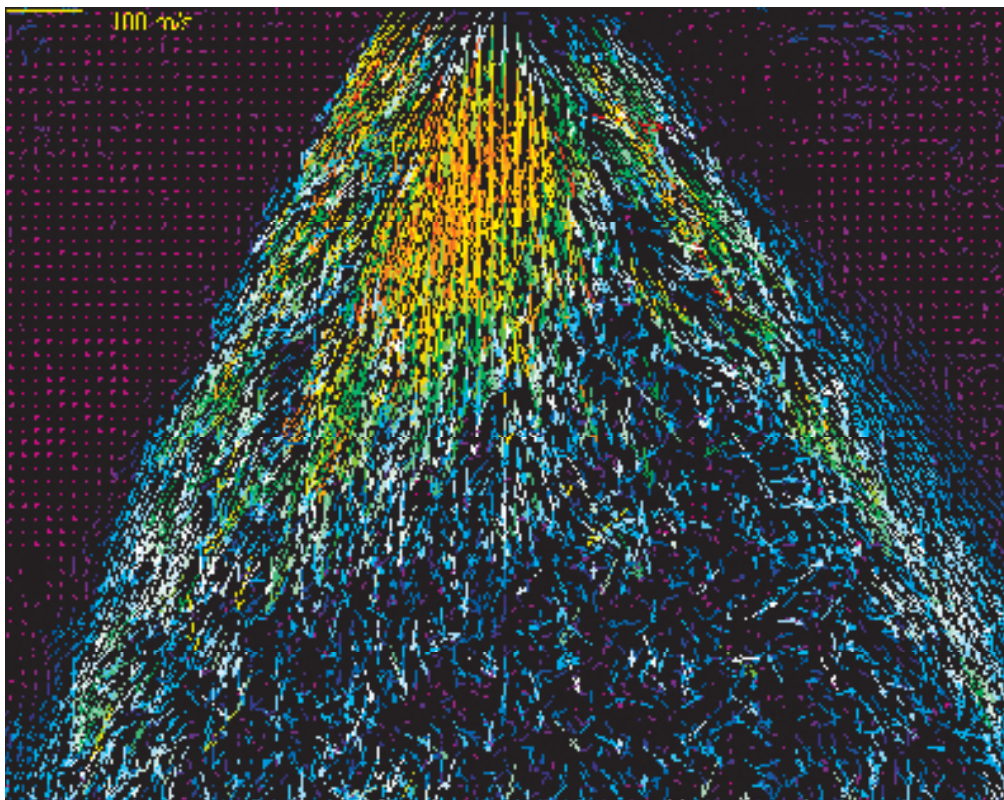


Vattendimma: Teori, fysik, simulering

Brandforsk projekt 514-021



Abstract

Water mist: Theory, physics and simulation

The use of water mist for fire extinguishment has increased heavily in recent years. The main reason is the abandonment of halon-based extinguishing system in favor of environmentally friendlier systems. Together with the increased usage of water mist has followed a fast evolution of existing techniques for producing relevant droplets for a chosen enclosure and probable fire scenario. This has called for a more detailed and thorough understanding of the interaction between water and the fire/fire environment. In this report are gathered physical and theoretical descriptions of the water droplet dynamics in a fire environment. Also are included descriptions of different simulation tools for simulating fire extinguishment or fire control by water mist systems.

Key words: Water mist, CFD, literature survey

**SP Sveriges Provnings- och
Forskningsinstitut**
SP Rapport 2004:15
ISBN 91-7848-988-1
ISSN 0284-5172
Borås 2004

**SP Swedish National Testing and
Research Institute**
SP Report 2004:15

Postal address:
Box 857,
SE-501 15 BORÅS, Sweden
Telephone: +46 33 16 50 00
Telex: 36252 Testing S
Telefax: +46 33 13 55 02
E-mail: info@sp.se

Innehållsförteckning

	Abstract	2
	Innehållsförteckning	3
	Förord	5
1	Bakgrund	7
1.1	Behov av analytiska dimensioneringsmetoder för brandsäkerhet	7
1.2	Behov av analytiska modeller för släcksystem	8
1.3	Behov av analytiska modeller för vattendimsystem	8
2	Fenomen relaterade till bildning, transport, förångning och släckverkan av vattendroppar	9
2.1	Droppbildning från munstycken och olika typer av munstycken	9
2.1.1	Modeller för att beskriva droppbildningen	10
2.2	Droppstorleksfördelning efter droppbildning	11
2.2.1	Kollision mellan droppar med åtföljande koagulation	14
2.3	Uppbromsning av droppar-sprayens aerodynamiska egenskaper	14
2.3.1	Fallhastigheten för enstaka droppar i luft	14
2.3.2	Retardation och acceleration av enstaka vattendroppar	17
2.3.3	Retardation av vattendroppar i en spray	18
2.4	Förångning av vattendroppar	21
2.5	Vattendroppars släckverkan	27
2.6	Absorption av strålning i vattendimma	31
2.7	Strålningsmodeller i Simuleringsverktyg	38
3	CFD-modeller	40
4	Zonmodeller	45
4.1	BRANZfire 2002.7	46
4.2	WATMIST	47
4.3	OPTI-mist	48
4.4	Test i BRANZFIRE	49
4.4.1	Testområde	49
4.5	Beräkningsområdet i BRANZFIRE	50
4.5.1	Resultat Försök 1	51
4.5.2	Resultat Försök 2	52
4.6	Test II, BRANZfire	55
4.7	FDS	56
4.7.1	Beräkningsområde	56
4.7.2	Inställningar för vattendimmsystemet	57
4.7.3	Bekämpning av branden lokalt	57
4.7.4	Resultat T15LPWV-test med lågtryckssystem med ventilation på grovt beräkningsnät	57
4.7.5	Resultat T15LPWV-test med lågtryckssystem med ventilation på det fina beräkningsnätet	59
4.7.6	Resultat T41FB-test utan sprinklersystem och utan ventilation på det fina beräkningsnätet	60
4.7.7	Jämförelse av resultat med olika beräkningsnät	61
4.7.8	Sammanfattning	61
4.8	Fluent	62
4.8.1	Beräkningsområde	62
4.8.2	Modeller	63

4.8.3	Sprinklerinställningar	64
4.8.4	Ventilation	64
4.8.5	Initialisering och beräkning	64
4.8.6	Resultat	64
5	Programmets användarvänlighet	66
5.1	BRANZFIRE	66
5.2	FDS	67
5.3	Fluent	67
5.4	Sammanfattning	68
5.4.1	BRANZFIRE	68
5.4.2	FDS	68
5.4.3	Fluent	68
6	Jämförelser	68
7	Inverkan av rummets storlek och ventilation	69
	Referenser	72

Förord

Vattendimma har allt mer kommit att framstå som ett trovärdigt alternativ för att ersätta en stor del av tidigare halon-baserade släcksystem. Det intressanta och lite paradoxala är att mekanismerna för det troligen äldsta kända släckmedlet för bränder, vatten, har visat sig vara tämligen komplicerade att förstå och beskriva, när det används i form av vattendimma. Detta kan delvis förstås utifrån det faktum att vatten tidigare främst tillförts i kraftigt överskott och att släckeffektiviteten då dominerats av vattnets förmåga att kyla ner fasta ytor och pyrolysområden. Användandet av vattendimma medför att den totala vattenmängden minskar samtidigt som vattnet utnyttjas mer effektivt till att kyla och interagera med gasfasen i brandrummet. Genom förångning av vatten sänks partialtrycket av syre vilket kan bidra till att branden släcks. Vatten uppför sig i detta fall nästan som en gas, jämförbart med exempelvis släcksystem baserade på koldioxid. Emellertid kvarstår vattnets kylande förmåga samt dess förmåga att absorbera strålning vilket har stor betydelse för släckeffektiviteten. Till detta kommer att introduktionen av små vattendroppar med hög rörelseenergi i brandrummet bidrar till en omrörningseffekt som också påverkar brandutvecklingen. Genom att variera droppstorleksfördelningen, rörelsemängd och vattenmängd påverkas olika delar av släckförloppet. Denna rapport ger en sammanställning av de mekanismer som styr vattendimmans släckeffektivitet. I rapporten redovisas också olika simuleringsverktyg som kan användas för att simulera släcksystem baserade på vattendimma.

1 Bakgrund

1.1 Behov av analytiska dimensioneringsmetoder för brandsäkerhet

Krav på brandsäkerhet påverkar utformning av byggnader och konstruktioner. Detta får stor betydelse för estetik, funktion och kostnader och självklart även för säkerheten vid brand. Traditionellt har i de flesta länder byggnadstekniska brandskydd styrts av detaljerade regelverk. Konstruktionsdelars brandegenskaper bestäms här från standardiserade tester som rankar produkter. Trots att detta tillvägagångssätt kan tyckas rimligt ligger det ett problem i det faktum att klassificeringsmetoderna knappast representerar verkliga brandscenarier eller ger information om någon kritisk parameter som är relevant vid en ingenjörsmässig analys. Man har konstaterat att resultatet från de flesta brandtekniska provningsmetoder endast återspeglar hur materialet beter sig för brandexponeringen vid testen och ej kan överföras till andra brandscenarier. Resultatet blir att säkerhetsnivån ibland blir för hög, med allt för höga kostnader som följd, och ibland för låg, med oacceptabla risker som följd.

Nya framsteg i byggnadsteknik kombinerat med en ökad kunskap om brandfenomen och mänskligt beteende har lett fram till en världsomfattande trend mot att ersätta detaljerade regelverk för brandskydd med ett funktionsbaserat angreppssätt. Det gör det möjligt att använda två projekteringsmetoder för att påvisa tillfredsställande brandsäkerhet, förenklad dimensionering och analytisk dimensionering. Analytisk dimensionering definieras i Boverkets byggregler (BBR) och tillämpas framförallt vid dimensionering av brandskyddet i större komplexa byggnader eller byggnader där det kan vistas ett mycket stort antal personer. Sverige har här varit ett föregångsland. Funktionsbaserade regelverk finns nu även i Storbritannien, Nya Zeeland, Australien, Japan, Norge, Finland och Danmark. Vid analytisk dimensionering måste framtagandet av en brandskyddslösning och utvärderingen av denna präglas av en helhetssyn på den uppförda byggnaden. Dimensioneringsmetoden bygger ofta på beräkningar och simuleringar för att verifiera att samhällets krav på tillfredsställande brandskydd har uppnåtts.

Samma metodik som används vid dimensionering kan också tillämpas vid kontroll av brandskydd i redan existerande byggnader t.ex. vid tillsyn eller i samband med systematiskt brandskyddsarbete. Behovet av att använda analytiska verktyg för att verifiera säkerheten vid tillsyn har ökat i takt med att användningen har blivit vanligare även vid dimensionering. För denna typ av byggnader går det inte att använda traditionella preskriptiva metoder (förenklad dimensionering) vid tillsyn. Även här måste analytiska metoder användas för att avgöra vad som är acceptabelt eller inte. I samband med att systematiskt brandskyddsarbete introduceras ökar behovet av att kunna värdera säkerheten analytiskt ytterligare, eftersom en hel del äldre fel och brister förväntas uppdagas, men där förutsättningarna att åtgärda dem är begränsade vilket gör det svårt att utgå från förenklad dimensionering.

Denna nya friare dimensioneringsprocess kan också leda till minskade kostnader med ett fullgott brandskydd. Dimensioneringsmetoder baserade på beräkningsprogram håller nu på att bli så utvecklade att de används för praktiskt bruk i brandtekniska riskvärderingar. Det finns idag beräkningsprogram tillgängliga för beräkning av brandspridning, spridning, av brandgas, brandgasventilation, detektoraktivering, verkan av släcksystem, bedömning av brandmotstånd och bärförmåga och utrymning.

Det råder dock en stor osäkerhet om vilka begränsningar olika modeller har och vilka krav som behöver ställas på en utförd beräkning i form av osäkerhetsanalyser, dokumentation mm. Ett annat problem är att ett stort antal olika metoder kan användas för att visa på att en lösning uppfyller uppsatta krav och slutresultatet kan bli beroende på detta metodval. Detta har medfört att konsulter, fastighetsägare och myndigheter (vid tillsyn) kan göra helt olika bedömningar. Ett aktuellt exempel är Aula Magna vid Stockholms Universitet där olika brandtekniska bedömningar resulterat i ett överklagande till Länsrätten i Stockholms Län.

En konsekvens av denna osäkerhet är att det faktiska brandskyddet kan bli otillräckligt utan att det upptäcks vid projektering eller systematiskt brandskyddsarbete och förmodligen inte heller vid tillsyn. Det kommer i sin tur att drabba brukaren av byggnaden eller räddningstjänstens personal vid en eventuell insats. I ett sådant fall kommer de utsatta att vara ovetande om denna risk.

1.2 Behov av analytiska modeller för släcksystem

Ett stort problem med olika brandsläckningssystem är att förstå hur släckmedel bör fördelas i brandrummet för att uppnå en snabb och effektiv släckning. Detta gäller speciellt för system med vattendimma vilket används mer och mer i dag. Modellering av spraybildning och transport av vattendroppar är därför viktigt. Ända sedan sprinklern uppfanns har teknologin utvecklats och idag finns det hundratals olika metoder för att så effektivt som möjligt försöka fördela vattnet. Utvecklingen har ofta drivits av olika tillämpningar och specifika tester för att lösa praktiska brandproblem. Tillgång på datakraft och avancerade modeller har ökat drastiskt under senare år och det långsiktiga målet är att få tillgång till metoder som möjliggör analytisk dimensionering av släckförlopp, vilket väsentligt kommer att underlätta spridningsoptimering.

1.3 Behov av analytiska modeller för vattendimsystem

Användningen av vattendimma i släcksystem, d.v.s. vatten i form av mycket små droppar, ökar allt eftersom teknikutvecklingen på denna front går framåt. Vattendimsystem kan ses som ett komplement till de traditionella sprinklersystemen, som använder sig av större droppar, eftersom släckeffekterna blir olika beroende på hur finfördelat vattnet är. Vid traditionell vattensläckning utnyttjas vätskans kylande förmåga för att sänka temperaturen på ytor. Detta minskar pyrolyshastigheten och därmed bildningen av brännbara gaser.

Vattendimman däremot fungerar mer likt en gas och sänker temperaturen på flammen. Kontaktytan mellan gas och vätska blir större per liter tillsatt vatten, ju mindre dropparna är. Vattnet kan därmed lättare förångas och ta upp energi från branden. Allt för små droppar kan dock medföra ett för lågt rörelsemoment hos dropparna för att dessa skall kunna tränga in i flamzonen. Vattendimsystem utnyttjar en mindre mängd vatten än sprinklersystem vilket bl.a. medför att vattenskadorna kan minskas.

Brandexperiment är kostsamma att utföra och mycket hopp har på senare år fästs vid möjligheten av att kunna *simulera* brandförlopp och släckförlopp med hjälp av olika modeller och beräkningsverktyg. Detta arbete avser att belysa några sådana verktyg med avseende på deras:

- Modeller

- Användarvänlighet
- Simuleringsförmåga (i betydelsen ”återskapa experimentella resultat”)

Denna undersökning är fokuserad på modellernas förmåga att simulera släckning med vattendimma/sprinkler. Två modellmässigt skilda koncept beskrivs i rapporten: CFD-baserade (Computational Fluid Dynamics) verktyg och Zonmodells-baserade simuleringsverktyg.

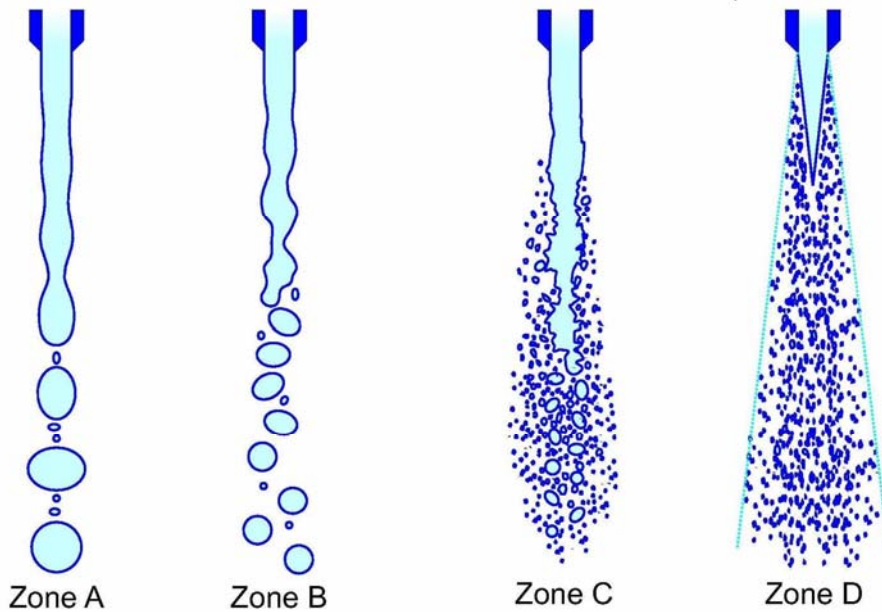
2 Fenomen relaterade till bildning, transport, förångning och släckverkan av vattendroppar

2.1 Droppbildning från munstycken och olika typer av munstycken

Det finns tre huvudtyper av spraymunstycken, tryckmunstycken, roterande munstycken och tvåfluidmunstycken. I vattendimmsystem är det vanligast med tryckmunstycken även om tvåfluidmunstycken och spraymunstycken förekommer. Det finns tre olika mekanismer för att producera en spray, med hjälp av swirl (rotation), genom kolliderande vattenstrålar och genom direkt droppbildning från en turbulent vattenstråle när den lämnat munstycket. Det vanligaste sättet i vattendimmsystem är en direkt droppbildning från en turbulent vattenstråle. Hur detta uppbrott sker beror bl.a. på strålens hastighet och diameter. Det finns fyra olika sätt på vilka droppar kan bildas från en vattenstråle:

- A “Rayleigh breakup” området. Droppbildningen sker långt från munstycket. Dropparnas diameter blir större än diametern på hålet i munstycket.
- B “First Wind-induced breakup”. Droppbildningen sker på ett avstånd av flera munstycksdiametrar från utloppet. Dropparnas diameter blir av samma storleksordning som hålet i munstycket.
- C ”Second wind-induced breakup”. Droppbildningen sker en bit från munstycket. Dropparnas diameter blir mindre än diametern på hålet i munstycket.
- D ”Atomization”. Droppbildningen sker vid utgången från munstycket. Dropparnas diameter blir mycket mindre än diametern på hålet i munstycket.

I Figur 1 visas en schematisk bild av de tre första uppbrottsförloppen för en vattenstråle

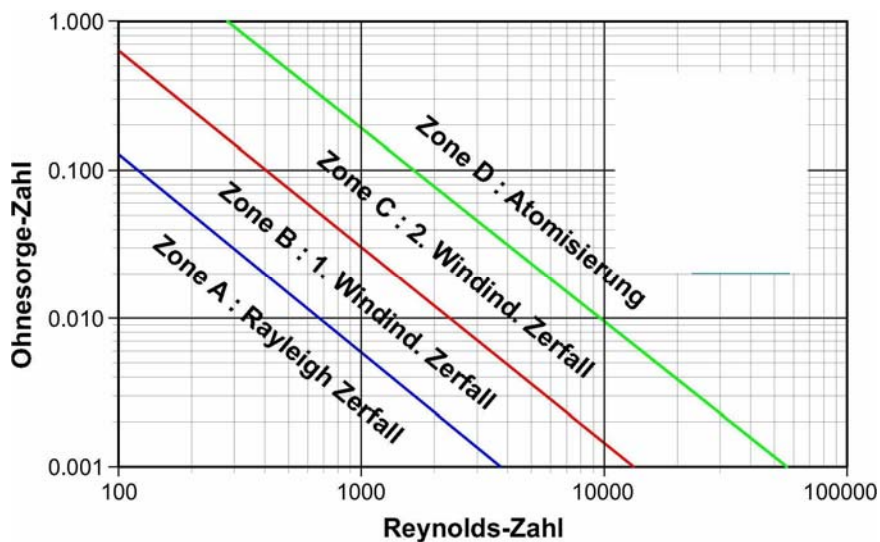


Figur 1 Olika droppbildningsätt¹

Det som avgör vilken typ av droppbildningsmekanism som dominerar är Reynoldstalet och Ohnesorge-talet för dropparna. Ohnesorge-talet, Oh , är ett uttryck för förhållandet mellan viskösa krafter och ytspänningen:

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\rho \sigma d}}$$

Där μ är vätskans viskositet (Ns/m^2), σ dess ytspänning (N/m) och ρ dess densitet.



Figur 2 Droppbildningsätt vid olika Reynolds- och Ohnesorge tal¹

2.1.1 Modeller för att beskriva droppbildningen

Der finns många teorier som har använts för att beskriva droppbildning från en vätskestråle, Kelvin Helmholtz teori, Huh atomiserings modell, Reitz teori etc². Problemet har stor praktisk betydelse för en mängd olika tillämpningsområden, som t.ex. diesel-

injektion, strålrör, sprayteknolog etc. Olika angreppssätt inkluderar:

- Aerodynamisk sönderdelning.
- Kavitation.
- Vätsketurbulens i munstycket.
- Omfördelning av hastighetsprofil.
- Oscillerande tryck i den tillförda vätskan.

Det finns ingen modell som generellt beskriver hela droppbildningsprocessen. Modellerna innehåller oftast empirisk information från experiment och är anpassade till enkla typer av munstycken för att ge så bra resultat som möjligt. Dessa modeller kan användas när mätdata inte finns tillgängliga. Det är även experimentellt mycket svårt att mäta inne i droppbildningsprocessen.

Det alternativ som finns är att med laserbaserade tekniker mäta upp dropparnas hastighets- och storleksfördelning på en kontrolllyta omedelbart efter det att strålen brutits upp³. Dessa data kan sedan användas till indata i simuleringsprogram. Denna teknik har tidigare använts både i förbrännings- och i sprinklersammanhang^{4,5}.

2.2 Droppstorleksfördelning efter droppbildning

Uppbrottet till en spray resulterar i olika stora droppar. Små droppar (<2mm) är i stort sett sfäriska och kan beskrivas med en diameter. För att beskriva en spray använder man sig av statistiska metoder för att beskriva storleksfördelningen. Några vanliga medelvärden som används för att karakterisera en spray som har x_i antal droppar med diametern d_i är:

- a) Medeldiameter

$$d_1 = \frac{\sum x_i \cdot d_i}{\sum x_i} \quad (2.1)$$

- b) Ytmedeldiameter

$$d_2 = \left(\frac{\sum x_i \cdot d_i^2}{\sum x_i} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

- c) Volym medeldiameter

$$d_3 = \left(\frac{\sum x_i \cdot d_i^3}{\sum x_i} \right)^{1/3} \quad (2.3)$$

- d) Sauter medeldiameter som även kallas volym-ytmedelvärde är den diameter på en droppe vars förhållande mellan volym till yta är samma som för hela sprayen. Den kallas ibland d_{32} eller SMD och används ofta för att karakterisera en spray.

$$d_{32} = \frac{\sum x_i \cdot d_i^3}{\sum x_i \cdot d_i^2} = \frac{d_3^3}{d_2^2} \quad (2.4)$$

- e) Mediandiameter

50% av en egenskap (diameter, yta, volym etc) har droppar som är mindre (eller större) än detta värde.

- f) Övre och nedre kvartilen av en egenskap

25 % respektive 75 % är större än detta värde.

Det vanligaste sättet att ange ett värde som representerar sprayen är Sauter och/eller volymmedeldiameter.

Experimentellt har man funnit att uppmätta droppstorleksfördelningar ofta kan beskrivas av två välkända statistiska fördelningsfunktioner:

- Lognormalfördelningen

$$y = \left(\frac{1}{d \cdot \sigma_{\ln} \cdot (2\pi)^{1/2}} \right) \cdot \exp \frac{-(\ln(d/d_m))^2}{2\sigma_{\ln}^2} \quad (2.5)$$

där y är sannolikheten för att en droppe skall ha diametern d , σ_{\ln} variansen för den lognormala fördelningen och d_m mediandiametern. Man kan använda olika mått för d_m men vanligast är volymmedeldiameter och volymmediandiameter.

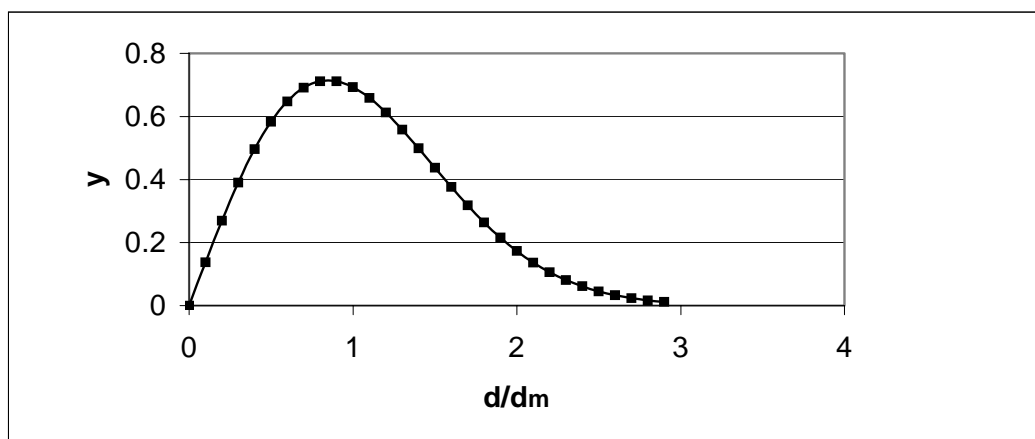
- Rosin-Rammler fördelning

$$y = \gamma \cdot \beta \cdot \frac{d^{\gamma-1}}{d_m^\gamma} \cdot \exp \left(-\beta \cdot \left(\frac{d}{d_m} \right)^\gamma \right) \quad (2.6)$$

där y är sannolikheten för att en droppe skall ha diametern d , γ och β konstanter som anpassas till sprayen.

I Figur 3 nedan visas fördelningsfunktionen för ett "impinging jet"-munstycke där $\gamma = 2$ och $\beta = 0.693$, dvs.

$$y = \frac{1.386 \cdot d}{d_v^2} \cdot \exp \left(-0.693 \cdot \left(\frac{d}{d_m} \right)^2 \right) \quad (2.7)$$

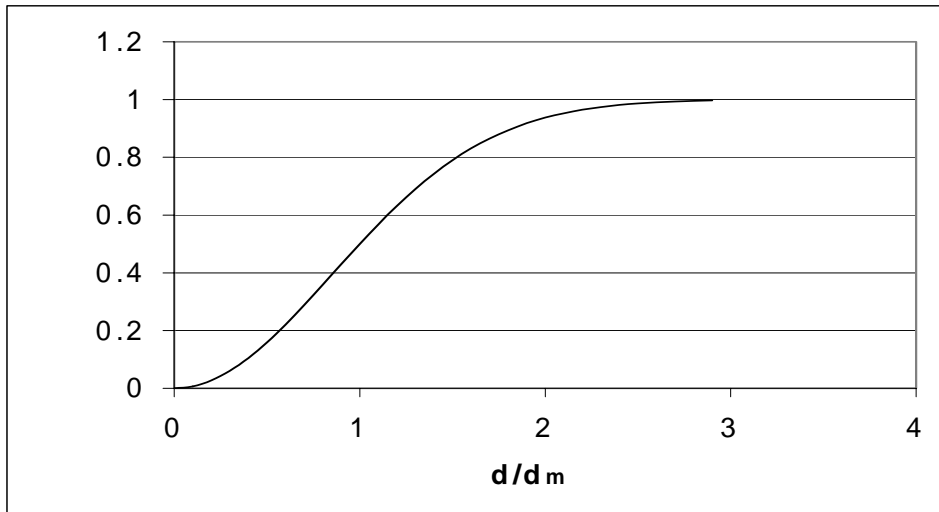


Figur 3 Rosin Rammler fördelning med $\gamma = 2$ och $\beta = 0.693$. d_m = volymmedeldiametern, ekvation (2.7)

Genom att integrera fördelningsfunktionen erhålles den kumulativa volymsfraktionen

$$CVF = 1 - \exp \left(-0.693 \cdot \left(\frac{d}{d_m} \right)^2 \right) \quad (2.8)$$

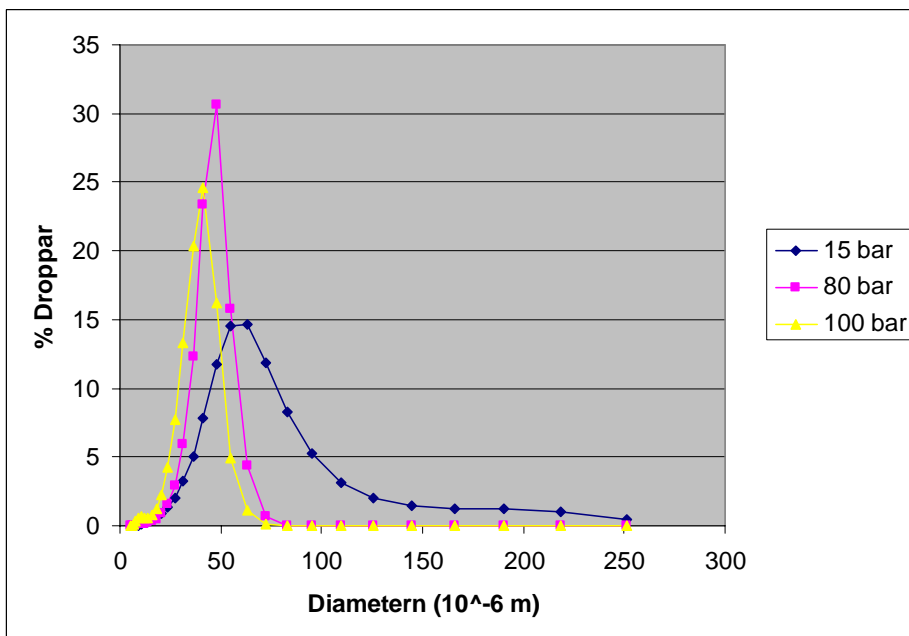
vilken visas i Figur 4.



Figur 4 Rosin Rammler kumulativ volyms fraktion CVF, ekvation (2.8).

d_m beror approximativt av kvadratroten av munstycksdiametern. Två "impinging jets" med ca 1,5 mm diameter som korsar varandra under 90° vinkel vid 7 bars tryck ger approximativt volymmedeldiameter = $350 \mu\text{m}$ och Sauter medeldiameter = $320 \mu\text{m}$.

Droppstorleksfördelningen minskar kraftigt för tryck upp till ca 7 bar. För högre tryck blir beroendet mer komplext och droppstorleken minskar med trycket. I Figur 5 visar tryckberoendet för ett munstycke.



Figur 5 Droppstorlekens beroende av trycket

I Tabell 1 visas d_{32} (Sauter medeldiameter) variation med trycket för sprayen i Figur 5.

Tabell 1 d_{32} variation med trycket

	15 bar	80 bar	100 bar
Sauter medeldiameter (d_{32})	41.30 μm	33.07 μm	23.70 μm

2.2.1 Kollision mellan droppar med åtföljande koagulation

Vid hög vattentäthet ökar risken för kollision mellan dropparna då de har olika hastigheter. Kollisioner kan leda till att dropparnas storlek ökar³. Man skiljer på termisk koagulation, förorsakad av Brownsk rörelse och koagulation, förorsakad av yttre krafter som tyngdkraften och turbulenta flöden¹³. Kollision bör beaktas när det har betydelse för resultatet, annars inte, då kollisionsmodeller dels inte är felfria och samtidigt ökar beräkningstiden kraftigt.

Principiellt kan kollision handteras på två sätt, antingen med en deterministisk modell som beräknar om droppar kommer att kollidera eller med statistiska metoder. O'Rourke kollisionsmodell är den mest använda av de statistiska metoderna².

2.3 Uppbromsning av droppar — sprayens aerodynamiska egenskaper

2.3.1 Fallhastigheten för enstaka droppar i luft

Flera olika krafter verkar på en vattendroppe som rör sig i luft. "Magnus-kraften", "Saffman-kraften" och "Faxen-kraften" kan försummas då droppens densitet är mycket större än den omgivande luftens¹³. De kvarvarande krafter som verkar på droppen är tyngdkraften och friktionskraften vilka kan beskrivas av Newton's andra lag.

$$\overline{F} = \frac{d}{dt} (m \cdot \overline{v}) = m \cdot \overline{g} - C_D \cdot \frac{\pi \cdot d^2 \cdot \rho_l}{8} \cdot (\overline{v} - \overline{v}_l) \cdot |\overline{v} - \overline{v}_l| + m_l \cdot \overline{g} \quad (2.9)$$

Detta uttryck skall möjligen modifieras så att man tar hänsyn till förångning av droppen, korrektionen kan ofta försummas⁵.

I ekvationen är:

\overline{F} = den totala kraft som verkar på droppen

$$m = \text{droppens massa} = \rho_w \cdot \frac{\pi d^3}{6}$$

ρ_w = vattnets densitet

d = droppens diameter

\overline{v} = droppens hastighetsvektor

\overline{g} = tyngdaccelerationen

\overline{v}_l = den omgivande luftens hastighetsvektor

C_D en faktor i friktionskraften som bl.a. är en funktion av Reynolds tal

$$\left(\frac{v \cdot d \cdot \rho_l}{\mu} \right)$$

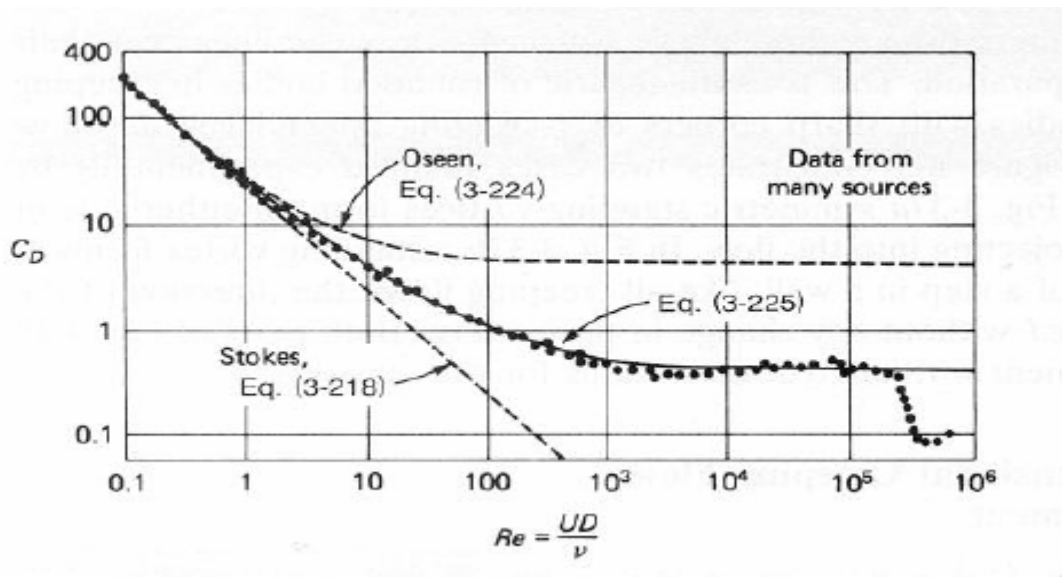
C_D en faktor i friktionskraften som bl.a. är en funktion av Reynolds tal

$$\left(\frac{v \cdot d \cdot \rho_l}{\mu}\right)$$

$$m_l = \text{massan av den undanträngda luften} = \rho_l \cdot \frac{\pi d^3}{6}$$

ρ_l = luftens densitet.

C_D finns bestämd för en mängd olika sfärdiametrar och Reynolds tal.



Figur 6 C_D faktorns beroende av Reynolds tal⁴ ($v = \mu/\rho$).

För små Reynolds tal kan man härleda sambandet mellan C_D och Reynolds tal,

$$C_D = \left(\frac{24}{Re}\right) \quad Re < 1 \quad (2.10)$$

$$C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0.6 Re^{2/3}) \quad Re < 1000 \quad (2.11)$$

För större Reynolds tal kan kurvan i figur approximeras med⁴.

$$C_D = \left(\frac{24}{Re}\right) + \frac{6}{1 + \sqrt{Re}} + 0.4 \quad Re < 10^5 \quad (2.12)$$

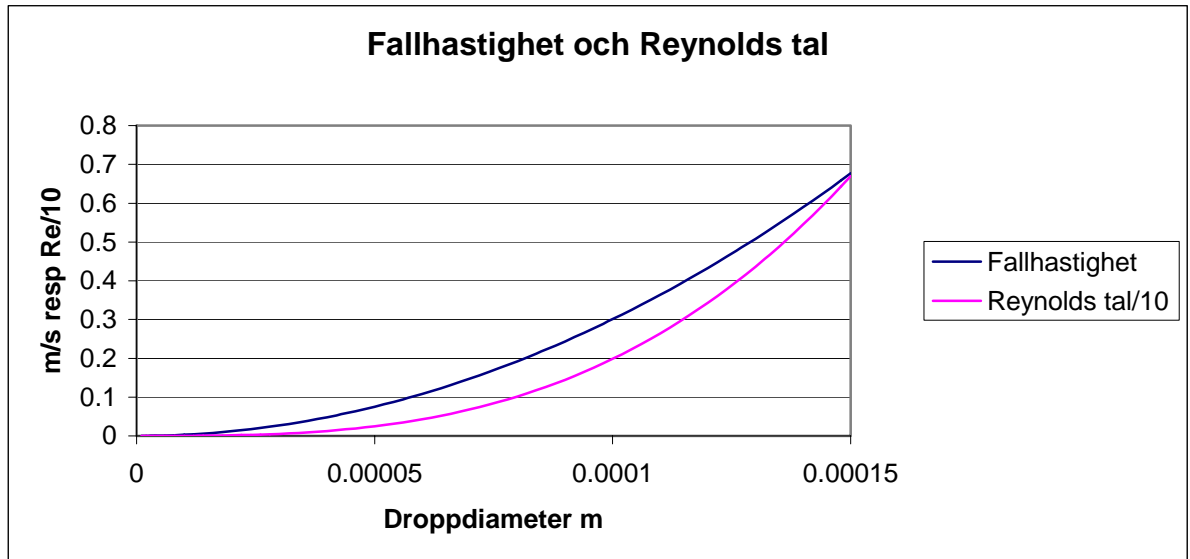
På grund av friktionskrafter bromsas droppar upp av friktionskraften. När kraftjämvikt råder, dvs. $\bar{F} = 0$ i ekvation (2.9), ges fallhastigheten av:

$$0 = m \cdot \bar{g} - C_D \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot (\bar{v} - \bar{v}_l) \cdot |\bar{v} - \bar{v}_l| + m_l \cdot \bar{g} \quad (2.13)$$

För små Reynolds tal ($Re < 1$) kan fallhastigheten, v_f , lösas ut till ett analytiskt uttryck genom att sätta in uttrycket för C_D , ekvation (2.10), i ekvation (2.13) varefter fallhastigheten kan beräknas till (Stokes lag):

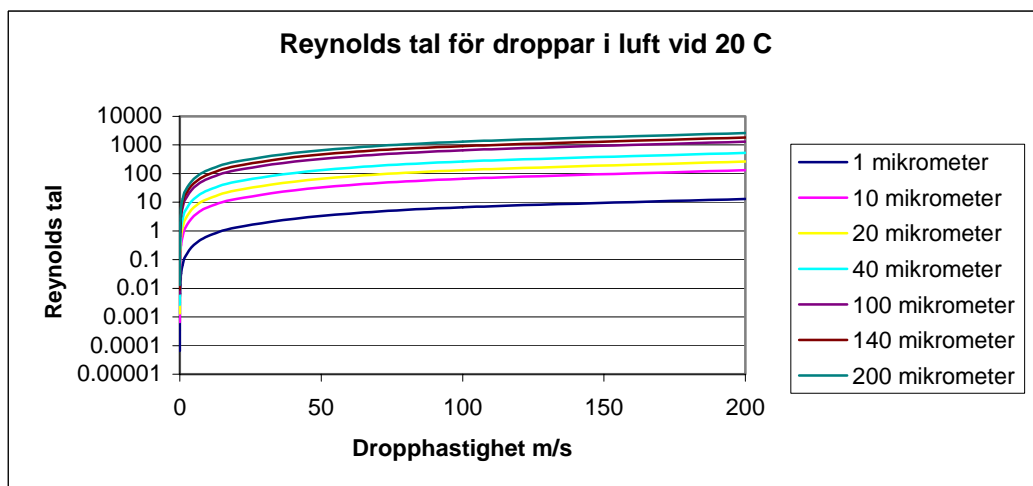
$$v_f = \frac{(\rho_w - \rho_l) \cdot g \cdot d^2}{18\mu} \quad (2.14)$$

I Figur 7 visas fallhastigheterna för olika droppstorlekar beräknade utifrån Stokes lag och Reynolds tal.

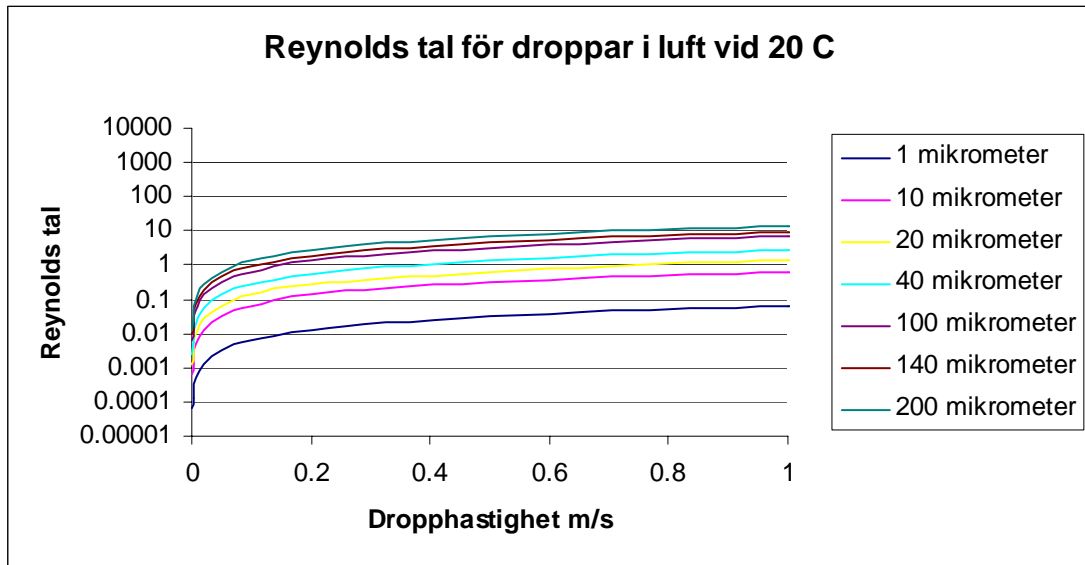


Figur 7 Fallhastighet för små droppar enligt Stokes lag.

Då Stokes lag gäller för $Re < 1$, framgår det av figuren att fallhastigheten kan beräknas analytiskt för vattendroppar med en diameter på upp till c:a 80 μm . För högre Reynolds tal måste man lösa (2.13) numeriskt och använda (2.11)-(2.12) som värde på C_D . I Figur 8-Figur 9 visas Reynolds tal för olika droppstorlekar och dropphastigheter i ett vattendimsystem.



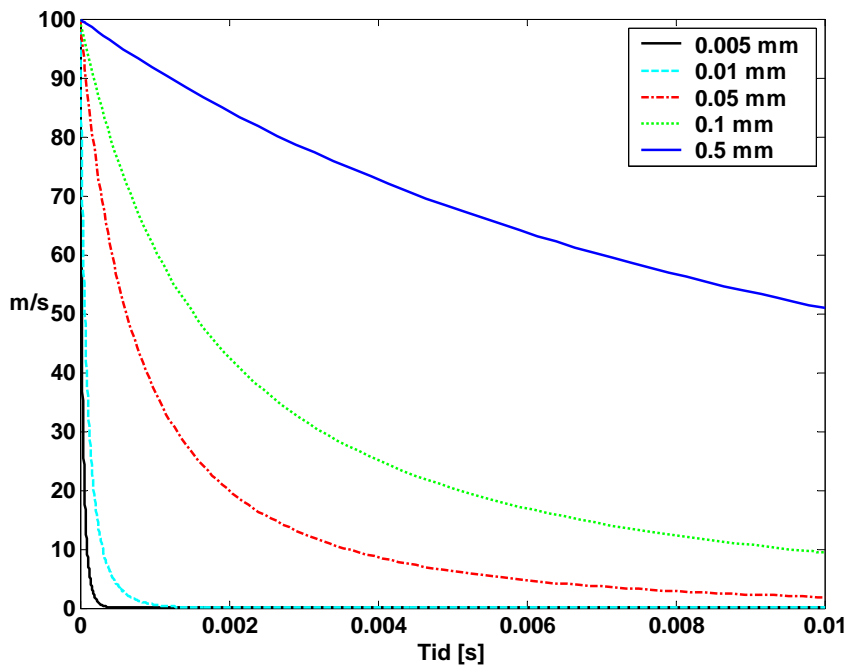
Figur 8 Reynolds tal för droppar med diametrar typiska för vattendimsystem som funktion av droppens hastighet (höga hastigheter)



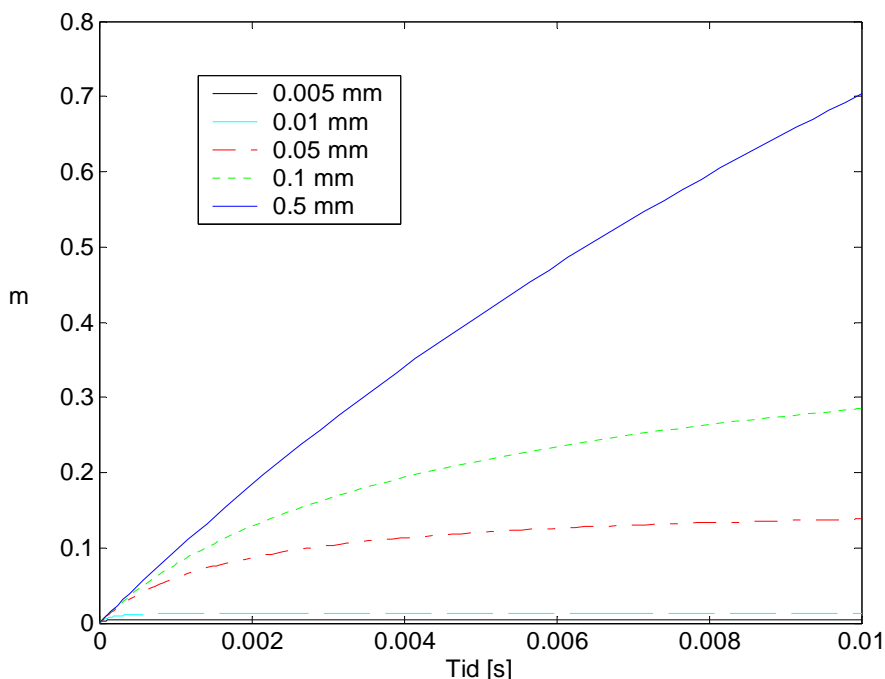
Figur 9 Reynolds tal för droppar med diametrar typiska för vattendimsystem som funktion av droppens hastighet (låga hastigheter)

2.3.2 Retardation och acceleration av enstaka vattendroppar

Vattendroppar som lämnar ett spraymunstycke har en initialhastighet som är mycket högre än droppens fallhastighet och de kommer därför att bromsas upp. Uppbromsningsförloppet och kastlängden kan beräknas med hjälp av ekvation (2.9). I Figur 10 och Figur 11 visas några beräkningsexempel för enstaka droppar under förutsättning att de kan betraktas som inerta sfärer dvs. ingen massavgång sker. Vidare förutsätts att den omgivande luften är stillastående.



Figur 10 Uppbromsningsförloppet i vertikal led för enstaka droppar i stillastående luft. Dropparnas hastighet som funktion av dess diametrar. Begynnelsehastighet 100 m/s.



Figur 11 Falllängd i vertikalled som funktion av tiden för droppar av olika storlek. Dropparnas begynnelsehastighet 100 m/s nedåt.

Som framgår av beräkningarna retarderas små droppar mycket snabbt. Droppstorlekar på 100 μm , typiska för vattendimsystem, retarderas på 0.01 sekund från 100 till 10 m/s på en sträcka av 0.3 m. Under sin passage genom luften förångas emellertid vattendroppen till en del beroende på luftens fuktighet och temperatur. Denna förångning påverkar flödesmotståndet (drag-kraften) och droppens storlek. Enligt *Gardiner*⁵ har massflödet från droppen endast en liten inverkan på C_D i (2.9). Droppens storleksreduktion genom förångning ökar uppbromsningen av droppen och reducerar ytterligare falllängden.

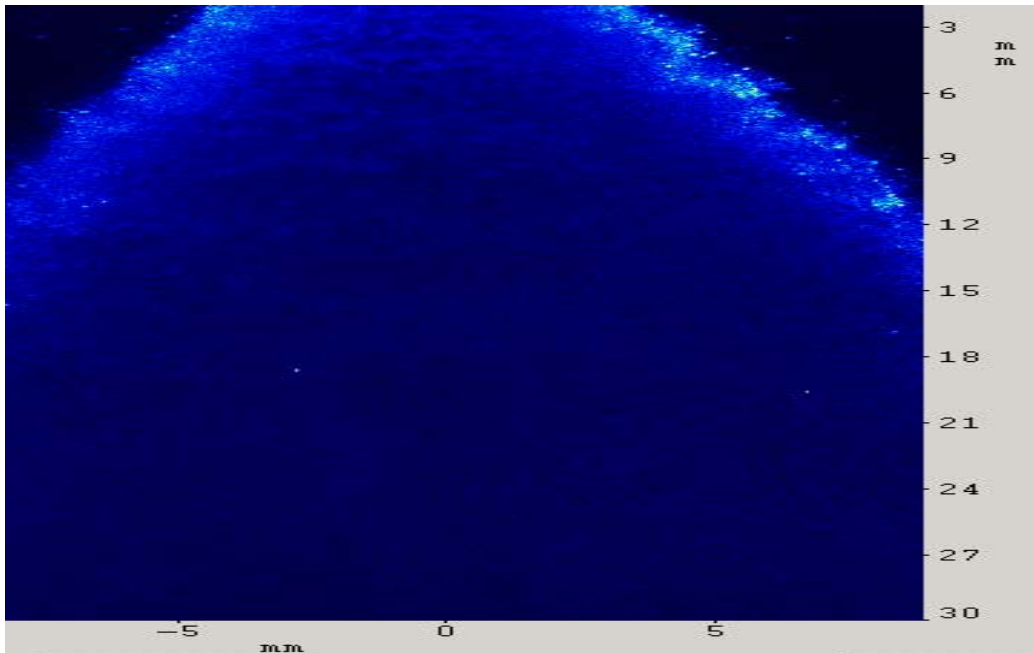
Som framgår av beräkningarna för enstaka droppar blir kastlängden i luft för enstaka droppar med diametrar < 100-200 μm (typiska för vattendimsystem) mycket kort även om de har begynnelsehastigheter som motsvarar vattentryck tryck upp till 100-200 bar över munstycket.

De enda möjligheterna för att öka kastlängden är att reducera den relativa hastigheten mellan droppe och luft och/eller att reducera luftens temperatur.

2.3.3 Retardation av vattendroppar i en spray

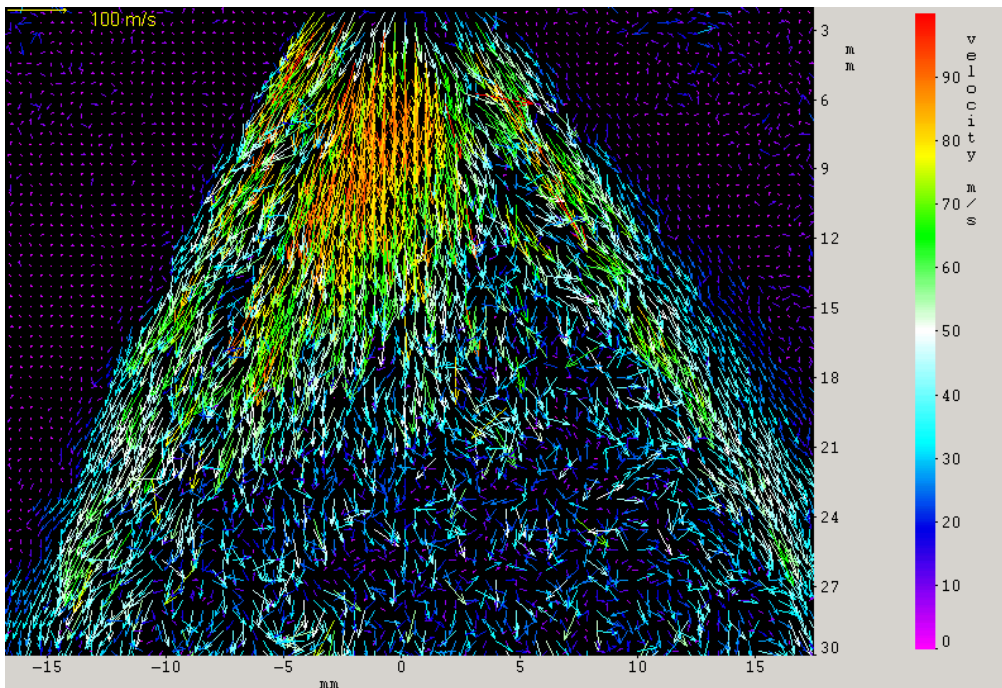
Den rörelsemängd som dropparna förlorar vid uppbromsningen mot luften överförs till den omgivande luften som sätts i rörelse med samma riktning som droppen. I en spray som har många droppar medför det att en stor mängd luft sugas in i sprayen. Denna acceleration av den omgivande luften medför att del relativa hastigheten mellan dropparna och luften minskar vilket medför att dropparnas kastlängd ökar. Hur snabbt denna insugning sker beror till en del på hur munstycket sprider vattendropparna. De vanligaste spraytyperna är fullkon och hålkon. I fullkonen sprids vattnet jämt över hela spridningsvinkeln och i hålkonen endast i ett begränsat område längst ut i konen.

I Figur 12 visar droppfördelningen för ett munstycke (80 bar, $d=1$ mm) som ger en hålkon. I försöket har en laserstråle i form av ett ljusark sänts genom snitt mitt i sprayen.



Figur 12 Droppfördelning i en spray med hålkon.

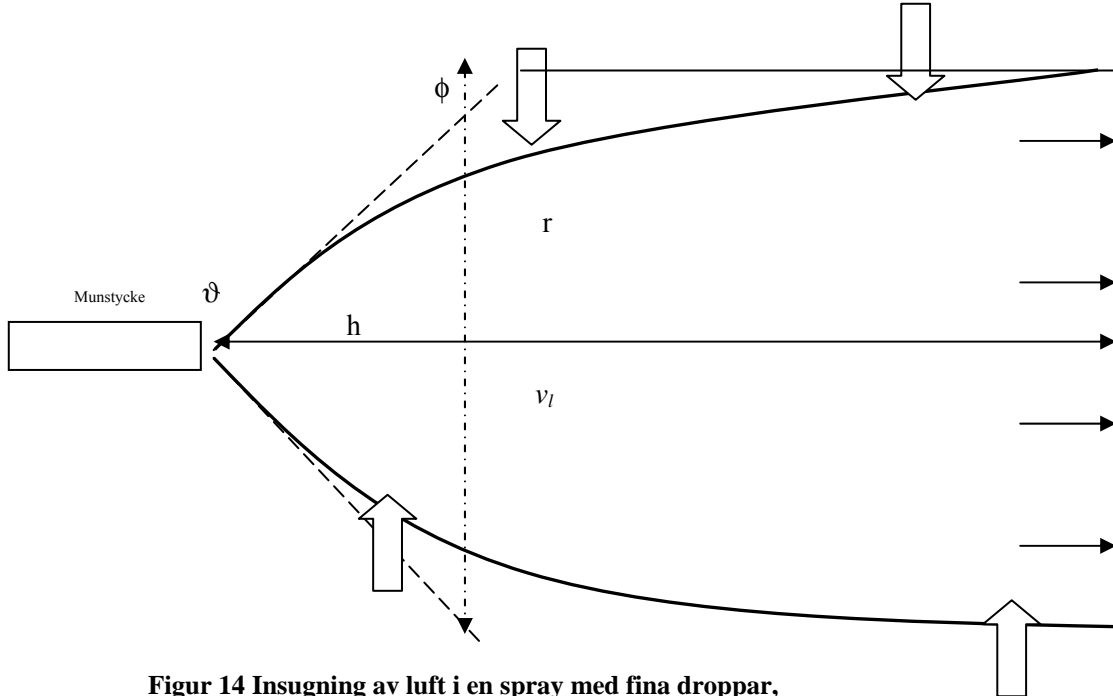
Genom att analysera två bilder som i Figur 12, vilka tagits med en given tidskillnad kan hastighetsfältet experimentellt bestämmas. Denna typ av mätutrustning kallas PIV: ”Particle Induced Velocimetry”. I figur Figur 13 visas hastighetsfältet för sprayen i Figur 12.



Figur 13 Hastighetsfältet i en spray (hålkon, 80 bar, munstycksdiameter = 1mm).

Av Figur 13 framgår att dropparna i sprayen har bromsats upp från 90-100 m/s till 10-30 m/s på 0.3 m och att strömningsbilden inne i hålkonen är mycket komplex.

För ett munstycke som ger en fullkon blir insugningen av luft jämnare och visas schematiskt i Figur 14.



Figur 14 Insugning av luft i en spray med fina droppar, fullkon.

När dropparna har bromsats upp följer de med en luftström som har samma hastighet som dropparna. Man kan göra en enkel överslagsberäkning för kastlängden från denna typ av munstycker om man antar att luften får en jämn hastighet över ett tvärsnitt på konen.

Om sprayen är riktad horisontellt med massflödet \dot{m}_w , utgångshastigheten v_0 , och den insugna luften har en hastighet v_l på avståndet h från munstycket där radien är r (ytan ges då av $\pi \cdot r^2$) så leder konservering av rörelsemängden till:

$$\dot{m}_w \cdot v_0 = \rho_l \cdot \pi \cdot r^2 \cdot v_l \cdot v_l + \dot{m}_w \cdot v \quad (2.15)$$

Då avståndet för munstycket ökar, ökar även den insugna luftmängden och därmed dess del av den totala rörelsemängden. Försummas den återstående rörelsemängden från dropparna i förhållande till luftens rörelsemängd, dvs om man antar att

$$\dot{m}_w \cdot v \ll \rho_l \cdot \pi \cdot r^2 \cdot v_l \cdot v_l$$

kan luftens medelhastighet i sprayen beräknas som

$$v_l \approx \sqrt{\frac{\dot{m}_w \cdot v}{\rho_l \cdot \pi \cdot r^2}} \quad (2.16)$$

vilket kan förenklas till

$$v_l \approx \frac{\sqrt{m_w^* \cdot p^{0.5}}}{r} \quad (2.17)$$

eftersom

$$v \approx \sqrt{\frac{2 \cdot p}{\rho_w}}$$

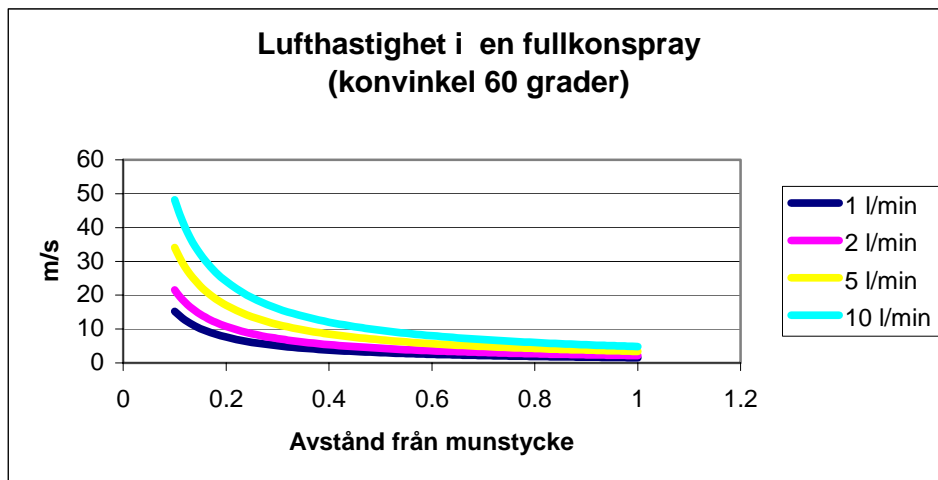
där p är trycket över munstycket.

Radien, r , i konen är en funktion av konvinkeln, ϑ i sprayen och den vinkel som en turbulent jet breddas med, ϕ (approx. 11°) vilket ger:

$$r \approx h \cdot \tan\left(\left(\vartheta/2 + \phi\right) \cdot \frac{1}{2}\right) \quad (2.18)$$

När ϑ är större än 45° är $r \approx h \cdot \tan(\vartheta/4)$.

I Figur 15 visas beräkningar av lufthastigheten i en fullkonspray vid några olika vattenflöden genom ett 100 bars munstycke.



Figur 15 Medellufthastighet i en spray (60 graders konvinkel, 100 bars tryck) vid olika vattenflöden beräknade med (2.17) och (2.18).

Av beräkningen framgår att lufthastigheten i en fullkon-spray, med gjorda antaganden, är mindre än 5 m/s efter en meters avstånd för vattenflöden upp till 10 l/min.

För att noggrannare kunna beräkna fördelningen av vattendimma i ett brandrum krävs mycket detaljerade beräkningar som tar hänsyn till individuella droppars rörelse och förångning såväl som till brand- och sprayinducerade gasflöden. I kapitel 3.1 beskrivs några avancerade modeller som tar viss hänsyn till de i kapitel 2 beskrivna fenomenen.

2.4 Förångning av vattendroppar

Vattendropparnas förångning beror på temperaturen och fuktigheten i den omgivande gasen. Är temperaturen under 100°C begränsas det maximala ångtrycket av mättningstrycket vid den omgivande temperaturen, dvs det finns en övre gräns för hur mycket som

kan förångas. Är temperaturen över 100°C kan den omgivande gasen bestå av enbart vattenånga.

I det följande beaktas endast de fall då temperaturen är över 100°C. Även dropparnas uppvärmning från begynnelsestemperaturen till 100°C försummas eftersom den energi som går åt att värma upp en droppe till 100°C är betydligt mindre än den energi som krävs för att förånga vattnet.

Volymförändringen hos droppen över tiden ges av uttrycket

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{6} \Pi \frac{dd^3}{dt} = \frac{1}{6} \Pi \cdot 3d^2 \frac{dd}{dt} = \frac{\Pi}{2} d^2 \frac{dd}{dt} \quad (2.19)$$

Den konvektiva värmeöverföringen till en droppe som rör sig i varm luft är proportionell mot temperaturdifferensen ΔT mellan gas och vätska, värmeövergångstalet h och mot kvadraten på diametern vilket ger

$$\frac{dQ}{dt} = h \cdot A \cdot \Delta T = h \cdot 4 \cdot \Pi \cdot \left(\frac{d}{2}\right)^2 \cdot \Delta T \quad (2.20)$$

där Q är energi.

Då vattnets uppvärmning till 100°C försummas blir den av droppen upptagna energin:

$$\frac{dQ}{dt} = -H_v \cdot \rho_w \cdot \frac{dV}{dt} = -H_v \cdot \rho_w \cdot \frac{\Pi}{2} \cdot d^2 \cdot \frac{dd}{dt} \quad (2.21)$$

där H_v är förångningsvärmets för vatten. Förändringen av vattendroppens diameter med tiden kan därmed skrivas

$$\frac{dd}{dt} = -\frac{2h}{H_v \cdot \rho} \cdot \Delta T \quad (2.22)$$

Vattendroppar < 0.1 mm

För små vattendroppar ges h med hjälp av det dimensionslösa *Nusselts tal*, Nu :

$$Nu = \frac{h \cdot d}{k} = 2 + 0.6 \cdot Pr^{0.33} \cdot Re^{0.5} \quad (2.23)$$

Denna ekvation kan lösas analytiskt för vissa enkla fall.

För droppar mindre än 0.1 mm har droppen snabbt bromsats upp och nått sin fallhastighet. Då dominerar den naturliga konvektionen över den påtvingade (högerledet=2 i ekvation (2.23)) och ger insatt i (2.22):

$$\frac{dd}{dt} = -\frac{4 \cdot k \cdot \Delta T}{H_v \cdot \rho \cdot d} \quad (2.24)$$

Om temperaturskillnaden mellan droppen och luften är konstant leder en integrering av (2.24) till

$$d^2 = d_0^2 - \beta \cdot t \quad (2.25)$$

där

$$\beta = \frac{8 \cdot k \cdot \Delta T}{H_v \cdot \rho}$$

I Tabell 2 visas dropparnas livstid för olika droppdiametrar och gastemperatur.

Tabell 2 Livslängden för droppar i en varm gas.

Temperature	150	200	300	400	600
D [m]	Livstids [s]				
0.000005	0.003912	0.001789	0.000769	0.000454	0.000222
0.000010	0.015648	0.007158	0.003075	0.001814	0.000889
0.000050	0.391204	0.178944	0.076867	0.045360	0.022220
0.000100	1.564816	0.715776	0.307470	0.181439	0.088878

Under uppbromsningsförloppet kan emellertid inte den påtvingade konvektionen försummas vilket medför att livstiden ytterligare minskas.

De partiella differentialekvationer som beskriver detta fall ges av⁴:

$$I \quad s'(t) = u(t)$$

$$IIa \quad u'(t) = g - \frac{3 \cdot \rho_\infty}{4 \cdot d(t) \cdot \rho} \left[\frac{24\nu}{d(t) \cdot u(t)} + \frac{6}{1 + \sqrt{\frac{d(t) \cdot u(t)}{\nu}}} + 0.4 \right] u(t)^2 - \frac{u(t)}{m(t)} m'(t)$$

$$III \quad d'(t) = -\frac{2 \cdot k_{luft}}{H_v \cdot \rho \cdot d(t)} \left[2 + 0.6 \cdot \text{Pr}^{0.33} \cdot \sqrt{\frac{d(t) \cdot u(t)}{\nu}} \right] \cdot \Delta T$$

$$IV \quad m'(t) = \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot \rho \cdot d(t)^2 \cdot d'(t)$$

$$V \quad m(t) = \frac{1}{6} \cdot \pi \cdot d(t)^3 \cdot \rho$$

Insättes ekvation IV och V i IIa erhålles:

$$IIb \quad u'(t) = g - \frac{3 \cdot \rho_{\infty}}{4 \cdot d(t) \cdot \rho} \left[\frac{24\nu}{d(t) \cdot u(t)} + \frac{6}{1 + \sqrt{\frac{d(t) \cdot u(t)}{\nu}}} + 0.4 \right] u(t)^2 - \frac{u(t)}{3 \cdot d(t)} d'(t)$$

och

$$IIc \quad u'(t) = g - \frac{3 \cdot \rho_{\infty}}{4 \cdot d(t) \cdot \rho} \left[\frac{24\nu}{d(t) \cdot u(t)} + \frac{6}{1 + \sqrt{\frac{d(t) \cdot u(t)}{\nu}}} + 0.4 \right] u(t)^2 - \frac{2 \cdot u(t) \cdot k_{luft}}{3 \cdot H_v \cdot \rho \cdot d(t)^2} \left[2 + 0.6 \cdot \text{Pr}^{0.33} \cdot \sqrt{\frac{d(t) \cdot u(t)}{\nu}} \right] \cdot \Delta T$$

Ovanstående tre kopplade partiella differentialekvationer löstes numeriskt med hjälp av Runge-Kutta metoden.

I Tabell 3 visas att den sista termen ("massa") i ekvation IIc har liten inverkan på resultatet.

Tabell 3 Droppe med 100 µm diameter och begynnelsehastighet 100 m/s.

	Sträcka	Livstid
Med massa led	387.41 mm	1.3997 s
Utan massa led	387.41 mm	1.3997 s

Tabell 4 Initialhastighet 100 m/s, temperatur i brandrummet 150°C.

Droppens diameter	Sträcka	Livstid
5 µm	0.239 mm	0.0039 s
10 µm	7.87 mm	0.0155 s
50 µm	111 mm	0.372 s
100 µm	387 mm	1.400 s

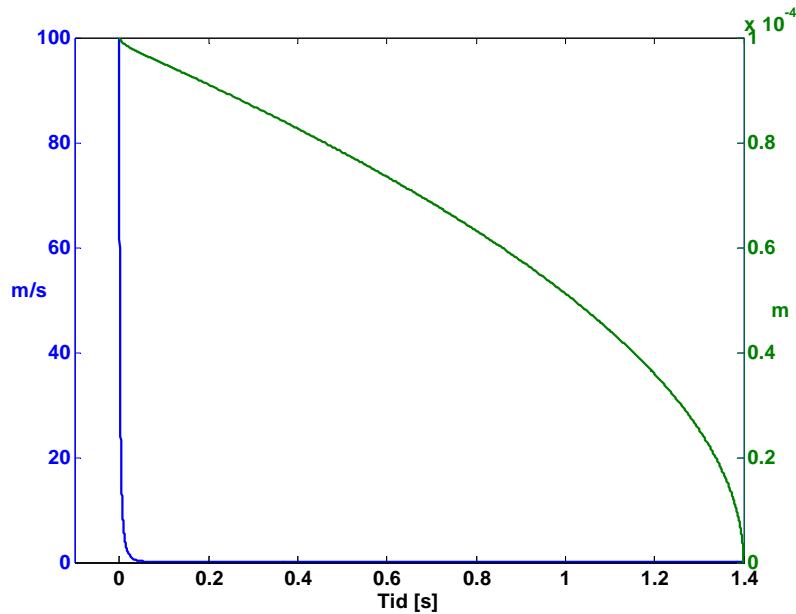
I Tabell 4 visas hur långt droppen transporteras och dess livstid. I Tabell 5 jämförs livslängd för droppar utan (Tabell 2) och med (Tabell 4) begynnelsehastighet. Av Tabell 5 framgår att livslängden inte nämnvärt påverkas av initialhastigheten.

Tabell 5 Jämförelse av livstider för droppar som faller fritt i förhållande till de som har en initialhastighet av 100 m/s vid 150°C gastemperatur.

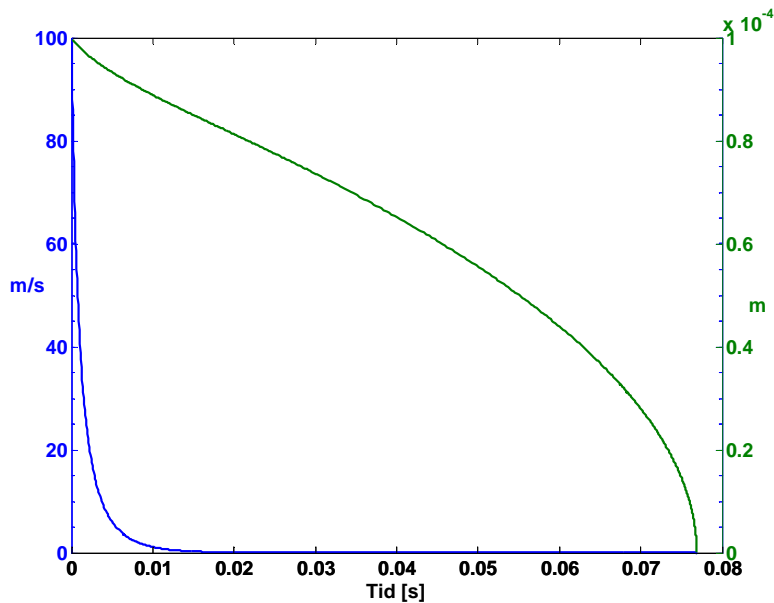
Droppens diameter	Livstid, fritt fall	Livstid, 100 m/s
5 µm	0.003912 s	0.0039 s
10 µm	0.015648 s	0.0155 s
50 µm	0.391204 s	0.3720 s
100 µm	1.564816 s	1.400 s

Att skillnaden blir så liten beror på att dropparna bromsas upp mycket fort vilket visas i Figur 16 och Figur 17. Observera att droppen har en hastighet större än fallhastigheten

endast under en kort period. Slutsatsen är att hög initialhastighet (högt munstyckstryck) inte nämnvärt hjälper till att förånga droppen.



Figur 16 Förångning av en droppe på 0.1 mm med initialhastighet på 100 m/s. Temperatur= 150°C



Figur 17 Förångning av en droppe på 0.1 mm med initialhastighet på 100 m/s. Temperatur 600°C.

Droppar > 0.3 mm

För större droppar dominerar påtvingad konvektion i förhållande till den fria konvektionen, dvs. Nusselts tal blir betydligt större än 2 i (2.23). Försummas 2:an i (2.23) blir Nusselt tal, definierad av (2.26), endast beroende av materialkonstanter, diameter och

droppens hastighet. Prandtl's tal är i stort sett konstant under det att den kinematiska viskositeten, (μ/ρ) beror på temperaturen.

$$Nu = 0.6 \cdot Pr^{0.33} \cdot Re^{0.5} = 0.6 \cdot Pr^{0.33} \cdot \left(\frac{v \cdot d \cdot \rho}{\mu} \right)^{0.5} = \frac{h \cdot d}{k} \quad (2.26)$$

I Tabell 6 nedan visas var (2.26) kan användas om man antar att droppens fria fallhastighet kan approximeras med $v = 4 \cdot 10^3 \cdot d$ (för droppar mellan 0.1-1 mm).

I tabellen är de område där (2.26) kan användas markerade med grått (bidraget från den fria konvektionen utgör mindre än en 1/3 av Nusselt tal).

Tabell 6 Nusselt tal beräknat ur (2.26)

m°C	150	200	300	400	600
0.0001	0.747	0.617	0.447	0.343	0.224
0.0002	2.988	2.468	1.787	1.371	0.897
0.0003	6.722	5.552	4.020	3.084	2.019
0.0004	11.950	9.871	7.147	5.483	3.589
0.0005	18.672	15.423	11.167	8.567	5.608

Där villkoret är uppfyllt (gråa området) kan (2.22) skrivas:

$$h = \frac{k}{d} \cdot \left(0.6 \cdot Pr^{0.33} \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\mu}} \right) \cdot \sqrt{v \cdot d} = \frac{k}{d} \cdot C_1 \cdot \sqrt{v \cdot d} \quad (2.27)$$

där

$$C_1 = 0.6 \cdot Pr^{0.33} \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\mu}} \quad (2.28)$$

Sätts uttrycket för h in i ekvation (2.22) erhålls för droppar > 0.3 mm:

$$\frac{d \cdot d}{dt} = - \frac{2 \cdot k}{H_v \cdot \rho \cdot d} \cdot C_1 \cdot \sqrt{v \cdot d} \cdot \Delta T \quad (2.29)$$

vilken kan lösas analytiskt. För droppar mellan 0.1-1 mm är approximativt $v = 4 \cdot 10^3 \cdot d$

dvs

$$\frac{d \cdot d}{dt} = - \frac{2 \cdot k}{H_v \cdot \rho \cdot d} \cdot C_1 \cdot \sqrt{v \cdot d} \cdot \Delta T = - \frac{2 \cdot k \cdot \Delta T}{H_v \cdot \rho \cdot d} \cdot C_1 \cdot \sqrt{4 \cdot 10^3 \cdot d \cdot d}$$

$$\frac{d \cdot d}{dt} = - \frac{2 \cdot k \cdot C_2 \cdot \Delta T}{H_v \cdot \rho}$$

där

$$C_2 = C_1 \cdot \sqrt{4 \cdot 10^3}$$

vilket efter integration ger:

$$d = d_0 - \frac{2 \cdot k \cdot C_2 \cdot \Delta T}{H_v \cdot \rho} \cdot t \quad (2.30)$$

I Tabell 7 ges ett beräkningsexempel på livstid och fallhastighet för droppar med diametrar mellan 0.3 – 0.5 mm

Tabell 7 Falllängd och livstid för droppar i en stillastående gas med temperatur på 150 C, och ett värmeledningstal, $k=0.06$ W/mK

Droppdiameter [μm]	300	400	500
Fallhastighet [m/s]	1.2	1.6	2
Livstid [s]	29.74 s	39.66 s	49.57 s

Vattendroppar större än 300 μm har en ganska lång livstid och rör sig en bra bit innan de helt förångas, dvs. de kan eventuellt träffa en yta och förångas på ytan.

2.5 Vattendroppars släckverkan

Vatten kan bidra till att släcka bränder på flera olika sätt:

- Flamverkan. Dropparna kommer in i flammorna. Flammorna kyls till en så låg temperatur att de inte längre kan existera. Flammorna slocknar. Varma ytor fortsätter en tid att producera pyrolysgaser vilket kan medföra risk för återantändning.
- Ytkylning. Dropparna träffar den brinnande ytan som kyls ned till en så låg temperatur att den inte längre kan producera antändbara gaser över ytan.
- Dropparna hindrar eller minskar återstrålning och minskar därmed pyrolys- och uppvärmningshastigheten på ytor. Detta fenomen behandlas i kapitel 2.6.

Flamverkan

Flamverkan kan principiellt förklaras med utgångspunkt från de kemiska reaktioner som äger rum i flammorna. Ett släckmedel kan antingen aktivt delta i reaktionerna i flammorna eller enbart verka som kollisionspartner och temperatursänkare (värmeupptagare). Vatten och vattendroppar anses till största delen påverka flammorna som värmesänka (s.k. termisk släckverkan) och till en mindre del genom utspädning av syrgas och bränslekonzentrationen. Den grundläggande idén för denna typ av släckverkan, ”fire point” teorin, är att man ställer upp energibalansen i flammen. Den introducerades först av Rasbash och har utvecklats och tillämpats av Ewing^{6, 7, 8, 9, 10}.

Den termiska släckteorin utgår från energibalansen vid stökiometri i en flamma:

$$X_w \left(L + \int_{T_0}^{373} C_{lw} dT + \int_{373}^{1550} C_{gw} dT \right) = X_f \Delta H_c - \sum X_p \int_{T_0}^{1550} C_{gp} dT - X_{N_2} \int_{T_0}^{1550} C_{gN_2} dT - \sum X_{di} \Delta H_{di} \quad (2.31)$$

där X_w är molfraktionen vatten, X_f = molfraktionen bränsle, X_p = molfraktionen förbränningsprodukter, X_{N_2} = molfraktionen kväve X_{di} = molfraktionen dissocierade molekyler. C representerar den molära värmekapacitiveteten för lw = vatten som vätska, gw = vattenånga, gp = förbränningsprodukter och gN₂ = kväve. L är vattnets molära

förångningsvärme, ΔH_c = molära förbränningsvärmets, ΔH_{di} = den molära dissoziationsenergin.

Experimentellt ha man kommit fram till att kolväteflammar slocknar vid en adiabatisk flamtemperatur motsvarande c:a 1550°K. Insatt i (2.31) ger för en förblandad propan-luft flamma c:a en släckkoncentration på 280 gram vatten per kubikmeter, om allt vatten förångas. För en diffusionsflamma är släckkoncentrationen 140-190 gram vattendimma per kubikmeter, då diffusionsflamman har större värmeförluster än den förblandade. Redovisade experimentella mätningar på diffusionsflammar¹⁰ varierar mellan 150 och 200 gram vatten per kubikmeter luft vilket stämmer väl överens med de teoretiska beräkningarna. Används istället vattenånga som släckmedel krävs approximativt den dubbla mängden vatten.

Ytverkan

Vatten som träffar brinnande ytor värms upp och förångas och kyler ytan. Pyrolyshastigheten från ytan avtar och när den blir tillräckligt liten, motsvarande en effektutveckling på 50-75 kW per kvadratmeter⁹ kan flammorna inte längre existera över ytan. Även i detta fall kan man med termisk släckteori beskriva släckförloppet. Teori och experiment⁹ visar att den mängd vatten som krävs för att släcka en brand i träbaserade material (pyrolyshastighet < c:a 5 g/(s*m²)) är ≈ 2 g/(s*m²) vatten. Utsätts ytan för strålning ökar behovet av vatten för att släcka kraftigt⁹. Vid en infallande strålning mot ytan på 25 kW/ m² t.ex. ökar vattebehovet till 10 g/(s*m²).

När vattnets sprayas mot den heta väggytan absorberar vattnet värme, dels genom att vattnet värms upp och dels genom att det förångas. Vattnets ångbildningsvärme är stort, 2260 kJ/kg. Genom att rätt utnyttja vattnet kan stora kyleffekter uppnås. Efter att ha träffat väggytan värms vattnet upp under tiden som det rinner ner. En del av vattnet förångas. Den förångade delen, har en kyleffekt av :

$$\dot{Q}_a = \dot{m}_a (H_v + (100 - T_{in}) C_{pvätska}) = \dot{m}_a (2260 + (100 - T_{in}) 4.18) \text{ (kW)}$$

där

$$\begin{aligned} \dot{m}_a &= \text{flödet av förångat vatten (kg s}^{-1}\text{)} \\ H_v &= \text{vattnets ångbildningsvärme (kJ kg}^{-1}\text{)} \\ T_{in} &= \text{vattentemperatur i inloppet (}^\circ\text{C)} \\ C_{pvätska} &= \text{vattnets värmekapacitet (kJ kg}^{-1}\text{ K}^{-1}\text{)} \end{aligned}$$

och vattnet som rinner ner längs väggen absorberar effekten

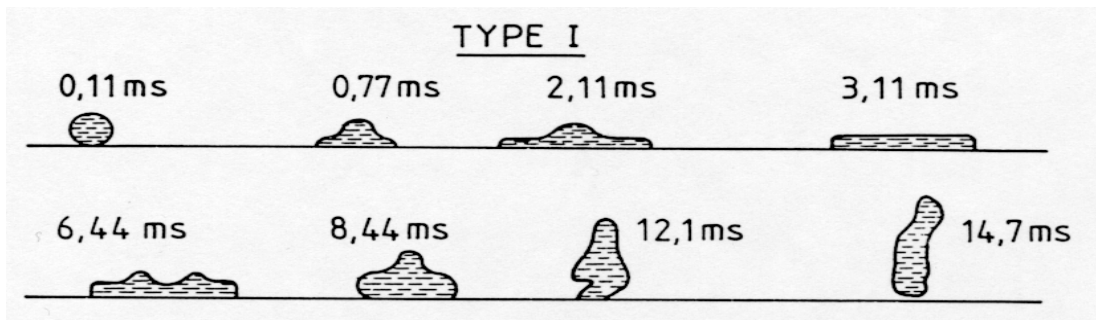
$$\dot{Q}_v = \dot{m}_v C_{pvätsha} \Delta T_v = 4.18 \dot{m}_v \Delta T_v \text{ (kW)}$$

där ΔT_v är skillnaden mellan vattnets begynnelsestemperatur och dess sluttemperatur och \dot{m}_v är massan av dränerat vatten per sekund. För att minimera vattenmängden måste den mängd vatten som förångas maximeras. Då vattenflödet minskar, ökar den relativa förångningen men samtidigt ökar även temperaturen på väggen. Risken är därför att väggen kyls för litet om man drastiskt sänker flödet.

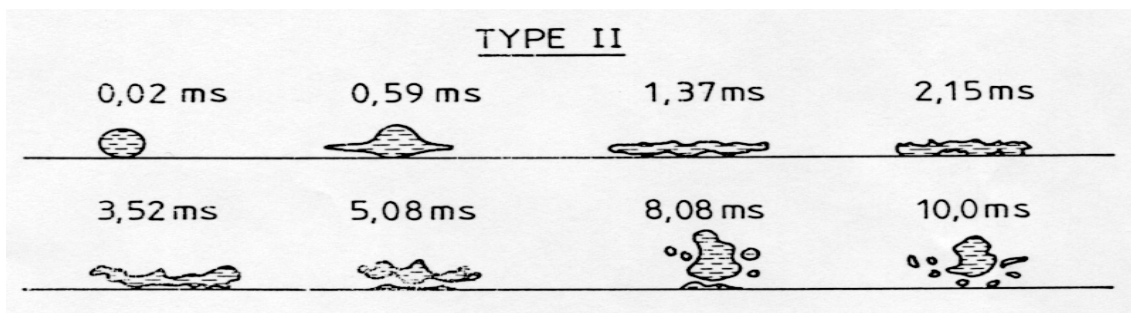
Värmeöverföringen från en väggyta till vattendroppar är emellertid en mycket komplex process som beror av dropparnas kollisionshastighet, dropparnas diameter och väggens temperatur. Man använder sig av en dimensionslös parameter, Weber-talet (We), för att beskriva förhållandet vid kollisionen.

$$We = \rho_w * v^2 * D / \delta_s$$

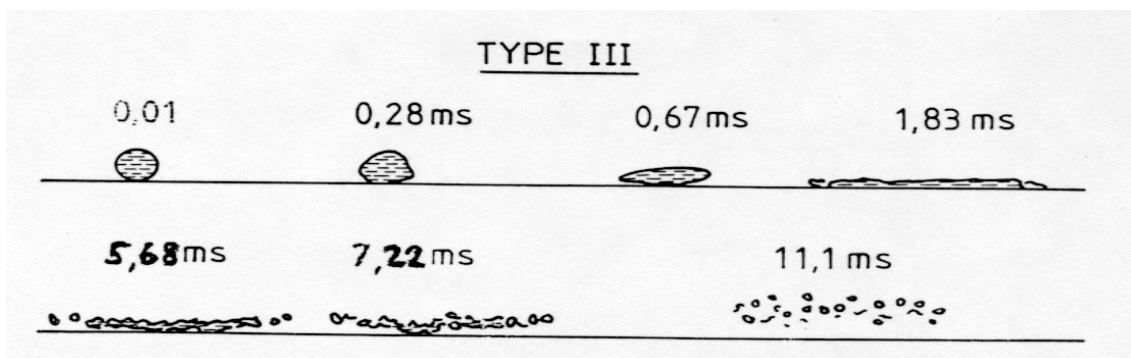
Där v = vattendroppens kollisionshastighet, D = droppens diameter och δ_s = vattnets ytspänning vid mättnadstemperaturen. Vid försök har det visat sig att droppen bryts sönder mot polerade ytor vid Weber-tal $\sim > 80$. I Figur 18-Figur 20¹¹ visas droppens beteende för några olika typfall.



Figur 18 $We = 30$ Droppen bildar en jämntjock film på metallytan. Kontraheras åter på grund av ytspänningen. Lämnar sedan ytan utan att dela sig¹¹.

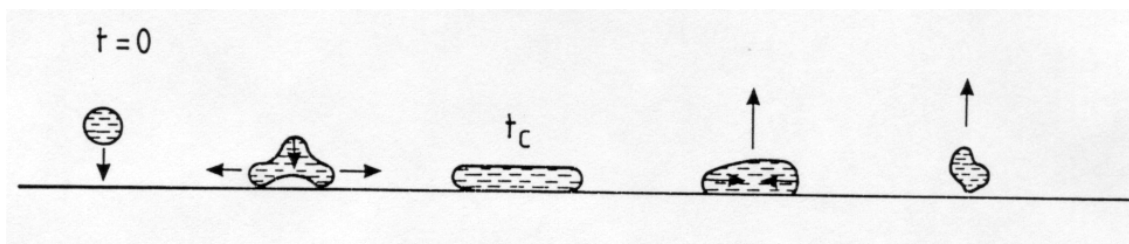


Figur 19 $We = 99$. Likartat som i fall 1 men droppen delar sig i två eller flera smådroppar som sedan lämnar ytan¹¹.



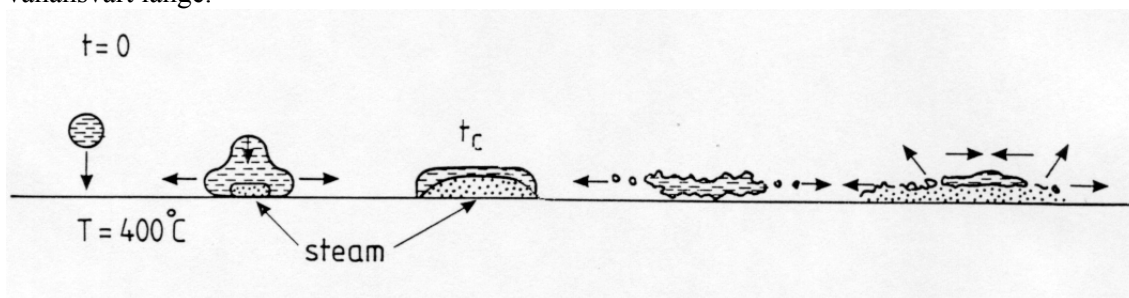
Figur 20 $We = 407$. Filmbildning med samtidig finfördelning till små droppar längs kanterna¹¹.

Därefter följer sönderdelning av droppen till mycket små droppar. Filmbildningen har stor inverkan på värmetransporten till droppen. Ju längre droppen stannar på ytan, desto större är värmetransporten från ytan till droppen. Efter stöten mot ytan utbreder sig droppen till en radiell film enligt Figur 21¹¹ (se fotnot till dess droppstoppen nått den övriga filmtjocklekens nivå. Detta tar tiden t_c varefter droppen åter börjar kontraheras på grund av ytspänning.



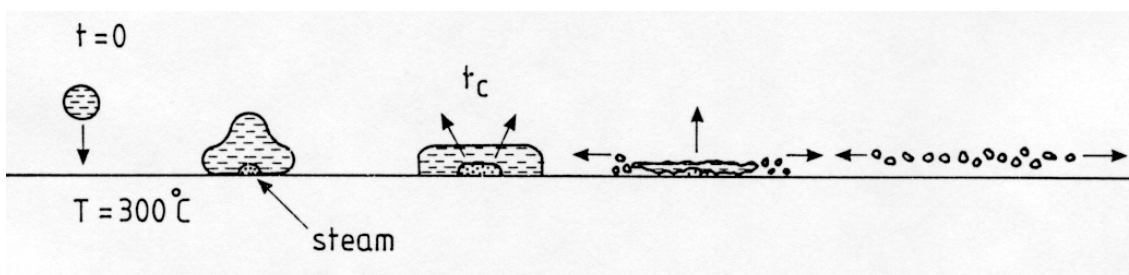
Figur 21 Schematisk bild av droppens beteende på en het metallyta¹¹.

Droppens förångning bestäms till stor del av ytans temperatur. När yttemperaturen är ca: 400°C börjar ångbildningen mitt under droppen. Ångzonen sprider sig snabbt. Efter tiden t_c är endast en liten del av vattenfilmen i kontakt med ytan. Strax efter t_c har ångzonen nått till den radiella filmens kanter. Vattendroppen blir isolerad från den varma ytan av ett ångskikt. Avkokningen sker sedan från filmens undersida. Värmetransporten från ytan till droppen blir liten. En vattendroppe som spillts ut på en het kokplatta "lever" därför förvånansvärt länge.



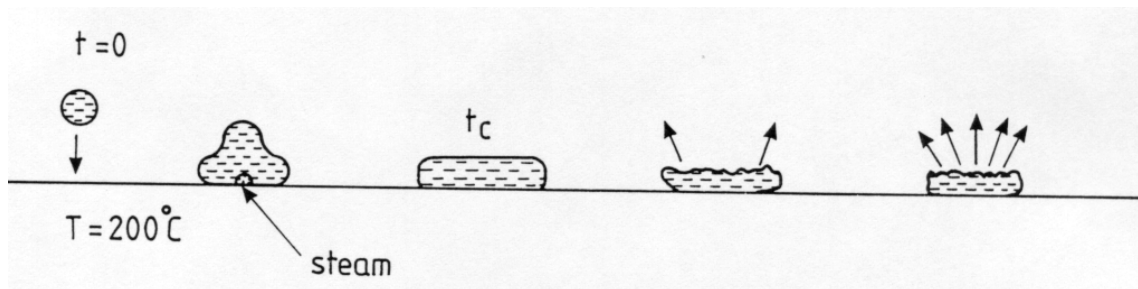
Figur 22 Förångnings typ II, yttemperatur 400°C . Ett ångskikt bildas under vattenfilmen. Ångskiktet fungerar som en termisk isolator. Värmetransporten från metallytan till vattnet blir liten¹¹.

När yttemperaturen sänks till 300°C förblir vid tiden t_c en stor del av filmen i kontakt med ytan, se Figur 23¹¹. De perifera delarna av filmen kokar och ångan kastas ut längs ytans plan. Filmen förtunnas mest i mitten varefter hela filmen förtunnas utan att kontraheras. Kokning i periferin sänker ytspänningen vilket medför att sammandragningen av filmen stoppas. Kylningen i detta fall är större än för ytan vid 400°C .



Figur 23 Förångningstyp II, yttemperatur 300°C . Vid tiden t_c är en stor del av vattnet i kontakt med ytan. Kylningen i detta fall är större än för en yttemperatur av 400°C ¹¹.

När yttemperaturen sänkts till 200°C sker förångningen långsamt i hela kontaktytan mellan vatten och metall enligt Figur 24¹¹.



Figur 24 Förångningstyp II, temperatur 200 °C. Förångningen av droppen sker långsamt på hela kontaktytan mellan vatten och metall. Kyleffekten är mycket stor¹¹.

Värmetransporten från en het yta till en vätska sker effektivast då vätskan är i kontakt med ytan. Det finns en viss gräns på yttemperaturen, över vilken vätskekylning blir ineffektiv. Denna temperatur kallas för Leidenfrost-temperaturen. Fysikaliskt innebär det att vätskan som sprutas på en yta, som har en temperatur över Leidenfrost-temperaturen, blir isolerad från ytan av ett ångskikt. Resultatet kan tolkas som att ytor med en temperatur över Leidenfrost-temperaturen inte går att blöta. Leidenfrost-temperaturen för metaller mot vatten är ~300 °C.

Den praktiska konsekvensen är att det inte är lätt att nå en hög förångningsgrad, \dot{m}_a , vid vattenbegjutning av ytor med strålrör och sprinkler. Ju mindre dropparna är ju snabbare bromsas de upp varvid Weber-talet minskas kraftigt. I Tabell 8 visas Weber-talet för fritt fallande droppar av olika diametrar.

Tabell 8 Weber-talet för fritt fallande vattendroppar vid T=298 K

Diameter mm	0.01	0.1	0.5	1
Weber talet	4.5 E-7	4.5 E-2	18	180

Av tabellen framgår att de enskilda droppstorlekar som ett vattendimmsystem genererar i huvudsak inte splittras vid en kollision med en fast kropp utan ”studsar” tillbaka från den varma ytan (jfr figurerna ovan).

2.6 Absorption av strålning i vattendimma

Strålningsintensiteten i för en viss våglängd λ och en viss riktning utanför en ’absolut svart’ kropp, vid temperaturen T kan uttryckas

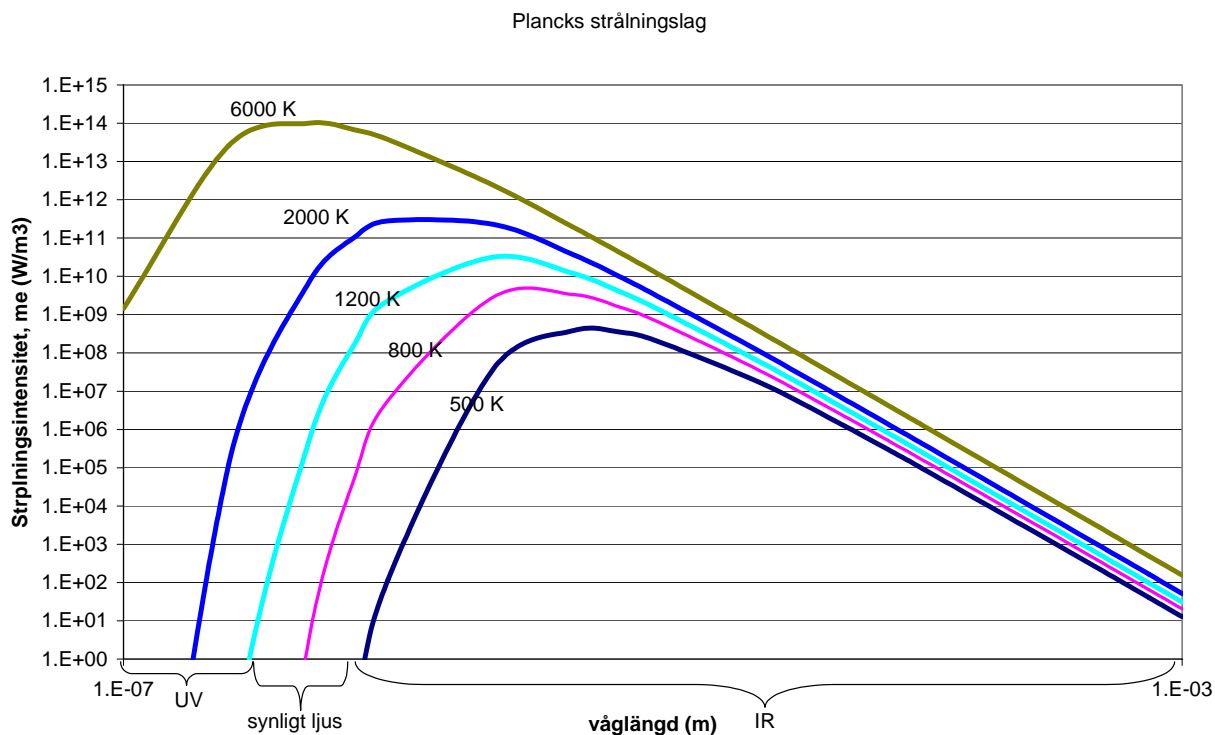
$$i(\lambda, T) = \frac{m_e(\lambda, T)}{\pi} \quad (\text{W/m}^3)$$

där m_e är totalt emitterad strålning med våglängd λ från kroppen. Den totala emission kan härledas ur kvantmekaniska samband varvid erhålls *Plancks strålnings-lag*:

$$m_e(\lambda, T) = \pi i(\lambda, T) = \frac{2\pi c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)} \quad (\text{W/m}^3) \quad (2.32)$$

där c_1 och c_2 är konstanter.

Grafisk kan ekvation (2.32) gestaltas som i Figur 25 nedan.



Figur 25 Strålningens intensitet som funktion av våglängd och temperatur

Som framgår av bilden gäller för varje våglängd att strålningens intensitet ökar med temperaturen men också att intensitetsmaximum förskjuts mot kortare våglängder vid ökande temperatur. Det senare kan uttryckas mha *Wiens förskjutningslag*, vilken skrivs

$$\lambda_{\max} = \frac{c_3}{T} \quad (2.33)$$

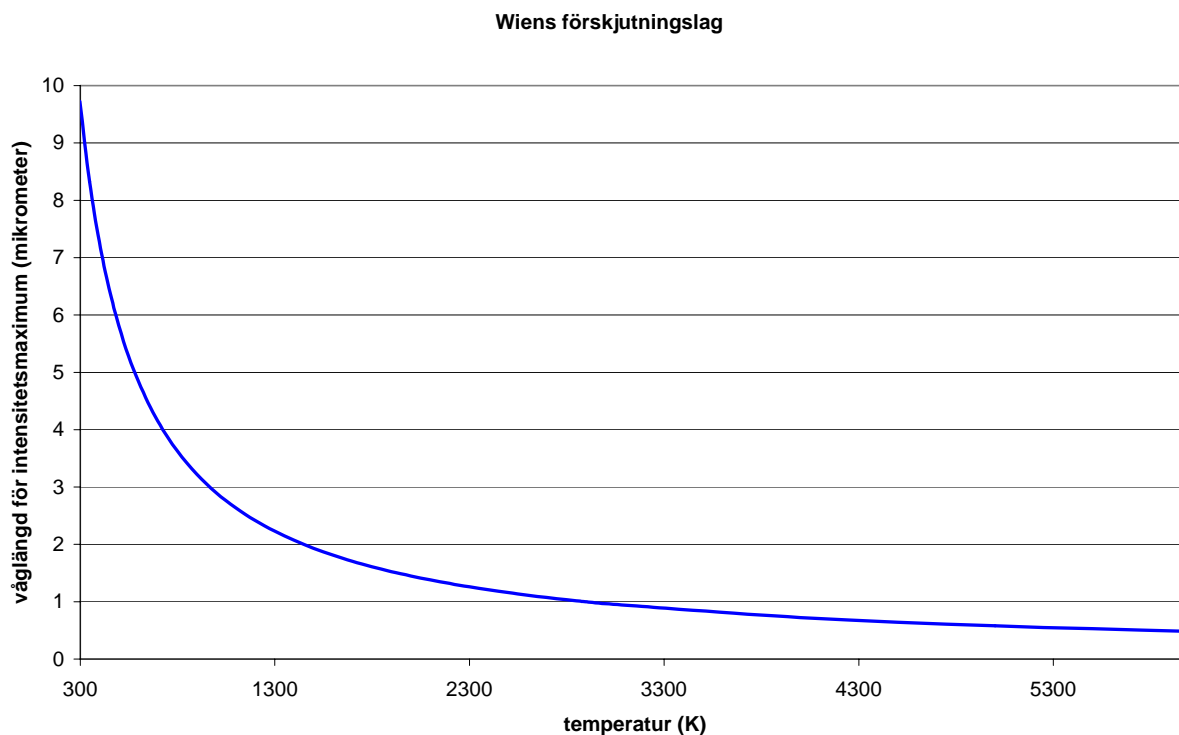
En grafisk representation finns i Figur 26. Vid rumstemperatur ligger λ_{\max} vid ca 10 μm och vid 6000°C är $\lambda_{\max} \sim 0.5 \mu\text{m}$. Vid den senare temperaturen ligger en del av de emitterade våglängderna inom det synliga området, vilket ger upphov till en färg (vit) hos objektet.

Ekvation (2.32) kan för en given temperatur T integreras över alla våglängder λ för att erhålla total strålningsemissivitet M_e , som funktion av T . Efter en del algebraiskt 'trixande' erhålls

$$M_e = \int_0^{\infty} m_e(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4 \quad (2.34)$$

vilket är *Stefan-Bolzmanns lag*. σ är en konstant (Stefan-Bolzmanns konstant) med enheten $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$. Uttrycket gäller för 'svartkropsstrålning', exempelvis en strålning från en 'absolut svart' yta till halvrymden ovanför ytan. Verkliga material har som regel en något lägre emissivitet, vilket uttrycks med en emissivitetsfaktor ε . Ekvation (2.34) skrivs då istället

$$M_e = \varepsilon \sigma T^4 \quad (2.34')$$



Figur 26 Våglängd för intensitetsmaximum som funktion av temperatur

där ε ligger inom intervallet $[0,1]$. Totala strålningsintensiteten I för en viss vinkel utanför en strålningskälla ges av ekvation (2.32) och (2.34') som

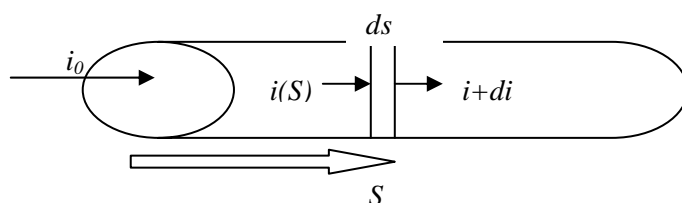
$$I = \frac{\varepsilon \sigma T^4}{\pi} \quad (2.35)$$

Som nämndes inledningsvis härleds uttryck för strålningsintensitet ur kvantmekanik. Spridning och utbredning av emitterade strålning beskrivs däremot av klassisk elektromagnetisk teori, dvs. av Maxwells ekvationer. Med hjälp av denna teori kan bl. a emissivitetsfaktorn ε beräknas utifrån materials elektromagnetiska egenskaper. Ett materials emissionsegenskaper kan sedan kopplas till dess förmåga att absorbera strålning genom *Kirchhoff's lag*¹², vilken säger att vid termodynamisk jämvikt gäller

$$\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda) \quad (2.36)$$

dvs. emissivitet för ett material är lika med dess absorptivitet.

Intensiteten i hos en elektromagnetisk våg som passerar ett volymselement S minskar genom absorption av strålningen.



Det har visats experimentellt (och även teoretiskt¹²) att förändringen (minskningen) över ett volymselement kan uttryckas

$$di(\lambda, S) = -K_a(\lambda, S)i(\lambda)dS \quad (2.37)$$

där dS utgör ett längdmått för S och K_a är en koefficient ('extinction coefficient') som beror av våglängd λ och av egenskaper i volymselementet S (tryck, temperatur, absorberande ämnen). Ekvation (2.37) (Radiative Transfer Equation, RTE) beskriver strålningsutbredning genom ett rent absorberande medium. Ekvationen utgör en ordinär differentialekvation med lösning

$$i(\lambda, S) = i(\lambda, 0)e^{\left[-\int_0^S K_a(\lambda, S)dS\right]} \quad (2.38)$$

vilket är *Bouguers lag* (eller Lamberts lag). - Om $K_a=K$ antas vara en konstant som innefattar såväl absorptions- som spridningsegenskaper hos S , kallas (2.37) *Lambert-Beers lag* och skrivs

$$i(\lambda, S) = i(\lambda, 0)e^{[-K(\lambda)S]} \quad (2.39)$$

Lambert-Beers lag (ekvation (2.39)) är mycket vanlig vid ingenjörsmässiga beräkningar av strålningsdämpning. I ekvationen försummas emission från volymen S orsakad av att volymen värmts upp.

För ett absorberande *och* emitterande medium S , skrivs differentialekvationen

$$\frac{di(\lambda, S)}{dS} = -K_a(\lambda, S)i(\lambda) + K_a(\lambda, S)i_b(\lambda) \quad (2.40)$$

Uttrycket förutsätter termodynamisk jämvikt, varvid Kirchhoff's lag (ekvation (2.36)) ger samma koefficient, K_a , för emissivitetsbidraget som för absorptionsbidraget. i_b är intensiteten för svartkroppsstrålning. Om K_a är konstant för hela S erhålls lösningen till (9) som

$$i(\lambda, S) = i(\lambda, 0)e^{[-K_a(\lambda)S]} + i_b \left(1 - e^{[-K_a(\lambda)S]}\right) \quad (2.41)$$

Om volymen S innehåller material som kan sprida strålning, exempelvis partiklar eller vattendroppar, kan denna spridning beskrivas med ett uttryck som liknar absorptionsekvationen (2.37). Förutsättningen för det är att man negligerar den intensitetsökning till volymselementet ds som beror av *in*-spridning, dvs. negligerar strålning som reflekterats på partiklar i strålningsriktningen före ds på ett sådant sätt att det träffar ds . Denna förenkling ger

$$\frac{di(\lambda, S)}{ds} = -K_s(\lambda, S) \quad (2.42)$$

Icke-absorberande spridande partiklar ger alltså samma typ av lösningsuttryck som ren absorption, ekvation (2.38) med K_a utbytt mot K_s . För likstora partiklar (monodispersion) kan spridningskoefficienten K_s beräknas som

$$K_s = C_s N_0$$

där C_s är spridningstvårsnittet per partikel och N_0 är antal partiklar. Eftersom det för tvårsnittet gäller

$$C_s \propto d^2$$

och antalet partiklar för en given massfraktion f beror enligt

$$N_0 \propto \frac{f}{d^3}$$

så måste gälla att

$$K_s \propto \frac{f}{d}$$

dvs för en given massfraktion ökar spridningen med minskande partikeldiameter. Liknande uttryck finns för absorptionskoefficienten K_a . Om en partikels spridnings- och absorptionseffektivitet Q , definierad som

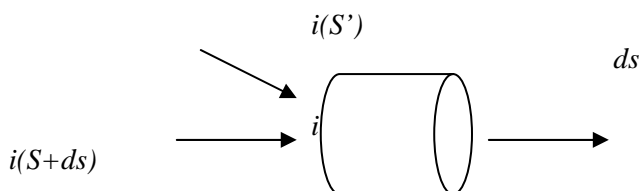
$$Q = \frac{\text{spridd} + \text{absorberad}}{\text{inkommande}}$$

är känd, kan $K = K_a + K_s$ i Lambert-Beer's lag, ekvation (2.39), beräknas ur¹³

$$K = \frac{3fQ}{2d\rho_p}$$

där f är massfraktion partiklar i kg/m^3 och ρ_p är partikeldensiteten. Q ligger typiskt inom intervallet $[0,5]$ ¹³. För större partiklar gäller (oavsett form) att $Q=2$ om inflytande från diffraktion¹ försummas.

Som framgår av uttrycken ovan så kan strålningsdämpning som följd av absorption, emission och spridning beskrivas med tämligen enkla uttryck. Detta gäller så länge som in-spridning av strålning inte beaktas, dvs så länge som den strålning som sprids från partiklar/volyms-element inte anses kunna reflekteras och bidra till den inkommande strålningen på andra partiklar eller volymer.



Figur 27 Schematiskt bild av In-spridning

¹ Diffraktion är den spridning som sker exempelvis då ljus passerar en smal spalt, eller då en vattenvåg passerar genom en smal öppning.

Differentialekvationen för de tre redan nämna effekterna sammantaget ger:

$$\frac{di(\lambda, S)}{dS} = -(K_a(\lambda, S) + K_s(\lambda, S))i(\lambda) + K_a(\lambda, S)i_b(\lambda) \quad (2.43)$$

vilket med konstanta koefficienter ger ett lösningsuttryck som i ekvation (2.41).

Tas även in-spridning med i beräkningen erhålls betydligt mer komplexa uttryck.

Sådana bidrag brukar beskrivas med hjälp av en vinkelberoende **fasfunktion** P .

Fasfunktionen kan sägas beskriva strålningsintensitet orsakad av spridningen för en viss vinkel, normerad mot den intensitet som skulle erhållits vid isotrop (vinkeloberoende) spridning. Matematiskt kan detta uttryckas:

$$P(S' \rightarrow S) = \lim_{ds \rightarrow 0} \left(\frac{\text{Energispridning från } S' \text{ till } S - \text{riktning}}{\text{Energispridning till } S \text{ vid isotrop spridning}} \right) \quad (2.44)$$

Fasfunktionen kan beräknas utifrån Maxwells ekvationer. Baserat på de spridande partiklarnas storlek, approximeras de fulla uttrycken dock oftast med något enklare modeller. Partiklarnas storlek relateras till strålningens våglängd med en storleksparameter ξ enligt

$$\xi = \frac{\pi d}{\lambda} \quad (2.45)$$

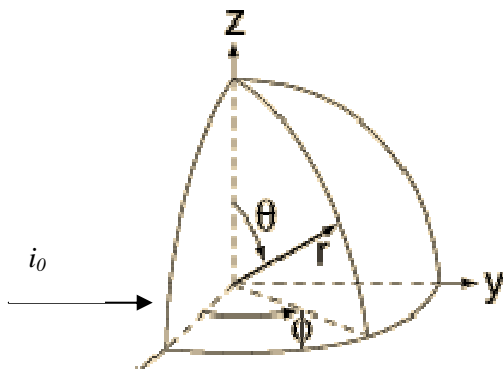
dvs som kvoten mellan omkretsen för en sfärisk partikel med diametern d och den aktuella våglängden λ .

För det fall att $\xi < 0.3$, dvs. då partikelstorlek är betydligt mindre än strålningsvåglängd, brukar man anta att modeller för *Rayleigh*-spridning kan användasⁱⁱ. Fasfunktionen för *Rayleigh*-spridning kan skrivasⁱⁱⁱ

$$P(\Theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2(\Theta))$$

ⁱⁱ Modellen baseras på antagandet att det elektromagnetiska fältet i partikeln är likformigt och att partikeln därmed uppför sig som en svängande dipol i det infallande elektromagnetiska fältet.

ⁱⁱⁱ då fasfunktionen är generell för alla infallsvinklar och inte avser ett bidrag till en viss vinkel, skrivs $P=P(x)$ istället för $p(x' \rightarrow x)$.



Figur 28 Sfäriska cylinder koordinater

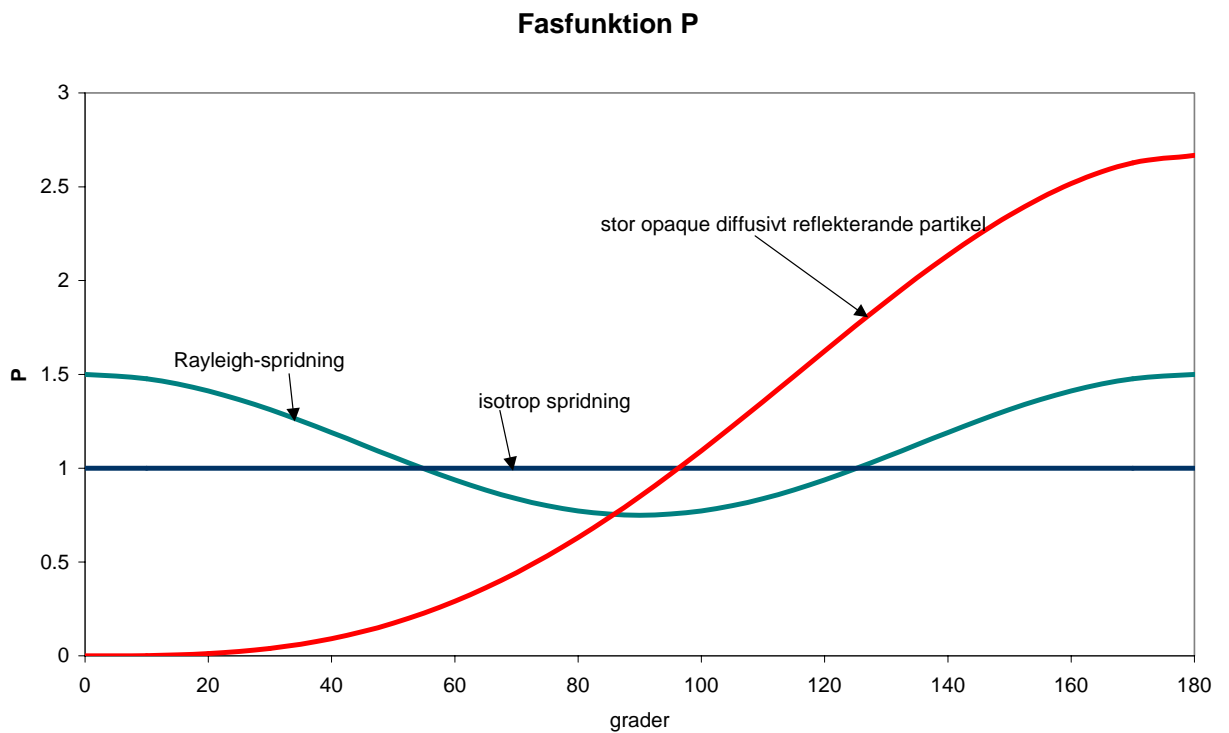
där θ är vinkel mellan orthogonalen till det inkommande strålningsplanet och riktningsvektorn för den reflekterade strålen (r i Figur 28). För isotrop spridning är fasfunktionen oberoende av vinkel, vilket ger (jfr ekvation (2.44):

$$P_{isotrop} = 1$$

För en större ($\xi > 5$) opaque partikel med en diffust reflekterande yta erhålls fasfunktionen

$$P(\Theta) = \frac{8}{3\pi} (\sin(\Theta) - \Theta \cos(\Theta))$$

De nämnda fasfunktionerna visas grafiskt i Figur 29.



Figur 29 Olika fasfunktioner

Som framgår av Figur 29 ger Rayleigh-spridning ett minimum för spridning ortogonalt mot infallande vinkelplan ($\Theta(P_{min})=90^\circ$) medan opaque, diffusiv spridning, domineras av reflekterad strålning ($\Theta(P_{max})=180^\circ$). För de ovan angivna exemplen är endast vinkeln Θ viktig. För det fall att de spridande partiklarna har en mera uttalad tredimensionell struktur (exempelvis består de av fibrer), får även azimutvinkeln (ϕ i Figur 28) betydelse.

Då storleksparametern ξ ligger inom intervallet $0.3 < \xi < 5$, brukar modeller för *Mie*-spridning användas. Fasfunktionen P kan skrivas

$$P(\Theta) = \frac{2(|S_1| + |S_2|)}{Q\xi^2}$$

$$S_1(\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \varphi_n + b_n \psi_n) \quad (2.46)$$

$$S_2(\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \psi_n + b_n \varphi_n)$$

där a_n och b_n är koefficienter till φ , ψ , vilka utgör Legendre-polynom eller derivat av sådana polynom. Q ges av liknande serier baserat på Riccati-Bessel funktioner. Som framgår ger detta storleksintervall med modeller baserade på *Mie*-spridning betydligt mer komplexa uttryck för att beskriva fasfunktionen än vad *Rayleigh*-modellen gör.

Vid in-spridning måste bidraget summeras över alla rymdvinklar ω' , vilket leder till att ekvation (2.43) övergår i en integro-differential ekvation:

$$\frac{di_\lambda(S, \omega)}{dS} = -(K_a + K_s) i_\lambda(S, \omega) + K_a i_{b\lambda}(S) + \frac{K_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} i_\lambda(S, \omega') P(\omega' \rightarrow \omega) d\omega' \quad (2.47)$$

där index ' λ ' indikerar vinkelberoendet. Fasfunktionen för in-spridning blir, utom för några enklare fall, såpass komplicerad att numeriska metoder och olika förenklingar krävs för att beräkna ekvation (2.47).

Ett alternativ till ekvation (2.47) är att istället för rymdvinkel ω uttrycka funktionerna i sfäriska koordinater enligt Figur 28:

$$\frac{di_\lambda(S, \theta, \phi)}{dS} = -(K_a + K_s) i_\lambda(S, \theta, \phi) + K_a i_{b\lambda}(S) + \frac{K_s}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi i_\lambda(S, \theta', \phi') P(\theta', \phi' \rightarrow \theta, \phi) \sin \theta' d\theta' d\phi' \quad (2.47')$$

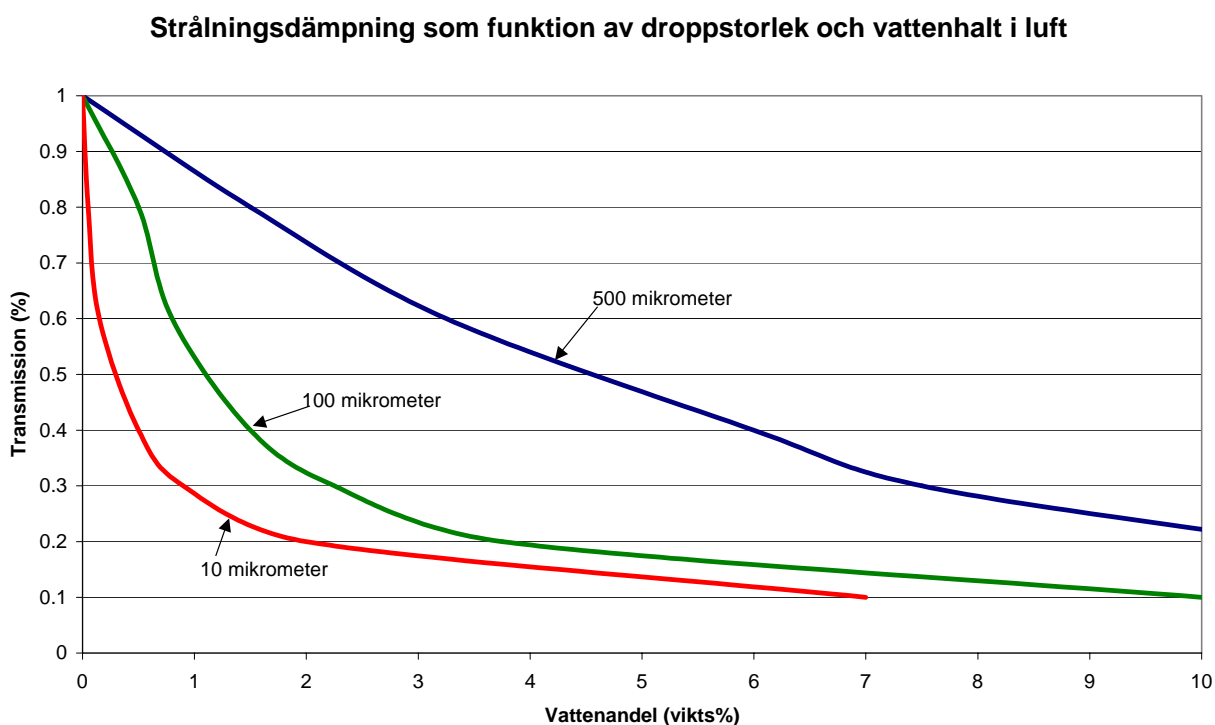
2.7 Strålningsmodeller i Simuleringsverktyg

Ekvation (16) är den generella modell-ekvation (Radiation Transfer Equation, RTE) som behöver beräknas för att simulera exempelvis värmestrålning vid bränder. Ekvationen utgör ett 'initialvärdesproblem', dvs. för att lösa ekvationen krävs ett 'startvärde' i_0 för $S=S_0$. Detta värde kan exempelvis beräknas mha en känd emissionskoefficient ε och ekvationerna (2.32)-(2.34') ovan. Koefficienterna K_a och K_s samt fasfunktionen P kan som tidigare nämnts, beräknas utifrån Maxwells ekvationer och som regel utnyttjas de uttryck som ges av *Mie*- eller *Rayleigh*-spridning. Emellertid blir den numeriska

hanteringen av ekvation (2.47) ganska omfattande varför olika slags förenklingar utnyttjas vid beräkningarna. Det som framför allt skiljer olika simuleringsmodeller åt är hanteringen av in-spridningen, dvs. integralen i ekvation (2.47).

I ett arbete av Yang *et. al*¹⁴, har bl a publicerats jämförelser mellan resultat från en modell ("two flux model"¹²) som inkluderar in-spridning vid beräkningen, dvs, som tagit hänsyn till vattendropparnas effekt på värmestrålningen, med beräkningar som bortsett från dropp-spridningen och räknat endast mha Lambert-Beers lag. Simulering visar att spridningen i vattendroppar har stort inflytande och att spridningseffekten ökar med minskande droppdiameter (för samma vattenmängd). En graf med data hämtade från Yang visas i Figur 31.

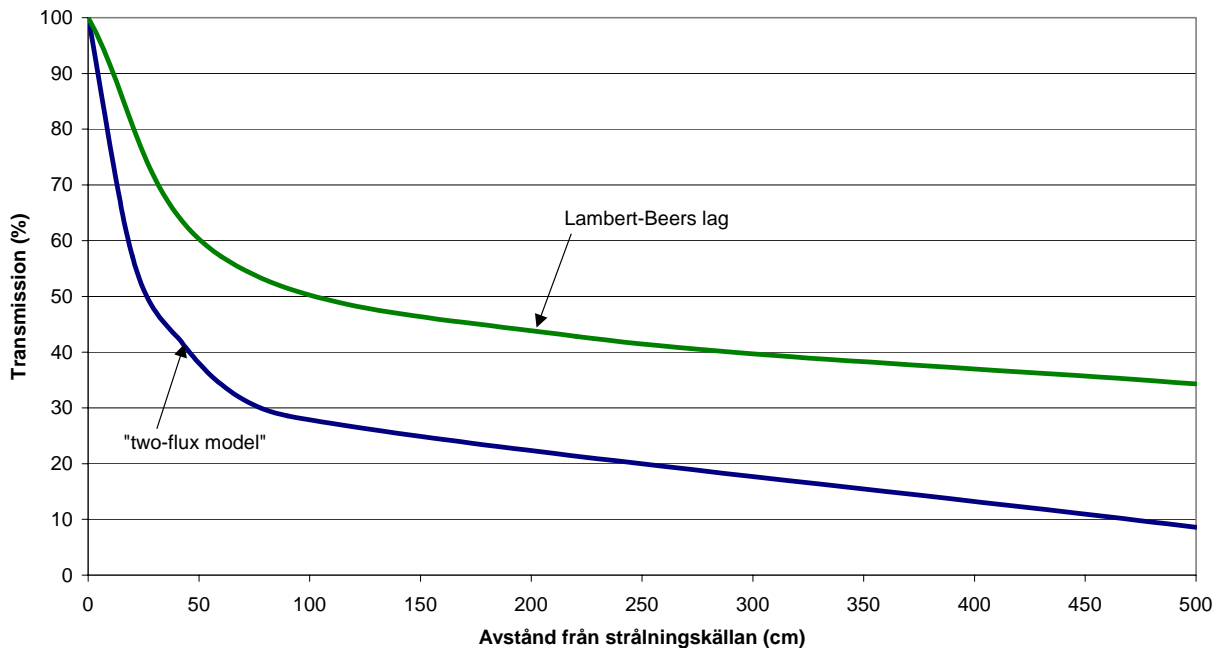
I Figur 30 visas strålningsdämpning för olika droppstorlekar baserad på simulering med spridningsmodell^{iv}. Värdena är hämtade från Yang *et. al*¹⁴.



Figur 30 Beräknad strålningsdämpning från en 1000°C strålningskälla ("Black body") 3 meter från strålningskällan¹⁴

^{iv} Absorptionen i gasfas har försumrats vid beräkningen

Jämförande dämpningsberäkning



Figur 31 Simulering av strålningsdämpning i vattendimma från en svartkroppsstrålare (1923°C). Vattenhalt 5% (viktsbaserad) och droppstorlek 15 μm .

3 CFD-modeller

I undersökningen har två olika CFD-baserade simuleringsverktyg använts: FDS och FLUENT. Det förstnämnda distribueras fritt medan FLUENT är ett kommersiellt verktyg.

CFD-baserad innebär att modellerna utgår ifrån de grundläggande balansekvationer för massa, energi och rörelsemängd som beskriver en fluids rörelser. Ekvationerna är 3- eller 4-dimensionella (beroende på om tiden inkluderas) och innehåller olinjära matematiska operatorer, vilka kräver särskild beräkningsteknik. Beräkningsområdet delas som regel upp i ett större antal (>100 000) delområden där de nämnda balanserna beräknas. Det stora antalet celler samt komplexiteten hos ekvationssystemen gör att simuleringar ofta kan ta veckor i anspråk, även på en relativt snabb beräkningsdator.

CFD-beräkningar bygger på att tre grundläggande villkor skall vara uppfyllda:

1. Massan är konserverad
2. Rörelsemängden är konserverad (Newtons andra lag)
3. Energin är konserverad

Dessa tre villkor resulterar i de flödes ekvationer som behövs för att beskriva en fluids egenskaper och rörelse. Punkterna 1 och 3 ger upphov till var sin partiell differentialekvation och punkt 2 till lika många ekvationer som det antal rumsliga koordinater som används vid simuleringen, dvs. normalt tre stycken, vilket totalt ger fem ekvationer. Schematiskt kan dessa ekvationer skrivas:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = J \quad (3.1)$$

där variabelvektorn U för ett 3-dimensionellt system kan skrivas:

$$U = \{\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho E\} = \{\text{densitet, rörelsemängd (i 3 dimensioner), energi}\}$$

och $\{F, G, H\}$ i (1) innehåller dessa variabler i olika kombinationer tillsammans med viskositet och värmeledningstal. J innehåller källtermer; exempelvis kan den uttrycka tillförd energi vid en brand. Till detta grundläggande system av ekvationer kan sedan läggas ytterligare modellekvationer, exempelvis ekvationer som beskriver kemiska reaktioner, flerfasströmning (partiklar, droppar), etc. .

Ekvationssystemet (3.1) ovan är, tillsammans med lämpliga randvillkor, en exakt vetenskaplig beskrivning av en fluids rörelser. Ekvationerna är dock inte analytiskt lösbara (utom för några få specialfall) varför någon numerisk lösningsmetod måste användas. Beräkningsområdet delas som regel därför in i ett ändligt antal celler, eller en ”grid”, där ekvationerna beräknas för varje cell. Beräkningsfelet som då uppstår beror av cellernas storlek och för maximal noggrannhet vill man därför ha en så tät grid (dvs ha så många celler) som möjligt. Framför allt gäller detta i områden där det ”händer” mycket. Emellertid begränsas antalet celler av vilken beräkningskraft och vilken tid man har till sitt förfogande. Det finns sedan ett flertal olika numeriska metoder att använda för att lösa ekvationerna.

Ett problem vid simulering av fluider är de fenomen som ger upphov till turbulens. Turbulens är i grunden ett problem lierat med relationen mellan tröghet och viskositet hos fluiden. Är tröghetsbidraget tillräckligt litet, dämpar de viskösa krafterna ut små ”störningar” i flödet och man säger att flödet är ”laminärt”. Emellertid minskar de viskösa krafterna i betydelse (inflytandet av tröghet ökar) när flödes hastigheten ökar och vid tillräckligt höga hastigheter^v, dämpas inte längre en störning utan den växer med tiden, oavsett hur liten störningen var från början. Detta ger upphov till ett, åtminstone skenbart, kaotiskt flöde i rum och tid, vilket kallas *turbulens*. Turbulens kan beskrivas och simuleras av de grundläggande ekvationerna men det kräver en allt för hög upplösning av beräkningsdomänen för att vara praktiskt beräkningsbart. Istället används olika approximationer för att beräkna turbulensbidraget. Exempelvis approximeras bidraget genom medelvärdesbildning av flödes hastigheterna (över korta tidsintervall) samt beräkning av variationen kring dessa och genom att addera ytterligare ekvationer för att beskriva turbulensintensiteten, exempelvis mha *k-ε modellen*, -vilket är en av de mera kända.

En annan metod som används vid turbulensapproximationer är *LES (Large Eddy Simulation)* där man antar att det huvudsakliga turbulensbidraget kan uttryckas med hjälp av virvlar, stora nog att fångas upp av den använda griden medan fenomen på sub-gridnivå kan approximeras med någon enklare modell. Nackdelen med metoden är att den som regel kräver en högre upplösning av beräkningsdomänen än andra metoder och därmed blir mer beräkningskrävande. Dessutom måste en *LES* -beräkning utföras dynamiskt, dvs., de tidsberoende ekvationerna måste beräknas då turbulensutvecklingen (virvlarna) måste följas i tid såväl som rum. Detta kan vara en nackdel om man endast är intresserad av att erhålla data för ett jämviktsläge (steady-state).

De studerade *CFD*-programmen skiljer sig åt på flera punkter och är egentligen inte jämförbara. *FDS* distribueras fritt medan *Fluent* är kommersiellt.

^v egentligen Reynolds tal, $Re = \text{tröghetskrafter/viskösa krafter}$

FDS, kan bara användas för tidsberoende beräkningar baserade på *LES*. Programmet är dessutom framtaget specifikt för tillämpning på bränder.

Fluent är ett generellt flödesprogram som innefattar en flertal modeller och numeriska metoder. Det krävs betydligt mer vana och kunskap för att välja rätt modell i *Fluent*. *FDS* har inga sådana valmöjligheter vad gäller modeller utan är utrustat med en fix uppsättning ekvationer.

Även om *FDS* och *FLUENT* båda kan sägas vara CFD-baserade är de ändå inte jämförbara. *FLUENT* är ett generellt verktyg som kan användas för att simulera all sorts fluidodynamik (strömning i berggrund, atmosfärens rörelse, chockvågor, aerodynamik etc.) medan *FDS* utvecklats just för att simulera bränder. *FDS* är också tämligen enkelt att hantera så att även icke-specialister snabbt kan använda programmet medan *FLUENT* kräver en betydligt större insats för att kunna förstå och utnyttja programmet. I gengäld erbjuder *FLUENT* en mycket större valfrihet vad beträffar såväl modellval och ansättande av randvillkor, som val av numerisk lösningsmetod och möjlighet att kunna påverka denna. *FDS* erbjuder för närvarande (*FDS* 3.0) endast en numerisk lösningsmetod.

FLUENT kan också hantera mycket komplexa geometrier vilket inte *FDS* kan. Geometri för en *FLUENT*-simulering kan genereras med ett CAD-verktyg medan *FDS*-geometri skapas med en textbaserad indatafil. *FLUENT* har möjlighet att utnyttja flera processorer och utföra parallella beräkningar (vilket möjliggör hantering av större beräkningsvolym) vilket inte *FDS* 3.0 kan. Nedan följer lite mer detaljerad information om de olika programmen.

3.1.1.1 FDS

FDS är ett CFD-program som distribueras fritt av *NIST* (*National Institute of Standards and Technology*, <http://fire.nist.gov/fds>). Det är baserat på låga-Mach-tals approximationer av flödesekvationerna, dvs baserade på förenklade ekvationer som utnyttjar det faktum att flödes hastigheten för olika gaser vid en brand är förhållandevis låga jämfört med ljudhastigheten. Approximationerna är avpassade för låga gashastigheter med betydande inslag av värmeledning vilket passar in på de förhållande som normalt råder vid bränder [16].

FDS kräver inga inställningar av fysikaliska samband utan de är aktiverade *by default*. Modellekvationerna beräknas numeriskt i ett stort antal rektangulära celler. Mängden celler definieras enkelt i en indatafil som antal celler i x -, y -, respektive z -led.

Vid beräkningarna antas gashastighet, temperatur etc. vara uniforma över varje celler och endast variera med tiden. Detta antagande blir förstas mera trovärdigt ju mindre cellerna är, dvs beräkningen bör bli mer korrekt ju fler celler som används. Samtidigt ökar beräkningstiden. Vid en brandsimulering^{vi} på en grid bestående 63 000 celler tog beräkningen ca ett dygn i anspråk. Då griden förtätades så att 500 000 celler användes tog beräkningen istället 15 dygn.

FDS är som tidigare nämnts, relativt enkelt att hantera. En kritik som emellertid kan riktas mot programmet är att *LES*-tekniken ger stora visualiserfördelar i så måtto att brand och rökspridning som simuleras ser mycket verklighetstrogn ut, oavsett om

^{vi} Datorm som beräkningarna utförts på är en Pentium III-maskin med en 700 MHz processorer och 512 MB RAM-minne under Windows 2000.

felaktiga modellparametrar använts. För en oerfaren operatör kan resultaten därför förefalla trovärdiga även om gridtäthet och andra parametrar är helt realistiska. Framför allt kan det vara frestande att hålla nere antalet celler för att minska beräkningstiden och LES kräver egentligen en större gridtäthet än de flesta andra tekniker om de numeriska felen skall kunna hållas nere.

Vad gäller sprinkler-/vattendimsimulering så behöver varje spraydysa en fil med data som beskriver dess fysiska karakteristik (vattenflöde, droppstorlek, dropphastighet, etc.). Har man den given så är det sedan enkelt att infoga sprinklermodellen i simuleringen. Användaren behöver då bara välja position samt eventuell aktiverings- och deaktiveringstid för dysorna. Möjligheten finns även att låta aktiveringen ske vid en viss givartemperatur.

FDS har den av CFD-programmen mest anpassade modellen för att hantera simulering av vattendimma/sprinkler vid bränder, där hänsyn bl.a. tas till droppstorleksfördelning, munstycksöppningar och dropphastigheter vid munstycket. De senare kan även definieras som funktion av var på munstycket som droppen lämnar.

FDS löser ekvation (2.47) genom att beräkna strålningen endast för vissa våglängdsområden, $[\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ eller 'band'. Strålningsintensiteten och de olika koefficienterna i (2.47) medelvärdesbildas på lämpligt sätt. För det fall att inga vattendroppar ingår i simuleringen, försummas integralen.

Gasformiga ämnen har olika absorptionskaraktistik och våglängdsområden väljs utifrån vilka ämnen som dominerar gasfasens absorption och emission av värmestrålning vid bränder (CO_2 , H_2O). Dessutom väljs band som kan användas för att beskriva interaktion med sot och med ett bränsle (metan). Modellen ger möjlighet att välja mellan 6 och 10 band. Exempel på våglängdsgränser visas i Tabell 9.

Tabell 9 Bandgränser för 6-bandsmodell

6-bands modell	1	2	3	4	5	6
våglängdsgränser (μm)	[1,2.63]	[2.63, 2.94]	[2.94,4.17]	[4.17,4.70]	[4.70,10]	[10,200]
absorberande ämne	sot	sot, CO_2 , H_2O	sot, CH_4	sot, CO_2	sot, CO_2	sot

Bandmodellen som baseras på 6 band ger 6 ekvationer (2.47) att lösa. Alternativt till bandmodellen kan gasens spektrala karakteristik antas domineras av dess sotinnehåll varvid en enda ekvation (2.47) beräknas, med medelvärdesbildade koefficienter och strålningsintensiteter.

Emellertid ger ekvation (2.47) endast beräknad strålningsintensitet i en riktning S . FDS löser detta genom att dela upp den sfär med enhetsradie som omger en strålningskälla i ett diskret antal rymdvinklar för vilka ekvation (2.47) löses. Normalt delas sfären upp i 100 diskreta rymdvinklar. Varje tredimensionell rymdvinkel utgör en kon med spetsen i strålningskällan där intensiteten antas konstant över varje tvärsnitt av 'konen'. Konens bas växer sedan med avståndet till strålningskällan.

Med vattendroppar närvarande, beräknas koefficienterna i ekvation (2.47) mha skattad droppstorleks-fördelning samt modeller för *Mie*-spridning (ekvation (2.46)). Även fasfunktionen P beräknas utifrån modeller för *Mie*-spridning.

Integralen i (2.46) beräknas genom en tämligen enkel ansats som i princip innebär att integralen approximeras till två bidrag; ett som är 'framåtriktat' längs S och alltså överensstämmer med diskretiseringen som görs vid den sfäriska uppdelning som nämns ovan, och en som bestäms av ekvationen: 4π -framåtriktad vinkel S , dvs. resten av enhets-sfären.

3.1.1.2 FLUENT

Fluent är, till skillnad från *BRANZFIRE* (Zonmodell, se nedan) och *FDS*, är inte specifikt framtaget för brandsimulering utan är ett generellt *CFD*-verktyg som kan simulera alla tänkbara flöden. Antal frihetsgrader för modellval, randvillkor och val av lösningsmetod är därför också stort. Detta har stora fördelar vad gäller att anpassa modeller och inställningar för varje problem men kräver i gengäld ett stort kunnande hos användaren både av fysisk modellering, numeriska metoder och av programmet som sådant.

FLUENT kan läsa in geometri-filer från externa program. Detta ger användaren möjlighet att använda komplicerade geometrier skapade i *CAD*-program men kräver också *CAD*-vana och därmed ett visst specialistkunnande. Beräkningsnätet, gridden, kan skapas i Fluent eller skapas externt i särskilda program för detta. Nätet kan därför förfinas på ett helt annat sätt än vad som är möjligt i *FDS*.

FLUENT innehåller betydligt fler frihetsgrader än *FDS* vad gäller definition av modeller. FLUENT har också betydligt mer avancerade sätt att lösa ekvation (2.47) på än *FDS*. I programmet finns 5 olika strålningsmodeller:

- **DTRM** (Discrete Transfer Radiation Model)

Baseras på antagandet att strålning som lämnar en yta kan approximeras till ett begränsat antal diskreta vinklar. Strålningsutbredningen för varje vinkel spåras genom beräkningsdomänen. Spridning ignoreras.

- **P-1**

Utgår från den mer generella *P-N-metoden* där strålningsintensiteten i ekvation (2.47), $i_\lambda(S, \omega)$, uttryckt som den totala strålningsintensiteten efter integration över alla våglängder λ , approximeras till en summa bestående av $n+1$ ortogonala funktioner:

$$i(S, \omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=l} \alpha_n^m(S) \psi_n^m(\omega)$$

dvs, P-1 ger 2 funktioner, P-3 ger 4. Uttrycket innebär att man gör en variabelseparation där α är en koefficient som beror av S och ψ är en ortonormerad funktion som beror av rymdvinkeln ω och som kan beräknas i förhand. Integralen i ekvation (2.47) beräknas genom att ansätta en relativt enkel fasfunktion som i standardutförandet antar en isotrop spridning.

- **Rosseland**

Är en förenklad variant av P-1.

- **DO (Discrete Ordinata radiation model)**

Beräknar på samma sätt som DTRM-modellen strålning för ett diskret antal vinklar. Skiljer dock i den numeriska hanteringen, bl. a genom att strålningen inte spåras så som i DTRM. Spridning är i motsatts till DTRM inkluderat i DO-modellen och modellen har tillgång till ett flertal fördefinierade fasfunktioner. Alternativt kan en sådan definieras av användaren.

- **S2S (Surface-to-Surface radiation model)**

Som namnet antyder betraktar S2S-modellen strålning som ett fenomen mellan ytor, dvs absorption, emission och spridning i faser/utrymmet mellan ytorna försummas.

På samma sätt som i FDS arbetar FLUENT med bandmodeller för att begränsa antalet våglängdsberoende beräkningar. För att kunna inkludera spridningstermen, dvs integralen i ekvation (2.47), måste DO, P-1 eller Rosseland modellen användas. Emellertid är den numeriska lösningen av Rosseland-modellen baserad på ett flöde utan temperaturvariationer (mass- och energibalanser löses var för sig) vilket i praktiken innebär att om man önskar simulera vattendropparnas inverkan vid en brand, där ju temperaturvariationer med nödvändighet infinner sig, så måste antingen strålningsmodellerna P-1 eller DO användas.

Generellt erbjuder FLUENT betydligt mer avancerade modeller för spridning av värmestrålning som följd av vattendroppars närvaro än vad FDS gör. Mycket mer varierad fysik kan inkluderas i FLUENT än i FDS, både vad gäller värmeöverföring mellan faser och vad gäller de olika fasernas egenskaper. Dock kräver FLUENT mycket mer förståelse och erfarenhet för att kunna användas effektivt.

4 Zonmodeller

Zonmodeller används för att simulera rumsbränder och tekniken bygger på att förenkla matematiken genom antagandet att rummet kan beskrivas av 1 eller flera zoner med homogena förhållanden dvs., inom varje zon finns inga variationer i temperatur eller gassammansättning. Tillvägagångssättet kallas ibland ”well-stirred reactor model” efter en likartad modelltyp inom kemitekniken. Tekniken medför att de fyrdimensionella (rum+tid) *partiella* differentialekvationerna som utnyttjas i CFD ersätts av endimensionella (endast tid) *ordinära* differentialekvationer. Detta innebär en mycket stor förenkling såväl matematiskt som numeriskt. Schematiskt kan modellekvationerna skrivas (jfr ekvation (3.1))

$$\frac{dU}{dt} = J, \quad U = \{\rho, P, V, T\} = \{\text{densitet, tryck, volym, temperatur}\} \quad (3.2)$$

J innehåller som tidigare olika källtermer.

Eftersom modellen bortser från lokala rumsliga variationer ingår inte balans för rörelsemängd i simuleringen utan endast balanser för massa och energi. Därmed ”försvinner” de turbulensgenererande ekvationerna vilket förenklar beräkningarna högst avsevärt. En zonmodell simulerar enkelt ett brandförlopp på ett par minuter där motsvarande CFD-simulering skulle ta dagar eller veckor i anspråk. Baksidan är att zonmodellen endast kan simulera relativt enkla brandscenarier och inte kan ge samma detaljrikedom som en CFD-baserad simulering. Ofta erhålls dock förvånansvärt god överrenstämmelse med experimentella data, förutsatt att de förutsättningar på vilka zonmodellen bygger är uppfyllda, dvs. rummet måste kunna beskrivas av ”well-stirred reactor” konceptet.

Vanligen används för brandsimulering en 2-zonsmodell där man delar upp rummet i ett övre, varmare, och ett nedre, kallare gaslager. Detta passar dock inte sprinkler/vattendimma simulering särskilt bra eftersom spraydysorna som regel åstadkommer en kraftig omblandning i rummet, vilket ”förstör” en eventuell zon-

uppdelning av rummet. Nedan redogörs för vattendimma/sprinkler simulering i ett tvåzonsbaserat simuleringsverktyg samt ett par enzonsmodeller.

4.1 BRANZfire 2002.7

BRANZFIRE är ett kommersiellt tvåzons-program som även inkluderar möjligheten till flamspridningssimulering för de ytskikt som omsluter ett rum. Programmet är utvecklat av The Building Research Association of New Zealand (*BRANZ*) som bedriver forskning och testning. Programmet kan simulera en eller flera bränder i ett till tio rum.

BRANZFIRE redovisar resultatet i form av kurvor över till exempel temperatur och syrenivå i de olika lagren. Det är ett bra och enkelt redskap att använda för att göra snabba överslagsräkningar. Nackdelen är att användningsområdet begränsas till enkla geometrier. Tändkällans effekt, *HRR* (*Heat Release Rate*), måste ansättas eller väljas från någon av de effektkurvor som finns fördefinierade i den tillgängliga databasen. -Den av användaren definierade *HRR* kallas i fortsättningen för HRR_{def} .

Programmet kan inte simulera ett sprinkler/vattendimsystem i egentlig mening. Vattnet som sprutas in rummet blandar om gasvolymen och därmed existerar inte de två klart avgränsade zoner som *BRANZfire* förutsätter. Däremot kan programmet simulera tid till aktivering av ett släcksystem som funktion av temperaturen hos en givare placerad i rummet, vilket är nog så viktigt för exempelvis utrymmes- och säkerhetsberäkningar.

När väl sprinklern aktiverats, simuleras endast enligt alternativen *control* eller *suppression*, dvs. systemet sägs antingen kontrollera branden så att den inte ökar i intensitet (konstant *HRR* efter aktivering) eller släcka branden. Vid det senare alternativet (*suppression*), följer brandutvecklingen, representerad av *HRR*, en exponentialkurva utvecklad av *Ewans* för oskyddade möbelbränder¹⁵:

$$HRR(t) = \begin{cases} HRR_{def}(t), & t < t_{act} \\ HRR_{def}(t_{act}) \exp\left[\frac{-(t-t_{act})}{-1,85}\right], & t \geq t_{act} \\ \quad \quad \quad \left[3(w'' \quad)\right] \end{cases}$$

där t , t_{act} , w'' , uttrycker "tid", "tid för aktivering", respektive "vattenflöde".

Generellt sett är *BRANZFIRE* mycket snabbare och enklare att arbeta med än de *CFD*-baserade programmen, men är begränsad vad gäller rumslig detaljinformation, komplexa geometrier och användande av sprinkler/vattendimsystem.

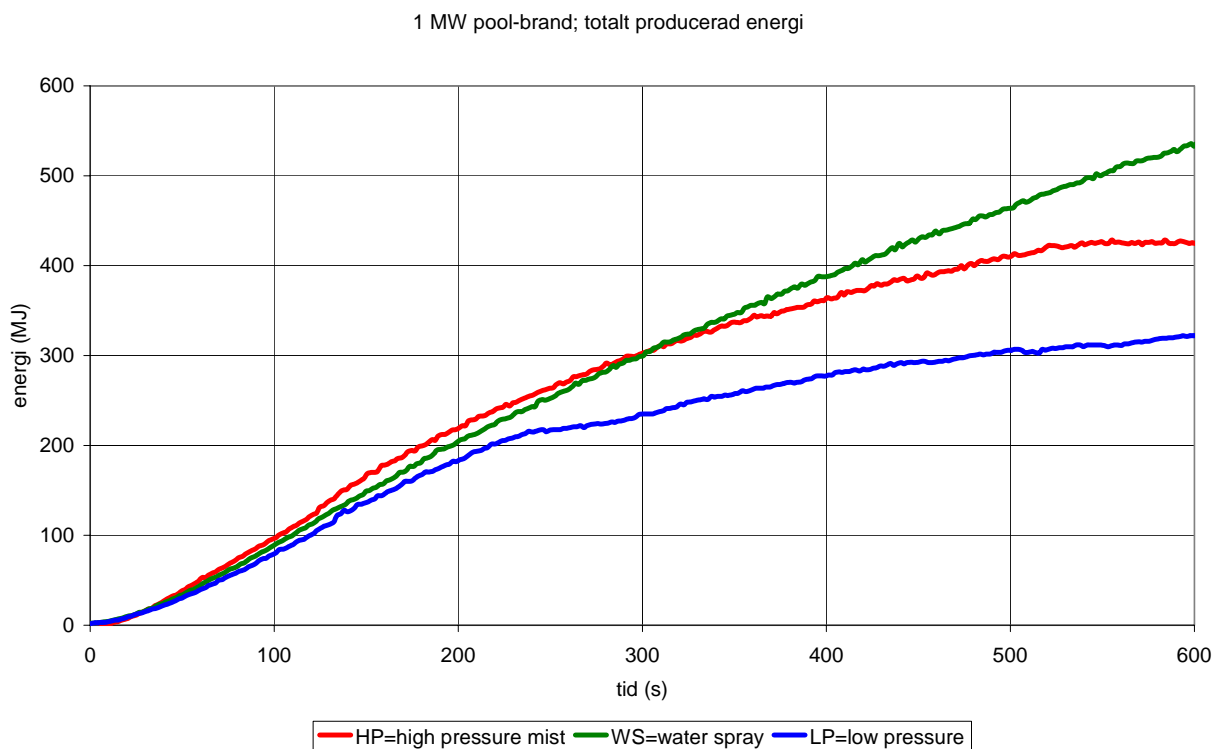
Strålningsmodeller i *BRANZfire* baseras på förenklingar av ekvation (3') avpassade för zonmodellen. Varje "zon" (även flamzonen) absorberar och emitterar i modellen strålning baserat på gastemperatur, sotinnehåll samt halterna koldioxid och vatten. Även de omslutande ytornas temperatur och strålningskaraktistik beräknas. Spridning ingår inte i modellen som inte heller inkluderar våglängdsberoendet i beräkningarna. Då strålningsintensiteten är beroende av T^4 finns risk att medelvärdesbildningen av temperaturen som sker för varje zon samt för väggytor, ger stora fel om "well-stirred-reactor" konceptet inte håller.

4.2 WATMIST

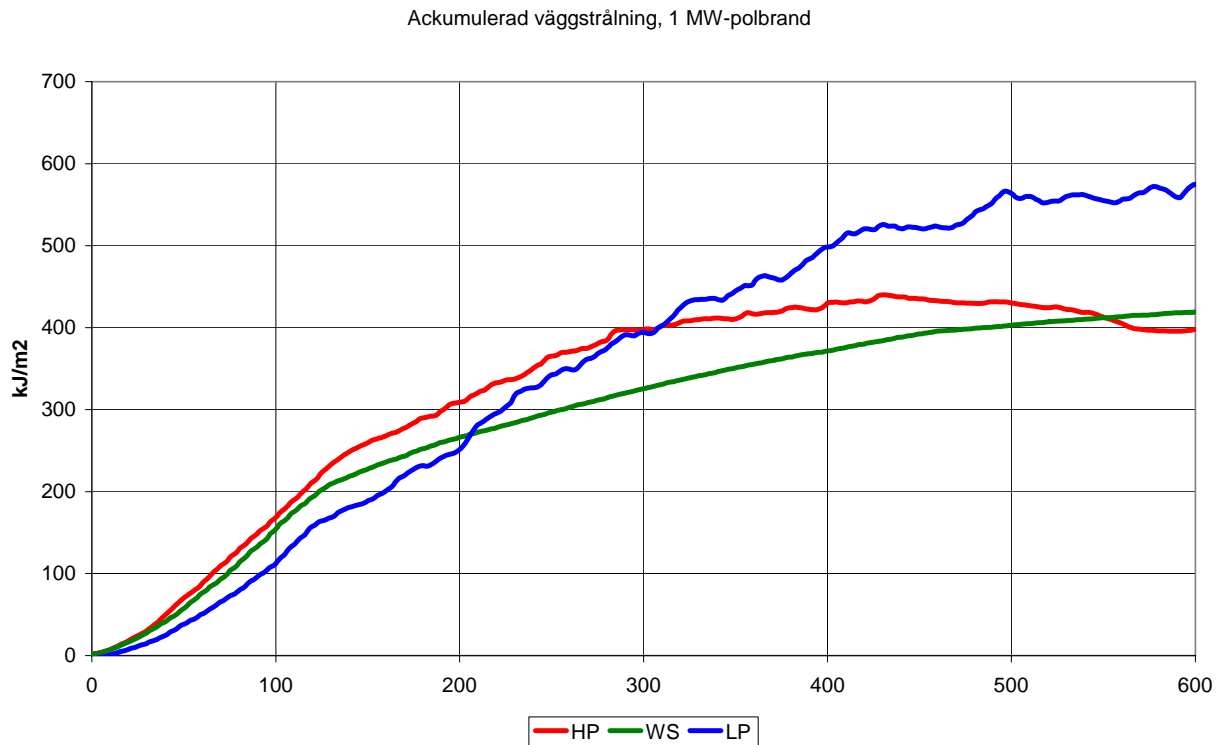
En-zonsmodellen ”WATMIST” är utvecklad av SINTEF^{16,17}, Norge. Den bygger på att hela den simulerade rumsvolymen kan approximeras med en ”well-stirred-reactor”. Rimligheten i detta antagande är lierat med släcksystemets förmåga att blanda rummets gaser med hjälp av de tillförda vattendropparna samt med brandens bidrag till omblandningen.

Det är svårt att överhuvud taget uttala sig om WATMIST-modellen då den i stort bygger på empiriska samband, en del självutvecklade och en del som hämtats från andra källor. Validiteten hos modellen visas bl.a. genom jämförelse mot resultat från en större poolbrand (~3,3 respektive ~6.5 MW max) i ett 3000 m³ rumsvolum. Huruvida 1-zons approximationen kan antas giltig i ett sådant stort utrymme är tveksamt och det är heller inte visat i artikeln att omblandningen är så god som förutsätts.

Strålning ingår överhuvud taget inte i modellen vilket också får betraktas som högst tveksamt. I Figur 32 visas experimentella data¹⁸ för totalt producerad energi vid en poolbrand i ett 500 m³ rum. Figur 33 visar motsvarande ackumulerade strålningsenergi, uppmätt i en punkt på den nedre delen av väggen. Branden skyldes av en täckplåt som var lokaliserad till ca 1 m över bränsleytan. En del av rummets övre delar kan därför antas delvis befinna sig i strålnings-”skugga”. Hela rummets totala yta var ~400 m². Om endast 50% av denna yta utsattes för samma strålningsintensitet som det aktuella instrumentet visar, ser man vid en jämförelse mellan Figur 32 och Figur 33 att den totala strålningsintensiteten som träffar väggen utgör i storleksordningen 25-30 procent av totalt producerad energi. Det är också uppenbart att olika släcksystem har olika strålningsdämpande karakteristik. Att därför försumma strålningsbidraget vid en simulering förefaller därför minst sagt vanskligt.



Figur 32 Experimentellt uppmätt energiproduktion i en 500 m³ rumsvolum



Figur 33 Ackumulerad strålningseffekt uppmätt under experimenten som visas i Figur 32

4.3 OPTI-mist

En-zons modellen ”OPTI-mist” är utvecklad av VTT, Finland¹⁹. Till skillnad mot WATMIST som nämns ovan vilken bygger mest på hel- eller halvempiriska samband, är OPTI-MIST ett seriöst försök att utveckla en en-zonsmodell för simulering av vattendimma på en vetenskaplig korrekt grund. Modellansatsen framtvingar dock ändå en del mer eller mindre empiriska samband, exempelvis för att beräkna energitransport genom de ytor som omsluter rummet.

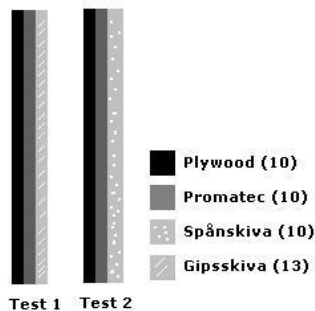
Grundläggande material och energibalanser för rumsvolymen används för simuleringen. Rörelsemängdsekvationen bortses ifrån då hela volymen förutsätts vara momentant omblandad. En hel del arbete förefaller vara nedlagt på att uttrycka betydelsen av varierande droppstorlek i den injicerade vattendimman och i rummet. Emellertid innefattar inte heller denna modell någon strålningsberäkning. Jämförelse med experimentella data finns¹⁹ och visar relativt god överrenstämmelse för en del experiment men sämre för andra. Enligt författaren motsvarar modellen bäst experimentella data vid simulering av brandeffekter som understiger 1-2 kW per m³ rumsvolym då randeffekter annars får allt för stor betydelse.

4.4 Test i BRANZFIRE

4.4.1 Testområde

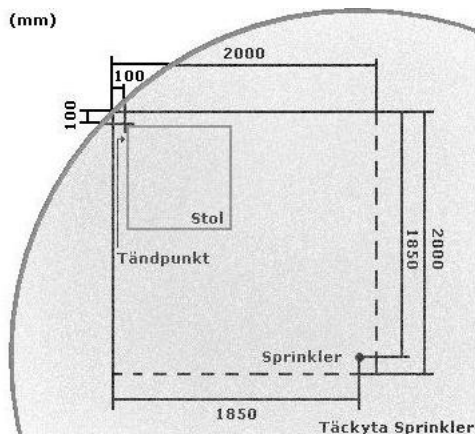
Testområdet²⁰ bestod av ett hörn uppbyggt av två väggar som sträckte sig 2,0 m ut från hörnet och ett tak, 2,4 m högt. Balkar och regler var gjorda av trä. Avsaknaden av de andra två väggarna gjorde det möjligt att samla upp röken från branden och mäta brandens effektutveckling, *HRR* i en möbelkalorimeter²¹. Väggarna bestod av en 10 mm tjock plywoodskiva ytterst, därefter en 10 mm tjock icke-brännbar skiva (Calciumsilikat, "Promatec") som mellanlager. Det innersta lagret bestod i försöket med sprinklersystem av en 10 mm spånskiva och i det fria brandförsöket av en 13 mm gipsskiva. Anledningen till att det var spånskiva vid sprinklertestet var att man ville låta branden interagera med väggmaterialet. En 1200 mm *Promatec*-skiva lades under stolen för att skydda betonggolvet.

(mm)



Figur 34 Genomskärning av väggarna

(mm)



Figur 35 Testområdet

Stolen som antändes var specialgjord efter *CBUF*'s forskningsplan²².

Dysorna var installerade enligt tillverkarnas specifikationer på ett avstånd som var det maximala då sprinklern fortfarande täckte hela området: 1,85 m, vilket motsvarar en täckningsyta på 3,7x3,7 m (13,4 m²) och alltså precis når till hörnet av rummet. Dysan var av typen *recessed pendent*^{vii} med en aktiveringstemperatur på 68 °C. Vattenflödet var på 68 l/min, *RTI* värdet 40 (ms)^{1/2} och *C-faktorn* 0,5 (m/s)^{1/2}. Vattenflödet var satt att stämma

^{vii} Recessed Pendent: takmonterad sprinkler vars spridare sitter nedanför takhöjden men har komponenter inne i taket.

överens med normen i *NFPA 13R*^{viii} för flödet i en sprinkler. Dysans lägsta punkt var 33 mm under takhöjden.

4.4.1.1 Försök 1

I detta försök jämförs temperaturen i det övre lagret beräknad i BRANZFIRE med uppmätta temperaturer i det verkliga försöket (test 3 i referens 20). Branden sker fritt utan inverkan av sprinklers. Avsikten med denna jämförelse är att se hur väl den beräknade temperaturen i det övre lagret stämmer överens med de uppmätta. Brandens effekt har definierats i simuleringsverktyget BRANZFIRE genom att använda experimentellt uppmätt HRR.

4.4.1.2 Försök 2

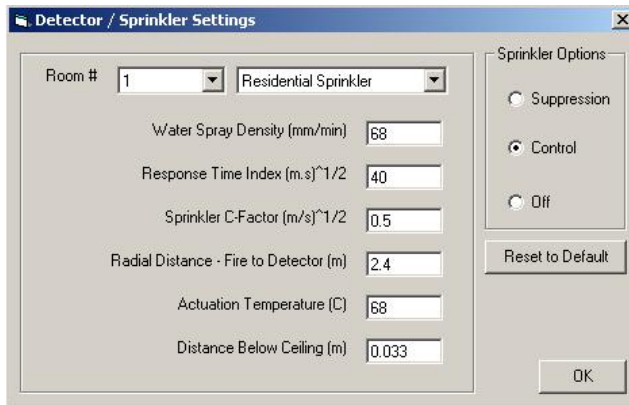
I detta försök jämförs brandens utveckling under inverkan av sprinkler beräknat i BRANZFIRE med uppmätta värden från ett verkligt försök (test 4 i referens 20). Avsikten med denna jämförelse är att se hur väl programmet behandlar sprinklersystem. I BRANZFIRE används samma HRR som i första försöket och jämförelser görs för att se om den förändras enligt det verkliga försöket då sprinklern aktiveras. Aktiveringstiden för sprinklersystemet i BRANZFIRE studeras för att se om den stämmer överens med aktiveringstiden i det verkliga försöket.

4.5 Beräkningsområdet i BRANZFIRE

I BRANZFIRE definieras rummet som ett kvadratisk 2x2 m rum med en takhöjd på 2,4 m och med en ventilationsyta på 9,6 m² som har för avsikt att ta hand avsaknaden av de två väggarna. Väggarna och taket kan bara definieras som bestående av ett eller max två lager vilket innebär att endast de innersta två materialen kan tas med i beräkningarna.

Materialen definierades med hjälp av data från BRANZFIREs materialdatabas, materialnamnen inom parentes. Ett 10 mm betonglager (*Concrete*) som yttre lager och en 13 mm gipsskiva (*Plasterboard, gypsum*) i det första försöket som inre lager och i det andra försöket en 10 mm spånskiva (*Particleboard, FR*) innerst. Golvet definieras som ett 10 mm tjockt betonggolvs (*Concrete*). Sprinklersystemet definieras enligt följande:

^{viii} NFPA 13D/R (*National Fire Protection Agency*) är standarder från USA för sprinkler i bostadshus. 13D för en- och tvåvåningshus och 13R för upp till fyra våningar.

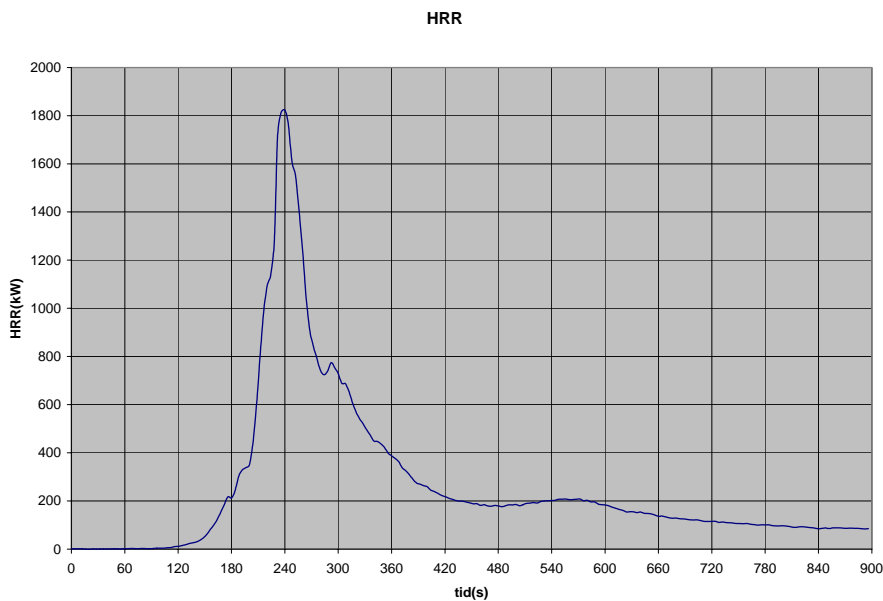


Figur 36 Inställningar för sprinkler i BRANZFIRE

Vad det gäller branden så definieras den som en hörnbrand och HRR anges enligt testdata från det verkliga försöket.

4.5.1 Resultat Försök 1

I det första försöket i BRANZFIRE får branden brinna med en given HRR som är den samma som den uppmätta HRR-kurvan i det verkliga försöket.

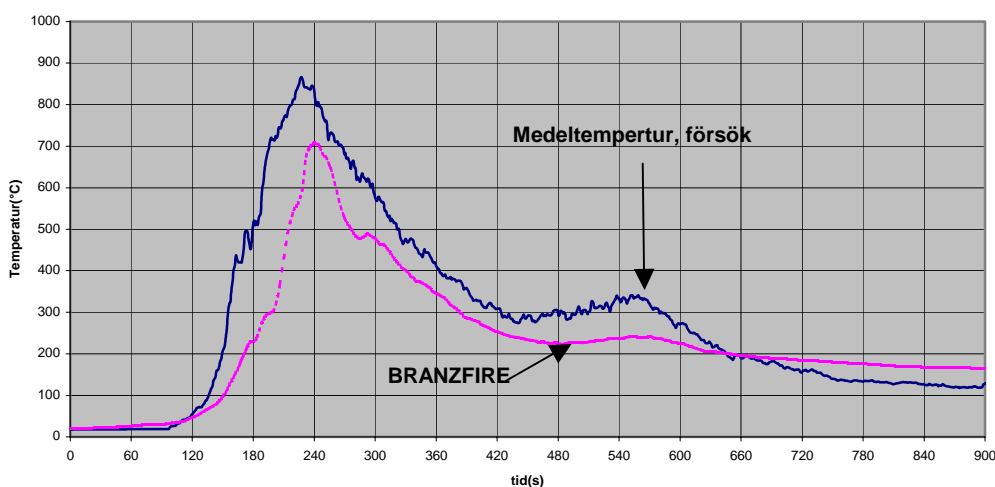


Figur 37 HRR uppmätt i det verkliga försöket

Beräkningstiden för detta fall var under tre minuter (166 sekunder) vilket är en kort tid i jämförelse med CFD-programmen som framgår senare.

BRANZFIRE ger då en temperaturutveckling i det övre lagret enligt följande figur:

Temperatur i övre lagret



Figur 38 Temperaturutveckling i det övre lagret

Den beräknade temperaturen stämmer bra överens med de uppmätta från det verkliga försöket, dock är den något lägre. Detta kan tänkas bero på att alla uppmätta punkter ligger väldigt nära taket där temperaturen är något högre än medeltemperaturen för det övre lagret, vilket är vad som beräknas i BRANZFIRE. En annan förklaring till den lägre temperaturen är att mätpunkterna var nära branden, där temperaturen kan antas vara något högre än medelvärdet för rökgaslagret. Mätpunkterna i det verkliga testet är placerade enligt följande:

Tabell 10 Lokalisering av temperaturmätning

	100 mm från hörnväggarna		500 mm från hörnväggarna
CH 21	I takhöjd (<i>Plate Thermometer</i>)	CH 26	I takhöjd (<i>thermocouple</i>)
CH 22	I takhöjd (<i>thermocouple</i>)	CH 27	10 mm under taket (<i>thermocouple</i>)
CH 23	10 mm under taket (<i>thermocouple</i>)	CH 28	50 mm under taket (<i>thermocouple</i>)
CH 24	50 mm under taket (<i>thermocouple</i>)		

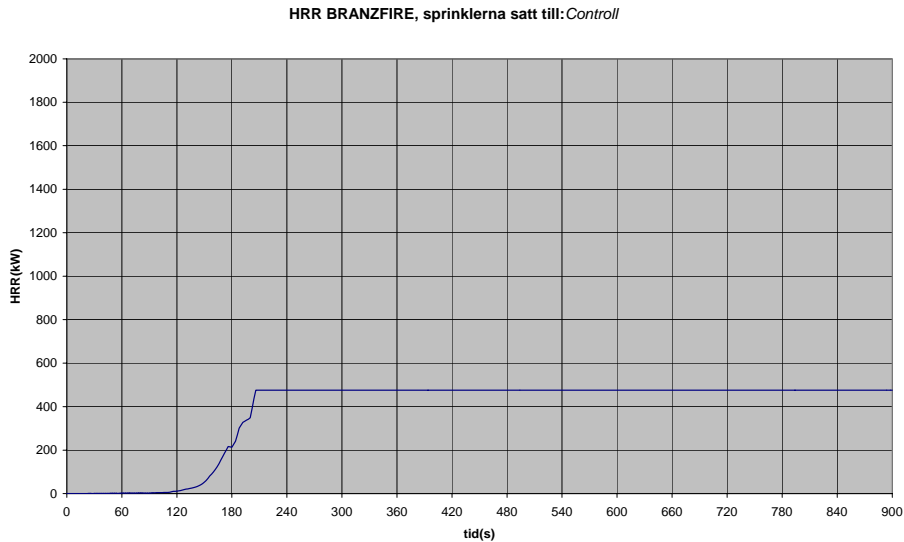
Medeltemperaturen som åskådliggörs i Figur 38 är alltså ett medelvärde av 7 olika mätpunkter på eller nära undertaket.

4.5.2 Resultat Försök 2

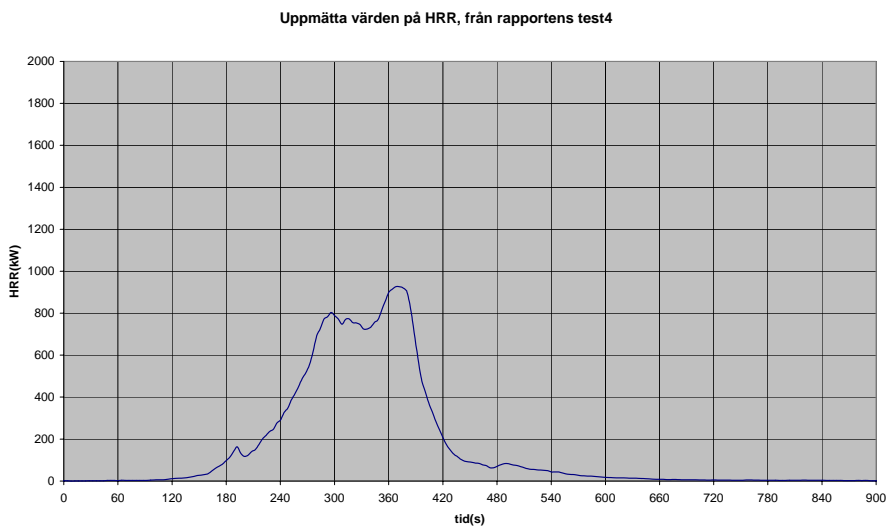
I detta försök har sprinklersystemets aktiveringstid undersökts. Enligt den uppmätta tiden i det verkliga försöket aktiveras sprinklern efter 165s. I det simulerade fallet aktiveras sprinklern efter 205 s. Detta får man se som ett acceptabelt resultat med tanke på den förenklade modellen. Att de aktiveras senare i BRANZFIRE beror troligen på att medeltemperaturen i det övre lagret är lägre än den temperatur som omger givaren i det verkliga fallet.

De beräknade resultaten som erhålls för perioden efter sprinklerns aktivering är inte av något större värde. Detta beror på att de modeller som BRANZFIRE använder sig av för

att simulera sprinkler är bristfälliga. Om man använder sig av *control*-funktionen så fryser BRANZFIRE HRR vid det värde som den hade då sprinklern aktiverades och håller den sedan konstant under den resterande beräkningstiden.



Figur 39 HRR BRANZFIRE med sprinklermodell “control”

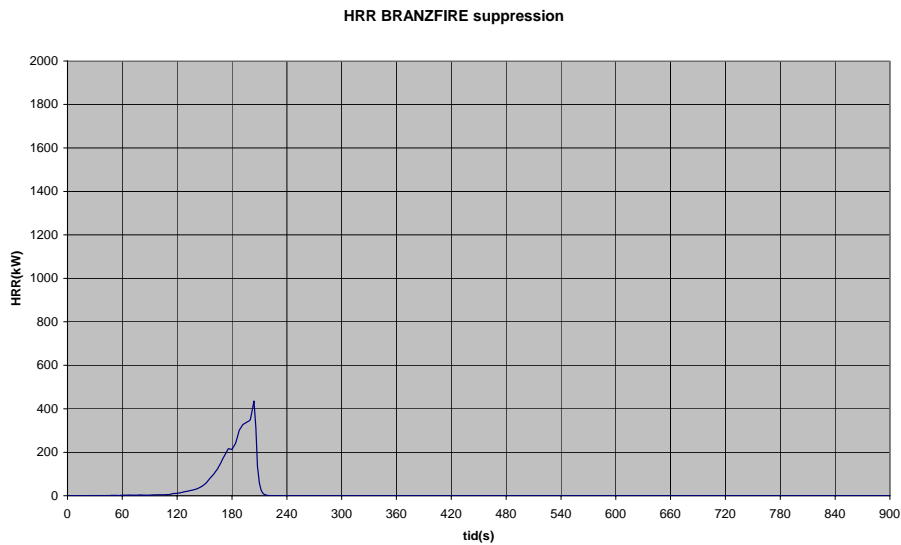


Figur 40 Uppmätta värden på HRR

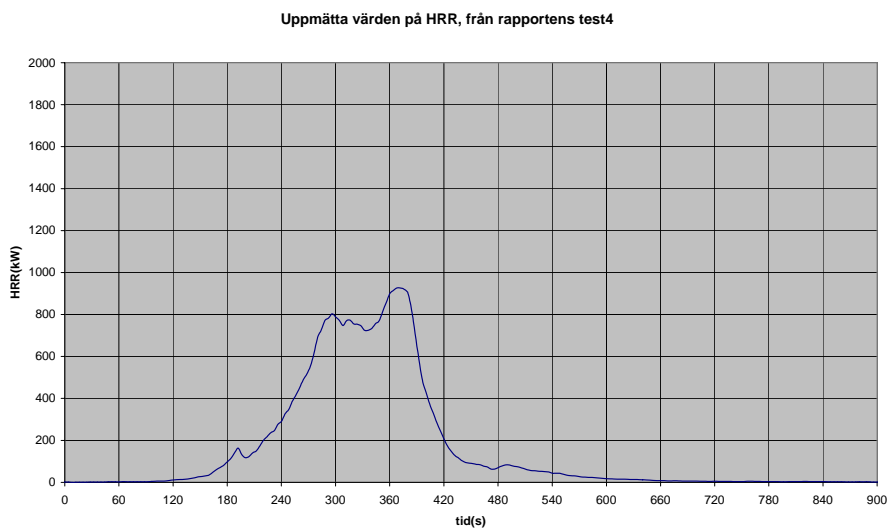
Detta är orimligt. I verkligheten hålls inte brandens effekt konstant efter sprinkleraktivering, varför det kan vara mer intressant att använda BRANZFIREs *suppression*-funktion, vilken succesivt minskar brandeffekten då sprinkler aktiverats. *Suppression* i BRANZFIRE påverkar HRR enligt följande funktion, utvecklad av *Ewans* för oskyddade möbelbränder²⁵:

$$HRR(t) = \begin{cases} HRR_{def}(t), & t < t_{act} \\ HRR_{def}(t_{act}) \exp\left[\frac{-(t-t_{act})}{3(w''^{-1,85})}\right], & t \geq t_{act} \end{cases}$$

Där t_{act} är aktiveringstiden och w'' är flödesdensiteten för sprinklersystemet. Uttrycket ger en strängt avtagande funktion efter det att $t > t_{act}$ dvs när sprinklersystemet aktiverats. Även denna modell ger dock otillfredställande resultat.



Figur 41 HRR BRANZFIRE sprinklermodell *suppress*



Figur 42 Uppmätta värden på HRR

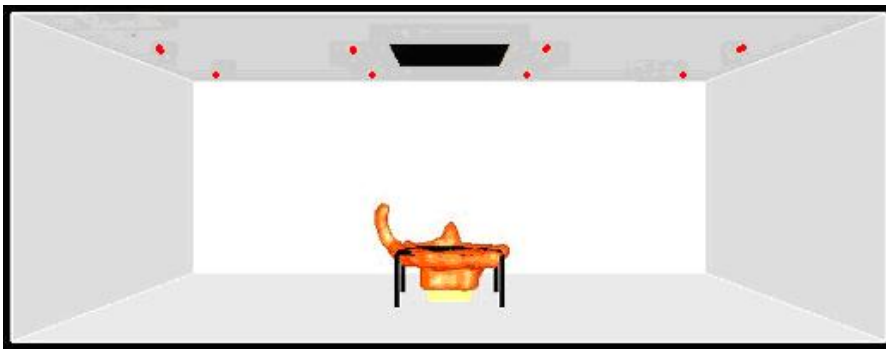
I det verkliga försöket sjunker HRR strax efter aktiveringen av sprinklersystemet men den stiger sedan ganska kraftigt för att senare åter avta. Detta är omöjligt att simulera i BRANZFIRE med de modeller som programmet tillhandahåller idag.

Beräkningstid för *control* och *suppression* simuleringarna låg strax under tre minuter.

4.6 Test II, BRANZfire

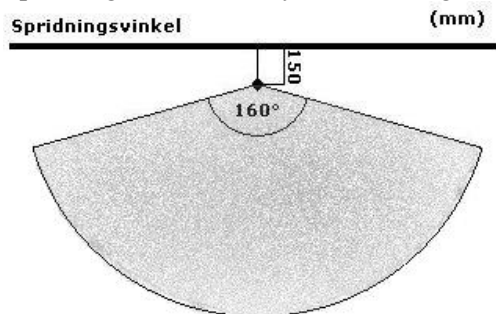
Testområdet bestod av ett rum som mätte 8,0x12,5 m med en takhöjd på 5 m vilket ger en rumsvolym på 500 m³. Väggar och tak bestod av 2 mm tjocka stålplåtar. Branden som var placerad mitt i rummet bestod av en heptan-poolbrand med bränsleytan ca 100 mm ovanför golvytan. Diametern för heptanbehållaren valdes för att erhålla en HRR på omkring 1 MW (i verkligheten blev den något större).

0.7 m ovanför brandytan placerades en 4mm tjock metallplatta på 2x2 m med syfte att förhindra vattnets direktpåverkan på brandkällan. Detta för att försöka efterlikna en brand i till exempel ett maskinrum (*obstructed fire*). Ventilationen i rummet bestod av en stor öppning i mitten av taket som mätte 2,1x3,0 m samt två mindre som dock var stängda i de försök som redovisas nedan.



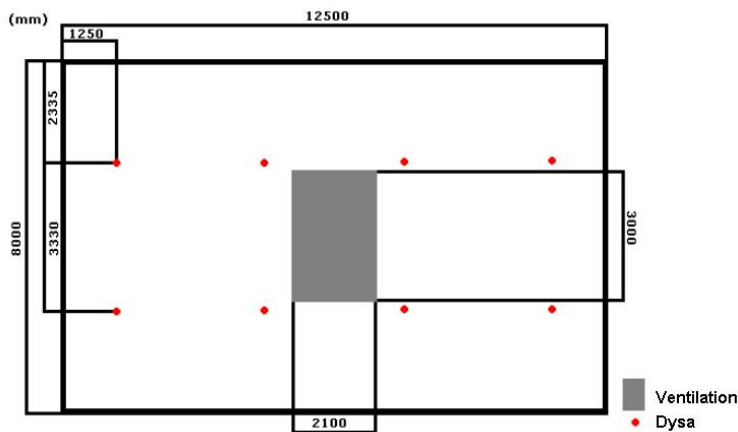
Figur 43 Schematisk bild av testkonfigurationen

De åtta dysorna i det simulerade testet var ett s.k. *lågtryckssystem* med en vattenflödes hastighet på 97 l/min vid trycket 70 bar. Medeldroppstorleken angavs av tillverkaren till 230 µm och dropparna sades lämna dysan med en hastighet på 2,5 m/s. Spridningsvinkeln för dysan var 160 grader.



Figur 44 Spridningsvinkel för spraydysor

Spraydysorna installerades i taket med ett mellanrum på 3,33 m enligt figuren nedan. Avståndet mellan sprinklerhuvudet och taket uppgick till 0,15 m.



Figur 45 Bild över taket med spraydysor och ventilation

Heptanbranden tändes med en fackla och fick brinna i två minuter innan sprinklersystemet aktiverades. Systemet aktiverades alltså manuellt och inte av den aktuella temperaturen vid den tidpunkten.

4.7 FDS

4.7.1 Beräkningsområde

Rummet definieras som i det verkliga försöket med vissa undantag. I *FDS* kan man inte ange annat än räta linjer så den runda heptanbehållaren tvingas representeras av ett rätblock. I *FDS* kan man definiera branden genom att antingen ange en bestämd intensitet per kvadratmeter via variabeln: *HRRPUA* vilket definierar HRR per enhets-area. Ansatsen ger en konstant HRR. Man kan även ansätta en tidsberoende HRR-kurva för någon yta i beräkningsområdet.

Alternativt kan man definiera en reaktion genom att för något material ange

- *HEAT_OF_VAPORIZATION* (kJ/kg)
- *HEAT_OF_COMBUSTION* (kJ/kg)
- *BURNING_RATE_MAX* (kg/m²/s)

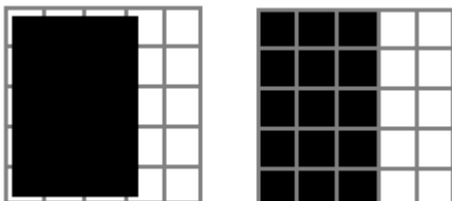
och sedan ange att ett ytområde består av detta material. Detta innebär att man får en reaktionshastighet som är beroende av framför allt förångningshastighet hos materialet.

Vid simuleringen i *FDS* angavs brandytans material som *HEPTANE* vilket finns fördefinierat i *FDS* materialdatabas och ger den en area på 0,42 m² vilket gav en högsta möjlig HRR på lite över 1 MW^{ix}.

Plåtens dimensioner anges enligt experimentet och materialet sätts till databasens "SHEET METAL". Takventilationen är öppen från start och hålls sedan öppen under hela försöket. Två olika beräkningsnät används, det första med 63x40x25 celler i x-, y-, z-led vilket ger totalt 63 000 celler och det andra med 125x80x50 celler vilket ger totalt 500 000 celler. Beräkningsnätets storlek är viktig i *FDS* av flera skäl ; har man för grovt nät kan man inte ange korrekta dimensioner för objekt som kräver högre upplösning. Har

^{ix} $HRR_{MAX} = Area * HEAT_OF_COMBUSTION * BURNING_RATE_MAX$

man angett en position för ett hörn som inte sammanfaller med en nod i nätet så kommer ytan att avrundas till den närmsta noden.



Figur 46 Beräkningsnätsavrundning

Eftersom värdet för temperatur, hastighet o.s.v. numeriskt hanteras så att de sätts konstanta för varje cell, är trovärdigheten hos resultatet klart beroende av hur många celler man har.

Beräkningar som gjordes utfördes på både ett grovt och ett fint beräkningsnät för att jämföra hur mycket beräkningsnätets storlek påverkar beräkningsresultatet. Med den högre noggrannheten följer också ökad beräkningskostnad. Beräkningstiden för det grövre beräkningsnätet var ungefär ett dygn och för det finare femton dygn.

4.7.2 Inställningar för vattendimmsystemet

I *FDS* kan man ställa in flera variabler för sprinklersystem. Vattendimmsystemet i testet arbetar med ett tryck på 12 bar och ett *K*-värde på 3.6 l/min/bar^{1/2}, så variablerna *OPERATING_PREASSURE* och *K-FACTOR* sätts till sina respektive värden. Däremot är variablerna *RTI*, *C-FACTOR* eller *ACTIVATION_TEMPERATURE* inte aktuella att definiera eftersom systemet ska aktiveras efter två minuter och inte när temperaturen nått ett visst värde. Vad gäller hastighet och droppstorleksfördelning så valdes ungefärliga värden för sprinklersystem och dysor av den typen vilket innebar en hastighet på 2,5 m/s och en spridningsvinkel på 80° från lodlinjen. Medeldroppstorlek sattes till 230 µm. Fördelningen definieras i *FDS* mha en *Rosin-Rammler*/log-normal fördelning²³.

4.7.3 Bekämpning av branden lokalt

I *FDS* beräknas nedkylningen av ytor och sänkning av *HRR* ut lokalt för varje cell. Förbränningshastigheten av bränslet ges av formeln

$$\dot{m}''_f(t) = \dot{m}''_{f,0}(t) e^{-\int k(t) dt}$$

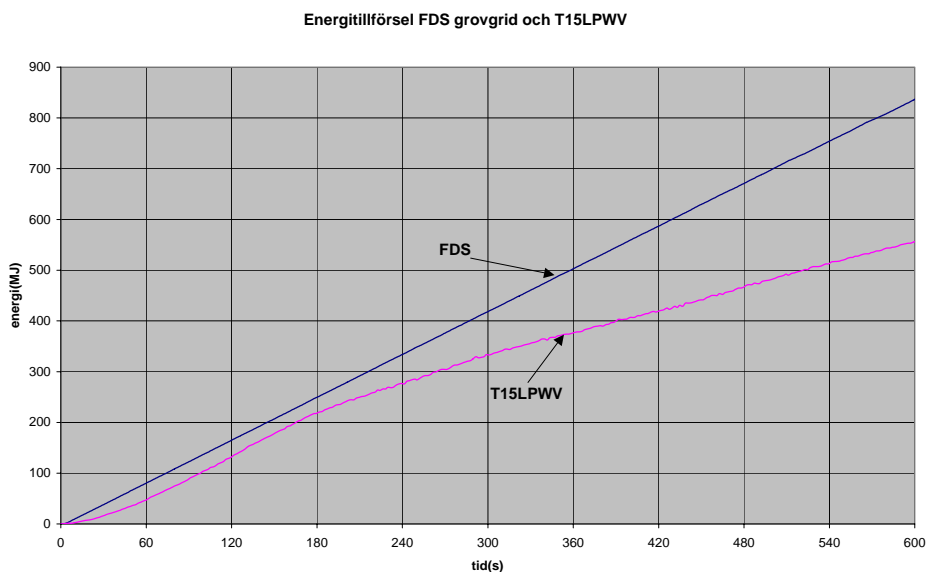
$\dot{m}''_{f,0}(t)$ anger förbränningshastigheten per areaenhet för bränslet utan vatten närvarande. $k(t)$ är en linjär funktion över den lokala vattenmassan per areaenhet, m''_w :

$$k(t) = a m''_w(t)$$

där a är en empirisk konstant.

4.7.4 Resultat T15LPWV-test med lågtryckssystem med ventilation på grovt beräkningsnät

Beräkningsresultatet från *FDS* vid användning av det grova beräkningsnätet (63 000 celler) visar en för hög energiproduktion jämfört med experimentet. Detta gäller såväl innan vattendimman aktiveras ($t=120$ sekunder) som efter aktivering. Figur 47 visar totalt producerad energi ("Total Heat Release", "THR") från experiment respektive simulering.



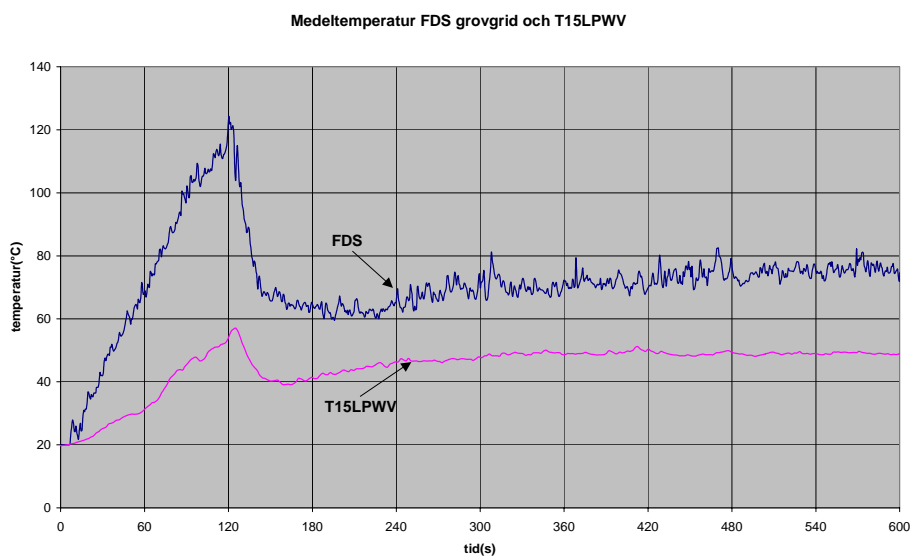
Figur 47 Energitillförsel beräknad i FDS respektive T15LPWV

En anledning till den förhöjda energiproduktionen vid simuleringen är avrundningen till hela celler i beräkningsnätet som förklarats tidigare. Brandytan blir $0,6 \times 0,8$ m ($0,48$ m²) med den aktuella upplösningen på kuber med sidorna $0,20$ m hos beräkningsnätet vilket kommer att leda till för hög effekt. Detta förklarar skillnaderna innan vattendimman aktiveras.

Brandens intensitet avtar i det verkliga försöket från det att sprinklersystemet aktiverats men den släcks inte under det tidsintervall som studerades, i det här fallet cirka tjugo minuter. *FDS* beskriver inte vattendimmsystemets inverkan på branden särskilt bra. Detta beror på att den modell som används ("mixt is burnt") inte tar hänsyn till temperatursänkningen av de brännbara gaserna som vattendimman ger. Sänkningen av syrenivån påverkar flamstorlek och HRR och det finns möjlighet att specificera en lägsta syrehalt under vilken förbränningen upphör.

I *FDS* finns möjlighet att definiera ett enkelt reaktionsförlopp där temperatur och syrehalt får en mer direkt inverkan. Detta förfarande kräver dock en hel del experimentellt arbete och parameterjustering för att kunna vara effektivt. Dessutom finns inte denna möjlighet tillsammans med vattendim-modellerna.

Resultatet av att jämföra temperatur som uppmätts vid testet respektive termoelement som placerats på motsvarande punkter i *FDS* visar att vattendimmsystemet dämpar temperaturen men att temperaturen ligger högre än den i det verkliga försöket, vilket är att förvänta då THR är större vid simuleringen. Temperaturen är uppmätt i tio punkter på samma avstånd från branden i *x*- och *y*-led men på olika höjder. Punkterna ligger på (2,91; 4,0) i det horisontella planet med en mätpunkt varje halv meter i höjddled samt en extra nära taket.



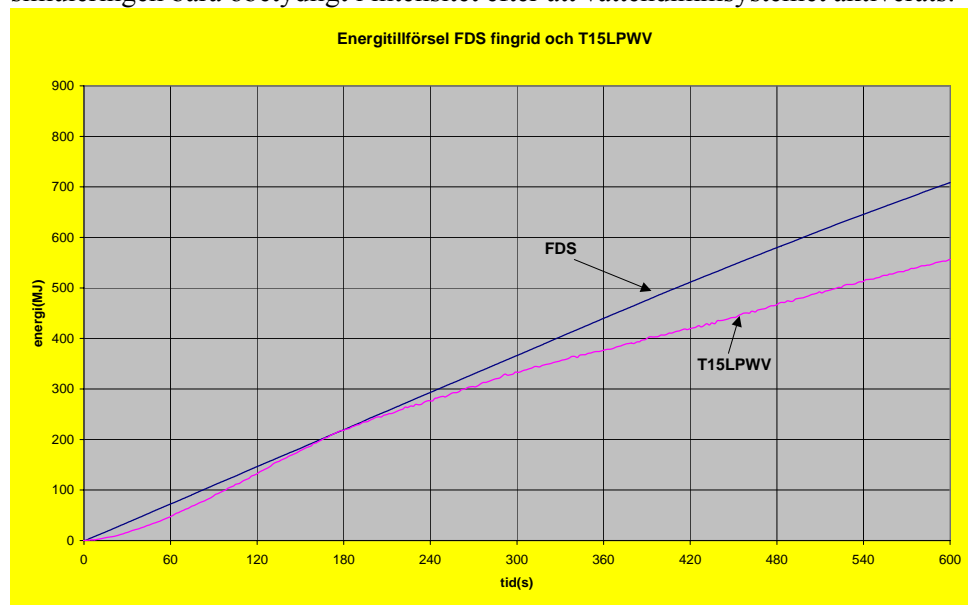
Figur 48 Medeltemperatur i FDS respektive T15LPWV

Som figuren visar så påverkar vattendimmsystemet rumtemperaturen i FDS på samma sätt som i det verkliga försöket.

Även syrenivåerna blir lägre i FDS som följd av för hög THR.

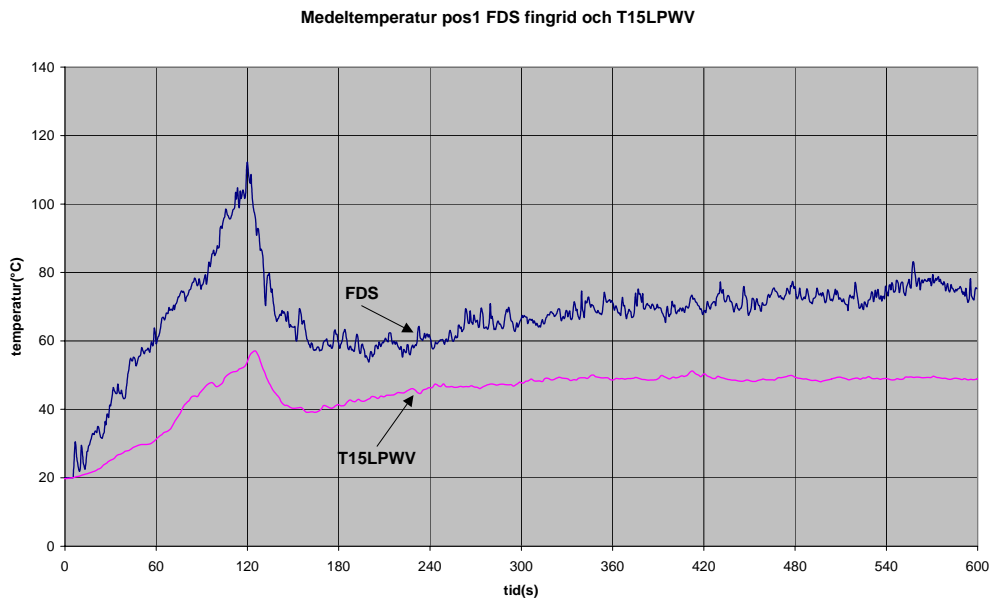
4.7.5 Resultat T15LPWV-test med lågtryckssystem med ventilation på det fina beräkningsnätet

Brandens intensitet stämmer väl överens mellan simulering och försök fram till dess att vattendimmsystemet aktiveras eftersom det finare beräkningsnätet tillåter en brandyta på de 0.42 m² som enligt beräkningar ska ge rätt intensitet. Däremot avtar branden i simuleringen bara obetydligt i intensitet efter att vattendimmsystemet aktiverats.



Figur 49 Energitillförsel beräknad i FDS respektive T15LPWV

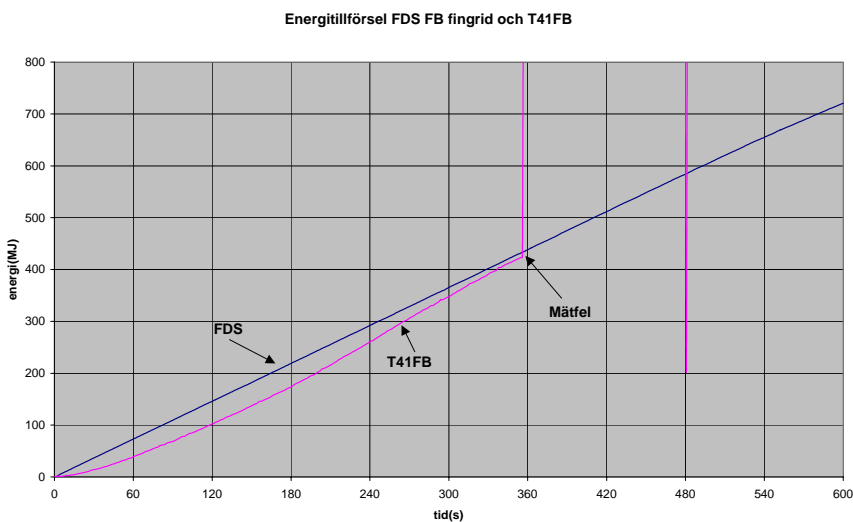
Även syrenivå och temperatur stämmer bättre överrens med det experimentella resultaten.



Figur 50 Medeltemperatur i FDS respektive T15LPWV

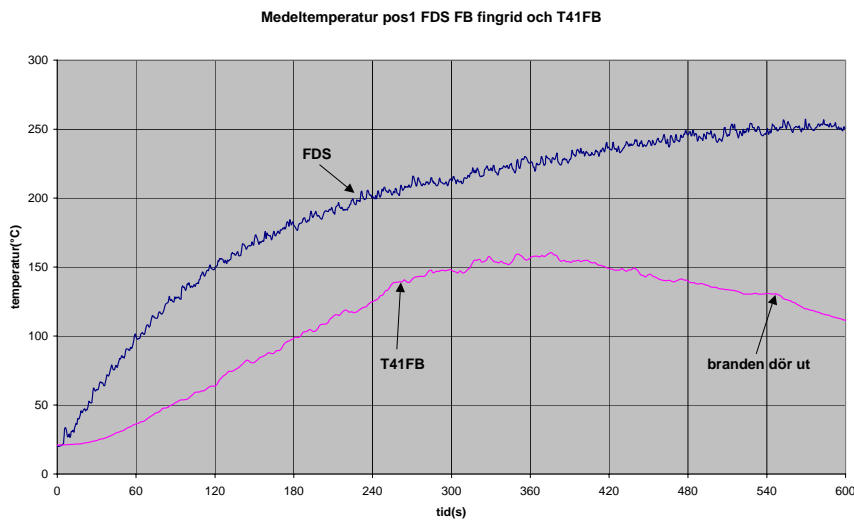
4.7.6 Resultat T41FB-test utan sprinklersystem och utan ventilation på det fina beräkningsnätet

I detta försök studeras branden utan inverkan av vattendimmsystemet och utan ventilation.



Figur 51 Energitillförsel i FDS respektive T41FB

Återigen ligger temperaturen högre i *FDS* än i försöket. För just det här försöket var det problem med testdata vad gäller energitillförsel eftersom vågen i testet havererade efter knappt sex minuter (se Figur 51).



Figur 52 Temperatur i FDS respektive T41FB

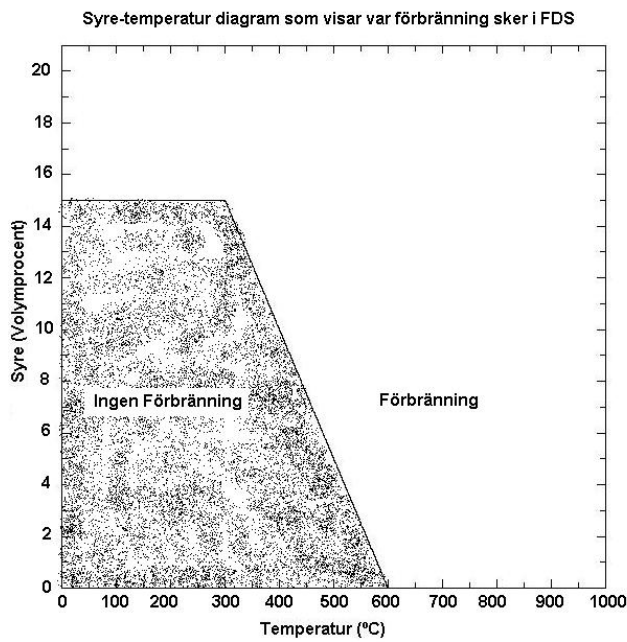
Temperaturen från FDS-simuleringen är för hög, trots att energinnehållet inledningsvis är ganska lika för de båda fallen (Figur 51). Detta beror troligen på att värmeförlusten i de omslutande ytorna är för låg i modellen jämfört med experimentet. Detta skulle kunna åtgärdas med att ändra på värmeledningstal för väggmaterialet.

4.7.7 Jämförelse av resultat med olika beräkningsnät

Det grova beräkningsnätet medförde så som nämnts ovan, att den polbranden beräknades för en större yta än vad som var angivet i indata. Därför stämmer energi och temperaturnivåer bättre för det finare nätet. Det skulle varit intressant att jämföra mot ett ännu mera finmaskigt beräkningsnät men detta bedömdes kräva allt för mycket datorkraft.

4.7.8 Sammanfattning

Simuleringar i *FDS* har visat att programmet inte hanterar brandreduktionen orsakad av temperatursänkning och utspädning av syrehalten ("inertering") på ett tillfredställande sätt. *FDS* använder sig av en tämligen enkel temperatur/syre funktion för att avgöra om förbränning kan ske²³, vilken visas i Figur 53.

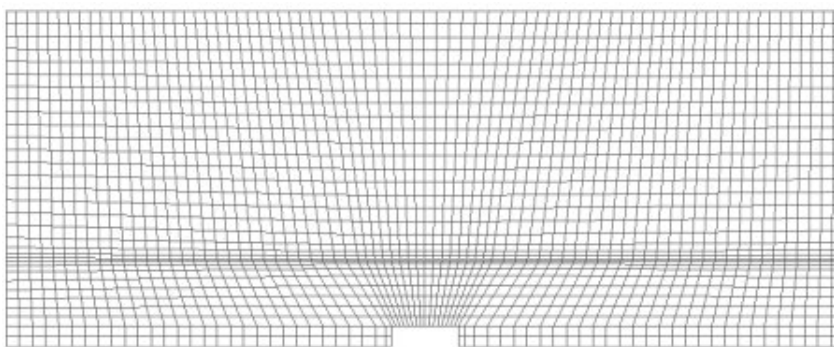


Figur 53 Syre-temperatur diagram som visar var förbränning sker i FDS

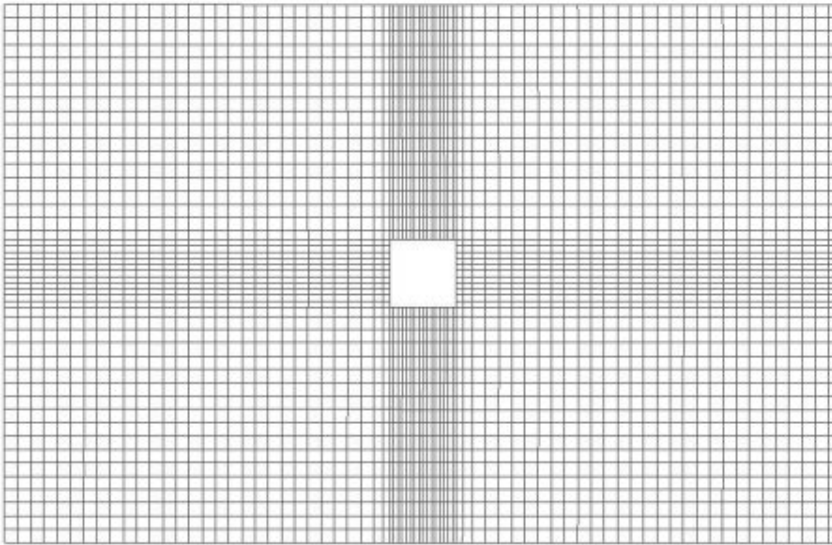
4.8 Fluent

4.8.1 Beräkningsområde

För beräkningarna i *Fluent* har en geometri-fil från det fristående programmet *I-DEAS* använts. Området är uppdelat i 113 776 celler, men till skillnad från *FDS* så är fördelningen inte homogen. Cellerna ligger tätare kring branden, detta för att beräkningsnätet ska passa in kring objekten. Beräkningsnätet hade kunnat göras grovt i de delar av området där ingenting intressant händer, men eftersom vattendropparna kommer strömma genom i stort sett hela rummet är det inte intressant att göra här.



Figur 54 Tvärsnitt av beräkningsnätet genom brand



Figur 55 Tvärsnitt av beräkningsnätet över branden

Området är korrekt representerat. Brandytan är dock inte rund utan kvadratisk, detta för att förenkla cellindelningen av ytan. De problem som *FDS* hade med beräkningsnätsavrundningen syns inte här eftersom geometrin och objekten skapas först och sedan delas området in i celler efter det.

Branden definieras som ett massintag in i området med heptangas (*n-Heptane* i programmet) med en konstant mängd av 25 g/s. Detta kommer ge en intensitet på 1200 kW enligt beräkningar^x. Det finns inget enkelt sätt att verifiera att branden verkligen har den här intensiteten i *Fluent* eftersom effektvariabeln, *HRR*, som är självklar i de renodlade brandsimuleringsprogrammen inte återfinns här.

4.8.2 Modeller

Det finns två huvudsakliga metoder att lösa de grundläggande flödesekvationerna, *coupled* och *segregated*. *Segregated*-metodiken löser först kontinuitets-, moment-, energi- och ämnesbalanserna, därefter beräknas turbulens- och strålningsekvationerna utifrån beräknade data från de förstnämnda ekvationerna. Den andra metoden, *coupled*, löser samtliga ekvationer samtidigt.

För det aktuella problemet så väljs *segregated* som metod, eftersom nackdelen med *coupled* är att den använder nästan dubbelt så mycket minne.

En fördel med *coupled* är att den kan lösa problemet med en fler numeriska metoder tillgängliga (explicita eller implicita lösningsmetoder). *Segregated* tekniken ger färre numeriska frihetsgrader (endast implicit

För viskositeten/turbulensen finns, förutom alternativen att räkna utan viskositet eller utan turbulens (laminär strömning), fem modeller med ett flertal varianter av varje. Den kanske mest kända bland dessa är *k-ε-modellen*. Modellen anses vara robust, ekonomisk och relativt noggrann. Det finns två vidareutvecklingar av den vanliga *k-ε* modellen men deras styrka ligger i roterande flöden och flöden med stark krökning av strömlinjerna vilket inte passar in på problemet. *k-ε* är också välbeprövad för värmeledningssimuleringar.

^x Molmassan=100,2 g för Heptan, Heat of Combustion= 4817 kJ/mol, =>25 g/s motsvarar ~1200 kW (4817*25/100.2 ≈ 1200 kW)

Även för strålning finns fem modeller samt alternativet att inte simulera strålning alls. För strålning valdes Rosselands strålningsmodell eftersom den var den beräkningsmässigt billigaste modellen. P-1 modellen hade kunnat vara ett alternativ eftersom den hanterar strålning från gaser och partiklar, men den gav konvergeringsproblem. För kemin väljs modellen species transport, som tar de aktuella ämnena; heptan, koldioxid, vatten, syre, väte, kväve och behandlar dem som en blandning n-Heptane-air. Reaktionerna valdes att ske volymetriskt och Eddy dissipation väljs som förbränningsmodell. Heptan är snabbbrinnande och reaktionerna kontrolleras främst av den turbulenta omblandningen varför Eddy dissipation passar bra. Detta leder till snabba och billiga beräkningar men kan dock ge något för höga temperaturer.

4.8.3 Sprinklerinställningar

I *Fluent* finns nio olika sätt att definiera injektion av vattendroppar. Det sätt som använts är den konformade injektionen, *cone*. Droppstorleken, sattes till medelstorleken 230 μm . Det finns ingen möjlighet att definiera droppstorleksfördelningen med hjälp av en fördelningsfunktion för *cone*-alternativet. Temperatur, spridningsvinkel, flöde och hastighet väljs för att passa de experimentella dysorna.

Ett annat alternativ vore att definiera dysorna som spridningsmunstycken (så kallade *atomizers*). Där kan man ange en *Rosin-Rammler* fördelning, men det kräver att man vet mer detaljer om sprinklersystemet, till exempel djupet och bredden på mynningsröret för dysorna.

4.8.4 Ventilation

Takventilationen simuleras som en *pressure outlet*. Luften som eventuellt strömmar tillbaka in i området genom utsläppet får en temperatur på 20 °C och en normal luftsammansättning.

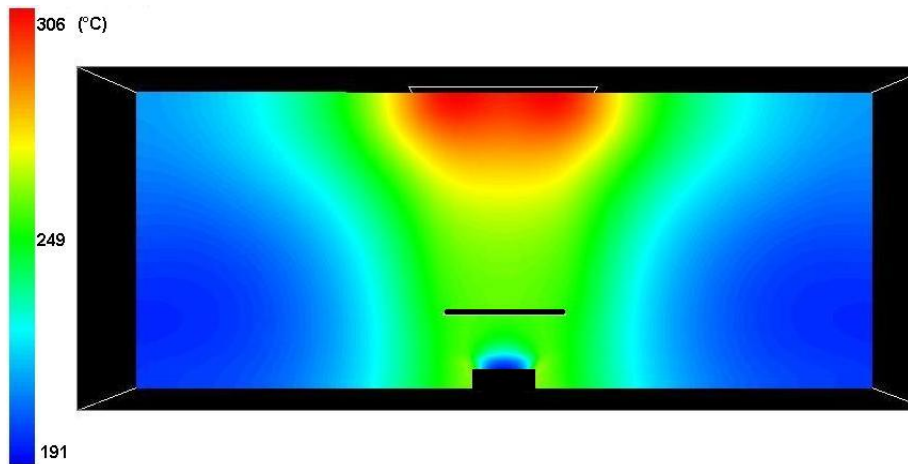
4.8.5 Initialisering och beräkning

Beräkningsområdet initialiseras med en temperatur på 20 °C och koncentrationer på 21 % syre, 1 % vatten, 0,03 % koldioxid och resten av volymen bestående av 77,97 % kväve. Initialt sätts en liten uppåtriktad hastighet. Även k och ε sätts till små positiva belopp. Dessa värden är bara gissningar för att öka chanserna för konvergens och minska antalet iterationer.

Den steglängd som fungerade minst dåligt var fem sekunders steg. Försök gjordes med en metod där väldigt korta steg togs initialt för att sedan öka steglängden successivt upp till fem sekunder. Detta var dock lika svårt att få konvergens med som för beräkningarna med fem sekunders steg hela vägen. Turbulensen orsakade problem vid simuleringen med korta tidssteg, något som inte var lika påtagligt då steglängden var lång redan från början.

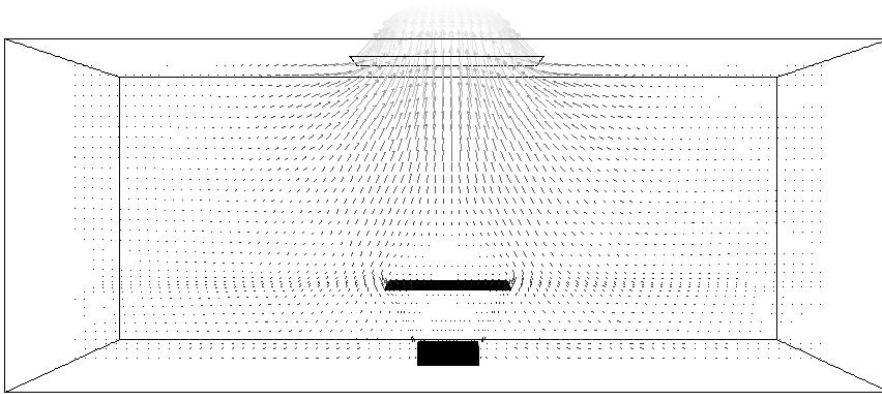
4.8.6 Resultat

Beräkningarna i FLUENT stämmer inte särskilt bra överrens med resultaten från det verkliga försöket. Trots att beräkningarna konvergerar efter hundra iterationer för det första fem-sekunderssteget så fås orimliga värden. Det område där problem framför allt uppstår är kring ventilationen.



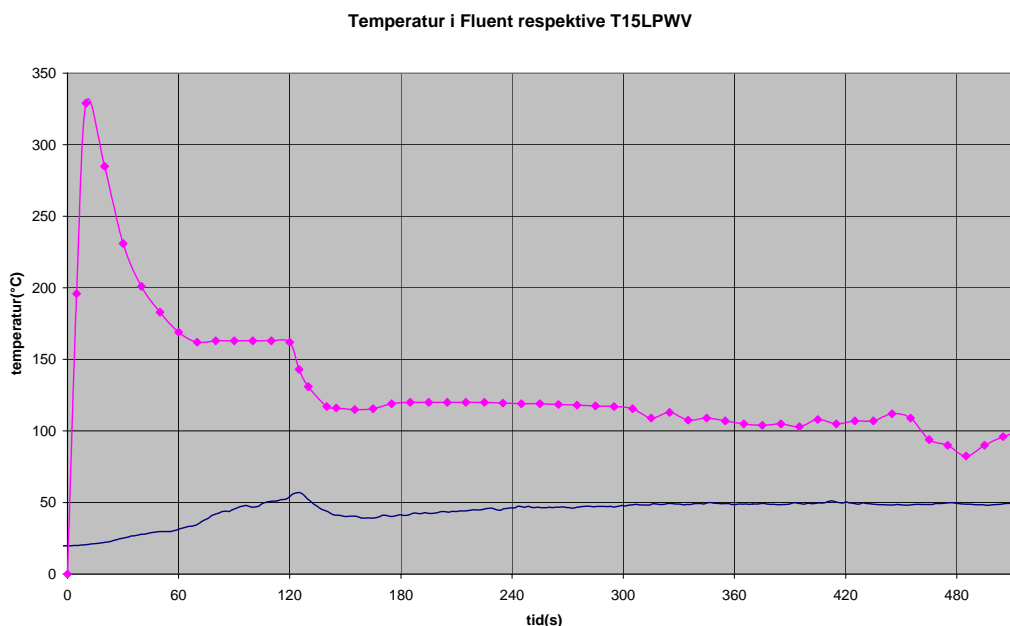
Figur 56 Temperatur i rummet efter fem sekunder

Figuren ovan visar på den orimligt höga temperaturen kring utflödet efter fem sekunder.



Figur 57 Hastighetsvektorerna i rummet efter fem sekunder

Figuren ovan visar hastigheterna, vid utflödet är de uppemot 16.5 m/s på luften som strömmar ut, vilket är orimligt högt. Också temperaturen är för hög även om den sjunker kraftigt efter det att vattendimmsystemet aktiverats.



Figur 58 Temperatur i Fluent respektiva T15LPWV

De höga temperaturerna och hastigheterna kan troligen förklaras med att väggarna definierats som icke-värmeledande, dvs all värme har tillförts gasfasen. Orsaken till ansatsen var att underlätta konvergens.

Beräkningstiderna för *Fluent* är svår att bestämma exakt eftersom tillvägagångssättet varit annorlunda mot *FDS*. I *FDS* och har beräkningarna kunnat löpa kontinuerligt tills ett resultat erhållits för hela scenariot. Men för *Fluent* däremot har inte beräkningarna kunnat löpa kontinuerligt, utan tidsstegens längd och underrelaxationsvärden har behövt varieras för att försöka få konvergens. Ett ungefärligt mått på beräkningstiden för beräkningsnätet med 113 776 celler är sex dygn. Beräkningstiderna är alltså långa i *Fluent*. Men att göra några jämförelser med tiden det tog i *Fluent* och *FDS* är dock inte rättvisande då beräkningsnäten varit olika stora.

5 Programmens användarvänlighet

5.1 BRANZFIRE

BRANZFIRE är ett mycket användarvänligt program och kräver inte så mycket detaljkunskaper om brandfysik som *CFD*-programmen gör. Däremot kräver tolkning av resultaten en god förståelse av bränder.

BRANZFIRE går snabbt att komma igång med och beräkningarna går snabbt, som regel endast några få minuters beräkningstid behövs för att simulera en tio minuters brand.

Manualen är enkelt skriven och lättförståelig²⁴, men vill man få en djupare förståelse av programmet får man läsa referenslitteraturen^{25,26,27}.

5.2 FDS

FDS är förhållandevis enkelt att hantera. Simuleringen kräver man skriver en indatafil där de viktigaste delarna är följande:

- beräkningsnätets upplösning i x-, y-, z-led
- definition av material som ingår, egenskaper och hur de reaktioner
- spraydysor och deras egenskaper
- fysiska objekt och ventilation
- vilka beräkningar som ska göras och vilka utdata som skall sparas

För att analysera/visualisera resultat finns ett gratisprogram, *Smokeview*. Programmet är lätt att hantera och inställningarna och menyerna är intuitiva.

5.3 Fluent

Fluent kräver att man vet mycket om fysiken bakom modellerna och vet vilka samband man vill ta med och vilka man kan försumma. Detta kommer sig av att *Fluent* inte är skrivet exklusivt för branddynamik såsom *FDS* är. Risken är annars att man lägger beräkningskraft på att ta hänsyn till egenskaper som inte påverkar branden nämnvärt men som kan vara intressant i en annan tillämpning. Användargränssnittet är helt och hållet grafiskt, om man inte föredrar att arbeta med textinmatning och ge kommandon på det viset. Det är enkelt att hitta det man vill ställa in och att välja vilka modeller man vill använda. Problemet är att veta vilka modeller som passar bra vid just den beräkning man vill göra och att få sina iterationer att konvergera. Det var svårt att få beräkningarna att konvergera trots att försök gjordes med att byta både modeller och metoder. Vad som kan göras för att underlätta konvergens är att ”underrelaxera” iterationslösningen av en ekvation. Detta fungerar enligt:

$$\phi = \phi_{old} + \alpha \Delta \phi$$

där ϕ är det nya värdet för cellen som beror på det gamla värdet ϕ_{old} , den beräknade förändringen $\Delta \phi$ och underrelaxationsfaktorn α ($0 < \alpha \leq 1$).

Fluent kan läsa olika typer av geometri-filer, hämtade från fristående CAD-program, vilka kan användas för att definiera exempelvis en byggnad. Dessutom behöver ett beräkningsnät läggas på geometrin. Även detta kan ske med extern programvara. Alternativt kan såväl geometri som nät genereras internt i *Fluent* som har tillgång till ett enklare CAD-verktyg. Detta ökar möjligheterna att beskriva komplexa geometrier men ställer samtidigt högre krav på användaren.

För att komma igång med programmet så är det givande att studera en eller fler av de *tutorials* som finns i programvaran. Det finns även en tryckt manual och en i *HTML/PDF* format. Den är teknisk i sin natur och beskriver ingående de modeller som finns i programmet men förutsätter god kännedom i fysik. Tyvärr så finns det få som behandlar bränder och ingen som behandlar sprinkler- eller vattendimmsystem.

Det visade sig under projektet vara svårt att överhuvudtaget få fram en konvergent lösning i *Fluent* och när det väl gick så var värdena ofta orimligt höga. Detta kan tänkas hänga samman med svårigheterna med att simulera en relativt stor rumsvolym där såväl kraftig turbulens som kemiska reaktioner och tvåfasflöde ingår.

5.4 Sammanfattning

5.4.1 BRANZFIRE

BRANZFIRE är inte intressant att använda vid komplicerade geometrier eller när man vill ha en detaljerad bild av händelserna. Det är utvecklat och avsett för att simulera rumsbränder och för det ändamålet fyller det sin funktion men som ett forskningsverktyg på bränder generellt så kommer det till korta. De saker som varit intressanta att studera är hur lång tid det tog för ett sprinklersystem att aktiveras och hur väl temperaturutvecklingen stämde överens med tester som utförts. Vad som inte kunde studeras är hur olika system hade hanterat samma brand och vilken inverkan de olika parametrarna för sprinklersystemet har såsom dropstorlek och tryck. Detta ledde också till att någon skillnad mellan traditionella sprinklersystem och vattendimma inte kunde studeras.

5.4.2 FDS

FDS är ett mera tillämpbart brandsimuleringsprogram än *BRANZFIRE* på så sätt att man kan skapa godtyckliga geometrier, med reservationen att allting måste bestå av rätvinkliga block. Möjligheterna att simulera olika sprinklersystem finns också. Bristerna som upptäckts vid simuleringar gjorda i detta projekt, är att brandinhiberingen orsakad av kylning och/eller låg syrenivå inte beskrivs särskilt bra och att beräkningsnätet ofta tvingas till att bli allt för glest av beräkningsekonomiska skäl. Beräkningstiderna blir också mycket längre än för *ZON*-programmet *BRANZFIRE* men ger en betydligt mer detaljerad bild av händelseförloppet.

5.4.3 Fluent

Eftersom *Fluent*-simuleringarna sällan konvergerade, kan ingen rättvis bild av programmets förmåga att simulera bränder och sprinkler- eller vattendimmsystem ges. Vad som kan sägas är att det är ett väldigt komplext programpaket som kräver stora kunskaper i fysik och erfarenhet av beräkningsteknik. Modellerna som sådant är att det hanterar flera viktiga aspekter av släckning med vattendimmsystem.

6 Jämförelser

I *Fluent* har användaren betydligt större kontroll över såväl modeller som numerisk hantering av ekvationerna. Det ökade antalet frihetsgrader ger större möjligheter men ställer samtidigt större krav på användaren. Brandsimulering med vattendimma har visat sig vara svårt i *Fluent*, även för relativt erfarna operatörer.

I *FDS* får man som regel fram ett simulerat resultat. Emellertid finns ofta skäl att ifrågasätta resultatet då det är mycket beroende på finmaskigheten i beräkningsnätet. Det är lätt att vilseledas av hur lätt det är att få verklighetslika visualiseringar (pga LES-tekniken) i *FDS/SMOKEVIEW* och ha en övertro till resultaten.

BRANZFIRE är ett effektivt simuleringsverktyg för att snabbt få fram variabel-nivåer vid en brand, givet de begränsningar som zonmodellen medför. Själva släckförloppet kan inte simuleras så som i CFD-verktygen ovan. Däremot kan sprinkleraktivering beräknas.

7 Inverkan av rummets storlek och ventilation

De grundläggande balansekvationer som beskriver en fluids rörelser kan skrivas på en *dimensionslös* form. Exempelvis kan Navier-Stokes ekvation (rörelsemängdsekvationen) i en dimension skrivas

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{4\mu}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (\text{A})$$

där ρ , u , μ , x , t uttrycker *densitet*, *hastighet*, *viskositet*, samt *rum*- respektive *tidskoordinat*. Genom att uttrycka nya dimensionslösa variabler $u' = u/u_0$, $x' = x/L$ där u_0 och L är någon referenshastighet respektive längd, samt uttrycka övriga variabler enligt $t' = tu_0/L$, $P' = Pu_0^2/L^3$, överförs ekvationen ovan på dimensionslös form:

$$\frac{\partial u'}{\partial t'} + u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial P'}{\partial x'} = \frac{4}{3Re} \frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} \quad (\text{B})$$

där Re är *Reynolds tal*, definierat som

$$Re = \frac{\rho u L}{\mu}$$

Den dimensionslösa formen är inte bara en beräkningsteknisk finess utan ger som direkt information att identiska lösningar för två olika system erhålls om bara Reynolds tal är samma. Detta betyder att man kan göra experiment i liten skala och extrapolera resultat till en betydligt större skala. Om exempelvis det stationära luftflödet kring en $L=0.5$ m lång cylinder i en luftström med utgångshastighet (långt före cylindern) på $u_0=1$ m/s studeras, så kan resultatet för varje x' direkt överföras till en $L=5$ m lång cylinder där flödets utgångshastighet $u_0=0.1$ m/s, eftersom Re är samma för de bägge fallen^{xi}.

För mass och energibalanser finns liknande dimensionslösa tal som kan användas för att erhålla dimensionslös form.

Tanken att kunna göra småskaliga experiment och utnyttja resultaten för att beskriva skeenden i en betydligt större skala är förstås tilltalande för den experimentellt komplicerade och kostsamma verksamhet som brandtester innebär. Ett flertal modeller har därför utvecklats för att kunna användas vid extrapolation, exempelvis gäller detta modeller för flamspridning²⁸. Flamspridningsmodeller som utnyttjar experimentella materialdata är dock att betrakta som halvempiriska till sin karaktär. Seriösa försök har däremot gjorts för att skala de fundamentala fluiddynamiska ekvationerna med syfte att kunna extrapolera experimentella brandresultat på samma sätt som för cylinderexemplet ovan.

Emellertid är bränder ett mycket komplext fysikaliskt fenomen och det har visat sig svårt att utifrån de grundläggande ekvationerna göra en fullständig skalmodell. En analys publicerad 1969²⁹ indikerar att det fullständiga systemet av ekvationer för att beskriva brandförlopp skulle behöva utnyttja så mycket som 28 dimensionslösa tal, vilket naturligtvis blir en omöjlighet. Dock kan vissa förenklingar ofta göras vilket reducerar antalet nödvändiga tal.

Reynolds tal, Re , som användes ovan, relaterar fysikaliskt tröghetskrafter till viskösa krafter i en fluid och används bl.a. som mått på när turbulens inträder, vilket sker när de

^{xi} En en-dimensionell cylinder används av överskådlighetskäl. I flera dimensioner blir resonemanget analogt.

viskösa krafterna inte längre förmår ”dämpa” små variationer i flödet orsakade av tröghetskrafter. En annan fundamentalt viktig storhet är *Froudes tal*, Fr , som relaterar tröghetskrafter till gravitation:

$$Fr = \frac{u_0^2}{Lg}$$

där ”g” är tyngdaccelerationen. För en fluid med stora temperaturvariationer får Fr stor betydelse (”bouyancy driven flow”) och kan vara mer betydelsefull för skalningsmodellering av bränder än Re . Dessutom kan det vara svårt, eller t.o.m. omöjligt³⁰, att praktiskt låsa bägge dessa dimensionslösa tal vid en skalning och man väljer då som regel att bortse från Re till förmån för Fr .

Att skala ett brandexperiment som dessutom omfattar ett vattenbaserat släcksystem som sprinkler eller vattendimma, komplicerar fysiken och matematiken ytterligare. Seriösa försök har dock gjorts för att försöka hitta relevanta skalningsmetoder^{30,31,32}. Tabell 11 listar skalningsrelationer från en författare³¹ (som avstått kravet på konstant Re vid skalningen). Tabellen säger att om kvoten av ”karaktäristiska längdmåttet”, L , (t.ex. takhöjden) för två volymer är talet ”S”, så blir, eller krävs övriga relationer så som de är skrivna i tabellen. Modellen säger alltså att om exempelvis takhöjden dubblas ($L_2/L_1=2$) så måste brandeffekten öka $2^{5/2}=5.66$ gånger för att kvoten $\Delta T_2/\Delta T_1=1$ skall uppnås i motsvarande ”omskalade” punkter i de bägge rummen.

Vad gäller kraven på vattenflöde och på spraydysor finns förutom de tabellerade relationerna, även ett krav på att fördelningsfunktionen som beskriver storleksfördelningen på vattendropparna som lämnar spraydysan, skall vara oberoende av skalningen (”skalningsinvariant”). Skalningsvillkoren för vattendimman förefaller svåra att genomföra rent praktiskt, men kan ev. göras ”approximativt”³¹.

Ett annat och kanske större problem för skalningsmetodikerna med vattendimma är att strålningsdämpning orsakad av närvarande vattendroppar inte skalar korrekt vilket kan ge upphov till stora felkällor då strålningsabsorption står för en betydande del av vattnets energiupptagning.

Tabell 11 Skalningsrelationer för brand+vattendimma³¹

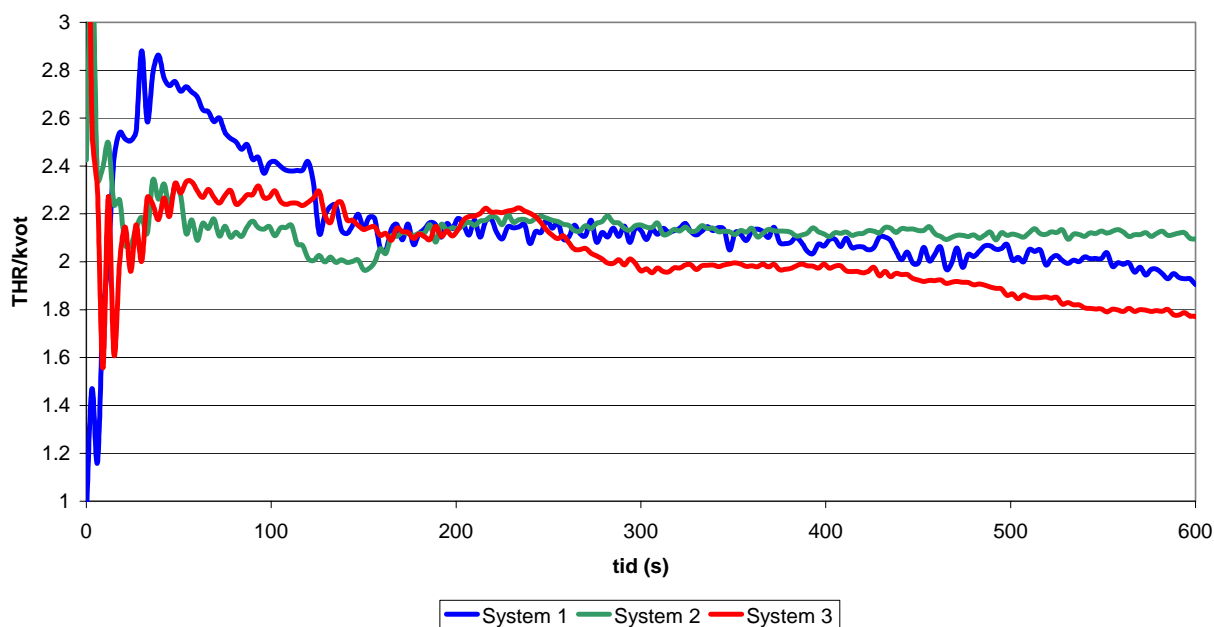
Skalningsrelationer	kvot
Längd	$L_2/L_1=S$
Effekt (HRR)	$Q_2/Q_1=S^{5/2}$
Temperatur	$\Delta T_2/\Delta T_1=1$
Gas koncentrationer, ämne i	$C_{i2}/C_{i1}=1$
Ventilationshastigheter	$V_2/V_1= S^{5/2}$
Tid	$t_2/t_1=S^{1/2}$
Vattenflödes hastighet	$Q_{w2}/Q_{w1}= S^{5/2}$
Dropp-diameter	$d_2/d_1= S^{1/2}$
Initial dropphastighet	$u_{p2}/u_{p1}= S^{1/2}$
Vattenflöde	$F_2/F_1= S^{1/2}$
Volymetrisk vattenkoncentration	$C_{w2}/C_{w1}=1$

Det finns dessutom i skalningsmetodikerna med vattendroppar en principiell svårighet vad gäller hur de ekvationer skall definieras som beskriver tvåfasset. Formuleringen av modellekvationerna är grunden för att få fram de dimensionslösa tal vilka används för att beskriva korrekta skalningsrelationer (se ekvation (A) och (B) ovan). Enfasset, vare sig det utgörs av vatten eller gas, vet man hur det skall formuleras på ett vetenskapligt korrekt sätt. Däremot är interaktionen mellan de två faserna mera oklar, hur utbyte av

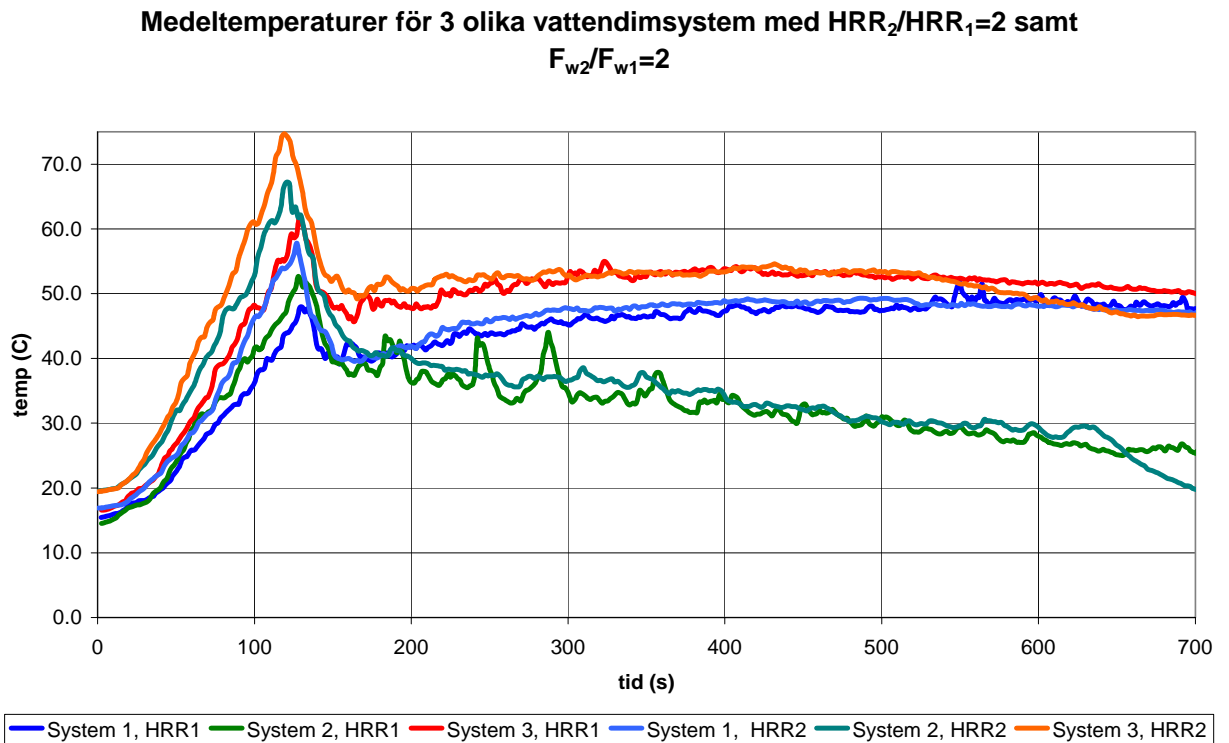
rörelsemängd sker osv. En del forskare^{30,32} löser detta genom att helt enkelt addera vattenmodellen till en ”torr” modell, vilket förefaller tveksamt med tanke på den stora inverkan som vattnet har på såväl gasfas som brandförlopp.

Figur 59 och Figur 60 nedan visar resultat från skalade experiment där såväl rumsvolym som effekt fördubblats. Försöken genomfördes för 3 olika släcksystem baserade på vattendimma. Även mängden vatten som de olika systemen använde dubblerades. I övrigt hölls reaktionsbetingelserna konstanta. Som framgår av bilderna så förefaller släcksystemens förmåga att kontrollera brandförloppet (dvs hålla nere totala värmeproduktionen, THR) vara direkt skalbar mot brandeffekten medan systemen åstadkommer samma medeltemperatur med vid dubblad effekt och dubblad mängd vatten.

THR-kvot för 3 olika vattendimmsystem med $HRR_2/HRR_1=2$ samt $F_{w2}/F_{w1}=2$



Figur 59 Total värmeproduktionskvot för 2 olika volymer med $V_2/V_1=2$



Figur 60 Medeltemperatur för 2 olika volymer med $V_2/V_1=2$

Referenser

- ¹ Schneider B. M., *Experimentelle Untersuchungen zur Spraystruktur in transienten, verdampfenden und nicht verdampfenden Brennstoffstrahlen under Hochdruck.*, Doktorsavhandling, Diss. ETH Nr. 15004, ETH, Zürich 2003
- ² Nordin, N., *Complex chemistry modelling of diesel spray combustion*, Doktorsavhandling vid Chalmers tekniska högskola, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Göteborg, Sverige 2001
- ³ Andersson P., Arvidson M., Holmstedt, G., *Small scale experiments and theoretical aspects of flame extinguishment with water mist.*, LUTVDG/TVBB-3080, Lund 1996
- ⁴ Sheppard D. T., *Spray Characteristics of Fire Sprinklers.*, Phd-thesis, NIST GCR 02-838, Northwestern University, Mechanical Engineering Department, Evanston, IL 60201, USA, June 2002.
- ⁵ Gardiner, A.J., *The mathematical modelling of the interaction between sprinkler sprays and the thermally buoyant layers of gases from fires*, England 1988.
- ⁶ Ewing, C.T., Hughes, JT and Carhart HW, *The extinction of hydrocarbon flames based on the heat-absorption process which occur in them*, Fire and materials, 8, pp. 148-156, 1984
- ⁷ Ewing, C.T., Faith, F.R, Hughes, JT and Carhart HW, *Evidence for flame extinguishment by thermal mechanism*, Fire technology, 25, pp 195-212, 1989
- ⁸ Beyler C, *A unified model of fire suppression*, Journal of fire protection engr. vol 4, no 1 pp 5-16, 1992

-
- ⁹ S. Sårdqvist and G. Holmstedt, *Water for manual Fire Suppression*, J. of Fire Protection Eng. 11, 209-231 (2001)
- ¹⁰ P. Andersson and G. Holmstedt, *Limitations of Water Mist as a Total Flooding Agent*, J. of Fire Protection Eng., 9(4) 1999, pp 31-50
- ¹¹ Tuovinen H, *Brandsektionering Genom Vattenbegjutning*, SP Rapport 1987:30
- ¹² Siegel R., Howell J.R., *Thermal Radiation Heat Transfer*, Taylor & Francis Ltd, London 1992.
- ¹³ Hinds W.C., *Aerosol Technology: properties behaviour and measurement of airborne particles*, 2nd ed., John Wiley & Sons Inc., New York 1999.
- ¹⁴ Yang W., Parker T., Ladouceur H.D., Kee J.K., *The interaction of thermal radiation and water mist in fire suppression*, Fire Safety Journal, 39, 41-66, 2004
- ¹⁵ Wade, C.A., *BRANZFIRE Technical Reference Guide*, New Zealand 2002.
- ¹⁶ Wighus R., *An empirical model for extinguishment of enclosed fires with water mist*. Proceedings of the Halon Options Technical Working Conference, Albuquerque, NM, 1998. p 417.
- ¹⁷ Wighus R., *Water Mist Fire Suppression Technology-Status and Gaps in Knowledge*, pp1-26, International Water Mist Conference, 4-6 april, Vienna, 2001.
- ¹⁸ Magnuson M., Hertzberg T., *The VINNOVA water mist research project. Description of the 500 m³ machinery space tests*. SP report 2003:19.
- ¹⁹ Vaari J., *A transient one-zone computer model for total flooding water mist fire suppression in ventilated enclosures*. Fire Safety Journal 37, pp 229-257, 2002.
- ²⁰ Arvidson M., *An Initial Evaluation of Different Residential Sprinklers using Heat Release Rate Measurements*, SP Swedish National Testing and Research Institute, SP Report 2000:18
- ²¹ NT FIRE 032 –*Upholstered furniture, Burning behaviour, Full scale test*– NORDTEST Helsinki, 1986
- ²² *CBUF Fire Safety of Upholstered Furniture*, B. Sundström Ed., European Commission Measurement and Testing, Report EUR 16377 EN, Interscience Com. Ltd. London
- ²³ FDS Technical Reference Guide (Version 3)
<ftp://ftp.nist.gov/pub/bfrl/mcgratta/FDS3/MANUALS/techman3.pdf>
- ²⁴ Wade, C. 2002 (revised). *BRANZFIRE users Guide*. Building Research Association of New Zealand, Judgeford
- ²⁵ Wade, C. 2002 (revised). *BRANZFIRE Technical Reference Guide* BRANZ Study Report No 92. Building Research Association of New Zealand, Judgeford
- ²⁶ Wade, C.A and Barnett, J.R. 1997. *A Room-Corner Fire Model Including Fire Growth on Linings and Enclosure Smoke-Filling*. Journal of Fire Protection Engineering. 8(4) pp 27-36.
- ²⁷ Wade, C.A. 2001. *Building Fire Safety and Hazard Assessment Methods for Combustible Surface Finishes*. Paper presented at the CIB World Building Congress 2001. Wellington, New Zealand April 2-6 2001
- ²⁸ Hertzberg T., Sundström B., van Hees P., *Design Fires for Enclosures, A first Attempt to Create Design Fires Based on Euroclasses for Linings*, SP Swedish National Testing and Research Institute, SP Report 2003:2
- ²⁹ Williams F.A., *Fire Res. Abstracts and Rev.*, 11 pp. 1-22, 1969
- ³⁰ Heskestad G., *Physical Modeling of Fire*, J. Fire & Flammability, Vol 6 , pp 253-273, 1975
- ³¹ Heskestad G., *Scaling the interaction of water sprays and flames*, Fire Safety Journal 37, pp 553-548, 2002
- ³² Quintiere J. G., Su G., Schultz N., *Physical Scaling of Fire Suppression by Water Mist*, Workshop on Fire Suppression Technologies, Conference, Mobile Alabama, February 2003

SP Sveriges Provnings- och Forskningsinstitut utvecklar och förmedlar teknik för näringslivets utveckling och konkurrenskraft och för säkerhet, resurshushållning och god miljö i samhället. Vi har Sveriges bredaste och mest kvalificerade resurser för teknisk utvärdering, mätteknik, forskning och utveckling. Vår forskning sker i nära samverkan med högskola, universitet och internationella kolleger. Vi är mer än 500 ingenjörer och forskare som bygger våra tjänster på kompetens, effektivitet, opartiskhet och internationell acceptans.



SP Brandteknik
 SP RAPPORT 2004:15
 ISBN 91-7848-988-1
 ISSN 0284-5172



SP Sveriges Provnings- och Forskningsinstitut

Box 857
 501 15 BORÅS
 Telefon: 033-16 50 00, Telefax: 033-13 55 02
 E-post: info.sp.se, Internet: www.sp.se

A Member of

 **United Competence**