



LUND UNIVERSITY

Beräkning av brandmotståndet för avskiljande konstruktioner med luftspalt

Fredlund, Bertil

1990

[Link to publication](#)

Citation for published version (APA):

Fredlund, B. (1990). *Beräkning av brandmotståndet för avskiljande konstruktioner med luftspalt*. (LUTVDG/TVBB--3056--SE; Vol. 3056). Department of Fire Safety Engineering and Systems Safety, Lund University.

Total number of authors:

1

General rights

Unless other specific re-use rights are stated the following general rights apply:

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal

Read more about Creative commons licenses: <https://creativecommons.org/licenses/>

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

LUND UNIVERSITY

PO Box 117
221 00 Lund
+46 46-222 00 00

LUND UNIVERSITY • SWEDEN
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
DEPARTMENT OF FIRE SAFETY ENGINEERING
CODEN: SE - LUTVDG/TVBB - 3056
ISSN 0284 - 933X

BERTIL FREDLUND

BERÄKNING AV BRANDMOTSTÅNDET
FÖR AVSKILJANDE KONSTRUKTIONER
MED LUFTSPALT

LUND 1990

INNEHÅLLSFÖRTECKNING

	FÖRORD	5
1	INLEDNING	7
2	BESKRIVNING AV BERÄKNINGSMODELL	9
2.1	Analys av värmetransport	9
2.2	Analys av masstransport	12
2.3	Initial- och randvillkor för energibalans- och massbalansekvationerna	15
2.4	Lösningsteknik	15
3	ENERGITRANSPORT I HÅLRUM	17
3.1	Konvektion	17
3.2	Strålning	21
4	BERÄKNINGSRUTINER FÖR HÅLRUM	25
4.1	Luftspaltens konduktivitet	25
4.2	Värmekapacitivitet för luftspalten	26
4.3	Randvillkor och övriga beräkningsrutiner för luftspalten	26
5	MATERIALEGENSKAPER	29
5.1	Materialegenskaper för träbaserade skivor	29
5.1.1	Konduktivitet för trä och träkol	29
5.1.2	Värmekapacitivitet för trä och pyrolyspanprodukter	31
5.1.3	Pyrolyshastighet och reaktionsvärme	32
5.1.4	Reaktioner vid kolytan mellan fast fas och brandrumsgaser	32
5.1.5	Permeabilitet	33
5.1.6	Dynamisk viskositet	34
5.2	Materialegenskaper för gipsskivor	34
5.2.1	Konduktivitet för normal gipsskiva	35
5.2.2	Värmekapacitivitet för normal gipsskiva	37
5.2.3	Permeabilitet för normal gipsskiva	38
5.2.4	Temperaturkriterium för den normala gipsskivans nedfall	38

5.3	Materialdata för glasull och mineralull	39
5.3.1	Konduktivitet för glasull och mineralull	39
5.3.2	Värmekapacitivitet för glasull och mineralull	40
5.3.3	Permeabilitet för glasull och mineralull	40
5.3.4	Mjukningstemperatur för glasull och mineralull	41
6	JÄMFÖRELSE AV BERÄKNINGSRESULTAT OCH MÄTNINGAR	43
6.1	Beräkningsresultat	43
6.2	Uppmätta brandmotstånd	46
6.3	Jämförelse av uppmätta och beräknade brandmotstånd	47
7	SAMMANFATTNING	49
8	REFERENSER	51

FÖRORD

Föreliggande arbete har tillkommit på uppdrag av Brandforsk. Rapporten syftar till att illustrera möjligheterna att genom beräkningar bedöma brandmotståndet för avskiljande konstruktioner med luftspalter. Arbetets uppläggning har skett i samråd med Brandforsks styrgrupp "Träkonstruktioner och Brand".

I styrgruppen har följande personer ingått:

Vidar Sjödin, ordf	Rockwool AB
Birgit Östman, sekr	TräteknikCentrum
Bengt Bengtsson	Svenska Träskivor AB
Hans Ohlsson	tidigare Boverket
Ulf Wickström	Statens Provningsanstalt
Kai Ödéén	KTH
Jan Hagstedt	Träinformation
Jan Blomqvist	Boverket

Beräkningarna har utförts med det av författaren utvecklade endimensionella datorprogrammet WOOD1 [1]. Arbetet omfattar totalt 7 beräkningsfall. Dessa beräkningsfall har valts så att beräknade bidrag till brandmotståndet kan jämföras med utförda experiment.

Arbetet har bedrivits som ett uppdrag till författarens företag Bedec Engineering med anslag från Brandforsk inom ramen för specialprogrammet "Träkonstruktioner och brand". Specialprogrammet är ett samarbete mellan Brandforsk, BFR, STU och TräteknikCentrum.

Renskrivning av manuskriptet har utförts av Marianne Abrahamsson, Byggnadskonstruktionslära och för publicering av rapporten svarar institutionen för Brandteknik.

Lund i oktober 1990

Bertil Fredlund

1 INLEDNING

Brandmotståndet hos byggnadsdelar och konstruktioner bestäms traditionellt genom försök enligt den internationellt accepterade provningsmetoden ISO 834, eller dess svenska motsvarighet SIS 02 48 20. Provningsmetoden innebär fullskaletester där t ex väggar med dimensionerna 3 x 3 m placeras med ena sidan i en stor ugn. Temperaturen i ugnen höjs därefter enligt ett förlopp som anges i provningsmetoden. Då även bärande byggnadsdelar provas förses konstruktionen med yttre pålagd last.

Byggnadsdelens brandmotstånd definieras som tiden till något av följande funktionskrav inte längre uppfylls

- Isoleringskravet, dvs temperaturen på den oexponerade sidan får inte öka med mer än 140 °C i genomsnitt eller 180 °C för enstaka punkt
- Täthet eller integritet, dvs byggnadsdelen får inte släppa igenom eldslågor eller heta gaser
- Bärförmåga för avsedd last. Kravet utgår för icke bärande byggnadsdelar.

I den följande teoretiska behandlingen är det första funktionskravet med maximal 140 °C temperaturökning på den oexponerade sidan som definierar brandmotståndet för de studerade avskiljande konstruktionerna med luftspalter.

Eftersom fullskaleprovningar av byggnadsdelar är dyrt har det utvecklats provningsugnar i förminskad skala. Dessa fungerar i allmänhet tillfredsställande för provning av icke bärande byggnadsdelar.

Det är naturligtvis önskvärt att brandmotståndet för byggnadsdelar kan bedömas genom teoretiska överväganden. Här finns förslag på metoder av så kallad additionsprincip, dvs där enskilda komponenters brandmotstånd summeras till ett totalt brandmotstånd för konstruktionen. Metoden baseras i detta fall på provning av de enskilda komponenterna.

Syftet med denna undersökning är att demonstrera möjligheten att med helt teoretiska metoder, baserat på modellen enligt [1], beräkna brandmotståndet för t ex väggkonstruktioner där även hålrum ingår eller uppstår efter en tids brandexponering. I modellen ingår även simulering av effekten när skivmaterial faller bort från konstruktionen och randvillkoren stegvis flyttas längre in i konstruktionen.

De i denna rapport beräknade brandmotstånden jämförs med provningar redovisade i [2] och [3].

2 BESKRIVNING AV BERÄKNINGSMODELL

Nedan ges en kortfattad beskrivning av den i [1] utvecklade beräkningsmodellen. Beskrivningen baseras på tvådimensionell värme- och masstransport.

2.1 Analys av värmetransport

Energitransport antas ske genom värmeledning och konvektiv transport när pyrolysisprodukter och vattenånga förflyttas i porsystemet. Ett grundläggande antagande är att för en godtycklig punkt och tid existerar lokal termodynamisk jämvikt i materialet, dvs den fasta fasen och gasfasen har samma temperatur kring den studerade punkten. Vi försummar även bidragen från arbete på grund av tryck.

Det ursprungliga fuktiga trämaterial antas uppdelat i fyra faser: aktivt trämaterial som ger pyrolysgaser, en träkolsfas som kan oxideras vid materialytan, vatten i vätskefas samt vattenånga.

Energiinnehållet per volymsenhet antas vara lika med summan av energiinnehållet i de olika faserna. Vid beräkning av temperaturökningen i materialet kan den termiska trögheten för gasfasen försummas.

Energi som frigörs internt i materialet beräknas som hastigheten för pyrolysen gånger reaktionsenergin respektive förångningshastigheten gånger förångningsvärmets, beaktande av tecknet på fasomvandlingsenergin (förångning respektive kondensation). I detta sammanhang måste även skillnaden i energiinnehåll (entalpi) mellan reagerande fas och reaktionsprodukten beaktas.

Pyrolysen antas följa en medelreaktion som beskrivs med en Arrheniusfunktion. Förångningen styrs av ett samband som kan ställas upp om porsystemet antas fyllt med mättad vattenånga så länge det finns vatten i vätskefas kvar. Oxidationen av kolytan antas följa en Arrheniusfunktion. De termiska egenskaperna för trämaterial antas beräknas som viktade medelvärden baserade på koncentrationen av kvarvarande materialfaser under aktuell tidpunkt.

Randvillkoren består av ett energiutbyte med omgivningen. Energiutbytet vid randen uppdelas i strålning och konvektion. Den konvektiva energitransporten påverkas av de utströmmande gaserna vid randen.

Den grundläggande differentialekvationen för värmetransport i två dimensioner kan sammanfattas enligt

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \kappa_x \frac{\partial T}{\partial x} - \kappa_y \frac{\partial T}{\partial y} - \rho c \frac{\partial T}{\partial t} + Q_1^* + Q_w^* = 0 \quad (2.1)$$

där

- T = temperatur, K
- x = lägeskoordinat, m
- y = lägeskoordinat, m
- λ_x = konduktivitet i x-riktning, $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
- λ_y = konduktivitet i y-riktning, $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
- κ_x = konvektiv term i x-riktning
- κ_y = konvektiv term i y-riktning
- ρ = densitet, kgm^{-3}
- c = värmekapacitivitet, $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
- t = tid, s
- Q_1^* = netto exotermisk effekt på grund av pyrolys, $\text{Jm}^{-3}\text{s}^{-1}$
- Q_w^* = netto exotermisk effekt på grund av förångning av vatten, $\text{Jm}^{-3}\text{s}^{-1}$

De konvektiva termerna κ_x och κ_y definieras enligt

$$\kappa_x = m_{xg} c_g + m_{xv} c_v \quad (2.2)$$

$$\kappa_y = m_{yg} c_g + m_{yv} c_v \quad (2.3)$$

där

- m_{xg} = massflöde av pyrolysgaser i x-riktning, $\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$
- m_{xv} = massflöde av vattenånga i x-riktning, $\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$
- m_{yg} = massflöde av pyrolysgaser i y-riktning, $\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$
- m_{yv} = massflöde av vattenånga i y-riktning, $\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$
- c_g = värmekapacitivitet pyrolysgas, $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
- c_v = värmekapacitivitet vattenånga, $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$

De netto exotermiska effekterna på grund av pyrolys Q_1^* respektive förångning Q_w^* definieras enligt

$$Q_1^* = -\Delta H_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + H_g \frac{\partial \rho_g}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$Q_w^* = -\Delta H_w \frac{\partial \rho_w}{\partial t} + H_v \frac{\partial \rho_v}{\partial t} \quad (2.5)$$

där

ΔH_1 = entalpiändring på grund av pyrolys, Jkg^{-1}

ΔH_w = entalpiändring på grund av förångning, Jkg^{-1}

H_g = entalpi för pyrolysgaser, Jkg^{-1}

H_v = entalpi för vattenånga, Jkg^{-1}

ρ_1 = massa per volymenhet av aktivt material, kgm^{-3}

ρ_g = massa per volymenhet av pyrolysgas, kgm^{-3}

ρ_w = massa per volymenhet av vatten i vätskefas, kgm^{-3}

ρ_v = massa per volymenhet av vattenånga, kgm^{-3}

Sambanden för entalpiändring vid pyrolys ΔH_1 och förångning ΔH_w kan tecknas som

$$\Delta H_1 = H_1 - H_g - L_g \quad (2.6)$$

$$\Delta H_w = H_w - H_v - L_v \quad (2.7)$$

där

H_1 = entalpi för aktiv fast fas, Jkg^{-1}

H_w = entalpi för vatten i vätskefas, Jkg^{-1}

L_g = reaktionsvärme, Jkg^{-1}

L_v = förångningsvärme, Jkg^{-1}

Ekvationerna (2.4) och (2.5) innehåller tidsderivator av ρ_1 , ρ_g , ρ_w och ρ_v för vilka vi behöver samband. Dessa kan tecknas enligt

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\rho_1 b e^{-(E_A/RT)} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} = -\frac{\partial \rho_1}{\partial t} - \frac{\partial m_{xg}}{\partial x} - \frac{\partial m_{yg}}{\partial y} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \rho_w}{\partial t} = -G_v \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} = -\frac{\partial \rho_w}{\partial t} - \frac{\partial m_{xv}}{\partial x} - \frac{\partial m_{yv}}{\partial y} \quad (2.11)$$

där

- b = hastighetskonstant för pyrolys, s^{-1}
- E_A = aktiveringsenergi, $Jmol^{-1}$
- R = allmänna gaskonstanten, $Jmol^{-1}K^{-1}$
- G_v = förångningshastighet, $kgm^{-3}s^{-1}$

Explicita uttryck för förångningstermen G_v i ekvation (2.10) och flödestermerna m_{xg} , m_{yg} , m_{xv} och m_{yv} ges nedan i avsnitt 2.2.

2.2 Analys av masstransport

Generellt sett kan masstransport av vatten ske i både vätskefas och gasfas. Det existerar ett stort antal modeller där dessa fenomen studeras i anknytning till torkning av trä. Vid torkning av trä är emellertid masstransporten normalt mycket långsam och ångtransport på grund av tryckdifferenser kan normalt försummas.

Ett rimligt antagande är att masstransporten av vatten kan uppdelas i ett ångflöde och ett vätskeflöde [4]. Som exempel kan nämnas torkning i kombination med relativt snabb uppvärmning, när hänsyn måste tas till att värmeflödet skiljer sig från det totala energiflödet. Vid moderata fuktinnehåll, under fibermättnadspunkten, finns det ej någon kontinuerlig vätskefas och fukttransporten sker huvudsakligen i ångfas.

Allmänt gäller att den drivande kraften för fuktflödet beror av skillnader i koncentrationer, temperaturgradienter samt tryckgradienter. Flödet på grund av koncentrationsskillnader antas följa Fick's lag. Tryckgradienterna i materialet initierar ett flöde som antas följa Darcy's lag.

Enligt den allmänna gaslagen ger temperaturändringar i gasfasen i en i stort sett konstant volym upphov till ändringar i tryck. I brandapplikationer är emellertid dessa tryckförändringar små i förhållande till de tryckförändringar som uppkommer på grund av förångning av vatten. Förångningen ger upphov till kraftiga tryckökningar. Tryckökningarna beror emellertid ej endast på förångat vatten utan även på producerade pyrolysgaser [5].

Den masstransportmodell för pyrolysgas och vattenånga som presenteras här baseras på gasflöden som drivs av tryckgradienter. Flödet ges av Darcy's lag. Massflödet i vätskefas är avsevärt långsammare än flödet i gasfas och kan därför försummas i denna tillämpning. Det antas att de två gasfaserna, vattenånga och pyrolysgaser, följer den allmänna

gaslagen. Mättnadsångtrycket för vattenånga är en funktion av temperaturen. Det grundläggande antagandet för att beräkna förångningshastigheten är att förångningen sker tillräckligt snabbt för att upprätthålla fullständigt mättad vattenånga i porsystemet. Detta gäller så länge det finns vatten i vätskefas kvar i porsystemet.

Det totala trycket i porerna erhålls enligt Dalton's lag som summan av partialtrycken för vattenånga och pyrolysgas. Massflöden kan tecknas med hjälp av Darcy's lag, dvs som funktion av tryckgradienter i de två riktningarna.

Den grundläggande differentialekvationen för massflöde i två dimensioner kan sammanfattas i ett samband som till sin struktur påminner om sambandet (2.1) för värmetransport, enligt

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\varphi_x \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varphi_y \frac{\partial P}{\partial y} \right) + \psi P + G^* - \omega \frac{\partial P}{\partial t} = 0 \quad (2.12)$$

där

- P = totaltryck, Pa
- φ_x = masstransportkoefficient i x-riktning, mol s kg⁻¹
- φ_y = masstransportkoefficient i y-riktning, mol s kg⁻¹
- ψ = termisk expansionskoefficient, mol J⁻¹s⁻¹
- G^* = massproduktion av vattenånga och pyrolysgas, mol m⁻³s⁻¹
- ω = masskapacitetskoefficient, mol J⁻¹

Den molara produktionen av vattenånga och pyrolysgas definieras enligt

$$G^* = \frac{G_v}{M_w} + \frac{G_g}{M_g} \quad (2.13)$$

där

- M_w = molvikt vatten, kg mol⁻¹
- M_g = molvikt pyrolysgas, kg mol⁻¹
- G_g = pyrolyshastighet, kg m⁻³s⁻¹

Produktionen av pyrolysgas ges av Arrheniussambandet enligt (2.8) med ombytta tecken, ty minskningen av trämaterial i den fasta fasen motsvarar den mängd gas som erhålls vid pyrolys. Således gäller

$$G_g = \rho_1 b e^{-(E_A/RT)} \quad (2.14)$$

Termen G_v för produktion av vattenånga vid en given temperatur och tryckfördelning kan beräknas med utnyttjande av sambandet

$$G_v = \frac{M_w \pi_g k_1}{RT^2} e^{-\frac{k_2}{T} \left[\frac{k_2}{T} - 1 \right]} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho_v}{\rho_v + \rho_g} \alpha_x \frac{\partial P}{\partial x} \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho_v}{\rho_v + \rho_g} \alpha_y \frac{\partial P}{\partial y} \right] \quad (2.15)$$

där

α_x = masstransportkoefficient i x-riktning, s

α_y = masstransportkoefficient i y-riktning, s

k_1, k_2 = konstanter som ger sambandet för mättnadsångtrycket för vattenånga

$k_1 = 414 \text{ kPa}$, $k_2 = 4820 \text{ K}$

Sambandet mellan masstransportkoefficienterna α_x , α_y och φ_x , φ_y ges av

$$\varphi_i = \frac{\frac{\rho_v}{M_w} + \frac{\rho_g}{M_g}}{\rho_v + \rho_g} \alpha_i \quad (2.16)$$

där

i = aktuell riktning, x eller y

Ekvation (2.15) innehåller temperaturer och tryck som under den iterativa lösningen av ekvationssystemen erhålls från det omedelbart föregående tidssteget.

När en ny tryckfördelning har beräknats kan korresponderande massflöden av vattenånga och pyrolysgas beräknas enligt

$$m_{ij} = \frac{\rho_j}{\rho_v + \rho_g} m_i \quad (2.17)$$

där

i = aktuell riktning, x eller y

j = vattenånga alternativt pyrolysgas, v eller g

m = massflöde, $\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$

Slutligen, för ett känt massflöde kan korresponderande koncentrationer av vattenånga och pyrolysgas beräknas ur sambanden

$$\frac{\partial m_{xg}}{\partial x} + \frac{\partial m_{yg}}{\partial y} = G_g - \frac{\partial \rho_g}{\partial t} \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial m_{xv}}{\partial x} + \frac{\partial m_{yv}}{\partial y} = G_v - \frac{\partial \rho_v}{\partial t} \quad (2.19)$$

2.3 Initial- och randvillkor för energibalans- och massbalansekvationerna

För att lösa energibalansekvationen (2.1) och massbalansekvationen (2.12) måste initial- och randvillkoren specificeras. Initialvillkoren specificeras som given initiell temperatur- och tryckfördelning i den fasta fasen och porsystemet vid simuleringens början, dvs för $t = 0$. Randvillkoren för energiekvationen ges som ett föreskrivet energiflöde eller en given temperatur vid ränderna. I massbalansekvationen gäller randvillkoret att trycket vid randen är lika med omgivningens tryck.

2.4 Lösningsteknik

De uppställda värme- och massbalansekvationerna i avsnitt 2.1 och 2.2 innehåller icke-linjära randvillkor och materialegenskaper som varierar med temperaturen, tryck och andel massa i olika faser. Analytiska lösningar finns endast att tillgå för tillämpningar med linjära materialegenskaper vid enkla geometrier och enkla randvillkor. Den enda framkomliga vägen är därför i det allmänna fallet att tillämpa någon numerisk metod.

Den metod som valts här är finita elementmetoden. I [1] ges en utförlig beskrivning hur samtliga erforderliga matriser för ett 4-noders isoparametriskt element tas fram. Den numeriska integrationen i tiden sker med en implicit enstegsmetod som är ovillkorligt stabil. Tidsstegets längd måste dock begränsas så att variationer i randvillkor och materialegenskaper beskrivs på ett rimligt sätt.

3 ENERGITRANSPORT I HÅLRUM

I ett hålrum omslutet av ytor med olika temperatur uppträder alla tre transportmekanismerna - ledning, strålning och konvektion. Värmeledningen är normalt sett försumbar utom för mycket små hålrum. Energitransport genom strålning dominerar för höga temperaturer.

3.1 Konvektion

Energitransport genom fri konvektion i hålrum är komplicerat och några enkla samband för detta existerar inte för annat än för enkla geometrier som t ex mellan två parallella plattor. Den teoretiska behandlingen beskrivs i t ex [6].

Eftersom konvektionen endast utgör en relativt liten del av den totala energitransporten genom hålrummet vid höga temperaturer kan vi utnyttja förenklade samband för en approximativ beskrivning av problemet.

För ingenjörsmässiga beräkningar är man i huvudsak intresserad av att beräkna energitransporten genom en fluid vid olika geometrier med en varm och en kall platta. Det kan visas [7] att geometrin endast har en begränsad inverkan på energitransporten. Det genomsnittliga värmeflödet kan som en första approximation representeras med en enda relation såväl för cylindriska skikt som för plana horisontella och vertikala skikt. Det genomsnittliga värmeflödet q_c per ytenhet och tidsenhet karakteriseras för sådana skikt av en ekvivalent konduktivitet k_e , definierad som

$$q_c = \frac{k_e}{l} (T_1 - T_2) \quad (3.1)$$

där

- l = skiktets tjocklek (m)
- T_1 = den varma ytans temperatur (K)
- T_2 = den kalla ytans temperatur (K)

För cylindriska skikt refererar q_c till ytan som definieras av medelradien mellan de två ytorna.

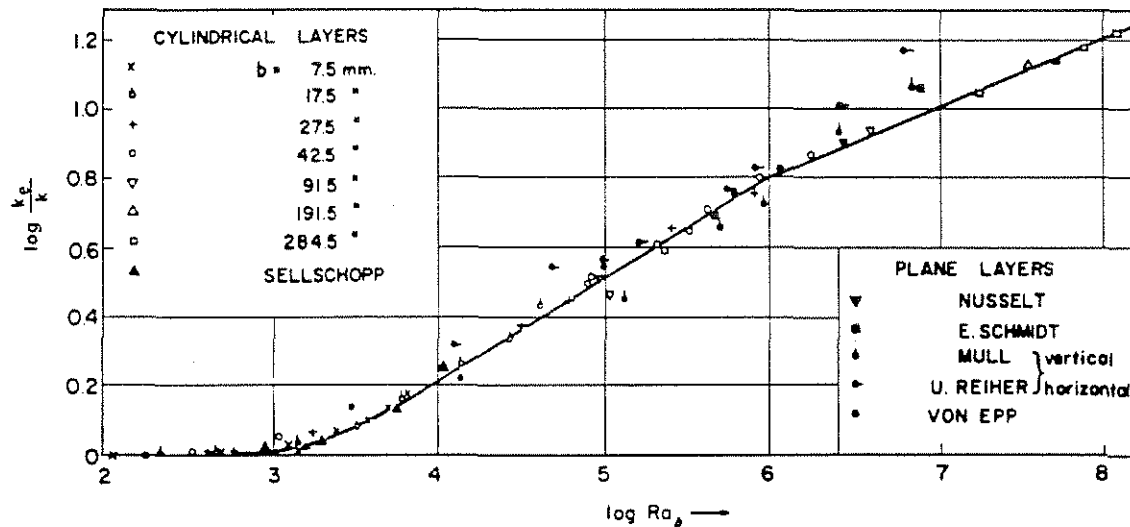
I [7] redovisas sambandet enligt Figur 3.1 som med god approximation ges av

$$\frac{k_e}{k} = 0.1 Ra^{0.3} \quad (3.2)$$

där

Ra = Rayleighs tal

k = fluidens konduktivitet, $Wm^{-1}K^{-1}$



Figur 3.1 Ekvivalent konduktivitet för naturlig konvektion genom ett fluidskikt [7].

I detta sammanhang sammanfattar vi definitionerna på de dimensionslösa tal som refereras till i den fortsatta analysen.

Rayleighs tal definieras som

$$Ra = Gr Pr \quad (3.3)$$

där

Gr = Grashofs tal

Pr = Prandtls tal

De dimensionslösa talen Gr och Pr definieras enligt

$$Gr = \frac{g l^3 \beta \Delta T}{\nu^2} \quad (3.4)$$

och

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (3.5)$$

där

- g = tyngdaccelerationen (9.81 ms^{-2})
- l = karakteristisk längd (t ex avstånd mellan två ytor), m
- β = $1/T$ = volymexpansionskoefficient, K^{-1}
- ΔT = temperaturskillnad (t ex mellan två ytor), K
- ν = kinematisk viskositet, m^2s^{-1}
- α = $k/(\rho \cdot c_p)$ = termisk diffusivitet, m^2s^{-1}

Vi har även användning av den dimensionslösa värmeövergångskoefficienten Nusselts tal Nu som definieras av

$$Nu = \frac{h_c l}{k} \quad (3.6)$$

där

- h_c = värmeövergångskoefficient på grund av konvektion, $\text{W/m}^2\text{K}^{-1}$

Genom att kombinera ekvation (3.1) och (3.2) erhåller vi

$$q_c = h_c (T_1 - T_2) \quad (3.7)$$

där h_c betecknar värmeövergångskoefficienten beräknad enligt

$$h_c = 0.1 \frac{k}{l} Ra^{0.3} \quad (3.8)$$

För vertikala parallella skivor med inbördes avstånd l ges i [8] följande dimensionslösa värmeövergångskoefficienter vid naturlig konvektion

Strömningstyp	Nu	
$Gr < 2 \cdot 10^3$	1	(3.9a)

$2 \cdot 10^3 < Gr < 2.1 \cdot 10^5$	$0.2 (Gr Pr)^{1/4}$	(3.9b)
--------------------------------------	---------------------	--------

$2.1 \cdot 10^5 < Gr < 1.1 \cdot 10^7$	$0.071 (Gr Pr)^{1/3}$	(3.9c)
--	-----------------------	--------

För smala spalter, under 10 mm, och en temperaturskillnad på 200°C mellan skivornas ytor är $Gr < 2 \cdot 10^3$, dvs $Nu = 1$. Detta betyder att den konvektiva värmetransporten är

försumbar för dessa spaltbredder. Vid en spaltbredd på 100 mm och $\Delta T = 200\text{ }^{\circ}\text{C}$ blir $Gr > 2.1 \cdot 10^5$ vilket ger

$$Nu = 0.071 (Gr Pr)^{1/3} \quad (3.10)$$

Med hjälp av definitionen på Nusselts tal (3.6) och Rayleighs tal (3.3) kan vi teckna värmeövergångskoefficienten h_c som

$$h_c = 0.071 \frac{k}{l} Ra^{1/3} \quad (3.11)$$

Sambanden enligt (3.11) och (3.8) är båda rimliga approximationer av värmeövergångskoefficienten. Vi väljer här att arbeta vidare med uttrycket i ekvation (3.11).

I Tabell 3.1 ges några exempel på utvärdering av värmeövergångskoefficienten h_c enligt ekvation (3.11) vid några olika temperaturförhållanden och med spaltbredden 100 mm.

Tabell 3.1 Värmeövergångskoefficient h_c vid varierande temperatur på omgivande skivor med inbördes avstånd 100 mm.

T_1 $^{\circ}\text{C}$	T_2 $^{\circ}\text{C}$	k Wm^{-1}K	Pr	Gr $\cdot 10^5$	Nu	h_c $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
40	0	0.0257	0.710	5.91	4.74	1.22
150	50	0.0317	0.693	49.8	9.54	3.02
600	400	0.0563	0.688	41.86	8.93	5.03
900	600	0.0733	0.703	1.96	3.28	2.40

Vi ser här av Tabell 3.1 att i samtliga exempel utom det sista är $Gr > 2.1 \cdot 10^5$ och således inom ekv (3.11) giltighetsområde. I det sista extrema fallet blir värmeövergångskoefficienten $h_c = 3.9\text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ istället för 2.40 om sambandet (3.9b) tillämpas. För dessa temperaturnivåer är dock konvektionen av underordnad betydelse jämfört med strålningen. I föreliggande arbete låter vi därför beskrivningen av konvektionen enligt (3.11) approximativt även gälla för höga temperaturer.

Vid beräkning av konvektionen i spalten antas fluidens egenskaper motsvaras av torr luft. I Tabell 3.2 ges erforderliga data för torr luft enligt [9].

Tabell 3.2 Egenskaper för torr luft vid trycket 101.3 kPa enligt [9].

Temperatur ϑ °C	Densitet ρ kgm ⁻³	Värme- kapaci- tivet c_p kJ kg ⁻¹ K ⁻¹	Konduk- tivet k Wm ⁻¹ K ⁻¹	Kine- matisk viskositet ν m ² /s·10 ⁻⁶	Volym- utv koeff β ·10 ⁻³	Pr	$\frac{Pr}{Gr}$ ΔT / ³ K ⁻¹ m ⁻³ ·10 ⁶
0	1.293	1.006	0.0241	13.3	3.67	0.715	146
20	1.205	1.007	0.0257	15.1	3.43	0.710	105
40	1.127	1.008	0.0273	16.9	3.20	0.705	77.1
60	1.060	1.009	0.0288	18.9	3.00	0.701	58.0
100	0.946	1.012	0.0317	23.0	2.68	0.693	34.5
200	0.746	1.026	0.0387	34.5	2.11	0.681	11.9
300	0.616	1.046	0.0450	47.5	1.75	0.680	5.16
400	0.524	1.069	0.0509	62.0	1.49	0.683	2.59
500	0.456	1.093	0.0563	77.8	1.29*	0.688	1.44
750	0.345	1.144	0.0698*	122	0.98*	0.703	0.46*
1000	0.277	1.193	0.0893*	173	0.79*	0.711*	0.18*

* Dessa värden är ej givna i [9] men kan beräknas med hjälp av övriga i referensen angivna uppgifter.

3.2 Strålning

Strålningen i hålrummet antas som diffus grå strålning. Även om de flesta material inte helt har dessa egenskaper så är det ett antagande som ofta görs för att förenkla behandlingen. Förenklingen innebär att ytorna emitterar strålning med en intensitet som är oberoende av riktning och våglängd.

För grå strålning gäller följande relationer

$$a = \epsilon \quad (3.12)$$

$$r = 1 - \epsilon \quad (3.13)$$

där

a = absorptans

ϵ = emittans

r = reflektans

Netto energitransporten på grund av strålning Q_j från en yta j kan enligt [10] skrivas

$$\frac{Q_j}{A_j} = \frac{\epsilon_j}{1 - \epsilon_j} (\sigma T_j^4 - B_j) \quad (3.14)$$

där

- A_j = arean för yta j
- ϵ_j = emittans för yta j
- σ = Stefan Boltzmanns konstant
- T_j = temperatur för yta j
- B_j = utstrålning från yta j

Vi ser här att om T_j är känd är det möjligt att beräkna Q_j under förutsättning att B_j är känd.

För varje ingående yta i hålrummet är det möjligt att ställa upp ett samband för den energi som lämnar ytan. B_j beräknas som summan av emitterad och reflekterad strålning, dvs

$$B_1 = \epsilon_1 \sigma T_1^4 + r_1 (B_1 F_{1-1} + B_2 F_{1-2} + \dots + B_N F_{1-N}) \quad (3.15a)$$

$$B_2 = \epsilon_2 \sigma T_2^4 + r_2 (B_1 F_{2-1} + B_2 F_{2-2} + \dots + B_N F_{2-N}) \quad (3.15b)$$

$\vdots$

$$B_N = \dots$$

där

F_{ji} = dimensionslöst tal benämnt synfaktor eller formfaktor

För enkla geometrier anges i t ex [10] samband för beräkning av F_{ji} . Synfaktorn representerar andelen strålning som lämnar en yta och träffar en annan. Strålningen som lämnar en yta antas vara diffust fördelad, dvs den följer Lamberts cosinuslag.

Om hålrummet delas upp i delytor som samtliga är plana och där vinklarna mellan planen är mindre eller lika med 180° kan Hottels crossed-string metod utnyttjas för beräkning av F_{ij} [10], [11], [12].

I föreliggande tillämpning förenklas strålningsberäkningarna betydligt eftersom vi studerar konstruktioner som kan approximeras med strålningsutbyte mellan två parallella plan med stor utsträckning. Detta innebär att den strålning som lämnar yta 1 träffar yta 2 och vice versa. Härav följer att

$$F_{1-2} = 1 \quad (3.16a)$$

$$F_{2-1} = 1 \quad (3.16b)$$

$$F_{1-1} = 0 \quad (3.16c)$$

$$F_{2-2} = 0 \quad (3.16d)$$

Med synfaktorerna enligt (3.16) insatta i (3.15) erhålls

$$B_1 = \epsilon_1 \sigma T_1^4 + r_1 B_2 \quad (3.17a)$$

$$B_2 = \epsilon_2 \sigma T_2^4 + r_2 B_1 \quad (3.17b)$$

Genom att lösa ut t ex B_1 i ekvationssystemet (3.17) och teckna nettoenergitransporten från yta 1 med hjälp av (3.14) erhålls

$$\frac{Q_1}{A_1} = \sigma \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{1 - (1 - \epsilon_1)(1 - \epsilon_2)} (T_1^4 - T_2^4) \quad (3.18)$$

Om vi inför beteckningen ϵ_{res} för den resulterande emissiviteten för de båda ytorna enligt

$$\epsilon_{\text{res}} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2}} - 1 \quad (3.19)$$

erhålls

$$q_r = \frac{Q_1}{A_1} = \sigma \epsilon_{\text{res}} (T_1^4 - T_2^4) \quad (3.20)$$

vilket beskriver strålningsutbytet per ytenhet mellan de två skivorna.

En jämförelse av energitransporten i form av konvektion och strålning underlättas om vi definierar värmeövergångskoefficienter för strålning enligt

$$h_r = \frac{q_r}{T_1 - T_2} = \sigma \epsilon_{\text{res}} \frac{(T_1^4 - T_2^4)}{T_1 - T_2} \quad (3.21)$$

I Tabell 3.3 ges exempel på beräknad värmeövergångskoefficient h_r vid varierande temperatur T_1 och T_2 . Av en jämförelse mellan Tabell 3.1 och 3.3 framgår tydligt den dominerande inverkan av strålningsutbytet i spalten, vilket ytterligare styrker den förenklade behandlingen av det konvektiva bidraget.

Tabell 3.3 Värmeövergångskoefficient h_r
på grund av strålning vid varierande
temperatur T_1 och T_2 och med
resulterande emissivitet $\epsilon_{\text{res}} = 0.7$,
 $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$.

T_1 °C	T_2 °C	h_r $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
40	0	4.02
150	50	8.40
600	400	74.60
900	600	173.70

4 BERÄKNINGSRUTINER FÖR HÅLRUM

Med utgångspunkt från den tidigare beräkningsmodellen [1], som sammanfattningsvis redovisas i kapitel 2, införs i detta avsnitt algoritmer för beräkning av värmetransport i en luftspalt. Beskrivningen begränsas till det endimensionella fallet. Algoritmerna har införts i beräkningsprogrammet WOOD 1 som är skrivet i FORTRAN. Teorin för energitransport följer redovisningen i kapitel 3.

Det enklaste sättet att ta hänsyn till luftspalten är att modifiera konduktiviteten och värmekapacitiviteten för de beräkningsnoder som berörs. Detta tillvägagångssätt är kanske inte det mest beräkningseffektiva eftersom det bland annat innebär att även luftens kapacitivitet ingår vid lösningen av ekvationssystemen. Det här valda tillvägagångssättet motiveras dock av att luftspaltens geometri tillåts variera under brandförloppet och en ny geometrisk modell kan enkelt skapas som funktion av tiden i det befintliga programmet.

4.1 Luftspaltens konduktivitet

I kapitel 3 visades att energitransporten på grund av konvektion och strålning kan skrivas

$$q = q_c + q_r = (h_c + h_r) (T_1 - T_2) \quad (4.1)$$

där h_c och h_r är värmeövergångskoefficienten för konvektion respektive strålning. T_1 och T_2 betecknar ytemperaturerna på de två omgivande skivorna som begränsar hålrummet.

I beräkningsprogrammet görs en lämplig elementindelning över hela strukturen, även luftspalten. Vid en viss tidpunkt t är spaltens bredd l . I de element som då är helt luftfyllda sker konvektion och strålning. Denna kan karakteriseras av en konduktivitet k_v för spalten enligt

$$k_v = l (h_c + h_r) \quad (4.2)$$

Eftersom luftspaltens bredd tillåts variera kontinuerligt under brandförloppet kommer det normalt även att finnas ett element som är delvis luftfyllt och delvis består av ett fast material med konduktiviteten k_s .

Konduktiviteten k_{vs} för detta element approximeras enligt

$$k_{vs} = \frac{1}{\frac{a}{l(h_c + h_r)} + \frac{1-a}{k_s}} \quad (4.3)$$

där

a = andel av elementet som är luftfyllt

k_s = konduktiviteten för fast fas

4.2 Värmekapacitivitet för luftspalten

För de helt luftfyllda elementen ges värmekapacitiviteten direkt av luftens egenskaper. Det delvis luftfyllda elementets värmekapacitivitet viktas mellan luftens och den fasta fasens värmekapacitiviteter enligt

$$c_{p,vs} = \frac{a \rho_a c_{p,a} + (1-a) (\rho_s c_{p,s})}{a \rho_a + (1-a) \rho_s} \quad (4.4)$$

där

ρ_a = luftens densitet

$c_{p,a}$ = luftens värmekapacitivitet

ρ_s = densitet för fast fas

$c_{p,s}$ = värmekapacitivitet för fast fas

4.3 Randvillkor och övriga beräkningsrutiner för luftspalten

Vid beräkning av masstransport enligt ekvation (2.12) tillkommer randvillkor vid luftspalten. Härvid antas att luftspalten via läckor i väggkonstruktionen står i förbindelse med omgivande rum. Detta innebär att randvillkoren för masstransport enkelt kan formuleras som ett givet tryck, vilket sätts lika med atmosfärstryck. Detta är ett rimligt antagande eftersom några nämnvärda tryck ej kan byggas upp i luftspalten på grund av den begränsade hastigheten i avgivna pyrolysgaser och vattenånga.

Slutligen behöver vi en beskrivning av de villkor som styr uppkomsten av luftspalten. Vi kan här tänka oss tre möjliga fall som kan uppkomma.

I det första fallet med en initiell luftspalt mellan t ex två gipsskivor är geometrin från början given. Dock tillkommer en förändring av beräkningsnätet vid den tidpunkt när gipsskivan faller ned. Vid denna tidpunkt fortsätter beräkningarna på den reducerade konstruktionen med randvillkoren mellan brandrumsgaserna och den fasta fasen förflyttade till den gipsskiva som tidigare begränsade luftspalten mot den kalla sidan.

I det andra fallet har vi en konstruktion med t ex två gipsskivor med en mellanliggande isolering som mjuknar eller smälter. En luftspalt uppstår innan den mot brandrummet vända skivan faller ned. Tillväxthastigheten för luftspalten beror av egenskaperna hos isoleringen. Ett enkelt sätt att beskriva detta fenomen innebär att antaga en temperaturnivå över vilken isoleringen ej längre existerar. Detta förfarande är dock en grov förenkling. Ett rimligare antagande är ett samband i analogi med pyrolysreaktionen enligt (2.8), dvs ett Arrheniussamband. Uttrycket modifieras på samma sätt som för ytreaktionen där kol oxideras [1], genom att även låta den preexponentiella faktorn innehålla ytemperaturen, dvs

$$\dot{s} = \beta_1 T_s e^{-(E_A/RT_s)} \quad (4.5)$$

där

- $\dot{s}$ = isoleringens regressionshastighet
- β_1 = empirisk konstant
- T_s = isoleringens ytemperatur
- E_A = aktiveringsenergi
- R = allmänna gaskonstanten

Vi försummar de energier som är förknippade med eventuella kemiska reaktioner eller fasomvandlingar. Med kännedom om regressionshastigheten $\dot{s}$ kan läget av isoleringens yta mot luftspalten beräknas för varje tidpunkt och således även luftspaltens bredd l . När den mot brandrummet vända gipsskivan så småningom faller ned förflyttas randvillkoren på samma sätt som i det första fallet. Dock med den skillnaden att randens läge nu ges av isoleringens läge mot luftspalten.

I det tredje och sista fallet hinner ingen luftspalt uppstå innan den mot brandrummet vända skivan faller ned. I detta fall tillämpas sambandet (4.5) direkt för isoleringen och modellen för värmeutbyte i luftspalt utnyttjas aldrig.

Kriteriet för när en skiva faller ned är, i avsaknad av bättre modeller, det enklast tänkbara - nämligen en uppnådd maximal temperatur på den sida som är vänd från brandrummet.

5 MATERIALEGENSKAPER

I detta kapitel redovisas de viktigaste materialdata som erfordras för att beskriva indata till den utvecklade modellen. Experimentell bestämning av fysikaliska data ingår ej i detta arbete. Data har i huvudsak hämtats, där så varit möjligt, från litteraturen. I vissa fall har fysikaliska data uppskattats med hjälp av litteraturuppgifter.

Generellt sett är det svårt att finna tillförlitliga materialdata för höga temperaturer. För trä beror detta på att materialegenskaperna för ursprungligt material har en stor spridning samt att det är stora praktiska problem att mäta egenskaperna vid hög temperatur.

De materialegenskaper som vi behöver är konduktivitet, värmekapacitet, reaktionshastighet, reaktionsvärme, yreaktionshastighet, permeabilitet och dynamisk viskositet.

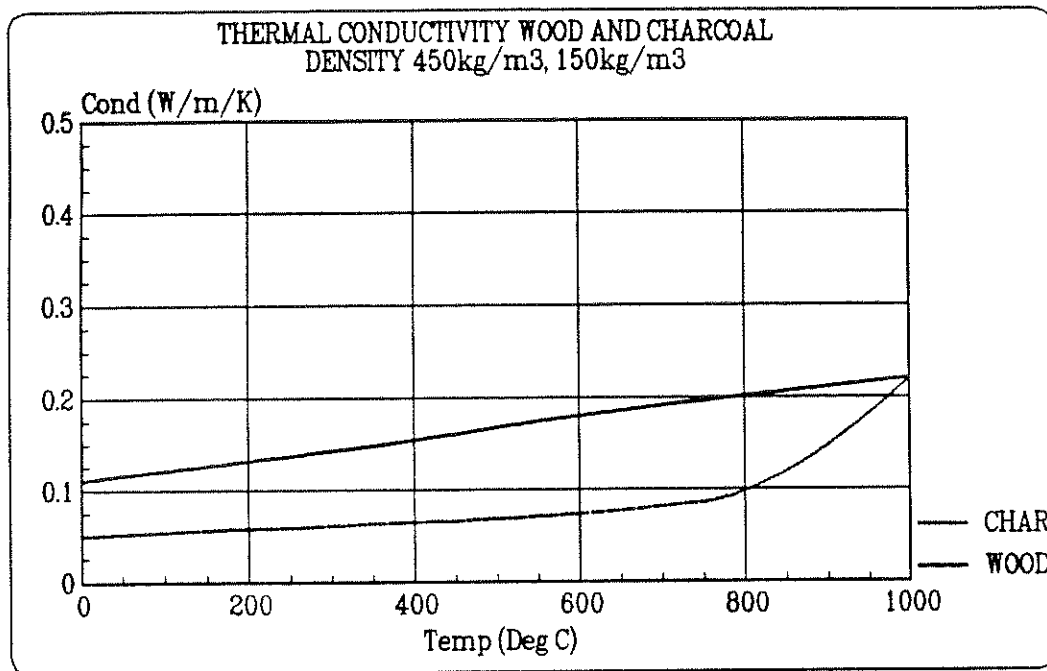
5.1 Materialelegenskaper för träbaserade skivor

För de beräkningar som utförts har materialdata hämtats från [1]. I detta sammanhang skiljer vi inte på termiska egenskaper för massivt trä eller träbaserade produkter som fiberskivor och spånskivor. Däremot kan densitet och fuktkvot skilja mellan träprodukterna.

5.1.1 Konduktivitet för trä och träkol

Konduktiviteten för det ursprungliga trämaterialiet varierar som funktion av materialets torrdensitet, vatteninnehåll och temperatur. Vid pyrolysen bryts trämaterialiet successivt ned till träkol. För delvis pyrolyserat trä beräknas konduktiviteten som ett viktat medelvärde mellan ursprungligt trämaterial och träkol. Härvid beaktas även att konduktiviteten för träkol varierar som funktion av temperaturen och fuktinnehållet i träet. Fuktberoendet för värmetransport i radiell riktning ges av [13].

Konduktiviteten för torrt trämaterial och träkol illustreras som funktion av temperaturen i Figur 5.1.

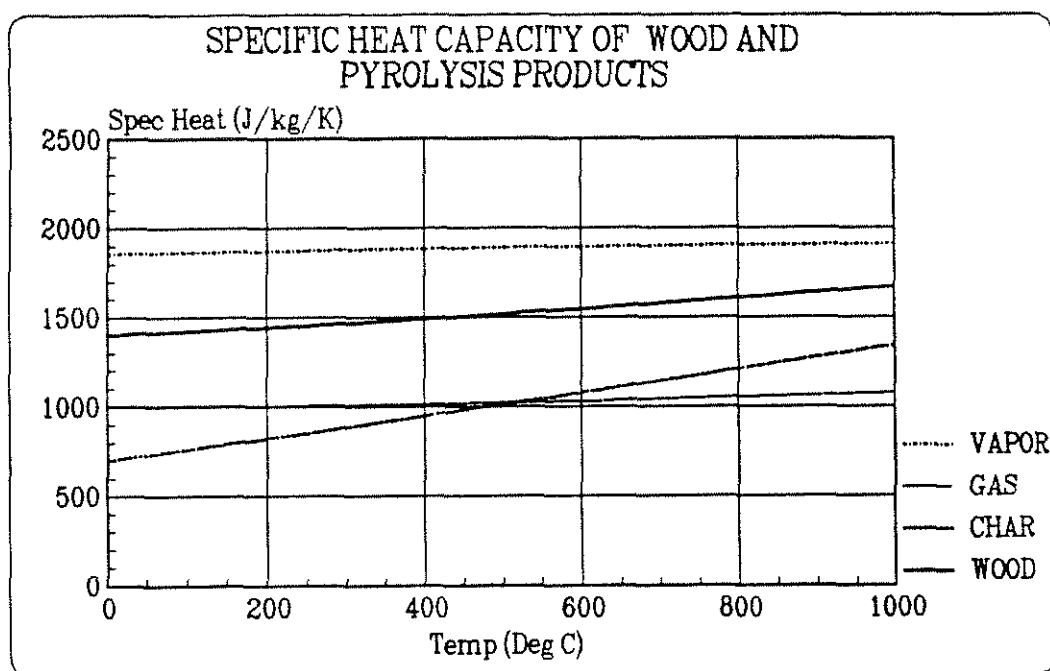


Figur 5.1 Konduktivitet för torrt trä och träkol som funktion av temperaturen.

5.1.2 Värmekapacitet för trä och pyrolysisprodukter

Vid beräkning av energitransport samt energier förknippade med fasomvandling behöver vi information om de ingående materialens värmekapaciteter.

I Figur 5.2 illustreras värmekapaciteten som funktion av temperaturen för ursprungligt trä, träkol, pyrolysisprodukter samt vattenånga.



Figur 5.2 Värmekapaciteten för ursprungligt trä, träkol, pyrolysisprodukter och vattenånga som funktion av temperaturen.

5.1.3 Pyrolyshastighet och reaktionsvärme

Pyrolysen antas följa en första ordningens Arrheniusfunktion enligt

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = \rho_1 b e^{-(E_A/RT)} \quad (5.1)$$

där

- E_A = aktiveringsenergi, Jmol^{-1}
- R = allmänna gaskonstanten, $8.314 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$
- b = hastighetskonstant, s^{-1}
- ρ_1 = massa per volymenhet av aktivt material vid tiden t , kgm^{-3}
- T = temperatur, K
- t = tid, s

I beräkningarna gäller följande numeriska värden

- $E_A = 26300 \text{ Jmol}^{-1}$
- $b = 0.55 \text{ s}^{-1}$

Eftersom det råder en stor osäkerhet angående storleken av reaktionsvärmets vid pyrolysis L_g har denna ej utnyttjats i avsikt att anpassa beräkningsresultaten. Som en temporär lösning antas helt enkelt reaktionsvärmets $L_g = 0$.

5.1.4 Reaktioner vid kolytan mellan fast fas och brandrumsgaser

Oxidationen av träkol vid materialytan antas följa Arrheniussambandet

$$|\dot{s}| = T_s \beta e^{-(E_A/RT_s)} \quad (5.2)$$

där

- T_s = yttemperatur, K
- β = empirisk konstant, $\text{s}^{-1}\text{K}^{-1}$
- E_A = aktiveringsenergi för ytreaktion, Jmol^{-1}

De numeriska värden som används vid beräkningarna är

- $\beta = 1.0 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}\text{K}^{-1}$
- $E_A = 25770 \text{ Jmol}^{-1}$

Reaktionen vid materialytan antas ske i två steg. Den första reaktionen sker mellan syre och kol där kolmonoxid är reaktionsprodukt. Kolmonoxiden reagerar därefter med syre i övergångsskiktet med koldioxid som reaktionsprodukt. Reaktionsvärmets ΔH_s vid materialytan ges av den förstnämnda reaktionen med

$$\Delta H_s = - 395.5 \text{ kJmol}^{-1}$$

5.1.5 Permeabilitet

Permeabiliteten för olika trämaterial och träskivor varierar kraftigt. Till detta kommer osäkerheten i att uppskatta permeabiliteten för delvis pyrolyserat trä och för ett uppsprucket kolskikt. I [1] diskuteras detta närmare och vissa försök till approximationer av permeabiliteten redovisas.

I datorprogrammet ges variationen i permeabiliteten D som funktion av densiteten enligt

$$D = k_{D1} e^{k_{D2} \left(1 - \frac{\rho - \rho_2}{\rho_0 - \rho_2} \right)} \quad (5.3)$$

där

k_{D1} = empirisk materialkonstant, m^2

k_{D2} = exponentiell konstant

ρ = aktuell densitet, kgm^{-3}

ρ_2 = densitet för träkol, kgm^{-3}

ρ_0 = initiell densitet, kgm^{-3}

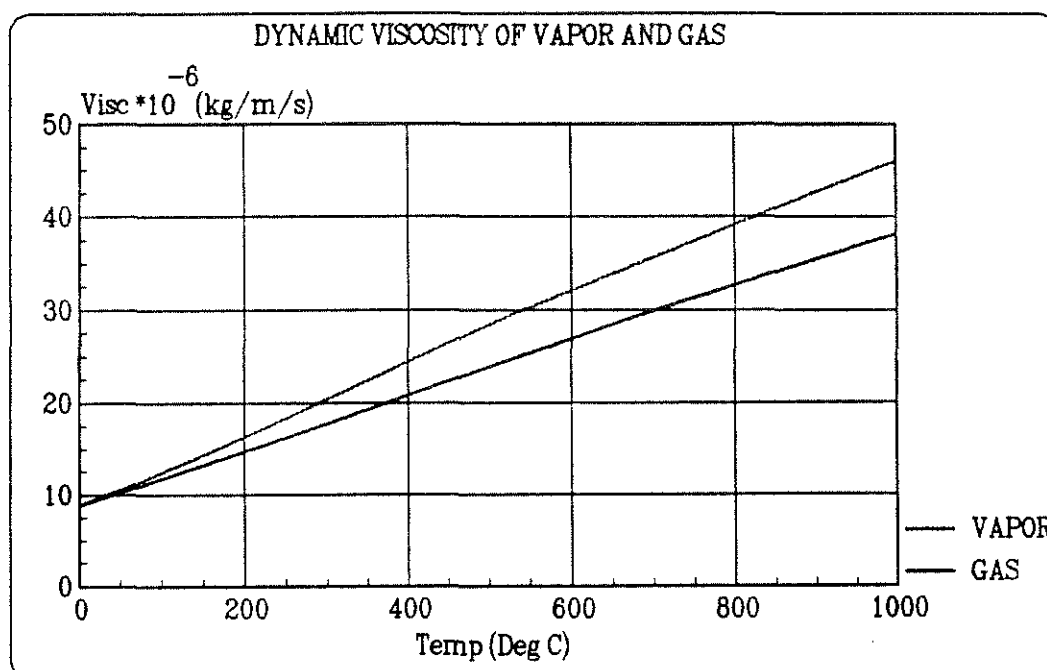
I simuleringarna har följande numeriska värden använts för samtliga trämaterial

$$k_{D1} = 0.15 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$$

$$k_{D2} = 11$$

5.1.6 Dynamisk viskositet

I porssystemet sker en masstransport i gasfas. De aktuella gaserna är vattenånga och pyrolysgas. Viskositeten varierar som funktion av gastemperaturen. I [1] ges en uppskattning av viskositeten för pyrolysgaser baserad på en kemisk analys av produkter bildade vid pyrolysexperiment. Ur detta material har ett viktat medelvärde beräknats för hur den dynamiska viskositeten varierar som funktion av temperaturen. Sambandet redovisas i Figur 5.3 tillsammans med den dynamiska viskositeten för vattenånga.

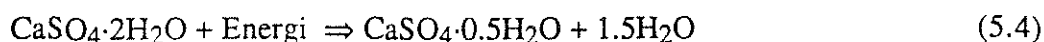


Figur 5.3 Dynamisk viskositet för vattenånga och pyrolysgas som funktion av temperaturen.

5.2 Materialegenskaper för gipsskivor

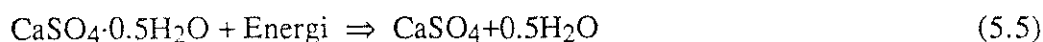
Termiska egenskaper för gips varierar som funktion av materialets densitet, kemisk sammansättning och temperatur. Grundmaterialet gips $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, innehåller ca 21 vikt-% kemiskt bundet vatten och ca 79 vikt-% kalciumsulfat.

Då gipset upphettas avgår kristallvattnet, s k kalcinering. Kalcineringen sker i huvudsak i två steg. Vid ca 100 °C avgår 3/4 av kristallvattnet enligt reaktionsformeln



Energiåtgången vid denna process är 515 kJkg^{-1} gips eller 3270 kJkg^{-1} bildat obundet vatten. Dessutom tillkommer den energi, ångbildningsvärme, som krävs för att förånga vattnet, 2260 kJkg^{-1} vatten.

Resterande del av kristallvattnet avgår vid ca 210°C enligt reaktionsformeln



Vid denna reaktion åtgår 185 kJkg^{-1} gips eller 2967 kJkg^{-1} bildat obundet vatten. Även här tillkommer vattnets ångbildningsvärme, 2260 kJkg^{-1} vatten.

Vid 360°C sker en ytterligare reaktion där CaSO_4 övergår till en mer stabil form. Reaktionen är svagt exotermisk och försummas därför i beräkningarna. För att kunna genomföra beräkningarna behöver vi termiska data för gips i de tre olika faserna

- | | |
|--------------------------|---|
| - Okalcinerat gips | $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ |
| - Delvis kalcinerat gips | $\text{CaSO}_4 \cdot 0.5\text{H}_2\text{O}$ |
| - Helt kalcinerat gips | CaSO_4 |

5.2.1 Konduktivitet för normal gipsskiva

Som utgångsdata för bestämning av den normala gipsskivans konduktivitet, $\rho = 790 \text{ kgm}^{-3}$, använder vi mätningarna redovisade i [14] (sid 29). Följande bearbetning och antagande görs för att producera lämpliga indata till beräkningsmodellen [1].

- Uppmätt konduktivitet som funktion av temperaturen extrapoleras rätlinjigt från 780°C upp till 1000°C .
- Sambandet för konduktivitet över 210°C , dvs för CaSO_4 , extrapoleras rätlinjigt ned mot 0°C . Vid 0°C erhålls då konduktiviteten $0.10 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$.
- Uppmätt konduktivitet vid 0°C är $0.28 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Skillnaden mellan 0.28 och $0.10 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ antas bero endast på inverkan av vatteninnehållet (21 vikt-%) i okalcinerad gipsskiva. Vi skiljer inte här på om vattnet är kemiskt bundet eller obundet. Detta innebär att konduktiviteten inte ändras för gipsskivan förrän vattnet har transporterats bort från studerad punkt i materialet under inverkan av tryckgradienter.

- Konduktiviteten för gips antas given som en linjär funktion av massa per volymsenhet ρ för de ingående delmaterialen CaSO_4 och vatten. Om andelen vatten betecknas med u kan följande samband ställas upp

$$\lambda_{\text{gips}} \rho_{\text{gips}} = \lambda_{\text{CaSO}_4} (1-u) \rho_{\text{gips}} + \lambda_{\text{H}_2\text{O}} u \rho_{\text{gips}} \quad (5.6)$$

där

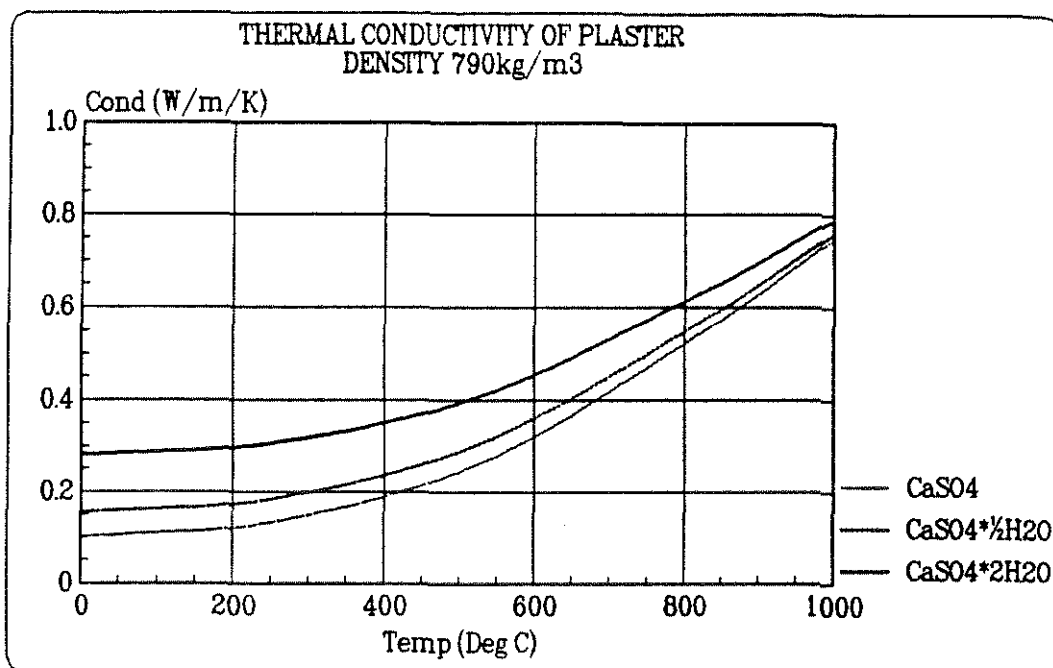
λ_{gips} = konduktivitet för gips

ρ_{gips} = densitet för normal gipsskiva $= 790 \text{ kgm}^{-3}$

λ_{CaSO_4} = konduktivitet för CaSO_4 enligt extrapolerade mätvärden i [14].

$\lambda_{\text{H}_2\text{O}}$ = resulterande konduktivitet för vatten. För normal gipsskiva fås med utvärdering vid 0°C enligt ekv (2.3) $\lambda_{\text{H}_2\text{O}} = 0.957 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$.

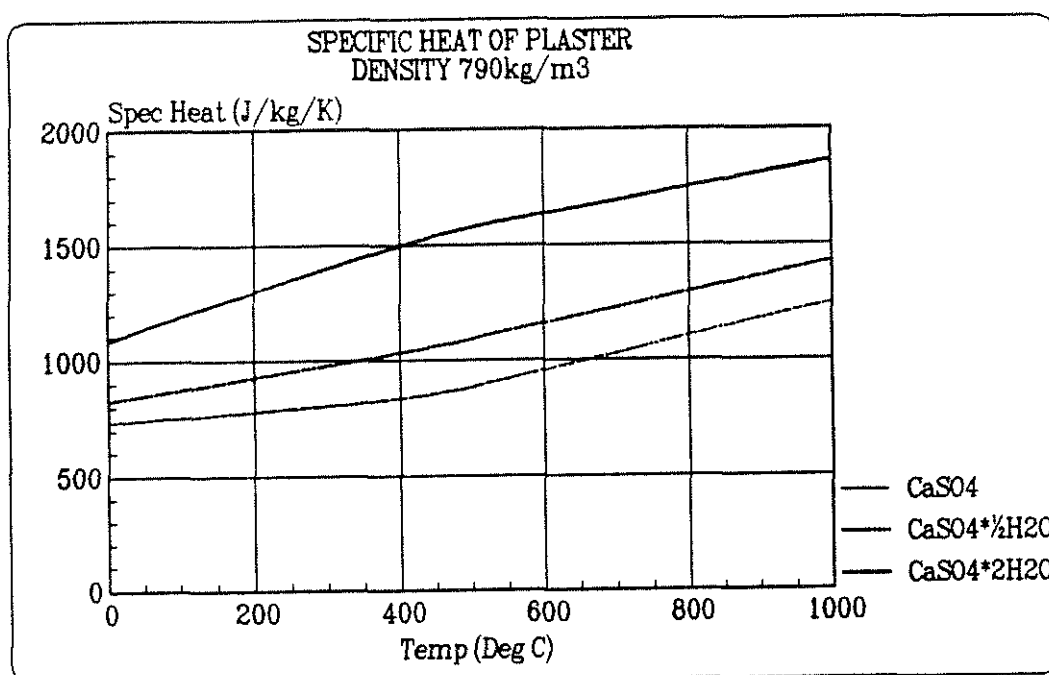
Konduktiviteten för normal gipsskiva som funktion av temperaturen och kalccineringsgrad utvärderad enligt ekvation (5.6) illustreras i Figur 5.4.



Figur 5.4 Konduktiviteten för normal gipsskiva som funktion av temperatur och kalccineringsgrad.

5.2.2 Värmekapacitivitet för normal gipsskiva

Värmekapacitivitet för gips som funktion av temperaturen och kalcineringsgrad finns redovisad i [15]. Uppgifter finns för 25, 400, 600, 800 och 1000 °C och ges i sorten $\text{cal K}^{-1} \text{mol}^{-1}$. Angivna värden har räknats om till sorten $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ och sambanden har extrapolerats rätlinjigt till 0 °C. Erhållna samband sammanställs i Figur 5.5.



Figur 5.5 Värmekapacitivitet för gips som funktion av temperaturen och kalcineringsgrad.

5.2.3 Permeabilitet för normal gipsskiva

För att möjliggöra beräkning av hur kemiskt obundet vatten förflyttas i gipsskivan vid uppvärmning måste vi uppskatta materialets permeabilitet. I [16] finns uppgifter för olika material och även för en 13 mm tjock gipsskiva. Uppgiven permeabilitet $= 0.38 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ är hämtad från ett opublicerat material från Svenska Plywoodföreningen (1978). Vi behöver även data på hur permeabiliteten varierar med graden av kalcinering. Uppgifter om kalcinerings inverkan saknas dock helt, mig veterligt. Vi nödgas därför göra ett grovt antagande enligt nedan.

I datormodellen ges variationen i permeabilitet D som funktion av aktuell densitet enligt

$$D = k_{D1} e^{k_{D2} \left(1 - \frac{\rho - \rho_2}{\rho_0 - \rho_2} \right)} \quad (5.7)$$

där

- k_{D1} = empirisk materialkonstant, m^2
- k_{D2} = exponentiell konstant
- ρ = aktuell densitet, kgm^{-3}
- ρ_2 = densitet för helt kalcinerad gips, kgm^{-3}
- ρ_0 = ursprunglig densitet för gips, kgm^{-3}

För normal gipsskiva gäller följande numeriska data

$$\begin{aligned} k_{D1} &\approx 0.38 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2 \\ k_{D2} &\approx 5 \\ \rho_2 &= 624.1 \text{ kgm}^{-3} \\ \rho_0 &= 790 \text{ kgm}^{-3} \end{aligned}$$

Här har konstanten k_{D2} antagits och ger för en helt kalcinerad gipsskiva 148 ggr större permeabilitet.

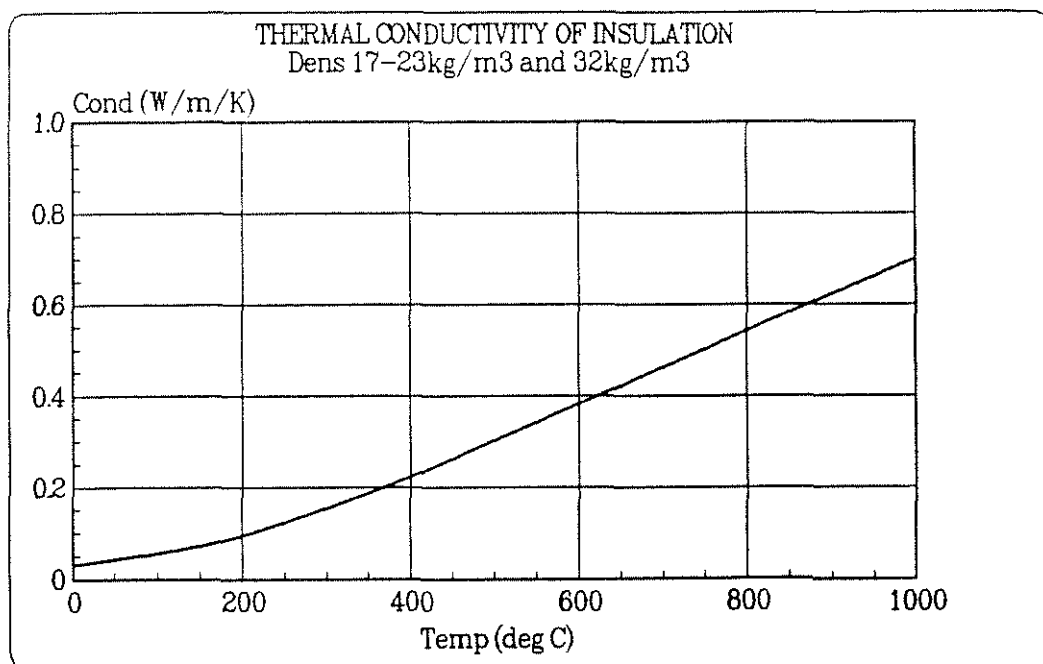
5.2.4 Temperaturkriterium för den normala gipsskivans nedfall

Från provade konstruktioner har det konstaterats att ett rimligt kriterium på när gipsskivan faller ner är 550°C på skivans baksida (den kallaste sidan). Detta kriterium har i brist på andra kriterier tillämpats i beräkningarna.

5.3 Materialdata för glasull och mineralull

5.3.1 Konduktivitet för glasull och mineralull

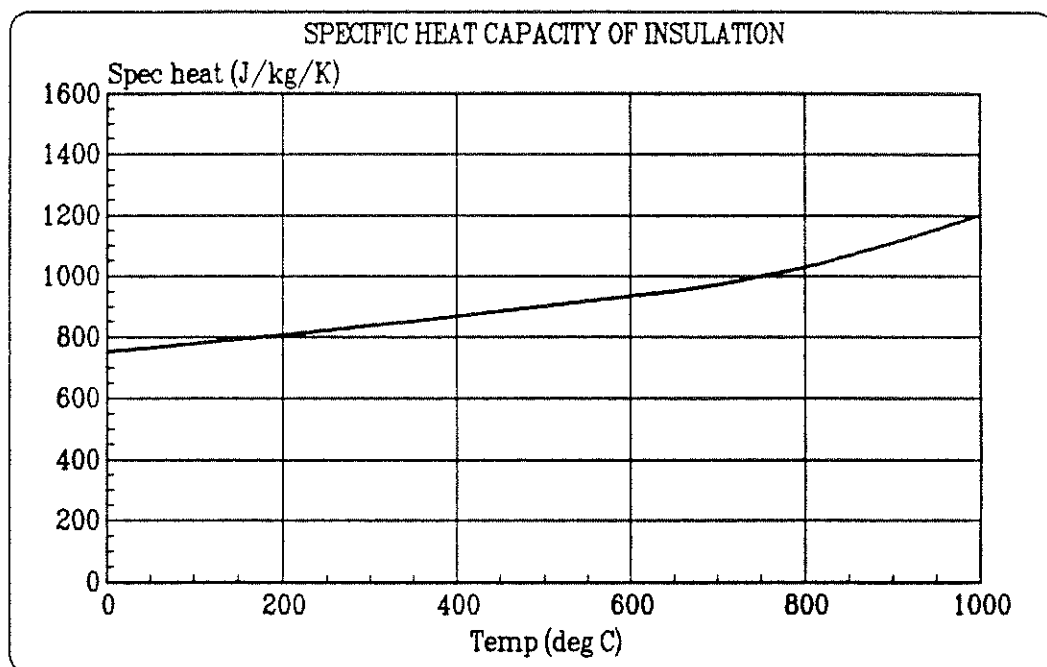
Baserat på uppgifter från tillverkare av dessa produkter har approximativa samband för konduktiviteten som funktion av temperaturen tagits fram enligt Figur 5.6. I [17] har motsvarande samband tidigare tagits fram, dock med den skillnaden att även inverkan av isoleringens mjukningstemperatur har inkluderats. I detta arbete tas hänsyn till mjukningstemperaturen enligt det förfarande som beskrivs i kapitel 4. Detta innebär att konduktiviteten över mjukningstemperaturen i Figur 5.6 har approximerats genom en rätlinjig extrapolation av tillverkarnas uppgifter.



Figur 5.6 Konduktivitet för glasull, $\rho = 17\text{-}23 \text{ kgm}^{-3}$ och mineralull $\rho = 32 \text{ kgm}^{-3}$, som funktion av temperaturen.

5.3.2 Värmekapacitivitet för glasull och mineralull

Det vid beräkningarna använda sambandet för värmekapacitivitet för glasull och mineralull som funktion av temperaturen återges i Figur 5.7.



Figur 5.7 Värmekapacitivitet för glasull och mineralull som funktion av temperaturen.

5.3.3 Permeabilitet för glasull och mineralull

Permeabiliteten för glasull och mineralull har antagits konstant till $0.2 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$. Detta ger följande konstanter i ekvation (5.7)

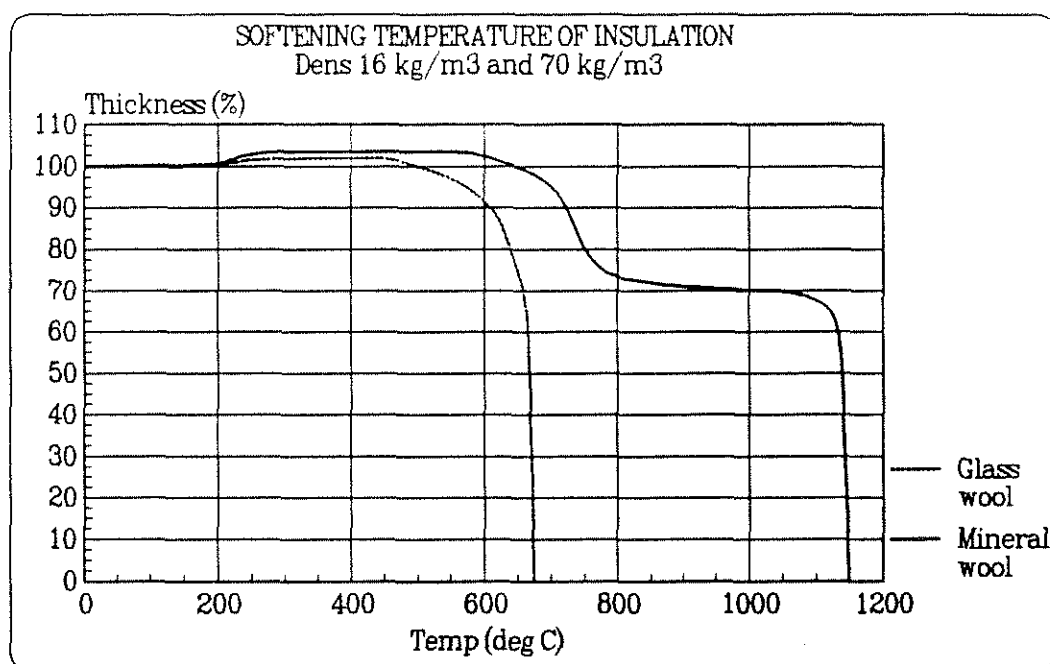
$$k_{D1} = 0.2 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$$

$$k_{D2} = 0$$

5.3.4 Mjukningstemperatur för glasull och mineralull

Det finns i princip inga publicerade arbeten inom detta område. Kunskapen om isoleringens beteende vid höga temperaturer är dock viktig för att kunna genomföra simuleringar av hela konstruktioner. Mjukningstemperaturen definieras som den temperatur då en given provkropp av isoleringen sjunkit samman till halva den ursprungliga tjockleken. Provningsen sker enligt ett standardförfarande.

I Figur 5.8 visas det principiella beteendet för glasull och mineralull med densiteten 16 kgm⁻³ respektive 70 kgm⁻³. Mjukningstemperaturen och platån för mineralullen kan dock variera avsevärt beroende på produkternas densitet.



Figur 5.8 Principiell beskrivning av glasullens och mineralullens beteende vid uppvärmning.

I ekvation (4.5) har följande konstanter antagits för beskrivning av glasullens och mineralullens beteende vid uppvärmning

Glasull	β	$= 0.5 \cdot 10^{-5}$
	E_A	$= 5 \cdot 10^4$
Mineralull	β	$= 0.1 \cdot 10^{-5}$
	E_A	$= 5 \cdot 10^4$

Antagandena är en mycket grov uppskattning.

Förfinade algoritmer kan givetvis utvecklas, men kräver ingående mätningar för de båda isolermaterialen vid olika densiteter på produkterna.

6 JÄMFÖRELSE AV BERÄKNINGSRESULTAT OCH MÄTNINGAR

I detta kapitel sammanställs beräkningsresultaten från simuleringarna och jämförs, med undantag av ett fall, med mätningar. Beräkningarna omfattar totalt 7 fall.

6.1 Beräkningsresultat

De olika beräkningsfallen presenteras i Tabell 6.1. Beräkningsresultaten är baserade på simuleringar med det endimensionella programmet WOOD 1. Indata till beräkningarna bygger på de materialdata som presenteras i kapitel 5.

Tabell 6.1 Sammanfattning av beräkningsfall på avskiljande konstruktioner.

Beräk- ningsfall	Material	Tjocklek mm	Densitet kgm ⁻³	Fuktkvot %
1	Gips	13	790	21 kristallvatten
	Glasull	45	17	0
	Gips	13	790	21 kristallvatten
2	Gips	13	790	21 kristallvatten
	Luftspalt	45	-	-
	Gips	13	790	21 kristallvatten
3*	Gips	13	790	21 kristallvatten
	Mineralull	45	32	0
	Gips	13	790	21 kristallvatten
4	Gips	13	790	21 kristallvatten
	Mineralull	45	32	0
	Gips	13	790	21 kristallvatten
5	Fiberskiva	12	800	8
	Luftspalt	44	-	-
	Fiberskiva	12	800	8
6	Fiberskiva	12	800	0.5
	Luftspalt	44	-	-
	Fiberskiva	12	800	0.5
7	Gips	16	790	21 kristallvatten
	Luftspalt	100	-	-
	Gips	16	790	21 kristallvatten

* Beräkningsfall där konduktiviteten för mineralullen har approximerats med hänsyn till isoleringens mjukningstemperatur, se t ex [17].

I samtliga fall enligt Tabell 6.1 ges randvillkoren för den skiva vilken är vänd mot branden som gas-temperatur-tidkurvan enligt ISO 834. Lufttemperaturen i det angränsande rummet antas konstant 20 °C.

Beräkningsfall 3 har använts för att kontrollera det modifierade simuleringsprogrammet med tidigare beräkningar där inverkan av isoleringens mjukningstemperatur approximeras med en förhöjd konduktivitet. Materialdata har i detta fall hämtats från [17] och möjligheten till uppkomst av en luftspalt har här spärrats via indata, dvs $\beta_1 = 0$ i ekv (4.5).

I Tabell 6.2 sammanställs resultaten för de 7 beräkningsfallen. Redovisningen omfattar brandmotståndet för varje materialskikt i de olika konstruktionerna. Brandmotståndet definieras som den tidpunkt då isoleringskravet överskrids, dvs när temperaturökningen på den oexponerade sidan överskrider 140 °C. Även den tidpunkt när den mot brandrummet vända gipsskivan faller ned redovisas i förekommande beräkningsfall.

Tabell 6.2 Beräknade brandmotstånd och i förekommande fall tidpunkt när gipsskivan faller ned.

Beräkningsfall	Material	Tjocklek	Brandmotstånd	Gipsskiva faller ned
		mm	min	min
1	Gips	13	18	22
	Glasull	45	30	
	Gips	13	52	
2	Gips	13	18	36
	Luftspalt	45	24	
	Gips	13	43	
3	Gips	13	18	22
	Mineralull	45	32	
	Gips	13	75	
4	Gips	13	18	22
	Mineralull	45	33	
	Gips	13	73	
5	Fiberskiva*	12	13	
	Luftspalt	44	19	
	Fiberskiva*	12	39	
6	Fiberskiva**	12	9	
	Luftspalt	44	15	
	Fiberskiva**	12	32	
7	Gips	16	25	44
	Luftspalt	100	30	
	Gips	16	54	

* Fuktkvot 8%

** Fuktkvot 0.5%

En kontroll av beräkningsresultaten för fall 3 visar att vi får exakt samma brandmotstånd som för tidigare beräkningar i [17], vilket var väntat. Om vi dessutom jämför resultaten med fall 4 ser vi att det mer nyanserade sättet i detta fall ej nämnvärt påverkar beräkningarna. I angivna brandmotstånd skiljer det endast 1 min för isoleringen och 2 min för totalt brandmotstånd. Det har alltså ingen större betydelse om vi approximerar konduktiviteten enligt tidigare förfarande [17] eller försöker uppskatta mineralullens deformation under uppvärmningen enligt ekv (4.5). Båda metoderna är acceptabla i detta fall. Detta beror på att ingen luftspalt hinner uppstå innan den mot brandrummet vända gipsskivan faller ned och några uppskattningar av energitransporten i spalten behöver ej göras.

Övriga beräkningsfall är intressanta att studera eftersom här finns det en luftspalt från början, eller som i fall 1 där det uppstår en smal spalt innan gipsskivan faller ned.

I fall 1 ser vi att det totala brandmotståndet i jämförelse med fall 4 har minskat betydligt, från 73 min till 52 min. För isoleringen i de två fallen är skillnaden marginell. Av detta kan vi sluta oss till att större delen av glasullen finns kvar i konstruktionen fram till ca 30 min. Efter denna tidpunkt reduceras glasullens tjocklek snabbt på grund av dess lägre mjukningstemperatur.

Konstruktionen i fall 2 har initiiellt en 45 mm luftspalt. Konstruktionen får givetvis ett lägre totalt brandmotstånd på grund av avsaknaden av isolering och uppgår till 43 min. Det är intressant att notera att gipsskivan teoretiskt blir kvar i konstruktionen fram till 36 min istället för 22 min för en isolerad konstruktion. Detta beror på det stora strålningsutbytet mellan de två gipsskivorna vid högre temperaturer vilket medför en långsammare uppvärmning av den mot brandrummet vända gipsskivan.

Beräkningsfall 5 och 6 illustrerar inverkan av fuktkvoten i fiberskivorna i en väggkonstruktion med 44 mm luftspalt. Vid en höjning av fuktkvoten från 0.5% till 8% ökar det totala brandmotståndet från 32 min till 39 min. En jämförelse av fall 6 och 2 illustrerar även gipsskivans gynnsamma egenskaper i samband med brand. Denna skillnad blir dock mindre i konstruktioner med isolering eftersom gipsskivan mot brandrummet värms snabbare och därmed faller av redan vid ca 22 min.

Slutligen illustreras i fall 7 inverkan av en tjockare gipsskiva, 16 mm, i en konstruktion med 100 mm luftspalt. Brandmotståndet ökar i detta fall till 54 min, dvs 11 min längre än för fall 2 med den 13 mm tjocka skivan. Inverkan av luftspaltens bredd är i princip helt betydelselös eftersom energitransporten genom strålning mellan de två parallella skivorna är helt dominerande.

6.2 Uppmätta brandmotstånd

De uppmätta brandmotstånden för väggkonstruktionerna har hämtats från [2], [3]. Resultaten som redovisas i dessa rapporter är hämtade från flera olika testinstitut. Uppgifterna som redovisas är både från fullskale- och småskaleprovningar. Resultaten från provningarna sammanställs i Tabell 6.3. Uppgifterna på uppmätt brandmotstånd bygger på kriteriet om att temperaturen på den oexponerade sidan ej får öka med mer än 140 °C i genomsnitt. I de fall när temperaturen har uppmäts mellan materialskikten har även brandmotståndet för varje skikt noterats i tabellen.

Tabell 6.3 Experimentellt bestämda brandmotstånd för väggkonstruktioner.

Material	Tjocklek mm	Densitet kgm ⁻³	Fuktkvot %	Ugns- storlek	Brand- motstånd min	Referens
Gips	13	800	-	S	19	[3]
Luftspalt	45	-	-		25	
Gips	13	800	-		45	
Gips	13	800	-	F	17	[3]
Luftspalt	45	-	-		0	
Gips	13	800	-		>35	
Gips	13	800	-	S	19	[3]
Mineralull	45	32	-		27	
Gips	13	800	-		59	
Gips	13	800	-	F	16	[3]
Mineralull	45	32	-		24	
Gips	13	800	-		58	
Fiberskiva	12	*	*	**	31	[2]
Luftspalt	44	-	-			
Fiberskiva	12	*	*			
Gips	15.9	*	-	**	60	[2]
Luftspalt	100	-	-			
Gips	15.9	*	-			

* uppgift saknas

** uppgift saknas, antagligen fullskala

S småskaleprov

F prov i full skala

Som framgår av Tabell 6.3 saknas ofta viktiga uppgifter i rapporteringen av brandförsök. Som regel mäter man endast temperaturen på väggkonstruktionens oexponerade sida. Detta räcker visserligen för att bestämma konstruktionens totala brandmotstånd. Om ytterligare givare placeras mellan de ingående materialskikten är det möjligt att även avgöra om de ingående materialskikten har fungerat tillfredsställande. Till exempel kan en dåligt tillpassad isolering nedsätta brandmotståndet då heta gaser kan tränga ut mot den oexponerade väggskivan.

6.3 Jämförelse av uppmätta och beräknade brandmotstånd

De beräknade brandmotstånden ges i Tabell 6.2 och experimentella data i Tabell 6.3. För att underlätta en jämförelse har dessa värden sammanställts i Tabell 6.4.

Tabell 6.4 Beräknade och uppmätta brandmotstånd för väggkonstruktioner.

Beräkningsfall	Material	Tjocklek mm	Brandmotstånd	
			Beräknat min	Uppmätt min
1	Gips	13	18	
	Glasull	45	30	
	Gips	13	52	
2	Gips	13	18	19 / 17
	Luftspalt	45	24	25 / 0
	Gips	13	43	45 / >35
3, 4*	Gips	13	18 / 18	19 / 16
	Mineralull	45	32 / 33	27 / 24
	Gips	13	75 / 73	59 / 58
5, 6**	Fiberskiva	12	9 / 13	
	Luftspalt	44	15 / 19	
	Fiberskiva	12	32 / 39	31
7	Gips	16	25	
	Luftspalt	100	30	
	Gips	16	54	60

* Beräkningarna är utförda med två olika metoder för uppskattning av inverkan av isoleringens mjukningstemperatur, se avsnitt 4.3 och [17].

** Beräkningarna är utförda för två olika fuktkvoter, 0.5% och 8%. De lägre beräknade brandmotstånden refererar till den låga fuktkvoten. För mätningarna saknas uppgift om fuktkvot.

När man jämför beräkningar med enstaka försök är det svårt att avgöra om beräkningsmodellen förmår att beskriva det verkliga beteendet. Baserat på tidigare simuleringar redovisade i [17] och [18] -totalt 23 st - och de i detta arbete, är det dock ingen överdrift om man påstår att modellen beskriver inverkan av de viktigaste parametrarna. Dessa är materialtyp, materialtjocklek, fukttinnehåll och densitet. I föreliggande rapport har dessutom visats att det är möjligt att beräkna värmeutbytet genom en luftspalt med en acceptabel noggrannhet.

Utan tillgång på mer detaljerade uppgifter från de enskilda provningarna är det meningslöst att försöka förfina modellen. Att enstaka värden, som det totala brandmotståndet för mätningarna vilka refererar till beräkningsfallen 3 och 4, faller utanför den normala beräkningsnoggrannheten (ca ± 5 min för konstruktioner med brandmotstånd ~ 60 min) måste därför tills vidare accepteras.

7 SAMMANFATTNING

I allt fler länder börjar en brandteknisk klassificering av byggnadsdelar tillåtas som bygger på en analytisk behandling i stället för på resultat av ugnsprovningar enligt ISO 834. I Sverige godtas sedan lång tid en analytisk brandteknisk dimensionering av bärande och avskiljande konstruktioner som ett alternativ till standardiserad termisk påverkan enligt ISO 834.

En väsentlig förutsättning för en analytisk behandling av dimensioneringsprocessen är utveckling av en analytisk modell för de väsentliga fysikaliska förloppen. För träkonstruktioner gäller att modellen skall hantera transient temperatur- och fukttillstånd i oförkollade och förkollade tvärsnittsdelar samt kolskiktets tillväxt i kombination med kolskiktets oxidation vid ytan vid varierande termisk påverkan. Här ingår även framtagning av materialdata för en sådan modell. En delatjerad redovisning av en sådan modell som utvecklats av författaren presenteras i [1]. Modellen har senare utvecklats för att möjliggöra simulering av konstruktioner där gipsskivor ingår. Här tillkommer beskrivning av gipsskivans kalcinering och införandet av kriterier för när gipsskivan faller ned. Detta utvecklingsarbete beskrivs första gången i [17].

I föreliggande arbete har den teoretiska modellen utvecklats ytterligare för att omfatta energiutbytet i en luftspalt. Luftspaltens bredd tillåts variera. Bredden av spalten bestäms av egenskaperna för isoleringsmaterialet i konstruktionen.

I rapporten redovisas 7 beräkningsfall för avskiljande väggar som illustrerar modellens användbarhet för konstruktioner med och utan luftspalt och med glasull eller mineralull. Beräknade brandmotstånd jämförs med provningar från olika testinstitut. Det kan konstateras att beräkningarna ger rimliga värden på konstruktionernas brandmotstånd. Bedömningen av brandmotståndet baseras på funktionskravet som ges i den internationellt accepterade provningsmetoden, ISO 834, eller den svenska motsvarigheten SIS 02 48 20. Detta innebär för beräkningarna att brandmotståndet tas som den tid när isoleringskravet överskrids, dvs när temperaturökningen på den oexponerade sidan överskrider 140 °C.

8 REFERENSER

- [1] FREDLUND, B., A model for heat and mass transfer in timber structures during fire. A theoretical, numerical and experimental study. Report LUTVDG/(TVBB-1003). Department of Fire Safety Engineering, Lund Institute of Science and Technology. Lund 1988.
- [2] NORÉN, J., Brandmotstånd hos träkonstruktioner - Sammanställning av provresultat. Report P8611070. Swedish Institute for Wood Technology Research. Stockholm 1986.
- [3] Beregningsmæssig bestemmelse af lette, ikke-bærende pladebeklædte skillevægges brandmodstandsevne. 3 Del. UDK69.022.5:614.84. Dansk Brandværns-Komité. Dantest, Dansk Institut for Prøvning og justering. Instituttet for Husbygning DTH. Nordisk Gipspladeforening, Rockwool, Træbranchens Oplysningsråd. Denmark, 1984.
- [4] CLAEISSON, J., GAFFNER, D., Fukt i porösa byggnadsmaterial. Department of Mathematical Physics and Department of Building Science, Lund Institute of Science and Technology. Report BKL 1977:1. Lund, April 1977.
- [5] CLAEISSON, J., Fundamentals of moisture and energy flow in capillary-porous building materials. Department of Mathematical Physics, Lund Institute of Science and Technology, Sweden. Conference at the Dubrovnic's Institute for Heat and Mass Transfer 1977.
- [6] BANKVALL, C.G., Principer för teoretisk behandling av konvektionsförloppet i en sluten värmeisolerad konstruktion. Institutionen för Byggnadsteknik, Lunds Tekniska Högskola. Intern rapport 1. Lund 1966.
- [7] ECKERT, E.R.G., DRAKE, R.M., Analysis of heat and mass transfer. MacGraw-Hill Inc. New York 1972.
- [8] DRYSDALE, D., An Introduction to Fire Dynamics. John Wiley & Sons Ltd. Chichester 1985.
- [9] VVS-handboken, Tabeller och diagram. Förlags AB VVS. Stockholm 1974.

- [10] ROHSENOW, W.M., HARTNETT, J.P., Handbook of Heat Transfer. McGraw-Hill Book Company. New York 1973.
- [11] WICKSTRÖM, U., A numerical procedure for calculating temperature in hollow structures exposed to fire. Department of Structural Mechanics. Lund Institute of Technology. Report 79-3. Lund 1979.
- [12] HOTTEL, H.C., Radiant Heat Transmission (in Heat Transmission by McADAMS, W.H), 3rd edition Chapter 3. McGraw-Hill Book Company. New York 1954.
- [13] MacLEAN, J.D., Thermal conductivity of wood. Transaction American Society of Heating and Ventilation 47, pp 323-354, 1941.
- [14] ANDERSSON, L. and JANSSON, B., En undersökning av gipsskivans termiska egenskaper. Teori och försök. Report LUTVDG/ (TVBB-5001). Department of Fire Safety Engineering, Lund Institute of Science and Technology. Lund 1986.
- [15] LANGES HANDBOOK OF CHEMISTRY, Twelfth Edition. McGraw-Hill Book Company, New York, 1979.
- [16] KRONVALL, J., Air flows in building components. Report TVBH-1002. Division of Building Technology, Lund Institute of Science and Technology. Lund 1980.
- [17] FREDLUND, B., Calculation of the fire resistance of wood based boards and wall constructions. Report LUTVDG/TVBB-3053. Department of Fire Safety Engineering, Lund Institute of Science and Technology. Lund 1990.
- [18] FREDLUND, B., Beräkning av bidraget till brandmotståndet från skivmaterial och träpaneler. Report LUTVDG/TVBB-3046. Department of Fire Safety Engineering, Lund Institute of Science and Technology. Lund 1989.

