nur mit Segment II, dem Plume, in dem der Brennstoff mit leuchtender Flamme umgesetzt wird. Hinsichtlich der Wärmestrahlung wird Segment IV als diatherm angesehen und wird deswegen durch Wärmestrahlung nicht beeinflusst.

Der Wärmestrom $\dot{Q}_{k,p-g}$ in Gl. (15) ist der durch Auftriebskräfte in die Heißgasschicht hineingetragene Rauchgasstrom \dot{m}_p im Plume, beeinflusst durch die thermischen Bedingungen des Verbrennungsprozesses.

Die von der Gasschicht an die Umgebung abgegebenen Energieströme (Gl. 14) sind:

$$\dot{Q}_{g,ab} = \dot{Q}_{s,g,ab} + \dot{Q}_{k,g-d} + \dot{Q}_{k,g-e} \quad (16)$$

wobei die konvektiven Terme an Decke und durch Wandöffnungen von entscheidendem Einfluß sind.

Die Ermittlung der notwendigen Massen- und Energieterme zur Erfüllung der Bilanzen in Gl. (13) und (14) werden später behandelt. Dabei wird die Bestimmung der Wärmestrahlungsanteile mit dem Monte-Carlo-Verfahren ausführlich behandelt.

4.3.4 Untere Luftschicht

Der Raum, den nicht die Heißgasschicht und der Plume einnimmt, wird durch Segment IV, der kalten Luftschicht, erfaßt (Bild 1). In diesem Bereich sammelt sich die zur Verbrennung notwendige Luft. Die Höhe dieser Luftschicht beeinflusst den Umsatz der Rauchgase, da in Abhängigkeit von der Höhe in die nach oben fließenden Heißgase mitgesogene Luft mit eingemischt wird. Die Luftschicht entsteht in Größe und Zusammensetzung nur als Reaktion zu der sich im Brandraum ausbildenden Heißgasschicht, die wiederum durch die Ventilationsöffnungen in den Brandwänden beeinflusst wird. Die zu- und abgeführten Massen und Energien werden durch die Massen- und Energiebilanzen für diesen Teil des Brandraums erfaßt.

Bei der Anwendung der Massenbilanz werden folgende Einflüsse berücksichtigt: Die Luft \dot{m}_a , die durch den Plume (Gl. 9) nach oben transportiert wird, setzt sich zusammen aus der Luft für die Verbrennung des Brennstoffs und der Luft, die mitgesogen wird. Die in das Segment einfließenden Massen gelangen durch seitliche Wandöffnungen in den Brandraum und haben die Temperatur T_o der Umgebung. Durch den Brand umgesetzter, gasförmiger Brennstoff gelangt nicht in Segment IV. Die Massenbilanz für die Luftschicht lautet:

$$m_\ell(t) = \int_0^t \dot{m}_\ell(t) dt = \int_0^t (\dot{m}_o - \dot{m}_a) dt \quad (17)$$

Die Erfüllung von Gl. (17) kann nur mit Gl. (13) erfolgen, da die gesamte Luft- und Gasmenge im Brandraum erfaßt werden muß. Ist in der Heißgasschicht zur Zeit t der Zustand von Masse und Temperatur bekannt, wird über die Zusatzbedingungen

$$H_\ell = H - H_g \quad (18)$$

für den gesamten Brandraum, die Höhe der Luftschicht H_ℓ und somit die Massen m_ℓ der unteren Luftschicht ermittelt. Unter diesen Voraussetzungen kann nach Gl. (17) der Massenstrom \dot{m}_o der einfließenden Kaltluft errechnet werden.

Für die dazugehörige Energiebilanz wird berücksichtigt, daß die kalte Luftschicht keine Wärmestrahlung absorbiert, da sie die Komponenten Wasserdampf und Kohlendioxid als Strahlungsquelle nicht enthält.

$$\int_0^t \dot{m}_l(t, T) \cdot c_{p,l}(T) \cdot T_a \, dt = \int_0^t (\dot{Q}_{k,b-l} + \dot{Q}_o - \dot{Q}_a) \, dt \quad (19)$$

Die Luftmassen m_l werden nur indirekt aufgeheizt, indem die Brandraumbodenfläche durch Wärmestrahlung erhitzt wird und danach konvektiv der unteren Luftschicht den Wärmestrom $\dot{Q}_{k,b-l}$ zuführt. Der Energieinhalt der einströmenden Umgebungsluft wird sehr klein sein und bei Erwärmung der Luftschicht in Abhängigkeit vom umgesetzten Brennstoff und den Ventilationsöffnungen verstärkt zur Abkühlung der unteren Luftschicht beitragen.

Die Terme der Bilanzgleichungen der Gl. (12) bis (19) sind nicht einzeln zu bestimmen. Sie lassen sich lediglich aus der Erfassung aller aufgeführten Einflußgrößen ermitteln, da ein gegenseitiges Wechselspiel der Beeinflussung im Brandraum stattfindet.

4.3.5 Umfassungsbauteile

Zur Vereinfachung des Gesamtbrandraummodells werden die Umfassungsbauteile in zwei Segmente aufgeteilt, die getrennt zu untersuchen sind:

1. Segment V: Die Decke besteht aus der Decke des Brandraums selbst und den Seitenwänden, die von der Heißgasschicht der Höhe H_g bedeckt sind.
2. Segment VI: Der Boden besteht aus der Brandraumbodenfläche und den nicht von der Heißgasschicht bedeckten Seitenwänden.

Die Beeinflussung der Umfassungsbauteile erfolgt lediglich durch thermische Beanspruchung, und deswegen genügen Wärmebilanzen zur Erfassung der Vorgänge in den Wänden. Um die Temperaturverteilung in der Wand und damit die aus dem Brandraum abgeführte Energie zu bestimmen, sind die Übergangsbedingungen auf beiden Seiten zu ermitteln. In allgemeiner Form gilt die Energiebilanz sowohl für die Decke als auch für den Boden.

$$c_w \cdot \rho_w \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_w \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (20)$$

Gl. (20) stellt die Fouriergleichung der Wärmeleitung in einer ebenen Wand in eindimensionaler Schreibweise dar. Die Koordinate x beschreibt die Normalenrichtung zur Wandoberfläche. Die Stoffwerte in Gl. (20) sind bei genauen Betrachtungen temperatur- und ortsabhängig.

Die Lösung der instationären Gl. (20) kann nur erfolgen, wenn die entsprechenden Anfangs- und Randbedingungen bekannt sind. Um den mathematischen Aufwand zur Lösung der Differentialgleichung (20) nicht zu groß werden zu lassen, wird die Wanddicke des Brandraums segmentiert, so daß in jedem Segment mit konstanten Stoffwerten und Temperaturen gerechnet werden kann.

Die Randbedingungen für Gl. (20) werden durch das Brandgeschehen vorgegeben. Auf der Brandraumseite wird ein resultierender Wärmestrom \dot{Q}_{res} bestimmt. Für das Segment Decke gilt (analog dazu für den Boden (Index b)):

$$\dot{Q}_{d,res} = \dot{Q}_{d,zu} - \dot{Q}_{d,ab} \quad (21)$$

Als zu- und abgeführte Energien sind zu berücksichtigen:

$$\text{Decke: } \dot{Q}_{d,res} = \dot{Q}_{s,b-d} + \dot{Q}_{s,p-d} + \dot{Q}_{s,g-d} + \dot{Q}_{s,d-d} + \dot{Q}_{k,g-d} - \dot{Q}_{s,d,ab} \quad (22)$$

$$\text{Boden: } \dot{Q}_{b,res} = \dot{Q}_{s,d-b} + \dot{Q}_{s,p-b} + \dot{Q}_{s,g-b} + \dot{Q}_{s,b-b} - \dot{Q}_{k,b-l} - \dot{Q}_{s,b,ab} \quad (23)$$

In Gl. (22) und (23) werden hauptsächlich Wärmeströme durch Strahlung berücksichtigt. Lediglich die Decke nimmt aus der Gasschicht konvektiv Wärme auf, und der Boden gibt konvektive Wärme an die Luftschicht ab. Einmal wegen der Form der Segmente "Decke" und "Boden" und andererseits aus Gründen der physikalischen Gesetzmäßigkeiten der Wärmestrahlung beeinflussen sich diese Segmente selbst durch ihre eigene abgestrahlte Wärme.

Auf der Außenseite der Wände wird die Abgabe durch Konvektion und Strahlung berücksichtigt. Vorgreifend soll aber erwähnt werden, daß die Temperaturerhöhung an den Außenwänden sehr gering ist und somit kaum Fehlerquellen durch die Wahl des Wärmeübergangskoeffizienten und der Bestimmung der Abstrahlung auftreten können.

In den vorherigen Kapiteln wurden der allgemeine physikalische Hintergrund und die Voraussetzungen beschrieben, mit denen die zeitabhängigen Vorgänge während eines Brandes mit Hilfe eines Mehrzonenmodells erfaßt werden. In den folgenden Kapiteln sollen die verwendeten Ansätze diskutiert werden, mit denen die Energie- und Massenbilanzen gelöst worden sind.

4.4 Bestimmung der Energie- und Massenänderung

In diesem Abschnitt werden die physikalischen Ansätze und - wenn notwendig - die Ableitungen angegeben, die in den Bilanzgleichungen verwendet worden sind. Untersuchungen über Detailbrandphänomene sind zum Teil in Schweden und den USA mit Messungen durchgeführt worden. Theoretische Ansätze, sofern sie vorhanden sind, wurden fast nur in den USA erarbeitet. Größtenteils sind die theoretischen, physikalischen Grundlagen im Labormaßstab verifiziert worden, so daß ihre Übertragbarkeit auf reale Brandräume zum Teil Schwierigkeiten bereiten, weil die Wechselwirkungen eines Brandes im Brandraum nicht immer mit einzubeziehen waren. So werden eigene Modellvorstellungen und vorhandene internationale Brandraummodelle (siehe Kap. 4.1) so verknüpft, um dem Hauptziel der rechnerischen Anwendbarkeit des Gesamtmodells auf beliebige Brandräume näherzukommen.

4.4.1 Konvektive Energien

4.4.1.1 Plume-Gasschicht

Der Brandherd steht nur über der Plume mit der Heißgasschicht in Verbindung, wenn konvektiv Energie übertragen wird. Der Zustand der Plume vor der Heißgasschicht muß deshalb berechnet werden. Zu bestimmende Größen sind:

- Plumentemperatur T_p ,
- Stoffwerte wie Dichte und spez. Wärmekapazität als temperaturabhängige Größen,
- Massenstrom \dot{m}_p ,
- Energie, von Plume transportiert, \dot{h}_p .

Mit diesen Werten kann durch Vermischen mit der Heißgasschicht die Erwärmung der Gase unter der Decke berechnet werden.

Unter Verwendung der Energiebilanz (Gl. 11) wird die Plumetemperatur erfaßt. Da die Stoffwerte der Rauchgase temperaturabhängige Größen sind, kann eine Lösung nur iterativ gefunden werden. Als Voraussetzungen zur Berechnung gelten die Annahmen in Kap. 4.3.2. Als Plumetemperatur wird eine mittlere Temperatur ermittelt, die für die gesamte Plumehöhe gilt. Die spez. Wärmekapazität wird zwischen Eingangs- und Ausgangszustand der Rauchgase gemittelt.

$$c_{p_p} = (c_p(T_a) - c_p(T_p))/2 \quad (24)$$

Für die Dichtebestimmung wird bei vollständiger Verbrennung mit guter Näherung das ideale Gasgesetz verwendet.

Allgemein muß zur Genauigkeit erwähnt werden, daß die Vorgänge in Plume äußerst komplex sind, weil hier die Verbrennung mit stattfindet. Die Vorgänge in der Flamme selbst sind abhängig von dem Reaktionsweg des Brennstoffs, der Ein- und Vermischung mit Sauerstoff, den turbulenten Geschwindigkeitsverteilungen und Strömungsfeldern, der Druck- und Temperaturverteilung, so daß eine geschlossene Lösung noch nicht vorliegt [39] und deswegen hier bei der Berechnung der Plumetemperatur auf eine Mittelwertbildung zurückgegriffen wird. In dem nach Gl. (6) verwendeten Ansatz für den Brennstoffumsatz und die Plumehöhe wird daher sinnvollerweise unterschieden zwischen dem Bereich der stöchiometrischen Verbrennungszone und dem darüber liegenden Bereich der zusätzlichen Lufteinmischung.

Mit dem Eintrittszustand der Plumegase in die Heißgasschicht sind Energie- und Massenzuwachs bekannt. Es wird vorausgesetzt, daß dieser sich sofort mit der Gasschicht vermischt und somit eine neue homogene Temperaturverteilung in einem veränderten Gasvolumen entsteht.

Für die Erfassung des Gaszustandes wird die Vermischungstemperatur zwischen zwei Zeitschritten iterativ berechnet aus

$$T_{g_m} = \frac{m_{g,alt} \cdot c_{p_g,alt} (T_{g,alt} - T_o) + m_p \cdot c_{p_p} (T_p - T_o)}{m_{g_m} \cdot c_{p_m}} + T_o \quad (25)$$

und die Gasschichthöhe zu

$$H_{g_m} = m_{g_m} / \rho_{g_m} \cdot B \cdot L \quad (26)$$

Die Mischtemperatur und die Gasschichthöhe sind Näherungen und dienen der Abschätzung des Zustandes, wenn die Massenbilanz (Gl. 13) und die Energiebilanz (Gl. 14) erfüllt werden.

Gl. (26) kann als gute Näherung angesehen werden, wenn in diesem Zustand keine Massenverluste durch Wandöffnungen auftreten. Dies ist meist in der Entstehungsphase eines Brandes der Fall, so daß der Temperatureinfluß gering bleibt. T_{g_m} wird zusätzlich durch die eingestrahnten und abgeführten Energien in Segment III verändert. Es soll noch darauf hingewiesen werden, daß in der Anfangsphase des Brandes die Gasschichthöhe nach Gl. (26) stark schwanken kann, wenn die Zeitschrittlänge für einen Berechnungsschritt zu lang gewählt wird, weil bei Temperaturänderungen z. B. von 20 °C auf 300 °C die Gasdichte um 50 % geringer wird.

4.4.1.2 Gas- und Luftschicht-Umfassungsbauteil

Im Brandraum werden konvektiv Energien ausgetauscht sowohl zwischen Gasschicht und Deckensegment als auch zwischen Bodensegment und unterer Luftschicht. Diese Energieänderung an der Innenoberfläche der Wände wirkt sich zeitlich auf die Temperaturverteilung in der Wand aus. An der Außenseite wird nach genügend langer Branddauer ebenfalls konvektiv Wärme an die Umgebung abgegeben. Der Wärmeübergang zwischen Gas und Wand wird durch die Bedingung

$$\dot{Q}_{g-w} = \alpha A (T_g - T_w) \quad (27)$$

beschrieben. Die Schwierigkeit in der Anwendung von Gl. (27) liegt in der Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten α .

In der Literatur werden zum Teil stark voneinander abweichende α -Werte für den Brandinnenraum verwendet. Lediglich an der Außenwand werden Werte angegeben, die in der gleichen Größenordnung liegen. Im Rechenmodell wird der Wert

$$\alpha_0 = 5 \text{ W/m}^2\text{K} \quad (28)$$

verwendet.

Für den Brandraum wird die Bestimmung von α_1 schwierig, da einmal horizontale und vertikale Flächen vorhanden sind und andererseits sich Strömungsprofile und damit Geschwindigkeiten aufgrund des Brandgeschehens und der

Lage der Ventilationsöffnungen ausbilden, die nur schwer theoretisch erfaßt werden können.

Die in der Wärmeübertragung verwendeten Ansätze [40] über freie Konvektion an senkrechten Platten erfassen das Brandphänomen nicht eindeutig und ergeben zu geringe Werte. Mitler [14] gibt an, daß zu Beginn des Brandes α_i linear ansteigt und, nachdem die Temperaturdifferenz $T_g - T_o > 100$ K geworden ist, einen Maximalwert $\alpha_i = 50 \text{ W/m}^2\text{K}$ erreicht. Schneider [41] führt die Beziehung ein

$$\alpha_i = (7,38 + 0,00224 \cdot (T_g - 273)) \cdot w^{0,5} \quad (29)$$

wobei die Strömungsgeschwindigkeit w der Rauchgase im Brandraum berücksichtigt wird. Das erscheint der richtige Weg für die Ermittlung eines α_i . Über die Bestimmung der Rauchgasgeschwindigkeiten hinsichtlich des natürlichen Brandes gibt es keine Untersuchungen, die mit einzubeziehen sind. Abhilfe kann dafür in naher Zukunft erwartet werden, da im Rahmen der Untersuchungen des Sonderforschungsbereichs 148 "Brandverhalten von Bauteilen" in Braunschweig u.a. Geschwindigkeiten bei natürlichen Bränden im Brandraum mit erfaßt werden sollen. Andererseits erscheinen die in [41] ermittelten Werte etwas zu groß, da sie über ein wassergekühltes Wärmestromdichte-Meßgerät während der Versuche in Metz [3] ermittelt und mit den der Gl. (29) zugrunde liegenden Ansätzen verknüpft wurden. Ein wassergekühltes Wärmestromdichte-Meßgerät zeigt immer einen Maximalwert an, weil die Temperaturdifferenzen zwischen Brandraum und Wasser größer sind als zwischen Brandraum und Wandoberfläche, so daß ein größeres Potentialgefälle wirksam werden kann und zu große Wärmestromdichten berechnet werden.

In der vorliegenden Brandraummodellierung werden daher Werte

$$\alpha_i = 10 - 15 \text{ W/m}^2\text{K} \quad (30)$$

sowohl für die obere Gasschicht als auch in der unteren Luftschicht verwendet. Es bleibt abzuwarten, ob zukünftige Untersuchungen eindeutige und ausreichende Aussagen für die Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten während des Brandgeschehens erbringen.

4.4.1.3 Wandöffnungen - Brandraum

Im Gegensatz zu den Brandraummodellen mit homogener Gastemperaturverteilung im ganzen Brandraum [1, 11, 42], bei denen das physikalische Problem der neutralen Ebene als Ersatz für den Übergang zwischen Heißgasschicht und Kaltgasschicht verwendet wird, kann bei Brandraummodellen mit mehreren Gasschichten in vertikaler Richtung mit eindeutig definierter Heißgasschichthöhe gerechnet werden.

Die Gleichung der Massenbilanz für den Brandraum wird durch

$$\dot{m}_f - (\dot{m}_o + \dot{R}) = 0 \quad (31)$$

gegeben (Bild 1). Gl. (31) gilt für jeden beliebigen Brandraum. In Abhängigkeit von dem verwendeten Brandraummodell müssen verschiedene Randbedingungen vorgegeben werden. So konnte Kawagoe [8] nur für die post-flashover-Phase eine allgemein anwendbare Ventilationsgleichung für den Gaswechsel angeben. Ähnliches ist in der Arbeit von Babrauskas und Williamson [42] enthalten. Ausgangspunkt ist immer ein homogenes Temperaturgasfeld im gesamten Brandraum, wobei die Lage der neutralen Ebene, die der Ort gleichen Innen- und Außendrucks ist, ermittelt werden muß. Dabei wird vorausgesetzt, daß zu jeder Zeit heiße Rauchgase durch Ventilationsöffnungen den Brandraum verlassen.

Für Modelle der pre-flashover-Phase dagegen muß das Wachsen der Heißgasschicht von der Entstehung des Brandes bis zum vollentwickelten Brand berücksichtigt werden. Deswegen sind für Gl. (31) zusätzliche Randbedingungen über den Ablauf des Brandes und der Brandraumgeometrie notwendig. Mit diesem Problem der konvektiv ausfließenden Heißgase aus Ventilationsöffnungen haben sich Prahl und Emmons [29], Zukoski [21] und Rockett [27] beschäftigt.

Es sollen nur kurz die Voraussetzungen zur Ableitung der Abhängigkeiten für die ausströmenden Heißgase gegeben werden. Es wird ein dynamisches Gleichgewicht nach der Bernoulli-Stromfadentheorie für horizontal-strömende, reibungsfreie Medien angesetzt. Weiterhin gilt an der Grenzschicht zwischen Heiß- und Kaltgasschicht oder an der neutralen Ebene, daß hier die Geschwindigkeiten gleich Null sind, d. h. die Druckverhältnisse gleich sind. Daraus wird, wie in der Literatur nachzuvollziehen ist, in Abhängigkeit von der sich zeitlich verändernden Geometrie der Rauchgase und der temperaturabhängigen Stoffwerte der Gase der Massenausfluß bestimmt.

Die folgende Darstellung gilt für die Situation, in der heiße Gase aus einer Einzelöffnung hinausfließen und Umgebungsluft einfließt. Da bei der Berücksichtigung der zeitlichen Veränderung der Heißgasschichthöhe die aktuelle Gasschichthöhe H_g (Bild 1) bekannt ist, sind die Ansätze auch in erster Näherung für mehrere Ventilationsöffnungen unterschiedlicher Größe anwendbar.

Das Brandgeschehen kann im Hinblick auf die Strömungszustände in fünf Abschnitte unterteilt werden:

1. Zu Beginn des Brandes werden sich warme Rauchgase unter der Decke sammeln. Diese Gasschicht wird ohne Massenverlust anwachsen bis auf die Höhe h' der Oberkante der Ventilationsöffnung. Bis dahin wird wie bei einem Kolbenhub kalte Luft der unteren Schicht nach außen gedrückt. Bei großen Brandräumen (ca. 1000 m^2 Grundfläche) sind das beträchtliche Mengen, die in kürzester Zeit den Brandraum verlassen. Besonders in der Anfangsphase des Brandes verringert sich z. B. die Dichte der Gase um die Hälfte im Temperaturbereich zwischen $20 \text{ }^\circ\text{C}$ und $300 \text{ }^\circ\text{C}$, so daß das Volumen dieser Gase entsprechend schnell wächst.
2. Beim Erreichen der Gasschichthöhe von h' beginnt das Heißgas langsam nach außen zu strömen. Es hängt jetzt von der Heftigkeit der Verbrennung, dem Entrainmentkoeffizienten K zum Erfassen der mitgeführten Luft, der Höhe des Brandraums oder des Plumes und der Breite der Ventilationsöffnungen ab, wann der Umschlag in der Strömungsrichtung für \dot{m}_0 auftritt.
3. Der folgende Zustand ist der, der sich hauptsächlich beim Brand einstellt. Die ausfließende Heißgasrate ist für den vollentwickelten Brand:

$$\dot{m}_f = \frac{2}{3} \cdot b_f \cdot c \cdot \rho_g \cdot (2 \cdot g \cdot (\rho_o - \rho_g) / \rho_g)^{1/2} \cdot (h_f' + \delta)^{3/2} - \delta^{3/2} \quad (32)$$

wobei h_f' die Höhe der Heißgasschicht im Fenster ist und δ das Maß der Einschnürung beim Ausfließen beschreibt, die zwischen Gasschichthöhe im Brandraum und der Ausflußhöhe in der Ventilationsöffnung entsteht. Nach Mitler [14] kann Gl. (32) vereinfacht dargestellt werden ohne einen großen Verlust an Genauigkeit. Das trifft besonders für große Brandräume zu. Es gilt hier:

$$\dot{m}_f = \frac{2}{3} b_f \cdot c \cdot \rho_g (2 \cdot g \cdot (\rho_o - \rho_g) / \rho_g)^{1/2} h_f^{3/2} \quad (33)$$

wobei h_f die Höhe der Gasschicht in der Fensteröffnung ohne Berücksichtigung der Einschnürung ist. Für den Kontraktionskoeffizienten c werden in der Literatur Werte zwischen 0,65 und 0,73 angegeben. In dem hier beschriebenen Modell wird für $c = 0,7$ verwendet.

Die Gl. (33) gilt, wenn

$$H_g < h' + h_D \quad (34)$$

ist, d. h. wenn die Heißgasschicht in der Ventilationsöffnung steht. Somit ist Gl. (33) für Abschnitt 2 ebenso anwendbar.

4. Das Anwachsen der Heißgasschicht H_g und der zeitlich umgesetzte Brennstoff hängen voneinander ab. Wenn die Flammenhöhe nach Gl. (4) an die Heißgasschicht heranreicht, wird der Brennstoffumsatz dadurch reguliert, daß die zur Verfügung stehende, mögliche Flammenhöhe von der Größe und Lage der Ventilationsöffnungen abhängt und somit der Brennstoffumsatz gesteuert wird. Solange genug Brennstoff vorhanden ist, wird der Brand ventilationsgesteuert sein. Bei großflächigen Hallen wird der Brand in eine quasistationäre Phase treten und kann sich über größere Zeiträume hinziehen. Die Gasschichthöhe wird über bestimmte Grenzen nicht anwachsen, weil dadurch der Brand erstickt würde, da nicht genug Umgebungsluft in den Brandraum gelangen kann. Die Grenzwerte dieser Brandart werden durch die Anordnung der Tür- und Fensteröffnungen und des Entrainmentkoeffizienten K für den Plume festgelegt und im Rechenprogramm ermittelt.

5. In der Phase, in der der Brand abklingt, können die Zustände 3, 2 und 1 wieder erreicht werden. Wenn weniger Brennstoff umgesetzt wird, kühlt sich die Heißgasschicht ab, und der Heißgasaustritt nach Gl. (33) regelt die Gasschichthöhe, die maximal bis auf die Höhe h' der Fensteröffnungsoberkante zurückgehen kann.

4.4.2 Wärmeleitung in die Umfassungsbauteile

Neben der Erfassung der Brandvorgänge im Brandraum müssen die Auswirkungen des Brandes auf die Umfassungsbauteile einbezogen werden. Einmal wird die Berücksichtigung notwendig, um den Verbleib der freigesetzten Energien zu erfassen und die Energiebilanzen zu erfüllen, und andererseits wird die Standfestigkeit eines Gebäudes stark durch thermische Belastung beeinflusst und muß somit bekannt sein.

In Kap. 4.3.5 sind die Bilanzgleichungen (21) bis (23) angegeben, die als Randbedingungen notwendig sind, um die Fourier-Gleichung der Wärmeleitung in der ebenen Wand (Gl. 20) zu lösen. Für alle vorgestellten Rechenergebnisse liegt zugrunde, daß die Umfassungsbauteile aus einem Normalbeton von 0,3 m Wandstärke bestehen. Die Wand wird zur Erfassung der Temperaturverteilung über der Wanddicke in 15 gleich starke Segmente aufgeteilt. Die Berechnung des Temperaturfeldes in der Wand erfolgt nach der Methode der konzentrierten Parameter [43]. In jedem Segment wird über der Segmentdicke mit konstanten Parametern hinsichtlich der Stoffwerte und Temperaturen gerechnet.

Als Lösungsansatz wird für jedes Segment eine Energiebilanz aufgestellt. Sie lautet in allgemeiner Form:

$$\dot{Q}_{N-1,N} - \dot{Q}_{N,N+1} = c_{w,N} \rho_{w,N} \Delta x \cdot A_{w,N} \frac{T_{N,t} - T_{N,alt}}{\Delta t} \quad (35)$$

mit

$$\dot{Q}_{N,N+1} = \lambda_{w,N} A_{w,N} \frac{T_{N,t} - T_{N+1,t}}{\Delta x} \quad (36)$$

Bei Anwendung von Gl. (35) und (36) für jedes Wandsegment N ergibt sich ein System von N-linearen Gleichungen mit N unbekanntem Wandsegmenttemperaturen $T_{N,t}$. Die Lösung erfolgt mit vorhandenen Rechnerunterprogrammen (Grundlage dazu: Lösung von Gleichungssystemen in der numerischen Mathematik).

In Gl. (35) werden für das erste innen liegende Segment die Randbedingungen nach Gl. (22) und (23) und auf der außen liegenden Seite einfache Ansätze von Strahlung und Konvektion verwendet, da durch die Gesamtwanddicke und die Dauer der Brände der Außenbereich der Wände gar nicht oder nur leicht erwärmt wird.

Das in den Gl. (35) und (36) beschriebene Verfahren ist lediglich eine Darstellung der Fourier-Gleichung der Wärmeleitung in Differenzenschreibweise. In das Rechenprogramm können jederzeit orts- und temperaturabhängige Stoffwerte eingebaut werden, so daß sich das Temperaturprofil in dem Umfassungsbauenteil entsprechend ermitteln läßt. Ausschlaggebend sind für das Verhalten eines jeden Materials die Energien, die als resultierende Größen - Gl. (22) und (23) - die Oberfläche eines Baustoffs belasten. So hat die Wärmeleitung eines Materials entscheidenden Einfluß auf die Oberflächentemperatur dieses Materials, weil z. B. durch schlechte Wärmeabfuhr im Inneren die an der Oberfläche angebotene Energie in eine Oberflächentemperaturerhöhung umgesetzt wird. Dieses hat wiederum Auswirkungen auf die Wärmestrahlungsintensität, besonders dann, wenn in einem Brandraum starke Temperaturdifferenzen zwischen den einzelnen Brandraumsegmenten bestehen.

4.4.3 Wärmestrahlungsenergie

In Brandraummodellen, die in vertikaler Richtung Segmente unterschiedlicher Temperatur aufweisen, hat die Wärmestrahlung entscheidenden Einfluß, weil sie sich in alle Richtungen gleichmäßig verteilt und somit nicht direkt am Brand beteiligte Materialien thermisch belastet. Aus diesem Grunde wird der Ermittlung des Wärmestrahlungsaustauschs große Bedeutung beigemessen. Die bisher üblichen Wärmestrahlungsaustausch-Berechnungsverfahren zeigen bei einfachen Modellen ihre gute Anwendbarkeit. Bei dem Modell mehrschichtiger Segmente, die sich zeitlich geometrisch verändern und sich gegenseitig wechselseitig beeinflussen, wird wegen der Möglichkeit der Anwendung von Groß-EDV-Anlagen ein statistisches Berechnungsverfahren verwendet. Es ist speziell für den Wärmestrahlungsaustausch in komplexen Geometrien entwickelt worden und wird allgemein als Monte-Carlo-Methode bezeichnet.

4.4.3.1 Allgemeine Voraussetzungen

Die Beschreibung des Wärmestrahlungsaustausches zwischen festen Materialien erfolgt nach Gesetzen, die für ideale schwarze Strahler gelten. Über ihre Anwendung kann mit vorgegebenen Vereinfachungen der Strahlungsaustausch für reale Flächen bestimmt werden.

Der Ausgangspunkt für die mathematische Formulierung ist das Plancksche Gesetz. Es beschreibt die spektrale Intensitätsverteilung der Strahlung für einen schwarzen Körper in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ und der absoluten Temperatur T .

Bei Integration über den gesamten Wellenlängenbereich erhält man als Sonderfall das Stefan-Boltzmannsche Gesetz, das einen idealen schwarzen Strahler beschreibt, der pro Zeit und Flächeneinheit in den Halbraum den Energiestrom abstrahlt, wobei C_s der Strahlungskoeffizient des schwarzen Strahlers ist.

$$e_s(T) = C_s \left(\frac{T}{100}\right)^4 \quad (37)$$

Damit reale Zustände erfaßt werden können, wird eine Größe eingeführt, die die Abweichung der Strahlungsenergie des grauen Strahlers im Verhältnis zum schwarzen Strahler beschreibt.

$$e(T) = \varepsilon \cdot e_s(T) \quad (38)$$

ε heißt Emissionsgrad, wird aber auch Emissionszahl oder Emissionsverhältnis genannt. Ist ε unabhängig von λ , wird der Strahler als grauer Strahler bezeichnet.

Für den Strahlungswärmeaustausch muß nicht nur die emittierte Energie, sondern auch die absorbierte Energie einer Fläche bestimmbar sein, die die Grundlage zur Bestimmung der Absorptionszahl darstellt.

Der Zusammenhang zwischen Absorptionsgrad α und dem Emissionsgrad ε bei gleicher Temperatur wird durch das Kirchhoffsche Gesetz beschrieben, das streng genommen nur für monochromatische Strahlung gilt.

$$\alpha_\lambda(T) = \varepsilon_\lambda(T) \quad (39)$$

Allerdings kann es bei nicht zu starken Temperaturunterschieden zweier Körper oft vereinfachend verwendet werden. Bei grauen Strahlern ist der Absorptionsgrad unabhängig von der Wellenlänge λ , so daß

$$\alpha = \varepsilon \quad (40)$$

gilt.

Die allgemeine Form der Gleichung (39) setzt bei ihrer Anwendung die Kenntnis des Absorptionsgrades als Funktion der Wellenlänge λ und der Temperatur voraus.

Neben Absorptions- und Emissionsgrad ist die Strahlungsintensität in Abhängigkeit vom Winkel β zwischen der Flächennormalen und der Strahlungsrichtung entscheidend und wird durch das Cosinus-Gesetz von Lambert beschrieben:

$$e_s = i_s \int \cos \beta \cdot d\omega = i_s \int \cos \beta \cdot \sin \beta \cdot d\beta \cdot dy \quad (41)$$

Die Winkel β und γ legen die Strahlungsrichtung zwischen zwei Flächenelementen fest, wobei der Winkel γ die Richtung der Strahlenebene beschreibt (Bild 2).

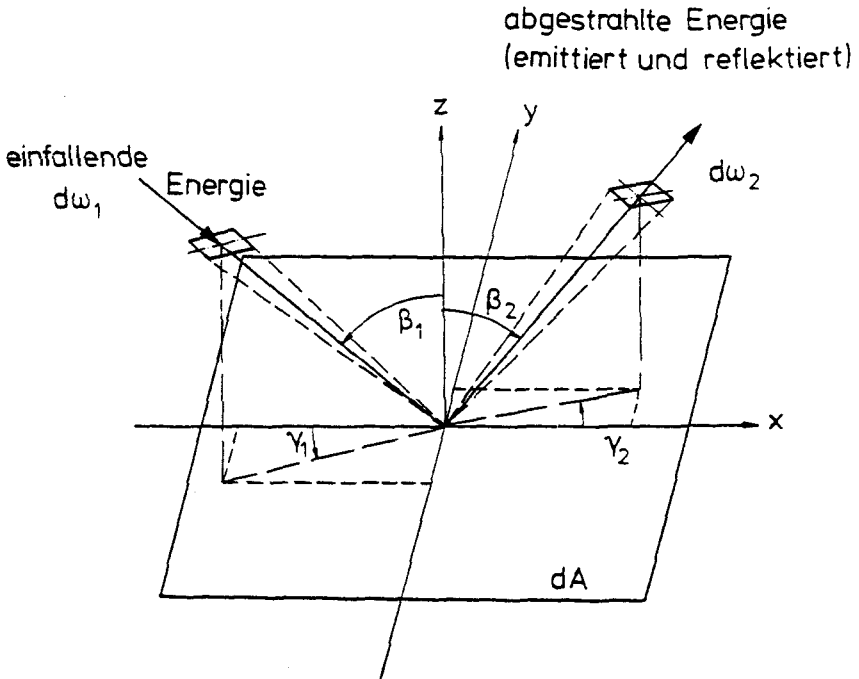


Bild 2: Geometrische Verhältnisse für einfallende und abgestrahlte Energie auf ebenen Flächen

Bei Verwendung des Cosinusgesetzes ist die Möglichkeit gegeben, die räumliche Abstrahlung von einer ebenen Fläche in ihre Umgebung zu beschreiben oder auch die Einstrahlung von verschiedenen Flächen auf eine Segmentoberfläche des Brandraums zu bestimmen.

Die Abstrahlung, die insgesamt eine schwarze Segmentoberfläche verläßt, ergibt sich aus der Integration von Gl. (41) über die gesamte Halbkugel zu

$$e_s = \pi \cdot i_s \quad (42)$$

und ist nach Gl. (42) das π -fache der Strahlungsintensität in Flächennormalenrichtung.

Der Energieaustausch zwischen zwei Flächen, ohne einen Einfluß über dritte Flächen zu berücksichtigen, ergibt sich mit Gl. (41) und dem quadratischen Abstandsgesetz [44]

$$d\omega = \frac{dA_2 \cos \beta_2}{r^2} \quad (43)$$

zu

$$dQ_{1-2} = i_s \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{r^2} dA_1 dA_2 \quad (44)$$

Dabei wird ein reflektierter Anteil von dritten Flächen, der von A_1 über A_3 auf A_2 trifft, nicht berücksichtigt. Weiterhin werden die Gesetzmäßigkeiten, die durch die Gl. (41) und (44) beschrieben werden, von den in der Natur vorkommenden Stoffen nicht streng erfüllt. Für reale Flächen muß bei Anwendung des Cosinusgesetzes vorausgesetzt werden, daß das Emissionsverhältnis ϵ unabhängig von der Ausstrahlungsrichtung ist.

Gl. (43), erweitert mit der Dimension der Fläche A_1 , ergibt das in der Literatur bekannte Winkelverhältnis. Aufbauend auf den physikalischen Grundlagen für die Bestimmung des Winkelverhältnisses ist eine algebraische Methode für zwei Flächen entwickelt worden. Sie wird als Standard- oder Nettomethode [45] bezeichnet und berücksichtigt die emittierten, absorbierten und reflektierten Anteile der Energie, die von A_1 ausgesandt und zwischen beiden Flächen ausgetauscht wird.

Der Vorteil dieser Methode liegt in ihrer physikalischen Übersichtlichkeit für den Verbleib des einmal emittierten Strahlungsanteils einer Fläche. Wendet man jedoch das Verfahren auf die Anordnung des Brandraums an, wodurch die Segmentierung eine große Zahl von Teilflächen entstanden ist, so geht durch die Einbeziehung aller Reflexionsmöglichkeiten die Übersichtlichkeit verloren.

Bei komplexen Geometrien, die der Brandraum in einem Mehrzonenmodell mit seinen Umgebungswänden darstellt, reicht die Bestimmung von Winkelverhältnissen zwischen zwei Flächen nicht aus, weil der zusätzlich reflektierte Anteil der Energie berücksichtigt werden muß, der aus der Umgebung auf die zu untersuchende Fläche gestrahlt wird.

Mit den folgenden Wärmebilanzen kann das thermische Verhalten des Flächenelements da_i beschrieben werden, wobei sich die geometrischen Verhältnisse aus Bild 2 ergeben.

$$\left[\begin{array}{l} \text{Gesamtwärmestrom} \\ \text{durch Strahlung,} \\ \text{der die Fläche} \\ da_i \text{ verläßt} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{l} \text{Emissionsvermögen} \\ \text{der Fläche } da_i \text{ in} \\ \text{Richtung } \beta_2, \rho_2 \end{array} \right] + \left[\begin{array}{l} \text{reflektierter Wärmestrom} \\ \text{der Fläche } da_i \text{ in Richtung} \\ \beta_2, \rho_2 \text{ einfallend von } da_j \\ \text{mit } \beta_{2j}, \rho_{2j} \end{array} \right] \quad (44)$$

$$\left[\begin{array}{l} \text{Netto-Strahlungs-} \\ \text{wärme der Fläche} \\ da_i \end{array} \right] = \left[\begin{array}{l} \text{Gesamtwärmestrahlung,} \\ \text{die die Fläche } da_i \text{ in Richtung} \\ \beta_2, \rho_2 \text{ verläßt} \end{array} \right] - \left[\begin{array}{l} \text{Wärme, die von den Flä-} \\ \text{chen } da_j \text{ auf die Fläche} \\ da_i \text{ gestrahlt wird} \end{array} \right] \quad (45)$$

Die Gleichungen (44) und (45) sind analytisch nur für einfache Geometrien zu lösen, weil ein System von Integralgleichungen entsteht, oder man verwendet Methoden, die mit Näherungslösungen arbeiten. Die das Problem beschreibenden Integralgleichungen vereinfachen sich durch Ansätze wie Segmentierung der Flächen und Annahmen über Oberflächenbeschaffenheit und Strahlungseigenschaften zu übersichtlichen Gleichungen, die für komplexe Geometrien verwendbar sind und in linearen algebraischen Gleichungssystemen ausgedrückt werden können.

Gl. (44) und (45) beschreiben den physikalischen Hintergrund der algebraischen Methode, die notwendig wird, um das Winkelverhältnis durch Absorptionszahlen zu ersetzen. Ausgehend von der Voraussetzung, daß jede Segmentfläche Energie abgibt und ebenso Energie durch Strahlung aufnimmt, ergibt sich ein Netto-Wärmestrom nach Gl. (45).

Eine wichtige Größe zu seiner Ermittlung ist die Absorptionszahl φ_{ji} , die sich aus dem Verhältnis der von A_j an A_i abgegebenen und dort absorbierten Energie zur insgesamt abgegebenen Energie der Fläche A_j ergibt.

$$\varphi_{ji} = \frac{\text{Energie absorbiert von } A_i \text{ ausgesandt von Fläche } A_j}{\epsilon_j \cdot A_j \cdot C_s \left(\frac{T_j}{100}\right)^4} \quad (46)$$

Dabei setzt sich die absorbierte Energie der Fläche A_i aus folgenden Teilen zusammen:

1. der emittierten Energie E_{ji} der Flächen A_j und den Temperaturen T_j , die direkt von Fläche A_j auf A_i trifft, und
2. den Anteilen der Reflexion, die auch über weitere Flächen von A_j nach A_i gelangen kann.

Darüber hinaus ist anzumerken, daß die emittierte Energie der Fläche A_j aufgrund von Reflexionsprozessen von A_i an die Ausgangsfläche zurückgeworfen werden kann, dort absorbiert wird und anschließend als Emissionsenergie wieder an A_i abgegeben werden kann. Dieser Vorgang wird in Gl. (46) berücksichtigt.

Durch ein analytisches Modell kann der physikalische Einfluß von φ_{ji} verdeutlicht werden, in dem alle Temperaturen des umschlossenen Raums zu Null gesetzt werden und lediglich die Teilfläche A_j mit endlicher Temperatur strahlt. Die A_i erreichende Energie wird direkt und reflektiert eingestrahlt und stammt von einer Energiequelle der Fläche A_j . Bei Anwendung dieses Verfahrens auf alle Segmentflächen A_j und ebenso auf Fläche A_i läßt sich diese Netto-Strahlungswärme \dot{Q}_i der Fläche A_i für den Brandraum als Netto-Abstrahlung beschreiben.

$$\begin{aligned} \dot{Q}_i &= e_i \cdot A_i - \Psi_{1i} \cdot e_1 \cdot A_1 - \Psi_{2i} \cdot e_2 \cdot A_2 - \dots - \Psi_{ni} \cdot e_n \cdot A_n \\ &= e_i \cdot A_i - \sum_{j=1}^n \Psi_{ji} \cdot e_j \cdot A_j \end{aligned} \quad (47)$$

Das Gleichungssystem (47) gilt für jede Fläche A_i . Der Wert der Absorptionszahl Ψ_{jj} wird nicht Null, weil durch Reflexion von vielen Flächen in komplexen Gebilden ein relativ hoher Anteil auf die Strahlungsquelle zurückfällt.

Das daraus zur Berechnung der Ψ_{ji} entstehende lineare Gleichungssystem mit n Gleichungen für die n Segmentflächen ist lösbar. Die Grenzen dieses Verfahrens werden einmal durch die Genauigkeit der zu erzielenden Ergebnisse festgelegt, wobei die Strahlungseigenschaften und die Temperatur in jedem Punkt einer Fläche gleich bleiben und zum anderen durch den dazugehörigen Rechenaufwand für die Lösung der Gleichungen eines in kleine Flächen aufgeteilten Systems. Ein Vorteil des oben beschriebenen Verfahrens liegt in der Unabhängigkeit der Austauschzahlen Ψ_{ji} von den Temperaturen im System. Der Aufwand für die zu berechnenden Absorptionszahlen reduziert sich durch die folgenden Bedingungen:

$$\sum_{i=1}^n \Psi_{ji} = 1 \quad (48)$$

und nach Gebhard [46]

$$\Psi_{ji} \cdot \epsilon_j \cdot A_j = \Psi_{ij} \cdot \epsilon_i \cdot A_i \quad (49)$$

Das bisher vorgestellte Berechnungsverfahren berücksichtigt bisher lediglich geometrisch angeordnete Flächen, die in ihrem Strahlungsverhalten nicht durch Gase beeinflusst werden, die sich zwischen ihnen aufhalten und zusätzlich Energie absorbieren oder emittieren.

Ein Energiebündel, auf dem Weg durch eine Gasschicht, wird längs des Weges einen Intensitätsverlust erleiden. Diese absorbierte Energie wird durch den Absorptionsgrad

$$\alpha = 1 - e^{-a \cdot \ell} \quad (50)$$

erfaßt. Energien, die durch Gl. (50) beeinflußt werden, können einmal von den Wänden, dem Feuer und dem Rauchgas selbst kommen. Wichtig für den Anteil der absorbierten Energie im Gas ist die Kenntnis über die Zusammensetzung des Gases selbst. Wenn die Anteile von Wasserdampf, Kohlendioxyd und Ruß im Rauchgas bekannt sind, kann der Anteil der vom Rauchgas längs des Weges absorbierten und emittierten Energie im Rechenmodell berücksichtigt werden.

Die vollständige Erfassung des Strahlungswärmeaustauschs im Brandraum unter Berücksichtigung der Gasstrahlung wird mit dem System der algebraischen Methode zu aufwendig und unübersichtlich, da die Kenntnisse über die gegenseitigen physikalischen Beeinflussungen in der Gesamtlösung verloren gehen.

Die Monte-Carlo-Methode dagegen eröffnet die Möglichkeit, komplexe Systeme dieser Art - unter Einbeziehung der geometrischen Veränderung der Rauchgasschicht in ihrem Strahlungsaustausch zu erfassen. Es ist ein auf statistischer Basis ablaufendes numerisches Berechnungsverfahren, dessen mathematische Herleitung und Anwendbarkeit in entsprechender Fachliteratur gezeigt wird [6, 48].

Das Ausgangsproblem für die Anwendung der Methode ist die Erstellung eines mathematisch-physikalischen Zusammenhanges eines wirklichen Zustandes. Bis hierher entspricht der gezeigte Vorgang dem Aufstellen algebraischer Methoden für Wärmestrahlungsaustauschvorgänge. Der weitere Schritt ist der, daß keine Gesamtlösung der mathematischen Formulierung angestrebt, sondern durch statistische Gesetzmäßigkeiten eine Art simulierte Stichprobe der Gesamtlösung gefunden wird. Dieses vorhandene Simulationsmodell wird stochastisch, d. h. mit Hilfe von Zufallszahlen untersucht, die eine gleichmäßige Wahrscheinlichkeitsverteilung zwischen Null und Eins haben. Durch die Menge der verwendeten Zufallszahlen können bei häufigem Durchrechnen des einfachen Modells statistisch gesicherte Ergebnisse erzielt werden. Daher ist die Anwendung dieser Methode nur über eine EDV-Rechenanlage möglich. Die Genauigkeit der erzielten Ergebnisse hängt ab von der Anzahl der verwendeten Zufallszahlen, ebenso von der Güte des Zufallszahlengenerators der Rechenanlage, d. h. der Gleichverteilung der Zufallszahlen und des weiteren von den im Modell berücksichtigten physikalischen Ansätzen.

4.4.3.2 Grundlagen der Monte-Carlo-Methode

Im folgenden Kapitel soll die Anwendung der Monte-Carlo-Methode bei einem bestimmten Problem und vorgegebenen Randbedingungen gezeigt werden. Untersucht wird ein System mit n Flächen. Die Temperatur T sei konstant über der Segmentoberfläche, und das Emissionsverhältnis ϵ sei unabhängig von der Temperatur und der Wellenlänge λ . Die Strahlung der einzelnen Oberflächen erfolge nach dem Lambertschen Cosinusetz.

Ausgangspunkt für die Wärmestrahlungsausbreitung sei ein beliebiges Segment mit der Oberfläche A_j oder das Volumen V_j eines Gaspartikels. Aus Auftreffpunkt für die abgestrahlte Energie kann sowohl jede Fläche A_i , die freie Umgebung als auch die Gasschicht in Frage kommen.

Nach Gl. (38) kann die von einem Segment auf die Fläche bezogene, ausgesandte Energie bestimmt werden. Diese Energie wird in N_j Teile oder Energiebündel zerlegt, so daß ein Teil den Energieinhalt S_j hat (Gl. 51).

$$S_j = \frac{E_j}{N_j} \quad (51)$$

Während des Berechnungsvorganges für die Erfassung der ausgesandten Energie von einer Segmentoberfläche A_j mit der Temperatur T sollen alle anderen Segmentflächen A_i die fiktive Temperatur $T = 0$ K haben, damit der Verbleib der einzelnen Energieanteile erfaßt werden kann. Dieses Verfahren gilt analog für alle anderen Segmente, wenn deren Abstrahlung bei der Temperatur T untersucht wird. Dadurch wird eine Superpositionierung der Strahlungseinflüsse erreicht, und weiterhin erhält man Ergebnisse über die Auswirkung auf die Gesamtstrahlungsenergie.

Der Verbleib des Energieanteils kann unterschiedlich sein. Einmal kann er längs des Weges in Gas total absorbiert werden, oder beim Auftreffen auf die Fläche A_i entscheidet es sich, ob der Energieanteil s_j absorbiert oder entsprechend der Oberflächenbeschaffenheit und Materialeigenschaft reflektiert wird. Der Reflexionspunkt stellt jetzt für das augenblicklich betrachtete Energiebündel den weiteren Ausgangspunkt dar, von dem erneut die Abstrahlung in den Brandraum erfolgt.

Die Richtung der wie Pfeile die Segmentoberfläche verlassenden Energieanteile kann durch die Bestimmung des Raumwinkels $d\omega$ (Bild 2) erfaßt werden. Dazu ist in sphärischen Koordinaten die Kenntnis der Winkel β und γ notwendig.

$$d^2\omega = \sin \beta \cdot d\beta \cdot d\gamma \quad (52)$$

Der Raumwinkel $d^2\omega$ (Gl. 52) entspricht der Wahrscheinlichkeitsfunktion, die, integriert über den möglichen Abstrahlungsbereich eines Energiebündelns in den Halbraum, die Verteilungsfunktion des statistischen Vorganges aus rein geometrischer Sicht darstellt [48]. Unter Berücksichtigung der Richtungsverteilung für die abgestrahlte Energie nach dem Lambertischen Cosinusetz emittiert die Fläche A_j in Richtung A_i die Energie pro Flächen- und Zeiteinheit.

$$d^2Q_{ji} = a_j \cdot e_j \cdot \cos \beta \cdot \sin \beta \, d\beta \, d\gamma \quad (53)$$

Gl. (53) ist die Wahrscheinlichkeitsfunktion, die die geometrischen Verhältnisse und ebenso ein die Strahlung beschreibendes Gesetz berücksichtigt.

Durch Normierung der ausgesandten und durch Gl. (53) beschriebenen Energieanteile ergibt sich unter Berücksichtigung der in den Halbraum gesamt abgestrahlten Energie der Fläche A_j

$$\dot{Q}_{j,ges} = A_j \cdot e_j \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \beta \cdot \sin \beta \cdot d\beta \cdot d\gamma \quad (54)$$

eine Zufallszahl R in Abhängigkeit der Winkel β und γ . Die Zufallszahl $R(\beta, \gamma)$

$$R(\beta, \gamma) = \frac{\int_0^{\gamma} \int_0^{\beta} \cos \beta \cdot \sin \beta \cdot d\beta \cdot d\gamma}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \cos \beta \cdot \sin \beta \cdot d\beta \cdot d\gamma} \quad (55)$$

kann lediglich Werte zwischen 0 und 1 annehmen.

Die Winkel β und γ müssen in den Grenzen für die Halbkugel

$$0 \leq \beta \leq \frac{\pi}{2} \quad (56)$$

$$0 \leq \gamma \leq 2\pi \quad (57)$$

unabhängig voneinander durch Zufallszahlen erfaßt werden.

Die Zufallszahlen $R(\beta)$ und $R(\gamma)$ werden einzeln ermittelt durch jeweiliges Einsetzen der unteren und oberen Grenzen der anderen Veränderlichen. Die Lösung des Doppelintegrals mit den angegebenen Grenzen im Nenner der Gleichung (55) ergibt den Wert Π .

$$R(\beta)_\gamma = \frac{1}{\pi} \int_0^\gamma \int_0^{\pi/2} \cos \beta \cdot \sin \beta \cdot d\beta \cdot d\gamma \quad (58)$$

$$R(\gamma)_\beta = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\beta \cos \beta \cdot \sin \beta \cdot d\beta \cdot d\gamma$$

Die Ergebnisse für die Zufallszahlen R_β und R_γ aus den Gl. (58) und (59) werden zuerst durch Lösen der jeweils bestimmten Integrale und der darauf folgenden Integration nach der unbestimmten Veränderlichen gefunden [49].

$$R_\beta = \sin^2 \beta \quad (60)$$

$$R_\gamma = \frac{\gamma}{2\pi} \quad (61)$$

Mit den voneinander unabhängigen Zufallszahlen R_β und R_γ wird der statistische Einfluß auf die zufällige Wahl von β und γ verlagert.

Bisher wurde die Richtung der Energiebündel mit dem Energieinhalt s_j durch die Gl. (60) und (61) bestimmt. Der Weg, den das Energiebündel zurücklegt, bis es von einer Fläche A_i absorbiert wird, kann vielfältig sein. Einmal erhält A_i durch direkte Zustrahlung Energieanteile und andererseits durch Einfach- oder Mehrfachreflexion über im Brandraum vorhandene Segmente.

Die Zufallszahlen R_β und R_γ gelten allgemein unter Berücksichtigung des Cosinusetzes. Die geometrische Bedeutung liegt darin, daß jede Fläche A_j und jedes Gasvolumen V_j als Strahler gewählt werden und jedes vorhandene Segment einschließlich der Fläche A_j und Gasvolumen V_j Strahlung absorbieren kann.



Bei allgemeiner Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes (Gl. 40) kann der Zusammenhang zwischen Emissionsgrad ϵ und Reflexionsgrad ρ mit

$$\epsilon = 1 - \rho \quad (62)$$

beschrieben werden. Gl. (62) gilt allerdings nur für feste Oberflächen.

Durch Einführen einer zusätzlichen unabhängigen Zufallszahl zwischen 0 und 1 wird erfaßt, welche der N_j Energieanteile reflektiert werden. Diese Zufallszahl unterliegt den Voraussetzungen von Gl. (62). Sie und der Emissionsgrad ϵ können Werte zwischen 0 und 1 annehmen, wobei nach Gl. (62) die Differenz durch den reflektierten Anteil - dargestellt durch ρ - erfaßt wird. Ob ein auftreffendes Energiebündel reflektiert wird, hängt davon ab, ob die gerade gültige Zufallszahl $R_{\text{refl.}}$ größer als der Wert des Emissionsgrades ϵ ist. In diesem Fall wird das Energiebündel reflektiert. Durch die Gleichverteilung der Zufallszahl zwischen 0 und 1 wird so der gesamt reflektierte Anteil nach Gl. (62) erfaßt. nach [49] gilt:

$$R_{\text{refl.}} \geq \epsilon \quad (63)$$

Liegen bei den verwendeten Materialien Angaben über den Emissionsgrad ϵ in Abhängigkeit von der Temperatur T und Einstrahlungsrichtung β aufgrund von Messungen vor, so kann dieser Einfluß nach Gl. (63) berücksichtigt werden.

Die Vorgehensweise ist für die Gasstrahlung gleich, so daß die Gl. (53) bis (61) mit geringfügigen Änderungen verwendet werden können. Der Unterschied besteht darin, daß ein Gaspartikel in den gesamten Raum Strahlung abgeben kann. Eine ebene Fläche lediglich in den über ihr liegenden Halbraum (Bild 2). Dadurch erweitert sich bei der Gasstrahlung der Anwendungsbereich des Winkels β um 90° auf

$$0 \leq \beta \leq \pi \quad (64)$$

Gl. (57) behält weiter seine Gültigkeit.

Die Berechnung der Zufallszahl R_β für die Gasschicht erfolgt analog nach Gl. (58) und ergibt:

$$R_\beta = \frac{1 - \cos \beta}{2} \quad (65)$$

Für die Zufallszahl R_Y des Ebenenwinkels γ , um die Abstrahlrichtung eines Gasvolumens zu erfassen, gilt Gl. (61) ebenso.

4.4.3.3 Anwendung auf Brandräume

Zur Anwendung der Monte-Carlo-Methode auf Brandräume muß folgendes definiert werden:

1. Abmaße des Gesamtbrandraumes,
2. Anordnung der Boden-, Seiten- und Deckflächen zueinander durch mathematische Beschreibung und deren Bezeichnung,
3. Ort des Brandes auf der Grundfläche,
4. Emissionsverhältnis der Wandoberflächen,
5. Gaszusammensetzung hinsichtlich Wasserdampf, Kohlendioxyd und Ruß,
6. Anzahl der Energieanteile, die pro Fläche oder Volumelement die gespeicherte Energie darstellen.

Als variable Größe ist allein die Höhe der Gasschicht anzusehen. Sie hat Auswirkungen auf die Größe der Seitenflächen unter und hinter der Gasschicht. Ebenso wird die Höhe des Feuerplumes verändert, der bis zur Heißgasschicht reicht.

Als Voraussetzung gilt:

1. das Emissionsverhältnis ist konstant für eine Segmentoberfläche,
2. das Emissionsverhältnis der Gase sei konstant im gesamten Segment - das Volumen ist aber temperaturabhängig,
3. in einem Brandraumsegment gibt es keine Temperaturunterschiede

Der Brandraum wird hinsichtlich der Strahlung eingeteilt in Segmente, die

- a) Energie abgeben (Strahler) und
- b) Energie aufnehmen (Empfänger).

Als Strahler sind die Boden- und Deckflächen mit ihren dazugehörigen Seitenflächen anzusehen. Ebenso der Feuerplume als senkrechte Säule und die Gasschicht mit ihrem gesamten Volumen.

Als Empfänger sind die Segmente von Boden, Decke und Gasschicht anzusehen. Der Feuerplume absorbiert keine Wärmestrahlung, da einmal das Verhältnis der Flächen zwischen Plume und Brandraum sehr gering ist und auf der anderen Seite die thermodynamischen Zahlenangaben über den Brand so streuen, daß eine Erwärmung durch Wand- oder Gaseinstrahlung vernachlässigbar ist.

Im folgenden sollen kurz die Einflüsse dargestellt werden, denen ein Energieteil unterliegt, bis es irgendwo im Brandraum absorbiert wird.

Segment II (Plume): Der Plume sei eine Säule, von deren Achse soll die gesamte Energie ausgesendet werden. Die vom Plume ausgesandte Gesamtenergie wird in N_j -Teile unterteilt, so daß nach Gl. (51) der Energieinhalt eines Teilchens bekannt ist. Nach Gl. (61) und (65) ist die Richtung des Strahlungsvektors definiert, wenn die Hauptrichtung der Strahlung senkrecht zur Plumeachse steht. Der Weg, den ein Energieteil zurücklegt, ist vielfältig, wenn nach Gl. (62) die Reflexion berücksichtigt wird. Das Energieteil trifft

1. auf eine Wand und wird absorbiert,
2. auf eine Wand und wird teilweise absorbiert und reflektiert. Der Reflexionspunkt ist der neue Abstrahlungspunkt des Teilchens mit seiner verbleibenden Restenergie und einer neu ermittelten Richtung (diffuse Strahlung),
3. auf die Gasschicht und wird auf seinem Weg absorbiert,
4. auf die Gasschicht und wird zum Teil absorbiert, trifft auf eine Wand, wird dort entweder ganz oder teilweise absorbiert und gelangt nach Reflexion erneut durch die Gasschicht und evtl. von dort auf weitere Flächen.

Dieser Vielfalt der Möglichkeiten wird ein Energieteil so lange unterworfen, bis seine Restenergie einen Grenzwert unterschreitet. Es existiert danach nicht mehr, und ein neues Teil wird im Plume auf den Weg geschickt. Bei jedem Wechsel der Richtung eines Teilchens muß die Richtung durch Zufallszahlen neu ermittelt werden.

Segment III (Gasschicht): Das Gasschichtvolumen in seiner dreidimensionalen Ausdehnung kann von jedem Punkt aus Energie abstrahlen. Deswegen ist der Ort der Energieabgabe für die x-, y- und z-Richtung ebenfalls durch Zufallszahlen zu bestimmen.

Es gilt:

$$x = R_x \cdot L \quad (66)$$

$$y = R_y \cdot B \quad (67)$$

$$z = R_z \cdot H_g \quad (68)$$

Für die Strahlung in Gasen gibt es keine Hauptstrahlungsrichtung, so daß mit Hilfe der Gl. (66) bis (68) und der Gl. (65) und (61) eine ungerichtete Strahlung aus dem Gas erreicht wird. Jedes ausgesandte Teil wird zuerst einen Weg durch das Gas selbst zurücklegen und dort teilweise absorbiert. Man erkennt sofort, daß die Dicke der Gasschicht ein Maß für die absorbierten Energie ist. Ansonsten unterliegt ein Energieteil ebenso den Bedingungen, wie sie für das Segment II erklärt worden sind.

Segment V (Decke): Das Deckensegment besteht aus fünf Flächen: der Decke selbst und den vier Wandflächen hinter der Heißgasschicht. Für jede dieser Flächen werden je zwei Bedingungen der Gl. (66) bis (68) zur Bestimmung des Standortes eines Energieteilchens notwendig. Die Richtung wird über die Gl. (60) und (61) ermittelt, da die Strahlung nach dem Cosinusetz (Gl. 41) in den Halbraum abgegeben wird. Jedes ausgesandte Teilchen wird zuerst seinen Weg durch die Gasschicht zurücklegen und unterliegt danach derselben Vielfalt von Möglichkeiten, die oben aufgeführt sind.

Segment VI (Boden): Für das Bodensegment gelten analog zu Segment V die gleichen Bedingungen. Der einzige Unterschied liegt darin, daß von der Wand abgesandte Teilchen zuerst durch den nicht absorbierenden Raum der unteren Luftschicht gehen.

Nachdem alle Energieteile aller Strahler untersucht und ihr Verbleib registriert worden ist, erhält man die notwendigen Absorptionszahlen nach Gl. (46). Mit den gewonnenen 12 Absorptionszahlen können die Terme der Gl. (15), (22) und (23), die durch die Strahlung hervorgerufen werden, bestimmt werden, wenn die Temperatur bekannt ist. Durch diese Vorgehensweise läßt sich eine beliebige feine Segmentierung des Brandraums erreichen, wobei die Zahl der Absorptionszahlen ebenso steigt und dadurch die Übersichtlichkeit für das Gesamtbrandraummodell verringert wird. Hier ist abzuwägen zwischen einer eventuellen Steigerung der Genauigkeit und dem Aufwand für die Rechenprogrammgestaltung.

Für die Ermittlung der Absorptionszahlen ist in der Programmsprache Fortran IV ein Programm entwickelt worden. Der Programmablaufplan (Bild 3) verdeutlicht, welche Eingabedaten notwendig sind. Der Plan stellt nur ein vereinfachtes Schema der Berechnung dar.

Das Programm wurde auf der Rechenanlage ICL 1006 S der Technischen Universität Braunschweig bearbeitet. In Abhängigkeit von der Geometrie ergab sich ein Speicherplatzbedarf von ca. 20 K- Worten.

4.4.3.4 Absorptionszahlen

Mit der in Kapt. 4.43 dargestellten Berechnungsmethodik werden im folgenden Ergebnisse für Absorptionszahlen gezeigt, die für die Erfassung des Wärmestrahlungsaustauschs in Brandräumen notwendig sind. Die Ergebnisse beziehen sich auf einen Brandraum mit den Abmessungen 50 m x 20 m x 5 m, weil mit dieser Brandraumgröße die unterschiedlichsten Einflußparameter untersucht wurden.

Entsprechend Kap. 4.4.3.3 werden 12 Absorptionszahlen berechnet, da 4 strahlende und 3 absorbierende Segmente angenommen werden. Sie sind in den Bildern 4 bis 7 dargestellt.

In Abhängigkeit von der Heißgasschichthöhe H_g verändern sich die Absorptionszahlen. In Bild 4 ist der Plume (Segment II) der Strahler dargestellt. Die drei Linienzüge für die Absorptionszahlen hängen - bezogen auf einen Strahler - voneinander ab, da zu jeder Gasschichthöhe die Summe der $\varphi_{i,j}$ gleich 1 ist. Somit läßt sich, unabhängig von der wirklich abgegebenen Energie der prozentuale Verbleib ermitteln, da lediglich geometrische Parameter von Einfluß sind.

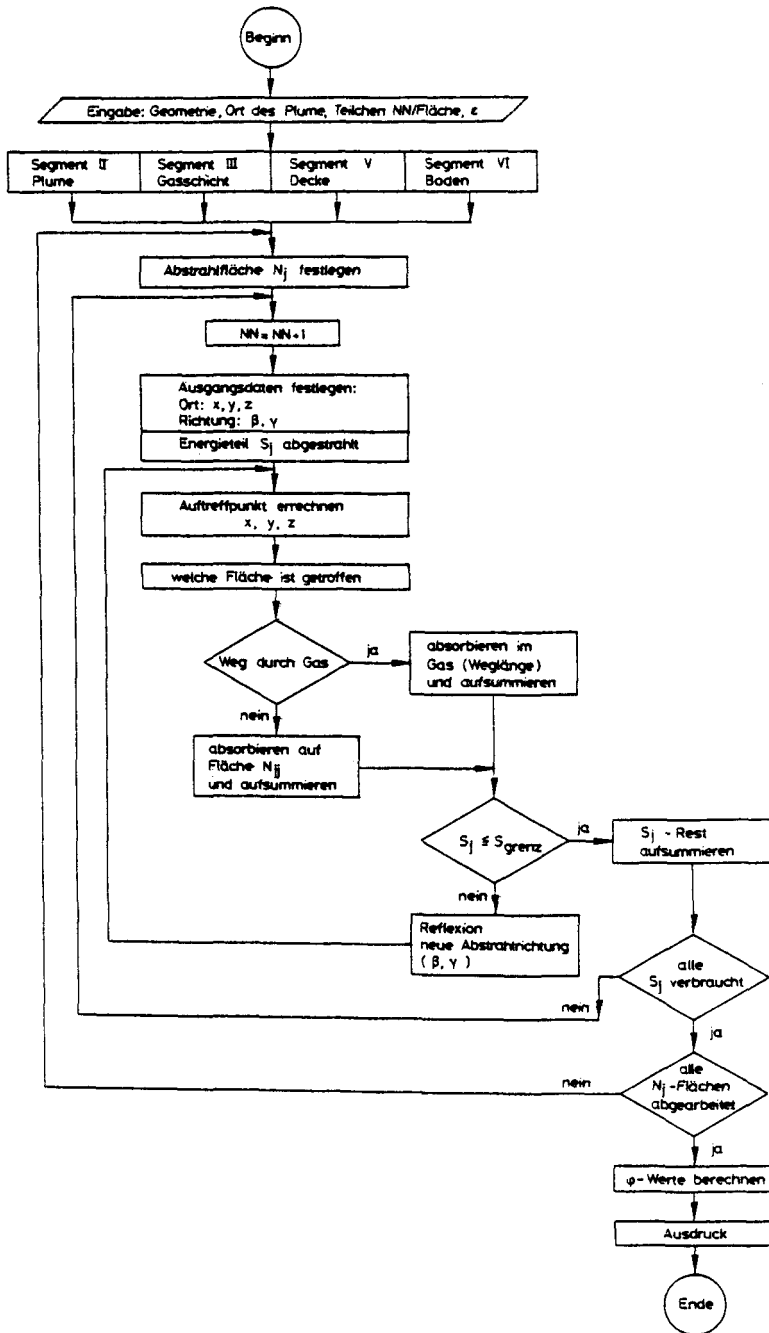


Bild 3: Programmablaufplan
Ermittlung von Absorptionszahlen nach der Monte-Carlo-Methode

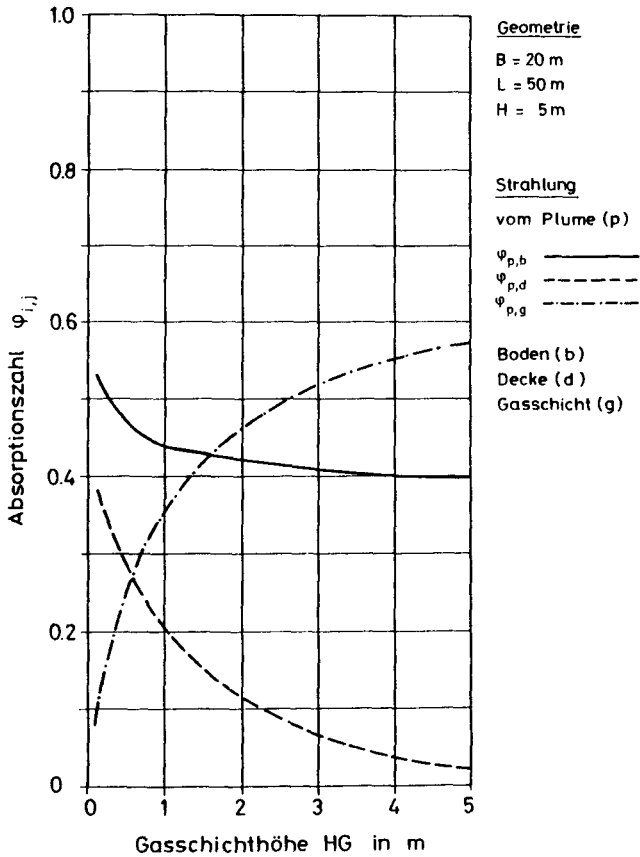


Bild 4: Absorptionszahlen in Abhängigkeit von der Gasschichthöhe bei emittierender Plumeoberfläche

Aus der Darstellung wird deutlich - und das gilt für alle Brandraummodellgrößen -, daß bei wachsender Gasschichthöhe der Anteil der in der Gasschicht gespeicherten Energie immer größer wird. Zusätzlich ist von Einfluß, wie stark die Absorptionsfähigkeit des Rauchgases aufgrund seiner Zusammensetzung ist.

Die Abstrahlung vom Plume auf den Boden erreicht für diese Geometrie einen Grenzwert von $\varphi \sim 0,4$. Bei anderen untersuchten geometrischen Anordnungen zeigt sich ein ähnliches Verhalten, daß ab einem bestimmten Verhältnis von Raumhöhe/Gasschichthöhe der Wert $\varphi_{p,b}$ annähernd konstant bleibt. Je stärker die Gasschicht wächst, desto geringer wird die thermische Belastung der Decke durch direkte Plumeeinstrahlung.

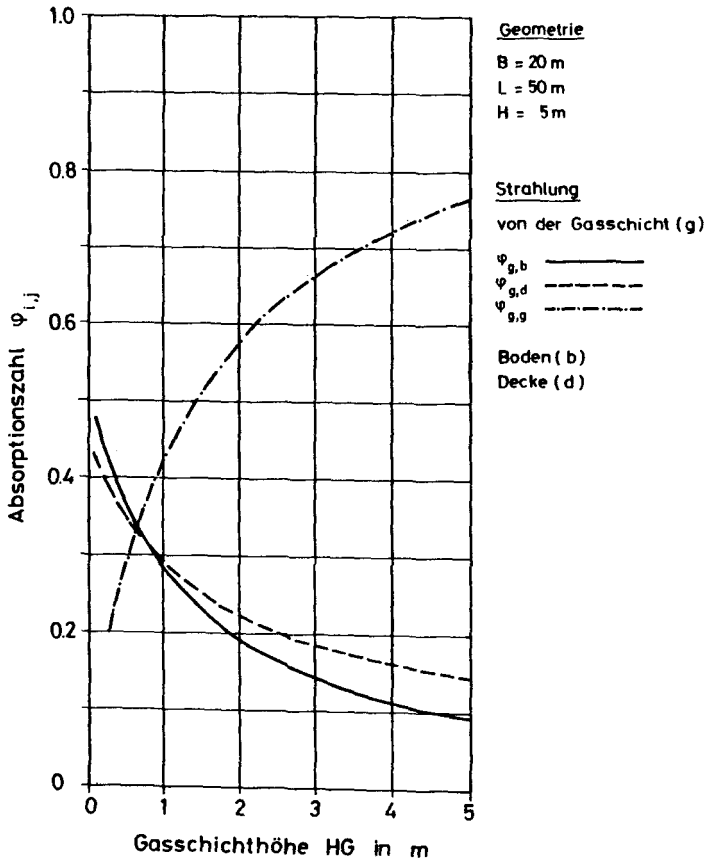


Bild 5: Absorptionszahlen in Abhängigkeit von der Gasschichthöhe bei emittierender Gasschicht

Bild 5 zeigt in Abhängigkeit von der Gasschichtdicke, wo die von der Gasschicht (Segment III) abgestrahlte Energie bleibt. Hier wird sehr deutlich, welchen entscheidenden Einfluß die Gasschichtdicke selbst hat, da der größte Anteil der Energie im Gas selbst bleibt. Das bedeutet, daß Gasvolumina aus der Mitte der Gasschicht ihre Energie nicht in die Umgebung strahlen und nur ihre nächste Umgebung im Gas selbst erwärmen. Die Anteile, die die Gasschicht auf den Boden oder an die Decke strahlt, sind ähnlich groß. Die Unterschiede sind in der Variation der Flächen von Boden und Decke bei sich verändernder Gasschicht zu suchen.

Einzeluntersuchungen haben gezeigt, daß ein deutlicher Unterschied in den Absorptionszahlen zwischen der reinen Boden- und Deckenfläche entsteht, wenn sich die Gasschicht ändert und die Seitenwände unberücksichtigt bleiben. So ist bei dünner Gasschicht der Wert für die Decke doppelt so hoch wie beim Boden. Bei Anwachsen der Gasschicht nähern sich die Absorptionszahlen einander an. Die unterschiedlichen Ergebnisse dazu in Bild 5 - das gilt für die Bilder 4, 6 und 7 ebenso - ergeben sich durch die Definition der Segmente Boden und Decke in dieser Brandraummodellierung.

Das erstellte Programm ist in der Lage, diese Absorptionszahlen - ebenso wie für andere Einzelflächen - im Brandraum zu erfassen und somit den Brandraum beliebig stark zu segmentieren. Die Grenzen dazu werden einerseits von der Güte und der geforderten Genauigkeit eines Brandraummodells bestimmt und andererseits von der Art der zu untersuchenden Problematik (siehe Corner-test-Methoden).

Bild 6 stellt die Verhältnisse dar, wenn die Deckenfläche (Decke und Seitenwände hinter der Gasschicht) strahlt. Die geometrische Veränderung der Gasschicht hat hier die weitgehendsten Auswirkungen auf Änderung der Absorptionszahlen. Bei dünner Gasschicht wird der größte Anteil auf den Boden abgestrahlt und dort absorbiert. Bei wachsender Gasschicht geht dieser Anteil zurück, und der Hauptteil verbleibt in der Gasschicht. Bemerkenswert ist, daß der auf die Deckfläche selbst reflektierte Energieanteil fast konstant ist. Das liegt daran, daß jedes Energieteilchen einmal durch die Gasschicht wandern muß und andererseits bei niedriger Gasschicht auf die überaus große Bodenfläche strahlt.

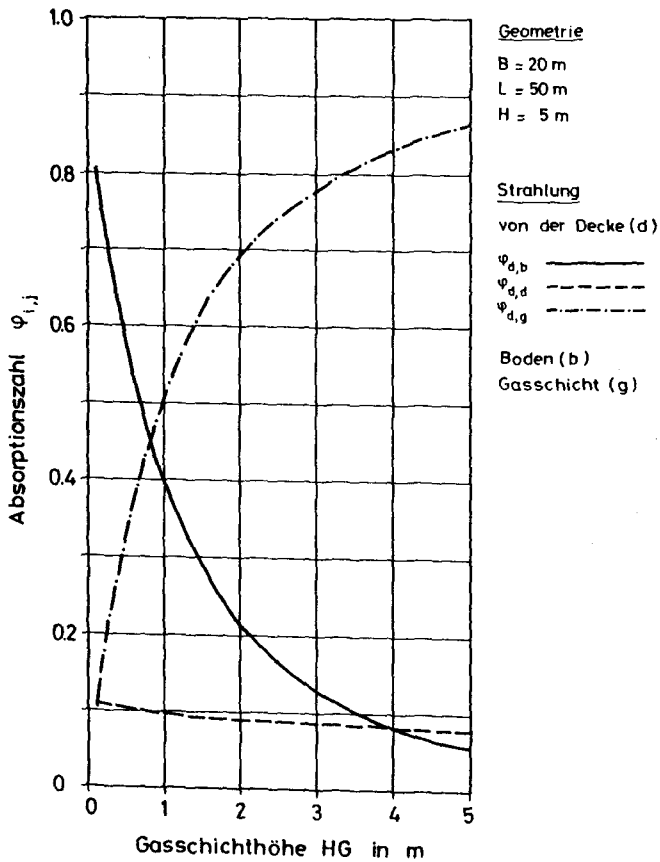


Bild 6: Absorptionszahlen in Abhängigkeit von der Gasschichthöhe bei emittierender Deckenfläche

Analog zu den vorherigen Bildern zeigt sich die Absorptionsfähigkeit der Gasschicht wiederum deutlich (Bild 7), wenn sein Volumen ansteigt. Die Gasschicht selbst ist der größte Wärmespeicher im Brandraum hinsichtlich der Strahlung. Dieser Einfluß läßt sich reduzieren, wenn bei der Brandentwicklung das Volumen der Gasschicht gering gehalten werden kann und somit die konvektive Belastung der Umfassungsbauteile hinter der Gasschicht vermindert

wird. Steuern und regulieren ließe sich dieses Problem durch Ventilationsöffnungen, die der Brandraumgröße und der Heftigkeit eines möglichen Feuers angepaßt werden. Unter anderem dient diese Brandraummodellierung mit Wärmebilanzen dazu, den Einfluß von seitlichen Ventilationsöffnungen auf den natürlichen Gesamtbrand deutlich zu machen und Grenzwerte für mögliche Bemessungsgrundlagen von Rauch- und Wärmeabzügen zu erklären.

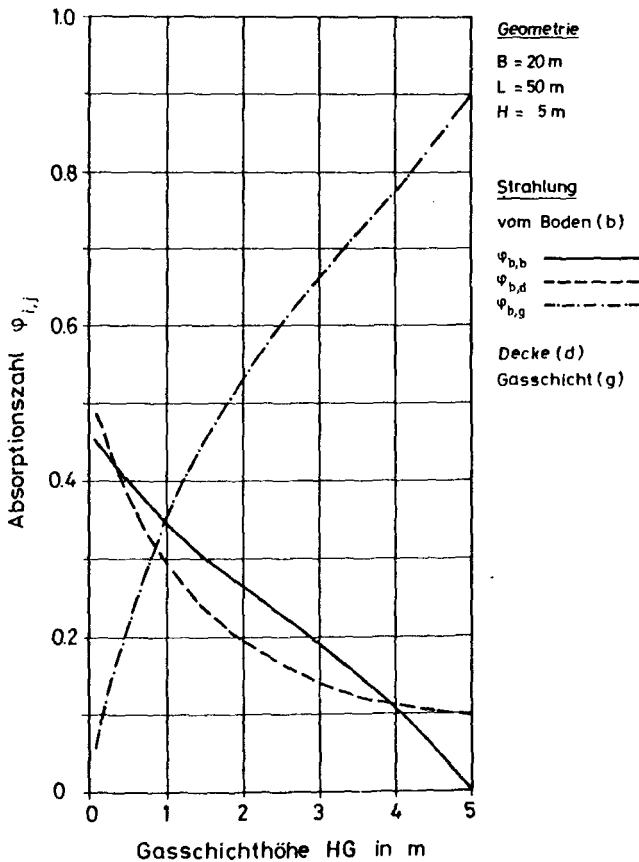


Bild 7: Absorptionszahlen in Abhängigkeit von der Gasschichthöhe bei emittierender Bodenfläche

Die vorliegenden Darstellungen über Absorptionszahlen gelten hier für einen Brandraum von 5,0 m Höhe. Die in den Abbildungen erfaßten Grenzwerte von 5,0 m Gasschichthöhe werden im Rechenmodell nicht erreicht, da der Brand sich nur entwickeln kann, wenn die Massenbilanz über zeitlich zu- und abfließende Massenströme erfüllt ist. Interessant ist in Bild 7, daß der Boden von seiner abgegebenen Strahlungsenergie nichts durch Reflexion zurückerhält, wenn die Gasschicht den gesamten Raum ausfüllt.

4.4.3.5 Geometrieinfluß auf Absorptionszahlen

Im folgenden Kapitel soll versucht werden, den Einfluß der Strahlung deutlich zu machen, wenn sich die Grundfläche eines Raumes beliebig ändert und dabei die Gasschichthöhe ebenso veränderbar ist. Diese Darstellung des Geometrieinflusses erscheint deswegen wichtig, weil der Anteil, der von einzelnen Raumsegmenten absorbiert wird, stark schwankt, wenn ein Segment Strahlungsenergie abgibt und sich seine Umgebung geometrisch verändert. Dieser Einfluß darf nicht vernachlässigt werden, weil in einem Mehrzonenmodell mit vertikalen Luftschichten Energiequellen und -senken entstehen, die sich durch verändernde Strahlungsintensität unterschiedlich verhalten. In Brandräumen mit homogener Temperaturverteilung des Gases wird, wie in [1] gezeigt, der Einfluß der Wärmestrahlung relativ konstant bleiben, weil die Summe der durch Strahlung ausgetauschten Energie unter Berücksichtigung von Reflexion und Absorption pro Flächeneinheit sich kaum verändert.

In Bild 8 wird in Erweiterung und Vergleich zu Bild 4 eine dreidimensionale Darstellung gewählt. Für eine fest vorgegebene Raumhöhe sind für die Grundfläche eines Brandraums bis zu $50 \times 50 \text{ m}^2$ die Absorptionszahlen ermittelt worden, wenn der Plume als Feuersäule Wärmestrahlung abgibt. Für das in dieser Arbeit verwendete Mehrzonenmodell sind jeweils zwei Gasschichthöhen zur übersichtlicheren Darstellung verwendet worden. Sie stellen für die Brandraumhöhe von 5,0 m Grenzwerte dar. Alle anderen Ergebnisse mit gleichen Voraussetzungen zu Bild 8 bei variiertem Gasschichthöhe liegen zwischen den räumlich angeordneten Grenzflächen.

Auffällig ist in Bild 8 - das gilt ebenso für die folgenden Bilder -, daß sich ab einer bestimmten Raumgröße von $25 \times 25 \text{ m}^2$ die Absorptionszahlen nur gering bei Vergrößerung des Brandraums verändern und konstant bleiben. Lediglich die Gasschichthöhe selbst hat Einfluß auf die Absorptionszahl (Bild 4 - 7).

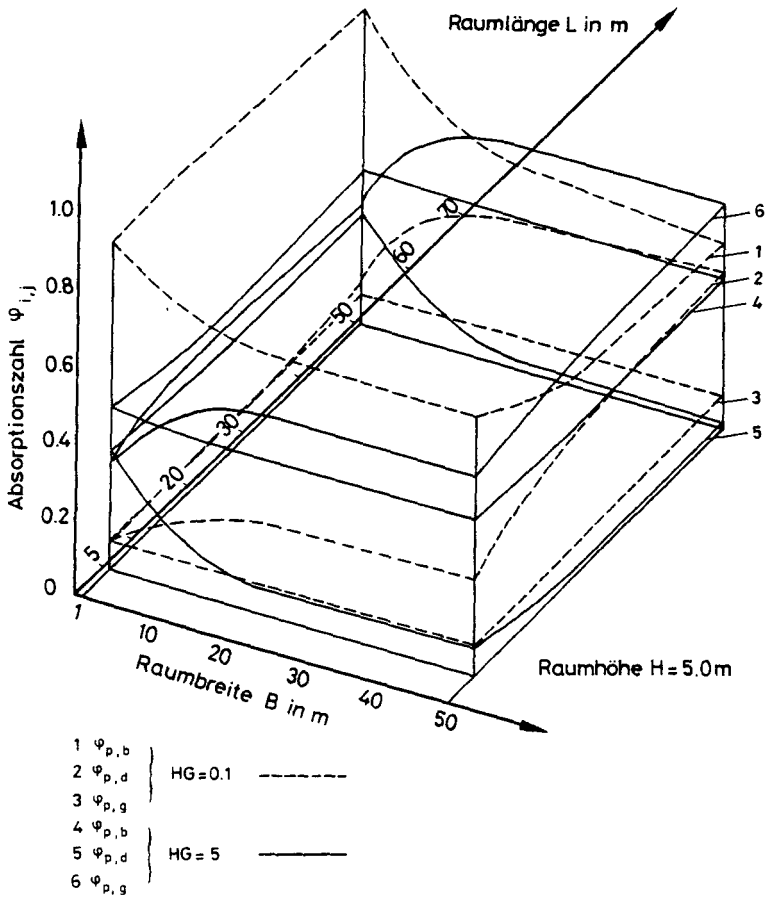


Bild 8: Absorptionszahlen $\varphi_{i,j}$ zwischen dem Plume und seiner Umgebung bei variierter Gasschichtdicke und Geometrie

Im Gegensatz dazu spielt eine Flächenverringernng bei Werten unter 400 m^2 Grundfläche eine besondere Rolle im Wärmestrahlungsaustausch. Es zeigt sich deutlich, wie sich in diesem Bereich die Absorptionszahlen nur durch Geometrievariation verändern. Bei Räumen, die relativ eng, aber lang sind (z. B. Tunnel oder Flure), werden diese Auswirkungen besonders deutlich.

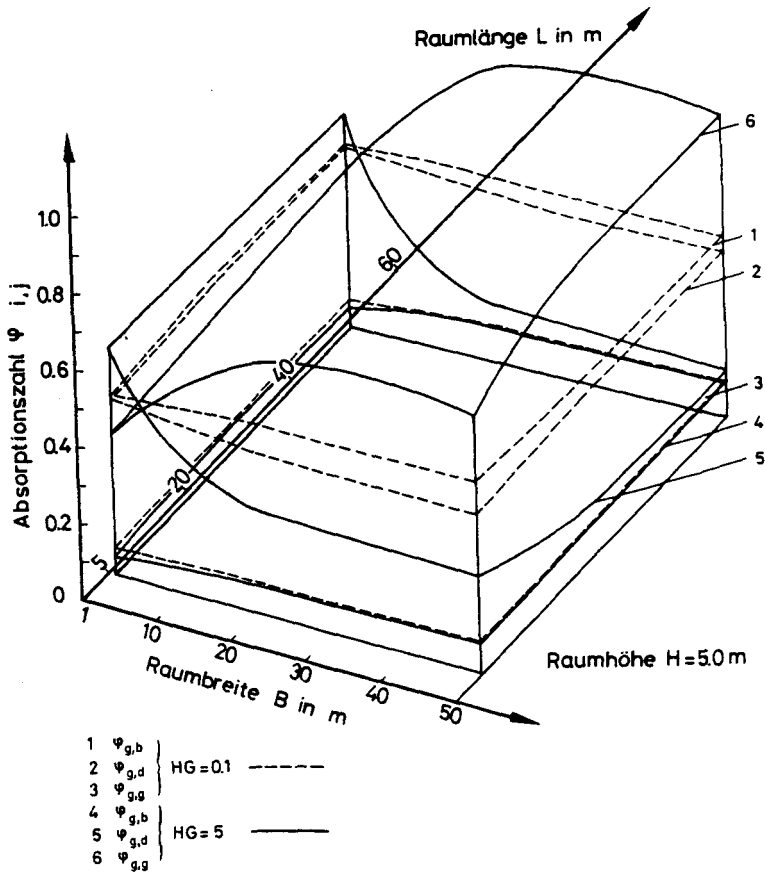


Bild 9: Absorptionszahlen $\psi_{i,j}$ zwischen der Gasschicht und seiner Umgebung bei variiertem Gasschichtdicke und Geometrie

Bild 9 zeigt die Auswirkungen, die die Raumgeometrie auf Absorptionszahlen hat, wenn die Gasschicht selbst strahlt. Bemerkenswert ist, daß die Verteilung der Absorptionszahlen über die Geometrie bei dünner Gasschichtdicke relativ konstant bleibt (Kurve 1, 2, 3), bei wachsender Gasschicht Geometrieinflüsse dagegen sehr deutlich werden (Kurve 4, 5, 6). Die dargestellten Ergebnisse sollen nur zur qualitativen Bewertung der Geometrieabhängigkeit dienen, da zur Berechnung der Ergebnisse ein grobes Raster von ca. 12 Punkten für jede Fläche

verwendet wurde. Es ist aber möglich, nur durch Vorgabe der geometrischen Abmessungen der Brandräume weitere Rechenwerte mit dem erstellten Rechenprogramm zu erhalten.

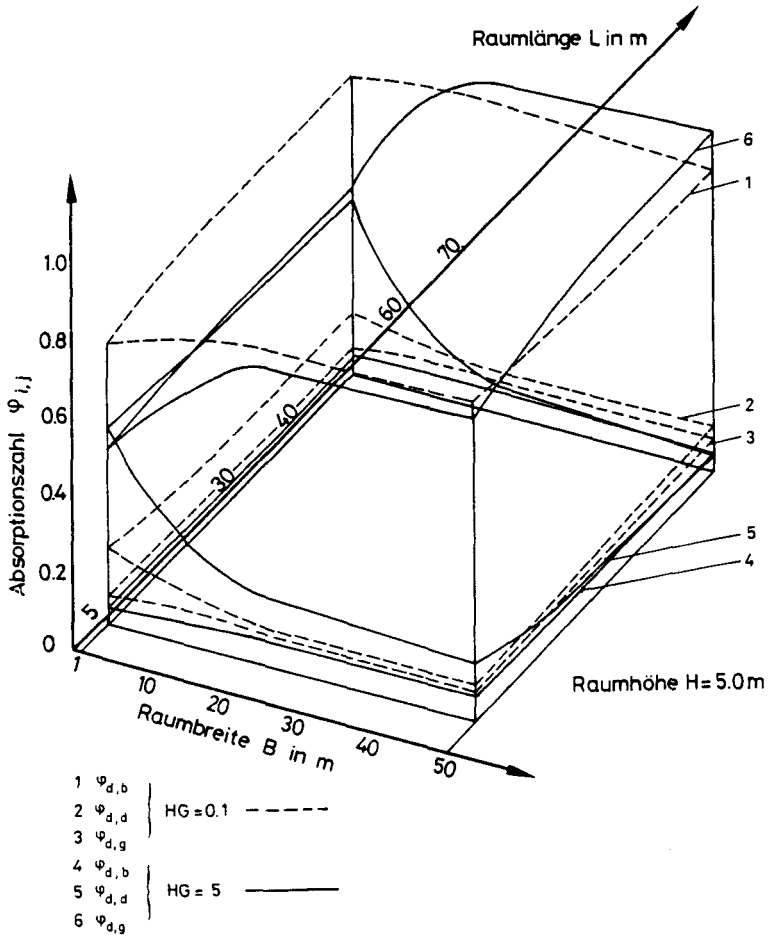


Bild 10: Absorptionszahlen $\varphi_{i,j}$ zwischen der Decke und seiner Umgebung bei variierter Gasschichtdicke und Geometrie

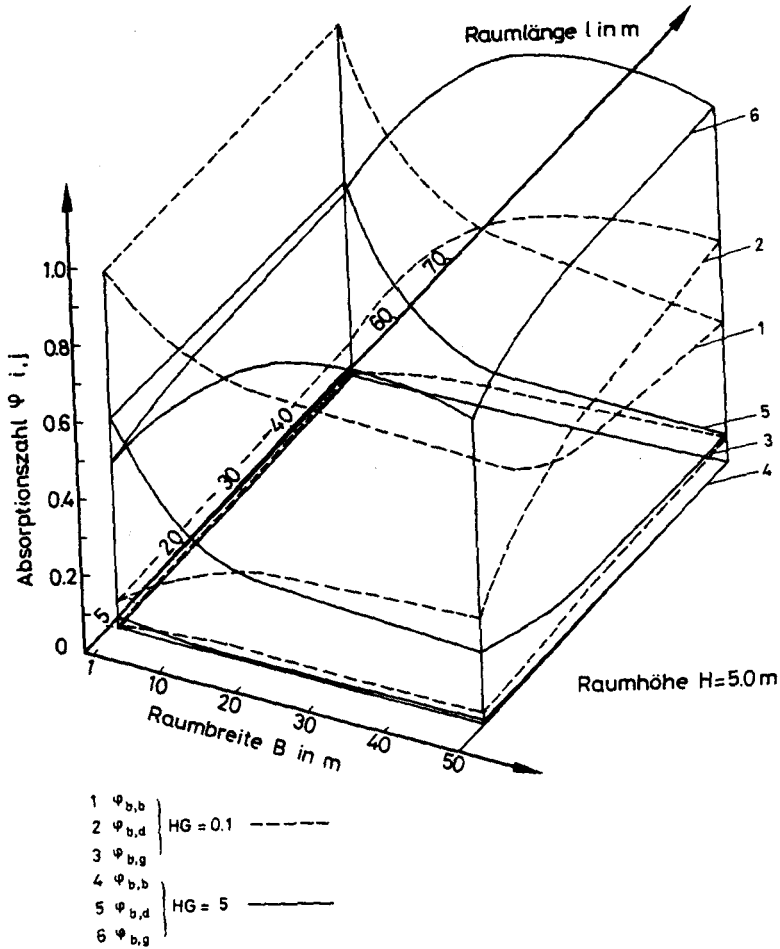


Bild 11: Absorptionszahlen $\psi_{i,j}$ zwischen dem Boden und seiner Umgebung bei variierter Gasschichtdicke und Geometrie

In den Bildern 10 und 11 sind die analogen Ergebnisse in räumlicher Hinsicht dargestellt bei emittierendem Decken- und Bodensegment. Beim Vergleich beider Bilder ist festzustellen, daß bei dünner Gasschichtdicke bei Deckenabstrahlung kaum Geometrieinflüsse sichtbar sind (Bild 10, Nr. 1, 2 und 3), dagegen in Bild 11 bei emittierendem Bodensegment eine Änderung der Absorptionszahlen auf-

tritt für Geometrien von kleinen Räumen bis hin zu sehr großen Brandabschnitten (Kurven 1, 2 und 3). Mit wachsender Gasschichthöhe, also mit Zuständen, wie sie einem natürlichen Brand zugeordnet werden können, ist die Raumgröße $A < 400 \text{ m}^2$ von entscheidender Bedeutung für die Höhe der örtlich absorbierten Strahlungsenergie.

Wie in den Darstellungen der Ergebnisse in den Bildern 4 - 7 festzustellen war, wird in großen Räumen der Hauptteil abgestrahlter Energie in einer dicken Rauchgasschicht absorbiert und die Änderung dieser Zustände mit abnehmender Gasschichtdicke am größten. Dieser Zustand ändert sich ebenso, wenn schmale und kleine Räume zu untersuchen sind. Der Einfluß der Gasabsorption wird trotz großer Rauchgasdicke nicht dominierend, weil durch kurze Absorptionswege im Gas Wandeinflüsse stärker wirksam werden.

Für eine zukünftige verbesserte Feuerraum- und Brandsimulierung wird eine Berücksichtigung der Gasschichthöhe und die Art der Rauchgaszusammensetzung eine noch größere Bedeutung erlangen, weil durch sie, verbunden mit den Ventilationsöffnungen, Bewertungskriterien erarbeitet werden können, wie große Brandräume sicherer gestaltet werden sollten. Ziel sollte es sein, Beihilfe für die theoretischen Bemessungsgrundlagen zur DIN 18 230 "Baulicher Brandschutz im Industriebau" und zur DIN 18 232 "Rauch- und Wärmeabzugsanlagen" zu leisten.

Weiterhin wäre die Erarbeitung von Grenzwerten für kritische Brandabschnittsgrößen möglich, um die Gefährdung bestimmter Raumgrößen deutlich zu machen. Als Beispiele sollen hier die Unterschiede aufgezählt werden, wie sich Brände in Industriehallen ($A > 1000 \text{ m}^2$) - mit definierten Ventilationsöffnungen, aber unterschiedlichsten Brandmaterialien -, in Wohnräumen ($A > 50 \text{ m}^2$) und in Tunneln oder Fluchtwegen (relativ große Länge zur Breite) auswirken.

Aus den bisher gewonnenen Erkenntnissen läßt sich deutlich ablesen, daß eine direkte Übertragung der Ergebnisse, theoretisch wie experimentell, von kleinem Brandraum auf den großen, nicht möglich ist, da u. a. die Geometrieinflüsse besonders im Wärmestrahlungsaustausch nicht vernachlässigt werden dürfen. Deswegen erscheint es besonders notwendig, daß im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 148 in Braunschweig, Teilprojekt C 3, Teilfragen zu dieser Problematik untersucht werden sollen, in dem Brände unter den Aspekten der

Brandausbreitung und der Abbrandrate in kleinen Brandräumen und für die Zukunft ihre Übertragbarkeit auf große Brandräume behandelt werden. Das soll auf der Grundlage experimenteller Versuche geschehen und wäre dadurch eine wertvolle Ergänzung zu diesen Untersuchungen, damit sich die Randbedingungen für die Brandraumsimulation in Industriehallen auf fundierte Werte beziehen. In dieser Hinsicht sind alle theoretischen Arbeiten für große Brandräume auf Annahmen angewiesen oder auf die nachträglichen Schadensuntersuchungen bei Großbränden, über die wiederum nur Annahmen für den Brandverlauf getroffen werden können.

4.4.3.6 Strahlungsaustausch im Gesamtbrandraum

Zur vollständigen Erfassung der durch Strahlung ausgetauschten Energie im Brandraum fehlen Angaben über die Gasstrahlung. Je genauer die Zusammensetzung und der Zustand der Rauchgasschicht erfaßt wird, desto genauer wird eine Beschreibung des Gesamtbrandraums erfolgen. Der Grund dafür ist leicht aus den Bildern 4 bis 7 zu erkennen: Bei wachsender Gasschichtdicke wächst der Anteil der Strahlungsenergie überproportional, der in der Gasschicht selbst absorbiert wird. Aus den Abbildungen ist zu erkennen, daß Werte zwischen 60 - 90 % der von einem Segment abgestrahlten Gesamtenergie absorbiert werden.

Auf der anderen Seite wird sich die Zusammensetzung des Rauchgases ständig ändern. Das hängt von mehreren Einflußparametern ab, die sich teilweise überlagern und somit nicht exakt erfaßbar sind. Als wichtigste Größen sind hier die Art der Verbrennung, die Ventilationsmöglichkeiten, die Art und Anordnung des Brandmaterials sowie die Raumhöhe anzusehen. Aber gerade über die Strahlung, also das Emissions- und Absorptionsverhalten in Rauchgasen, streuen die Angaben in der Literatur stark. Da die Rauchgaszusammensetzung hinsichtlich der strahlenden Anteile wie Wasserdampf, Kohlendioxyd und Ruß schwankt, wird für die Darstellung der Ergebnisse ein Zustand vorgegeben. Wenn aber entsprechende Messungen vorliegen, können sie jederzeit im Rechenmodell berücksichtigt werden.

Ausgangspunkt für die Beschreibung des Emissions- und Absorptionsverhaltens von Gasen ist das Beersche Gesetz, das den Energieverlust von einfallender Strahlung längs seines Weges im Gas erfaßt (Gl. 50). Von Einfluß sind einmal

die Weglänge im Gas sowie die Anteile strahlender oder absorbierender, mehratomiger Gasmoleküle und die Temperatur der Gase selbst. Ab bestimmten Temperaturen kann für die Konzentration, von strahlenden Bestandteilen deren Partialdruck verwendet werden. Das setzt voraus, daß die Einwirkungen der Moleküle eines strahlenden Gases untereinander und auf die eines Fremdgases nicht von der Konzentration abhängen.

Für diesen Fall hat Schack [50] Gleichungen angegeben, die Kurvenverläufe für Emissionsdiagramme von CO_2 - und H_2O -Dampf wiedergeben. Als einzige Vorgabe wird der Absorptionskoeffizient a [m^{-1}] benötigt, der durch Messungen über Rauchgaskonzentrationen erfaßt wird, in denen Ruß und andere Gasbestandteile berücksichtigt werden. Nach Durchsicht der Literatur wird ein Wert von $a = 0,4 \text{ m}^{-1}$ verwendet. Für parallele Platten mit einer dazwischen liegenden Gasschicht ist in [40] eine Verteilung der optischen Dichte τ oder Durchlässigkeit angegeben worden, um die notwendige Größe der gleichwertigen Schichtdicke S_{gl} zu erhalten. In Abhängigkeit von der Gasschichthöhe H_{g} wird diese Verteilung durch ein Polynom angepaßt und gilt für Gasschichthöhen bis zu 10 m [51]:

$$S_{\text{gl}} = 2 \cdot H_{\text{g}} \cdot e^{-0,2744 \cdot H_{\text{g}} \cdot a} \quad (69)$$

Mit Hilfe von Gl. (69) wird in Abhängigkeit von der Gasschichthöhe H_{g} und der Gasschichttemperatur T_{g} der Emissionsgrad ϵ_{g} des Gases ermittelt. Diese Berechnung wird in dem Unterprogramm EPGAS des Gesamtprogramms zur Brandraumbilanzierung durchgeführt. Die Werte von ϵ_{g} liegen zwischen 0,2 und 0,4, wobei Rauchgasbestandteile von je 11 % für CO_2 - und H_2O -Dampf angenommen wurden.

Für die Emissivität der festen Wandoberflächen wird mit guter Näherung für Beton

$$\epsilon = 0,8 \quad (70)$$

verwendet. Bei Kenntnis von Temperaturabhängigkeiten in Gl. (70) sind diese ohne großen Aufwand in der Berechnung zu berücksichtigen. Sie sind allerdings in den Temperaturbereichen $T_{\text{w}} < 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ nicht sehr groß.

Für die Darstellung der Strahlungsenergie im Brandraum sind die Gl. (15), (16), (22) und (23) zu erfüllen. Aufgrund des Brandraummodells ergibt sich, daß ebene Wände und Gasvolumina strahlen können. Deswegen sind unterschiedliche Abhängigkeiten möglich. Für die Energieabgabe einer Wandfläche w gilt:

$$\dot{Q}_{s,w,ab} = A_w \cdot \epsilon_w \cdot \sigma \cdot T_w^4 \quad (71)$$

Gl. (71) beschreibt die Gesamtenergie, die diese Wand in den freien Raum mit $T = 0 \text{ K}$ abgeben wird. Analog dazu hat ein Gasvolumen g den Energieinhalt [51]

$$\dot{Q}_{s,g,ab} = 4 \cdot \epsilon_g(H_g, T_g) \cdot B \cdot L \cdot \sigma \cdot T_g^4 \quad (72)$$

Der Faktor 4 ergibt sich, wenn für ein Volumenelement nach Gl. (52) über den Gesamttraum integriert wird. Es bleibt lediglich die Grundfläche ($B \cdot L$) als geometrische Größe, die Höhe der Gasschicht geht nach Gl. (69) in ϵ_g ein.

Die Energien, die durch die Gl. (71) und (72) dargestellt werden, sind Gesamtenergieinhalte der Brandraumsegmente. Der Verbleib dieser Energien im Brandraum wird einmal durch die geometrische Anordnung der Segmente zueinander sowie andererseits durch die physikalischen Eigenschaften der Brandraumsegmente hinsichtlich Reflexion, Absorption und Emission bestimmt. Diese Verteilung der Energien durch Strahlung wird durch das Verfahren nach Kap. 4.4.3 mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode erfaßt.

Analog zu Gl. (71) und (72) werden unter Verwendung der Absorptionszahlen $\Psi_{i,j}$, die auf den Flächen und die im Gas selbst absorbierten Anteile folgendermaßen dargestellt:

$$\dot{Q}_{s,w-j} = \Psi_{w-j} \cdot A_w \epsilon_w \sigma T_w^4 \quad (73)$$

$$\text{und} \quad \dot{Q}_{s,g-j} = 4 \Psi_{g-j} \cdot \epsilon_g(H_g, T_g) \cdot B \cdot L \cdot \sigma T_g^4 \quad (74)$$

Der Index w symbolisiert ein Wandsegment. Der Index j erfaßt alle Segmente, die Energie absorbieren können, auch die Gasschicht. In Gl. (74) stellt der Index g die Gasschicht als Strahler dar. Die zur Berechnung notwendigen Absorptionszahlen sind in dem Kap. 4.4.3.4 für einen Brandraum der Größe

50 x 20 x 5 m³ angegeben und dienen lediglich als Beispiel. Für jeden geometrisch veränderten Brandraum müssen die Absorptionszahlen neu berechnet werden. Der Einfluß der Geometrie auf die Absorptionszahlen ist in Kap. 4.4.3.5 durch die Bilder 8 - 11 qualitativ angedeutet worden.

4.5 Zusammenfassung

Aufgrund der theoretischen Grundlagen in Kap. 4 ist ein Rechenmodell zur Bestimmung von Brandeinflußgrößen in variablen Brandräumen erarbeitet worden. Dazu sind zwei Rechenprogramme in Fortran IV geschrieben worden, mit denen einmal die notwendigen Absorptionszahlen zur Wärmestrahlungsausbreitung ermittelt und weiterhin unter Verwendung dieser Absorptionszahlen das Brandgeschehen simuliert werden kann. Letzteres hat einen Speicherplatzbedarf von ca. 20 K-Worten.

Der Brandraum ist nach Bild 1 in sechs Segmente unterteilt, für diese und den Gesamtbrandraum müssen Energie- und Massenbilanzen erfüllt sein. Unter Verwendung der in Kapitel 4 erklärten Ansätze werden in der folgenden Reihenfolge die Segmente untersucht und ihre sie beschreibende Größen wie Temperatur und Massenströme iterativ erfaßt, wobei gewonnene Ausgangsgrößen an den Segmentgrenzen die neuen Randbedingungen für die folgenden zu berechnenden Segmente sind:

1. Energiefreisetzung,
2. Ausbrand und Massentransport von Rauchgasen im Plume,
3. Vermischen der Heißgasschicht mit neuen Rauchgasen, Energie und Massenverlusten an die Umgebung,
4. Energie- und Massenbilanz der unteren Luftschicht unter Berücksichtigung einer Gesamtmassenbilanz,
5. Energiebilanz der Wände hinter der Gasschicht,
6. Energiebilanz der Fläche hinter der kälteren Luftschicht.

Als Eingabegrößen werden die geometrischen Abmessungen des Brandraums und die Anordnungen der Fensteröffnungen an den Seitenwänden benötigt. Für die Energiefreisetzung wird entweder eine Abbrandfunktion vorgegeben, wie sie aus Messungen bei Versuchen in Metz und Lyngby [1] gefunden wurden, oder es wird ein

Modell verwendet, das bei vorgegebenem Verlauf der Abbrandfunktion zu Beginn des Brandes in Abhängigkeit von vorgegebenen Entrainmentkoeffizienten und der Anordnung der Ventilationsöffnungen den gesamten Brandverlauf steuert.

Die Stoffwerte wie die Gasdichte ρ_g und die spezifische Wärmekapazität c_p werden temperaturabhängig berücksichtigt. Da der Brandverlauf und die ihn beschreibenden Gleichungen zeitabhängig sind, wird mit Zeitschritten Δt gerechnet, die zwischen 0,5 und 10 s liegen und entsprechend der Brandsituation angepaßt sind. Es kann bei Bränden mit großen Entrainmentkoeffizienten lediglich mit kleinen Zeitschritten gerechnet werden, da durch den relativ großen Umsatz an mitgesaugter Luft bei zu großen Zeitintervallen iterativ nicht zu dämpfende Schwingungen in der Massenbilanz auftreten können. Dadurch wird aber die Gesamtrechnzeit für das Rechenprogramm verlängert.

Die die Brandraumsegmente beschreibenden Größen wie die Temperaturen werden - sofern erforderlich - durch iterative Lösungsverfahren bestimmt. So sind für alle Orte und Zeitschritte die Temperaturen und somit ebenso Massen- und Energieströme erfaßbar. In Bild 12 ist ein vereinfachtes Schema eines Fließbildes des Rechenprogramms dargestellt, mit dem das Brandgeschehen für Brandräume mit horizontaler Gasschichtung erfaßt werden kann.

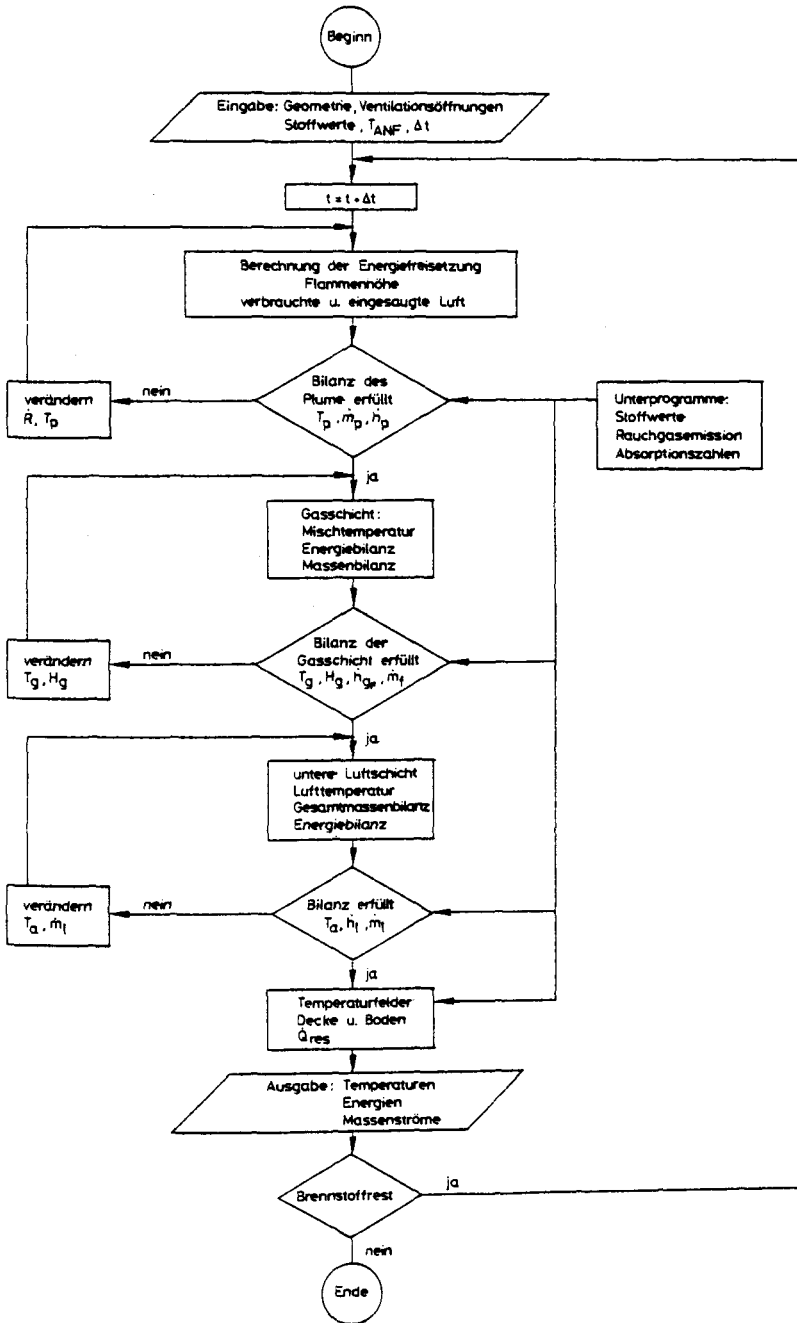


Bild 12: Programmablaufplan: Brandraummodell

5. Anwendung des mathematischen Modells

5.1 Allgemeine Hinweise

Das vorliegende mathematische Modell soll im folgenden unter verschiedenen Voraussetzungen überprüft und erzielte physikalische Ergebnisse diskutiert werden. Berücksichtigt werden dabei

1. zwei verschiedene Abbrandmodelle und ihre Auswirkungen auf einen Brandraum der Größe $20 \times 50 \times 5 \text{ m}^3$,
2. der Einfluß der Größe der Ventilationsöffnungen auf den Brandraum $20 \times 50 \times 5 \text{ m}^3$,
3. der Einfluß der Änderung der Hallenhöhe von 5 auf 10 m bei gleicher Grundfläche.

Während der Entwicklung der Rechenprogramme sind verschiedene Brandsituationen simuliert worden. Es werden hier allerdings aus Übersichtsgründen nur die oben genannten Gesichtspunkte näher beschrieben.

5.2 Vergleich zweier Abbrandmodelle

Der betrachtete Brandraum hat die Abmessungen $B = 20 \text{ m}$, $L = 50 \text{ m}$ und $H = 5 \text{ m}$. An der Seitenfront sind Ventilationsöffnungen angebracht. Die Oberkante der Seitenöffnung h' (Bild 1) ist 1 m vom Dach entfernt. Die Fensterhöhe h_D beträgt 1,5 m. Die Fensterbreite wird in den vorgestellten Rechenergebnissen variiert. Zusätzlich zu diesen Öffnungen ist eine Tür von $2 \times 2 \text{ m}^2$ in der Seitenwand. Die übrigen Wände sind geschlossen. Als Wandmaterial wird Normalbeton verwendet. Der Gesamtvorrat des Brennstoffs wird für diese Hallengröße mit 8000 kg angenommen, wobei im Modell angenommen wird, daß sich der Brand in der Mitte der Grundfläche befindet. Als Material werden Holzkrippen verwendet. Die angegebene Größe der Ventilationsöffnung wird in Prozent angegeben und bezieht sich auf die Grundfläche des Brandraums.

In Bild 13 sind die Verhältnisse dargestellt, die in zeitlicher Abhängigkeit den Brand beeinflussen oder durch ihn hervorgerufen werden. Es werden Energie-

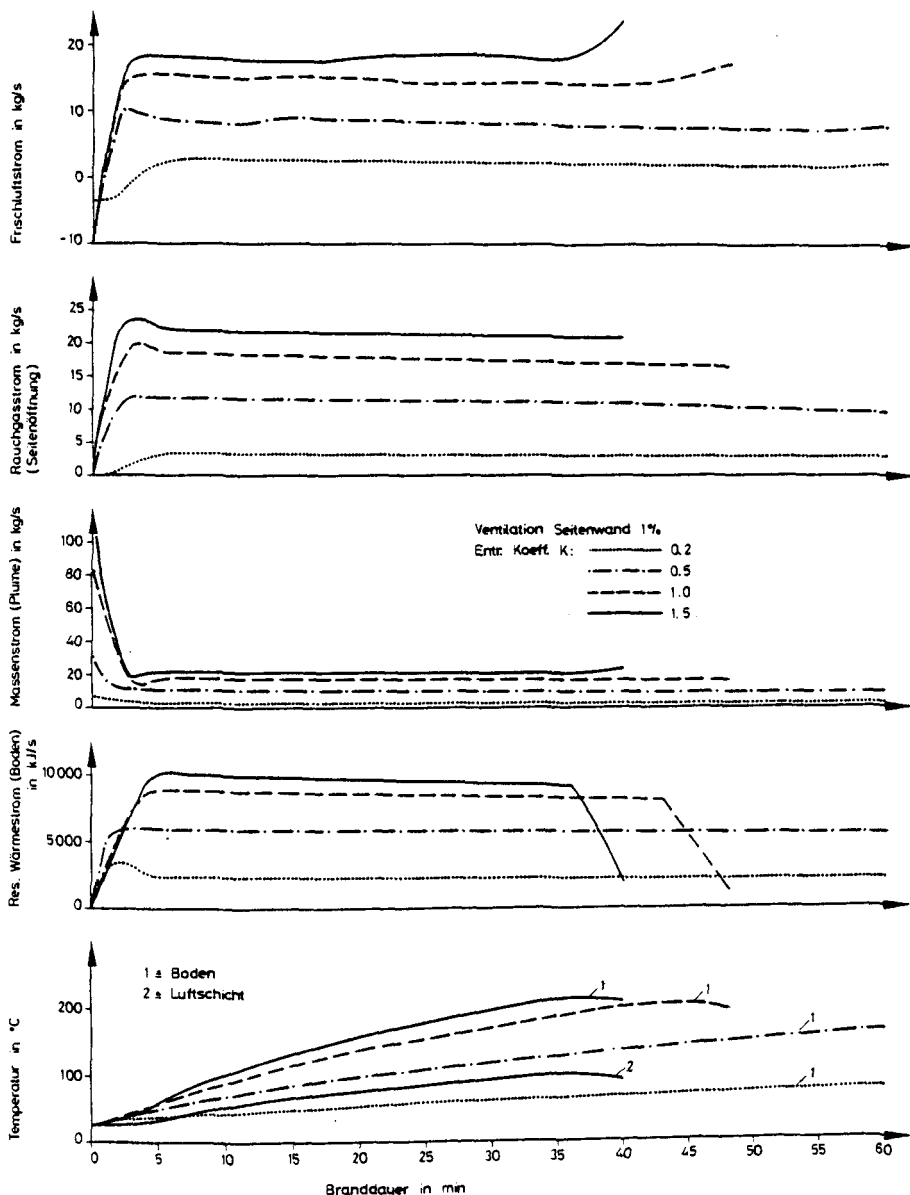


Bild 13 a: Berechnete Temperaturen, Energie- und Massenströme bei gleicher Ventilation und variiertem "Entrainment-Koeffizienten" (Modell Steward) in Räumen mit 1000 m² Grundfläche

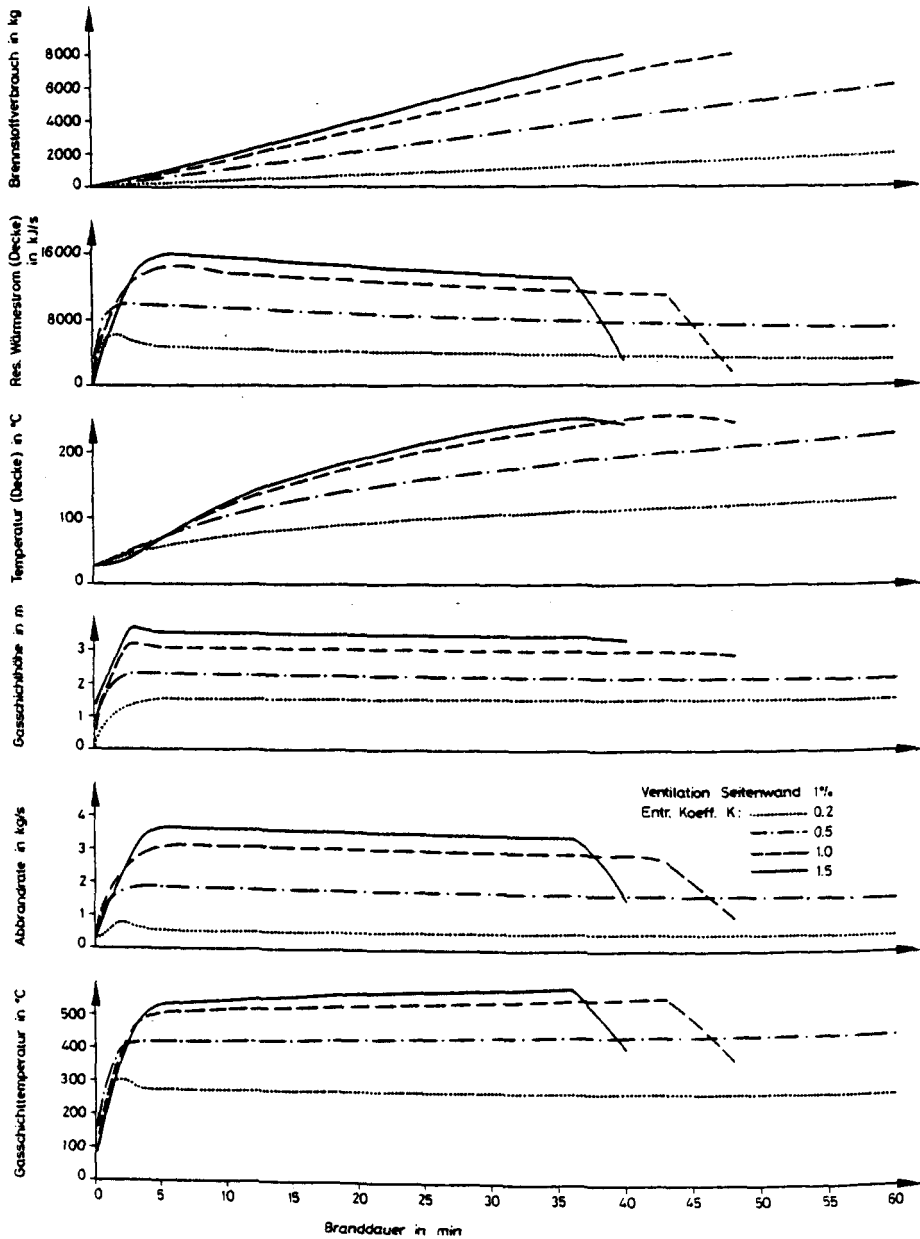


Bild 13 b: Berechnete Temperaturen, Energie- und Massenströme bei gleicher Ventilation und variiertem "Entrainment-Koeffizienten" (Modell Steward) in Räumen mit 1000 m² Grundfläche

und Massenströme sowie Temperaturen, Abbrand und Gasschichtdicke gezeigt. Diese Ergebnisse beziehen sich auf einen Brandraum, der eine Ventilationsöffnung von 1 % hat. Der Brandherd hat einen Durchmesser von 4 m und bleibt während des Brandes konstant. In jeder Teildarstellung sind je 4 Kurven vorhanden, denen als Abbrandmodell die Gl. (4), (5) und (6) zugrunde liegen. Jedes der folgenden Bilder besteht jeweils aus zwei Teilen mit der Bezeichnung a und b. Da die Ergebnisse alle über der gleichen Zeitachse aufgetragen sind, stellen sie im Grunde nur ein Bild dar. Diese Art der Darstellung ermöglicht bei guter Übersichtlichkeit für verschiedene zeitlich ablaufende Prozesse beim Brand möglichst viele Informationen in einem Bild.

In Bild 13 wird durch die Variation des Entrainmentkoeffizienten K das Brandraummodell in seinen Auswirkungen getestet. Nach Rockett [27] kann in Abhängigkeit von der Raumgröße, des Materials und anderer Brandrandbedingungen K zwischen 0,2 bis 1,8 schwanken. Aus diesem Grunde sind die Auswirkungen auf das Abbrandmodell unter Verwendung von vier K -Werten beschrieben worden.

Zum Vergleich zu den Ergebnissen in Bild 13 wird in Bild 14 analog der Einfluß des Abbrandmodells nach Gl. (3) und (7) auf den sonst gleichen Brandraum dargestellt. Für den Abbrand wird eine Brandfläche von 1 m^2 vorgegeben, die sich während des Brandes nicht ändert. Im folgenden werden die Auswirkungen der beiden Abbrandmodelle diskutiert.

In der Darstellung nach Bild 13 wird deutlich, daß eine relativ große Streubreite in den Ergebnissen auftritt. Die Variation des Faktors K wirkt sich auf die Branddauer, die Gasschichthöhe und die Gasschichttemperatur aus. In diesem Abbrandmodell wird zu Beginn der Abbrand durch eine lineare Funktion vorgegeben. Bei Fortschreiten des Brandes wird in Abhängigkeit von der Gasschichthöhe H_g und der zu- und abfließenden Gasströme die Abbrandrate selbsttätig durch das Programm gesteuert. Beim Abbrandmodell nach Gl. (3) und (7) - Bild 14 - wird eine Verteilungsfunktion für \dot{R} vorgegeben, so daß ebenso die Dauer des Brandes festgelegt ist.

Mit dem Entrainmentkoeffizienten K beeinflußt man sehr stark den Umsatz und Verbrauch der zur Verbrennung benötigten Frischluft. Besonders deutlich wird der Einfluß bei unterschiedlich hohen Räumen, bei denen die Vermischung von Rauchgasen und Frischluft im Plume eine entscheidende Rolle auf die Tempera-

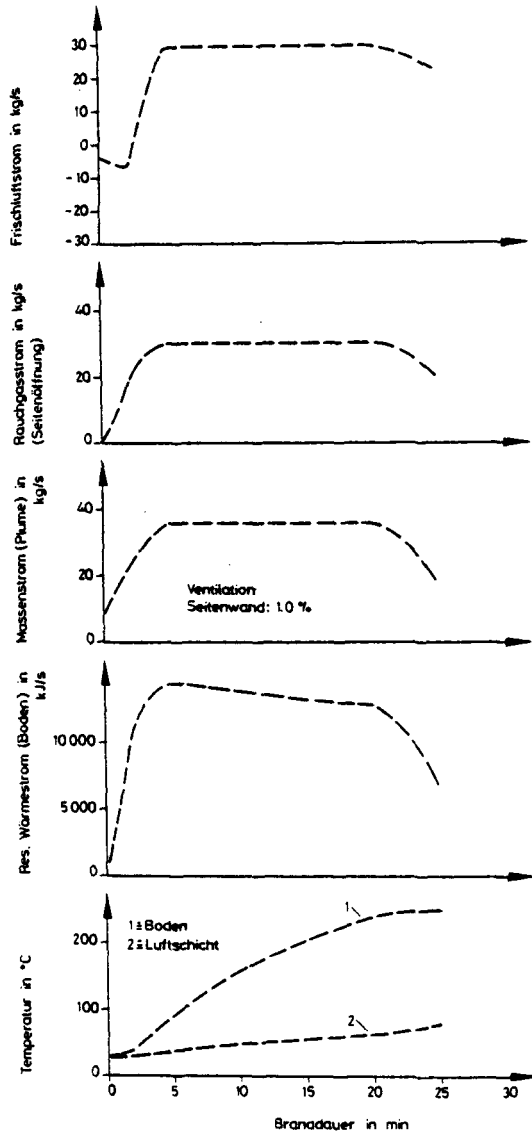


Bild 14 a: Berechnete Temperatur-, Energie- und Massenströme bei vorgegebener Abbrandrate bei 1000 m² Grundfläche (Modell Zukoski)

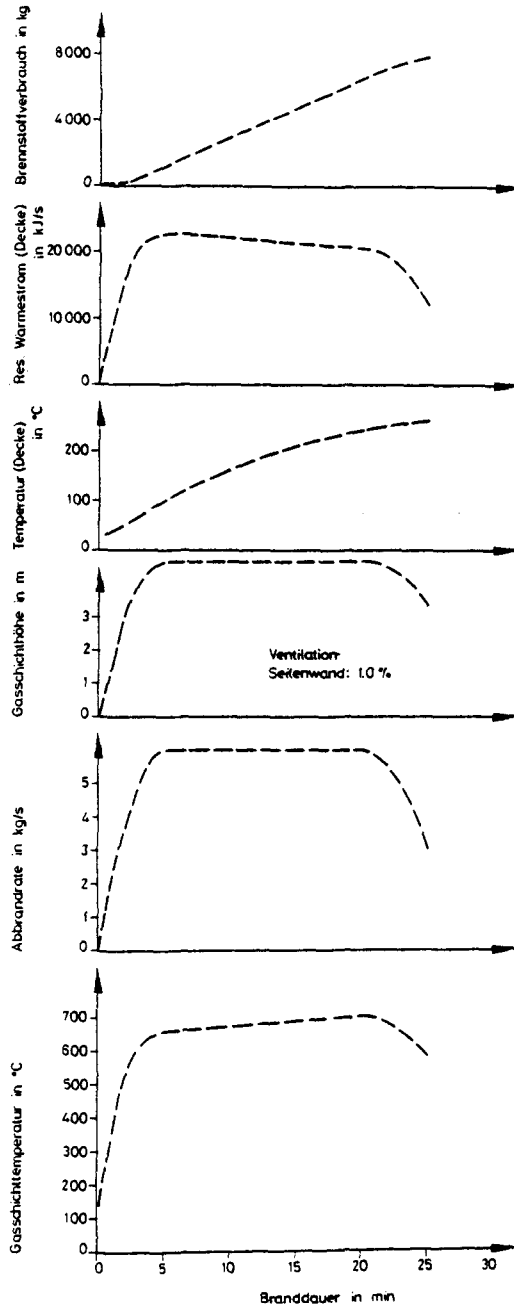


Bild 14 b: Berechnete Temperatur-, Energie- und Massenströme bei vorgegebener Abbrandrate bei 1000 m² Grundfläche (Modell Zukoski)

turverteilung im Gas und somit auf das Gesamtverhalten des Brandraumes spielt. Die bisher vorliegenden Erkenntnisse hinsichtlich der Übertragbarkeit von Brandsituationen vom kleinen auf den großen Brandraum sind äußerst gering. Hier scheint der Entrainmentkoeffizient u. a. ein Kriterium zu sein, Brände in Abhängigkeit von der Raumgröße vergleichbar zu machen, wobei große K-Werte für große Brandräume gelten, da die Umwälzung nicht an der Verbrennung teilnehmender Luft entscheidend für das Gesamtverhalten eines großen Brandraums ist.

Bei annähernder Übereinstimmung der Funktion der Abbrandrate nähern sich die Ergebnisse in beiden Modellen einander an. Zu Beginn des Brandes, d. h. beim Auffüllen der Deckenschicht mit Rauchgasen, strömt eine nicht unbeträchtliche Menge Frischluft aus dem Brandraum, da durch die Dichteänderung der Rauchgase diese Schicht wie eine Pumpe auf das Gesamtsystem wirkt. Das geschieht so lange, bis die Rauchgasschicht tief genug in der Fensteröffnung steht. Danach tritt eine Änderung in der Strömungsrichtung bei der Frischluft ein. Eine Flash-over-Situation ist nicht dargestellt. Diese kann insofern berücksichtigt werden, da sich bei einer bestimmten Rauchgastemperatur oder einem Wärmestromgrenzwert für die Bodenfläche entweder die Brandfläche stark vergrößert oder sich die Abbrandrate schlagartig erhöht.

Bei kleinen K-Werten - wobei zu ermitteln ist, ob diese für große Hallen gelten - erreicht die Rauchgastemperatur nicht 550°C . Diese Größe wird u. a. in der Literatur als Flash-over-Kriterium angegeben. Aus Erfahrungen und Schadensanalysen werden sich wahrscheinlich Verhältnisse in dieser Art Halle so einstellen, wenn ein K-Wert bei 1,5 verwendet wird. Dadurch wird die Grenze eines Flash-overs erreicht. Einschränkend ist dazu zu sagen, daß keinerlei geeignete Versuchsergebnisse oder Messungen über Brände in großen Hallen vorliegen, so daß Annahmen, wie sie für kleine Brandräume gelten, nicht unbedingt auf große übertragbar sind.

Die in Bild 13 und 14 dargestellte Übersicht zeigt die wichtigsten den Brand beeinflussenden rechnerisch ermittelten Größen. In Abhängigkeit von der Energiefreisetzung und der Rauchgasentstehung ergeben sich die errechneten Werte. Nachdem der lineare Anstieg von \dot{R} einen Grenzwert erreicht hat, stellt sich ein annäherndes Gleichgewicht von Gasschichthöhe H_g sowie ein- und ausströmenden Gasmassen ein, nur beeinflusst durch den jetzt vorhandenen gering-

fügigen Temperaturanstieg der Rauchgase. Der resultierende Wärmestrom an Decke und Boden nimmt ebenso langsam ab, da mit steigender Oberflächentemperatur der Wände die Abstrahlung von den Wänden selbst ansteigt und somit die treibende Potentialdifferenz zwischen Gas und Wand geringer wird. Der Gesamtbrennstoffvorrat von 8000 kg ist eine relativ geringe Belastung des Brandraums. Deswegen sind die erreichten Gastemperaturen T_g relativ niedrig, weil zusätzlich eine große Ventilationsöffnung von 10 m^2 unter dem Dachfirst großen Massenausfluß und damit hohe Energieabfuhr gewährleistet. Ebenso wird durch die Baustoffeigenschaften der Wände relativ viel Energie in den Wänden gespeichert. Hervorgerufen durch die unterschiedlichen Abbrandfunktionen ergeben sich die unterschiedlichen Brandzeiten, wobei jeweils 8000 kg brennbares Material (Holz) als Gesamtbrandlast vorhanden war. Die vorgegebene maximale Umsatzrate von 6 kg Brennstoff/sec (Bild 14) wird durch das Modell, dargestellt in Bild 13, nicht erreicht. Die Ergebnisse zeigen aber die Tendenz, daß sich bei gleicher Branddauer und gleicher Brennstoffumsatzrate die Aussagen beider Brandraummodelle einander annähern.

5.3 Einfluß der Ventilationsöffnungen

In Kap. 5.2 wurden die Ergebnisse für zwei verschiedene Abbrandmodelle in einer Halle von $20 \times 50 \times 5 \text{ m}^3$ dargestellt. Aus den errechneten Größen läßt sich ableiten, daß die Modellvorstellungen alle auftretenden Parameter physikalisch richtig erfassen. Es fehlen dazu lediglich Meßergebnisse, die z. B. die Eingangsparameter und die Reaktionsgrößen vorgeben oder vergleichbar machen.

Aus den bisherigen Ergebnissen läßt sich ableiten, daß der Umsatz an Rauchgasen und zusätzlich mit eingesaugter Umgebungsluft in den Plume starke Auswirkungen auf das Gesamtbrandraumverhalten hat. Deswegen wird die Größe der Ventilationsöffnungen für die Abfuhr von Rauchgasen von entscheidendem Einfluß sein und sich auf die Abbrandgeschwindigkeit auswirken (Bild 13). Wichtig erscheint eine Parameteruntersuchung der Ventilationsöffnungen, weil sie z. B. in der DIN 18 232 "Rauch- und Wärmeabzugsanlagen" das entscheidende Beurteilungskriterium ist und in der DIN 18 230 "Baulicher Brandschutz im Industriebau" mit zu den Bewertungsgrundlagen gehört.

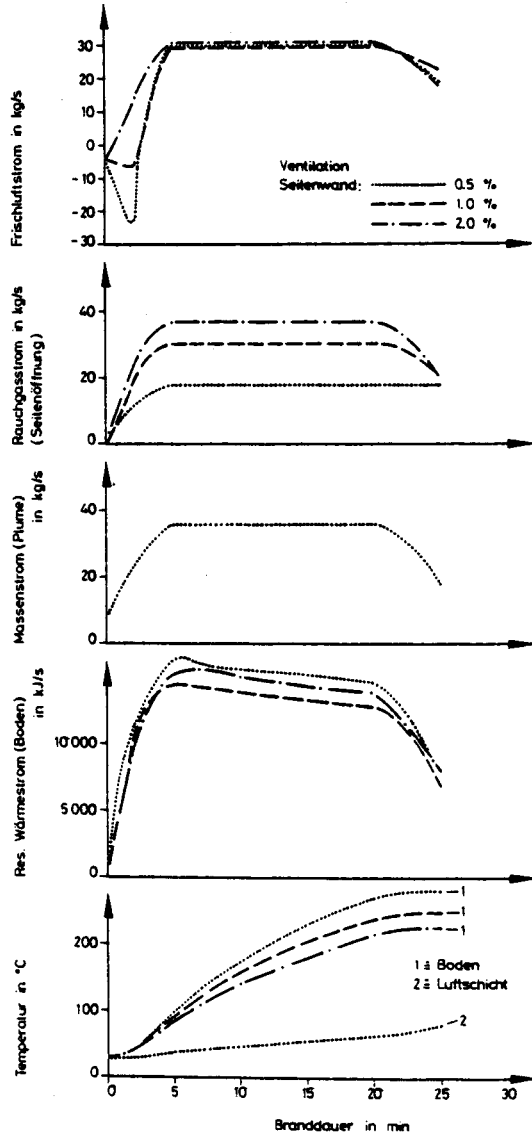


Bild 15 a: Berechnung eines Brandverlaufs (Modell Steward) für Räume mit variiertem Ventilation (Länge der Öffnung) und einer Grundfläche von 1000 m²

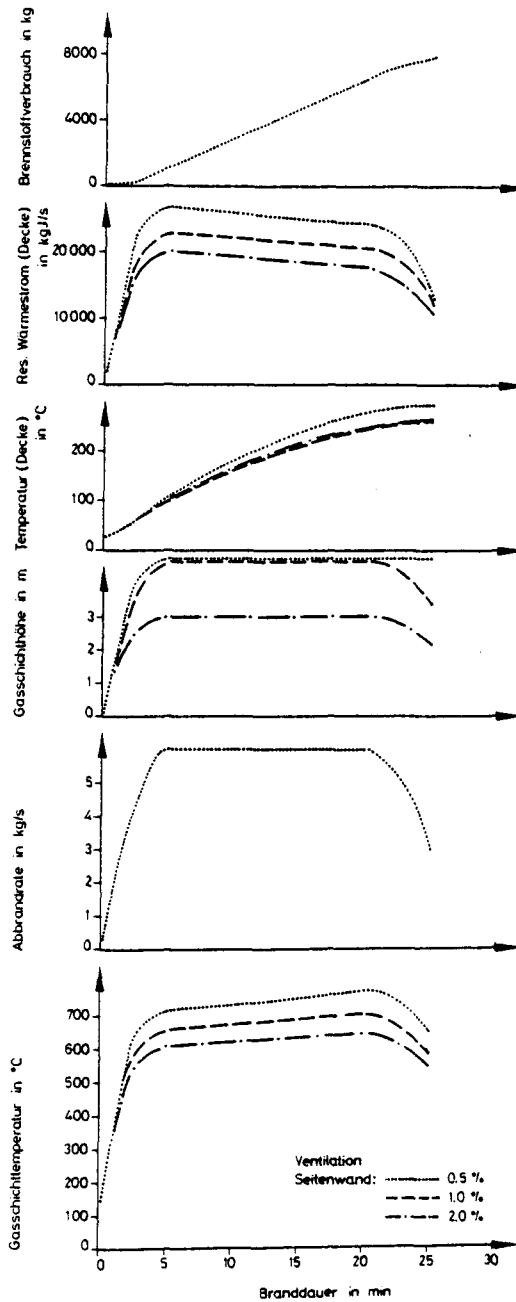


Bild 15 b: Berechnung eines Brandverlaufs (Modell Steward) für Räume mit variierteter Ventilation (Länge der Öffnung) und einer Grundfläche von 1000 m²

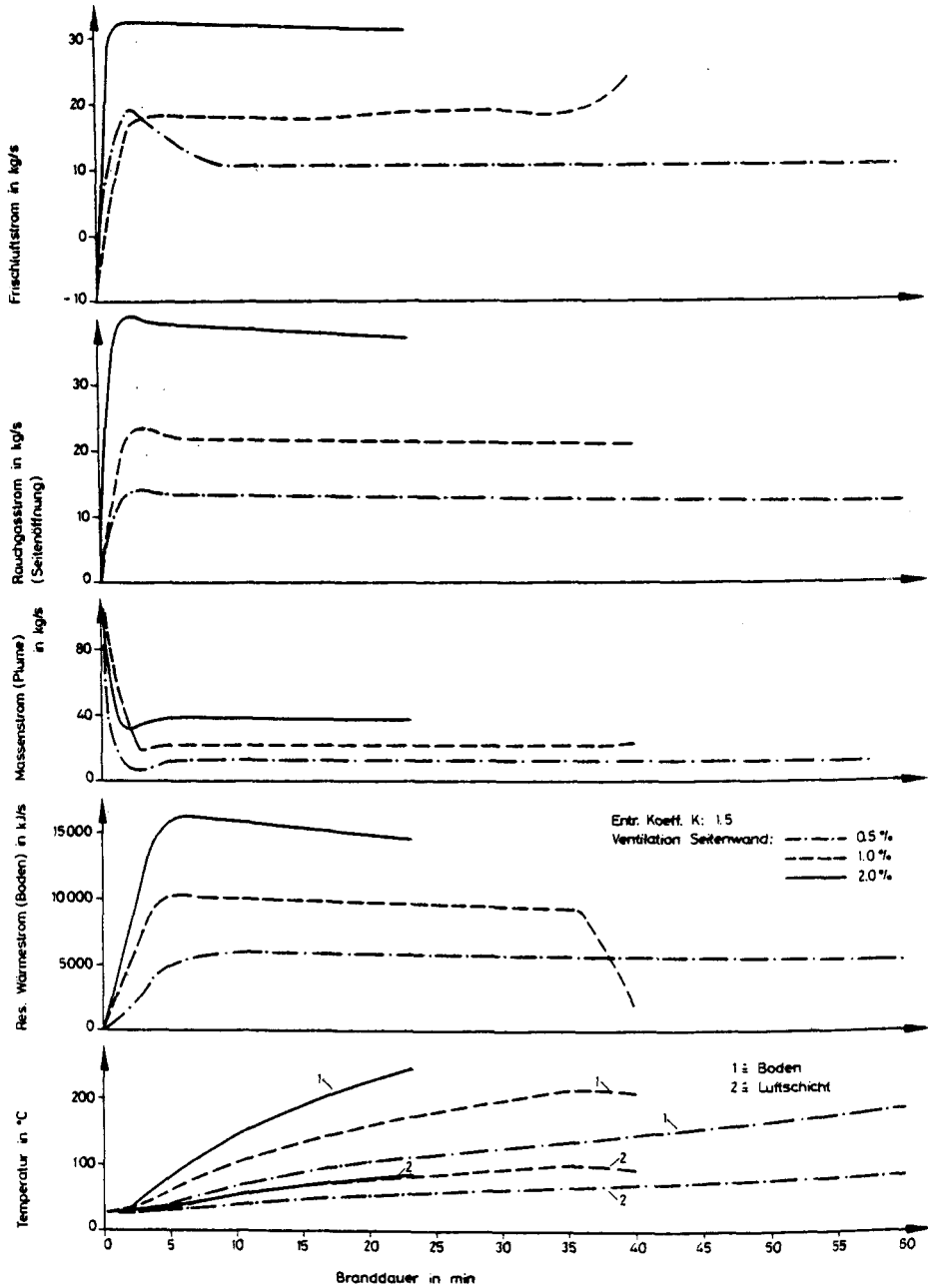


Bild 16 a: Berechnung eines Brandverlaufs (Modell Zukoski) bei variiertem Ventilation (Länge der Öffnung) und einer Grundfläche von 1000 m²

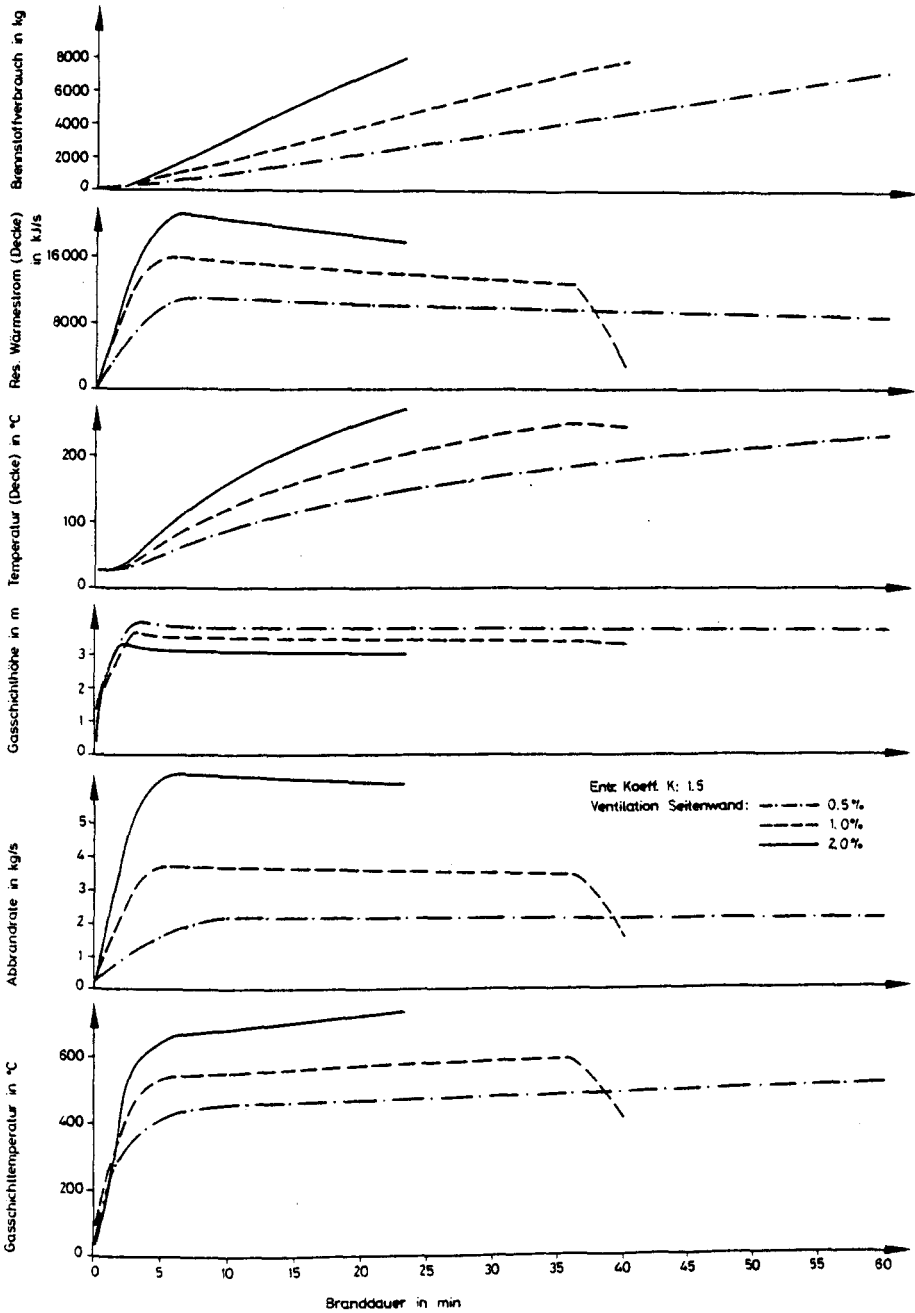


Bild 16 b: Berechnung eines Brandverlaufs (Modell Zukoski) bei variiertem Ventilation (Länge der Öffnung) und einer Grundfläche von 1000 m²

Im folgenden werden Auswirkungen untersucht, die sich in einem Brandraum einstellen, wenn - wie in Bild 15 und 16 dargestellt - die Öffnungen in der Seitenwand in ihrer Größe variiert werden. Die Prozentangaben beziehen sich auf die Grundfläche des Brandraums. Eine Veränderung der Größe der Ventilationsöffnung wird lediglich durch eine Verlängerung der Öffnung erreicht. Die Höhe h_D und die Lage des Fensters zur Decke h' (Bild 1) werden nicht variiert.

Bild 15 zeigt Ergebnisse des Brandraummodells, bei dem die Abbrandrate \dot{R} als bekannt vorausgesetzt wird. Daraus ergibt sich, daß der Brennstoffverbrauch und der Rauchgasmassenstrom im Plume unabhängig von der Ventilationsöffnung ist. Das gilt ebenso für den benötigten Frischluftstrom, der für die Verbrennung benötigt wird. Nur zu Beginn des Brandes zeigt sich, daß durch thermische Volumenänderung der Rauchgase bei kleinen Ventilationsöffnungen Frischluft der unteren Luftschicht nach außen gedrückt wird. Größere Seitenöffnungen ($> 2\%$) dagegen sind in der Lage, die anfallenden Rauchgasmengen abzuführen, wenn die Heißgasschicht bis zur Fensteroberkante h' angewachsen ist. Die Ventilationsöffnung hat deutlichen Einfluß auf den nach außen abfließenden Rauchgasstrom und somit auch auf die Gasschichthöhe im Brandraum und die Temperatur des Rauchgases selbst, so daß der resultierende Wärmestrom an die Decke ebenso ventilationsbedingte Unterschiede aufweist. Der Abfall des resultierenden Wärmestroms an die Decke über der Zeit rührt daher, daß die Temperatur der Decke steigt und eigene Energieabgabe somit ebenfalls, obwohl die Gasschichttemperatur anwächst. Analoges Verhalten ist für den Boden zu beobachten.

Die Verhältnisse im Brandraum ändern sich dagegen stark, wenn das Abbrandmodell nach Steward (Gl. 4 bis 6) verwendet wird, obwohl den Ergebnissen in Bild 16 die gleichen geometrischen Voraussetzungen wie in Bild 15 zugrunde liegen. Die Abbrandrate hängt von der Gasschichthöhe ab, so daß über die Größe der Ventilationsöffnung starke Unterschiede in den Temperaturen, Massen- und Energieströmen auftreten und sich ebenso auf die Branddauer auswirken. Bei großen Ventilationsöffnungen steigt die Abbrandrate an. Dadurch treten höhere Temperaturen und Energieströme auf, weil die benötigte Frischluft und die Abfuhr der Rauchgase besser gewährleistet ist. Das bedeutet, daß bei guter Ventilation der Brand größere Energien pro Zeit freisetzt und daß die Branddauer dagegen verringert wird.

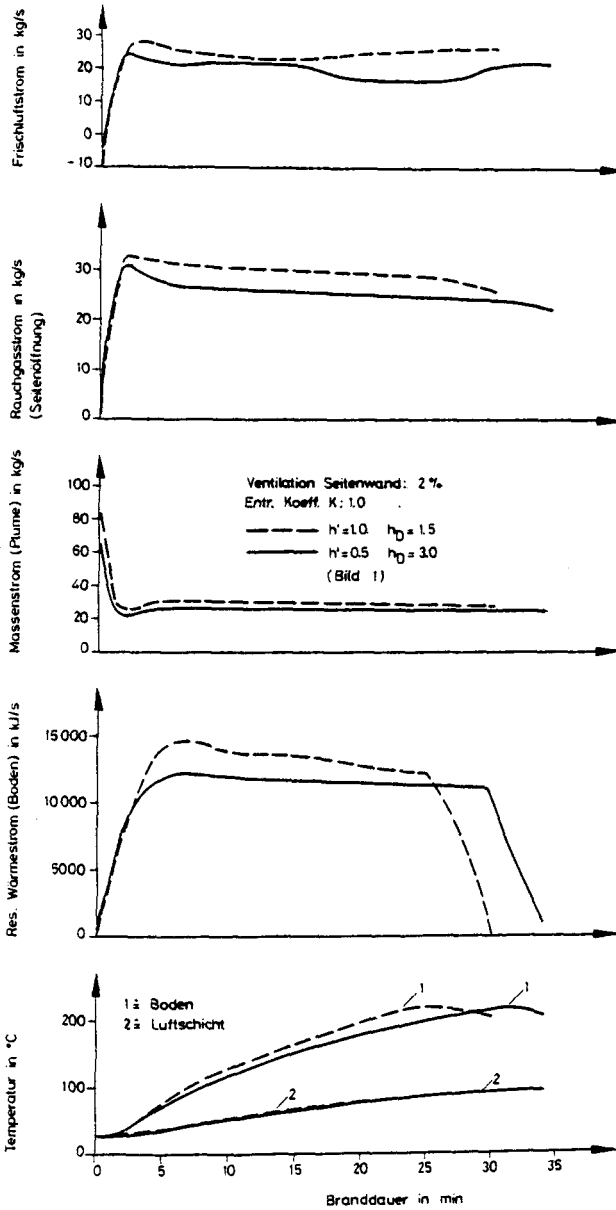


Bild 17 a: Einfluß der Ventilationsöffnung (variiert in Lage und Höhe) auf den Brandverlauf (Modell Steward) bei fester Ventilationsgröße

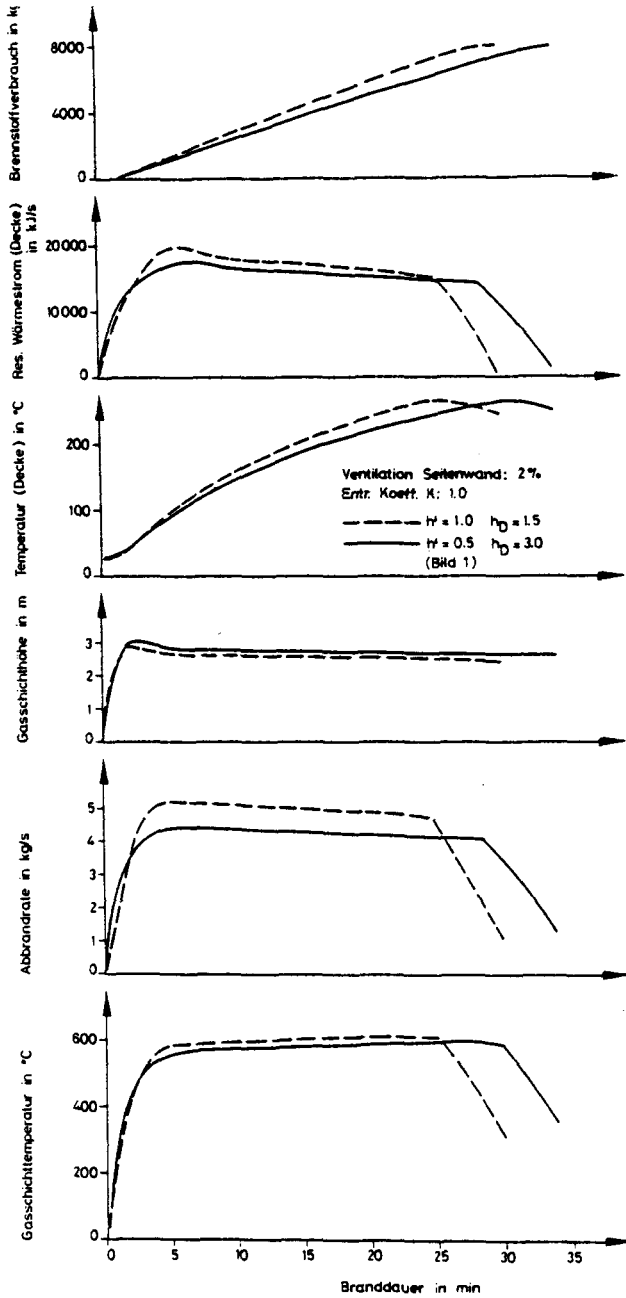


Bild 17 b: Einfluß der Ventilationsöffnung (variiert in Lage und Höhe) auf den Brandverlauf (Modell Steward) bei fester Ventilationsgröße

In Bild 17 sind Ergebnisse dargestellt, die sich rechnerisch ergeben, wenn bei gleicher Ventilationsöffnungsgröße von 2 % die Lage und die Form der Fenster variiert wird. Es wird der Einfluß einer 1,5 m hohen und 13,3 m langen Öffnung, die 1 m unter dem Dach angeordnet ist, verglichen mit einer schmaleren, aber höheren Öffnung (3,0 m x 6,6 m), deren Oberkante 0,5 m unter dem Dach beginnt. Während des Brandes stellt sich eine fast gleiche Gasschichthöhe ein. Trotzdem zeigt der Brandraum mit dem breiteren Fenster eine stärkere Abbrandrate, weil die Rauchgasabfuhr durch diese Art der Seitenöffnung größer ist. Dies läßt sich durch die Druckverteilung über der Höhe im Brandraum erklären, die mit steigender Höhe linear ansteigt, so daß im unteren Bereich der Rauchgasschicht die Austrittsgeschwindigkeiten durch die Ventilationsöffnungen geringer sind.

5.4 Einfluß der Raumhöhe

Durch Detailuntersuchungen ist deutlich geworden, daß die Brandentwicklung und die Heftigkeit des Brandes u. a. von der Geometrie des Brandraums selbst abhängt. In den Bildern 4 bis 7 ist der Einfluß der veränderlichen Gasschichthöhe auf den Wärmestrahlungsaustausch zwischen den einzelnen Brandraumsegmenten dargestellt. In den Bildern 8 - 11 wurde der Einfluß auf die Wärmestrahlung dargestellt, wenn die Grundfläche eines Brandraums verändert wird und zusätzlich die Gasschichthöhe anwächst. Von großer Bedeutung für die Brandentwicklung ist der Luft- und Gastransport. Dadurch werden die Vorgänge zeitabhängig, weil teilweise große Volumina mit Gas gefüllt und erwärmt werden.

In Bild 18 ist deswegen die Raumhöhe eines Brandraums variiert worden, um bei sonst gleichen Randbedingungen - den Einfluß auf das Brandgeschehen zu erfassen. Bedingt durch die unterschiedliche Höhe des Raums und die sich unterschiedlich hoch einstellende Heißgasschicht zeigt die Abbrandrate ebenso starke Unterschiede, die sich entscheidend auf die Dauer des Brandes auswirken. Wegen der Unterschiede im Brandraumvolumen und der Abbrandrate mit ihren Auswirkungen auf die Gasschichthöhe sind die gespeicherten Energien und die Volumenströme größer in dem Raum mit $H \approx 10$ m. Ebenso ergeben sich deutlich höhere Rauchgastemperaturen. Lediglich die Unterschiede bei den Wandtemperaturen bleiben gering. Der Grund liegt in der Kürze des Brandes und der Trägheit dieser Systeme. Alle weiteren Unterschiede sind Bild 18 zu entnehmen.

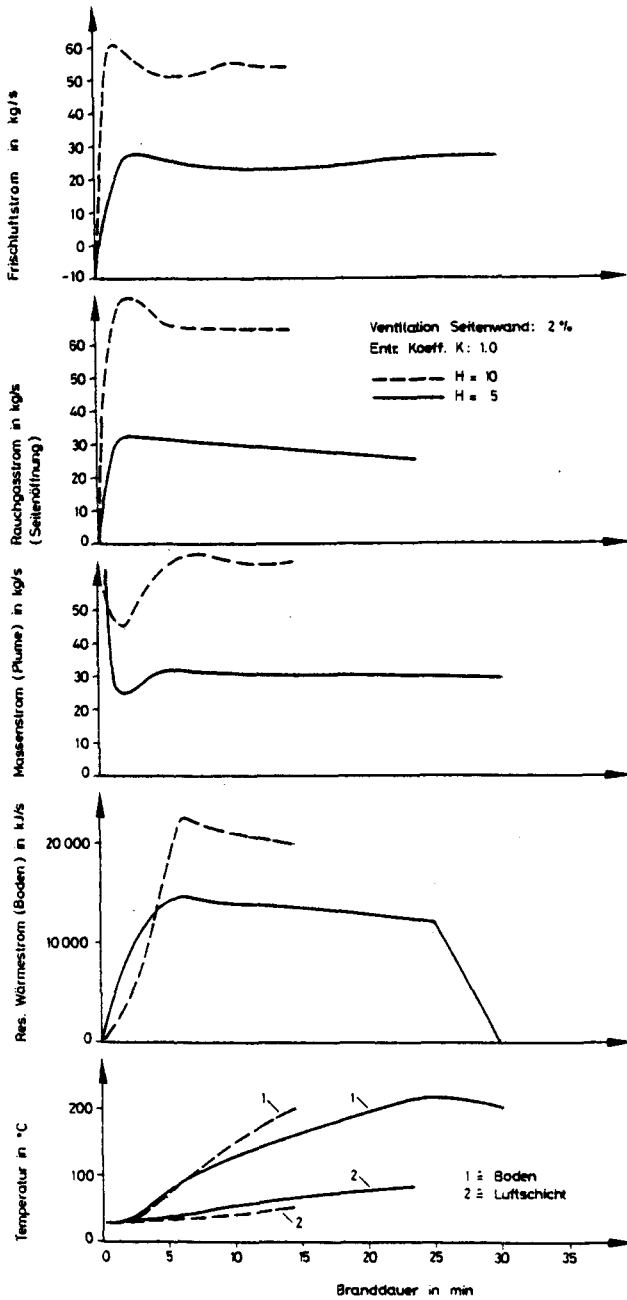


Bild 18 a: Einfluß der Raumhöhe auf den Brandverlauf (Modell Steward) bei fester Ventilation (Grundfläche 1000 m²)

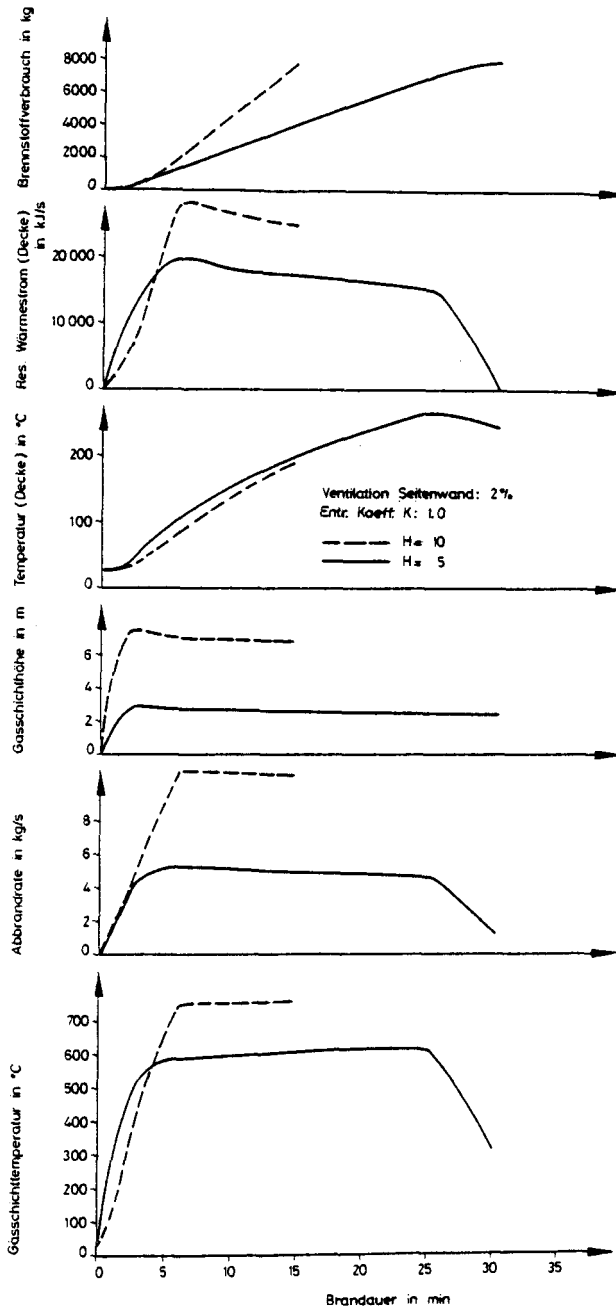


Bild 18 b: Einfluß der Raumhöhe auf den Brandverlauf (Modell Steward) bei fester Ventilation (Grundfläche 1000 m²)

Es lassen sich noch einige Parameterabhängigkeiten für den Brandverlauf zeigen, wie z. B. die Raumgröße. Da diese vorliegenden Untersuchungen aber rein theoretischer Natur sind, sollte als nächster Schritt die Verifikation des Modells durch Versuche erfolgen, um entscheidende Einflußparameter auf das Verhalten großer Brandräume zu erfassen.

6. Zusammenfassung

Der vorliegende Bericht umfaßt Teil III einer Studie, die vom Bundesminister für Raumordnung, Bauwesen und Städtebau in Auftrag gegeben wurde. In ihr ist mittels theoretischer Grundlagen eine Brandraummodellbildung über Wärmebilanzen durchgeführt worden, wobei der Brandraum durch eine vertikale Temperaturschichtung in mehrere Zonen aufgeteilt ist. Diese Studie wurde unter dem Gesichtspunkt erarbeitet, daß die Erfahrungen und Erkenntnisse der international vorangetriebenen Arbeiten gesammelt und gesichtet wurden und in die Erstellung dieses Brandraummodells mit einzubeziehen waren.

Die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit beruhen u. a. auf den Arbeiten von Schneider [1], Böhm [4], Quintiere [11] und Mitler [14] und berücksichtigen zusätzliche wichtige Aspekte von Zukoski [21], Rockett [27] und Stenard [36], so daß die hier berücksichtigten Ergebnisse dem internationalen Stand der Ergebnisse entsprechen. Zur Erfassung und Darstellung der Wärmeübertragung durch Strahlung in Brandräumen mit mehrschichtigem Aufbau wurde als neue Methode das Monte-Carlo-Verfahren vorgeschlagen und in seiner Eignung für die Modellbildung getestet. Das Verfahren hat sich als geeignet herausgestellt, wenn in einem Brandraum der Strahlungsaustausch beschrieben werden soll, in dem Gasschichthöhe und Temperaturen veränderlich sind.

Als Abbrandmodelle werden die Ansätze nach Steward [36] und Zukoski [21] berücksichtigt und die Auswirkungen auf das Gesamtbrandraummodell untersucht. Es wurden dabei die Ventilationsbedingungen sowie die Geometrien der Brandräume variiert und die dadurch auftretenden Unterschiede dargestellt und physikalisch interpretiert.

Für zukünftige Untersuchungen sollten begleitende experimentelle Arbeiten nicht ausgeschlossen werden, damit die hier im Modell verwendeten Annahmen abgesichert

werden können. Zusätzlich sind weitere theoretische Arbeiten an der Brandraummodellierung notwendig. Zu erwähnen sind hier Einflüsse der Brandausbreitung und die dadurch entstehenden Probleme des Gaswechsels im gesamten Brandraum. Ein ebenso wichtiger Punkt scheint die Lage des Brandes im Raum selbst zu sein und seine Auswirkungen auf die Wände, wenn diese z. B. brennbare Bestandteile enthalten, die dadurch zur Brandausbreitung beitragen.

Dem Bundesministerium für Raumordnung, Bauwesen und Städtebau danken wir für die finanzielle Unterstützung dieses Vorhabens.

7. Literaturverzeichnis

- [1] Schneider, U., Haksever, A.:
Wärmebilanzrechnungen für Brandräume mit unterschiedlichen Randbedingungen (Teil I), Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1980.
- [2] Schneider, U.:
Wärmebilanzrechnungen in Verbindung mit Versuchen in Brandräumen, (Teil II), Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1981.
- [3] Arnault, P. et al.: Rapport Experimental Sur Les Essais Avec Des Feux Naturels Executes Dans Les Petite Installation. Maisières-Les-Metz, 1973.
- [4] Bøhm, B.: Fully developed polyethylene and wood compartment fires. Technical University of Denmark, Lyngby, 1977.
- [5] Hottel, H.C., Sarofim, A.F.: Heat Transfer, McGraw Hill, New York, 1967.
- [6] Ermakow, S.M.: Die Monte-Carlo-Methode und verwandte Fragen, R. Oldenbourg Verlag, München, 1975.
- [7] Kahn, H.: Applications of Monte-Carlo, Rep. No. RM-1237 (ACE, No. AECU-3259), Rand Corp., 1956.
- [8] Kawagoe, K.: Fire behaviour in rooms. Report of the Building Research Institute No. 27, Building Research Institute, Japan, 1958.
- [9] Ödeen, K.: Theoretical study of fire characteristics in enclosed spaces. Division of Building Construction, Royal Institute of Technology, Bulletin No. 10, Stockholm, 1963.
- [10] Magnusson, S.E., et al.: Temperature-time curves of complete process of fire development. Bulletin 16, Lund Institute of Technology, Sweden, 1970.
- [11] Quintiere, J.: The growth of fire in building compartments. Nat. Bureau of Standards, Preprint No. 7, Gaithersburg, 1976.
- [12] Pape, R., et al.: Semistochastic approach to predicting the development of a fire in a room from ignition to flashover, RFIRES. Nat. Bureau of Standards, IITRI Project J 6367, 1976.
- [13] Tanaka, T.: A Model for fire spread in small scale buildings. Building Research Institute, CIB-Paper W 14/78/39(J), Tokyo, 1978.
- [14] Mitler, H.E.: The Physical Basis for the Harvard Computer Fire Code III. Harvard University Cambridge, Massachusetts, Home Fire Project Technical Report No. 34, 1978.
- [15] Delichatsios, M.A.: Fire Growth Rates in Wood Cribs, Combustion and Flame 27, 267 - 278, 1976.
- [16] Quintiere, J.G.: An Approach to Modelling Wall Fire Spread in a Room, Fire Safety Journal, 3, 201 - 214, 1981.

- [17] Schmidt, W.: Z. angew. Math. Mech. 21, S 265 f und S 351 f, 1941.
- [18] Yokoi, S.: Study of the Prevention of Fire-Spread caused by Hot Upward Current, Report No. 34, Building Research Institute, Japanese Government, 1960.
- [19] Fang, J.B.: Analysis of the behaviour of a freely burning fire in a quiescent atmosphere, NBSIR 73-115, Department of Commerce, USA, 1973.
- [20] Reeves, J.B., McArthur, C.D.: 3. Volume Report, FAA-RD-120, University of Dayton, Res. Inst., 1976.
- [21] Zukoski, E.E.: Convective Flows associated with room fires, Semiannual Progress Report, Grant No. 31892 XI, California Institute of Technology USA, 1975.
- [22] Tamanini, F.: Height Dependence of Burning Rate and Product Yield in Fire Plumes, Factory Mutual Research Corporation, NBS-Grant No 67-9011, Massachusetts, USA, 1981.
- [23] You, H.Z.: An Investigation of Fire Plumes Impingement on a Horizontal Ceiling, Ph.D.Thesis, The Pennsylvania State University, 1981.
- [24] Thomas et al.: Investigations into the flow of hot gases in roof venting, Fire Research Technical Paper No. 7, London, 1963.
- [25] Schneider, U.: Rauch- und Wärmeabzug in Gebäuden, Literatursichtung im Hinblick auf DIN 18 230, Inst. f. Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der Technischen Universität Braunschweig, 1978.
- [26] Cooper, L.Y., Harkleroad, M., Quintiere, J., Rinkinen, W.: The Experimental Study of Upper Hot Layer Stratification in Full-Scale Multiroom Fire Scenarios, ASME-Paper 81-HT-9, 1981.
- [27] Rockett, J.A.: Fire Induced Gas Flow in an Enclosure, Combustion Science and Technology, Vol. 12, S. 165 - 175, 1976.
- [28] Quintiere, J.G., Rinkinen, W.J., Jones, W.W.: The effect of Room Openings on Fire Plume Entrainment, Combustion Science and Technology, in Vorbereitung, 1981.
- [29] Prael, J., Emmons, H.W.: Fire Induced Flow Through an Opening Combustion and Flame, 25, S. 269 - 385, 1975.
- [30] Hottel, H.C.: Radiant Heat Transmission, in William H. MacAdams (ed.). Heat Transmission, McGraw-Hill Book Company, New York, 1954.
- [31] Gebhart, B.: Heat Transfer, McGraw Hill Book Company, New York 1961.
- [32] Howell, J.R.: Application of Monte-Carlo to Heat Transfer Problems. Acvan. in Heat Transfer, Vol. 5, 1968.
- [33] Dobbernack, R.: Untersuchung des instationären Wärmeübergangs in parallelen Rohrbündeln nach der Monte-Carlo-Methode, Dissertation, Braunschweig, 1980.

- [34] Magnusson: Übersichtsvortrag über Brandraummodelle, CIB/W14-Meeting, Athen, 1980.
- [35] Dobbernack, R., Schneider, U.: Modelling of Fires in Industrial Buildings with Particular Respect of Radiation Problems, Vortrag auf dem CIB/W14-workshop, Paris, 1981.
- [36] Steward, F.R.: Prediction of the Height of Turbulent Diffusion Flames Combustion Science Technology, Vol. 2, 203 - 212, 1970.
- [37] Yik, Chia-Shun: Fire Convection due to a Point Source of Heat, Proc. 1st U.S.Nat. Congr. Appl. Dech., 941 - 947, 1952.
- [38] Quintiere, J.G., McCaffrey, B.J., Den Braven, K.: Experimental and Theoretical Analysis of Quasi-Steady Small-Scale Enclosure Fires, NBSIR 78-1511, National Bureau of Standards, 1978.
- [39] Günther, R.: Verbrennung und Feuerungen, Springer Verlag Berlin, 1974.
- [40] VDI-Wärmeatlas, 3. Auflage, 1977.
- [41] Schneider, U., Haksever, A.: Bestimmung der äquivalenten Branddauer von statisch bestimmt gelagerten Stahlbetonbalken bei natürlichen Bränden, Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz, Technische Universität Braunschweig, 1977.
- [42] Babrauskas, V., Williamson, R.B.: Post-flashover Compartment Fires: Basis of a Theoretical Model, Fire and Materials, Vol. 2, No. 2, S. 39 - 53, 1978.
- [43] Shang, T.L., A dynamic Model of once-through supercritical pressure Boiler, Dissertation Zürich, 1971.
- [44] Hottel, H.C.: Radiant Heat Transmission between Surfaces Separated by non Absorbing Media, Trans. of the Americ. Soc. Mech. Engineers, Bd. 53, S. 265 - 273, 1931.
- [45] Kasperek, G.: Der Energieaustausch durch Wärmestrahlung zwischen Feststoffoberflächen, BWK, Nr. 24, S. 229 - 233, 1972.
- [46] Gebhard, B.: Unified Treatment for Thermal Radiation Transfer Processes, Gray, Diffuse Radiators and Absorbers, ASME-Paper No. 57-A-34, 1957.
- [47] Metropolis, N., Ulam, S.: The Monte Carlo Method, J. Am. Statist. Assoc., Vol. 44, No. 247, 335 - 341, 1949.
- [48] Sachs, L.: Angewandte Statistik, Springer Verlag, Berlin 1974.
- [49] Toor, J.S.: Radiant Heat Transfer Analysis among Surfaces Having Direction Dependent Properties by the Monte Carlo Method, Thesis, Purdue University, Lafayette, 1967.
- [50] Schack, K.: Berechnung der Strahlung von Wasserdampf und Kohlendioxyd, Chemie Ingenieur Technik, Heft 2, 42. Jahrg., 53 - 58, 1970.
- [51] Siegel, R., Howell, J.R.: Thermal Radiation Heat Transfer, McGraw Hill, New York, 1972.