

BRANDSCHUTZ- FORSCHUNG

DER BUNDESLÄNDER

BERICHTE

Brandentwicklung in Brandräumen
– Modellrechnung und Vergleich
mit Versuchsergebnissen

122

ARBEITSGEMEINSCHAFT DER INNENMINISTERIEN DER BUNDESLÄNDER
ARBEITSKREIS V – AUSSCHUSS FÜR FEUERWEHRANGELEGENHEITEN,
KATASTROPHENSCHUTZ UND ZIVILE VERTEIDIGUNG

BRANDSCHUTZ- FORSCHUNG

DER BUNDESLÄNDER

BERICHTE

Brandentwicklung in Brandräumen
— Modellrechnung und Vergleich
mit Versuchsergebnissen

122

AUSSCHUSS FEUERWEHRANGELEGENHEITEN, KATASTROPHENSCHUTZ
UND ZIVILE VERTEIDIGUNG DES ARBEITSKREISES V DER ARBEITS-
GEMEINSCHAFT DER INNENMINISTERIEN DER BUNDESLÄNDER

Ausschuss Feuerwehrangelegenheiten, Katastrophenschutz und
zivile Verteidigung des Arbeitskreises V der Arbeitsgemein-
schaft der Innenministerien der Bundesländer

Forschungsbericht Nr. 122

Brandentwicklung in Brandräumen
— Modellrechnung und Vergleich
mit Versuchsergebnissen

von
Dipl.-Ing. Kiyoshi Makabe
und
Dipl.-Ing. Dieter Brein

Forschungsstelle für Brandschutztechnik
an der Universität Karlsruhe (TH)

Karlsruhe
Juni 2000

BERICHTS-KENNBLETT

Nummer des Berichtes: <div style="text-align: center;">122</div>	Titel des Berichtes: Brandentwicklung in Brandräumen — Modellrechnung und Vergleich mit Versuchsergebnissen	ISSN: <div style="text-align: center;">0170-0060</div>	
Autoren: <div style="text-align: center;">Dipl.-Ing. Kiyoshi Makabe, Dipl.-Ing. Dieter Brein</div>		durchführende Institution: Forschungsstelle für Brandschutztechnik an der Universität Karlsruhe (TH) Hertzstraße 16 D-76187 Karlsruhe	
Nummer des Auftrages: <div style="text-align: center;">134 (5/90) & 140 (6/91)</div>		auftraggebende Institution: Ausschuss Feuerwehrangelegenheiten, Katastrophenschutz und zivile Verteidigung des Arbeitskreises V der Arbeits- gemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer	
Datum des Berichtes: <div style="text-align: center;">Juni 2000</div>			
Seitenzahl: <div style="text-align: center;">123</div>	Bilder: <div style="text-align: center;">22</div>	Tabellen: <div style="text-align: center;">2</div>	Literaturverweise: <div style="text-align: center;">123</div>
Kurzfassung: <p>Die Entwicklung von ingenieurmäßigen Verfahren im Brandschutz wird kurz dargestellt. Die verschiedenen Ansätze zur Modellierung von Bränden sowie die dabei auftretenden Probleme werden beschrieben. Zur Darstellung der an einem Brand beteiligten physikalischen und chemischen Prozesse werden die Entzündung, das Brennen und das Verlöschen einer Holzplatte in einer für einen Brand typischen Situation diskutiert.</p> <p>Die in der Literatur gängigen Modelle zur Beschreibung der Flammenausbreitung entlang eines brennbaren Feststoffes lassen sich in zwei Gruppen einteilen: Die einen beschreiben hauptsächlich die Vorgänge in der Gasphase, die anderen die im Feststoff.</p> <p>Hier wird die zweite Gruppe ausführlich betrachtet.</p> <p>Die Wichtigkeit von Ähnlichkeitsmechanik und Modelltechnik wird herausgearbeitet.</p> <p>Drei Modelle, die von zentraler Bedeutung und Grundlage vieler Veröffentlichungen sind, werden ausführlich beschrieben, wobei besonderer Wert auf eine einheitliche Darstellungsweise gelegt wird. Es handelt sich dabei um die Modelle, die Saito, Quintiere und Williams im Oktober 1985 in Gaithersburg, USA, Mítler im Juli 1990 in Orléans, Frankreich und Delichatsios im Juli 1991 in Edinburgh, Schottland jeweils auf internationalen Tagungen vorgestellt haben.</p> <p>Anschließend wird der Stand der Wissenschaft anhand der verwendeten Modellarten und aktueller Veröffentlichungen festgestellt.</p> <p>Die physikalischen Vorgänge beim Abbrand brennbarer Feststoffe werden beschrieben und abschließend die theoretischen Grundlagen eines einfachen Flammenausbreitungsmodells dargestellt.</p> <p>Quelltext und Berechnungsergebnisse der Simulationsrechnung werden im Anhang wiedergegeben.</p>			
Schlagwörter: Berechnung, Modell, Brandschutzingenieurwesen, Verfahren, Literatur, Flammenausbreitung, Brandentwicklung, Holzplatte, Feststoff			

Inhaltsverzeichnis

	Seite
INHALTSVERZEICHNIS	III
VERZEICHNIS DER TABELLEN UND ABBILDUNGEN	VI
VERZEICHNIS DER FORMELZEICHEN	VIII
Lateinische Formelzeichen	VIII
Griechische Formelzeichen	IX
Indizes	IX
KURZFASSUNG	1
1 EINLEITUNG	2
1.1 Ingenieurmäßige Verfahren im Brandschutz	2
1.2 Modellierung	2
1.3 Modell für den Abbrand einer Holzplatte	4
2 GÄNGIGE FLAMMENAUSBREITUNGSMODELLE IN DER LITERATUR	10
2.1 Ähnlichkeitsmechanik und Modelltechnik	10
2.2 Das Modell von Saito, Quintiere und Williams (1986)	14
2.2.1 Kurzfassung	14
2.2.2 Einleitung	14
2.2.3 Theoretische Betrachtungen	15
2.2.3.1 Gewöhnliches Abbrandverhalten	15
2.2.3.2 Beschreibung der Ausbreitungsmechanismen	17
2.2.3.3 Flammenlänge	20
2.2.3.4 Modell für nicht-verkohlende Brennstoffe	22
2.2.3.5 Modell für verkohlende Brennstoffe	23
2.2.4 Versuchsanordnung	27
2.2.5 Versuchsergebnisse und Diskussion	28

2.3 Das Modell von Mitler (1990)	34
2.3.1 Kurzfassung	34
2.3.2 Einleitung	34
2.3.3 Hintergrund	35
2.3.4 Der Algorithmus	36
2.3.5 Wärmeströme	38
2.3.5.1 Brennerwärmestrom	39
2.3.5.2 Wärmefreisetzung durch Abbrand der Wand	40
2.3.5.3 Kombinierte Flamme	42
2.3.6 Pyrolysegeschwindigkeit	42
2.3.7 Vergleich mit Versuchsergebnissen	44
2.3.8 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	46
2.4 Das Modell von Delichatsios (Mary M. Delichatsios et al. 1991)	46
2.4.1 Kurzfassung	46
2.4.2 Einleitung	47
2.4.3 Physikalische Aspekte und Programmstruktur	47
2.4.4 Physikalische Modelle für Aufheizung und Pyrolyse	50
2.4.5 Bestimmung der Lage der Pyrolysefront z_p	52
2.4.6 Verbrennungsmodell und Flammenwärmeströme	52
2.4.6.1 Konvektiv übertragene Wärme	53
2.4.6.2 Flammenwärmestrahlung	54
2.4.6.3 Gesamtwärme	54
2.4.7 Vergleich der Teilmodelle Aufheizung und Pyrolyse mit der exakten Lösung	55
2.4.8 Vergleich des Gesamtmodells mit einer exakten Lösung	56
2.4.9 Vergleich mit Daten turbulenter senkrechter Flammenausbreitung	58
2.4.10 Schlußfolgerungen	60
2.5 Stand der Wissenschaft	60
2.5.1 Modellarten	60
2.5.2 Aktuelle Modelle	62
2.5.2.1 Das Modell von Mitler und Steckler (1995)	62
2.5.2.2 Das Modell von Beyler et al. (1997b)	64
2.5.2.3 Fernando (1997)	64
2.5.2.4 Das Modell von Kokkala et al. (1997)	64
2.5.2.5 Qian und Kozo (1997)	65
2.5.2.6 Wang und Joulain (1997)	65
2.5.2.7 Yan und Holmstedt (1997)	65
2.5.2.8 Lee (1997)	65
2.5.2.9 Quintiere und Lee (1998)	65
3 SIMULATION DER BRANDAUSBREITUNG	66
3.1 Physikalisches Modell für die Brandausbreitung	66
3.1.1 Eindimensionale instationäre Wärmeleitung im Feststoff	66

3.1.2 Thermische Eindringtiefe	67
3.2 Theorie des allgemeinen Flammenausbreitungsmodells (Lee 1997)	68
3.2.1 Berechnung der Flammenhöhe	68
3.2.2 Darstellung der durch das Abbrennen der Wand freigesetzten Leistung	70
3.2.3 Ortsabhängigkeit der Abbrandrate	71
3.2.4 Abbranddauer	73
3.3 Programm und Ergebnisse des allgemeinen Flammenausbreitungsmodells	74
3.3.1 Deklarationsteil	75
3.3.2 Berechnungsprozeß	75
3.3.2.1 Deklarationsteil	75
3.3.2.2 Anfangsbedingungen	75
3.3.2.3 Hauptschleife	76
3.3.2.4 Subroutine Zeitlauf(I)	76
3.3.2.5 Subroutine Abbrennzeit(J)	76
3.3.2.6 Subroutine delta_therm(I, J, DEL3)	77
3.3.2.7 Subroutine Ausbrennposition(I)	77
3.3.2.8 Subroutine Ausbreitung(J)	77
3.3.2.9 Subroutine Beflammungszeitpunkt(J)	78
4 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	79
LITERATURVERZEICHNIS	80
Zitierte Literatur	80
Berücksichtigte, nicht zitierte Literatur	87
ANHANG	94
Variablen und Werte	94
Quelltext	98
Berechnungsergebnisse	113

Verzeichnis der Tabellen und Abbildungen

Tabelle 1: Einflüsse auf die Flammenausbreitung entlang brennbarer Feststoffoberflächen	9
Tabelle 2: Optionen des Verbrennungsmodells für senkrechte turbulente Flammenausbreitung	53
Abbildung 1: Thermische Zersetzung von brennbaren Feststoffen im Brandfall	5
Abbildung 2: Abbrand eines Holzquerschnittes	6
Abbildung 3: Flammenlängenbeziehung basierend auf der Ähnlichkeit nach Froude: Brennerdurchmesserbezogene Flammenlänge als Funktion von \sqrt{Fr}	13
Abbildung 4: Darstellung der Massenverlustrate eines verkohlenden Materiales bei einem konstanten Wärmestrom und des Ausbreitungsmodells	17
Abbildung 5: Skizze zur Energiebilanz bei der Flammenausbreitung in Strömungsrichtung	19
Abbildung 6: Beziehung zwischen Flammenlänge und Pyrolyselänge für aufwärts gerichtete Flammenausbreitung entlang <i>thermisch dicker</i> Platten aus PMMA und schematische Darstellung des Versuchsaufbaus von SQW	22
Abbildung 7: Typische Verläufe der Meßwerte von Thermoelementen und Entwicklungen von Flammen- und Pyrolysehöhe bei PMMA	30
Abbildung 8: Typische Verläufe der Meßwerte von Thermoelementen und Entwicklungen von Flammen- und Pyrolysehöhe bei Douglasie	31
Abbildung 9: Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Lage der Pyrolysefront bei PMMA	31
Abbildung 10: Flammen- und Pyrolyselängen in Abhängigkeit von der Leistung des Zündbrenners bei Holz	33
Abbildung 11: Verlauf der von den vor einer Wand brennenden Flammen an die Wand übertragenen Wärmeströme	39
Abbildung 12: Lage der Pyrolysefront in Abhängigkeit von der Zündbrennerleistung und der Zeit	45
Abbildung 13: Gleiche Darstellung wie in <i>Abbildung 12</i> mit <i>Gleichung 35</i>	46
Abbildung 14: Schematische Darstellung der aufwärts gerichteten Flammenausbreitung	48
Abbildung 15: Flußdiagramm des Programms von Mary M. Delichatsios et al. (1991) zur Berechnung der aufwärts gerichteten Flammenausbreitung	49
Abbildung 16: Integrales Modell für den Aufheizvorgang und die Pyrolyse eines nicht- verkohlenden Stoffes	50

Abbildung 17: Vergleich der Teilmodelle Aufheizung und Pyrolyse mit der exakten Lösung für einen <i>thermisch dicken</i> Feststoff	56
Abbildung 18: Vergleich des Gesamtmodells mit einer exakten Lösung mit $\dot{q}_{\text{net}}^* = 8,42 \cdot z^{-1/4}$ für ein anderes Material als PMMA	58
Abbildung 19: Vergleich mit den Versuchsdaten von Orloff et al. (1975) zeitlicher Verlauf von Flammenhöhe z_f und Lage der Pyrolysefront z_p	59
Abbildung 20: Instationäre Wärmeleitung durch ein Volumenelement der Größe $dV = dx dy dz$	66
Abbildung 21: Darstellung der Flammenausbreitung	70
Abbildung 22: Beziehung zwischen der Lage der Pyrolysefront und der Höhe der abgebrannten Zone	74

Verzeichnis der Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen

Variable	physikalische Einheit	Erklärung
a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit
a	-	dimensionsloser Parameter
b	$\text{W s}^{1/2}/(\text{K m}^2)$	Wärmeeindringkoeffizient, $b = \lambda/a^{1/2} = (\lambda \rho c_p)^{1/2}$
b	-	dimensionsloser Parameter
B	m	Breite
c	$\text{J}/(\text{kg K})$	spezifische Wärmekapazität
c_p	$\text{J}/(\text{kg K})$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
D	m	Durchmesser eines Brandes (z. B. einer Flüssigkeitslache)
\dot{E}	kW	Wärmefreisetzungsrate der Pyrolysegase, $\dot{E} = q \cdot \dot{m}$
g	m/s^2	Erdbeschleunigung
h	J/kg	spezifische Enthalpie
ΔH_v	kJ/kg	Verdampfungswärme
ΔH_{vap}	kJ/kg	effektive Verdampfungswärme (Gleichung 80)
$K_{2/3}$	$\text{cm}/(\text{W}/\text{cm})^{2/3}$	Konstante für die Flammenlängenkorrelation
K_1	$\text{cm}/(\text{W}/\text{cm})$	Konstante für die Flammenlängenkorrelation
l	m	Wanddicke
\dot{m}	kg/m^2	Massenverlustrate
n	-	Konstante für die Flammenlängenkorrelation
q	kJ/kg	effektive Verbrennungswärme
\dot{q}''	kW/m^2	flächenbezogener Wärmestrom
\dot{Q}	W	Gesamtenergiefreisetzungsrate
S	-	stöchiometrisches Verhältnis von Luft- zu Brennstoffmasse
t	s	Zeit
T	K	Temperatur

v	m/s	Geschwindigkeit
v_p	m/s	senkrechte Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pyrolysefront
x	m	Tiefenkoordinate
y	m	Breitenkoordinate
z	m	Höhenkoordinate
z_m	m	Höhenkoordinate, bei welcher das Strahlungsmaximum auftritt

Griechische Formelzeichen

Variable	physikalische Einheit	Erklärung
α	W/(m ² K)	Wärmeübergangskoeffizient
δ	m	thermische Eindringtiefe
δ_p	m	Dicke der Pyrolyseschicht
$\bar{\Delta}_m$	-	0,5 (T _{ad} - T _∞)/T _∞ , dimensionsloser mittlerer Anstieg der Gastemperatur
Θ	K	Temperaturanstieg
λ	W/(m K)	Wärmeleitfähigkeit
ξ	-	dimensionslose Zeit
ξ'	-	dimensionslose Pyrolysezeit
$\xi(t)$	-	Beschleunigung der Pyrolyserate (<i>Gleichung 50</i>)
ν	m ² /s	kinematische Viskosität des Gases
ρ	kg/m ³	Dichte
τ	s	charakteristische Zündzeit
χ_b	-	Zündquellenanteil der Verbrennungsleistung
χ_R	-	Strahlungsanteil der Verbrennungsleistung

Indizes

Index	Erklärung
a	Abbrand
b	Brenner
f	Flamme
eq	Gleichgewicht
g	Gasbildung

ges	gesamt
krit	kritischer Wert
p	Pyrolyse
s	Oberfläche
w	Wand
zünd	Zündung
0	Startwert
∞	Umgebung
$\dot{()}$	pro Zeiteinheit
$()'$	pro Längeneinheit, hier auf die Breite bezogen
$()''$	pro Flächeneinheit
$()'''$	pro Volumeneinheit
$\bar{()}$	gemittelter Wert

Kurzfassung

Die Entwicklung von ingenieurmäßigen Verfahren im Brandschutz wird kurz dargestellt. Die verschiedenen Ansätze zur Modellierung von Bränden sowie dabei auftretende Probleme werden beschrieben. Zur Darstellung der an einem Brand beteiligten physikalischen und chemischen Prozesse werden die Entzündung, das Brennen und das Verlöschen einer Holzplatte in einer für einen Brand typischen Situation diskutiert.

Die in der Literatur gängigen Modelle zur Beschreibung der Flammenausbreitung entlang eines brennbaren Feststoffes lassen sich in zwei Gruppen einteilen: die einen beschreiben hauptsächlich die Vorgänge in der Gasphase, die anderen die im Feststoff. Hier wird die zweite Gruppe ausführlich betrachtet.

Die Wichtigkeit von Ähnlichkeitsmechanik und Modelltechnik wird herausgearbeitet. Drei Modelle, die von zentraler Bedeutung und Grundlage vieler Veröffentlichungen sind, werden ausführlich beschrieben, wobei besonderer Wert auf eine einheitliche Darstellungsweise gelegt wurde. Es handelt sich dabei um die Modelle, die Saito, Quintiere und Williams (SQW) im Oktober 1985 in Gaithersburg, USA, Mitler im Juli 1990 in Orléans, Frankreich und Delichatsios im Juli 1991 in Edinburgh, Schottland jeweils auf internationalen Tagungen vorgestellt haben.

Anschließend wird der Stand der Wissenschaft anhand der verwendeten Modellarten und aktueller Veröffentlichungen festgestellt.

Die physikalischen Vorgänge beim Abbrand brennbarer Feststoffe werden beschrieben. Abschließend werden die theoretischen Grundlagen eines einfachen Flammenausbreitungsmodells beschrieben.

Quelltext und Berechnungsergebnisse der Simulationsrechnung werden im Anhang wiedergegeben.

1 Einleitung

Der vorliegende Bericht beschreibt verschiedene Ansätze zur Beschreibung der Flammenausbreitung auf vertikalen Flächen mit gleichzeitiger Strömung in Flammenausbreitungsrichtung.

Bei der Wiedergabe der verschiedenen Ansätze wird der Versuch unternommen, eine einheitliche Darstellungsweise zu finden. Drei Modelle, die von zentraler Bedeutung sind werden ausführlich dargestellt und zum Teil mit ergänzenden Erläuterungen versehen. Es kann dem besseren Verständnis hilfreich sein, zuerst den Abschnitt *1.3 Modell für den Abbrand einer Holzplatte* zu lesen.

Im Anschluß daran werden ein Modell zur Simulation der Brandausbreitung und Ergebnisse vorgestellt, welche im Wesentlichen auf einer Veröffentlichung von Lee (1997) aufbauen.

1.1 Ingenieurmäßige Verfahren im Brandschutz

In den 90er Jahren sind die ingenieurmäßigen Verfahren im Brandschutz national und international weiter entwickelt worden. Ein primäres Ziel bei deren Anwendung besteht darin, Vorgänge bei der Brandentstehung und –ausbreitung sowie die Wirkung von Bränden unter anderem hinsichtlich Temperatur, Rauch und Toxizität möglichst zuverlässig rechnerisch zu erfassen beziehungsweise vorherzusagen. Für die Simulation natürlicher Brände in geschlossenen Räumen beziehungsweise Räumen mit Öffnungen wurden umfangreiche Brandsimulationsmodelle entwickelt, welche in der Literatur als Einraummodelle, Feldmodelle oder Mehrraum–Zonenmodelle beschrieben werden. Für praktische Anwendungen haben sich derzeit vor allem Mehrraum–Zonenmodelle und hierbei insbesondere Studien zur Ermittlung der Variation der Eingangsparameter und deren Auswirkung auf das Ergebnis wie z. B. MRFC, FIGARO oder CFAST unter anderem durchgesetzt. Die richtige Anwendung dieser Programme setzt umfassende Brandschutzkenntnisse voraus, von nur sporadischer Anwendung muß generell abgeraten werden. Insbesondere scheitert die Anwendung von Feldmodellen häufig am mangelnden Know–how und den in diesem Zusammenhang aufzuwendenden Anwendungskosten (Schneider und Lebeda 1998) sowie dem Zeitbedarf für einen einzelnen Programmlauf.

1.2 Modellierung

Der Verbrennungsvorgang eines Feststoffes ist ein komplexer Vorgang, der durch Wärme– und Stofftransportvorgänge in Grenzschichten bestimmt wird. Unter der Annahme, daß die Verbrennungsreaktion sehr schnell abläuft, gilt für die dabei auftretenden Diffusionsflammen, bei denen die Verbrennung in derjenigen Zone stattfindet, in

der Brennstoff und Sauerstoff gemischt werden, daß das Mischen der Pyrolysegase mit dem Sauerstoff der geschwindigkeitsbestimmende Schritt ist.

Eines der wichtigsten und komplexesten Probleme bei der Verbrennung ist die Vorhersage der Flammenausbreitung, die die Brandausdehnung bestimmt. Andere Brennstoffeigenschaften bestimmen die Brenndauer. Die kritischste Erscheinungsform der Flammenausbreitung ist die sogenannte „wind-“unterstützte Flammenausbreitung, bei der sich die Flammen in derselben Richtung ausbreiten wie die Verbrennungsgase. Bei Bränden innerhalb von Gebäuden ist dieser Wind die durch den Auftrieb des Feuers selbst erzeugte Strömung. Je größer der Brand ist, desto größer auch die unterstützende Strömungsgeschwindigkeit. Diese Art der Flammenausbreitung ist repräsentativ für die Brandausbreitung z. B. über Wände, unter Decken, in Regallagern und auch auf Einrichtungsgegenständen. Brände von Gebäudefassaden werden ebenfalls von der windunterstützten Flammenausbreitung beeinflusst. Bei diesen Beispielen kann die mögliche Flammenausbreitung einen Bereich von einigen Metern bis mehreren hundert Metern umfassen. Und obwohl die Versuche nicht über hunderte von Metern durchgeführt wurden, ist bekannt, daß sich diese Art der Brandausbreitung beschleunigen und zu rascher Ausbreitung über große Entfernungen führen kann (Quintiere und Lee 1998).

Allgemein können rechnergestützte Modelle zur Vorhersage von Brandgefahren in die beiden Kategorien Raumbrandmodelle und Brandmodelle für Spezialfälle eingeteilt werden. Raumbrandmodelle lassen sich wiederum in die beiden Kategorien der probabilistischen und der deterministischen Modelle einteilen. Letztere machen von den die Verbrennungsvorgänge beschreibenden physikalischen und chemischen Gesetzmäßigkeiten und Zusammenhängen Gebrauch und lassen sich weiter in Zonen- und Feldmodelle unterscheiden. Sogenannte Hybridmodelle verwenden Elemente aus beiden Arten. In beiden Bereichen, in denen die für Zonenmodelle typischen Durchschnittsberechnungen ausreichen, werden diese angewendet, wenn erforderlich, wird auf Mehrzonen- oder Feldmodelle umgeschaltet. Die probabilistischen Modelle verwenden statistisch abgesicherte Informationen über die Eintrittswahrscheinlichkeit bestimmter Ereignisse wie beispielsweise das Entstehen von Bränden und das Versagen von Sicherheitseinrichtungen, um die Auswirkungen von Bränden abzuschätzen. Diese Modelle lassen vergleichende Aussagen über das Sicherheitsniveau eines Objektes zu, wenn unterschiedliche Brandschutzkonzepte zur Diskussion stehen (Walton und Budnick 1997, Nelson und Custer 1997, Mayr 1997).

Die Modellierung von Bränden entlang senkrechter Wände ist aus zwei zusammenhängenden Gründen interessant: Erstens breiten sich Wandbrände aufwärts schnell über senkrechten Oberflächen aus. Zweitens ermöglicht eine genaue Modellierung von Wandbränden, die Entflammbarkeit von Wandverkleidungsmaterialien aufgrund von Laborversuchen des Materials zu untersuchen, statt auf wesentlich teurere und zeitaufwendige Großversuche angewiesen zu sein (Mitler und Steckler 1995).

Im Bereich der Brandschutzgrundlagenforschung wurden umfassende Untersuchungen durchgeführt, um die Mechanismen, die die Flammenausbreitung und den Massenabbrand bestimmen, zu untersuchen und den relativen Beitrag eines Materials zur Brandausbreitung zu beurteilen (Lee 1997).

An der Forschungsstelle für Brandschutztechnik hat Brein umfangreiche Untersuchungen zur Bestimmung des Brandablaufs von Feststoffen durchgeführt (1978, 1979, 1981, 1984, 1986).

Die meisten Arbeiten zur senkrechten Flammenausbreitung nach oben wurden in den Vereinigten Staaten und in Japan durchgeführt. In Europa wurden derartige Untersuchungen erst nach dem Brand der U-Bahnstation von Kings Cross durchgeführt, z. B. im Vereinigten Königreich (Thomas 1994).

Aufbauend auf den Arbeiten von de Ris (1969b), Orloff, de Ris und Markstein (1975) und Orloff, Modak und Alpert (1977) wurden verschiedene Ansätze zur Beschreibung der Flammenausbreitung entwickelt. Williams (1977) hat die an der Brandausbreitung beteiligten Mechanismen beschrieben, wobei er die Genauigkeit zugunsten allgemeiner Aspekte der zugrundeliegenden Phänomene des Wärmetransports, der Fluidströmung und der chemischen Kinetik geopfert hat. Quintiere, der die Flammen- und Brandausbreitung intensiv erforscht hat, hat gezeigt, daß die von de Ris entwickelte Gleichung auch für turbulente Flammen gültig ist (1981). Quintiere gibt eine gute Einleitung in das Thema der Flammenausbreitung über Feststoffoberflächen (1995a) und die verschiedenen Effekte (1997).

Die Modelle von Saito et al. (1986), Mitler und Steckler (1995), Mary M. Delichatsios et al. (1990) und Hasemi (1986) basieren auf Grundlagenstudien zur Flammenausbreitung, wie sie in Berichten von Fernandez-Pello und Hirano (1983) und von Quintiere (1995a) beschrieben werden. Die vorhergesagten Ergebnisse für die senkrechte Ausbreitung stimmen gut mit Versuchsergebnissen für etwa 2 m hohe Wände aus dickem Polymethylmetacrylat (Plexiglas, PMMA) überein. Zu den Faktoren, die die Genauigkeit der theoretischen und experimentellen Ergebnisse beeinflussen, gehören die rasche Natur der Brandausbreitung, die Schwierigkeit, zwischen Pyrolyse- und Flammenfront eindeutig zu differenzieren, und das Problem, die Brennstoffeigenschaften vollständig und exakt zu beschreiben. Diese Besonderheiten zeigen die Komplexität der senkrechten Flammenausbreitung, obwohl das Brandverhalten eines Materials wie PMMA relativ einfach zu charakterisieren ist (Quintiere und Lee 1998).

1.3 Modell für den Abbrand einer Holzplatte

Die meisten Schadenfeuer in baulichen Anlagen sind mit dem Abbrand brennbarer Feststoffe verbunden, allerdings sind teilweise auch brennbare Flüssigkeiten und Gase betroffen. Aufgrund der sehr unterschiedlichen und zum Teil komplexen chemischen Zusammensetzung von Stoffen läßt sich das Brandverhalten nicht einheitlich beschreiben. Zu unterscheiden sind:

- Gasbrände von Kohlenwasserstoffen aufgrund der Reaktion mit Luftsauerstoff,
- Flüssigkeitsbrände aufgrund der Verdampfung an der Flüssigkeitsoberfläche und Reaktionen mit Luftsauerstoff,
- Feststoffbrände aufgrund einer chemischen Zersetzung oder Pyrolyse zur Erzeugung brennbarer Produkte, die mit dem Luftsauerstoff reagieren.

Prinzipiell geht es beim Verbrennen von Feststoffen darum, Stoffe mit im allgemeinen sehr hohem Molekulargewicht in Komponenten mit niedrigem Molekulargewicht umzuwandeln und diese zu verbrennen. Die Umwandlung erfordert relativ viel Energie, das heißt viel mehr als beispielsweise eine reine Verdampfung, so daß der Beginn des Abbrandes von Feststoffen nur bei vergleichsweise hohen Oberflächentemperaturen (typischer Wert: 400 °C) erfolgt.

Die Zusammensetzung der Pyrolyseprodukte, die aus den Feststoffoberflächen entweichen können, ist sehr komplex, wobei der chemische Aufbau der Stoffe für den Pyrolyseprozeß von grundlegender Bedeutung ist. Die thermische Zersetzung kann über die Gasphase (Sublimation), aufgrund eines Schmelzvorganges oder aufgrund der Pyrolyse erfolgen. Kombinationen der oben genannten Vorgänge sind ebenfalls möglich. Auf der folgenden *Abbildung 1* sind die verschiedenen Möglichkeiten der thermischen Zersetzung von Feststoffen angegeben.

Bei Flüssigkeiten entfallen die Prozesse Sublimation und Schmelzen, das heißt, es finden lediglich Verdampfungen und Zersetzungen statt.

Im allgemeinen verbrennen die Zersetzungsprodukte mit Flammenbildung. In Sonderfällen (Glimmbrände oder ähnliches) kommt es jedoch nur zu einem Glimmen und einer starken Rauchbildung, das heißt, die Pyrolyseprodukte kondensieren im wesentlichen in der kalten Luft und bilden Aerosole (Ruß etc.) ohne Flammenbildung (Schneider und Lebeda 1998).

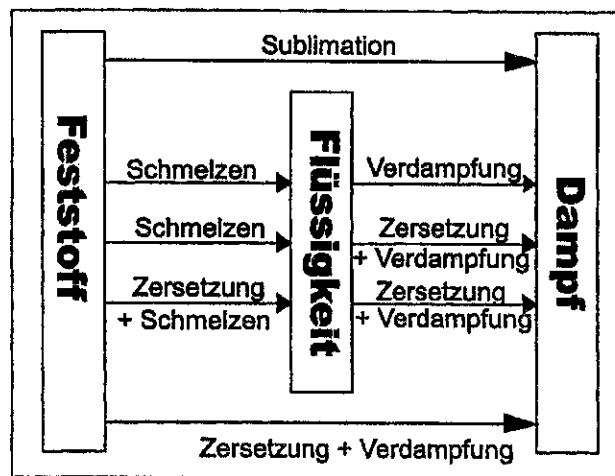


Abbildung 1: Thermische Zersetzung von brennbaren Feststoffen im Brandfall (Schneider und Lebeda 1998).

Die Brandausbreitung ist das Ergebnis eng gekoppelter Phänomene in der Gas- und Festphase. Zum Beispiel hängt die Temperatur der Wand (Festphase) oberhalb der Pyrolysezone vom Wärmestrom der Flammen und des aufgeheizten Plume (Gasphase) ab, der umgekehrt von der Oberflächentemperatur der Wand beeinflusst wird. Ähnlich hängt die Massenverlustrate des pyrolysierenden Teils der Wand vom Flammenwärmestrom ab, der seinerseits direkt an die Massenverlustrate der Wand gekoppelt ist. Folglich

müssen die diese Phänomene beschreibenden Gleichungen simultan gelöst werden. Dies kann iterativ durch sukzessive Substitution geschehen (Mitler und Steckler 1995). Um die Berechnungsdauer auf ein vertretbares Maß zu begrenzen, versucht man, die Anzahl der Iterationsschritte durch stabil konvergierende Rechenverfahren zu begrenzen.

Tatsächlich ist es bisher kaum möglich, das Brandverhalten von Feststoffen genau zu beschreiben. Bereits die Beschreibung des Abbrandverhaltens von Holz bereitet allergrößte Schwierigkeiten, da neben der Pyrolyse hierbei die Verkohlung und Rißbildung in der Oberflächzone eine entscheidende Rolle spielen (siehe *Abbildung 2*) (Schneider und Lebeda 1998).

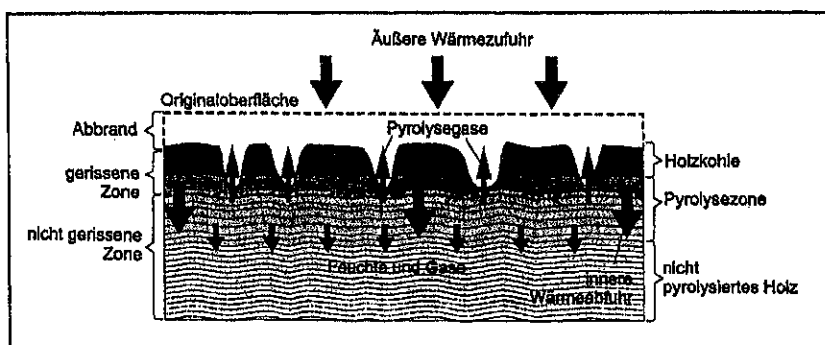


Abbildung 2: Abbrand eines Holzquerschnittes
(Schneider und Lebeda 1998).

Um die vielen physikalischen und chemischen Prozesse zu illustrieren, die an einem Brand beteiligt sind, ist es erforderlich, zuerst die Entzündung, dann das Brennen und schließlich eventuell das Verlöschen einer Holzplatte in einer für einen Brand typischen Situation zu diskutieren. Drysdale (1997) stellt dies folgendermaßen dar:

1. Angenommen, die Holzplatte wird anfangs durch thermische Strahlung erwärmt. Wenn ihre Oberflächentemperatur den Siedepunkt von Wasser erreicht, werden langsam Gase (hauptsächlich Wasserdampf) aus dem Holz freigesetzt. Diese Gase haben, wenn überhaupt, nur einen kleinen brennbaren Anteil. Wenn die Oberflächentemperatur über den Siedepunkt von Wasser ansteigt, dringt der Trocknungsvorgang tiefer in die Platte ein.
2. Bei fortgesetzter Aufheizung beginnt sich die Holzoberfläche zu verfärben, sobald die Oberflächentemperatur etwa 300 °C erreicht. Die Verfärbung ist ein sichtbarer Beweis für die Pyrolyse, die chemische Zersetzung aufgrund der Wärmeeinwirkung. Wenn das Holz pyrolysiert, setzt es brennbare Gase frei und es bleibt ein schwarzer kohlenstoffhaltiger Rückstand zurück, der eine Kohleschicht bildet. Dieser Pyrolyseprozeß dringt tiefer in die Holzplatte ein, wenn die Aufheizung fortgesetzt wird.
3. Kurz nach dem Beginn der aktiven Pyrolyse entwickeln sich üblicherweise genügend brennbare Gase, um bei gleichzeitiger Anwesenheit einer ausreichenden Sauerstoffkonzentration eine Gasphasenverbrennung zu unterstützen. Man spricht in diesem Zusammenhang auch davon, daß der brennbare Stoff seinen Flammpunkt er-

reicht hat. In dieser Phase der pyrolytischen Zersetzung wird eine Verbrennung jedoch nur dann auftreten, wenn eine Zündflamme oder eine andere Energiequelle vorhanden ist, die für eine Fremdzündung stark genug ist. Wenn keine solche Zündquelle vorhanden ist, muß die Holzoberfläche auf eine viel höhere Temperatur, den sogenannten Zündpunkt, aufgeheizt werden, bevor Selbstentzündung auftritt.

4. Nach erfolgter Zündung breitet sich eine Diffusionsflamme rasch über die pyrolysierende Oberfläche aus (siehe hierzu auch *Tabelle 1*). Wenn sich die Diffusionsflamme ausgebildet hat, erreicht – wenn überhaupt – nur noch wenig Sauerstoff die pyrolysierende Oberfläche. Inzwischen heizt die Flamme die Brennstoffoberfläche weiter auf und verursacht eine Beschleunigung des Pyrolyseprozesses. Wenn die ursprüngliche Wärmequelle kurz nach der Zündung abgeschaltet wird, setzt sich im Regelfall die Verbrennung fort, wenn die Platte dünn genug ist. Andernfalls werden die Flammen verlöschen, da die Platte zu viel Wärme sowohl durch thermische Strahlung an die Umgebung als auch durch Wärmeleitung in das Platteninnere verliert. Wenn sich aber in der Nähe der gezündeten Platte und dieser parallel gegenüber eine Holzoberfläche (oder ein Wärmedämmmaterial) befindet, wird der Wärmeverlust durch Reflexion begrenzt, wenn sich die angrenzende Oberfläche aufgeheizt hat und beginnt, zurückzustrahlen. Unter diesen Umständen kann die gezündete Platte auch nach Wegnahme der ursprünglichen Wärmequelle weiter brennen. Dies erklärt, warum man nicht mit kleinen Zündquellen ein einzelnes großes Holzstück entzünden kann, sondern mehrere (kleine) Holzstücke benötigt, um die Wärmestrahlungsverluste aufzufangen (Prinzip Holzkrippe, Scheiterhaufen).
5. Mit fortschreitender Verbrennung bildet sich eine Kohleschicht aus, die ein gutes thermisches Dämmmaterial darstellt, den Wärmestrom ins Innere der Holzes verringert und dazu führt, daß die Pyrolyserate reduziert wird. Die Pyrolyserate sinkt auch, sobald das unpyrolysierte Holz verbrannt ist. Wenn die Pyrolyserate unter denjenigen Grenzwert sinkt, ab dem eine stabile Gasphasenverbrennung möglich ist, diffundiert ausreichend Sauerstoff in die Kohleschicht ein und bewirkt eine direkte glühende Verbrennung (vorausgesetzt, daß die Strahlungsverluste nicht zu groß sind).
6. Dieses Szenario setzt eine ausreichende Zufuhr an Luft (Sauerstoffträger) zur Verbrennung voraus. Wenn die zur Verfügung stehende Sauerstoffkonzentration zu gering ist, um die Brennstoffgase vollständig zu verbrennen, werden die überschüssigen Dämpfe mit der Strömung fortgetragen und möglicherweise brennen, wenn sie später auf ausreichend Sauerstoff treffen. Dies läßt sich beispielsweise auch dann beobachten, wenn die Brennstoffgase aus dem Fenster eines Zimmers schlagen, weil im Zimmer Luftmangel herrscht, und außerhalb mit offener Flamme verbrennen. Brände mit Luftmangel entwickeln infolge der unvollständigen Verbrennung allgemein größere Mengen von Rauch und toxischen Produkten (z. B. Kohlenmonoxid) als solche ohne Luftmangel.
Drysdale führt weiter aus, daß der vorhandene Sauerstoff den zur vollständigen Verbrennung der Brennstoffgase erforderlichen Bedarf übersteigen kann, wenn die pyrolysierende Oberfläche einer erzwungenen Luftströmung ausgesetzt ist. In diesem Fall kann der überschüssige Sauerstoffträger die Flammen soweit abkühlen, daß die

chemische Reaktion unterdrückt wird und diese verlöschen, wie es beispielsweise geschieht, wenn man ein Streichholz ausbläst. Im Fall größerer Feuer mit einer großen Menge Brenngase kann eine erzwungene Strömung die Abbrandrate durch einen vergrößerten Wärmeübergang von der Flamme zur Brennstoffoberfläche vergrößern, wodurch wiederum die Menge an Brennstoffgasen vergrößert wird¹.

7. Infolge der Zündung eines Teils der Holzplatte werden sich die Flammen wahrscheinlich über die gesamte Platte ausbreiten. Die Flammenausbreitung kann als eine fortgesetzte Reihe von Fremdzündungen betrachtet werden, bei der die Flammen selbst die Wärmequelle darstellen. Gewöhnlich beobachtet man, daß die Flammenausbreitung entlang einer senkrechten Oberfläche nach oben viel schneller verläuft, als nach unten oder zur Seite hin. Dies liegt daran, daß die Flammen infolge des Auftriebs im allgemeinen nach oben schlagen und ihre Wärme zur Aufheizung eines größeren Bereiches oberhalb der Pyrolysezone beiträgt. Folglich wird innerhalb eines Zeitabschnittes der „aufwärts gerichteten Zündung“ der brennende Bereich viel größer als durch „abwärts gerichtete“ oder „seitwärts gerichtete“ Zündung. Drysdale weist darauf hin, daß sich Flammen im allgemeinen auf leicht (schnell) entzündlichen Stoffen schnell ausbreiten. Die Entflammbarkeit von Stoffen wird durch deren Widerstand gegen Aufheizung (*thermische Trägheit*²) und durch den für den Beginn der Pyrolyse erforderlichen Temperaturanstieg bestimmt. Stoffe mit geringer thermischer Trägheit wie aufgeschäumte Kunststoffe oder Balsaholz erwärmen sich schnell, wenn sie einem Wärmestrom ausgesetzt werden. Diese Materialien sind meist leicht zu entzünden und verursachen eine sehr schnelle Flammenausbreitung. Andererseits tendieren dichte Materialien wie Ebenholz dazu, eine relativ hohe *thermische Trägheit* aufzuweisen und sind schwer zu entzünden³.
8. Die Abbrandraten größerer Feuer werden überwiegend durch die über Strahlung von den Flammen zur pyrolysierenden Brennstoffoberfläche übertragene Wärme bestimmt. Diese Strahlung wird primär von den leuchtenden Rußpartikeln in den Flammen emittiert. Brennbare Stoffe wie Polystyrol, die dazu neigen, große Mengen Ruß oder Rauch zu erzeugen, neigen auch dazu, zu heftigeren Bränden beizutragen, obwohl deren Brenngase nicht vollständig verbrennen, was durch deren größere Rauchmenge deutlich wird. Brände mit Luftüberschuß, das heißt mit überstöchiometrischer Verbrennung setzen im allgemeinen weniger Rauch frei als Brände mit Luftmangel, das heißt mit unterstöchiometrischer Verbrennung. Bei Bränden mit Luftüberschuß kann sich die Umgebungsluft schnell mit den unverbrannten Brennstoffgasen und dem Ruß mischen und der Luftsauerstoff reagiert mit ihnen, bevor sie sich zu stark abgekühlt haben.

¹ Diese vereinfachende Darstellung vernachlässigt unter anderem den Einfluß des Überschlags von laminarer zu turbulenter Strömung und das „Wall Plume“-Problem.

² Das Produkt aus $\lambda \rho c_p$ wird von Ahmed et al. (1994) als Thermische Trägheit bezeichnet und ist das Quadrat des Wärmeeindringkoeffizienten b .

³ Diese Darstellung des Zündvorgangs und der zugehörigen stoffliche Einflußgrößen ist unvollständig, z. B. bleiben flammenhemmende Zusätze unberücksichtigt, siehe daher auch *Tabelle 1*.

Brände mit Luftmangel können große Mengen Rauch und Produkte unvollständiger Verbrennung wie Kohlenmonoxid freisetzen. Bei diesen Bränden steht nicht genügend Luftsauerstoff zur vollständigen Verbrennung der Brennstoffgase zur Verfügung, bevor diese sich abkühlen und den brennenden Bereich verlassen.

Brände, die in mit Sauerstoff angereicherten Atmosphären auftreten, haben höhere Flammentemperaturen und weisen einen höheren Strahlungsanteil an der Wärme-freisetzungsrates sowie eine erhöhte brennstoffflächenbezogene Abbrandrate auf. Diese höheren Flammentemperaturen verursachen im allgemeinen eine viel größere Umsetzung von Brennstoffgasen in Ruß, was zu bedeutend erhöhten Rauchfreisetzungsrates führt. Zum Beispiel brennt ein gut belüftetes Methanolfeuer mit einer blauen (das heißt rußfreien) Flamme in normaler Luft. Jedoch kann ein ähnlich gut belüftetes Methanolfeuer mit einer hell leuchtenden, rauchenden Flamme in einer mit Sauerstoff angereicherten Atmosphäre brennen. Diese Empfindlichkeit auf die Konzentration des Umgebungssauerstoffs steigert die Flammenstrahlung, die Abbrandrate und die resultierende Brandgefahr erheblich.

Umgebungseinflüsse	Materialeinflüsse	
	chemisch	physikalisch
Temperatur	Art des Brandgutes	Temperatur
Zusammensetzung der Luft	Brandverzögerer	Richtung der Oberfläche
Luftgeschwindigkeit	Brandbeschleuniger	Richtung der Ausbreitung
Wärmefluß		Dicke
Luftdruck		Wärmeleitfähigkeit
		Wärmekapazität
		Dichte
		Geometrie

Tabelle 1: Einflüsse auf die Flammenausbreitung entlang brennbarer Feststoffoberflächen (Schneider und Lebeda 1998).

2 Gängige Flammenausbreitungsmodelle in der Literatur

Es gibt im Wesentlichen zwei Darstellungen der Theorie der Flammenausbreitung entlang eines *thermisch dicken*⁴ brennbaren Feststoffes. Entweder wird ausführlich diskutiert, wie Flamme und Plume eine Wärmequelle für den Feststoff darstellen oder es wird anstelle einer Berechnung der Gasphaseneigenschaften die von ihr übertragene Wärme als eine unabhängige Variable ausgedrückt, die gemessen oder geschätzt wird. Es gibt zwei Darstellungen der letztgenannten thermischen Theorie, die auf zwei Beziehungen zwischen Flammenlänge z_f und breitenbezogener Wärmefreisetzungsrate der Flammenfront \dot{q}' basieren (Thomas 1997a).

$$z_f = K_{2/3} \dot{q}'^{2/3}$$

oder

$$z_f = K_1 \dot{q}'$$

mit den Konstanten $K_{2/3}$ und K_1 .

Die bislang durchgeführten Arbeiten lassen sich in die beiden oben genannten Hauptgruppen einteilen: zum einen gibt es Untersuchungen, die sich mit den Vorgängen in der Gasphase beschäftigen (Annamura et al. 1991, Wang und Joulain 1995, Wang und Joulain 1997) und zum anderen solche, die die kondensierte Phase betrachten (z. B. Saito, Quintiere und Williams (1986), Mitler 1990, Mary M. Delichatsios et al. 1991). Eine vollständige Simulation des Brandes unter Einbeziehung der kinetischen Vorgänge in der Flamme scheidet derzeit noch aus und ist für praktische Anwendungen auch nicht unbedingt erforderlich (Schneider und Lebeda 1998).

Das Modell von Saito, Quintiere und Williams (1986) (SQW) ist ein rein thermisches Modell, das auf der Theorie der quasistationären Flammenausbreitung basiert und bei dem der Einfluß des Zündbrenners und der Abbrand nicht berücksichtigt wurden.

Eine weitere Betrachtungsweise stellen die Methoden der Regelungstechnik dar. Diese untersuchen das Antwortverhalten des Systems *brennbare Feststoffoberfläche* und treffen Aussagen über die Stabilität der Funktion (Thomas und Karlsson 1990b, Magnusson 1991, Thomas 1991, Hasemi und Yasui 1994, Green 1995).

2.1 Ähnlichkeitsmechanik und Modelltechnik

Angesichts der Bemühungen, aus Brandversuchen im Labormaßstab das Brandverhalten im Originalmaßstab abzuleiten, waren Ähnlichkeitsbetrachtungen, Dimensionsanalyse

⁴ Der Begriff wird im Abschnitt 3.1.2 *Thermische Eindringtiefe* erläutert.

und Modelltechnik von Anfang an Gegenstand verschiedener Arbeiten (Eckert 1949, Spalding 1963, Merker 1987, Thomas 1991, Karlsson 1992, Thomas 1997a, 1997b) Die Ähnlichkeitsmechanik hat die Aufgabe Gesetze aufzustellen, nach denen am (in der Regel verkleinerten) Modell gewonnene Versuchsergebnisse auf die wirkliche Ausführung (Hauptausführung) übertragen werden können. Modellversuche sind erforderlich, wenn eine exakte mathematisch-physikalische Lösung eines technischen Problems nicht möglich ist, oder wenn es gilt, theoretische Grundlagen und Arbeitshypothesen in Versuchen zu bestätigen. Die Modellgesetze der Ähnlichkeitsmechanik bilden somit die Grundlage für das umfangreiche Versuchswesen im Zusammenhang mit technischen Fragestellungen.

Bei der Modellierung der Flammenausbreitung sind dies die Ähnlichkeitsgesetze (Modellgesetze), die die thermische Ähnlichkeit behandeln: das Ähnlichkeitsgesetz von Fourier behandelt die instationäre Wärmeleitung, das Ähnlichkeitsgesetz von Péclet die thermische Ähnlichkeit hinsichtlich der Wärmeleitung von Strömungsvorgängen, das Ähnlichkeitsgesetz von Prandtl die Übereinstimmung von zwei Strömungsvorgängen hinsichtlich der Wärmeleitung und Wärmekonvektion und das Ähnlichkeitsgesetz von Nußelt die Ähnlichkeit des Wärmeübergangs zwischen zwei Stoffen.

Die Dimensionsanalyse (das *II*-Theorem von Buckingham), bei der aus den mit Einheiten behafteten Einflußgrößen eines Vorgangs Potenzprodukte in Form einheitenloser Kennzahlen gebildet werden, läßt sich ebenfalls anwenden. Die zur Darstellung eines Problems erforderlichen Kennzahlen bilden einen vollständigen Satz. Jede physikalisch richtige Größengleichung läßt sich als Funktion der Kennzahlen eines vollständigen Satzes darstellen (Rumpel und Sondershausen 1987).

Die Modelltechnik entstand aus dem Bedürfnis heraus, die Eigenschaften von Systemen oder Anlagen kennenzulernen, in denen komplexe, der genauen Berechnung nicht zugängliche Vorgänge ablaufen. Man kann zudem in Modellen Konstruktionsdaten und Betriebsparameter in einem Umfang variieren, der in Großanlagen unwirtschaftlich ist. Auch lassen sich Messungen durchführen, die in Großanlagen aus wirtschaftlichen oder meßtechnischen Gründen nicht möglich sind (Günther 1984).

Modellierung ist ein inhärenter Teil der Forschung in Wissenschaft und Technik und ihre Anwendung auf Feuer ist so alt, wie die wissenschaftliche Erforschung des Brandverhaltens selbst. Das erste Buch, das sich ausschließlich der Modellierung bei der wissenschaftlichen Erforschung des Brandverhaltens widmete, wurde 1960 von der National Academy of Sciences, USA herausgegeben.

Moderne Brandschutzforschung hat, gekoppelt mit der stetig größer werdenden Rechenleistung von Computern, hochkomplexe Modelle hervorgebracht, die nur als rechnergestützte Brandmodelle implementiert werden können. Während rechnergestützte Brandmodelle die Brandsimulation popularisiert haben, unterscheiden sich diese rechnergestützten Modelle nicht sehr von früheren Brandmodellen; sie sind lediglich komplexer und besitzen größere Fähigkeiten.

Die Modelle können in die beiden großen Klassen der „rein“ physikalischen und der physikalisch-mathematischen Modelle eingeteilt werden:

Physikalische Modelle versuchen, das Brandphänomen als eine vereinfachte physikalische Gegebenheit zu reproduzieren. Dazu bedient man sich gerne Modellen im Labor-

maßstab, da Großversuche teuer, schwierig und manchmal absolut undurchführbar sind. Erkenntnisse können oft durch das Studium des Brandphänomens im physikalisch verkleinerten Maßstab gewonnen werden.

Physikalisch-mathematische Modelle bestehen aus Serien von Gleichungen, die das Verhalten eines physikalischen Systems beschreiben.

Sehr oft ist es das Ziel von physikalisch-mathematischen Modellen, diejenigen Gesetzmäßigkeiten aufzudecken, die das Verhalten von physikalisch-chemischen Systemen bestimmen. Das resultierende physikalisch-mathematische Modell kann dann verwendet werden, um das Verhalten von realen physikalischen Systemen vorherzusagen.

Folglich stehen physikalische und physikalisch.-mathematische Modelle in Wechselbeziehung zueinander und ergänzen sich.

Physikalische Modellierung bedeutet mehr, als Versuche in einem reduzierten physikalischen Maßstab durchzuführen. Es genügt nicht, die linearen Dimensionen einer physikalischen Situation zu reduzieren und am verkleinerten Modell Versuche durchzuführen. Zusätzlich zum geometrischen Maßstab ist es erforderlich, die mechanische, thermische und chemische Ähnlichkeit am verkleinerten Modell aufrecht zu erhalten. Die für die Erhaltung dieser Ähnlichkeiten erforderlichen Maßstabgesetze können aus der Dimensionsanalyse oder den fundamentalen Gleichungen abgeleitet werden, die das physikalisch-chemische Phänomen beschreiben.

Das am weitesten verbreitete physikalische Maßstabsgesetz beim Feuer ist als „Ähnlichkeitsgesetz von Froude“ bekannt, das auf auftriebsbehaftete Strömungen in Verbindung mit Feuern angewendet werden kann. Ähnlichkeit nach Froude fordert, daß das Verhältnis von Trägheitskräften zu Auftriebskräften erhalten bleibt. Von Zukoski (1994) wurde als Kennzahl für auftriebsbehaftete Strömungen eine dimensionslose Wärmefreisetzungsrate Q^* definiert, welche der Quadratwurzel einer Froudezahl entspricht:

$$Q^* \equiv \dot{Q} / (\rho_{\infty} c_{p,\infty} T_{\infty} \sqrt{g D} D^2)$$

Die Froudezahl $Fr = u^2/g l$ als dimensionslose Kennzahl gibt das Verhältnis von Trägheitskräften zu Auftriebskräften wieder. Eine große Froudezahl kennzeichnet Flammen (Strömungen), die mit hohem Anfangsimpuls aus Düsen austreten, weshalb für die Strömungsgeschwindigkeit des Strahls zunächst die Strömungsgeschwindigkeit der Brennstoffzufuhr maßgebend ist. Eine kleine Froudezahl kennzeichnet hingegen Flammen (Strömungen) mit geringem Anfangsimpuls, das heißt die Strömungsgeschwindigkeit des Strahls resultiert überwiegend aus dem Auftrieb durch die Verbrennung wie dies z. B. bei der Verbrennung von Flüssigkeiten in Wannen oder von Lagergütern der Fall ist. Eine Froudezahl $Fr = 1$ weist auf ausgeglichene Anteile von Auftriebskraft und Trägheitskraft hin. In der Literatur wird die Froudezahl bisweilen als eine aus $u^2/g l$ abgeleitete Größe wiedergegeben oder auch als die Quadratwurzel aus der Froudezahl in obiger Definition, also $Fr = u/\sqrt{g l}$, die dann ebenfalls als „Froudezahl“ bezeichnet wird. Da dies uneinheitlich gehandhabt wird, ist es regelmäßig erforderlich, festzustellen, welche der genannten oder vielleicht hiervon abweichenden Definitionen verwendet wurden.

Die von Zukoski angegebene dimensionslose Wärmefreisetzungsrate wird aus der Froudezahl in der Definition $Fr = u / \sqrt{g l}$ wie folgt abgeleitet: aus der Geschwindigkeit $u = \dot{V} / F = \dot{m} / \rho$ und mit $\dot{Q} = \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T \cdot F$ (Enthalpiestrom, konvektiver Wärmestrom) folgt mit $Fr \propto D^2$ und mit der Angabe, daß D die kennzeichnende Länge l in der Froudezahl ersetzt, der von Zukoski gewählte Ausdruck.

Flammenlängenbeziehungen, die auf der Ähnlichkeit nach Froude basieren, sind für einen Bereich von zwölf Zehnerpotenzen gültig. *Abbildung 3* zeigt die von McCaffrey (1981) entwickelte Beziehung. Die auf den Brennerdurchmesser bezogene Flammenlänge wird in dieser Abbildung als Funktion von \sqrt{Fr} dargestellt.

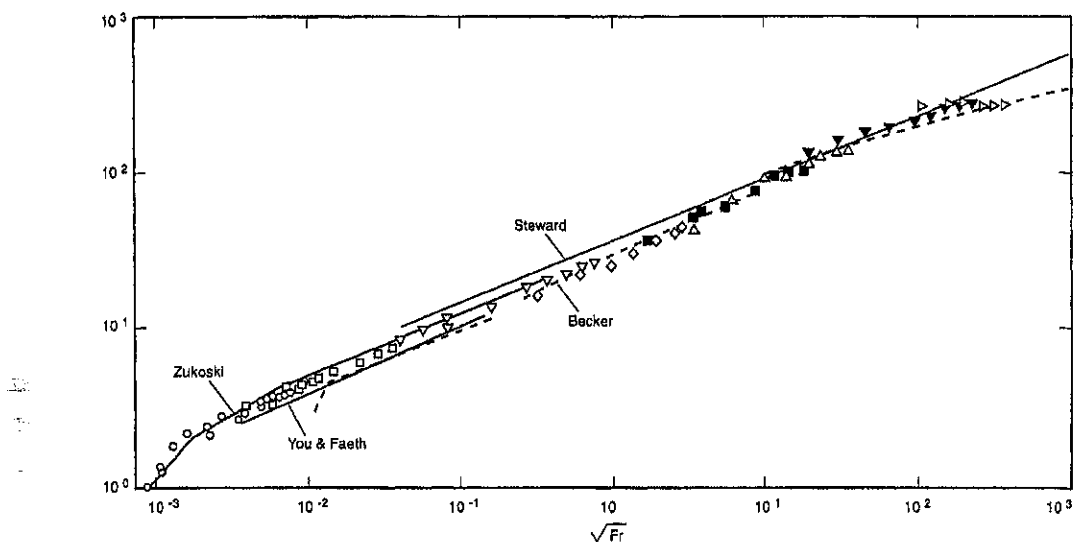


Abbildung 3: Flammenlängenbeziehung basierend auf der Ähnlichkeit nach Froude: Brennerdurchmesserbezogene Flammenlänge als Funktion von \sqrt{Fr}

(Beyler und DiNenno 1997a).

Physikalische Modellierung beinhaltet nicht immer große Veränderungen physikalischer Abmessungen. Es kann sein, daß physikalische Modelle einfach versuchen, ein komplexes Phänomen in ein handhabbares und verständliches Problem umzuwandeln. Alle genannten Brandversuche sind physikalische Modelle des Brandverhaltens. Die Eignung dieser physikalischen Modelle variiert stark (Beyler und DiNenno 1997a).

Neben den seit einigen Jahrzehnten bekannten physikalischen Modellen werden mathematische Modelle benutzt, das heißt Gleichungssysteme, welche die Vorgänge in einem System mehr oder weniger exakt beschreiben und mit denen Parameterstudien durchgeführt werden können.

Die Aussagekraft der physikalischen Modelle ist dadurch begrenzt, daß niemals alle Ähnlichkeitsbedingungen gleichzeitig zu erfüllen sind. Da für manche Vorgänge die mathematischen Gesetze (noch) nicht bekannt sind und fast jedes praktisch brauchbare Gleichungssystem Teilvorgänge vernachlässigen muß, sind mathematische Modelle nicht uneingeschränkt anwendbar.

In der Feuerungstechnik benutzt man physikalische Modelle, um die Ausbildung von

Strömungs-, Mischungs- und Reaktionsfeldern, die Größe von Druckverlusten, Aufenthaltszeiten und deren Verteilungsfunktion zu untersuchen, oder um Austauschvorgänge, Brennraumbelastungen, aber auch Erosions-, Korrosions- und Ablagerungsvorgänge kennenzulernen. Mit Hilfe von mathematischen Modellen werden Strömungs-, Reaktions- und Wärmetauschvorgänge und deren Zusammenwirken untersucht (Günther 1984).

Nachfolgend werden in diesem Kapitel drei Ansätze vorgestellt, die von grundlegender Bedeutung sind und in vielen Veröffentlichungen zitiert werden.

2.2 Das Modell von Saito, Quintiere und Williams (1986)

2.2.1 Kurzfassung

Mechanismen und Größenordnungen senkrechter Ausbreitung turbulenter Flammen entlang *thermisch dicken* senkrechten Platten wurden für nicht-verkohlende⁵ und für verkohlende Brennstoffe untersucht. Durch Einführung der Zeitabhängigkeit der Massenverlustrate eines verkohlenden Brennstoffes erhält man eine lineare Integralgleichung vom Voltterraschen Typ für die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Meßwerte der Ausbreitungsgeschwindigkeiten, der Flammenhöhen und der Oberflächentemperaturentwicklung über PMMA und Holzwerkstoffplatten aus Douglasie für Flammen, die durch einen Liniengasbrenner veränderlicher Leistung am Fuß der Brennstoffoberflächen gezündet und gestützt werden, werden angegeben. Ungedämpfte Ausbreitung tritt bei dem synthetischen Polymer auf, nicht aber beim Holz. Vergleiche der Meßwerte mit der Theorie unterstützen die Bestimmung charakteristischer Brennstoffparameter.

2.2.2 Einleitung

Kritisch bei Schadfeuern ist die Flammenausbreitung entlang senkrechter Oberflächen nach oben wegen der ihr innewohnenden großen Geschwindigkeit und der potentiellen Folgen der Brandausbreitung auf die Umgebung. Viele Versuchs- und Prüfanordnungen für Entflammbarkeitsexperimente wurden entworfen, um diese Gefahr darzustellen und zu versuchen, den relativen Beitrag eines Materials zur Brandausbreitung zu beurteilen. Leider existiert keine allgemeine Versuchsvorschrift, mit der die Voraussage eines Materialverhaltens für senkrechte Flammenausbreitung möglich ist. Es wurde einiges an Forschungsarbeit geleistet, die bei der Entwicklung eines allgemein anwendbaren Vorhersagemodells für Ausbreitung nach oben hilfreich sein kann.

Rezensionen über die Flammenausbreitung beinhalten auch Forschungsvorhaben über Ausbreitung nach oben⁶. Es gibt eine Vielzahl an theoretischen und experimentellen

⁵ verkohlen: Bilden von kohlenstoffhaltigen Rückständen bei Pyrolyse oder unvollständiger Verbrennung. Bei der Übertragung der Terminologie wurde versucht, möglichst nah am Normentwurf der DIN EN ISO 13943 *Brandschutz: Vokabular* vom Dezember 1999 zu bleiben.

⁶ Literaturstelle 1 von Saito et al. (1986).

Untersuchungen über die unidirektionale oder aufwärts gerichtete Ausbreitung⁷. Die einen behandeln die Ausbreitung entlang *thermisch dünner* Materialien, die anderen befassen sich mit *thermisch dicken* Materialien. Die betrachteten Abmessungen sind klein genug (z. B. in Bezug auf die Flammenhöhe), um Ausbreitungsprozesse bei laminarer Strömung untersuchen zu können. Hier werden *thermisch dicke* Brennstoffe betrachtet, die so dick sind, daß sie nicht vollständig während des Ausbreitungsprozesses abbrennen. Die untersuchte Ausbreitung erfolgt entlang einer ebenen Platte nach oben und ist so schnell, daß die Strömung turbulent wird. Die systematischen Messungen von Kishitani et al.⁸ wurden mit 25 cm hohen Proben aus PMMA und Spanplatten durchgeführt, eine Abmessung, die annähernd mit den Bedingungen für einsetzende Turbulenz übereinstimmt. Die einzigen früheren Versuche mit zweidimensionaler Ausbreitung, die sicher im Bereich turbulenter Strömung lagen, sind die von Orloff et al. (1975), bei denen PMMA-Platten verwendet wurden, die 3,56 m hoch waren.

Ein Ziel der Arbeit von SQW ist es, diese Messungen turbulenter Ausbreitung auf andere Materialien und andere Zündbedingungen zu übertragen. Die Pyrolyse von Feststoffen schwankt während der Flammenausbreitung nach oben, was dazu beiträgt, daß der Prozeß extrem schwankend ist. Die lokale Massenverlustrate von Thermoplasten wächst mit der Zeit, während sie für verkohlende Materialien eventuell mit der Zeit abnimmt. Michael A. Delichatsios⁹ benennt kritische Bedingungen für das Auftreten senkrechter Ausbreitung entlang nach oben verkohlender Wände. Um eine Brandausbreitung sicherzustellen, wurde bei den vorgestellten Versuchen ein linienförmiger Diffusionsflammenbrenner (CH₄) am Fuß der senkrechten Probe verwendet. Hier werden sowohl für PMMA als auch für Spanplatten Ergebnisse der Messungen vorgestellt. Als Interpretationsbasis der experimentellen Ergebnisse wird zunächst ein theoretischer Ansatz vorgestellt, der die Ausbreitung entlang verkohlender Brennstoffe beinhaltet. Anschließend werden die Experimente und ihre Ergebnisse vorgestellt und Vergleiche mit der Theorie diskutiert.

2.2.3 Theoretische Betrachtungen

2.2.3.1 Gewöhnliches Abbrandverhalten

Die Verbrennung verkohlender Materialien läßt sich wegen der Komplexität der Einzelvorgänge nur schwer beschreiben. Die Komplexität des gewöhnlichen Abbrandverhaltens verkohlender Brennstoffe versucht man, in vereinfachten Modellen¹⁰ darzustellen. Das gegenwärtige Wissen über das gewöhnliche Abbrandverhalten, das von der Ausbildung einer Kohleschicht begleitet wird, ist unvollständig und muß weiter erforscht werden. Die durchgeführten Studien zeigen klar, daß die Gasbildungsrate auch bei einem konstanten Energieeintrag zeitabhängig bleibt. Die flächenbezogene Massenverlustrate

⁷ Literaturstellen 2–13 von Saito et al. (1986).

⁸ Literaturstelle 13 von Saito et al. (1986).

⁹ Literaturstelle 14 von Saito et al. (1986).

¹⁰ Literaturstellen 14–18 von Saito et al. (1986).

\dot{m}'' als eine Funktion der Zeit t (an einem festen Ort z) für ein dickes zellulosehaltiges Material, dessen Oberfläche ab dem Zeitpunkt $t = 0$ einem konstanten Energiestrom ausgesetzt wird, ist in *Abbildung 4* schematisch als Kurve 0 dargestellt. Eine sehr grobe Näherung an die experimentellen Beobachtungen wäre

$$\dot{m}'' = \begin{cases} \dot{m}_0'' = \text{konstant} & \text{für } 0 < t < t_g \\ 0 & \text{für } t \geq t_g \end{cases},$$

wie in Kurve 1 dargestellt. Alternativ führen verschiedene Modellvereinfachungen¹¹ zur theoretisch vorhergesagten Hyperbel zweiter Ordnung in Abhängigkeit von $t - t_0$, wie in der *Abbildung 4* als Kurve 2 gezeigt. Zur Beschreibung senkrechter Ausbreitung wird vereinfachend angenommen, daß nach seiner Zündung jedes Oberflächenelement mit individueller Zündzeit t_0 die gleiche Entwicklung der Gasbildungsrate

$$\dot{m}'' = \dot{m}''(t - t_0) \qquad \text{Gleichung 1}$$

unabhängig von seiner Lage aufweist. Obwohl eine allgemeine funktionelle Form von *Gleichung 1* in der Analyse der Vorgänge verwendet werden könnte, werden die beiden vereinfachten Modelle, die in *Abbildung 4* als Kurven 1 und 2 wiedergegeben sind, verwendet.

Die Reaktion von nicht-verkohlenden Materialien wie PMMA auf eine konstante Energiezufuhr wird hinreichend genau von Kurve 1 in *Abbildung 4* mit $t_g \rightarrow \infty$ angenähert. Deshalb kann die sich bildende Kohleschicht als eine wachsende Schutzschicht betrachtet werden, die für das Material eine begrenzte charakteristische Vergasungszeit t_g bedingt. Wenn die Energiezufuhr mit der Zeit variieren sollte, dann würde $\dot{m}''(t - t_0)$ sich dementsprechend ändern, aber eine Universalfunktion könnte immer noch existieren. Die Hypothese wird deshalb als sehr flexibel angesehen. Die mit der Brandausbreitung zusätzlich verbundenen Komplikationen verursachen das ein wenig phänomenologische Niveau der von SQW verwendeten Beschreibung der Kohleschichtbildung.

¹¹ Literaturstellen 14&18 von Saito et al. (1986).

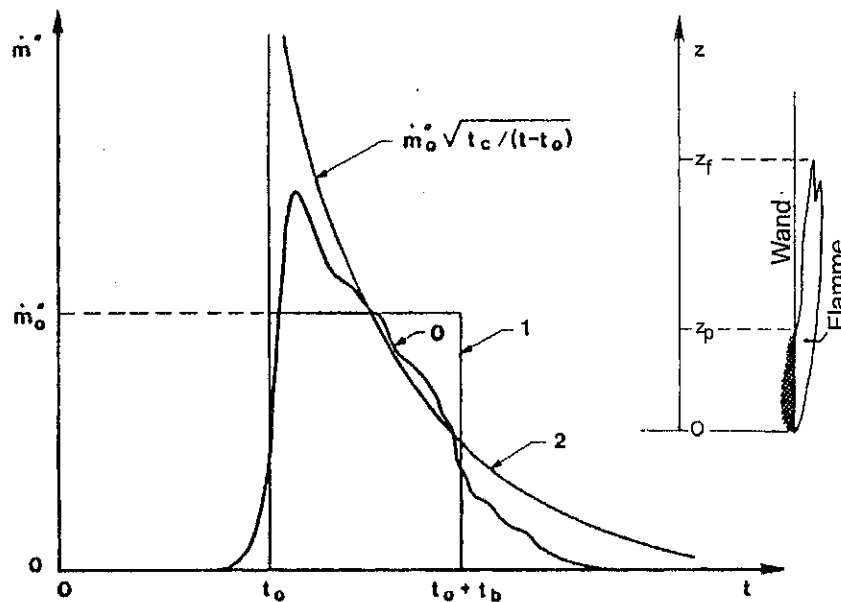


Abbildung 4: Darstellung der Massenverlustrate eines verkohlenden Materiales bei einem konstanten Wärmestrom und des Ausbreitungsmodells

$\{t_c = t_g/2\}$ (SQW).

2.2.3.2 Beschreibung der Ausbreitungsmechanismen

Die Brandausbreitung ist eine Folge der Aufheizung des noch nicht gezündeten Teiles des Brennstoffes auf diejenige Temperatur, bei der eine ausreichend starke Pyrolyse einsetzt. Diese Aufheizung ist eine Folge der konvektiven und radiativen Wärmeübertragung von den Flammen zur Brennstoffoberfläche. Die senkrechte Ausdehnung der Platte wird mit der Variablen z bezeichnet, wobei

$z = 0$ an der Basis,

$z = z_p$ am oberen Ende der Pyrolysezone und

$z = z_f$ die durchschnittliche Höhe der sichtbaren Flammenspitze ist.

Vereinfachend wird angenommen, daß der für die Ausbreitung verantwortliche Wärmeübergang nur oberhalb von z_p stattfindet ($z \geq z_p$), da Wärmeleitung und Wärmestrahlung in z -Richtung im Feststoff vernachlässigt werden.

Bei gleichmäßigem Brennen am Fuß der senkrechten Wand ist in Versuchen von Quintiere et al. (1986) ein Wärmestrom \dot{q}'' von den Flammen zur Wand gemessen worden, der mit z/z_f korreliert und in einer ersten groben Näherung

$$\dot{q}'' = \begin{cases} \dot{q}_0'' = \text{konstant} \approx 25 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} & \text{für } 0 < z < z_f \\ 0 & \text{für } z \geq z_f \end{cases}$$

Gleichung 2

für den Größenbereich der Versuche von SQW ist, so daß z_f ein guter Maßstab für den Bereich ist, über den die hauptsächliche Wärmeübertragung erfolgt.

Unter Anwendung der von Emmons (1963) diskutierten und von Williams (1977) angegebenen *Fundamentalgleichung der Brandausbreitung (Gleichung 3)*, kann eine Beziehung für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit hergeleitet werden. Diese Gleichung betrachtet die vor der vorrückenden Flamme übertragene flächenbezogene Nettowärmeleistung \dot{q}'' und die zur Aufheizung des Brennstoffes von seiner Anfangstemperatur T_∞ auf seine Zündtemperatur $T_{\text{zünd}}$ erforderliche Energie. Diese Energie wird der (flächen- und zeitbezogenen) Enthalpieänderung in demjenigen Kontrollvolumen des Brennstoffes gleichgesetzt, das ein Beobachter überstreicht, der sich mit der Flammenfront bewegt. Im Gleichgewicht gilt

$$\rho \cdot v \cdot \Delta h = \dot{q}'' \quad \text{Gleichung 3}$$

mit der Dichte des Brennstoffes ρ , der Ausbreitungsgeschwindigkeit v und der massenbezogenen Enthalpieänderung Δh des Brennstoffes bei Erwärmung von T_∞ auf $T_{\text{zünd}}$. Bei \dot{q}'' handelt es sich um den netto an die Oberfläche übertragenen Wärmestrom.

Mit Zündtemperatur wird in diesem Zusammenhang die Temperatur einer festen oder flüssigen Oberfläche bezeichnet, die mit einer ausreichenden Umsetzung des Brennstoffes in die Gasphase für eine fremdgezündete Verbrennung einhergeht. Bei flüssigen Brennstoffen wird diese Temperatur Flammpunkt genannt, bei Feststoffen hängt sie von der Kinetik der thermischen Zersetzung ab. Vereinfachend wird angenommen, daß die Materialeigenschaften der kondensierten Phase beim Aufheizen auf die Zündtemperatur konstant sind; daher gilt für die Änderung der spezifischen Enthalpie:

$$\Delta h = c_p (T_{\text{zünd}} - T_\infty) \quad \text{Gleichung 4}$$

mit der Wärmekapazität c_p des Feststoffes oder der Flüssigkeit. Damit ist eine begriffliche Formulierung für die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit v eingeführt worden.

Für einen gegebenen Wärmestrom wird v größer, wenn die Dichte des Brennstoffes abnimmt. Sie wächst über alle Grenzen, wenn T_∞ gegen $T_{\text{zünd}}$ geht.

Feststoffe mit geringer Dichte können demzufolge eine erhöhte Flammenausbreitungsgefahr aufweisen. Eine Erhöhung der Oberflächentemperatur vor der vorrückenden Flamme durch Konvektion und Wärmestrahlung aus einer sich ausbildenden oberen Zone hat eine erhöhte Ausbreitungsgeschwindigkeit zur Folge.

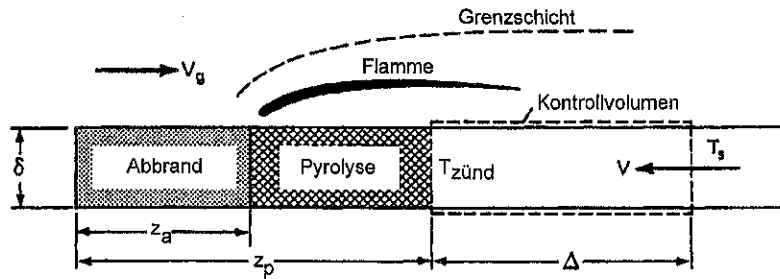


Abbildung 5: Skizze zur Energiebilanz bei der Flammenausbreitung in Strömungsrichtung

(Quintiere 1995a).

Eine Energiebilanz über das Kontrollvolumen in *Abbildung 5* führt zu

$$\rho \delta c_p (T_{\text{zünd}} - T_{\infty}) v = \dot{q}'' \Delta \quad \text{Gleichung 5}$$

mit der Stärke des aufgeheizten Materials δ und der Länge der Vorwärmzone Δ , in der die Wärmeübertragung von Flamme und heißen Verbrennungsprodukten in der Grenzschicht erfolgt.

Im hier betrachteten *thermisch dicken* Fall ist δ die thermische Eindringtiefe. Aus der Theorie der Wärmeleitung (Lösung der Fourierschen Wärmeleitungsgleichung) folgt (Martin 1994, Grigull und Sandner 1979):

$$\delta = \sqrt{\frac{\pi \lambda}{4 \rho c_p} t} \quad \text{Gleichung 6}$$

mit der Zeit

$$t = \frac{\Delta}{v}, \quad \text{Gleichung 7}$$

die die Pyrolysefront benötigt, um die Länge Δ des Kontrollvolumens in *Abbildung 5* zurückzulegen.

Einsetzen von *Gleichung 6* und *Gleichung 7* in *Gleichung 5*, und Auflösen nach v ergibt (Quintiere 1995a):

$$v = \frac{4(\dot{q}'')^2 \Delta}{\pi \lambda \rho c_p (T_{\text{zünd}} - T_{\infty})^2} \quad \text{Gleichung 8}$$

Für die Ermittlung der Ausbreitungsgeschwindigkeit wird darüberhinaus vorausgesetzt, daß während der Ausbreitungsdauer ($T_\infty \rightarrow T_{\text{zünd}}$) das betrachtete Element seine Grenzen nicht ändert, das heißt, $\Delta = z_f - z_p = \text{konstant}$. Dann folgt für die senkrechte Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pyrolysefront entlang *thermisch dicker* Platten:

$$v_p = \frac{4\dot{q}_0'^2 (z_f - z_p)}{\pi \lambda \rho c_p (T_p - T_\infty)^2} \quad \text{Gleichung 9}$$

mit den Brennstoffwerten Wärmeleitfähigkeit λ , Dichte ρ , Wärmekapazität c_p sowie der Umgebungstemperatur T_∞ und der Zünd- beziehungsweise Pyrolysetemperatur T_p des Brennstoffes.

Mit der für die Ausbreitung charakteristischen Zündzeit

$$\tau = \frac{\pi \lambda \rho c_p (T_p - T_\infty)^2}{4\dot{q}_0'^2}, \quad \text{Gleichung 10}$$

die nur von Brennstoffwerten, der Umgebungstemperatur und der Leistung abhängt, mit der die Flamme den Brennstoff aufheizt, kann *Gleichung 9* umgeschrieben werden in

$$v_p = \frac{z_f - z_p}{\tau}. \quad \text{Gleichung 11}$$

Um die Beschreibung der zeitabhängigen Ausbreitung zu vereinfachen, wird angenommen, daß in *Gleichung 11* $z_f - z_p$ variabel und τ eine charakteristische Zeit für die senkrechte Ausbreitung und annähernd konstant ist. Da sich *Gleichung 11* unter den angenommenen Voraussetzungen nicht genau vom verwendeten Wärmeleitungsproblem ableiten läßt, wird die Eignung anhand von Versuchsdaten überprüft.

2.2.3.3 Flammenlänge

Um mit der Wärmestromverteilung aus *Gleichung 2* zu *Gleichung 11* zu gelangen, benötigt man einen Ausdruck für $z_f - z_p$, um v_p zu erhalten. Definitionsgemäß gilt

$$z_p(t) = z_{p0} + \int_0^t v_p(t_p) dt_p \quad \text{Gleichung 12}$$

mit z_{p0} als Anfangswert von z_p zur Zeit $t = 0$ und t_p als Integrationsvariable. Für die Flammenlänge werden Beziehungen benötigt, um z_f zu erhalten. Unter Berücksichtigung einer Zündflamme am Fuß der Wand mit einer längenbezogenen Leistung \dot{q}'_b besteht die auf die Breite der brennenden Zone bezogene Gesamtenergiefreisetzungsrate aus

$$\dot{q}'_{\text{ges}} = \dot{q}'_b + q \int_0^z \dot{m}'' dz,$$

wobei \dot{m}'' die in 2.2.3.1 *Gewöhnliches Abbrandverhalten* eingeführte flächenbezogene Massenverlustrate des Brennstoffes und q die Wärmemenge ist, die pro umgesetzter Brennstoffmasseneinheit frei wird.

Beziehungen für Flammenlängenkorrelationen lassen sich aufgrund von Versuchsergebnissen durch Potenzfunktionen von der Form

$$z_f = K_n \left(\dot{q}'_b + q \int_0^{z_p} \dot{m}'' dz \right)^n \quad \text{Gleichung 13}$$

mit den Konstanten K_n und n in guter Näherung darstellen. Versuche mit gleichmäßigen Wandflammen im hier interessanten Größenbereich stützen *Gleichung 13* mit $n = 2/3$. Für Flammen auf offenen Wänden ist $K_{2/3} \approx 1 \text{ cm}/(\text{W}/\text{cm})^{2/3}$, wobei $K_{2/3}$ hier um 25% größer ist als bei Wänden, die durch Seitenwände geschützt sind. Daten von Versuchsbränden mit Plexiglas mit $\dot{q}'_b = 0$ sind geeignet, um die Eignung von *Gleichung 13* für die senkrechte Ausbreitung zu testen, da bei diesen \dot{m}'' annähernd konstant ist, so daß z_f nach *Gleichung 13* proportional zu z_p^n wird. Versuchsergebnisse aus der Literatur und der durchgeführten Studie (SQW) werden in *Abbildung 6* gezeigt. Dort ist die Flammenhöhe auf der Ordinate in Abhängigkeit von der Länge der Pyrolysezone dargestellt. Die Methoden, die zur Gewinnung der Daten angewendet wurden, werden später beschrieben.

Aus *Abbildung 6* geht hervor, daß die Steigungen der Kurven der Ausbreitungsversuche tendenziell größer als die der gleichmäßig brennenden Wand sind. SQW führen dies auf die höhere Pyrolyserate im Bereich anwachsender Wärmeströme im oberen Teil des pyrolysierenden Brennstoffes während der Ausbreitung zurück. Der Ansatz einer geringeren Steigung und damit relativ abnehmender Flammenlänge bei großem z_p in den Daten von Kishitani et al. kann auf den Einfluß der Dicke (nur 4 mm) der Brennstoffplatten zurückgeführt werden. Daß die Werte von Orloff et al. (1975) über den von SQW gefundenen liegen, hängt damit zusammen, daß von Orloff et al. im Gegensatz zu SQW Seitenwände verwendet wurden, welche durch Rückreflexionen einen geringeren Wärmeabfluß zu den Seiten zu Folge hatten. Weiter kann man aus *Abbildung 6* erkennen, daß innerhalb der Genauigkeit der hier vorgestellten Meßwerte der Exponent n in *Gleichung 13* gleich 1 gesetzt werden kann, wenn $\dot{q}'_b = 0$ ist (in *Abbildung 6* fehlt die Legende aus *Abbildung 9*, die besagt, daß die Versuche mit abgeschaltetem Brenner mit Punkten und die mit eingeschaltetem Brenner mit Kreisen bezeichnet werden). Wachsendes \dot{q}'_b läßt eine Verringerung von n auf den stationären Wert von $2/3$ erwarten, was durch die gestrichelte Linie in *Abbildung 6* angedeutet wird. Selbst für Situationen, unter denen n den Wert von $2/3$ erreicht, liefert der Gebrauch von $n = 1$ in *Gleichung 13* annähernd korrekte theoretische Vorhersagen. Hiervon wird später zur Vereinfachung gelegentlich Gebrauch gemacht werden.

Zur Verwendung in *Gleichung 11* wäre eine Potenzgesetzabhängigkeit von $z_f - z_p$ einfacher als die von z_f in *Gleichung 13*. Jedoch zeigen die Daten für $z_f - z_p$ eine merklich schlechtere Korrelation.

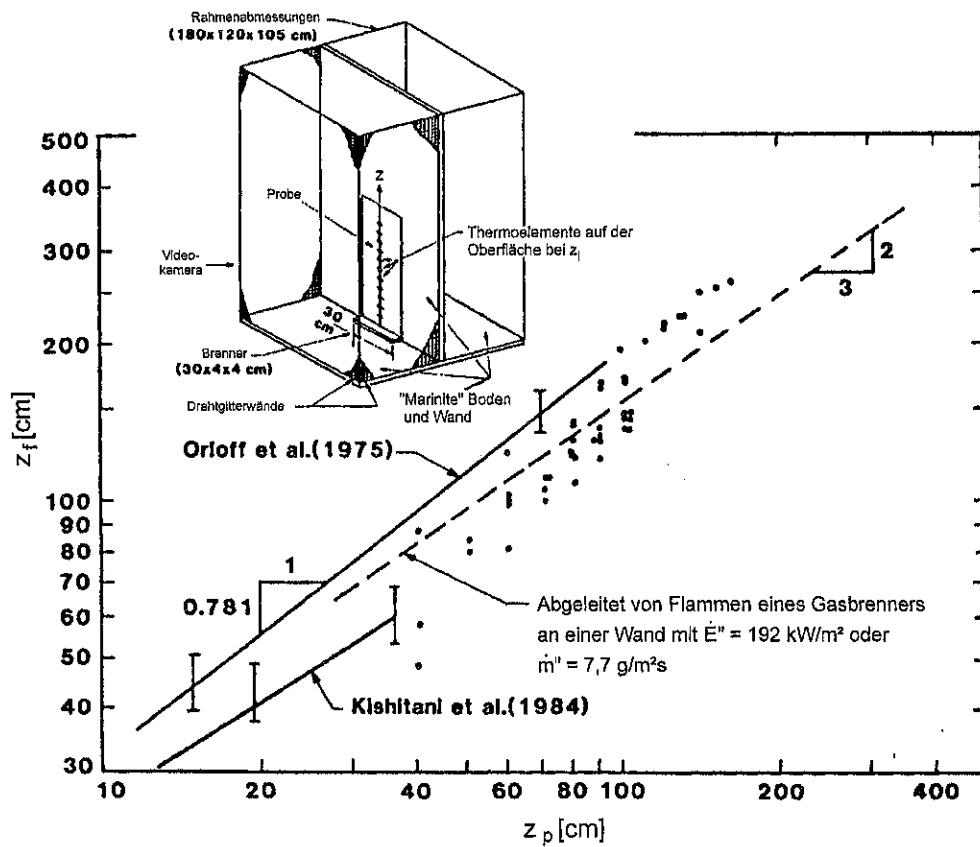


Abbildung 6: Beziehung zwischen Flammenlänge und Pyrolyselänge für aufwärts gerichtete Flammenausbreitung entlang *thermisch dicker* Platten aus PMMA und schematische Darstellung des Versuchsaufbaus von SQW (SQW 1986).

2.2.3.4 Modell für nicht-verkohlende Brennstoffe

Für einen nicht-verkohlenden Brennstoff wie z. B. PMMA ist die Anwendung von *Gleichung 11*, *Gleichung 12* und *Gleichung 13* relativ einfach. Da $v_p = dz_p/dt$ und \dot{m}'' im Bereich $0 < z < z_p$ unabhängig von z ist, erhält man die gewöhnliche Differentialgleichung 1. Ordnung

$$\frac{dz_p}{dt} = \frac{K_n (\dot{q}'_b + \dot{E}'' z_p)^n - z_p}{\tau} \quad \text{Gleichung 14}$$

mit den bekannten Konstanten τ , n , K_n und $\dot{E}'' = q\dot{m}''$. Die Leistung der Zündflamme wird von SQW ebenfalls als eine einstellbare Funktion der Zeit vorausgesetzt. Für $n = 1$ ist die Gleichung linear und leicht auflösbar. z_p wächst anfangs immer linear mit t (wenn anfangs $z_{p0} > z_{p0}$) und das Langzeitverhalten hängt vom Vorzeichen von $K_n \cdot \dot{E}'' - 1$ ab:

- Für $K_n \cdot \dot{E}'' > 1$ (eine Bedingung, die beispielsweise für PMMA gilt und aus *Abbildung 6* mit $K_n \cdot \dot{E}'' \approx 2$ abgeschätzt werden kann) wird $z_p(t)$ beschleunigt und ein exponentielles Anwachsen von z_p mit t wird erreicht, wenn $z_p \gg \dot{q}'_b / \dot{E}''$ wird.
- Für $K_n \cdot \dot{E}'' < 1$ (eine Bedingung, die für nicht-verkohlende Brennstoffe unrealistisch ist, wenn z_f ohne stützende Zündflamme kleiner als z_p ist) wird $z_p(t)$ in Ermangelung eines beschleunigend wirkenden $\dot{q}'_b(t)$ verzögert und die Ausbreitung der Pyrolysefront endet eventuell bei

$$z_p = K_n \dot{q}'_b / (1 - K_n \dot{E}''),$$

was mit $z_f = z_p$ übereinstimmt. Wenn jedoch *Gleichung 11* gültig bleibt, muß die Flammenlängenbeziehung von *Gleichung 13* mit $n = 1$ für nicht-verkohlende Brennstoffe versagen, bevor in *Gleichung 14* $z_f = z_p$ wird.

Für $n < 1$ nehmen die Lösungen von *Gleichung 14* ähnliche Werte wie die meisten Beziehungen für $n = 1$ an; der einzige Unterschied ist der, daß die Höhe der Pyrolysezone einen konstanten Wert von z_p nicht überschreitet, solange $\dot{q}'_b(t)$ nicht ausreichend stark beschleunigend wirkt, z. B. für $\dot{q}'_b(t) = 0$ und $n = 2/3$:

$$z_p = K_n^3 \cdot \dot{E}''^2 \left(1 - \frac{1 - z_{p0}^{1/2}}{K_n \cdot \dot{E}''^{1/2}} \right) \exp\left(\frac{-t}{3\tau}\right), \quad \text{Gleichung 15}$$

also eine kubische Beschleunigung, $z_p \sim t^3$, für kleine Werte von t/τ , wenn z_{p0} hinreichend klein ist, aber für $t/\tau \rightarrow \infty$ folgt $z_p \rightarrow K_n^3 \dot{E}''^2$ mit $dz_p/dt \rightarrow 0$. Allgemein zeigt *Gleichung 14*, daß immer dann $dz_p/dt = 0$, wenn

$$\frac{z_p}{z_{p\infty}} = \left(1 + \frac{Az_{p\infty}}{z_p} \right)^{\frac{n}{1-n}} \quad \text{Gleichung 16}$$

mit $A = \dot{q}'_b / (\dot{E}'' z_{p\infty})$ als dimensionsloser Größe für \dot{q}'_b und $z_{p\infty} = (K_n \cdot \dot{E}''^n)^{1/(1-n)}$ als Grenzwert für z_p , wenn $t \rightarrow \infty$ und $A = 0$. Für *Gleichung 16* existiert eine einzige Lösung, die für $A \ll 1$ näherungsweise $z_p = z_{p\infty} [1 + A n / (1 - n) + \dots]$ und für $A \gg 1$ näherungsweise $z_p = z_{p\infty} A^n (1 + n/A^{1-n} + \dots)$ wird. Jedesmal, wenn in diesem Ausdruck $dz_p/dt \rightarrow 0$ geht, korrespondiert die Situation mit $z_f = z_p$ und entweder *Gleichung 11* oder die Flammenlängenbeziehung wird notwendigerweise ungültig. Daher sollte der Gültigkeitsbereich des Modells für nicht-verkohlende Brennstoffe auf Bedingungen beschränkt werden, unter denen eine beschleunigte Ausbreitung zu erwarten ist.

2.2.3.5 Modell für verkohlende Brennstoffe

Bei der Verbrennung eines kohleschichtbildenden Brennstoffes wie z. B. Holz ist die Anwendung von *Gleichung 11*, *Gleichung 12* und *Gleichung 13* wegen der z -Abhängigkeit von \dot{m}'' in *Gleichung 13* komplizierter. Als Vereinfachung für die Versuche von SQW wird angenommen, daß \dot{q}'_b zum Entzünden des Brennstoffes konstant \dot{q}'_0 ist, daß

der Zündbrenner einen über der Höhe der Zündflamme konstanten Energiestrom $K_n \dot{q}'_0{}^n$ zum Brennstoff liefert und daß sonst keine Wärme übertragen wird. Dies führt zum Zeitpunkt der Entzündung ($t = 0$) zu einem Startwert der Pyrolysefront, unter der weiteren Annahme, daß sich der Brand vertikal nach oben ausbreitet und dies zunächst in einer „waagerechten Linie“, von $z_{p0} = K_n \dot{q}'_0{}^n$. Die Anfangsbedingung zur Integration ist dann

$$z_p = z_{p0} \equiv K_n \dot{q}'_0{}^n, \text{ mit } z_f = z_{f0} \equiv K_n [\dot{q}'_0{}^n + q \dot{m}''(0) z_{p0}]^n,$$

wobei $\dot{m}''(0)$ der Wert der allgemeinen Funktion $\dot{m}''(t - t_0)$ aus *Abbildung 4* bei $t = t_0$ ist. In vermutlicher Übereinstimmung mit der physikalischen Realität der meisten Versuche nehmen SQW an, daß

$$K_n [q \dot{m}''(0) z_{p0}]^n > z_{p0}. \quad \text{Gleichung 17}$$

Hieraus folgt, daß die anfängliche Geschwindigkeit der Pyrolysefront

$$v_{p0} = \frac{z_{f0} - z_{p0}}{\tau}$$

positiv ist, auch wenn der Zündbrenner im Moment der Zündung abgeschaltet wird (das heißt, wenn $\dot{q}'_b(0) = 0$). Wenn *Gleichung 17* nicht erfüllt wird, kann ein Stagnieren der Ausbreitung auftreten und die Formulierung ist ungeeignet, zumindest, wenn $\dot{q}'_b(0)$ zu klein ist, wie zuvor für nicht-verkohlende Brennstoffe diskutiert wurde. Es ist zu beachten, daß es für $n < 1$ prinzipiell immer möglich ist, \dot{q}'_0 so groß zu wählen, daß z_{p0} zu groß wird, um *Gleichung 17* zu erfüllen.

Das Integral in *Gleichung 13* kann umgeschrieben werden in

$$\int_0^{z_p} \dot{m}'' dz = \int_0^{z_{p0}} \dot{m}'' dz + \int_{z_{p0}}^{z_p} \dot{m}'' dz = z_{p0} \dot{m}''(t) + \int_0^t \dot{m}''(t - t_p) v_p(t_p) dt_p \quad \text{Gleichung 18}$$

mit der Geschwindigkeit der Pyrolysefront zur Zeit t_p :

$$v_p(t_p) = \left. \frac{dz}{dt} \right|_{t=t_p}.$$

Einsetzen von *Gleichung 18* in *Gleichung 13* gefolgt von der Substitution dieses Ergebnisses und *Gleichung 12* in *Gleichung 11* ergibt eine nichtlineare Integralgleichung für $v_p(t)$. Mit der einschränkenden Annahme, daß $n = 1$ ist, folgt:

$$v_p(t) = v_{p0} + \frac{\int_0^t [K_1 q \dot{m}''(t - t_p) - 1] v_p(t_p) dt_p - K_1 q [\dot{m}''(0) - \dot{m}''(t)] z_{p0} - K_1 [\dot{q}'_b(0) - \dot{q}'_b(t)]}{\tau}$$

$$\text{Gleichung 19}$$

Mit den dimensionslosen Größen $\xi = t / \tau$, $\xi' = t_p / \tau$ und $V(\xi) = v_p(t)/v_{p0}$ wird Gleichung 19 zu

$$V(\xi) = \int_0^{\xi} F(\xi - \xi') V(\xi') d\xi' + G(\xi), \quad \text{Gleichung 20}$$

mit dem Kern

$$F(\xi) = K_1 q \dot{m}''(t) - 1 \quad \text{Gleichung 21}$$

und dem Wachstumsterm

$$G(\xi) = 1 - K_1 q [\dot{m}''(0) - \dot{m}''(t)] \frac{z_{p0}}{z_{t0} - z_{p0}} - K_1 [\dot{q}'_b(0) - \dot{q}'_b(t)] \frac{1}{z_{t0} - z_{p0}} \quad \text{Gleichung 22}$$

in dem $\frac{z_{p0}}{z_{t0} - z_{p0}} = [K_1 q \dot{m}''(0)]^{-1}$ ist, wenn $\dot{q}'_b(0) = \dot{q}'_0$.

- ☒ Gleichung 20 ist inhomogen und vom Volterraschen Typ.
- ☒ Um den Charakter der Lösung von Gleichung 20 zu verstehen, wird zunächst das Anfangsverhalten für $\xi \ll 1$ betrachtet. Da angenommen wurde, daß für $\dot{q}'_b(0) = 0$ $v_{p0} > 0$ oder anders ausgedrückt, mit $n = 1$ wird $K_1 q \dot{m}''(0) > 1$, kann man zeigen, daß $F(0) > 0$ und daß die Kurzzeitlösung für Gleichung 20 $V(\xi) = 1 + [F(0) + G'(0)] \xi + \dots$ lautet, mit $G'(0) = (K_1/v_{p0}) [q z_{p0} (d\dot{m}''/dt)_0 + (d\dot{q}'_b/dt)_0]$ wobei die Indizes 0 an den Ableitungen bedeuten, daß sie für $t = 0+$ ausgewertet werden. Wenn $\dot{q}'_b(0) = \dot{q}'_b(t)$ ist, folgt $d\dot{q}'_b/dt = 0$ und aus Abbildung 4 kann abgelesen werden, daß $G'(0)$ Null oder negativ ist (da $(d\dot{m}''/dt)_0$ Null oder negativ wird). Folglich ist die anfängliche Bewegung der Pyrolysefront beschleunigt. Das bedeutet, $v_p(t)$ wächst mit der Zeit, wenn $F(0) + G'(0) > 0$, das heißt, wenn (falls $(d\dot{q}'_b/dt)_0 = 0$)

$$K_1 q \dot{m}''(0) > 1 - K_1 q (d\dot{m}''/dt)_0 (z_{p0}/v_{p0})$$

ist. Diese Bedingung wird für Kurve 1 in Abbildung 4 erfüllt, für die $(d\dot{m}''/dt)_0 = 0$ gilt. Sie kann durch ein schnelles Abfallen der Gasbildungsrate verletzt werden, wie in Kurve 2 von Abbildung 4; Kurve 2 selbst kann hier für $t \rightarrow t_0$ nicht verwendet werden, da hier $\dot{m}''(0) \rightarrow \infty$ und damit die Flammen anfangs unendlich hoch wären. Das in Versuchen beobachtete Verhalten der Gasbildungsrate in der Nähe von $t = t_0$ (Kurve 0 in Abbildung 4) zeigt deutlich, daß

$$K_1 q \dot{m}''(0) > 1 - K_1 q (d\dot{m}''/dt)_0 (z_{p0}/v_{p0})$$

und daß hierbei die anfängliche Bewegung der Pyrolysefront beschleunigt ist. Tatsächlich ist anfänglich der Grad des Kohleschichtaufbaus nicht in der Lage, die Gasbildungs-

rate entscheidend zu verringern und das Anfangsverhalten ist dem eines nicht-verkohlenden Brennstoffes ähnlich.

Obwohl von der anfänglichen Entwicklung erwartet wird, daß sie beschleunigt ist, kann das Langzeitverhalten deutlich von dem eines nicht-verkohlenden Brennstoffes abweichen; ein natürlicher Hang zur Verzögerung kann nun auftreten. Um dies nachzuweisen, wird zuerst die Abwesenheit einer stark beschleunigend wirkenden Zündflamme, $G(\xi) < 1$ für genügend große Werte von ξ , untersucht. Folglich muß der inhomogene Term in *Gleichung 20* relativ unwichtig werden, wenn $V(\xi)$ auf einen Wert deutlich größer als 1 angewachsen ist. Daher wird das Anfangsverhalten unwichtig, so daß die untere Integrationsgrenze nach $\xi' = -\infty$ ausgedehnt werden kann. Die Gleichung erlaubt dann eine Lösung in der Form von $V(\xi) = V_0 \exp(\alpha \xi)$, was Substitution erfordert:

$$\int_0^{\infty} F(\xi) e^{-\alpha \xi} d\xi = 1. \quad \text{Gleichung 23}$$

Diese Integralgleichung legt α durch die für die Entwicklung der Kohleschicht charakteristischen dimensionslosen Parameter, $a \equiv K_1 q \dot{m}_0''$ und $b \equiv t_a/\tau$, fest.

Für Kurve 1 in *Abbildung 4* ergibt die Anwendung von *Gleichung 21* und *Gleichung 23* und die Auswertung des Integrals:

$$1 + \alpha = a(1 - e^{-ab}) \quad \text{Gleichung 24}$$

während Kurve 2 mit der Auswahl $t_c = t_g/2$

$$1 + \alpha = \sqrt{\frac{\pi}{2}} a \sqrt{b} \sqrt{\alpha} \quad \text{Gleichung 25}$$

ergibt.

Notwendige Bedingungen für die Existenz von Lösungen für $\alpha(>0)$ sind

$$\begin{aligned} a b \gg (1 + b) + \ln(ab) & \quad \text{für Gleichung 24 und} \\ a \sqrt{b} > 2\sqrt{2/\pi} & \quad \text{für Gleichung 25;} \end{aligned}$$

beide Bedingungen erfordern eine ausreichend große Pyrolyserate ($K_1 q \dot{m}_0''$) und einen ausreichend großes Verhältnis von Pyrolysezeit zu Ausbreitungszeit (t_a/τ), damit eine beschleunigte Ausbreitung auftritt.

Ein einfaches Kriterium für die anhaltende Beschleunigung, abgeleitet von dem mit Kurve 2 in *Abbildung 4* korrespondierenden Modell, ist

$$K_1 q \dot{m}_0'' \sqrt{\frac{t_c}{\tau}} > \frac{2}{\sqrt{\pi}}, \quad \text{Gleichung 26}$$

welches die Pyrolyserate stärker bewertet als die Brenndauer und unabhängig von der Stärke der Zündquelle ist.

Wenn die Pyrolyserate oder die Brenndauer zu klein ist (z. B., wenn *Gleichung 26* verletzt wird), sagt *Gleichung 20* statt eines exponentiellen Langzeitverhaltens eine Verzögerung auf $v_p = 0$ voraus. Der Maximalwert von $V(\xi)$, der vor der Verzögerung erreicht wird, kann von *Gleichung 20* abgeleitet werden durch

$$V(\xi) = \frac{-G'(\xi) - \int_0^{\xi} F'(\xi - \xi') V(\xi') d\xi'}{F(0)},$$

wobei die Striche an F und G Differentiation anzeigen. Der Charakter der Verzögerung hängt von der Form der Funktion $\dot{m}''(t)$ ab; die Ausbreitung endet nach endlicher oder unendlicher Zeit. Der Kern in *Gleichung 21* ist nicht immer positiv, aber statt bei hinreichend großen Werten von ξ negativ zu werden, geht er asymptotisch gegen -1 für $\xi \rightarrow \infty$. Der dimensionslose Zeitpunkt ξ_t , zu dem die Ausbreitung endet und die dimensionslose Ausdehnung der Ausbreitung

$$Z_t \equiv \int_0^{\xi_t} V(\xi) d\xi$$

können mit der aus *Gleichung 20* abgeleiteten Bedingung

$$\int_0^{\xi_t} F(\xi_t - \xi) V(\xi) d\xi$$

abgeschätzt werden. Für ein Pyrolyseverhalten wie in Kurve 2 von *Abbildung 4* scheint die Verzögerung langsam genug zu sein, wenn *Gleichung 26* verletzt wird. Dadurch gilt: $\xi_t = \infty$ und für große Werte von ξ ,

$$\int_0^{\xi} V(\xi') d\xi' \rightarrow Z_t - \text{konst.} / \sqrt{\xi}, \text{ also } V \rightarrow \text{konst.} / \xi^{3/2}.$$

Weitere Untersuchungen von *Gleichung 20* können zur weiteren Klärung von beschleunigter und verzögerter senkrechter Ausbreitung von Flammen entlang verkohlender Brennstoffe beitragen.

2.2.4 Versuchsanordnung

Bei den von Saito, Quintiere und Williams beschriebenen Versuchen wurde die Methanzufuhr für den Zündbrenner am Fuß der senkrecht montierten Brennstoffproben auf einen festen Wert eingestellt und, während Messungen mit Thermoelementen und Videoaufnahmen sowie visuelle Beobachtungen durchgeführt wurden, konstant gehalten. Bei einigen dieser Versuche wurde der Brenner (dessen Leistung zwischen 8,6 und 52 kW einstellbar war) nach der Zündung des Brennstoffes abgeschaltet.

Als Versuchsmaterial wurden Platten aus Polymethylmetacrylat und Holzwerkstoffplatten aus Douglasie verwendet, die jeweils 13 mm stark waren. In der in *Abbildung 6* dargestellten Versuchseinrichtung wurden die Holz- beziehungsweise Kunststoffproben

in eine größere inerte Marinite[®]-Wand eingelassen und am Probenhalter befestigt. Die Breite von Proben und Brenner betrug 30 cm. Trotz möglicher dreidimensionaler Ecken-Effekte wurde im Wesentlichen ein zweidimensionaler Charakter bei Strömung und Ausbreitung beobachtet. Äußere Einflüsse vom Labor wurden durch Scheiben abgeschirmt. Mit einer Videokamera wurde die sichtbare Flammenausbreitung aufgezeichnet. Oberflächenthermoelemente (0,1 mm Durchmesser, Chromel-Alumel) waren entlang der senkrechten Mittellinie der Proben so angebracht, daß ihre Lötstellen sich direkt unter der Oberfläche (das heißt innerhalb ≤ 1 mm der Probentiefe) befanden.

Um die Pyrolysefront zu definieren, wurden zusätzliche Versuche mit Zündung unter Strahlungsheizung von nominell 20 bis 60 kW/m² durchgeführt. Aufgrund der Temperaturmessungen bei einsetzender Flammenerscheinung ergab sich ein Zündbereich mit Temperaturen von näherungsweise 315 ± 25 °C für PMMA-Proben und 340 ± 50 °C für Holzwerkstoffproben. Diese Temperaturmessungen zeigten auch, daß die bei den PMMA-Proben zu beobachtende Blasenbildung bei Temperaturen um 320 °C einsetzte. Später wurde auf Basis detaillierter Messungen von Zündzeiten und Zündtemperaturen als Funktionen der von außen eingestrahlteten Wärme gefunden, daß im Bereich der Zündzeiten der Ausbreitungsversuche die Temperatur T_p für einsetzende Pyrolyse für beide Brennstoffe ungefähr 320 °C betrug, ein Wert, der mit den Zündtemperaturen bei den unteren Thermoelementen der Probe (in der Nähe der Zündflamme) übereinstimmt.

Die zur Bestimmung der Höhe der Flammenspitzen z_f verwendeten Verfahren schließen die Ermittlung des einsetzenden Temperaturanstiegs an den Thermoelementen (z. B. 10 °C über der Umgebung), Kurzzeitmittelwertbildung von Messungen der Videoaufzeichnungen, Auswahl von Videobildern gleichen Zeitabstands und direkte visuelle Abschätzungen ein. Die temperaturbasierten Verfahren weisen Unsicherheiten beim Nachweis kleiner Temperaturanstiege auf, wobei diese eher auf die Gegenwart der Flammenspitzen als auf den Einfluß heißer Verbrennungsprodukte oberhalb der Flammen zurückzuführen sind. Die resultierenden Werte von z_f zeigen den gleichen Trend wie die anderer Verfahren, sind aber größer: ein Temperaturanstieg um 40 °C liefert die beste Übereinstimmung von z_f mit den Ergebnissen anderer Verfahren. Die Kurzzeitmittelwertbildung erwies sich als erheblich zeitaufwendiger, aber nicht aufschlußreicher als die Auswahl einzelner Bilder, dem letztendlich ausgewählten Verfahren. Die Ergebnisse zeigen Zeitschwankungen um einen Mittelwert mit spürbar geringeren Frequenzen als es bei Auswertung jedes Bildes der Fall gewesen wäre; das heißt, die Schwankungen um z_f zeigen nur ihre Größenordnung an.

2.2.5 Versuchsergebnisse und Diskussion

Nach erfolgter Zündung trat ungedämpfte senkrechte Ausbreitung beim Kunststoff über den gesamten Leistungsbereich unabhängig davon auf, ob der Brenner nach der Zündung abgeschaltet wurde. Aber auch wenn der Brenner zehn Minuten eingeschaltet war, zeigte keine Holzprobe ungedämpfte Ausbreitung. Die maximale Höhe der beobachteten Kohle-(Pyrolyse-)front auf dem Holz wuchs merklich mit der Brennerleistung an (aber nicht besonders mit der Versuchsdauer, wenn diese ausreichend lang war). Folglich muß Gleichung 26 für Holz verletzt werden.

Repräsentative Versuchsergebnisse für Kunststoff und Holz werden in *Abbildung 7* und *Abbildung 8* gezeigt. Für den Kunststoff zeigen die Kurven der ersten beiden Thermo-elemente den Temperaturanstieg in der Nähe der Zündflamme; die übrigen Kurven sind einander ähnlich, aber zeitversetzt und zeigen die senkrechte Ausbreitung der Pyrolyse. Für Holz weichen die Kurven der ersten beiden Thermo-elemente nicht sehr von denen des Kunststoffes ab, obwohl ein kontinuierlicher Temperaturanstieg für lange Zeiten beobachtet wird, der möglicherweise auf eine fortgesetzte Kohleverbrennung hinweist. Dennoch sind die verbleibenden Kurven für das Holz völlig anders, sie zeigen einen Anstieg auf eine Maximaltemperatur, dem eine Abkühlung folgt, auch wenn der Brenner eingeschaltet bleibt; der maximale Temperaturanstieg des obersten Thermo-elementes betrug weniger als 100 °C. Folglich erreicht die Temperatur des Holzes nach einer endlichen Zeit einen Maximalwert.

Die zeitliche Entwicklung von z_p und z_f für den Kunststoff, die in *Abbildung 7* gezeigt wird, ist in beiden Fällen durchaus für beschleunigte Ausbreitung repräsentativ. Ausbreitungsgeschwindigkeiten, die von Kurven wie für z_p in *Abbildung 7* abgeleitet werden, zeigt *Abbildung 9*. Man kann sehen, daß die Daten der Ausbreitung bei abgeschaltetem Brenner gut mit den früheren Ergebnissen von Orloff et al. (1975) übereinstimmen. Innerhalb der Meßgenauigkeit ist die Steigung einer Geraden durch die Meßwerte in *Abbildung 9* gleich 1, was einem exponentiellen Anstieg von v_p mit der Zeit entspricht, wie zuerst von Orloff et al. (1975) festgestellt wurde. Demnach stehen die Daten in Einklang mit $n = 1$ in *Gleichung 13* und *Gleichung 14*. Aber die Genauigkeit der Messungen reicht nicht aus, um endgültig zu dem Schluß zu kommen, daß $n = 1$ ist; eine Gerade mit geringerer Steigung würde ebenfalls mit den Daten übereinstimmen. Tatsächlich kann *Gleichung 15* innerhalb der Meßgenauigkeit genausogut mit den Daten übereinstimmen, wie jede Formel mit $n = 1$. Anhand der Daten kann nicht sicher zwischen einem exponentiellen und einem potenzgesetzartigen Anstieg von z_p mit der Zeit unterschieden werden. Folglich können keine Schlüsse über die Eignung der Flammenlängenbeziehung im Gleichgewicht während der Ausbreitung gezogen werden.

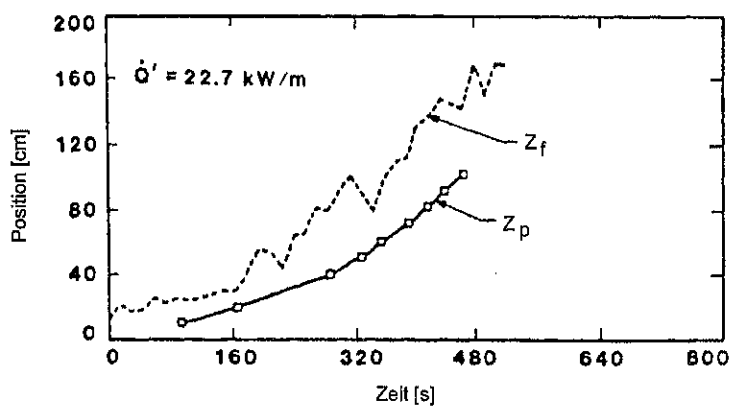
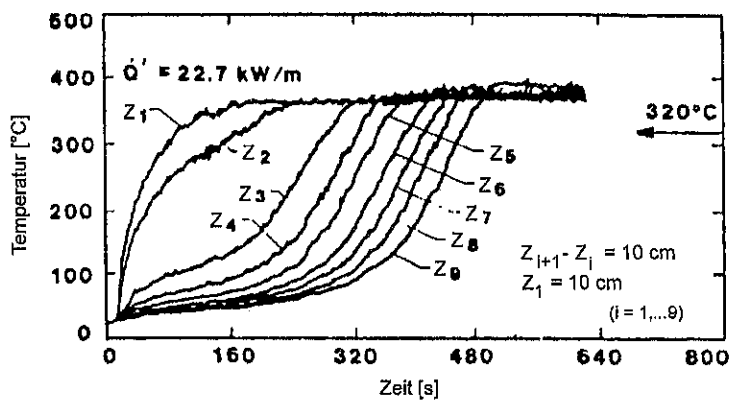


Abbildung 7: Typische Verläufe der Meßwerte von Thermoelementen und Entwicklungen von Flammen- und Pyrolysehöhe bei PMMA (SQW 1986).

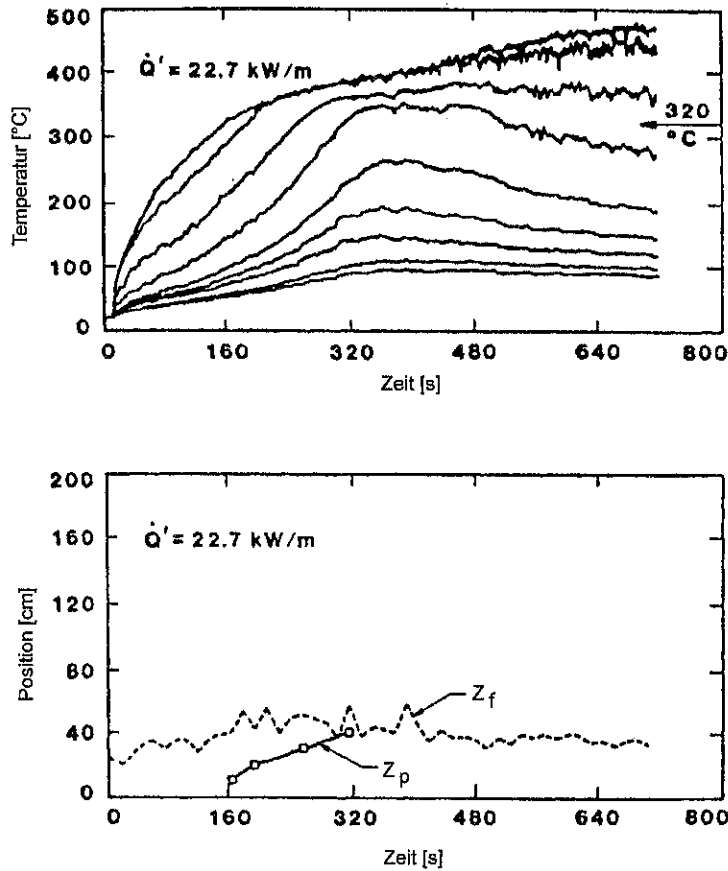


Abbildung 8: Typische Verläufe der Meßwerte von Thermoelementen und Entwicklungen von Flammen- und Pyrolysehöhe bei Douglasie (SQW 1986).

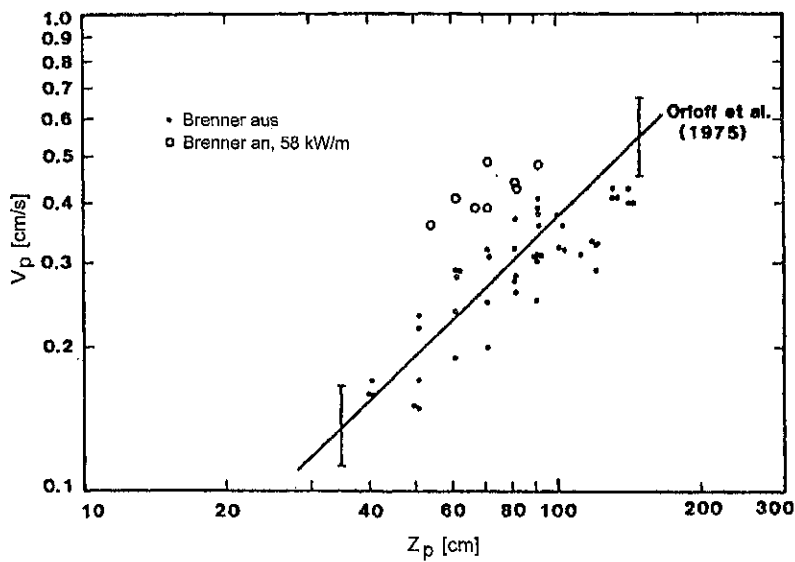


Abbildung 9: Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Lage der Pyrolysefront bei PMMA (SQW 1986).

Aus den in den *Abbildung 6* und *Abbildung 9* gezeigten Ergebnissen kann man leicht τ aus *Gleichung 11* für PMMA berechnen; $\tau = 170$ s mit einer Genauigkeit besser als 5%. Die beobachtete zeitliche Entwicklung der Ausbreitung ist innerhalb der Meßgenauigkeit völlig übereinstimmend mit *Gleichung 11* für einen konstanten Wert von τ . Außerdem stimmt der in den Ausbreitungsmessungen gefundene Wert für τ mit dem überein, den man von *Gleichung 9* mit dem konstant eingestrahelten Wert $\dot{q}_0'' \approx 25 \text{ kW/m}^2$ und den als konstant angenommenen Eigenschaften des Polymers erhält. Damit ist die Richtigkeit des Modells für den Ausbreitungsmechanismus nachgewiesen; die Unsicherheiten betreffen nur die Genauigkeit, mit der *Gleichung 11* angewendet werden kann und den präzisen Wert von n in *Gleichung 13*.

Die Daten mit eingeschaltetem Brenner in *Abbildung 9* zeigen höhere Ausbreitungsraten, als von *Gleichung 14* vorhergesagt werden, sind aber nicht genau genug, um Schlüsse aus Vergleichen mit theoretischen Zahlenwerten zu ziehen.

Die in *Abbildung 8* gezeigten zeitlichen Verläufe von z_f und z_p für Holz weisen eindeutig nicht auf eine beschleunigte Ausbreitung hin. Obwohl es theoretisch eine beschleunigte Anfangsphase geben sollte, konnten keine Messungen mit hinreichender Feinheit durchgeführt werden, um dies zu zeigen. Die Verzögerung der Ausbreitung und ihr mögliches Ende sind in *Abbildung 8* gut zu erkennen. Nach einem kleinen Anstieg zum Maximum nähert sich die z_f -Kurve stetig der Flammenlänge der Zündflamme an. Die z_p -Kurve endet bei einem Maximum, dessen Größe von der zuvor festgelegten Pyrolysetemperatur T_p abhängt; die ersten beiden Punkte dieser Kurve (ebenso wie bei der entsprechenden Kurve in *Abbildung 7*) sollten bei Vergleichen mit der Ausbreitungstheorie vernachlässigt werden, da sie sich auf Positionen unterhalb der anfänglichen Flammenspitzenhöhe beziehen. Daß die Kurven der letzten sechs Thermoelemente ihr Maximum zur selben Zeit erreichen, ist ein gutes Zeichen dafür, daß die Flammenausbreitung als beendet betrachtet werden kann, bevor z_p diese Thermoelemente erreicht. Folglich entspricht nur eine Thermoelementkurve in *Abbildung 8* mit einer Position oberhalb der anfänglichen Flammehöhe (z_{p0}) und dem endgültigen Maximum von z_p . Die Daten sind jedoch zur Prüfung der theoretischen Vorhersagen unzureichend, um die Art und Weise, in der v_p auf Null verzögert wird, vorherzusagen. Eine Abschätzung, mit der man den Mittelwert von v_p erhalten und einigermaßen mit v_{p0} vergleichen kann, ist in *Gleichung 18* definiert; die Größe der Abweichungen bei z_{f0} und τ lassen einen zwar akzeptablen aber nicht maßgeblichen Vergleich zu.

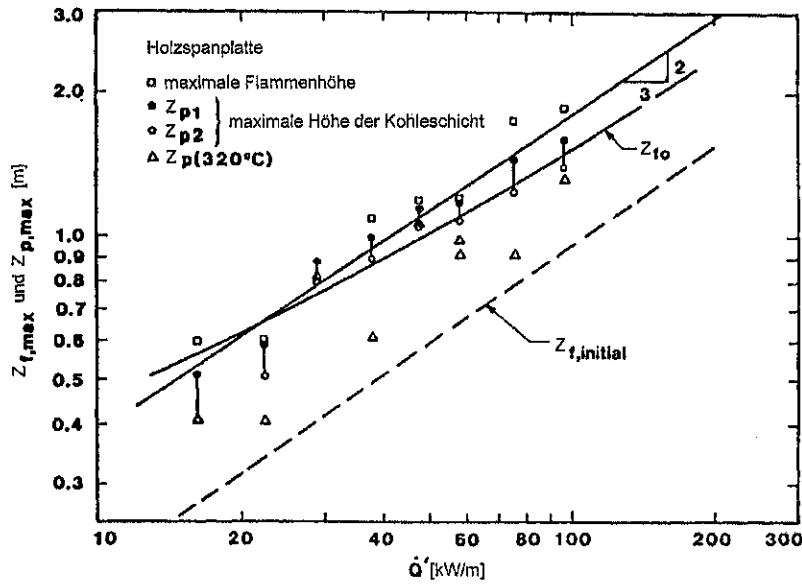


Abbildung 10: Flammen- und Pyrolyselängen in Abhängigkeit von der Leistung des Zündbrenners bei Holz (SQW 1986).

- Zusätzliche Ergebnisse der Holzversuche werden in *Abbildung 10* gezeigt. Drei verschiedene Messungen des Maximums von z_p werden dargestellt; die eine hiervon basierend auf einer erreichten Thermoelementtemperatur von $320\text{ }^\circ\text{C}$, die andere (z_{p1}) basierend auf der beobachteten Dunkelfärbung des Holzes und die dritte (z_{p2}) basierend auf einer Kohleschichtdicke von 2 mm (nach Versuchsende). Man kann erkennen, daß die erste der drei Messungen einen deutlich niedrigeren Wert als die letzten beiden ergibt. Dies stimmt damit überein, daß erstere wichtiger für die Ausbreitung ist und das Verkohlen der weiter oben gelegenen Bereiche der Platte durch kontinuierliche Erwärmung der Probe durch den Brenner bei diesen relativ langen Versuchen ($\sim 10'$) verursacht wird; Ausbildung einer Kohleschicht tritt auf, wenn Holz lange mit einer Leistung aufgeheizt wird, die zum Zünden zu klein ist. Mit den zur Identifizierung des Maximums verwendeten $320\text{ }^\circ\text{C}$ -Punkten kann man aus *Abbildung 10* erkennen, daß die gesamte Ausdehnung klein bleibt, wenn der Anfangswert $z_f = z_{p0}$ gesetzt wird. Dies liegt auch *Gleichung 18* zugrunde (z. B. für $z_p - z_{p0} < z_{p0}$ immer). Für das Holz wurde hierbei aber geschätzt, daß

$$\begin{aligned} 170\text{ s} &\lesssim \tau \lesssim 350\text{ s}, \\ 300\text{ s} &\lesssim t_b \lesssim 800\text{ s} \text{ (folglich } 150\text{ s} \lesssim t_c \lesssim 400\text{ s)}, \\ K_1 &\approx 0,01\text{ m}/(\text{kJ}/\text{m s}) \text{ (mit der Annahme, daß } n = 1), \\ q &\approx 10\text{ kJ}/\text{g} \end{aligned}$$

und

$$\dot{m}_0'' \approx 10\text{ g}/\text{m}^2\text{ s},$$

und damit

$$K_1 q \dot{m}_0'' \approx 1,$$

was ungefähr zu einer Gleichheit in *Gleichung 26* führt; daher sollte Holz zu einer geringfügig fortgesetzten Ausbreitung in der Lage sein und eine ausreichend starke externe Wärmestrahlung sollte zu einer kontinuierlichen Ausbreitung führen.

Die maximale Flammenlänge in *Abbildung 10* ist ungefähr doppelt so groß wie ihr Anfangswert. Die anfängliche Flammenhöhe stimmt, wie erwartet, gut mit *Gleichung 13* mit $n = 2/3$ überein. Da der Umfang der Ausbreitung klein ist, sollte man in *Gleichung 18* ein Maximum für z_f , in der Nähe von z_0 definiert, erwarten; dies ergibt sich innerhalb der Genauigkeiten von Rechnung und Versuchsdaten, wie aus *Abbildung 10* hervorgeht. Wegen des geringen Ausbreitungsumfangs trifft die Potenzgesetz-Abhängigkeit für kontinuierliche Wandflammen besser für Holz als für PMMA zu.

2.3 Das Modell von Mitler (1990)

2.3.1 Kurzfassung

Von Mitler (1990) wurde ein Modell für die nach oben gerichtete Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pyrolysefront einer brennenden vertikalen Platte entwickelt und in ein Computerprogramm umgesetzt. Das Programm hat zwei Optionen für die Massenverlustrate. Die erste benutzt ein algebraisches Untermodell für die gleichmäßige Pyrolyse einfacher, nicht schmelzender und nicht-verkohlender Materialien. Die zweite basiert auf der gemessenen Massenverlustrate aus Versuchen im Cone Calorimeter¹² und schließt den Effekt des Verkohlens ein. Beziehungen für die Wärmeströme von der Flamme zur Wand wurden für alle untersuchten Fälle gefunden. Berechnungen wurden mit Zündbrennerleistungen \dot{q}_0' von 2,5, 5 und 10 kW/m und mit einer Quadratwurzelabhängigkeit von \dot{q}_0' für die Flammenhöhe sowie mit der gebräuchlichen 2/3-Potenzabhängigkeit durchgeführt. Die Ergebnisse jeder Berechnung wurden mit Ergebnissen von Versuchen über die aufwärts gerichtete Ausbreitung über PMMA verglichen, die von Orloff et al. (1975) durchgeführt wurden. Die Ergebnisse beider Optionen der Massenverlustrate stimmen gut mit den Versuchsergebnissen überein, wenn die Quadratwurzelabhängigkeit benutzt wurde.

2.3.2 Einleitung

Typischerweise breitet sich ein auf einem Abschnitt einer Wand gezündeter Brand nach oben aus. Die Ausbreitung nach unten, entgegen dem „Wind“, wird vernachlässigt. In dem von Mitler entwickelten Algorithmus zur Berechnung der aufwärts gerichteten Ausbreitungsrate wird die Bewegung der Pyrolysefront nicht analytisch berechnet; statt dessen wird angenommen, daß sich die Pyrolysefront entlang bestimmter (fixierter)

¹² Konuskalorimeter nach ISO 5660

Punkte der Oberfläche aufwärts bewegt, die auf eine kritische Temperatur T_c aufgeheizt werden; diese wird als die Zündtemperatur $T_{\text{zünd}}$ angenommen. Vereinfachend wird weiter angenommen, daß $T_{\text{zünd}}$ unabhängig von den externen Wärmeströmen ist. Die die Wand aufheizenden Ströme können in Abhängigkeit von der senkrechten Position auf der Wand sowohl zeitabhängig als auch ungleichmäßig sein; die äußeren Bedingungen können ebenfalls zeit- und ortsabhängig sein. Der Ansatz von Mitler ist verleichsweise einfach und reduziert sich auf das Wesentliche: es wird prinzipiell angenommen, daß es eine wohldefinierte Zündtemperatur $T_{\text{zünd}}$ gibt, daß es keine seitliche Wärmeleitung gibt (auch wenn die Platte auf verschiedenen Höhen unterschiedlich stark aufgeheizt wird), daß das Material nicht verkohlt oder schmilzt und daß es eine definierte latente Verdampfungswärme gibt.

2.3.3 Hintergrund

Die nach oben gerichtete Ausbreitungsrate (das heißt die mittlere Geschwindigkeit der Pyrolysefront) ist oft mit der Zeit beschleunigt; tatsächlich wurde von SQW, Orloff et al. (1975) und Michael A. Delichatsios (1984a) ein exponentieller Zusammenhang gefunden, obwohl dies keine Bedingung ist.

Allgemein wird angenommen, daß die Pyrolysefront den Punkt P genau dann erreicht, wenn die Oberflächentemperatur des Materials in dieser Höhe gerade eine Zündtemperatur $T_{\text{zünd}}$ erreicht hat. Dies ist ein zulässiges Vorgehen, wie von Loh und Fernandez-Pello (1985) gezeigt wurde. Mit der vereinfachenden Annahme, daß die thermophysikalischen Stoffwerte λ , ρ und c des Materials unabhängig von der Temperatur sind und daß das Material inert ist, kann gezeigt werden, daß die Oberflächentemperatur einer halbusendlichen Platte mit einer gleichmäßigen Anfangstemperatur T_0 , die einem gleichmäßigen Nettowärmestrom $\dot{q}''(t)$ ausgesetzt ist, beschrieben wird durch

$$T_s(t) = T_0 + \frac{1}{\sqrt{\pi\lambda\rho c}} \int_0^t \frac{\dot{q}''(t')}{\sqrt{t-t'}} dt' . \quad \text{Gleichung 27}$$

Gleichung 27 wird als Grundlage für die meisten analytischen Ansätze verwendet. Der Nachteil eines solchen Ansatzes ist, daß eine Reihe von vereinfachenden Annahmen getroffen werden muß, um *Gleichung 27* oder deren Umformungen analytisch anwenden zu können. Hierzu zählen zum Beispiel

- ein linearisierter Strahlungsverlust,
- ein Wärmestrom von den vor der Wand brennenden Flammen an die Wand in der sich bis zu der Höhe Flammenspitzen z_f erstreckenden Vorwärmzone konstanter Größe, der oberhalb der Flammenspitzen 0 ist,
- eine „charakteristische Gestalt“ der flächenbezogenen Massenverlustrate (SQW, siehe *Abbildung 4*),
- gleichmäßige Sauerstoffkonzentration und Gastemperatur sowie
- gleichmäßig verteilte und konstante externe Wärmeeinstrahlung, wobei diese aus verschiedenen Quellen stammen kann.

Weiter gilt *Gleichung 27* nur für halbumendliche Platten; die Anwendung für Platten endlicher Dicke ist eine Annäherung, die bei dünner werdender Platte schlechter wird (was in der Nähe des Durchbrands von der gezündeten auf die dem Brand abgewandte Seite der Platte passiert). Außerdem sind λ , ρ und c im Gegensatz zu den oben genannten Annahmen temperaturabhängig.

Die vielleicht wesentlichste Einschränkung bei der Anwendung analytischer Formeln ist die Annahme, daß die externe Strahlung entweder konstant oder 0 ist; in Räumen, in denen die Rückstrahlung zur Wand die Brenngeschwindigkeit um mehr als den Faktor 7 gegenüber der Brenngeschwindigkeit im Freien vergrößert sein kann, ist diese Strahlung stark von Position und Zeit abhängig.

2.3.4 Der Algorithmus

Die halbumendliche, vertikale Platte der Höhe Z_w wird durch $N + 1$ äquidistante Knotenpunkte in N Scheiben unterteilt. Der unterste Punkt (0. Knotenpunkt) wird am Fuß des Objektes bei der Höhe $z = z_0$ oberhalb des Bodens festgelegt. Der höchste ist bei der Höhe $z = z_0 + Z_w$; allgemein ist die Position des n -ten Knotens durch $z_n = z_0 + n\Delta z$ gekennzeichnet.

Der gesamte in Aufheizung der Platte umgesetzte Wärmestrom wird, wie in 2.3.5 *Wärmeströme* beschrieben, für jeden Zeitschritt an jedem dieser $N + 1$ Punkte berechnet. Dann wird die resultierende Oberflächentemperatur des Objektes an jedem dieser Punkte unter der Annahme eindimensionaler Wärmeleitung bestimmt. Diese Annahme schließt die seitliche Wärmeableitung aus, was für den vorliegenden Fall als zulässige Näherung betrachtet wird. Der einfachste Weg, die Oberflächentemperatur zu bestimmen, ist die Anwendung einer numerischen Methode, die die Oberflächentemperatur als den ersten Wert des Temperaturprofils durch die Platte liefert.

Der Wärmestrom einer typischen Zündquelle erreicht ein Maximum in einigem Abstand über dem Fuß der Platte. Daher kann im Verlauf der Aufheizung der Oberfläche der Effekt auftreten, daß die berechnete Oberflächentemperatur an einem (oder mehreren) Punkt(en) größer als $T_{\text{zünd}}$ ist. Folglich zündet die Wand in einer kleinen Zone in der Nähe des maximalen Brennerwärmestromes zur Zeit t_0 . Die Positionen der oberen und der unteren Pyrolysefront zur Zeit t sind $z_p(t)$ beziehungsweise $z_{pa}(t)$; es wird angenommen, daß bei $t = t_0$ eine Fläche der Breite B (horizontal) und der (vertikalen) Ausdehnung zwischen

$$z_{pa}(t_0) \geq z_0$$

und

$$z_p(t_0) \equiv z_{p0} < z_0 + Z_w$$

brennt. $z_p(t)$ für $t > t_0$ wird gesucht.

Für die weitere Darstellung wird die Temperatur am Punkt j zur Zeit t_k folgendermaßen benannt:

$$T_j(t_k) \equiv T_j^k \quad \text{Gleichung 28}$$

Unter der Annahme, daß

$$z_{m-1} \leq z_{p0} < z_m, \quad \text{mit } 1 \leq m \leq N$$

und daß z_m zum Zeitschritt s ($s = 0$) noch nicht gezündet hat, gibt es für den Zeitschritt $s + 1$ zwei Möglichkeiten:

Fall 1: Die Temperatur bei z_m ist gesunken. Es wird angenommen, daß sich die Pyrolysefront nicht zurückzieht; es folgt:

$$T_m^{s+1} \leq T_m^s \quad \text{erfordert} \quad z_p(t_{s+1}) = z_p(t_s) \quad \text{Gleichung 29}$$

Fall 2: $T_m^{s+1} = T_m^s$

Wenn die berechnete Oberflächentemperatur bei z_m den Wert $T_{\text{zünd}}$ erreicht, hat sich die Pyrolysefront bis zu dieser Höhe ausgebreitet. Daher wird angenommen, daß die Pyrolysefront von ihrer Position des vorherigen Zeitschritts, $z_p(t_s)$, in Richtung auf z_m im Verhältnis zur Größe des Anstiegs von T_m nach $T_{\text{zünd}}$ entsprechend der nachstehend aufgeführten linearen Beziehung vorgerückt ist:

$$z_p(t_{s+1}) = z_p(t_s) + (z_m - z_p(t_s)) \cdot \frac{T_m^{s+1} - T_m^s}{T_{\text{zünd}} - T_m^s} \quad \text{Gleichung 30}$$

Hierbei ist zusätzlich folgendes zu beachten: wenn die berechnete Temperatur T_m^{s+1} größer als $T_{\text{zünd}}$ ist, handelt es sich lediglich um diejenige Temperatur, die bei z_m erreicht worden wäre, wenn keine Zündung aufgetreten wäre. T_m^{s+1} wird nur benutzt, um mittels Gleichung 30 $z_p(t_{s+1})$ zu bestimmen. Es wird weiterhin angenommen, daß die aktuelle Oberflächentemperatur konstant $T_{\text{zünd}}$ beträgt, wenn diese Temperatur einmal erreicht wurde.

Gleichung 30 wird als die zugrundegelegte Modellbeziehung verwendet. Zusammen mit der Annahme im Fall 1 wird die Pyrolysefront sich mit der Zeit monoton aufwärts bewegen.

Für den seltenen Fall, daß sich z_p über zwei oder mehr Knoten in einem Zeitschritt ausbreitet, wird eine andere Prozedur benötigt. Zuerst wird der höchste Punkt gesucht, an dem die Temperatur oberhalb von $T_{\text{zünd}}$ liegt; angenommen, es ist der Punkt q ($q > m$). Dann ergibt die lineare Interpolation:

$$z_p(t_{s+1}) = z_q + \Delta z \cdot \frac{T_q^{s+1} - T_{\text{zünd}}}{T_q^{s+1} - T_{q+1}^{s+1}} \quad \text{Gleichung 31}$$

Als nächstes wird überlegt, wie $z_p(t_0)$ lokalisiert sowie die Bewegung der unteren Front der Pyrolysezone abgebildet werden kann. Angenommen, die Berechnung ergibt

$$T_l(t_0) > T_{\text{zünd}} \quad \text{für alle } l \leq i \leq m-1 \quad \text{Gleichung 32}$$

und daß $l > 0$ ist. Dann lauten die mit den oben zur Lokalisierung von z_p und z_{pa} gemachten konsistenten Näherungen

$$z_{pa}(t_0) = z_l + \Delta z \cdot \frac{T_l^0 - T_{\text{zünd}}}{T_l^0 - T_{l-1}^0} \quad \text{Gleichung 33}$$

und

$$z_p(t_0) = z_{m-1} + \Delta z \cdot \frac{T_{m-1}^0 - T_{\text{zünd}}}{T_{m-1}^0 - T_m^0} \quad \text{Gleichung 34}$$

Eine zu *Gleichung 30* analoge Gleichung beschreibt dann die abwärts gerichtete Bewegung der unteren Grenze. Diese erreicht z_0 normalerweise relativ schnell. Wenn $l = 0$, ist der unterste Punkt am Fuß der Platte erreicht und es gibt keine weitere abwärts gerichtete Ausbreitung.

Um die Eignung des Algorithmus und des verbundenen Computerprogrammes prüfen zu können, ist es erforderlich, die Materialdaten der Wand zu kennen. Die berechnete Wand besteht aus PMMA mit einer Zündtemperatur von 630 K und einem Wert für $\lambda \rho c$ bei Umgebungstemperatur. Weiter ist es erforderlich, den Wärmestrom $\dot{q}_w''(z)$ zu kennen. Ein Probelauf des Programms wurde mit der üblichen Annahme, daß der Wärmestrom von der Flamme zur Wand konstant zwischen z_p und z_f (der Höhe der Flammenspitze) und oberhalb davon 0 ist, durchgeführt. Dies sollte zu einem stufenförmigen Verlauf der Wachstumsrate führen, da die gesamte Länge $z_f - z_p$ gleichmäßig aufgeheizt wird und daher im selben Moment die Zündtemperatur erreicht. Danach heizt die (plötzlich) größere Flamme einen neuen Wandabschnitt auf und so weiter. Es wird angenommen, daß die anfängliche Pyrolysezone 0,31 m hoch ist und \dot{q}_w'' 25 kW/m² beträgt. Das erwartete Verhalten konnte bei der Mitlerschen Rechnung nachgestellt werden.

2.3.5 Wärmeströme

Um den Praxisbedingungen nahe kommende Berechnungen durchführen zu können, werden realistische Werte für die Aufheizung der Wand benötigt. *Abbildung 11* zeigt eine Umrandungskurve, die viele der verfügbaren Daten über an die Platte übertragener Wärmeströme einschließt. Der abwärts zeigende Ast wird durch einen Exponenten von annähernd $-2,3$ beschrieben. Jedoch streuen die Daten erheblich und/oder sind unsicher; daher werden Ausdrücke für den Wärmestrom gesucht, die den Zusammenhang besser als diese Beziehung beschreiben. Drei Fälle sind im Realfall interessant:

Wärmestrom von einer

1. (Zünd-) Brennerflamme allein, einer
2. Flamme einer pyrolysierenden Wand und einer
3. kombinierten Flamme, von Brenner und brennender Wand.

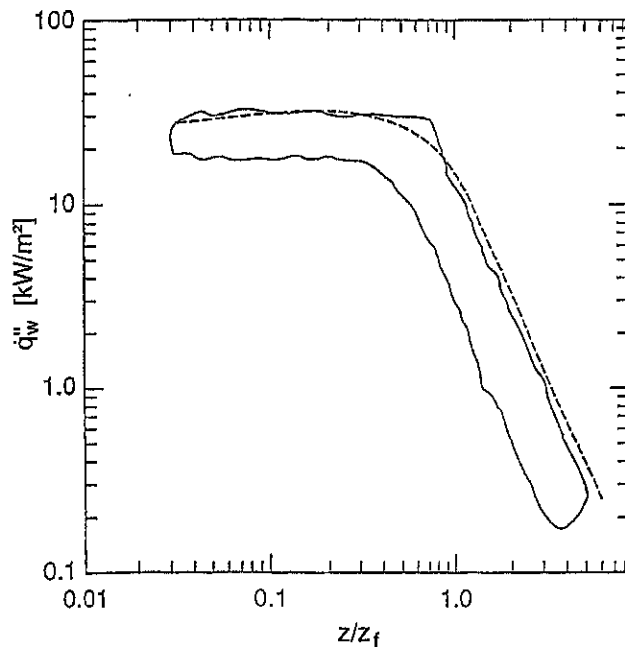


Abbildung 11: Verlauf der von den vor einer Wand brennenden Flammen an die Wand übertragenen Wärmeströme (Mittler 1990).

2.3.5.1 Brennerwärmestrom

Zunächst wird der Brennerwärmestrom betrachtet. Markstein und deRis (1990) haben einige interessante Ergebnisse für die Strahlungsleistung von Wandbrennern aus gesintertem Metall gefunden:

- Erstens ist die Strahlungsleistung am Fuß des Brenners sehr klein.
- Zweitens ist der Kurvenverlauf hier konstant bei ungefähr $164 \chi_R \text{ kW/m}^3$ (χ_R ist der Strahlungsanteil der Verbrennungsleistung).
- Drittens befindet sich das Maximum der Verteilung allgemein auf ungefähr einem Drittel der Flammenspitzenhöhe.
- Viertens ist der Maximalwert annähernd proportional zur Flammenlänge.

Schließlich wurde gefunden, daß folgende Beziehung für die Flammenlänge die Kurven besser beschreibt

$$z_f = 0,17 (\dot{q}')^{1/2} \quad (\dot{q}' \text{ in } \frac{\text{kW}}{\text{m}}) \quad \text{Gleichung 35}$$

mit $z_f \equiv z - z_{pa}$ als die 2/3-Potenzabhängigkeit von Hasemi (1986)

$$z_f = 0,052 (\dot{q}')^{2/3}. \quad \text{Gleichung 36}$$

Die Strahlungsleistung des Brenners, \dot{q}_{rb}'' , muß folgende Gleichung erfüllen:

$$\int_0^{\infty} \dot{q}_{\text{rb}}''(z) dz = \frac{\chi_R \dot{q}'}{2}, \quad \text{Gleichung 37}$$

da nur die Hälfte der von der Zündbrennerflamme freigesetzten Strahlung auf die Platte und die andere Hälfte in den der Wand abgewandten Halbraum gerichtet ist.

Eine einfache Beziehung, die diese Bedingungen erfüllt und mit Marksteins Ergebnissen annähernd übereinstimmt, ist

$$\dot{q}_{\text{rb}}''(z) = \begin{cases} Fz(1 - Bz) & 0 \leq z \leq z_m \\ \frac{1}{2} Fz_m \exp[-\lambda(z - z_m)] & z > z_m \end{cases} \quad \text{Gleichung 38}$$

mit der Position des Maximums z_m ; F , B und λ werden durch einfache Ausdrücke beschrieben, die von z_m , dem gesamten Strahlungsverlust (Gleichung 37) und dem am Ursprung gemessenen Verlauf abhängen.

Für die konvektiv übertragene Wärme wird der Ausdruck

$$\dot{q}_{\text{cb}}''(z, t) = \alpha(z) [T_f(z, t) - T_s(z, t)] \quad \text{Gleichung 39}$$

verwendet, wobei T_f die mittlere Flammentemperatur bei z ist und T_s die Oberflächentemperatur an derselben Stelle. Ausdrücke für den Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha(z)$ und die eher langsam abklingende Funktion $T_f(z)$ werden durch Messungen bestimmt:

$$\alpha(z) \cong 18,0 + 7,1 e^{-pz} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}} \quad \text{Gleichung 40}$$

und

$$T_f(z) = 298 + 1113 \exp\left[-0,5 \frac{z}{z_f}\right]; \quad \text{Gleichung 41}$$

p ist von der Größenordnung $4,5 \text{ m}^{-1}$. Die insgesamt von außen zugeführte Wärme \dot{q}_{wb}'' ist die Summe von Strahlungs- und Konvektionswärme. Dabei ist zu beachten, daß Gleichung 41 aus Daten von nicht rußenden Flammen abgeleitet wurde. Die Temperaturabsenkung durch höhere Strahlungsverluste rußender Flammen wurde hierbei von Mitler vernachlässigt.

Da die Potenzabhängigkeit von \dot{q}_{wb}'' unbestritten ist, wird sie für den Bereich oberhalb der Flammenspitzen als zutreffend betrachtet. Die gestrichelte Linie in *Abbildung 11* entspricht dem Verlauf von \dot{q}_{wb}'' für den Spezialfall $t = 0$. Wenn sich zu einem späteren Zeitpunkt die Wand aufgeheizt hat, werden Konvektions- und Rückstrahlungsströme größer und \dot{q}_{wb}'' wird einen Wert weiter unten im umrandeten Gebiet in *Abbildung 11* annehmen.

2.3.5.2 Wärmefreisetzung durch Abbrand der Wand

Als nächstes werden die Wärmeströme der aus der brennenden Wand resultierenden Flamme betrachtet. Man könnte annehmen, daß die Strahlungsleistung einer brennenden

Wand grundsätzlich dieselbe Abhängigkeit wie die eines Brenners aufweist. Es wird jedoch beobachtet, daß das Strahlungsmaximum bei oder oberhalb der Pyrolysefront z_p liegt, also höher als die (allgemein niedrigere) Höhe $z_f/3$. Außerdem ergeben Messungen der von der Flamme zurück an die pyrolysierende Oberfläche übertragenen Strahlungswärme bei einer 3,56 m großen Platte brennenden PMMAs eine nahezu lineare Abhängigkeit, die durch

$$\dot{q}_{\text{rp}}''(x) = \dot{q}_0'' + \dot{q}_0' z = 11,0 + 7,1 z \quad \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}, \quad \text{Gleichung 42}$$

beschrieben werden kann, mit einem Gültigkeitsbereich zwischen 0,5 m und 3,56 m. Der Index rp („radiation pyrolysis“) wird benutzt, um explizit zu kennzeichnen, daß diese *Strahlungswärme* von einer Flamme kommt, die von einer *pyrolysierenden* Wand erzeugt wird. Die Wärme am unteren Ende der Platte muß annähernd 0 sein, so daß *Gleichung 42* dort nicht gültig sein kann. Folglich werden allgemeine Werte für \dot{q}_0'' und \dot{q}_0' und einen Ausdruck für $0 = z = z_p$ gesucht, der von 0 am unteren Ende der Platte linear ansteigt, dann sich aber schnell der *Gleichung 42* nähert. Der verwendete Ausdruck lautet

$$\dot{q}_{\text{rp}}''(x) = \begin{cases} \lambda z & 0 \leq z \leq z_u \\ \lambda z_u + (z - z_u) \Phi_0' & z_u \leq z \leq z_p \\ \dot{q}_p'' \exp[-\nu(z - z_p)^2] & z_p \leq z \end{cases} \quad \text{Gleichung 43}$$

mit der maximalen Strahlungsleistung \dot{q}_p'' . Die Ausdrücke für λ , \dot{q}_p'' , z_u und ν hat Miller¹³ angegeben.

Der konvektive Wärmestrom ist durch *Gleichung 39* bestimmt; der Wärmeübergangskoeffizient wird jedoch von α auf α_{wb} durch die „Grenzschichtausblasung“ verringert; also durch die Verringerung der Wirksamkeit der konvektiven Erwärmung durch die Flamme infolge des Abströmens von Pyrolysegasen von der Plattenoberfläche senkrecht zur auftriebsbehafteten Wandströmung.

Der Wert von α_{wb} ergibt sich aus

$$\alpha_{\text{wb}} = \alpha \ln \frac{1 + B_c}{B_c} \quad \text{Gleichung 44}$$

mit der dimensionslosen Stoffübergangszahl („Spalding number“) B_c für konvektiven Stoffübergang.

Diese ist durch folgende Beziehung definiert:

$$\ln(1 + B_c) = \frac{\dot{m}'' c_p}{\alpha} \quad \text{Gleichung 45}$$

¹³ Heating Fluxes From Turbulent Wall Flames, NISTIR; in review, 1990.

2.3.5.3 Kombinierte Flamme

Im folgenden wird der aus der Wandflamme und einer externen Quelle resultierende, der Wand zugeführte („kombinierte“) Wärmestrom gesucht. Da es keine Versuchsdaten gibt, die einen Hinweis auf die Größe des kombinierten Wärmestromes geben, wird eine plausible Näherung versucht, die allerdings durch Versuchsergebnisse bestätigt werden muß: Es wird hierzu angenommen, daß der kombinierte Wärmestrom aus einer gewichteten linearen Verknüpfung der entsprechenden Anteile der Wärmeströme von Brenner und Wand hervorheht; beide Quellen tragen jeweils zum Gesamtstrom bei. Der entsprechende Ausdruck hierzu lautet:

$$\begin{aligned} \dot{q}_w''(z) &\cong \frac{\dot{Q}_b}{\dot{Q}_b + \dot{Q}_w} \dot{q}_{wb}''(z) + \frac{\dot{Q}_w}{\dot{Q}_b + \dot{Q}_w} \dot{q}_{wp}''(z), \\ &= \chi_b \dot{q}_{wb}''(z) + (1 - \chi_b) \dot{q}_{wp}''(z) \end{aligned} \quad \text{Gleichung 46}$$

mit dem Brenneranteil χ_b an der Gesamtleistung

$$\chi_b \cong \frac{\dot{Q}_b}{\dot{Q}_b + \dot{Q}_w}, \quad \text{Gleichung 47}$$

mit der Leistung eines virtuellen Brenners $\dot{q}_{wb}'' = \dot{Q}_b + \dot{Q}_w$ und der gleich großen Leistung einer virtuellen brennenden Wand \dot{q}_{wp}'' .

2.3.6 Pyrolysegeschwindigkeit

Um die bei der Aufheizung der Wand wirksam werdenden Wärmeströme berechnen zu können, muß man das zugrundegelegte Maß der Flammen-„länge“ z_f kennen. Die Flammen-„länge“ z_f ist eine Funktion von

$$\dot{q}' \cong \dot{Q} / B,$$

wobei

$$\dot{Q} = \dot{m} q$$

und (allgemein)

$$\dot{m} = B \int_0^{z_w} \dot{m}''(z) dz.$$

Somit wird also auch die flächenbezogene Pyrolyserate \dot{m}'' benötigt.

Das Modell von Mitler beinhaltet zwei Möglichkeiten, diese Rate zu bestimmen: die erste Möglichkeit ist die Verwendung des von Mitler beschriebenen Ansatzes für den quasistationären Fall, der aus einer Energiebilanz an der Oberfläche abgeleitet wird. Dieser Ansatz beschreibt zutreffend die Massenverlustrate von PMMA und trifft vermutlich auch auf andere relativ einfache, nicht-verkohlende Materialien zu. Hierbei werden jedoch Daten benötigt, die nicht allgemein vorliegen. Ebenso können heterogene, ver-

kohlende oder sich zersetzende Materialien nicht mit dem Ansatz behandelt werden. Außerdem wird die Pyrolyserate vereinfachend als stationär angenommen und Wärmestrahlung im Feststoff vernachlässigt.

Diese Ungenauigkeiten werden durch die zweite Möglichkeit weitgehend vermieden; nämlich durch die Verwendung von experimentellen Massenverlustraten aus Versuchen mit dem Cone Calorimeter, welche als Eingabedaten in das Modell weiter verwendet werden können. Hierbei ist jedoch eine Einschränkung zu berücksichtigen: die im Cone Calorimeter bestimmte zeitabhängige Massenverlustrate wird mit einer festen Einstrahlungsstärke bestimmt, während die Wärmeleistung von Flammen von Punkt zu Punkt variiert und zudem eine Funktion der Zeit ist. Es ist jedoch möglich, die mit dem Cone Calorimeter bei verschiedenen festen Einstrahlungsstärken bestimmten Daten zu interpolieren; ein allerdings aufwendiges Verfahren, das nur dann angewendet werden sollte, wenn das Brandverhalten des Materials weitgehend unbekannt ist. Statt dessen erlaubt das folgende Vorgehen, Daten zu benutzen, die bei einer einzelnen Einstrahlungsstärke aufgenommen wurden: eine im Cone Calorimeter experimentell bestimmte Massenverlustrate $\dot{m}''(t)_{\text{exp}}$ wird bei einem realen Brand mittels folgender Beziehung in die zu erwartende Massenverlustrate überführt

$$\dot{m}''(t) = \xi(t) \dot{m}''(\tau)_{\text{exp}} \quad \text{Gleichung 48}$$

mit

$$\tau \equiv \int \xi(t') dt'. \quad \text{Gleichung 49}$$

Die dimensionslose Variable $\xi(t)$ beschreibt hierbei die „Beschleunigung“ der Pyrolyserate, also deren Erhöhung oder auch Abminderung, durch den auf das Material auftreffenden Nettowärmestrom, der je nach der im Versuch mit dem Cone Calorimeter gewählten (konstanten) Einstrahlungsstärke größer (kleiner) als derjenige im Cone Calorimeter-Versuch sein kann.

Für ein bei der Verbrennung abschmelzendes Material, also ein solches mit thermoplastischem Verhalten, ist

$$\xi(t) \equiv \frac{\dot{q}_{\text{net}}''(t)}{\dot{q}_{\text{net, cone}}''(t)}. \quad \text{Gleichung 50}$$

Der Ausdruck im Nenner von Gleichung 50 ergibt sich aus

$$\dot{q}_{\text{net, cone}}''(t) = \dot{q}_{\text{ex, cone}}'' + \dot{q}_{\text{f, cone}}''(t) - \dot{q}_{\text{rr}}''(t). \quad \text{Gleichung 51}$$

\dot{q}_{ex}'' ist der externe Wärmestrom von den Heizschlangen des Konus („Cone“), \dot{q}_{f}'' ist der Flammenwärmestrom und \dot{q}_{rr}'' wird mit Gleichung 38 und Gleichung 39 bestimmt. Um \dot{q}_{f}'' und \dot{q}_{rr}'' berechnen zu können, muß die Oberflächentemperatur bekannt sein. Für abschmelzende Materialien ist dies $T_{\text{zünd}}$. Für verkohlende Materialien müssen Messungen oder Berechnungen durchgeführt werden, um $T_{\text{s}}(t)$ zu erhalten und Gleichung 50 muß in geeigneter Weise verallgemeinert werden. Hierbei ist darauf hinzuweisen, daß die Mes-

sung mit dem Cone Calorimeter $\dot{m}''(t)_{\text{exp}}$ bereits den Effekt des Verkohlens bei der für den Versuch gewählten Materialdicke und einem bestimmten konstanten Strahlungsniveau einschließt.

Mit der Zeit verliert der untere Teil der Pyrolysezone Masse mit einer von $\dot{m}''(t)$ abhängigen Rate. Am oberen Ende der Pyrolysezone, also der zeitabhängig fortschreitenden Pyrolysefront liegt der Wert $\dot{m}''(0)$ vor. Die gesamte Massenverlustrate ergibt sich aus einem Mittelwert durch Wichtung zu

$$\langle \dot{m}''(t) \rangle = \frac{\int \dot{m}''(t')_{\text{exp}} \omega(t') dt'}{\int \omega(t') dt'} ; \quad \text{Gleichung 52}$$

die Wichtungsfunktion $\omega(t)$ hat Mitler (1989) angegeben.

2.3.7 Vergleich mit Versuchsergebnissen

Mit den aus den oben beschriebenen Modellvorstellungen abgeleiteten Wärmeströmen wurden von Mitler Berechnungen für PMMA durchgeführt und mit Versuchsergebnissen verglichen. Der Effektivwert von $\lambda \rho c$ von PMMA wurde mit der LIFT-Apparatur¹⁴ bestimmt. Orloff et al. (1975) hatten gezeigt, daß die Ausbreitungsrate über PMMA annähernd exponentiell mit der charakteristischen Zündzeit $\tau \cong 277$ s verläuft. Zuerst wurde die Massenverlustrate mit dem algebraischen Untermodell berechnet. *Abbildung 12* zeigt den Zeitfortschritt der Pyrolysefront als Ergebnis der Berechnungen mit Linienbrennerleistungen von $\dot{Q}_b = 2, 4$ und 8 kW, entsprechend $\dot{q}_b' = 5, 10$ und 20 kW/m, zusammen mit den Versuchsergebnissen von Orloff et al. (1975). In dieser *Abbildung* beginnt jede Kurve dort, wo die Zündung der Platte mit offener Flamme erfolgt ist. Wie man sieht, zeigen die berechneten Ausbreitungsraten nach einer anfänglichen Instabilität alle einen annähernd exponentiellen Verlauf. Ihre quantitative Übereinstimmung mit den Meßwerten ist bemerkenswert. Jedoch scheint die Ausbreitungsrate von der Größe des Zündbrenners abzuhängen, was dem Vorstellungsvermögen widerspricht: man würde ganz im Gegensatz dazu erwarten, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit weitgehend von der Zündart unabhängig ist, vor allem dann, wenn die Flammen infolge der Verbrennung an der Wand viel größer als die Zündflamme werden.

Da die Wahl von z_f die berechnete Ausbreitungsrate beeinflusst, wurde entschieden, zu untersuchen, wie sich eine Anwendung von *Gleichung 35* anstatt von *Gleichung 36* für

¹⁴ Lateral Ignition Flame Test (ISO 5658 (Part 2)). Die Apparatur verfügt über eine mit Gas betriebene Wärmestrahlungsplatte mit Pilotflamme, um die Probe zu entzünden. Das Gerät ist mit einer Thermoelementsäule zur Bestimmung der Wärmefreisetzungsrates ausgestattet, dadurch können Versuche nach dem IMO-Standard (International Maritime Organisation – Internationale Seeschiffahrts-Organisation) durchgeführt werden.

Der LIFT wird häufig in der Bauindustrie und in Brandmodellstudien zur Vorhersage des Brandverhaltens angewandt.

z_f auswirkt. Die Ergebnisse mit angenommenen Brennerleistungen von 1, 2 und 4 kW ($\dot{q}'_b = 2,5, 5$ und 10 kW/m) werden in *Abbildung 13* gezeigt. Offensichtlich ist die Übereinstimmung von Versuch und Berechnung für den 1 kW Zündbrenner ausgezeichnet; in diesem Fall ist außerdem die Ausbreitungsrate großer Flammen tatsächlich von der Zündungsart, wie erwartet, unabhängig. Für intensivere Zündflammen scheint das Modell von Mitler an seine Grenzen zu stoßen, da diese jeweils zu verspäteter Zündung führen.

Schließlich wurde eine Berechnung mit einer angenommenen Brennerleistung von 1 kW und *Gleichung 35* für z_f unter Verwendung der experimentellen Massenverlustrate statt einer Berechnung von $\dot{m}''(t)$ mit dem algebraischen Untermodell durchgeführt. Babrauskas¹⁵ hat die Massenverlustrate für PMMA, das mit 25 kW/m² bestrahlt wird, experimentell untersucht. Die Ergebnisse unter Verwendung dieser Daten sind fast dieselben wie die Ergebnisse mit einer internen Berechnung der Massenverlustrate.

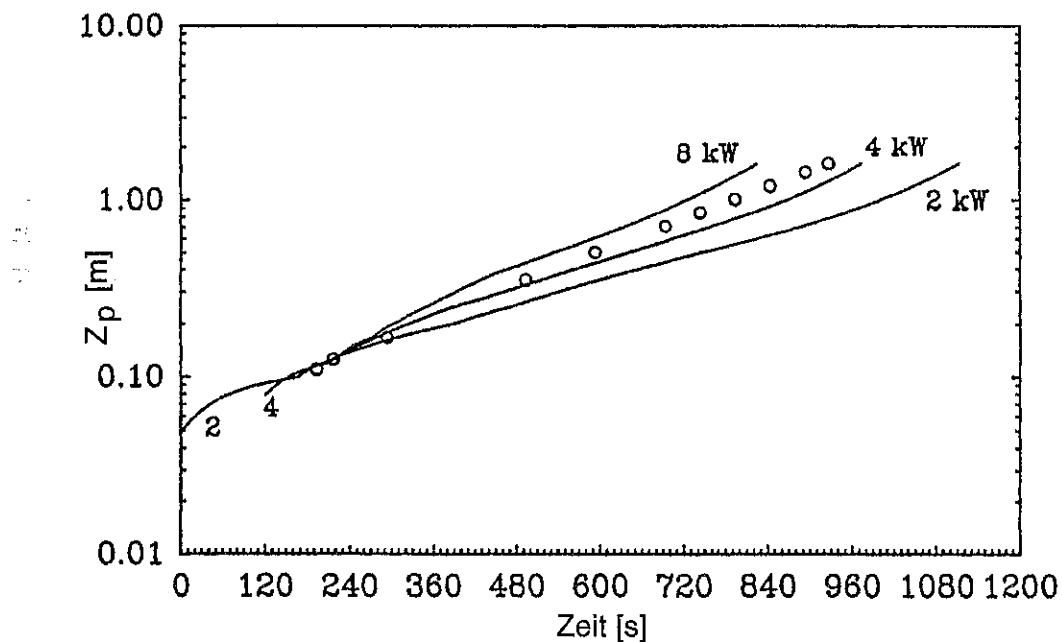


Abbildung 12: Lage der Pyrolysefront in Abhängigkeit von der Zündbrennerleistung und der Zeit

Die Kreise bezeichnen die Meßergebnisse von Orloff et al. (1975), die Linien die Berechnungsergebnisse von Mitler (1990) mit *Gleichung 36* (Mitler 1990).

¹⁵ Abbildung 8 der Literaturstelle 28 von Mitler (1990): Babrauskas, Vytenis: . Z: Fire and Materials 8, 81 (1984).

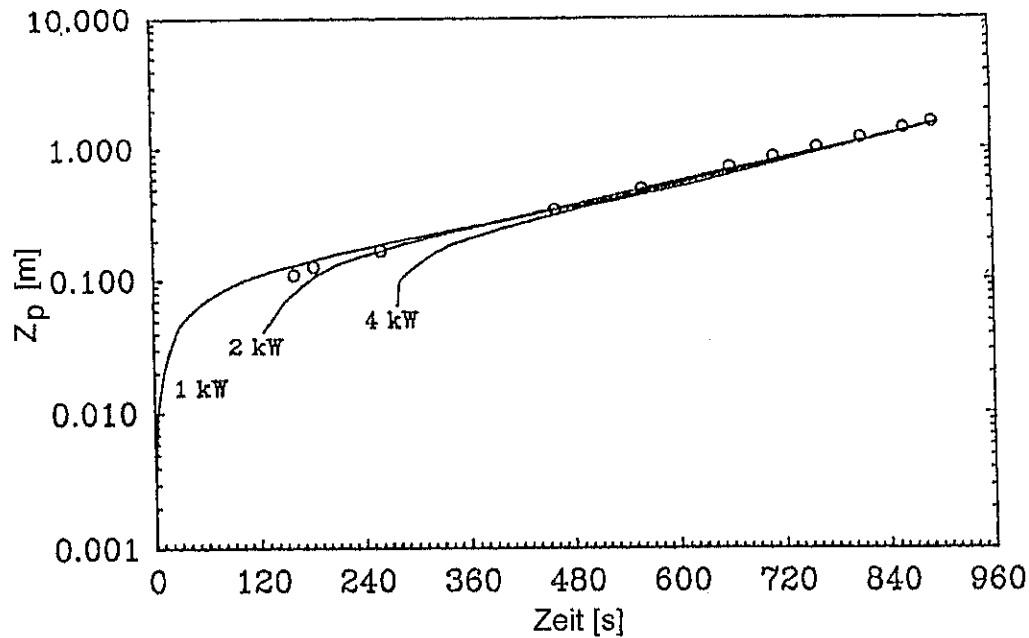


Abbildung 13: Gleiche Darstellung wie in *Abbildung 12* mit *Gleichung 35* (Mittler 1990).

2.3.8 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Der verwendete Algorithmus beschreibt in Verbindung mit den gegebenen Ausdrücken für Wärmeströme von Flammen an die Wand die exponentielle, aufwärts gerichtete Ausbreitungsrate brennenden PMMAs gut. Vergleiche für andere Materialien als PMMA wurden nicht durchgeführt; bei Verwendung der Option mit den experimentellen Daten aus Versuchen mit dem Cone Calorimeter wird jedoch erwartet, daß ebenfalls gute Resultate erzielt werden können.

Die Methode ist flexibel und dadurch leistungsfähig, da sie relativ wenige Annahmen bezüglich des Materials oder des externen Wärmestromes macht. Die externen Wärmeströme müssen entweder vom Benutzer vorgegeben werden oder von einem Raumbrandmodell berechnet, und an das Rechenverfahren übergeben werden.

Die Ausbreitungsrate ist durch die Gasphasenreaktion (Verbrennung) indirekt vom Sauerstoffgehalt abhängig; wachsender Sauerstoffgehalt beschleunigt die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Der vorliegende Algorithmus betrachtet nur die feste Phase und kann daher diesen Effekt nicht direkt behandeln; er muß durch den angemessen veränderten Wärmestrom berücksichtigt werden. Andererseits wird diese Abhängigkeit durch die Daten der Cone Calorimeter Versuche eingebracht.

2.4 Das Modell von Delichatsios (Mary M. Delichatsios et al. 1991)

2.4.1 Kurzfassung

Die von Delichatsios et al. vorgenommene Modellierung der Brandausbreitung besteht aus vier Hauptteilen (Modulen): 1) Vorwärmen des unverbrannten Brennstoffes, 2) Py-

rolyse des Materials, 3) Verbrennung der Pyrolysegase und 4) senkrechte Brandausbreitung zur Bestimmung der Lage der Pyrolysefront. Für die Module „Aufheizung“ und „Pyrolyse“ des Rechenprogrammes sind integrale Modelle verwendet worden, die, verglichen mit genauen analytischen Lösungen, den instationären Verlauf der Aufheizung und Pyrolyse genau (innerhalb 1% bis 2%) vorhersagen. Die Lage der Pyrolysefront z_p wird nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate durch lineare Interpolation eines Abschnitts einer Geraden berechnet, die die (wirklichen und/oder virtuellen) Temperaturen der Knoten verbindet, die z_p mit der Pyrolysetemperatur T_p einschließen. Das Verbrennungsmodul des Rechenprogrammes berechnet die Wärmeeinwirkung aus der Verbrennung der durch pyrolytische Zersetzung entstandenen Gase auf die Wand. Hierbei werden der Literatur entnommene Beziehungen für die Flammenhöhe z_f sowie die konvektiven und radiativen Wärmeströme, \dot{q}_c'' und \dot{q}_r'' , verwendet, welche aus experimentellen Daten abgeleitet wurden. Die einzelnen Module und der gesamte Algorithmus des „Upward Fire Spread and Growth (UFSG) code“ wurde mit exakten analytischen Lösungen für den instationären Aufheizvorgang, für die instationäre Pyrolyse und für die Flammenausbreitung verglichen. Beispielhaft wird gezeigt, daß instationäre Pyrolyse auch für nicht-verkohlende Materialien die Brandausbreitungsgeschwindigkeit nach oben signifikant beeinflusst. Dieses Ergebnis erklärt neue Versuchsdaten über die laminare senkrechte Flammenausbreitung. Ergänzend werden Ergebnisse von Voraussrechnungen mit Versuchswerten turbulenter senkrechter Ausbreitung verglichen. Die Ergebnisse werden von den Autoren als zufriedenstellend angegeben.

2.4.2 Einleitung

Es wird von den Autoren die Modellierung der Brandausbreitung beschrieben. Die bei der Entwicklung des Rechenprogrammes verfolgte Absicht war, diejenigen Modelle zu verwenden, welche die Physik unter Berücksichtigung des Materialverhaltens am besten beschreiben. Die erforderlichen Eingabeparameter sollten mit existierenden Versuchsanordnungen zu messen sein.

2.4.3 Physikalische Aspekte und Programmstruktur

Abbildung 14 stellt die hier modellierte 2-D Brandsituation an einer senkrechten Wand dar. Es wird angenommen, daß die Wand aus senkrechten Abschnitten (Zonen) besteht, die dem Wärmestrom der Flamme und/oder anderer externer Wärmequellen ausgesetzt sind. Die Zonen sind jeweils durch Knotenpunkte begrenzt. Das Brandereignis wird in folgende Teilschritte zerlegt: 1) Aufheizen der Wand, 2) Pyrolyse, 3) Brennen der Gasphase und 4) Ausbreitung der Pyrolysefront. Die allgemeine Struktur des UFSG-Programms und die Wechselbeziehung zwischen den verschiedenen Teilschritten wird in *Abbildung 15* gezeigt. Der verwendete Lösungsalgorithmus ist ein Prädiktor-Korrektor-Verfahren. Zu jedem Zeitschritt führt hierbei das Programm erst einen Rechengang mit einem Schätzwert (Prädiktor) für die Lage der Pyrolysefront durch, und gleicht dann diesen Wert solange nach einem Konvergenzverfahren ab, bis ein korrigierter Wert für die neue Lage der Pyrolysefront innerhalb vorgegebener Fehlergrenzen ermittelt worden ist. Dieser neue Wert ist der Korrektor am Ende der Zeitschleife, der im Regelfall der Prädiktor für eine neue Zeitschleife wird usw. Hiermit kann die wechselseitige Abhän-

gigkeit zwischen Flammenwärmestrom und Menge der Pyrolysegase berücksichtigt werden.

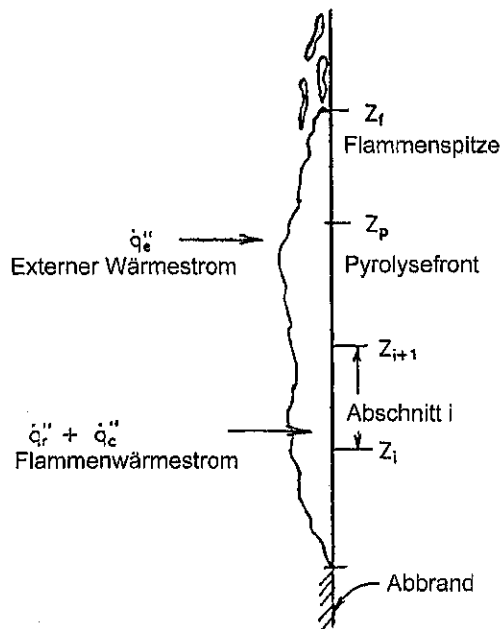


Abbildung 14: Schematische Darstellung der aufwärts gerichteten Flammenausbreitung (Mary M. Delichatsios et al. 1991).

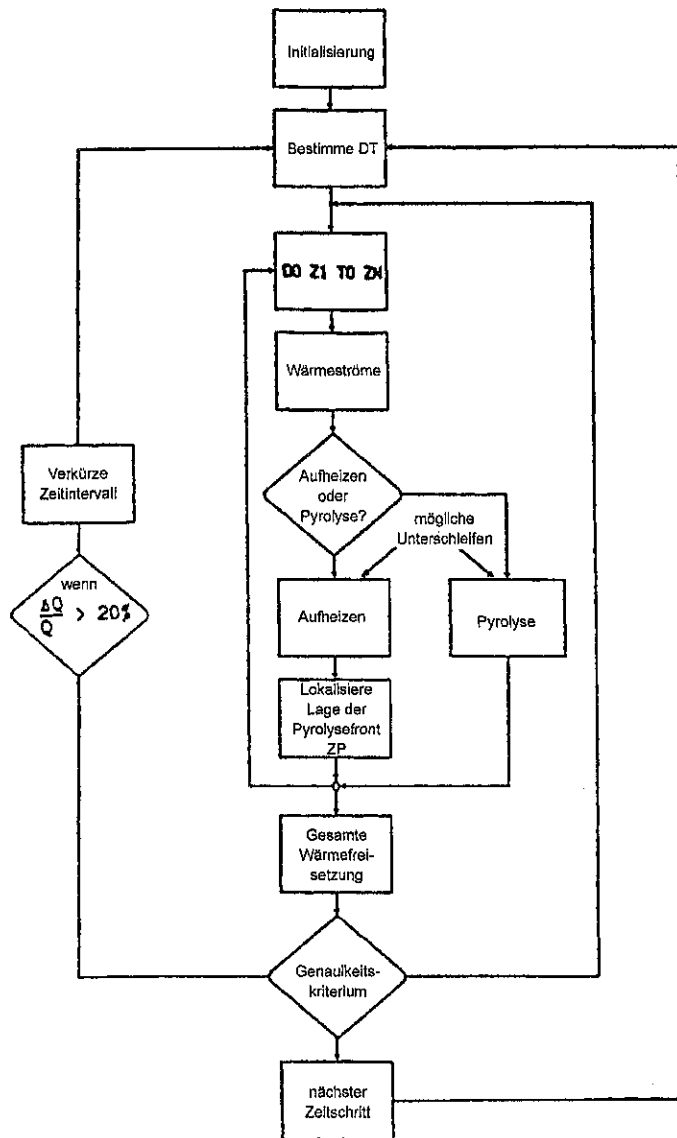


Abbildung 15: Flußdiagramm des Programms von Mary M. Delichatsios et al. (1991) zur Berechnung der aufwärts gerichteten Flammenausbreitung (Mary M. Delichatsios et al. 1991).

Im Rechenprogrammablauf von Delichatsios et al. wird der Prädiktor wie folgt verwendet: In der „Prädiktor-Berechnung“ werden die Wandknoten, bei denen die Oberflächentemperatur die Pyrolysetemperatur T_p noch nicht erreicht hat, zu dem Modul geleitet, das die Aufheizung berechnet, während die Wandknoten, bei denen die Pyrolysetemperatur T_p erreicht oder überschritten wurde, zum „Pyrolyse“ Modul geleitet werden. An dieser Stelle wird der Algorithmus für die Ermittlung der Pyrolysefront z_p ausgelöst, um einen geschätzten Wert für den neuen Zeitschritt zu erzeugen. Das „Pyrolyse“ Modul berechnet eine Massenpyrolyserate beim neuen Zeitschritt, wobei es den alten Nettowärmestrom für den gesamten Zeitschritt annimmt. Es berechnet ebenso die gesamte Wärmefreisetzungsrates der Pyrolysegase. Diese Information geht in das „gesamte Wärmefreisetzung“-Modul ein, das die konvektiven und radiativen Anteile des Wärmestroms beim neuen Zeitschritt berechnet.

Mit diesen neuen Schätzwerten wird der Zyklus mit Hilfe eines korrigierten Nettowärmestroms als ein „Korrekturschritt“ wiederholt, bei dem der Durchschnitt des alten und des neuen Wärmestroms verwendet wird und so die zeitliche Genauigkeit des Algorithmus von zweiter Ordnung ist. Doch vor dem Ausführen des Korrekturschritts wird die Genauigkeit von radiativem Wärmestrom und Massenpyrolyserate zum neuen Zeitpunkt überprüft. Wenn der radiative Wärmestrom an einem Knoten i oder die gesamte Pyrolyserate zur neuen Zeit ihre Werte am Anfang des Zeitschritts um mehr als einen angegebenen Wert übersteigen (z. B. 20%), wird der Zeitschritt reduziert und das Verfahren wiederholt.

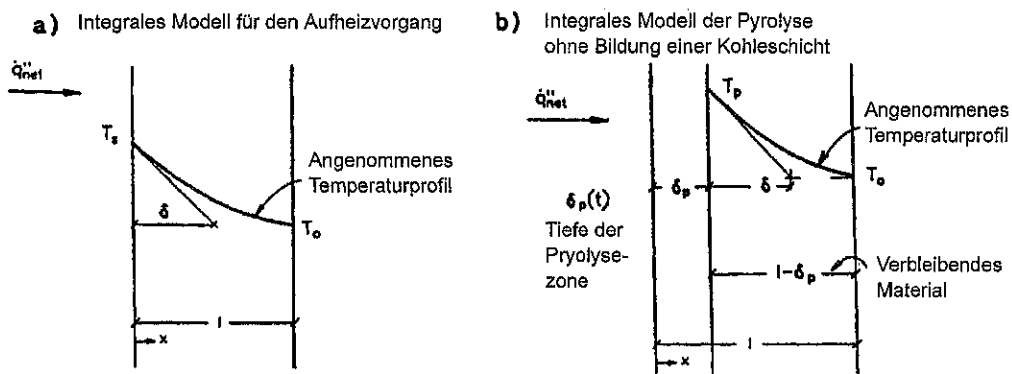


Abbildung 16: Integrale Modell für den Aufheizvorgang und die Pyrolyse eines nicht-verkohlenden Stoffes

- a) Aufheizvorgang: Temperaturprofil: $\Delta T = T - T_0 = \Delta T_s(t) \exp(-x/\delta)$
mit $\Delta T_s = T_s - T_0$
- b) Pyrolysevorgang: Temperaturprofil: $\Delta T = T - T_0 = \Delta T_p(t) \exp(-x/\delta_p)$
mit $\Delta T_p = T_p - T_0$

(Mary M. Delichatsios et al. 1991).

2.4.4 Physikalische Modelle für Aufheizung und Pyrolyse

Die integralen Modelle für das Aufheizen und die Pyrolyse wurden entwickelt, um den Berechnungsaufwand zur Lösung der partiellen Differentialgleichung, welche die instationäre Wärmeleitung beschreibt (Fouriersche Wärmeleitungsgleichung), zu reduzieren. Die Modelle, die in *Abbildung 16a* und *b* gezeigt werden, verwenden ein exponentielles Temperaturprofil in einer Wand der Dicke l . Sie stellen Lösungen der ersten beiden Momente¹⁶ der eindimensionalen instationären Wärmeleitungsgleichung dar. Unter der

¹⁶ Das n -te Moment einer Funktion $f(x)$ ist $a(n) = \frac{\int x^n \cdot f(x) dx}{\int f(x) dx}$

Annahme, daß die thermophysikalischen Stoffwerte der Wand λ , ρ und c_p konstant sind, ergeben sich die folgenden Gleichungen (Mary M. Delichatsios et al. 1990):

Für den Aufheizvorgang:

$$\frac{d}{dt} \left[\Delta T_s \delta \left(1 - \exp \left(-\frac{l}{\delta} \right) \right) \right] = \frac{\dot{q}_{\text{net}}''}{\rho c_p} \quad \text{Gleichung 53}$$

$$\frac{d}{dt} \left[\Delta T_s^2 \delta \left(1 - \exp \left(-\frac{2l}{\delta} \right) \right) \right] = 4 \Delta T_s \frac{\dot{q}_{\text{net}}''}{\rho c_p} - 4a \frac{\Delta T_s^2}{2\delta} \left(1 - \exp \left(-\frac{2l}{\delta} \right) \right) \quad \text{Gleichung 54}$$

mit den Anfangsbedingungen

$$\Delta T_s|_{t=0} = 0, \quad \delta|_{t=0} = 0 \quad \text{Gleichung 55}$$

Für den Pyrolysevorgang:

$$\frac{d}{dt} \left[\Delta T_p \delta \left(1 - \exp \left(-\frac{l - \delta_p}{\delta} \right) \right) \right] + \frac{d\delta_p}{dt} \Delta T_p \left[1 + \frac{\Delta H_v}{c_p \Delta T_p} \right] = \frac{\dot{q}_{\text{net}}''}{\rho c_p} \quad \text{Gleichung 56}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[\Delta T_p^2 \delta \left(1 - \exp \left(-\frac{l - \delta_p}{\delta} \right) \right) \right] + 2 \frac{d\delta_p}{dt} \Delta T_p^2 \left[1 + \frac{2\Delta H_v}{c_p \Delta T_p} \right] = \\ = 4 \Delta T_p \frac{\dot{q}_{\text{net}}''}{\rho c_p} - 4a \frac{\Delta T_p^2}{2\delta} \left(1 - \exp \left(-\frac{l - \delta_p}{\delta} \right) \right) \end{aligned} \quad \text{Gleichung 57}$$

mit den Anfangsbedingungen

$$\delta|_{t=\tau} = \delta_{\text{aufgeheizt}}, \quad \delta_p|_{t=\tau} = 0 \quad \text{Gleichung 58}$$

Die Pyrolyserate ist:

$$\dot{m}'' = \rho \frac{d\delta_p}{dt} \quad \text{Gleichung 59}$$

Gleichung 53 und *Gleichung 54* bilden ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen für den Anstieg der Oberflächentemperatur ΔT_s und für die thermische Eindringtiefe δ als eine Funktion der Zeit, während für die Pyrolyse *Gleichung 56* und *Gleichung 57* für δ und δ_p (diejenige Tiefe, bis zu der das Material pyrolysiert ist) maßgebend sind. Für die Lösung dieses Gleichungssystems können Standardlöser für gewöhnliche Differentialgleichungen verwendet werden. Die Abbruchbedingung für die Berechnung des Aufheizvorganges wird erfüllt, wenn die Oberflächentemperatur die Pyrolysetemperatur T_p erreicht, die während der Pyrolyse konstant bleibt. Dies stellt eine vereinfachende Annahme dar, die nicht unbedingt mit der Realität übereinstimmen muß.

2.4.5 Bestimmung der Lage der Pyrolysefront z_p

Wenn in einem Zeitschritt die Berechnung der Aufheizung für den i -ten Knoten abgeschlossen ist, können die Knoten i und $i-1$ untersucht werden, um zu bestimmen, ob die Pyrolysefront derzeit zwischen den Knoten liegt. Wenn beide Temperaturen kleiner als T_p sind, wird der gesamte betrachtete Abschnitt ($i \dots i-1$) noch aufgeheizt. Wenn beide Temperaturen größer T_p sind, findet im gesamten betrachteten Abschnitt Pyrolyse statt und die Pyrolysefront (sofern sie überhaupt existiert) muß sich in einem anderen Abschnitt befinden. Wenn ein Knoten oberhalb und ein Knoten unterhalb von T_p liegt, dann muß die Pyrolysefront zwischen den beiden Knoten liegen und kann ihre Lage abgeschätzt werden, indem die Lage von T_p auf einer die Temperaturen (real und/oder virtuell) der beiden Knoten verbindenden Geraden bestimmt wird. Die virtuelle Temperatur ist die Temperatur ($T_v > T_p$), die bei weiterer Aufheizung erreicht worden wäre, wenn an dem Knoten die Pyrolyse nicht eingetreten wäre.

2.4.6 Verbrennungsmodell und Flammenwärmeströme

Ein wesentlicher Teil der Simulation der senkrechten Flammenausbreitung ist der Nettowärmestrom von den vor der Wand brennenden Flammen an die Wand. Der Nettowärmestrom zur Wand besteht aus a) dem konvektiven Wärmestrom von den Flammen, b) dem radiativen Wärmestrom von den Flammen und c) den Rückstrahlverlusten der Oberfläche. Die Größe und die Verteilung dieser Ströme hängt von der Verbrennung der Pyrolysegase ab, die ebenso die senkrechte Ausdehnung der Verbrennung (Flammenhöhe z_f) und die längenbezogene Wärmefreisetzungsrate (\dot{E}') bestimmt.

Ein integrales Verbrennungsmodell¹⁷ für Flammen an senkrechten Wänden erlaubt die Berechnung der konvektiven Wärmeströme, der Wärmefreisetzungsrate und der Flammenlänge¹⁸. Die radiativen Wärmeströme können derzeit nicht mit einem Verbrennungsmodell bestimmt werden, können aber aus experimentellen Ergebnissen (Markstein und de Ris 1990) abgeleitet werden. In der gegenwärtigen Version der Simulation senkrechter Flammenausbreitung werden verschiedene einfache Ausdrücke für die Flammenlängen und Wärmeströme vorgeschlagen. *Tabelle 2* führt die vorgeschlagenen Möglichkeiten des Verbrennungsmodells auf. Für jede Möglichkeit wird ein Modell angeboten (Mary M. Delichatsios et al. 1990), wobei die Wirkungen der verschiedenen Optionen der Brandausbreitung in einer umfassenden Empfindlichkeitsanalyse noch zu testen sind. In der ersten Spalte von *Tabelle 2* werden die Möglichkeiten für die Flammenhöhe aufgelistet. Drei Möglichkeiten werden vorgeschlagen, die auf Versuchsergebnissen basieren¹⁹. In den nächsten drei Spalten werden die Möglichkeiten für den Flammenwärmestrom aufgelistet. In allen Fällen ist der Flammenwärmestrom oberhalb der Flammen gleich Null.

¹⁷ Literaturstelle 1 von Mary M. Delichatsios et al. 1991.

¹⁸ Literaturstellen 1 & 6 von Mary M. Delichatsios et al. 1991.

¹⁹ Literaturstellen 1, 7a, 8 & 10 von Mary M. Delichatsios et al. 1991.

Flammenhöhe z_f [m]	Konvektiver Wärmestrom \dot{q}_c'' [kW/m ²]		Radiativer* Wärmestrom \dot{q}_r'' [kW/m ²]	Gesamtwärmestrom \dot{q}_{ges}'' [kW/m ²]
	$0 < z < z_p$	$z_p < z < z_f$	$0 < z < z_f$	$0 < z < z_f$
$0,052 \dot{E}'^{1/2}$	Gleichung 60	Gleichung 61	Gleichförmig	Konstant (30 kW/m ²)
$0,115 \dot{E}'^{1/2}$	Gleichung 60	Gleichung 62	dreieckig	$\dot{q}_{ges}'' = \dot{q}_c'' + \dot{q}_r''$
$0,085 \dot{E}'^{0,62}$			Johnson (Ref. 7)	

* Maximaler Strahlungswärmestrom = 60 kW/m² (obere Grenze für eine „optisch dicke“ Flamme)

Tabelle 2: Optionen des Verbrennungsmodells für senkrechte turbulente Flammenausbreitung
(Die Spalten sind voneinander unabhängig)

2.4.6.1 Konvektiv übertragene Wärme

Für den konvektiven Wärmestrom beschreibt *Gleichung 60* den örtlichen konvektiven Wärmestrom an einen Knoten i , wobei die konvektive Stoffübergangszahl bis zur Höhe der Pyrolysezone z_p verwendet wird (Mary M. Delichatsios et al. 1990). Für PMMA erhält man mit den typischen Werten

$$\begin{aligned}
 q &= 25300 \text{ kJ/kg,} \\
 \chi_A &= 1,0, \\
 \chi_R &= 0,3, \\
 \rho_\infty &= 1,2 \text{ kg/m}^3, \\
 v_\infty &= 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}, \\
 T_{s,i} &= T_p = 640 \text{ K,} \\
 T_\infty &= 298 \text{ K,} \\
 g &= 9,81 \text{ m/s}^2, \\
 S &= 8,5, \\
 \bar{A}_m &= 3,0
 \end{aligned}$$

einen konvektiven Wärmestrom von $\dot{q}_{c,i}'' = 14 \text{ kW/m}^2$. Dieser Wert stimmt mit den Versuchsergebnissen von Markstein und de Ris (1990) überein.

$$\dot{q}_{c,i}'' = \frac{q \frac{(\chi_A - \chi_R)}{S \chi_A} - c_{p,g} (T_{s,i} - T_\infty)}{\exp\left(\frac{\dot{m}''}{0,088 \rho_\infty (v_\infty g \bar{A}_m)^{1/3}}\right) - 1}, \quad 0 < z < z_p \quad \text{Gleichung 60}$$

Oberhalb der Pyrolysezone werden zwei Gleichungen vorgeschlagen: *Gleichung 61* ist der Grenzwert von *Gleichung 60* für $\dot{m}'' \rightarrow 0$, während *Gleichung 62* eine aus Versuchen abgeleitete Beziehung ist (Ahmad 1978). Der Exponent 4/3 in *Gleichung 62* ist auf

die Abhängigkeit der konvektiven Wärmeströme von der Temperatur bezogen (das heißt, $\dot{q}_c'' \sim \Delta T^{4/3}$).

$$\dot{q}_{c,i}'' = 0,088 \rho_\infty (v_\infty g \bar{\Delta}_m)^{1/5} \left[q \frac{(\chi_A - \chi_R)}{S \chi_A} - c_{p,g} (T_{s,i} - T_\infty) \right], z_p < z < z_f$$

Gleichung 61

$$\dot{q}_c'' = 25 (\chi_A - \chi_R)^{4/3}, z_p < z < z_f$$

Gleichung 62

Gleichung 61 und *Gleichung 62* sind nicht grundsätzlich verschieden, da der Klammerausdruck in *Gleichung 61* ebenso wie $\bar{\Delta}_m$ die adiabatische Temperaturzunahme der Flamme darstellt. Beide implizieren, daß $\dot{q}_c'' \sim \Delta T^{4/3}$. *Gleichung 61* gilt allgemein, während *Gleichung 62* auf der Beobachtung basiert, daß die adiabatische Flammentemperatur bei den meisten praktischen Brennstoffen gleich groß ist.

2.4.6.2 Flammenwärmestrahlung

Zur Berechnung des von den Flammen abgegebenen Strahlungswärmestroms als eine Funktion der Höhe wird zuerst die gesamte unmittelbare Wärmefreisetzungsrates berechnet und dann ein einfaches Strahlungsprofil über der Höhe angenommen, das auf Beobachtungen und/oder Messungen an typischen Flammen beruht. Die gesamte unmittelbare Wärmestrahlung zur Wand ist

$$\frac{1}{2} \chi_R \dot{E}' = \frac{1}{2} \chi_R \sum (\dot{m}_i'' \Delta z_i) \cdot q$$

Gleichung 63

mit der Höhe Δz_i des i -ten Segmentes der pyrolysierenden Wand. Der Faktor $1/2$ zeigt, daß die Hälfte der Strahlung der Flamme auf die Wand gerichtet ist, die andere Hälfte in den der Wand abgewandten Halbraum. Drei Möglichkeiten wurden in *Tabelle 2* für die senkrechte Verteilung des Strahlungswärmestroms berücksichtigt: gleichförmiges Profil, dreieckiges Profil mit einem Maximum bei einer Höhe von $0,4 z_f$ und ein glockenförmiges Johnson-Verteilungs Profil (Markstein und de Ris 1990). In allen Fällen wird der maximale Strahlungswärmestrom von 60 kW/m^2 im Modell angenommen (obere Grenze für eine „optisch dicke“ Flamme).

2.4.6.3 Gesamtwärme

Auf der Grundlage verschiedener Versuche (Hasemi 1986; Quintiere 1986) werden die folgenden Ausdrücke für den Gesamtflammenwärmestrom vorgeschlagen (siehe *Tabelle 2*):

$$\dot{q}_{\text{ges}}'' = \begin{cases} 30 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} & \text{für kurze Wände } (z_f \leq 1,5 \text{ m}) \\ \dot{q}_c'' + \dot{q}_r'' & \text{für lange Wände } (z_f > 1,5 \text{ m}) \end{cases}$$

Gleichung 64

Oberhalb der Höhe z_f nimmt das vorliegende Modell an, daß $\dot{q}_{\text{ges}}'' = 0$ ist. Zukünftige Modellversionen sollen ein sanftes Abklingen in Übereinstimmung mit Versuchsergebnissen (Hasemi 1986) beinhalten.

2.4.7 Vergleich der Teilmodelle Aufheizung und Pyrolyse mit der exakten Lösung

In diesem Abschnitt wird die Genauigkeit der integralen Näherung für die Modelle der Aufheizung und Pyrolyse mit exakten analytischen Lösungen nach den Angaben der Autoren dargestellt. Als Beispiele für die Modelle zur Aufheizung wurden gewählt: a) konstant einwirkender Wärmestrom und b) Kombinationen von Stufen konstanten Wärmestroms. Die Beispiele mit gestuftem externen Wärmestrom wurden einbezogen, um die Gültigkeit und die Grenzen des physikalischen Modells und der numerischen Verfahren zu überprüfen. Ein Vergleich mit einem konstant auf einen *thermisch dicken* Feststoff ($l \gg \delta$) einwirkenden Wärmestrom kann durch die exakte Lösung von *Gleichung 53* und *Gleichung 54* bei Vernachlässigung der Exponentialfunktionen direkt durchgeführt werden (Mary M. Delichatsios et al. 1990). Der Vergleich mit der exakten Wärmeleitungsgleichung zeigt, daß die Gleichungen des integralen Modells die Aufheizung der Wand sehr genau vorhersagen (Fehler 1%).

Abbildung 17a zeigt einen Vergleich mit der exakten analytischen Lösung, wenn ein gestufter externer Wärmestrom einwirkt. Dabei fällt auf, daß die Lösung des integralen Modells (Vollinie) bemerkenswert gut mit der analytischen Lösung (gepunktete Linie) übereinstimmt. Weiter fällt auf, daß die Genauigkeit der vorhergesagten Lösung nach der zweiten Stufe bei der dimensionslos gemachten („normalisierten“) Zeit

$$\tilde{t} = t/\tau = 1,0$$

noch recht grob während einiger Zeitschritte ist, aber danach bemerkenswert gut wird. Eine interessante Beobachtung der *Abbildung 17a* betrifft die thermische Eindringtiefe. Die dimensionslose thermische Eindringtiefe $\tilde{\delta} = \delta/\delta_{\text{aufgeheizt}}$ steigt auf einen Wert von 1,0 bei $\tilde{t} = 1,0$ an und fällt dann bei der nächsten Stufe des Wärmestroms bei $\tilde{t} = 1,0$ plötzlich ab. Dies ist die Art, wie das integrale Modell die neue thermische Schicht aufnimmt, die beginnt, sich nahe der Oberfläche zu entwickeln, wenn ein plötzlicher großer Hitzestrom angewandt wird. In der Arbeit von Delichatsios sind noch weitere Versuche für verschiedene externe Wärmeströme aufgeführt. Die Näherung des integralen Modells für das Pyrolysemodell wird zusätzlich gegen zwei „exakte“ analytische Lösungen für $\dot{q}_{\text{net}}'' = \text{konst.}$ überprüft und es kann gezeigt werden, daß der Fehler des integralen Modells für die Massenpyrolyserate kleiner als 2% ist (Mary M. Delichatsios et al. 1990). *Abbildung 17b* zeigt einen Vergleich des Ergebnisses des integralen Modells mit einer exakten analytischen Lösung für den Grenzfall $\Delta H_v/(c_p \Delta T_p) \rightarrow \infty$. Die Genauigkeit der Näherung des integralen Modells ist so gut, daß in der Diagrammdarstellung gepunktete und durchgezogene Linien zur Deckung kommen.

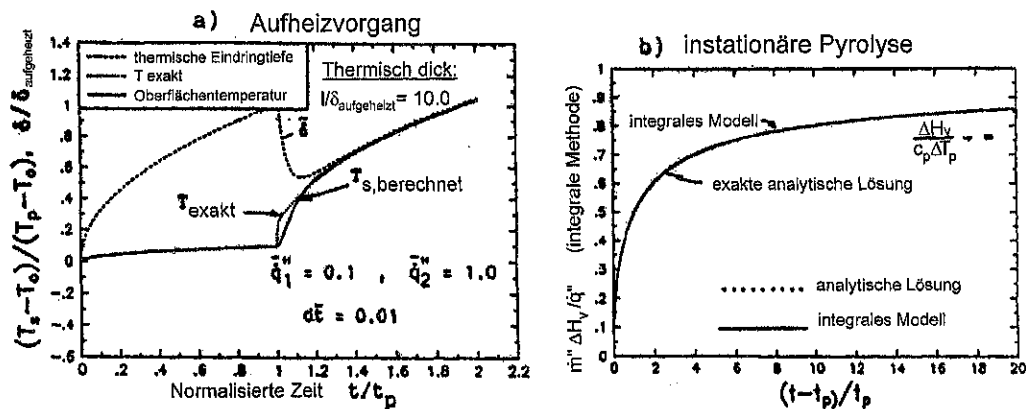


Abbildung 17: Vergleich der Teilmodelle Aufheizung und Pyrolyse mit der exakten Lösung für einen *thermisch dicken* Feststoff

- a) Aufheizvorgang: Vergleich der vom integralen Modell und analytischer Lösung vorhergesagten Oberflächentemperatur bei plötzlichem Temperaturanstieg;

$$\text{Bezugsgrößen: } \dot{q}'' , \Delta T_p, \tau = \frac{\pi a}{4} \left(\frac{\rho \cdot c_p \cdot \Delta T_p}{\dot{q}''} \right)^2, \delta_{\text{aufgeheizt}} = \left(\frac{4 \cdot a}{5 \cdot t_p} \right)^{1/2}$$

- b) Instationäre Pyrolyse, $\dot{q}'' = \text{konst.}$: Vergleich mit einer exakten analytischen Lösung für $\Delta H_v / (c_p \Delta T_p) \rightarrow \infty$

(Mary M. Delichatsios et al. 1991).

2.4.8 Vergleich des Gesamtmodells mit einer exakten Lösung

Das Gesamtverhalten des Codes wurden mit den Berechnungen einer exakten analytischen Lösung für eine *thermisch dicke*, nicht-verkohlende Wand für einen Nettowärmestrom $\dot{q}_{\text{net}}'' \propto z^{-1/4}$ verglichen. Diese Lösung stimmt mit einer Simulation laminarer senkrechter Flammenausbreitung überein, bei der die Flammenstrahlung und die Rückstrahlungsverluste vernachlässigbar sind.

Wenn der von außen aufgeprägte Wärmestrom $\dot{q}_{\text{net}}'' \propto z^{-1/4}$ ist, kann man eine Ähnlichkeitslösung finden, bei der das Verhältnis von Flammenhöhe zur Pyrolyselänge konstant ist, das heißt, $z_f/z_p = \beta$. Mary M. Delichatsios et al. (1990) geben folgende Beziehung an:

$$\dot{q}_{\text{net}}'' = 8,42 \cdot z^{-1/4} = A \cdot z^{-1/4} \quad \left(\dot{q}_{\text{net}}'' \text{ in } \frac{\text{W}}{\text{m}^2}, z \text{ in m}, A \text{ in } \frac{\text{W}}{\text{m}^{3/4}} \right).$$

Man kann dann analytisch die Brandausbreitungsgeschwindigkeit (Mary M. Delichatsios et al. 1990) als eine Funktion von β berechnen:

$$z_p^{1/2} = \frac{4}{\pi \lambda \rho c_p (\Delta T_p)^2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\beta}} \right) A^2 t. \quad \text{Gleichung 65}$$

Es kann gezeigt werden (Mary M. Delichatsios et al. 1990²⁰), daß der Parameter β bei instationärer Pyrolyse signifikant kleiner ist als bei gleichmäßiger Pyrolyse. Deshalb wird eine Abschätzung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pyrolysefront mit der Annahme gleichmäßiger Pyrolyse diese erheblich überbewerten. Dieses Ergebnis wird durch experimentelle Daten (Annamali und Sibulkin 1979) bestätigt, wo theoretische Voraussagen von Ausbreitungsgeschwindigkeiten auf Grundlage von gleichmäßiger Pyrolyse die gemessenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten überschätzten.

Abbildung 18a zeigt den Verlauf des Verhältnisses $\beta = z_f/z_p$ und von $z_p^{1/2}$ über der Zeit für die Brandausbreitung entlang einer längeren senkrechten Wand mit einem brennbaren Höhenabschnitt von 0,2 m. Durch Begrenzung des brennbaren Höhenabschnittes folgt man den Vorgaben instationärer Pyrolyse anfangs und gleichmäßiger Pyrolyse zu späteren Zeiten. Die Abbildungen zeigen, daß nach einer sehr kurzen Zeit das Verhältnis von z_f/z_p tatsächlich einen konstanten Wert β während der transienten Pyrolyse erreicht, hier $\beta = 2,15$. Abbildung 18a zeigt außerdem, daß $z_p^{1/2}$ während der transienten Pyrolyse mit der Zeit linear größer wird, wie man es von Gleichung 65 erwartet. Abbildung 18b zeigt Ergebnisse für die Wärmefreisetzungsrate.

Die gute Übereinstimmung bestätigt den vorgestellten numerischen Code.

²⁰ und Literaturstelle 14 von Mary M. Delichatsios et al. 1991.

instationäre Pyrolyse - laminare Flammenausbreitung nach oben

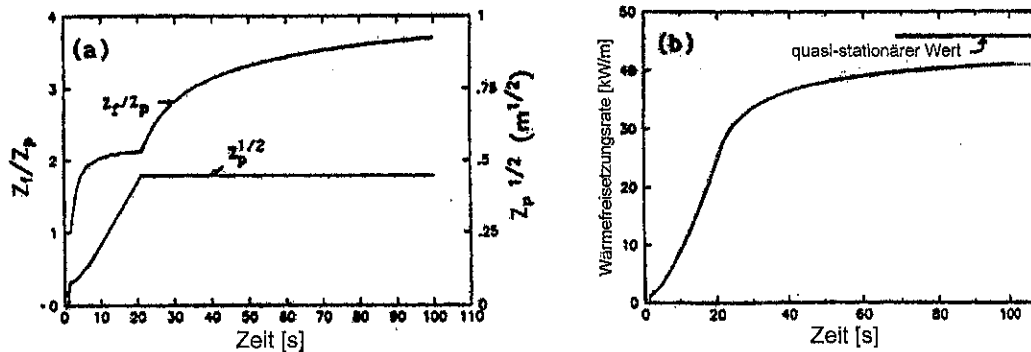


Abbildung 18: Vergleich des Gesamtmodells mit einer exakten Lösung mit

$$\dot{q}_{\text{net}}'' = 8,42 \cdot z^{-1/4} \text{ für ein anderes Material als PMMA}$$

$$c_p = 1,5 \text{ kJ/(kg K)}, \Delta T_p = T_p - T_0 = 75 \text{ K}, \Delta H_v = 1.700 \text{ kJ/kg}, q = 25.300 \text{ kJ/kg},$$

$$\Delta H_v / (c_p \Delta T_p) = 15, \text{ maximale Pyrolysehöhe } z_{p, \text{max}} = 0,2 \text{ m}, \text{ Zeitschrittweite } dt = 0,1 \text{ s}$$

a) z_f/z_p und $z_p^{1/2}$ über der Zeit

b) zeitlicher Verlauf der breitenbezogenen Wärmefreisetzungsrates durch Verbrennung der Pyrolysegase \dot{E}'

(Mary M. Delichatsios et al. 1991).

2.4.9 Vergleich mit Daten turbulenter senkrechter Flammenausbreitung

Ein vorläufiger Vergleich der Voraussagen des Modells für turbulente senkrechte Flammenausbreitung mit Messungen von Daten turbulenter Flammenausbreitung über einer senkrechten PMMA-Wand wird ebenfalls von den Autoren durchgeführt (Orloff 1975). *Abbildung 19* zeigt Berechnungen von Geschwindigkeiten turbulenter senkrechter Flammenausbreitung, z_f und z_p über der Zeit entlang einer PMMA Wand für zwei verschiedene Zündquellen: eine 30 kW/m^2 Quelle über einer Länge von $0,0001 \text{ m}$ (*Abbildung 19a*) und eine 30 kW/m^2 Quelle über einer Länge von $0,01 \text{ m}$ (*Abbildung 19b*). Das kleine Bild in *Abbildung 19a* zeigt den Verlauf von Versuchsdaten von z_f über z_p von Orloff et al. (1975). In den Berechnungen von *Abbildung 19* wurden die Werte $z_f = 0,052 \dot{E}'^{1/2}$ und $\dot{q}_{\text{ges}}'' = 32 \text{ kW/m}^2$ angenommen (in der Literatur sind Werte für \dot{q}_{ges}'' von 25 bis 32 kW/m^2 angegeben). Obwohl diese Ergebnisse vorläufig angegeben werden und von Delichatsios et al. eine vollständige Sensitivitätsanalyse der Ausdrücke von *Tabelle 2* noch geplant ist, werden bereits die folgenden Schlußfolgerungen gezogen:

- 1) Nach einer kurzen transienten Phase am Anfang werden das Verhältnis von Flammen- zur Pyrolyselänge z_f/z_p und die Brandausbreitungsgeschwindigkeit, das heißt, die Steigung von dz_p/dt über z_p nicht mehr von der Größe der Zündquelle beeinflusst.
- 2) Das Verhältnis z_f/z_p ist näherungsweise $2,2$ bei einer Höhe von $z_p = 0,5 \text{ m}$, was exakt mit den Versuchsdaten übereinstimmt (siehe kleines Bild in *Abbildung 19a*). z_f

z_p nimmt, ebenfalls in Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen, bei größeren Höhen ab.

- 3) Basierend auf den Ergebnissen von *Abbildung 19a* kann der Verlauf von z_p über der Zeit durch eine Exponentialfunktion angepaßt werden:

$$z_p = 0,56 \exp(0,006 (t - 350 \text{ s})).$$

Daraus folgt $dz_p/dt = 0,006 z_p$. Verglichen mit Orloffs (1975) Daten mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit $dz_p/dt = 0,0044 z_p^{0,964}$ (z_p in cm), ist die berechnete Geschwindigkeit höher. Dies liegt zum Teil an dem angenommenen Gesamtwärmestrom von $\dot{q}_{\text{ges}} = 32 \text{ kW/m}^2$, der am oberen Ende der gemessenen Werte liegt (in *Tabelle 2* wird ein Wert von $\dot{q}_{\text{ges}} = 30 \text{ kW/m}^2$ vorgeschlagen) und an der Strahlungsabsorption in der Tiefe der Platte bei Versuchen mit durchsichtigem PMMA. Berechnungen mit einem Gesamtwärmestrom von $\dot{q}_{\text{ges}} = 25 \text{ kW/m}^2$ ergeben einen exponentiellen Anstieg für z_p von 0,0033, was mit den Daten von Orloff (1975) besser übereinstimmt.

- 4) Im Hinblick auf die Vielfalt von Faktoren, die die Brandausbreitung beeinflussen, und die Tatsache, daß Berechnungen nicht für die turbulenten Daten optimiert waren, wird die Übereinstimmung der vorläufigen Berechnungen mit den Daten als zufriedenstellend dargestellt.

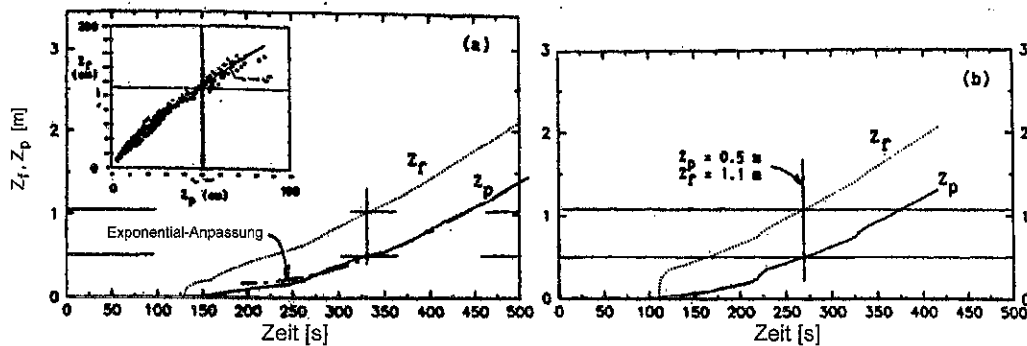


Abbildung 19: Vergleich mit den Versuchsdaten von Orloff et al. (1975) zeitlicher Verlauf von Flammenhöhe z_f und Lage der Pyrolysefront z_p

$$\Delta H_v = 1.100 \text{ kJ/kg}, q = 25.300 \text{ kJ/kg}, c_p = 2,2 \text{ kJ/(kg K)}, \Delta T_p = 640 \text{ K}$$

Zündquelle:

a) 30 kW/m^2 über $0,0001 \text{ m}$

b) 30 kW/m^2 über $0,01 \text{ m}$

(Mary M. Delichatsios et al. 1991).

2.4.10 Schlußfolgerungen

Die Hauptergebnisse der Arbeit von Mary M. Delichatsios et al. (1991) sind:

- a) Eine vergleichende numerische Simulation der senkrechten Brandausbreitung entlang nicht-verkohlender Materialien wurde gegen exakte analytische Lösungen einschließlich instationärer Pyrolyse, Aufheizung und Flammenausbreitung geprüft.
- b) Es wurde gezeigt, daß einfache integrale gewöhnliche Differentialgleichungen für transiente Aufheizung und Pyrolyse annähernd genau (innerhalb von 2%) mit exakten oder numerischen Lösungen von detaillierten partiellen Differentialgleichungen übereinstimmen.
- c) Es wurde quantitativ gezeigt, daß transiente Pyrolyse auch bei nicht-verkohlenden Materialien die senkrechte Flammenausbreitungsgeschwindigkeit signifikant beeinflusst. Diese Ergebnisse werden durch Versuchsergebnisse gestützt.
- d) Der Vergleich von vorläufigen Berechnungen mit Versuchsergebnissen bei turbulenter senkrechter Flammenausbreitung ist sehr zufriedenstellend.

Die Arbeit von Delichatsios et al. soll nach eigenen Angaben noch auf den folgenden Gebieten fortgesetzt werden:

- a) Sensitivitätsanalyse für die verschiedenen Parameter einschließlich der Verteilung konvektiver und radiativer Wärmeströme,
- b) Erweiterung der numerischen Simulation auf verkohlende Materialien,
- c) Erweiterung auf Materialien, bei denen die Tiefenabsorption der Strahlung (z. B. durchsichtiges PMMA) von Einfluß ist und
- d) Vergleich mit aktuellen Daten senkrechter Flammenausbreitung bei turbulenten Wandbränden.

2.5 Stand der Wissenschaft

2.5.1 Modellarten

Die Anfänge der mathematischen Modellierung von Vorgängen in Brandräumen gehen bis in die 50er Jahre zurück, wobei zuerst Vollbrandmodelle für einen einzelnen Raum entwickelt wurden. Diese Modelle bilden den Brandraum mit einer einzigen Gasschicht ab, für die homogene Temperaturen angenommen werden. Brände der quasistationären Vollbrandphase (Post -Flash Over) können für relativ kleine Räume mit diesen Programmen berechnet werden.

Mit der Weiterentwicklung der Rechnertechnik konnten auch Modelle der Brandausbreitung und -berechnung komplexer werden. Es wurden Zonen- und Feldmodelle entwickelt, wobei letztere am rechenintensivsten sind und entsprechend leistungsfähige Hardware erfordern.

Feldmodelle ermöglichen die Aufteilung des Brandraums und der betrachteten Raumkonfiguration in eine Vielzahl von Zonen beziehungsweise Volumina in „Kontroll“-volumina, für die Massen- und Energiebilanzen aufgestellt und gelöst werden müssen. Zur Berücksichtigung der komplizierten Wechselwirkungen (Turbulenzen) zwischen

diesen Zonen ist die Lösung der Navier–Stokes–Strömungsgleichungen erforderlich. Mit diesen Modellen lassen sich sehr detaillierte Aussagen über den Brandraum (Geschwindigkeits– und Temperaturfelder, lokale Rauchgaskonzentrationen) gewinnen, jedoch nur mit erheblichem numerischen Aufwand unter Einsatz von leistungsfähigen Großrechnern. Zudem enthalten die Feldmodelle keine integrierten Abbrandmodelle, das heißt, der eigentliche Pyrolyse– und Verbrennungsprozeß und die Rückwirkung der Strömungen auf die Verbrennung werden nicht modelliert.

Bei den Zonenmodellen werden der Brandraum und die angrenzenden Räume in mindestens zwei horizontale Zonen unterteilt, in denen jeweils homogene Verhältnisse (Temperatur, Druck, Konzentrationen) vorliegen. Aufgrund dieser Vereinfachungen sind diese Modelle weniger rechenaufwendig als die Feldmodelle und stellen daher geringere Anforderungen an die Leistungsfähigkeit von Rechnern. Für Zonenmodelle liegen aufgrund ihrer langjährigen internationalen Entwicklung und Anwendung gute Erfahrungen vor. Es können mit diesen Modellen Brände in Räumen oder Raumgruppen vom Brandbeginn über die Schwel–, Brandentwicklungs– beziehungsweise –ausbreitungsphase und dem Flash Over bis zum völligen Ausbrand berechnet werden. Die Aufheizung und Entzündung brennbarer Objekte im Raum wird ebenso berücksichtigt, wie die Wärmeabgabe an Wände und Decken sowie Wärmeströmungen durch vorhandene Öffnungen in weitere Räume oder ins Freie, wobei die Größe der Öffnungen zeitlich veränderlich simuliert werden kann (Büttner und Koch 1994).

Bei der Anwendung von Modellen zur Berechnung von Feuer und Rauch in Gebäuden kann also unterschieden werden zwischen:

- Vollbrandmodellen (Einraummodelle),
- Zonenmodellen (Einraum– oder Mehrraummodelle),
- Feldmodellen (Einraum– oder Mehrraummodelle),
- Systemcodes (Mehrraummodelle).

Die oben genannten Modellarten sind jeweils für spezifische Anwendungen gedacht und nur bedingt untereinander vergleichbar. Der physikalische Hintergrund der Modelle ist ebenfalls sehr verschieden, wobei davon ausgegangen werden kann, daß z. B. sehr aufwendige Feldmodelle anderen Modellen hinsichtlich ihrer Aussagefähigkeit nicht unbedingt überlegen sind, weil ihnen zwar eine umfassende physikalische Formulierung der Gasströmung zugrunde liegt, andere Effekte, wie Strahlung und Wärmeaustausch, werden dagegen unter Umständen schlechter erfaßt. Für bestimmte Anwendungen sind Zonenmodelle gleichwertig oder sogar überlegen, weil sie den brandschutztechnischen Gegebenheiten in vielen Fällen vom Ansatz her eher entsprechen. Im Rahmen praktischer Fragestellungen sind physikalisch hochwertige Modelle (z. B. Feldmodelle) durchweg nicht überlegen (Schneider 1993) und es ist ein Irrtum, anzunehmen, daß sehr teure Programme (z. B. Feldmodelle) grundsätzlich genauere Ergebnisse liefern als einfache Programme. In allen Fällen wird die Güte der Ergebnisse vor allem von den gewählten Brandszenarien und den zugrundegelegten physikalischen Eingangsparametern bestimmt. Solange die Eingangsparameter die zu erwartenden Brandvorgänge richtig beschreiben, wird auch das Brandsimulationsergebnis die in der Realität zu erwartenden Effekte gut widerspiegeln. Wenn das Abbrandverhalten der beteiligten Stoffe hingegen

nicht gut erfaßt ist, dann wird eine Brandsimulation auch mit einem teuren Programm nicht von Nutzen sein (Schneider und Lebeda 1998).

Neben der mittleren Rauchgastemperatur können mit Mehrzonenmodellen auch die Massenanteile von Brandprodukten abgeschätzt werden. Zu diesem Zweck müssen aber die Entstehungsraten bekannt sein. Diese sogenannten Quellterme stellen jedoch insgesamt ein Problem dar. Der wesentliche Quellterm, die Abbrandrate des Brandgutes beziehungsweise die Energiefreisetzungsrate, kann bis heute von keinem Modell allgemeingültig vorhergesagt werden. Die Abbrandrate muß in der Regel aus experimentellen Daten gewonnen und als Eingangsgröße vorgegeben werden. Der wesentliche Unterschied zwischen einem Zonenmodell und einem Feldmodell besteht nicht nur in der größeren Anzahl der benutzten Kontrollvolumina, sondern auch in der Methode der Modellierung des Austauschs von Masse und Enthalpie. Während das Zonenmodell hierfür vereinfachte Ansätze benutzt, wird der Austausch im Feldmodell direkt aus den grundlegenden Erhaltungsgleichungen berechnet. Das Feldmodell kommt daher mit einer geringeren Zahl an Annahmen und experimentell ermittelten Parametern aus. Die Güte der Vorhersage hängt bei allen verfügbaren Brandmodellen von der Genauigkeit der Eingabedaten für den Quellterm ab. Der Quellterm ist somit derzeit das „schwächste Glied in der Nachweiskette“ mittels Brandsimulation. Je besser er durch realistische Experimente abgesichert werden kann, um so größer wird das Vertrauen in diese Modelle sein (Siegfried 1995).

Bei Einsatz sämtlicher Modelle sind die Grenzen, die durch vereinfachende Annahmen auferlegt werden, zu berücksichtigen.

2.5.2 Aktuelle Modelle

2.5.2.1 Das Modell von Mitler und Steckler (1995)

Mitler und Steckler ermitteln unter Verwendung der Brandeigenschaften der beteiligten Materialien für eine vorzugebende Zündquelle die Zeit bis zur Zündung einer ebenen Wand in einem Raum, die Lage und die Ausdehnung der anfänglichen Pyrolysezone, die Massenverlustrate, die Geschwindigkeiten der auf- und seitwärts gerichteten Brandausbreitung und die resultierende Wärmefreisetzungsrate. Die aufwärts gerichtete Ausbreitungsgeschwindigkeit ist die Geschwindigkeit, mit der sich die Pyrolysezone nach oben hin ausbreitet. Allgemein wird angenommen, daß das Feuer zweidimensional, das heißt unabhängig von der horizontalen Position auf der Wand ist. Wenn diese Bedingung nicht erfüllt wird, muß die Definition auf die mittlere Position der Front verallgemeinert werden. Das Modell verwendet Eingabedaten aus Laborversuchen mit dem LIFT- und dem Cone Calorimeter, darunter die zur Massenverlustrate proportionale Wärmefreisetzungsrate. Folglich wird, zumindest in erster Näherung, automatisch die Ausbildung einer Kohleschicht und die transiente Pyrolyse berücksichtigt. Für die Berechnung der seitwärts gerichteten Ausbreitung wurde berücksichtigt, daß sich im Raum zwei Zonen ausbilden. In der oberen Zone ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit zur Seite größer als in der unteren. Ein speziell entwickeltes Pyrolysemodell wurde integriert, das für beliebige Materialien eingesetzt werden kann (schmelzend, Kohlebildend, Verbund etc.). Es berechnet auch den Abbau der pyrolysierenden Oberfläche einschließlich des möglichen

Abtrennen an einem beliebigen Punkt der durch ein Netz diskretisierten Wand oder Platte. Die Leistung der Zündquelle wird vom Benutzer vorgegeben und kann eine (fast) beliebige Funktion der Zeit sein. Es wird nur der *thermisch dicke* Fall betrachtet, da dünne Materialien im allgemeinen auf dickeren Trägermaterialien befestigt werden und so die Anordnung *thermisch dick* ist. Unter anderem wurde der Einfluß einer vorhandenen Decke auf Brenn- und Ausbreitungsgeschwindigkeit mit Ausnahme der Tatsache, daß sich unter der Decke die obere Gasschicht bildet, nicht berücksichtigt. Es beinhaltet auch nicht den Selbstverlöschungseffekt. Die Bewegung der Pyrolysefront wird nicht analytisch berechnet. Es wird statt dessen angenommen, daß sich die Front bis zu jedem Punkt auf der Oberfläche ausbreitet, der auf die kritische Temperatur T_{krit} aufgeheizt wurde, daß eine Zündtemperatur $T_{\text{zünd}}$ existiert und daß $T_{\text{krit}} = T_{\text{zünd}}$ ist. Wenn ein Wandabschnitt nicht brennt, kann ein von außen einwirkender Wärmestrom kritischer Größe \dot{q}_{krit}'' die Oberflächentemperatur T_s auf eine Gleichgewichtstemperatur T_{krit} aufheizen. Liegt die aktuelle Wandtemperatur unter der kritischen, kann dies mit einem nur kurzzeitig stärkeren Wärmestrom zusammenhängen. Ist sie hingegen größer, muß der externe Wärmestrom größer als \dot{q}_{krit}'' sein. Folglich gilt: wenn $T_s < T_{\text{krit}}$ ist, kann der externe Wärmestrom $> \dot{q}_{\text{krit}}''$ sein, aber wenn $T_s > T_{\text{krit}}$ muß $\dot{q}'' > \dot{q}_{\text{krit}}''$ sein.

Zündgrenzen werden vernachlässigt: Es wird vorausgesetzt, daß die Pyrolysegeschwindigkeit groß genug ist, um die untere Zündgrenze sofort zu überschreiten. Weiter wird angenommen, daß die Wärme in das Platteninnere nur konduktiv übertragen wird, das heißt, daß es im Inneren der Platte keine Wärmeübertragung durch Strahlung gibt, und daß die Geometrie dergestalt ist, daß die Problematik eindimensional abgehandelt werden kann. Durch die Flamme wird der Wandabschnitt oberhalb der Pyrolysezone aufgeheizt. Wenn an einem Knoten die Oberflächentemperatur $T_{\text{zünd}}$ erreicht, ist die Pyrolysefront dort angekommen. Liegt die Front zwischen zwei Knoten, bewegt sie sich mit einer Geschwindigkeit nach oben, die folgendermaßen angenähert wird: Es wird angenommen, daß sich die Pyrolysefront in Richtung Knoten m (bei z_m) von ihrer Position zum vorherigen Zeitschritt, $z_p(t_s)$, in dem Verhältnis ausgebreitet hat, in dem sich die Temperatur T_m an dem Knoten der Zündtemperatur $T_{\text{zünd}}$ angenähert hat (*Gleichung 30*). Die Berechnung der Pyrolyse kann auf zwei Wegen erfolgen: Bei dem einen wird eine Energiebilanz an der Oberfläche durchgeführt. Diese Vorgehensweise eignet sich für Materialien, die nicht schmelzen oder eine Kohleschicht ausbilden oder durchbrennen und die eine wohldefinierte Zündtemperatur aufweisen. Der andere Weg ist, die Abbrandrate aus Versuchsergebnissen mit dem Cone Calorimeter abzuleiten, eine Methode, die von Mitler (1990) beschrieben wurde. Die Eingabewerte λ , ρ und c_p sind temperaturabhängig. Für PMMA wurden gute Ergebnisse bei Berechnungen mit konstanten Werten von λ und c_p bei der mittleren Temperatur $\langle T \rangle \equiv (T_\infty + T_{\text{zünd}})/2$ erzielt. Vergleiche hierzu die Ausführungen im Abschnitt 2.3 *Das Modell von Mitler (1990)*.

Solange die Umgebungsbedingungen gleich bleiben, wird vereinfachend angenommen, daß die Pyrolysezone ein mit der Zeitdauer größer werdendes Rechteck ist. Wenn sich aber eine obere, wärmere Zone ausgebildet hat und ein Teil der Pyrolysezone sich darin befindet, bildet die Pyrolysezone nicht länger ein einfaches Rechteck, da die seitliche Ausbreitungsgeschwindigkeit in der wärmeren Zone größer ist. Dann ist der Wandbrand nicht länger zweidimensional und hat auch keine einheitliche Breite mehr. Diese wird

jedoch benötigt, um die breitenbezogene Wärmefreisetzung zu erhalten, die wiederum benötigt wird, um die Flammenhöhe ermitteln zu können. Es muß daher eine entsprechende mittlere Breite gefunden werden. Eine einleuchtende Näherung findet man beispielsweise, wenn man ein flächengleiches Rechteck als Modellierungszone verwendet. Um die Ausbreitungsgeschwindigkeit nach oben vorhersagen zu können, müssen die von den Flammen ausgehenden Wärmeströme bekannt sein, wozu wiederum die Flammenlängen (-höhen) bekannt sein müssen. Um die Flammenlänge berechnen zu können, benötigt man die gesamte Wärmefreisetzungsrate. Letztendlich benötigt man die Verbrennungswärme und die Massenverlustrate. Daher muß zuerst die Massenverlustrate eines auf einer senkrechten Oberfläche gezündeten Feuers vorhergesagt werden, wobei die Abmessungen der pyrolysierenden Zone, einige materielle Parameter der Wand, sowie externe Wärmeströme und einige Eigenschaften der Flamme und der Gasfahne vorgegeben sein müssen.

2.5.2.2 Das Modell von Beyler et al. (1997b)

Dieses Modell erlaubt die Verwendung von zwei verschiedenen Wärmestrombeziehungen für die Zeit vor und nach der Zündung der Wand. Die Flammenlängenberechnung wird in zwei Bereiche aufgeteilt, um zu vermeiden, daß für Wandflammen mit geringer flächenbezogener Wärmefreisetzungsrate die Flammenlänge kleiner als die Länge der Pyrolysezone wird.

2.5.2.3 Fernando (1997)

Fernando hat ein vereinfachtes numerisches Feldmodell für die Flammenausbreitung entlang nicht-verkohlender, *thermisch dicker* Brennstoffe entwickelt. Der Brennstoff wird als eine regelmäßige rechteckige Platte angenommen, deren Oberfläche mittels eines gleichmäßigen rechteckigen Gitternetzes diskretisiert wird. Die sich ausbreitende Flammenfront wird als eine Serie diskreter Zündungen von Zellen modelliert. Die Schrittweite im Netz normal zur Oberfläche ist im Bereich hoher Temperaturgradienten, nämlich nah an der Oberfläche, kleiner (feiner). Bei fortschreitender Verbrennung wird diese feine Region dadurch aufrechterhalten, daß das Netz mit der Brennstoffoberfläche zusammenfällt und anschließend in orthogonale Koordinaten transformiert wird. Die Oberflächentemperatur wird durch das Aufstellen einer Wärmestrombilanz zwischen Konvektion, Strahlung, Wärmeleitung in der festen Phase und Verdampfungswärme berechnet. Es wird angenommen, daß die Umwandlung des Feststoffs einer Arrhenius-Funktion erster Ordnung folgt. Selbstentzündung einer Zelle tritt auf, wenn die Oberflächentemperatur einen kritischen Wert erreicht hat. Fremdzündung in der Nähe der Flammenfront tritt auf, wenn die Oberflächentemperatur einen kritischen Wert erreicht hat, der niedriger als die Selbstentzündungstemperatur ist.

2.5.2.4 Das Modell von Kokkala et al. (1997)

Dieses Modell baut auf der SQW-Theorie auf. Die durchgeführten Versuche ergaben, daß die Flammenlänge eines Gasbrenners an der Wand besser durch eine lineare Abhängigkeit von der Wärmefreisetzungsrate beschrieben wird als durch 2/3-Potenzabhängigkeit.

2.5.2.5 Qian und Kozo (1997)

Qian und Kozo haben ein Modell für die Flammenausbreitung in Ecken entwickelt und entsprechende Versuche durchgeführt.

2.5.2.6 Wang und Joulain (1997)

Zur Simulation von Versuchsbränden, die sich von einem rechteckigen Lachenbrand am Fuß einer senkrechten brennbaren Wand ausbreiten, wurde ein Feldmodell entwickelt. Es beschreibt den Einfluß eines Lachenbrandes auf die Flammenform und das Strömungsfeld, die sich entlang einer senkrechten brennenden Wand entwickeln.

2.5.2.7 Yan und Holmstedt (1997)

Dieses zweidimensionale Feldmodell für die senkrechte Flammenausbreitung nach oben simuliert sowohl die turbulente Verbrennung der Gasphase als auch die Pyrolyse des brennbaren Feststoffes numerisch. Das Pyrolysemodell verwendet unterschiedlich aufgelöste Netze zur Berechnung von Temperatur und Massenverlust, wodurch der Bedarf an Speicherplatz und Rechenzeit verringert wird, ohne die physikalische Grundlage zu verlieren. Das relativ grobe thermische Netz wird zur Berechnung des Massenverlustes verfeinert. Die Gasphase wurde mit einem ungleichförmigen Netz modelliert, das in Wandnähe und im unteren Teil des berechneten Bereiches dichter ist. Ein Vergleich von Versuchs- mit Berechnungsergebnissen zeigt, daß die gesamte Ausbreitungscharakteristik von Flammen gut wiedergegeben wird, aber die vom Modell vorhergesagten konvektiven Wärmeströme zu groß sind. Diese Abweichungen beruhen auf Ungenauigkeiten des theoretischen Feldmodells hinsichtlich des Turbulenzmodells, des Verbrennungsmodells und der Wandfunktion. Da der Wärmestrom durch all diese interaktiven Modelle beeinflusst wird, ist es schwierig, diese Modelle getrennt zu betrachten.

2.5.2.8 Lee (1997)

Dieses Modell baut auf der SQW-Theorie auf und macht einen interessanten Ansatz, bei dem die Ortsvariable durch die Berechnung der Geschwindigkeit zu jedem Zeitpunkt eliminiert wurde. Leider wurde dieser im abgedruckten Programmcode nicht richtig umgesetzt. Die abgebildeten Graphiken lassen sich damit jedenfalls nicht erzeugen. Die Fehler liegen in der Programmstruktur: Es werden Variablen zu einem Zeitpunkt aufgerufen, an dem diese noch nicht berechnet worden sind. Außerdem verwendet er falsche Materialwerte.

2.5.2.9 Quintiere und Lee (1998)

Quintiere und Lee gehen ebenfalls von der SQW-Theorie aus und untersuchen die Einflüsse von Zünder und Materialstärke auf die senkrechte Flammenausbreitung nach oben. Sie zitieren aus Quintiere et al. (1986) einen flächenbezogenen Flammenwärmestrom von 25 kW/m^2 , verwenden dann aber für ihre Berechnungen 30 kW/m^2 .

3 Simulation der Brandausbreitung

3.1 Physikalisches Modell für die Brandausbreitung

3.1.1 Eindimensionale instationäre Wärmeleitung im Feststoff

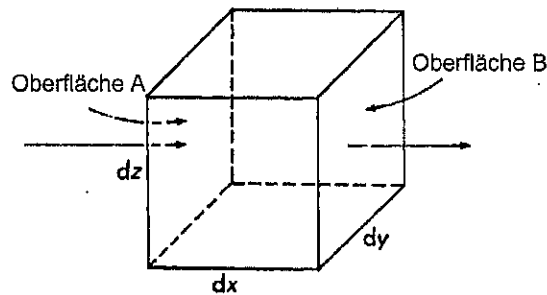


Abbildung 20: Instationäre Wärmeleitung durch ein Volumenelement der Größe $dV = dx \, dy \, dz$ (Drysdale 1985).

Die Grundgleichungen zur Beschreibung der instationären Wärmeleitung werden durch eine Bilanzierung der Wärmeströme an einem infinitesimalen Volumen dV (Abbildung 20) abgeleitet. Wird der Wärmestrom in x -Richtung betrachtet, so gilt

$$\dot{q}_x \cdot dA = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} dy \, dz$$

$$\dot{q}_{x+dx} \cdot dA = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx \right) dy \, dz$$

Im Fall der instationären Wärmeleitung bleibt bei Differenzenbildung der Term $(\partial^2 T / \partial x^2)$ erhalten und die Differenz der beiden Energieströme ist gleich der im Volumen dV gespeicherten beziehungsweise freigesetzten Energie; tritt zusätzlich ein Wärmequellen- oder -senkeneffekt im Volumen dV auf, so ist dieser mit einem volumenbezogenen Leistungsterm \dot{q}''' zu berücksichtigen

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) dx \, dy \, dz = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dx \, dy \, dz - \dot{q}''' \cdot dx \, dy \, dz$$

= Wärmespeicherung – Energiefreisetzung im Volumenelement dV

Diese Gleichung ist die zweite Fouriersche Differentialgleichung der Wärmeleitung. Sie ist eine partielle Differentialgleichung mit der Zeit und den Koordinaten des Raumes als unabhängigen und der Temperatur als abhängiger Veränderlichen. Werden Wärmequellen und -senken wie z. B. Phasenumwandlungen und chemische Zersetzungen vernachlässigt und für den Quotienten $\lambda/(\rho c)$ die Temperaturleitfähigkeit a eingeführt, so vereinfacht sich die Differentialgleichung zu

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t}$$

beziehungsweise bei einer dreidimensionalen Betrachtung zu

$$\nabla^2 T = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t}$$

Ein zeitlich veränderliches Temperaturfeld wird durch eine Störung des stationären Anfangszustandes hervorgerufen. Diese Störung besteht im allgemeinen in der Änderung des Umgebungszustandes zu einem Zeitpunkt t . Zweckmäßig wird der Zeitpunkt der Änderung des Umgebungszustandes als Zeitpunkt t_0 gesetzt. Das Temperaturfeld $T(x, t)$ zu jedem späteren Zeitpunkt $t > 0$ ist dann eindeutig bestimmt, wenn das Temperaturfeld zur Zeit $t = 0$ bekannt ist und die Randbedingungen für alle Zeiten $t > 0$ vorgegeben sind (Drysdale 1985).

3.1.2 Thermische Eindringtiefe

Das Verhältnis des inneren Wärmeleitwiderstandes zum äußerem Wärmeübergangswiderstand ist die dimensionslose Biot-Zahl, die bei einer Platte folgendermaßen definiert ist:

$$Bi = \frac{\alpha X}{\lambda}$$

$Bi \ll 1$ bedeutet, daß die Platte homogen aufgeheizt wird; $Bi \gg 1$ führt dazu, daß die Plattenoberfläche in entsprechender Näherung sofort die Umgebungstemperatur annimmt. Dies entspricht quasi einer Randbedingung 1. Art (Günter 1991).

Für Biot-Zahlen $Bi < 0,1$ unterscheidet sich die Mitten- und Randtemperaturen um weniger als 9% des Temperatursprunges ($T_0 - T_\infty$) der Umgebung (Martin 1994). Körper mit Biot-Zahlen $Bi < 0,1$ werden aus diesem Grund in der angelsächsischen Literatur (Rockett und Milke 1995, Ahmed et al. 1994) als *thermisch dünn* bezeichnet, Körper mit Biot-Zahlen $Bi > 0,1$ hingegen als *thermisch dick*.

Mitler und Steckler (1995) betrachten nur den *thermisch dicken* Fall, da dünne Materialien im allgemeinen auf dickeren Trägermaterialien befestigt werden und so die Anordnung *thermisch dick* ist.

Eine unendlich ausgedehnte Platte von der Dicke $2X$, die aus einem Material mit den Stoffwerten λ , ρ und c besteht und durchgehend die Anfangstemperatur T_0 hat, wird zur Zeit $t = 0$ einer sprunghaften Änderung der rechtsseitigen Umgebungstemperatur T_∞ ausgesetzt. Als Anfangsbedingung gilt somit

$$T(x, t=0) = T_0 = \text{konst. (in der gesamten Platte)}$$

und als Randbedingung für konvektiven Wärmeübergang an der Plattenoberfläche $x = +X$ mit h als konvektivem Wärmeübergangskoeffizienten (Günter 1991).

Zur Berechnung der Oberflächentemperatur eines *thermisch dicken* Materials geben Ahmed et al. (1994) folgende Gleichung an

$$T_s = T_0 + \int_0^t \frac{\dot{q}_s''(t-\tau)}{\sqrt{\pi \lambda \rho c_p \tau}} d\tau \quad \text{Gleichung 66}$$

und für *thermisch dünne* Materialien

$$T_s = T_0 + \int_0^t \frac{\dot{q}_s''(t-\tau)}{\rho c_p l} d\tau. \quad \text{Gleichung 67}$$

Der der Oberfläche zugeführte Nettowärmestrom \dot{q}_s'' stellt die Wärmebelastung des Materials dar, die die Summe von Nettowärmestrahlung und konvektiver Kühlung ist. Der Verlauf der Oberflächentemperatur eines *thermisch dicken* Materials wird über der thermischen Trägheit $\lambda \rho c_p$, also dem Quadrat des Wärmeeindringkoeffizienten b , gemittelt, bei einem *thermisch dünnen* Material über der *thermischen Dicke* $\rho c_p l$. Unter der Annahme konstanter Bestrahlungsstärke und oberflächentemperaturabhängiger radiativer und konvektiver Wärmeströme zu jedem Zeitschritt, geben Ahmed et al. (1994) als analytische Näherungslösungen zur Abschätzung der Oberflächentemperatur für Gleichung 66

$$T_s - T_\infty = \frac{\dot{q}_s''}{\alpha} \left(1 - \exp\left(-\frac{\alpha^2 t}{\lambda \rho c_p}\right) \right) \sqrt{\text{erfc}\left(\frac{\alpha^2 t}{\lambda \rho c_p}\right)} \quad \text{Gleichung 68}$$

und für Gleichung 67

$$T_s - T_\infty = \frac{\dot{q}_s''}{\alpha} \left(1 - \exp\left(-\frac{\alpha t}{\rho c_p l}\right) \right) \quad \text{Gleichung 69}$$

an.

3.2 Theorie des allgemeinen Flammenausbreitungsmodells (Lee 1997)

3.2.1 Berechnung der Flammhöhe

Wie in *Abbildung 21* gezeigt wird, kann die Flammenausbreitung in drei Bereiche ein-

geteilt werden. *Abbildung 21.A*, *Abbildung 21.B* und *Abbildung 21.C* zeigen den Flammhöheneffekt vor und nach der Zündung sowie nachdem bereits ein Teil des in *Abbildung 21.B* dargestellten, zuerst brennenden Bereiches abgebrannt ist.

Vor der Zündung der Wand ist die Flammhöhe nur von der Zündbrennerleistung abhängig, wie in *Abbildung 21.A* gezeigt wird und kann in Abhängigkeit von der Konfiguration berechnet oder experimentell bestimmt werden. Wenn es sich beispielsweise um einen frei brennenden Lachenbrand mit dem Durchmesser $D_{\text{zünd}}$ und der Wärmefreisetzungsrate $\dot{Q}_{\text{zünd}}$ handelt, gilt für die Flammenlänge dann, wenn sich die Flammen nicht an die Wand anlegen (Drysdale 1985):

$$z_{\text{f zünd}} = 0,23 \dot{Q}_{\text{zünd}}^{2/3} - 1,02 D_{\text{zünd}}. \quad \text{Gleichung 70}$$

Für die Flammenlänge eines Linienbrenners der Breite B an einer Wand gilt

$$z_{\text{f zünd}} = z_{\text{f b}} = K_n \left(\frac{\dot{Q}_b}{B} \right)^n. \quad \text{Gleichung 71}$$

Abbildung 21.B zeigt für die Zeit zwischen der Zündung des ersten Wandabschnittes und dessen Abbrennens ($t_{\text{zünd}} \leq t < t_a(z_{\text{fb}})$) die Flammhöhe nach der Zündung der Wand aufgrund der Zündbrennerleistung \dot{Q}_b und der durch das Abbrennen der Wand freigesetzten Leistung \dot{E}' . In diesem Fall gilt für die Flammhöhe

$$z_{\text{f}}(t) = K_n \left(\frac{\dot{Q}_b}{B} + \dot{E}' \right)^n. \quad \text{Gleichung 72}$$

Abbildung 21.C zeigt die Flammenausbreitung nach dem Abbrand des zuerst gezündeten Wandabschnittes ($t \geq t_a(z_{\text{fb}})$). Für die Flammhöhe gilt dann

$$z_{\text{f}}(t) = z_a(t) + K_n (\dot{E}')^n. \quad \text{Gleichung 73}$$

Durch Einführen einer Sprungfunktion können *Abbildung 21.A*, *Abbildung 21.B* und *Abbildung 21.C* vereinheitlicht werden:

$$\eta(s) = \begin{cases} 1, & s \geq 0 \\ 0, & s < 0 \end{cases}. \quad \text{Gleichung 74}$$

Damit folgt

$$\dot{E}' = \eta(t_a(z_{\text{fb}}) - t) \cdot \dot{E}'_0 \quad \text{Gleichung 75}$$

mit der Brenndauer $t_a(z_{\text{fb}})$ des zuerst entzündeten Abschnittes. Da der Zündbrenner nur für eine bestimmte Zeit (Δt_b) brennt, kann die Zündbrennerleistung folgendermaßen beschrieben werden

$$\dot{q}'_b = \eta(\Delta t_b - t) \cdot \dot{q}'_{b0}. \quad \text{Gleichung 76}$$

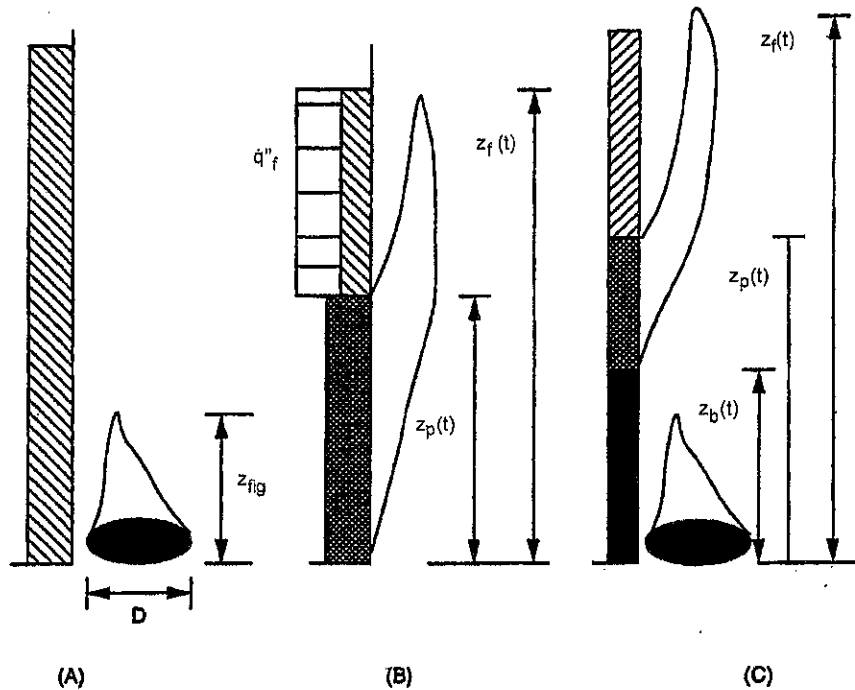


Abbildung 21: Darstellung der Flammenausbreitung

a) vor Zündung der Wand, b) nach Zündung der Wand, c) nach Abbrand des zuerst gezündeten Wandabschnittes

(Lee 1997).

3.2.2 Darstellung der durch das Abbrennen der Wand freigesetzten Leistung

Die durch das Abbrennen der Wand freigesetzte Leistung \dot{E}' kann dargestellt werden durch

$$\dot{E}' = q \cdot \int_0^{z_p(t)} \dot{m}''(z) dz. \quad \text{Gleichung 77}$$

Zum Zeitpunkt $t_p(z)$ setzt die Wand so viele Pyrolysegase frei, daß sie gezündet wird. Dieser Zeitpunkt entspricht der Zeit, zur der $z_p(t) = z$.

Hopkins (1995) hat für die halbunendliche, *thermisch dicke* Platte eine implizite Gleichung für $\dot{m}''(t)$ an einer beliebigen Stelle z hergeleitet:

$$\dot{m}''(\Delta t_p) \Delta H_v = \dot{q}_f'' - \sigma T_p^4 - \frac{2\lambda}{\delta} (T_p - T_\infty) \quad \text{Gleichung 78}$$

und

$$\Delta t_p = t - t_p(z) = \frac{\delta_{eq}^2}{6a} \frac{\Delta H_v}{\Delta H_{vap}} \left[\frac{\delta_{z\underline{u}nd} - \delta}{\delta_{eq}} - \ln \left(\frac{\delta_{eq} - \delta}{\delta_{eq} - \delta_{z\underline{u}nd}} \right) \right], \quad \text{Gleichung 79}$$

mit einer Materialkonstanten für einen bestimmten Flammenwärmestrom \dot{q}_f'' und Gleichgewichtsbedingungen

$$\delta_{\text{eq}} = \frac{2\lambda \Delta H_{\text{vap}}}{c(\dot{q}_f'' - \sigma T_p^4)},$$

wobei unter Zündbedingungen und unter Annahme eines quadratischen Temperaturprofils folgendes gilt (Hopkins 1995):

$$\delta_{\text{zünd}}(z) = \sqrt{6a(t_p(z) - t_f(z))}$$

und

$$\Delta H_{\text{vap}} = \Delta H_v + c(T_{\text{vap}} - T_0), \quad \text{Gleichung 80}$$

mit der thermischen Eindringtiefe δ des Materials,
der Zeit t_p für $z_p(t) = z$ und
der Zeit t_f für $z_f(t) = z$.

Das Modell der Brenngeschwindigkeit geht davon aus, daß der Feststoff durch die Flammen ab $t_f(z)$ aufgeheizt wird und bei $t_p(z)$ gezündet wird. Jede Position z hat ihre spezielle zeitliche Entwicklung. $t_f(z)$ ist also der Zeitpunkt, an dem die Flammenspitzen die Position z erreichen. Das Flammenausbreitungsmodell geht von einem gleichförmigen flächenbezogenen Wärmestrom \dot{q}_f'' zwischen z_p und z_f aus, welcher definitionsgemäß oberhalb von z_f gleich Null ist. Folglich lautet das Flammenausbreitungsmodell (vergleiche **Gleichung 11**):

$$v_p = \frac{dz_p}{dt} = \frac{z_f - z_p}{\tau} \quad \text{Gleichung 81}$$

mit der Flammenausbreitungszeit (vergleiche **Gleichung 10**)

$$\tau = \frac{\pi}{4} \lambda \rho c \left(\frac{T_p - T_\infty}{\dot{q}_f''} \right)^2, \quad \text{Gleichung 82}$$

die nur von Brennstoffwerten, der Umgebungstemperatur und der Leistung abhängt, mit der die Flamme den Brennstoff aufheizt.

3.2.3 Ortsabhängigkeit der Abbrandrate

Das Integral in **Gleichung 77** kann aufgeteilt werden in

$$I = \frac{\dot{E}'}{q} = \int_0^{z_p(t)} \dot{m}''(z, t) dz = I_1 + I_2 = \int_0^{z_p(t_{\text{zünd}})} \dot{m}''(z, t) dz + \int_{z_p(t_{\text{zünd}})}^{z_p(t)} \dot{m}''(z, t) dz.$$

$$\text{Gleichung 83}$$

Der erste Term I_1 der rechten Seite beschreibt die Abbrandrate im zuerst gezündeten Bereich der Wand und der zweite Term I_2 den darüberliegenden. Der erste Term I_1

$$I_1 = \int_0^{z_p(t_{\text{zünd}})} \dot{m}''(z, t) dz \quad \text{Gleichung 84}$$

kann, da \dot{m}'' im Integrationsbereich entsprechend der oben getroffenen Annahme konstant ist, umgeformt werden in

$$I_1 = \dot{m}'' \cdot z_p(t_{\text{zünd}}) = \dot{m}''(t) \cdot z_{fb}. \quad \text{Gleichung 85}$$

Wegen der Abhängigkeit der z -Koordinate von der Zeit muß der Ausdruck

$$I_2 = \int_{z_p(t_{\text{zünd}})=z_{fb}}^{z_p(t)} \dot{m}''(z, t) dz \quad \text{Gleichung 86}$$

in ein zeitabhängiges Integral umgeformt werden. Für die entsprechenden Integralgrenzen gelten die folgenden Beziehungen

Für

$$t = t_{\text{zünd}} \quad \text{ist} \quad z = z_{fb}$$

und für

$$t = t_p \quad \text{ist} \quad z = z_p.$$

Da $\dot{m}''(z, t) = \dot{m}''(\Delta t_p)$ mit $\Delta t_p = t - t_p(z)$ kann Gleichung 86 unter Verwendung von Gleichung 81 umgeformt werden in

$$I_2 = \int_{t_{\text{zünd}}}^t \dot{m}''(t - t_p(z)) \cdot v_p(t_p(z)) dt_p. \quad \text{Gleichung 87}$$

$\dot{m}''(z, t)$ ist die flächenbezogene Abbrandrate an der Stelle z zur Zeit t . Wenn der Zeitpunkt $t_p(z)$ bekannt ist, ab dem an der Stelle z die Pyrolyse einsetzt, kann die flächenbezogene Abbrandrate aus der folgenden impliziten Gleichung abgeleitet werden:

$$\dot{m}''(z, t) = \dot{m}''(t - t_p(z)) = \dot{m}''(\Delta t_p(z)).$$

Mit der Einführung von

$$\Delta t_b \equiv t - t_{\text{zünd}}$$

wird Gleichung 87 zu

$$I_2 = \int_0^{\Delta t_b} \dot{m}''(\Delta t_p) \cdot v_p(\Delta t_{\text{zünd } p}) d\Delta t_{\text{zünd } p}. \quad \text{Gleichung 88}$$

Hierbei sind die Größen Δt_p und $\dot{m}''(\Delta t_p)$ entsprechend der *Gleichung 78* beziehungsweise der *Gleichung 79*:

$$\Delta t_p = \frac{\delta_{\text{eq}}^2}{6\alpha} \frac{\Delta H_v}{\Delta H_{\text{vap}}} \left[\frac{\delta_{\text{zünd}} - \delta}{\delta_{\text{eq}}} - \ln \left(\frac{\delta_{\text{eq}} - \delta}{\delta_{\text{eq}} - \delta_{\text{zünd}}} \right) \right]$$

und

$$\dot{m}''(\Delta t_p) = \frac{\dot{q}_f'' - \sigma T_p^4 - \frac{2\lambda}{\delta} (T_p - T_\infty)}{\Delta H_v}.$$

3.2.4 Abbranddauer

Aufgrund der als begrenzt angenommenen Masse ist \dot{m}'' zeitlich begrenzt und wird nach dem vollständigen Abbrand an der Stelle z zu Null. Für I_1 kann $\dot{m}''(t)$ aus der Funktion $\dot{m}''(\Delta t_p)$ mit $\Delta t_p = t - t_p(z_{fb}) = t - t_{\text{zünd}} = \Delta t_b$ abgeleitet werden. Ebenso ist der Feststoff nach der Dauer $\Delta t_a(z_{fb})$ abgebrannt. Das ist die Zeitspanne für den Anfangswert $z = z_{fb}$. Folglich ist die Brenndauer

$$t_a(z_{fb}) = \Delta t_a(z_{fb}) + t_{\text{zünd}}$$

oder

$$\Delta t_b(z_{fb}) = \Delta t_a(z_{fb}) = t_a(z_{fb}) - t_{\text{zünd}}.$$

Solange in einem Bereich $\Delta t_{\text{zünd a}}(z_{fb})$ größer als Δt_b ist, wird dieser Bereich brennen. Folglich gilt

$$I_1 = \dot{m}''(\Delta t_b) \cdot \eta(\Delta t_{\text{zünd a}}(z_{fb}) - \Delta t_b) \cdot z_{fb}$$

oder

$$I_1 = \dot{m}''(\Delta t_p) \cdot \eta(\Delta t_{pa}(z_{fb}) - \Delta t_p) \cdot z_{fb},$$

mit

$$\Delta t_p = \Delta t_b$$

und

$$\Delta t_p(z) = \Delta t_b - \Delta t_{\text{zünd p}}(z).$$

Analog wird *Gleichung 87* zu

$$I_2 = \int_0^{\Delta t_b} [\eta(\Delta t_{pa}(z) - \Delta t_p) \cdot \dot{m}''(\Delta t_p)] \cdot v_p(\Delta t_{\text{zünd p}}) d\Delta t_{\text{zünd p}},$$

wobei die Brenndauer aus der bekannten Abbrandrate an der Stelle $z_p(\Delta t_b)$ und der flä-

chenbezogenen Brennstoffmasse m''

$$m'' = \int_0^{\Delta t_{pb}(z)} \dot{m}''(\Delta t_p) d\Delta t_p \text{ ermittelt wird.}$$

Hierbei wird angenommen, daß unter der Voraussetzung vollständiger Zersetzung des Brandstoffes die flächenbezogene Brennstoffmasse m'' aus der Dichte ρ und der Dicke l der Wand abgeleitet werden kann.

Die obere Grenze des ausgebrannten Bereiches ($z_a(\Delta t_b)$) kann folgendermaßen bestimmt werden:

Vor dem Abbrand des Bereiches $0 \leq z \leq z_{fb}$ gilt:

$$(z_a(\Delta t_b)) = 0 \quad \text{für } \Delta t_b < \Delta t_{z\text{ünd } a}(0) \quad \text{Gleichung 89}$$

und nach dem Abbrand des Bereiches $z_{fb} \leq z$:

$$(z_a(\Delta t_b)) = (z_p(\Delta t_b^*)) \quad \text{für } \Delta t_b \geq \Delta t_{z\text{ünd } a}(0). \quad \text{Gleichung 90}$$

Abbildung 22 zeigt die Beziehung zwischen z_p und z_a nach Gleichung 89 und Gleichung 90, mit $z_a = z_{fb}$ bei $\Delta t_{z\text{ünd } a}(0)$ und der Brenndauer $\Delta t_{z\text{ünd } a}(z_p(\Delta t_b^*))$ für z_p bei Δt_b^* .

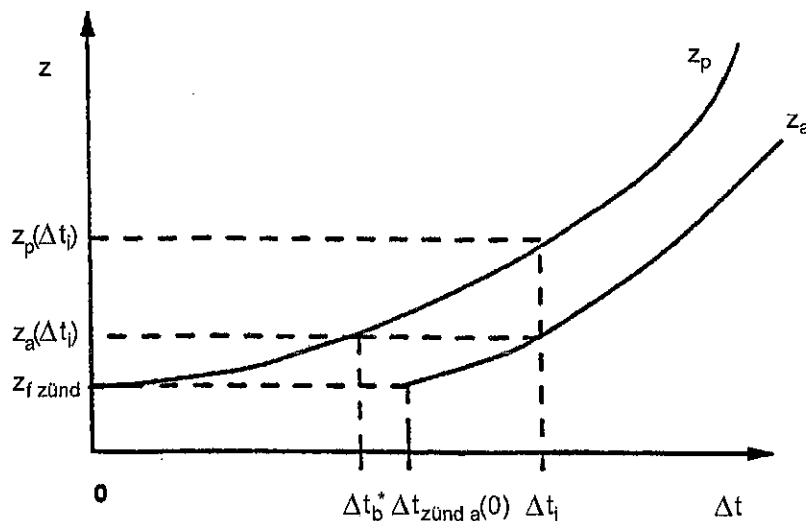


Abbildung 22: Beziehung zwischen der Lage der Pyrolysefront und der Höhe der abgebrannten Zone (Lee 1997).

3.3 Programm und Ergebnisse des allgemeinen Flammenausbreitungsmodells

Auf Grundlage der Theorie des allgemeinen Flammenausbreitungsmodells wurde im Rahmen der vorliegenden Forschungsarbeit ein Computerprogramm entwickelt. Mit diesem Programm können ausgehend von Materialkennwerten folgende Daten der

Brandausbreitung als Funktion der Zeit berechnet werden: Höhe von Unter- und Oberkante der Pyrolysezone (z_b und z_p), Höhe der Flammenspitzen (z_f), Geschwindigkeit der Pyrolysefront (v_p), Wärmefreisetzungsrate (q) und Abbrennzeit (τ_b).

Das Programm besteht aus vier Teilen: dem Deklarationsteil 1, den Anfangsbedingungen 2, der Hauptschleife 3 und sechs Subroutinen 4.2 bis 4.6. Die Subroutine 4.1 initialisiert das Zeitlauffeld. Die Subroutine 4.2 ermittelt die Abbrennzeit. Die Subroutine 4.3 ermittelt die thermische Eindringtiefe. Die Subroutine 4.4 ermittelt die Höhe der Unterkante der Pyrolysezone. Die Subroutine 4.5 ermittelt die Ausbreitungsdaten Oberkante der Pyrolysezone, Höhe der Flammenspitzen, Geschwindigkeit der Pyrolysefront sowie die Gesamtwärmefreisetzungsrate. Die Subroutine 4.6 ermittelt den Zeitpunkt, zu dem die Flammenspitzen eine bestimmte Höhe erreichen.

3.3.1 Deklarationsteil

In diesem Teil werden die Abmessungen und die Materialdaten der Platte, die Leistung und die Einschaltdauer des Zündbrenners, die Flammencharakteristiken Länge und Wärmestrom sowie weitere Berechnungsparameter definiert. Weiter werden Variablen deklariert, die zur Berechnung von Parametern und zur Iteration benötigt werden. Es werden Speicherbereiche vereinbart, die von allen Programmteilen gemeinsam benutzt werden können. Die hier verwendeten Materialwerte für PMMA stammen von Quintiere und Rhodes (1994). Die Abmessungen entsprechen den Versuchen von Orloff et al. (1977). Leistung und Einschaltdauer des Zündbrenners wurden so gewählt, daß das Material gerade gezündet wird, um den Einfluß des Zündbrenners auf die Ausbreitungsdaten möglichst klein zu halten. Die Flammenwärmeströme von Zündbrenner und brennender Wand wurden von Lee (1997) übernommen. Alle verwendeten Daten und Variablen werden im Anhang wiedergegeben.

3.3.2 Berechnungsprozeß

Die Berechnung basiert auf der Theorie des allgemeinen Flammenausbreitungsmodells, die in diesem Programm implementiert wurde.

3.3.2.1 Deklarationsteil

In diesem Abschnitt werden die Variablen vereinbart. Materialwerte und Randbedingungen sowie Berechnungskonstanten werden definiert. Die gemeinsam genutzten Speicherbereiche werden festgelegt und die Datei zum Speichern der Berechnungsergebnisse geöffnet.

3.3.2.2 Anfangsbedingungen

In diesem Abschnitt werden die Startwerte definiert, die Initialisierung des Zeitlauffeldes τ veranlaßt und die Subroutine *delta_therm* zur Berechnung der thermischen Eindringtiefe aufgerufen. Anschließend wird die Massenverlustrate m bestimmt, die Subroutine *Abtrennzeit(J)* zur Berechnung der Abbrennzeit aufgerufen und überprüft, ob der Zündbrenner noch eingeschaltet ist. Die zur der Massenverlustrate m gehörige Wärmefreisetzungsrate QI wird berechnet. Die Höhe von Unter- und Oberkante der Py-

rolysezone (z_b und z_p) werden zugewiesen, wobei die Höhe der Oberkante auf die Höhe der Platte *hoehe* beschränkt wird. Die Höhe der Flammenspitzen z_f wird berechnet und anschließend überprüft, ob sie kleiner als die Höhe der Oberkante der Pyrolysezone ist. Ohne diese Abfrage liefert die folgende Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit v_p ein negatives Ergebnis. Zuletzt wird die breitenbezogene Gesamtwärmefreisetzungsrate q berechnet und zusammen mit den Werten für Zeit, Höhe von Unter- und Oberkante der Pyrolysezone sowie Flammenspitzen und Ausbreitungsgeschwindigkeit ausgegeben.

3.3.2.3 Hauptschleife

Die Hauptschleife verwaltet die Variable *zeitschritt* und steuert durch den Aufruf der Subroutinen *Abbrennzeit*, *Ausbrennposition*, *Ausbreitung* und *Beflammungszeitpunkt* die Berechnung und die Ausgabe der Ausbreitungsdaten.

3.3.2.4 Subroutine Zeitlauf(I)

Die Subroutine *Zeitlauf(I)* initialisiert das Feld *tau*, in dem die Berechnungszeit verwaltet wird. Das Feld *tau* steht im gemeinsam genutzten Speicherbereich *zeit* allen Programmteilen zur Verfügung.

3.3.2.5 Subroutine Abbrennzeit(J)

Die Subroutine *Abbrennzeit(J)* wird zur Ermittlung der Anfangsbedingungen aufgerufen und bekommt den Parameter $J = \text{zeitschritt}$ übergeben. Von der Hauptschleife bekommt sie für jeden Zeitschritt den Parameter $J = \text{zeitschritt} + 1$ (aktueller Zeitschritt) übergeben und berechnet die jeweilige Abbrennzeit $\tau_b(J)$. Das Feld *tau_b* steht im gemeinsam genutzten Speicherbereich *ausbrand* allen Programmteilen zur Verfügung.

$\tau_b(J)$ ist die Zeit, zu der die Flammenspitzen die Position $x = x_p(J)$ erreichen und m'' ist die flächenbezogene brennbare Masse, $m'' = \int_0^{\tau_b(J)} \dot{m}''(\text{schl_zaehl_2}, J) d\tau$. Das Integral wird unter Verwendung der Trapezregel gelöst:

$$m'' = \frac{t}{2} \sum_{j=1}^{N-1} \left[\dot{m}''(\text{schl_zaehl_2}, J) + \dot{m}''(\text{schl_zaehl_2}+1, J) \right].$$

Die Abbrennzeit ist gefunden, wenn das Integral $> m''$ wird, und wird mit dem letzten Wert für *schl_zaehl_2* berechnet.

Die Subroutine *delta_therm* wird hier benötigt, um die Abbrandrate

$\dot{m}''(\text{schl_zaehl_2}, J)$ zu bestimmen:

Wenn $J = 1$ ist, wird $\tau_p(J)$ gleich Null gesetzt, andernfalls wird $\tau_p(J) = \tau(J)$. In der Iterationsschleife mit der Laufvariablen *schl_zaehl_2* wird $\tau_b(J)$ ermittelt. Dazu wird die Subroutine *delta_therm* mit den Parametern *schl_zaehl_2*, J , f_A aufgerufen und mit dem zurückgegebenen Wert f_A der flächenbezogene Massenstrom m_A bestimmt. Anschließend wird erneut die Subroutine *delta_therm* mit den Parametern *schl_zaehl_2*+1, J , f_B aufgerufen und mit dem zurückgegebenen Wert f_B der flächenbezogene Massenstrom m_B bestimmt. Die Massenströme werden zu dem Wert von *SUM_mvr_flaech(schl_zaehl_2-1)* addiert und unter *SUM_mvr_flaech(schl_zaehl_2)*

abgespeichert. Dann wird unter Anwendung der Trapezregel die bisher verbrannte Masse bestimmt und unter $m_Abbrand$ abgespeichert. Der Wert von $m_Abbrand$ wird schließlich mit der zur Verfügung stehenden Masse m'' verglichen und, wenn diese aufgebraucht ist ($m_Abbrand \geq m''$), $\tau_b(J)$ bestimmt: $\tau_b(J) = schl_zaehl_2 * t$ und die Iterationsschleife abgebrochen.

3.3.2.6 Subroutine $\delta_therm(I, J, DEL3)$

Die Subroutine $\delta_therm(I, J, DEL3)$ wird von den Subroutinen $Abbrennzeit(J)$ und $Ausbreitung(J)$ mehrfach aufgerufen. Sie bekommt von der Subroutine $Abbrennzeit(J)$ die Parameter $I = schl_zaehl_2$ bzw. $schl_zaehl_2+1$ (alle Zeitschritte), $J = J$ (aktueller Zeitschritt, der in der Hauptschleife verwaltet wird), $DEL3 = f_A$ bzw. f_B und von der Subroutine $Ausbreitung(J)$ die Parameter $I = J$ (aktueller Zeitschritt, der in der Hauptschleife verwaltet wird), $J = 1$ bzw. I bzw. $I+1$ bzw. $J-1$ bzw. J (aktueller und vergangene Zeitschritte), $DEL3 = f_I$ bzw. f_A bzw. f_B bzw. f_C bzw. f_D übergeben und berechnet dafür die thermische Eindringtiefe $DEL3$ an der Stelle $z(\tau_p(J))$ zur Zeit $\tau(I)$.

Der Aufruf durch $Ausbreitung(J)$ weicht von dem durch $Abbrennzeit(J)$ ab, da in $Ausbreitung(J)$ eine Geschwindigkeit bestimmt wird.

Die thermische Eindringtiefe bei Zündung des aktuellen Abschnittes δ_zuend wird berechnet. Ausgehend von dem in den Anfangsbedingungen berechneten Startwert $DEL1$ wird in einer Iterationsschleife mit der Laufvariablen $schl_zaehl_3 = 1 + 1000 DEL3$ ermittelt. Die Iteration wird abgebrochen, wenn a) die Iteration nach dem 1000. Schritt nicht konvergiert, b) die Abweichung vom zuvor berechneten Wert kleiner als der im Deklarationsteil zugewiesene Wert von ϵ oder c) $DEL3 < \text{Null}$ wird.

3.3.2.7 Subroutine $Ausbrennposition(I)$

Die Subroutine $Ausbrennposition(I)$ wird von der Hauptschleife für alle Zeitschritte aufgerufen und bekommt den Parameter $zeitschritt+1$ übergeben. In einer Iterationsschleife mit der Laufvariablen $J = 1 + I$ wird ermittelt, für welchen Wert von J gilt, daß $\tau_b(J) \geq \tau(I)$.

3.3.2.8 Subroutine $Ausbreitung(J)$

Die Subroutine $Ausbreitung(J)$ bekommt von der Hauptschleife den Parameter $J = zeitschritt + 1$ (aktueller Zeitschritt, erster Aufruf mit $I = 1 \rightarrow J = 2$) übergeben. Sie berechnet für diesen Zeitschritt die Ausbreitungsdaten Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pyrolysefront $v_p(J)$, Höhe der Flammenspitzen $z_f(J)$, Höhe der Oberkante der Pyrolysezone $z_r(J)$ und breitenbezogene Gesamtwärmefreisetzungsrate $q(J)$. Die Werte stehen den allen Programmteilen in den gemeinsam genutzten Speicherbereichen $hoehe$ und $ausbreitung$ zur Verfügung.

Zunächst wird geprüft, ob der Zünder noch brennt. Anschließend wird der breitenbezogene Zünderwärmestrom berechnet. Anders als bei Lee wird dazu einfach die Leistung des Zünderbrenners durch die Breite geteilt. Dann folgt die Berechnung der Wärmefreisetzungsrate des durch den Zünderbrenner gezündeten Abschnittes. In einer Ite-

rationsschleife mit der Laufvariablen $schl_zaehl_4 = 1 + 1000$ schließt sich die Ermittlung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pyrolysefront v_p an.

Dazu werden die thermische Eindringtiefe und die dazugehörigen Massenfreisetzungsraten berechnet. Die gefundenen Werte werden nach der Trapezregel aufintegriert und die breitenbezogene Wärmefreisetzungsraten berechnet. Die Höhe von Flammenspitzen und Oberkante der Pyrolysezone werden errechnet und daraus die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pyrolysefront bestimmt. Die Iteration wird abgebrochen, wenn die Abweichung vom zuvor berechneten Wert kleiner als der im Deklarationsteil zugewiesene Wert von ϵ wird oder wenn die Iteration nach dem 1000. Schritt nicht konvergiert.

3.3.2.9 Subroutine Beflammungszeitpunkt(J)

Die Subroutine *Beflammungszeitpunkt(J)* wird von der Hauptschleife für alle Zeitschritte aufgerufen und bekommt den Parameter $zeitschritt+1$ übergeben. In einer Iterationsschleife mit der Laufvariablen $schl_zaehl_5 = 1 + J$ wird ermittelt, für welchen Wert von $schl_zaehl_5$ gilt, daß $z_f(schl_zaehl_5) \geq z_p(J)$. Damit wird der Zeitpunkt bestimmt, zu dem die Flammenspitzen erstmals den Bereich $z = z_p(J)$ erreichen.

4 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Bericht wurde die Gruppe der in der Literatur gängigen Modelle zur Beschreibung der Flammenausbreitung entlang vertikaler brennbarer Feststoffes mit gleichzeitiger Strömung in Flammenausbreitungsrichtung ausführlich betrachtet, die hauptsächlich die Vorgänge im Feststoff beschreibt.

Drei Modelle von zentraler Bedeutung, die Grundlage vieler Veröffentlichungen sind, wurden ausführlich beschrieben. Dabei wurde besonderer Wert auf eine einheitliche Darstellungsweise gelegt.

Der Stand der Wissenschaft wurde anhand der verwendeten Modellarten und aktueller Veröffentlichungen festgestellt.

Die theoretischen Grundlagen eines einfachen Flammenausbreitungsmodells wurden beschrieben. Durch die Verknüpfung von Ausbreitungszeit und -weg über die Geschwindigkeit kommt das auf dem Modell aufbauende Berechnungsprogramm mit der Zeit als einziger Variablen aus. Die Ergebnisse zeigen trotz zahlreicher Vereinfachungen eine qualitative Übereinstimmung mit Literaturwerten und eigenen Beobachtungen bei verschiedenen Großbrandversuchen. Eine Kopplung mit einem „1-Raum-2-Zonen-Raumbrandmodell“ ist aufgrund der nicht direkt zugänglichen Variablen Weg schwierig und sollte im Rahmen einer Fortsetzung dieses Vorhabens in Angriff genommen werden.

Literaturverzeichnis

Zitierte Literatur

AHMED, Gamal N. ; DIETENBERGER, Mark A. ; JONES, Walter W. 1994: *Calculating Flame Spread on Horizontal and Vertical Surfaces* / U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (MD), USA, 1994. — Report NISTIR-5392

Sehr interessanter Ansatz, bei dem die pyrolysierende Fläche als ein Achteck dargestellt wird. Die Brandausbreitung wird durch die Bewegung der Eckpunkte beschrieben, wobei die Ausrichtung der Oberfläche berücksichtigt wird. Bedauerlicherweise sind bei dieser Arbeit die Felder im Text, die auf Gleichungsnummern verweisen, teilweise mit denen durcheinander geraten, die auf Abbildungen verweisen, was dem Verständnis des Textes abträglich ist.

ANDERSON, Gregory William 1997: *A Burning Rate Model for Charring Materials* / University of Maryland, U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (MD), USA, Diplomarbeit, 1997. — Report NIST-GCR-97-725

ANNAMALI, K. ; SIBULKIN, Merwin 1979b: *Flame Spread Over Combustible Surfaces for Laminar Flow Systems Part II: Flame heights and Fire Spread Rates*. Z: Combustion Science and Technology, Vol. 19 (1979), 5&6, S. 185–193. — ISSN 0010-2202

ANNAMURA, M. O. ; MOST, J. M. ; JOULAIN, P. 1991: *On the Numerical Modeling of Buoyancy-Dominated Turbulent Diffusion Flames*. Z: Combustion and Flame, Vol. 85 (1991), S. 403–415. — ISSN 0010-2180

BEYLER, Craig L. ; DINENNO, Philip J. 1997a: *Introduction to Fire Modeling*. In: Fire Protection Handbook. 18. Aufl. Quincy (MA), USA : National Fire Protection Association, 1997. S. 11-39–11-51. — ISBN 0-87765-377-1

BEYLER, Craig L. ; HUNT, Sean P. ; IQBAL, Naeem ; WILLIAMS, Frederick W. 1997b: *A Computer Model of Upward Flame Spread on Vertical Surfaces*. In: Fire Safety Science – Proceedings of the Fifth International Symposium, Melbourne, Australien, März 3–7, 1997, International Association for Fire Safety Science. 1997, S. 297–308. — ISBN 4-9900625-5-5
Ein Modell, das den physikalischen Prozeß der senkrechten Flammenausbreitung nach oben und die Brandausdehnung auf Wandmaterialien beschreibt, wurde entwickelt und in ein in LAHEY FORTRAN 90 geschriebenen Computerprogramm implementiert.

- BREIN, Dieter 1978: *Modellbrandversuche zur Bestimmung des Brandablaufs von Feststoffbränden* / Forschungsstelle für Brandschutztechnik an der Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe, 1978. — Forschungsbericht Nr. 34 der Arbeitsgemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer, Arbeitskreis V - Unterausschuß Feuerwehrangelegenheiten
- BREIN, Dieter 1979: *Modellbrandversuche zur Bestimmung des Brandablaufs von Feststoffbränden* / Forschungsstelle für Brandschutztechnik an der Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe, 1979. — Forschungsbericht Nr. 38 der Arbeitsgemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer, Arbeitskreis V - Unterausschuß Feuerwehrangelegenheiten
- BREIN, Dieter 1981: *Zum Abbrandverhalten von Feststoffen bei Bränden – Versuche und Modellrechnungen – Teil I: Versuche* / Forschungsstelle für Brandschutztechnik an der Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe, 1981. — Forschungsbericht Nr. 43 der Arbeitsgemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer, Arbeitskreis V - Unterausschuß Feuerwehrangelegenheiten
- BREIN, Dieter 1984: *Zum Abbrandverhalten von Feststoffen bei Bränden – Versuche und Modellrechnungen – Teil II: Modellrechnung* / Forschungsstelle für Brandschutztechnik an der Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe, 1984. — Forschungsbericht Nr. 52 der Arbeitsgemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer, Arbeitskreis V - Unterausschuß Feuerwehrangelegenheiten
- BREIN, Dieter 1986: *Brandausbreitung bei gelagerten Stoffen.*
Z: vfdb-Zeitschrift, Forschung und Technik im Brandschutz, 35. Jahrgang (1986), Nr. 3, S. 114–118. — ISSN 0042-1804
- BÜTTNER, Petra ; KOCH, Thomas 1994: *Brandsimulation – Hilfsmittel zur Brandschutzbewertung.*
Z: Schadenprisma, 23. Jahrgang (1994), S. 403–415. — ISSN 0343-3560
- DE RIS, John N. 1969b: *Spread of a Laminar Diffusion Flame.* In: Twelfth Symposium (International) on Combustion, Poitiers, Frankreich, Juli 14–20, 1968, The Combustion Institute, Pittsburgh (PA), USA. 1969, S. 241–252.
- DELICHATSIOS, Mary M. ; MATHEWS, M. K. ; DELICHATSIOS, Michael A. 1990: *Upward Fire Spread Simulation Code: Version I: Noncharring Fuels* / Factory Mutual Research Corporation, Norwood (MA), USA, 1990. — Report FMRC J.I. 0R0J2.BU
- DELICHATSIOS, Mary M. ; MATHEWS, M. K. ; DELICHATSIOS, Michael A. 1991: *An Upward Fire Spread and Growth Simulation.*
In: Fire Safety Science – Proceedings of the Third International Symposium, Edinburgh, Schottland, Juli 8–12, 1991, International Association for Fire Safety Science. 1991, S. 207–216. — ISBN 1-85166-719-9

- DELICHATSIOS, Michael A. 1984a: *Critical Conditions for Sustained Burning and Flame Propagation on Vertical Charring Walls* / Factory Mutual Research Corporation, Norwood (MA), USA, 1984. — Technical Report FMRC J.I. OKOJ1.BU
Ein halbanalytisches thermisches Pyrolysemodell für verkohlende Materialien wird benutzt, um dimensionslose Parameter zur Charakterisierung der Enflammbarkeit verkohlender Materialien, die an einer senkrechten Wand angebracht sind. Die Flammenlänge bei turbulenten Wandbränden kann in Analogie zu „line buoyant fire plumes“ approximiert werden:
$$z_f = 4,65 * (\dot{Q}_c^2 / c_p^2 T_\infty^2 \rho_\infty^2 g)^{2/3}.$$
- DRYSDALE, Dougal 1985: *An Introduction to Fire Dynamics*.
Chichester u.a. : John Wiley & Sons, 1985. — ISBN 0 471 90613 1
Gute Einführung in die Thematik mit schönem Vorwort und umfangreichem Literaturverzeichnis.
- DRYSDALE, Dougal 1997: *Chemistry and Physics of Fire*.
In: Fire Protection Handbook. 18. Aufl. Quincy (MA), USA : National Fire Protection Association, 1997. S. 1-55–1-68. — ISBN 0-87765-377-1
- ECKERT, E. 1949: *Einführung in den Wärme- und Stoffaustausch*. Springer, 1949.
- EMMONS, Howard W. 1963:.
Z: Fire Research Abstracts, Rev. 5, 1963, S. 163.
- FERNANDEZ-PELLO, A. Carlos ; HIRANO, Toshiyuki 1983: *Controlling Mechanisms of Flame Spread*. Z: Combustion Science and Technology, Vol. 32 (1983), 1–4, S. 1–31. — ISSN 0010-2202
- FERNANDEZ-PELLO, A. Carlos 1984: *Flame Spread Modeling*. Z: Combustion Science and Technology, Vol. 39 (1984), 1–6, S. 119–134. — ISSN 0010-2202
Verschiedene veröffentlichte Theorien zur Flammenausbreitung werden überprüft und festgestellt, daß die relevanten beherrschenden physikalisch-chemischen Mechanismen gut bekannt sind; die Form der für eine intensive Analyse des Phänomens notwendigen Grundgleichungen sind ebenso gut bekannt. Das Problem ist jedoch so komplex, daß trotz dieses Wissens eine allgemeine mathematische Lösung, die beliebig realistische Bedingungen umfaßt, unerreichbar bleibt.
- FERNANDO, Anthony 1997: *A Numerical Model for Combustion and Flame Spread on Fuel Surfaces in Building Fires*. In: Fire Safety Science – Proceedings of the Fifth International Symposium, Melbourne, Australien, März 3–7, 1997, International Association for Fire Safety Science. 1997, S. 1323. — ISBN 4-9900625-5-5
Ein vereinfachtes numerisches Flammenausbreitungsmodell für nicht-verkohlende, *thermisch dicke* Brennstoffe wurde entwickelt. Der Brennstoff wird als eine regelmäßige rechteckige Platte angenommen, deren Oberfläche mittels eines gleichmäßigen rechteckigen Gitternetz diskretisiert wird. Die sich ausbreitende Flammenfront wird als eine Serie diskreter Zündungen von Zellen modelliert. Die Schrittweite im Netz normal zur Oberfläche ist im Bereich hoher Temperaturgradienten, also nah an der Oberfläche, feiner.
- GREEN, Andrew 1995: *A Simple Mathematical Model for the Brandschacht Test* / Swedish National Testing and Research Institute, Borås, Schweden, 1995. — SP Report 1995:45
Thermisches Modell für die senkrechte Flammenausbreitung nach oben, das die chemische Kinetik nicht berücksichtigt. Die Eigenschaften von 10 Materialien, die im Brandschachtversuch getestet wurden, werden aufgelistet.

- GRIGULL, Ulrich ; SANDNER, Heinrich 1979: *Wärmeleitung*.
Berlin u.a.: Springer 1979.— ISBN 3-540-09169-6, 0-387-09169-6
- GÜNTER, Christian 1991: *Messverfahren zur Ermittlung von Zündtemperaturen und zündungsauslösenden Strahlungsdichten bei ausgewählten festen Brennstoffen*. Karlsruhe, Universität, Fakultät für Chemieingenieurwesen, Diplomarbeit, 1991.
- GÜNTHER, Rudolf 1984: *Verbrennung und Feuerungen*.
Berlin u.a. : Springer, 1984. — ISBN 3-540-13256-2, 0-387-13256-2
- HASEMI, Yuji 1986: *Thermal Modeling of Upward Wall Flame Spread*.
In: Fire Safety Science – Proceedings of the First International Symposium, Gaithersburg (MD), USA, Oktober 7–11, 1985, International Association for Fire Safety Science. 1986, S. 87–96. — ISBN 3-540-16585-1
- HASEMI, Yuji ; YASUI, Noboru 1994: *A Strategy to Develop Engineering Upward Flame-Spread Evaluation Methodology based on the Linearized Flame Height Approximation*. Z: Fire Science & Technology, Vol. 15 (1995), No. 1 & No. 2, S. 17–28. — ISSN 0285-9521
- HOPKINS, Donald Jr. 1995: *Predicting the Ignition Time and Burning Rate of Thermoplastics in the Cone Calorimeter* / University of Maryland, U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (MD), USA, Diplomarbeit, 1995. — Report NIST-GCR-95-677
- KARLSSON, Björn 1992: *Modeling Fire Growth on Combusting Lining Materials in Enclosures* / Lund University, Department of Fire Safety Engineering, Lund, Schweden, Diss., 1992. — Report TVBB-1009
- KOKKALA, Matti ; BAROUDI, Djebbar ; PARKER, William J. 1997: *Upward Flame Spread on Wooden Surface Products: Experiments and Numerical Modelling*.
In: Fire Safety Science – Proceedings of the Fifth International Symposium, Melbourne, Australien, März 3–7, 1997, International Association for Fire Safety Science. 1997, S. 309–320. — ISBN 4-9900625-5-5
Eine Versuchsserie zur aufwärts gerichteten Flammenausbreitung wurde an 2,4 m und 7,2 m hohen Wandproben durchgeführt, die mit einem 100 kW Propangasbrenner gezündet wurden. Nach anfänglich wachsendem Brand wurde eine abnehmende Phase beobachtet, bis die unteren Teile der Wand begannen, durchzubrennen. Bei isolierter Rückwand wurde eine zweite Phase größer werdender Flammenausbreitung beobachtet, während im Fall der wärmeleitenden Oberfläche die Brandintensität gering blieb. Ein thermisches Flammenausbreitungsmodell wurde erfolgreich zur Simulation der Wärmefreisetzungsrates als Funktion der Zeit angewendet.
- LEE, Cheol H. 1997: *Investigation of a Model for Upward Flame Spread: Transient Ignitor and Burning Rate Effects* / University of Maryland, U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (MD), USA, Diplomarbeit, 1997. — Report NIST-GCR-97-729

- LOH, H.-T. ; FERNANDEZ-PELLO, A. Carlos 1985: *A Study of the Controlling Mechanisms of Flow Assisted Flame Spread*.
In: Twentieth Symposium (International) on Combustion, Ann Arbor (MI), USA, August 12–17, 1984, The Combustion Institute, Pittsburgh (PA), USA. 1985, S. 1575–1582. — ISSN 0082-0784
- MAGNUSSON, Sven-Erik 1991 : *Draft Report to ISO/TC92/SC1/WG8* / Lund University, Department of Fire Safety Engineering, Lund, Schweden, 1991.
Entwurf, in dem noch Abschnitte fehlen.
- MARKSTEIN, G. H. ; DE RIS, John N. 1990: *Wall-Fire Radiant Emission. Part 1: Slot-Burner Flames, Comparison with Jet Flames*. In: Twenty-Third Symposium (International) on Combustion, Orléans, Frankreich, Juli 22–27, 1990, The Combustion Institute, Pittsburgh (PA). 1990, S. 1685–1692. — ISSN 0082-0784
- MARTIN, Holger 1994: *Instationäre Wärmeleitung in ruhenden Körpern*.
In: VDI-Wärmeatlas : Berechnungsblätter für den Wärmeübergang. 7. erw. Aufl. Düsseldorf : VDI-Verlag GmbH 1994. S. Ec1–Ec24. — ISBN 3-18-401361-8
- MAYR, Josef (Hrsg.) 1997: *Brandschutzatlas – Baulicher Brandschutz*. Wolfratshausen : FeuerTRUTZ GmbH, Loseblatt-Sammlung, Grundwerk August 1995, Stand September 1997. — ISBN 3-00-001978-2
- MCCAFFREY, B. 1981: *Some Measurements of the Radiative Power Output of Diffusion Flames*. Paper WSS/CI 81-15, Western States Section Meeting of the Combustion Institute, The Combustion Institute, Pittsburgh (PA), USA. 1981.
- MERKER, Günter P. 1987: *Konvektive Wärmeübertragung*.
Berlin u.a. : Springer-Verlag, 1987. — ISBN 3-540-16995-4, 0-387-16995-4
- MITLER, Henri E. 1989: *Ho to Calculate Upward Spread Rates of Wall Fires*.
National Bureau of Standards, Gaithersburg (MD), USA, in review 1989. — Report NISTIR
- MITLER, Henri E. 1990: *Predicting the Spread Rates of Fires on Vertical Surfaces*.
In: Twenty-Third Symposium (International) on Combustion, Orléans, Frankreich, Juli 22–27, 1990, The Combustion Institute, Pittsburgh (PA). 1990, S. 1715–1721. — ISSN 0082-0784
- MITLER, Henri E. ; STECKLER, Kenneth D. 1995: *SPREAD - A Model of Flame Spread on Vertical Surfaces* / U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (MD), USA, 1995. — Report NISTIR 5619
Das (FORTRAN) Computerprogramm SPREAD ist die explizite Implementierung eines Modells, das zur Vorhersage von Zündung sowie Geschwindigkeit und Umfang der Brandausbreitung entlang ebener Wänden in einem Raum unter Verwendung der Brandeigenschaften der beteiligten Materialien entwickelt wurde. Es verwendet Eingabedaten aus Laborversuchen mit dem LIFT- und dem Cone Calorimeter.
- NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES 1960: *The Use of Models in Fire Research*. Conference Proceeding of November 8–10, 1959, Washington (DC), USA, 1960.

- NELSON, Harold E. „Bud“ ; CUSTER, Richard L. P. 1997: *Applying Models to Fire Protection Engineering Problems and Fire Investigations*.
In: Fire Protection Handbook. 18. Aufl. Quincy (MA), USA : National Fire Protection Association, 1997. S. 11-119–11-130. — ISBN 0-87765-377-1
- Normentwurf DIN EN ISO 13943: *Brandschutz: Vokabular* (ISO/DIS 13943 : 1999)
Dreisprachige Fassung prEN ISO 13943 : 1999). Ausg. Dezember 1999.
- ORLOFF, Lawrence ; DE RIS, John N. ; MARKSTEIN, G. H. 1975: *Upward Turbulent Fire Spread and Burning of Fuel Surface*.
In: Fifteenth Symposium (International) on Combustion, Tokyo, Japan, August 25–31, 1974, The Combustion Institute, Pittsburgh (PA), USA. 1975, S. 183–192.
- ORLOFF, Lawrence ; MODAK, Ashok T. ; ALPERT, R. L. 1977: *Burning of Large-Scale Vertical Surfaces*. In: Sixteenth Symposium (International) on Combustion, Cambridge (MA), August 15–20, 1976, The Combustion Institute, Pittsburgh (PA), USA. 1977, S. 1345–1354. — ISSN 0082-0784
Es wird gezeigt, daß die Dicke der Flamme von der Wurzel an linear mit der Höhe bis zum Ende der Pyrolysezone zunimmt.
- QIAN, Cheng ; SAITO, Kozo 1997: *An Empirical Model for Upward Flame Spread over Vertical Flat and Corner Walls*. In: Fire Safety Science – Proceedings of the Fifth International Symposium, Melbourne, Australien, März 3–7, 1997, International Association for Fire Safety Science. 1997, S. 285–296. — ISBN 4-9900625-5-5
Durch Experimente und Literaturstudie konnten zwei wichtige Beziehungen für die Flammenausbreitung über Wänden und in Ecken gefunden werden. Flammenhöhen sind in erster Linie proportional zur verstrichenen Zeit hoch 1,3, auch in der Ecke wo die Flammen fast doppelt so hoch wie über der ebenen Wand sind. Der Wärmestrom korreliert mit der normalisierten Höhe z / z_f mit dem Exponenten von $-2,3$ in der Vorwärmzone.
- QUINTIERE, James G. 1981: *An Approach to Modeling Wall Fire Spread in a Room*.
Z: Fire Safety Journal, 3 (1981), S. 201–214. — ISSN 0379-7112
- QUINTIERE, James G. ; HARKLEROD, Margaret F. ; HASEMI, Yuji 1986: *Wall Flames and Implications for Upward Flame Spread*.
Z: Combustion Science and Technology, Vol. 48 (1986), 3&4, S. 191–222. — ISSN 0010-2202 & AIAA Paper No. 85-0456, 1985
Die Wärmeübertragung von Wandflammen wird theoretisch und experimentell behandelt. Die beiden Schlüsselergebnisse dieser Studie betreffen die Beziehung von Wandflammenlänge und Energiefreisetzungsrate sowie die Verteilung des Wärmestromes entlang der Flammenlänge. Sie sind experimentell abgesichert für turbulente Flammen von 0,3–1,4 m Höhe, bei größeren Flammen dominiert die Flammenstrahlung den Wärmestrom und die Beziehung wird zusammenbrechen.
- QUINTIERE, James G. ; RHODES, B. 1994: *Fire Growth Models for Materials* / University of Maryland, U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (MD), USA, 1994. — Report NIST-GCR-94-647
- QUINTIERE, James G. 1995a: *Surface Flame Spread*. In: SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. 2. ed. Quincy (MA), USA: National Fire Protection Association, 1995, S. 2-205–2-216. — ISBN 0-87765-354-2

- QUINTIERE, James G. 1997: *Fire Growth: An Overview*.
Z: Fire Technology, Vol. 33 (1997), Nr. 1, S. 7–31. — ISSN 0015-2684
- QUINTIERE, James G. ; LEE, Cheol H. 1998: *Ignitor and Thickness Effects on Upward Flame Spread*.
Z: Fire Technology, Vol. 34 (1998), Nr. 1, S. 18–38. — ISSN 0015-2684
- ROCKETT, John A. ; MILKE, James A. 1995: *Conduction of Heat in Solids*. In: SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. 2. ed. Quincy (MA), USA: National Fire Protection Association, 1995, S. 1-25–1-38. — ISBN 0-87765-354-2
- RUMPEL, G. ; SONDRERSHAUSEN, H. D. 1987: *Ähnlichkeitsmechanik*.
In: Dubbel – Taschenbuch für den Maschinenbau. 16. Aufl. Berlin : Springer 1987. S. B62–B64. — ISBN 3-540-18009-5, 0-387-18009-5
- SAITO, Kozo ; QUINTIERE, James. G. ; WILLIAMS, F. A. 1986: *Upward Turbulent Flame Spread*. In: Fire Safety Science – Proceedings of the First International Symposium, Gaithersburg (MD), USA, Oktober 7–11, 1985, International Association for Fire Safety Science. 1986, S. 75–86. — ISBN 3-540-16585-1
- SCHNEIDER, Ulrich 1993: *Praktische Modelle zur Berechnung von Feuer und Rauch in Gebäuden*. Z: vfdB-Zeitschrift, Forschung und Technik im Brandschutz, 42. Jahrgang (1993), Nr. 4, S. 175–182. — ISSN 0042-1804
- SCHNEIDER, Ulrich ; LEBEDA, Christian 1998: *Bewertung des Abbrandverhaltens von Stoffen und Lagergütern*. Z: vfdB-Zeitschrift, Forschung und Technik im Brandschutz, 47. Jahrgang (1998), Nr. 3, S. 100–113. — ISSN 0042-1804
- SIEGFRIED, Willi 1995: *Vergleich von Simulationsmodellen für brandschutztechnische Fragestellungen*. In: Tagungsband: Ingenieurmäßige Verfahren im Brandschutz, Köln, April 25–26, Verband der Schadenversicherer e.V., Köln. 1995.
- SPALDING, D. B. 1963: *The Art of Partial Modeling*. In: Ninth Symposium (International) on Combustion, Ithaca (NY), USA, August 27–September 1, 1962, The Combustion Institute, Pittsburgh (PA), USA. 1963, S. 833–843.
- THOMAS, Philip H. ; KARLSSON, Björn 1990b: *On Upward Flame Spread on Thick Fuels* / Lund University, Department of Fire Safety Engineering, Lund, Schweden, 1990. — Report SE-LUTVDG/TVBB-3058, Lund, Schweden, 1990.
- THOMAS, Philip H. 1991: *Fires, Flame and Dimensional Analysis*. In: Fire Safety Science – Proceedings of the Third International Symposium, Edinburgh, Schottland, Juli 8–12, 1991, International Association for Fire Safety Science. 1991, S. 3–26. — ISBN 1-85166-719-9
- THOMAS, Philip H. 1994: *On Concurrent Upward Surface Spread of Flame*.
Z: Fire Safety Journal, 22 (1994), S. 89–99. — ISSN 0379-7112
SQW-Theorie auch mit Werten für dünnes Material. Es wird der Unterschied zwischen $n = 2/3$ und 1 in $z_f - z_a = K_n [Q'_b + q \bar{m}'' (z_p - z_a)]^n$ diskutiert. Ebenso der Wandeinfluß auf die Flammenlänge.

- THOMAS, Philip H. 1997a: *Vertical Flame Spread: Some Notes on Dimensional Analysis and Differential Equations* / Lund University, Department of Fire Safety Engineering, Lund, Schweden, 1997. — Report LUTVDG/TVBB-3092-SE
- THOMAS, Philip H. 1997b: *Dimensional Analysis: The Magic Art in Fire Research?* / Lund University, Department of Fire Safety Engineering, Lund, Schweden, 1997. — Report LUTVDG/TVBB-3094-SE
- WALTON, William D. ; BUDNICK, Edward K. 1997: *Deterministic Computer Fire Models*. In: *Fire Protection Handbook*. 18. Aufl. Quincy (MA), USA : National Fire Protection Association, 1997. S. 11-52–11-61. — ISBN 0-87765-377-1
- WANG, H. Y. ; JOULAIN, P. 1995: *Three-Dimensional Modeling for Prediction of Wall Fires with Bouyancy-Induced Flow along a Vertical Rectangular Channel*. *Z: Combustion and Flame*, Vol. 105 (1996), S. 391–406. — ISSN 0010-2180
- WANG, H. Y. ; JOULAIN, P. 1997: *Modeling on the Interaction of the Turbulent Diffusion Flames between a Vertical Burning Wall and a Pool Fire*. In: *Fire Safety Science – Proceedings of the Fifth International Symposium*, Melbourne, Australien, März 3–7, 1997, International Association for Fire Safety Science. 1997, S. 475–486. — ISBN 4-9900625-5-5
- WILLIAMS, F. A. 1977: *Mechanisms of Fire Spread*. In: *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, Cambridge (MA), USA, August 15–20, 1976, The Combustion Institute, Pittsburgh (PA), USA. 1977, S. 1281–1294. — ISSN 0082-0784
- YAN, Zhenghua ; HOLMSTEDT, Göran 1997: *CFD Simulation of Upward Flame Spread over Fuel Surface*. In: *Fire Safety Science – Proceedings of the Fifth International Symposium*, Melbourne, Australien, März 3–7, 1997, International Association for Fire Safety Science. 1997, S. 345–356. — ISBN 4-9900625-5-5
Feldmodelle können umfassende Einblicke in die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, Abbrandrate, Wärmestrom und Temperaturverteilung liefern. Einige repräsentative Ergebnisse werden mit den Versuchsergebnissen von Orloff et al. (1975) verglichen. Der Strahlungswärmestrom der Flammen wächst aufgrund der größer werdenden Flammen signifikant mit deren Höhe und ist der dominierende Wärmetransportmechanismus. Mit zunehmendem Stoffübergang wird der konvektive Übergang behindert, wodurch der konvektive Wärmeübergang leicht mit der Höhe abnimmt.
- ZUKOSKI, E. E. 1994: *Mass Flux in Fire Plumes*. In: *Fire Safety Science – Proceedings of the Fourth International Symposium*, Ottawa (Ont.), Kanada, Juli 13–17, 1994, International Association for Fire Safety Science. 1994, S. 137–147. — ISBN 1-886279-00-4

Berücksichtigte, nicht zitierte Literatur

- ANDERSSON, Berit 1988: *Model Scale Compartment Fire Tests with Wall Lining Materials* / Lund University, Department of Fire Safety Engineering, Lund, Schweden, 1988. — Report LUTVDG/TVBB-3041
Versuchsergebnisse, mit denen ein Wandbrandmodell überprüft werden kann.

- ANNAMALI, K. ; SIBULKIN, Merwin 1979a: *Flame Spread Over Combustible Surfaces for Laminar Flow Systems Part I: Excess Fuel and Heat Flux*. Z: Combustion Science and Technology, Vol. 19 (1979), 5&6, S. 167–183. — ISSN 0010-2202
Beinhaltet einen Überblick über Arbeiten und tabellierte Brennstoffeigenschaften.
- BEARD, Alan N. 1996: *Limitations of Fire Models*. Z: Journal of Applied Fire Science, Vol. 5 (1995–96), 3, S. 233–243. — ISSN 1044-4300
- CARRIER, George ; FENDELL, Francis ; FINK, Stanton 1983: *Towards Wind-Aided Flame Spread Along a Horizontal Charring Slab: The Steady-Flow Problem*. Z: Combustion Science and Technology, Vol. 32 (1983), 1–4, S. 161–209. — ISSN 0010-2202
Sehr ausführliche Arbeit mit Ausführungen zu Bildung und Abbrand von Kohleschichten.
- CLEARY, Thomas G. ; QUINTIERE, James G. 1991: *A Framework for Utilizing Fire Property Tests*. In: Fire Safety Science – Proceedings of the Third International Symposium, Edinburgh, Schottland, Juli 8–12, 1991, International Association for Fire Safety Science. 1991, S. 647–656. — ISBN 1-85166-719-9 & U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (MD), USA. — Report NISTIR 4619
Mathematisches Modell zur Berechnung der Flammenausbreitung und Wärmefreisetzungsrate beim Raumecken-Test.
- CUSTER, Richard L. P. 1997: *Dynamics of Compartment Fire Growth*. In: Fire Protection Handbook. 18. Aufl. Quincy (MA), USA : National Fire Protection Association, 1997. S. 1-84–1-91. — ISBN 0-87765-377-1
Überblick über die an der Entwicklung und Ausbreitung eines Raumbrandes beteiligten Prozesse.
- DE RIS, John N. 1969a: *A Scientific Approach to Flame Radiation and Material Flammability*. In: Twelfth Symposium (International) on Combustion, Poitiers, Frankreich, Juli 14–20, 1968, The Combustion Institute, Pittsburgh (PA), USA. 1969, S. 29–46.
Unter anderem werden Zündzeit und Ausbreitungsgeschwindigkeit für *thermisch dicken* und *thermisch dünnen* Fall aufgeführt.
- DELICHATSIOS, Mary M. ; WU, P. ; DELICHATSIOS, Michael A. ; LOUGHEED, G. D. ; CRAMPTON, G. P. ; QIAN, Cheng ; ISHIDA, Hiroki ; Saito, Kozo 1994: *Effect of External Radiant Heat Flux on Upward Fire Spread: Measurements on Plywood and Numerical Predictions*. In: Fire Safety Science – Proceedings of the Fourth International Symposium, Ottawa (Ont.), Kanada, Juli 13–17, 1994, International Association for Fire Safety Science. 1994, S. 421–432. — ISBN 1-886279-00-4
- DELICHATSIOS, Michael A. 1984b: *Flame Heights in Turbulent Wall Fires with Significant Flame Radiation*. Z: Combustion Science and Technology, Vol. 39 (1984), 1–6, S. 195–214. — ISSN 0010-2202
Integrale Lösung des Problems der brennenden Wand, die sowohl die Pyrolysezone als auch den Wandabschnitt darüber berücksichtigt. Beinhaltet ein verbessertes Turbulenzmodell, das die korrekte Reaktion auf den konvektiven Wärmestrom ergibt und den Strahlungsanteil der Flamme mit einem Modell der optisch dünnen Flamme mit spezifizierter Flammentemperatur und Absorptionskoeffizient behandelt.

- DELICHATSIOS, Michael A. ; SAITO, Kozo 1991: *Upward Fire Spread: Key Flammability Properties, Similarity Solutions and Flammability Indices*.
In: Fire Safety Science – Proceedings of the Third International Symposium, Edinburgh, Schottland, Juli 8–12, 1991, International Association for Fire Safety Science. 1991, S. 217–226. — ISBN 1-85166-719-9
Materialkennwert MFN (material flammability number) wird definiert, der das Verhältnis der Flammenhöhe zur Pyrolyselänge beeinflusst. Für kleine Werte dieses Parameters kommt die stabile Flammenausbreitung zum Erliegen, es sei denn, daß das Material durch eine externe Wärmequelle gleichmäßig auf eine Temperatur oberhalb der Pyrolysetemperatur erwärmt wird. Weiter wichtige Materialeigenschaften zur Entflammbarkeit werden aufgeführt.
- DELICHATSIOS, Michael A. ; CHEN, Yonggang 1994: *Flame Spread on Charring Materials: Numerical Predictions and Critical Conditions*.
In: Fire Safety Science – Proceedings of the Fourth International Symposium, Ottawa (Ont.), Kanada, Juli 13–17, 1994, International Association for Fire Safety Science. 1994, S. 457–468. — ISBN 1-886279-00-4
Die Entflammbarkeitseigenschaften für die Pyrolyserate verkohlender Materialien wurden in Pyrolyseversuchen und Oberflächentemperaturmessungen in inerter Atmosphäre gemessen.
- DI BLASI, Colombia ; CRESCITELLI, Silvestro; RUSSO, Gennaro 1988: *Near Limit Flame Spread Over Thick Fuels in a Concurrent Forced Flow*.
Z: Combustion and Flame, Vol. 72 (1988), S. 205–215. — ISSN 0010-2180
- FERNANDEZ-PELLO, A. Carlos 1978: *A Theoretical Model for the Upward Laminar Spread of Flames Over Vertical Fuel Surfaces*.
Z: Combustion and Flame, Vol. 31 (1978), S. 135–148. — ISSN 0010-2180
Beschäftigt sich mit dem laminaren Anfangsbereich und ist daher nur für kleine Brände zutreffend.
- FERNANDEZ-PELLO, A. Carlos ; MAO, C. P. 1981: *A Unified Analysis of Concurrent Modes of Flame Spread*. Z: Combustion Science and Technology, Vol. 26 (1981), 3&4, S. 147 ff. — ISSN 0010-2202
Die Studie beruht auf der Tatsache, daß Konfigurationen mit Flammenausbreitung in Strömungsrichtung gemeinsame allgemeine Merkmale haben, die eine vereinheitlichte Behandlung des Problems erlauben. Die Analyse liefert einen analytischen Ausdruck für das Tempo der Flammenausbreitung über der Oberfläche von *thermisch dicken* Brennstoffen in laminaren Gasströmungen, die eine Ähnlichkeitslösung zulassen.
- FREDLUND, Bertil 1988: *A Model for Heat and Mass Transfer in Timber Structures during Fire - A theoretical, numerical and experimental study* / Lund University, Department of Fire Safety Engineering, Lund, Schweden, Diss., 1988. — Report LUTVDG/TVBB-1003
- GRANT, George ; DRYSDALE, Dougal 1995: *Numerical Modelling of Early Flame Spread in Warehouse Fires*.
Z: Fire Safety Journal, 24 (1995), S. 247–278. — ISSN 0379-7112
Gute Zusammenfassung der numerischen Modelle. Das Kapitel *Flame Spread Modelling* beschreibt die Entwicklungen auf dem Gebiet der Modellierung der Flammenausbreitung seit 1968 mit umfangreichen Literaturangaben und faßt diese gut zusammen. Die Ergebnisse des numerischen Flammenausbreitungsmodells werden sehr ausführlich dargestellt und gut verständlich erläutert.

- HASEMI, Yuji 1984: *Experimental Wall Flame Heat Transfer Correlations for the Analysis of Upward Wall Flame Spread*. Z: Fire Science & Technology, Vol. 4 (1984), No. 2, S. 75–90. — ISSN 0285-9521
Eine Wandflamme während eines Gebäudebrandes ist generell turbulent und ihre Ausbreitung scheint hauptsächlich durch die Strahlung der Flamme dominiert zu werden.
- HASEMI, Yuji ; YOSHIDA, M. ; YASUI, N. ; PARKER, William J. 1994: *Upward Flame Spread Along a Vertical Solid for Transient Local Heat Release Rate*.
In: Fire Safety Science – Proceedings of the Fourth International Symposium, Ottawa (Ont.), Kanada, Juli 13–17, 1994, International Association for Fire Safety Science. 1994, S. 385–396. — ISBN 1-886279-00-4
Ein konventionelles Flammenausbreitungsmodell, das auf einer linearisierten Flammenhöhenbeziehung basiert, wird verallgemeinert, um Abbrandeffekte einzuschließen.
- KARLSSON, Björn 1993: *A Mathematical Model for Calculating Heat Release Rate in the Room Corner Test*.
Z: Fire Safety Journal, 20 (1993), S. 93–113. — ISSN 0379-7112
Das Modell basiert auf der thermischen Theorie für Flammenausbreitung in Strömungsrichtung. Durch die Verwendung einer einfachen mathematischen Darstellung der im Cone Calorimeter ermittelten Wärmefreisetzungsrate werden analytische Lösungen sowohl für die Geschwindigkeit und die Position der Pyrolysefront im Raumeckenversuch als auch für die Wärmefreisetzungsrate des brennenden Materials gefunden. Hauptsächlich wird die Flammenausbreitung entlang der Decke behandelt.
- KARLSSON, Björn 1994: *Models for Calculating Flame Spread on Wall Lining Materials and the Resulting Heat Release Rate in a Room*.
Z: Fire Safety Journal, 23 (1994), 4, S. 365–386. — ISSN 0379-7112
Theoretische Werte brennbarer Wandverkleidungsmaterialien werden mit Versuchsdaten von 22 Materialien verglichen und zeigen eine gute Übereinstimmung.
- KULKARNI, A. K. ; HWANG, J. 1986: *A Model for Vertical Wall Fire in A Stratified Atmosphere* / U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, Gaithersburg (MD), USA, 1986. — Report NBS-GCR-86-510
Erstes umfassendes mathematisches Modell für Feuer an vertikaler Wand bei freier Konvektion, das den Effekt des geschichteten Aufbaus der umgebenden Atmosphäre berücksichtigt.
- LAWSON, J. R. ; QUINTIERE, James G. 1985: *Slide Rule Estimates of Fire Growth*.
Z: Fire Technology, Vol. 21 (1985), Nr. 4, S. 267–292. — ISSN 0015-2684
Leitfaden zur überschlägigen Berechnung verschiedener Brandphänomene.
- LEUCKEL, Wolfgang 1996 : *Feuerungstechnik I*. Skriptum zur Vorlesung. Universität Karlsruhe (TH), Fakultät für Chemieingenieurwesen, 1996
- MIKKOLA, Esko ; WICHMAN, Indrek S. 1989: *On the Thermal Ignition of Combustible Materials*.
Z: Fire and Materials, Vol. 14 (1989), Nr. 3, S. 87–96. — ISSN 0308-0501

- MITLER, Henri E. ; ROCKETT, John A. 1986: *How Accurate is Mathematical Fire Modeling?* / U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (MD), USA, 1986. — Report NBSIR 86-3459
Die Abweichungen von Modellrechnung und Brandversuch werden diskutiert und es wird herausgefunden, daß die Berücksichtigung der Aufheizung der unteren Gasschicht, die Unzulänglichkeit des Abbrandalgorithmus und mangelndes Verständnis des CO-Bildungsmechanismus die wahrscheinlichsten Ursachen dafür sind.
- MITLER, Henri E. 1987: *Algorithm for the Mass-Loss Rate of a Burning Wall*.
In: Fire Safety Science – Proceedings of the Second International Symposium, Tokyo, Japan, Juni 13–17, 1988, International Association for Fire Safety Science. 1989. — ISBN 0-89116-864-8 & U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (MD), USA, 1987. — Report NBSIR 87-3682
Die Arbeit stellt einen Beitrag zur Aufstellung eines allgemeinen Wandbrandmodells für Räume, das in der Lage ist, die Zündung und anschließend die zeitabhängigen Brand- und Ausbreitungsraten (aufwärts, seitwärts und abwärts) eines Wandbrandes unter bestimmten Temperatur- und geschichteten Sauerstoffkonzentrationsbedingungen vorherzusagen, und die Effekte von externer Strahlung, Schmelzen, Verkohlen und Durchbrand einschließt.
- MOWRER, Frederick W. 1997: *Integration of Fire Models with the Design Process*.
In: Fire Protection Handbook. 18. Aufl. Quincy (MA), USA : National Fire Protection Association, 1997. S. 11-131–11-145. — ISBN 0-87765-377-1
- NOVOZHILOV, V. ; MOGHADERI, B. ; FLETCHER, D. F. ; KENT, J. H. 1996: *Computational Fluid Dynamics Modelling of Wood Combustion*.
Z: Fire Safety Journal, 27 (1996), S. 247–278. — ISSN 0379-7112
Als Teil der Bemühungen, die Brandausbreitung und das Löschen mit Wasserdampf vorherzusagen, wurde ein Feldmodell über Brandausbreitung entwickelt. Das Feldmodell, das Feststoffpyrolyse-Modell (Holz in diesem Fall) und die Kopplung dieser Modelle werden beschrieben.
- OHLEMILLER, T. J. ; CLEARY, T. G. 1994: *Upward Flame Spread on Composite Materials*.
In: Fire and Polymers II: Materials and Test for Hazard Prevention, American Chemical Society, ACS Symposium Series 599, August 21–26, 1994, Washington (DC), USA, 1994, S. 422–434.
Drei vorhandene Modelle senkrechter Flammenausbreitung nach oben wurden anhand von Technikversuchen mit Vinylester/Glasfaser-Verbundmaterial überprüft. Das Modell von Cleary und Quintiere (1991) zeigt trotz einer Vielzahl von vereinfachenden Annahmen eine bessere qualitative Übereinstimmung mit den Flammenausbreitungsdaten als die beiden anderen, die mechanistisch genauer sind.
- OPSTAD, K. 1995: *Modelling of Thermal Flame Spread on Solid Surfaces in Large Scale Fires*. In: First European Symposium on Fire Safety Science – Abstracts, Zürich, Schweiz, August 21–23, 1995, International Association for Fire Safety Science. 1995, S. 93–94.
Ein thermisches Flammenausbreitungsmodell namens *Kameleon* wurde auf Basis eines Feldmodells entwickelt, das Verbrennung, Rußbildung und Wärmestrahlung beinhaltet. Eingabedaten der Feststoffe wurden aus Brandversuchen im Cone Calorimeter abgeleitet. Weitergehende Annahmen oder Parameter bezüglich des Brandszenarios werden nicht gemacht. Der Schwerpunkt liegt beim ingenieurmäßigen Brandschutz und nicht in der Optimierung der Simulation von Laborversuchen.

- ORTWEIN, Jürgen 1991: *Untersuchungen der Verbrennungsvorgänge bei verschiedenen Laborprüfverfahren zur Flammenausbreitung an festen Baustoffen*. Karlsruhe, Universität, Fakultät für Chemieingenieurwesen, Diplomarbeit, 1991.
- PÁL, G. ; MACSKÁSY, H. 1991: *Plastics - their behaviour in fires*. Amsterdam u.a. : Elsevier, 1991.
Stoffwerte für PMMA.
- PRAGER, Hans Georg 1978: *Florian 14: Achter Alarm – Das Buch der Feuerwehr*. 2. Aufl. Herford : E. S. Mittler & Sohn GmbH 1978. — ISBN 3 87547 1768
- QIAN, Cheng ; ISHIDA, Hiroki ; SAITO, Kozo 1994: *Upward Flame Spread along PMMA Vertical Corner Walls Part II: Mechanism of „M“ Shape Pyrolysis Front Formation*.
Z: Combustion and Flame, Vol. 99 (1994), S.331–338. — ISSN 0010-2180
Versuche mit PMMA, die aufwärts gerichtete Ausbreitungsgeschwindigkeit v_p ist proportional zur Pyrolysehöhe, wobei Unterschiede zwischen der Ecke und der ebenen Wand festgestellt wurden.
- QUINTIERE, James G. ; HARKLEROAD, Margaret F. 198: *New Concepts for Measuring Flame Spread Properties* / U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, National Engineering Laboratory, Center for Fire Research, Gaithersburg (MD), USA, 1987. — Report NBSIR 84-2943
- QUINTIERE, James G. 1995b: *Predicting Fire Growth*. In: First European Symposium on Fire Safety Science - Abstracts, Zürich, Schweiz, August 21–23, 1995, International Association for Fire Safety Science. 1995, S. 1–5.
Ansatz, den Stand der Technik auf dem Gebiet der Vorhersagemethoden darzustellen.
- REMPE, Alfons ; RODEWALD, Gisbert 1993: *Brandlehre*. 4., überarb. Aufl. Stuttgart : W. Kohlhammer, Deutscher Gemeindeverlag, 1993. — ISBN 3-17-012573-7
Einführung in die Thematik mit schönem Glossar.
- RITCHIE, S. J. ; KASHIWAGI, T. 1996: *Experimental Measurements and Numerical Predictions of the Gasification of Finite Thickness Polymers*. In: CD-ROM NIST Special Publication 914, May 1997: BFRP Publications, 1996, Volume 2, U.S. Department of Commerce, Technology Administration, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (MD), USA, 1997.
Untersuchung des Dickeneinflusses auf die Massenverlustrate bei Polymeren endlicher Dicke (3-25,4 mm).
- SCHNEIDER, Ulrich 1995: *Grundlagen zur Festlegung von Brandszenarien für den Brandschutzentwurf*. Z: vfdB-Zeitschrift, Forschung und Technik im Brandschutz, 44. Jahrgang (1995), Nr. 3, S. 92–100. — ISSN 0042-1804
- STROUP, David W. 1987: *A Catalog of Compartment Fire Model Algorithms and Associated Computer Subroutines* / U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (MD), USA, 1987. — Report NBSIR 87-3607
Übersicht vorhandener Programme.

- SULLIVAN, Pat (Hrsg.) 1992: *Fire Spread Modeling*. In: FMRC Update - A Progress Report from the Factory Mutual Research Corporation, Vol. 6 (1992), No. 2.
Allgemeine Bemerkungen zur rechnergestützten Modellierung.
- THOMAS, Philip H. ; KARLSSON, Björn 1990a: *Dimensionsless Quantities in Fire Growth : The weighting of heat release rate* / Lund University, Department of Fire Safety Engineering, Lund, Schweden, 1990. — Report SE-LUTVDG/TVBB-3057
- THOMAS, Philip H. 1995: *Vertical Flame Spread and the Cone Calorimeter*.
Z: Fire Safety Journal, 25 (1995), S. 159–163. — ISSN 0379-7112
- TU, King-Mon ; QUINTIERE, James G. 1991: *Wall Flame Heights with External Radiation*.
Z: Fire Technology, Vol. 27 (1991), Nr. 3, S. 195–203. — ISSN 0015-2684
Untersuchung zur Flammenlänge. Der aus Abbildung 2 zitierte Exponent ist nicht korrekt wiedergegeben. Nach Auswertung der Versuchsergebnisse muß es, wie in Abbildung 2 und im Abschnitt Versuchsergebnisse richtig angegeben, $n = 0,648$ und nicht $0,643$ heißen. Für die Flammenlängenkongstante habe ich einen Wert von $K = 0,0724$ gefunden.
- TUOVINEN, Heimo 1995: *Simulation of Combustion and Fire-Induced Flows in Enclosures* / Lund University, Department of Fire Safety Engineering, Lund, Schweden, 1995. — Report LUTVDG/TVBB-1010
Die mikroskopischen und makroskopischen Eigenschaften von Flammen werden behandelt. Einige häufig verwendete Brandmodelle werden erläutert.
- WATTS, John M., Jr. 1997: *Metamodels*.
Z: Fire Technology, Vol. 33 (1997), Nr. 1, S. 1–2. — ISSN 0015-2684
Allgemeine Bemerkungen zur Einführung in die Thematik.
- WEINBERG, Felix J. 1975: *The First Half-Million Years of Combustion Research and Today's Burning Problems*.
In: Fifteenth Symposium (International) on Combustion, Tokyo, Japan, August 25–31, 1974, The Combustion Institute, Pittsburgh (PA), USA. 1975, S. 1–17.
- WICHMAN, Indrek S. ; ATREYA, Arvind 1987: *A Simplified Model for the Pyrolysis of Charring*.
Z: Combustion and Flame, Vol. 68 (1987), 3, S. 231–247. — ISSN 0010-2180
Ein vereinfachtes Pyrolysemodell für kohlenende Materialien wurde analysiert, bei dem der Einfluß der Feuchtigkeit vernachlässigt und die Pyrolysewärme gleich Null angenommen wurde.
- WICHMAN, Indrek S. ; AGRAWAL, Sanjay 1991: *Wind-Aided Flame Spread Over Thick Solids*.
Z: Combustion and Flame, Vol. 83 (1991), S. 127–145. — ISSN 0010-2180
Die Grundlage der Gleichung für die windunterstützte Ausbreitungsgeschwindigkeit wird sorgfältig beschrieben, der Flammenwärmestrom wird als konstant über die gesamte Flammenlänge angenommen.
- WILLIAMSON, Robert Brady ; REVENAUGH, Augustus; MOWRER, Frederick W. 1991: *Ignition Sources in Room Fire Tests and Some Implications for Flame Spread Evaluation*. In: Fire Safety Science – Proceedings of the Third International Symposium, Edinburgh, Schottland, Juli 8–12, 1991, International Association for Fire Safety Science. 1991, S. 657–666. — ISBN 1-85166-719-9
Versuchsergebnisse, die sich möglicherweise zur Überprüfung eines Modells eignen.

Anhang

Variablen und Werte

Größe	Name im Programm	Wert	Einheit	Gemeinsamer Speicherbereich
Temperaturleitzahl	a	$= \lambda / (\rho * c)$	m ² /s	delta_th
Zündberner- und Plattenbreite	b	0,914	m	ausbreitung
spezifische Wärme	c	4,12	kJ/(kg*K)	-
thermische Eindringtiefe unter Anfangsbedingungen	DEL1	= delta_zuend	m	delta
Übergabeparameter für thermische Eindringtiefe	DEL3		m	-
thermische Eindringtiefe im Gleichgewicht	delta_eq	$= (2. * \lambda * h_{\text{vap}}) / (c * q_{\text{netto}})$	m	delta_th
thermische Eindringtiefe unter Anfangsbedingungen	delta_zuend	$= \sqrt{(6. * a * (\tau_{\text{p}}(\text{zeitschritt}) - \tau_{\text{f}}(\text{zeitschritt})))}$	m	-
Plattenstärke	dicke	$6,4 * 10^{-3}$	m	delta_th
charakteristische Zündzeit durch Wandflamme	Dt_f	$= (2./3.) * \lambda * \rho * c * ((\text{temp}_{\text{zuend}} - \text{temp}_{\text{anf}}) / q_{\text{netto}})^{**2.}$	s	ausbreitung
Einschaltdauer	Dt_zuend	50	s	ausbreitung
Konstante für Iteration	epsilon	0,005	-	delta_th
Speicherplatz für themische Eindringtiefe	f_1		m	-
Speicherplatz für themische Eindringtiefe	f_A		m	-
Speicherplatz für themische Eindringtiefe	f_B		m	-
Speicherplatz für themische Eindringtiefe	f_C		m	-
Speicherplatz für themische Eindringtiefe	f_D		m	-
Konvergenzvariable für Iteration	fehler		-	-
Konvergenzvariable für Iteration	fehler1		-	-
breitenbezogene Massenverlustrate	FI	$= (t/2.) * (\text{SUM}_{\text{P}_i} + \text{P}_C + \text{P}_D)$	kg/(m*s)	-
Variable zur Berechnung des Ausbreitungsweges	FI1	$= (t/2.) * (\text{SUM}_{\text{v}_p} + \text{v}_p)$	m	-
Verbrennungswärme	h_c	25.000	kJ/kg	ausbreitung

effektive Verdampfungswärme	h_v	$= h_{vap} - (c * (temp_zuend - temp_anf))$	kJ/kg	delta_th
Verdampfungswärme	h_{vap}	2,770	kJ/kg	-
Plattenhöhe	hoehe	3,56	m	hoehe
	i_{max}		-	-
Übergabeparameter	I		-	-
Übergabeparameter	J		-	-
Konstante für die Flammenlängenkorrelation	k_n	0,01	m/(kW/m)	ausbreitung
Wärmeleitfähigkeit	λ	$4,32 * 10^{-4}$	kW/(m*K)	waermeleitung
Massenverlustrate	m	$= (q_{netto} - ((2 * \lambda) / DEL1) * (temp_zuend - temp_anf)) / h_v$	kg/(m²*s)	-
Speicherplatz für Massenverlustrate	m_1		kg/(m²*s)	-
Speicherplatz für Massenverlustrate	m_A		kg/(m²*s)	-
Speicherplatz für Massenverlustrate	m_B		kg/(m²*s)	-
Speicherplatz für Massenverlustrate	m_C		kg/(m²*s)	-
Speicherplatz für Massenverlustrate ...	m_D		kg/(m²*s)	-
Speicherplatz für Massenverlustrate	$m_{Abbrand}$		kg/(m²*s)	-
Flächengewicht	m_{flaech}	$= \rho * dicke$	kg/m²	brennstoffmasse
Konstante für die Flammenlängenkorrelation	n	1	-	ausbreitung
	P_A	$= m_A * v_p$	kg/(m*s²)	-
	P_B	$= m_B * v_p$	kg/(m*s²)	-
	P_C	$= m_C * v_p$	kg/(m*s²)	-
	P_D	$= m_D * v_p$	kg/(m*s²)	-
Kreiszahl	π	3,141592654	-	-
Gesamtwärmefreisetzungsrate	q	$= (q_e_zuend + Q1) * b$	kW	ausbreitung
breitenbezogene Zündbrennerleistung	q_e_zuend	$= Q_zuend / b$	kW/m	-
flächenbezogener Wärmestrom der Flamme der Wand	q_f	30	kW/m²	-
flächenbezogener Wärmestrom der Flamme des Zündbrenners	q_f_zuend	30	kW/m²	-
	q_{netto}	$= q_f - (\sigma * temp_zuend^{**4})$	kW/m²	delta_th
Zündbrennerleistung	Q_zuend	10	kW	ausbreitung
breitenbezogene Wärmefreisetzungsrate des zuerst entzündeten Wandabschnittes	Q1	$= h_c * m * z_f_zuend$	kW/m	-

breitenbezogene Wärme- freisetzungsrates der übrigen Wandabschnitte	Q2	= h_c * FI	kW/m	-
Dichte	rho	1.190	kg/m ³	-
Schleifenzählparameter	schl_zaehl_1	-	-	-
Schleifenzählparameter	schl_zaehl_2	-	-	-
Schleifenzählparameter	schl_zaehl_3	-	-	-
Schleifenzählparameter	schl_zaehl_4	-	-	-
Schleifenzählparameter	schl_zaehl_5	-	-	-
Schleifenzählparameter	schl_zaehl_6	-	-	-
maximale Anzahl der Be- rechnungsschritte	schritt_max	= tau_max / t	-	-
Boltzmannkonstante	sigma	5,6703*10 ⁻¹¹	kW/(m ² *K ⁴)	-
Speicherplatz zur Berech- nung der Massenverluste	SUM_mvr_flaech		kg	brennstoffmasse
Speicherplatz zur Berech- nung der Ausbreitungsge- schwindigkeit	SUM_v_p		m/s	-
Speicherplatz zur Berech- nung der breitenbezogenen Massenverluste	SUM_P_i		kg/(m*s ²)	-
Schrittweite für Trapezre- gel zur Integration	t	1	s	waermeleitung
charakteristische Zündzeit durch Zündbrennerflamme	t_zuend	= (2./3.) * lambda * rho * c * ((temp_zuend - temp_anf) / (q_f_zuend - (sigma * temp_zuend**4.)))**2.	s	ausbreitung
Zeit nach Zündung	tau		s	zeit
Abrenzzeit	tau_b		s	abbrand
Beflammungszeitpunkt	tau_f		s	zeit
Maximaldauer	tau_max	3.000	s	-
Zeitpunkt der einsetzenden Pyrolyse	tau_p		s	zeit
	tau_stern	= (delta_eq**2. * h_v) / (6. * a * h_vap)	s	delta_th
Anfangs- / Umge- bungstemperatur	temp_anf	293,15	K	delta_th
Zündtemperatur	temp_zuend	453,15	K	delta_th
Geschwindigkeit der Py- rolysefront	v_p	= (z_f - z_p) / Dt_f	m/s	hoehe
Speicherplatz für thermi- sche Eindringtiefe	x		m	-
Höhe der Unterkante der Pyrolysezone	z_b		m	hoehe
Höhe der Flammenspitzen	z_f	= k_n * ((q_e_zuend + Q1 + Q2)**n)	m	hoehe
Flammenspitzenhöhe Zündbrenner	z_f_zuend	= k_n * q_e_zuend**n	m	ausbreitung
Höhe der Oberkante der Pyrolysezone	z_p	= z_f_zuend + FI1	m	hoehe

Laufvariable zur Programmsteuerung	zeitschritt		-	-
Speicherplatz für Ausbreitungsgeschwindigkeit	Z		m/s	-

Quelltext

```
*****
* Das Programm des Allgemeinen Flammenausbreitungsmodells
* Datei: afam_020.f
* Datum: 27.12.1999
* Forschungsstelle fuer Brandschutztechnik an der Universitaet Karlsruhe (TH)
* Kiyoshi Makabe
*****
! Als Compiler wurde Lahey FORTRAN 77, Version 5.20 verwendet.
! Baut auf afam_019.f auf.
*****
! ***** Beginn des Programmes AFAM *****
program AFAM

! Implizite Typenvereinbarung ausschliessen
! implicit none ! auskommentiert, da in Compilervoreinstellungen ausgeschlossen

! Bildschirm loeschen
call system ("cls")

integer imax
parameter (imax = 3005)

! ***** 1 Deklarationsteil *****
! Materialdaten
real a, c, h_c, h_v, h_vap, dicke, hoehe, m_flaech, temp_anf, temp_zuend,
    & lambda, rho
data c, h_vap, rho
    & /4.12, 2770., 1190./
dicke = .0064 ! Plattenstaerke in m
hoehe = 3.56 ! Plattenhoehe in m
h_c = 25000. ! Verbrennungswaerme in kJ/kg
lambda = 4.32e-4 ! Waermeleitzaehl in kW/(m*K)
temp_anf = 293.15 ! in Kelvin
temp_zuend = 453.15 ! in Kelvin

! Zuendverhalten
real b, Dt_zuend, q_e_zuend, Q_zuend, z_f_zuend
Q_zuend = 10. ! Zuendbrennerleistung in kW
b = .914 ! Zuendbrenner- und Plattenbreite = 0.914 m
Dt_zuend = 50. ! Zuendbrenner nach 50 s aus

! Waermestrom
real q_f, q_f_zuend
data q_f, q_f_zuend /30., 30./ ! in kW/m^2

! Flammenspitzenhoehe
real k_n, n
k_n = .01
n = 1.
```

```
! Berechnungsparameter
real t, epsilon, sigma, tau_max
! Boltzmannkonstante in kW/(m^2 * K^4), Maximaldauer
data sigma, tau_max /5.6703e-11, 3000./
t = 1. ! Schrittweite fuer Trapezregel zur Integration
epsilon = .005 ! fuer Iteration

! Berechnete Parameter
real delta_eq, Dt_f, q_netto, t_zuend, tau_stern, delta_zuend, DEL1

! Maximale Anzahl von Schritten
integer schritt_max

! Variablen
real m, q(imax), Q1, SUM_mvr_flaech(0:3500), tau(3500), tau_b(imax),
  & tau_f(imax), tau_p(imax), v_p(imax), z_b(imax), z_f(imax), z_p(imax)

integer zeitschritt

! Gemeinsamer Speicherbereich
common /zeit/ tau, tau_f, tau_p
common /abbrand/ tau_b
common /hoehe/ hoehe, z_b, z_f, z_p, v_p
common /brennstoffmasse/ m_flaech, SUM_mvr_flaech
common /delta/ DEL1
common /delta_th/ a, dicke, h_v, q_netto, temp_anf, temp_zuend, delta_eq,
  & epsilon, tau_stern
common /ausbreitung/ b, Dt_f, Dt_zuend, h_c, k_n, n, q, Q_zuend, t_zuend,
  & z_f_zuend
common /waermeleitung/ t, lambda

! Die Konstante pi initialisieren
real pi
parameter (pi = 3.141592654)

! Datei afam_020.dat oeffnen
open (unit=11, file='afam_020.dat', status='unknown')

! Initialisierungsteil

! Materialdaten
h_v = h_vap - (c * (temp_zuend - temp_anf))
a = lambda/(rho * c)
m_flaech = rho * dicke

! Flammenspitzenhoehe
q_e_zuend = Q_zuend/b
z_f_zuend = k_n * q_e_zuend**n

! Berechnete Parameter
q_netto = q_f - (sigma * temp_zuend**4.)
t_zuend = (2./3.) * lambda * rho * c * ((temp_zuend - temp_anf)/q_netto)**2.
```

```

Dt_f = (2./3.) * lambda * rho * c * ((temp_zuend - temp_anf)/q_netto)**2. ! in s
delta_eq = (2. * lambda * h_vap)/(c * q_netto)
tau_stern = (delta_eq**2. * h_v)/(6. * a * h_vap)

! Maximale Anzahl der Schritte
schritt_max = tau_max/t

if (schritt_max > imax) then
  write (*,*) "Das Programm kann so nicht ausgefuehrt werden!"
  write (*,*) "Bitte setzen Sie den Parameter imax in allen Programmteilen
    & auf den Wert ", schritt_max + 5, "."
  stop
endif

! ***** 2 Anfangsbedingungen *****
SUM_mvr_flaech(0) = .0
zeitschritt = 1
tau(zeitschritt) = .0
tau_p(zeitschritt) = .0
tau_f(zeitschritt) = -t_zuend

! Initialisieren des Zeitlauffeldes tau
call Zeitlauf(3494)

! DEL1 ist delta_therm unter Anfangsbedingungen
delta_zuend = sqrt((6. * a) * (tau_p(zeitschritt) - tau_f(zeitschritt)))

DEL1 = delta_zuend

m = (q_netto - ((2. * lambda)/DEL1) * (temp_zuend - temp_anf))/h_v
if (m < 0) then
  m = .0
endif

! Bestimmung der Abbrennzeit (tau_b)
call Abbrennzeit(zeitschritt)
if ((tau_b(1) < tau(zeitschritt)) .or.
  & ((Dt_zuend - t_zuend) < tau(zeitschritt))) then
  q_e_zuend = .0
endif
Q1 = h_c * m * z_f_zuend ! in kW/m Breite
z_b(zeitschritt) = .0
z_p(zeitschritt) = z_f_zuend
! Begrenzung von z_p auf Plattenhoehe
if (z_p(zeitschritt) > hoehe) then
  z_p(zeitschritt) = hoehe
endif
z_f(zeitschritt) = z_b(zeitschritt) + k_n * (q_e_zuend + Q1)**n
! Ohne diese if-Abfrage wird v_p(zeitschritt) negativ!
if (z_f(zeitschritt) < z_p(zeitschritt)) then
endif
v_p(zeitschritt) = (z_f(zeitschritt) - z_p(zeitschritt))/Dt_f ! in m/s

```



```

! Gesamte Waermefreisetzungsrate
q(zeitschritt) = (q_e_zuend + Q1) * b ! in kW

write (11,211) "tau(t)", ",", "z_b(t)", ",", "z_p(t)", ",", "z_f(t)", ",",
      & "v_p(t)", ",", "q(t)"
211 format (a7, a2, a7, 5x, a2, a7, 5x, a2, a7, 5x, a2,
      & a7, 6x, a2, a5)

write (11,212) tau(zeitschritt), ",", z_b(zeitschritt), ",", z_p(zeitschritt),
      & ",", z_f(zeitschritt), ",", v_p(zeitschritt), ",", q(zeitschritt)
212 format (f7.0, a2, 1x, e11.6, a2, 1x, e11.6, a2, 1x, e11.6, a2, 1x, e12.6,
      & a2, 1x, e11.6)

! ***** 3 Hauptschleife *****
do zeitschritt = 1, schritt_max
  if (z_p(zeitschritt) <= z_f(1)) then
    tau_f(zeitschritt + 1) = .0
  else
    tau_f(zeitschritt + 1) = tau_f(zeitschritt)
  endif

! Bestimmung der Abbrennzeit
call Abbrennzeit(zeitschritt+1)

! Bestimmung der Hoehe der Unterkante der Pyrolysezone
if (tau(zeitschritt+1) >= tau_b(1)) then
  call Ausbrennposition(zeitschritt+1)
else
  z_b(zeitschritt+1) = .0
endif

! Bestimmung des Ausbreitungsergebnisses
call Ausbreitung(zeitschritt+1)

! Bestimmung der Zeit, zu der die Flammenspitzen den aktuellen Abschnitt
! erreichen.
if (z_p(zeitschritt+1) <= z_f(1)) then
  tau_f(zeitschritt+1) = .0
else
  call Beflammungszeitpunkt(zeitschritt+1)
endif

enddo

end ! Ende des Programmes AFAM
*****
! ***** 4.1 Beginn der Subroutine Zeitlauf(I) *****
! Initialisieren des Zeitlauffeldes tau
subroutine Zeitlauf(I)

! Variablen
real tau(3500)

```

```
integer I, schl_zaehl_1

! Berechnungsparameter

real t

! Gemeinsamer Speicherbereich
common /zeit/ tau !, tau_f, tau_p
common /waermeleitung/ t

do schl_zaehl_1 = 1, I+5
  tau(schl_zaehl_1+1) = tau(schl_zaehl_1) + t
enddo

end ! Ende der Subroutine Zeitlauf(I)
*****
! ***** 4.2 Beginn der Subroutine Abbrennzeit(J) *****
! Ermittlung der Abbrennzeit tau_b
subroutine Abbrennzeit(J)

integer imax
parameter (imax = 3005)

real temp_anf

! Variablen
real SUM_mvr_flaech(0:3500), tau(3500), tau_b(imax), tau_f(imax), tau_p(imax)

! Materialdaten
real a, dicke, hoehe, h_v, lambda, m_flaech, temp_zuend

! Berechnungsparameter
real t

! Berechnete Parameter
real delta_eq, q_netto, tau_stern, DEL1

! Fuer Iteration
real epsilon

real f_A, f_B, m_A, m_B, m_Abbrand

integer J, schl_zaehl_2

! Gemeinsamer Speicherbereich
common /zeit/ tau, tau_f, tau_p
common /abbrand/ tau_b
common /brennstoffmasse/ m_flaech, SUM_mvr_flaech
common /delta/ DEL1
common /delta_th/ a, dicke, h_v, q_netto, temp_anf, temp_zuend, delta_eq,
  & epsilon, tau_stern
common /waermeleitung/ t, lambda
```

```

if (J == 1) then
  tau_p(J) = .0
else
  tau_p(J) = tau(J)
endif

schl_zaehl_2 = 1

do while (m_Abbrand < m_flaech)

  call delta_therm(schl_zaehl_2, J, f_A)

! f_A ist delta_therm bei schl_zaehl_2 und J
! f_B ist delta_therm bei schl_zaehl_2+1 und J
! m_A ist M(schl_zaehl_2, J)
! m_B ist M(schl_zaehl_2+1, J)

  m_A = (q_netto - ((2. * lambda)/f_A) * (temp_zuend - temp_anf))/h_v
  if (m_A < .0) then
    m_A = .0
  endif

  call delta_therm(schl_zaehl_2+1, J, f_B)

  m_B = (q_netto - ((2. * lambda)/f_B) * (temp_zuend - temp_anf))/h_v
  if (m_B < .0) then
    m_B = .0
  endif

  SUM_mvr_flaech(schl_zaehl_2) = SUM_mvr_flaech(schl_zaehl_2-1) + m_A + m_B
  m_Abbrand = (t/2.) * SUM_mvr_flaech(schl_zaehl_2) ! Trapezregel

  if (m_Abbrand >= m_flaech) then
    tau_b(J) = schl_zaehl_2 * t
! Damit do-while-Schleife wieder durchlaufen wird:
    m_Abbrand = .0
    exit
  else
    schl_zaehl_2 = schl_zaehl_2 + 1
  endif
enddo

end ! Ende der Subroutine Abbrennzeit
*****
! ***** 4.3 Beginn der Subroutine delta_therm *****

! Ermittlung der thermischen Eindringtiefe DEL3 an der Stelle z(tau_p(J))
! zur Zeit tau(I)
subroutine delta_therm(I, J, DEL3)

integer imax
parameter (imax = 3005)

```

```
real temp_anf

! Variablen
real tau(3500), tau_f(imax), tau_p(imax)

! Materialdaten
real a, dicke, hoehe, h_v, lambda, temp_zuend

! Berechnungsparameter
real t

! Berechnete Parameter
real delta_eq, fehler, q_netto, tau_stern, delta_zuend, DEL1, DEL3, X(0:1005)

! Fuer Iteration
real epsilon

integer I, J, schl_zaehl_3

! Gemeinsamer Speicherbereich
common /zeit/ tau, tau_f, tau_p
common /delta/ DEL1
common /delta_th/ a, dicke, h_v, q_netto, temp_anf, temp_zuend, delta_eq,
    & epsilon, tau_stern
common /waermeleitung/ t, lambda

delta_zuend = sqrt((6. * a) * (tau_p(J) - tau_f(J)))

X(0) = DEL1 ! Startwert

! Iterationsschleife um delta zu finden ! X(schl_zaehl_3) ist delta

do schl_zaehl_3 = 1, 1000
    if (schl_zaehl_3 >= 1000) then

        write (11,*) '4.3 Subroutine delta_therm(I, J, DEL3)'
        write (11,431) "Konvergiert nicht! delta, Fehler:", X(schl_zaehl_3),
            & fehler

        431 format (a33, 2x, e12.6, 4x, e11.6)
        DEL3 = X(schl_zaehl_3)

! Programmabbruch, wenn thermische Eindringtiefe Null wird.
        if (DEL3 == .0) then
            write (11,*) 'Thermische Eindringtiefe = Null in der 4.3 Subroutine
                & delta_therm 1'

            stop
        endif

        exit
    endif
enddo
```

```

X(schl_zaehl_3) = delta_eq - ((delta_eq - delta_zuend) * exp(((delta_zuend
& - X(schl_zaehl_3-1))/delta_eq) - ((tau(I) - tau_p(J))/tau_stern)))

if (X(schl_zaehl_3) < .0) then
  X(schl_zaehl_3) = X(schl_zaehl_3-1)
  DEL3 = X(schl_zaehl_3)

! Programmabbruch, wenn thermische Eindringtiefe Null wird.
  if (DEL3 == .0) then
    write (11,*) 'Thermische Eindringtiefe = Null in der 4.3 Subroutine
      & delta_therm 2'

    stop
  endif

  exit
endif

fehler = abs((X(schl_zaehl_3) - X(schl_zaehl_3-1))/X(schl_zaehl_3))

if (fehler <= epsilon) then
  DEL3 = X(schl_zaehl_3)

! Programmabbruch, wenn thermische Eindringtiefe Null wird.
  if (DEL3 == .0) then
    write (11,*) 'Thermische Eindringtiefe = Null in der 4.3 Subroutine
      & delta_therm 3'

    stop
  endif

  exit
endif

enddo

end ! Ende der Subroutine delta_therm
*****
! ***** 4.4 Beginn der Subroutine Ausbrennposition(I) *****
! Ermittlung von J, fuer das gilt: tau_b(J) = tau(I)

subroutine Ausbrennposition(I)

integer imax
parameter (imax = 3005)

! Materialdaten
real hoehe

! Variablen
real tau(3500), tau_b(imax), tau_f(imax), tau_p(imax), v_p(imax), z_b(imax),
  & z_f(imax), z_p(imax)

integer I, schl_zaehl_4

! Gemeinsamer Speicherbereich

```

```

common /zeit/ tau, tau_f, tau_p
common /abbrand/ tau_b
common /hoehe/ hoehe, z_b, z_f, z_p, v_p

do schl_zaehl_4 = 1, I
  if (tau_b(schl_zaehl_4) >= tau(I)) then
    z_b(I) = z_p(schl_zaehl_4)
    exit
  endif
enddo

end ! Ende der Subroutine Ausbrennposition(I)
*****
! ***** 4.5 Beginn der Subroutine Ausbreitung(J) *****
! Ermittlung der Ausbreitungsdaten:
!   Geschwindigkeit der Pyrolysefront v_p(J),
!   Position der Flammenspitzen z_f(J),
!   Position der Pyrolysefront z_p(J) und
!   totale Waermefreisetzungsrage q(J)
subroutine Ausbreitung(J)

integer imax
parameter (imax = 3005)

! Variablen
real q(imax), v_p(imax), z_b(imax), z_f(imax), z_p(imax), tau(3500),
  & tau_b(imax), tau_f(imax), tau_p(imax)

! Berechnete Parameter
real delta_eq, Dt_f, fehler1, q_netto, t_zuend, tau_stern, Z(0:imax),
  & f_1, f_A, f_B, f_C, f_D, m_1, m_A, m_B, m_C, m_D, P_A, P_B, P_C, P_D, Q1,
  & Q2, FI(imax), FI1(imax), SUM_v_p(0:imax), SUM_P_i(0:imax)

! Materialdaten
real a, dicke, hoehe, h_c, h_v, lambda, temp_zuend

real temp_anf

! Zuendverhalten
real b, Dt_zuend, q_e_zuend, Q_zuend, z_f_zuend

! Flammenspitzenhoehe
real k_n, n

! Berechnungsparameter
real t

! Fuer Iteration
real epsilon

integer I, J, schl_zaehl_5

! Gemeinsamer Speicherbereich

```

```
common /zeit/ tau, tau_f, tau_p
common /abbrand/ tau_b
common /hoehe/ hoehe, z_b, z_f, z_p, v_p
common /delta_th/ a, dicke, h_v, q_netto, temp_anf, temp_zuend, delta_eq,
& epsilon, tau_stern
common /ausbreitung/ b, Dt_f, Dt_zuend, h_c, k_n, n, q, Q_zuend, t_zuend,
& z_f_zuend
common /waermeleitung/ t, lambda

SUM_v_p(0) = .0
SUM_P_i(0) = .0

! Bestimmung der effektiven wandbreitenbezogenen Waermefreisetzungsrate

! Zuendbrennerwaermestrom

if ((Dt_zuend - t_zuend) >= tau(J) .or. tau_b(1) >= tau(J)) then
  q_e_zuend = Q_zuend/b
else
  q_e_zuend = .0
endif

! Bestimmung der Waermefreisetzungsrates Q1 des zuerst entzuendeten Abschnittes
! m_1 ist M(1, J) in kg/(m^2 * s)

! Anderer Aufruf von delta_therm als in 4.2, da hier eine Geschwindigkeit
! berechnet werden soll.

call delta_therm(J, 1, f_1)

if (tau_b(1) < tau(J)) then
  m_1 = .0
else
  m_1 = (q_netto - ((2. * lambda)/f_1) * (temp_zuend - temp_anf))/h_v
endif

if (m_1 < .0) then
  m_1 = .0
endif

Q1 = h_c * m_1 * z_f_zuend ! in kW/m Breite

! Iterationsschleife zur Bestimmung von v_p

v_p(J) = v_p(J-1)

! Beginn "grosse" DO-Schleife
do schl_zaeahl_5 = 1, 1000

  if (schl_zaeahl_5 == 1 .and. J-2 /= 0) then
    ! Bestimmung von Q2
    ! Beginn "kleine" DO-Schleife
```

```
do I = 1, J-2

! m_A ist M(J, J-1), m_B ist M(J, J)
  call delta_therm(J, I, f_A)

  if (tau_b(I) < tau(J)) then
    m_A = .0
  else
    m_A = (q_netto - ((2. * lambda)/f_A) * (temp_zuend - temp_anf))/h_v
  endif

  if (m_A < .0) then
    m_A = .0
  endif

  P_A = m_A * v_p(I) ! kg/(m * s^2)

  call delta_therm(J, I+1, f_B)

  if (tau_b(I+1) < tau(J)) then
    m_B = .0
  else
    m_B = (q_netto - ((2. * lambda)/f_B) * (temp_zuend - temp_anf))/h_v
  endif

  if (m_B < .0) then
    m_B = .0
  endif

  P_B = m_B * v_p(I+1) ! kg/(m * s^2)

  SUM_v_p(I) = SUM_v_p(I-1) + v_p(I) + v_p(I+1)

  SUM_P_i(I) = SUM_P_i(I-1) + P_A + P_B ! in kg/(m * s^2)

  if (I == J-2) then
    call delta_therm(J, J-1, f_C)

    if (tau_b(J-1) < tau(J)) then
      m_C = .0
    else
      m_C = (q_netto - ((2. * lambda)/f_C) * (temp_zuend -
        & temp_anf))/h_v
    endif

    if (m_C < .0) then
      m_C = .0
    endif

    P_C = m_C * v_p(J-1) ! kg/(m * s^2)

    call delta_therm(J, J, f_D)
```



```

if (tau_b(J) < tau(J)) then
  m_D = .0
else
  m_D = (q_netto - ((2. * lambda)/f_D) * (temp_zuend -
    & temp_anf))/h_v
endif

if (m_D < .0) then
  m_D = .0
endif

P_D = m_D * v_p(J) ! kg/(m * s^2)

FI(schl_zaeht_5) = (t/2.) * (SUM_P_i(J-2) + P_C + P_D)

Q2 = h_c * FI(schl_zaeht_5) ! in kW/m Breite

if (Q2 < .0) then
  Q2 = .0
endif

if ((q_e_zuend + Q1 + Q2) < .0) then
  write (11,*) '4.5 Subroutine Ausbreitung(J), kleine DO-Schleife'
  write (11,*) "Basis < 0!"
  write (11,*) "schl_zaeht_5: ", schl_zaeht_5, " I: ", I
  write (11,*) "q_e_zuend: ", q_e_zuend, ", Q1: ", Q1, ", Q2: ", Q2
  stop
endif

! Bestimmung von z_p
FI1(schl_zaeht_5) = (t/2.) * (SUM_v_p(J-2) + v_p(J))
z_p(J) = z_f_zuend + FI1(schl_zaeht_5)

! Begrenzung von z_p auf Plattenhoehe
if (z_p(J) > hoehe) then
  z_p(J) = hoehe
endif

! Bestimmung der Flammenspitzenhoehe (z_f)
if (z_b(J) == z_f_zuend) then
  z_f(J) = k_n * ((q_e_zuend + Q1 + Q2)**n)
else
  z_f(J) = z_b(J) + (k_n * ((q_e_zuend + Q1 + Q2)**n))
endif

if (z_f(J) < z_p(J)) then
  z_f(J) = z_p(J)
endif

! Bestimmung von v_p
if (z_f(J) < z_p(J)) then
  v_p(J) = .0
else
  v_p(J) = (z_f(J) - z_p(J))/Dt_f ! in m/s

```

```
endif

if (z_p(J) >= hoehe) then
  v_p(J) = .0
endif

Z(schl_zaehl_5) = v_p(J)

if (Z(schl_zaehl_5) /= .0) then
  fehler1 = abs((Z(schl_zaehl_5) - Z(schl_zaehl_5-1))
    & /Z(schl_zaehl_5))

  if (fehler1 <= epsilon) then
    q(J) = (q_e_zuend + Q1 + Q2) * b ! in kW

    write (11,451) tau(J), ',', z_b(J), ',', z_p(J), ',', z_f(J),
      & ',', v_p(J), ',', q(J)

    exit
  endif
endif
endif

! Ende "kleine" DO-Schleife
enddo
endif

if (schl_zaehl_5 > 1 .or. J-2 == 0) then
  call delta_therm(J, J-1, f_C)

  if (tau_b(J-1) < tau(J)) then
    m_C = .0
  else
    m_C = (q_netto - ((2. * lambda)/f_C) * (temp_zuend - temp_anf))/h_v
  endif

  if (m_C < .0) then
    m_C = .0
  endif

  P_C = m_C * v_p(J-1) ! kg/(m * s^2)

  call delta_therm(J, J, f_D)

  if (tau_b(J) < tau(J)) then
    m_D = .0
  else
    m_D = (q_netto - ((2. * lambda)/f_D) * (temp_zuend - temp_anf))/h_v
  endif

  if (m_D < .0) then
    m_D = .0
  endif

  P_D = m_D * v_p(J) ! kg/(m * s^2)
```

```

        write (11,451) tau(J), ', ', z_b(J), ', ', z_p(J), ', ', z_f(J), ', ',
            & v_p(J), ', ', q(J)
    exit
endif

! Ende "grosse" DO-Schleife
enddo

end ! Ende der Subroutine Ausbreitung(J)
*****
! ***** 4.6 Beginn der Subroutine Beflammungszeitpunkt(J)
*****
! Ermittlung des Zeitpunktes, zu dem die Flammenspitzen erstmals z = z_p(J)
! erreichen
subroutine Beflammungszeitpunkt(J)

integer imax
parameter (imax = 3005)

! Materialdaten
real hoehe

! Variablen
real tau(3500), tau_f(imax), tau_p(imax), v_p(imax), z_b(imax),
    & z_f(imax), z_p(imax)

! Berechnungsparameter
real t

integer J, schl_zaehl_6

! Gemeinsamer Speicherbereich
common /zeit/ tau, tau_f, tau_p
common /hoehe/ hoehe, z_b, z_f, z_p, v_p
common /waermeleitung/ t

do schl_zaehl_6 = 1, J
    if (z_f(schl_zaehl_6) >= z_p(J)) then
        tau_f(J) = (schl_zaehl_6 - 1) * t
        exit
    else
        tau_f(J) = .0
    endif
enddo

end ! Ende der Subroutine Beflammungszeitpunkt(J)
*****

```

```
FI(schl_zaehl_5) = (t/2.) * (SUM_P_i(J-2) + P_C + P_D)
Q2 = h_c * FI(schl_zaehl_5) ! in kW/m Breite

if (Q2 < .0) then
  Q2 = .0
endif

! Bestimmung von z_p
FI1(schl_zaehl_5) = (t/2.) * (SUM_v_p(J-2) + v_p(J))
z_p(J) = z_f_zuend + FI1(schl_zaehl_5)
! Begrenzung von z_p auf Plattenhoehe
if (z_p(J) > hoehe) then
  z_p(J) = hoehe
endif

! Bestimmung der Flammenspitzenhoehe (z_f)
if (z_b(J) == z_f_zuend) then
  z_f(J) = k_n * ((q_e_zuend + Q1 + Q2)**n)
else
  z_f(J) = z_b(J) + (k_n * ((q_e_zuend + Q1 + Q2)**n))
endif

! Bestimmung von v_p
if (z_f(J) < z_p(J)) then
  v_p(J) = .0
else
  v_p(J) = (z_f(J) - z_p(J))/Dt_f ! in m/s
endif

if (z_p(J) >= hoehe) then
  v_p(J) = .0
endif

Z(schl_zaehl_5) = v_p(J)

if (Z(schl_zaehl_5) /= .0) then
  fehler1 = abs((Z(schl_zaehl_5) - Z(schl_zaehl_5-1))/Z(schl_zaehl_5))

  if (fehler1 <= epsilon) then
    q(J) = (q_e_zuend + Q1 + Q2) * b ! in kW

    write (11,451) tau(J), ', ', z_b(J), ', ', z_p(J), ', ', z_f(J), ', ',
      & v_p(J), ', ', q(J)
    451 format (f7.0, a2, 1x, e11.6, a2, 1x, e11.6, a2, 1x, e11.6, a2,
      & 1x, e12.6, a2, 1x, e11.6)

    exit
  endif
endif
endif

if (schl_zaehl_5 >= 1000) then
```

Berechnungsergebnisse

