

Fysisch brandmodel

*Achtergronden:
Normalisatie fysische brandmodel
Submodellen*

i.o.v.

NEN Bouw
Postbus 5059
2600 GB DELFT

Adviesburo Nieman B.V.

Dr. Eeftinck Schattenkerkstraat 19
Postbus 40147
8004 DC ZWOLLE

zwolle@nieman.nl
 www.nieman.nl

Datum	juni 2007
Projectnr	u040430aa
Documentnr	Wu040430aaA2.rhe

adviesburo

Opdrachtgever

NEN Bouw
Postbus 5059
2600 GB DELFT
T (015) 269 03 90
F (015) 269 01 90
vertegenwoordigd door:
de heer ir. R.H.M. Nouwen

Omschrijving project

Achtergronden
Normalisatie fysische brandmodel
Submodellen

Projectnummers

Nieman u040430aa
NEN Bouw

Datum

Juni 2007

Versie

Definitief

Uitgevoerd door

Adviesburo Nieman B.V.
Vestiging Zwolle

Ir. N.J. Voogd
Ir. R.A.P. van Herpen



Het rapport omvat:

164 pagina's

Inhoudsopgave

	Pagina	
Symbolenlijst	7	
Begrippenlijst	13	
Hoofdstuk 1	Inleiding	17
Hoofdstuk 2	Warmte- en massatransport ter plaatse van de ruimtebegrenzingsen	19
2.1	Convectief transport via openingen	23
2.2	Stralingstransport via openingen	26
2.3	Convectief warmtetransport naar de ruimtebegrenzingsen	28
2.4	Stralingstransport naar de ruimtebegrenzingsen	29
2.5	Warmtetransport in de ruimtebegrenzingsen	31
Hoofdstuk 3	Warmte- en massatransport binnen de ruimte	33
3.1	Bron: het verbrandingsmodel	33
3.2	Beïnvloeding van de bron door automatische blusinstallatie	37
3.3	Overdracht: het pluimmodel	40
Hoofdstuk 4	Lokale modellen	43
4.1	Lokale convectie en straling	43
4.2	Lokale opwarming van constructies	45
4.3	Thermische detectie	46
Hoofdstuk 5	Uitslaande vlammen vanuit gevelopeningen	49
Literatuurlijst		51
Bijlage A	Convectief warmtetransport via openingen	
Bijlage B	Warmtetransport naar de ruimtebegrenzingsen	
Bijlage C	Warmtetransport in de ruimtebegrenzingsen	
Bijlage D	Chemisch verbrandingsmodel	
Bijlage E	Invloed van een automatische blusinstallatie	
Bijlage F	Pluimmodel	
Bijlage G	Lokale convectie en straling	
Bijlage H	Thermische detectie	
Bijlage I	Uitslaande vlammen vanuit gevelopeningen	
Bijlage J	Configuratiefactor	

Symbolenlijst

Latijnse hoofdletters

A	oppervlakte [m^2]
A_{eff}	effectieve oppervlakte [m^2]
A_f	vloeroppervlakte van een brandcompartiment [m^2]
A_v	totale oppervlakte van verticale openingen in alle wanden ($A_v = \sum A_{v,i}$) [m^2]
$A_{v,i}$	oppervlakte van raam "i" [m^2]
Bi	Biot-modulus [-]
C	beschermingscoëfficiënt [-]
C_d	stromingscoëfficiënt [-] (standaardwaarde = 0,60)
D	diepte van het brandcompartiment [m], diameter [m] (bij niet-cirkelvormige brand of opening: equivalente diameter [m])
E	evenredigheidsconstante [-] (standaardwaarde = 0,196)
G	evenredigheidsconstante [-] (standaardwaarde = 2,9)
H	verticale afstand tussen brandstof en plafond [m]
$H_{f,eff}$	verbrandingsefficiëntie [-]
L	karakteristieke dimensie voor warmteoverdracht, gegeven door de verhouding van het volume tot de oppervlakte van een object [m]
L_c	lengte van de kern [m]
L_f	vlamlengte langs de as [m]
L_H	horizontale projectie van de vlam (vanaf de gevel) [m]
L_L	vlamhoogte (vanaf het bovenzijde van het raam) [m]
L_x	aslengte vanaf het raam naar het punt waar de berekening wordt gemaakt [m]
M	massa [kg]
O	openingsfactor van het brandcompartiment [-]
Q	energie [J] of [MJ]
\dot{Q}	brandvermogen [kW] (in bijlage I [MW])
\dot{Q}_c	convectief afgegeven deel van het brandvermogen [kW]
\dot{Q}_r of \dot{Q}_{rad}	door straling afgegeven deel van het brandvermogen [kW]
$\dot{Q}_{c,min}$	minimaal convectief gedeelte van het brandvermogen voor opstijgen van de rook tot hoogte H in ruimte met stratificatie [kW]
$d\dot{Q}/dt$	verandering van het brandvermogen in de tijd [kW/s]
T	temperatuur [K]
T_0	initiële temperatuur [K] (standaardwaarde = 293 K)
$T_{c,max}$	maximale temperatuur in de ceiling jet (op afstand r) [K]
T_d	detectortemperatuur [K]
$T_{d,i}$	detectortemperatuur aan het eind van interval i [K]

T_f	temperatuur van het brandcompartiment [K]
T_g	temperatuur van de rook ter plaatse van de detector [K]
T_r	reactietemperatuur [K]
T_w	vlamtemperatuur bij het raam [K]
T_z	vlamtemperatuur langs de vlamas [K]
$T_{\infty 1}$	omgevingstemperatuur ter hoogte van het brandoppervlak [K]
ΔT_0	temperatuurverschil tussen de centrale as van de rookpluim en de omgeving [K]
ΔT_c	temperatuurverschil tussen de centrale as van de rookpluim en de omgeving ter hoogte van het plafond [K]
$\Delta T_{\infty H}$	temperatuurstijging in de ruimte door stratificatie vanaf de hoogte van het brandoppervlak tot de hoogte H [K]
$\Delta T_{\infty z}$	temperatuurstijging in de ruimte door stratificatie vanaf de hoogte van het brandoppervlak tot de hoogte z_m [K]
dT_{∞}/dz	temperatuurgradiënt in de ruimte door stratificatie [K/m]
V	snelheid (door openingen in scheidingsconstructies) [m/s]
\dot{V}	volumedebiet [m ³ /s]
W	breedte van de wand waarin ramen zijn opgenomen (W1 en W2) [m]
W_1	breedte van wand 1, aangenomen dat deze de grootste raamoppervlakte bevat [m]
W_2	breedte van de wand van het brandcompartiment, loodrecht op wand W1 [m]
W_a	horizontale projectie van een zonnescerm of een balkon [m]
W_c	breedte van de kern [m]
W_f	omtrek van de brand [m]

Latijnse kleine letters

b	straal van de rookpluim [m]
b_u	straal van de rookpluim tot het punt waar de snelheid is gedaald tot $0,5 \cdot u_0$ [m] (bijlage H: straal van de rookpluim ter hoogte van het plafond [m])
$b_{\Delta T}$	straal van de rookpluim tot het punt waar het temperatuurverschil met de omgeving is gedaald tot $0,5 \cdot \Delta T_0$ [m]
c_p	soortelijke warmte van lucht [kJ/kgK]
d_f	vlamdikte [m]
g	gravitatieconstante [m/s ²] (standaardwaarde = 9,81 m/s ²)
h	convectieve warmteoverdrachtscoëfficiënt [kW/m ² K]
h_{eq}	gewogen gemiddelde van raamhoogten in alle wanden ($h_{eq} = (\sum A_{v,i} h_i) / A_v$) [m]
h_{i1}	} zie figuur A.3 en vergelijkingen (A.11) en (A.12)
h_{i2}	
h_{i3}	
h_{i4}	

h_{j1}	} zie figuur A.14 en vergelijkingen (A.100), (A.101), (A.102) en (A.102a)
h_{j2}	
h_{j3}	
h_{j4}	
h_{j5}	
h_{j6}	
h_c	hoogte van het dak boven de vloer [m]
h_l	hoogte van het interface boven de vloer [m]
h_n	hoogte van het neutrale vlak boven de vloer [m]
h_s	hulpfactor [m]
$i_{T_d \geq T_r}$	aantal intervallen tot de temperatuur van de detector (minimaal) gelijk is aan de reactietemperatuur [-]
k	thermische geleiding binnen een object [kW/mK]
m	massa [kg]
\dot{m}	massastroom [kg/s]
\dot{m}_{ent}	massastroom aan ingezogen omgevingslucht door de doorsnede van de pluim (op hoogte z) [kg/s]
\dot{m}_{fi}	massastroom door pyrolyse [kg/s]
\dot{m}_p	massastroom in de rookpluim ter hoogte van het interface [kg/s]
p_a	luchtdruk ter hoogte van de vloer buiten de brandruimte [Pa]
p_e	luchtdruk ten gevolge van uitzetting [Pa]
p_f	luchtdruk ter hoogte van de vloer in de brandruimte [Pa]
$\Delta p_{FLOOD,i}$	minimaal drukverschil over dakopening i voor stroming in één richting [Pa]
Δp	drukverschil tussen de brandruimte en de omgeving (van <i>binnen</i> naar <i>buiten</i>) [Pa]
Δp_{nc}	drukverschil ten gevolge van natuurlijke convectie [Pa]
$q_{f,d}$	ontwerp vuurbelasting gerelateerd aan vloeroppervlakte A_f [MJ/m ²]
\dot{q}_{tot}	totale warmtestroom [kW]
\dot{q}_{cond}	warmtestroom door geleiding [kW]
\dot{q}_{conv}	warmtestroom door convectie [kW]
\dot{q}_{rad}	warmtestroom door straling [kW]
r	horizontale afstand tot de centrale as van de rookpluim [m]
t	tijd [s]
t_{det}	detectietijd van de detector op positie r [s]
$t_{T_d=T_r}$	tijdstip waarop de temperatuur van de detector gelijk is de reactietemperatuur [s]
t_f	transporttijd van de rook van de brandstof tot positie r in de ceiling jet [s]
t_{int}	tijdsduur van één interval [s]
u	snelheid (in de brandruimte) [m/s]; windsnelheid [m/s]; vochtgehalte [-]

u_0	gemiddelde axiale snelheid op de centrale as van de rookpluim [m/s]
$u_{c,max}$	maximale snelheid in de ceiling jet (op afstand r) [m/s]
w_f	vlambreedte [m]; de ventilatiefactor [-]
w_i	breedte van opening i [m]
w_t	som van de raambreedtes in alle wanden ($w_t = \sum w_i$); de ventilatiefactor die betrekking heeft op A_t [m]
z	hoogte boven de brandstof [m] (bijlage A: hoogte boven vloerniveau)
z_0	virtuele oorsprong [m]
z_m	maximale stijghoogte van de rookpluim [m]

Griekse hoofdletters

Φ	configuratiefactor [-]
Φ_f	totale configuratiefactor van een constructiedeel voor warmtestraling vanuit een opening [-]
$\Phi_{f,i}$	configuratiefactor van vlak i voor een gegeven opening [-]
Φ_z	totale configuratiefactor van een constructiedeel voor warmtestraling vanuit een vlam [-]
$\Phi_{z,i}$	configuratiefactor van vlak i voor een gegeven vlam [-]
Ω	$(A_f \cdot q_{f,d}) / (A_v \cdot A_t)^{1/2}$ [MJ/m ⁴]

Griekse kleine letters

α	inmengingscoëfficiënt [-] (bijlage F); tijdconstante voor brandontwikkeling [kW/s ²] (bijlage H)
α_c	warmteoverdrachtscoëfficiënt voor warmtestraling [-]
ε_f	emissiviteit van vlammen of van de brand [-]
ρ	dichtheid van de lucht [kg/m ³] (in bijlage F: dichtheid in de rookpluim (op hoogte z))
ρ_{fl}	gemiddelde dichtheid in de vlammen [kg/m ³]
ρ_g	interne gasdichtheid [kg/m ³]
$\rho_{\infty 1}$	dichtheid van de omgevingslucht ter hoogte van het brandoppervlak [kg/m ³]
τ	tijdconstante van een detector [s]
T_f	vrije brandduur (wordt verondersteld 1200 s te zijn) [s]

Subscripts

<i>1</i>	in de brandruimte
<i>2</i>	buiten de brandruimte
<i>H</i>	(door) horizontale opening
<i>V</i>	(door) verticale opening
<i>F</i>	(door) mechanische ventilatievoorziening
<i>L</i>	in de koude zone
<i>U</i>	in de hete zone
<i>g</i>	in de gemengde zone
<i>rad</i>	door straling
<i>c</i>	door convectie
<i>ce</i>	door dakopening, dak, ter hoogte van het dak (ceiling)
<i>f</i>	door vloeropening, vloer, ter hoogte van de vloer (floor)
<i>w</i>	door wandopening, wand, ter plaatse van de wand (wall)
<i>p</i>	de scheidingsconstructie
<i>fi</i>	(t.p.v.) de brand
<i>in</i>	de brandruimte in
<i>ox</i>	zuurstof
<i>tot</i>	totaal
<i>uit</i>	de brandruimte uit
∞	in de omgeving

Begrippenlijst

Equivalentente tijd van brandblootstelling

De tijd van blootstelling aan de standaard brandkromme (temperatuur-tijd curve) met hetzelfde thermische effect als een echte brand in het compartiment.

Brandcompartiment

Gedeelte van één of meer gebouwen, bestemd als maximaal uitbreidingsgebied van de brand.

Volledig ontwikkelde brand

Alle brandbare oppervlakken (van de vuurlast of brandstof) binnen een specifieke ruimte nemen deel aan de brand.

Brandwerendheid

Het vermogen van een constructie of een constructieonderdeel om bij blootstelling aan brand gedurende een gegeven tijd de dragende en/of scheidende functie te kunnen vervullen, rekening houdend met de daarbij behorende belastingcombinaties en grenswaarden.

Integriteit (E)

Het vermogen van een scheidingsconstructie bij belasting door brand aan één zijde, de doorgang van hete gassen en vlammen te belemmeren en te voorkomen dat vlammen aan de niet-verhitte zijde ontstaan.

Isolatie (I)

Het vermogen van een scheidingsconstructie bij belasting door brand aan één zijde om de temperatuurstijging van de niet-verhitte zijde beneden de gespecificeerde grenswaarden te houden.

Draagkracht, in stand houding (R)

Het vermogen van een constructie of onderdeel daarvan om tijdens een relevante brand in zijn functie te kunnen voorzien, volgens vastgestelde criteria.

Nominaal temperatuurverloop

De uiteindelijke ontwerplimiet voor omgevingstemperaturen volgens deel 1-2 van NEN-EN 1991.

Scheidingsfunctie

Het vermogen van een scheidingselement om brandverspreiding (bijvoorbeeld ten gevolge van doorgang van vlammen of hete gassen – vergelijk integriteit) of ontsteking achter het scheidingselement (vergelijk isolatie) tijdens de relevante brand te voorkomen.

Scheidingselement

Een dragend of niet-dragend element (bijvoorbeeld een wand) die onderdeel vormt van de scheidingsconstructie van een brandcompartiment.

Standaard brandwerendheid

De tijdsduur in minuten dat een constructie(-onderdeel) bij blootstelling aan opwarming volgens de standaard brandkromme zijn (dragende en/of scheidende) functie kan blijven vervullen bij de belastingen die in geval van brand in rekening moeten worden gebracht.

Temperatuuranalyse

Procedure om temperatuurontwikkeling in constructiedelen op basis van thermische actoren (thermische belasting) en de thermische materiaaleigenschappen van de constructiedelen en de beschermende oppervlakten vast te stellen, waar relevant.

Thermische actoren

Thermische belasting (van een constructie), resulterend in een netto warmtestroom naar de verschillende onderdelen.

Eenvoudig brandmodel

De brand is gebaseerd op een beperkt toepassingsgebied van specifieke fysische parameters.

Geavanceerd brandmodel

Ontwerpbrand, gebaseerd op behoud van massa en energie.

Computational fluid dynamic model

Brandmodel (veldmodel), dat numeriek de partiële differentiaalvergelijkingen oplost en de thermodynamische en de aërodynamische variabelen geeft, op elke plaats in het compartiment.

1-zone model

Brandmodel, waarin homogene gastemperaturen in het compartiment worden verondersteld.

2-zone model

Brandmodel, waarin verschillende zones in een compartiment worden gedefinieerd: een bovenlaag, een onderlaag, de brand en de pluim, het externe gas en de wanden. In de bovenlaag wordt een uniforme gastemperatuur verondersteld.

Verbrandingsfactor

De verbrandingsfactor vertegenwoordigt de efficiency van verbranding, variërend van 1 voor volledige verbranding tot 0 wanneer in het geheel geen verbranding meer optreedt.

Ontwerpbrand

Voor ontwerpdoeleinden veronderstelde gespecificeerde brandontwikkeling.

Ontwerp vuurbelasting

Vuurbelasting bedoeld voor de bepaling van de thermische actoren in het brand ontwerp; er wordt uitgegaan van een karakteristieke waarde die bepaald is op basis van statistische en/of probabilistisch overwegingen of van een deterministische waarde.

Ontwerp brandscenario

Specifiek brandscenario waarop een analyse wordt gebaseerd.

Externe brandcurve

Nominale temperatuurtijd-curve bedoeld voor de buitenzijde van uitwendige scheidingsconstructies die aan brand wordt blootgesteld, bijvoorbeeld vanuit een naburig brandcompartiment.

Brandactiveringsrisico

De parameter die rekening houdt met de waarschijnlijkheid van ontsteking, de functie en de bezetting van het compartiment.

Vuurbelasting

De vuurlast per oppervlakte-eenheid, gerelateerd aan de vloeroppervlakte q_f , of gerelateerd aan de oppervlakte van de totale omhulling, met inbegrip van openingen, q_t .

Vuurlast

De som van de thermische energieën die door verbranding van alle brandbare materialen in een ruimte vrijkomen (gebouwinhoud en constructie-ementen).

Brandscenario

Kwalitatieve beschrijving van het brandverloop waarin de tijdstippen van kenmerkende gebeurtenissen, die de brand onderscheidt van andere branden worden vastgelegd. Het definieert de ontsteking en de brandgroei, het volledig ontwikkelde stadium (indien deze optreedt) en doofstadium, samen met de gebouwomgeving en systemen of installaties die het brandverloop beïnvloeden.

Flash-over

Gelijktijdige ontsteking van de totale vuurlast in een compartiment.

Koolwaterstof brandkromme

Nominale temperatuur-tijd kromme voor een koolwaterstofbrand.

Lokale brand

Brand die slechts een beperkt gebied van de vuurlast beslaat in het compartiment.

Openingsfactor

Factor die de hoeveelheid ventilatie vertegenwoordigt, afhankelijk van de oppervlakte van openingen in de compartimentenwanden, van de hoogte van deze openingen en van de totale omhullende oppervlakte van het compartiment (wanden, vloer en plafond).

Luchtfactor

Factor die de mate van luchttoevoer tot de brandhaard weergeeft in verhouding tot de benodigde luchttoevoer voor een volledige verbranding. De luchtfactor is groter dan 1 voor een overmaatse luchttoevoer bij een brandstofbeheerste brand en kleiner dan 1 voor een ondermaatse luchttoevoer bij een ventilatiebeheerste brand.

Brandvermogen

Vermogen dat vrijkomt bij verbranding als functie van tijd.

Standaard temperatuur-tijd kromme

Nominale temperatuur-tijd kromme, gedefinieerd in prEN 13501-2 voor een volledig ontwikkelde brand in een compartiment.

Temperatuur-tijd krommen

De gastemperatuur nabij een constructieoppervlak als functie van tijd. De temperatuur-tijd krommen kunnen zijn:

- *nominaal*: conventionele krommen, gehanteerd voor classificatie of controle van de brandwerendheid, bijvoorbeeld de standaard temperatuur-tijd kromme, de externe brandkromme, of de koolwaterstof brandkromme.

- *parametrisch*: bepaald op basis van brandmodellen en specifieke fysische parameters die de condities in het brandcompartiment bepalen.

Configuratiefactor

Configuratiefactor voor de warmteoverdracht door straling van oppervlakte A naar oppervlakte B, gedefinieerd als fractie van diffuus uitgestraalde energie vanuit oppervlakte A dat op oppervlakte B valt.

Convectieve warmteoverdrachtscoëfficiënt

De convectieve warmtestroomdichtheid naar een element, gerelateerd aan het verschil tussen de gastemperatuur grenzend aan de relevante oppervlakte en de temperatuur van die oppervlakte.

Emissiviteit

Gelijk aan absorptiecoëfficiënt van een oppervlakte, de verhouding tussen de stralingswarmte die door een bepaalde oppervlakte wordt geabsorbeerd en dat van een zwarte lichaamsoppervlakte.

Netto warmtestroomdichtheid

Energie, per eenheid van tijd en oppervlakte, die uiteindelijk wordt opgenomen door de constructie-elementen.

Hoofdstuk 1 Inleiding

Dit rapport bevat de beschrijving van de submodellen behorende bij het basismodel van het fysisch brandmodel zoals beschreven in rapport Wu040430aaA1.rhe.

De volgende submodellen worden behandeld:

- warmte- en massatransport ter plaatse van de ruimtebegrenzingsen:
 - convectief transport via openingen
 - stralingstransport via openingen
 - convectief transport naar de ruimtebegrenzingsen
 - stralingstransport naar de ruimtebegrenzingsen
 - warmtetransport in de ruimtebegrenzingsen

- warmte- en massatransport binnen de ruimte
 - bron: het verbrandingsmodel
 - beïnvloeding van de bron door automatische blusinstallatie
 - overdracht: het pluimmodel

- lokale modellen
 - lokale convectie en straling
 - lokale opwarming van constructies
 - thermische detectie

- uitslaande vlammen vanuit gevelopeningen

Hoofdstuk 2 Warmte- en massatransport ter plaatse van de ruimtebegrenzingsen

In het basismodel van het fysisch brandmodel is in de beschrijving van de energiebalansen voor de verschillende zones rekening gehouden met warmtetransport ter plaatse van de ruimtebegrenzingsen en de openingen hierin. Ter plaatse van de openingen in de begrenzingsen zal het warmtetransport in belangrijke mate door convectie, als gevolg van het massatransport via deze openingen plaatsvinden.

Een adiabatiese situatie, waarin geen warmte-uitwisseling tussen de zones en de omgeving wordt verondersteld, is niet erg realistisch. Vandaar dat in dit hoofdstuk nader invulling wordt gegeven aan de optredende warmtetransportmechanismen tussen de zones en de aangrenzende omgeving.

De volgende figuren geven verticale doorneden weer van de brandruimte, waarin per zone de optredende warmtetransportmechanismen zijn weergegeven. Bijlage B geeft hierbij een toelichting. De transportmechanismen worden vervolgens in de navolgende paragrafen beschreven.

In de figuren is de volgende notatie gebruikt:

\dot{Q}	totale brandvermogen
\dot{Q}_c	convectief afgegeven vermogen vanaf de brandhaard
\dot{Q}_{rad}	door straling afgegeven vermogen vanaf de brandhaard
\dot{Q}_e	vermogen van de ingemengde lucht (via de pluim)
\dot{Q}_U	vermogen van/naar de hete zone (upper zone)
\dot{Q}_L	vermogen van/naar de koude zone (lower zone)
\dot{Q}_g	vermogen van/naar de gemengde zone

Voor openingen worden de volgende aanvullende indices gebruikt:

$V_{,in}$	als gevolg van inkomende massastroom via verticale opening
$V_{,out}$	als gevolg van uitgaande massastroom via verticale opening
$H_{,in}$	als gevolg van inkomende massastroom via horizontale opening
$H_{,out}$	als gevolg van uitgaande massastroom via horizontale opening
$V_{,rad}$	als gevolg van straling vanuit verticale gevelopening

Voor scheidingsconstructies worden de volgende aanvullende indices gebruikt:

$p(c,w)$	als gevolg van convectie bij scheidingsconstructie (p) wand (w)
$p(c,fl)$	als gevolg van convectie bij scheidingsconstructie (p) vloer (fl)
$p(c,ce)$	als gevolg van convectie bij scheidingsconstructie (p) dak/plafond (ce)
$p(rad,fl)$	als gevolg van straling bij scheidingsconstructie (p) vloer (fl)

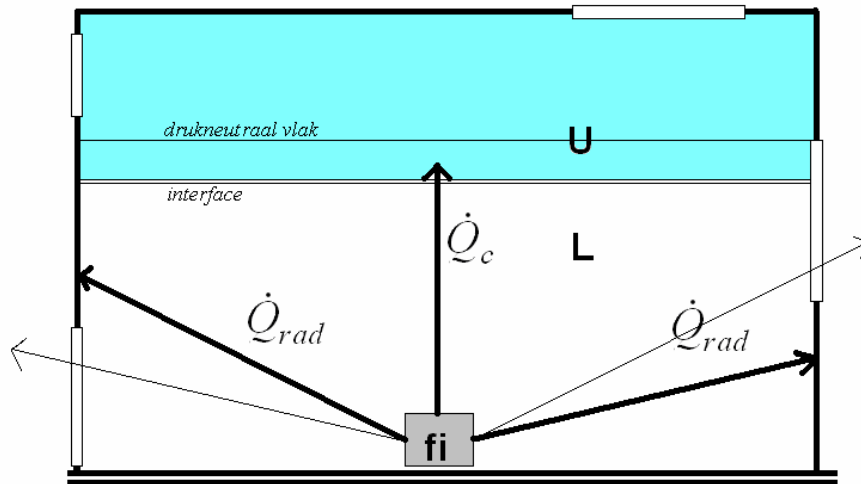


Fig. 2.1: Warmtestromen vanaf de brandhaard in een twee-zone model

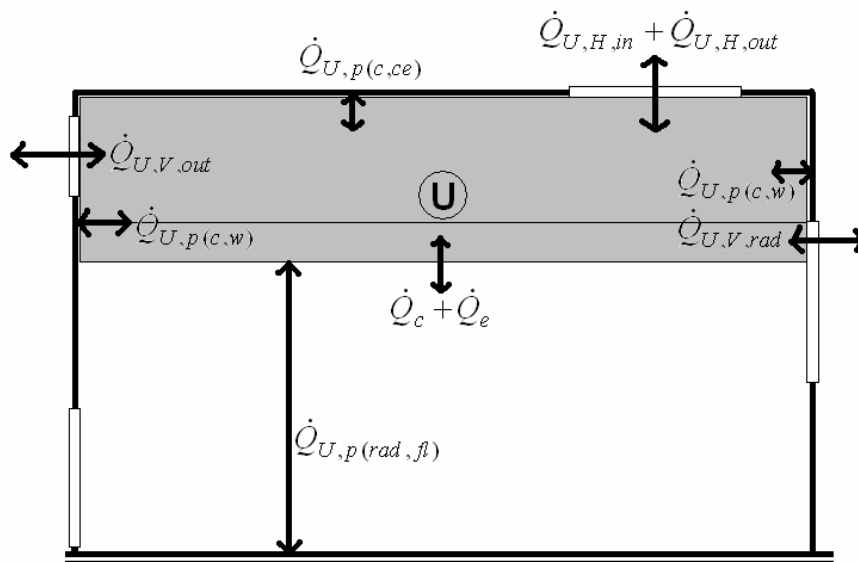


Fig. 2.2: Warmtestromen van en naar de hete zone (U) in het twee-zone model

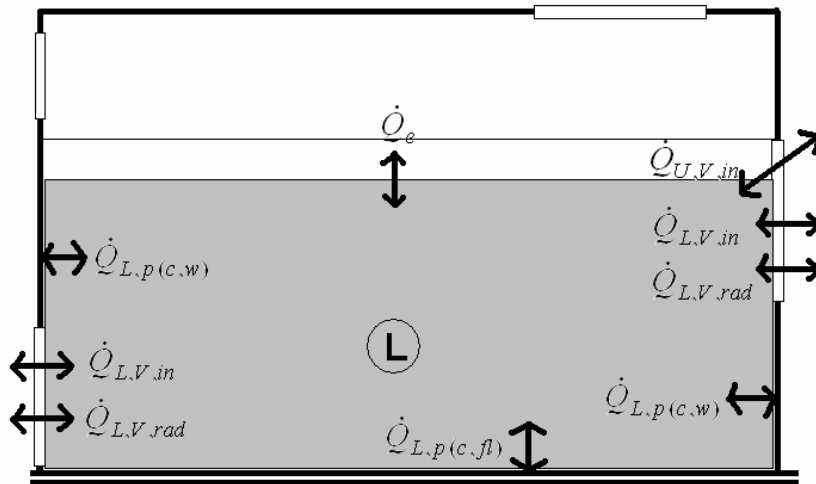


Fig.2.3: Warmtestromen van en naar de koude zone (L) in het twee-zone model

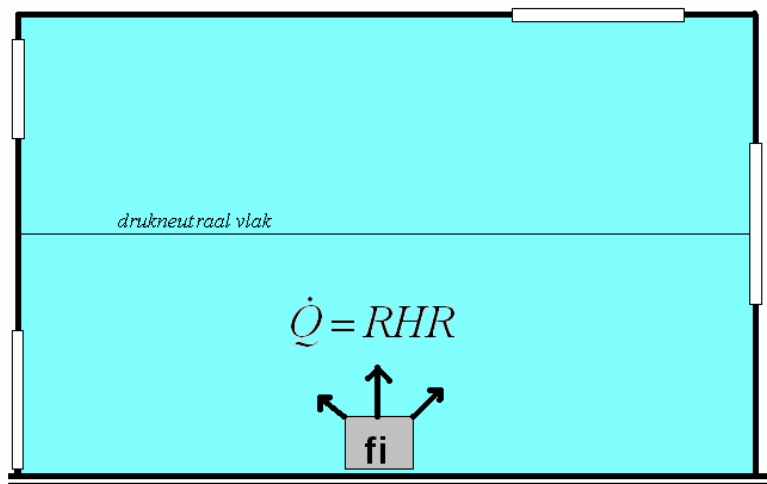


Fig.2.4: Warmtestromen vanaf de brandhaard in het één-zone model

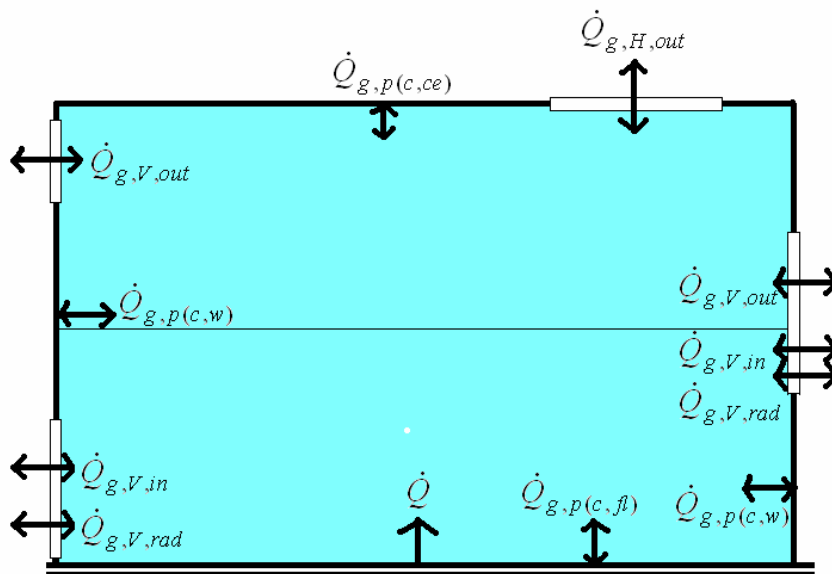


Fig.2.5: Warmtestromen van en naar de gemengde zone (g) in het één-zone model

De voorgaande figuren beschrijven nog niet alle situaties.

Mechanische toevoer- en afvoerstromen zijn niet in de figuren opgenomen, maar duidelijk zal zijn dat hiermee eveneens convectief warmtetransport wordt veroorzaakt.

Daarnaast is het ook mogelijk dat het neutrale vlak in het twee-zone model niet boven de interface ligt (zoals weergegeven in de figuren 2.1 t/m 2.3), maar eronder. Dat levert echter geen wezenlijke verandering op voor de beschouwing van de warmtetransportmechanismen. In dat geval zal $\dot{Q}_{U,V,in}$ vervangen moeten worden door $\dot{Q}_{L,V,uit}$. Bovendien vervalt de term $\dot{Q}_{U,V,rad}$.

2.1 Convectief transport via openingen

Het submodel voor luchtstroming door openingen wordt in het fysisch brandmodel gebruikt om de uitwisseling van massa en energie van de brandruimte met de omgeving te bepalen. Voor de beschrijving van dit model zijn vergelijkingen afgeleid voor de massastromen door verticale en horizontale openingen en door mechanische ventilatievoorzieningen. De energiestromen kunnen vervolgens eenvoudig uit de massastromen bepaald worden. Hiermee staat een volledig model voor de bepaling van de uitwisseling van massa en energie door openingen en mechanische ventilatievoorzieningen voor het fysisch brandmodel ter beschikking.

De volledige beschrijving van het submodel voor luchtstroming is opgenomen in bijlage A. Hieronder wordt een overzicht gegeven van de toe te passen vergelijkingen (door middel van verwijzingen naar de betreffende vergelijkingen in de bijlage), de randvoorwaarden voor toepassing van het submodel en de in- en outputparameters van het submodel.

2.1.1 Vergelijkingen

De beschrijving van de luchtstroming door openingen en mechanische ventilatievoorzieningen is gesplitst in een beschrijving van deze stroming in één-zone-situaties (na flashover) en twee-zone-situaties (voor flashover). Voor beide situaties zijn vergelijkingen afgeleid voor de massastromen (zowel in- als uitgaand) door verticale gevelopeningen, horizontale dak- en vloeropeningen en mechanische ventilatievoorzieningen.

Tabel 2.1 geeft een overzicht van de verschillende massastromen die onderdeel uit maken van het model in één-zone-situaties met verwijzingen naar de betreffende vergelijkingen.

Tabel 2.1: vergelijkingen voor luchtstroming door openingen en mechanische ventilatievoorzieningen in één-zone-situatie

massastroom	vergelijking(en)
massabalans	(A.1)
uitgaande massastroom door verticale openingen ($\dot{m}_{V,uit}$)	(A.11)
ingående massastroom door verticale openingen ($\dot{m}_{V,in}$)	(A.12)
uitgaande massastroom door horizontale openingen ($\dot{m}_{H,uit}$)	(A.13), (A.20), (A.21), (A.24) en (A.26b) ¹⁾
ingående massastroom door horizontale openingen ($\dot{m}_{H,in}$)	(A.14), (A.23) en (A.25a)
uitgaande massastroom door mechanische ventilatievoorziening ($\dot{m}_{F,uit}$)	(A.27) en (A.28)
ingående massastroom door mechanische ventilatievoorziening ($\dot{m}_{F,in}$)	(A.29) en (A.30)

¹⁾ randvoorwaarde: $\Delta p_c > \Delta p_{FLOOD}$ voor alle dakopeningen en druk door uitzetting verwaarloosbaar ten opzichte van drukverschil door natuurlijke convectie

Tabel 2.2a en 2.2b geven een overzicht van de verschillende massastromen die onderdeel uit maken van het model in twee-zone-situaties voor respectievelijk de hete zone en de koude zone met verwijzingen naar de betreffende vergelijkingen.

Tabel 2.2a: vergelijkingen voor luchtstroming door openingen en mechanische ventilatievoorzieningen in twee-zone-situatie voor de hete zone

massastroom	vergelijking(en)
massabalans	(A.31)
uitgaande massastroom door verticale openingen ($\dot{m}_{U,V,uit}$)	(A.33) en (A.34)
uitgaande massastroom door dakopeningen ($\dot{m}_{U,H,uit}$)	(A.45) en (A.46) ¹⁾
uitgaande massastroom door mechanische ventilatievoorzieningen ($\dot{m}_{U,F,uit}$)	(A.52), (A.56), (A.59), (A.64), (A.68), (A.71) en (A.76)
ingaaende massastroom door mechanische ventilatievoorzieningen ($\dot{m}_{U,F,in}$)	(A.51), (A.55), (A.57), (A.63), (A.67), (A.69) en (A.75)

¹⁾ randvoorwaarde: $\Delta p_c > \Delta p_{FLOOD}$ voor alle dakopeningen en druk door uitzetting verwaarloosbaar ten opzichte van drukverschil door natuurlijke convectie

Tabel 2.2b: vergelijkingen voor luchtstroming door openingen en mechanische ventilatievoorzieningen in twee-zone-situatie voor de koude zone

massastroom	vergelijking(en)
massabalans	(A.32)
ingaaende massastroom door verticale openingen onder het neutrale vlak, maar boven het interface ($\dot{m}_{U,V,in}$)	(A.35) en (A.36)
uitgaande massastroom door verticale openingen onder het interface ($\dot{m}_{L,V,uit}$)	(A.37) en (A.38)
ingaaende massastroom door verticale openingen onder het interface ($\dot{m}_{L,V,in}$)	(A.39) en (A.40)
uitgaande massastroom door vloeropeningen ($\dot{m}_{L,H,uit}$)	(A.48) en (A.50b)
ingaaende massastroom door vloeropeningen ($\dot{m}_{L,H,in}$)	(A.47) en (A.49a)
uitgaande massastroom door mechanische ventilatievoorzieningen ($\dot{m}_{L,F,uit}$)	(A.54), (A.60), (A.62), (A.66), (A.72), (A.74) en (A.78)
ingaaende massastroom door mechanische ventilatievoorzieningen ($\dot{m}_{L,F,in}$)	(A.53), (A.58), (A.61), (A.65), (A.70), (A.73) en (A.77)

2.1.2 Randvoorwaarden

De hierboven genoemde vergelijkingen zijn geldig bij de volgende randvoorwaarden (zie ook §A.1):

- Er zijn alleen rechthoekige openingen in verticale scheidingsconstructies (met de onder- en bovenzijde van iedere gevelopening evenwijdig aan een horizontaal vlak) en/of openingen van willekeurige vorm in horizontale scheidingsconstructies van een brandruimte.
- Er is geen invloed van wind op de luchtstromingen.

2.1.3 Input

Om de berekeningen in het submodel voor luchtstroming uit te kunnen voeren zijn verschillende parameters als input vereist. Vele parameters zijn tijdsafhankelijk; voor deze parameters dient dan ook de waarde op tijdstip t bekend te zijn. De input dient bekend te zijn vanuit de invoer door de gebruiker, uit het hoofdmodel of uit andere submodellen.

De volgende input is vereist:

- algemeen:

- massastroom door pyrolyse ($\dot{m}_{\dot{f}}$);
- druk door uitzetting op tijdstip t (p_e);
- omgevingstemperatuur (T_∞);

- gravitatieconstante (g);
 - hoogte van de brandruimte (h_c)
 - breedte, hoogte, hoogte boven de vloer en stromingscoëfficiënt van alle gevelopeningen, eventueel tijd- of temperatuurafhankelijk (diverse parameters, zie betreffende vergelijkingen);
 - oppervlakte en stromingscoëfficiënt van alle dak- en vloeropeningen, eventueel tijd- of temperatuurafhankelijk (A_H en C_d);
 - volumestromen van alle mechanische ventilatievoorzieningen, eventueel tijd- of temperatuurafhankelijk ($\dot{V}_{F,in}$ en $\dot{V}_{F,uit}$);
- specifiek voor de één zone situatie:
- massaverandering van de gemengde zone (\dot{m}_1);
 - temperatuur van de brandruimte (T_1);
- specifiek voor de twee zone situatie:
- massastroom in de rookpluim ter hoogte van het interface (\dot{m}_p);
 - massaverandering van de hete zone (\dot{m}_U);
 - massaverandering van de koude zone (\dot{m}_L);
 - temperatuur van de hete zone (T_U);
 - temperatuur van de koude zone (T_L).

2.1.4 Output

Als output levert het submodel voor elke opening en elke mechanische ventilatievoorziening de grootte van de uitgaande en/of ingaande massastromen (en als afgeleide daarvan eveneens de energiestromen).

2.2 Stralingstransport via openingen

Stralingstransport via openingen in de ruimtebegrenzings treedt enerzijds op vanaf de brandhaard en anderzijds vanaf de aan de opening grenzende zone. Immers, stralingsuitwisseling kan niet alleen van en naar vaste oppervlakken optreden, maar ook van en naar gasvormige lichamen optreden.

Als referentie geldt een lichaam met de omgevingstemperatuur. Stralingsuitwisseling met de omgeving treedt hier niet op. In de twee-zone situatie is de temperatuur van de koude zone in het beginstadium gelijk aan de omgevingstemperatuur en speelt stralingsuitwisseling tussen de koude zone en de omgeving geen rol. De koude zone blijft daarbij relatief schoon (vrij van rookdeeltjes) en is dus doorlatend voor stralingstransport vanaf de brandhaard.

De consequentie hiervan is dat via openingen in de ruimtebegrenzing van de koude zone stralingstransport vanaf de brandhaard naar de omgeving kan optreden. Via openingen in de ruimtebegrenzing van de hete zone kan stralingstransport optreden vanaf de hete zone naar de omgeving. Dit stralingstransport is overigens allen mogelijk wanneer de opening als toevoer functioneert. Indien de opening als afvoer functioneert wordt de warmtestraling door rookdeeltjes in de afvoeropening afgevangen. Het stralingstransport wordt in dit geval nihil verondersteld, er blijft alleen convectief transport over in de opening.

2.2.1 Vergelijkingen

Stralingstransport vanaf een zone naar de omgeving (van binnen naar buiten), via openingen in de begrenzing van die zone, voor zover deze zijn gelegen onder het drukneutrale vlak van de brandruimte:

$$\dot{Q}_{i,V,rad} = \varepsilon \sigma (T_i^4 - T_\infty^4) A_{i,V,rad} \quad \text{voor } i=U, L \text{ of } g.$$

Hierin is:

$A_{i,V,rad}$ de oppervlakte van de opening onder het drukneutrale vlak van de brandruimte (toevoer).

ε de emissiecoëfficiënt tussen zone en omgeving (=1)

σ de constante van Stefan-Boltzman (=5,67.10⁻⁸)

Stralingstransport vanaf de brandhaard naar de omgeving (van binnen naar buiten), via openingen in de begrenzing van de koude zone:

$$\dot{Q}_{rad,V} = \phi \cdot \dot{Q}_{rad} \quad \text{met:} \quad \dot{Q}_{rad} = 0,3 \cdot \dot{Q} = 0,3 \cdot RHR$$

Hierin is:

ϕ de zichtfactor vanuit de brandhaard via de openingen naar de omgeving.

De zichtfactor kan worden benaderd door:

$$\phi = \frac{A_{L,V}}{A_{L,W}}$$

Met andere woorden: de verhouding van de openingsoppervlakte in de begrenzing van de koude zone met de totale wandoppervlakte van de begrenzing van de koude zone. Straling van de brandhaard naar de vloer wordt verwaarloosd (theoretische zichtfactor nihil) evenals straling van de brandhaard naar de hete zone (wordt grotendeels door de rookpluim afgevangen).

Straling vanaf de brandhaard naar de omgeving via openingen die aan de hete zone (U) grenzen of aan de gemengde zone (g) in geval van een één-zone situatie, treedt niet op.

2.2.2 Randvoorwaarden

De hierboven genoemde vergelijkingen zijn geldig indien de openingen in de begrenzing van de betreffende zone ook voor straling als open te beschouwen is. De transmissiecoëfficiënt van de opening voor warmtestraling dient dus circa 1 te bedragen. Voor daglichtopeningen, afgesloten met glas (nog niet bezweken), moet derhalve een correctie worden toegepast.

2.2.3 Input

De volgende input is vereist:

- de omgevingstemperatuur
- de temperatuur van de hete zone (twee-zone model) of de gemengde zone (één-zone model)
- de oppervlakte van de verticale scheidingsconstructies van de koude zone (twee-zone model) en de openingen hierin.

2.2.4 Output

Als output wordt de grootte van de uitgaande energiestromen door straling vanuit de brandruimte geleverd.

2.3 Convectief warmtetransport naar de ruimtebegrenzingsen

In een brandruimte is vaak een turbulente stromingssituatie aanwezig. Daardoor kan warmte-uitwisseling optreden tussen de ruimtelucht en de ruimtebegrenzing. Immers, de mate van turbulentie beïnvloedt de warmte-overdrachtscoëfficiënt (α_c) tussen de lucht en de begrenzing.

De mate waarin vervolgens warmtetransport optreedt hangt af van het temperatuurverschil tussen de ruimtelucht en de binnenoppervlakte van de begrenzing. De temperatuur aan de binnenoppervlakte van de begrenzing wordt mede bepaald door de materiaaleigenschappen van de begrenzing (massa, soortelijke warmte, warmtegeleiding), zie hiervoor paragraaf 2.5.

2.3.1 Vergelijkingen

Convectief warmtetransport vanaf een zone naar de begrenzing (van binnen naar buiten):

$$\dot{Q}_{i,p(c)} = \alpha_c (T_i - T_{p,opp}) A_{i,p} \quad \text{voor } i=U, L \text{ of } g.$$

Hierin is:

$A_{i,p}$ de oppervlakte van de scheidingsconstructies (p), grenzend aan de zone (i)
 $T_{p,opp}$ de temperatuur aan de binnenoppervlakte van de scheidingsconstructies (p)
 α_c de convectieve warmte-overdrachtscoëfficiënt aan de binnenoppervlakte

2.3.2 Randvoorwaarden

De binnenoppervlaktetemperatuur van de scheidingsconstructie kan alleen berekend worden indien dit warmtetransportmechanisme wordt gekoppeld aan een model voor warmtetransport in de begrenzende constructies (zie paragraaf 2.5).

2.3.3 Input

Naast de temperatuur van de betreffende zone en de oppervlakte van de begrenzende constructies dient de warmte-overdrachtscoëfficiënt bekend te zijn. Vanwege de turbulente condities in een brandruimte wordt daarvoor standaard een waarde gehanteerd van:

$$\alpha_c = 25 \text{ W/(m}^2\text{K)}$$

2.3.4 Output

Als output levert het submodel de convectieve energiestromen tussen de verschillende zones en de begrenzende scheidingsconstructies.

2.4 Stralingstransport naar de ruimtebegrenzingen

In de twee zone situatie wordt naast het via de rookpluim convectief afgevoerde brandvermogen (Q_c) een aanzienlijk gedeelte van het brandvermogen door straling (Q_{rad}) afgegeven aan de ruimtebegrenzingen van de koude zone (circa 70% convectief, 30% straling).

Stralingstransport vanaf de brandhaard naar de begrenzingen van de hete zone treedt niet op. Deze begrenzing is belemmerd door de hete zone, waardoor warmtestraling wordt afgevangen. Stralingstransport vanaf de brandhaard naar de hete zone (rooklaag) treedt om dezelfde reden evenmin op. De hete zone is, vanuit de brandhaard gezien belemmerd door de rookpluim. Stralingstransport naar de vloer van de koude zone is verwaarloosbaar, omdat de zichtfactor hiervan verwaarloosbaar is.

Naast stralingstransport vanaf de brandhaard kan stralingstransport vanaf de hete zone (rooklaag) optreden. Dit stralingstransport treedt op naar de begrenzingen van de koude zone. De vloer van de koude zone bezit hiervoor de grootste zichtfactor. De zichtfactoren van de begrenzende wanden zijn zoveel kleiner dat deze buiten beschouwing worden gelaten. Dit houdt in dat er vanaf de hete zone (rooklaag) alleen warmtestralingstransport naar de vloer van de koude zone optreedt.

In het gemengde zone model komt het totale brandvermogen (convectie en straling) ten laste van de gemengde zone. De straling bereikt de ruimtebegrenzingen niet, maar wordt afgevangen door rookdeeltjes in het ruimtevolumen.

De figuren in bijlage B illustreren het bovenstaande.

2.4.1 Vergelijkingen

Stralingstransport vanaf de brandhaard naar de omgeving (van binnen naar buiten), in dit geval de begrenzing van de koude zone:

$$\dot{Q}_{rad,v} = \dot{Q}_{rad} \quad \text{met:} \quad \dot{Q}_{rad} = 0,3 \cdot \dot{Q} = 0,3 \cdot RHR$$

Hierin is:

$\dot{Q}_{rad,v}$ de naar de wanden (begrenzing) van de koude zone optredende warmtestroom door straling

Stralingstransport vanaf de hete zone (rooklaag) naar de vloer van de koude zone:

$$\dot{Q}_{U,p(rad,fl)} = \varepsilon \sigma (T_U^4 - T_{fl}^4) A_{fl}$$

Hierin is:

A_{fl} de vloeroppervlakte van de brandruimte

T_U de temperatuur van de hete zone

T_{fl} de temperatuur van de vloeroppervlakte

ε de emissiecoëfficiënt tussen hete zone en vloer (=0,8)

σ de constante van Stefan-Boltzman (=5,67.10⁻⁸)

2.4.2 Randvoorwaarden

De hierboven genoemde vergelijkingen zijn geldig indien de straling vanaf de brandhaard geheel ten goede komt aan de wanden van de koude zone. Eventueel kan gecorrigeerd worden op openingen in deze wanden (zie ook paragraaf 2.2). Daarnaast komt de straling vanaf de hete zone (rooklaag) geheel ten goede aan de vloer van de koude zone.

2.4.3 Input

De volgende input is vereist:

- de temperatuur van de hete zone (twee-zone model)
- de temperatuur van de vloeroppervlakte in de koude zone
- de oppervlakte van de verticale scheidingsconstructies van de koude zone

2.4.4 Output

Als output wordt de grootte van de energiestromen door straling van en naar de begrenzingen van de brandruimte geleverd.

2.5 Warmtetransport in de ruimtebegrenzingen

De warmteverliezen vanuit de brandruimte naar de omgeving en naar de begrenzingen hebben een belangrijke invloed op het verloop van de brandtemperatuur. Warmteverliezen naar de begrenzingen treden op onder invloed van convectie en straling. De begrenzingen warmen daardoor op, ze bufferen een deel van de energie in de brandruimte. Daarnaast kan de begrenzingen ook warmtetransport optreden als gevolg van geleiding in het materiaal. De thermische eigenschappen van de begrenzingen zijn hierin bepalend. De volgende materiaaleigenschappen spelen hierbij een rol:

- de soortelijke warmte, c
- de dichtheid, ρ
- de warmtegeleiding, λ

2.5.1 Vergelijkingen

De warmtegeleiding en de warmtecapaciteit hangen af van de temperatuur. In eenvoudige modellen, wordt gebruik gemaakt van de zogenaamde thermische traagheid (b), om het effect van het warmtetransport naar de omhullende constructie in rekening te brengen. Er geldt:

$$b = \sqrt{\lambda \rho c}$$

Het hierbij optredende warmtetransport bedraagt voor een half-oneindige begrenzing (een ideaal thermisch dikke constructie: Karlsson and Quintiere, 2000):

$$\dot{Q}_p = \frac{b}{\sqrt{\pi t}} \cdot A_p (T_g - T_\infty) \quad (2.5.1)$$

In een ideale thermisch dunne constructie (en ook in stationaire situaties) treedt geen warmtebuffering op. In dat geval treedt er warmtetransmissie door geleiding op via de constructie:

$$\dot{Q}_p = \frac{\lambda}{d} \cdot A_p (T_g - T_\infty) \quad (2.5.2)$$

De meeste constructies zijn niet precies thermisch dik of thermisch dun. De thermische penetratiediepte kan worden gedefinieerd als de limiet tussen vergelijking (2.5.1) en vergelijking (2.5.2). Deze hangt af van de thermische diffusiteit of temperatuurvereffeningscoëfficiënt (α):

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c}$$

De thermische penetratiediepte bedraagt:

$$d_p = 2\sqrt{\alpha t}$$

Hierin is t het tijdsinterval waarover de temperatuurbelasting wordt beschouwd.

De grootte $\sqrt{\alpha \cdot t}$ is de karakteristieke thermische geleidingsdiepte (of karakteristieke thermische indringingsdiepte) van het materiaal. Wanneer het materiaal meer dan tweemaal zo dik is als de karakteristieke thermische geleidingsdiepte kan het worden beschouwd als thermisch dik. Is dit niet het geval, dan is het materiaal thermisch dun.

2.5.2 Randvoorwaarden

De vergelijkingen in de voorgaande paragraaf kunnen alleen worden toegepast wanneer de begrenzingen als ideaal thermisch dik kunnen worden beschouwd, of ideaal thermisch dun. In het geval van thermisch dunne constructies moet met warmtetransmissie door geleiding worden gerekend, in elk geval wanneer de constructie niet of slecht thermisch geïsoleerd is van de omgeving.

Een goed geïsoleerde thermisch dunne constructie kan eventueel adiabatisch beschouwd worden, onder de voorwaarde dat de isolatielaag intact blijft bij de temperatuurbelasting. Zie tabel 2.3.

Tabel 2.3: relevante warmtetransportmechanismen bij thermisch dikke en thermisch dunne constructies

scheidingsconstructie	isolatieniveau	Consequentie
Thermisch dik	Ongeïsoleerd	Alleen warmtebuffering is relevant. Omdat de constructie thermisch traag is warmt de niet-verhitte zijde niet op en speelt transmissie geen rol. Het maakt dus niet uit of de constructie geïsoleerd of ongeïsoleerd is.
	Geïsoleerd	
Thermisch dun	Ongeïsoleerd	Warmtebuffering speelt een kleinere rol. Er is een grotere warmtestroom dan gebufferd kan worden in de constructie. Het overschot wordt door transmissie aan de buitenlucht afgegeven.
	Geïsoleerd	Warmtebuffering speelt een kleinere rol. Er is een grotere warmtestroom dan gebufferd kan worden in de constructie. Transmissie is echter verwaarloosbaar bij geïsoleerde scheidingsconstructies. De temperatuur in de constructie aan de binnenzijde van de isolatielaag benadert de temperatuur van de aangrenzende hete zone.

Veel begrenzendende constructies zijn opgebouwd uit verschillende materiaallagen. De thermische traagheid is dan niet goed meer als een eigenschap van de begrenzing te definiëren. In dat geval wordt aangeraden de begrenzing in de verschillende materiaallagen onder te verdelen en per laag voor elke tijdstap de opwarming en de daarbij behorende buffering en geleiding te bepalen. Een dergelijke numerieke methode kan worden geïntegreerd in een numerieke simulatieberekening van het fysisch brandmodel. Zie bijlage C.

2.5.3 Input

Voor zowel gedetailleerde numerieke berekeningen als meer globale berekeningen gebaseerd op paragraaf 2.5.1 zijn materiaaleigenschappen benodigd:

- de dikte van elke materiaallaag in de ruimtebegrenzing
- de warmtegeleidingscoëfficiënt van elke materiaallaag
- de soortelijke warmtecapaciteit van elke materiaallaag
- de soortelijke massa van elke materiaallaag
- de oppervlakte van elke constructie in de begrenzing
- de temperaturen van de zones en de omgeving

2.5.4 Output

Als output levert het submodel de binnenoppervlaktetemperaturen en energiestromen vanaf de binnenoppervlakte van de begrenzingen naar de begrenzingen (energiebuffering) en de omgeving (warmtetransmissie).

Hoofdstuk 3 Warmte- en massatransport binnen de ruimte

3.1 Bron: het verbrandingsmodel

Een brand wordt gekenmerkt door het brandvermogen, de afbrandsnelheid, de pyrolysesnelheid en de brandoppervlakte. Het brandvermogen is van belang voor de energiebalans van het zonemodel en de afbrandsnelheid en pyrolysesnelheid voor de massabalans van het zonemodel. De brandoppervlakte is van belang in sommige pluimmodellen en lokale modellen.

Uit rapport Wu040430aaA1.rhe is gebleken dat op basis van het type brandstof een brandstofbeheerst brandscenario kan worden gedefinieerd. Dit brandscenario bestaat uit een brandvermogenscurve, die vanaf $t = 0$ (ontstaan van de brand) de brandontwikkeling weergeeft tot het maximale uitbreidingsgebied van de brand is bereikt. Vervolgens ontstaat een stationaire situatie, totdat circa 70% van de brandstof is verbrand en de dooffase (lineaire afname) inzet.

Omdat het een brandstofbeheerst brandscenario betreft komt de afbrandcurve (pyrolysecurve) overeen met de brandvermogenscurve. Dit is in de onderstaande figuur geïllustreerd.

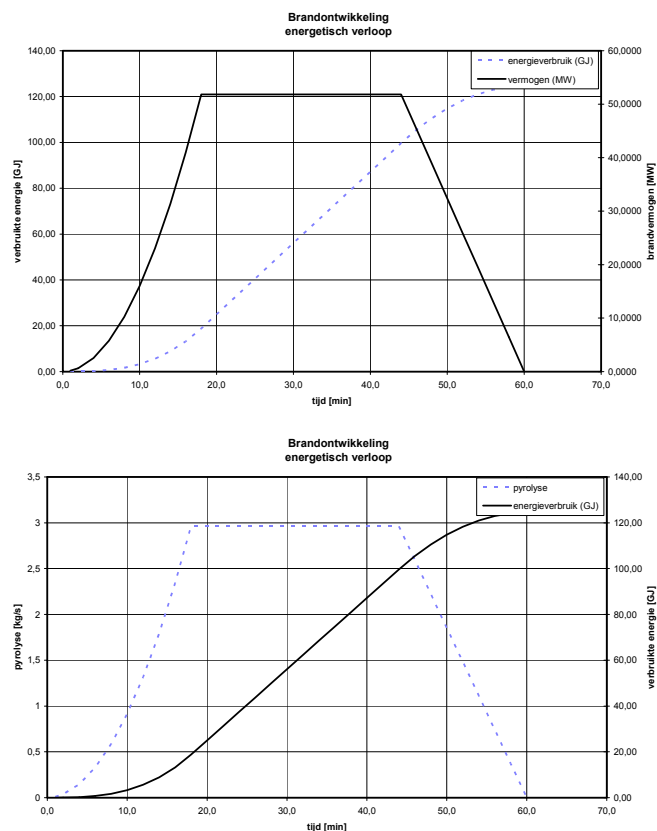
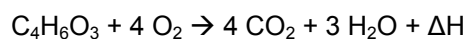


Fig. 3.1: Brandstofbeheerst brandvermogensscenario; het brandvermogen en de afbrandsnelheid (pyrolyse) zijn equivalent

Als brandstof wordt $C_4H_6O_3$ aangehouden. Dit is een fictieve brandstof, die in samenstelling overeenkomt met hout (cellulosebrand). De chemische reactie bij volledige verbranding hiervan is:



Hieruit kan worden afgeleid:

1 kg brandstof + 1,27 kg zuurstof \rightarrow 2,27 kg verbrandingsproducten en warmte.

Volledige verbranding treedt op zolang er voldoende zuurstof aanwezig is. In beginsel bevat lucht circa 21% (v/v) zuurstof (circa 23% (m/m)). Tijdens het verbrandingsproces kan de verandering van de in de lucht aanwezige zuurstof worden bepaald op basis van de volgende vergelijking:

$$\dot{m}_{ox} = \dot{m}_{ox,in} - \dot{m}_{ox,uit} - 1,27\dot{m}_{fi}$$

waarin: \dot{m}_{ox} = verandering van massa zuurstof in de brandruimte [kg/s]

$\dot{m}_{ox,in}$ = ingaande massastroom zuurstof door openingen [kg/s]

$\dot{m}_{ox,uit}$ = uitgaande massastroom zuurstof door openingen [kg/s]

\dot{m}_{fi} = massastroom door pyrolyse [kg/s]

Door deze vergelijking te integreren over kleine tijdsintervallen kan op elk gewenst tijdstip van het brandscenario de aanwezige massa zuurstof worden bepaald. Wanneer onvoldoende zuurstof aanwezig is voor het verbrandingsproces zal de massa zuurstof nul worden en ontstaat een ventilatiebeheerste brand.

Er kunnen drie eenvoudige verbrandingsmodellen gedefinieerd worden die geschikt zijn om in een zonemodel opgenomen te worden:

1. voorgedefinieerd brandstofbeheerst verbrandingsmodel;
2. brandstofbeheerst – ventilatiebeheerst verbrandingsmodel met verlengde brandduur (extended duration);
3. brandstofbeheerst – ventilatiebeheerst verbrandingsmodel met uitslaande vlammen (external flaming).

3.1.1 Voorgedefinieerd brandstofbeheerst verbrandingsmodel

Het voorgedefinieerde brandstofbeheerste verbrandingsmodel (ook vaak aangeduid als no-combustion model) houdt geen rekening met de aanwezige massa zuurstof. De brand blijft daardoor altijd brandstofbeheerst. Het brandvermogensscenario en pyrolyses scenario zijn equivalent en wijken niet af van het opgelegde scenario:

$$\dot{m}_{fi}(t) = \dot{m}_{fi,data}(t)$$

$$\dot{Q}_{fi}(t) = \dot{Q}_{fi,data}(t) = \dot{m}_{fi}(t) \cdot H_{f,eff}$$

waarin: $\dot{m}_{fi,data}$ = voorgedefinieerde massastroom door pyrolyse [kg/s]

$\dot{Q}_{fi,data}$ = voorgedefinieerd brandvermogen [kW]

$H_{f,eff}$ = verbrandingsefficiëntie [-]

3.1.2 Brandstofbeheerst – ventilatiebeheerst verbrandingsmodel met verlengde brandduur (extended duration)

Het voorgedefinieerde verbrandingsmodel wordt in dit geval ventilatiebeheerst wanneer onvoldoende zuurstof aanwezig is. Het brandvermogensscenario wordt hierdoor kleiner. De brand wordt doorgaans ventilatiebeheerst wanneer deze volledig ontwikkeld is (dus in de stationaire fase, na flash-over). In de stationaire fase is het brandvermogen daardoor kleiner dan bij een brandstofbeheerste brand.

In dit verbrandingsmodel wordt ook de pyrolyse in deze fase gereduceerd, zodanig dat pyrolyse en brandvermogen gelijke tred houden met elkaar. Het gevolg hiervan is dat het langer duurt voordat alle brandbare materiaal is verbrand. De brandduur wordt hierbij dus verlengd.

Tijdens de ventilatiebeheerste fase geldt:

$$\dot{m}_{fi}(t) = \frac{\dot{m}_{ox,in}(t)}{1,27}$$

$$\dot{Q}_{fi}(t) = \frac{\dot{m}_{ox,in}(t)}{1,27} \cdot H_{f,eff}$$

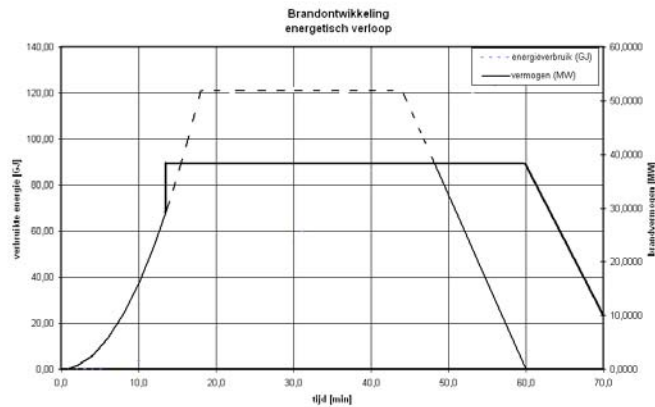


Fig.3.2: Aangepast brandvermogensscenario bij een ventilatiebeheerste stationaire fase met verlengde brandduur.

3.1.3 Brandstofbeheerst – ventilatiebeheerst verbrandingsmodel met uitslaande vlammen (external flaming)

In dit verbrandingsmodel wordt eveneens het brandvermogen gereduceerd indien de brand ventilatiebeheerst is. De pyrolyse wordt niet gereduceerd. De verbrandingsgassen bevatten nu naast de (volledige) verbrandingsproducten ook brandstof.

Bij uitstroming van deze verbrandingsgassen uit (gevel)openingen kan zuurstof toetreden, waardoor de hierin aanwezige brandstof verder verbrand. Dit levert uitslaande vlammen op vanuit deze openingen. Naast het brandvermogen binnen de brandruimte komt zo ook een deel van het brandvermogen buiten de brandruimte vrij in de uitslaande vlammen. Het model voor de berekening van de uitslaande vlammen moet hierop zijn afgestemd.

Het gesommeerde ventilatiebeheerste brandvermogen binnen en buiten de brandruimte is gelijk aan het brandstofbeheerste brandvermogen. De pyrolyse wordt dus niet gereduceerd tijdens de ventilatiebeheerste brand, zodat ook geen verlengde brandduur optreedt.

Tijdens de ventilatiebeheerste fase geldt:

$$\dot{m}_{fi}(t) = \dot{m}_{fi,data}(t)$$

$$\dot{Q}_{fi}(t) = \frac{\dot{m}_{ox,in}(t)}{1,27} \cdot H_{f,eff}$$

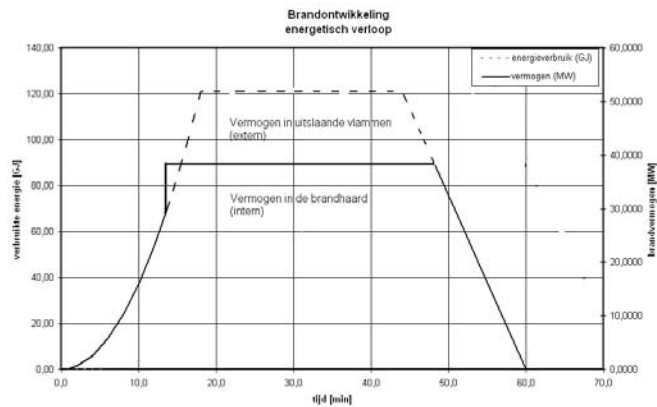


Fig 3.3: Aangepast brandvermogensscenario bij een ventilatiebeheerste stationaire fase met uitslaande vlammen. Een deel van het brandvermogen komt buiten de brandruimte tot stand, waardoor er geen verlengde brandduur is.

3.1.4 Opmerkingen bij de verbrandingsmodellen

De besproken verbrandingsmodellen zijn gedefinieerd door een massastroom (pyrolyse) en een brandvermogen vanaf de brandhaard. De verbrandingsgassen bevatten in deze opzet alleen volledige verbrandingsproducten (voornamelijk CO_2 en H_2O) en, in het model met uitslaande vlammen, pyrolyseproduct (brandstof).

In werkelijkheid ontstaan bij een ventilatiebeheerste brand (luchtfactor kleiner dan 1) onvolledige verbrandingsproducten (zoals CO , H_2 en C), die in de uitslaande vlammen als gevolg van zuurstoftoetreding verder zullen verbranden tot hun volledige verbrandingsproducten. Dit is een ander mechanisme, dat overigens voor de massastroom en het brandvermogen vanaf de brandhaard geen grote verschillen geeft, zie bijlage D.

Bij een luchtfactor van 0 is er nog wel pyrolyse (indien de temperatuur van de brandruimte hoog genoeg is) maar geen verbranding meer. Bij een luchtfactor tussen 0 en 0,1 kan in theorie enige verbranding optreden, maar is de verbrandingsenthalpie lager dan de vormingsenthalpie van de brandstof, zodat vermogen aan de brandhaard wordt onttrokken. Ook dit proces kan alleen optreden indien de temperatuur van de brandruimte hoog genoeg is. Bij een te lage temperatuur dooft de brand en stopt dus ook de pyrolyse.

In de praktijk kunnen ook bij een luchtfactor groter dan 1 (waarbij dus een brandstofbeheerste brand wordt verondersteld) onvolledige verbrandingsproducten ontstaan. Om dit effect te ondervangen wordt als praktische grenswaarde tussen ventilatiebeheerste brand en brandstofbeheerste brand een luchtfactor van 1,2 gehanteerd.

3.2 Beïnvloeding van de bron door automatische blusinstallatie

Er bestaan verschillende typen automatische blusinstallaties, zoals sprinklerinstallaties, blusschuiminstallaties of blusgasinstallaties. In het fysisch brandmodel zullen alleen sprinklerinstallaties opgenomen worden. Reden hiervoor is dat alleen sprinklerinstallaties een breed toepassingsgebied hebben. Andere automatische blusinstallaties hebben specifieke toepassingsgebieden, bijvoorbeeld serverruimten of opslag van gevaarlijke stoffen, en worden derhalve veel minder toegepast¹.

Deze paragraaf zal ingaan op de beschrijving van het effect van een automatische sprinklerinstallatie op een brand. Na een korte inleiding worden de verschillende typen sprinklerinstallaties toegelicht. Vervolgens worden de mogelijke brandscenario's na activering van een sprinklerinstallatie beschreven. Op basis van in bijlage E opgenomen onderzoek wordt ten slotte de gekozen beschrijving van het effect van een sprinklerinstallatie op een brand voor het fysisch brandmodel toegelicht.

3.2.1 Inleiding

Van alle mogelijke middelen om branden te blussen wordt water veruit het meeste toegepast. Behalve het feit dat water op grote schaal voorradig is en goedkoop is, is een belangrijke reden voor het gebruik van water het grote vermogen om warmte aan een brand te onttrekken, vanwege de hoge soortelijke warmte en hoge latente verdampingswarmte.

Automatische sprinklerinstallaties worden beschouwd als de meest effectieve en economische methode voor het onderdrukken van branden met water (Fleming, 2002). Ze worden vooral toegepast in gebouwen met een verhoogd brandgevaar of gebouwen waarin een brand zich zo snel kan ontwikkelen (in vermogen en omvang) dat de brand na een standaard melding aan de alarmcentrale niet meer binnen redelijke grenzen te houden is door de brandweer.

Het belangrijkste doel van sprinklerinstallaties was oorspronkelijk het beperken van materiële schade. Uit diverse onderzoeken (...) blijkt dat sprinklerinstallaties ook een bijdrage leveren in het beperken van het aantal slachtoffers van branden. In de VS (Rohr en Hall, 2005) geldt voor materiële schade een daling van 50% tot 66% voor gebouwen met sprinklerinstallatie in vergelijking tot gebouwen zonder sprinklerinstallatie; het aantal dodelijke slachtoffers als gevolg van brand in gebouwen met een sprinklerinstallatie ligt 50% tot 75% lager dan in gebouwen zonder sprinklerinstallatie;.

3.2.2 Typen sprinklerinstallaties

Sprinklerinstallaties kunnen onderverdeeld worden in vier verschillende systemen (Fleming, 2002; Harteloh et al., 2000). Tabel 3.1 geeft een korte beschrijving van de werking van de verschillende typen.

¹ Blusgasinstallaties zijn overigens relatief eenvoudig in het fysisch brandmodel op te nemen.

Tabel 3.1: typen sprinklerinstallaties en werking

type installatie	omschrijving werking
nat systeem	leidingennetwerk gevuld met water onder druk in combinatie met automatische sprinklerkoppen; zodra een sprinklerkop geactiveerd wordt, stroomt water uit door die sprinklerkop
droog systeem	leidingennetwerk gevuld met lucht of stikstof onder druk in combinatie met automatische sprinklerkoppen; zodra een sprinklerkop geactiveerd wordt, stroomt water het leidingennetwerk in en daarna door de geactiveerde sprinklerkop uit (toegepast wanneer water in het leidingennetwerk zou kunnen bevriezen)
deluge systeem	open, niet-gevuld leidingennetwerk in combinatie met open sprinklerkoppen; zodra een brand gedetecteerd wordt (door een separaat detectiesysteem) stroomt water het leidingennetwerk in en via alle sprinklerkoppen uit
pre-action systeem	leidingennetwerk gevuld met lucht of stikstof onder druk in combinatie met automatische sprinklerkoppen; zodra een brand gedetecteerd wordt (door een separaat detectiesysteem) stroomt water het leidingennetwerk in; zodra vervolgens een sprinklerkop geactiveerd wordt stroomt water uit door die sprinklerkop (o.a. toegepast in ruimten met waardevolle apparatuur)

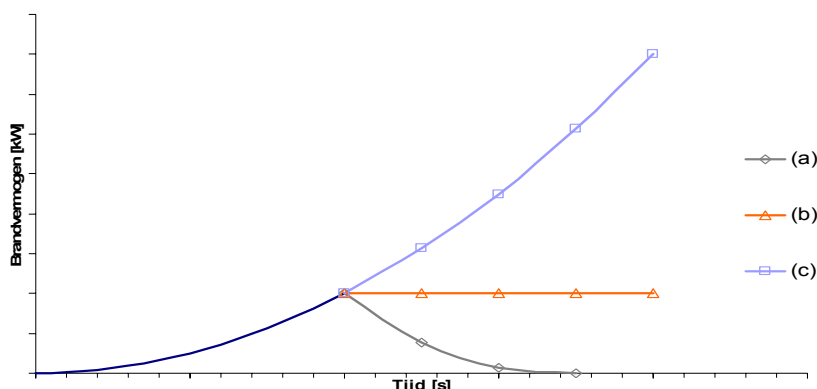
Sprinklerinstallaties volgens het natte systeem worden veruit het meeste toegepast (Fleming, 2002). Een installatie kan hierbij ontworpen worden vanuit het oogpunt om een brand te blussen, dan wel de uitbreiding van een brand te beperken (bijvoorbeeld totdat blussing door de brandweer kan plaatsvinden).

3.2.3 Mogelijke brandscenario's na activering sprinklerinstallatie

Wanneer een brand zich ontwikkelt in een ruimte met een automatische sprinklerinstallatie, zal deze installatie de brand op een bepaald moment detecteren en geactiveerd worden.² Het tijdstip van activering van een sprinklerinstallatie kan bepaald worden met behulp van het in paragraaf 4.3 beschreven model voor automatische branddetectie. Vanaf het tijdstip van activering is minimaal één sprinklerkop open en wordt water aan de brand toegevoerd. Er zijn nu in principe drie scenario's mogelijk voor het effect van de geactiveerde sprinklerinstallatie op de ontwikkeling van de brand:

- de brand wordt geblust door de sprinklerinstallatie;
- de brand wordt gecontroleerd door de sprinklerinstallatie; dat wil zeggen: de brand wordt niet geblust, maar breidt ook niet verder uit;
- de sprinklerinstallatie slaagt er niet in de brand te controleren, zodat de brand (eventueel na een periode waarin de brandontwikkeling geremd wordt) kan uitgroeien tot een volledig ontwikkelde brand.

Figuur 3.4 geeft de drie mogelijke scenario's schematisch weer, uitgedrukt in het brandvermogen.



Figuur 3.4 Schematisch verloop van het brandvermogen in de drie mogelijke scenario's na sprinkleractivering: brand wordt geblust (a), brand wordt gecontroleerd (b), brand ontwikkelt zich verder (c)

² Er wordt hierbij van uit gegaan dat de sprinklerinstallatie ook daadwerkelijk geactiveerd wordt indien de brand daarvoor een voldoende grote omvang heeft, zie ook bijlage E, §E.3.

De situatie dat de sprinklerinstallatie er niet in slaagt om de brand te controleren kan bijvoorbeeld voorkomen wanneer de kracht van het vallende water uit de sprinklerkop(pen) onvoldoende is om door de opstijgende rookpluim te dringen en dus de brandhaard niet kan bereiken. Indien te kleine waterdruppels uit de sprinklerkop(pen) stromen kan het ook gebeuren dat het water verdampt in de hete rook (Drysdale, 2002).

3.2.4 Modelling van sprinklerinstallaties in het fysisch brandmodel

Ten behoeve van de beschrijving van het effect van een automatische sprinklerinstallatie op een brand is literatuuronderzoek verricht (zie bijlage E). Uit dit onderzoek volgt dat het met de huidige kennis nog niet mogelijk is een beschrijving van deze repressie te geven die gebaseerd is op fysische of empirische beschouwingen van de optredende verschijnselen. Een statistische analyse van het effect van automatische sprinklerinstallaties op een brand is wel mogelijk. Hieruit blijkt dat een geactiveerde sprinklerinstallatie vrijwel altijd effectief is, wat inhoudt dat de brand ten minste gecontroleerd wordt of zelfs geblust wordt. Door het goed ontwerpen van sprinklerinstallaties, het navolgen van voorschriften en het regelmatig plegen van onderhoud kan het risico dat een installatie niet geactiveerd wordt of er na activering niet in slaagt om de brand te controleren grotendeels weggenomen worden.

Voor het fysisch brandmodel wordt als standaard beoordeling van het effect van een sprinklerinstallatie geadviseerd er van uit te gaan dat de installatie geactiveerd wordt (afhankelijk van de brandomvang, berekend volgens model voor thermische detectie) met vervolgens als veilige benadering dat de sprinklerinstallatie het brandvermogen constant houdt (scenario (b) in figuur 3.4).

In een zeer gering percentage van de situaties (circa 2%) wordt een sprinklerinstallatie niet geactiveerd of slaagt de installatie er niet in de brand onder controle te houden. Indien gewenst kan de ontwikkeling van het brandvermogen in deze situaties berekend worden door de aanwezigheid van een sprinklerinstallatie niet in rekening te brengen (scenario (c) in figuur 3.4), waarna op de rekenresultaten van deze twee fysische scenario's eventueel een risicoanalyse uitgevoerd kan worden. Voor een benadering op basis van risicofactoren zie rapport Wu040430aaA3.rhe.

3.3 Overdracht: het pluimmodel

Het pluimmodel wordt in de twee zone situatie van het fysisch brandmodel gebruikt om het transport van massa en energie van de koude zone onder in de ruimte naar de hete zone boven in de ruimte te bepalen. Om dit te kunnen bepalen zijn vergelijkingen afgeleid voor de massastroom in de rookpluim ter hoogte van de grens van de koude en de hete zone. De energiestroom in de rookpluim is in het hoofdmodel eenvoudig te berekenen uit de massastroom en het brandvermogen. Hiermee staat een volledig model voor de bepaling van het transport van massa en energie van de koude naar de hete zone voor het fysisch brandmodel ter beschikking.

De volledige beschrijving van het submodel voor de rookpluim is opgenomen in bijlage F. Hieronder wordt een overzicht gegeven van de toe te passen vergelijkingen (door middel van verwijzingen naar de betreffende vergelijkingen in de bijlage), de randvoorwaarden voor toepassing van het submodel en de in- en outputparameters van het submodel.

3.3.1 Vergelijkingen

Voor de beschrijving van de eigenschappen van de rookpluim moet de pluim onderverdeeld worden in drie regio's: de pluimregio boven de vlammen en de 'intermittent flame'- en 'persistent flame'-regio's in de vlammen. De 'persistent flame'-regio is het gebied onderin de vlammen waar altijd vlammen aanwezig zijn; de 'intermittent flame'-regio is het gebied tussen de 'persistent flame'-regio en de pluimregio. Per regio zijn de eigenschappen van de rookpluim anders, zodat ook per regio vergelijkingen opgesteld zijn voor de verschillende parameters.

De vergelijkingen die gebruikt worden voor de beschrijving van de rookpluim zijn onafhankelijk van de tijd. Dit betekent dat veranderingen in parameters van het verbrandingsmodel (bijvoorbeeld een toename van het brandvermogen) instantaan merkbaar zijn in de gehele rookpluim. Voor stationaire branden is deze aanname (uiteraard) geldig. Ook voor quasi-branden, waarvoor veranderingen in de parameters van de verbranding klein zijn in vergelijking tot de transporttijd van de rook in de rookpluim, is deze aanname gerechtvaardigd. In vrijwel alle gevallen kan een brand als quasi-stationair beschouwd worden en kunnen de vergelijkingen uit dit hoofdstuk voor de beschrijving van de rookpluim dus toegepast worden (Zukoski, 1995, pp. 130).

3.3.2 Pluimregio

Voor de pluimregio zijn naast de massastroom in de rookpluim tevens vergelijkingen nodig voor de gemiddelde vlamlengte en de virtuele oorsprong. Tabel 3.2 geeft een overzicht van de aanbevolen vergelijkingen voor de parameters geldig onder normale atmosferische omstandigheden ($T_{\infty} = 293 \text{ K}$, $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, $c_p = 1,00 \text{ kJ/kgK}$, $\rho_{\infty} = 1,2 \text{ kg/m}^3$). De energiestroom in de rookpluim is in het hoofdmodel eenvoudig te berekenen uit de massastroom en het brandvermogen.

Tabel 3.2: vergelijkingen voor pluimmodel in pluimregio

parameter	vergelijking
massastroom (\dot{m}_{ent})	(F.20) ^{1) 2) 2)}
gemiddelde vlamlengte (L)	(F.24) ⁴⁾
gemiddelde vlamlengte (opslag) (L)	(F.24) en (F.25)
virtuele oorsprong (z_0)	(F.27)
virtuele oorsprong (opslag) (z_0)	(F.33)

¹⁾ geldig voor $z > L$

²⁾ voorwaarde dicht boven vlammen: $L/D > 0,9$; ver van vlammen geen beperking aan L/D

³⁾ vergelijking (F.17) indien in vlamregio's massastromen volgens McCaffrey gebruikt worden (zie tabel 3.3)

⁴⁾ voorwaarde: $L/D > 1$

3.3.3 'Persistent flame'- en 'intermittent flame'-regio's

Voor de 'persistent flame'- en 'intermittent flame'-regio's zijn verschillende vergelijkingen voor de massastroom gegeven in bijlage F. Reden hiervoor is dat er voor de beschrijving van de massastroom in de vlamregio's weinig overeenstemming bestaat tussen de verschillende onderzoekers. Aangeraden wordt om berekeningen uit te voeren met verschillende vergelijkingen voor de massastroom in de vlamregio's en de rekenresultaten te vergelijken. Indien de rekenresultaten met verschillende pluimvergelijkingen grote verschillen vertonen moeten alle rekenresultaten als onbetrouwbaar beschouwd worden. De energiestroom in de vlamregio's is in het hoofdmodel eenvoudig te berekenen uit de massastroom en het brandvermogen (met dezelfde onzekerheid als de massastroom).

Tabel 3.3 geeft een overzicht van verschillende geadviseerde vergelijkingen voor de massastroom, geldig onder normale atmosferische omstandigheden ($T_\infty = 293 \text{ K}$, $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, $c_p = 1,00 \text{ kJ/kgK}$, $\rho_\infty = 1,2 \text{ kg/m}^3$).

Tabel 3.3: vergelijkingen voor pluimmodel in vlamregio's

parameter		'persistent flame'- regio vergelijking	'intermittent flame'-regio vergelijking
massastroom (\dot{m}_{ent})			
Heskestad	$D > 0,3 \text{ m}$	(F.42)	(F.42)
	$D < 0,3 \text{ m}$	(F.43)	(F.43)
McCaffrey		(F.44) ¹⁾	(F.45) ²⁾

¹⁾ voorwaarde: $0 < \frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} < 0,08$

²⁾ voorwaarde: $0,08 < \frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} < 0,20$

3.3.4 Randvoorwaarden

De hierboven genoemde vergelijkingen voor verschillende parameters in de drie pluimregio's zijn geldig onder de volgende randvoorwaarden:

- de brand kan beschouwd worden als stationair of quasi-stationair;
- de rookpluim wordt niet beïnvloed door wanden;
- de rookpluim wordt niet beïnvloed door wind;
- in de brandruimte heerst geen (initiële) stratificatie.

Zie verder ook de specifieke voorwaarden bij diverse vergelijkingen van tabel 3.2 en 3.3.

3.3.5 Input

De volgende input is vereist:

- brandvermogen (\dot{Q});
- convectief gedeelte van het brandvermogen (\dot{Q}_c);
- hoogte van het interface (h_f);
- diameter van de brand (D);
- voor opslag: horizontale oppervlakte van de brand (A_f);

3.3.6 Output

De belangrijkste output van het pluimmodel is de massastroom (\dot{m}_{ent}) ter hoogte van het interface.

Deze parameter is nodig voor het berekenen van het transport van massa en energie van de koude zone naar de hete zone.

Hoofdstuk 4 Lokale modellen

4.1 Lokale convectie en straling

De temperatuur in de bovenste zone zoals deze wordt berekend in een twee-zone brandmodel kan worden beschouwd als de gemiddelde waarde van de temperatuur van de gassen in de bovenste laag. Terwijl het thermische effect van lokale opwarming een grotere invloed heeft voor constructieve elementen in de nabijheid van vlammen dan het temperatuurseffect van hete verbrandingsgassen. De consequentie hiervan is dat de gehele stabiliteit van de constructie wordt bedreigd wanneer een constructie element nabij een vuurhaard bezwijkt, er moet dus rekening worden gehouden met het effect van lokale opwarming.

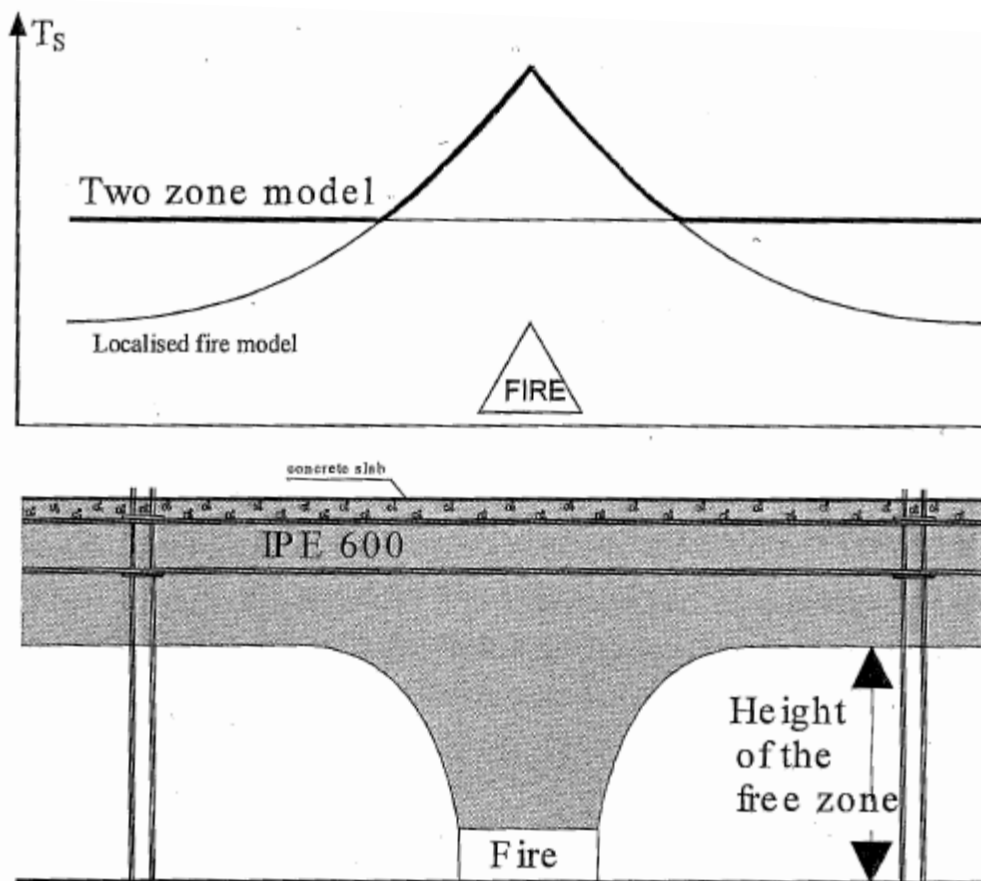
De correlatie formule voorgesteld door Alpert (1972) staat toe een maximum gas temperatuur te berekenen in de plafondluchtstroming welke wordt gevormd door een verticale vuurpluim beïnvloed door een horizontaal plafond en lateraal verspreide gassen. Maar toch zoals ook blijkt uit de titel van Alpert's publicatie was het doel van zijn werk het voorspellen van de reactietijd van detectors en niet het voorspellen van het (bezwijk)gedrag van de constructie. Hoewel de lokale gas temperatuur een goede indicator is voor de reactietijd van een detector is de temperatuur van de constructie, welke hier interessant is, niet alleen afhankelijk van de temperatuur van de langs de oppervlakte stromende gassen maar ook de radiatie van het vuur zelf. Wanneer de temperatuur van de constructie moet worden berekend is het aan te bevelen een model te gebruiken dat de directe warmtestroom op de oppervlakte berekend.

Hasemi heeft een voorstel gedaan voor een dergelijk empirisch model dat gebaseerd is op tests waarbij de directe stroom is gemeten (Hasemi et al., 1984 & 1995; Ptchelintsev et al., 1995 & Wakamatsu et al., 1996). Franssen et al. (1997 & 1998 en CCP 1997) heeft modificaties aangebracht op het originele model om de originele tests beter te benaderen. Franssen et al. (1998) heeft dit aangepaste model vergeleken met vier praktijktests en vond hierbij acceptabele resultaten.

Myllymäki & Kokkala (2000) deden nog eens 10 tests en vergeleken de resultaten met berekeningen met het verbeterde model en kwamen tot de conclusie dat het verbeterde model een veilige inschatting geeft voor de uitgevoerde tests.

De combinatie van het lokale (Hasemi) en het globale (2 zone-model) effect van brand op een constructie-element is weergegeven in figuur 4.1. Warmtetransport naar constructie-elementen nabij een brandhaard kan worden ingeschat met het Hasemi model, terwijl het effect van de ruimte wordt ingeschat met de temperatuur van de bovenste laag (hete zone). Dit model houdt echter geen rekening met de longitudinale warmtestroom in de stalen elementen.

De warmtestroom naar een element q'' wordt in het model van Hasemi uitgedrukt in de warmteafgifte van de brand, RHR , de diameter van de brand, D , en de relatieve positie van het stalen element en de brand, r . Het model van Hasemi is weergegeven in bijlage G.



Figuur 4.1 Combinatie van het lokale en het globale effect van vuur op een stalen element (bron: Cadorin, 2003)

In plaats van het model van Hasemi kunnen ook veldmodellen toegepast worden om de lokale thermische consequenties voor constructies vast te stellen.

4.2 Lokale opwarming van constructies

Wanneer de randvoorwaarden (thermische belasting ten gevolge van straling en convectie) bepaald zijn, kan de lokale opwarming van constructies berekend worden. Hiervoor kan gebruik gemaakt worden van thermodynamische veldmodellen.

Voor homogene constructiematerialen (zoals staal) kunnen ook eenvoudigere methoden worden toegepast, gebaseerd op de profielfactor (verhouding van aangewarmde oppervlakte en masa-inhoud van de constructie).

4.3 Thermische detectie

Binnen het fysisch brandmodel wordt het model voor automatische branddetectie toegepast voor het bepalen van de detectietijd van brand door detectoren. Dit kunnen verschillende typen detectoren zijn, die op verschillende eigenschappen van de brand reageren.

In verband met de opbouw van het hoofdmodel bestaat het model voor automatische branddetectie op dit moment uit een beschrijving van de detectie van brand door 'vaste temperatuur'-detectoren (fixed temperature detectors). Deze beschrijving wordt ook toegepast voor het bepalen van de activering van sprinklerkoppen in een sprinklerinstallatie. In een later stadium kan het model eventueel uitgebreid worden met een beschrijving van de detectie door andere typen detectoren (bijvoorbeeld rookmelders).

De volledige beschrijving van het submodel voor branddetectie is opgenomen in bijlage H. Hieronder wordt een overzicht gegeven van de toe te passen vergelijkingen (door middel van verwijzingen naar de betreffende vergelijkingen in de bijlage), de randvoorwaarden voor toepassing van het submodel en de in- en outputparameters van het submodel.

4.3.1 Vergelijkingen

De beschrijving van de detectietijd door 'vaste temperatuur'-detectoren is gesplitst in een beschrijving van de detectietijd voor situaties met een stationaire brand, situaties met een quasi-stationaire brand en situaties met een kwadratisch in de tijd groeiende brand. Voor het fysisch brandmodel wordt standaard uit gegaan van een kwadratisch in de tijd groeiende brand. Voor andere branden kan onder voorwaarden gebruik gemaakt worden van de beschrijving voor stationaire of quasi-stationaire branden, zodat het voor veel situaties mogelijk is de detectietijd te berekenen.

Tabel 4.1 geeft een overzicht van de aanbevolen vergelijkingen.

Tabel 4.1: vergelijkingen voor beschrijving van automatische branddetectie met 'vaste temperatuur'-detectoren

Parameter	vergelijking(en)
<i>Stationaire branden</i>	
temperatuur van detector op tijdstip t (T_d)	(H.15)
temperatuur in ceiling jet ($T_{c,max}$)	(H.8a) en (H.8b) ¹⁾
snellheid in ceiling jet ($u_{c,max}$)	(H.9a) en (H.9b) ¹⁾
detectietijd (t_{det})	(H.16)
<i>quasi-stationaire branden</i> ²⁾	
temperatuur van detector aan het eind van interval $(i+1)$ ($T_{d,i+1}$)	(H.17)
temperatuur in ceiling jet ($T_{c,max}$)	(H.8a) en (H.8b) ³⁾
snellheid in ceiling jet ($u_{c,max}$)	(H.9a) en (H.9b) ³⁾
detectietijd (t_{det})	(H.18)
<i>kwadratisch groeiende branden</i>	
temperatuur van detector op tijdstip t (T_d)	(H.19) ⁴⁾
detectietijd (t_{det})	(H.16)

¹⁾ uitgaande van het brandvermogen op tijdstip t .

²⁾ voorwaarde: $\frac{\dot{Q}}{d\dot{Q}/dt} > t_f$

³⁾ uitgaande van het gemiddelde brandvermogen voor tijdinterval i .

⁴⁾ uitgaande van het convectieve gedeelte van het brandvermogen op tijdstip t .

4.3.2 Randvoorwaarden

De hierboven genoemde vergelijkingen zijn geldig onder de volgende randvoorwaarden (zie ook bijlage H §H.2.3.1):

- De detectoren bevinden zich in de warme rookstroom onder het plafond (ceiling jet).
- Het plafond van de brandruimte is geheel horizontaal en bevat geen obstakels.
- Het plafond van de brandruimte is onbrandbaar.
- In de brandruimte heerst geen stratificatie.
- De horizontale afstand van de rookpluim tot alle wanden van de ruimte bedraagt minimaal 1,8 maal de ruimtehoogte; indien deze afstand voor alle wanden kleiner dan 1,8 maal de ruimtehoogte is kunnen bovengenoemde vergelijkingen als veilige benadering toegepast worden; voor ruimtes met grote lengte/breedte-verhoudingen, waarbij de kortste zijde minder dan 1,8 maal de ruimtehoogte lang is en de andere zijde veel langer (bijvoorbeeld gangen), zijn de vergelijkingen toepasbaar tot het tijdstip dat het rookfront van de ceiling jet de dichtstbijzijnde wand bereikt.
- De rookstroming onder het plafond wordt niet beïnvloed door wind.

4.3.3 Input

De volgende input is vereist:

- activeringstemperatuur van de detector (T_r);
- respons time index van de detector (RTI);
- positie van de detector (r);
- verticale afstand tussen bovenzijde brandstof en plafond (H), eventueel voor veilige benadering te vervangen door de ruimtehoogte (h_c);
- brandvermogen (\dot{Q}) (voor vgl (H.8) en (H.9)), of convectief gedeelte van het brandvermogen (\dot{Q}_c) (voor vgl. (H.19));
- omgevingstemperatuur (T_∞); voor een veilige schatting van de detectietijd dient uit gegaan te worden van de laagst mogelijke omgevingstemperatuur;
- gravitatieconstante (g);
- soortelijke warmte van de lucht (c_p).

4.3.4 Output

Als output levert het detectiemodel de detectietijd van een specifieke 'vaste temperatuur'-detector berekend in een stationaire situatie, een quasi-stationaire situatie of een situatie met een zich kwadratisch in de tijd ontwikkelende brand

Hoofdstuk 5 Uitslaande vlammen vanuit gevelopeningen

Uitslaande vlammen kunnen optreden in geval van (bezweken) openingen in de scheidingsconstructies (begrenzingsen) na flash-over. Dit betekent dat er sprake is van één gemengde zone in de brandruimte met een ventilatiebeheerste brand (onvolledige verbranding). Wanneer daarbij het verbrandingsmodel 'external flaming' wordt gehanteerd komt een deel van het brandvermogen tot ontwikkeling buiten de brandruimte, namelijk in de uitslaande vlammen.

Wat hiervan de consequenties zijn voor de uitslaande vlammen kan worden bepaald op basis van het Model van Law, dat is opgenomen als bijlage B in NEN-EN 1991-1-2. Deze bijlage is bijgevoegd in bijlage I. Daarnaast is ook de rekenmethode voor de configuratiefactoren toegevoegd in bijlage J. In notitie Nu040430aaA1.lwi van 12 april 2006 is een voorstel gedaan om dit submodel beter te laten aansluiten op het fysisch brandmodel, zodanig dat het gesommeerde interne en externe brandvermogen niet groter is dan het maximale brandstofbeheerste brandvermogen dat in de brandruimte tot ontwikkeling kan komen. Deze notitie is in bijlage K toegevoegd.

Te overwegen valt nog om het model beter af te stemmen op NEN 6068. Zinvolle aanvullingen/aanpassingen zijn in dit verband toevoeging van het neutrale vlak en de effectieve diepte. Vooralsnog is deze aanpassing niet doorgevoerd. Er wordt dan afgeweken van een empirisch model, validatie van de aanpassing is niet goed mogelijk.

Literatuurlijst

- Alpert, R.L. (1972), Calculation of Response Time of Ceiling-Mounted Fire Detectors, *Fire Technology*, 8, pp. 181-195.
- Alpert, R.L. (2002), Ceiling Jet Flows, in: DiNenno, P.J. et al. (eds), *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, Quincy: National Fire Protection Association, pp. 2-18 – 2-31.
- Beyler, C.L. (1986), Fire Plumes and Ceiling Jets, *Fire Safety Journal*, 11, pp. 53-75.
- Cadorin, J.-F. (2003), *Compartment Fire Models for Structural Engineering*, Liège: Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées.
- Cadorin, J.-F., D. Pintea en J.M. Franssen (2001), *The Design Fire Tool OZone V2.0 – Theoretical Description and Validation On Experimental Fire Tests*, Liège: Université de Liège, département M&S.
- Cetegen, B.M., E.E. Zukoski en T. Kubota (1984), Entrainment in the Near and Far Field of Fire Plumes, *Combustion Science and Technology*, 39, pp. 305-331.
- Cooper, L.Y. (1995), Combined Buoyancy- and Pressure-Driven Flow Through a Horizontal, Circular Vent, *Journal of Heat Transfer*, 117, pp. 659-667.
- Cooper, L.Y. (1996), Calculating Combined Buoyancy- and Pressure-Driven Flow Through a Shallow, Horizontal, Circular Vent : Application to a Problem of Steady Burning in a Ceiling-vented Enclosure, *Fire Safety Journal*, 27, pp. 23-35.
- Cooper, L.Y. (1997), VENTCF2 : an Algorithm and Associated FORTRAN 77 Subroutine for Calculating Flow through a Horizontal Ceiling/Floor Vent in a Zone-type Compartment Fire Model, *Fire Safety Journal*, 28, pp. 253-287.
- Cooper, L.Y. (2002), Smoke and Heat Venting, in: DiNenno, P.J. et al. (eds), *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, Quincy: National Fire Protection Association, pp. 3-219 – 3-242.
- Drysdale, D (2002), *An Introduction to Fire Dynamics*, Chichester: John Wiley & Sons Ltd.
- Emmons, H.W. (2002), Vent Flows, in: DiNenno, P.J. et al. (eds), *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, Quincy: National Fire Protection Association, pp. 2-32 – 2-41.
- Fleming, R.P. (2002), Automatic Sprinkler System Calculations, in: DiNenno, P.J. et al. (eds), *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, Quincy: National Fire Protection Association, pp. 4-72 – 4-87.
- Fontana, M., et al. (1998), *Competitive Steel Buildings through Natural Fire Safety Concept – Part 4: Statistics*, Zürich: ETH-Zürich.
- Harteloh, H., J.J.N.M. Hogeling en C. Meeuwissen (2000), *Jellema Hogere Bouwkunde 6A – Elektrotechnische en sanitaire installaties - Bouwtechniek*, Utrecht: ThiemeMeulenhoff.
- Heskestad, G. (1983), Luminous Heights of Turbulent Diffusion Flames, *Fire Safety Journal*, 5, pp. 103-108.
- Heskestad, G. en M.A. Delichatsios (1989), Update: The Initial Convective Flow in Fire, *Fire Safety Journal*, 15, pp. 471-475.
- Heskestad, G. en T. Hamada (1993), Ceiling Jets of Strong Fire Plumes, *Fire Safety Journal*, 21, pp. 69-82.

Heskestad, G. (2002), Fire Plumes, Flame Height, and Air Entrainment, in: DiNenno, P.J. et al. (eds), *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, Quincy: National Fire Protection Association, pp. 2-1 – 2-17.

Hinkley, P.L. (1986), Rates of 'Production' of Hot Gases in Roof Venting Experiments, *Fire Safety Journal*, 10, pp. 57-65.

ISO/DIS 16734 (2005) Draft international standard, *Fire Safety engineering – Requirements governing algebraic formulas – Fire plumes*, Geneva: ISO copyright office.

Jones, W.W., et al. (2005), *CFast – Consolidated Model of Fire Growth and Smoke Transport (Version 6) (Special Publication 1026)*, Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology.

Madrzykowski, D. en R.L. Vettori (1992), *A Sprinkler Fire Suppression Algorithm for the GSA Engineering Fire Assessment System (NISTIR 4833)*, Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology.

McCaffrey, B.J. (1983), Momentum Implications for Buoyant Diffusion Flames, *Combustion and Flame*, 52, pp. 149-167.

NEN 6068:2004 inclusief wijzigingsbladen A1:2005 en A2:2005, *Bepaling van de weerstand tegen branddoorslag en brandoverslag tussen ruimten*, Delft: Nederlands Normalisatie-instituut.

NEN 6093:1995 inclusief wijzigingsblad A1:2004, *Brandveiligheid van gebouwen - Beoordelingsmethode van rook- en warmteafvoerinstallaties*, Delft: Nederlands Normalisatie-instituut.

NIST GCR 05-875 (2004), *Research Investigation for Determination of Residential Sprinkler Performance*, Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology.

Oerle, N.J. van, E.W. Janse, P.H.E. van de Leur (1996a), *Richtlijn vultijdenmodel grote brandcompartimenten (TNO-rapport 96-CVB-R0330(1))*, Delft: TNO-Bouw.

Oerle, N.J. van, E.W. Janse, P.H.E. van de Leur (1996b), *Achtergronden vultijdenmodel grote brandcompartimenten (TNO-rapport 96-CVB-R0330(2))*, Delft: TNO-Bouw.

Rohr, K.D. en J.R. Hall, Jr. (2005), *U.S. Experience with Sprinklers and Other Fire Extinguishing Equipment*, Quincy: National Fire Protection Association.

SAVE (2001), *De bijdrage van Sprinklers binnen "Beheersbaarheid van Brand"*, Apeldoorn: Ingenieurs/adviesbureau SAVE.

Schifiliti, R.P., et al. (2002), Design of Detection Systems, in: DiNenno, P.J. et al. (eds), *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, Quincy: National Fire Protection Association, pp. 4-1 – 4-43.

Thomas, P.H. (1995), The Growth of Fire – Ignition to Full Involvement, in: Cox, G. (ed), *Combustion Fundamentals of Fire*, London: Academic Press Limited, pp. 273-328.

Walton, W.D. (2002), Zone Computer Fire Models for Enclosures, in: DiNenno, P.J. et al. (eds), *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, Quincy: National Fire Protection Association, pp. 3-189 – 3-193.

Zukoski, E.E. (1995), Properties of Fire Plumes, in: Cox, G. (ed), *Combustion Fundamentals of Fire*, London: Academic Press Limited, pp. 101-219.

Websites

http://en.wikipedia.org/wiki/Heat_detector

<http://www.nedcc.org/plam3/leaf32.htm>

Bijlage A Convectief transport via openingen

A.1 Inleiding

Indien zich in de scheidingsconstructies van een brandruimte openingen of mechanische ventilatievoorzieningen bevinden, kan luchtstroming van en naar de omgeving plaatsvinden. Deze luchtstromingen kunnen onder andere het gevolg zijn van natuurlijke convectie, gedwongen convectie of uitzetting van de lucht in de brandruimte als deze opgewarmd wordt. De openingen in de brandruimte kunnen verticale openingen in de gevels of horizontale openingen in de vloer of het dak van de brandruimte zijn.

In de onderstaande beschrijving van het submodel zullen eerst vergelijkingen behandeld worden voor een brandruimte met één gemengde zone (ná flashover). Voor deze situatie zullen vergelijkingen afgeleid worden voor de optredende massastromen³ door verticale openingen, horizontale openingen en mechanische ventilatievoorzieningen. Vervolgens zal een beschrijving gegeven worden voor brandruimten met twee zones (vóór flashover).

Bij dit submodel zijn de volgende aandachtspunten van toepassing:

- Openingen van de brandruimte en de luchtstroming door mechanische ventilatievoorzieningen kunnen tijdsafhankelijk en/of temperatuursafhankelijk zijn. Bijvoorbeeld door het breken van glas, rookluiken die na detectie van brand open gaan of mechanische ventilatievoorzieningen die in- of uitgeschakeld worden. Voor dit submodel dienen de op een bepaald moment aanwezige openingen of debieten van mechanische ventilatievoorzieningen als input gegeven te worden. Deze gegevens dienen dus als randvoorwaarden opgegeven te worden en kunnen afkomstig zijn uit het hoofdmodel (of een ander submodel).
- Het submodel is alleen toepasbaar voor rechthoekige openingen in verticale scheidingsconstructies (met de onder- en bovenzijde van iedere gevelopening evenwijdig aan een horizontaal vlak) en voor openingen van willekeurige vorm in horizontale scheidingsconstructies van een brandruimte.
- Voor brandruimten met openingen in slechts één scheidingsconstructie heeft wind geen invloed op de optredende luchtstromingen. Bij openingen in meer dan een scheidingsconstructie kan wind wel invloed hebben op de luchtstromingen. Deze invloed kan zowel een reductie als een vergroting van de luchtstromingen door een opening tot gevolg hebben en is erg afhankelijk van de geometrie van de brandruimte, de plaats en het aantal van de aanwezige openingen en de windrichting en -sterkte ten tijde van de brand. In dit submodel is de invloed van wind buiten beschouwing gelaten. Voor aanvullende literatuur over de invloed van wind, zie onder andere Cooper (2002).
- De energiestromen kunnen na bepaling van de diverse massastromen eenvoudig bepaald worden voor alle openingen en mechanische ventilatievoorzieningen uit de massastromen, de temperatuur van de massastromen en de warmtecapaciteit.

Voor de beschrijving van dit submodel is onder andere gebruik gemaakt van Cooper (2002), Emmons (2002) en Thomas (1995). Zie verder ook de literatuurverwijzingen in de tekst.

A.2 Massastromen in één zone-model (ná flashover)

Na flashover wordt de brandruimte als één, gemengde zone beschouwd, met een in de hele brandruimte uniforme temperatuur T en dichtheid ρ en een op macroscopische schaal uniforme druk p . Voor de optredende massastromen kan in deze situatie de volgende massabalans voor de zone opgesteld worden:

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_{V,in} + \dot{m}_{H,in} + \dot{m}_{F,in} + \dot{m}_{fi} - \dot{m}_{V,uit} - \dot{m}_{H,uit} - \dot{m}_{F,uit} \quad (\text{A.1})$$

waarin: \dot{m}_1 = totale massaverandering van de brandruimte (= 0 kg/s in stationaire situatie)

³ Voor het beschrijven van de stromingen door openingen en mechanische ventilatievoorzieningen wordt gebruik gemaakt van een massabalans. Het is dus beter om te spreken over massastromen.

- $\dot{m}_{V,in}$ = totale massastroom de brandruimte in door verticale openingen [kg/s]
 $\dot{m}_{H,in}$ = totale massastroom de brandruimte in door horizontale openingen [kg/s]
 $\dot{m}_{F,in}$ = totale massastroom de brandruimte in door mechanische ventilatievoorzieningen [kg/s]
 \dot{m}_{fi} = massastroom door pyrolyse [kg/s]
 $\dot{m}_{V,uit}$ = totale massastroom de brandruimte uit door verticale openingen [kg/s]
 $\dot{m}_{H,uit}$ = totale massastroom de brandruimte uit door horizontale openingen [kg/s]
 $\dot{m}_{F,uit}$ = totale massastroom de brandruimte uit door mechanische ventilatievoorzieningen [kg/s]

Alle termen zelf in deze massabalans worden positief gerekend.

De toe te passen vergelijkingen voor de ingaande en uitgaande stromingen door verticale en horizontale openingen en mechanische ventilatievoorzieningen zullen hieronder toegelicht worden. De massastroom door pyrolyse, dient als input voor dit submodel bekend te zijn. Hiervoor kan gebruik gemaakt worden van de in het submodel van de verbranding berekende massastroom door pyrolyse.

A.2.1 Massastromen door verticale openingen

De luchtstroming door verticale openingen is het gevolg van natuurlijke convectie en de uitzetting van de lucht in de brandruimte door opwarming van deze lucht (of inkrimping van de lucht door afkoeling).

Drukverschil

Bepalend voor de grootte en richting van de luchtstroming op een bepaalde hoogte z is het drukverschil, gegeven door:

$$\Delta p(z, t) = \Delta p_{nc}(z) + p_e(t) \quad (\text{A.2})$$

- waarin: $\Delta p(z, t)$ = drukverschil op hoogte $z = p_1(z, t) - p_2(z)$ [Pa]
 $\Delta p_{nc}(z)$ = drukverschil ten gevolge van natuurlijke convectie [Pa]
 p_e = druk ten gevolge van uitzetting [Pa]
 $p_1(z, t)$ = druk in de brandruimte op hoogte z en tijdstip t [Pa]
 $p_2(z)$ = druk buiten de brandruimte op hoogte z [Pa]
 z = hoogte boven vloerniveau [m]
 t = tijdstip [s]

Het drukverschil is dus een functie van de hoogte z vanwege de convectieve term en een functie van de tijd t vanwege de uitzetting. Beide termen zullen hieronder toegelicht worden.

Natuurlijke convectie ontstaat ten gevolge van een verschil in dichtheid van de lucht binnen en buiten de brandruimte. De luchtdruk binnen (p_1) en buiten (p_2) de brandruimte worden (bij uniforme temperatuur binnen) gegeven door:

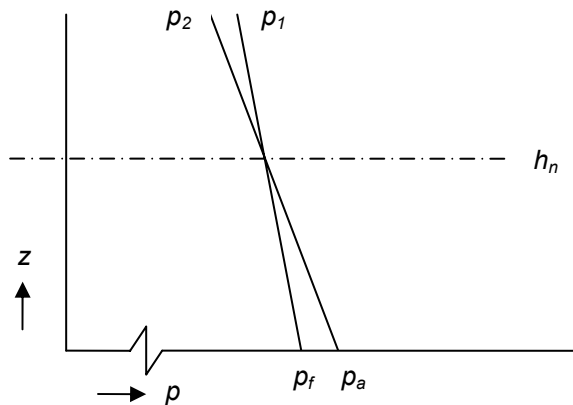
$$\text{binnen:} \quad p_1(z, t) = p_f - \rho_1 g z + p_e(t) \quad (\text{A.3})$$

$$\text{buiten} \quad p_2(z) = p_a - \rho_2 g z \quad (\text{A.4})$$

- waarin: p_f = luchtdruk ter hoogte van de vloer in de brandruimte [Pa]
 p_a = luchtdruk ter hoogte van de vloer buiten de brandruimte [Pa]
 ρ = dichtheid van de lucht [kg/m³]
 g = gravitatieconstante $\approx 9,81 \text{ m/s}^2$
 en subscript 1 en 2 staan voor binnen respectievelijk buiten de brandruimte

De tweede term in de vergelijkingen (A.3) en (A.4) is zeer klein in vergelijking tot de eerste term in deze vergelijkingen. Echter, voor de stromingen door de gevelopeningen door natuurlijke convectie

zijn juist deze termen van belang. De temperatuur in de brandruimte (T_1) is hoger dan de temperatuur van de buitenlucht (T_∞). Aangezien de dichtheid van de lucht omgekeerd evenredig is met de temperatuur, heeft de binnenlucht dus een kleinere dichtheid ρ_1 dan de buitenlucht (met $\rho_2 = \rho_\infty$). Dit heeft tot gevolg dat de druk in de brandruimte (p_1) minder snel afneemt met de hoogte dan de druk in de buitenlucht (p_2), waar de dichtheid ρ_∞ groter is. In figuur A.1 zijn het verloop van de druk binnen (p_1) en buiten (p_2) de brandruimte ten gevolge van alleen natuurlijke convectie als functie van de hoogte z geschetst.



Figuur A.1 Mogelijk verloop van de druk binnen (p_1) en buiten (p_2) de brandruimte ten gevolge van alleen natuurlijke convectie bij één gemengde zone

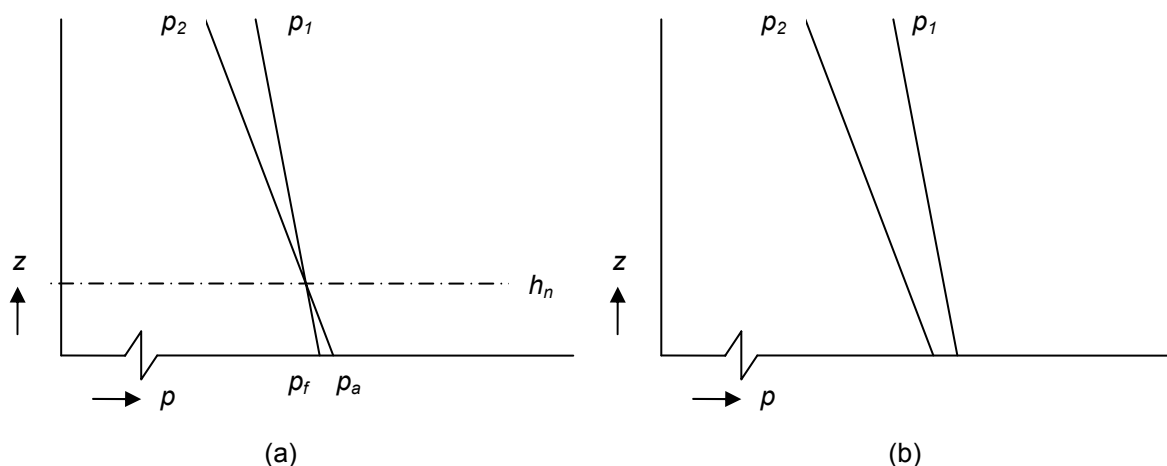
In een stationaire situatie (waarvoor geldt $p_e(t) = 0$) zal in de ruimte een *neutrale vlak* ontstaan (in figuur A.1 aangeduid met h_n). Boven dit neutrale vlak is de druk in de ruimte hoger dan de druk buiten en zal luchtstroming naar buiten optreden. Onder het neutrale vlak is de druk in de ruimte lager dan de druk buiten en zal luchtstroming naar binnen optreden. Ter hoogte van het neutrale vlak is het drukverschil gelijk aan nul. Het drukverschil door convectie wordt nu gegeven door:

$$\Delta p_{nc}(z) = (\rho_\infty - \rho_1)g(z - h_n) \tag{A.5}$$

waarin: $\rho_\infty = \rho_\infty =$ dichtheid van de omgevingslucht [kg/m^3]

In een stationaire situatie geeft vergelijking (A.5) het totale drukverschil op hoogte z .

De tijdsafhankelijke druk p_e door uitzetting kan het in figuur A.1 geschetste (en door vergelijking (A.5) beschreven) verloop van de druk p_1 in de ruimte beïnvloeden. De druk p_e is positief indien de temperatuur in de brandruimte stijgt. In dat geval kan het verloop van de drukken uit figuur A.1 als volgt geschetst worden (figuur A.2a).



Figuur A.2 Mogelijk verloop van de druk binnen (p_1) en buiten (p_2) de brandruimte ten gevolge van natuurlijke convectie en uitzetting bij één gemengde zone

Het kan zelfs voorkomen dat de druk door uitzetting zo groot is dat het totale drukverschil op elke hoogte in de brandruimte positief is en er in het geheel geen neutraal vlak meer aanwezig is (zie figuur A.2b). Indien de lucht in de brandruimte afkoelt zal de druk p_e negatief zijn, waardoor de druk p_1 lager wordt, er meer lucht instroomt en het neutrale vlak hoger komt te liggen (of ook weer helemaal verdwijnt). De druk door uitzetting moet voor elk tijdstip in het hoofdmodel bepaald worden en als input voor het model voor luchtstroming gegeven worden.

Het totale drukverschil op hoogte z wordt voor een niet-stationaire situatie gegeven door:

$$\Delta p(z, t) = (\rho_\infty - \rho_1)g(z - h_s) + p_e(t) \quad (\text{A.6})$$

h_s is in deze vergelijking een hulpfactor (eenheid: [m]) als gevolg van de verschuiving van het snijpunt van de drukken binnen en buiten door de term $p_e(t)$. Voor stationaire situaties met $p_e(t) = 0$ is h_s gelijk aan h_n (en volgt vgl. (A.5)). De hulpfactor h_s moet met de hieronder beschreven vergelijkingen voor de massastromen door gevelopeningen en de massabalans (vgl. (A.1)) berekend worden.

Massastromen

Uit het drukverschil op een de hoogte z kan de snelheid van de in- of uitgaande luchtstroom door een gevelopening op die hoogte bepaald worden met behulp van de Wet van Bernoulli:

$$\text{uitgaande stroming (boven neutraal vlak): } V_{V,uit}(z, t) = \left(\frac{2\Delta p(z, t)}{\rho_1} \right)^{1/2} \quad (\text{A.7})$$

$$\text{ingående stroming (onder neutraal vlak): } V_{V,in}(z, t) = \left(\frac{2|\Delta p(z, t)|}{\rho_\infty} \right)^{1/2} \quad (\text{A.8})$$

waarin: $V_{V,uit}$ = snelheid uitgaande stroming door op hoogte z [m/s]
 $V_{V,in}$ = snelheid ingaande stroming op hoogte z [m/s]

Deze vergelijkingen voor de snelheid kunnen omgerekend worden naar massastromen. Voor de uitgaande massastroom (dus boven het neutrale vlak) door gevelopening i op een hoogte z boven de vloer geldt:

$$\dot{m}_{V,uit,i}(z, t) = w_i C_{d,i} (2\rho_1 \Delta p(z, t))^{1/2} dz \quad (\text{A.9})$$

waarin: w_i = breedte van opening i op hoogte z [m]
 $C_{d,i}$ = stromingscoëfficiënt voor opening i [-]

Ofwel, met vergelijking (A.6) voor het drukverschil:

$$\dot{m}_{V,uit,i}(z, t) = w_i C_{d,i} (2\rho_1 [(\rho_\infty - \rho_1)g(z - h_s) + p_e(t)])^{1/2} dz \quad (\text{A.9a})$$

De ingaande massastroom (onder het neutrale vlak) door gevelopening i op een hoogte z boven de vloer wordt gegeven door:

$$\dot{m}_{V,in,i}(z, t) = w_i C_{d,i} (2\rho_\infty |(\rho_\infty - \rho_1)g(z - h_s) + p_e(t)|)^{1/2} dz \quad (\text{A.10})$$

De totale uitgaande massastroom uit de brandruimte volgt uit integratie van vergelijking (A.9) voor elke opening (of gedeelte van een opening) *boven* het neutrale vlak en vervolgens sommatie over al deze openingen (zie ook figuur A.3):

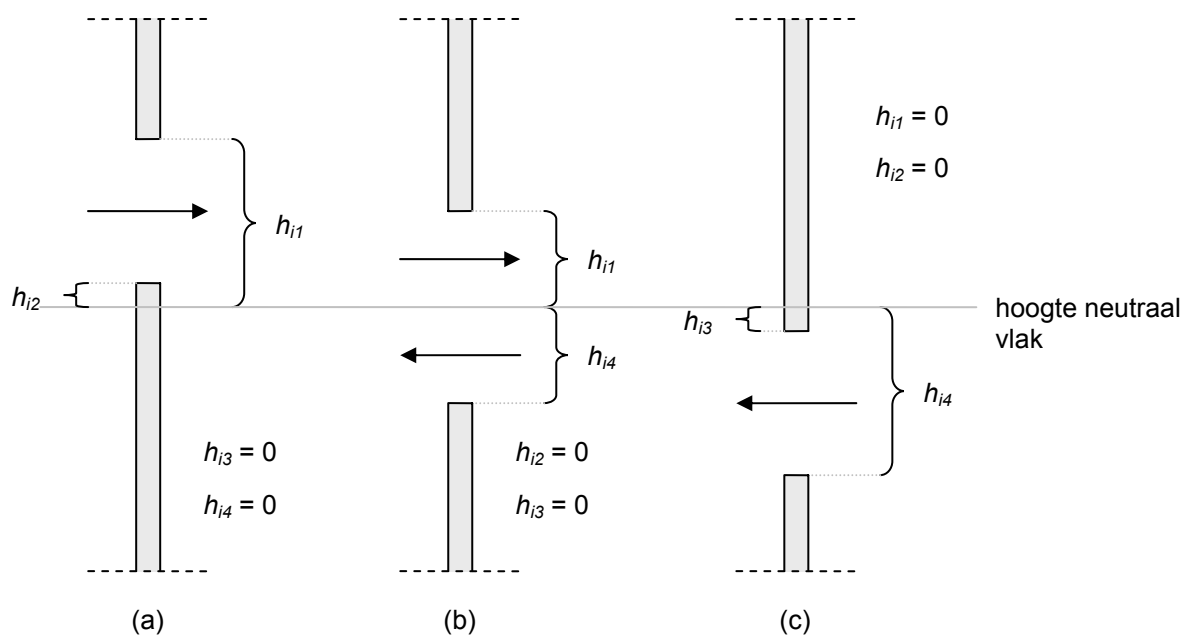
$$\dot{m}_{V,uit} = \sum_{i=1}^n w_i C_{d,i} \int_{h_{o2}}^{h_{i1}} (2\rho_1 [(\rho_\infty - \rho_1)g(z - h_s) + p_e(t)])^{1/2} dz \quad (A.11)$$

waarin: h_{i1} = afstand tussen bovenzijde opening i en het neutrale vlak [m]
 h_{i2} $\left\{ \begin{array}{l} \text{indien onderzijde opening } i \text{ boven het neutrale vlak ligt:} \\ \quad = \text{afstand tussen onderzijde opening } i \text{ en het neutrale vlak [m]} \\ \text{anders:} \\ \quad = 0 \text{ m} \end{array} \right.$
 w_i = breedte opening i [m]

De ingaande massastroom volgt uit integratie van vergelijking (A.10) voor elke opening (of gedeelte van een opening) onder het neutrale vlak en vervolgens sommatie over al deze openingen (zie ook figuur A.3):

$$\dot{m}_{V,in} = - \sum_{i=1}^n C_{d,i} \int_{h_{i4}}^{h_{i3}} w_i (2\rho_\infty |(\rho_\infty - \rho_1)g(z - h_s) + p_e(t)|)^{1/2} dz \quad (A.12)$$

waarin: h_{i3} $\left\{ \begin{array}{l} \text{indien bovenzijde opening } i \text{ onder het neutrale vlak ligt:} \\ \quad = \text{afstand tussen bovenzijde opening } i \text{ en het neutrale vlak [m]} \\ \text{anders:} \\ \quad = 0 \text{ m} \end{array} \right.$
 h_{i4} = afstand tussen onderzijde opening i en het neutrale vlak [m]



Figuur A.3 Mogelijke situaties voor luchtstroming en parameterwaarden in brandruimte met één, gemengde zone, voor een gevelopening geheel boven het neutrale vlak (a), een gevelopening met bovenzijde boven en onderzijde onder het neutrale vlak (b) en een gevelopening onder het neutrale vlak (c)

De waarde van de stromingscoëfficiënt C_d is afhankelijk van de verhouding van de afmetingen van de opening tot de afmetingen van de scheidingsconstructie waarin de opening zich bevindt. Indien de opening dezelfde grootte heeft als de totale scheidingsconstructie (bijvoorbeeld volledige glaspui) geldt $C_d = 1,0$ (Cooper, 2002). In het algemeen kan voor verticale openingen de waarde 0,60 aangehouden worden (Emmons, 2002, pp. 2-34).

De verschillende massastromen en de hulpfactor h_s zullen met de massabalans (vgl. (A.1)) bepaald moeten worden. Voor stationaire situaties is de druk p_e gelijk aan nul en zijn de integralen uit de vergelijkingen eenvoudig analytisch op te lossen. Deze uitwerking is opgenomen in §A.4.1.

A.2.2 Massastromen door horizontale openingen

De beschrijving van de massastromen door horizontale openingen wordt gesplitst in een behandeling van openingen in het dak en openingen in de vloer.

Voor de totale ingaande respectievelijk uitgaande massastromen door horizontale openingen geldt:

$$\dot{m}_{H,uit} = \dot{m}_{H,c,uit} + \dot{m}_{H,f,uit} \quad (\text{A.13})$$

$$\dot{m}_{H,in} = \dot{m}_{H,c,in} + \dot{m}_{H,f,in} \quad (\text{A.14})$$

waarin: $\dot{m}_{H,c,uit}$ = totale uitgaande massastroom door dakopeningen [kg/s]

$\dot{m}_{H,f,uit}$ = totale uitgaande massastroom door vloeropeningen [kg/s]

$\dot{m}_{H,c,in}$ = totale ingaande massastroom door dakopeningen [kg/s]

$\dot{m}_{H,f,in}$ = totale ingaande massastroom door vloeropeningen [kg/s]

A.2.2.1 Massastromen door openingen in het dak

De beschrijving van de massastromen door dakopeningen is afhankelijk van het drukverschil ter hoogte van het dak.

Dit heeft te maken met het feit dat de rook in de hete zone met lage dichtheid en de relatief koude omgevingslucht met een hogere dichtheid boven de brandruimte een hydrodynamisch instabiel evenwicht vormen (vergelijkbaar met een zware vloeistof bovenop een lichtere vloeistof) (Cooper, 1995). Indien de druk van binnen naar buiten voldoende groot is zal de luchtstroming in één richting plaatsvinden (van binnen naar buiten). Indien deze druk niet groot genoeg is, moet de opwaartse kracht van de rook (buoyancy) ook in de beschouwing betrokken worden. De lichtere rook zal ten opzichte van de zwaardere omgevingslucht op willen stijgen. Er zullen nu gelijktijdig massastromen van binnen naar buiten (van beneden naar boven) en van buiten naar binnen (van boven naar beneden) optreden⁴.

Net als bij verticale gevelopeningen wordt de druk ter hoogte van het dak bepaald door natuurlijke convectie en uitzetting van de lucht door opwarming (of inkrimping door afkoeling). De beschrijving in deze paragraaf van de stromingen door dakopeningen is beperkt tot de situaties waarin de druk door uitzetting verwaarloosbaar is ten opzicht van de druk ten gevolge natuurlijke convectie ter hoogte van het dak (stationaire en vrijwel stationaire situaties). Voor een volledige beschrijving van ook niet-stationaire situaties, zie L.Y. Cooper (1995, 1996, 1997).

Cooper (1995) heeft een vergelijking afgeleid voor het minimale drukverschil over een horizontale opening i in het dak waarbij de massastroom in één richting (van binnen naar buiten) verloopt (geldig voor stationaire situaties):

$$\Delta p_{FLOOD,i} = 0,97 \left(1 + \frac{\varepsilon}{2} \right) g \rho_{\infty} \left(1 - \frac{T_{\infty}}{T_1} \right) D_{H,c,i} e^{(1,1\varepsilon)} \quad (\text{A.15})$$

met:

$$\varepsilon = \frac{1 - T_{\infty}/T_1}{1 + T_{\infty}/T_1}$$

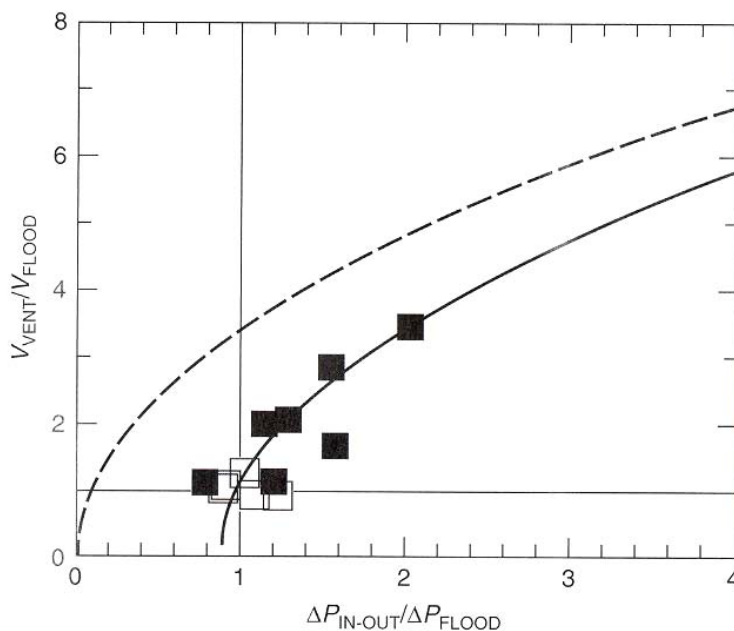
$$D_{H,c,i} = (4A_{H,c,i}/\pi)^{1/2}$$

⁴ Vergelijk een volle fles zonder dop die ondersteboven leeg loopt.

waarin: $\Delta p_{FLOOD,i}$ = minimaal drukverschil over dakopening i voor stroming in één richting [Pa]
 $D_{H,c,i}$ = equivalente diameter van dakopening i [m]
 $A_{H,c,i}$ = oppervlakte van dakopening i [m²]

Uitgaande van alleen natuurlijke convectie kan een voldoende groot positief drukverschil ter hoogte van het dak kan gerealiseerd worden met voldoende gevel- en/of vloeropeningen (op een laag niveau). Deze openingen zorgen er voor dat het drukverschil ter hoogte van de gevel-/vloeropeningen relatief klein is. De hogere temperatuur (en dus lagere dichtheid) in de brandruimte in vergelijking tot de omgevingstemperatuur leidt er vervolgens toe dat er ter hoogte van het dak een groter drukverschil tussen binnen en buiten is, dan dat aanwezig is ter plaatse van de gevel-/vloeropeningen. Bij voldoende gevel-/vloeropeningen zal de massastroom door de dakopening volledig van binnen naar buiten gericht zijn en kan deze stroming beschreven worden op basis van de theorie van natuurlijke convectie (Cooper, 2002, pp. 3-223).

Wanneer het drukverschil voor dakopening i precies gelijk is aan Δp_{FLOOD} vindt de stroming weliswaar in één richting plaats, maar de invloed van de opwaartse kracht van de rook heeft bij deze druk nog wel een aanzienlijke invloed op de snelheid van de massastroom. Figuur A.4 geeft de snelheid (gegeven als de verhouding V_{VENT}/V_{FLOOD}) uitgezet tegen het drukverschil ter plaatse van het dak (gegeven als de verhouding $\Delta p_{IN-OUT}/\Delta p_{FLOOD}$) indien alleen rekening gehouden wordt met natuurlijke convectie en indien zowel natuurlijke convectie als de opwaartse kracht in rekening gebracht worden (beide in stationaire situatie). Hierin zijn V_{VENT} en V_{FLOOD} de snelheid door de dakopening bij Δp_{IN-OUT} respectievelijk Δp_{FLOOD} , en is Δp_{IN-OUT} het drukverschil ter hoogte van het dak (in dit rapport wordt het drukverschil ter hoogte van het dak aangeduid met Δp_c).



Figuur A.4 Snelheid in dakopening als functie van het drukverschil bij alleen natuurlijke convectie (- - -) en gecombineerd effect natuurlijke convectie en opwaartse kracht (—), stationaire situatie (bron: Cooper, 2002)

Uit deze figuur blijkt dat er voor drukverschillen net groter dan Δp_{FLOOD} grote verschillen zijn in de berekende snelheid wanneer naast natuurlijke convectie wel of niet met de opwaartse kracht rekening gehouden wordt. Wanneer het drukverschil veel groter wordt dan Δp_{FLOOD} verdwijnt het verschil in de berekende snelheden uiteindelijk (bij een drukverschil ter hoogte van het dak van meer dan $5 \Delta p_{FLOOD}$ bedraagt het verschil in de berekende snelheden minder dan 10%).

Om voor drukverschillen net groter dan Δp_{FLOOD} toch op basis van alleen natuurlijke convectie te kunnen rekenen moet gecorrigeerd worden voor dit verschil in berekende snelheid (massastroom). Dit is mogelijk door het vervangen van de oppervlakte van elke dakopeningen door een effectieve oppervlakte (Thomas, 1963, in: Cooper, 2002):

$$A_{eff,H,c,i} = A_{H,c,i} \left[1 + \left(\frac{A_{H,c,tot}}{A_{V,tot} + A_{H,f,tot}} \right)^2 \left(\frac{T_\infty}{T_1} \right) \right]^{-1/2} \quad (A.16)$$

waarin: $A_{eff,H,c,i}$ = effectieve oppervlakte van dakopening i [m²]
 $A_{H,c,tot}$ = totale oppervlakte dakopeningen [m²]
 $A_{V,tot}$ = totale oppervlakte gevelopeningen [m²]
 $A_{H,f,tot}$ = totale oppervlakte vloeropeningen [m²]

Het verkleinen van de oppervlakte van dakopeningen tot een effectieve oppervlakte is fysisch gezien ook logisch: de situatie waarin het drukverschil over dakopeningen te klein wordt om alleen met natuurlijke convectie te kunnen rekenen treedt op wanneer er niet genoeg openingen voor toevoer van omgevingslucht zijn. Met andere woorden: de dakopeningen zijn naar verhouding te groot en zullen niet 100% effectief zijn. Deze lagere effectiviteit wordt in rekening gebracht door een reductie op de oppervlakte van elke dakopening.

Voor een kleine verhouding van de dakopeningen ten opzichte van gevel-/vloeropeningen en/of een groot temperatuurverschil tussen binnen en buiten gaat het tweede deel tussen de haken in vergelijking (A.16) naar nul; de effectieve oppervlakte is dan dus gelijk aan de werkelijke oppervlakte. Voor het berekenen van de massastromen kan dus altijd gerekend worden met de effectieve oppervlakte van dakopeningen (N.B.: in vergelijking (A.15) moet wel gerekend worden met de werkelijke oppervlakte van een dakopening).

Bij de beschrijving hieronder zal er van uit gegaan worden dat het drukverschil ter hoogte van het dak (voor elke dakopening) groter is dan Δp_{FLOOD} ⁵. Over het algemeen wordt dit drukverschil gerealiseerd indien de oppervlakte aan gevel-/vloeropeningen 1,5 tot 2 maal zo groot is als de oppervlakte aan dakopeningen (Cooper, 2002, pp. 3-225). Voor situaties waarin het drukverschil voor minimaal één van de dakopeningen kleiner is dan Δp_{FLOOD} , wordt verwezen naar de berekeningsmethode beschreven in verschillende publicaties van L.Y. Cooper (1995, 1996, 1997).

Massastromen door dakopeningen voor stationaire situatie en $\Delta p_c > \Delta p_{FLOOD}$ voor alle dakopeningen
 Indien $\Delta p_c > \Delta p_{FLOOD}$ en de druk ten gevolge van uitzetting verwaarloosbaar is kan de stroming beschreven worden op basis van alleen natuurlijke convectie en wordt de uitgaande massastroom door dakopening i gegeven door:

$$\dot{m}_{H,c,uit,i} = C_{d,i} A_{eff,H,c,i} (2\rho_1 \Delta p_c)^{1/2} \quad (A.17)$$

waarin: $\dot{m}_{H,c,uit,i}$ = uitgaande massastroom door dakopening i [kg/s]
 Δp_c = drukverschil van binnen naar buiten ter hoogte van het dak [Pa]

Het drukverschil van binnen naar buiten ter hoogte van het dak volgt eenvoudig uit:

$$\Delta p_c = p_1 - p_2 = (\rho_\infty - \rho_1) g (h_c - h_n) \quad (A.18)$$

waarin: h_c = hoogte dak boven vloer [m]

Met de verhouding van ρ en T volgens de ideale gaswet:

$$\rho_i = \frac{353}{T_i} \quad (A.19)$$

en de vergelijkingen (A.16), (A.17) en (A.18) volgt voor de massastroom door dakopening i :

⁵ Naast de al eerder gedane aanname van het verwaarlozen van de druk ten gevolge van uitzetting van de lucht in de ruimte ten opzicht van de druk ten gevolge van natuurlijke convectie.

$$\begin{aligned}
\dot{m}_{H,c,uit,i} &= C_{d,i} A_{eff,H,c,i} (2\rho_1(\rho_\infty - \rho_1)g(h_c - h_n))^{1/2} = \\
&= 353C_{d,i} A_{eff,H,c,i} \left(2 \left(\frac{T_1 - T_\infty}{T_1^2 T_\infty} \right) g(h_c - h_n) \right)^{1/2} = \\
&= 353C_{d,i} A_{H,c,i} \left[1 + \left(\frac{A_{H,c,tot}}{A_{V,tot} + A_{H,f,tot}} \right)^2 \left(\frac{T_\infty}{T_1} \right) \right]^{-1/2} \left(\frac{2g(h_c - h_n)(T_1 - T_\infty)}{T_1^2 T_\infty} \right)^{1/2} = \\
&= 353C_{d,i} A_{H,c,i} \left(\frac{2g(h_c - h_n)(T_1 - T_\infty)}{T_1^2 T_\infty + \left(\frac{A_{H,c,tot}}{A_{V,tot} + A_{H,f,tot}} \right)^2 T_1 T_\infty^2} \right)^{1/2} \quad (A.20)
\end{aligned}$$

De totale massastroom door dakopeningen volgt uit sommatie over alle dakopeningen:

$$\dot{m}_{H,c,uit} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{H,c,uit,i} \quad (A.21)$$

In een stationaire situatie is er geen ingaande massastroom door het dak en geldt dus $\dot{m}_{H,c,in} = 0$ kg/s. Voor de stromingscoëfficiënt $C_{d,i}$ kan voor dakopeningen over het algemeen ook de waarde 0,60 aangehouden worden.

A.2.2.2 Massastromen door openingen in de vloer

Het hierboven bij dakopeningen beschreven effect van opwaartse kracht (buoyancy) door dichtheidsverschillen is bij vloeropeningen niet aanwezig. Bij openingen in de vloer bevindt de koude omgevingslucht (met grotere dichtheid) zich namelijk onder de hete lucht in de brandruimte (met kleinere dichtheid); deze configuratie vormt een stabiel evenwicht (Cooper, 1997). De stroming door openingen in de vloer wordt derhalve alleen bepaald door drukverschillen en kan dus beschreven worden op basis van de vergelijkingen geldend voor natuurlijke convectie en uitzetting door opwarming.

Het drukverschil ter hoogte van de vloer (van *binnen* naar *buiten*) op basis van natuurlijke convectie en uitzetting volgt uit vergelijking (A.6) met $z = 0$:

$$\Delta p_f = -(\rho_\infty - \rho_1)gh_s + p_e(t) \quad (A.22)$$

Voor stationaire situaties waarvoor $h_s = h_n$ en $p_e(t) = 0$ is dit drukverschil negatief en zal dus een massastroom naar binnen ontstaan. Wanneer de druk door uitzetting groter wordt dan het drukverschil door natuurlijke convectie zal een massastroom naar buiten ontstaan.

Wanneer $\Delta p < 0$ treedt er een ingaande massastroom op. Deze wordt voor vloeropening i gegeven door:

$$\begin{aligned}
\dot{m}_{H,f,in,i} &= C_{d,i} A_{H,f,i} (2\rho_\infty |\Delta p_f|)^{1/2} = \\
&= C_{d,i} A_{H,f,i} (2\rho_\infty |-(\rho_\infty - \rho_1)gh_s + p_e(t)|)^{1/2} \quad (A.23)
\end{aligned}$$

waarin: $\dot{m}_{H,f,in,i}$ = ingaande massastroom door vloeropening i [kg/s]

$A_{H,f,i}$ = oppervlakte van vloeropening i [m²]

Δp_f = drukverschil van binnen naar buiten ter hoogte van de vloer [Pa]

Wanneer $\Delta p > 0$ treedt er een uitgaande massastroom op. Deze wordt voor vloeropening i gegeven door:

$$\begin{aligned}\dot{m}_{H,f,uit,i} &= C_{d,i} A_{H,f,i} \left(2\rho_1 |\Delta p_f| \right)^{1/2} = \\ &= C_{d,i} A_{H,f,i} \left(2\rho_1 [-(\rho_\infty - \rho_1) g h_s + p_e(t)] \right)^{1/2}\end{aligned}\quad (\text{A.24})$$

waarin: $\dot{m}_{H,f,uit,i}$ = uitgaande massastroom door vloeropening i [kg/s]

De totale massastroom door vloeropeningen volgt uit sommatie over alle vloeropeningen:

$$\text{indien } \Delta p < 0 \quad \dot{m}_{H,f,in} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{H,f,in,i} \quad (\text{A.25a})$$

$$\dot{m}_{H,f,uit} = 0 \quad (\text{A.25b})$$

$$\text{of indien } \Delta p > 0 \quad \dot{m}_{H,f,in} = 0 \quad (\text{A.26a})$$

$$\dot{m}_{H,f,uit} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{H,f,uit,i} \quad (\text{A.26b})$$

Voor de stromingscoëfficiënt C_d voor vloeropeningen kan over het algemeen weer de waarde 0,60 aangehouden worden.

A.2.3 Massastromen door mechanische ventilatievoorzieningen

Om de massastromen door mechanische ventilatievoorzieningen te bepalen, moeten per voorziening het volumedebiet \dot{V} en de stromingsrichting (in of uit de brandruimte) gespecificeerd worden door de gebruiker.

De uitgaande massastroom door mechanische ventilatievoorziening j volgt uit (met gebruikmaking van de ideale gaswet):

$$\dot{m}_{F,uit,j} = \rho_1 \dot{V}_{F,uit,j} = \frac{353 \dot{V}_{F,uit,j}}{T_1} \quad (\text{A.27})$$

waarin: $\dot{m}_{F,uit,j}$ = uitgaande massastroom door mechanische ventilatievoorziening j [kg/s]

$\dot{V}_{F,uit,j}$ = uitgaande volumedebiet door mechanische ventilatievoorziening j [m³/s]

De totale uitgaande massastroom door mechanische ventilatievoorzieningen volgt door sommatie van alle mechanische ventilatievoorzieningen waardoor lucht afgevoerd wordt uit de brandruimte:

$$\dot{m}_{F,uit} = \sum_{j=1}^n \dot{m}_{F,uit,j} \quad (\text{A.28})$$

De ingaande massastroom door mechanische ventilatievoorziening i volgt (met gebruikmaking van de ideale gaswet) uit:

$$\dot{m}_{F,in,i} = \rho_{\infty} \dot{V}_{F,in,i} = \frac{353 \dot{V}_{F,in,i}}{T_{\infty}} \quad (\text{A.29})$$

waarin: $\dot{m}_{F,in,i}$ = ingaande massastroom door mechanische ventilatievoorziening i [kg/s]

$\dot{V}_{F,in,i}$ = ingaande volumedebiet door mechanische ventilatievoorziening i [m³/s]

De totale ingaande massastroom door mechanische ventilatievoorzieningen volgt door sommatie van alle mechanische ventilatievoorzieningen waardoor lucht toegevoerd wordt aan de brandruimte:

$$\dot{m}_{F,in} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{F,in,i} \quad (\text{A.30})$$

A.3 Massastromen in twee zone-model (vóór flashover)

Tot aan het tijdstip van flashover zullen in de brandruimte twee zones aanwezig zijn. Bovenin de brandruimte bevindt zich een hete zone (hierna aangeduid met het subscript U van "Upper"); onderin de ruimte een relatief koude zone (hierna aangeduid met het subscript L van "Lower"). De onderkant van de hete zone bevindt zich op een hoogte h_i (I van "Interface") boven de vloer van de brandruimte. Binnen beide zones worden de temperatuur T en de dichtheid ρ uniform verondersteld. Macroscopisch gezien heeft de gehele brandruimte dezelfde druk p .

Voor de massastromen door de verticale en horizontale openingen en de ventilatievoorzieningen kunnen in deze situatie de volgende massabalansen opgesteld worden:

$$\text{hete zone:} \quad \dot{m}_U = \dot{m}_{U,H,in} + \dot{m}_{U,F,in} + \dot{m}_p + \dot{m}_{fi} - \dot{m}_{U,V,uit} - \dot{m}_{U,H,uit} - \dot{m}_{U,F,uit} \quad (\text{A.31})$$

$$\text{koude zone:} \quad \dot{m}_L = \dot{m}_{U,V,in} + \dot{m}_{L,V,in} + \dot{m}_{L,H,in} + \dot{m}_{L,F,in} - \dot{m}_{L,V,uit} - \dot{m}_{L,H,uit} - \dot{m}_{L,F,uit} - \dot{m}_p \quad (\text{A.32})$$

waarin: \dot{m}_U = totale massaverandering van de hete zone (= 0 kg/s in stationaire situatie)

$\dot{m}_{U,H,in}$ = totale massastroom de hete zone in door horizontale openingen [kg/s]

$\dot{m}_{U,F,in}$ = totale massastroom de hete zone in door mechanische ventilatievoorzieningen [kg/s]

\dot{m}_p = massastroom de hete zone in vanuit de rookpluim [kg/s]

\dot{m}_{fi} = massastroom door pyrolyse [kg/s]

$\dot{m}_{U,V,uit}$ = totale massastroom de hete zone uit door verticale openingen [kg/s]

$\dot{m}_{U,H,uit}$ = totale massastroom de hete zone uit door horizontale openingen [kg/s]

$\dot{m}_{U,F,uit}$ = totale massastroom de hete zone uit door mechanische ventilatievoorzieningen [kg/s]

\dot{m}_L = totale massaverandering van de koude zone (= 0 kg/s in stationaire situatie)

$\dot{m}_{U,V,in}$ = totale massastroom de koude zone in (boven het neutrale vlak) door verticale openingen [kg/s]

$\dot{m}_{L,V,in}$ = totale massastroom de koude zone in door verticale openingen [kg/s]

$\dot{m}_{L,H,in}$ = totale massastroom de koude zone in door horizontale openingen [kg/s]

$\dot{m}_{L,F,in}$ = totale massastroom de koude zone in door mechanische ventilatievoorzieningen [kg/s]

- $m_{L,V,uit}$ = totale massastroom de koude zone uit door verticale openingen [kg/s]
 $\dot{m}_{L,H,uit}$ = totale massastroom de koude zone uit door horizontale openingen [kg/s]
 $\dot{m}_{L,F,uit}$ = totale massastroom de koude zone uit door mechanische ventilatievoorzieningen [kg/s]
 \dot{m}_p = massastroom de koude zone uit d.m.v. de rookpluim [kg/s]

De toe te passen vergelijkingen voor de ingaande en uitgaande stromingen door openingen en mechanische ventilatievoorzieningen zullen hieronder toegelicht worden. De massastroom in de rookpluim ter hoogte van het interface tussen de koude en de hete zone en de massastroom door pyrolyse dienen als input voor dit submodel bekend te zijn. Hiervoor kan gebruik gemaakt worden van de massastromen die berekend zijn in respectievelijk het submodel van de rookpluim en het submodel van de verbranding.

A.3.1 Massastromen door verticale openingen

Het drukverschil wordt ook in de twee zone situatie gegeven door vergelijking (A.2):

$$\Delta p(z, t) = \Delta p_{nc}(z) + p_e(t) \quad (\text{A.2})$$

De druk door uitzetting dient weer uit het hoofdmodel bekend te zijn. Daarnaast wijkt de beschrijving van de natuurlijke convectie voor de twee zone situatie af van de één zone situatie.

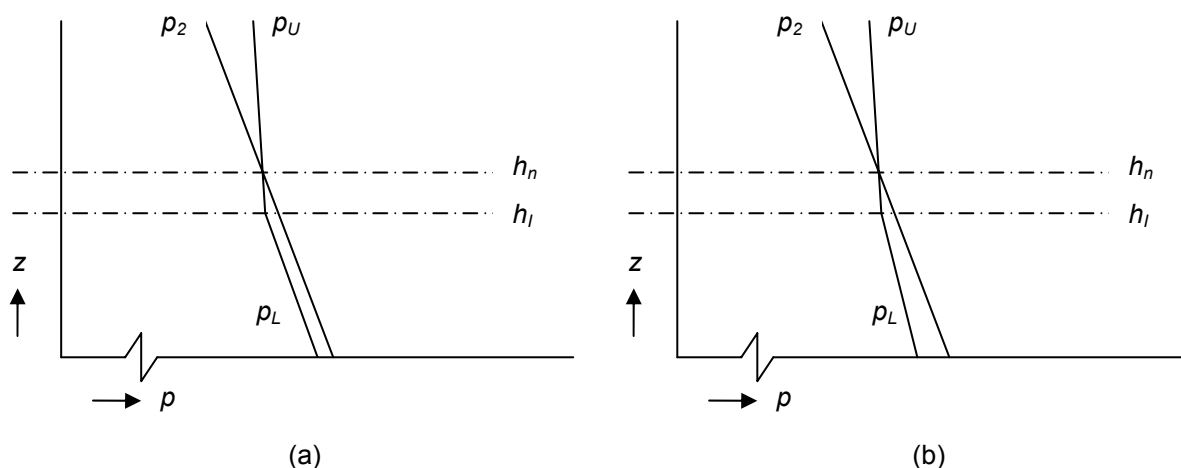
Kwalitatief kan het verloop van de luchtdrukken binnen en buiten de brandruimte ten gevolge van alleen natuurlijke convectie in de situatie met twee zones als volgt beschreven worden:

Buiten heerst een constante omgevingstemperatuur $T_2 (= T_\infty)$. De luchtdruk p_2 zal buiten dus lineair afnemen met de hoogte volgens vergelijking (A.4) (zie figuur A.5).

Binnen in de brandruimte in de hete zone boven het neutrale vlak is de temperatuur hoger dan buiten en zal de druk, p_U , minder snel afnemen met de hoogte dan buiten. Hierdoor zal ter hoogte van de hete zone een positief drukverschil van binnen naar buiten ontstaan en, als gevolg daarvan, een massastroom naar buiten. Het drukverschil tussen de hete zone binnen en de omgeving buiten neemt toe met de hoogte.

In de koude zone onder in de brandruimte is de temperatuur (T_L) in de beginfase van de brand gelijk aan de omgevingstemperatuur (T_∞); de luchtdrukken binnen en buiten de brandruimte nemen dan dus evenveel af met de hoogte. Wel moet de druk p_L in de koude zone in de brandruimte iets lager zijn dan de druk buiten; het kan immers niet zo zijn dat in de hete zone wel een massastroom naar buiten bestaat, maar er geen massastroom naar binnen is. Ter hoogte van het *interface* (onderkant hete zone) gaat de druk p_L over in de druk p_U . Voor de beginfase van de brand verlopen de druk binnen en buiten de brandruimte dus kwalitatief zoals weergegeven in figuur A.5a (zie ook Thomas, 1995, pp. 305).

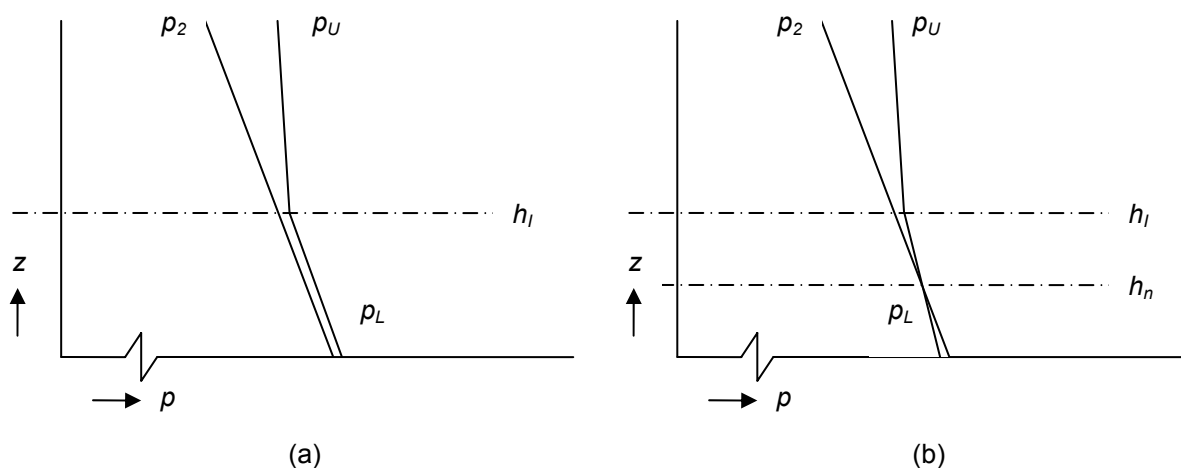
Naarmate de brand zich verder ontwikkelt zal de temperatuur van de koude zone door straling vanaf de vlammen en de hete rooklaag hoger worden dan de omgevingstemperatuur. Het drukverschil tussen de koude zone en buiten loopt in dat geval op met de afstand tot het interface. Figuur A.5b geeft kwalitatief het drukverloop wanneer de temperatuur van de koude zone hoger is dan de omgevingstemperatuur.



Figuur A.5 Mogelijk verloop van de druk op basis van natuurlijke convectie binnen de brandruimte in de hete zone (ρ_U) en de koude zone (ρ_L) en buiten de brandruimte (ρ_2) bij twee zones, in de beginfase van de brand wanneer $T_L = T_\infty$ (a), en daarna wanneer $T_L > T_\infty$ (b).

In figuur A.5 geeft h_I de hoogte van het interface aan. Uit deze figuur blijkt dat het neutrale vlak h_n (waar het drukverschil tussen binnen en buiten gelijk aan nul is) net boven de hoogte van het interface ligt⁶.

Ook in de twee zone situatie kan het verloop van de druk binnen beïnvloed worden door de druk door uitzetting. Wanneer de temperatuur in de ruimte stijgt is de druk door uitzetting positief. Figuur A.6 geeft een voorbeeld van het gecombineerde effect van natuurlijke convectie en de druk door uitzetting.



Figuur A.6 Mogelijk verloop van de druk op basis van natuurlijke convectie en uitzetting binnen de brandruimte in de hete zone (ρ_U) en de koude zone (ρ_L) en buiten de brandruimte (ρ_2) bij twee zones.

Zoals figuur A.6 laat zien kan het gebeuren dat het neutrale vlak onder het interface komt te liggen (figuur A.6b) of dat er helemaal geen neutraal vlak in de brandruimte aanwezig is (figuur A.6a).

De vergelijking voor het drukverschil op hoogte z is erg afhankelijk van de grootte van de druk door uitzetting en zal niet verder uitgewerkt worden.

⁶ Dit verklaart ook de term $\dot{m}_{U,V,in}$ in vgl. (A.32). Dit is een massastroom die de brandruimte binnen stroomt in de hete zone (dus boven het interface tussen de koude en hete zone), maar onder het neutrale vlak in de ruimte en daarom aan de koude zone wordt toegekend (zie ook figuur A.6).

Er kunnen nu vier verschillende massastromen optreden door gevelopeningen:

- Uitgaande massastroom boven het interface (dus boven het neutrale vlak vanuit de hete zone):

$$\dot{m}_{U,V,uit,j}(z,t) = w_j C_{d,j} (2\rho_U \Delta p(z,t))^{1/2} dz \quad (\text{A.33})$$

waarin: ρ_U = dichtheid van de lucht in hete zone [kg/m³]

De totale massastroom de hete zone uit volgt door integratie en sommatie over alle openingen (en delen van openingen) die boven het neutrale vlak en boven het interface liggen:

$$\dot{m}_{U,V,uit} = \sum_{j=1}^n w_j C_{d,j} \int (2\rho_U \Delta p(z,t))^{1/2} dz \quad (\text{A.34})$$

- Ingaande massastroom boven het interface (dus onder het neutrale vlak; zoals eerder toegelicht stroomt deze massastroom de koude zone in):

$$\dot{m}_{U,V,in,j}(z,t) = w_j C_{d,j} (2\rho_\infty |\Delta p(z,t)|)^{1/2} dz \quad (\text{A.35})$$

De totale massastroom de koude zone in 'via de hete zone' volgt door integratie en sommatie over alle openingen (en delen van openingen) die onder het neutrale vlak en boven het interface liggen:

$$\dot{m}_{U,V,in} = \sum_{j=1}^n w_j C_{d,j} \int (2\rho_\infty |\Delta p(z,t)|)^{1/2} dz \quad (\text{A.36})$$

- Uitgaande massastroom onder het interface (dus boven het neutrale vlak vanuit de koude zone):

$$\dot{m}_{L,V,uit,j}(z,t) = w_j C_{d,j} (2\rho_L \Delta p(z,t))^{1/2} dz \quad (\text{A.37})$$

waarin: ρ_L = dichtheid van de lucht in koude zone [kg/m³]

De totale massastroom de koude zone uit volgt door integratie en sommatie over alle openingen (en delen van openingen) die boven het neutrale vlak en onder het interface liggen:

$$\dot{m}_{L,V,uit} = \sum_{j=1}^n w_j C_{d,j} \int (2\rho_L \Delta p(z,t))^{1/2} dz \quad (\text{A.38})$$

- Ingaande massastroom onder het interface (dus onder het neutrale vlak de koude zone in):

$$\dot{m}_{L,V,in,j}(z,t) = w_j C_{d,j} (2\rho_\infty |\Delta p(z,t)|)^{1/2} dz \quad (\text{A.39})$$

De totale massastroom de koude zone onder het interface volgt door integratie en sommatie over alle openingen (en delen van openingen) die onder het neutrale vlak en onder het interface liggen:

$$\dot{m}_{L,V,in} = \sum_{j=1}^n w_j C_{d,j} \int (2\rho_\infty |\Delta p(z,t)|)^{1/2} dz \quad (\text{A.40})$$

Voor de stromingscoëfficiënt C_d kan in het algemeen weer de waarde 0,60 aangehouden worden (zie ook opmerking aan het eind van §A.2.1) De hoogte van het neutrale vlak en het interface zullen met de massabalansen (vgl. (A.31) en (A.32)) iteratief bepaald moeten worden.

Voor stationaire situaties is de druk p_e gelijk aan nul en is het drukverloop alleen gebaseerd op natuurlijke convectie (zoals geschetst in figuur A.5). De integralen uit de verschillende vergelijkingen voor de massastromen in deze paragraaf zijn dan relatief eenvoudig analytisch te bepalen. Deze uitwerking is opgenomen in §A.4.2.

A.3.2 Massastromen door horizontale openingen

De beschrijving van de massastromen door horizontale openingen wordt gesplitst in een beschrijving van de massastromen door dakopeningen en de massastromen door vloeropeningen.

A.3.2.1 Massastromen door openingen in het dak

Voor massastromen door dakopeningen in de twee zone-situatie geldt dezelfde beschrijving als voor de één zone-situatie. Hieronder wordt een korte beschrijving gegeven met voornamelijk de toe te passen vergelijkingen; voor een kwalitatieve beschouwing van de optredende effecten wordt verwezen naar §A.3.2.1.

Indien het drukverschil ter hoogte van het dak voor elke dakopening minimaal gelijk is aan Δp_{FLOOD} (voldoende gevel-/vloeropeningen) en de druk door uitzetting verwaarloosbaar is ten opzichte van het drukverschil door natuurlijke convectie (stationaire situaties), kan de stroming door dakopeningen beschreven worden op basis van alleen natuurlijke convectie waarbij voor de dakopeningen gerekend wordt met een effectieve oppervlakte. Hierbij wordt Δp_{FLOOD} gegeven door:

$$\Delta p_{FLOOD,i} = 0,97 \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) g \rho_{\infty} \left(1 - \frac{T_{\infty}}{T_U}\right) D_{H,c,i} e^{(1,1\varepsilon)} \quad (A.41)$$

met:

$$\varepsilon = \frac{1 - T_{\infty}/T_U}{1 + T_{\infty}/T_U}$$

$$D_{H,c,i} = (4 A_{H,c,i} / \pi)^{1/2}$$

en de effectieve oppervlakte van een dakopening door:

$$A_{eff,H,c,i} = A_{H,c,i} \left[1 + \left(\frac{A_{H,c,tot}}{A_{V,tot} + A_{H,f,tot}} \right)^2 \left(\frac{T_{\infty}}{T_U} \right) \right]^{-1/2} \quad (A.42)$$

Voor situaties waarin het drukverschil voor minimaal één van de dakopeningen kleiner is dan Δp_{FLOOD} en voor niet-stationaire situaties wordt verwezen naar de berekeningsmethode beschreven in verschillende publicaties van L.Y. Cooper (1995, 1996, 1997).

Massastromen door dakopeningen voor stationaire situatie en $\Delta p_c > \Delta p_{FLOOD}$ voor alle dakopeningen

Indien $\Delta p_c > \Delta p_{FLOOD}$ en de druk ten gevolge van uitzetting verwaarloosbaar is wordt de uitgaande massastroom door dakopening i gegeven door:

$$\dot{m}_{H,c,uit,i} = C_{d,i} A_{eff,H,c,i} (2 \rho_U \Delta p_c)^{1/2} \quad (A.43)$$

Voor het drukverschil van *binnen* naar *buiten* ter hoogte van het dak geldt:

$$\Delta p_c = p_1 - p_2 = (\rho_{\infty} - \rho_1) g (h_c - h_n) \quad (A.44)$$

waarmee voor de massastroom door dakopening i volgt:

$$\begin{aligned}
\dot{m}_{H,c,uit,i} &= C_{d,i} A_{eff,H,c,i} (2\rho_U (\rho_\infty - \rho_U) g(h_c - h_n))^{1/2} = \\
&= 353 C_{d,i} A_{eff,H,c,i} \left(2 \left(\frac{T_U - T_\infty}{T_U T_\infty} \right) g(h_c - h_n) \right)^{1/2} = \\
&= 353 C_{d,i} A_{H,c,i} \left[1 + \left(\frac{A_{H,c,tot}}{A_{V,tot} + A_{H,f,tot}} \right)^2 \left(\frac{T_\infty}{T_U} \right) \right]^{-1/2} \left(\frac{2g(h_c - h_n)(T_U - T_\infty)}{T_U T_\infty} \right)^{1/2} = \\
&= 353 C_{d,i} A_{H,c,i} \left(\frac{2g(h_c - h_n)(T_U - T_\infty)}{T_U T_\infty + \left(\frac{A_{H,c,tot}}{A_{V,tot} + A_{H,f,tot}} \right)^2 T_U T_\infty} \right)^{1/2} \quad (A.45)
\end{aligned}$$

De totale massastroom door dakopeningen volgt uit sommatie over alle dakopeningen:

$$\dot{m}_{H,c,uit} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{H,c,uit,i} \quad (A.46)$$

De totale massastroom de hete zone uit door horizontale openingen, $\dot{m}_{U,H,uit}$, is uiteraard gelijk aan de massastroom $\dot{m}_{H,c,uit}$. In een stationaire situatie is er geen ingaande massastroom door het dak de hete zone in en geldt dus $\dot{m}_{U,H,in} = 0$ kg/s.

Voor de stromingscoëfficiënt $C_{d,i}$ kan voor dakopeningen over het algemeen ook de waarde 0,60 aangehouden worden.

A.3.2.2 Massastromen door openingen in de vloer

De beschrijving van de stroming door vloeropeningen in de twee zone-situatie is vergelijkbaar met de beschrijving voor de één zone-situatie. Deze stroming wordt dus bepaald door natuurlijke convectie en druk door uitzetting.

Voor stationaire situaties is het drukverschil negatief en zal er een ingaande massastroom ontstaan. Wanneer de druk door uitzetting groter wordt dan het drukverschil door natuurlijke convectie zal een massastroom naar buiten ontstaan.

Wanneer $\Delta p < 0$ treedt er een ingaande massastroom op. Deze wordt voor vloeropening i gegeven door:

$$\dot{m}_{H,f,in,i} = C_{d,i} A_{H,f,i} (2\rho_\infty |\Delta p_f|)^{1/2} \quad (A.47)$$

Wanneer $\Delta p > 0$ treedt er een uitgaande massastroom op. Deze wordt voor vloeropening i gegeven door:

$$\dot{m}_{H,f,uit,i} = C_{d,i} A_{H,f,i} (2\rho_L |\Delta p_f|)^{1/2} \quad (A.48)$$

De totale massastroom door vloeropeningen volgt uit sommatie over alle vloeropeningen:

$$\text{indien } \Delta p < 0 \quad \dot{m}_{H,f,in} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{H,f,in,i} \quad (A.49a)$$

$$\dot{m}_{H,f,uit} = 0 \quad (A.49b)$$

$$\text{of indien } \Delta p > 0 \quad \dot{m}_{H,f,in} = 0 \quad (\text{A.50a})$$

$$\dot{m}_{H,f,uit} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{H,f,uit,i} \quad (\text{A.50b})$$

Voor de stromingscoëfficiënt C_d voor vloeropeningen kan over het algemeen weer de waarde 0,60 aangehouden worden.

A.3.3 Massastromen door mechanische ventilatievoorzieningen

De beschrijving van de massastromen in en uit de brandruimte door mechanische ventilatievoorzieningen is voor de twee zone-situatie complexer dan voor de één zone-situatie. Er zijn nu namelijk drie mogelijkheden voor een mechanische ventilatievoorziening; de voorziening kan massa toevoeren aan respectievelijk afvoeren uit:

- de koude zone;
- de hete zone; of,
- beide zones.

De hieronder gegeven beschrijving voor de massastromen in de twee zone-situatie is ontleend aan Cadorin (2003). Deze beschrijving wordt ook gebruikt in het zone-model OZone.

In deze beschrijving wordt onderscheid gemaakt in mechanische ventilatievoorzieningen in verticale scheidingsconstructies en mechanische ventilatievoorzieningen in het dak. Hierbij geldt:

$$\dot{m}_{U,F,in} = \dot{m}_{U,F,V,in} + \dot{m}_{U,F,c,in} \quad (\text{A.51})$$

$$\dot{m}_{U,F,uit} = \dot{m}_{U,F,V,uit} + \dot{m}_{U,F,c,uit} \quad (\text{A.52})$$

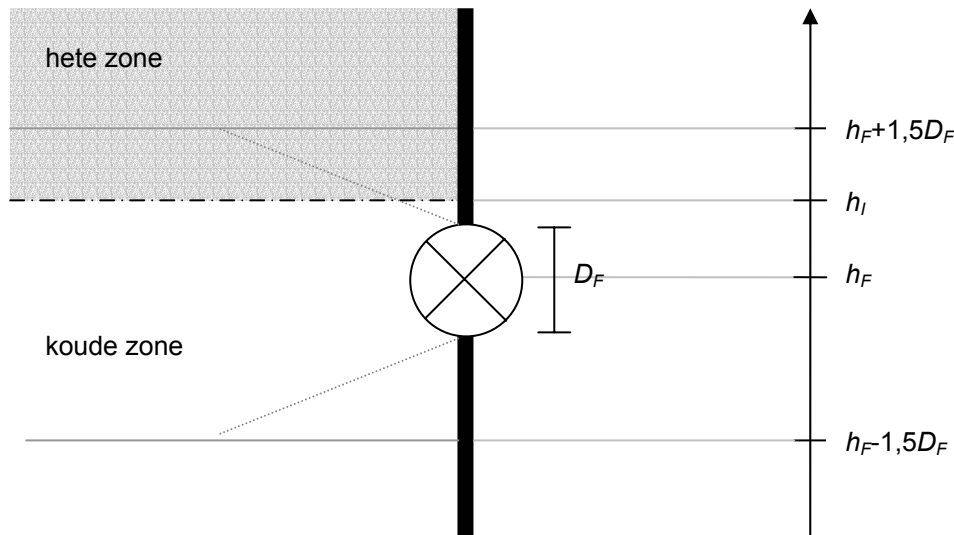
$$\dot{m}_{L,F,in} = \dot{m}_{L,F,V,in} + \dot{m}_{L,F,c,in} \quad (\text{A.53})$$

$$\dot{m}_{L,F,uit} = \dot{m}_{L,F,V,uit} + \dot{m}_{L,F,c,uit} \quad (\text{A.54})$$

- waarin:
- $\dot{m}_{U,F,V,in}$ = totale massastroom de hete zone in door mechanische ventilatievoorzieningen in verticale scheidingsconstructies [kg/s]
 - $\dot{m}_{U,F,c,in}$ = totale massastroom de hete zone in door mechanische ventilatievoorzieningen in het dak [kg/s]
 - $\dot{m}_{U,F,V,uit}$ = totale massastroom de hete zone uit door mechanische ventilatievoorzieningen in verticale scheidingsconstructies [kg/s]
 - $\dot{m}_{U,F,c,uit}$ = totale massastroom de hete zone uit door mechanische ventilatievoorzieningen in het dak [kg/s]
 - $\dot{m}_{L,F,V,in}$ = totale massastroom de koude zone in door mechanische ventilatievoorzieningen in verticale scheidingsconstructies [kg/s]
 - $\dot{m}_{L,F,c,in}$ = totale massastroom de koude zone in door mechanische ventilatievoorzieningen in het dak [kg/s]
 - $\dot{m}_{L,F,V,uit}$ = totale massastroom de koude zone uit door mechanische ventilatievoorzieningen in verticale scheidingsconstructies [kg/s]
 - $\dot{m}_{L,F,c,uit}$ = totale massastroom de koude zone uit door mechanische ventilatievoorzieningen in het dak [kg/s]

A.3.3.1 Mechanische ventilatievoorzieningen in verticale scheidingsconstructies

Voor mechanische ventilatievoorzieningen in verticale scheidingsconstructies wordt alleen massa aan de koude zone toegevoerd/onttrokken indien de ventilatievoorziening zich minimaal $1,5D_F$ onder het interface bevindt. De hoogte van de mechanische ventilatievoorziening h_F wordt hierbij gedefinieerd als de hoogte van het midden van de voorziening boven de vloer en is D_F de diameter van de ventilatievoorziening (zie figuur A.7). Indien de mechanische ventilatievoorziening zich minimaal $1,5D_F$ boven het interface bevindt wordt alleen massa aan de hete zone toegevoerd/onttrokken. Indien de voorziening zich hiertussen bevindt wordt de toegevoerde/afgevoerde massa aan beide zones toegevoerd/afgevoerd, door toepassing van rechtlijnige interpolatie (zie figuur A.7).⁷



Figuur A.7 Invloedszone van mechanische ventilatievoorziening in verticale scheidingsconstructie rond interface (naar: Cadorin, 2003)

Hieruit volgen onderstaande vergelijkingen voor de massastromen:

voor $h_F \geq h_I + 3D_F$:

$$\text{ingående massastroom:} \quad \dot{m}_{U,F,V,in,i} = \frac{353\dot{V}_{F,in,i}}{T_\infty} \quad (\text{A.55})$$

$$\text{uitgaande massastroom:} \quad \dot{m}_{U,F,V,uit,j} = \frac{353\dot{V}_{F,uit,j}}{T_U} \quad (\text{A.56})$$

voor $h_I - 3D_F \leq h_F \leq h_I + 3D_F$:

$$\text{ingående massastroom:} \quad \dot{m}_{U,F,V,in,i} = \frac{(h_F + 1,5D_F) - h_I}{3D_F} \left(\frac{353\dot{V}_{F,in,i}}{T_\infty} \right) \quad (\text{A.57})$$

$$\dot{m}_{L,F,V,in,i} = \frac{h_I - (h_F - 1,5D_F)}{3D_F} \left(\frac{353\dot{V}_{F,in,i}}{T_\infty} \right) \quad (\text{A.58})$$

$$\text{uitgaande massastroom:} \quad \dot{m}_{U,F,V,uit,j} = \frac{(h_F + 1,5D_F) - h_I}{3D_F} \left(\frac{353\dot{V}_{F,uit,j}}{T_U} \right) \quad (\text{A.59})$$

⁷ De grenzen van het gebied waarbinnen massa aan beide zones toegevoerd/onttrokken wordt, zijn arbitrair op $h_I + 1,5D_F$ en $h_I - 1,5D_F$ gesteld (Cadorin, 2003).

$$\dot{m}_{L,F,V,uit,i} = \frac{h_I - (h_F - 1,5D_F)}{3D_F} \left(\frac{353\dot{V}_{F,uit,j}}{T_L} \right) \quad (\text{A.60})$$

voor $h_F \leq h_I - 3D_F$:

$$\text{ingaaude massastroom:} \quad \dot{m}_{L,F,V,in,i} = \frac{353\dot{V}_{F,in,i}}{T_\infty} \quad (\text{A.61})$$

$$\text{uitgaande massastroom:} \quad \dot{m}_{L,F,V,uit,j} = \frac{353\dot{V}_{F,uit,j}}{T_L} \quad (\text{A.62})$$

waarin: $\dot{m}_{U,F,V,in,i}$ = massastroom de hete zone in door mechanische ventilatievoorziening i in een verticale scheidingsconstructie [kg/s]
 $\dot{m}_{U,F,V,uit,j}$ = massastroom de hete zone uit door mechanische ventilatievoorziening j in een verticale scheidingsconstructie [kg/s]
 $\dot{m}_{L,F,V,in,i}$ = massastroom de koude zone in door mechanische ventilatievoorziening i in een verticale scheidingsconstructie [kg/s]
 $\dot{m}_{L,F,V,uit,j}$ = massastroom de koude zone uit door mechanische ventilatievoorziening j in een verticale scheidingsconstructie [kg/s]

De totale massastromen door mechanische ventilatievoorzieningen in verticale scheidingsconstructies volgen uit sommatie :

$$\dot{m}_{U,F,V,in} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{U,F,V,in,i} \quad (\text{A.63})$$

$$\dot{m}_{U,F,V,uit} = \sum_{j=1}^n \dot{m}_{U,F,V,uit,j} \quad (\text{A.64})$$

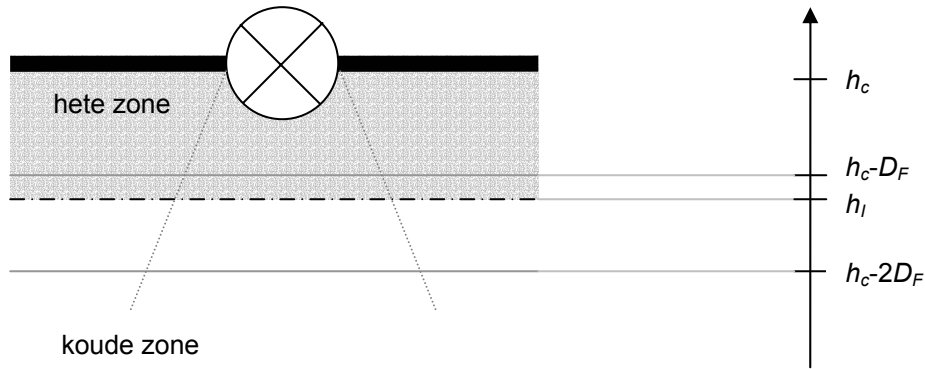
$$\dot{m}_{L,F,V,in} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{L,F,V,in,i} \quad (\text{A.65})$$

$$\dot{m}_{L,F,V,uit} = \sum_{j=1}^n \dot{m}_{L,F,V,uit,j} \quad (\text{A.66})$$

A.3.3.2 Mechanische ventilatievoorzieningen in het dak

Voor openingen in het dak geldt dat massa volledig aan de koude zone toegevoerd/onttrokken wordt, indien het interface zich op een afstand van minder dan D_F onder het dak bevindt. Massa wordt volledig aan de hete zone toegevoerd/onttrokken wordt indien het interface zich op een afstand van minimaal $2 \cdot D_F$ onder het dak bevindt. Indien het interface zich hier tussen bevindt wordt massa aan *beide* zones toegevoerd/onttrokken, berekend door middel van rechte lijn interpolatie (zie figuur A.8)⁸:

⁸ De grenzen van het gebied waarbinnen massa aan beide zones toegevoerd/onttrokken wordt, zijn arbitrair op $h_c - D_F$ en $h_c - 2D_F$ gesteld (Cadorin, 2003).



Figuur A.8 Invloedszone van mechanische ventilatievoorziening in het dak (naar: Cadorin, 2003)

Voor mechanische ventilatievoorzieningen in het dak (met dus $h_F = h_c$) gelden onderstaande vergelijkingen voor de massastromen:

voor $h_l \leq h_c - 2D_F$:

ingaaende massastroom:
$$\dot{m}_{U,F,c,in,i} = \frac{353\dot{V}_{F,in,i}}{T_\infty} \quad (A.67)$$

uitgaende massastroom:
$$\dot{m}_{U,F,c,uit,j} = \frac{353\dot{V}_{F,uit,j}}{T_U} \quad (A.68)$$

voor $h_c - 2D_F \leq h_l \leq h_c - D_F$:

ingaaende massastroom:
$$\dot{m}_{U,F,c,in,i} = \frac{(h_c - D_F) - h_l}{D_F} \left(\frac{353\dot{V}_{F,in,i}}{T_\infty} \right) \quad (A.69)$$

$$\dot{m}_{L,F,c,in,i} = \frac{h_l - (h_c - 2D_F)}{D_F} \left(\frac{353\dot{V}_{F,in,i}}{T_\infty} \right) \quad (A.70)$$

uitgaende massastroom:
$$\dot{m}_{U,F,c,uit,j} = \frac{(h_c - D_F) - h_l}{D_F} \left(\frac{353\dot{V}_{F,uit,j}}{T_U} \right) \quad (A.71)$$

$$\dot{m}_{L,F,c,uit,j} = \frac{h_l - (h_c - 2D_F)}{D_F} \left(\frac{353\dot{V}_{F,uit,j}}{T_L} \right) \quad (A.72)$$

voor $h_l \geq h_c - D_F$:

ingaaende massastroom:
$$\dot{m}_{L,F,c,in,i} = \frac{353\dot{V}_{F,in,i}}{T_\infty} \quad (A.73)$$

uitgaende massastroom:
$$\dot{m}_{L,F,c,uit,j} = \frac{353\dot{V}_{F,uit,j}}{T_L} \quad (A.74)$$

waarin: $\dot{m}_{U,F,c,in,i}$ = massastroom de hete zone in door mechanische ventilatievoorziening i in het dak [kg/s]

$\dot{m}_{U,F,c,uit,j}$ = massastroom de hete zone uit door mechanische ventilatievoorziening j in het dak [kg/s]

$\dot{m}_{L,F,c,in,i}$ = massastroom de koude zone in door mechanische ventilatievoorziening i in het dak [kg/s]

$\dot{m}_{L,F,c,uit,j}$ = massastroom de koude zone uit door mechanische ventilatievoorziening j in het dak [kg/s]

De totale massastromen door mechanische ventilatievoorzieningen in het dak volgen uit sommatie :

$$\dot{m}_{U,F,c,in} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{U,F,c,in,i} \quad (\text{A.75})$$

$$\dot{m}_{U,F,c,uit} = \sum_{j=1}^n \dot{m}_{U,F,c,uit,j} \quad (\text{A.76})$$

$$\dot{m}_{L,F,c,in} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{L,F,c,in,i} \quad (\text{A.77})$$

$$\dot{m}_{L,F,c,uit} = \sum_{j=1}^n \dot{m}_{L,F,c,uit,j} \quad (\text{A.78})$$

A.4 Massastromen door verticale openingen in stationaire situaties

A.4.1 Massastromen door gevelopeningen in stationaire één zone situatie

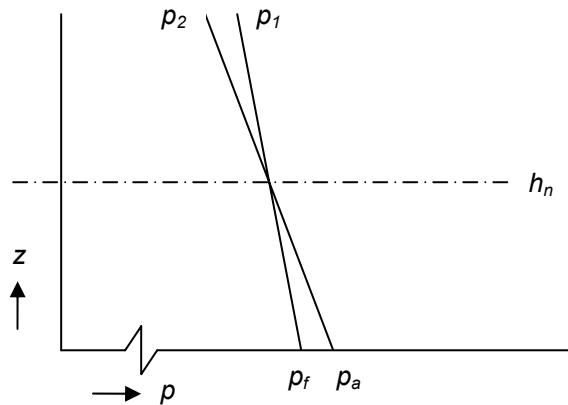
De luchtstroming door verticale openingen is in stationaire situatie het gevolg van natuurlijke convectie. Natuurlijke convectie ontstaat ten gevolge van een drukverschil tussen de brandruimte en de buitenlucht. De luchtdruk binnen (p_1) en buiten (p_2) worden (bij uniforme temperatuur in de brandruimte) gegeven door:

$$\text{binnen:} \quad p_1(z) = p_f - \rho_1 g z \quad (\text{A.79})$$

$$\text{buiten} \quad p_2(z) = p_a - \rho_2 g z \quad (\text{A.80})$$

waarin: p_f = luchtdruk ter hoogte van de vloer in de brandruimte [Pa]
 p_a = luchtdruk ter hoogte van de vloer buiten de brandruimte [Pa]
 ρ = dichtheid van de lucht [kg/m³]
 g = gravitatieconstante $\approx 9,81$ m/s²
 z = hoogte boven vloerniveau [m]
 en subscript 1 en 2 staan voor binnen respectievelijk buiten de brandruimte.

De tweede term in de vergelijkingen (A.79) en (A.80) is zeer klein in vergelijking tot de eerste term in deze vergelijkingen. Echter, voor de stromingen door de gevelopeningen door natuurlijke convectie zijn juist deze termen van belang. De temperatuur in de brandruimte (T_1) is hoger dan de temperatuur van de buitenlucht (T_∞). Aangezien de dichtheid van de lucht omgekeerd evenredig is met de temperatuur, heeft de binnenlucht dus een kleinere dichtheid ρ_1 dan de buitenlucht (met $\rho_2 = \rho_\infty$). Dit heeft tot gevolg dat de druk in de brandruimte (p_1) minder snel afneemt met de hoogte dan de druk in de buitenlucht (p_2), waar de dichtheid ρ_∞ groter is. In figuur A.9 zijn het verloop van de druk p_1 (binnen) en p_2 (buiten) de brandruimte als functie van de hoogte z geschetst.



Figuur A.9 Verloop van de druk binnen (p_1) en buiten (p_2) de brandruimte bij één gemengde zone

In de ruimte zal een neutraal vlak ontstaan (in figuur A.9 aangeduid met h_n). Boven dit neutrale vlak is de druk in de ruimte hoger dan de druk buiten en zal luchtstroming naar buiten optreden. Onder het neutrale vlak is de druk in de ruimte lager dan de druk buiten en zal luchtstroming naar binnen optreden. Ter hoogte van het neutrale vlak is het drukverschil gelijk aan nul.

De snelheid van de in- of uitgaande luchtstroom op een bepaalde hoogte is afhankelijk van het drukverschil op die hoogte en wordt gegeven door de Wet van Bernoulli:

$$\text{uitgaande stroming: } V_{V,uit}(z) = \left(\frac{2\Delta p(z)}{\rho_1} \right)^{1/2} \quad (\text{A.81})$$

$$\text{ingaaende stroming: } V_{V,in}(z) = \left(\frac{2|\Delta p(z)|}{\rho_\infty} \right)^{1/2} \quad (\text{A.82})$$

waarin: $V_{V,uit}$ = snelheid uitgaande stroming op hoogte z [m/s]
 $\Delta p(z)$ = drukverschil op hoogte $z = p_1(z) - p_2(z)$ [Pa]
 $V_{V,in}$ = snelheid ingaande stroming op hoogte z [m/s]
 ρ_∞ = dichtheid van de omgevingslucht [kg/m³]

Deze vergelijkingen voor de snelheid kunnen omgerekend worden naar massastromen. Voor de uitgaande massastroom (boven het neutrale vlak dus) op een hoogte z boven de vloer geldt:

$$\dot{m}_{V,uit}(z) = w_{V,uit} C_d (2\rho_1 \Delta p(z))^{1/2} dz \quad (\text{A.83})$$

waarin: $w_{V,uit}$ = totale breedte van alle openingen op hoogte z die ten minste gedeeltelijk boven het neutrale vlak liggen [m]
 C_d = stromingscoëfficiënt [-]

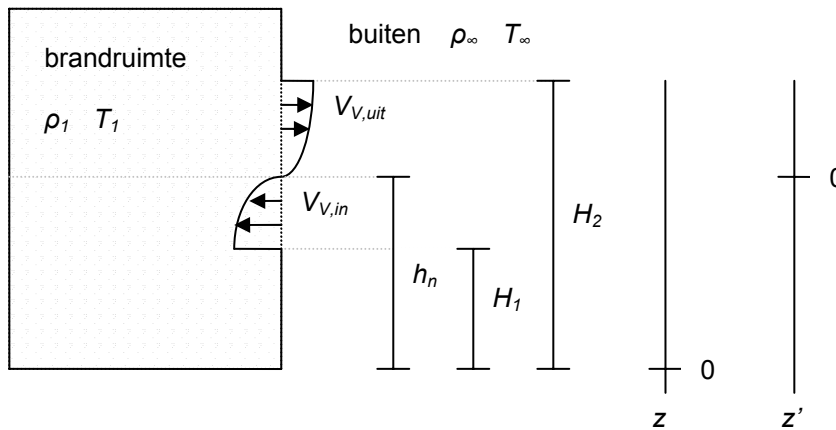
De ingaande massastroom (onder het neutrale vlak dus) op een hoogte z boven de vloer wordt gegeven door:

$$\dot{m}_{V,in}(z) = w_{V,in} C_d (2\rho_\infty |\Delta p(z)|)^{1/2} dz \quad (\text{A.84})$$

waarin: $w_{V,in}$ = totale breedte van alle openingen op hoogte z die ten minste gedeeltelijk onder het neutrale vlak liggen [m]

A.4.1.1 Massastromen en neutraal vlak in brandruimte met één gevelopening

Bij een brandruimte met slechts één gevelopening, zal door deze opening zowel lucht in- als uitstromen (zie figuur A.10).



Figuur A.10 Schets massastromen en neutraal vlak in brandruimte met één opening, gemengde zone

Voor de berekening van de massastromen wordt gebruik gemaakt van het feit dat het drukverschil gelijk aan nul is ter hoogte van het neutrale vlak. Hiervoor wordt een z' -as geïntroduceerd. Dit is een getransleerde z -as met het nulpunt ter hoogte van het neutrale vlak (zie figuur A.10).

Het drukverschil als functie van z' is:

$$\Delta p = (\rho_\infty - \rho_1)gz' \tag{A.85}$$

De uitstromende massastroom volgt nu uit:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{V,uit} &= \int_0^{H_2-h_n} wC_d(2\rho_1)^{1/2} \Delta p(z')^{1/2} dz' = \\ &= \int_0^{H_2-h_n} wC_d(2\rho_1)^{1/2} ((\rho_\infty - \rho_1)g)^{1/2} z'^{1/2} dz' \end{aligned} \tag{A.86}$$

- waarin: w = breedte opening [m]
 h_n = hoogte neutrale vlak boven vloer [m]
 H_2 = hoogte bovenzijde gevelopening boven vloer [m]

Met de verhouding van ρ en T volgens de ideale gaswet:

$$\rho_i = \frac{353}{T_i} \tag{A.87}$$

volgt na uitwerken van de integraal:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{V,uit} &= 353wC_d \left(\frac{2(T_1 - T_\infty)g}{T_1^2 T_\infty} \right)^{1/2} \cdot \int_0^{H_2-h_n} z'^{1/2} dz' = \\ &= 353wC_d \left(\frac{2(T_1 - T_\infty)g}{T_1^2 T_\infty} \right)^{1/2} \frac{2}{3} (H_2 - h_n)^{3/2} \end{aligned} \tag{A.88}$$

Op vergelijkbare wijze volgt de ingaande massastroom:

$$\begin{aligned}
 \dot{m}_{V,in} &= - \int_{h_n-H_1}^0 w C_d (2\rho_\infty)^{1/2} |\Delta p(z')|^{1/2} dz' = \\
 &= - \int_{h_n-H_1}^0 w C_d (2\rho_\infty)^{1/2} ((\rho_\infty - \rho_1)g)^{1/2} |z'|^{1/2} dz' = \\
 &= -353 w C_d \left(\frac{2(T_1 - T_\infty)g}{T_1 T_\infty^2} \right)^{1/2} \cdot \int_{h_n-H_1}^0 |z'|^{1/2} dz' = \\
 &= 353 w C_d \left(\frac{2(T_1 - T_\infty)g}{T_1 T_\infty^2} \right)^{1/2} \frac{2}{3} (h_n - H_1)^{3/2}
 \end{aligned}
 \tag{A.89}$$

waarin: H_1 = hoogte onderzijde gevelopening boven vloer [m]

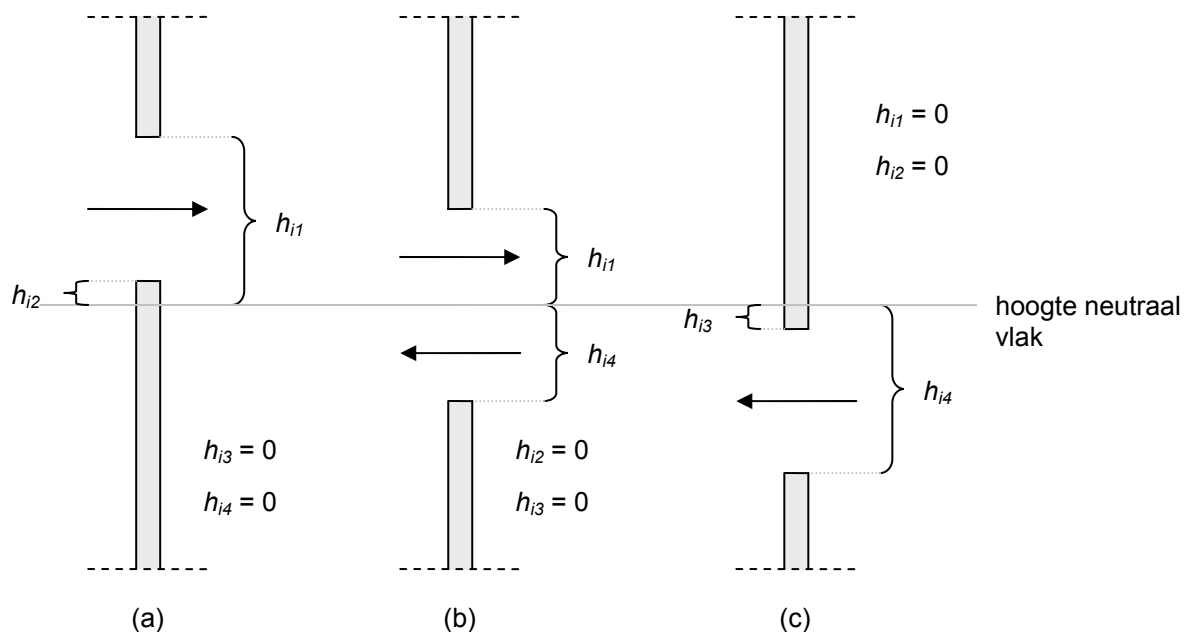
De waarde van de stromingscoëfficiënt C_d is afhankelijk van de verhouding van de afmetingen van de opening tot de afmetingen van de scheidsconstructie waarin de opening zich bevindt. Indien de opening dezelfde grootte heeft als de totale scheidsconstructie (bijvoorbeeld volledige glaspui) geldt $C_d = 1,0$ (Cooper, 2002). In het algemeen kan voor verticale openingen de waarde 0,60 aangehouden worden (Emmons, 2002, pp. 2-34).

De hoogte van het neutrale vlak zal met de massabalans (vgl. (A.1)) bepaald moeten worden.

A.4.1.2 Massastromen en neutraal vlak in brandruimte met meerdere gevelopeningen

Bij een brandruimte met meerdere openingen kunnen de volgende situaties zich voordoen:

- gevelopening ligt geheel boven het neutrale vlak; door deze opening gaat alleen een uitgaande massastroom (zie figuur A.11(a));
- de bovenzijde van de gevelopening ligt boven het neutrale vlak en de onderzijde van de opening ligt onder het neutrale vlak; door deze opening zal zowel een uitgaande als ingaande massastroom gaan (zie figuur A.11(b));
- gevelopening ligt geheel onder het neutrale vlak; door deze opening gaat alleen een ingaande massastroom (zie figuur A.11(c)).



Figuur A.11 Mogelijke situaties voor luchtstroming en parameterwaarden in brandruimte met meerdere gevelopeningen bij één zone, voor een gevelopening geheel boven het neutrale vlak (a), een gevelopening met bovenzijde boven en onderzijde onder het neutrale vlak (b) en een gevelopening onder het neutrale vlak (c)

De totale uitgaande massastroom volgt nu uit sommatie over de gevelopeningen die ten minste gedeeltelijk boven het neutrale vlak liggen (zie ook figuur A.11):

$$\begin{aligned}\dot{m}_{V,uit} &= \sum_{i=1}^n C_{d,i} \int_{h_{o2}}^{h_{i1}} w_i (2\rho_1 \Delta p(z'))^{1/2} dz' = \\ &= \sum_{i=1}^n \left(353 w_i C_{d,i} \left(\frac{2(T_1 - T_\infty)g}{T_1^2 T_\infty} \right)^{1/2} \frac{2}{3} (h_{i1}^{3/2} - h_{i2}^{3/2}) \right)\end{aligned}\quad (\text{A.90})$$

waarin: h_{i1} = afstand tussen bovenzijde opening i en het neutrale vlak [m]
 h_{i2} $\left\{ \begin{array}{l} \text{indien onderzijde opening } i \text{ boven het neutrale vlak ligt:} \\ \quad = \text{afstand tussen onderzijde opening } i \text{ en het neutrale vlak [m]} \\ \text{anders:} \\ \quad = 0 \text{ m} \end{array} \right.$
 w_i = breedte opening i [m]

De totale ingaande massastroom volgt uit sommatie over de gevelopeningen die ten minste gedeeltelijk onder het neutrale vlak liggen (zie ook figuur A.11):

$$\begin{aligned}\dot{m}_{V,in} &= -\sum_{i=1}^n C_{d,i} \int_{h_{i4}}^{h_{i3}} w_i (2\rho_\infty |\Delta p(z')|)^{1/2} dz' = \\ &= \sum_{i=1}^n \left(353 w_i C_{d,i} \left(\frac{2(T_1 - T_\infty)g}{T_1^2 T_\infty} \right)^{1/2} \frac{2}{3} (h_{i4}^{3/2} - h_{i3}^{3/2}) \right)\end{aligned}\quad (\text{A.91})$$

waarin: h_{i3} $\left\{ \begin{array}{l} \text{indien bovenzijde opening } i \text{ onder het neutrale vlak ligt:} \\ \quad = \text{afstand tussen bovenzijde opening } i \text{ en het neutrale vlak [m]} \\ \text{anders:} \\ \quad = 0 \text{ m} \end{array} \right.$
 h_{i4} = afstand tussen onderzijde opening i en het neutrale vlak [m]

De hoogte van het neutrale vlak zal met de massabalans (vergelijking (A.1)) iteratief bepaald moeten worden.

A.4.2 Massastromen door gevelopeningen in stationaire twee zone situatie

Het eerder beschreven verloop van de luchtdrukken binnen en buiten de brandruimte bij verticale openingen voor één gemengde zone (zoals weergegeven in figuur A.9) dient voor de beschrijving van de situatie met twee zones aangepast te worden.

Kwalitatief kan het verloop van de luchtdrukken binnen en buiten de brandruimte in de situatie met twee zones als volgt beschreven worden:

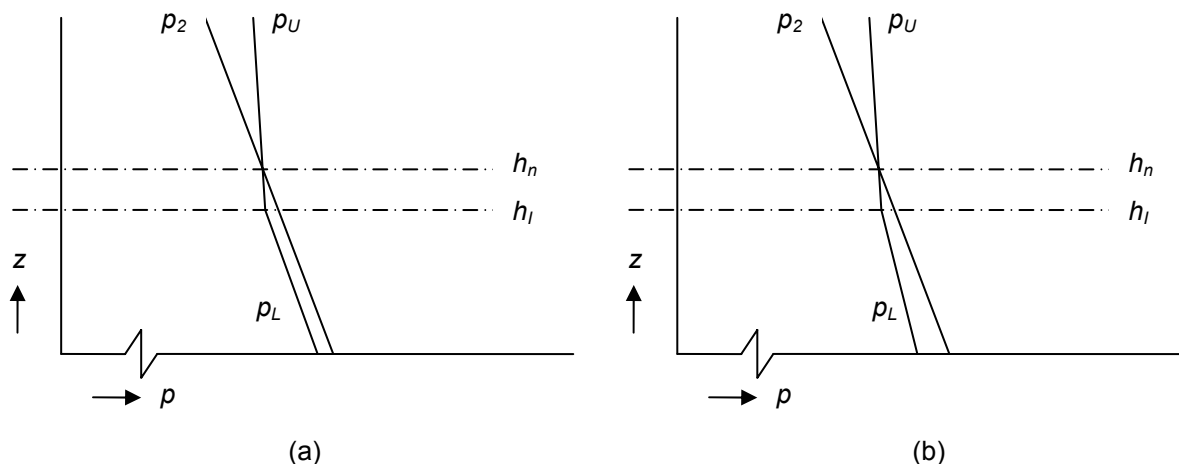
Buiten heerst een constante omgevingstemperatuur $T_2 (= T_\infty)$. De luchtdruk p_2 zal buiten dus lineair afnemen met de hoogte volgens vergelijking (A.80) (zie figuur A.12).

Binnen in de brandruimte in de hete zone boven het neutrale vlak is de temperatuur hoger dan buiten en zal de druk, p_U , minder snel afnemen met de hoogte dan buiten. Hierdoor zal ter hoogte van de hete zone een positief drukverschil van binnen naar buiten ontstaan en, als gevolg daarvan, een massastroom naar buiten. Het drukverschil tussen de hete zone binnen en de omgeving buiten neemt toe met de hoogte.

In de koude zone onder in de brandruimte is de temperatuur (T_L) in de beginfase van de brand gelijk aan de omgevingstemperatuur (T_∞); de luchtdrukken binnen en buiten de brandruimte nemen dan dus evenveel af met de hoogte. Wel moet de druk p_L in de koude zone in de brandruimte iets lager zijn dan de druk buiten; het kan immers niet zo zijn dat in de hete zone wel een massastroom naar buiten bestaat, maar er geen massastroom naar binnen is. Ter hoogte van het *interface* (onderkant hete

zone) gaat de druk p_L over in de druk p_U . Voor de beginfase van de brand verlopen de druk binnen en buiten de brandruimte dus kwalitatief zoals weergegeven in figuur A.12a (zie ook Thomas, 1995, pp. 305).

Naarmate de brand zich verder ontwikkelt zal de temperatuur van de koude zone door straling vanaf de vlammen en de hete rooklaag hoger worden dan de omgevingstemperatuur. Het drukverschil tussen de koude zone en buiten loopt in dat geval op met de afstand tot het interface. Figuur A.12b geeft kwalitatief het drukverloop wanneer de temperatuur van de koude zone hoger is dan de omgevingstemperatuur.



Figuur A.12 Verloop van de druk binnen de brandruimte in de hete zone (p_U) en de koude zone (p_L) en buiten de brandruimte (p_2) bij twee zones, in de beginfase van de brand wanneer $T_L = T_\infty$ (a), en daarna wanneer $T_L > T_\infty$ (b).

In figuur A.12 geeft h_i de hoogte van het interface aan. Uit deze figuur blijkt dat het neutrale vlak h_n (waar het drukverschil tussen binnen en buiten gelijk aan nul is) net boven de hoogte van het interface ligt⁹.

De luchtstroming door de gevelopeningen vindt ook in de situatie met twee zones plaats als gevolg van natuurlijke convectie. De eerder gegeven vergelijkingen voor de uitgaande en ingaande massastromen zijn derhalve ook nu geldig. Wel zal de ingaande massastroom in twee delen gesplitst moeten worden, aangezien de druk in de brandruimte in het gebied onder het neutrale vlak een knik vertoont. Aangepast met de correcte subscript voor het twee zone-model volgt:

$$\dot{m}_{U,V,uit}(z) = w_{V,uit} C_d (2\rho_U \Delta p(z))^{1/2} dz \tag{A.92}$$

$$\dot{m}_{U,V,in}(z) = w_{U,V,in} C_d (2\rho_\infty |\Delta p(z)|)^{1/2} dz \tag{A.93}$$

$$\dot{m}_{L,V,in}(z) = w_{L,V,in} C_d (2\rho_\infty |\Delta p(z)|)^{1/2} dz \tag{A.94}$$

waarin: $w_{U,V,uit}$ = totale breedte van alle openingen op hoogte z die ten minste gedeeltelijk boven het neutrale vlak liggen [m]

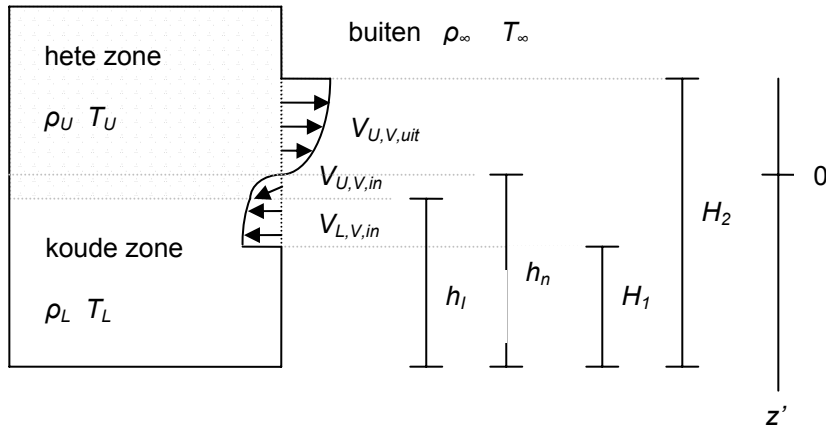
$w_{U,V,in}$ = totale breedte van alle openingen op hoogte z die ten minste gedeeltelijk tussen het neutrale vlak en het interface liggen [m]

⁹ Dit verklaart ook de term $\dot{m}_{U,V,in}$ in vgl. (A.32). Dit is een massastroom die de brandruimte binnen stroomt in de hete zone (dus boven het interface tussen de koude en hete zone), maar onder het neutrale vlak in de ruimte en daarom aan de koude zone wordt toegekend (zie ook figuur A.13).

- $w_{L,V,in}$ = totale breedte van alle openingen op hoogte z die ten minste gedeeltelijk onder het interface liggen [m]
 ρ_U = dichtheid van de lucht in hete zone [kg/m^3]

A.4.2.1 Massastromen en neutraal vlak in brandruimte met één gevelopening

Bij een brandruimte met slechts één gevelopening, zal door deze opening zowel lucht in- als uitstromen (zie figuur A.13).



Figuur A.13 Schets massastromen en neutraal vlak in brandruimte met één opening, twee zones

Voor de berekening van de massastromen wordt weer gebruik gemaakt van een z' -as met het nulpunt ter hoogte van het neutrale vlak (zie figuur A.13).

Het drukverschil als functie van z' voor het gebied boven het neutrale vlak en het gebied tussen het neutrale vlak en het interface wordt gegeven door:

$$\Delta p = (\rho_\infty - \rho_U)gz' \tag{A.95}$$

De uitstromende massastroom volgt nu op vergelijkbare wijze als in de situatie met één gemengde zone (met gebruikmaking van de ideale gaswet (vgl. (A.19))):

$$\begin{aligned} \dot{m}_{U,V,uit} &= \int_0^{H_2-h_n} wC_d (2\rho_U)^{1/2} \Delta p(z')^{1/2} dz' = \\ &= \int_0^{H_2-h_n} wC_d (2\rho_U)^{1/2} ((\rho_\infty - \rho_U)g)^{1/2} z'^{1/2} dz' = \\ &= 353wC_d \left(\frac{2(T_U - T_\infty)g}{T_U^2 T_\infty} \right)^{1/2} \cdot \int_0^{H_2-h_n} z'^{1/2} dz' = \\ &= 353wC_d \left(\frac{2(T_U - T_\infty)g}{T_U^2 T_\infty} \right)^{1/2} \frac{2}{3} (H_2 - h_n)^{3/2} \end{aligned} \tag{A.96}$$

waarin: T_U = temperatuur van de hete zone [K]

Op vergelijkbare wijze volgt de ingaande massastroom voor het gebied onder het neutrale vlak en boven het interface:

$$\begin{aligned}
\dot{m}_{U,V,in} &= - \int_{h_n-h_I}^0 wC_d (2\rho_\infty)^{1/2} |\Delta p(z')|^{1/2} dz' = \\
&= - \int_{h_n-h_I}^0 wC_d (2\rho_\infty)^{1/2} ((\rho_\infty - \rho_U)g)^{1/2} |z'|^{1/2} dz' = \\
&= -353wC_d \left(\frac{2(T_U - T_\infty)g}{T_U T_\infty^2} \right)^{1/2} \cdot \int_{h_n-h_I}^0 |z'|^{1/2} dz' = \\
&= 353wC_d \left(\frac{2(T_U - T_\infty)g}{T_U T_\infty^2} \right)^{1/2} \frac{2}{3} (h_n - h_I)^{3/2}
\end{aligned} \tag{A.97}$$

Voor het deel van de ingaande massastroom onder het interface wordt het drukverschil van *buiten* naar *binnen* gegeven door:

$$\Delta p(z') = (\rho_\infty - \rho_U)g(h_n - h_I) + (\rho_\infty - \rho_L)g(|z'| - (h_n - h_I)) \tag{A.98}$$

De massastroom wordt nu:

$$\begin{aligned}
\dot{m}_{L,V,in} &= - \int_{h_n-H_1}^{h_n-h_I} wC_d (2\rho_\infty)^{1/2} |\Delta p(z')|^{1/2} dz' = \\
&= - \int_{h_n-H_1}^{h_n-h_I} wC_d (2\rho_\infty)^{1/2} [(\rho_\infty - \rho_U)g(h_n - h_I) + (\rho_\infty - \rho_L)g(|z'| - (h_n - h_I))]^{1/2} dz' = \\
&= -wC_d (2g\rho_\infty)^{1/2} \frac{2}{3(\rho_\infty - \rho_L)} [(\rho_\infty - \rho_U)(h_n - h_I) + (\rho_\infty - \rho_L)(|z'| - (h_n - h_I))]^{3/2} \Big|_{h_n-H_1}^{h_n-h_I} \\
&= -wC_d (2g\rho_\infty)^{1/2} \frac{2[(\rho_\infty - \rho_U)(h_n - h_I)]^{3/2}}{3(\rho_\infty - \rho_L)} \cdot \\
&\quad \left\{ 1 - \left[1 + \frac{(\rho_\infty - \rho_L)((h_I - H_1) - (h_n - h_I))}{(\rho_\infty - \rho_U)(h_n - h_I)} \right]^{3/2} \right\} = \\
&= 353wC_d (2g)^{1/2} \frac{2 \left[\left(1 - \frac{T_\infty}{T_U} \right) (h_n - h_I) \right]^{3/2}}{3T_\infty \left(1 - \frac{T_\infty}{T_L} \right)} \left\{ \left[1 + \frac{\left(1 - \frac{T_\infty}{T_L} \right) (h_I - H_1)}{\left(1 - \frac{T_\infty}{T_U} \right) (h_n - h_I)} \right]^{3/2} - 1 \right\}
\end{aligned} \tag{A.99}$$

Bij aanvang van de brand, wanneer T_L gelijk is aan T_∞ , kan vgl. (A.99) niet gebruikt worden (i.v.m. delen door nul) en moet de limiet van vergelijking (A.99) voor T_L naar T_∞ genomen worden. Hieruit volgt:

$$\begin{aligned}
\lim_{T_L \rightarrow T_\infty} (\dot{m}_{L,V,in}) &= \\
&= \dot{m}_{L,V,in,T_L=T_\infty} = 353wC_d \left(\frac{2(T_U - T_\infty)g(h_n - h_I)}{T_U T_\infty^2} \right)^{1/2} (h_I - H_1)
\end{aligned} \tag{A.99a}$$

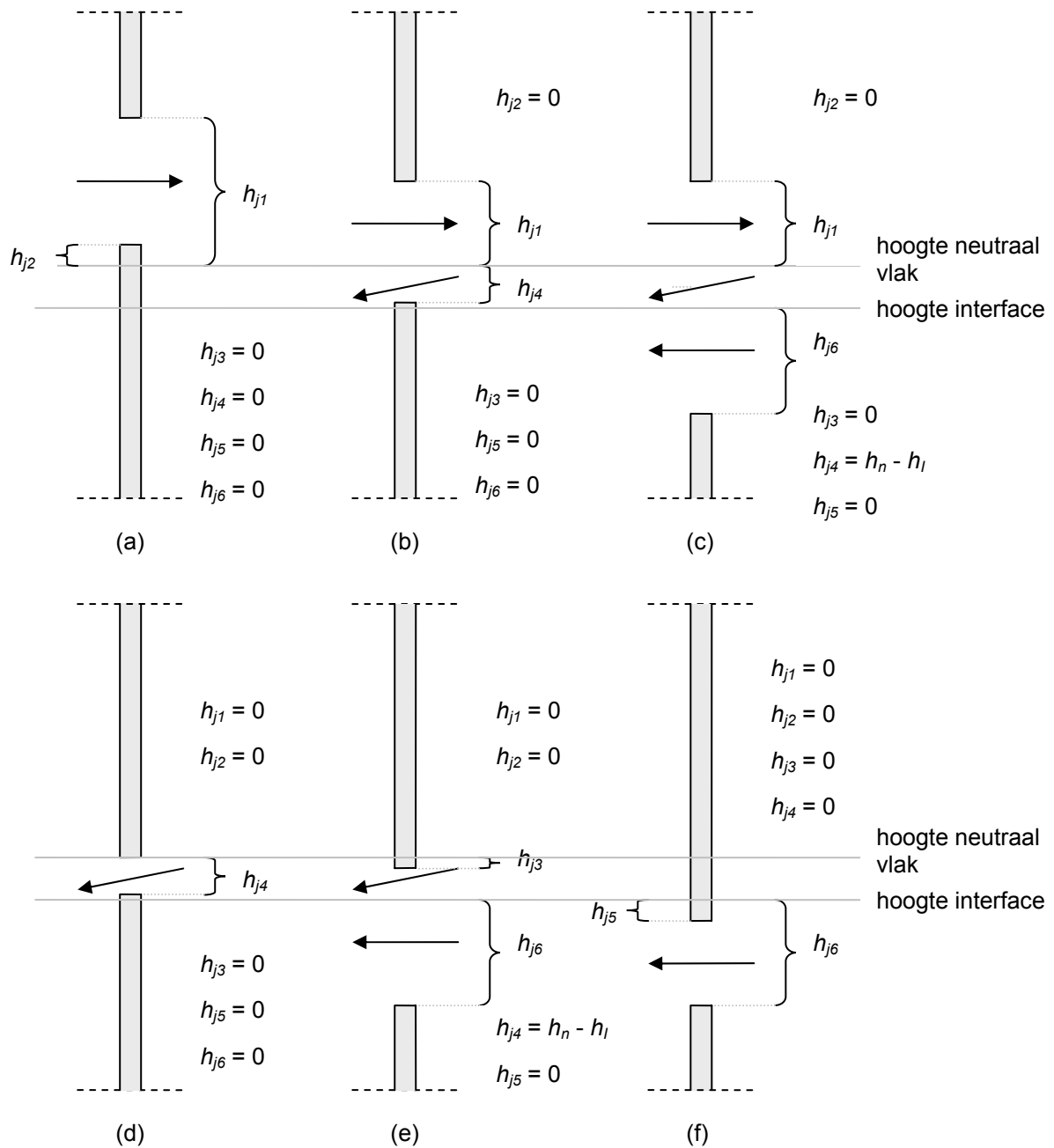
Voor de stromingscoëfficiënt C_d kan in het algemeen weer de waarde 0,60 aangehouden worden (zie ook opmerking aan het eind van §A.1.1). De hoogte van het neutrale vlak en het interface zullen met de massabalansen (vgl. (A.31) en (A.32)) iteratief bepaald moeten worden.

A.4.2.2 Massastromen en neutraal vlak in brandruimte met meerdere gevelopeningen

Bij een brandruimte met meerdere openingen zijn nu zes situaties mogelijk:

- gevelopening ligt geheel boven het neutrale vlak; door deze opening gaat alleen een uitgaande massastroom, conform vgl. (A.96), zie ook figuur A.14(a);
- de bovenzijde van de gevelopening ligt boven het neutrale vlak en de onderzijde van de opening ligt onder het neutrale vlak, maar boven het interface; door deze opening gaan zowel een uitgaande massastroom conform vgl. (A.96) als een ingaande massastroom conform vgl. (A.97), zie ook figuur A.14(b);
- de bovenzijde van de gevelopening ligt boven het neutrale vlak en de onderzijde van de opening ligt onder het interface; door deze opening gaan zowel een uitgaande massastroom conform vgl. (A.96) als ingaande massastromen conform vgl. (A.97) en (A.99) of (A.99a), zie ook figuur A.14(c);
- de gevelopening ligt geheel tussen het neutrale vlak en het interface¹⁰; door deze opening gaat alleen een ingaande massastroom conform vgl. (A.97), zie ook figuur A.14(d);
- de bovenzijde van de gevelopening ligt onder het neutrale vlak, maar boven het interface en de onderzijde van de opening ligt onder het interface; door deze opening gaan ingaande massastromen conform vgl. (A.97) en (A.99) of (A.99a), zie ook figuur A.14(e);
- de gevelopening ligt geheel onder het interface; door deze opening gaat alleen een ingaande massastroom conform vgl. (A.99) of (A.99a), zie ook figuur A.14(f).

¹⁰ Aangezien het verschil tussen de hoogte van het neutrale vlak en het interface normaal gesproken zeer klein is zal deze situatie niet vaak voorkomen.



Figuur A.14. Mogelijke situaties voor luchtstroming en parameterwaarden in brandruimte met meerdere gevelopeningen bij twee zones

De totale uitgaande massastroom volgt nu uit sommatie over de gevelopeningen die ten minste gedeeltelijk boven het neutrale vlak liggen (zie figuur A.14):

$$\begin{aligned}
 \dot{m}_{U,V,uit} &= \sum_{j=1}^n C_{d,j} \int_{h_{j2}}^{h_{j1}} w_j (2\rho_U \Delta p(z'))^{1/2} dz' = \\
 &= \sum_{j=1}^n \left(353 w_j C_{d,j} \left(\frac{2(T_U - T_\infty)g}{T_U T_\infty} \right)^{1/2} \frac{2}{3} (h_{j1}^{3/2} - h_{j2}^{3/2}) \right)
 \end{aligned}
 \tag{A.100}$$

waarin: h_{j1} = afstand tussen bovenzijde opening j en het neutrale vlak [m]
 h_{j2} $\left\{ \begin{array}{l} \text{indien onderzijde opening } j \text{ boven het neutrale vlak ligt:} \\ \quad = \text{afstand tussen onderzijde opening } j \text{ en het neutrale vlak [m]} \\ \text{anders:} \\ \quad = 0 \text{ m} \end{array} \right.$

De totale ingaande massastroom tussen het neutrale vlak en het interface volgt uit sommatie over de gevelopeningen die ten minste gedeeltelijk tussen deze vlakken liggen (zie figuur A.14):

$$\begin{aligned} \dot{m}_{U,V,in} &= -\sum_{j=1}^n C_{d,j} \int_{h_{j4}}^{h_{j3}} w_j (2\rho_2 |\Delta p(z')|)^{1/2} dz' = \\ &= \sum_{j=1}^n \left(353 w_j C_{d,j} \left(\frac{2(T_U - T_\infty)g}{T_U T_\infty^2} \right)^{1/2} \frac{2}{3} (h_{j4}^{3/2} - h_{j3}^{3/2}) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.101})$$

waarin: h_{j3} $\left\{ \begin{array}{l} \text{indien bovenzijde opening } j \text{ onder het neutrale vlak ligt:} \\ \quad = \text{afstand tussen bovenzijde opening } j \text{ en het neutrale vlak [m]} \\ \text{anders:} \\ \quad = 0 \text{ m} \end{array} \right.$
 h_{j4} $\left\{ \begin{array}{l} \text{indien onderzijde opening } j \text{ boven het interface vlak ligt:} \\ \quad = \text{afstand tussen het neutrale vlak en onderzijde opening } j \text{ [m]} \\ \text{anders:} \\ \quad = h_n - h_l \text{ [m]} \end{array} \right.$

De totale ingaande massastroom onder het interface volgt uit sommatie over de gevelopeningen die ten minste gedeeltelijk onder het interface liggen (zie figuur A.14):

voor $T_L > T_\infty$:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{L,V,in} &= -\sum_{j=1}^n C_{d,j} \int_{h_{j6}}^{h_{j5}} w_j (2\rho_\infty |\Delta p(z')|)^{1/2} dz' = \\ &= -\sum_{j=1}^n C_{d,j} \int_{h_{j6}}^{h_{j5}} w_j (2\rho_\infty)^{1/2} |(\rho_\infty - \rho_U)g(h_n - h_l) + (\rho_\infty - \rho_L)g(z' - (h_n - h_l))|^{1/2} dz' = \\ &= \sum_{j=1}^n 353 C_{d,j} w_j (2g)^{1/2} \frac{2 \left[\left(1 - \frac{T_\infty}{T_U} \right) (h_n - h_l) \right]^{3/2}}{3T_\infty \left(1 - \frac{T_\infty}{T_L} \right)}. \end{aligned} \quad (\text{A.102})$$

$$\left\{ \left[1 + \frac{\left(1 - \frac{T_\infty}{T_L} \right) (h_{j6})}{\left(1 - \frac{T_\infty}{T_U} \right) (h_n - h_l)} \right]^{3/2} - \left[1 + \frac{\left(1 - \frac{T_\infty}{T_L} \right) (h_{j5})}{\left(1 - \frac{T_\infty}{T_U} \right) (h_n - h_l)} \right]^{3/2} \right\}$$

of voor de limiet van T_L naar T_∞ :

$$\begin{aligned} \dot{m}_{L,V,in,T_L=T_\infty} &= -\sum_{j=1}^n C_{d,j} \int_{h_{j6}}^{h_{j5}} w_j (2\rho_\infty |\Delta p(z')|)^{1/2} dz' = \\ &= \sum_{j=1}^n 353 w_j C_{d,j} \left(\frac{2(T_U - T_\infty)g(h_n - h_I)}{T_U T_\infty^2} \right)^{1/2} (h_{j6} - h_{j5}) \end{aligned} \quad (\text{A.102a})$$

waarin: h_{j5} $\left\{ \begin{array}{l} \text{indien bovenzijde opening } j \text{ onder het interface ligt:} \\ \quad = \text{afstand tussen bovenzijde opening } j \text{ en het interface [m]} \\ \text{anders:} \\ \quad = 0 \text{ m} \end{array} \right.$

h_{j6} = afstand tussen onderzijde opening j en het interface [m]

De hoogte van het neutrale vlak en het interface zullen weer met de massabalansen (vgl. (A.31) en (A.32)) iteratief bepaald moeten worden.

Bijlage B Warmtetransport naar de ruimtebegrenzingsen

B.1 Eerste orde effect: warmtetransport vanaf de brandhaard

De brandhaard is de bron van de thermische energieontwikkeling in de brandruimte. Vanaf de brandhaard kunnen twee warmtetransportmechanismen een rol spelen:

- convectie (warmtetransport ten gevolge van luchtstroming)
- straling (warmtetransport ten gevolge van elektromagnetische infraroodstraling)

Stralingstransport kan alleen optreden wanneer de brandhaard in een voor straling transparante omgeving gesitueerd is. Dat is het geval in een twee-zone model, waarbij de brandhaard zich in de koude (van rook gevrijwaarde) zone bevindt. Wanneer de brandhaard aanwezig is in de hete zone of de gemengde zone wordt straling door de rook die in deze zone is opgemengd afgevangen. In dat geval blijft alleen convectief warmtetransport over.

De figuren B.1 en B.2 geven het 1^e orde warmtetransport schematisch weer in doorsnede, voor respectievelijke het één-zone model en het twee-zone model.

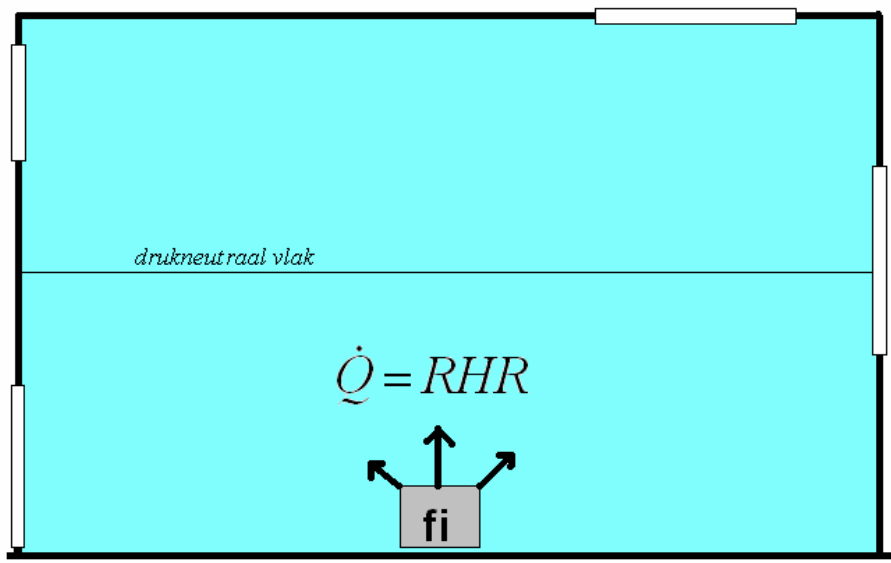


Fig.B.1: 1^e Orde warmtestromen vanaf de brandhaard in het één-zone model (alleen convectief)

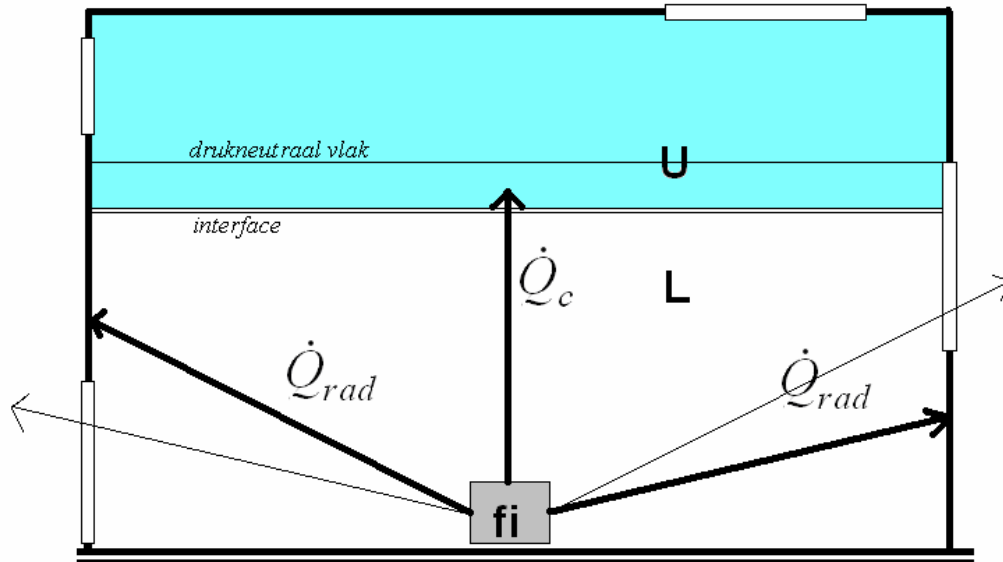


Fig.B.2: 1^e Orde warmtestromen door convectie en straling vanaf de brandhaard in het twee-zone model.

Voor het stralingstransport wordt in het twee-zone model het volgende aangehouden:

- vloer: er treedt geen stralingstransport vanaf de brandhaard naar de vloer van de brandruimte op (zichtfactor verwaarloosbaar)
- plafond/hete zone: stralingstransport vanaf de brandhaard naar de hete zone (of het dak/plafond van de brandruimte) wordt afgevangen door de rookpluim boven de brandhaard
- wanden: het stralingstransport vanaf de brandhaard komt volledig ten goede aan de wanden, voor zover deze de koude zone begrenzen. Daarbij wordt de warmtestraling naar rato van oppervlakte over de wanden en de eventuele openingen hierin verdeeld.

B.2 Twee orde effect: Warmtetransport van en naar de zonebegrenzingsen

Met name in de gemengde zone (één-zone model) en in de hete zone (twee-zone model) treedt warmtetransport op tussen de betreffende zone en de begrenzing ervan. De volgende warmtetransportmechanismen spelen daarin een rol:

- convectie via openingen in de begrenzing tussen de zone en de omgeving (warmtetransport ten gevolge van luchtstroming)
- geleiding via de bouwkundige begrenzing door convectieve overdracht aan de binnenoppervlakte (warmtetransport ten gevolge van transmissie door de constructie en buffering in de constructie)
- straling (warmtetransport ten gevolge van elektromagnetische infraroodstraling)

Figuur B.3 geeft de warmtetransportmechanismen weer in geval van het één-zone model. Convectief transport komt hier voor ter plaatse van de openingen in de begrenzingen (wanden en dak).

Stralingstransport (tussen gemengde zone en de omgeving) komt ter plaatse van deze openingen alleen voor wanneer de opening (of een gedeelte ervan) dienst doet als luchttoevoer voorziening en

dus onder het drukneutrale vlak in de brandruimte ligt. Bij afvoeropeningen wordt de straling afgevangen door de uitstromende rookdeeltjes, zodat hier alleen convectief transport overblijft.

Transport door geleiding komt voor ter plaatse van de begrenzingen van de brandruimte. De mate van warmte transport hangt af van de eigenschappen van de ruimtebegrenzing, zie bijlage C.

Stralingstransport (tussen de ruimtebegrenzingen onderling) komt niet voor omdat eventuele straling door de rookdeeltjes in de gemengde zone wordt afgevangen.

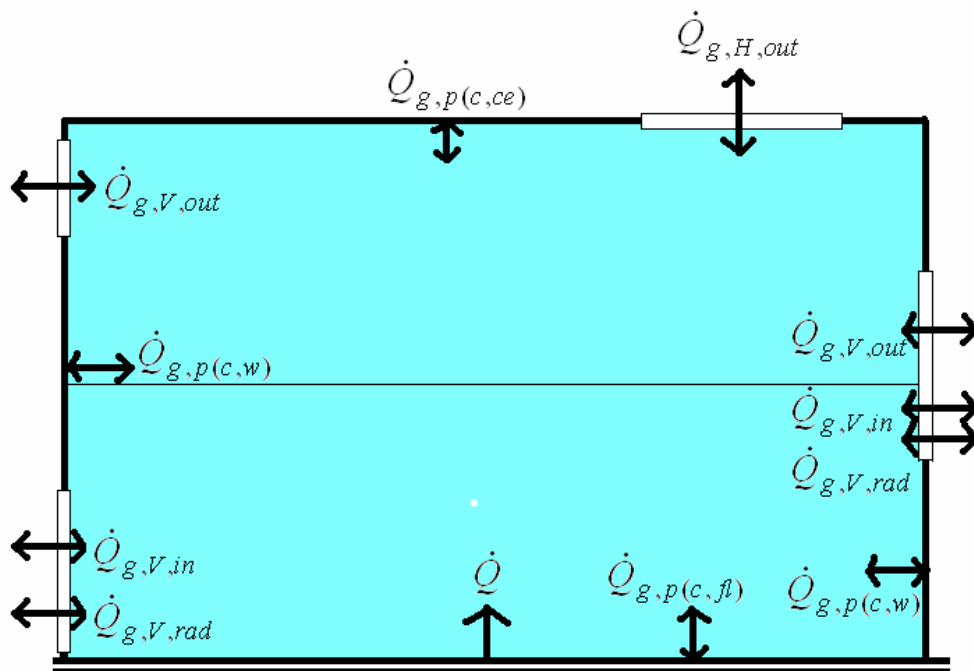


Fig.B.3:2^e Orde warmtestromen van en naar de gemengde zone (één-zone model) ten gevolge van convectie via openingen in de begrenzing (out, in), convectieve overdracht (en geleiding) aan de binnenoppervlakte van de begrenzing (c) en straling via openingen in de begrenzing (rad).

Figuur B.4 geeft de warmtestromen weer voor de hete zone in geval van een twee-zone model. Deze vertonen grote overeenkomst met de warmtestromen die optreden in de gemengde zone (figuur B.3), met als verschil dat er nu tussen de hete zone en de vloer van de brandruimte ook stralingstransport kan optreden. Dat komt omdat de hete zone aan de onderzijde niet begrensd is en de koude zone eronder een grote transmissie voor warmtestraling heeft (transmissiecoëfficiënt $\tau \approx 1$).

Het convectieve warmte transport dat via de rookpluim tot stand komt is gelijk aan $\dot{Q}_c + \dot{Q}_e$.

Hierin is:

\dot{Q}_c het convectief afgegeven brandvermogen vanaf de brandhaard

\dot{Q}_e het convectief ingemengde vermogen in de rookpluim vanuit de koude zone

Voor een beschouwing van de rookpluim, zie bijlage F.

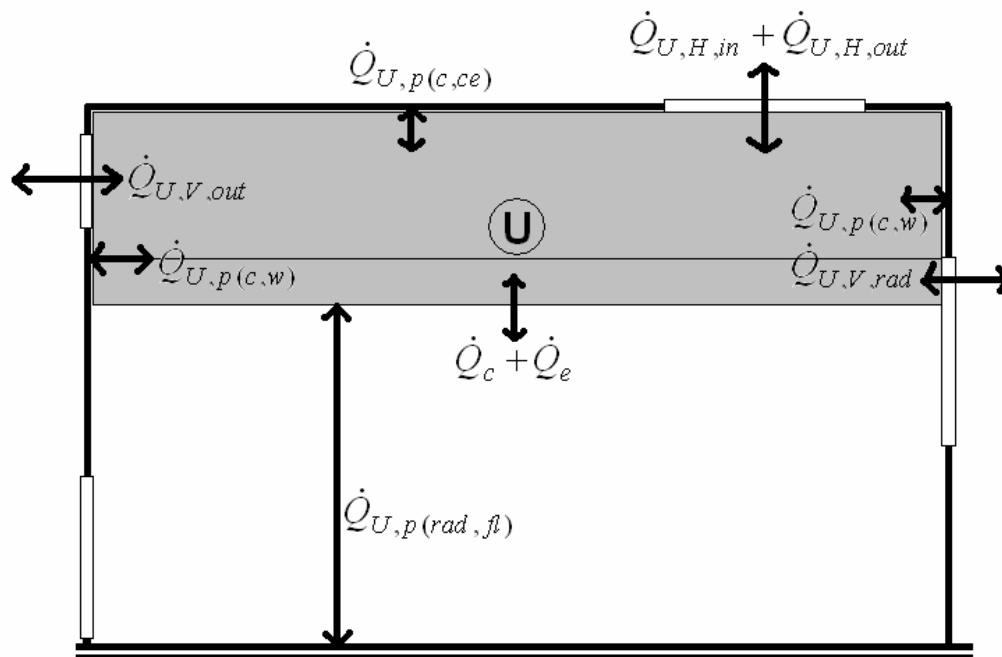


Fig.B.4:2° Orde warmtestromen van en naar de hete zone (twee-zone model) ten gevolge van convectie via openingen in de begrenzing (out, in), convectieve overdracht (en geleiding) aan de binnenoppervlakte van de begrenzing (c) en straling via openingen in de begrenzing en de onderzijde van de hete zone (rad).

Figuur B.5 geeft de warmtestromen weer voor de koude zone in geval van een twee-zone model. Ook hier is weer de overeenkomst aanwezig met de warmtestromen die optreden in de gemengde zone (figuur B.3).

De enige uitwisseling die tussen de koude zone en de hete zone aanwezig is, komt tot stand door inmenging van lucht uit de koude zone in de rookpluim (\dot{Q}_e).

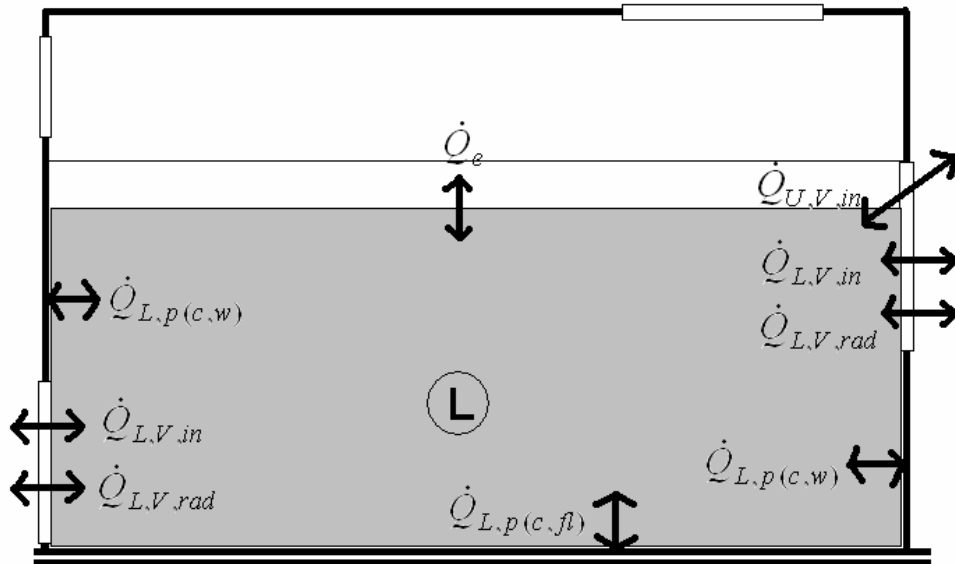


Fig.B.5:2° Orde warmtestromen van en naar de koude zone (twee-zone model) ten gevolge van convectie via openingen in de begrenzing (out, in), convectieve overdracht (en geleiding) aan de binnenoppervlakte van de begrenzing (c) en straling via openingen in de begrenzing (rad).

B.3 Notatie

In de figuren is de volgende notatie gebruikt:

- \dot{Q} totale brandvermogen
- \dot{Q}_c convectief afgegeven vermogen vanaf de brandhaard
- \dot{Q}_{rad} door straling afgegeven vermogen vanaf de brandhaard
- \dot{Q}_e vermogen van de ingemengde lucht (via de pluim)
- \dot{Q}_U vermogen van/naar de hete zone (upper zone)
- \dot{Q}_L vermogen van/naar de koude zone (lower zone)
- \dot{Q}_g vermogen van/naar de gemengde zone

Voor openingen worden de volgende aanvullende indices gebruikt:

$V_{,in}$ als gevolg van inkomende massastroom via verticale opening
 $V_{,out}$ als gevolg van uitgaande massastroom via verticale opening
 $H_{,in}$ als gevolg van inkomende massastroom via horizontale opening
 $H_{,out}$ als gevolg van uitgaande massastroom via horizontale opening
 $V_{,rad}$ als gevolg van straling vanuit verticale gevelopening

Voor scheidingsconstructies worden de volgende aanvullende indices gebruikt:

$p(c,w)$ als gevolg van convectie bij scheidingsconstructie (p) wand (w)
 $p(c,fl)$ als gevolg van convectie bij scheidingsconstructie (p) vloer (fl)
 $p(c,ce)$ als gevolg van convectie bij scheidingsconstructie (p) dak/plafond (ce)
 $p(rad,fl)$ als gevolg van straling bij scheidingsconstructie (p) vloer (fl)

Bijlage C Warmtetransport in de ruimtebegrenzungen

C.1 Inleiding

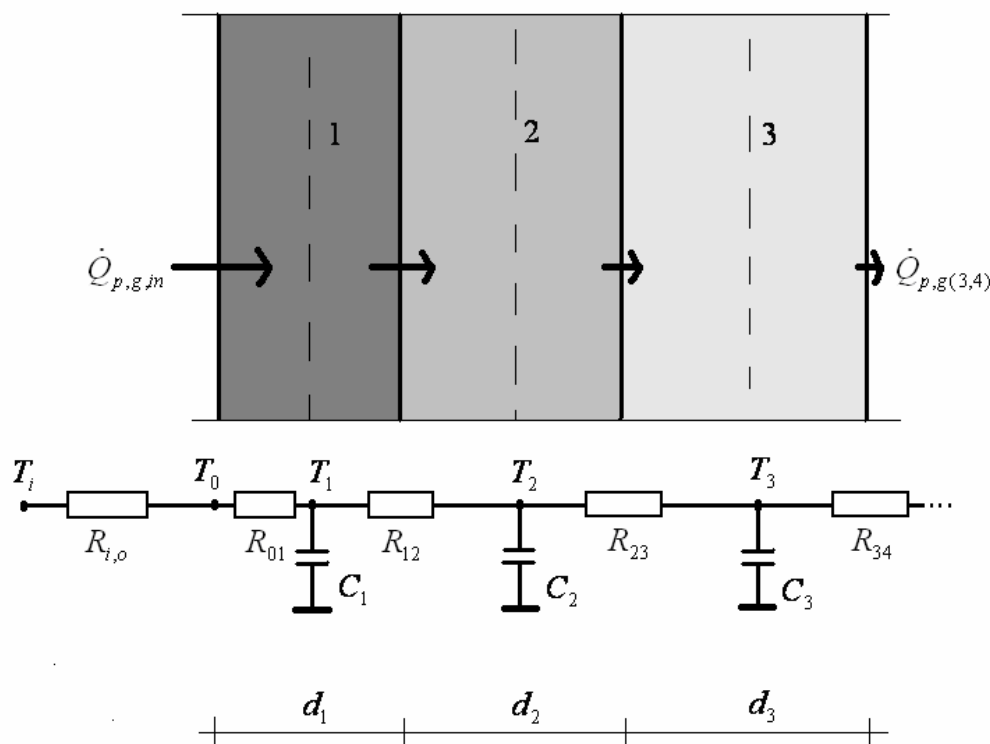
Voor het warmtetransport in de constructies van de ruimtebegrenzungen is in paragraaf 2.5 van dit rapport een analytische beschouwing gegeven. Wanneer de scheidingsconstructie uit meerdere materiaallagen bestaat gaat deze analytische beschouwing niet meer exact op. Een numerieke beschouwing ligt dan meer voor de hand, vooral ook omdat een dergelijke numerieke beschouwing goed past in een numerieke simulatie op basis van het fysisch brandmodel.

Omdat het fysisch brandmodel een zonemodel is, past hierin een numerieke simulatie op basis van een ééndimensionale beschouwing (discretisering van de scheidingsconstructie in verschillende materiaallagen). Bij toepassing van een veldmodel voor de brandruimte, moet ook een veldmodel voor de scheidingsconstructie worden gebruikt (een driedimensionale beschouwing door discretisering van de scheidingsconstructies in kleine volume-elementjes).

C.2 Discretisering van de scheidingsconstructie

Voor een numerieke simulatie wordt de scheidingsconstructie gediscetiseerd in een verschillende lagen. Het spreekt voor zich dat elke materiaallaag een afzonderlijke laag in de scheidingsconstructies vormt. Dat is noodzakelijk om met de juiste materiaaleigenschappen te kunnen rekenen. Desgewenst kan een materiaallaag ook in meerdere lagen met dezelfde materiaaleigenschappen worden onderverdeeld. Dit verhoogt de nauwkeurigheid van de berekening van het warmtetransport in de constructie.

Figuur C.1 toont een doorsnede die uit verschillende materiaallagen is opgebouwd, met de optredende warmtestromen daarin en het bijbehorende elektrisch analoon.



Figuur C.1. Eén-dimensionale doorsnede van een scheidingsconstructie, opgebouwd uit verschillende materiaallagen.

C.3 Warmtetransportmechanismen

Uit figuur C.1 blijkt dat er twee warmtetransportmechanismen een rol spelen in de scheidingsconstructie:

- warmtegeleiding (bepaald door de warmteweerstand van elke materiaallaag)
- warmtebuffering (bepaald door de warmtecapaciteit van elke materiaallaag)

Voor de warmtestroomdichtheid door geleiding van materiaallaag i naar materiaallaag $i+1$ geldt:

$$\dot{q}_{p,g(i,i+1)} = \frac{(T_i - T_{i+1})}{R_{i,i+1}} \quad [\text{W/m}^2] \quad (\text{C.1})$$

Hierin geldt voor de warmteweerstand (R) tussen materiaallagen:

$$R_{i,i+1} = \frac{d_i}{2\lambda_i} + \frac{d_{i+1}}{2\lambda_{i+1}} \quad [\text{m}^2\text{K/W}] \quad (\text{C.2})$$

Voor de warmtestroomdichtheid ten gevolge van warmtebuffering in een materiaallaag geldt:

$$\dot{q}_{buffer,i} = C_i \cdot \frac{\partial T_i}{\partial t} \quad [\text{W/m}^2] \quad (\text{C.3})$$

Hierin geldt voor de warmtecapaciteit (C) van de materiaallaag:

$$C_i = \rho_i \cdot d_i \cdot c_i \quad [\text{J}/(\text{m}^2\text{K})] \quad (\text{C.4})$$

In de vergelijkingen (C.1) t/m (C.4) worden aan de symbolen de volgende grootheden toegekend:

$\dot{q}_{p,g}$	warmtestroomdichtheid ten gevolge van geleiding
\dot{q}_{buffer}	warmtestroomdichtheid ten gevolge van buffering
d	dikte van het materiaal
λ	warmtegeleidingscoëfficiënt van het materiaal
ρ	soortelijke massa (dichtheid) van het materiaal
c	soortelijke warmte van het materiaal
T	temperatuur
t	tijd

C.4 Warmtebalans

In elke laag van de scheidingsconstructie geldt de wet van behoud van energie. Rekening houdend met het instationaire effect van warmtebuffering kan de warmtebalans voor een willekeurige materiaallaag i als volgt worden geschreven:

$$\dot{q}_{p,g(i-1,i)} = \dot{q}_{buffer,i} + \dot{q}_{p,g(i,i+1)} \quad [\text{W/m}^2] \quad (\text{C.5})$$

De verschillende warmtestroomdichtheden in vergelijking (C.5) kunnen worden ingevuld op basis van de vergelijkingen (C.1) en (C.3).

Uit vergelijking (C.5) blijkt dat de warmtestroom door geleiding afneemt naar mate de materiaallaag verder van de binnenoppervlakte van scheidingsconstructie is verwijderd. Dit zogenaamde uitdempende effect wordt veroorzaakt door de warmtecapaciteit (bufferwerking) van de materiaallagen (zie vergelijking (C.4)).

C.5 Verbinding van het submodel met het zonemodel

In figuur C.5 is een overgangsweerstand $R_{i,o}$ opgenomen als verbinding tussen het submodel voor het warmtetransport in de ruimtebegrenzingsen en het zonemodel. Dit is de convectieve overdrachtsweerstand tussen de zone (hete zone, koude zone of gemengde zone) en de binnenoppervlakte van de scheidingsconstructie. In een brandsituatie is sprake van turbulente binnencondities, waardoor aangehouden kan worden:

$$h_{i,o} = 25 \quad [\text{W}/(\text{m}^2\text{K})] \quad (\text{C.6})$$

De bijbehorende overgangsweerstand bedraagt daarbij:

$$R_{i,o} = \frac{1}{h_{i,o}} = 0,04 \quad [\text{m}^2\text{K}/\text{W}] \quad (\text{C.7})$$

Naast de convectieve overdracht speelt echter ook stralingsoverdracht een rol. Voor de hete zone en de gemengde zone kan in dat geval voor de warmte-overdracht aan de binnenzijde van de ruimtebegrenzing worden geschreven:

$$\dot{q}_{p,in} = h_{i,o} (T_i - T_{i,o}) + \varepsilon_r \sigma (T_i^4 - T_{i,o}^4) \quad [\text{W}/\text{m}^2] \quad (\text{C.8})$$

Evenzo geldt aan de buitenzijde van de ruimtebegrenzing:

$$\dot{q}_{p,uit} = h_{\infty,o} (T_{\infty} - T_{\infty,o}) + \varepsilon_r \sigma (T_{\infty}^4 - T_{\infty,o}^4) \quad [\text{W}/\text{m}^2] \quad (\text{C.9})$$

Voor de overdrachtscoëfficiënt aan de buitenzijde (de omgeving, dus de niet-verhitte zijde) van de ruimtebegrenzing wordt een lagere waarde aangehouden, omdat hier minder turbulentie wordt verondersteld:

$$h_{\infty,o} = 25 \quad [\text{W}/(\text{m}^2\text{K})] \quad (\text{C.10})$$

Voor de koude zone (in geval van een twee-zone model) speelt de stralingsoverdracht naar de ruimtebegrenzing geen rol. Immers, de koude zone is relatief schoon en daardoor transparant voor warmtestraling. Wel kunnen daardoor de ruimtebegrenzingsen van de koude zone worden belast door warmtestraling vanaf de brandhaard. Deze warmtestraling wordt oppervlaktegewogen toegekend aan de wandconstructies van de ruimtebegrenzingsen van de koude zone.

$$\dot{q}_{i,in(L,rad)} = \frac{\dot{Q}_{rad}}{A_{w,L}} \quad [\text{W}/\text{m}^2] \quad (\text{C.11})$$

Hierin is:

$$\dot{Q}_{rad} = 0,3 \cdot \dot{Q} \quad [\text{W}]$$

$A_{w,L}$ wandoppervlakte van de begrenzing van de koude zone

C.6 Verbinding van het submodel aan andere zonebegrenzingsen

Het submodel voor warmtetransport in de ruimtebegrenzingsen is ééndimensionaal. Dat houdt in dat er geen longitudinaal warmtetransport gemodelleerd kan worden in de constructie. Het gevolg daarvan is dat de aansluiting op andere scheidingsconstructies adiabatisch is. Er treedt dus geen warmtetransport op tussen de ruimtebegrenzingsen van de hete zone en de ruimtebegrenzingsen van de koude zone in geval van een twee-zone model (wandconstructies).

In geval van een twee-zone model zal de hete zone naverloop van tijd in volume toenemen (de hete rooklaag wordt dikker) ten koste van de koude zone. Ook de begrenzing van de hete zone wordt na verloop van tijd dus groter ten koste van de begrenzing van de koude zone (wandconstructie). Hiermee wordt in de ééndimensionale beschouwing van het warmtetransport in de ruimtebegrenzingsen geen rekening gehouden. Om te voorkomen dat bij toenemende dikte van de hete zone (toenemende hoogte van de wandconstructie, grenzend aan de hete zone) een energiesurplus ontstaat in de wandconstructie, grenzend aan de hete zone, moet de gebufferde energie in de betreffende wandconstructie worden herverdeeld, voor elke materiaallaag i in deze constructie:

$$\dot{Q}_{buffer,i} = A_{w,U} \cdot C_i \cdot \frac{\partial T_i}{\partial t} + C_i \cdot T_i \cdot \frac{\partial A_{w,U}}{\partial t} \quad [\text{W}] \quad (\text{C.12})$$

Hierin is C de warmtecapaciteit (C) van de materiaallaag (zie vergelijking (C.4)) en $A_{w,U}$ de oppervlakte van de begrenzing (wandconstructie) aan de hete zone.

Wanneer het twee-zone model in een één-zone model overgaat is er eveneens een discontinuïteit in het warmtetransport in de ruimtebegrenzingsen aanwezig. Om in elk geval te zorgen dat hier geen energie-overschot of energietekort in de scheidingsconstructies optreedt moet de gebufferde energie op het tijdstip dat het model van twee zones in een gemengde zone overgaat worden herverdeeld in de wandbegrenzingsen van de brandruimte.

$$Q_{w,g} = Q_{w,U} + Q_{w,L} \quad [\text{J}] \quad (\text{C.13})$$

Hierin stelt Q_w de in de wandconstructie gebufferde energie voor in respectievelijke de gemengde zone (g), de hete zone (U) en de koude zone (L).

Daarbij geldt uiteraard ook:

$$M_{w,g} = M_{w,U} + M_{w,L} \quad [\text{kg}] \quad (\text{C.14})$$

$$A_{w,g} = A_{w,U} + A_{w,L} \quad [\text{m}^2] \quad (\text{C.15})$$

Hierin is:

M_w massa van de wandconstructie grenzend aan respectievelijk g , U en L

A_w oppervlakte van de wandconstructie grenzend aan respectievelijk g , U en L

De vergelijkingen (C.13) t/m (C.15) gelden uiteraard ook voor elke materiaallaag in de ruimtebegrenzing.

C.7 Tijd integratie

Voor het oplossen van de numerieke vergelijkingen moet tijdintegratie worden toegepast. Aandachtspunt daarbij is dat de tijdstapgrootte zodanig is dat deze is afgestemd op de bufferwerking van de materiaallagen. Met andere woorden: de gebufferde energie mag niet worden overschat als gevolg van een te grote tijdstapgrootte. In dat geval convergeert de simulatieberekening niet naar een oplossing. De tijdstapgrootte wordt dus bepaald door de materiaallaag met de geringste warmtecapaciteit en de geringste temperatuurverhoging.

In formulevorm:

$$\partial t \leq \frac{C_i \cdot \partial T_i}{Q_{buffer,max,i}}$$

Hierin is $Q_{buffer,max,i}$ de maximale energie die in materiaallaag i gebufferd kan worden.

Bijlage D Chemisch verbrandingsmodel

D.1 Inleiding

Het chemisch verbrandingsmodel bepaalt op basis van de oxidatiereactie van de brandstof welke verbrandingsproducten worden gevormd met welke massa (of volume). Hieruit kan voor een specifieke brandstof worden bepaald welke massa (of volume) aan zuurstof daarvoor nodig is en hoeveel verbrandingsenergie dat oplevert.

De zuurstofbalans in de koude zone (bij een twee-zone model) of de gemengde zone (bij een één-zone model) is daarbij van belang. Dit is een deeltjesbalans, analoog aan de massabalans van een zone, waarbij rekening gehouden wordt met de afvoer van deeltjes, de toevoer van deeltjes vanuit de omgeving en de absorptie van deeltjes bij de brandhaard.

Vaak bestaat de vuurlast in een brandcompartiment uit een mix van brandstoffen, waardoor een echte brandstofafhankelijke beschouwing niet goed mogelijk is. Omdat in de meeste gebruiksfuncties de mix van brandstoffen tot een cellulose-achtige brand leiden is een fiktieve brandstof voor cellulosebranden gedefinieerd. Deze brandstof heeft als chemische formule: $C_4H_6O_3$. De verbrandingswaarde hiervan bedraagt overeenkomstig de gemiddelde verbrandingswaarde van celluloseproducten circa 17,5 MJ/kg.

In D.2 zijn voor een brandstofbeheerste en een steeds sterkere ventilatiebeheerste brand de consequenties bepaald voor de vrijkomende energie en verbrandingsproducten. Om niet met half geoxideerde producten te hoeven rekenen wordt altijd volledige verbranding verondersteld, waarbij in geval van een zuurstoftekort, brandstof achterblijft of gasvormig in de zone/pluim wordt opgenomen. Aangevoerd is dat deze benadering energetisch goed aansluit op een maar nauwkeurige benadering, waarin wel met half geoxideerde producten rekening wordt gehouden.

In D.3 is ter vergelijking dezelfde benadering gevolgd voor propaan (C_3H_8), een werkelijke brandstof met een schone verbranding (d.w.z. alleen CO_2 en H_2O als verbrandingsproducten). Ook hier sluit de vereenvoudigde benadering goed aan bij de nauwkeurige benadering.

D.2 Fiktieve brandstof voor cellulosebranden

Theoretische luchtfactor en consequenties voor de verbranding

Brandstof: $C_4H_6O_3$ (fiktieve brandstof voor cellulosebranden)

Molgewicht: 102 [g/mol]

Vormingsenthalpie: -6,25 [10^5 J/mol]

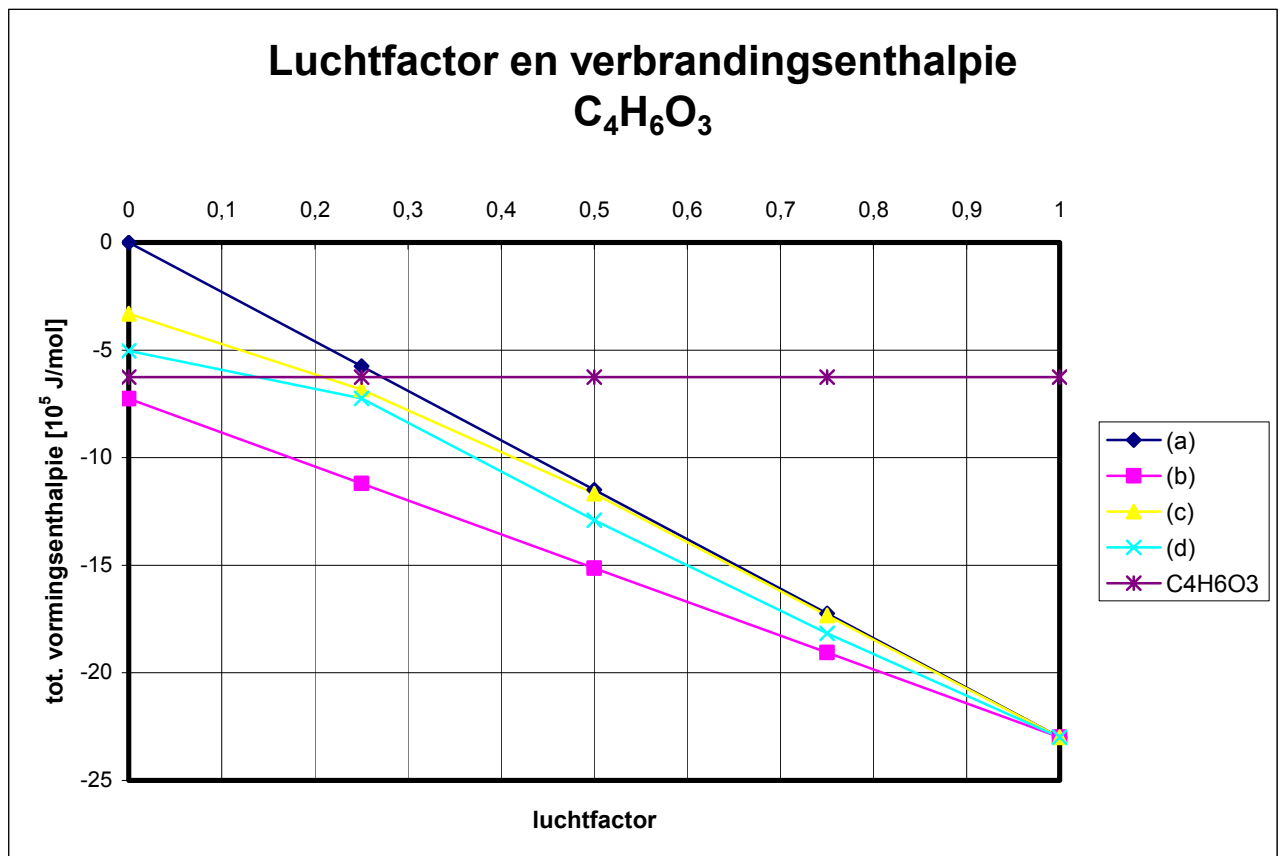
Tabel met theoretische luchtfactor (n) en mogelijke verbrandingsproducten:

Bij $n \geq 1$ is de verbranding volledig.

Bij $n < 1$ is de verbranding onvolledig.

- (a) Volledige verbranding en pyrolyse van brandstof
- (b) C als onvolledig verbrandingsproduct
- (c) CO als onvolledig verbrandingsproduct
- (d) H_2 als onvolledig verbrandingsproduct

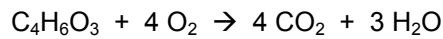
n	Oxidatiereactie	Oxidatieproducten en Vormingsenthalpieën	Verbrandingsenthalpie [10^5 J/mol]
1	$C_4H_6O_3 + 4 O_2 \rightarrow$	$4 CO_2 + 3 H_2O$ -23,000	-16,750
0,75	$C_4H_6O_3 + 3 O_2 \rightarrow$	$C + 3 CO_2 + 3 H_2O$ -19,065 $2 CO + 2 CO_2 + 3 H_2O$ -17,340 $4 CO_2 + H_2O + 2 H_2$ -18,160	(b) -12,815 (c) -11,090 (d) -11,910
0,50	$C_4H_6O_3 + 2 O_2 \rightarrow$	$2 C + 2 CO_2 + 3 H_2O$ -15,130 $4 CO + 3 H_2O$ -11,680 $3 CO_2 + CO + 3 H_2$ -12,910	(b) -8,880 (c) -5,430 (d) -6,660
0,25	$C_4H_6O_3 + O_2 \rightarrow$	$3 C + CO_2 + 3 H_2O$ -11,195 $4 CO + H_2O + 2 H_2$ -6,840 $CO_2 + 3 CO + 3 H_2$ -7,250	(b) -4,945 (c) -0,590 (d) -1,000
0	$C_4H_6O_3 \rightarrow$	$4 C + 3 H_2O$ -7,260 $C + 3 CO + 3 H_2$ -3,315 $2 C + CO_2 + CO + 3 H_2$ -5,040	(b) -1,010 (c) +2,935 (d) +1,210



- (a) Volledige verbranding en pyrolyse van brandstof
- (b) C als onvolledig verbrandingsproduct
- (c) CO als onvolledig verbrandingsproduct
- (d) H₂ als onvolledig verbrandingsproduct

Conclusies:

1. Energetisch gezien is er een voorkeur van C als onvolledig verbrandingsproduct in de verbrandingsgassen. Dit levert de meeste verbrandingsenergie op en dus de laagste evenwichtstoestand.
2. In de praktijk zullen ook andere onvolledige verbrandingsproducten (CO en H₂) ontstaan. Omdat de door pyrolyse uittredende massastroom bij contact met zuurstof in de lucht meteen oxideert, zou met name het ontstaan van CO verwacht kunnen worden. Het brandvermogen wordt daardoor meer gereduceerd dan op basis van (1) verwacht zou worden.
3. Bij $n < 1$ bevatten de verbrandingsgassen componenten die bij toetreding van zuurstof verder oxideren. Uitstroom van verbrandingsgassen via openingen in de begrenzing van de brandruimte levert dus uitlaande vlammen op. Het externe brandvermogen is bij (2) groter dan bij (1).
4. De brand dooft bij een luchtfactor $n < 0,1$. De enthalpie die dan nog vrijkomt is niet groot genoeg om de molecuulverbinding van de brandstof te kraken. De eigen enthalpie van de brandstof ligt dan ook rond $6,25 \cdot 10^5$ [J/mol] (propyleen carbonaat).

Volledige verbranding bij luchtfactor $n \geq 1$:**Voor 1 kg brandstof is nodig:**

$$\frac{1}{102} \cdot 4 \cdot 22,4 \cdot \frac{100}{21} = 4,18 \quad \left[m_n^3 \right] \text{ lucht}$$

Dit levert per kg brandstof:

$$\frac{1}{102} \cdot 4 \cdot 22,4 = 0,878 \quad \left[m_n^3 \right] \text{ CO}_2$$

$$\frac{1}{102} \cdot 3 \cdot 22,4 = 0,659 \quad \left[m_n^3 \right] \text{ H}_2\text{O}$$

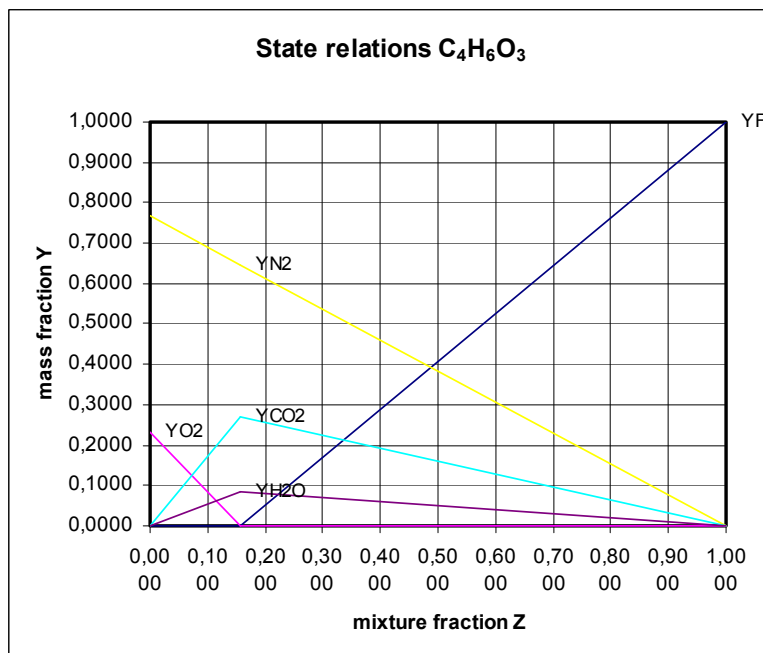
$$\frac{1}{102} \cdot 4 \cdot 22,4 \cdot \frac{79}{21} = 3,305 \quad \left[m_n^3 \right] \text{ N}_2$$

$$\text{Totaal} \quad 4,842 \quad \left[m_n^3 \right] \text{ verbrandingsgassen}$$

$$\frac{1}{102} \cdot 23 \cdot 10^5 = 22,5 \quad \left[\text{MJ} / \text{kg} \right] \text{ energie}$$

Netto verbrandingswaarde:

$$\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_3: \quad 16,5 \quad \left[\text{MJ} / \text{kg} \right]$$

Volledige verbranding en pyrolyse van brandstof:

D.3 Propan

Theoretische luchtfactor en consequenties voor de verbranding

Brandstof: C_3H_8 (propan)

Molgewicht: 44 [g/mol]

Vormingsenthalpie: $-1,038 [10^5 \text{ J/mol}]$

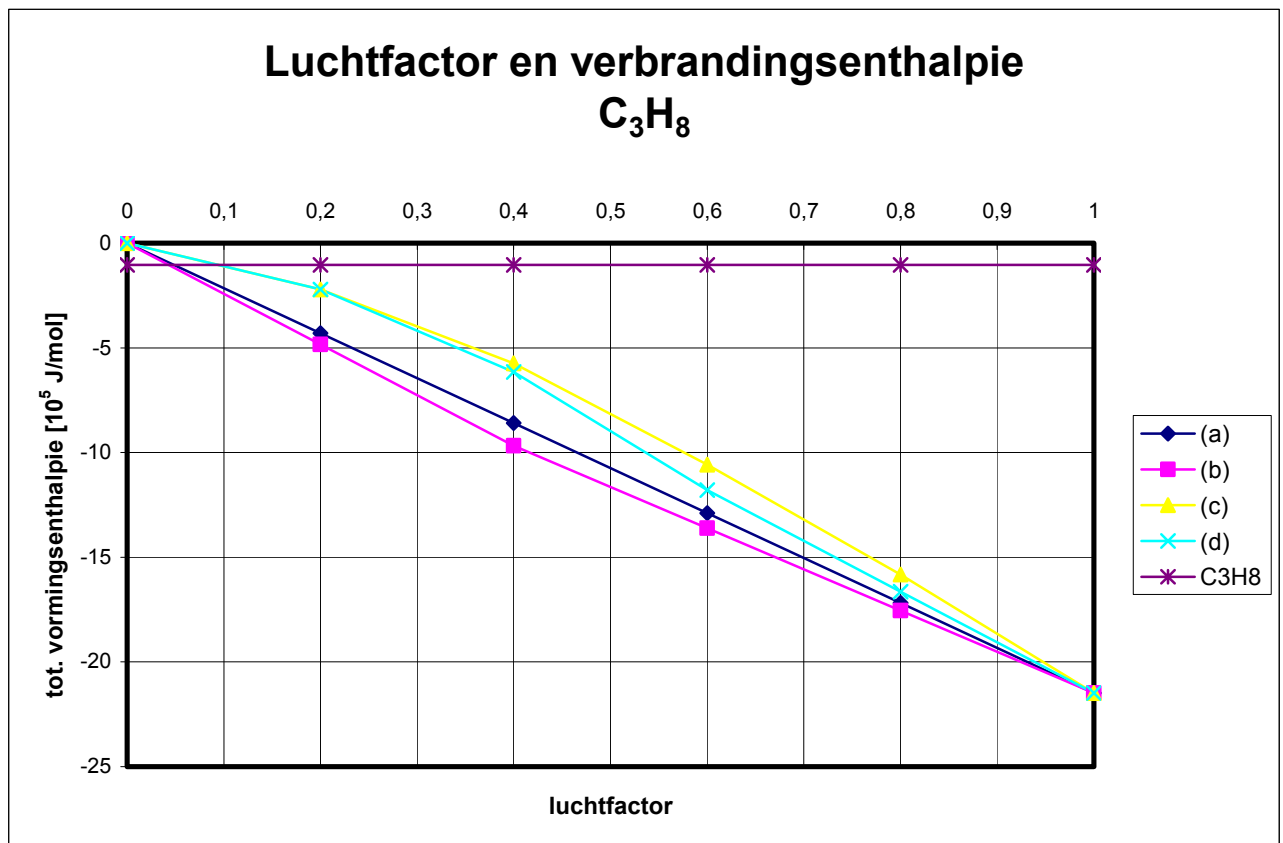
Tabel met theoretische luchtfactor (n) en mogelijke verbrandingsproducten:

Bij $n \geq 1$ is de verbranding volledig.

Bij $n < 1$ is de verbranding onvolledig.

- (a) Volledige verbranding en pyrolyse van brandstof
- (b) C als onvolledig verbrandingsproduct
- (c) CO als onvolledig verbrandingsproduct
- (d) H_2 als onvolledig verbrandingsproduct

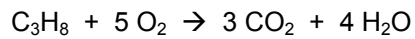
n	Oxidatiereactie	Oxidatieproducten en Vormingsenthalpieën	Verbrandingsenthalpie [10^5 J/mol]
1	$C_3H_8 + 5 O_2 \rightarrow$	$3 CO_2 + 4 H_2O$ -21,485	-20,447
0,8	$C_3H_8 + 4 O_2 \rightarrow$	$C + 2 CO_2 + 4 H_2O$ -17,550 $2 CO + CO_2 + 4 H_2O$ -15,825 $3 CO_2 + 2 H_2O + 2 H_2$ -16,645	(b) -16,512 (c) -14,787 (d) -15,607
0,6	$C_3H_8 + 3 O_2 \rightarrow$	$2 C + CO_2 + 4 H_2O$ -13,615 $3 CO + 3 H_2O + H_2$ -10,575 $3 CO_2 + 4 H_2$ -11,805	(b) -12,577 (c) -9,537 (d) -10,767
0,4	$C_3H_8 + 2 O_2 \rightarrow$	$3 C + 4 H_2O$ -9,680 $3 CO + H_2O + 3 H_2$ -5,735 $CO_2 + 2 CO + 4 H_2$ -6,145	(b) -5,642 (c) -4,697 (d) -5,107
0,2	$C_3H_8 + O_2 \rightarrow$	$3 C + 2 H_2O + 2 H_2$ -4,840 $C + 2 CO + 4 H_2$ -2,210 $C + 2 CO + 4 H_2$ -2,210	(b) -3,802 (c) -1,172 (d) -1,172
0	$C_3H_8 \rightarrow$	$4 C + 4 H_2$ 0,000	+1,038



- (a) Volledige verbranding en pyrolyse van brandstof
- (b) C als onvolledig verbrandingsproduct
- (c) CO als onvolledig verbrandingsproduct
- (d) H₂ als onvolledig verbrandingsproduct

Conclusies:

1. Energetisch gezien is er een voorkeur van C als onvolledig verbrandingsproduct in de verbrandingsgassen. Dit levert de meeste verbrandingsenergie op en dus de laagste evenwichtstoestand.
2. In de praktijk zullen ook andere onvolledige verbrandingsproducten (CO en H₂) ontstaan. Omdat de door pyrolyse uittredende massastroom bij contact met zuurstof in de lucht meteen oxideert, zou met name het ontstaan van CO verwacht kunnen worden. Het brandvermogen wordt daardoor meer gereduceerd dan op basis van (1) verwacht zou worden.
3. Bij $n < 1$ bevatten de verbrandingsgassen componenten die bij toetreding van zuurstof verder oxideren. Uitstroom van verbrandingsgassen via openingen in de begrenzing van de brandruimte levert dus uitslaande vlammen op. Het externe brandvermogen is bij (2) groter dan bij (1).
4. De brand dooft bij een luchtfactor $n < 0,1$. De enthalpie die dan nog vrijkomt is niet groot genoeg om de molecuulverbinding van de brandstof te kraken. De eigen enthalpie van de brandstof ligt rond $1,038 \cdot 10^5$ [J/mol] (propan).

Volledige verbranding bij luchtfactor $n \geq 1$:**Voor 1 kg brandstof is nodig:**

$$\frac{1}{44} \cdot 5 \cdot 22,4 \cdot \frac{100}{21} = 12,12 \quad \left[m_n^3 \right] \text{ lucht}$$

Dit levert per kg brandstof:

$$\frac{1}{44} \cdot 3 \cdot 22,4 = 1,527 \quad \left[m_n^3 \right] \text{ CO}_2$$

$$\frac{1}{44} \cdot 4 \cdot 22,4 = 2,036 \quad \left[m_n^3 \right] \text{ H}_2\text{O}$$

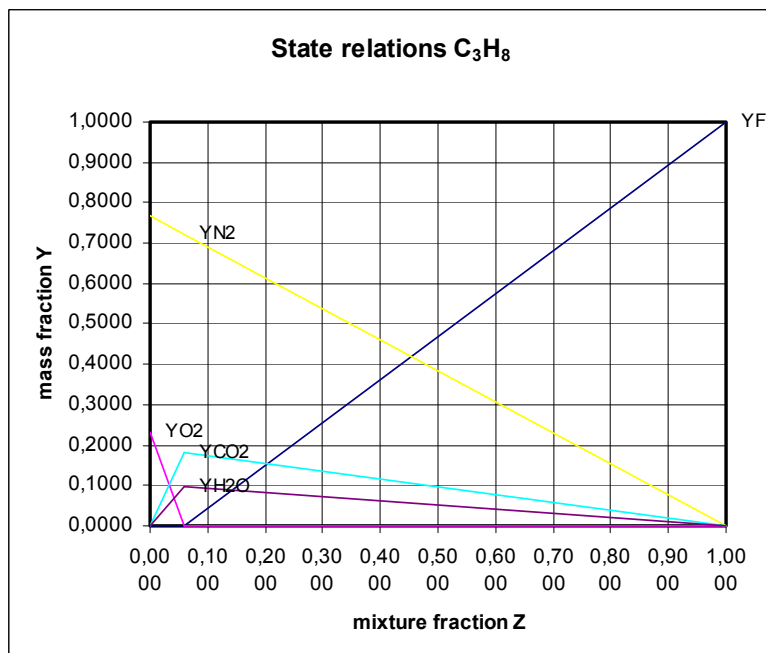
$$\frac{1}{44} \cdot 5 \cdot 22,4 \cdot \frac{79}{21} = 9,576 \quad \left[m_n^3 \right] \text{ N}_2$$

$$\text{Totaal} \quad 13,139 \quad \left[m_n^3 \right] \text{ verbrandingsgassen}$$

$$\frac{1}{44} \cdot 21,485 \cdot 10^5 = 48,8 \quad \left[\text{MJ} / \text{kg} \right] \text{ energie}$$

Netto verbrandingswaarde:

$$\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_3: \quad 46,5 \quad \left[\text{MJ} / \text{kg} \right]$$

Volledige verbranding en pyrolyse van brandstof:

Bijlage E Invloed van een automatische blusinstallatie

E.1 Fysische beschouwing

De meest waardevolle beschrijving van het effect van een sprinklerinstallatie op een brand is een fysische beschrijving van de optredende verschijnselen, waarbij de relaties tussen verschillende parameters bekend zijn. De interactie tussen waterdruppels uit een sprinklerinstallatie en een brand is echter zeer complex en is met de huidige kennis nog niet te beschrijven (Fleming, 2002). Een theoretische, fysische beschrijving is hierdoor niet mogelijk.

E.2 Empirische beschouwing

Verschillende onderzoekers hebben experimenten verricht om empirische beschrijvingen van het effect van sprinklerinstallaties op een brand af te leiden. Onderzoekers van het National Institute of Standards and Technology (NIST) in de Verenigde Staten hebben bijvoorbeeld op basis van experimenten met palletbranden de volgende vergelijking afgeleid voor het brandvermogen na sprinkleractivering (Madrzykowski en Vettori, 1992):

$$\dot{Q}(t - t_{act}) = \dot{Q}(t_{act}) e^{\left[\frac{-(t - t_{act})}{3(\dot{w}')^{-1,85}} \right]} \quad (E.1)$$

waarin: \dot{Q} = brandvermogen [kW]
 t_{act} = tijdstip van activering van de sprinklerinstallatie [s]
 t = tijd [s], ($t \geq t_{act}$)
 \dot{w}' = sproeidichtheid [mm/s]

De onderzoekers van NIST claimen dat hun vergelijking als conservatieve benadering gebruikt kan worden voor situaties waarin de brandstof niet afgeschermd is van het water van de sprinklerinstallatie en de sproeidichtheid minimaal 0,07 mm/s is. Hierbij dient opgemerkt te worden dat vergelijking (E.1) is afgeleid uit palletbranden waarbij de sprinklerinstallatie geactiveerd werd op het hoogtepunt van de brand (maximaal brandvermogen). Het is onduidelijk of deze vergelijking ook geldig is voor branden die na activering van de sprinklerinstallatie nog in vermogen kunnen groeien (Fleming, 2002).

Een andere publicatie van NIST (NIST GCR 05-875, 2004) geeft de resultaten van 22 experimenten, waaruit blijkt dat in 21 van de 22 experimenten de sprinklerinstallatie in staat bleek de brand te controleren of zelfs te blussen.

Een knelpunt ten aanzien van experimentele gegevens over het effect van sprinklerinstallaties op brand is echter het feit dat dit effect van veel factoren afhankelijk is. Enkele voorbeelden hiervan zijn de grootte van de waterdruppels, de snelheid van waterdruppels in vergelijking tot de snelheid van rook in de rookpluim, de temperatuur van de rook en het type sprinklerinstallatie in relatie tot de brandstof en ruimte. Voor veel factoren is de invloed op de effectiviteit van een sprinklerinstallatie nog onbekend. Voor berekeningen van het effect van een sprinklerinstallatie dient dan ook grote voorzichtigheid betracht te worden bij het gebruiken van empirisch vastgestelde vergelijkingen in situaties die niet overeenkomen met de experimentele situatie.

E.3 Statistische beschouwing

Sinds het gebruik van sprinklerinstallaties zijn diverse onderzoeken uitgevoerd om, op basis van databases met gegevens van 'echte' branden, de eigenschappen van sprinklerinstallaties met statistische analyses te beschrijven. Hieronder zijn de resultaten van verschillende onderzoeken opgenomen, onderverdeeld in betrouwbaarheid en effectiviteit, en oorzaak van falen van sprinklerinstallaties.

E.3.1 Betrouwbaarheid en effectiviteit

In 2001 is door Ingenieurs/adviesbureau SAVE het adviesrapport "De bijdrage van Sprinklers binnen Beheersbaarheid van Brand" geschreven (SAVE, 2001). Dit rapport beschrijft hoe binnen het model Beheersbaarheid van Brand (Ministerie van Binnenlandse Zaken, 1995) de invloed van sprinklerinstallaties in rekening gebracht zou moeten worden. Hierbij is uitgegaan van informatie van

branden in gebouwen met een gecertificeerde sprinklerinstallatie in Nederland tussen 1991 en 1998. Deze gegevens zijn verzameld door het Nationaal Centrum voor Preventie en het Bureau voor Sprinklerbeveiliging. Tabel E.1 geeft een overzicht van de cijfers.

Tabel E.1: betrouwbaarheid en effectiviteit van sprinklerinstallaties in Nederland, 1991-1998 (bron: SAVE, 2001)

omschrijving scenario	aantal [-]	percentage [%]
sprinklerinstallatie geactiveerd	174	82,9
zelfstandige blussing door sprinklerinstallatie (geen brandweer aanwezig)	92	43,8
blussing door sprinklerinstallatie mogelijk met hulp brandweer (wel brandweer aanwezig)	82	39,0
sprinklerinstallatie niet geactiveerd	36	17,1
handblussing voordat sprinklerinstallatie geactiveerd kon worden	35	16,7
sprinklerinstallatie faalt	1	0,5
Totaal	210	100

Van de situaties waarin de brand geblust werd voordat deze voldoende ver ontwikkeld was om de sprinklerinstallatie te activeren is niet bekend of de sprinklerinstallatie correct gefunctioneerd zou hebben. Het is dus niet terecht om al deze 35 gevallen buiten beschouwing te laten en de faalkans te baseren op 1 falende installatie tegenover 174 succesvolle situaties. Inclusief een schatting van een aantal gevallen waarin de sprinklerinstallatie mogelijk gefaald zou hebben indien een brand niet eerder met andere middelen geblust zou zijn, wordt van bovenstaande gegevens een faalkans van sprinklerinstallaties afgeleid van circa 1,4% bij een brandbaar dak en circa 0,8% een onbrandbaar dak.

Daarnaast zullen er situaties zijn waarin een brand wel door een sprinklerinstallatie geblust is, maar de brand nooit geregistreerd is.

Rohr en Hall (2005) hebben in een recent, uitgebreid onderzoek naar branden in gebouwen met een sprinklerinstallatie in de Verenigde Staten in de periode van 1999 tot 2002 het effect van sprinklerinstallaties op branden onderzocht. Sprinklerinstallaties zijn in dit onderzoek als effectief beschouwd wanneer zij er in slaagden de brand te controleren of te blussen. Tabel E.2 geeft hun belangrijkste resultaten weer.

Tabel E.2: betrouwbaarheid en effectiviteit van sprinklerinstallaties in de Verenigde Staten, 1999-2002 (bron: Rohr en Hall, 2005)

type gebouw	geactiveerd en effectief [%]	geactiveerd en niet effectief [%]	niet ondanks voldoende grote brand [%]	te kleine brand om installatie te activeren [%]
woonfunctie	40	1	1	58
bijeenkomstfunctie	34	4	4	58
onderwijsfunctie	22	0	2	76
gezondheidszorg- of celfunctie	24	0	1	74
winkel- of kantoorfunctie	35	1	3	61
industriefunctie	48	3	4	45
opslagfunctie	47	5	9	38
totaal	38	2	3	57

Onder de te kleine branden om een sprinklerinstallatie te activeren vallen branden die geblust zijn met andere middelen voordat zij voldoende ver ontwikkeld waren om de sprinklerinstallatie te activeren.

Wanneer voor de totaalcijfers gekeken wordt naar de situaties waarin de sprinklerinstallatie wel geactiveerd werd blijkt dat deze in 95% van de gevallen er in slaagde de brand te controleren (38%

van 40%). Voor woon-, onderwijs-, gezondheidszorg-, cel-, winkel- en kantoorfuncties is dit percentage zelfs nog hoger.

Hierbij dient eveneens opgemerkt te worden dat het onderzoek gebaseerd is op de gegevens van alle aan de brandweer gerapporteerde branden. Naar verwachting zijn er veel meer situaties geweest waarin sprinklerinstallaties gezorgd hebben voor een snelle blussing van brand, maar die niet gerapporteerd zijn aan de brandweer. Het werkelijke percentage waarin een sprinklerinstallatie effectief was zal dus hoger liggen dan uit het onderzoek blijkt.

Dowling et al. (1993, in: Fontana et al., 1998) hebben een overzicht van verschillende onderzoeken gepubliceerd met betrouwbaarheidsgegevens van sprinklerinstallaties in vele landen (zie tabel E.3).

Tabel E.3: betrouwbaarheid van sprinklerinstallaties in diverse landen (bron: Dowling et al., 1993, in: Fontana et al., 1998)

land	sprinklerinstallatie geactiveerd bij brand [%]
VS (NFPA) ¹¹	96
VS (FM) ¹²	86
VS (New York)	98
Australië	99,5
Verenigd Koninkrijk	94
Zwitserland ¹³	100
Duitsland ¹³	97,9
Finland ¹³	99,5

Frans onderzoek van APSAD (1997, in: Fontana et al., 1998) geeft gecombineerde gegevens van verzekeraars van 13 Europese landen in de periode 1970-1994 (zie tabel E.4). Het onderzoek geeft aan dat de betrouwbaarheid en effectiviteit (gedefinieerd als: ≤ 30 geopende sprinklerkoppen bij een brand) van sprinklerinstallaties in deze periode gestegen is. Aangezien het gegevens van verzekeraars zijn ontbreken in deze data veel kleine branden (snel geblust door één of enkele sprinklerkoppen of met andere blusmiddelen). Kleine schades worden vaak niet gemeld aan verzekeraars in verband met het behouden van no-claim-kortingen. De werkelijke percentages voor betrouwbaarheid en effectiviteit uit tabel E.4 zullen hoger zijn.

Tabel E.4: betrouwbaarheid en effectiviteit van sprinklerinstallaties in 13 Europese landen (bron: APSAD, 1997, in: Fontana et al., 1997)

periode	sprinklerinstallatie geactiveerd bij brand en effectief [%]
1970-1980	93,3
1980-1984	95,2
1985-1994	96,0
1970-1994	94,8

Marryatt (1988, in: Fontana et al., 1998) geeft een overzicht het aantal geopende sprinklerkoppen bij branden in Australië tussen 1886 en 1986. In totaal wordt 99,5% van alle branden in deze periode gecontroleerd door de sprinklerinstallatie. In 99% van de gevallen gebeurt dit met 30 of minder sprinklerkoppen (voor de volledige tabel met het aantal gecontroleerde branden per aantal geopende sprinklerkoppen zie Fontana et al. (1998)).

¹¹ Periode: 1925 – 1996, reflecteert niet de toegenomen betrouwbaarheid van sprinklerinstallaties de afgelopen decennia.

¹² Verzekeringsgegevens (Factory Mutual), dientengevolge exclusief groot aantal niet gemelde, kleine, snel gebluste branden.

¹³ Sinds 1983.

In een publicatie uit het Verenigd Koninkrijk (Smith, 1983, in: Fontana et al., 1998) worden vanuit verschillende onderzoeken percentages gegeven van door sprinklerinstallaties gecontroleerde branden (zie tabel E.5). De term 'gecontroleerd' wordt hierin niet nader gedefinieerd.

Tabel E.5: door sprinklerinstallaties gecontroleerde branden conform diverse onderzoeken (bron: Smith, 1983, in: Fontana et al., 1998)

onderzoek	door sprinklerinstallatie gecontroleerde brand [%]
Australië en Nieuw-Zeeland, 1886-1981	99,4
NFPA, 1925-1969	96,2
New York, laagbouw, 1969-1978	95,8
New York, hoogbouw, 1969-1978	98,8
Brandweer Verenigd Koninkrijk, 1966-1973	94,3-95,3 (95,4-96,2 na correctie met 20% niet gerapporteerde branden)

Het Britse Home Office Scientific Advisory Branch (HOSAB) schat het totale aantal succesvolle situaties (inclusief 20% niet gerapporteerde branden) op 95,4 tot 96,2%.

Als onderdeel van het Europese onderzoek Natuurlijk Brandconcept (Natural Fire Safety Concept) is een deelrapport met statistische gegevens geschreven (Fontana et al., 1998). In dit rapport zijn onder andere de gegevens van diverse onderzoeken ten aanzien van sprinklerinstallaties uit een groot aantal landen opgenomen, waaronder de vier hierboven genoemde onderzoeken. Deze onderzoeken samenvattend wordt een algemene betrouwbaarheid van sprinklerinstallaties gevonden van 96 tot 99%. Als gemiddelde waarde wordt geadviseerd 98% aan te houden. Deze waarde is in het Natuurlijk Brandconcept opgenomen als een faalkans van 0,02. Bij het advies om uit te gaan van 98% wordt nog opgemerkt dat dit een veel betere score is dan behaald wordt door bouwkundige compartimentering, met name wanneer deuren en ramen in de compartimentgrenzen aanwezig zijn.

E.3.2 Oorzaken voor falen van sprinklerinstallaties om een brand te controleren

Rohr en Hall (2005) hebben in hun onderzoek geconstateerd dat sprinklerinstallaties in 12% van de gevallen er niet in slaagden de brand te controleren (voor het totaal van alle gebouwtypen; zie tabel E.2). Hieronder vallen situaties waarin de sprinklerinstallatie niet geactiveerd werd (ondanks een voldoende grote brand) en situaties waarin de sprinklerinstallatie wel geactiveerd werd, maar er toch niet in slaagde de brand te controleren. Voor deze gevallen hebben zij de oorzaak van het falen van de sprinklerinstallatie onderzocht. Tabel E.6 geeft hun belangrijkste resultaten weer (zie Rohr en Hall (2005) voor meer gespecificeerde resultaten).

Tabel E.6: oorzaken voor het falen van sprinklerinstallaties om een brand te controleren (bron: Rohr en Hall, 2005)

oorzaak	percentage
brand afgeschermd van water van sprinklerinstallatie	55
onvoldoende water uit sprinklerinstallatie	31
verkeerd type sprinklerinstallatie voor type brand	7
beschadiging aan het systeem	5
menselijke fout	2

Uit hun onderzoek blijkt dat in meer dan de helft van de gevallen waarin er wel een sprinklerinstallatie in het gebouw aanwezig was, maar de brand niet onder controle gehouden werd, dit het gevolg is van het feit dat het water van de sprinklerinstallatie niet bij de brandhaard kon komen. Dit kan onder andere het gevolg zijn van verkeerd plaatsen van sprinklerkoppen of bijvoorbeeld te hoog opstapelen in opslagruimten. Ook kan het gebeuren dat de waterdruppels onvoldoende snelheid hebben om door de opstijgende rook in de rookpluim te dringen. Door een goed ontwerp en het navolgen van voorschriften zijn deze oorzaken gedeeltelijk weg te nemen.

In bijna een derde van de gevallen was onvoldoende water de oorzaak. Dit tekort aan water was het gevolg van een probleem in de installatie (bijvoorbeeld bevroren leidingen). Met een goed ontwerp en onderhoud kan dit voorkomen worden.

Een verkeerd type sprinklerinstallatie voor het type brand kan voorkomen worden wanneer de installatie tijdens de ontwerpfase goed afgestemd wordt op het gebruik van het gebouw. Door regelmatig onderhoud en controles kunnen ook de laatste twee oorzaken beperkt worden.

Bovenstaande discussie toont aan dat het falen van een sprinklerinstallatie om een brand te controleren grotendeels voorkomen kan worden door voldoende aandacht voor het ontwerp, het navolgen van voorschriften en het regelmatig plegen van onderhoud.

Bijlage F Pluimmodel

In deze bijlage zullen vergelijkingen voor verschillende eigenschappen van rookpluimen behandeld worden. De vergelijkingen van dit submodel voor de rookpluim zijn belangrijk als input voor het fysisch brandmodel in de twee-zone-situatie (vóór flash-over) voor het berekenen van het transport van energie en massa van de koude naar de hete zone. Onder andere zullen vergelijkingen afgeleid worden voor de massastroom, de temperatuur en de gemiddelde luchtsnelheid in de pluim en de afmetingen van de pluim.

Het betreft hier vergelijkingen voor het gebied vanaf de brandstof tot aan de hete zone. Behalve de rookpluim boven de vlammen behoort hiertoe dus ook het gebied in de vlammen.

F.1 Inleiding

F.1.1 Pluimmodel algemeen

Na verbranding van verbrandingsgassen zullen de verbrandingsproducten een rookpluim vormen. Deze pluim ontstaat vanwege het temperatuurverschil tussen de rookgassen en de omgevingslucht¹⁴. De rookgassen zijn warmer dan de omgevingslucht en hebben hierdoor een lagere dichtheid. De lichtere rook zal nu door de zwaardere omgevingslucht omhoog geduwd worden (vgl. een lichte vloeistof die op een zwaardere vloeistof drijft). Deze opwaartse kracht is rechtevenredig met het verschil in dichtheid. Naast deze opwaartse kracht ondervindt de opstijgende rook een tegenwerkende kracht door de viscositeit van de lucht. Zolang de opwaartse kracht groter is dan de tegenwerkende kracht door viscositeit zal de rook opstijgen.

Bij het opstijgen van de rook wordt aan de buitenzijde van de rookpluim koude omgevingslucht in de rookpluim meegezogen. Hierdoor neemt de temperatuur van de rookpluim af (de dichtheid neemt dus toe) en neemt de opwaartse kracht af. Ook neemt de massa in de rookpluim toe, waardoor deze breder wordt. Indien de rook in een brandruimte voldoende opwaartse kracht ondervindt zal deze opstijgen tot het plafond van de ruimte bereikt is en vanaf dit punt horizontaal onder het plafond wegstromen. Bij onvoldoende opwaartse kracht zal de rook echter niet tot het plafond opstijgen en zal stratificatie op een lager niveau in de ruimte optreden. Dit kan met name voor detectoren in het plafond van belang zijn (zie ook bijlage H).

F.1.2 Eigenschappen van de brand

De verbranding van brandstof zelf en de eigenschappen van de brand (uitbreidingsnelheid, vermogen etc) worden niet in het submodel van de rookpluim behandeld, maar door een apart submodel voor de verbranding beschreven. Benodigde gegevens voor pluimmodellen vanuit het submodel voor de verbranding zijn met name de oppervlakte van de brand en het brandvermogen (en soms ook de geometrie van de brand).

Voor verschillende vergelijkingen in §F.3 en §F.4 is niet het totale brandvermogen \dot{Q} benodigd als input, maar het convectief afgegeven deel van het totale brandvermogen \dot{Q}_c . Het totale brandvermogen \dot{Q} wordt afgegeven door convectie (\dot{Q}_c) en door straling (\dot{Q}_r). De verhouding tussen het convectieve deel en het stralingsdeel is afhankelijk van de brandstof en de geometrie en kan dus per situatie variëren. Echter, voor branden waar de meeste verbrandingsgassen boven de brandstof verbranden, zoals voor de meeste natuurlijke branden het geval is, kan een algemeen in de literatuur geaccepteerde waarde voor het convectief afgegeven deel van $0,7 \cdot \dot{Q}$ aangehouden worden (Heskestad, 2002, pp. 2-2; Beyler, 1986, pp. 56). Daarnaast moet, óf in het submodel voor de verbranding óf in het pluimmodel, rekening gehouden worden met de verbrandingsefficiëntie. Het maximale, theoretische brandvermogen \dot{Q} wordt alleen gerealiseerd bij volledige verbranding van alle brandstof en volgt uit de verbrandingssnelheid (in kg/s) vermenigvuldigd met de verbrandingswaarde (onderwaarde) (in kJ/kg). De verbrandingsefficiëntie is

¹⁴ Andere krachten, zoals de impuls van de verbrandingsgassen na de pyrolyse, zijn verwaarloosbaar klein ten opzichte van de opwaartse kracht door het temperatuurverschil.

de verhouding van het werkelijke brandvermogen tot het theoretische brandvermogen. Als gemiddelde waarde van de verbrandingsefficiëntie kan 0,8 aangehouden worden (Cadorin et al., 2001).

F.1.3 Nauwkeurigheid pluimmodellen

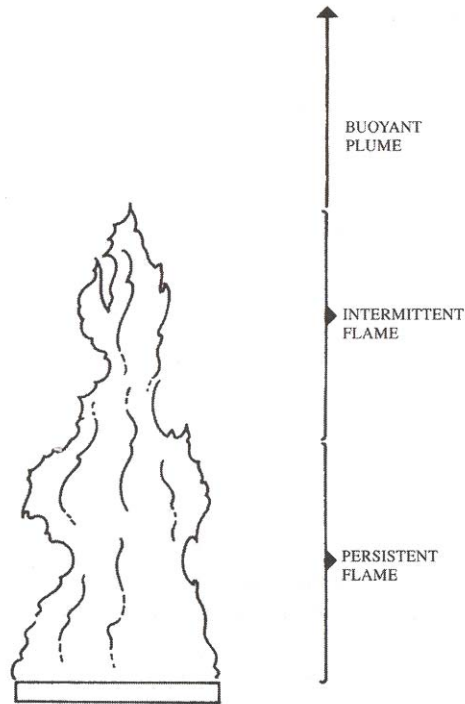
De meeste experimentele gegevens die gebruikt zijn voor het afleiden van relaties voor de beschrijving van rookpluimen zijn afkomstig van gecontroleerde branden (Drysdale, 2002). Over het algemeen gaat het om experimenten op ronde branders met een horizontaal oppervlak en grote, door opwaartse kracht (buoyancy) gedreven vlammen van een gasvormige brandstof (meestal methaan of propaan (Zukoski, 1995)). Voordeel van deze branden is dat de afbrandsnelheid gecontroleerd kan worden en de brand gedurende langere tijd in stand gehouden kan worden. Observaties en metingen van de brand- en pluimeigenschappen zijn hierdoor veel beter mogelijk dan bij natuurlijke branden. Bij deze experimenten ontbreekt echter de invloed van complexere geometrieën (bijvoorbeeld houten pallets of meubelstukken), waar de brandstof niet alleen horizontaal, maar ook verticaal aanwezig is. Ook zijn interacties tussen rookpluim en brand, zoals aanwezig bij natuurlijke branden (bijv. de invloed van straling van de rookpluim op de pyrolyse van vaste brandstof), niet of slechts gedeeltelijk aanwezig in deze experimenten (Zukoski, 1995). Dit betekent dat voorzichtig omgegaan moet worden met de hierna volgende beschrijving van de eigenschappen van rookpluimen. Daar waar onderzoekers geen consensus hebben bereikt over de beschrijving van een bepaalde eigenschap zullen meerdere vergelijkingen gegeven worden. Deze onzekerheid bestaat met name voor het gebied in de vlammen. Bij de berekening van een specifieke situatie waar geen duidelijkheid bestaat welke vergelijkingen het best toegepast kunnen worden, is het goed om volgens de verschillende beschrijvingen berekeningen uit te voeren en te vergelijken wat het verschil is voor het uiteindelijke rekenresultaat.

F.1.4 Vergelijkingen voor stationaire en quasi-stationaire situaties

De vergelijkingen die in deze bijlage behandeld zullen worden voor de beschrijving van de rookpluim zijn onafhankelijk van de tijd. Dit betekent dat veranderingen in parameters van het verbrandingsmodel (bijvoorbeeld een toename van het brandvermogen) instantaan merkbaar zijn in de gehele rookpluim. Voor stationaire branden is deze aanname (uiteraard) geldig. Ook voor quasi-branden, waarvoor veranderingen in de parameters van de verbranding klein zijn in vergelijking tot de transporttijd van de rook in de rookpluim, is deze aanname gerechtvaardigd. In vrijwel alle gevallen kan een brand als quasi-stationair beschouwd worden en kunnen de vergelijkingen uit deze bijlage voor de beschrijving van de rookpluim dus toegepast worden (Zukoski, 1995, pp. 130).

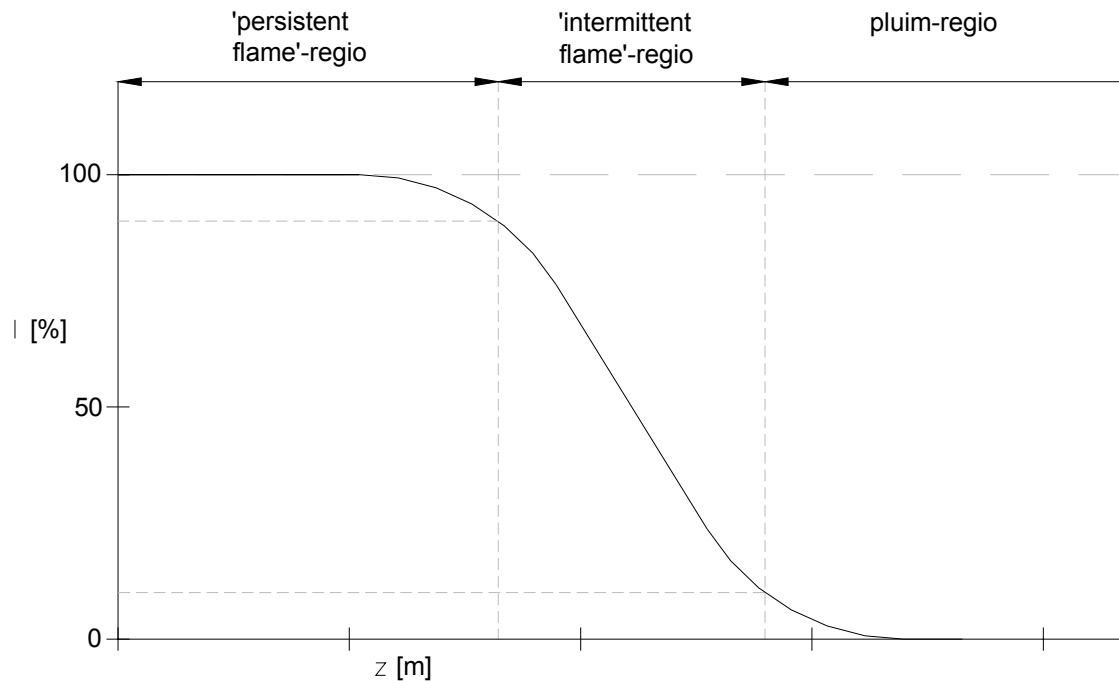
F.2 Verschillende regio's van vlammen en de rookpluim

Voor veel branden kunnen verschillende regio's in de vlammen en de rookpluim onderscheiden worden (zie figuur F.1). Onderin de vlammen bevindt zich de 'persistent flame'-regio. In dit gebied worden continu verbrandingsgassen verbrand en dus warmte toegevoegd aan de pluim. Daarboven bevindt zich de 'intermittent flame'-regio. Dit is het fluctuerende, instabiele gebied waar afwisselend wel en geen verbranding van verbrandingsgassen plaatsvindt (m.a.w. waar soms wel en soms geen vlam zichtbaar is). Daarboven bevindt zich de pluimregio, waar geen (of nauwelijks) verbranding meer plaatsvindt en de rookpluim zich vormt.



Figuur F.1 Verschillende regio's in en boven vlammen (bron: Drysdale, 2002)

Bij de indeling in deze drie regio's wordt gebruik gemaakt van de grootte intermitty (I). Deze is gedefinieerd als de verhouding in tijd dat er wel een vlam aanwezig is (op een bepaalde hoogte) tot de totale tijd, uitgedrukt in een percentage. Onder in de vlammen zijn tot een bepaalde hoogte altijd vlammen aanwezig: in dit gebied is de intermitty dus 100%. In de rookpluim, vanaf de hoogte waarop alle brandstof verbrand is, zijn geen vlammen meer aanwezig: hier is de intermitty gedaald tot 0%. Vaak wordt de 'intermittent flame'-regio gedefinieerd als het gebied waarbinnen de intermitty varieert van 90% tot 10% (zie figuur F.2).



Figuur F.2 Definitie 'intermittent flame'-regio op basis van intermitty (naar: Heskestad, 1983)

Aangezien veel eigenschappen, zoals de verticale temperatuurgradiënt of de hoeveelheid uit de omgeving aangezogen lucht, wezenlijk verschillend zijn per regio, moet voor de beschrijving van de verschillende eigenschappen van de vlammen en de rookpluim ook onderscheid gemaakt worden in deze drie regio's. In §F.3 zullen vergelijkingen afgeleid worden die geldig zijn in de rookpluim; §F.4 behandelt vergelijkingen in de vlammen.

F.3 Pluim-regio

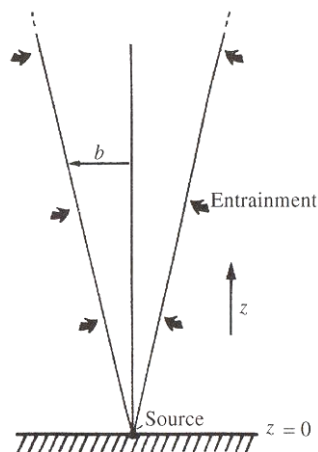
De rookpluim boven de vlammen van een brand kan in twee segmenten onderverdeeld worden: de sterke pluim en de zwakke pluim. Kenmerkend verschil tussen de sterke en de zwakke pluim is het dichtheidsverschil tussen de lucht in de pluim en de omgevingslucht buiten de pluim. Direct boven de vlammen begint de sterke pluim. Hier is het temperatuurverschil met de omgeving groot en als gevolg daarvan is er ook een groot verschil in dichtheid tussen de pluim en de omgeving. Naar boven toe koelt de pluim af en wordt het dichtheidsverschil kleiner. Daar waar het dichtheidsverschil klein wordt ten opzicht van de dichtheid van de omgeving zelf ($\Delta\rho/\rho_\infty \approx 0$) begint de zwakke pluim.

In deze paragraaf zullen vergelijkingen in de pluimregio afgeleid worden. Het betreft hier relaties voor de temperatuur en de lichtsnelheid op de centrale as van de rookpluim, de straal van de rookpluim en de massastroom in de rookpluim. De energiestroom kan in het hoofdmodel eenvoudig bepaald worden uit de hier beschreven massastroom in de rookpluim en het brandvermogen (submodel voor verbranding) en zal verder niet besproken worden.

De behandelde vergelijkingen zijn geldig boven de gemiddelde vlamlengte, die in §F.3.3 beschreven wordt. In de vergelijkingen wordt gebruik gemaakt van een virtuele oorsprong; deze wordt in §F.3.4 behandeld. §F.3.5 gaat kort in op de situatie van brand in een gestratificeerde ruimte.

F.3.1 Temperatuur en gemiddelde snelheid op centrale as, en straal van de rookpluim

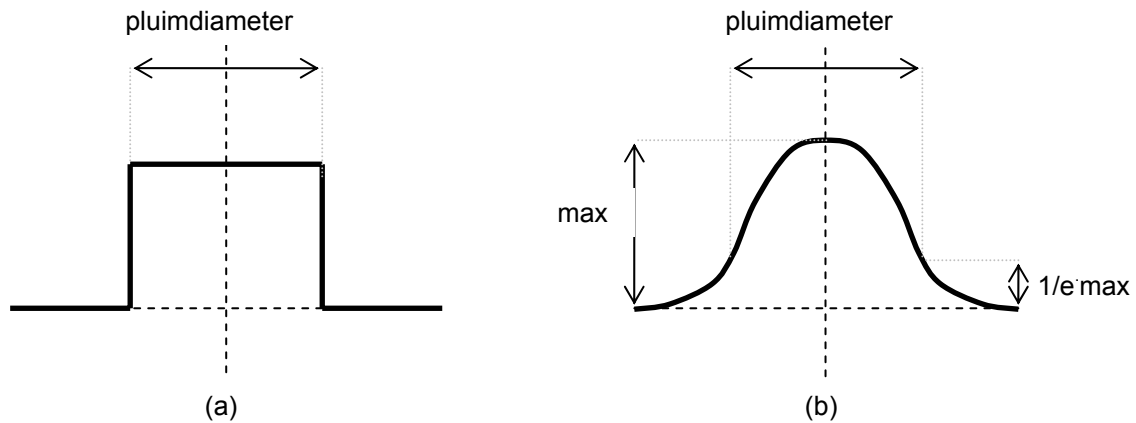
Een van de eerste onderzoekers die relaties heeft afgeleid voor de beschrijving van rookpluimen was Schmidt (1941, in: Zukoski, 1995) in de 40-er jaren van de vorige eeuw. Hij benaderde de rookpluim als de stroming boven een puntvormige warmtebron (zie figuur F.3). Zijn model is daarna uitgebreid door Morton, Taylor en Turner (Morton et al., 1956, in: Beyler, 1986).



Figuur F.3 Rookpluim boven een puntbron (bron: Drysdale, 2002)

De turbulente stroming boven deze puntbron wordt in dit eenvoudige model berekend op basis van de drie behoudswetten voor de totale massa, de impuls en de energie over de pluimdoorsnede. Hierbij worden de volgende randvoorwaarden gesteld:

- de verschillen in dichtheid van de lucht in de ruimte zijn klein vergeleken bij de dichtheid van de omgevingslucht (zwakke pluim);
- de profielen van de temperatuur en verticale lichtsnelheid over een horizontale doorsnede van de pluim hebben op alle hoogten de vorm van 'top hat'-profielen (zie figuur F.4a);
- de snelheid waarmee omgevingslucht de pluim in gezogen wordt aan de rand van de pluim is evenredig met de verticale lichtsnelheid op die hoogte.



Figuur F.4 Vorm 'top-hat'-profiel (a) en gaussisch profiel (b)

Uitgaande van deze randvoorwaarden kunnen de volgende vergelijkingen voor de behoudswetten geformuleerd worden (Morton et al., 1956 in: Beyler, 1986):

massa:
$$\frac{d}{dz} (b^2 u_0) = 2\alpha b u_0 \tag{F.1}$$

impuls:
$$\frac{d}{dz} (b^2 u_0^2) = b^2 g \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} \tag{F.2}$$

energie:
$$\frac{d}{dz} \left(b^2 u_0 g \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} \right) = 0 \tag{F.3}$$

- waarin:
- z = hoogte boven de brand (puntbron) [m]
 - b = straal van de rookpluim (op hoogte z) [m]
 - u_0 = gemiddelde snelheid op de centrale as van de rookpluim (op hoogte z) [m/s]
 - α = inmengingscoëfficiënt [-]
 - g = gravitatieconstante [m/s²]
 - ρ = dichtheid van de rook in de rookpluim (op hoogte z) [kg/m³]
 - ρ_∞ = dichtheid van de omgevingslucht [kg/m³]

De inmengingscoëfficiënt α is hierin de evenredigheidsconstante tussen de snelheid waarmee omgevingslucht de pluim in gezogen wordt aan de rand van de pluim en de gemiddelde verticale luchtsnelheid op de centrale as in de rookpluim op die hoogte.

Met gebruikmaking van de ideale gaswet kan dit stelsel vergelijkingen geheel analytisch opgelost worden:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_\infty} = \frac{5}{6} \left(\frac{9\pi\alpha^2}{10} \right)^{-1/3} g^{-1/3} (c_p \rho_\infty T_\infty)^{-2/3} \dot{Q}_c^{2/3} z^{-5/3} \tag{F.4}$$

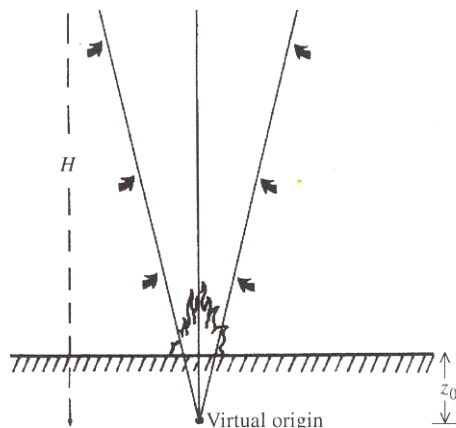
$$u_0 = \frac{5}{6} \left(\frac{9}{10\pi\alpha^2} \right)^{1/3} g^{1/3} (c_p \rho_\infty T_\infty)^{-1/3} \dot{Q}_c^{1/3} z^{-1/3} \tag{F.5}$$

$$b = \frac{6\alpha}{5} z \tag{F.6}$$

waarin: c_p = soortelijke warmte van lucht [kJ/kgK]
 T_∞ = omgevingstemperatuur [K]
 \dot{Q}_c = convectief afgegeven deel van het brandvermogen [kW]

De vergelijkingen (F.4) t/m (F.6) staan bekend als de ‘zwakke pluim’-relaties; d.w.z. geldig bij kleine verschillen in de dichtheid van de lucht. Ondanks meerdere aannames blijkt dit relatief eenvoudige model, met name op grotere afstand van de bron, goed te voldoen. Dit is te verklaren vanuit het feit dat de eigenschappen van de bron op grotere afstand minder merkbaar worden. Dichtbij de bron wordt de afwijking met experimentele gegevens groter.

Naast de grotere dichtheidsverschillen dichtbij de brand is daar ook de aanname van de brand als een puntbron niet geldig. Een verbetering op het oorspronkelijke puntbron-model vormt de introductie van een ‘virtuele oorsprong’. Deze virtuele oorsprong, z_0 , ligt op een zodanige hoogte dat de rookpluim volgens het puntbron-model vanuit deze virtuele oorsprong dezelfde massastroom-karakteristieken heeft als de werkelijke pluim (zie figuur F.5).



Figuur F.5 Rookpluim boven virtuele oorsprong (bron: Drysdale, 2002)

Verschillende onderzoekers hebben in de loop der tijd vergelijkingen voor de virtuele oorsprong afgeleid. Deze worden behandeld in §F.3.4.

Ook het uitgangspunt van ‘top hat’-verdelingen voor de temperatuur en snelheid over de horizontale doorsnede van de rookpluim wijkt af van de werkelijke situatie. Gaussische verdelingen lijken realistischer te zijn, al bestaan hier geen theoretische verklaringen voor (zie figuur F.4b) (Beyler, 1986; Heskestad, 2002).

Op basis van experimenten heeft Heskestad (1984) de volgende vergelijkingen afgeleid voor de temperatuur en gemiddelde luchtsnelheid op de centrale as, en de straal van de rookpluim:

$$\Delta T_0 = 9,1 \left(\frac{T_\infty}{g c_p^2 \rho_\infty^2} \right)^{1/3} \dot{Q}_c^{2/3} (z - z_0)^{-5/3} \quad (F.7)$$

$$u_0 = 3,4 \left(\frac{g}{c_p^2 \rho_\infty^2 T_\infty} \right)^{1/3} \dot{Q}_c^{1/3} (z - z_0)^{-1/3} \quad (F.8)$$

$$b_{\Delta T} = 0,12 \left(\frac{T_0}{T_\infty} \right)^{1/2} (z - z_0) \quad (F.9)$$

waarin: ΔT_0 = temperatuurverschil tussen centrale as en omgeving [K]
 z_0 = virtuele oorsprong [m]

$b_{\Delta T}$ = straal van rookpluim tot het punt waar het temperatuurverschil met de omgeving is gedaald tot $0,5 \cdot \Delta T_0$ [m]

Onder normale atmosferische omstandigheden ($T_\infty = 293$ K, $g = 9,81$ m/s², $c_p = 1,00$ kJ/kgK, $\rho_\infty = 1,2$ kg/m³) vereenvoudigen de vergelijkingen (F.7) t/m (F.9) tot:

$$\Delta T_0 = 25,0 \dot{Q}_c^{2/3} (z - z_0)^{-5/3} \quad (\text{F.10})$$

$$u_0 = 1,03 \dot{Q}_c^{1/3} (z - z_0)^{-1/3} \quad (\text{F.11})$$

$$b_{\Delta T} = 0,12 \left(\frac{T_0}{T_\infty} \right)^{1/2} (z - z_0) \quad (\text{F.12})$$

Deze drie vergelijkingen staan bekend als de sterke pluimrelaties. De in de vergelijkingen genoemde afhankelijkheid van \dot{Q}_c en z komt overeen met de afhankelijkheid van \dot{Q}_c en z in de vergelijkingen (F.4) t/m (F.6) en is door vele onderzoekers in experimenten bevestigd. Op grotere hoogte boven de brand gaan de 'sterke pluim'-relaties over in de 'zwakke pluim'-relaties. Ook over de numerieke coëfficiënten van de vergelijkingen (F.10) en (F.11) bestaat tussen verschillende onderzoekers redelijk goede overeenstemming. Tabel F.1 geeft een door Beyler (1986) gepubliceerd overzicht van door verschillende onderzoekers experimenteel vastgestelde waarden voor de numerieke coëfficiënten in de vergelijkingen voor temperatuur (F.10) en lichtsnelheid (F.11).

Tabel F.1: numerieke coëfficiënten in vergelijkingen voor temperatuur en lichtsnelheid in pluimregio (bron: Beyler, 1986)

onderzoeker(s)	coëfficiënt voor temperatuur $\frac{\dot{Q}_c^{2/3} (z - z_0)^{-5/3}}{\Delta T_0}$	coëfficiënt voor gemiddelde lichtsnelheid $\frac{\dot{Q}_c^{1/3} (z - z_0)^{-1/3}}{u_0}$
Heskestad (2002)	25,0	1,03
Yokoi (1960, in: Beyler 1986)*	24,6	1,17
Cox en Chitty (1985, in: Beyler 1986)		
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} < 10,2$ en $\frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} > 0,12$	20,5	0,89
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} > 10,2$ en $\frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} > 0,20$	23,9	1,08
George et al. (1977, in: Beyler 1986)*	24,6	1,02
Beuther et al (1979, in: Beyler 1986)*	25,7	1,08
Beuther en George (1982, in: Beyler 1986)*	28,1	1,14
Kung en Stavrianidis (1982, in: Beyler 1986)	23,6	1,12

* = 100% convectieve warmtebron

Beyler (1986, pp. 56) adviseert gebruik te maken van de volgende vergelijkingen:

indien met \dot{Q}_c gerekend wordt: $\Delta T_0 = 26 \dot{Q}_c^{2/3} (z - z_0)^{-5/3} \quad (\text{F.13})$

$$u_0 = 1,14 \dot{Q}_c^{1/3} (z - z_0)^{-1/3} \quad (\text{F.14})$$

indien met \dot{Q} gerekend wordt: $\Delta T_0 = 22 \dot{Q}^{2/3} (z - z_0)^{-5/3} \quad (\text{F.15})$

$$u_0 = 1,04\dot{Q}^{1/3} (z - z_0)^{-1/3} \quad (\text{F.16})$$

Het verschil in de coëfficiënten tussen de situaties waar met \dot{Q}_c of \dot{Q} gerekend wordt komt overeen met een verhouding \dot{Q}_c/\dot{Q} van 0,7 (Beyler, 1986).

Op basis van de huidige kennis is het onduidelijk of bovenstaande relaties (F.10) t/m (F.12) geldig zijn voor branden met een relatief grote oppervlakte (uitgedrukt in de diameter D) ten opzichte van de vlamlengte (L). Voor zeer lage waarden van L/D wordt de temperatuur over het algemeen overschat. Dicht boven de vlammen zijn de vergelijkingen (F.10) t/m (F.12) in ieder geval geldig voor $L/D > 0,9$. Op grotere hoogte boven de vlammen geldt er geen beperking aan de waarde van L/D .

F.3.2 Massastroom

De rook stijgt in de pluim omhoog naar het plafond, waarna deze zich horizontaal onder het plafond verspreidt en een rooklaag vormt. Om te weten hoe snel de rooklaag zich onder het plafond ontwikkelt of om bijvoorbeeld de benodigde capaciteit van rook- en warmte-afvoerinstallaties (RWA) te bepalen, is kennis van de massastroom in de rookpluim vereist.

Behalve de massastroom die door pyrolyse door de brandstof afgegeven wordt, moet de massastroom aan omgevingslucht die aan de rand van de pluim naar binnen gezogen wordt in rekening gebracht worden. Deze omgevingslucht wordt door de opwaartse kracht van de hete verbrandingsproducten naar binnen gezogen. Door vermenging met de relatief koude omgevingslucht neemt de temperatuur (en daarmee de opwaartse kracht) van de rookpluim af. Nog belangrijker is misschien wel de grote volumetoename van de pluim door deze massastroom; zelfs zodanig dat de totale massastroom in de pluim nog onder de maximale vlamhoogte overheerst wordt door deze massastroom door ingezogen omgevingslucht (Drysdale, 2002, pp. 135). Hoger in de pluim is de totale massastroom vrijwel volledig toe te schrijven aan deze massastroom door ingezogen omgevingslucht; de massastroom door pyrolyse is voor deze totale massastroom niet van belang (Heskestad, 2002).

Verschillende onderzoekers hebben vergelijkingen afgeleid voor de massastroom in de rookpluim, gebaseerd op de massastroom aan ingezogen omgevingslucht. In de onderstaande vergelijkingen wordt de massastroom in de rookpluim aangeduid met \dot{m}_{ent} , waarbij het subscript *ent* staat voor het Engelse woord *entrained* (ingezogen).

Voor zwakke pluimen (d.w.z. klein verschil in dichtheid tussen pluim en omgeving) kan de vergelijking voor de massastroom analytisch bepaald worden (Heskestad, 2002):

$$\dot{m}_{ent}(z) = E\rho_\infty u_0 b_u^2 \quad (\text{F.17})$$

waarin: \dot{m}_{ent} = massastroom aan ingezogen omgevingslucht door een doorsnede van de pluim (op hoogte z) [kg/s]
 E = evenredigheidsconstante [-]
 b_u = straal van de rookpluim tot het punt waar $u/u_0 = 0,5$ (op hoogte z) [m]

Met vgl. (F.8) en herschrijven van vgl. (F.9) voor b_u volgt:

$$\dot{m}_{ent} = E \left(\frac{g\rho_\infty^2}{c_p T_\infty} \right)^{1/3} \dot{Q}_c^{1/3} (z - z_0)^{5/3} \quad (\text{F.18})$$

In een theoretische analyse hebben Cetegen et al. (1982, 1984, in: Heskestad, 2002) afgeleid dat deze vergelijking ook voldoet voor sterke pluimen. Op basis van vele experimenten met metingen van de massastroom hebben zij voor de evenredigheidsconstante E waarden voorgesteld van 0,21 indien

het totale brandvermogen \dot{Q} , en 0,24 indien \dot{Q}_c het convectieve gedeelte van het brandvermogen bekend is (gebaseerd op een convectief gedeelte van 0,7).

Cetegen et al. gingen bij hun theoretische analyse uit van similariteit¹⁵ tussen de temperatuur- en snelheidsprofielen over de pluimdoorsnede. Voor zwakke pluimen is deze aanname mogelijk, maar voor sterke pluimen kan deze aanname niet standhouden (Drysdale, 2002, pp. 121). De vergelijking van Cetegen et al. blijkt ook voor kleine hoogten, in de buurt van de vlammen, een onderschatting van de massastroom te geven. Heskestad (1986, in: Heskestad, 2002) heeft aangetoond dat een betere overeenkomst met experimentele gegevens bestaat als uitgegaan wordt van similariteit tussen de profielen voor het dichtheidsverschil en de snelheid:

$$\dot{m}_{ent} = E \left(\frac{g \rho_{\infty}^2}{c_p T_{\infty}} \right)^{1/3} \dot{Q}_c^{1/3} (z - z_0)^{5/3} \left[1 + \frac{G \dot{Q}_c^{2/3}}{(g^{1/2} c_p \rho_{\infty} T_{\infty})^{2/3} (z - z_0)^{5/3}} \right] \quad (\text{F.19})$$

waarin: G = evenredigheidsconstante [-]

Met $E = 0,196$ en $G = 2,9$ (Heskestad, 1986, in: Heskestad, 2002) komt deze vergelijking goed overeen met de meetgegevens van Cetegen et al. (1982, 1984, in: Heskestad, 2002). Onder normale atmosferische omstandigheden en met deze evenredigheidsconstanten vereenvoudigt vergelijking (F.19) tot:

$$\dot{m}_{ent} = 0,071 \dot{Q}_c^{1/3} (z - z_0)^{5/3} \cdot [1 + 0,027 \dot{Q}_c^{2/3} (z - z_0)^{-5/3}] \quad (\text{F.20})$$

Voor grotere hoogte boven de vlammen is deze vergelijking geldig voor elke verhouding van de vlamlengte tot de diameter van de brand (L/D). Dicht boven de vlammen is nog onvoldoende onderzoek gedaan; hier is vgl. (F.20) in ieder geval geldig voor $L/D > 0,9$.

McCaffrey (1983) heeft een andere vergelijking voor de massastroom in de rookpluim afgeleid. Zijn vergelijking is geldig voor $\frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} > 0,20$ en luidt:

$$\dot{m}_{ent} = 0,124 \dot{Q} \left(\frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} \right)^{1,895} \quad (\text{F.21})$$

Ten slotte hebben Thomas et al. (1963, in: Heskestad, 2002) een vergelijking voor de massastroom in de rookpluim afgeleid, oorspronkelijk bestemd voor het ontwerpen van RWA-voorzieningen. Hun vergelijking wordt vaak gebruikt vanwege zijn eenvoud:

$$\dot{m}_{ent} = 0,096 (g \rho_{\infty} \rho_{fl})^{1/2} W_f z^{3/2} \quad (\text{F.22})$$

waarin: ρ_{fl} = gemiddelde dichtheid in de vlammen [kg/m^3]
 W_f = omtrek van de brand [m]

Onder normale atmosferische omstandigheden en een niet nader genoemde standaard vlamtemperatuur (Hinkley, 1986) volgt:

$$\dot{m}_{ent} = 0,188 W_f z^{3/2} \quad (\text{F.23})$$

Het grote voordeel van deze vergelijking is dat hij onafhankelijk is van het brandvermogen.

¹⁵ Similariteit tussen twee grootheden is de eigenschap dat de ene grootheid door schaalverandering (vergroten of verkleinen) qua vorm over kan gaan in de andere grootheid.

Bovenstaande vergelijking is oorspronkelijk afgeleid voor de vlamregio van grote branden (kleine waarde voor L/D), maar is volgens Hinkley (1986) voldoende nauwkeurig voor hoogten tot circa 10 keer de diameter van de brand, al bestaat hier vrijwel geen theoretische onderbouwing voor het gebruik van deze vergelijking boven de vlammen.

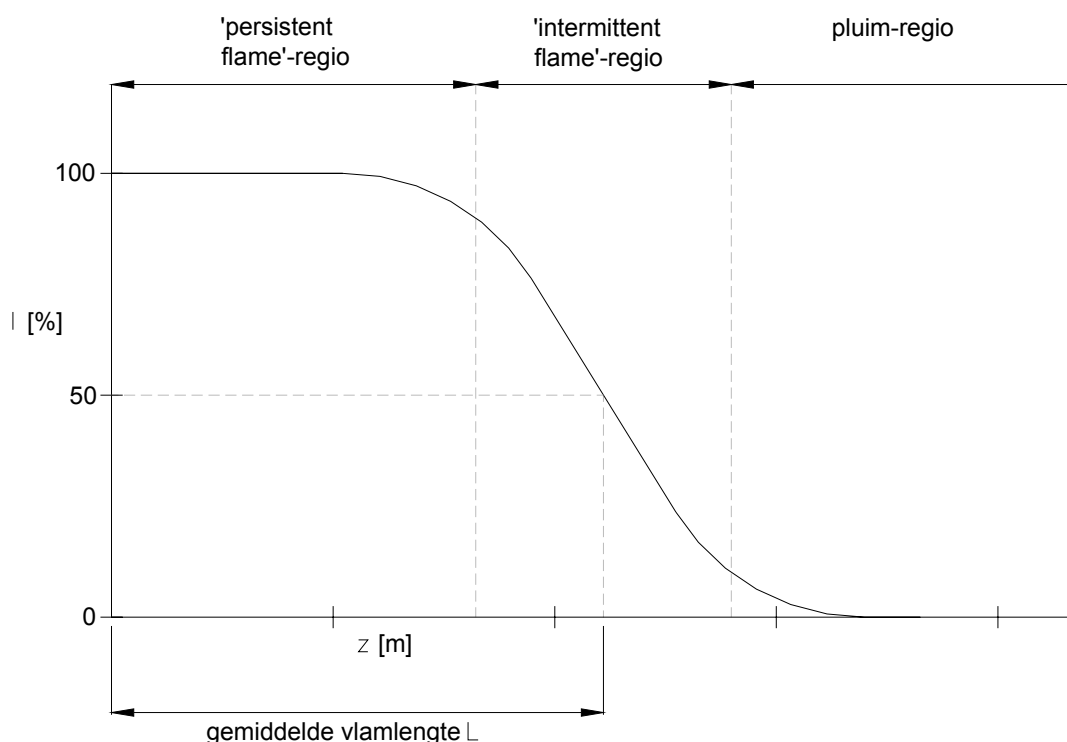
Vooralsnog wordt de voorkeur gegeven aan vergelijking (F.20) van Heskestad als standaard vergelijking voor de massastroom in de rookpluim.

Invloed van andere luchtstromingen op de inmenging van omgevingslucht in de pluim

De bovenstaande vergelijkingen zijn alle afgeleid van meetgegevens van experimenten in nauwkeurig gecontroleerde omgevingen zonder ander luchtstromingen. In werkelijke branden kunnen deze luchtstromingen aanwezig zijn door bijvoorbeeld een ventilatiesysteem of als gevolg van wind door openingen in de brandruimte. Volgens Zukoski et al (1981a, in: Drysdale, 2002) en Quintiere et al (1981, in: Drysdale, 2002) wordt de hoeveelheid ingezogen omgevingslucht in de pluim in aanzienlijke mate beïnvloed door eventuele luchtstromingen. Kleine verstoringen in de ruimtelucht kunnen al een toename van 20 tot 50 procent in de massastroom \dot{m}_{ent} in de pluim tot gevolg hebben. Op dit terrein is nog meer onderzoek vereist.

F.3.3 Gemiddelde vlamlengte

De vergelijkingen voor de temperatuur en lichtsnelheid op de centrale as (§F.3.1) en voor de massastroom (§F.3.2) zijn afgeleid voor het gebied van de rookpluim boven de vlammen. In werkelijkheid blijken deze vergelijkingen geldig te zijn vanaf een hoogte gelijk aan de gemiddelde vlamlengte, waarbij deze gemiddelde vlamlengte, L , wordt gedefinieerd als de hoogte (gerekend vanaf de bovenzijde van de brandstof) waarop de intermittency is gedaald tot 50% (Beyler 1986, pp. 57; Heskestad 2002)¹⁶, zie figuur F.6.



Figuur F.6 Definitie gemiddelde vlamlengte op basis van intermittency

De gemiddelde vlamlengte is een belangrijke parameter. Het markeert de hoogte waarop de meeste verbrandingsreacties reeds hebben plaatsgevonden en kan beschouwd worden als de hoogte waarop

¹⁶ De vergelijkingen uit §F.3.1 en §F.3.2 zijn dus niet alleen geldig in de pluimregio, maar ook in de bovenste helft van de 'intermittent flame'-regio.

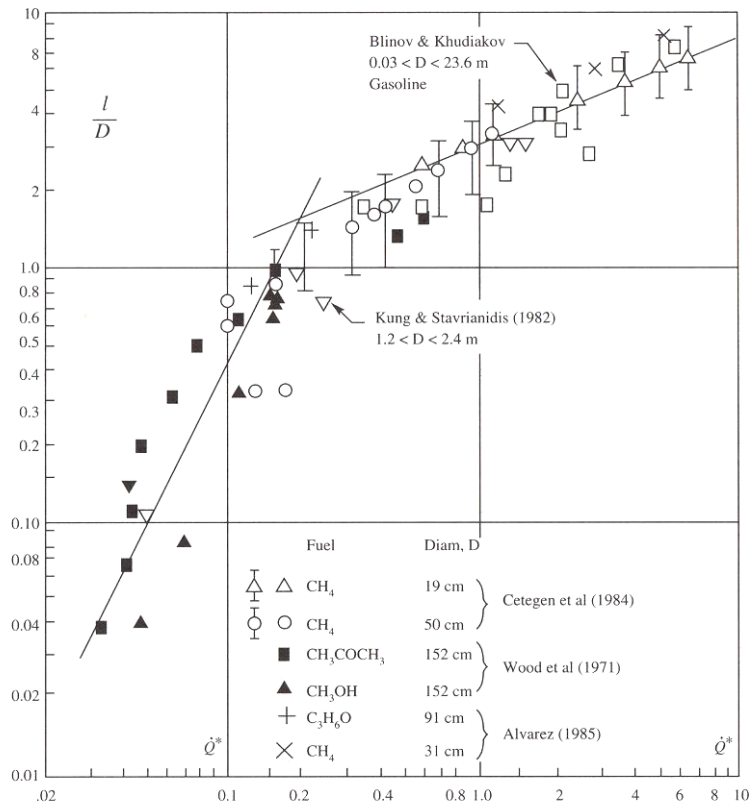
de inerte pluim zich begint te vormen (Heskestad, 2002). Verschillende onderzoekers hebben vergelijkingen voor de gemiddelde vlamlengte afgeleid.

Voor branden met een grote waarde van L/D (> 6) zijn de verschillende onderzoekers het in het algemeen met elkaar eens dat de gemiddelde vlamlengte evenredig is met de term $\dot{Q}^{2/5}$. Een van de eerste onderzoekers die deze afhankelijkheid heeft afgeleid was Steward (1970, in: Beyler, 1986). Vele onderzoekers hebben later deze afhankelijkheid bevestigd, met evenredigheidsconstanten variërend van 0,18 tot 0,23, zie tabel F.2.

Tabel F.2: evenredigheidsconstante in vergelijking voor gemiddelde vlamlengte (bron: Beyler 1986)

onderzoeker(s)	evenredigheidsconstante
	$\frac{L}{\dot{Q}^{2/5}}$
Steward (1970, in: Beyler, 1986)	0,195
Becker en Liang (1978, in: Beyler, 1986)	0,18
Cox en Chitty (1985, in: Beyler 1986)	0,2
Hasemi en Tokunaga (1984, in: Beyler, 1986)	0,21
Cetegen et al (1982, 1984, in: Beyler, 1986)	0,20
Zukoski (1981a, in: Drysdale, 2002)	0,23

Voor lagere waarden van L/D is er meer onenigheid tussen de onderzoekers. Veel onderzoeken wijzen op een steeds sterkere afhankelijkheid van het brandvermogen voor afnemende waarden van L/D , van lineair ($L \propto \dot{Q}$) voor $L/D \approx 2$ (Drysdale, 2002, pp. 130) tot kwadratisch ($L \propto \dot{Q}^2$) voor nog kleinere waarden van L/D (Zukoski, 1985, in: Drysdale, 2002). Figuur F.7 geeft de data van verschillende onderzoekers weer voor het bereik $0,01 < L/D < 10$. In deze figuur is de veranderende afhankelijkheid van het brandvermogen, in de figuur uitgedrukt in \dot{Q}^* (een dimensieloze parameter voor \dot{Q}), duidelijk zichtbaar.



Figuur F.7 Relatie tussen vlamlengte (uitgedrukt in L/D) en het brandvermogen (uitgedrukt in \dot{Q}^*) van diverse onderzoekers (bron: Drysdale, 2002)

Voor deze lagere waarden van L/D blijkt naast het brandvermogen ook de diameter van de brand invloed te hebben op de gemiddelde vlamlengte (Beyler, 1986).

Heskestad (1983) heeft op basis van experimenten met diverse bronnen een andere vergelijking voor de gemiddelde vlamlengte afgeleid. Naast de afhankelijkheid van het brandvermogen, $\dot{Q}^{2/5}$, is in zijn vergelijking ook een term met de diameter van de brand, D , opgenomen (geldig onder normale atmosferische omstandigheden):

$$L = 0,235\dot{Q}^{2/5} - 1,02D \tag{F.24}$$

Deze relatie blijkt goed te voldoen vanaf waarden van $L/D \approx 1$ en kan daarmee voor de meeste natuurlijke branden gebruikt worden.

Ook voor brand in hoge opslag of stellingen voldoet vgl. (F.24) indien de vlammen hier bovenuit komen, waarbij de gemiddelde vlamlengte gemeten wordt vanaf de onderzijde van het brandende volume (Heskestad, 1998, in: Heskestad, 2002). De diameter van de brand moet hierbij berekend worden met behulp van de equivalente diameter:

$$D = \sqrt{\frac{4A_f}{\pi}} \tag{F.25}$$

waarin: A_f = brandoppervlakte (horizontaal) [m^2]

In vgl. (F.24) is te zien dat voor kleine waarden van \dot{Q} in combinatie met een grote waarde voor D een negatieve gemiddelde vlamlengte berekend kan worden. Uiteraard is dit fysisch niet mogelijk; vgl. (F.24) is voor die situaties dan ook niet geldig.

F.3.4 Virtuele oorsprong

Zoals eerder toegelicht is de introductie van een virtuele oorsprong vereist wanneer gegevens van de pluim dichtbij de vlammen (net boven de gemiddelde vlamlengte L) gewenst zijn. De eerste onderzoekers van rookpluimen gingen er van uit dat de rookpluim naar boven toe spreidt met een hoek van circa 15° met de verticale as (Morton et al, 1956; Thomas et al. 1963, beide in Drysdale, 2002). Op dit uitgangspunt werd vervolgens ook de eerste vergelijking voor de ligging van de virtuele oorsprong gebaseerd:

$$z_0 = 1,5A_f^{1/2} \quad (\text{F.26})$$

waarin: A_f = oppervlakte van de brand [m^2]

De afstand z_0 is hierin de afstand die de virtuele oorsprong onder de brandoppervlakte ligt (zie figuur F.5). Latere studies hebben aangetoond dat de ligging van de virtuele oorsprong behalve van de oppervlakte van de brand ook afhankelijk is van het brandvermogen (Drysdale, 2002, pp. 123; Hasemi en Tokunaga, 1984, in: Heskestad, 2002). Hieronder zullen vergelijkingen voor de virtuele oorsprong van verschillende onderzoekers behandeld worden, waarbij de virtuele oorsprong gedefinieerd is als de oorsprong van een puntbron-model met dezelfde massastroom-karakteristieken als de werkelijke pluim. Deze vergelijkingen zijn geldig voor branden met een vlak brandoppervlak op voldoende afstand van wanden.

Uitgaande van vergelijking (F.10) zou een grafiek waarin $\Delta T_0^{-3/5}$ is uitgezet tegen z een rechte lijn op moeten leveren, die de z -as snijdt ter plaatse van z_0 . Vanuit deze gedachte heeft Heskestad (1983) de data van verschillende experimenten (McCaffrey, 1979; Cox en Chitty, 1908; Kung en Stavrianidis, 1983, allen in Heskestad, 2002) bestudeerd en de volgende vergelijking voor de virtuele oorsprong afgeleid, geldig onder normale atmosferische omstandigheden:

$$z_0 = -1,02D + 0,083\dot{Q}^{2/5} \quad (\text{F.27})$$

waarin: D = diameter van de brand [m]

Hasemi en Tokunaga (1984, in: Heskestad, 2002) hebben later op basis van analyse van temperatuurmetingen in hun experimenten de volgende vergelijkingen geformuleerd (geldig onder normale atmosferische omstandigheden):

$$\text{voor } \frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} \geq 16,5: \quad z_0 = -2,4D + 0,145\dot{Q}^{2/5} \quad (\text{F.28a})$$

$$\text{voor } \frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} < 16,5: \quad z_0 = 0,0224\dot{Q}^{2/5}D^{-2/3} - 0,145\dot{Q}^{2/5} \quad (\text{F.28b})$$

Cetegen et al. (1984, in: Heskestad, 2002) hebben metingen gedaan aan de inmenging van lucht in de pluim en hebben op basis van deze metingen eveneens relaties afgeleid voor de virtuele oorsprong:

$$\text{voor } \frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} > 16,5: \quad z_0 = -0,50D + 0,0659\dot{Q}^{2/5} \quad (\text{F.29})$$

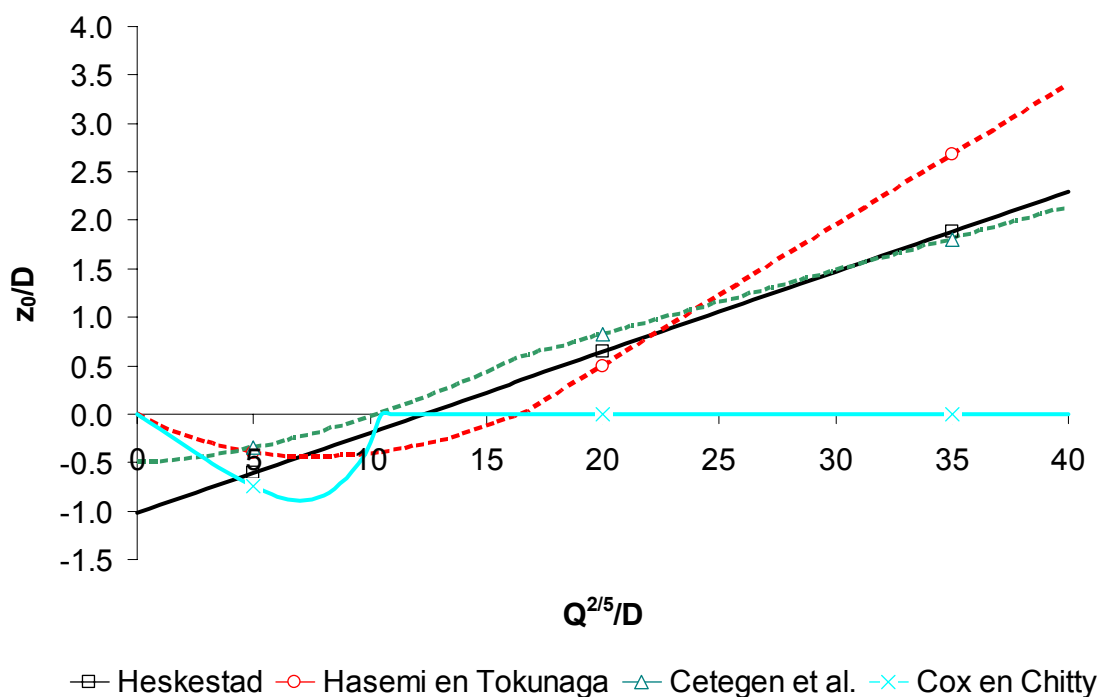
$$\text{voor } \frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} \leq 16,5: \quad z_0 = -0,50D + 0,01015\dot{Q}^{2/5}D^{-2/3} \quad (\text{F.30})$$

Cox en Chitty ten slotte hebben onderstaande vergelijkingen afgeleid:

$$\text{voor } \frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} < 10,2: \quad z_0 = -0,158\dot{Q}^{2/5} + 1,285 \cdot 10^{-5} \frac{\dot{Q}^2}{D^4} \quad (\text{F.31})$$

$$\text{voor } \frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} > 10,2: \quad z_0 = 0 \quad (\text{F.32})$$

In figuur F.8 zijn de verschillende vergelijkingen grafisch weergegeven. In deze figuur is z_0/D uitgezet tegen $\dot{Q}^{2/5}/D$.



Figuur F.8 Vergelijkingen voor de virtuele oorsprong

Ondanks de geheel verschillende benaderingen komen de vergelijkingen redelijk met elkaar overeen. Volgens Heskestad (2002) kan vergelijking (F.27) het beste gebruikt worden, vanwege de theoretische benadering voor deze vergelijking en de gemiddelde ligging tussen de andere vergelijkingen voor de virtuele oorsprong (zie figuur F.8).

'Drie dimensionale' brandstoffen

De hierboven genoemde vergelijkingen zijn afgeleid met behulp van experimenten op gasbranders en zijn hierdoor geldig voor branden met een overwegend horizontaal brandend oppervlak. Voor branden in meer drie dimensionale geometrieën, zoals bij stellingen of stapels pallets, adviseert Heskestad (2002) de volgende vergelijking:

$$z_0 = L - 0,175\dot{Q}_c^{2/5} \quad (\text{F.33})$$

Zie ook You en Kung (1985, in: Drysdale, 2002, pp. 123).

F.3.5 Pluimen in ruimte met stratificatie

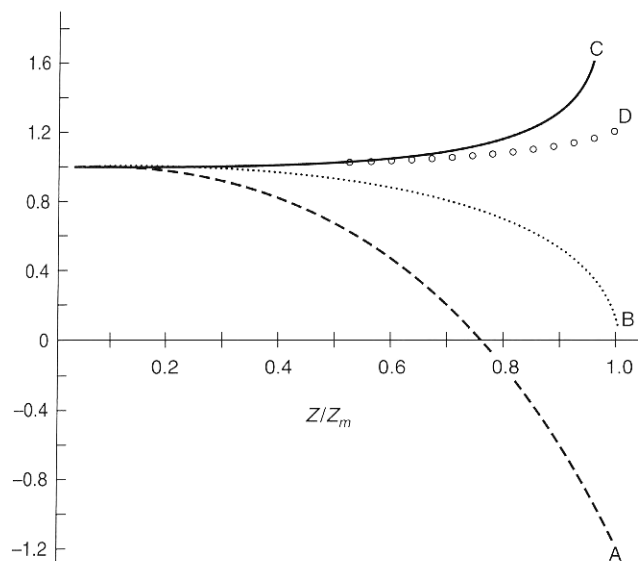
Door de opwaartse kracht stijgt de rookpluim boven de brand omhoog. Terwijl deze stijgt zal de temperatuur in de pluim afnemen door de aan de rand van de pluim naar binnen gezogen omgevingslucht. Indien de pluim van een nog relatief kleine brand opstijgt in een gestratificeerde ruimte (d.w.z. de temperatuur in de ruimte neemt toe met de hoogte) kan het gebeuren dat de pluim zijn opwaartse kracht verliest nog voordat het plafond is bereikt en zich een rooklaag vormt op een bepaalde afstand onder het plafond. In hoge ruimten, bijvoorbeeld atria, is het risico dat de rookpluim als gevolg van stratificatie niet tot het plafond komt het grootst. Met name voor de activering van rookmelders en sprinklerkoppen in het plafond kan stratificatie nadelige gevolgen hebben. Als de brand zich verder ontwikkelt zal de stratificatie in de ruimte overwonnen worden en zal de rook tot aan het plafond opstijgen.

Heskestad (1989) heeft op basis van theoretisch en experimenteel werk van Morton et al (1956, in: Heskestad, 2002) de volgende vergelijking afgeleid voor de maximale hoogte die door een rookpluim (afhankelijk van de brand- en ruimte-eigenschappen) wordt bereikt:

$$z_m = 3,79 \left(\frac{T_{\infty 1}}{g(\rho_{\infty 1} c_p)^2} \right)^{1/8} \dot{Q}_c^{1/4} \left(\frac{dT_{\infty}}{dz} \right)^{-3/8} \quad (\text{F.34})$$

waarin: z_m = maximale stijghoogte van de rookpluim [m]
 $T_{\infty 1}$ = omgevingstemperatuur ter hoogte van het brandoppervlak [K]
 $\rho_{\infty 1}$ = dichtheid van de omgevingslucht ter hoogte van het brandoppervlak [kg/m³]
 dT_{∞}/dz = temperatuurgradiënt in de ruimte [K/m]

Figuur F.9 geeft het theoretische verloop van verschillende pluimvariabelen met toenemende hoogte als verhouding van het verloop in een gestratificeerde en in een niet-gestratificeerde ruimte.



Figuur F.9 Verschillende pluimvariabelen met toenemende hoogte als verhouding van het verloop in een gestratificeerde en het verloop in een niet-gestratificeerde ruimte. De hoogte is hierbij uitgedrukt als z/z_m . A = temperatuurstijging op de centrale as; B = gemiddelde snelheid op de centrale as; C = pluimstraal; D = dichtheid in de rookpluim (bron: Heskestad, 2002)

Experimenten in gestratificeerde ruimten (Heskestad, 1995, in: Heskestad, 2002) hebben het verloop van de verschillende variabelen in figuur F.9 grotendeels bevestigd. In dezelfde experimenten is geconstateerd dat voor een ruimte met een lineaire temperatuurstijging de maximale stijghoogte gegeven wordt door:

$$z_m = 22,9 \dot{Q}_c^{2/5} \Delta T_{\infty z}^{-3/5} \quad (\text{F.35})$$

waarin: $\Delta T_{\infty z}$ = temperatuurstijging in de ruimte door stratificatie vanaf de hoogte van het brandoppervlak tot de hoogte z_m [K]

Aangezien $\Delta T_{\infty z}$ een functie van de hoogte z is moet deze vergelijking iteratief opgelost worden.

Vergelijking (F.35) kan herschreven worden tot vergelijking (F.36) waarmee het minimale brandvermogen (convectief gedeelte) berekend kan worden, dat benodigd is voor een rookpluim om op te stijgen tot hoogte H :

$$\dot{Q}_{c,\min} = 4,0 \cdot 10^{-4} H^{5/2} \Delta T_{\infty H}^{3/2} \quad (\text{F.36})$$

waarin: $\dot{Q}_{c,\min}$ = minimaal convectief gedeelte van het brandvermogen [kW]
 $\Delta T_{\infty H}$ = temperatuurstijging in de ruimte door stratificatie vanaf de hoogte van het brandoppervlak tot de hoogte H [K]

F.4 'Persistent flame' en 'intermittent flame'-regio's

Zoals genoemd in §F.2 kan het gebied in de vlammen opgedeeld worden in de 'persistent flame'-regio en de 'intermittent flame'-regio. Vergelijkingen voor verschillende eigenschappen van de rookpluim zullen in deze paragraaf voor beide regio's gelijktijdig behandeld worden. De energiestromen in de vlamregio's kunnen in het hoofdmodel eenvoudig bepaald worden uit de hier beschreven massastromen en het brandvermogen (submodel voor verbranding) en zullen verder niet besproken worden.

F.4.1 Temperatuur en gemiddelde snelheid op centrale as

Verschiede onderzoekers hebben op basis van experimenten geconcludeerd dat de temperatuur op de centrale as binnen de 'persistent flame'-regio vrijwel constant is. De temperatuur is in deze regio dus onafhankelijk van de hoogte z . Ook is de temperatuur onafhankelijk van het brandvermogen. De gemiddelde snelheid op de centrale neemt volgens alle onderzoekers in deze regio toe met de hoogte boven het brandoppervlak volgens de afhankelijkheid $z^{1/2}$. Tabel F.3 geeft de gevonden waarde voor de temperatuur op de centrale as en de evenredigheidsconstante in de vergelijking voor de gemiddelde luchtsnelheid van verschillende onderzoekers.

De tweede kolom van de tabel geeft de regio waarvoor de onderzoekers experimenten uitgevoerd hebben (binnen dit gebied zijn hun meetresultaten dus geldig). $z/\dot{Q}^{2/5}$ kleiner dan ongeveer 0,06 á 0,08 komt overeen met de 'persistent flame'-regio. De gevonden vergelijkingen zijn geldig vanaf ongeveer $0,02 z/\dot{Q}^{2/5}$ boven het brandoppervlak en niet lager (tot op het oppervlak), omdat er zich een dun, nog niet brandend laagje verbrandingsgassen boven het oppervlak bevindt. $z/\dot{Q}^{2/5}$ van 0,06 á 0,08 tot 0,12 á 0,20 komt overeen met de 'intermittent flame'-regio. Daarboven begint de reeds in §F.3 beschreven pluimregio.

Tabel F.3: temperatuur en gemiddelde luchtsnelheid in 'persistent flame'-regio (bron: Beyler, 1986)

onderzoeker(s)	regio van onderzoek	temperatuur	coëfficiënt voor gem. luchtsnelheid
		T_0 [K]	$\frac{u_0}{z^{1/2}}$ [m ^{1/2} /s]
Cox en Chitty (1985, in: Beyler, 1986)			
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} < 10,2$	$0,02 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,06$	960	6,83
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} > 10,2$	$0,03 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,08$	980	6,83
McCaffrey (1979, in: Beyler, 1986)	$0,03 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,08$	800	6,84
Terai en Nitta (1976, in: Beyler, 1986)	$0,03 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,08$	750	-
Kung en Stavrianidis (1982, in: Beyler, 1986)	$0,03 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,08$	900	-

De temperatuurmetingen bij de experimenten uit tabel 4 zijn uitgevoerd met thermokoppels. Door de afkoeling door straling van het thermokoppel tijdens de meting zal de gemeten temperatuur iets lager zijn dan de werkelijke temperatuur. Beyler (1986) adviseert de door Cox en Chitty gevonden waarden, aangezien zij als enige onderzoekers gecorrigeerd hebben voor de afkoeling door straling. Voor de evenredigheidsconstante van de gemiddelde snelheid bestaat er goede overeenstemming tussen de verschillende onderzoekers.

In de 'intermittent flame'-regio neemt de temperatuur op de centrale as af volgens z^{-1} . De gemiddelde snelheid op de centrale as is onafhankelijk van de hoogte en is evenredig met $\dot{Q}^{1/5}$. In tabel F.4 zijn de gevonden evenredigheidsconstanten van verschillende onderzoekers weergegeven.

Tabel F.4: temperatuur en gemiddelde luchtsnelheid in 'intermittent flame'-regio (bron: Beyler, 1986)

onderzoeker(s)	regio van onderzoek	coëfficiënt voor temperatuur	coëfficiënt voor gem. luchtsnelheid
		$\frac{\Delta T_0}{\dot{Q}^{2/5} z^{-1}}$	$\frac{u_0}{\dot{Q}^{1/5}}$
Cox en Chitty (1985, in: Beyler, 1986)			
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} < 10,2$	$0,06 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,12$	zie a)	1,65
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} > 10,2$	$0,08 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,20$	78	1,85
McCaffrey (1979, in: Beyler, 1986)	$0,08 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,20$	63	1,93
Hasemi (B[20])	$0,08 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,20$	70	1,9
Terai en Nitta (1976, in: Beyler, 1986)	$0,08 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,20$	56	1,5

a) vergelijking voor temperatuur gelijk aan de vergelijking in de pluimregio (zie ook tabel F.1):

$$\Delta T_0 = 20,5 \dot{Q}_c^{2/3} (z - z_0)^{-5/3}$$

Ook voor de 'intermittent flame'-regio adviseert Beyler (1986) de temperatuurvergelijkingen van Cox en Chitty te gebruiken, vanwege hun correctie voor afkoeling door straling. Drysdale (2002) adviseert voor zowel temperatuur als gemiddelde snelheid de vergelijkingen van McCaffrey.

Op basis van bovenstaande overwegingen gaat voor de twee vlam-regio's de voorkeur uit naar de volgende vergelijkingen (tabel F.5 en F.6):

Tabel F.5: temperatuur in vlam-regio's		
regio	temperatuur [K]	
'persistent flame'-regio:		
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} < 10,2$ en $0,02 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,06$	$\Delta T_0 = 960$	(F.37a)
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} > 10,2$ en $0,03 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,08$	$\Delta T_0 = 980$	(F.37b)
'intermittent flame'-regio:		
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} < 10,2$ en $0,06 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,12$	$\Delta T_0 = 20,5\dot{Q}_c^{2/3}(z - z_0)^{-5/3}$	(F.38a)
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} > 10,2$ en $0,08 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,20$	$\Delta T_0 = 78\dot{Q}^{2/5}z^{-1}$	(F.38b)

Tabel F.6: gemiddelde luchtsnelheid vlam-regio's		
regio	gem. luchtsnelheid [m/s]	
'persistent flame'-regio:		
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} < 10,2$ en $0,02 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,06$	$u_0 = 6,83z^{1/2}$	(F.39a)
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} > 10,2$ en $0,03 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,08$	$u_0 = 6,83z^{1/2}$	(F.39b)
'intermittent flame'-regio:		
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} < 10,2$ en $0,06 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,12$	$u_0 = 1,93\dot{Q}^{1/5}$	(F.40a)
voor $\frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} > 10,2$ en $0,08 < z/\dot{Q}^{2/5} < 0,20$	$u_0 = 1,93\dot{Q}^{1/5}$	(F.40b)

N.B.: Uit deze onderzoeksresultaten blijkt er één punt in de vlammen is waar de maximum temperatuur en maximum gemiddelde snelheid gelijktijdig optreden; namelijk op de grens van de 'persistent flame'- en de 'intermittent flame'-regio.

F.4.2 Massastroom

Naarmate de brand zich verder ontwikkelt ontstaan grotere vlammen. Daarnaast zal de rooklaag onder het plafond steeds dikker worden en komt het interface tussen de lage koude zone en de hoge hete zone steeds lager te liggen. Voor het berekenen van de behoudswetten per zone in het fysisch brandmodel moet de massastroom ter hoogte van dit interface bekend zijn. Aangezien het kan gebeuren dat de rooklaag na verloop van tijd zo dik is dat de vlammen tot in de rooklaag reiken, is het ook van belang om vergelijkingen voor de massastroom op een bepaalde hoogte in de vlammen te weten.

Beyler (1986) geeft een overzicht van door verschillende onderzoekers afgeleide vergelijkingen voor de massastroom. Figuur F.10 geeft Table 7 uit zijn publicatie weer.

TABLE 7

Flame mass flow

Tokunaga <i>et al.</i> [12] – <i>intermittent region</i> –	
$m = 0.07 \sqrt{DQ} [(Z/Q^{2/5}) - 0.0337]$	
Heskestad [22] – <i>plume</i> –	
$m = 0.071 Q_c^{1/3} (Z - Z_0)^{5/3} (1 + 0.026 Q_c^{1/3} (Z - Z_0)^{5/3})$	$Z > Z_0 + 0.166 Q_c^{2/5}$
Heskestad [22] – <i>flame</i> –	
$m = 0.054 Q_c Z / (0.166 Q_c^{2/5} + Z_0)$	$Z < Z_0 + 0.166 Q_c^{2/5}$
McCaffrey [5] – <i>continuous flaming region</i> –	
$0 < Z/Q^{2/5} < 0.08$	
$m = 0.011 Q (Z/Q^{2/5})^{0.566}$	
McCaffrey [5] – <i>intermittent region</i> –	
$0.08 < Z/Q^{2/5} < 0.20$	
$m = 0.026 Q (Z/Q^{2/5})^{0.909}$	
Cox and Chitty [30]	
$0.03 < Z/Q^{2/5} < 0.08$	
$m = 0.284 Q \tan^{-1} [3.34 (Z/Q^{2/5})]^{1/2} [(Z/Q^{2/5})^{5/2} + 0.32 (Z/Q^{2/5})^{3/2} + 0.0256 (Z/Q^{2/5})^{1/2}]$	
$0.08 < Z/Q^{2/5} < 0.20$	
$m = 0.272 Q \tan^{-1} [0.266 (Z/Q^{2/5})^{-1}]^{1/2} [(Z/Q^{2/5})^{5/2} + 0.32 (Z/Q^{2/5})^{3/2} + 0.0256 (Z/Q^{2/5})^{1/2}]$	
$Z/Q^{2/5} > 0.20$	
$m = 0.289 Q \tan^{-1} [0.0805 (Z/Q^{2/5})^{-5/3}]^{1/2} [(Z/Q^{2/5})^{5/2} + 0.32 (Z/Q^{2/5})^{3/2} + 0.0256 (Z/Q^{2/5})^{1/2}]$	
McCaffrey and Cox [31]	
$Z/Q^{2/5} < 0.2$	
$m = 0.053 Q^{0.48} Z^{1.3}$	
Cetegen <i>et al.</i> [24, 25]	
$m_1 = 0.536 D Z^{3/4}$	
$m_2 = 0.076 Z_v^{5/2} (Q^{1/3} Z_{vf}^{-5/6})$	
$Z_v = Z + Z_0$ $Z_{vf} = L_m + Z_0$ match zone 1 and 2 by equating – if match height is less than max. flame height, use zones 1, 2 and plume, otherwise use zone 1 and plume.	
Beyler [32, 33]	
$m = 0.38 D (Z - 0.06)^{5/4}$ $Z < 2D$	

Figuur F.10 Vergelijkingen voor de massastroom in de vlamregio's (bron: Beyler, 1986, Table 7)

In deze figuur is te zien dat er weinig overeenstemming bestaat tussen de verschillende onderzoekers, voor wat betreft de afhankelijkheid van de massastroom van hoogte, brandvermogen of branddiameter. De afhankelijkheid van het brandvermogen varieert tussen de onderzoekers van \dot{Q}^0 tot $\dot{Q}^{3/4}$; de afhankelijkheid van de hoogte van $z^{1/2}$ tot $z^{1,3}$ voor de 'persistent flame'-regio en z tot $z^{5/3}$ voor de 'intermittent flame'-regio. Ook het effect van de diameter van de brand op de massastroom geeft geen duidelijk beeld in deze vergelijkingen. Beyler (1986) concludeert dat geen van de vergelijkingen uit figuur F.10 op dit moment de voorkeur geniet; meer onderzoek is daar voor nodig.

In een latere publicatie geeft Heskestad (2002) vergelijkingen voor de massastroom voor de gemiddelde vlamlengte en de vlamregio's daaronder, die aansluiten op zijn vergelijking voor de massastroom in de pluimregio (vgl. (F.20)).

De massastroom ter hoogte van de gemiddelde vlamlengte, $\dot{m}_{ent,L}$, volgt uit vgl. (F.20) met voor de hoogte z de gemiddelde vlamlengte uit vgl. (F.23) en voor de virtuele oorsprong vgl. (F.25). Onder normale atmosferische omstandigheden en daarnaast de aanname dat het temperatuurverschil met de omgeving ter hoogte van de gemiddelde vlamhoogte, ΔT_L , gelijk is aan 500 K, volgt de volgende eenvoudige vergelijking (Heskestad, 1986, in: Heskestad, 2002):

$$\dot{m}_{ent,L} = 0,0056 \dot{Q}_c \quad (F.41)$$

Onder de gemiddelde vlamregio moet volgens Heskestad onderscheid gemaakt worden voor branden met een branddiameter groter of kleiner dan 0,3 m.

Voor branden met een diameter groter dan 0,3 m geeft hij een lineaire toename van de massastroom met de hoogte. Deze massastroom is gelijk aan nul direct boven het brandoppervlak tot de hierboven gegeven waarde voor $\dot{m}_{ent,L}$ ter hoogte van de gemiddelde vlamlengte:

$$\dot{m}_{ent} = 0,0056 \dot{Q}_c \frac{z}{L} \quad (\text{F.42})$$

Voor branddiameters kleiner dan 0,3 m geeft een kwadratische afhankelijkheid van de massastroom met de hoogte volgens Heskestad (2002) redelijk goede overeenkomsten met experimentele waarden:

$$\dot{m}_{ent} = 0,0056 \dot{Q}_c \left(\frac{z}{L} \right)^2 \quad (\text{F.43})$$

McCaffrey heeft eveneens vergelijkingen voor de massastroom in de vlamregio's afgeleid, aansluitend op zijn vergelijking voor de massastroom in de pluimregio (vgl. (F.21)).

voor $0 < \frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} < 0,08$ ('persistent flame'-regio):

$$\dot{m}_{ent} = 0,011 \dot{Q} \left(\frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} \right)^{0,566} \quad (\text{F.44})$$

voor $0,08 < \frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} < 0,20$ ('intermittent flame'-regio)

$$\dot{m}_{ent} = 0,026 \dot{Q} \left(\frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} \right)^{0,909} \quad (\text{F.45})$$

Daarnaast hebben Thomas et al. (1976, in: Heskestad, 2002) de eerder genoemde vergelijking (F.22) voor de massastroom in de vlamregio's van de rookpluim afgeleid:

$$\dot{m}_{ent} = 0,096 (g \rho_\infty \rho_{fl})^{1/2} W_f z^{3/2} \quad (\text{F.22})$$

met onder atmosferische omstandigheden en een niet nader genoemde standaard vlamtemperatuur (Hinkley, 1986):

$$\dot{m}_{ent} = 0,188 W_f z^{3/2} \quad (\text{F.23})$$

Deze vergelijking wordt vanwege zijn eenvoud vaak gebruikt. Het grote voordeel van deze vergelijking is dat hij onafhankelijk is van het brandvermogen. Volgens Hinkley (1986) is deze vergelijking ook geldig boven de vlammen (zie §F.3.2).

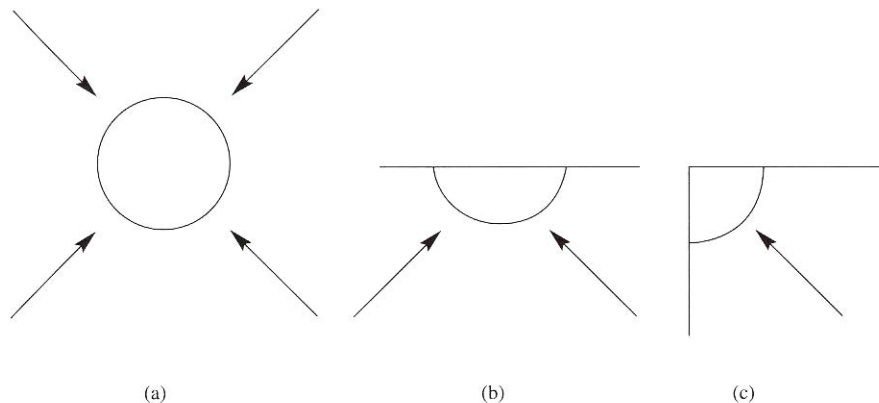
Uit bovenstaande beschrijving blijkt dat er tussen onderzoekers grote verschillen bestaan ten aanzien van de beschrijving van de massastroom in de vlamregio's. Voordeel van de vergelijkingen van Heskestad ((F.41), (F.42) en (F.43)) en de vergelijkingen van McCaffrey ((F.44) en (F.45)) is dat hun vergelijkingen aansluiten op vergelijkingen in de pluimregio (respectievelijk (F.20) en (F.21)). Voor de pluimregio lijkt de vergelijking van Heskestad de beste aansluiting met experimentele waarden te hebben. Op basis daarvan zou voor de pluimregio gekozen kunnen worden voor vergelijking (F.20) van Heskestad en aansluitend hierop ook voor zijn vergelijkingen in de vlamregio's. Aangezien hier geen overtuigend bewijs voor bestaat wordt aanbevolen meerdere berekeningen uit te voeren met verschillende vergelijkingen voor de massastroom in de vlamregio's en de rekenresultaten te vergelijken. Indien de rekenresultaten van de verschillende berekeningen grote verschillen vertonen moeten alle rekenresultaten als onbetrouwbaar beschouwd worden.

Aangezien de energiestromen in de vlamregio's berekend worden uit de massastromen geldt dezelfde onzekerheid voor de energiestromen.

F.5 Invloed van verticale scheidingsconstructies op de rookpluim

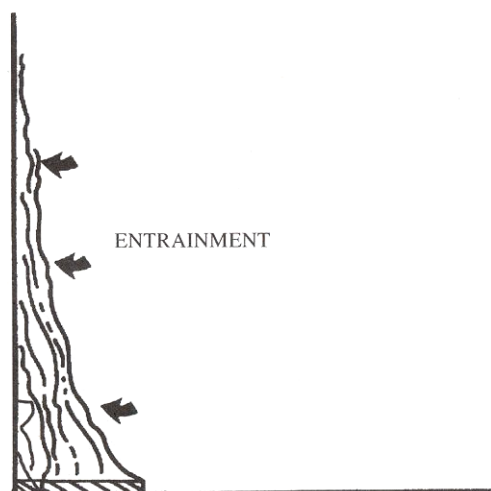
De in bovenstaande paragrafen behandelde vergelijkingen zijn geldig voor rookpluimen die zich ongehinderd kunnen ontplooiën. Dat wil zeggen, niet gehinderd door verticale of horizontale scheidingsconstructies. Bij brand in een ruimte zal de rookpluim na enige tijd zeker door het plafond (horizontale scheidingsconstructie) en mogelijk ook door wanden (verticale scheidingsconstructies) beïnvloed worden. De interactie van de rookpluim met het plafond van de brandruimte zal behandeld worden in bijlage H in het submodel voor branddetectie. Hieronder zal kort ingegaan worden op de invloed van wanden op de vergelijkingen voor de rookpluim.

Indien de brand zich dicht bij een wand of een hoek van de ruimte bevindt, kan minder koele omgevingslucht de rookpluim ingezogen worden (zie figuur F.11).



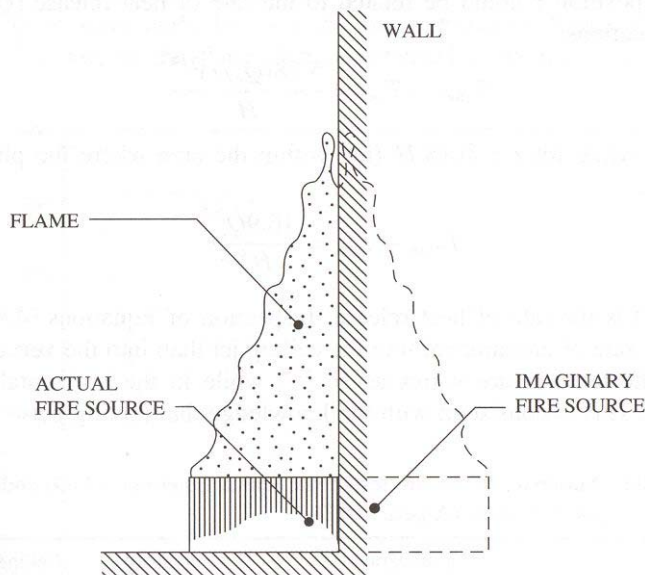
Figuur F.11 Richtingen van waaruit lucht zich in de rookpluim kan mengen voor een 'vrije' pluim (a), een pluim bij een wand (b) en een pluim in een hoek (bron: Drysdale, 2002)

De rookpluim zal hierdoor minder snel afkoelen met toenemende hoogte in vergelijking met een rookpluim met ongehinderde 'luchtinmenging' (Hasemi en Tokunaga, 1984, in: Drysdale, 2002). Tevens zal de rookpluim tegen de wand blijven 'plakken'. Dit effect is te verklaren aan de hand van de impuls die ingezogen omgevingslucht op de pluim uitoefent. In de situatie van een niet door wanden gehinderde rookpluim zal aan alle zijden omgevingslucht naar binnen gezogen worden. Hierbij ondervindt de rookpluim een impuls van deze omgevingslucht, die aan alle zijden even groot is. Indien door de aanwezigheid van een wand slechts aan de zijde van de ruimte omgevingslucht ingezogen kan worden, zal de rookpluim alleen van die zijde een impuls krijgen en tegen de wand gedrukt worden (zie figuur F.12).



Figuur F.12 Deflectie van de pluim tegen de wand door de impuls van de ingezogen omgevingslucht (bron: Drysdale, 2002)

Hasemi en Tokunaga (1984, in: Drysdale, 2002) hebben de invloed van wanden en hoeken op de rookpluim gemodelleerd door de werkelijke brand bij de wand aan te vullen met een imaginair deel aan de andere zijde van de wand (zie figuur F.13) en de verschillende eigenschappen van de rookpluim te berekenen voor deze gecombineerde brand 'in het vrije veld' (d.w.z. niet gehinderd door wanden).



Figuur F.13 Model met imaginaire rookpluim volgens Hasemi en Tokunaga (bron: Drysdale, 2002)

Voor de temperatuur in de rookpluim blijkt dit model goed te kloppen, zowel voor brand bij een wand als brand in een hoek. De gemiddelde vlamlengte voor brand bij een wand wordt echter beter voorspeld door uit te gaan van de werkelijke brand in het vrije veld (Hasemi en Tokunaga 1984, Back et al., 1994, beide in Drysdale, 2002). Wanden hebben dus vrijwel geen invloed op de vlamlengte, ondanks een veel lagere massastroom aan ingezogen omgevingslucht (circa 40%) (Zukoski et al., 1981a, in: Drysdale, 2002). Bij brand in een hoek wordt wel een circa 20% grotere vlamlengte gemeten (Drysdale, 2002).

Naast de hierboven genoemde invloed van wanden op de eigenschappen van de rookpluim, kunnen wanden nog meer invloed hebben op de ontwikkeling van de brand in de ruimte wanneer deze wanden zelf brandbaar zijn en door de aanwezigheid van vlammen tegen de wand ontbranden. Het feit dat de rookpluim door de impuls van de ingezogen omgevingslucht tegen de wand gedrukt wordt kan dit verschijnsel nog versterken. Op de situatie met brandbare wanden wordt niet verder ingegaan.

Bijlage G Lokale convectie en straling

G.1 Dimensieloos model van Hasemi voor lokale opwarming

Het model is gebaseerd op dimensieloze coëfficiënten. Hasemi maakt gebruik van het Froude-getal welke is weergegeven in de vergelijking (G.1).

$$Q^* = \frac{RHR}{\rho_{\infty} c_p T_{\infty} g^{1/2} D^{5/2}} \quad (\text{G.1})$$

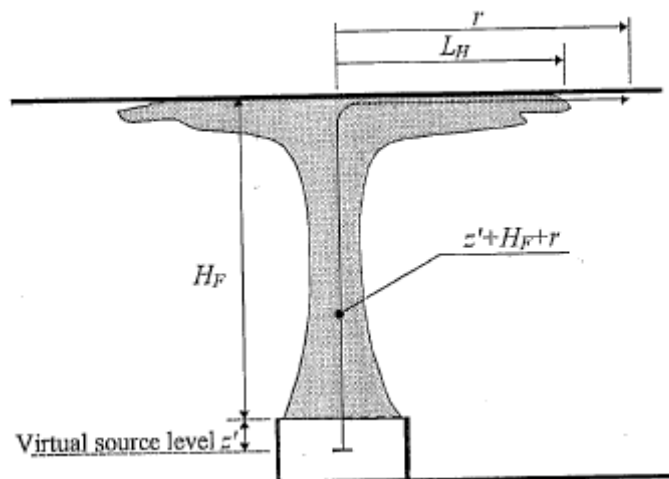
Na invulling van waarden voor de specifieke massa, soortelijke warmte, temperatuur in de ruimte en de zwaartekrachtversnelling kan de vergelijking worden herschreven tot (G.2):

$$Q^* = \frac{RHR}{1.11 \times 10^6 D^{5/2}} \quad (\text{G.2})$$

Deze variabele wordt gebruikt om de verticale positie van de virtuele bron met betrekking tot de oppervlakte van de brand te schatten. Dit is de positie waar een virtuele puntbron dezelfde effecten zal veroorzaken als een echte brand. De positie van de virtuele bron z' kan worden berekend met vergelijking (G.3).

$$\frac{z'}{D} = 2.4(Q^{*2/5} - Q^{*2/3}) \quad \text{voor } Q^* \leq 1 \quad (\text{G.3})$$

$$\frac{z'}{D} = 2.4(1 - Q^{*2/5}) \quad \text{voor } Q^* > 1$$



Figuur G.1 Horizontale vlamlengte (bron: Cadorn, 2003)

Wanneer de vlammen tegen het plafond slaan worden deze afgebogen en zullen deze zich horizontaal ontwikkelen over een lengte L_H , zie figuur G.1. Zoals de positie van de virtuele hittebron wordt beïnvloed door de dimensies van de brand, D volgens vergelijking (G.2), zo is de relatieve lengte van de vlam met betrekking tot het compartiment afhankelijk van de verticale afstand tussen de brand en het plafond, H_F in figuur G.1. Het Froude-getal geeft een indicatie van de lengte van de vlam en kan worden berekend met vergelijking (G.4) welke lijkt op vergelijking (G.2).

$$Q_H^* = \frac{RHR}{1.11 \times 10^6 H_F^{5/2}} \quad (\text{G.4})$$

Tijdens tests is gebleken dat de verhouding van de lengte van de vlam van de brand, $H_F + L_H$, en de afstand van de brand tot het plafond H_F in verhouding staat tot het Froude-getal met een exponent 1/3. Dit is weergegeven in vergelijking (G.5).

$$\frac{L_H + H_F}{H_F} = 2.9 Q_H^{*1/3} \quad (\text{G.5})$$

y is de dimensieloze verhouding tussen de afstand tot de virtuele bron en de totale lengte van de vlam en is weergegeven in vergelijking (G.6).

$$y = \frac{z' + H_F + r}{z' + H_F + L_H} \quad (\text{G.6})$$

De warmtestroom naar het element q'' (Franssen, 1998) wordt gegeven in (G.7).

$$\begin{aligned} q'' &= 100000 && \text{voor } y \leq 0.30 \\ q'' &= 136300 - 121000y && \text{voor } 0.30 < y \leq 1.00 \\ q'' &= 15000 y^{-3.7} && \text{voor } 1.00 < y \end{aligned} \quad (\text{G.7})$$

De netto warmtestroom bij de grenzen van een staalprofiel q_{net} , taking into account the flux due to de temperatuur van de sectie is weergegeven in de vergelijking (G.8).

$$q_{net} = q'' - h(T_s - 293) - \sigma \varepsilon^* (T_s^4 - 293^4) \quad (\text{G.8})$$

Bijlage H Thermische detectie

Het doel van (actieve) maatregelen op het gebied van brandveiligheid is het beperken van de gevolgen van brand. Hiertoe behoren gevolgen voor de aanwezigen in een gebouw (gewonden of dodelijke slachtoffers), maar ook economische gevolgen (schade aan goederen of het gebouw zelf). Om dit doel te kunnen behalen is het van groot belang een zich ontwikkelende brand te detecteren in een stadium waarin deze nog relatief makkelijk te controleren is. Dit is mogelijk met automatische branddetectie.

Na detectie kunnen bijvoorbeeld in het gebouw aanwezige personen gewaarschuwd worden door een alarmsysteem, kan de brand gemeld worden aan de brandweer, of kan de brand onderdrukt worden door een sprinklerinstallatie.

In deze bijlage zal ingegaan worden op de beschrijving van de automatische detectie van brand.

H.1 Typen detectoren

Een brand heeft veel verschillende kenmerken: vlammen, rook, een temperatuurverhoging in de brandruimte, etc. Er zijn dan ook meerdere methoden om een brand te detecteren. Tabel H.1 geeft een overzicht van de belangrijkste typen detectoren, met het betreffende kenmerk van de brand op basis waarvan de detector een brand kan detecteren.

Tabel H.1: typen detectoren en kenmerk van brand waar detector op detecteert (naar: Schifilli et al., 2002)

detectortype	brandkenmerk
thermische detectoren:	
vaste temperatuur detector (fixed temperature detector)	hoge temperatuur (circa 57 tot 74 °C) ¹⁷
differentiaal detector (rate-of-rise detector)	snelle temperatuurstijging (meer dan 12 á 15 °C/min) ¹⁸
rookdetectoren:	
optische rookdetector	zichtbare rook en verbrandingsproducten groter dan 0,1 µm
ionisatierookdetector	onzichtbare verbrandingsproducten kleiner dan 0,1 µm
sub-micron deeltjesdetector	onzichtbare verbrandingsproducten kleiner dan 0,1 µm
vlamdetectoren:	
ultraviolet-detector	ultraviolette emissie van de vlammen (170 – 290 nm)
infrarood-detector	infrarode emissie van de vlammen (650 – 850 nm)

Van deze detectoren worden thermische detectoren en rookdetectoren het meeste toegepast.

Thermische detectoren worden vooral toegepast in situaties waarin het beschermen van constructies en goederen het belangrijkste doel is. Deze detectoren hebben over het algemeen een langere detectietijd dan rookdetectoren, maar zijn minder gevoelig voor verstoringen in de ruimte en geven daardoor minder snel vals alarm.

In §H.2 zal een beschrijving gegeven worden van de detectie van brand met het belangrijkste type thermische detector: de 'vaste temperatuur'-detectoren. Deze detectoren reageren op een bepaalde hoge temperatuur van de detector. De detectie van brand door een sprinklerinstallatie (sprinklerkop) kan eveneens beschreven worden volgens dit 'vaste temperatuur'-principe. Voor het bepalen van de detectietijd door een sprinklerkop kan dus eveneens gebruik gemaakt worden van de vergelijkingen uit §H.2.

¹⁷ <http://www.nedcc.org/plam3/tleaf32.htm>

¹⁸ http://en.wikipedia.org/wiki/Heat_detector

Rookdetectoren worden vooral toegepast in situaties waarin een korte detectietijd belangrijk is, bijvoorbeeld voor het waarschuwen van gebruikers van een gebouw. Zoals de naam al aangeeft reageren deze detectoren op de aanwezigheid van rook in de brandruimte.

Op dit moment vormt de beschrijving van de ontwikkeling van rook in een brandruimte geen onderdeel van het fysisch brandmodel¹⁹. Een beschrijving van rookdetectoren, die gebaseerd is op de zichtlengte in de rook, is hierdoor op dit moment niet mogelijk. Wanneer het fysisch brandmodel in een later stadium uitgebreid wordt met een beschrijving van de rookontwikkeling in een brandruimte, kan het detectiemodel uitgebreid worden met een beschrijving van de detectie door rookdetectoren.

H.2 Detectie op basis van vaste temperatuur

Deze paragraaf behandelt de detectie van brand met 'vaste temperatuur'-detectoren. Allereerst wordt een beschrijving gegeven van de opwarming van de detectoren zelf. Vervolgens zullen vergelijkingen voor de temperatuur en snelheid van de rook onder het plafond behandeld worden. Daarna zullen deze gegevens gecombineerd worden voor een beschrijving van de detectietijd voor brand van 'vaste temperatuur'-detectoren.

H.2.1 Opwarming van detectoren

Een 'vaste temperatuur'-detector bevat een hittegevoelig element, dat een signaal afgeeft als dit element een bepaalde temperatuur T_r (r van respons) overschrijdt²⁰. Deze temperatuur ligt over het algemeen tussen 57 °C en 74 °C (330 tot 347 K). Het tijdstip na het ontstaan van de brand waarop de detector deze temperatuur bereikt is afhankelijk van verschillende factoren, waaronder de eigenschappen van de detector (bijv. de warmteoverdracht van de rook naar de detector), de eigenschappen van de brand (specifiek de temperatuur en snelheid die het gevolg zijn van de brand ter plaatse van de detector) en de afstand van de detector tot de brand.

Voor de warmteoverdracht tussen de detector en zijn omgeving geldt (zie figuur H.1):

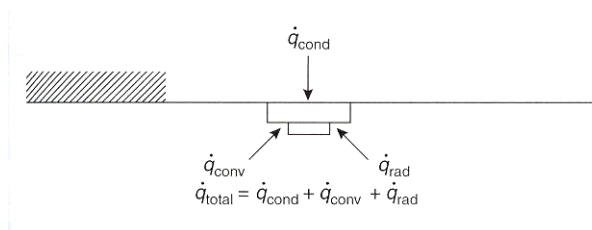
$$\dot{q}_{tot} = \dot{q}_{cond} + \dot{q}_{conv} + \dot{q}_{rad} \quad (\text{H.1})$$

waarin: \dot{q}_{tot} = totale warmtestroom naar detector [kW]

\dot{q}_{cond} = warmtestroom door geleiding [kW]

\dot{q}_{conv} = warmtestroom door convectie [kW]

\dot{q}_{rad} = warmtestroom door straling [kW]



Figuur H.1 Warmtestromen naar een detector (bron: Schifiliti et al., 2002)

In het begin van de brandontwikkeling is de warmtestroom door straling nog beperkt en kan deze verwaarloosd worden (Schifiliti et al., 2002, pp. 4-5). Daarnaast dient het hittegevoelige element van de detector thermisch geïsoleerd te zijn van de rest van de detector en het plafond. Indien dit het geval is kan de warmtestroom door geleiding van het hittegevoelige element naar de rest van de constructie eveneens verwaarloosd worden. De warmtestroom naar de detector wordt dan dus volledig bepaald door de convectieve warmtestroom van de hete rook naar de detector. Deze warmtestroom wordt gegeven door:

¹⁹ De beschrijving van de ontwikkeling van rook in een brandruimte (rooksamenstelling, zichtlengten, etc) vormt geen onderdeel van de opdracht van NEN Bouw aan Adviesburo Nieman B.V.

²⁰ Waar in het vervolg van deze bijlage gesproken wordt over 'detector' wordt daarmee het hittegevoelige element aangeduid.

$$\dot{q}_{conv} = hA(T_g - T_d) \quad (\text{H.2})$$

waarin: h = convectieve warmteoverdrachtscoëfficiënt [kW/m²K]
 A = oppervlakte hittegevoelige element [m²]
 T_g = temperatuur van de rook ter plaatse van de detector [K]
 T_d = detectortemperatuur [K]

Voor objecten met een zeer lage interne warmtestroomweerstand kan de temperatuurverandering in de tijd beschreven worden door:

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{\dot{q}}{mc} \quad (\text{H.3})$$

waarin: m = massa van het object [kg]
 c = specifieke warmte van het object [kJ/kgK]

Vergelijking (H.3) is geldig voor objecten waarvoor de Biot-modulus Bi kleiner is dan 0,1. De Biot-modulus geeft de verhouding van de weerstand tegen warmteoverdracht via geleiding tot de weerstand tegen convectieve warmteoverdracht en wordt gegeven door:

$$Bi = \frac{hL}{k} \quad (\text{H.4})$$

waarin: Bi = Biot-modulus [-]
 L = karakteristieke dimensie voor warmteoverdracht, gegeven door de verhouding van het volume tot de oppervlakte van een object [m]
 k = thermische geleiding binnen een object [kW/mK]

Voor 'vaste temperatuur'-detectoren wordt onder normale omstandigheden aan de voorwaarde $Bi < 0,1$ voldaan.

Hiermee volgt door combineren van vgl. (H.2) en (H.3) de temperatuurverandering in de tijd van de detector:

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{hA}{mc} (T_g - T_d) = \frac{(T_g - T_d)}{mc/hA} = \frac{(T_g - T_d)}{\tau} \quad (\text{H.5})$$

waarin: τ = tijdconstante van de detector [s]

Om de temperatuurverandering van de detector in de tijd te kunnen berekenen dienen dus de temperatuur van de rook ter plaatse van de detector en de tijdconstante bekend te zijn.

Zoals te zien is in vgl. (H.5) is de tijdconstante een functie van m , c , h en A . Echter, voor een specifieke detector zijn m , c en A constant. De convectieve warmteoverdrachtscoëfficiënt h is afhankelijk van de snelheid van de rookstrooming rond de detector volgens $h \propto u^{-1/2}$, zodat volgt dat ook $\tau \propto u^{-1/2}$ (Drysdale, 2002), ofwel $\tau u^{1/2} = \text{constante}$.

De evenredigheidsconstante tussen τ en $u^{-1/2}$, door Heskestad en Smith (1976, in: Schifiliti, 2002) aangeduid met de naam response time index (RTI), is specifiek voor elke detector en dient door meting vastgesteld te worden. Heskestad en Smith (1976, in: Schifiliti, 2002) hebben hiervoor de 'splunge-test' ontwikkeld, waarin een detector plotseling in een luchtstroom met bekende referentietemperatuur T_0 en referentiesnelheid u_0 ondergedompeld wordt. Uit het feit dat $RTI = \tau_0 u_0^{1/2}$ een constante is, kan vervolgens de tijdconstante bij willekeurige snelheid bepaald worden volgens:

$$\tau = \frac{RTI}{u^{1/2}} \quad (\text{H.6})$$

Voor het berekenen van de tijdconstante op een bepaald moment dient dus de snelheid ter plaatse van de detector bekend te zijn.

Combineren van de vergelijkingen (H.5) en (H.6) levert:

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{u^{1/2}(T_g - T_d)}{RTI} \quad (\text{H.7})$$

Vergelijkingen voor de temperatuur en de snelheid in de rookstroom onder het plafond worden behandeld in §H.2.2. Deze vergelijkingen zullen in §H.2.3 gecombineerd worden met vergelijking (H.7) voor het bepalen van de temperatuur T_d van de detector op tijdstip t . De detectietijd t_{det} is nu het tijdstip waarop de detector zijn reactietemperatuur T_r bereikt.

H.2.2 Temperatuur en snelheid van de rook onder het plafond

Algemeen

Mits in een brandruimte geen stratificatie²¹ aanwezig is, zal de rook van een brand in de rookpluim omhoog stijgen tot het plafond bereikt wordt. Hier wordt de rookstroom omgebogen en stroomt de rook axisymmetrisch in alle richtingen onder het plafond weg. Deze rookstroom in een dunne laag onder het plafond wordt gekenmerkt door een relatief grote temperatuur en snelheid ten opzichte van de omgevingslucht eronder. In de internationale literatuur wordt deze rookstroom onder het plafond aangeduid met de term 'ceiling jet'; deze term zal hier ook gebruikt worden. Met toenemende afstand tot de brand nemen de temperatuur en de snelheid van de ceiling jet af (onder andere door inmenging van omgevingslucht in de ceiling jet) en neemt de dikte van de ceiling jet toe.

Detector binnen ceiling jet

Aan de onderzijde van de ceiling jet nemen de temperatuur en rooksnelheid zeer snel af tot de omgevingswaarden. Bij het ontwerpen van detectorsystemen en sprinklerinstallaties is het van groot belang rekening te houden met de (verwachte) dikte van de ceiling jet. Indien een detector te laag gepositioneerd wordt (onder de ceiling jet) zal pas een hogere temperatuur en snelheid gemeten worden op het moment dat zich een hete zone ontwikkelt onder het plafond en deze hete zone gedaald is tot het niveau van de detector. Ook te dicht bij het plafond zal een detector minder goed functioneren: in de bovenste laag van circa 1% van de afstand tussen brandstof en plafond is de snelheid in de ceiling jet lager door wrijving met het plafond. In deze beschrijving van het detectiemodel wordt er van uit gegaan dat de detector correct gepositioneerd is (d.w.z.: binnen het gebied van de ceiling jet detecteert) en de vergelijkingen voor de temperatuur en de snelheid in de ceiling jet dus toepasbaar zijn voor het berekenen van de reactietijd van een detector.

Temperatuur en snelheid binnen ceiling jet

Binnen de ceiling jet (voor een willekeurige afstand r tot de rookpluim) variëren de temperatuur en de snelheid nog licht met de afstand tot het plafond. Ook de exacte positie in de ceiling jet waar de maximale temperatuur en snelheid optreden kan per situatie verschillen (Alpert, 2002). De vergelijkingen die in §H.2.2.2 en §H.2.2.3 behandeld zullen worden voor de temperatuur en snelheid in de ceiling jet betreffen de maximale temperatuur en de maximale snelheid binnen de ceiling jet.

Randvoorwaarden voor temperatuur- en snelheidsvergelijkingen binnen ceiling jet

De beschrijving in deze paragraaf van de vergelijkingen voor de maximale temperatuur en de maximale snelheid onder het plafond van een brandruimte is geldig onder de volgende algemene voorwaarden:

- Het plafond van de brandruimte is geheel horizontaal, bevat geen obstakels (zoals balken) en is oneindig groot (niet begrensd door verticale scheidingsconstructies); voor beschrijvingen van rookstromingen onder bijvoorbeeld balkenlagen of in gangen, zie Alpert (2002).

²¹ Voor een toelichting op het begrip stratificatie, zie §5.3.5.

- Het plafond van de brandruimte is onbrandbaar.
 - In de brandruimte heerst geen stratificatie (zie §5.3.5 voor een nadere toelichting op het begrip stratificatie).
 - De rookstroming onder het plafond wordt niet beïnvloed door wind.
- Eventuele aanvullende, specifieke randvoorwaarden van vergelijkingen worden bij de vergelijkingen zelf gegeven.

Hieronder zal eerst kort de dikte van de ceiling jet toegelicht worden, waarna enkele (algemene) randvoorwaarden voor toepassing van de vergelijkingen in de ceiling jet vastgesteld worden. Daarna zullen beschrijvingen gegeven worden van vergelijkingen voor de maximale temperatuur en de maximale snelheid in de ceiling jet, gesplitst in een beschrijving van deze parameters in stationaire situaties en niet-stationaire situaties.

H.2.2.1 Dikte ceiling jet

Zoals eerder genoemd nemen de temperatuur en de snelheid aan de onderzijde van de ceiling jet zeer snel af tot omgevingswaarden (omgevingstemperatuur en verwaarloosbare luchtsnelheid). Alpert (1975, in: Alpert, 2002) heeft de dikte (hoogte) van de ceiling jet, l_T , gedefinieerd als de afstand onder het plafond waar het temperatuurverschil met de omgevingslucht gedaald is tot 1/e maal het maximale temperatuurverschil op die afstand tot de brand ($e = 2,718\dots$).

De dikte van de ceiling jet blijkt voornamelijk afhankelijk te zijn van de verticale afstand tussen de brandstof en het plafond, H , en varieert daarnaast met de (horizontale) afstand tot de centrale as van de rookpluim, r . Op basis van bovenstaande definitie van de ceiling jet heeft Alpert uit metingen waarden voor de verhouding l_T/H gevonden van $l_T/H = 0,075$ voor $r/H = 0,6$ tot $l_T/H = 0,11$ voor $r/H = 1$ á 2. Er van uit gaande dat de brandstof op de vloer van de brandruimte aanwezig is, varieert de dikte van de ceiling jet volgens Alpert dus van circa 7,5% van de ruimtehoogte vlak bij de rookpluim tot circa 11% verder weg. Dit komt overeen met meetresultaten van andere onderzoekers. Tabel H.2 geeft een beknopt overzicht van gevonden verhoudingen voor l_T/H op verschillende afstanden tot de rookpluim.

Tabel H.2: dikte van de ceiling jet

onderzoeker(s)	afstand tot centrale as van rookpluim, geschreven als verhouding r/H [-]	dikte ceiling jet, geschreven als verhouding l_T/H [-]
Motevalli en Marks (1991, in: Alpert, 2002)	> 1	0,10 tot 0,12
Atkinson en Drysdale (1992, in: Alpert, 2002)	0,5	0,08
	>>1	0,12
Yu (1985, in: Alpert, 2002)	0,5	0,08
	>>1	0,12

H.2.2.2 Temperatuur en snelheid in stationaire situaties

De eerste vergelijkingen voor de temperatuur en snelheid in de ceiling jet zijn afgeleid door Alpert (1972). Op basis van verschillende experimenten heeft hij de volgende vergelijkingen voor de maximale temperatuur en maximale snelheid in de ceiling jet opgesteld:

voor $r \leq 0,18H$ (binnen het gebied waar de rookpluim het plafond bereikt):

$$T_{c,\max} - T_{\infty} = \frac{16,9\dot{Q}^{2/3}}{H^{5/3}} \quad (\text{H.8a})$$

voor $r > 0,18H$:

$$T_{c,\max} - T_{\infty} = \frac{5,38(\dot{Q}/r)^{2/3}}{H} \quad (\text{H.8b})$$

voor $r \leq 0,15H$:

$$u_{c,\max} = 0,96 \left(\frac{\dot{Q}}{H} \right)^{1/3} \quad (\text{H.9a})$$

voor $r > 0,15H$:

$$u_{c,\max} = 0,195 \frac{(\dot{Q}/H)^{1/3}}{(r/H)^{5/6}} \quad (\text{H.9b})$$

waarin: $T_{c,\max}$ = maximale temperatuur in de ceiling jet, op afstand r [K]
 T_∞ = omgevingstemperatuur [K]
 \dot{Q} = brandvermogen [kW]
 H = verticale afstand tussen brandstof en plafond [m]
 r = horizontale afstand tot de centrale as van de rookpluim [m]
 $u_{c,\max}$ = maximale snelheid in de ceiling jet, op afstand r [m/s]

Deze vergelijkingen zijn geldig voor zwakke pluimen en stationaire branden. Aan de voorwaarde van een zwakke pluim wordt voldaan bij vlamlengten veel kleiner dan de afstand tussen brandstof en plafond van de brandruimte. De voorwaarde aangaande stationaire branden moet gesteld worden vanwege het feit dat in zijn vergelijkingen een verandering in het brandvermogen direct merkbaar is ter plaatse van de detector (ongeacht de afstand tot de brand). Voor niet-stationaire, 'groeïende' branden, waar het brandvermogen dus verandert in de tijd, is deze beschrijving onterecht. De rook zal er immers enige tijd over doen om het traject vanaf de brandstof via de rookpluim tot op de plaats r in de ceiling jet af te leggen. De vergelijkingen van Alpert kunnen dus alleen gebruikt worden in stationaire situaties of als goede benadering in het geval van zeer langzaam groeïende, niet-stationaire branden (zie ook §H.2.2.3).

Een ander aandachtspunt bij de vergelijkingen van Alpert is dat hij zijn vergelijkingen heeft gerelateerd aan het totale brandvermogen. Aangezien het eigenlijk het convectieve gedeelte van het brandvermogen, \dot{Q}_c , is dat bepalend is voor de karakteristieken van de ceiling jet, zou het beter zijn om de vergelijkingen van Alpert te herschrijven als functie van \dot{Q}_c . Echter, van de branden in de experimenten van Alpert is niet bekend hoe groot het convectieve aandeel in het totale brandvermogen was. In principe zijn de vergelijkingen van Alpert daardoor alleen toepasbaar in situaties waar sprake is van brandstof(fen) met eenzelfde convectief gedeelte als in de experimenten van Alpert.

Heskestad en Hamada (1993) hebben een andere vergelijking voor de maximale temperatuur in de ceiling jet in stationaire situaties afgeleid. In deze vergelijking wordt het temperatuurverschil niet gerelateerd aan de verticale afstand tussen brandstof en plafond, H , maar aan de diameter van de pluim ter hoogte van het plafond, b_u . Deze vergelijking is behalve voor zwakke pluimen ook geldig voor sterke pluimen (vlammen met grootte vergelijkbaar met de afstand tussen brandstof en plafond):

voor $1 \leq r/b_u \leq 40$:

$$T_{c,\max} - T_\infty = \Delta T_c \left[1,92 \left(\frac{r}{b_u} \right)^{-1} - e^{1,61 \left(1 - \frac{r}{b_u} \right)} \right] \quad (\text{H.10})$$

met

$$b_u = 0,42 \left[(c_p \rho_\infty)^{4/5} T_\infty^{3/5} g^{2/5} \right]^{-1/2} \frac{T_c^{1/2} \dot{Q}_c^{2/5}}{\Delta T_c^{3/5}}$$

waarin: ΔT_c = temperatuurverschil op de centrale as van de rookpluim ter hoogte van het plafond [K]
 b_u = straal van de rookpluim ter hoogte van het plafond [m]

Het temperatuurverschil op de centrale as ter hoogte van het plafond dient hierbij bepaald te worden met behulp van een vergelijking voor het temperatuurverschil op de centrale as van de rookpluim; hiervoor kan bijvoorbeeld vergelijking (5.13) gebruikt worden.

Vergelijking (H.11) blijkt goed te voldoen tot vlamlengten kleiner of gelijk aan twee maal de afstand tussen brandstof en plafond (de vlamlengte kan hierbij berekend worden met behulp van vergelijking 5.24).

H.2.2.3 Temperatuur en snelheid in niet-stationaire situaties

De beschrijving van vergelijkingen voor de maximale temperatuur en de maximale snelheid in de ceiling jet voor niet-stationaire situatie wordt beperkt tot quasi-stationaire branden en kwadratisch groeiende branden. Voor andere niet-stationaire situaties wordt verwezen naar literatuur, onder andere Alpert (2002).

Quasi-stationaire branden

Voor tijdsafhankelijke branden kunnen de vergelijkingen uit §H.2.2.2 nog steeds gebruikt worden, wanneer het brandvermogen, \dot{Q} , vervangen wordt door een tijdsafhankelijk brandvermogen, $\dot{Q}(t)$.

Ook met deze aanpassing wordt er echter in deze vergelijkingen nog steeds van uitgegaan dat een verandering in het brandvermogen direct merkbaar is op positie r in de ceiling jet. Deze beschrijving is dan ook alleen te gebruiken voor langzaam groeiende branden, waarvoor de verandering van het brandvermogen gedurende de transporttijd van de rook van de brandstof naar positie r in de ceiling jet klein is. Deze voorwaarde kan uitgedrukt worden in de volgende vergelijking:

$$\frac{\dot{Q}}{d\dot{Q}/dt} > t_f \quad (\text{H.11})$$

waarin: $d\dot{Q}/dt$ = verandering van het brandvermogen in de tijd [kW/s]

t_f = transporttijd van de rook van de brandstof tot positie r in de ceiling jet [s]

Een schatting van deze transporttijd kan gemaakt worden met de vergelijkingen voor de snelheid van de rook in de pluim (bijvoorbeeld vgl. (5.16)) en in de ceiling jet (bijvoorbeeld vgl. (H.9a)). Branden die aan deze voorwaarde voldoen worden quasi-stationaire branden genoemd.

Kwadratisch groeiende branden

Uit experimenten is gebleken dat het brandvermogen van veel branden zich in de groeifase kwadratisch met de tijd ontwikkelt²²:

$$\dot{Q} = \alpha t^2 \quad (\text{H.12})$$

waarin: α = tijdconstante voor brandontwikkeling [kW/s²]
 t = tijd [s]

Heskestad (1972, in: Alpert, 2002) heeft voor kwadratisch groeiende branden vergelijkingen afgeleid voor de maximale temperatuur en de maximale snelheid in de ceiling jet, als functie van (onder andere) het brandvermogen, \dot{Q} . Na uitgebreide experimenten hebben Heskestad en Delichatsios (1989) deze vergelijkingen aangepast voor het convectieve deel van het brandvermogen, \dot{Q}_c :

$$T_{c,\max} - T_\infty = \Delta T_2^* T_\infty (A \alpha_c)^{2/5} g^{-1} H^{-3/5} \quad (\text{H.13})$$

²² In het fysisch brandmodel wordt ook een kwadratische ontwikkeling van het brandvermogen in de tijd als standaard brandontwikkeling gehanteerd.

$$u_{c,\max} = u_2^* (A\alpha_c H)^{1/5} \quad (\text{H.14})$$

met

$$\Delta T_2^* \begin{cases} = 0 & \text{voor } t_2^* \leq (t_2^*)_f \\ = \left(\frac{t_2^* - (t_2^*)_f}{0,126 + 0,210r/H} \right)^{4/3} & \text{voor } t_2^* > (t_2^*)_f \end{cases}$$

$$A = \frac{g}{\rho_\infty c_p T_\infty}$$

$$\alpha_c = \frac{\dot{Q}_c}{t^2}$$

$$t_2^* = \frac{t}{(A\alpha_c H^{-4})^{-1/5}}$$

$$(t_2^*)_f = 0,813 \left(1 + \frac{r}{H} \right)$$

$$u_2^* = 0,59 (T_2^*)^{1/2} \left(\frac{r}{H} \right)^{-0,63}$$

Bij deze vergelijkingen maken Heskestad en Delichatsios gebruik van enkele dimensieloze parameters, aangeduid met het superscript asterisk. Met de dimensieloze tijd $(t_2^*)_f$ wordt in de vergelijkingen gecorrigeerd voor de tijd die de rook er over doet om van de brandstof tot een punt op afstand r in de ceiling jet te komen. Tot aan het tijdstip $(t_2^*)_f$ is er geen rook op punt r en is de temperatuur onder het plafond nog gelijk aan de omgevingstemperatuur.

H.2.3 Bepaling detectietijd 'vaste temperatuur'-detectoren

Net als bij de beschrijving van de vergelijkingen voor temperatuur en snelheid in de ceiling jet wordt de bepaling van de detectietijd beperkt tot stationaire situaties, quasi-stationaire situaties en situaties met kwadratisch groeiende branden.

H.2.3.1 Toepasbaarheid temperatuur- en snelheidsvergelijkingen voor bepaling detectietijd

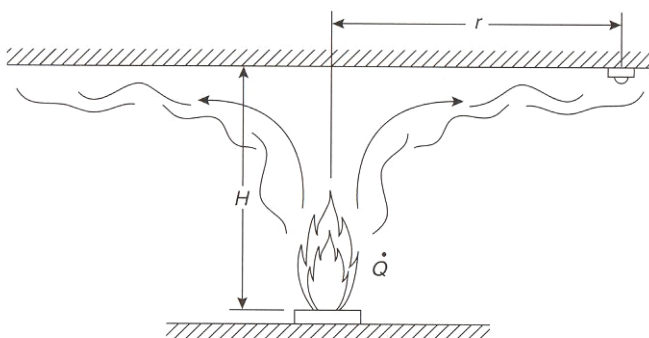
Ten aanzien van de toepasbaarheid van de vergelijkingen voor de temperatuur en snelheid in de ceiling jet voor het berekenen van de detectietijd van een detector dient het volgende opgemerkt te worden:

- Er wordt van uit gegaan dat de detectoren binnen de ceiling jet detecteren, zodat de vergelijkingen uit §H.2.2.2 en §H.2.2.3 voor de maximale temperatuur en de maximale snelheid in de ceiling jet in principe toepasbaar zijn voor het bepalen van de detectietijd.
- De vergelijkingen voor de temperatuur en snelheid in de ceiling jet uit §H.2.2.2 en §H.2.2.3 zijn afgeleid in experimenten onder vlakke, horizontale plafonds van praktisch oneindige afmetingen. In deze experimenten kon de rook zich dus ongehinderd verspreiden en kon er buiten (onder) de ceiling jet geen hete zone opgebouwd worden. In werkelijkheid zal de ceiling jet op een bepaald moment de wanden van de brandruimte bereiken. Indien deze wanden zich op relatief kleine afstand van de rookpluim bevinden kan dit invloed hebben op de temperatuur en snelheid in de ceiling jet (Alpert, 2002, pp.2-19). Daarnaast zal zich in de meeste gevallen een hete zone in de ruimte gaan opbouwen.

Voor wat betreft de invloed op de temperatuur en snelheid in de ceiling jet door wanden kan gesteld worden dat deze invloed beperkt is indien de afstand van rookpluim tot de wanden minimaal 1,8 maal de ruimtehoogte bedraagt; in dat geval kunnen de vergelijkingen uit §H.2.2.2 en §H.2.2.3 gewoon toegepast worden (Alpert, 2002). Voor situaties waarin de afstand van de rookpluim tot alle wanden minder dan 1,8 maal de ruimtehoogte bedraagt zal zich al snel een hete zone onder het plafond gaan vormen. Zoals hieronder wordt toegelicht kunnen de vergelijkingen voor temperatuur en snelheid in die situatie toegepast worden voor een veilige benadering van de detectietijd. Voor ruimtes met grote lengte/breedte-verhoudingen, waarbij de kortste zijde minder dan 1,8 maal de ruimtehoogte lang is en de andere zijde veel langer (bijvoorbeeld gangen), zijn de vergelijkingen uit §H.2.2.2 en §H.2.2.3 toepasbaar tot het tijdstip dat het rookfront van de ceiling jet de dichtstbijzijnde wand bereikt (voor aanvullende literatuur voor deze situaties zie bijvoorbeeld Alpert (2002, pp. 2-25) of Beyler (1986, pp. 62)).

Ten aanzien van een eventuele hete zone geldt het volgende. In situaties waarin de reactietijd van de detector korter is dan de tijd die nodig is voor het transport van rook van de *brandstof* naar de *wanden* zijn de vergelijkingen voor temperatuur en snelheid in de ceiling jet zonder meer toepasbaar. Indien dit niet het geval is zou een berekening van de reactietijd gemaakt moeten worden waarin de invloed van de hete zone betrokken is. Echter, de hete zone heeft een hogere temperatuur en grotere luchtsnelheden in de ceiling jet tot gevolg, waardoor de reactietijd van de detector dus zal afnemen (Beyler, 1986). Als veilige benadering kunnen de uit experimenten afgeleide vergelijkingen dus ook na het ontstaan van een hete zone onder het plafond toegepast worden; de reactietijd van de detector zal dan iets overschat worden (de berekende reactietijd is iets langer dan de werkelijke reactietijd).

- De vergelijkingen uit §H.2.2.2 en §H.2.2.3 voor de maximale temperatuur en de maximale snelheid in de ceiling jet zijn allemaal, direct of indirect, een functie van de verticale afstand H tussen de bovenzijde van de brandstof en het plafond van de brandruimte (zie figuur H.2).



Figuur H.2 Afstand tussen brandstof en plafond (bron: Alpert, 2002)

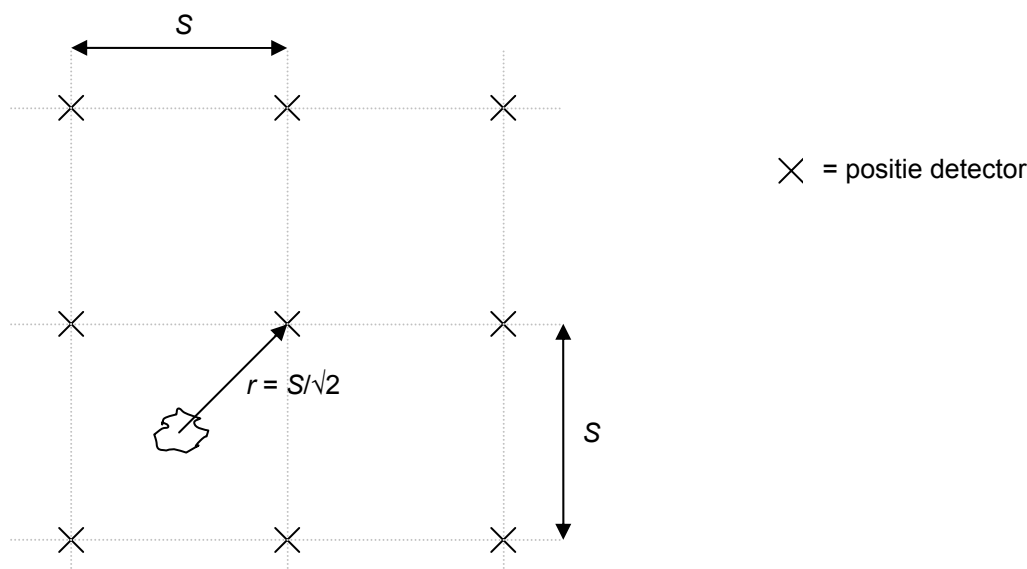
Indien deze afstand bekend is kan deze ingevuld worden. Vaak echter zal de exacte hoogte van de bovenzijde van de brandstof niet bekend zijn. Hiervoor kan dan een schatting gedaan worden. Ook kan als veilige benadering voor de berekening van de reactietijd van een detector de ruimtehoogte (h_c) ingevoerd worden in plaats van de afstand tussen brandstof en plafond; dit resulteert in een iets langere berekende reactietijd (Schifiliti, 2002)²³.

H.2.3.2 Positie van detector onder het plafond

Zoals in §H.2.2.2 en §H.2.2.3 is gebleken zijn de vergelijkingen voor temperatuur en snelheid onder het plafond (onder andere) een functie van de afstand r tot de centrale as van de brand: door onder andere inmenging van omgevingslucht nemen de temperatuur en snelheid af met toenemende afstand tot de brand. De detectietijd voor een bepaalde detector is dus ook afhankelijk van deze afstand tot de brand: een detector dicht bij de brand zal de brand eerder detecteren. Voor de

²³ Wanneer de ruimtehoogte ingevoerd wordt in plaats van een werkelijke, iets kortere verticale afstand tussen brandstof en plafond, zal de maximale temperatuur in de ceiling jet iets onderschat worden en zal de maximale snelheid in de ceiling jet iets overschat worden, waarbij de onderschatting van de maximale temperatuur in de ceiling jet de grootste invloed heeft op de reactietijd van een detector. Deze reactietijd zal altijd toenemen indien een grotere afstand ingevoerd wordt dan de werkelijke afstand tussen brandstof en plafond.

berekening van de detectietijd van een brand is alleen de afstand tot de dichtstbijzijnde detector van belang. De ongunstigste detectietijd doet zich hierbij voor wanneer de afstand van de brand tot deze dichtstbijzijnde detector het grootst is: er heerst immers een lagere temperatuur en snelheid op grotere afstand en daarnaast duurt het transport van rook naar de detector dan het langst. Uitgaande van detectoren in een regelmatig patroon op hoekpunten van een vierkant raster met onderlinge afstanden S is de horizontale afstand van de centrale as van de brand tot een detector maximaal gelijk aan $r = S/\sqrt{2}$ (zie figuur H.3).



Figuur H.3 Positie detectoren en afstand tot centrale as brand

Bij de berekening van de detectietijd in het fysisch brandmodel zal de onderlinge afstand S tussen detectoren door de gebruiker ingevoerd moeten worden. Vervolgens zal er van uitgegaan worden daar de brand zich op de meest ongunstige plaats voordoet en de afstand tot de (dichtstbijzijnde) detector dus gelijk is aan $r = S/\sqrt{2}$.

H.2.3.3 Detectietijd in stationaire situaties

Voor berekeningen van de detectietijd van een branden met behulp van ‘vaste temperatuur’-detectoren in stationaire situaties kan gebruik gemaakt worden van de vergelijkingen van Alpert (vergelijkingen (H.8) en (H.9)). Vergelijking (H.7) voor de temperatuurverandering van de detector in de tijd dient hiervoor gecombineerd te worden met de vergelijkingen (H.8) en (H.9) voor het temperatuurverschil respectievelijk de snelheid in de ceiling jet. Na integratie volgt nu de detectortemperatuur op tijdstip t :

$$T_d = T_\infty + (T_{c,max} - T_\infty) \left[1 - e^{-tw_{c,max}^{1/2}/RTI} \right] \tag{H.15}$$

De detectietijd t_{det} is het tijdstip waarop de detector zijn activeringstemperatuur T_r bereikt:

$$t_{det} = t_{T_d=T_r} \tag{H.16}$$

waarin: t_{det} = detectietijd van de detector op positie r [s]
 $t_{T_d=T_r}$ = tijdstip waarop de temperatuur van de detector gelijk is de reactietemperatuur [s]

In het begin van de brandontwikkeling is de temperatuur van de detector gelijk aan de omgevingstemperatuur T_∞ . Uit vergelijking (H.15) volgt dat de detectietijd, bij een gelijke brandontwikkeling, langer is bij een lagere omgevingstemperatuur. Voor een realistische (veilige) bepaling van de detectietijd dient dus uit gegaan te worden van de laagst mogelijke omgevingstemperatuur.

H.2.3.4 Detectietijd in niet-stationaire situaties

Quasi-stationaire branden

Ook voor berekeningen van de detectietijd van een branden met behulp van 'vaste temperatuur'-detectoren in quasi-stationaire situaties wordt vaak gebruik gemaakt van de vergelijkingen van Alpert (vergelijkingen (H.8) en (H.9)). Een voorbeeld daarvan is het gebruik van de vergelijkingen van Alpert in het door Evans en Stroup (1985, in: Schifiliti et al., 2002) gepubliceerde programma DETACT-QS. Voor deze quasi-stationaire benadering wordt de brand gemodelleerd in een serie tijdintervallen met binnen een tijdinterval een constant (gemiddeld) brandvermogen. Voor elke tijdinterval wordt de temperatuurverandering van de detector bepaald uitgaande van het gemiddelde brandvermogen voor dat tijdinterval:

$$T_{d,i+1} = T_{d,i} + (T_{c,\max} - T_{\infty}) \left[1 - e^{-t_{\text{int}} u_{c,\max}^{1/2} / RTI} \right] \quad (\text{H.17})$$

met:

$$T_{d,0} = T_{\infty}$$

waarin: $T_{d,i}$ = detectortemperatuur aan het eind van interval i [K]
 $T_{d,i+1}$ = detectortemperatuur aan het eind van interval $(i + 1)$ [K]
 t_{int} = tijdsduur van één interval [s]

Dit proces wordt herhaald tot de reactietemperatuur van de detector is bereikt. De detectietijd is gelijk aan het aantal benodigde intervallen totdat de reactietemperatuur bereikt wordt vermenigvuldigd met de tijdsduur van een interval:

$$t_{\text{det}} = i_{T_d \geq T_r} \cdot t_{\text{int}} \quad (\text{H.18})$$

waarin: $i_{T_d \geq T_r}$ = aantal intervallen tot de temperatuur van de detector (minimaal) gelijk is aan de reactietemperatuur [-]

Net als bij de beschrijving van de vergelijkingen voor de temperatuur en snelheid in de ceiling jet in §H.2.2.3 voor quasi-stationaire situaties dient opgemerkt te worden dat deze benadering alleen toegestaan is indien de transporttijd van de rook van brandstof tot punt r in de ceiling jet klein is ten opzichte van de verandering van het brandvermogen in de tijd (zie vgl. (H.11)). Dit omdat deze transporttijd in dit model niet in rekening gebracht wordt.

Daarnaast dient de berekening van de detectietijd weer gebaseerd te worden op de laagst mogelijke omgevingstemperatuur.

Kwadratisch groeiende branden

Voor kwadratisch groeiende branden kan vergelijking (H.7) gecombineerd worden met de vergelijkingen (H.13) en (H.14) van Heskestad en Delichatsios, voor respectievelijk de temperatuur en de snelheid in de ceiling jet. Beyler (1984, in: Schifiliti et al., 2002) heeft vervolgens aangetoond dat de detectortemperatuur in het geval van een kwadratisch groeiende brand analytisch opgelost kan worden uit deze vergelijkingen:

$$T_d(t) = T_{\infty} + (T_{c,\max} - T_{\infty}) \left[1 - \frac{(1 - e^{-Y})}{Y} \right] \quad (\text{H.19})$$

met:

$$Y = \frac{3}{4} \left(\frac{u_{c,\max}}{(\Delta T_2^*)^{1/2}} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta T_2^*}{RTI} \right) \left(\frac{t}{t_2^*} \right) \left(0,126 + 0,210 \frac{r}{H} \right)$$

en uit vgl. (H.13) en (H.14):

$$T_{c,\max} - T_\infty = \Delta T_2^* T_\infty (A \alpha_c)^{2/5} g^{-1} H^{-3/5}$$

$$u_{c,\max} = u_2^* (A \alpha_c H)^{1/5}$$

$$\Delta T_2^* \begin{cases} = 0 & \text{voor } t_2^* \leq (t_2^*)_f \\ = \left(\frac{t_2^* - (t_2^*)_f}{0,126 + 0,210r/H} \right)^{4/3} & \text{voor } t_2^* > (t_2^*)_f \end{cases}$$

$$A = \frac{g}{\rho_\infty c_p T_\infty}$$

$$\alpha_c = \frac{\dot{Q}_c}{t^2}$$

$$t_2^* = \frac{t}{(A \alpha_c H^{-4})^{-1/5}}$$

$$(t_2^*)_f = 0,813 \left(1 + \frac{r}{H} \right)$$

$$u_2^* = 0,59 (T_2^*)^{1/2} \left(\frac{r}{H} \right)^{-0,63}$$

De detectietijd t_{det} is weer het tijdstip waarop de reactietemperatuur T_r van de detector wordt bereikt (zie vgl. (H.16)). Hierbij dient weer uit gegaan te worden van de laagst mogelijke omgevingstemperatuur. Vergelijking (H.19) is niet meer geldig vanaf het moment dat de brandontwikkeling niet meer kwadratisch verloopt.

Vergelijking (H.19) wordt onder andere toegepast in het programma DETACT-T2.

Bijlage I Uitslaande vlammen vanuit gevelopeningen

Model van Law
(EN 1991-1-2:2002, annex B)

I.1 Toepassingsgebied

1) Deze methode staat de bepaling toe van:

- de maximum temperatuur in een brandcompartiment
- de grootte en temperatuur van een vlam vanuit openingen
- stralings- en convectieparameters

(2) Deze methode gaat uit van stationaire condities voor de diverse parameters. De methode is alleen geldig voor vuurbelastingen $q_{f,d}$ groter dan 200 MJ/m^2 .

I.2 Voorwaarden

(1) Wanneer er meer dan één raam in het relevante brandcompartiment aanwezig is, dan moet gebruik gemaakt worden van de gewogen gemiddelde hoogte van ramen h_{eq} , de totale oppervlakte van verticale openingen A_v en de som van de breedten van ramen ($w_t = \sum w_i$).

(2) Als er alleen ramen zijn in wand 1, is de ratio D/W als volgt:

$$D/W = \frac{W_2}{W_t} \quad (I.1)$$

(3) Als er ramen in meer dan één wand zijn, is de ratio D/W als volgt:

$$D/W = \frac{W_2}{W_1} \frac{W_{v1}}{W_v} \quad (I.2)$$

Hierin is:

W_1 is de breedte van wand 1, aangenomen dat deze de grootste raamoppervlakte bevat;

A_{v1} is de som van de raamoppervlakten in wand 1;

W_2 is de breedte van de wand loodrecht op wand 1 van het brandcompartiment

(4) Wanneer er een kern in het brandcompartiment aanwezig is, de ratio D/W moet als volgt worden verkregen:

- de grenzen die in (7) worden gegeven zijn van toepassing;
- L_c en W_c zijn de lengte en breedte van de kern;
- W_1 en W_2 zijn de lengte en breedte van het brandcompartiment:

$$D/W = \frac{(W_2 - L_c) A_{v1}}{(W_1 - W_c) A_v} \quad (I.3)$$

(5) Alle delen van de omhulling die niet de brandwerend (REI) zijn, moeten worden geclassificeerd als raamoppervlakte..

(6) Het totale raamoppervlak in een uitwendige scheidingsconstructie is:

- De totale oppervlakte, volgens (5), indien het minder is dan 50% van het oppervlak van de betreffende scheidingsconstructie;
- Ten eerste de totale oppervlakte en ten tweede 50% van de oppervlakte van de betreffende scheidingsconstructie van het compartiment, wanneer, volgens (5), het oppervlak meer is dan 50%. Beide situaties moeten worden berekend. Voor de plaats en oppervlakte van de open delen moet van de worst-case situatie worden uitgegaan.

(7) De afmetingen van het brandcompartiment mogen niet meer bedragen dan 70 m in lengte, 18 m in breedte en 5 m in hoogte.

(8) De vlamtemperatuur moet gelijkmatig over de breedte en de dikte van de vlam worden aangenomen.

I.3 De gevolgen van wind

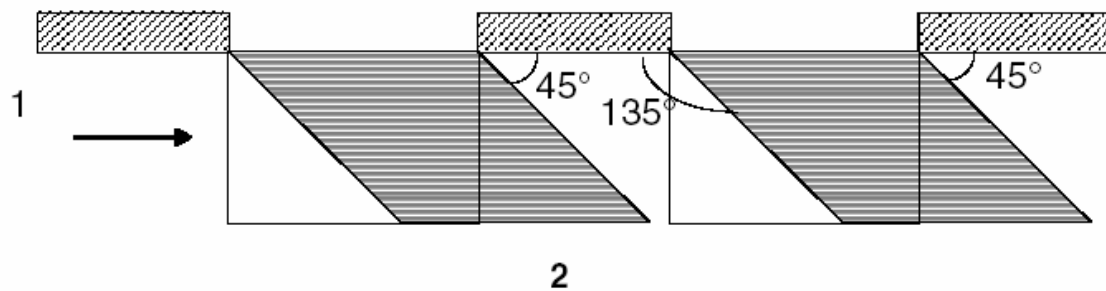
I.3.1 De wijze van ventilatie

(1) Als er ramen in tegenovergestelde zijden van het brandcompartiment zijn of als additioneel lucht aan de brand vanuit een andere bron (anders dan ramen) wordt gevoed, moet de berekening uitgevoerd worden met geforceerde stromingscondities. Zo niet, dan wordt de berekening uitgevoerd zonder geforceerde stromingscondities.

I.3.2 Vlamafwijking door wind

(1) Vlammen vanuit een opening moeten verondersteld worden om het brandcompartiment te verlaten (zie figuur I.1):

- loodrecht op de gevel;
- met een afbuiging van 45° als gevolg van wind.



1. Wind
2. Horizontale dwarsdoorsnede

Figuur I.1 – vlamafwijking door wind

I.4 Kenmerken van brand en vlammen

I.4.1. Geen geforceerde luchtstroming

(1) De afbrandsnelheid of het brandvermogen is gegeven door::

$$Q = \min \left(A_f \cdot q_{f,d} / \tau_f ; 3,15 (1 - e^{-0,036/l}) A_v \left(\frac{h_{eq}}{D/W} \right)^{1/2} \right) \quad [\text{MW}] \quad (I.4)$$

(2) De temperatuur van het brandcompartiment wordt verkregen uit:

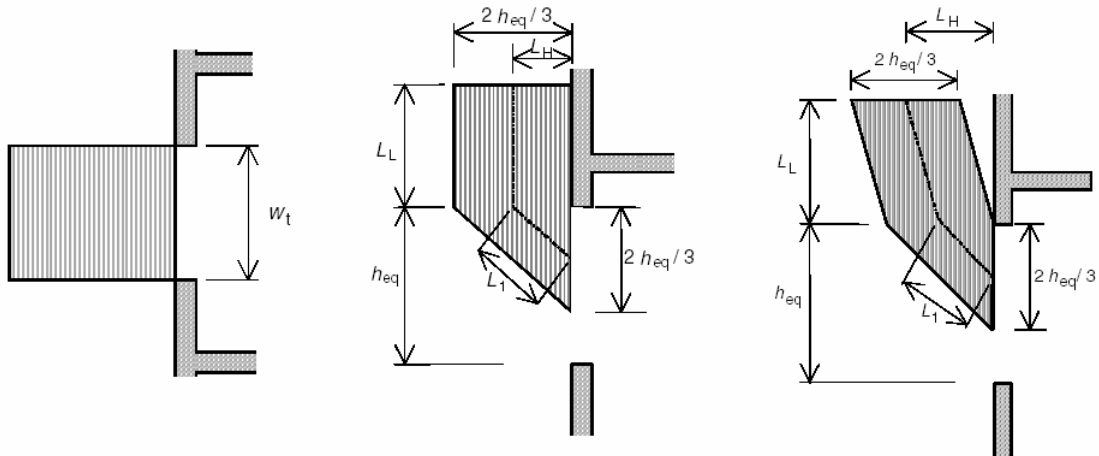
$$T_f = 6000 (1 - e^{-0,1/l}) O^{1/2} (1 - e^{-0,00286\Omega}) + T_0 \quad (I.5)$$

(3) De vlamhoogte (zie figuur I.2) wordt verkregen uit:

$$L_l = \max \left(0; h_{eq} \left(2,37 \left(\frac{Q}{A_v \rho_g (h_{eq} g)^{1/2}} \right)^{2/3} - 1 \right) \right) \tag{I.6}$$

NB: Met $\rho_g = 0,45 \text{ kg/m}^3$ en $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ wordt deze vergelijking vereenvoudigd tot:

$$L_l = 1,9 \left(\frac{\dot{Q}}{W_t} \right)^{2/3} - h_{eq} \tag{I.7}$$



horizontale dwarsdoorsnede

verticale dwarsdoorsnede

verticale dwarsdoorsnede

$L_l = \frac{h_{eq}}{3} \Rightarrow$	$L_1 = \sqrt{L_H^2 + \frac{h_{eq}^2}{9}} \cong \frac{h_{eq}}{2}$	$L_1 \cong \frac{h_{eq}}{2}$
	$L_f = L_L + L_1$	$L_f = \sqrt{L_H^2 + \left(L_H - \frac{h_{eq}}{3} \right)^2} + L_1$
$h_{eq} < 1,25 w_t$	gevel erboven	geen gevel erboven of $h_{eq} > 1,25 w_t$

Figuur I.2 - vlam afmetingen, geen geforceerde luchtstroming

(4) De vlambreedte is gelijk aan de raambreedte (zie figuur I.2).

(5) De vlamdiepte is 2/3 van de raamhoogte: $\frac{2}{3} h_{eq}$ (zie figuur I.2).

(6) De horizontale projectie van vlammen:

- in het geval dat er sprake is van een doorlopende gevel boven de gevelopening, wordt gegeven door:

$$L_H = h_{eq}/3 \quad \text{als } h_{eq} \leq 1,25 w_t \quad (I.8)$$

$$L_H = 0,3 h_{eq} (h_{eq}/w_t)^{0,54} \quad \text{als } h_{eq} > 1,25 w_t \text{ en afstand tot andere opening } > 4 w_t \quad (I.9)$$

$$L_H = 0,454 h_{eq} (h_{eq}/2w_t)^{0,54} \text{ in andere gevallen} \quad (I.10)$$

- in het geval er geen gevel boven de gevelopening aanwezig is, wordt gegeven door:

$$L_H = 0,6 h_{eq} (L_L/h_{eq})^{1/3} \quad (I.11)$$

(7) De vlamlengte langs de as wordt gegeven door:

- wanneer $L_L > 0$:

$$L_f = L_L + h_{eq}/2 \quad \begin{array}{l} \text{als gevel boven opening aanwezig is of} \\ \text{als } h_{eq} \leq 1,25 w_t \end{array} \quad (I.12)$$

$$L_f = (L_L^2 + (L_H - h_{eq}/3)^2)^{1/2} + h_{eq}/2 \quad \begin{array}{l} \text{als geen gevel aanwezig is boven} \\ \text{opening of als } h_{eq} > 1,25 w_t \end{array} \quad (I.13)$$

- wanneer $L_L = 0$, dan $L_f = 0$

(8) De vlamtemperatuur in de gevelopening wordt gegeven door:

$$T_w = 520 / (1 - 0,4725 (L_f \cdot w_t / Q)) + T_0 \quad [\text{K}] \quad (I.14)$$

met $L_f \cdot w_t / Q < 1$

(9) Voor de emissiviteit van de vlammen in de gevelopening geldt:

$$\varepsilon_f = 1,0$$

(10) De vlamtemperatuur langs de as wordt gegeven door:

$$T_z = (T_w - T_0) (1 - 0,4725 (L_x \cdot w_t / Q)) + T_0 \quad [\text{K}] \quad (I.15)$$

met

$$L_x \cdot w_t / Q < 1$$

L_x is de aslengte van de gevelopening tot het punt waar de berekening wordt gemaakt.

(11) De emissiviteit van de vlammen dient als volgt aangehouden te worden:

$$\varepsilon_f = 1 - e^{-0,3d_f} \tag{I.16}$$

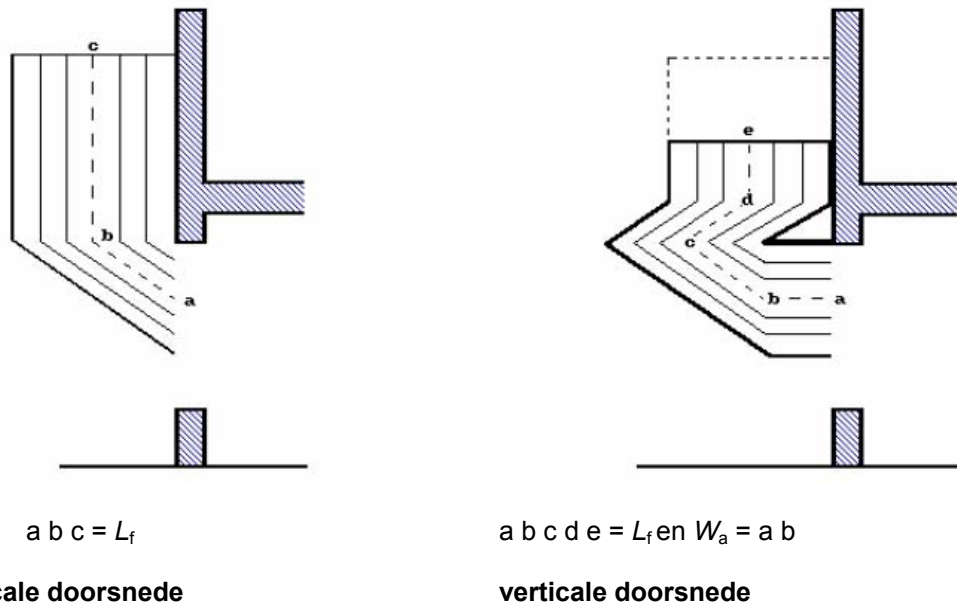
hierin is d_f de vlamdikte in [m]

(12) De convectieve warmteovergangscoefficient wordt gegeven door:

$$\alpha_c = 4,67 \left(1/d_{eq}\right)^{0,4} \left(Q/A_v\right)^{0,6} \tag{I.17}$$

(13) Als een overstek of een balkon (met horizontale projectie: W_a) wordt gesitueerd op het niveau van de bovenzijde van de gevelopening over de gehele breedte hiervan (zie figuur I.3), dan moet in geval van een gevel boven de opening en $h_{eq} \leq 1,25 w_t$ de hoogte en de horizontale projectie van de vlam als volgt worden gewijzigd:

- de vlamhoogte L_L gegeven in (3) wordt verkleind met $W_a (1 + \sqrt{2})$;
- de horizontale projectie van de vlam L_H gegeven in (6), wordt vergroot met W_a .



Figuur I.3 – afbuiging vlammen door balkon

(14) Met dezelfde condities voor het overstek of balkon als genoemd in (13), in het geval dat er geen muur boven de gevelopening aanwezig is, of $h_{eq} > 1,25 w_t$, moet de hoogte en de horizontale projectie van de vlam zou als volgt worden gewijzigd:

- de vlamhoogte L_L gegeven in (3) wordt verkleind met W_a ;
- de horizontale projectie van de vlam L_H gegeven in (6), met de eerder genoemde waarde van L_L wordt vergroot met W_a .

1.4.2 Geforceerde luchtstroming

(1) De afbrandsnelheid of het brandvermogen is gegeven door:

$$Q = (A_f \cdot q_{f,d}) / \tau_F \quad [\text{MW}] \quad (1.18)$$

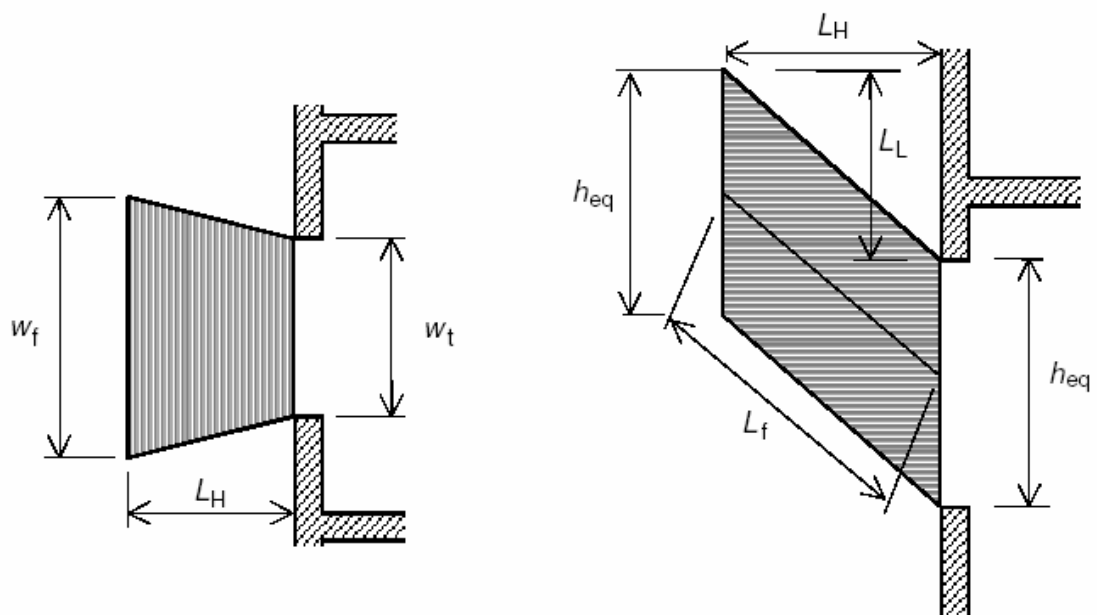
(2) De temperatuur van het brandcompartiment kan verkregen worden uit:

$$T_f = 1200((A_f \cdot q_{f,d}) / 17,5 - e^{-0,00228\Omega}) + T_0 \quad (1.19)$$

(3) De vlamhoogte (zie figuur 1.4) kan verkregen worden uit:

$$L_L = \left(1,366 \left(\frac{1}{u} \right)^{0,43} \frac{Q}{A_v^{1/2}} \right) - h_{eq} \quad (1.20)$$

NB: Met $u = 6 \text{ m/s}$: $L_L \approx 0,628 \cdot Q / A_v^{1/2} - h_{eq}$



horizontale dwarsdoorsnede

$$w_f = w_t + 0,4L_H$$

verticale dwarsdoorsnede

$$L_f = (L_L^2 + L_H^2)^{1/2}$$

Figuur 1.4 - vlam afmetingen, geforceerde luchtstroming

(4) De horizontale projectie van vlammen kan verkregen worden uit:

$$L_H = 0,605(u^2 / h_{eq})^{0,22} (L_L + h_{eq}) \quad (1.21)$$

NB: Met $u = 6 \text{ m/s}$: $L_H = 1,33(L_L + h_{eq})h_{eq}^{0,22}$

(5) De vlambreedte kan verkregen worden uit:

$$w_f = w_i + 0,4 L_H \quad (1.22)$$

(6) De vlamlengte langs de as kan verkregen worden uit:

$$L_f = (L_L^2 + L_H^2)^{1/2} \quad (1.23)$$

(7) De vlamtemperatuur bij het raam kan verkregen worden uit:

$$T_W = 520 / (1 - 0,3325 L_f (A_V)^{1/2} / Q) + T_0 \quad [\text{K}] \quad (1.24)$$

met $L_f (A_V)^{1/2} / Q < 1$

(8) Voor de emissiviteit van de vlammen kan worden gehanteerd:

$$\varepsilon_f = 1,0$$

(9) De vlamtemperatuur langs de as kan verkregen worden uit:

$$T_z = \left(1 - 0,3325 \frac{L_x (A_V)^{1/2}}{Q} \right) (T_W - T_0) + T_0 \quad [\text{K}] \quad (1.25)$$

Met L_x is de aslengte vanaf het raam tot het punt waar de berekening is gemaakt

(10) Voor de emissiviteit van de vlammen geldt:

$$\varepsilon_f = 1 - e^{-0,3d_f} \quad (1.26)$$

waarin d_f de vlamdikte is [m]

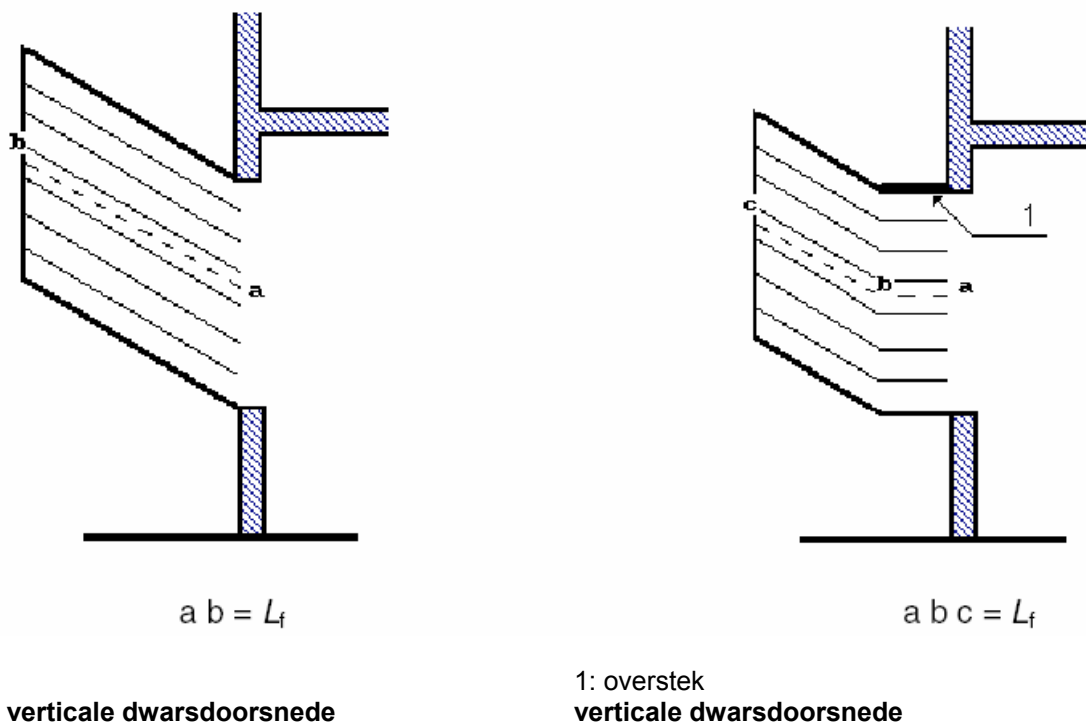
(11) De convectieve warmteoverdrachtscoëfficiënt bedraagt:

$$\alpha_C = 9,8(1/d_{eq})^{0,4} (Q/17,5A_V + u/1,6)^{0,6} \quad (1.27)$$

NB: Met $u = 6$ m/s bedraagt de convectieve warmteoverdrachtscoëfficiënt:

$$\alpha_C = 9,8(1/d_{eq})^{0,4} (Q/17,5A_V + 3,75)^{0,6}$$

(12) Betreffende het effect van balkons of zonweringen: zie figuur 1.5. Het vlamtraject wordt horizontaal afgebogen door het balkon of de zonwering, en daardoor naar buiten verplaatst door de diepte van het balkon. De vlamlengte L_f blijft echter onveranderd.



verticale dwarsdoorsnede

1: overstek
verticale dwarsdoorsnede

Figuur I.5 – afwijking van een vlam door een overstek

I.5 Totale configuratiefactoren

(1) De totale configuratiefactor Φ_f van een constructiedeel ten gevolge van warmtestraling vanuit openingen wordt bepaald door:

$$\Phi_f = \frac{(C_1\Phi_{f,1} + C_2\Phi_{f,2})d_1 + (C_3\Phi_{f,3} + C_4\Phi_{f,4})d_2}{(C_1 + C_2)d_1 + (C_3 + C_4)d_2} \tag{I.28}$$

Waarin:

- $\Phi_{f,i}$ is de configuratiefactor van het oppervlakteonderdeel i voor die opening;
- d_i is de afmeting in dwarsdoorsnede van het oppervlakteonderdeel i;
- C_i is de beschermingscoëfficiënt van het oppervlakteonderdeel i als volgt:
 - voor een beschermde oppervlakte: $C_i = 0$
 - voor een niet beschermde oppervlakte $C_i = 1$

(2) De configuratiefactor $\Phi_{f,i}$ voor een oppervlakteonderdeel waarvan de opening niet zichtbaar is, moet worden aangenomen als nul.

(3) De algemene configuratiefactor Φ_z van een constructiedeel ten gevolge van warmtestraling vanuit een vlam wordt bepaald door:

$$\Phi_z = \frac{(C_1\Phi_{z,1} + C_2\Phi_{z,2})d_1 + (C_3\Phi_{z,3} + C_4\Phi_{z,4})d_2}{(C_1 + C_2)d_1 + (C_3 + C_4)d_2} \tag{I.29}$$

Waarin:

- $\Phi_{z,i}$ is de configuratiefactor van oppervlakteonderdeel i voor die vlam.

(4) De configuratiefactoren $\Phi_{z,i}$, van individuele oppervlakteonderdelen voor warmtestraling vanuit vlammen kunnen op equivalente rechthoekige vlamafmetingen worden gebaseerd. De afmetingen en de plaatsen van de equivalente rechthoeken die de voorzijde en de zijden van een vlam vertegenwoordigen moeten voor deze doelen worden bepaald. Voor alle andere doeleinden moeten de vlamafmetingen worden gebruikt die in B.4 van deze bijlage worden weergegeven.

Bijlage J Configuratiefactoren

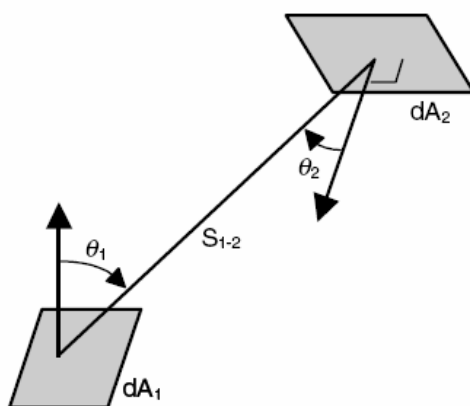
(EN 1991-1-2:2002 annex G)

J.1 Algemeen

(1) De configuratiefactor Φ voor warmtestraling van oppervlak A naar oppervlak B is gedefinieerd als de fractie van de diffuus uitgestraalde energie vanaf oppervlak A dat invalt op oppervlak B. In formulevorm gegeven door:

$$dF_{d1-d2} = \frac{\cos\theta_1 \cos\theta_2}{\pi S_{1-2}^2} dA_2 \tag{J.1}$$

De configuratiefactor hangt af van de grootte van het stralingsoppervlak, de afstand tussen het stralingsoppervlak en het ontvangstoppervlak en van de relatieve orientatie ten opzichte van elkaar. (zie Figuur J.1).



Figuur J.1 — Warmtestraling tussen twee oneindig kleine oppervlaktes.

(2) In situaties waarbij de straler een uniforme temperatuur en emmissiviteit heeft kan de definitie vereenvoudigd worden tot: “de ruimtehoek waarbinnen het stralingsgebied kan worden gezien vanuit een bepaalde oneindig kleine oppervlakte, gedeeld door 2π .”

(3) De warmtestraling naar een oneindig klein gebied van een element met een convexe oppervlakte wordt alleen bepaald door de positie en de afmeting van de brand (positie effect).

(4) De warmtestraling naar een oneindig klein gebied van een element met een concave oppervlakte wordt niet alleen bepaald door de positie en de afmeting van de brand (positie effect), maar ook door de straling vanuit andere delen van het element (schaduw effecten).

(5) Grenswaarden voor de configuratiefactor Φ zijn gegeven in tabel J.1

Tabel J.1 — Grenswaarden voor de configuratiefactor Φ

		Localised	Fully developed
Positie effect		$\Phi \leq 1$	$\Phi = 1$
Schaduw effect	Convex (bol)	$\Phi = 1$	$\Phi = 1$
	Concaaf (hol)	$\Phi \leq 1$	$\Phi \leq 1$

J.2 Schaduw effecten

(1) De specifieke regels om het schaduw effect te bepalen worden gegeven in het materiaal georiënteerde deel van de Eurocodes.

J.3 Externe constructiedelen

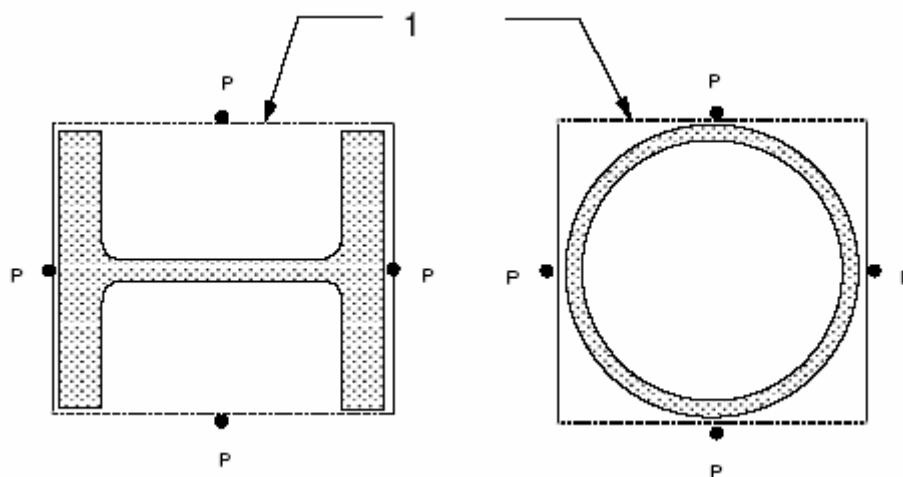
(1) Voor de berekening van de temperaturen in externe constructiedelen kunnen alle uitstralende oppervlakten rechthoekig van vorm worden verondersteld. Zij bestaan uit de ramen en uit andere openingen in de muren van het brandcompartiment en uit equivalente rechthoekige vlamoppervlakten, zie bijlage I.

(2) Bij de berekening van de configuratiefactor voor een bepaalde situatie moet er eerst een rechthoekige kader rond de dwarsdoorsnede van het constructiedeel worden getrokken dat de warmtestraling ontvangt, zoals weergegeven in figuur J.2. (Dit benadert het schaduweffect). De waarde van Φ wordt dan bepaald in het middelpunt P van elke zijkant van het kader.

(3) De configuratiefactor voor elk ontvangend oppervlak wordt bepaald door de som van de bijdragen in punt P van elk van de zijden op het stralingsoppervlak (normaal vier), zoals weergegeven in figuur J.3 en J.4. Deze zijden moeten met betrekking tot punt X worden bepaald met een horizontale lijn die loodrecht van het ontvangend oppervlak naar het uitstralend oppervlak loopt. Er is geen bijdrage uit de zijden die niet zichtbaar zijn vanuit het punt P, zoals de schaduwzijden in figuur J.4.

(4) Als punt X buiten het stralingsoppervlak ligt, dan moet de effectieve configuratiefactor bepaald worden door de bijdragen op te tellen van de twee rechthoeken die van X tot aan de verste zijde van het uitstralend oppervlak lopen, minus de bijdragen van de twee rechthoeken die van X tot de meest dichtbijgelegen zijde van het stralingsoppervlak lopen.

(5) De bijdrage van elke zijde moet als volgt bepaald worden:



1 Kader

Figuur J.2 — Kader rond het ontvangend oppervlak

a) ontvangend oppervlak parallel aan het stralingsoppervlak:

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{a}{(1+a^2)^{0,5}} \tan^{-1} \left(\frac{b}{(1+a^2)^{0,5}} \right) + \frac{b}{(1+b^2)^{0,5}} \tan^{-1} \left(\frac{a}{(1+b^2)^{0,5}} \right) \right] \quad (\text{J.2})$$

Waarin:

$a = h / s$

$b = w / s$

$s =$ de afstand van P tot X;

$h =$ de hoogte van de zone op het stralingsoppervlak;

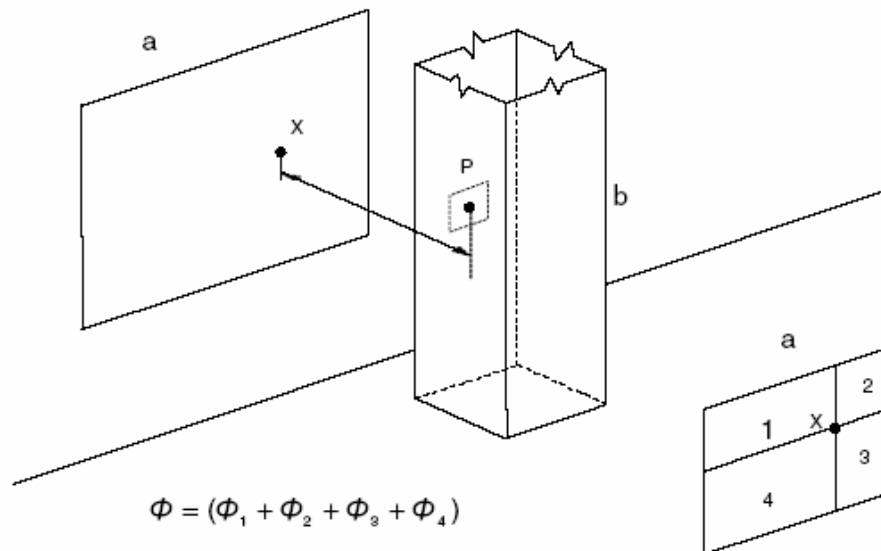
$w =$ de breedte van die zone.

b) ontvangend oppervlak loodrecht op het stralingsoppervlak:

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \left[\tan^{-1}(a) - \frac{1}{(1+b^2)^{0,5}} \tan^{-1} \left(\frac{a}{(1+b^2)^{0,5}} \right) \right] \quad (J.3)$$

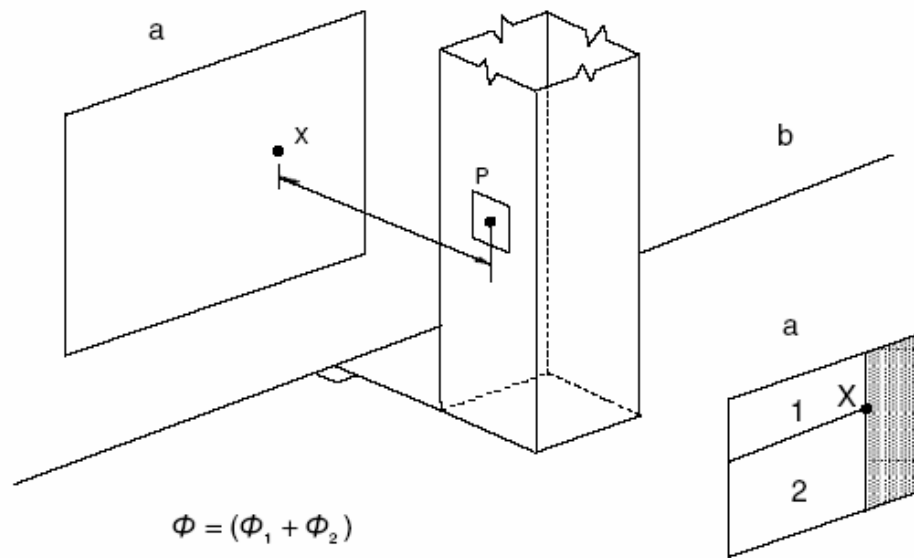
c) ontvangend oppervlak in doorsnede bij hoek θ tot het stralingsoppervlak:

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \left[\tan^{-1}(a) - \frac{(1-b \cos \theta)}{(1+b^2 - 2b \cos \theta)^{0,5}} \tan^{-1} \left(\frac{a}{(1+b^2 - 2b \cos \theta)^{0,5}} \right) + \frac{a \cos \theta}{(a^2 + \sin^2 \theta)^{0,5}} \left[\tan^{-1} \left(\frac{(b - \cos \theta)}{(a^2 + \sin^2 \theta)^{0,5}} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{\cos \theta}{(a^2 + \sin^2 \theta)^{0,5}} \right) \right] \right] \quad (J.4)$$



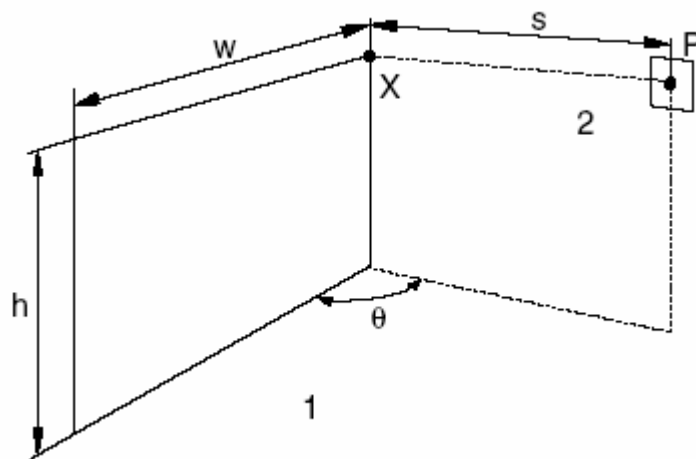
a Stralingsoppervlak
 b Ontvangend oppervlak

Figuur J.3 — Ontvangend oppervlak in doorsnede parallel aan het stralingsoppervlak



- a Stralingsoppervlak
- b Ontvangend oppervlak

Figuur J.4 — Ontvangend oppervlak in doorsnede loodrecht op het stralingsoppervlak



- 1 Stralingsoppervlak
- 2 ontvangend oppervlak

Figuur J.5 — Ontvangend oppervlak in doorsnede bij een hoek θ tot het stralingsoppervlak



info@nieman.nl
www.nieman.nl

Vestiging Utrecht

Postbus 40217 - 3504 AA Utrecht
Sophialaan 1A - 3542 AR Utrecht
Tel.: 030 - 241 34 27
Fax: 030 - 241 02 66

Vestiging Zwolle

Postbus 40147 - 8004 DC Zwolle
Dr. Van Lookeren Campagneweg 16
8025 BX Zwolle
Tel.: 038 - 467 00 30
Fax: 038 - 467 00 40

Vestiging Rijswijk

Postbus 1757 - 2280 DT Rijswijk
Nassaukade 1 - 2281 ZA Rijswijk
Tel.: 070 - 340 17 20
Fax: 070 - 340 17 37

Vestiging Eindhoven

Postbus 1385 - 5602 BJ Eindhoven
Verdunplein 17 - 5627 SZ Eindhoven
Tel.: 040 - 264 58 20
Fax: 040 - 264 58 21

