

Numerisk modellering av varmeoverføring og brann i flytende naturgass (LNG)

Espen Stødle Gåserud

Master i energi og miljø

Oppgaven levert: Juni 2008

Hovedveileder: Ivar Ståle Ertesvåg, EPT

Biveileder(e): Nils Inge Lilleheie, ComputIT AS

Rune Kleiveland, ComputIT AS

Kjell Erik Rian, EPT

Oppgavetekst

Bakgrunn og formål

Ved NTNUs Institutt for energi- og prosessteknikk har det i en årrekke vært arbeidet med matematisk modellering og numerisk simulering av turbulent strømning og forbrenning. Metodene og modellene som er utviklet gjennom denne forskningsaktiviteten, har blitt anvendt på en rekke industrielle problemstillinger.

I forbindelse med instituttets og ComputIT AS sitt engasjement innenfor sikkerhetsrelatert forbrenningsteknikk, ønsker vi gjennom dette prosjektet å studere matematiske modeller for de ulike fysiske og kjemiske fenomener som opptrer ved forbrenning av LNG.

For å kunne beregne brann i LNG så realistisk og nøyaktig som mulig er det nødvendig med detaljert kunnskap om de fysiske og kjemiske prosessene som opptrer. Videre må en ha gode modeller for disse prosessene og for sammenhengen mellom dem.

Masteroppgaven er en videreføring av prosjektoppgaven fra høsten 2007. Der kom det fram at varmeoverføring fra underlaget til en LNG-dam er en betydelig utfordring for brannmodellering av LNG-lekkasjer. I utgangspunktet legges derfor hovedvekten av masteroppgaven på dette.

Oppgaven bearbeides ut fra følgende punkter:

- Videre arbeid med modellering av varmeoverføring fra fast underlag (eventuelt også sjø), inkludere spredning av LNG-dammen, dvs litteraturstudium, teoridel/modell og numerisk håndtering.
- Gjennomføre beregninger av varmeoverføring til LNG-dam og spredning av dammen, uten forbrenning. Om tiden tillater det, gjøre beregninger også med forbrenning. Diskutere resultatene.
- Diskutere eventuelle forbedringer av den matematiske modellen for håndtering av brann i LNG.

Oppgaven gitt: 21. januar 2008

Hovedveileder: Ivar Ståle Ertesvåg, EPT

Forord

Denne rapporten er resultatet av mitt arbeid med masteroppgave ved Norges teknisk-naturvitenskaplige universitet, fakultetet for ingeniørvitenskap og teknologi, institutt for energi- og prosessteknikk, våren 2008. Tema for oppgaven ble til ved et samarbeid mellom institutt for energi- og prosessteknikk og Computational Industry Technologies AS, (ComputIT AS)

Det markerer slutten på min sivilingeniørutdanning og det er med blandede følelser jeg leverer fra meg oppgaven. Underveis har det vært både opp- og nedturer, men totalt sett har det vært en lærerik prosess. Ikke bare med tanke på hva jeg har lært faglig, men jeg har også fått mye mer erfaring med å jobbe selvstendig med et omfattende og tildels komplisert emne over lang tid. Og jeg har erfart at det krever en god slump selvdisiplin...

I tillegg til min veileder ved NTNU, professor Ivar Ståle Ertesvåg, vil jeg gjerne takke alle på ComputIT AS for at de har tatt godt imot meg og lagt ting til rette. Spesielt Nils Inge Lilleheie og Rune Kleiveland har vært imøtekommende i forbindelse med spørsmål, og hjelpelige med veiledning og råd i forbindelse med Kameleon FireEx – programkoden.

Trondheim, juni 2008

Espen Stødle Gåserud

Sammendrag

Denne oppgaven tar for seg lekkasje, spredning og fordamping av flytende naturgass (LNG) på vann, uten forbrenning. Det er sett nærmere på noen av de fysiske prosessene som ligger til grunn og hvordan disse vil kunne påvirke hverandre.

Det er foretatt en kort gjennomgang av tidligere eksperimenter med fordamping av LNG på vann. Et teoretisk grunnlag, som omhandler koking og spredning, samt grunnleggende sammenhenger for numeriske simuleringer, presenteres for å underbygge forståelsen. Det presenteres også korrelasjoner for å beregne konvektivt varmeovergangstall ved koking og spredning av LNG.

Det er utarbeidet en numerisk modell for lekkasje, spredning og fordamping av LNG på vann, uten forbrenning. Denne er kalt LNGPOOL. Det er også gjort en modifikasjon av den eksisterende multikomponent væskedammodellen (MPM) i det numeriske simuleringsverktøyet Kameleon FireEx. Modifiseringen går ut på å implementere korrelasjoner slik at det konvekative varmeovergangstallet mellom underlaget og LNG endrer seg med sammensetningen.

Basert på simuleringer med LNGPOOL og MPM konkluderes det med at man ved å anta at LNG koker i filmregimet vil underestimere den totale fordampingstiden for utslippet med 3-7 %. Simuleringene viser også at faktorer som er av betydning for varmeoverganger er vanntemperaturen og sammensetningen til LNG. En lavere vanntemperatur vil gi et lavere gjennomsnittlig varmeovergangstall fra underlaget, og også lavere fordampingsrate. Sammensetningen påvirker fordampingen i den retning at et økt metaninnhold gir økt fordamping.

Resultatene fra simuleringene er ikke tilstrekkelig validert opp eksperimentell data, men det kan allikevel tyde på at man med LNGPOOL/MPM vil kunne oppnå realistiske avdampningsrater, gitt at antagelsene som ligger til grunn for modellene er oppfylt.

Summary

This thesis studies leakage, spread and evaporation of liquefied natural gas (LNG) on water, without ignition. The governing physical processes have been studied, and the interaction between these processes has been evaluated.

A short review of some laboratory-scale and large-scale experiments with spread and evaporation of LNG on water has been made. A presentation of the theoretical foundation for boiling and spreading on water, together with governing equations in numerical simulation, has also been made. This leads to boiling heat transfer coefficient correlations and spreading correlations for LNG.

In order to evaluate leakage, spreading and evaporation of LNG on water, a simple numerical model, called LNGPOOL, has been made. An already existing model, in the numerical simulation tool Kameleon FireEx, has been modified in order to implement convective heat transfer correlations that are affected by the changing composition of LNG throughout the evaporation.

Based on the simulations in this thesis it is concluded that by assuming that boiling heat transfer will take place in the film boiling regime, the overall evaporation time is underestimated by 3-7 %. The simulations also indicate that water temperature and LNG composition are of importance for the heat transfer. A lower water temperature leads to a lower average heat transfer coefficient and temperature difference, and hence extended evaporation time. Composition affects heat transfer in the direction that higher methane content tends to increased evaporation.

Results from the simulations have not been sufficiently evaluated with experimental data. But given that the assumptions behind LNGPOOL and MPM are met, these models are believed to give a fairly adequate pointer on the evaporation rate.

Innholdsfortegnelse

FORORD	I
SAMMENDRAG	II
SUMMARY	III
INNHOLDSFORTEGNELSE	IV
SYMBOLLISTE	VI
1 INNLEDNING	1
1.1 MOTIVASJON	1
1.2 PRESISERING AV OPPGAVETEKST OG OPPBYGNING.....	1
2 FUNDAMENTALE SAMMENHENGER FOR NUMERISK SIMULERING	3
2.1 FUNDAMENTALE LIGNINGER	3
2.1.1 Tidsmidling.....	3
2.1.2 Generell transportligning.....	4
2.1.3 Kontinuitetsligning	4
2.1.4 Impulsligning	6
2.1.5 Energiligning.....	6
2.2 TURBULENSMODELL	7
2.2.1 <i>k-ε</i> -modell	7
2.3 LØSNING AV ORDINÆRE DIFFERENSIALLIGNINGER.....	9
3 TEORETISK BAKGRUNN VÆSKEDAMSPREDNING	11
3.1 KOKING.....	11
3.1.1 Regimer innen væskedamkoking.....	11
3.1.2 Kimkoking.....	12
3.1.3 Filmkoking.....	14
3.1.4 Overgangskoking.....	17
3.1.5 Koking av LNG.....	19
3.2 VÆSKE-DAMP LIKEVEKT	21
3.3 SPREDNING	24
3.3.1 Gravitasjon-Impuls regime.....	25
3.3.2 Spredning av LNG	26
3.4 LEKKASJE.....	27
4 MODELL FOR SPREDNING OG FORDAMPING AV LNG-UTSLIPP PÅ VANN	29
4.1 LNGPOOL	29
4.1.1 Antagelser.....	32
4.2 MULTIKOMPONENT VÆSKEDAMMODELL I KAMELEON FIRE EX.....	35
4.2.1 Gammel MPM i Kameleon FireEx	35
4.2.2 Modifisert MPM i Kameleon FireEx.....	38
5 SIMULERINGER OG RESULTAT	41

5.1	LNGPOOL	41
5.1.1	Casebeskrivelse	41
5.1.2	Resultater.....	45
5.2	MPM i KAMELEON FIREEX.....	50
5.2.1	Kort om oppsett av simulering med MPM.....	50
5.2.2	Casebeskrivelser.....	52
5.2.3	Resultater.....	53
6	DISKUSJON.....	57
7	KONKLUSJON OG FORSLAG TIL VIDERE ARBEID	65
7.1	KONKLUSJON	65
7.2	FORSLAG TIL FORBEDRINGER OG VIDERE ARBEID.....	66
8	REFERANSER.....	67
	APPENDIKS.....	69
A	TERMODYNAMISKE STØRRELSER FOR RENE KOMPONENTER	69
B	TERMODYNAMISKE STØRRELSER FOR BLANDINGER.....	71
C	KONVEKTIV VARMEOVERGANG FOR PARALLELLSTRØMNING OVER EN FLAT HORIZONTAL PLATE ...	73
D	PROGRAMKODE LNGPOOL	74
E	UTSKRIFT AV LOGFIL FOR LNGPOOL SIMULERINGENE	84

Symbolliste

Latinske bokstaver

A	Areal - [m ²]
Ar	Archimedes tall
c_p	Spesifikk varmekapasitet v/konstant trykk - [J/kgK]
C_1, C_2	Konstanter i k - ε modell
C_D	Dragkoeffisient
D	Diffusjonskoeffisient - [m ² /s ²]
f	Arealfaktor
g	Gravitasjonskonstant, $g = 9,81$ - [m/s ²]
h	Varmeovergangstall - [W/m ² K]
h	Spesifikk totalentalpi - [J/kg]
h_{fg}	Fordampingsvarme - [J/kg]
h'_{fg}	Entalpidifferanse for dampfilm, $h_{fg} + 1/2c_{p,vf}\Delta T$ - [J/kg]
H	Væskedybde - [m]
k	Termisk konduktivitet - [W/mK]
k	Turbulent kinetisk energi - [J/kg]
L	Karakteristisk lengdeskala - [m]
Le	Lewis-nummer
\dot{m}	Massestrøm - [kg/s]
\dot{m}''	Massefluks - [kg/m ² s]
M	Molar masse - [kg/kmol]
Ma	Machtall
Nu	Nusselt-tall
p	Absolutt trykk - [Pa]
p_r	Reduser trykk, $p_r = p/p_c$
Pr	Prandtl-tall
q	Varmefluks - [W/m ²]
q_{max}	Maksimal varmekapasitet i overgangsområdet - [W/m ²]
q_{min}	Minimal varmekapasitet i overgangsområdet - [W/m ²]
Q_{gs}, Q_{rad}	Kildeledd i energiligning - [W/m ³]
r	Krumningsradius - [m]
R	Radius - [m]
Re	Reynoldstall
$R_k, R_{liq,k}$	Kildeledd i massefraksjonsligning - [kg/m ³ s]
R_u	Universell gasskonstant, $R_u = 8314$ - [J/kmolK]
S_{liq}	Kildeledd i energiligning - [W/m ³]
S_ϕ	Kildeledd i generell transportligning

t	Tid - [s]
Δt	Tidsdifferanse - [s]
T	Absolutt temperatur - [K]
ΔT	Temperaturdifferanse - [K]
ΔT_{\max}	Temperaturdifferanse ved burnout-punkt - [K]
ΔT_{\min}	Temperaturdifferanse ved Leidenfrostpunkt - [K]
T_r	Redusert temperatur, $T_r = T/T_c$
u	Hastighetskomponent i x-retning. For radielle system er u hastighetskomponent i radiell retning - [m/s]
v	Hastighetskomponent i y-retning - [m/s]
ν	Spesifikk volum - [m ³ /kg]
V	Diffusjonshastighet - [m/s]
V	Volum - [m ³]
w	Hastighetskomponent i z-retning - [m/s]
x	Molfraksjon i væskefase
$x/y/z/x_i$	Kartesiske koordinataksler - [m]
X	Massefraksjon i væskefase
y	Molfraksjon i dampfase
Y	Massefraksjon i dampfase

Greske bokstaver

α	Termisk diffusivitet - [m ² /s]
α_{AB}	Relativ flyktighet
Γ_{Φ}	Generell diffusjonskoeffisient
δ	Væskedybde - [m]
δ_{ij}	Kronecker delta
ε	dissipasjon av turbulent kinetisk energi - [m ² /s ³]
λ^*	Taylor endimensjonale bølgelengde - [m]
λ_2^*	Taylor todimensjonale bølgelengde - [m]
λ_c	Kritisk bølgelengde - [m]
μ	Dynamisk viskositet - [kg/ms]
μ_{eff}	Effektiv viskositet - [kg/ms]
μ_t	Turbulensviskositet - [kg/ms]
ρ	Tetthet - [kg/m ³]
σ	Overflatespenning - [N/m]
σ_{Φ}	Generelt turbulent Prandtl-Schmidt-tall
Φ	Generell størrelse
τ_{ij}	Viskøs spenningstensor - [Pa]
ν	Kinematisk viskositet - [m ² /s]
ω	Regresjonshastighet - [m/s]

Lave merketegn

1	Metan
2	Etan
a	Luft
av	Gjennomsnitt
bl	Blanding
c	Kritisk punkt
C_1	Metan
C_2	Etan

<i>f</i>	Filmkoking
<i>ford</i>	Fordamping
<i>h</i>	Hull i tank/beholder
<i>k</i>	Komponent <i>k</i>
<i>kk</i>	Kimkoking
<i>l</i>	Væske
<i>lekkasje</i>	Lekkasje
<i>nbp</i>	Normalkokepunkt
<i>ov</i>	Overgangskoking
<i>s, sat</i>	Metningspunkt
<i>t</i>	Tank
<i>v</i>	Damp
<i>vd</i>	Væskedam
<i>vf</i>	Dampfilm
<i>w</i>	Vann, underlag

Forkortelser

CFD	fra engelsk: Computational Fluid Dynamics.
ComputIT	Computational Industry Technologies
EDC	fra engelsk: Eddy Dissipation Concept
KFX	Kameleon FireEx.
LNG	fra engelsk: Liquefied Natural Gas.
MPM	fra engelsk: Multicomponent Pool Model.
ODE	fra engelsk: Ordinary Differential Equation
RPT	fra engelsk: Rapid Phase Transition.

1 Innledning

1.1 Motivasjon

Den siste tiden har det vært en økende etterspørsel etter naturgass, og denne trenden er antatt å fortsette de neste 10-15 årene. Naturgassressursene befinner seg ofte langt unna de største konsumentene, og må derfor ofte transporteres over store avstander. De store gassfunnene i nordområdene er et eksempel på dette. Det er her flytende naturgass, eller LNG (liquefied natural gas), kommer inn i bildet. LNG er nemlig en av de få økonomisk lønnsomme transportmetodene for naturgass over lange avstander. Med økt etterspørsel kommer økt transport, og med det et økt antall mottak- og omlastingsterminaler. Dette fører til et økt fokus på den risikoen transport og omlasting av LNG medfører.

Et utslipp av LNG fra et skip o.l. eller ved omlasting vil kunne medføre en betydelig risiko for omgivelsene. Det er derfor viktig å forstå og kunne kvantifisere de fysiske prosessene et utslipp vil kunne før med seg. Viktige faktorer i forbindelse med et utslipp er hvor fort LNG spres og fordamper, og hvordan den fordampede gassen oppfører seg, både med og uten antenning. På grunn av den store temperaturdifferansen vil LNG koke når det kommer i kontakt med omgivelsene, og kokingen vil være den dominerende drivkraften til fordamping ved lekkasjer uten brann. Avkogningsraten er i stor grad med på å bestemme det videre forløpet til utslippet.

En numerisk simulering av et utslipp av LNG vil være langt mindre kostbart og tidkrevende enn praktiske målinger og eksperimenter. Men det er ikke sikkert simuleringen stemmer med virkeligheten. For å kunne bruke et simuleringsprogram for brann og gasspredning av LNG, er derfor forståelse for avdampningen viktig. I denne oppgaven sees det nærmere på de fysiske prosessene for fordampning og spredning av LNG på vann, i den hensikt å kunne studere dynamikken til et utslipp.

1.2 Presisering av oppgavetekst og oppbygning

Denne masteroppgaven er en videreføring av arbeidet gjort i forbindelse med prosjektoppgaven høsten 2007, der varmeovergangen mellom LNG og vann ble studert. Masteroppgaven er utarbeidet ut fra punktene i masteroppgaveteksten, og hovedvekten av arbeidet har vært å utarbeide en dynamisk modell for simulering av LNG på vann, med lekkasje, spredning, og fordamping som følge av koking, men uten forbrenning. Punktet i oppgaveteksten som omhandler forbrenning er derfor ikke med i denne besvarelsen.

Kapittel 2 presenterer grunnligningene for numerisk simulering og hvordan disse kan modelleres. I tillegg inneholder kapittelet et lite avsnitt om løsning av initialverdiproblem for ordinære differensialligninger. I kapittel 3 presenteres teori for lekkasje, spredning og koking. I kapitlene 4 og 5 gis det først en beskrivelse av oppbygning av og antagelse for simuleringsmodellene. Deretter presenteres forskjellige simuleringscaser og resultater. I de to siste kapitlene diskuteres resultatene og det kommer med forslag til forbedringer og videre arbeid.

2 Fundamentale sammenhenger for numerisk simulering

2.1 Fundamentale ligninger

I dette avsnittet presenteres noen av ligningene som inngår i KFX og det forklares litt om hvordan forskjellige ledd kan modelleres. Til slutt presenteres en numerisk metode for løsning av initialverdiproblem for ordinære differensialligninger.

2.1.1 Tidsmidling

Selv om grunnligningene for konservering av masse, impuls og energi er gyldige for en turbulent strømning, vil det for praktiske formål være umulig å løse disse (se avsnitt 2.2). Derfor må man gjøre forenklinger.

En generell turbulent størrelse kan deles opp i en middelværdi og et avvik fra middelværdien, kalt fluktuasjon. Reynolds-oppdeling [12] gir:

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi' \quad (2.1)$$

der Φ er en generell størrelse, og

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \Phi dt \quad (2.2)$$

Trekker man inn tettheten i midlinger kalles det Favre-oppdeling, eller massemidling:

$$\Phi = \tilde{\Phi} + \Phi'' \quad (2.3)$$

der

$$\tilde{\Phi} = \frac{\overline{\rho\Phi}}{\bar{\rho}} \quad (2.4)$$

Dette gir:

$$\widetilde{\Phi}'' = \frac{\overline{\rho\Phi''}}{\bar{\rho}} = 0, \overline{\Phi''} \neq 0 \quad (2.5)$$

Favre-midling, eller massemidling er nyttig når der er store variasjoner i tetthet, for eksempel ved forbrenning. I grunnligningene bruker man tidsmidling, ($\bar{\quad}$), for tetthet og trykk, og Favremidling for hastighet, massefraksjon og entalpi. Termodynamiske størrelser som for eksempel viskositet, diffusivitet og konduktivitet regnes ikke som funksjoner av tid, men som funksjoner av midlede turbulente størrelser. Ved å innføre Favre-midlede størrelser i grunnligningene, og så midle ligningene, kan man utlede ligninger for midlede størrelser. Men ved å gjøre dette dukker det opp ledd på formen:

$$\bar{\rho} \widetilde{u_j'' \Phi''} \quad (2.6)$$

Disse kalles turbulensspenninger, eller turbulensflukser. Dette er ukjente ledd og gjør at man får flere ukjente enn man har ligninger. Dette problemet omtales ofte som "lukningsproblemet innen CFD". Dette løses ved å modellere disse leddene ut ifra kjente midlede kjente turbulente størrelser. Mer om dette i avsnitt 2.2.

2.1.2 Generell transportligning

Ligningene i dette avsnittet er gitt med kartesisk tensornotasjon Mer om tensornotasjon kan finnes i for eksempel [12].

Den generelle Favre-midlede transportligningen for en størrelse, Φ , kan skrives [13]:

$$\underbrace{\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{\Phi})}{\partial t}}_I + \underbrace{\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{\Phi})}{\partial x_j}}_II = \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{\Gamma_{\Phi,eff}}_III \frac{\partial\tilde{\Phi}}{\partial x_j} + \underbrace{\bar{\rho}\tilde{S}_{\Phi}}_IV \quad (2.7)$$

der $\Gamma_{\Phi,eff}$ er effektiv diffusjonskoeffisient.

De forskjellige leddene representerer:

- I: Transient ledd.
- II: Konvektivt ledd.
- III: Diffusivt ledd. Dette leddet inneholder både molekylær og turbulent diffusjon.
- IV: Kildeledd. Dette leddet inneholder også effekter som ikke inngår i de tre andre leddene.

Ved å uttrykke grunnligningene på denne formen vil man kunne bruke samme ligningsløser på alle ligningene, noe som vil forenkle implementeringen av nye transportligninger i et CFD program.

2.1.3 Kontinuitetsligning

Kontinuitetsligningen sier at masse er bevart og kan uttrykkes [12]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \quad (2.8)$$

I en blanding med flere forskjellige stoff kan man uttrykke kontinuitetsligningen for hvert stoff k og få en ligning for massefraksjonen [12]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho Y_k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho Y_k V_{k,j}) + R_k \quad (2.9)$$

der $V_{k,j}$ er diffusjonshastigheten for stoff k i retning j , og R_k er kildeledd.

Det er her antatt et massediffusjonen er styrt av konsentrasjonsgradienter, og ikke av temperaturgradienter eller trykkgradienter, og Ficks lov er gjeldene:

$$-\rho Y_k V_{k,k} = \rho D \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \quad (2.10)$$

Diffusjonskoeffisienten, D , er generelt forskjellig for alle stoffer, og varierer med hvilke stoff som er i blandingen og konsentrasjonen av disse. Dette fører til et lite håndterlig sett med diffusjonskoeffisienter. Det er derfor vanlig å operere med samme D for alle stoff.

Ligning (2.10) innsatt i ligning (2.9) blir da:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho Y_k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right) + R_k \quad (2.11)$$

De Favre-midlede ligningene for kontinuitetsligningen og massefraksjonsligningen kan da skrives henholdsvis [13]:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \bar{\rho} \tilde{R}_{liq} \quad (2.12)$$

og

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{Y}_k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho Y_k V_{k,j}} - \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{Y}_k) + \bar{\rho} \tilde{R}_k + \bar{\rho} \tilde{R}_{liq,k} \quad (2.13)$$

der R_k er kildeledd på grunn av kjemiske reaksjoner og $R_{liq,k}$ er kildeledd på grunn av faseovergang mellom gass og væske. Det kjemiske kildeleddet R_k er problematisk å midle fordi det inneholder en eksponentialfunksjon av temperaturen. Derfor bør også dette leddet modelleres. Magnussens forbrenningsmodell, kalt Eddy Dissipation Concept (EDC) [12,13], benyttes i KFX. Men det vil ikke bli gått nærmere inn på dette her.

2.1.4 Impulsligning

Impulsligningen sier at bevegelsesmengde er bevart, og er analog til Newtons 2. lov for punktmasse [12]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij}) + \rho f_i \quad (2.14)$$

der f_i er massekrefter gassen påvirkes av, for eksempel gravitasjon, og τ_{ij} er spenningstensen gitt som:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \left(\mu_b - \frac{2}{3} \mu \right) \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (2.15)$$

der μ_b er bulkviskositeten. Bulkviskositeten settes ofte lik null.

Den Favre-midlede impulsligningen kan skrives [13]:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{u}_i) + \bar{\rho}f_i + \bar{\rho}\tilde{F}_{liq,i} \quad (2.16)$$

F_{liq} er kildeledd på grunn av interaksjon med væskefase.

2.1.5 Energiligning

Termodynamikkens 1. lov sier at energi verken kan oppstå eller forsvinne, men bare transporteres eller konverteres. Den kan på differensial form skrives [12]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho e_i u_j) = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + Q - \frac{\partial}{\partial x_j}(p u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij} u_i) + \rho \sum_k Y_k f_{k,i} (u_i + V_{k,i}) \quad (2.17)$$

I II II IV V VI VII

der e_i er total indre energi. Q er kildeledd for indre kilder. Ledd V og VI er henholdsvis arbeid på grunn trykk og viskøse krefter. Disse kan ignoreres ved lave Mach-tall ($Ma^2 \ll 1$). Ledd VII faller bort hvis $f_{k,i}$ er lik for alle stoff. Energifluksen, q_j , er generelt summen av termisk diffusjon, varmediffusjon på grunn av massediffusjon og Dufour-effekten. Neglisjerer man Dufour-effekten kan q_j uttrykkes:

$$q_j = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} + \rho \sum_k h_k Y_k V_{k,j} \quad (2.18)$$

Ved å legge til

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(p u_j) \quad (2.19)$$

på begge sider av ligning (2.17) kan det vises at man får ligningen for totalentalpi, der h er:

$$h = e_t + \frac{p}{\rho} = e + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u_i u_i \quad (2.20)$$

Den Favre-midlede energiligningen, eller entalpiligningen for inkompressibel turbulent strømning, kan uttrykkes [13]:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} - \overline{\rho \sum_k Y_k V_{k,j} h_k} - \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h}'' \right) + \bar{Q}_{gs} + \bar{Q}_{rad} + \bar{\rho} \tilde{S}_{liq} \quad (2.21)$$

De tre siste leddene representerer henholdsvis varmetransport fra faste stoffer, varmetransport på grunn av stråling, og varme tilført fra fordamping av væske. Totalentalpien h er definert som:

$$h = \sum_k Y_k h_k(T) \quad (2.22)$$

Generelt er entalpien en funksjon av både temperatur og trykk. Men hvis man antar at gassen følger ideell gasslov, vil entalpien for gasser være en funksjon av temperaturen alene [9].

2.2 Turbulensmodell

Så godt som alle praktiske strømningsproblemer involverer turbulent strømning. Turbulens er en følge av at de viskøse kreftene ikke lenger klarer å undertrykke små ustabiliteter i strømmingen, og det oppstår turbulensstrukturer som spenner seg over et vidt spekter av tids- og lengdeskalaer. For å fange opp alle disse skalaene må man ved numeriske simuleringer ha veldig høy gridoppløsning. Per dags dato er ikke dette praktisk mulig for de aller fleste praktiske problemstillinger. Løsninger er å modellere turbulensen. I avsnitt 2.1.1 så man at det dukket opp nye ujevne størrelser i de midlede konserveringsligningene, kaldt turbulensspenninger (ligning (2.6)). Disse må som nevnt modelleres. En mye brukt modell, og etter hvert godt uttestet, er k - ϵ modellen.

2.2.1 k - ϵ -modell

k - ϵ modellen er en såkalt to-lignings modell. Det betyr at man løser to sett med ligninger, en for k , turbulent kinesisk energi, og en for ϵ , som er nedbrytning av turbulent kinetisk energi til varmeenergi. k og ϵ er definert [13]:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i'' u_i''} \quad (2.23)$$

og

$$\varepsilon = \bar{\rho} \nu \left(\frac{\partial \widetilde{u_i''}}{\partial x_j} \right)^2 \quad (2.24)$$

Stor grad av turbulens gjør strømmingen ”seigere” på grunn av økt friksjon mellom molekylene. k - ε modellen bygger på at turbulent transport kan modelleres ved å bruke en effektiv viskositet:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (2.25)$$

der μ_t turbulent viskositet, også kalt eddyviskositet.

Siden de turbulente spenningene i ligning, $\bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''}$, inngår i samme ledd som de viskøse spenningene $\bar{\tau}_{ij}$, er det nærliggende å modellere disse ved en turbulensviskositet [12]:

$$-\bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\bar{\rho} \tilde{k} + \mu_t \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \delta_{ij} \quad (2.26)$$

Om man antar at de samme mekanismene som transporterer bevegelsesmengde, også transporterer andre skalare størrelser, kan turbulensfluksene uttrykkes med gradientmodellen [13]:

$$\bar{\rho} \widetilde{u_i'' \Phi''} = \Gamma_{\Phi,t} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial x_i} \quad (2.27)$$

der $\Gamma_{\Phi,t}$ er turbulensdiffusivitet definert som:

$$\Gamma_{\Phi,t} = \frac{\mu_t}{\sigma_{\Phi,t}} \quad (2.28)$$

$\sigma_{\Phi,t}$ kalles turbulent Prandtl-Schmidt-tall, og er en empirisk konstant eller funksjon.

I k - ε modellen modelleres μ_t som en funksjon av den kinetiske turbulensenergien, k , og dissipasjonen, ε . En dimensjonsanalyse gir at: $\mu_t \sim \rho k^2 / \varepsilon$. I KFX benyttes en modell som inneholder et korreksjonsledd, f_μ , for lave Reynoldstall [13]:

$$\mu_t = C_D f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.29)$$

KFX benytter en utvidet versjon av k - ε modellen som tar hensyn til lave Reynoldstall effekter og oppdrift. Ligningen for k uttrykkes [13]:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k,t}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + P - \bar{\rho} \varepsilon + B \quad (2.30)$$

P er produksjonen av turbulent kinetisk energi i middelhastigheten. B er oppdriftsledd. P brukes også som en ”proporsjonalkonstant” i kildeleddet i ligning (2.33):

$$P = \bar{\rho} \nu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \quad (2.31)$$

$$B = \bar{\rho} \widetilde{u_i'' \rho''} g_i = -\Gamma_{\rho,t} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_i} g_i \quad (2.32)$$

ε , som er dissipasjon av turbulent kinetisk energi, bestemmes av følgende ligning:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon,t}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_1 f_1 P \frac{\varepsilon}{k} - C_2 f_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_1 C_2 \frac{\varepsilon}{k} B \quad (2.33)$$

f_1 og f_2 er korreksjonsfaktorer som tar hensyn til lave Reynoldstall effekter.

Konstantene som brukes i Kameleon FireEx er vist i Tabell 2-1:

C_D	$\sigma_{k,t}$	$\sigma_{\varepsilon,t}$	C_1	C_2
0,09	1,0	1,3	1,44	1,92

Tabell 2-1: Konstanter i k- ε modellen.

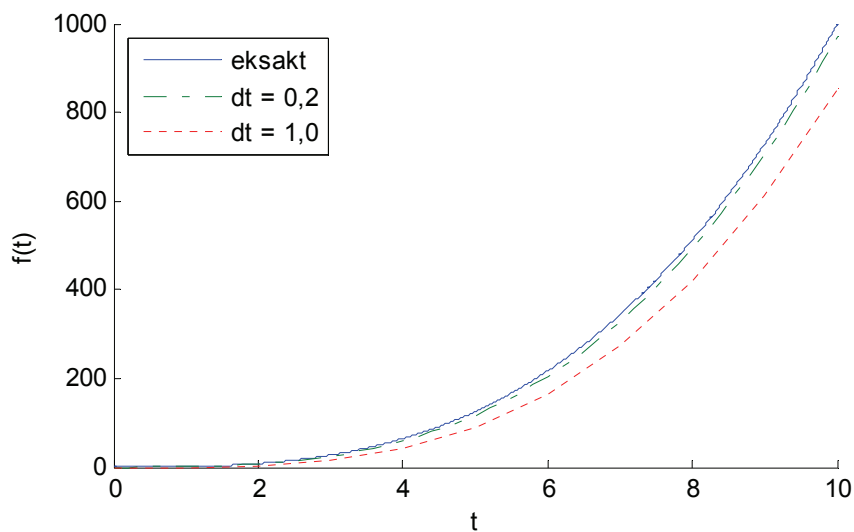
2.3 Løsning av ordinære differensialligninger

Euler-metoden er en av de aller enkleste metodene for numerisk løsning av initialverdi problem for ordinære differensialligninger, forkortet ODE (eng: ordinary differential equations), og fremkommer ved å stoppe Taylor-rekkeutviklingen etter to ledd [5]:

$$f(t_n) = f(t_{n-1}) + dt f'(t_{n-1}) \quad (2.34)$$

f er en funksjon av t , f' er den 1. deriverte av f og $dt = t_n - t_{n-1}$. Dette er en 1. ordens metode der feilen er proporsjonal med skrittlengden dt . Euler-metoden vil derfor ha en tendens til å gi forholdsvis stor feil langt ute i simuleringen, spesielt ved lange tidsskritt, og spesielt når den 2. deriverte er positiv eller negativ.

Figur 2-1 viser et eksempel på hvor godt, eller dårlig, Euler estimerer verdien til $f(t) = t^3$ ved forskjellige skrittlengde dt . Den 2. deriverte her vil være positiv, og man ser at Euler blir dårligere jo lengre tidsskrittet er.



Figur 2-1: Eksakt, og numerisk løsning med Euler-metoden av $f(t) = t^3$.

En annen ulempe med Euler er at det for stive system kan føre til numerisk ustabilitet for løsningen. Dette skjer ofte når den 2. deriverte er høy, og funksjonsverdien nærmer seg null.

Det finnes flere høyere ordens løsere for ODE som vil kunne gi en mer nøyaktig løsning selv ved lengre tidsskritt, og som er bedre egnet for å håndtere stive system, enn det Euler-metoden er. Et eksempel på en slik metode er Runge-Kuttas metode [5]. Hovedårsaken til at Euler allikevel anvendes i dette arbeidet er først og fremst at den er enkel å implementere i en programkode.

3 Teoretisk bakgrunn

væskedamspredning

3.1 Koking

Koking klassifiseres ofte i litteraturen [3] som konvektiv varmeovergang. På grunn av faseovergangen er det meste av varmen transportert som latent varme, noe som muliggjør stor varmeovergang over forholdsvis små temperaturdifferanser. Uttrykket koking viser til en prosess hvor varme transporteres fra en varm flate til et fluid ved hjelp av fordamping.

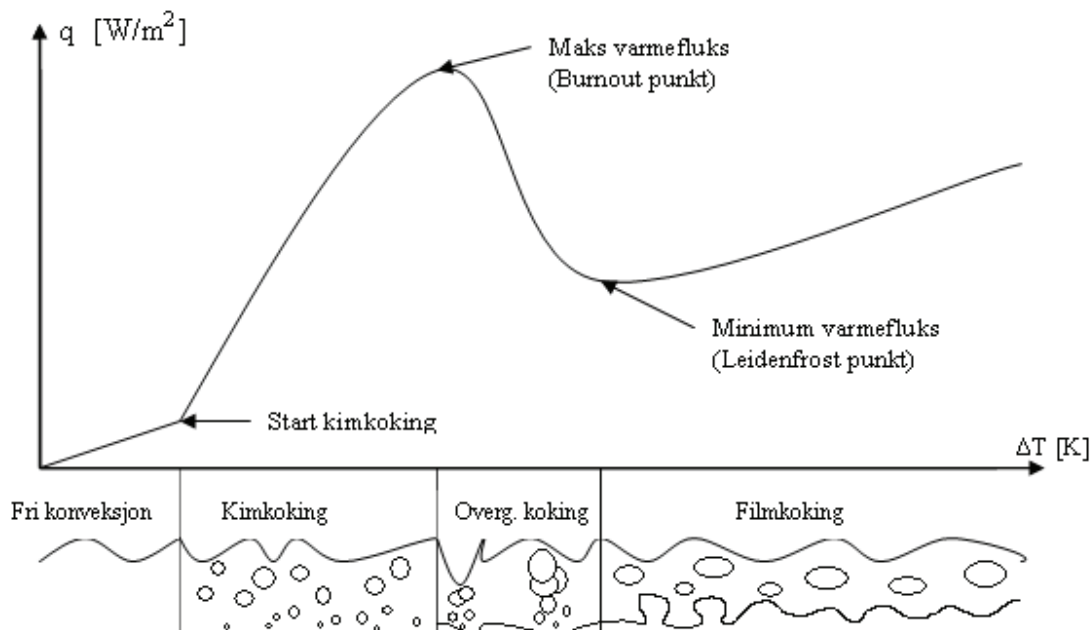
Væskedamkoking er en form for koking der all bevegelse skyldes naturlig konveksjon. Siden tetthetsforskjellene mellom damp og væske ofte er stor vil naturlig konveksjon ofte være dominerende selv om det er bevegelse i bulkstrømmen.

3.1.1 Regimer innen væskedamkoking

Væskedamkoking deles inn i 4 forskjellige regimer:

- Fri konveksjon.
- Kimkoking (eng. nucleate boiling).
- Overgangskoking (eng. transitional boiling).
- Filmkoking (eng. film boiling).

Det er vanlig å representere de forskjellige regimene i en såkalt kokekurver. En kokekurve viser den kvalitative sammenhengen mellom varmefluksen, q , og ΔT . ΔT er temperaturforskjellen mellom den varme flaten og bulktemperaturen i væska. Figur 3-1 viser en slik kokekurve. Grafen kalles også en *Nukiyama-kurve*.



Figur 3-1: Kokekurve, eller en Nukiyama kurve.

De to hovedregimene er kimekoking og filmkoking.

3.1.2 Kimekoking

Ved kimekoking er det direkte kontakt mellom væsken og heteflaten. Boblene dannes i små ujevnheter på heteflaten, kalt kimer. Derav navnet kimekoking. Dette regimet omtales også ofte som boblekoking.

Ser på en kraftbalanse for en boble:

$$\pi r^2 (p_v - p_l) = 2r\pi\sigma \quad (3.1)$$

p er statisk trykk, σ er overflatespenning og r er bobleradiusen. Lave merketegn v og l betyr henholdsvis damp og væske. Ser av dette at det må være et overtrykk inne i boblen for at den skal kunne eksistere. Overtrykket øker når r avtar. Dette overtrykket fører til at dampen inne i boblen må overhetes for å oppnå termodynamisk likevekt. Det kan vises at kravet til overopphetingen tilsvarer [10]:

$$T_v - T_s \approx \frac{R_u T_s^2}{h_{fg} M_v} \cdot \frac{2\sigma}{r} \cdot \frac{1}{p_l} \quad (3.2)$$

der T er absolutt temperatur, R_u universell gasskonstant, h_{fg} er fordampingsvarme og M er molar masse. Lavt merketegn s betyr på metningspunktet.

Antagelser som ligger til grunn for ligning (3.2):

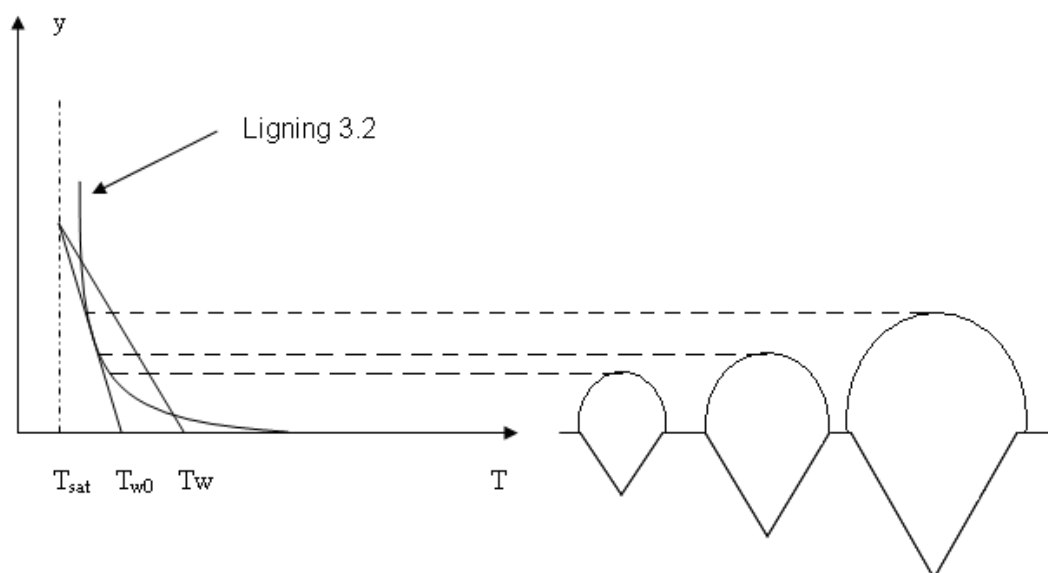
- Clapeyrons ligning [9] gjelder:

$$\left(\frac{dp}{dT} \right)_s = \frac{h_{fg}}{T(v_v - v_l)} \quad (3.3)$$

der v er spesifikt volum.

- Systemet ligger langt unna det kritiske punkt, slik at $v_v \gg v_l$, og ideell gasslov dermed gjelder. Mer om betingelser for bruk av ideell gasslov i avsnitt 3.2.

Dampboblene dannes som nevnt fra damprester i små fordypninger på heteplate. Disse fordypningene, eller kimen, idealiseres ofte som kjegleformede fordypninger. For at boblen skal kunne vokse og fortsette å eksistere, må det termiske grensesjiktet nær heteplate være av en slik art at det tillater overheting av dampen i boblen.



Figur 3-2: Temperaturgrensesjikt nær heteplate og boblevekst.

I Figur 3-2 er det antatt et lineært temperaturprofil for grensesjiktet. Bobler med radius som ligger mellom skjæringspunktene til ligning (3.2) og grensesjiktets grafen vil kunne fortsette å eksistere fordi temperaturen i grensesjiktet tillater overoppheting.

Boblen løsrives når oppdriftskreftene blir større enn adhesjonskreftene og treghetskreftene i væska. Man sier da at blandingen begynner å boble/kimkoke. Betingelsen for at kimkoking skal starte blir da [10]:

$$T_w - T_s \geq \frac{R_u T_s^2}{h_{fg} M_v p_l} \cdot \frac{2\sigma}{r_c} + \frac{q r_c}{k_l} \quad (3.4)$$

der r_c er radiusen ved toppen av kimen og k er termisk konduktivitet. Lavt merketegn w betyr underlag.

Når boblen forlater overflaten og stiger opp tar den med seg varm væske, samtidig som kaldere væske fra omgivelsene erstatter volumet, og det termiske grensesjiktet bygges opp på nytt. En ny boble starter så å vokse og syklusene gjentar seg. Denne mekanismen gjør at varmetransporten ved kimkoking blir høy sammenlignet med fri konveksjon.

Ser man på Figur 3-2 ser man at det er en minimum heteplatetemperatur, T_{w0} , som gjør at boblen kan vokse. Øker man temperaturen til heteplate, T_w vil flere kimer bli aktive, og dampproduksjonen øker. Derfor vil en økt heteplatetemperatur føre til flere bobler og

dermed økt varmekraft. Fluksen fortsetter å øke helt til man kommer til maksimal varmekraft, eller burnout (Figur 3-1), og kokingen går over i filmregimet. Denne overgangen vil kunne føre til et kraftig hopp i overflatetemperaturen, og det er derfor ved design av varmeoverføringsutstyr med koking viktig å kjenne til når burnout inntreffer. Dette skjer når:

$$\Delta T > \Delta T_{\max} \quad (3.5)$$

der ΔT_{\max} er temperaturdifferansen ved maksimal varmekraft og kan estimeres ut fra ligning (3.21). Varmekraften q_{\max} kan estimeres med ligning (3.18) eller (3.19).

En mye brukt korrelasjonen for varmeovergangen i kimkokeregimet er korrelasjonen til Rohsenow [19]:

$$q_{kk} = \mu_l h_{fg} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_{v,s})}{\sigma} \right]^{1/2} \left[\frac{c_{p,l} \Delta T}{Ch_{fg} Pr_l^n} \right]^3 \quad (3.6)$$

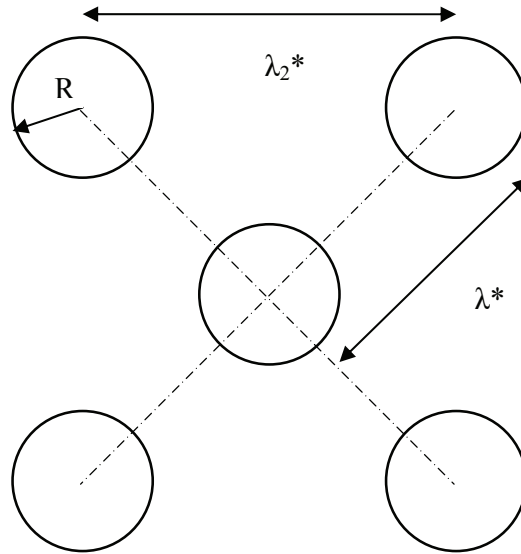
C er her en konstant som må bestemmes eksperimentelt og avhenger av både heteflaten og væsken. Pr_l er Prandtl-tallet, der eksponenten n avhenger av væsken og må også bestemmes eksperimentelt. ρ er tetthet, μ er dynamisk viskositet og c_p er spesifikk varmekapasitet ved konstant trykk.

Det vil ikke bli gått nærmere inn på korrelasjoner for kimkoking i denne oppgaven, da kimkoking ikke er et aktuelt kokeregime for LNG på vann (se avsnitt 3.1.5).

3.1.3 Filmkoking

I filmkokingsregime er dampgenereringen så stor at væsken ikke lenger er i kontakt med den varme flaten, men er avskilt av en kontinuerlig dampfilm (Se Figur 3-1). Denne interfasen er parallell med underlaget, noe som gir $r = \infty$. Ligning (3.2) gir da at det ikke trengs noen overheting for å fordampe væsken. Den horisontale hastighetskomponenten i dampfilmen regnes som mye større enn den vertikale. Derfor er varmekraften i mye større grad styrt av den konduktive varmetransporten i filmen. Dette fører til at $\Delta T_f \gg \Delta T_{kk}$, og man vil ofte få et kraftig hopp i overflatetemperaturen idet temperaturdifferansen overstiger ΔT_{\max} . Bli temperatur på den varme overflaten høy nok vil også strålingsbidraget være av betydning [4].

Bøe [3] anvender i sin doktorgradsavhandling arbeidet til Berenson [6]. Berenson utledet en korrelasjon for det konvekktive varmeovergangstallet blant annet ved å anvende Taylor hydrodynamisk ustabilitetsteori på filmkoking, og ved å anta laminær dampfilm.



Figur 3-3: Viser mønsteret som boblene forlater en horisontal flate sett ovenfra.

For en horisontal flate vil boblene i filmkoking være distribuert som vist i Figur 3-3. λ^* og λ_2^* er henholdsvis Taylor én- og todimensjonale bølgelengde. Det kan da utledes en korrelasjon for varmeovergangstallet ved filmkoking, h_f , for en horisontal plan flate:

$$h_f = 0,425 \left[\frac{k_{vf}^3 g \rho_{vf} (\rho_l - \rho_v) h'_{fg}}{\mu_{vf} \Delta T \sqrt{\sigma / (g(\rho_l - \rho_v))}} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (3.7)$$

der lavt merketegn $_{vf}$ betyr dampfilm og h'_{fg} er entalpidifferansen mellom mettet væske og gassen i dampfilmen (se symbolliste).

Konstanten i ligning (3.7) har kommet fra sammenligning med eksperimentell data for forsøk med n-pentan og karbon tetraklorid.

Klimenko [20] utleder senere nye korrelasjoner for filmkoking på horisontale flater ved å kombinere Reynoldsanalogi og Taylor hydrodynamisk ustabilitetsteori. Disse tar hensyn til faktorer som ikke er innbakt i Berensons modell (ligning (3.7)). Dette er blant annet muligheten for en turbulent dampfilm og forbedret gyldighet for et større spekter av ΔT :

$$h_f = \frac{k_v Nu}{\lambda_c} \quad (3.8)$$

der λ_c er kritisk bølgelengde og definert som:

$$\lambda_c = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (3.9)$$

Nusslet-tallet, Nu , er gitt av følgende empiriske korrelasjon:

$$Nu = 0,19(Ar Pr)^{\frac{1}{3}} f_1 \rightarrow Ar < 10^8 \quad (3.10)$$

$$Nu = 0,0086\sqrt{Ar} Pr^{\frac{1}{3}} f_2, \rightarrow Ar > 10^8 \quad (3.11)$$

Prandtl-tallet Pr for dampfasen, Archimedes' tall Ar og korreksjonsfaktorene f_1 og f_2 er gitt som:

$$Ar = (2\pi)^3 \frac{\sigma^{\frac{3}{2}}}{\rho_v \nu_v^2 \sqrt{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (3.12)$$

$$Pr = \frac{c_{p,v} \mu_v}{k_v} \quad (3.13)$$

$$f_1 = \begin{cases} 1 \rightarrow \frac{h_{fg}}{c_{p,l} \Delta T} \leq 1,4 \\ 0,89 \left(\frac{h_{fg}}{c_{p,l} \Delta T} \right)^{1/3} \rightarrow \frac{h_{fg}}{c_{p,l} \Delta T} > 1,4 \end{cases} \quad (3.14)$$

$$f_2 = \begin{cases} 1 \rightarrow \frac{h_{fg}}{c_{p,l} \Delta T} < 2,0 \\ 0,71 \left(\frac{h_{fg}}{c_{p,l} \Delta T} \right)^{1/2} \rightarrow \frac{h_{fg}}{c_{p,l} \Delta T} > 2,0 \end{cases} \quad (3.15)$$

ν i ligning (3.12) er kinematisk viskositet.

Ved sammenligning med eksperimentell data har Berensons korrelasjoner vist seg å ha en feil på +120 til -28 %, mens Klimenkos korrelasjon ligger mellom +34 til -35 % feil [20]. Med andre ord er ligning (3.8)-(3.15) tilsynelatende det beste valget for filmregimet.

Effekten av blandinger ved filmkoking

Generelt vil blandinger ha en høyere varmefluks for filmkoking, sammenlignet med tilsvarende rene stoffer ved samme ΔT . Ser man på den lokale temperatur- og konsentrasjonsprofilen for en binærblanding, sammenlignet med rene stoffer, vil en kunne se noen forskjeller [3]. For rene stoffer har man kun et temperaturrensesjikt i dampfilmen, mens for binære blandinger vil man ha et temperaturrensesjikt i væska nær damp-væske interfasen. Dette skyldes at man i den binære blandingen også vil få et konsentrasjonsrensesjikt i væsken. Det blir en opphopning av den tyngste komponenten nær interfasen på grunn av at den letteste komponenten fordamper raskere. Termodynamisk likevekt gir da en høyere metningstemperatur ved interfasen og rundt boblen, gitt at varmefluksen er stor nok til å gi denne temperaturøkningen. Når så en

boble forlater dampfilmen og stiger opp drar den med seg væske med en høyere metningstemperatur enn temperaturen i bulkvæska. Dette fører til økt varmetransport ved stabil filmkoking. Figur 3-5 i avsnitt 3.1.5 viser dette.

3.1.4 Overgangskoking

Overgangskoking kan sees på som en mellomting mellom kimkoking og filmkoking der noen områder av flaten befinner seg i kimkoking, mens andre områder har filmkoking. I Figur 3-1 er overgangskoking området mellom maksimal og minimal varmekraft, eller "Burnout" og Leidenfrost punktet. På grunn av at de aller fleste praktiske applikasjoner med koking foregår i enten kim- og/eller filmregimet er overgangskoking i skrivende stund et lite studert fenomen. Dette skyldes også til en viss grad vanskeligheten ved å beskrive prosessen med vekselvis kontakt mellom væsken og underlaget, og innsikt i denne prosessen er avgjørende for å forstå varmeovergangen i ved overgangskoking.

Kalinin et al. [18] gjør allikevel et forsøk på å definere en modell for varmeovergangen, og definerer varmeovergangstallet, h_{ov} , for overgangskoking som:

$$h_{ov} = \frac{q_{ov}}{\Delta T} = \frac{q_{max}f + (1-f)q_{min}}{\Delta T} \quad (3.16)$$

Her er f en interpolasjonsfunksjon og angir hvor stor andel av heteflaten som er i direkte kontakt med væsken. Er $f=1$ betyr det at hele flaten er i kontakt med fluidet og befinner seg fullstendig i boblekokingsregime. $f=0$ betyr at hele flaten befinner seg i filmkokingsregime.

$$f = \left(1 - \frac{\Delta T - \Delta T_{max}}{\Delta T_{min} - \Delta T_{max}} \right)^7 \quad (3.17)$$

ΔT_{min} og ΔT_{max} er temperaturdifferansen ved henholdsvis minimal- og maksimal varmekraft.

Det finnes flere korrelasjoner for den maksimale varmekraften, q_{max} , i litteraturen. Hissong [15] anbefaler følgende to korrelasjoner for å estimere avdampning av LNG på vann:

$$q_{max,1} = 0.168h_{fg}\sqrt{\rho_v}[\sigma g(\rho_l - \rho_v)]^{1/4} \quad (3.18)$$

$$q_{max,2} = \frac{0.18h_{fg}\rho_v[\sigma g(\rho_l - \rho_v)]^{1/4}}{1 + 2\sqrt{\rho_v/\rho_l + \rho_v/\rho_l}} \sqrt{\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l\rho_v}} \quad (3.19)$$

Den maksimale varmekraften som inngår i ligning (3.16) kan da finnes ut fra følgende betingelse:

$$q_{max} = \min(q_{max,1}, q_{max,2}) \quad (3.20)$$

Temperaturdifferansen ved maksimal varmekraft kan uttrykkes [18]:

$$\Delta T_{\max} = 0,625(q_{\max} \sigma T)^{\frac{1}{3}} \frac{\left[10/(\rho_w c_{p,w} k_w)^{1/2} + (\sqrt{v_l}/k_l)\right]^{2/3} \left[1+10(\rho_l c_{p,l} k_l / \rho_w c_{p,w} k_w)^{1/2}\right]^{1/3}}{1+10(\rho_{v,s}/(\rho_l - \rho_{v,s}))^{2/3}} \quad (3.21)$$

Kalinin et al. [18] uttrykker varmekraft og temperaturdifferansen ved Leidenfrostpunktet:

$$q_{\min} = 0.18k_v \Delta T \left[\frac{g}{v_v \alpha_v} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3.22)$$

$$\Delta T_{\min} = (T_c - T) \left[0,16 + 2,4 \left(\frac{\rho_l c_{p,l} k_l}{\rho_w c_{p,w} k_w} \right)^{\frac{1}{4}} \right] \quad (3.23)$$

Her er α_v termisk diffusivitet for gassfasen, og T_c er pseudokritisk temperatur for blandingen.

Effekten av blandinger ved overgangskoking

Bøe [3] skriver i sin avhandling at blandinger vil ha overgang fra filmkoking til overgangskoking ved en høyere ΔT_{\min} enn for rene stoffer. Dette kan delvis forklares ved at temperaturen til heteflaten stedvis vil være lavere enn den gjennomsnittlige temperaturen. Dette skyldes økt nedkjøling av flaten på grunn av vekselvis kontakt mellom heteflaten og væsken. Se avsnitt 3.1.3 "Effekten av blandinger ved filmkoking". Dette er også med på å forklare økt ΔT_{\min} for blandinger.

q_{\max} vil også være større for en blanding, sammenlignet med rene stoffer. Dette kan, i likhet med filmkoking, forklares med den økte varmeflytningen med boblene på grunn av temperaturgrensesjiktet rundt boblen.

ΔT_{\min} vil altså for blandinger være noe større enn det ligning (3.23) angir. Yue & Weber [9] Deler opp minimum temperaturdifferanse for en binærblending i to deler:

$$\Delta T_{\min,bl} = (T_w - T_{\text{interfase}}) + \Delta T_{kor} \quad (3.24)$$

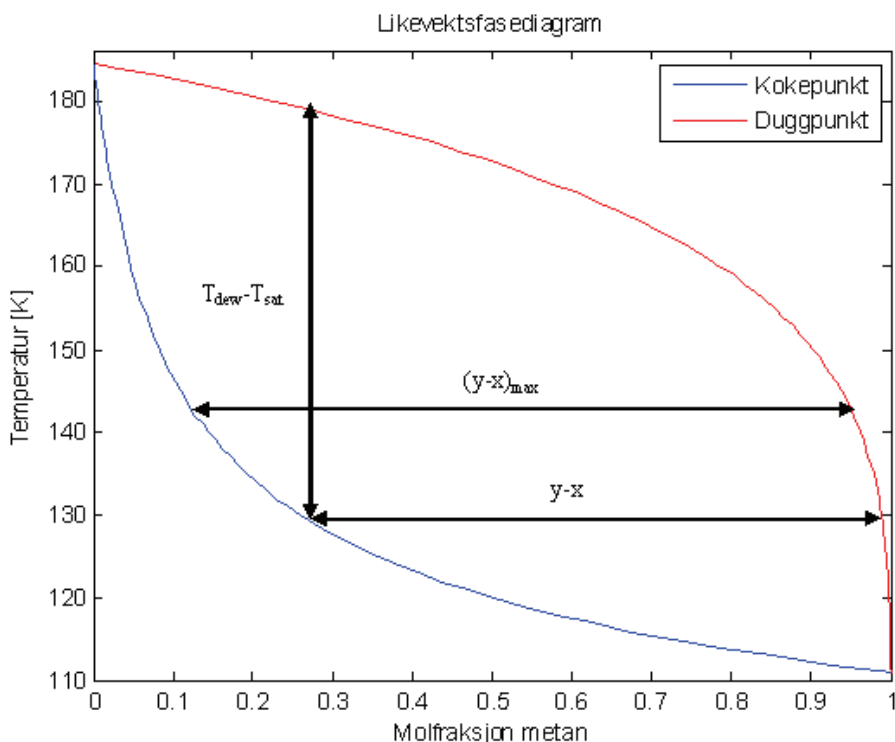
Det første leddet tilsvarer ligning (3.23), mens det andre representerer den økte temperaturdifferansen på grunn av blandingseffekter. Dette korreksjonsleddet kan korreleres:

$$\Delta T_{kor} = \overline{\Delta C} (T_{dew} - T_{sat}) \quad (3.25)$$

$\overline{\Delta C}$ er dimensjonsløs konsentrasjonsdifferanse:

$$\overline{\Delta C} = \frac{y - x}{(y - x)_{\max}} \quad (3.26)$$

y og x er molfraksjonen i henholdsvis gass- og væskefasen for den letteste komponenten i binærblendingen. Figur 3-4 viser hvordan parameterne i ΔT_{kor} finnes i et fase likevektsdiagram for en binærblending. Mer om hvordan man kan utlede korrelasjonene for et fase likevektsdiagram for binærblandinger i avsnitt 3.2.



Figur 3-4: Parametre som inngår i korreksjonsfaktoren ΔT_{min} .

Overgang fra filmkoking til overgangskoking skjer når ikke temperaturdifferansen mellom væsken og underlaget ikke lenger er høy nok til å opprettholde den kontinuerlig dampfilmen man har under filmkokingen:

$$\Delta T_{bl} < \Delta T_{min,bl} \quad (3.27)$$

Det er verdt å merke seg at ligning (3.23) og (3.21) ifølge Kalinin gir forholdsvis unøyaktige verdier for temperaturdifferansene. Antatt nøyaktig er på $\pm 20-40\%$. Men brukt til å beregne varmeovergangstallet i overgangsområdet kan det allikevel antas å gi tilstrekkelig nøyaktighet.

3.1.5 Koking av LNG

På 1970- og 80 tallet ble det gjennomført en rekke eksperimenter med LNG utslipp på vann, både med og uten forbrenning. Også den siste tiden har det igjen vært en økt interesse for å kunne forutse konsekvensene og omfanget av et LNG utslipp, og det har i den forbindelse blitt gjennomført en rekke analytiske studier av problemet. Men resultatene fra forsøk og studier spriker en del. Dette kan skyldes, delvis vanskeligheten med å forutsi hvilke parametere som er av betydning, og delvis grunnet de forskjellige antagelser og modellforenklinger som er gjort.

Velger her å gi en kort oppsummering av et lite utvalg forsøk og studier med LNG utslipp på vann uten forbrenning. Informasjonen under er, om ikke annet er oppgitt, hentet fra Luketa-Hanlin [11] og Lilleheie et al. [1].

Esso – 1973:

Testene ble foretatt i Matagorda Bay, Texas, USA, og bestod av utslipp på totalt $0,73 \text{ m}^3 - 10,2 \text{ m}^3$ ved utslippsrate på $18,9 \text{ m}^3/\text{min}$. LNG ble sprayet oppover og falt ned på vannet. Metaninnholdet i LNG varierte mellom 85-94 %. Under testene ble det observert at gass skyen var synlig og at dens utbredelsen i høyden var mye mindre enn lengde- og bredderetning. Beregninger indikerte at luftfuktigheten i luften påvirker tettheten til gassluft blandingen. Høyere luftfuktighet fører til lavere tetthet i blandingen. Testene viste at LNG sammensetningen hadde lite å si for konsentrasjonene nedstrøms for utslippet. Fordampningsraten ble beregnet til å være ca $0,195 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Ett tilfelle av forsinket hurtig faseovergang, RPT, ble også observert.

Maplin Sands – 1980:

Testene ble foretatt i Maplin, England, og hadde til hensikt å samle inn data for dispersjon og termisk strålingsdata for 20 utslipp av LNG og 14 utslipp av propan. Gjennomsnittlig vindhastighet var 3,8 til 8,1 m/s. Utslippene var både transiente og plutselige (mer om forskjellen på transiente og plutselige utslipp i kapittel 3.4). Utslippsraten for transiente utslipp var $1,5-4 \text{ m}^3/\text{s}$ og de plutselige utslippene var mellom $5-20 \text{ m}^3$. Ved et transient utslipp der LNG ble distribuert utover en horisontal plate ble det rapportert om en regresjonshastighet på ca $2e-4 \text{ m/s}$ (mer om regresjonshastighet i kapittel 3.4). Eksperimentene viste at måten utslippet ble gjort på hadde innvirkning på dispersjonen av LNG damp. Utslipp under vann ført til en gass sky med lavere tetthet enn om utslippet var over vann. Dette førte til at gass skyen fra utslipp under overflaten drev kortere nedstrøms før den ble lettere enn luft og steg til vær, sammenlignet med utslippunkt over overflaten. Et tilfelle av RPT ble observert og førte til et lokalt overtrykk på 1,8 kPa.

Burro testene – 1980:

Testene ble foretatt i China Lake, California, USA, og bestod av i alt 8 utslipp av LNG. Utslippsrater mellom $11,3-18,4 \text{ m}^3/\text{min}$ og totalt utslippsvolum på $24-39 \text{ m}^3$. Vindhastigheten var mellom 1,8-9,1 m/s og atmosfæriske forhold var varierende. Under testene ble det gjort målinger av vindhastighet og retning, gasskonsentrasjon, temperatur, luftfuktighet og varmefluks fra underlaget på flere avstander fra utslippspunktet og i flere nivåer over bakken. En interessant observasjon som ble gjort ved et av forsøkene var at den atmosfæriske strømmingen ble forskjøvet av den tette dampskyen. Luften strømmet rundt skyen som det tilnærmet var et fast legeme. Vindhastigheten var i dette tilfellet 1,8 m/s og atmosfæriske forhold var stabile. Dette ble ikke observert lignende ved høyere vindhastigheter. Det ble ikke rapportert om isdannelse av betydning på vannet under forsøkene. Et tilfelle av RPT ble observert og førte til et lokalt overtrykk på 5,0 kPa. Dette var sterkt nok til å gjøre skade på en utslippsanordning.

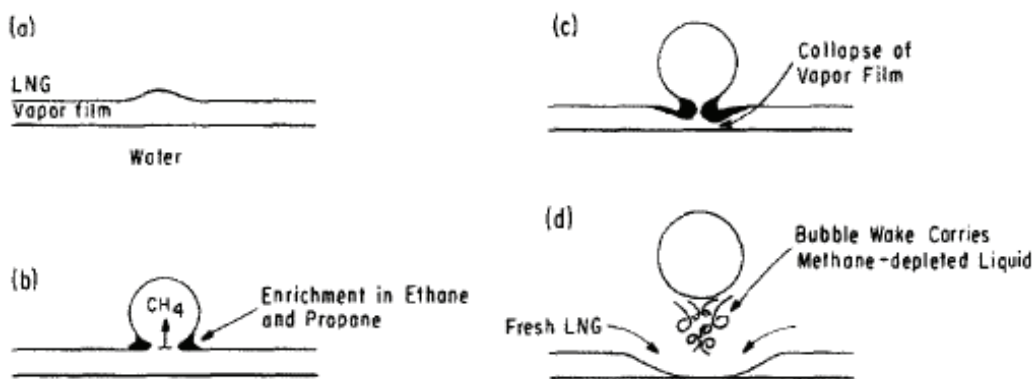
Bøe – 1996:

Bøe [3] gjennomførte en serie med laboratorieskalaforsøk med ren metan, etan og propan, samt binærblandinger med C_1-C_2 og C_1-C_3 i en kokecelle med $A = 200 \text{ cm}^2$. Avkokingsrate og temperaturer i vannet, binærblandingen og dampen. Disse dataene dannet grunnlaget for å beregne varmefluks. Kokecellen brukt i forsøket var lignende den brukt av Valencia-Chávez. Bøe konkluderer blant annet med at ren metan på vann vil

koke i filmkokingsregimer, mens etan og etanrike metan/etan-blandinger vil koke i overgangsregimet. Overgangen fra filmkoking til overgangskoking for metan/etan-blandinger skjer ved en temperaturdifferanse på 180-200 K.

Valencia-Chávez – 1978:

Det ble gjennomført laboratorieskalatester med ren metan, etan og propan, binærblandinger med C₁-C₂ og C₂-C₃, samt en C₁-C₂-C₃ blanding, i forskjellige kokeceller med A = 133, 139 og 143 cm². Det ble loggført avkokningsrate i masse/tid og temperatur i kryogene og vannet. Typisk initial avkokningsrate for en blanding var 300 g/cm²s. Det ble registrert forskjellige kokeforløp for blandinger sammenlignet med rene væsker. Valencia-Chávez kom også med en kvalitativ beskrivelse av bobleutviklingen ved filmkoking for en blanding:



Figur 3-5: Kvalitativ beskrivelse av filmkoking i en blanding.

Det lave kokepunktet til metan gjør at det i hovedsak vil være metan som fordamper. Siden massediffusiviteten til de forskjellige komponentene er mye mindre enn den termiske diffusiviteten ($Le \gg 1$), foreslås det at det ikke vil eksistere en temperaturgradient av betydning i væskefasen. Etter hvert som metan fordamper vil det bli en anrikning av tyngre hydrokarboner nær interfasen (Figur 3-5 b). Siden temperaturen i væsken er tilnærmet uniform vil man dermed få en underkjølt væskeblanding nær dampfilmen. Dette gjør at dampproduksjonen vil avta og filmen kan kollapse (Figur 3-5 c). Dermed blir det direkte kontakt mellom underlaget og LNG, noe som fører til hurtig isdannelse, som igjen favoriserer kimkoking. Når så boblen stiger oppover vil den metanutarmede blandingen rundt boblen dras med i vaken, og friskt LNG vil erstatte volumet etter boblen (Figur 3-5 d).

3.2 Væske-damp likevekt

Som sett fra avsnitt 3.1 må man, for å kunne bestemme varmetransporten som følge av koking, kjenne sammensetningen i både gass og væskefasen. For å bestemme sammensetningen kan man anta en *væske-damp likevekt*. På grunn av de mange praktiske bruksområdene er dette et mye studert tema i litteraturen og et stort antall sammenhenger eksisterer. Mange modeller baseres på mer eller mindre avanserte p-V-T korrelasjoner. Dette avnittet presenterer en enkel modell for fastsettelse av væske-damp likevekten for en binærblanding.

En mye brukt p-V-T sammenheng for gasser er:

$$pV = ZnR_u T \quad (3.28)$$

Z er kompressibilitetsfaktoren og uttrykker den ikke-ideelle oppførselen til gassen. Ved å sette $Z=1$ får man den velkjente *ideell gasslov*. Kompressibilitetsfaktoren korreleres ofte som funksjon av redusert trykk og temperatur, p_r og T_r [14]. For lave p_r vil $Z \approx 1$ og man vil derfor kunne bruke ideell gasslov med rimelig nøyaktighet.

Hvis man antar at en gassblanding følger ideell gasslov ($Z=1$ i ligning (3.28)) har man følgende korrelasjoner for blandingen:

$$p_k = py_k \quad (3.29)$$

$$\sum_{k=1}^j y_k = 1 \quad (3.30)$$

$$p = \sum_{k=1}^j p_k \quad (3.31)$$

der p_k og y_k er henholdsvis partialtrykk og molfraksjon for komponent k , j er antall komponenter i blandingen og p er totaltrykk

Videre kan man anta *Raoult's lov* [14] er gjeldende. Den gir sammenhengen mellom totaltrykk, metningstrykk og molfraksjonen for stoff k i væske og dampfasen:

$$py_k = p_{s,k}(T)x_k \quad (3.32)$$

der $p_{s,k}(T)$ er metningstrykket ved temperaturen T for komponent k i ren tilstand. Ved å kombinere ligning (3.29) (3.31) og (3.32) får man følgende sammenheng for totaltrykket i en binærblending:

$$p = p_1 + p_2 = p_{s,1}x_1 + p_{s,2}x_2 \quad (3.33)$$

Ligning (3.30) innsatt i ligning (3.33) gir da sammensetningen i væskefasen som funksjon av total- og partielltrykk til de rene komponentene:

$$x_1 = \frac{p - p_{s,2}(T)}{p_{s,1}(T) - p_{s,2}(T)} \quad (3.34)$$

Lavt merketegn (1) viser til den letteste komponenten i blandingen, det vil si den flyktigste. Ligning (3.34) gir kokepunktet for binærblendingen som funksjon av sammensetning. Raoult's lov gir sammensetningen i dampfasen som funksjon av sammensetningen i væskefasen:

$$y_1 = \frac{p_{s,1}(T)x_1}{p} \quad (3.35)$$

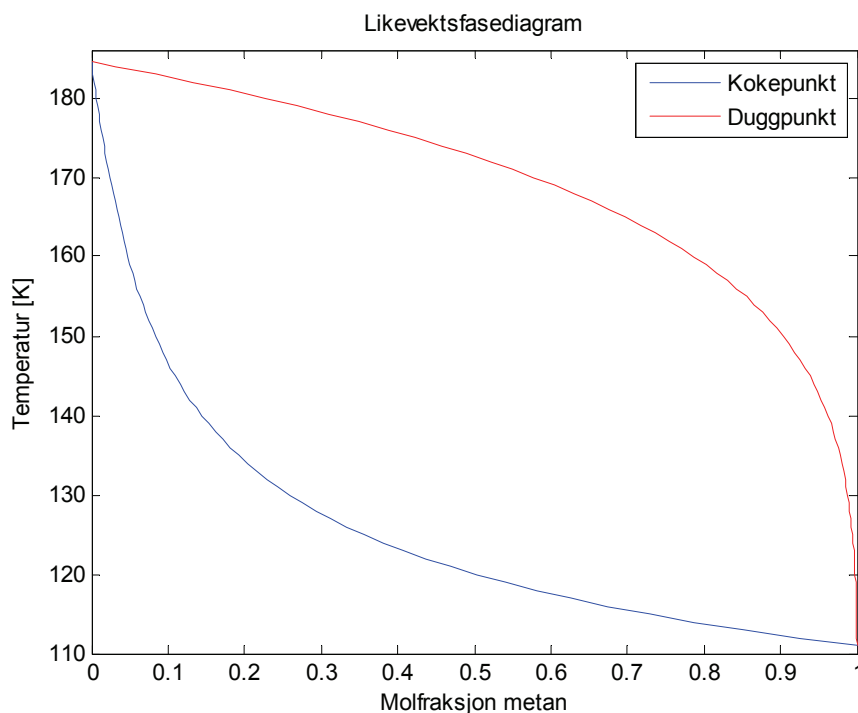
Clapeyrons ligning, (3.3), kan benyttes til beregne metningstrykket til rene komponenter som funksjon av temperaturen. Hvis man antar at fordampningsvarmen ikke varierer med temperaturen kan den skrives:

$$\ln p_{s,k} = A_k - \frac{B_k}{T} \rightarrow p_{s,k} = \exp\left(A_k - \frac{B_k}{T}\right) \quad (3.36)$$

der A_k og B_k er konstanter. Med normalkokepunkt og kritisk punkt er kjent kan A_k og B_k bestemmes:

$$A_k = \ln p + \frac{\ln p_{c,k} - \ln p_{atm}}{1 - T_{nbp,k}/T_{c,k}}, B_k = \frac{\ln p_{c,k} - \ln p_{atm}}{1/T_{nbp,k} - 1/T_{c,k}} \quad (3.37)$$

Sammen danner ligning (3.34) og (3.35) grunnlaget for kokepunktlinjen og duggpunktlinjen for binærblendingen. Dette kalles et *faselikevektdiagram*. Figur 3-6 viser faselikevektsdiagrammet for en metan/etan blanding. Data for metan og etan finnes i appendiks A.

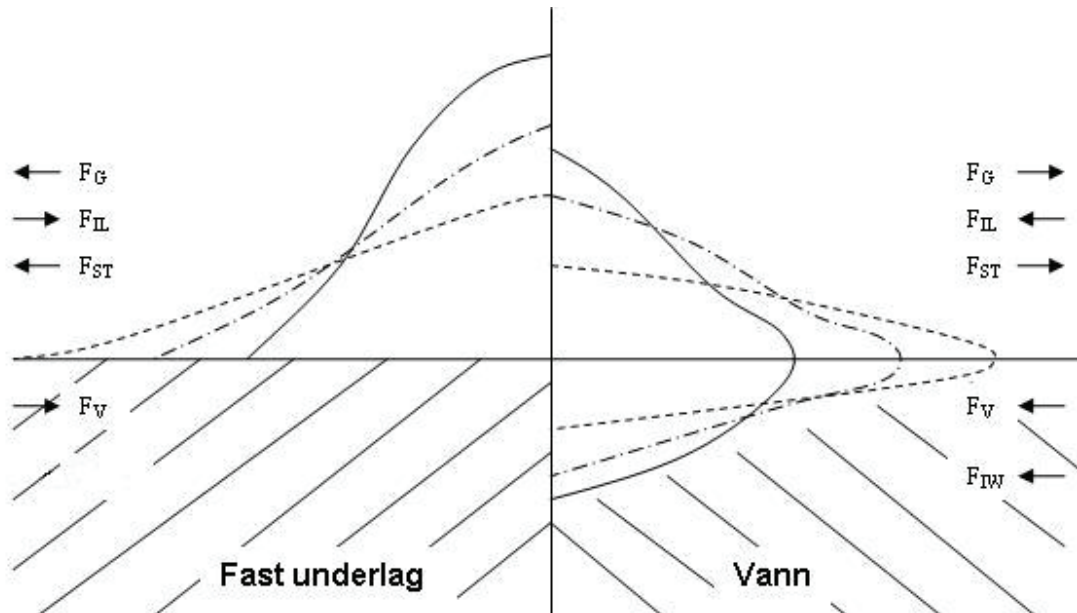


Figur 3-6: Kokepunkt og duggpunkt for en metan/etan blanding.

For en binærblending representerer et likevektsfasediagram koke- og duggpunkt for forskjellige sammensetninger ved én atmosfære trykk. Linjen for kokepunkt representerer temperaturene der blandingen koker. Tilsvarende representerer duggpunktlinjen temperaturen der gassen begynner å utkondensere. Linjene i fasediagrammet representerer derfor væske-damp likevekt for blandingen. For en gitt temperatur er molfraksjonen av den letteste komponenten, i dette tilfellet metan, alltid større i gassfasen enn i væskefasen.

3.3 Spredning

Figur 3-7 viser skjematisk hvilke krefter som virker på en væskedam under spredning. F_G , F_{IL} , F_{ST} , F_V og F_{IW} er kraftbidrag fra henholdsvis tyngdekraft, treghetskrefter væske, overflatespenning, viskøs drag mellom væske og underlag, og treghetskrefter vann.



Figur 3-7: Skjematisk diagram for spredning på vann og fast underlag.

Hoveddrivkraften for spredninger er tyngdekraften. Denne kraften gjør at fluidet renner utover for å utjevne det hydrostatiske trykket. Kraftbidraget fra gravitasjonen vil derfor avta etter hvert som væsketykkelsen blir mindre. En annen drivkraft til spredningen kan være ubalanse i overflatespenningene i underlag/væske/luft - interfasen. Dette bidraget kan virke begge veier, men vil i de fleste tilfeller være en drivende kraft for spredningen [17]. Denne kraften er initielt mye mindre enn bidraget fra tyngdekraften. Men seint i spredningsforløpet, det vil si for veldig tynne væsketykkelser, vil overflatespenningsbidraget kunne bli den dominerende drivkraften. Under spredningen vil treghetskrefter i væsken virke mot spredningen. Skjer spredningen på vann vil vannet også settes i bevegelse av væsken, og man vil få et kraftbidrag som virker mot spredningen. For høyviskøse væsker vil dette bidraget være betydelig. I tillegg kommer de viskøse "drag"-kreftene mellom væsken og underlaget. Tidlig i spredningsforløpet er disse mye mindre enn bidraget fra treghetskreftene. Men senere i forløpet vil det viskøse bidraget kunne bli den dominerende kraften mot spredningen.

Det er vanlig å dele opp spredningen i tre forskjellige regimer ut fra hvilke krefter som er dominerende [17]: *Gravitasjon-Impuls* regime (GI), *Gravitasjon-Viskøst* regime (GV) og *Overflatespenning-Viskøst* regimet (OV). I GI regimet er tyngdekraften F_G og treghetskraften F_{IL} er dominerende, og finner sted i første del av spredningsforløpet, da væsketykkelsen er signifikant og væsken akselereres. I GV regimet er spredningshastigheten så lav at de viskøse kreftene er den dominerende kraften mot spredningen. Med andre ord balanser F_G og F_V hverandre. GV regimet er regjerende i senere fase av spredningen. Blir væsketykkelsen tilstrekkelig liten vil bidraget fra tyngdekraften være neglisjerbart og overflatespenningen tar over som hoveddrivkraft. Det

vil da bære en balanse mellom viskøse krefter F_V og nettobidraget fra overflatespenningene i luft/underlag/væske-interfasen F_{ST} .

3.3.1 Gravitasjon-Impuls regime

Spredning av en væskedam følger de inkompressible konserveringsligningene for masse og impuls. Man kan gjøre følgende forenklinger/antagelser:

- Væskelaget er tynt => vertikal akselerasjon neglisjeres:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial y} \approx 0$$

- Spredningen er ikke-viskøs: $\mu=0$

Bevegelsesligningene for radiell aksesymmetrisk spredning i GI regimet kan da uttrykkes [16]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + g\rho' \frac{\partial \delta}{\partial r} = 0 \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (ru\delta)}{\partial r} = 0 \quad (3.39)$$

der δ er væsketykkelsen. ρ' kalles *relativ tetthet*. Den tar hensyn til tetthetsforskjellene mellom væsken underlaget og er gitt som:

$$\rho' = \frac{\rho_w - \rho_l}{\rho_w} \quad (3.40)$$

For fast underlag er ρ' lik én.

En similaritetsløsning av ligning (3.38) og (3.39) gir at spredningshastigheten i radiell retning kan uttrykkes på formen [Fay 16]:

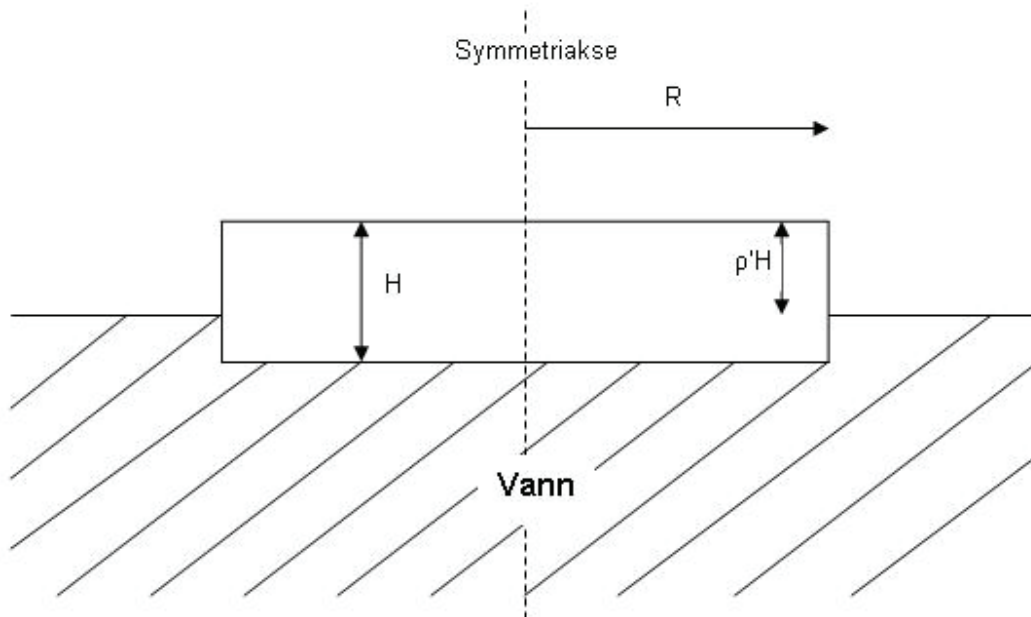
$$\frac{dR}{dt} = K_s (g\rho' H)^{1/2} \quad (3.41)$$

der H er gjennomsnittlig tykkelsen for væskedammen. K_s er en spredningskonstant. Det kan vises at den teoretiske verdien for K_s er 1,41. Sammenligning med eksperimentell data antyder midlertidig at en verdi på 1,64 vil gi et bedre resultat [8]. Ved å substituere væskehøyden med $H=m/\pi R^2 \rho_l$ i ligning (3.41) får man spredningshastigheten uttrykt som funksjon av massen og radien:

$$\frac{dR}{dt} = K_s \left(\frac{mg\rho'}{\pi\rho_l} \right)^{1/2} \frac{1}{R} \quad (3.42)$$

Ligning (3.41) og (3.42) gjelder for spredning av et *plutselig utslipp* (eng: instant spill) ved *konstant masse/volum*, det vil si uten avdampning eller tilførsel av masse (se avsnitt 3.4 for mer om plutselig utslipp).

Figur 3-8 viser da en skisse av hvordan spredningen av en sirkulær væskedam i GI regimet kan modelleres:



Figur 3-8: Spredning av en sirkulær væskedam med uniform tykkelse.

3.3.2 Spredning av LNG

Når LNG kommer i kontakt med omgivelsene vil det på grunn av den store temperaturdifferansen begynne å koke. Dette fører til en forholdsvis kraftig avdampningsrate, selv for en ikke-påtent væskedam. Ved brann vil avdampningsraten være enda høyere, men forbrenning sees ikke på i dette arbeidet. For LNG er det derfor vanlig å anta at utslippet vil ha fordampet ferdig før effekten av de viskøse kreftene og overflatespenning vil være viktig for spredningen [15]. LNG vil også, som følge av kokingen, være adskilt fra underlaget av en mer eller mindre kontinuerlig dampfilm. LNG-dampen har mye lavere viskositet enn for eksempel vann og gjør at de viskøse kreftene blir små [16]. Sammen danner dette grunnlag for å anta at spredning av LNG finner sted i GI regimet i store deler av spredningsforløpet.

Dette arbeidet tar sikte på å modellere fordamping og spredning av LNG. Av den grunn vil det ikke bli gått nærmere inn på GV eller OV regimet, siden disse ikke er viktige for spredningen av LNG.

Den relative tettheten, ρ' (ligning (3.40)), vil med data fra appendiks A og B for en typisk LNG-sammensetning ligge i området 0.55-0.45 gjennom fordampingsforløpet. Men på grunn av at bobler vil oppta volum i væsken vil den midlere tettheten være noe lavere:

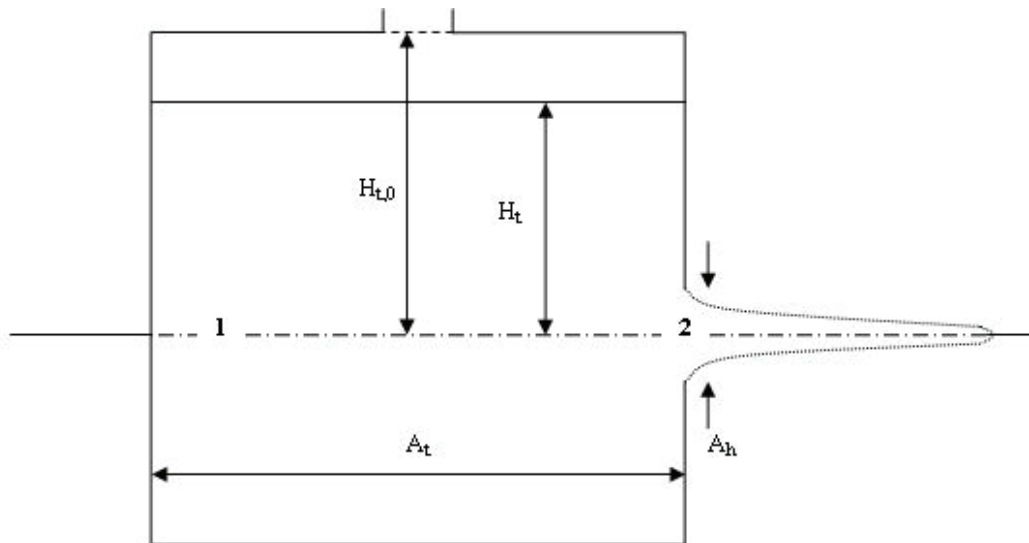
$$\rho_{l,av} = (1-\eta)\rho_l \quad (3.43)$$

der η kalles boblefraksjon. Maksimalverdien for η ligger opp mot 0,5 [16]. Målinger av Bøe [3] antyder at verdien ligger litt over 0,1 for LNG. Dette gjør at verdien for den

relative tettheten for kokende LNG ligger i området 0,6-0,8. Dette vil igjen føre til en større spredningsrate.

3.4 Lekkasje

LNG har som kjent lavere tetthet enn vann. Dette fører til at væsknivået i lagertankene, for eksempel ombord i LNG-tankere, vil ofte ligge over havnivå. Ved en brist i skroget vil derfor det hydrostatiske trykket føre til at LNG strømmet ut og spres utover vannet. Figur 3-9 viser en skisse av en slik lagertank, der LNG strømmet ut av et hull i skroget/beholdere ved havnivå.



Figur 3-9: Skisse av en beholder med hull i siden.

H_t er væsknivået over havnivå og $H_{t,0}$ er nivået når hullet oppstår. Bernoullis ligning fra punkt 1 til 2 gir da utløpshastigheten:

$$U_1 = U_2 = \sqrt{2gH_t} \quad (3.44)$$

Det er antatt tapsfri strømning, hastigheten i 1 kan neglisjeres, og at både trykket i tanken og i utløpet er lik atmosfæretrykket. Ligningen for endringen i tankvolumet kan da uttrykkes:

$$\frac{dV_t}{dt} = \frac{d(H_t A_t)}{dt} = -C_d A_h \sqrt{2gH_t} \quad (3.45)$$

Ved å integrere ligning (3.45) får man uttrykket for væsknivået i tanken [21]:

$$H_t = \left(\sqrt{H_{t,0}} - \sqrt{\frac{g}{2}} \frac{C_d A_h}{A_t} t \right)^2, 0 \leq t \leq t_{lekkasje} \quad (3.46)$$

der $t_{lekkasje}$ er tiden det tar å tømme tanken, gitt ved:

$$t_{lekkasje} = \sqrt{\frac{2H_{t,0}}{g}} \frac{A_t}{C_d A_h} \quad (3.47)$$

C_d er en utløpskoeffisient som avhenger av geometrien til hullet. $C_d = 0,5$ for et sirkulært hull med glatte kantet. Dette vil sannsynligvis ikke være tilfelle for et virkelig hull ved en eventuell ulykke. Men i og med at man ikke kan vite geometrien til hullet før det har oppstått, er det antatt at $C_d = 0,5$ er en god nok tilnærming i dette arbeidet.

Ligning (3.47) gir tiden for et *transient utslipp*. En mye brukt forenkling er å anta *plutselig utslipp*. Det er et utslipp der selve lekkasjen ikke har noen utstrekning i tid, men skjer veldig hurtig $\Rightarrow t_{lekkasje}$ går mot 0. For en fordampende væskedam kan endringen i volum uttrykkes:

$$\frac{dV_{vd}}{dt} = -\omega A_{vd} \quad (3.48)$$

ω kalles regresjonshastighet, eller fordampingshastighet, og er et mål på hvor kraftig fordampingen er:

$$\omega = \frac{\dot{m}_{ford}}{\rho_l A_{vd}} \quad (3.49)$$

Ved å integrere ligning (3.48) og (3.42) samtidig kan det for et plutselig utslipp, som spres i GI regimet, vises at det analytiske uttrykket for fordampingstiden er [16]:

$$t_{ford} = \left(\frac{3}{8K_s}\right)^{1/2} \left(\frac{\Gamma(5/3)}{\Gamma(7/6)}\right) \left(\frac{V_{vd}}{g\rho'\omega^2}\right)^{1/4} = 0,465 \left(\frac{V_{vd}}{g\rho'\omega^2}\right)^{1/4} \quad (3.50)$$

der spredningskonstanten K_s er satt til 1,64 og $\Gamma(x)$ er gammafunksjonen med argumentet x .

Forholdet mellom $t_{ford}/t_{lekkasje}$ kan brukes for å si noe om lekkasjen kan antas å være plutselig eller ikke. For et plutselig utslipp vil forholdet gå mot uendelig.

4 Modell for spredning og fordamping av LNG-utslipp på vann

I dette kapitlet presenteres to modeller for å estimere spredning og avdampning fra et LNG-utslipp på vann. Den første modellen er laget i MATLAB, og har fått navnet *LNGPOOL*. Den andre er en modifisering av den allerede eksisterende multikomponent væskemodellen i simuleringstøyet Kameleon FireEx.

4.1 LNGPOOL

Denne modellen har til hensikt å simulere dynamikken i et LNG-utslipp på vann, for dermed å kunne studere konsekvensene av et utslipp og hvordan viktige parametre påvirker hverandre. I kapittel 3 så man at et utslipp av LNG på vann kan føre med seg en rekke fenomener som er særegne for LNG. LNGPOOL har ikke til hensikt å inkludere alle disse fenomenene, men ta hensyn til de viktigste faktorene, for dermed å kunne danne seg et bilde av utslippet. I stedet for å basere seg på emiriske avdampningsrater fra eksperimenter, bruker LNGPOOL en masse- og energibalanse for å modellere avdampningen.

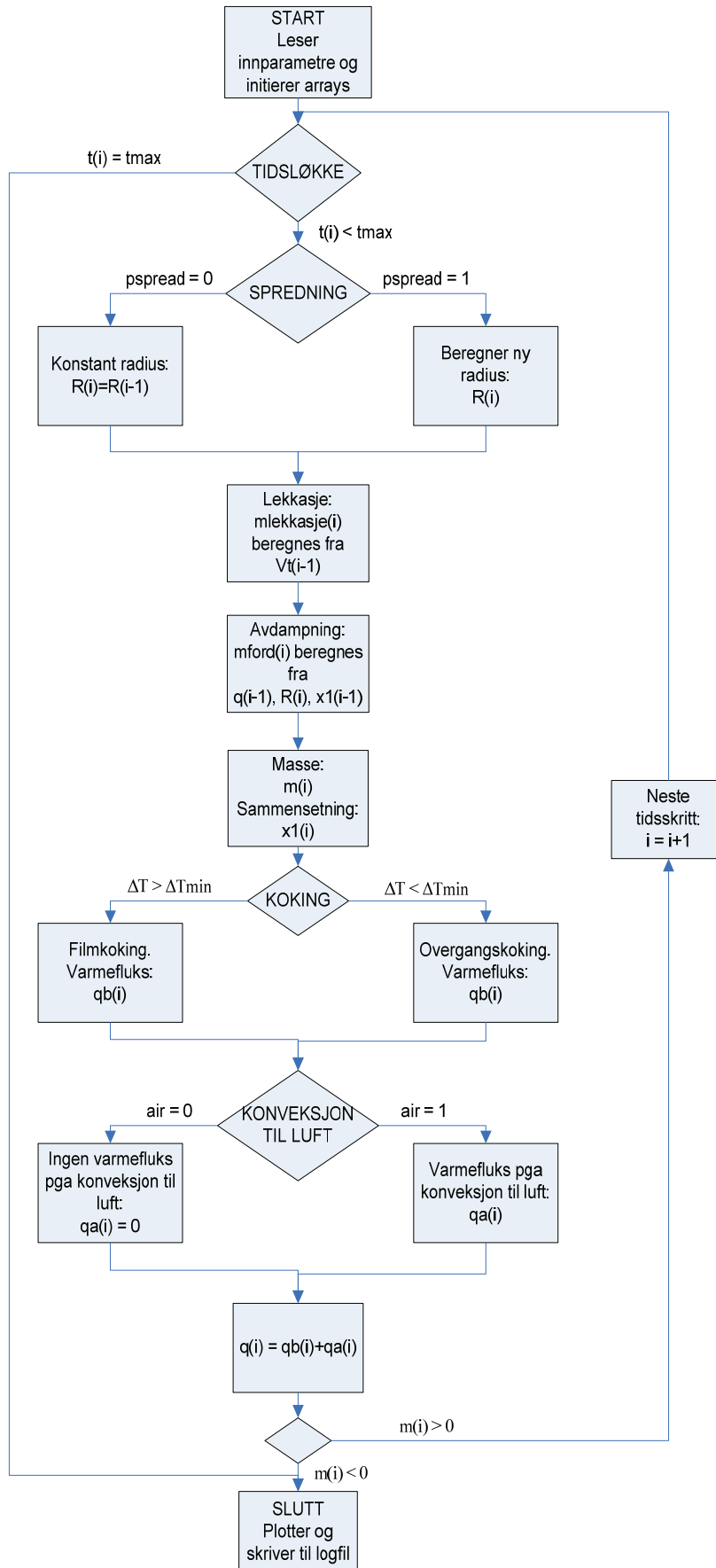
LNGPOOL inneholder følgende:

- Transient modell for varmetransporten fra underlaget til væskedammen på grunn av koking. Det betyr at varmeovergangen er en funksjon av sammensetningen, og dermed endrer seg gjennom kokeforløpet.
- Spredningsmodell. Dette er blant annet viktig for å kunne beregne den totale avdampningen.
- Modellen håndterer både transiente og plutselige utslipp.
- Sammensetningen og avdampningen bestemmes ved en faselikevektsberegning.
- LNGPOOL bruker termodynamiske størrelser for LNG og disse vil dermed endre seg gjennom fordampingsforløpet. Dette er for å kunne studere hvordan den varierende sammensetningen påvirker varetransport, avdampning og spredning.
- En enkel modell for å beregne konvektiv varmetransport fra luft til væskedam.

Følgende er ikke tatt hensyn til i LNGPOOL:

- Effekten av bølger på vannet og turbulent miksing mellom LNG og vann.
- Varmebidraget fra en eventuell brann er ikke tatt med.

- Stråling. Strålingsbidraget ved spredning og fordamping uten brann antas å være lite i forhold til de andre varmebidragene. Men utvides modellen til også å omfatte brann bør stråling tas hensyn til.
- Eventuell aerosoldannelse som følge av utslippet.
- Eventuell flashing på grunn av overtrykk i lagertank.
- Eventuell oppvarming av LNG som initielt ikke befinner seg ved kokepunktstemperatur for blandingen. Det betyr at LNG antas å være på kokepunktet når den kommer i kontakt med vannet, og at den begynner å koke umiddelbart.



Figur 4-1: Flytskjema for LNGPOOL.

Figur 4-1 viser flytskjemaet for LNGPOOL modellen. Først leses innparametre, initialverdier og tabeller initieres. Deretter går man inn i en tidsløkke. Der beregnes spredning, lekkasje fra tank og avdampningsrate som følge av varmetransport fortløpende. Alle disse beregnes på bakgrunn av sammensetning, og masse/volum fra forrige tidsskritt:

$$R_i = g(m_{vd,i-1}, R_{i-1}) \quad (4.1)$$

$$\dot{m}_{lekkasje,i} = h(V_{t,i-1}) \quad (4.2)$$

$$\dot{m}_{ford,i}'' = f(x_{1,i-1}, R_i) \quad (4.3)$$

$f(\dots)$, $g(\dots)$ og $h(\dots)$ betyr "funksjon av ...".

Så oppdateres massen på bakgrunn av fordampning og lekkasje, og ny sammensetning beregnes. Den oppdaterte sammensetningen danner grunnlaget for å beregne varmetransport fra koking og konveksjon til luft.

Løkken går så videre til neste tidsskritt og gjentar beregningene skissert over. Hvis all LNG i væskedammen er fordampet, eller maksimal simuleringstid er nådd, avbrytes tidsløkken. Resultater fra beregningene plottes så automatisk og det skrives til en logfil.

Programkode for LNGPOOL og de fleste tilhørende funksjonene som kalles fra hovedprogrammet finnes i appendiks D.

4.1.1 Antagelser

Følgende ligger til grunn for oppbygning og beregninger i LNGPOOL:

Spredning

1. Spredningen av væskedammen er antatt å være aksesymmetrisk med uniform dybde, H , som vist i Figur 3-8, og finner sted i GI regimet. Følgende sammenhenger er da gjeldende:

$$H = \frac{V}{\pi R^2} \quad (4.4)$$

$$V = \frac{m}{\rho_l} \quad (4.5)$$

2. Regresjonshastigheten, ω ligning (3.49), antas å være mye lavere enn spredningshastigheten dR/dt . Ved å anta dette kan man bruke korrelasjoner for ikke-fordampende væskedam.
3. Selve utslippet er antatt å være mye kortere enn spredningsforløpet, slik at det kan regnes som plutselig:

$$\frac{t_{ford}}{t_{lekkasje}} \gg 1 \quad (4.6)$$

4. På bakgrunn av punkt 1-3 kan derfor spredningshastigheten estimeres med ligning (3.42). Spredningskonstanten, K_s , settes til 1,64. Radius ved tidspunkt t_i estimeres ved Eulers metode:

$$R_i = R_{i-1} + \left(\frac{dR}{dt} \right)_{i-1} dt \quad (4.7)$$

5. Spredningen fortsetter inntil væsketykkelsen H når H_{min} . Deretter er radiusen konstant.

Varmeovergang

Fra underlaget:

6. På bakgrunn av den store temperaturdifferansen mellom LNG og underlaget, samt konklusjoner fra tidligere arbeid (avsnitt 3.1.5), antas det at LNG i film- eller overgangsregimet.
7. For hvert tidsskritt sjekkes temperaturdifferansen mot minimum temperaturdifferanse for filmkoking fra ligning (3.24):

$$\Delta T > \Delta T_{min,bl} \Rightarrow \text{filmkoking}$$

$$\Delta T < \Delta T_{min,bl} \Rightarrow \text{overgangskoking}$$

8. Ved filmkoking beregnes det konvekktive varmeovergangstallet, h_f , ut fra korrelasjonene til Klimenko, ligning (3.8)-(3.15).
9. Ved overgangskoking beregnes det konvekktive varmeovergangstallet, h_{ov} , ut fra korrelasjonene til Kalinin, ligning (3.16)-(3.21).
10. Temperaturen i væsken, T_l , antas hele tiden å være lik kokepunktstemperaturen for blandingen, gitt av kokepunktlinjen i faselikevektsdiagrammet for metan/etan blanding (Figur 4-2).
11. Vanntemperaturen T_w er konstant. Dette gjøres på bakgrunn av at det ikke er rapportert om isdannelse av betydning ved storskalaforsøk med LNG på vann (avsnitt 3.1.5). Kun ved laboratorieskalaforsøk er det rapportert om isdannelse, men da har vannmengdene vært små. Antar derfor at den store termiske massen til vannet, samt effekten av bølger og strømning, holder temperaturen tilnærmet konstant.
12. Temperaturen i dampen antas å være gjennomsnittet av temperaturen i væskedammen og vannet:

$$T_v = \frac{T_l + T_w}{2} \quad (4.8)$$

Unntaket er for mettet damp. Da er: $T_{v,s} = T_l$.

13. Varmefluksen fra underlaget på grunn av koking blir da:

$$q_b = h(T_w - T_l) \quad (4.9)$$

der h enten er h_f eller h_{ov} , avhengig av kokeregime.

Fra luft:

14. Det konvekktive varmeovergangstallet, h_a , er gitt av ligning (C.3) i appendiks C. Denne korrelasjonen gjelder for parallellstrømning over en horisontal plate. Gitt at radius er stor nok, antas den her også å gjelde for parallellstrømning over en horisontal sirkelformet plate. Varmefluksen fra luft til væskedammen blir da:

$$q_a = h_a(T_a - T_l) \quad (4.10)$$

Massebalanse

15. All netto tilført varme antas å gå med til å fordampe LNG. Fordampingsraten blir da:

$$\dot{m}_{ford} = \frac{qA}{h_{fg}} = \frac{(q_a + q_b)\pi R^2}{h_{fg}} \quad (4.11)$$

16. Væskedammen kan tilføre masse fra en tank/beholder. Geometrien for utslippet er som vist i Figur 3-9. Raten masse tilføres er:

$$\dot{m}_{lekkasje} = -\rho_{l,t}\dot{V}_{lekkasje} \quad (4.12)$$

der $\dot{V}_{lekkasje}$ er gitt ved ligning (3.45).

17. Massen i væskedammen ved tiden t_i estimeres med Eulers metode:

$$m_i = m_{i-1} + \left(\frac{dm}{dt}\right)_{i-1} dt = m_{i-1} + (\dot{m}_{lekkasje} - \dot{m}_{ford})_{i-1} dt \quad (4.13)$$

Gjenværende LNG i tank/beholder estimeres også med Eulers metode:

$$V_{t,i} = V_{t,i-1} + \left(\frac{dV_t}{dt}\right)_{i-1} dt \quad (4.14)$$

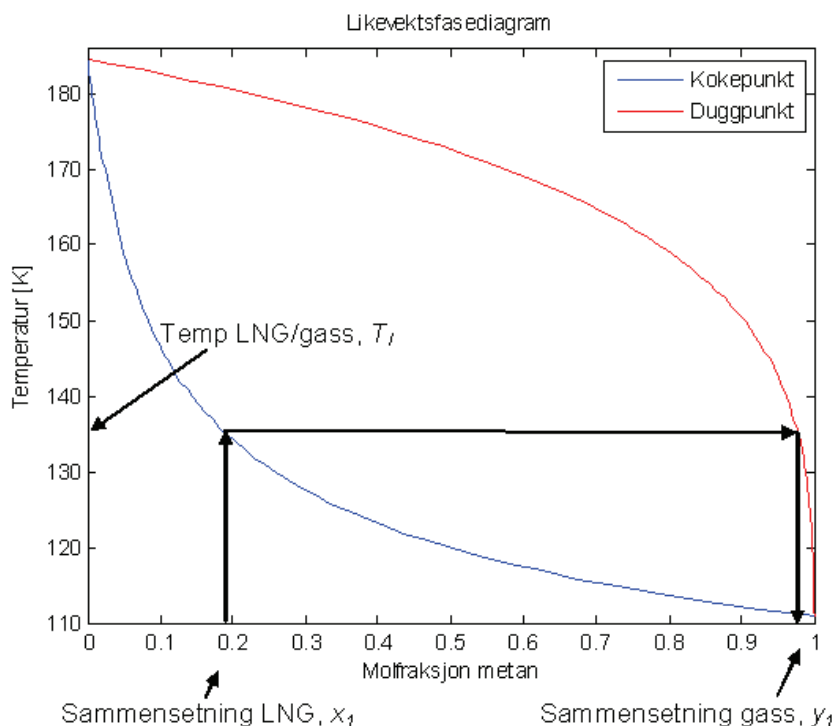
Sammensetning og termodynamiske størrelser

18. LNG regnes som en binærblending av metan og etan.

19. Sammensetningen i både væske og damp oppdateres hvert tidsskritt.

20. Sammensetningen i væskefasen beregnes etter at masse er oppdatert på grunn av avdampning og eventuell tilført masse fra lekkasje.

21. Sammensetningen i dampfasen antas å følge duggpunktlinjen i faselikevektsdiagrammet (se Figur 4-2). Ved kjent væskesammensetning x_l , og dermed også kjent væsketemperatur, T_l (se antagelse 10), er sammensetningen i dampfasen, y_l , lik duggpunktssammensetningen ved denne temperaturen:



Figur 4-2: Forklaring til hvordan temperatur og sammensetningen i dampfasen finnes.

22. Når væske- og damp sammensetningen er kjent estimeres termodynamiske størrelser for LNG ved korrelasjonene gitt i appendiks B. Data for ren metan, etan, vann og luft er gitt i appendiks A.
23. Dette gjør at alle termodynamiske størrelser vil være en funksjon av molfraksjonen metan i væskefasen, x_1 , enten direkte eller indirekte.

Startverdier og tidsskritt

24. Modellen trenger følgende startverdier ved tiden $t = t_0$:
 - Sammensetning, $x_{1,0}$.
 - Volum LNG i tank, $V_{t,0}$.
 - Volum LNG i væskedam, $V_{vd,0}$.
 - Radius væskedam, R_0 .
25. Utslipet er antatt å være på kokepunktet ved start (se antagelse 10).
26. Simuleringene gjøres med konstant tidsskritt. Mer om valg av tidsskritt for simuleringene i avsnitt 5.1.1.

4.2 Multikomponent væskedammodell i Kameleon Fire Ex

Kameleon FireEx - *KFX* er et simuleringsprogram utviklet for å kunne simulere gassdispersjon og forskjellige brannscenarier. *KFX* er det siste steget i den kontinuerlige aktiviteten innen CFD brukt på turbulente reaktive strømninger ved NTNU/SINTEF Energi, og utvikles og eies i dag av *Computational Industry Technologies AS - ComputIT*. Bakgrunnen for utviklingen har vært et økt fokus på sikkerhet i olje- og gassindustrien. Utviklingen har derfor vært støttet av flere aktører innen industrien. *KFX* kan håndtere mange forskjellige scenarier med gasspredning og branner for et vidt spekter av geometrier, fysiske innløps- og grensebetingelser. Dette inkluderer blant annet brann i væskedam, høytrykk jetbrann og bruk av spray.

KFX er en tredimensjonal kartesisk endelig-volum CFD kode, og bruker en sju-nodes oppdeling for de diskretiserte midlede grunnligningene fra fluidodynamikken (kapittel 2.1). *KFX* anvender en $k-\varepsilon$ modell og Eddy Dissipasjon Konsept – EDC for turbulent forbrenning, samt modell for sotformasjon og stråling. For den transiente utviklingen brukes et baklengs Euler skjema. Programvaren inneholder også en forprossessor med grafisk brukergrensesnitt, kalt Lizard. Lizard lar brukeren definere geometri og nettverk, sette start- og grensebetingelser, og velge parametere som styrer tidsskritt og ligningsløserne. Det er også flere muligheter for etterprosessering av resultatene, blant annet visualisering gjennom bilder og film.

Termodynamiske data som benyttes av *KFX*, beregnes og hentes fra CHEMKIN.

4.2.1 Gammel MPM i Kameleon FireEx

KFX har en innebygd undermodell for spredning og fordamping av en multikomponent væskedam, og omtales i denne rapporten som *MPM* (engelsk: Multicomponent Pool Model). *MPM* inkluderer spredning og fordampning som følge av koking, flashing og konvektiv transport. Denne avdampningen inngår som kildeledd i energiligningen og massefraksjonsligningen, henholdsvis ligning (2.21) og (2.13).

En væskedam får tilført varme gjennom en konvektiv varmeovergang fra strømmingen (q_{konv}), og gjennom en strålingsvarme fra flammer og varme flater (q_{str}). I tillegg vil væskedammen kunne varmes opp av underlaget ($q_{underlag}$), der varmeovergang på grunn av koking inngår:

$$q_{tilført} = q_{konv} + q_{str} + q_{underlag} \quad (4.15)$$

Den tilførte varmen går med til å varme opp væskedammen, eller til fordampning:

$$q_{tilført} = q_{oppv} + q_{fordamp} \quad (4.16)$$

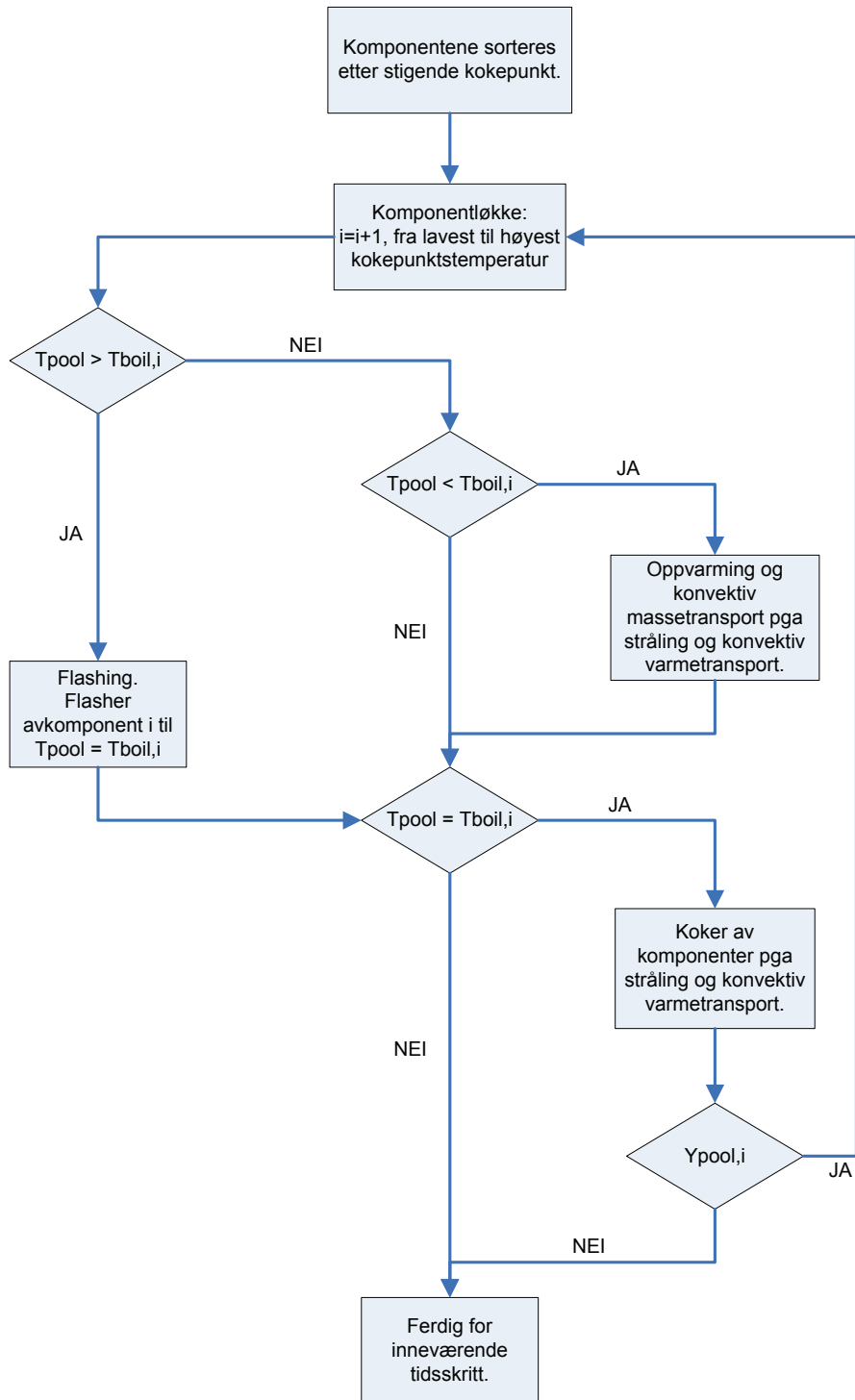
Varmen som går med til å fordampe uttrykkes:

$$q_{fordamp} = \dot{m}_{fordamp} h_{fg} \quad (4.17)$$

og til oppvarming av væskedammen:

$$q_{oppv} = \dot{m}_{væskedam} c_p \Delta T \quad (4.18)$$

MPM inkluderer temperaturavhengige termodynamiske egenskaper til væsken, og inneholder også en modell for differensiert avdampning for de forskjellige komponentene.



Figur 4-3: Flytskjema for MPM.

Figur 4-3 viser flytskjemaet for MPM og viser hvordan komponentene i væskedammen fordampes. Først sorteres de gjenværende komponentene etter kokepunkt fra minst til størst. Så sjekkes det om temperaturen i væskedammen er høyere enn kokepunktet til den letteste komponenten. Er dette tilfellet flasher denne komponenten av inntil temperaturen i væskedammen når kokepunktet til denne komponenten. Denne avdampningen skjer uten

tilførsel av varme utenfra. Varmen hentes fra den overopphetede væsken og fører dermed til at temperaturen synker.

Er temperaturen i væskedammen er lavere enn kokepunktet til den letteste komponenten, varmes væsken opp ved konvektiv varmetransport fra omgivelsene og stråling. I disse beregningene er det antatt er Lewistallet, $Le = 1$. Lewistallet er forholdet mellom termisk diffusivitet, α , og massediffusivitet, D [4]:

$$Le = \frac{\alpha}{D} \quad (4.19)$$

Hvis temperaturen i væskedammen når kokepunktet til den letteste komponenten etter oppvarmingen, kokes det av masse tilsvarende den tilførte varmen. Er den tilførte varmen er stor nok til at massefraksjonen til den letteste komponenten blir null i det inneværende tidsskrittet, går modellen videre til komponenten med det nest laveste kokepunktet, og gjentar prosedyren over. Hvis ikke går beregningene videre til neste tidsskritt og prosessen beskrevet over gjentas.

Temperaturen i væskedammen vil altså til enhver tid være lik kokepunktstemperaturen til den letteste komponenten. Unntaket er når den letteste komponenten er ferdigfordampnet og væsken varmes opp til neste komponents kokepunktstemperatur. Da vil temperaturen i væskedammen være den temperaturen som gjør at oppvarmingen (ligning (4.18)) tilsvarer tilført varme (ligning (4.15)).

Varmeovergangen fra underlaget til væskedammen bestemmes i den gamle MPM ved at det defineres et varmeovergangstall for varmeovergangen mellom væsken og underlaget i Lizard. Dette er konstant og vil ikke påvirkes av at sammensetningen i væsken endres gjennom fordampingsforløpet. I et forsøk på å forbedre fordampingskarakteristikken for MPM er det derfor implementert et varmeovergangstall som endrer seg med sammensetning og temperaturdifferanse.

4.2.2 Modifisert MPM i Kameleon FireEx

Det er ønskelig at fordampingskarakteristikken, det vil si hvilke komponenter som damper av og hvor fort, skal være så realistisk som mulig. MPM inkluderer allerede en modell for differensiert avdamping ved at den letteste komponenten fordampes først. Fordampingsraten er bestemt av varmeovergangen fra omgivelsene til væskedammen. Ved spredning og fordamping av LNG på vann er varmetransporten fra underlaget en vesentlig bidragsyter, og det er derfor ønskelig at denne varmetransporten behandles på en fysikalsk god måte. Løsningen i gammel MPM med konstant varmeovergangstall gjenspeiler ikke det transiente forløpet til varmovergangstallet. Det er derfor i dette arbeidet gjort en modifisering MPM der varmeovergangstallet fra underlaget endrer seg med sammensetningen.

I modifisert MPM beregnes varmeovergangstallet h ut fra de samme korrelasjonene som benyttes i LNPOOL. Med andre ord gjelder antagelse 6-12 fra avnitt 4.1.1 også for modifiser MPM.

Sammensetningen i væskefasen, x_l , bestemmes ut fra verdiene i KFX. Sammensetningen i gassfasen, y_l , vil som en følge av fordampingsmodellen i gammel MPM være enten 0

eller 1. På bakgrunn av kapittel 3.1 er det klart at gassammensetningen er av betydning for varmeovergangen, og bør behandles på en bedre måte enn i gammel MPM. I modifisert MPM beregnes derfor gassammensetningen ut fra væskesammensetningen, som forklart i antagelse 21 for LNGPOOL.

Temperaturen i væskedammen vil i gammel MPM variere stegvis, avhengig av kokepunktstemperaturen til den letteste væskekomponenten (se figur Figur 5-16). De termodynamiske størrelsene som inngår i korrelasjonene for varmeovergangen varierer med både sammensetning og temperatur, og påvirker dermed varmetransporten. Derfor er det ønskelig å bruke de kontinuerlige temperaturprofilene fra fasevektsdiagrammet, i stedet for den ”diskrete” temperaturprofilen i gammel MPM. Med andre ord så gjelder antagelse 10 for T_l og antagelse 12 for T_v .

Modifisert MPM anvender altså temperatur og sammensetning som følger fasevektsdiagrammet for en metan/etan blanding til å beregne varmeovergangstallet ved koking. Men når varmekraften skal beregnes brukes væsketemperaturen, T_l , som følger temperaturprofilen til gammel MPM (se Figur 5-16 i avsnitt 5.2.3). Termodynamiske størrelser for ren metan og etan kan i modifisert MPM enten hentes fra den innebygde databasen, eller fra korrelasjonene i appendiks A. Korrelasjonene fra appendiks B brukes, i likhet med i LNGPOOL, til å beregne termodynamiske størrelser for LNG.

5 Simuleringer og resultat

5.1 LNGPOOL

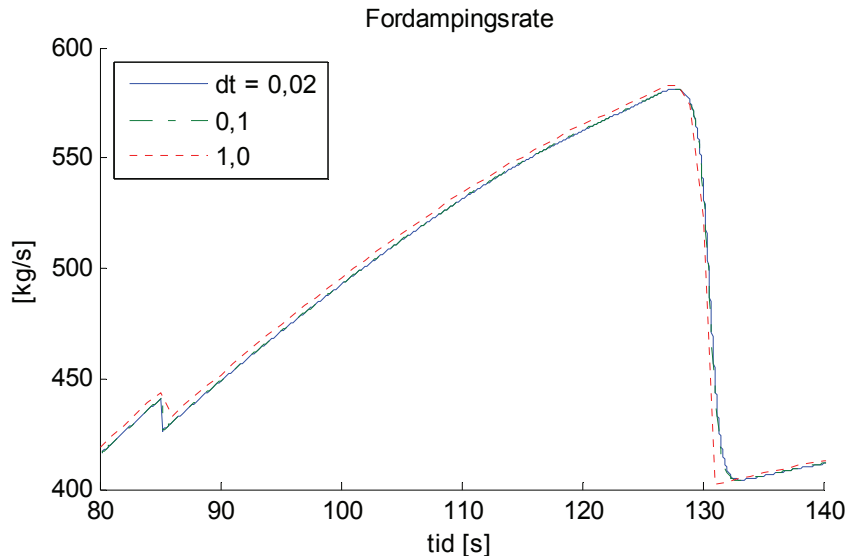
Dette avsnittet inneholder en beskrivelse av de forskjellige simuleringsscasene som er blitt gjennomført med LNGPOOL, og hvilke antagelser som ligger til grunn. De viktigste resultatene presenteres, og det gis kommentarer og presiseringer. En mer utfyllende drøfting av simuleringene gis i kapittel 6.

5.1.1 Casebeskrivelse

Tidsskritt

LNGPOOL benytter seg som nevnt av Eulers metode med konstant tidsskritt for å løse den transiente utviklingen for masse og radius. Som sett i kapittel 2.3 er dette en av de aller enkleste løsningsprosedyrene for 1. ordens ODE, og dermed også ømfintlig ovenfor lengden på tidsskrittet. Som vi skal se i avsnitt 5.1.2 er den 2. deriverte til væskedamradiusen alltid negativ, eller null når spredning er skrudd av. Massen vil også for det meste ha negativ 2. derivert. I tillegg ble det til tider observert numerisk ustabilitet rundt tidspunktet der all metan var fordampet bort. Dette kan skyldes at massegradienten til metan endrer seg hurtig rundt dette punktet.

Det er gjennomført flere simuleringer med varierende tidsskritt, for å finne den verdien som gir et akseptabelt forhold mellom kjøretid for simuleringen og nøyaktighet til resultatene. Figur 5-1 viser fordampingsraten for samme casen, men med varierende tidsskritt. I casen som er brukt i sammenligningen er spredning skrudd på. Det betyr at fordampingsraten vil være en funksjon av væskedamradiusen og varmeovergangen. Varmeovergangen igjen er en funksjon av sammensetningen, og dermed massen. Fordampingsfluksen er derfor antatt å i stor grad påvirkes av tidsskrittstørrelsen. Ser at det er en ubetydelig forskjell på $dt = 0,02$ s og $dt = 0,1$ s. Men for tidsskritt på 1,0 s vil løsningen avvike noe fra de to andre. Spesielt ved store gradienter vil lange tidsskritt gi avvik. På bakgrunn av dette ble det valt å bruke et tidsskritt på 0,2 s for alle simuleringene i LNGPOOL.



Figur 5-1: Effekten forskjellige tidsskritt har på løsningen.

Plutselig/transient utslipp med spredning

Hensikten med LNGPOOL 1 og 2 er å se på to forskjellige måter man kan modellere et plutselig utslipp med spredning. Utslippet er transient for både LNGPOOL 3 og 4, men i LNGPOOL 4 tas det hensyn til effekten bobler kan ha på spredningshastigheten. I LNGPOOL 1, 2 og 3 er ikke dette tatt hensyn til. Det er ikke lagt noen begrensning for minimum væsketykkelse i noen av casene, så væskedammen vil fortsette å vokse så lenge $H > 0$.

LNGPOOL 1:

Initialverdier:

$$\begin{aligned} x_{1,0} &= 0,9 \\ V_0 &= 0 \text{ m}^3 \\ V_t &= 113 \text{ m}^3 \Rightarrow m_{0,t} = 50\,000 \text{ kg} \\ R_0 &= 0 \text{ m} \end{aligned}$$

Dimensjoner til tanken:

$$\begin{aligned} \text{Diameter tank, } d_t &= 4,0 \text{ m} \\ \text{Diameter hull, } d_h &= 6,0 \text{ m} \end{aligned}$$

Tidsskritt: $\Delta t = 0,2 \text{ s}$

Simuleringen gjennomføres med spredning og konveksjon til luft, og vanntemperaturen er 295 K. Bulk hastigheten og temperaturen til luften er 10 m/s og 298 K. Utslippet er plutselig ved at tverrsnittsarealet til hullet i tanken gjøres stort, slik at $t_{ford}/t_{lekkasje} \gg 1$. $t_{lekkasje}$ blir i følge ligning (3.47) 1,0 s. Effekten av bobler (avsnitt 3.3.2) er ikke tatt hensyn til. Med andre ord er relativ tetthet ρ' mellom 0,55 – 0,45 gjennom fordampingsforløpet. Et problem som melder seg er hvilken væsketykkelse/radius som skal brukes i ligningen for spredningshastigheten (ligning (3.41)) ved første tidsskritt. Væsketykkelsen H vil gå mot uendelig for $R = 0$, og dermed går spredningshastigheten mot uendelig. Dette unngås ved å sette væsketykkelsen lik radiusen til utslippsåpningen for $t = 0$: $H_0 = d_h/2$. R_0 regnes da ut fra

LNGPOOL 2:

Initialverdier:

$$\begin{aligned} x_{1,0} &= 0,9 \\ V_0 &= 113 \text{ m}^3 \Rightarrow m_0 = 50\,000 \text{ kg} \end{aligned}$$

$$V_t = 0 \text{ m}^3$$

$$R_0 = 1,14 \text{ m}$$

Dimensjoner til tanken:

Diameter tank er ikke av betydning i denne casen.

Diameter hull er ikke av betydning i denne casen

Tidsskritt: $dt = 0,2 \text{ s}$

Simuleringen gjennomføres med spredning og konveksjon til luft, og vanntemperaturen er 295 K. Bulk hastigheten og temperaturen til luften er 10 m/s og 298 K. Utslippet er plutselig og hele utslippet befinner seg i væskedammen ved start. Effekten av bobler (avsnitt 3.3.2) er ikke tatt hensyn til. Med andre ord er relativ tetthet ρ' mellom 0,55 – 0,45 gjennom fordampingsforløpet. Men i likhet med LNGPOOL 1 er det usikkerhet omkring spredningshastigheten for første tidsskritt. Radiusen ved $t = 0$ settes derfor lik radiusen ved $t = 0,2 \text{ s}$ fra simuleringen av LNGPOOL 1: $R_0 = 1,14 \text{ m}$.

LNGPOOL 3:

Initialverdier:

$$x_{l,0} = 0,9$$

$$V_0 = 0 \text{ m}^3$$

$$V_t = 113 \text{ m}^3 \Rightarrow m_{0,t} = 50\,000 \text{ kg}$$

$$R_0 = 0 \text{ m}$$

Dimensjoner til tanken:

Diameter tank, $d_t = 4,0 \text{ m}$

Diameter hull, $d_h = 1,0 \text{ m}$

Tidsskritt: $\Delta t = 0,2 \text{ s}$

Simuleringen gjennomføres med spredning og konveksjon til luft, og vanntemperaturen er 295 K. Bulk hastigheten og temperaturen til luften er 10 m/s og 298 K. Utslippet er transient og utløpstiden blir 43,1 s (ligning (3.47)). Denne er antatt mye kortere enn fordampingstiden. Effekten av bobler (avsnitt 3.3.2) er ikke tatt hensyn til. Med andre ord er relativ tetthet ρ' mellom 0,55 – 0,45 gjennom fordampingsforløpet. Problemet med initiell spredningshastighet løses på samme måte som for LNGPOOL 1.

LNGPOOL 4:

Initialverdier:

$$x_{l,0} = 0,9$$

$$V_0 = 0 \text{ m}^3$$

$$V_t = 113 \text{ m}^3 \Rightarrow m_{0,t} = 50\,000 \text{ kg}$$

$$R_0 = 0 \text{ m}$$

Dimensjoner til tanken:

Diameter tank, $d_t = 4,0 \text{ m}$

Diameter hull, $d_h = 1,0 \text{ m}$

Tidsskritt: $\Delta t = 0,2 \text{ s}$

Simuleringen gjennomføres med spredning og konveksjon til luft, og vanntemperaturen er 295 K. Bulk hastigheten og temperaturen til luften er 10 m/s og 298 K. Utslippet er transient, men utløpsarealet er forstat så stort at antagelsen $t_{ford}/t_{lekkasje} \gg 1$ skal gjelde. Effekten av bobler (avsnitt 3.3.2) er tatt hensyn til. Det er valgt å bruke maksimalverdien for boblefraksjonen, $\eta = 0,5$, slik at relativ tetthet blir i området 0,6 – 0,8 gjennom fordampingsforløpet. Boblefraksjonen påvirker kun tettheten som inngår i uttrykket for spredningshastigheten. Når den gjelder væsketettheten som inngår i alle andre korrelasjoner er den upåvirket av η . Problemet med spredningshastigheten initielt håndteres på samme måte som for LNGPOOL 1.

Varmetransport fra underlaget og omgivelsene til LNG

For å kunne se på varmetransport fra underlaget til væskedammen alene er spredning og konveksjon til luft skrudd av. Simuleringer med varierende startmasse LNG viste ingen store kvalitative forskjeller for varmetransporten. Startvolum og væsketykkelse er derfor valgt slik at man unngår en uforholdsmessig lang simuleringstid.

I LNGPOOL 5, 6 og 7 ser man på hvordan startsammensetningen til LNG påvirker varmeovergangen. Disse casene er, med unntak av startsammensetning, identiske. For å se hvilken innvirkning vanntemperaturen kan ha på varmetransporten, er vanntemperaturen i LNGPOOL 8 senket til en temperatur nær frysepunktet for vann. Ellers er LNGPOOL 8 identisk med LNGPOOL 6.

LNGPOOL 5, 6 og 7:

Initialverdier:

$$V_0 = 1 \text{ m}^3$$

$$V_t = 0 \text{ m}^3$$

$$R_0 = 5,64 \text{ m} \Rightarrow \text{areal: } 100 \text{ m}^2$$

Dimensjoner til tanken:

Diameter tank er ikke av betydning i denne casen.

Diameter hull er ikke av betydning i denne casen

Tidsskritt: $dt = 0,2 \text{ s}$

Spredning og konveksjon til luft er skrudd av, og vanntemperaturen er 295 K. Utslippet er plutselig.

Tabell 5-1 viser sammensetningen i væskedammen ved start:

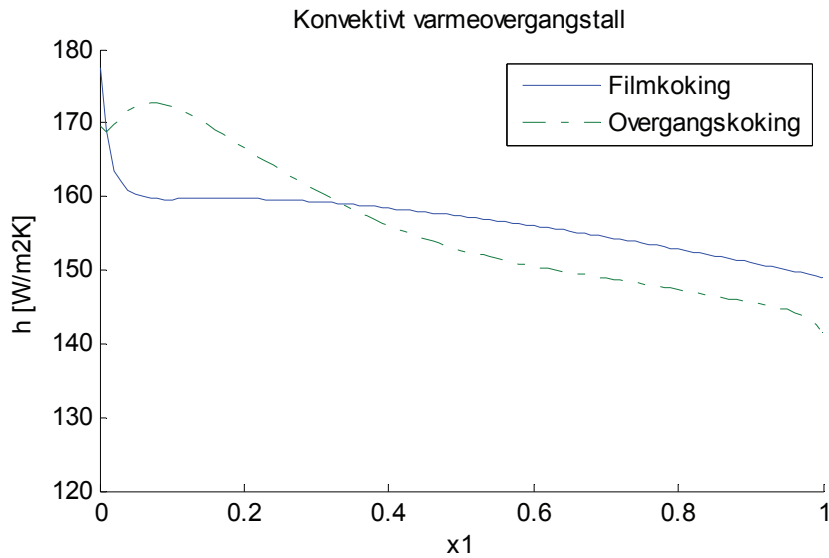
Case #	Initialsammensetning
LNGPOOL 5	$x_{t,0} = 1,0 \Rightarrow$ ren metan
LNGPOOL 6	$x_{t,0} = 0,9$
LNGPOOL 6	$x_{t,0} = 0,8$

Tabell 5-1: Initialsammensetning for LNGPOOL 5, 6 og 7.

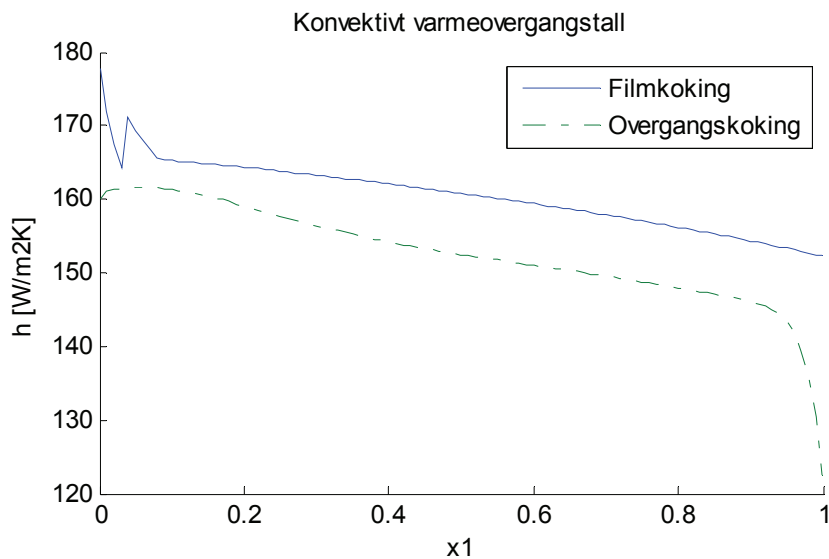
LNG 8:

Vanntemperatur er 276 K. Ellers identisk med LNGPOOL 6.

5.1.2 Resultater



Figur 5-2: Konvektiv varmeovergangstall som funksjon av sammensetning, både for film- og overgangskoking. Vanntemperaturen er 276 K.



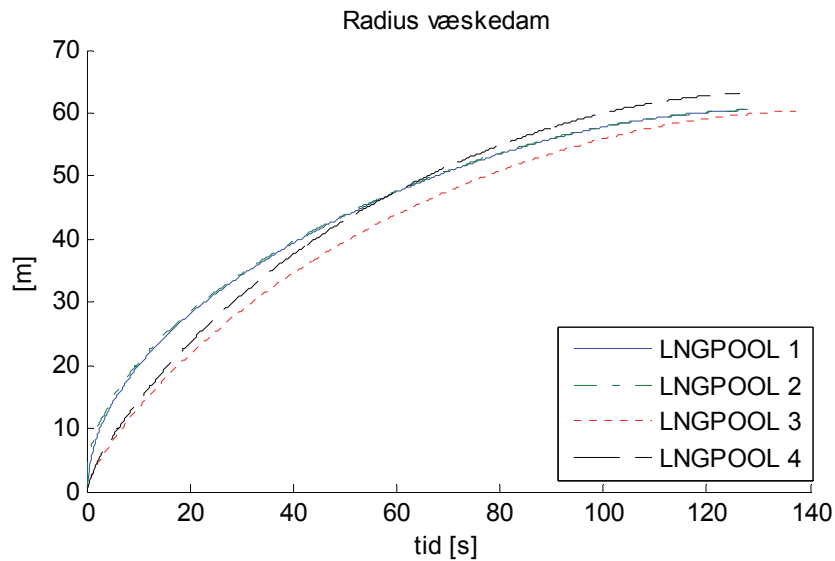
Figur 5-3: Konvektiv varmeovergangstall som funksjon av sammensetning, både for film- og overgangskoking. Vanntemperaturen er 295 K.

Figur 5-2 og Figur 5-3 viser hvordan det konvekktive varmeovergangstallet endrer seg med sammensetningen i LNG, på bakgrunn av korrelasjonene som brukes i LNGPOOL og modifisert MPM, ved forskjellig vanntemperatur. Her er det ikke tatt hensyn til at kokingen skifter regime, men antatt samme kokeregime hele veien. Ved $T_w = 276$ K er filmvarmeovergangstallet størst for alle x_1 . Ved $T_w = 295$ K er også varmeovergangstallet størst ved filmkoking, med unntak for $0,01 < x_1 < 0,33$, der overgangskoking gir størst varmeovergangstall.

Plutselig/transient utslipp med spredning:

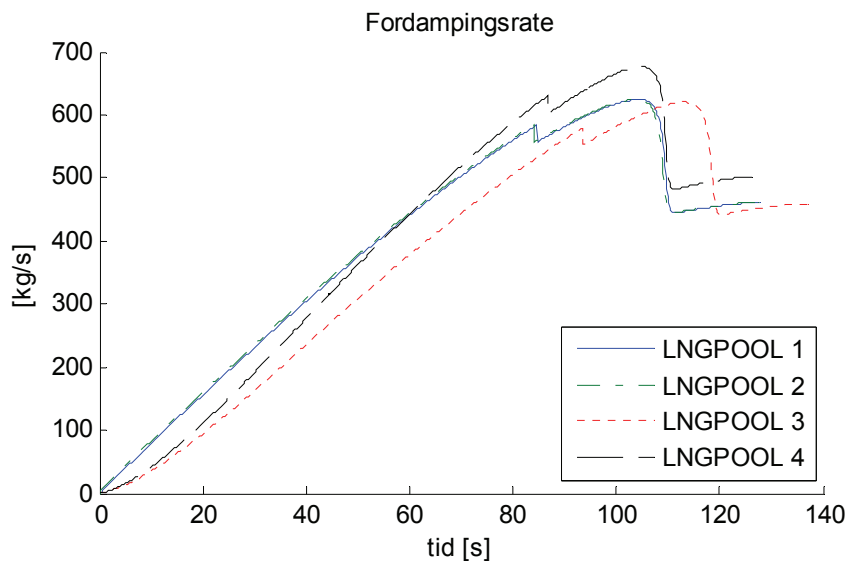
Resultatet fra simuleringene av LNGPOOL 1-4 viser at varmefluksen, og dermed også fordampingsfluksen ikke påvirkes kvantitativt av om utslippet er transient eller plutselig.

Det eneste som er forskjellig er at resultatene er forskjøvet i tid i forhold til hverandre. Dette er ikke tilfelle for spredning og fordampingsrater.



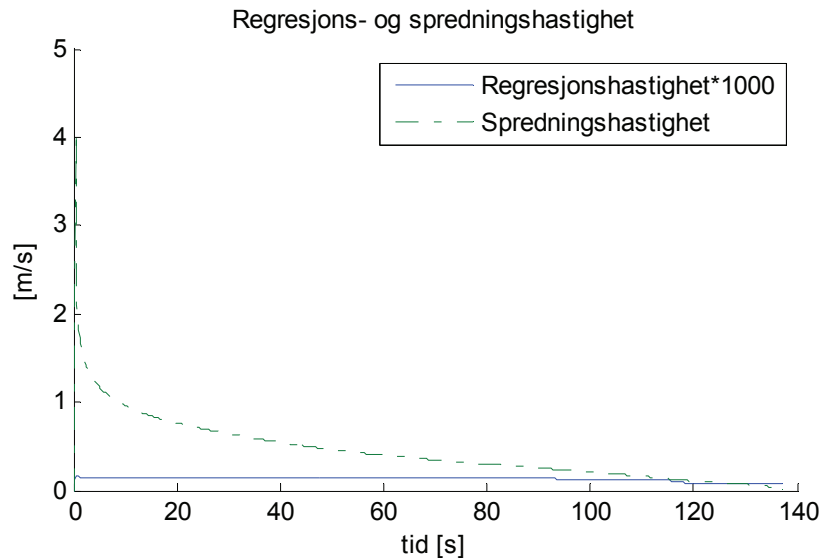
Figur 5-4: Radius for LNGPOOL 1-4.

Figur 5-4 viser væskedamradius som funksjon av tid. For LNGPOOL 1 og 2 var utslippet plutselig, og man ser at spredningsforløpene er tilnærmet identiske. Etter omlag 128 s er all LNG fordampet og maksimal radius er på litt over 60,5 m. I LNGPOOL 3 og 4 er utslippet transient. Sammenligner man LNGPOOL 1 og 2 med LNGPOOL 3 og 4, ser man at tidlig i simuleringen vil spredningshastigheten være lavere for transiente utslipp. Dette forandrer seg gradvis og mot slutten vil transiente utslipp spres raskest. Denne økningen i spredningshastighet er størst i LNGPOOL 4, der det er tatt hensyn til effekten av bobler i LNG. For LNGPOOL 3 tar fordampingen 137 s, mens maksimal radius blir den samme som for LNGPOOL 1 og 2. Effekten av bobler gjør at væskedammen spres raskere og dermed ender på 63 m etter 126 s.



Figur 5-5: Fordampingsrate for LNGPOOL 1-4.

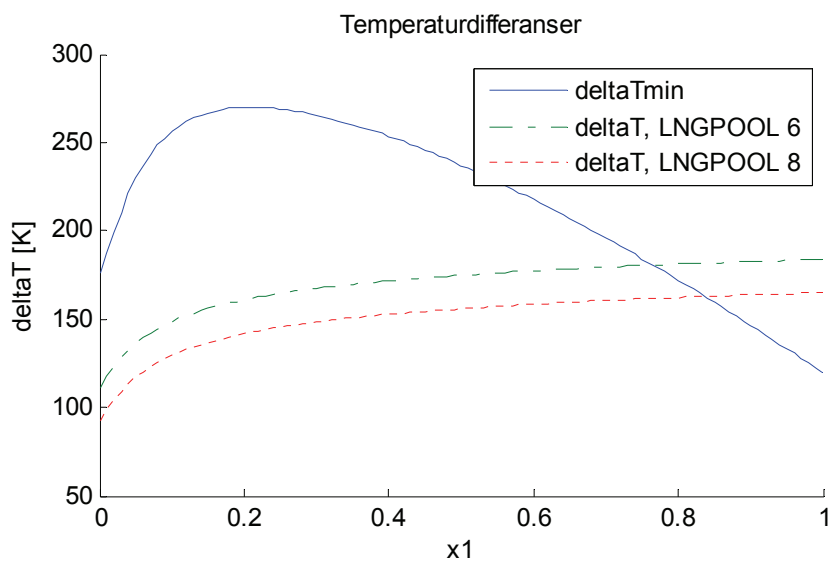
Figur 5-5 viser total fordampingsrate som funksjon av tid for LNGPOOL 1-4. Alle fire simuleringene viser den samme kvalitative fordampingskarakteristikken. De to transiente utslippene har lavere fordampingsrate initielt, sammenlignet med de to plutselige utslippene. Maksimal fordampingsrate for LNGPOOL 1, 2 og 3 er 602 kg/s for alle tre, men finner sted noe senere for det transiente utslippet, sammenlignet med de plutselige. For LNGPOOL 4, der effekten av bobler er tatt med, er maksimal fordampingsrate 676 kg/s.



Figur 5-6: Regresjons- og spredningshastighet for LNGPOOL 3

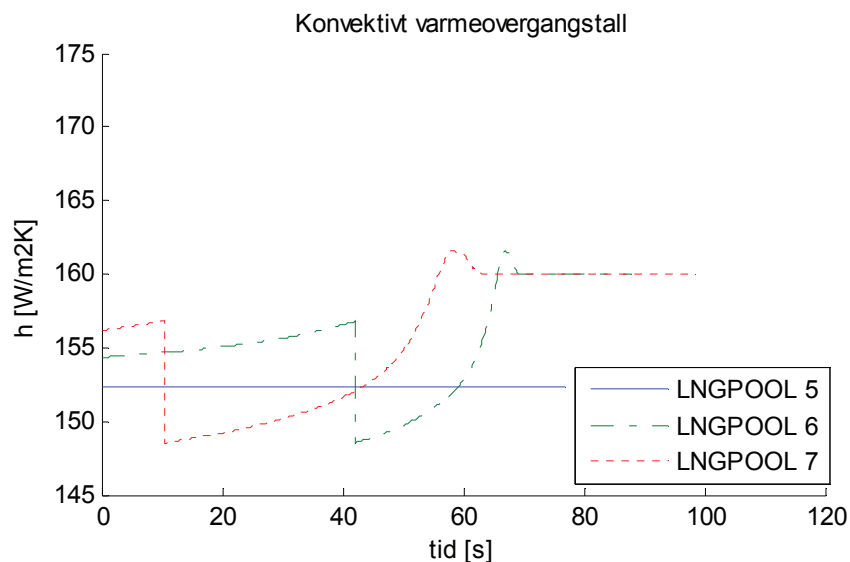
Regresjonshastighet og spredningshastighet som funksjon av tid for LNGPOOL 3 er vist i Figur 5-6. Figur 5-4 viser at av de 4 simuleringcasene, så har LNGPOOL 3 den laveste spredningshastigheten. Men fortsatt er spredningshastigheten til enhver tid i størrelsesordenen 10^3 ganger større enn regresjonshastigheten.

Varmetransport fra underlaget og omgivelsene til LNG:

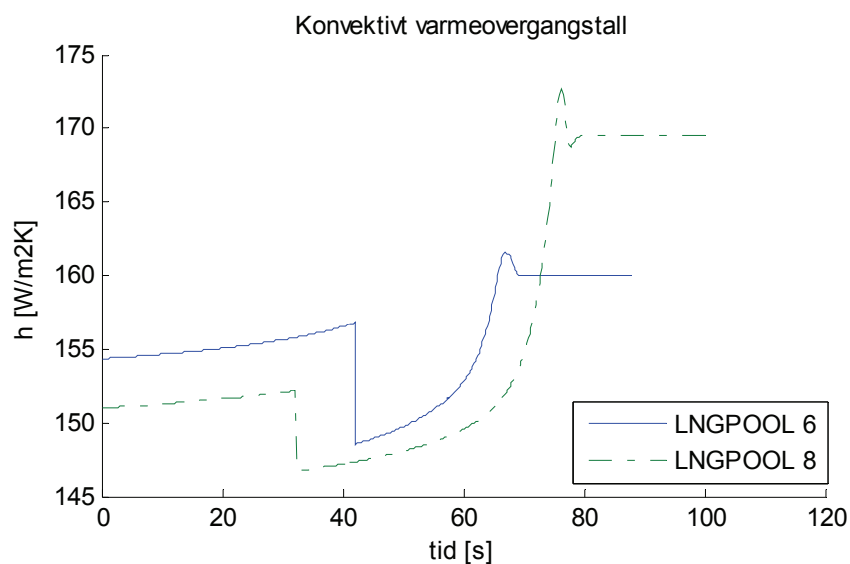


Figur 5-7: ΔT og ΔT_{min} som funksjon av sammensetning for LNGPOOL 6 og 8.

Simuleringene viste at kriteriet for overgang fra filmkoking til overgangskoking kun var avhengig av vanntemperaturen, og ikke sammensetningen til LNG ved start. Ved vanntemperatur på 295 K skjer skifte ved $x_1 < 0,77$, mens ved vanntemperatur på 276 K skjer overgangen allerede ved $x_1 < 0,84$.



Figur 5-8: Konvektivt varmeovergangstall fra underlaget ved forskjellige start sammensetning. LNGPOOL 5: $x_1 = 1,0$, LNGPOOL 6: $x_1 = 0,9$, LNGPOOL 7: $x_1 = 0,8$.



Figur 5-9: Konvektivt varmeovergangstall fra underlaget ved forskjellige vanntemperatur. LNGPOOL 6: 295 K, LNGPOOL 8: 276 K.

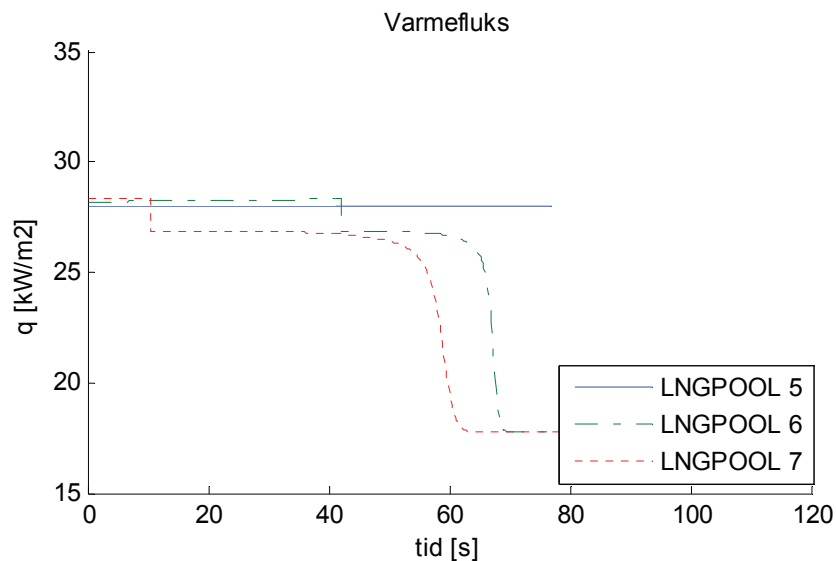
Figur 5-8 og Figur 5-9 viser konvektivt varmeovergangstall for LNGPOOL 5-8. Det første man kan legge merke til er det plutselige fallet i verdi som forekommer for alle simuleringene, med unntak av LNGPOOL 5. Dette skyldes en diskontinuitet i korrelasjonene for konvektivt varmeovergangstall når man går fra filmkoking til overgangskoking $\Rightarrow h_f(x_1) \neq h_{ov}(x_1)$. Dette forklarer at man ikke observerer den samme

knekken for LNGPOOL 5. Der består blandingen av ren metan og man vil av den grunn heller ikke få et skifte i kokeregimet, men LNG koker da i filmregimet med konstant varmeovergangstall under hele fordampingen.

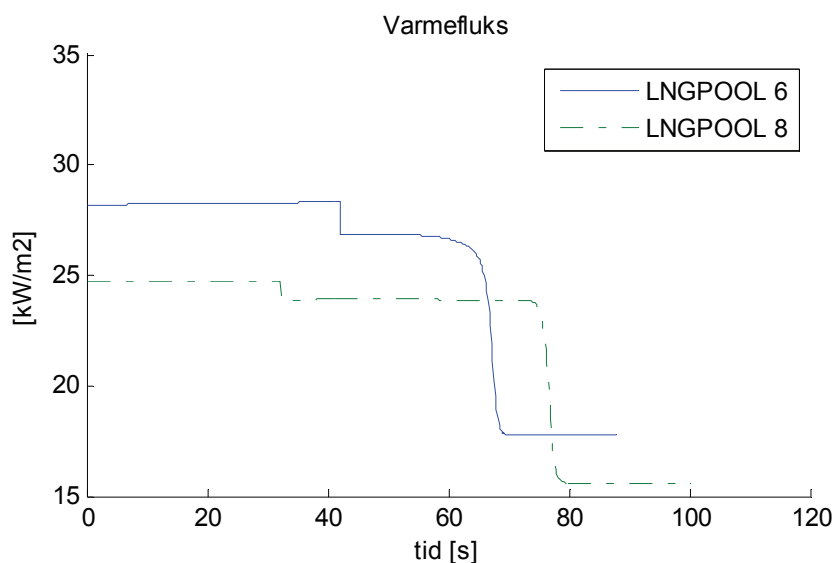
Ved å sammenligne LNGPOOL 6 og 7 ser man at et høyere metaninnhold ved start fører til en noe kortere fordampingstid, og at regimeskiftet skjer ved et senere tidspunkt. Det konvektive varmeovergangstallet ved regimeskifte, gitt at vanntemperaturen er lik, vil være det samme. Et høyt metaninnhold gjør altså at en større andel av fordampingen finner sted i filmregimet, sammenlignet med LNG med et lavere metaninnhold ved start.

Figur 5-9 viser at det konvektive varmeovergangstallet, både i film- og overgangsregimet, påvirkes av vanntemperaturen. Selv om LNGPOOL 6 og 8 har samme startsammensetning, vil varmeovergangstallet ved filmkoking synke når vanntemperaturen er lavere. Ved overgangskoking er trenden at lavere vanntemperatur gir et større varmeovergangstall for ren etan, samt at maksimalverdien blir noe høyere. Regimeskiftet vil også finne sted tidligere ved lavere vanntemperatur.

Figur 5-10 og Figur 5-11 viser hvordan varmekraften fra underlaget endrer seg med tiden for LNGPOOL 5-8. Man finner igjen den samme karakteristiske diskontinuiteten i varmekraften ved regimeskifte som man fant for det konvektive varmeovergangstallet. Ved å sammenligne LNGPOOL 5-7 ser man at varmeovergangen ikke påvirkes kvalitativt av forskjellige startsammensetning, gitt at $0,77 < x_{1,0} < 1,0$. Ved ren metan skjer kokingen som nevnt i filmregimet gjennom hele fordampingen, mens det for $x_{1,0} < 0,77$ vil koke i overgangsregimet hele tiden.



Figur 5-10: Varmefluks fra underlaget ved forskjellige startsammensetninger. LNGPOOL 5: $x_1 = 1,0$, LNGPOOL 6: $x_1 = 0,9$, LNGPOOL 7: $x_1 = 0,8$.



Figur 5-11: Varmefluks fra underlaget ved forskjellige vanntemperatur. LNGPOOL 6: 295 K, LNGPOOL 8: 276 K.

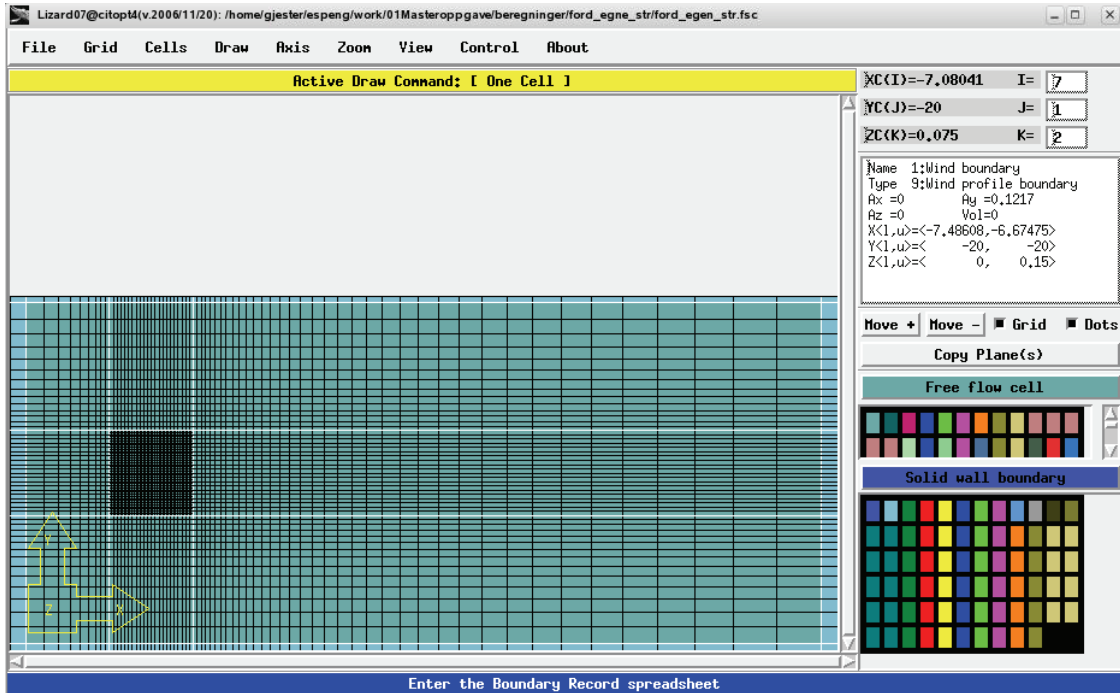
Fra Figur 5-11 kan man i likhet med Figur 5-9 se at regimeovergangen finner sted tidligere jo lavere vanntemperaturen blir. Lavere vanntemperatur vil også føre til mindre varmekraft, både i film- og overgangsregimet. Men den relative nedgangen i varmeovergangen vil ikke være like stor for de to regimene.

5.2 MPM i Kameleon FireEx

I dette avsnittet gis det først en kort innføring i hvordan man setter opp en simulering med MPM i KFX. Deretter presenteres de forskjellige simuleringsscasene, og hvilke antagelser som ligger til grunn for de. Til slutt presenteres de viktigste resultatene fra simuleringen og det gis kommentarer og presiseringer til disse. En mer utfyllende drøfting av simuleringene og resultatene gjøres i kapittel 6.

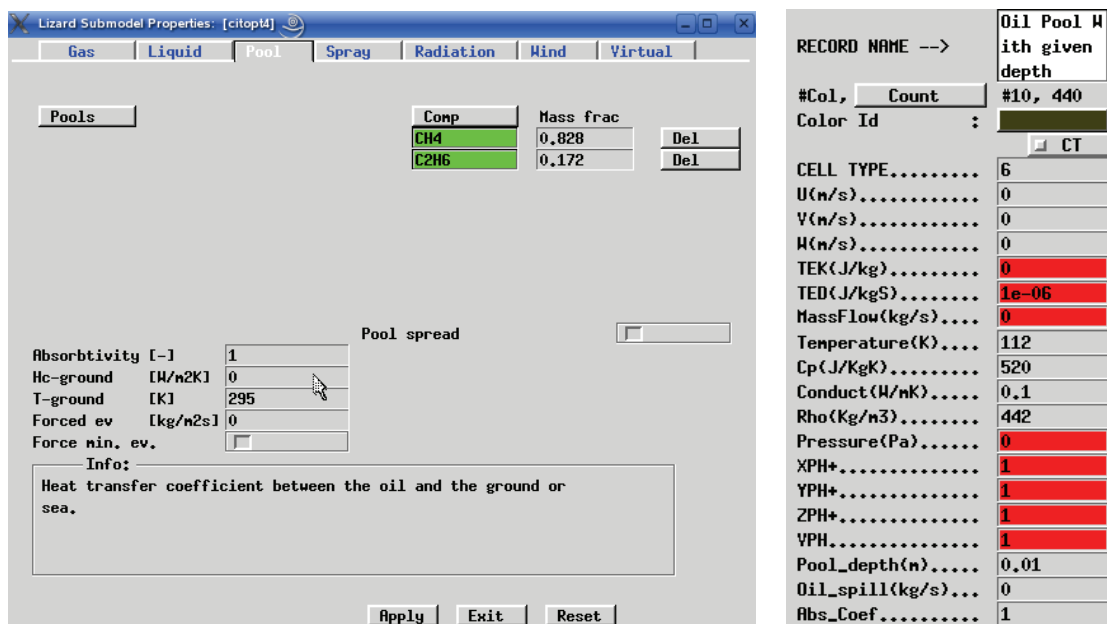
5.2.1 Kort om oppsett av simulering med MPM

Generelt oppsett for simulering av spredning, fordamping og brann i en væskedam gjøres i den grafiske forprosessoren Lizard. Figur 5-12 viser hovedvinduet i Lizard. Her kan man blant annet tegne opp geometri, tilpasse grid, sette start- og grensebetingelser, og kontrollere parametre for undermodeller.



Figur 5-12: Hovedvindu i Lizard.

Lizard opererer med forskjellige cellyper når beregningsområdet skal defineres. På den måten blir grensebetingelser og lignende håndtert korrekt av KFX. Det er to forskjellige cellyper som brukes for væskedam, én type for væskedam uten tilførsel av masse under simuleringen, og én der man kan angi en konstant tilførselsrate. Figur 5-13 viser to undervinduer i Lizard som brukes for å sette opp en væskedamsimulering. I vinduet til venstre angis væskekomponenter og initiell sammensetning, temperatur underlag, og konvektivt varmeovergangstall mellom væskedammen og underlaget. Man kan også skru spredning av og på, samt angi en konstant minimum fordampingsrate. Vinduet til høyre brukes blant annet for å angi væskedybde ved start.



Figur 5-13: Til venstre: eget vindu i Lizard for spesifisering av væskedammen. Til høyre: oppsett av grenseverdier for væskedam-celle med gitt væskedybde.

5.2.2 Casebeskrivelser

Hensikten med simuleringene i KFX med MPM er todelt; man ønsker å sammenligne gammel og modifier MPM, samt å sammenligne modifier MPM med LNGPOOL. Det er gjennomført tre forskjellige simuleringsscener. For å gjøre sammenligningsgrunnlaget mellom casene best mulig ligger følgende til grunn for MPM 1-3:

- Beregningsområdet i henholdsvis x, y, og z-retning er 105 m, 40 m, 60 m. Antall celler er 210 000. Gridoppløsningen er uniform med dimensjonene 0,45 x 0,5 x 0,15 m rett over væskedammen, og strekkes i alle retninger bort fra væskedammen (se Figur 5-12 for grid i x- og y-retning).
- Start sammensetning til LNG er 90 % metan og 10 % etan på molbasis.
- Vanntemperaturen er 295 K og konstant gjennom simuleringen. Væskedammen er ved start 1,0 m³ og har en rektangulær grunnflate på 10 x 10 m. Dette gir en væskedybde på 1 cm ved start.
- Grensebetingelsene for beregningsområdet er en såkalt vindgrense. Hastighetskomponenten i x-retning 10 m over vannet er 3,0 m/s, og turbulensintensiteten 10 m over vannet er satt til 7 %. Dette tilsvarer Pasquill kategori D for åpent lende. Lufttemperaturen er 298 K.
- Maksimalt Curant-tall for simuleringen er 2.0. Et lavt Curant-tall i kombinasjon med høy gridoppløsning vil gi korte tidsskritt, og igjen lengre kjøretid for simuleringen. For væskedamsimulering er det anbefalt å bruke Curant-tall < 5.
- Spredning og tilførsel av LNG fra en eventuell lekkasje er skrudd av.

MPM 1:

Denne casen er ment å danne grunnlaget for en sammenligning mellom MPM og LNGPOOL. Oppsettet er derfor mest mulig lik LNGPOOL 6. Selv om væskedammen er sirkulært i LNGPOOL 6 og kvadratisk i MPM 1, er det antatt at dette ikke vil påvirke varmetransporten i betydelig grad, gitt at det totale arealet er de samme. MPM 1 bruker den modifierede utgaven av MPM. Det innebærer at konvektivt varmeovergangstall mellom vannet og LNG til en hver tid er en funksjon av sammensetningen i LNG. Termodynamiske data for ren metan og etan hentes fra korrelasjonene i appendiks A, og data for LNG estimeres ut fra korrelasjonene i appendiks B.

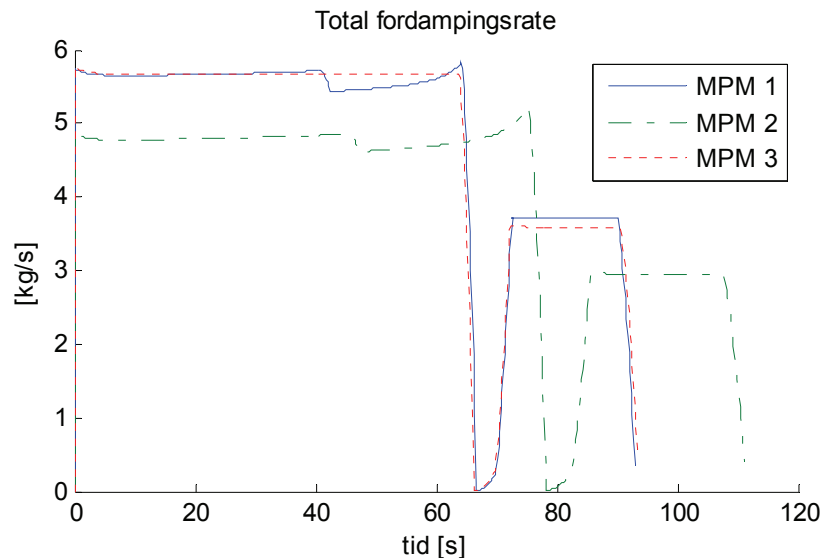
MPM 2:

Oppsettet for denne casen er likt MPM 1, med unntak av at termodynamiske størrelser for ren metan og etan, slå langt det lar seg gjøre, er hentes fra databasen innebygd i KFX. For størrelser som ikke ligger inne brukes korrelasjonene fra appendiks A. Korrelasjonene fra appendiks B brukes fortsatt for LNG.

MPM 3:

MPM 3 bruker den gamle versjonen av MPM, det vil si konstant varmeovergangstall mellom vann og LNG, og termodynamisk data for ren metan og etan hentet fra den innebygde databasen i KFX. Et mye brukt estimat for det konvektive varmeovergangstallet er å anta at LNG koker i filmkoking. For en 90 % metan og 10 % etan blanding vil verdien være ca 154 W/m²K. Oppsettet ellers er det samme som for MPM 1.

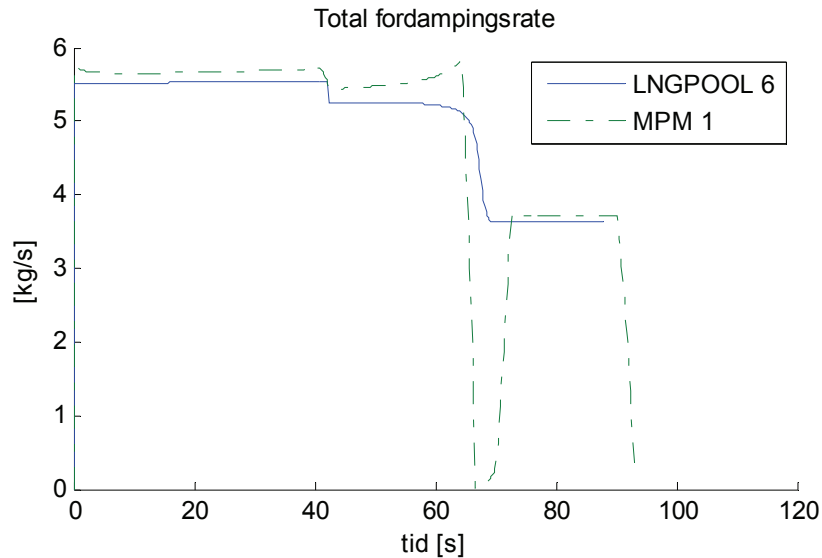
5.2.3 Resultater



Figur 5-14: Total fordampingsrate for MPM 1-3.

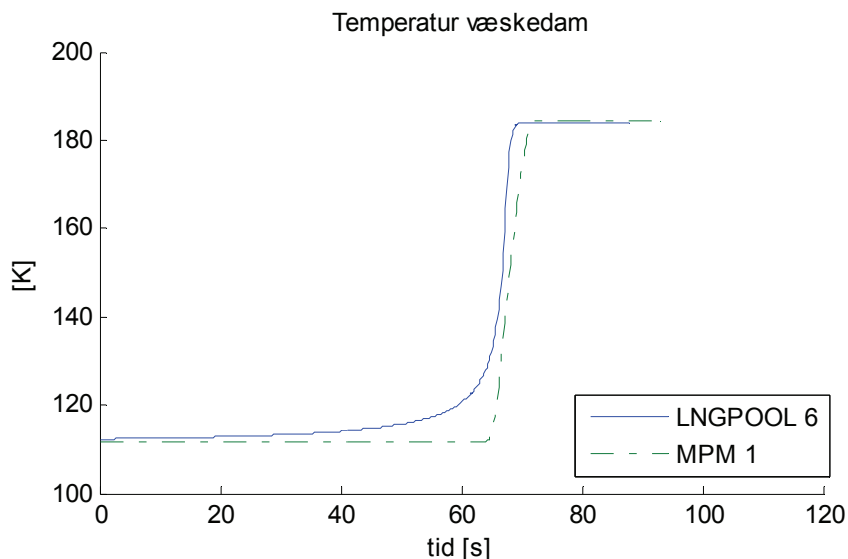
Den totale fordampingsraten LNG for MPM 1-3 er vist i Figur 5-14. Man kan her se dynamikken i MPM's differensierte avdampningsmodell. Avdampningen skjer i tre hovedfaser. I den første fasen er fordampningen tilnærmet konstant og består nesten utelukkende av metan. Denne fasen varer helt til all metan er fordampet. Dette er etter omlag 65 s, 77 s og 65 s for henholdsvis MPM 1, 2 og 3. I den andre fasen er fordampningen tilnærmet null, og strekker seg til 72 s, 85,5 s og 72 s for MPM 1, 2 og 3 henholdsvis. I den tredje og siste fasen er igjen fordampningen konstant og består utelukkende av etan. All LNG er fordampet etter ca 93 s, 111 s og 93 s for MPM 1-3. Med andre ord er det så godt som ingen forskjell på fordampningstiden for modifisert og gammel MPM. Kurvene for avdampningsratene følger hverandre også nesten hele veien. Unntaket er en noe lavere fordampning i siste halvdel av fase én, og en noe høyere fordampingsrate i den siste fasen for MPM 1.

Både MPM 1 og 2 bruker den modifiserte utgaven MPM, og man ser derfor at termodynamiske størrelser spiller inn på fordampningen. MPM 2 henter data for ren metan og etan fra KFX og vil hele tiden ha en lavere fordampningsrate sammenlignet med MPM 1, som anvender data for metan og etan fra appendiks A.



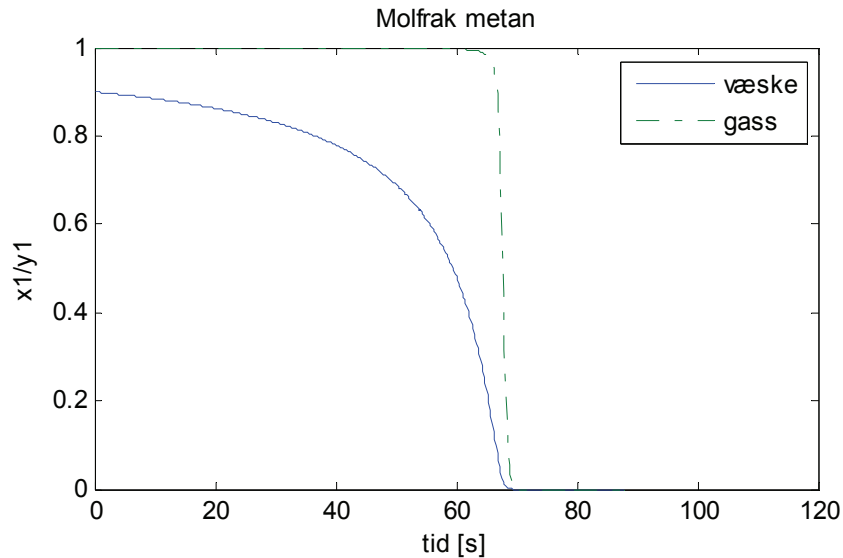
Figur 5-15: Total fordampingsrate for LNGPOOL 6 og MPM 1.

Figur 5-15 viser total fordampingsrate for LNGPOOL 6 og MPM 1. Beregningsmetode for det konvektive varmeovergangstallet og termodynamiske data er for disse to casene identisk. Den transiente utviklingen til de det konvektive varmeovergangstallet er derfor så godt som lik for LNGPOOL 6 og MPM 1 (se Figur 5-9 for å se denne utviklingen). Fordampingsraten for KFX simuleringen er hele tiden litt større, sammenlignet med LNGPOOL-simuleringen. Unntaket er i oppvarmingsfasen (fase to) der fordampingen er tilnærmet null for MPM 1. LNGPOOL 6 viser en noe kortere total fordampingstid, sammenlignet med MPM 1 (87,8 s mot 93 s).



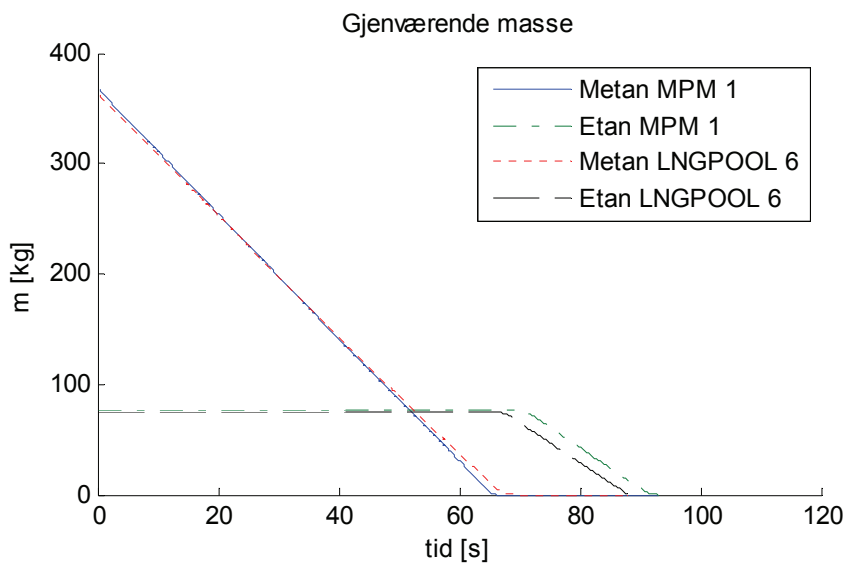
Figur 5-16: Drivende temperatur i væsken for LNGPOOL 6 og MPM 1.

Figur 5-16 viser hvordan den drivende væsketemperaturen utvikler seg med tiden for LNGPOOL 6 og MPM 1. Med drivende væsketemperatur menes den temperaturen som inngår i den drivende temperaturdifferansen for varmeovergangen, ligning (4.9). Simuleringene viser at temperaturen for MPM 1 hele tiden er lavere enn for LNGPOOL 6.



Figur 5-17: Sammensetning i gass- og væskefasen for LNGPOOL 6.

Figur 5-17 viser hvordan gass- og væskesammensetningen endrer seg gjennom fordampingsforløpet for LNGPOOL 6. Resultatene fra de andre simuleringene i LNGPOOL viser at sammensetningen vil ha samme utvikling, med unntak av at de er forskjøvet i tid i forhold til hverandre. Med andre ord vil en gitt x_i alltid ha samme vertikal avstand til y_i , for LNGPOOL 1-8. Dampfasen de første 60 s består av ren metan. Deretter endrer sammensetningen seg raskt, og fra ca 70 s består dampen av ren etan.



Figur 5-18: Gjenværende masse i væskedam for MPM 1 og LNGPOOL 6.

Figur 5-18 viser gjenværende masse i væskedammen for MPM 1 og LNGPOOL 6. Denne viser at fordampingskurvene er tilnærmet identiske, med et lite unntak av et opphold i fordampingen for MPM under oppvarmingsfasen – fase to. Gradientene for gjenværende masse viser kun små forskjeller.

6 Diskusjon

LNG er en blanding typisk bestående av > 80 vol% metan. De resterende prosentene består av tynge hydrokarboner, som etan, propan og butan, samt noe karbondioksid og nitrogen. For å gjøre denne blandingen flytende må den kjøles ned til omlag 111 K, eller -162 °C. LNG fraktes og omlastes i flytende tilstand, og den lave temperaturen gjør at konsekvensene av et utslipp vil være av en slik art at det skiller seg fra en del andre utslipp av flytende hydrokarbonblandinger. Den store temperaturdifferansen mellom omgivelsene og LNG, og det lave kokepunktet, gjør at LNG tilnærmet umiddelbart begynner å koke. Dette fører til en forholdsvis høy fordampingsrate. LNG har omlag halvparten så høy tetthet som vann og vil derfor ved et utslipp på vann flyte oppå vannet og spes utover med tiden.

Varmetransport ved koking

Generelt deles koking inn i 3 forskjellige regimer: kimkoking, overgangskoking og filmkoking. Hvilket regime kokingen finner sted i bestemmes i stor grad av temperaturdifferansen mellom underlaget og væsken. Figur 3-1 viser en kvalitativ sammenheng mellom varmeovergang, temperaturdifferanse og de forskjellige regimene. Viktige punkt på grafen, i forbindelse med koking av LNG på vann, er Leidenfrostpunktet og burnout punktet. Burnout representerer den maksimale varmekraften for kimkoking. Økes varmekraften forbi q_{max} vil kokingen skifte regime og går over i filmkoking. I filmregimet er dampgenereringen så kraftig at underlaget og væsken er adskilt av en kontinuerlig dampfilm. Leidenfrostpunktet markerer overgangen mellom filmkoking og overgangskoking, og representerer den minste temperaturdifferansen der filmkoking kan opprettholdes. Lavere temperaturdifferanse vil føre til kollaps av dampfilmen, og overgang til overgangskoking. Overgangsregimet karakteriseres ved at deler av heteflaten er i direkte kontakt med underlaget og dermed i kimkokeregimet, mens andre deler er adskilt fra væsken av en dampfilm og dermed i filmregimet.

En typisk temperaturdifferanse for LNG og vann vil ligge mellom 165-190 K, avhengig av underlagstemperatur og sammensetning til LNG. Denne høye temperaturdifferansen tilsier at kokingen finner sted i filmregimet og/eller overgangsregimet. Eksperimenter gjort med flytende metan på vann viser at ren metan vil koke i filmregimet. En mye brukt antagelse har vært at LNG også ville koke i filmregimet. Flere eksperimenter, blant annet til Bøe og Valencia-Chávez, tyder på at denne antagelsen ikke er korrekt. Forsøkene viste at LNG hadde et annerledes kokeforløp sammenlignet med ren metan. Effekten av at LNG er en blanding er at man får et omslag fra filmkoking til overgangskoking, og dermed endrer varmeovergangen seg. Valencia-Chávez gir en kvalitativ forklaring til

fenomenet i Figur 3-5. I en blanding er det hovedsaklig den letteste komponenten som damper av. Dette fører til et konsentrasjonsgrensesjikt med høy konsentrasjon av tyngre komponenter nær interfasen. Denne anrikningen fører til en høyere metningstemperatur for væsken. Men fordi massediffusiviteten er antatt å være mye mindre enn termiske diffusivitet vil det være et tilnærmet uniformt temperaturgrensesjikt i væsken. Væsken ved interfasen, og rundt voksende bobler, vil da kunne bli underkjølt. Dette gjør at dampgenereringen avtar, filmen kollapser og man får overgang fra filmkoking til overgangskoking tidligere enn for eksempel for ren metan.

Klimenko utledet, ved å kombinere Reynoldsanalogi og Taylor hydrodynamisk ustabilitetsteori, korrelasjoner for det konvektive varmeovergangstallet ved filmkoking – ligning (3.8)-(3.15). For det konvektive varmeovergangstallet ved overgangskoking foreslår Kalinin bruk av ligningene (3.16)-(3.27). Disse korrelasjonene baserer seg på at overgangskoking er en mellomting mellom filmkoking og kimkoking. Han definerte en interpolasjonsfunksjon på bakgrunn av temperaturdifferanser ved burnoutpunktet og Leidenfrostpunktet. Denne funksjonen angir hvor stor andel av heteflaten som befinner seg i kimkoking. Overgangen fra filmkoking til overgangskoking skjer når temperaturdifferansen mellom LNG og vannet blir mindre enn den minste temperaturdifferansen som kan opprettholde en kontinuerlig dampfilm mellom LNG og vann, gitt ved ligning (3.24).

Spredning

LNG, likhet med de fleste hydrokarbonblandinger, er lettere enn vann. Ved et utslipp på vann vil derfor LNG flyte opp på vannet og spres utover. Figur 3-7 viser skjematisk hvilke krefter som virker på en væskedam under spredning. Tyngdekraften, samt kraftbidrag som følge av ubalanse i overflatespenningene i underlag/væske/luft – interfasen, er drivkrefter for spredningen. Krefter som virker mot spredningen er treghetskrefter som følge av at væsken selv settes i bevegelse, samt at spredningen vil sette i bevegelse vannet under væsken. I tillegg kommer de viskøse kreftene som følge av friksjon mellom vannet og væsken. Det er vanlig å dele opp spredningen i forskjellige regimer, avhengig av hvilke krefter som styrer spredningen: Gravitasjon-Impuls regimet, Gravitasjon-Viskøst regimet og Overflatespenning-Viskøst regimet (se kapittel 3.3). I dette arbeidet er det antatt at LNG på vann vil spres i Gravitasjon-Impuls regimet. Dette begrunnes med at LNG, på grunn av sin lave temperatur, antas å ville fordampe så hurtig at effekten av viskøse krefter og overflatespenningen ikke rekker å bli betydelig før alt er fordampnet bort. LNG vil også som følge av kokingen være adskilt fra vannet av en mer eller mindre kontinuerlig dampfilm med lavere viskositet enn vannet. Dette gjør bidraget fra friksjonen lite. En similaritetsløsning av de inkompressible konserveringsligningene for masse og impuls gir radiell spredningshastigheten (ligning (3.41)) for et plutselig utslipp med konstant masse. Figur 3-8 viser geometrien for væskedammen. En viktig størrelse i forbindelse med spredningen er relativ tetthet. Denne angir hvor stor del av væskedamdybden som er over havnivå, og påvirker dermed spredningshastigheten. Bobler som følge av koking vil kunne påvirke spredningen av LNG, ved at midlere tetthet blir lavere, noe som igjen fører til høyere relativ tetthet og spredningshastighet.

Modellering

Det har i dette arbeidet blitt utarbeidet en modell for lekkasje, spredning og fordamping av LNG på vann. Modellen har fått navnet LNGPOOL og er skrevet i MATLAB. LNGPOOL håndterer plutselige og transiente utslipp, med spredning og fordamping.

Sammensetning og avdampning beregnes ut fra en masse- og energibalanse for væskedammen, og LNG behandles som en binærblanding av metan og etan.

Lekkasjeraten LNG fra en tank er i LNGPOOL estimert ut fra geometrien vist i Figur 3-9 og kan da uttrykkes ved ligning (3.45). Spredningen beregnes ved å anta aksesymmetrisk spredning av en væskedam med uniform væskedybde. Ved å anta at regresjonshastighet en mye mindre enn spredningshastigheten, og at fordampningstiden er mye større enn lekkasjetiden, er spredningshastigheten estimert ved ligning (3.41). LNG er antatt å koke i enten filmregimet eller overgangsregimet, og varmetransporten fra underlaget som følge av koking estimeres ut fra korrelasjonene til Klimenko ved filmkoking, og Kalinin ved overgangskoking. I tillegg har LNGPOOL innebygd en enkel modell for konvektiv varmetransport fra omgivelsesluften til væskedammen. Temperaturen til væsken og dampen, samt sammensetningen i gassfasen, bestemmes ved å anta at LNG følger faselikevektsdiagrammet for en binærblanding av metan og etan, vist i Figur 4-2. Termodynamiske størrelser for LNG beregnes ved å anta at korrelasjonene i appendiks A og B gjelder. LNGPOOL er altså i stand til å beregne transient lekkasje, spredning og fordampning. For den transiente utviklingen til masse og radius brukes Euler metoden med konstant tidsskritt. Dette er en enkel 1. ordens metode for løsning av initialverdiproblem for ordinære differensialligninger. Nøyaktigheten og stabiliteten vil derfor avhenge av at tidsskrittet er tilstrekkelig kort.

Den eksisterende multikomponent væskedammodellen (MPM) i simuleringverktøyet Kameleon FireEx inneholder en differensiert avdampningsmodell. Denne baserer seg på at det er den letteste komponenten som damper av, der fordampingen skjer ved kokepunktstemperaturen til denne komponenten. Væskedammen tilføres varme fra omgivelsen gjennom stråling og konveksjon fra underlaget. I gammel MPM spesifiseres varmeovergangstallet mellom væskedammen og underlaget av brukeren som en konstant størrelse. På bakgrunn av tidligere eksperimenter gjennomført med koking av LNG på vann, samt teorien gjennomgått i kapittel 3, er det antatt at dette konstante varmeovergangstallet ikke gir en tilfredsstillende fordampingskarakteristikk for LNG. I den modifiserte utgaven av MPM er det derfor lagt inn de samme korrelasjonene for varmeovergangstallet som benyttes i LNGPOOL.

Observasjoner

Det er gjennomført et sett med simuleringer med LNGPOOL der spredningen ble studert, for både transient og plutselig utslipp med fordampning. Simuleringene viste at det konvektive varmeovergangstallet, og dermed også fordampingsfluksen, ikke endret seg kvalitativt for LNGPOOL 1-4. Det vil si at varmeovergangstallet ved en gitt sammensetning er uavhengig av om utslippet er plutselig eller transient, og om effekten av bobler i LNG er tatt hensyn til eller ikke. Figur 5-4 viser hvordan radiusen endrer seg med tiden. En kortere lekkasjetid vil føre til kortere fordampningstid. Dette kan forklares med at massen, og dermed også væskedybden, tidlig i utslippet er størst for plutselige utslipp. Dette fører til en større spredningshastighet og dermed et større areal og avdampningsrate (Figur 5-5). Betydningen av spredningshastigheten for fordampingsraten blir også tydelig når man ser på LNGPOOL 4 der effekten av bobler er tatt med. Boblene fører til en økt relativ tetthet og dermed også en økt spredningshastighet. Resultatet blir en tynnere væskedam med større utstrekning, og omlag 8 % kortere fordampningstid, sammenlignet med LNGPOOL 3.

En av antagelsene for at korrelasjonene for spredningen skal kunne benyttes er at effekten av fordampingen ikke påvirker spredningen, det vil si at regresjonshastigheten er mye mindre enn spredningshastigheten. Figur 5-6 viser at ω er i størrelsesordenen tusen ganger mindre enn spredningshastigheten gjennom hele spredningsforløpet. En annen antagelse var at $t_{ford} / t_{lekkasje} \gg 1$. For LNGPOOL 1-4 lå verdien mellom $\infty - 3,5$. Begge antagelsene må derfor kunne sies å være oppfylt.

I LNGPOOL 5-8 ble det sett nærmere på hvilke parametre som påvirker varmeovergangen mellom vannet og LNG. Av den grunn er simuleringene uten spredning og uten konveksjon til luft. Simuleringer med forskjellige sammensetning LNG ved start viser at jo høyere metaninnholdet ved start er, jo høyere vil den gjennomsnittlig varmeovergang være. Forklaringen til dette er trolig todelt. Den første er at et høyere metaninnhold gir en senere overgang fra filmkoking til overgangskoking. Temperaturdifferansen ved Leidenfrostpunktet, ΔT_{min} , bestemmer når denne overgangen skjer, og viser seg å være en funksjon av egenskaper for LNG og vann. I og med at egenskapene til vann her regnes som konstante, vil det si at ΔT_{min} her er en funksjon av sammensetningen i væskefasen x_l alene. Temperaturdifferansen mellom LNG og vannet, ΔT , er i dette arbeidet også en funksjon av sammensetningen x_l alene. Se Figur 5-7. Ved en gitt vanntemperatur vil derfor overgangen filmkoking => overgangskoking skje ved en gitt sammensetning x_l . Denne er ved $x_l = 0,77$ og $x_l = 0,84$ ved vanntemperatur på 295 K og 276 K henholdsvis. Et høyere metaninnhold ved start vil derfor gjøre en større andel av kokingen finner sted i filmregimet, og Figur 5-8 viser at det konvektive varmeovergangstallet har en noe større gjennomsnittlig verdi i filmregimet enn i overgangsregimet. Den andre forklaringen på at høyt metaninnhold gir kortere fordampingstid er, som Figur 5-7 viser, at ΔT avtar med minkende metaninnhold. Det fører til at gjennomsnittlig ΔT for hele fordampingsforløpet vil være større jo høyere metaninnholdet ved start er. Effekten av ΔT blir enda tydeligere ved å studere LNGPOOL 5 med ren metan. Ser fra Figur 5-8 og Figur 5-10 at selv om metan har et lavere konvektivt varmeovergangstall en LNGPOOL 6 og 7 så vil varmekraften være større og fordampingstiden 22 % kortere enn for LNGPOOL 7. Dette skyldes større ΔT .

Ved å studere Figur 5-7, Figur 5-9 og Figur 5-11 ser man at vanntemperaturen vil påvirke varmeovergangen og fordampingen. En åpenbar forskjell er at temperaturdifferansen vil øke. En økning i vanntemperaturen T_w , vil gi en tilsvarende økning for ΔT . En reduksjon i T_w , fra 295 K – 276 K (6,4 % nedgang) vil øke den totale fordampingstiden, fra 88 s til 100 s (13,6 % økning). Med andre ord er ikke redusert ΔT nok til å forklare den økte fordampingstiden. Det konvektive varmeovergangstallet vil også forandre utvikling. Trenden for utviklingen er at lavere vanntemperatur gir et lavere varmeovergangstall i filmregimet, mens det i overgangsregimet vil være en økning mellom maksimal- og minimalverdien til det konvektive varmeovergangstallet, men en gjennomsnittlig nedgang. Noe av årsaken til denne forandringen ligger i hvordan LNGPOOL estimerer temperaturen i dampen, T_v og T_{vf} . Den er antatt å være et gjennomsnitt av vanntemperaturen og væsketemperaturen, og vil derfor synke når T_w synker. På den måten påvirkes de termodynamiske størrelsene som inngår i korrelasjonene for varmeovergangstallet. Ved å se på den Figur 5-9 kan man se at overgangskokingen påvirkes av endring i T_w i større grad enn filmkokingen. Spesielt ren etan vil få en kraftig økning i varmeovergangstallet.

Det er gjennomført tre forskjellige simuleringer med MPM. To der det benyttes den modifiserte utgaven – MPM 1 og 2, og én der det brukes den gamle modellen – MPM 3.

Figur 5-14 viser den totale fordampingsraten for disse casene. Denne viser dynamikken i den differensierte avdampningsmodellen der komponentene fordampes av én etter én etter kokepunktstemperatur. Etter en fase der metan damper av følger en periode med tilnærmet null avdampning. Her går den tilførte varmen med til å varme opp væskedammen til kokepunktstemperaturen til ren etan og ingen masse kokes av. Den lille fordampingen som allikevel finner sted skyldes trolig at MPM inneholder en modell for konvektiv massetransport. Denne baserer seg på at konsentrasjonsgradientene i gassen rett over væskedammen er pådriver for massetransporten. Når samme komponent har dampet av en stund vil gradienten i gassen være null. I oppvarmingsfasen vil det derimot være en konsentrasjonsgradient og dermed konvektiv massetransport. Den konvektive massetransporten kan også forklare at man opplever en svakt avtagende fordampingsrate helt i starten av simuleringene. I den tredje og siste fasen fordampes etan. Felles for MPM 1-3 er at fordampingsraten i siste fase er litt over 30 % mindre, sammenlignet med den første fasen. Det samme er tilfellet for LNGPOOL 6, som er en identisk case, bare simulert med LNGPOOL.

Fordampingsraten (Figur 5-14) viser liten kvantitativ forskjell mellom modifisert og gammel MPM, og resulterer i at både total fordampingstid og tiden det tar i de tre forskjellige fasene er lik. To ting kan være med på å forklare denne likheten. For det første er den drivende temperaturdifferansen den samme for MPM 1 og 3. Med drivende temperaturdifferanse menes temperaturdifferansen som inngår i uttrykket for varmefluksen, ligning (4.9). Både i modifisert og gammel MPM er drivende temperaturdifferanse forskjellen mellom vanntemperaturen og kokepunktstemperaturen til den letteste komponenten i væsken. Den andre årsaken til den tilnærmet identiske avdampningskarakteristikken er at det er liten forskjell i det konvektive varmeovergangstallet ved filmkoking og overgangskoking (se Figur 5-9). Den konstante verdier som brukes i MPM 3 er satt til varmeovergangstallet ved filmkoking for en 90/10 volumprosent metan/etan-blanding, og vil derfor hele tiden ligge ganske nært varmeovergangstallet i MPM 1. Det er verdt å merke seg at dette gjelder ved en vanntemperatur på 295 K. Ved en lavere vanntemperatur viser Figur 5-9 en ganske annen utvikling for varmeovergangstallet. Det er derfor å forvente at fordampingskarakteristikkene ikke vil matche hverandre like godt da. Simuleringer viser at med $T_w = 276$ K, vil tilsvarende simuleringer med MPM gi total fordampingstid på 109 s og 105 s for henholdsvis gammel og modifisert MPM (disse simuleringene er ikke gjengitt i resultatdelen).

En sammenligning mellom MPM 1 og LNGPOOL 6 (Figur 5-15) viser en noe kortere total fordampingstid for LNGPOOL, henholdsvis 93 s og 88 s. Det konvektive varmeovergangstallet er identisk for de casene. Allikevel er varmefluksen for MPM hele veien litt høyere enn for LNGPOOL. Forklaringen ligger i forskjellig drivende temperaturdifferanse (se Figur 5-16). Denne vil, gjennom hele fordampingsforløpet, være størst for MPM. Men trass en høyere varmeovergang for MPM vil det lille oppholdet i fordampingen (andre fase) være nok til at fordampingstiden allikevel blir lengst for MPM. Den samme trenden gjelder ved lavere vanntemperaturer enn den brukt i MPM 1 og LNGPOOL 6.

Det antas i dette arbeidet at avdampningskarakteristikken for LNGPOOL er mer realistisk en MPM, med tanke på temperatur og avdampning. LNGPOOL har en glidende væsketemperatur som følger kokepunktet for blandingen, mens væsketemperaturen i MPM er trinnvis og følger kokepunktstemperaturen til de rene stoffene i

væskeblandingen. Det samme gjelder avdampningen. Mens de forskjellige komponentene i MPM damper av etter tur, bestemmes avdampningen i LNGPOOL av en faselikevektsberegning. Men ved å se nærmere på Figur 5-16, Figur 5-17 og Figur 5-18 ser man at de kvalitative forskjellene ikke er så store. Vasketemperaturen, T_b , er tilnærmet konstant for $x_l > 0,5$. Deretter stiger den raskt og ender på kokepunktet for ren etan. Ser man på sammensetningen i dampfasen for LNGPOOL ser man at store deler av tiden er $y_l \approx 1$, eller $y_l \approx 0$. Det er kun en kort periode ($0,5 < x_l < 0$, eller $60 \text{ s} < t < 70 \text{ s}$) at dampen består av både metan og etan. Siden det er sammensetningen i dampfasen som bestemmer hvilke komponenter som damper av, fører dette til at det, nesten utelukkende, bare er én komponent og én som fordampes av gangen, også i LNGPOOL. Ut fra dette kan det konkluderes med at den differensierte avdampningsmodellen i MPM kvalitativt sett gir en ”riktig” avdampning.

En iøynefallende ting ved det konvektive varmeovergangstallet er diskontinuiteten i ved overgangen fra film- til overgangsregimet (se Figur 5-8 og Figur 5-9). Dette skyldes at korrelasjonene til Kalinin og Klimenko, for sammensetningen ved Leidenfrostpunktet, ikke gir samme varmeovergangstall. Figur 5-2 og Figur 5-3 viser at for å få kontinuitet for varmeovergangstallet ved $T_w = 276 \text{ K}$ må skifte film \Rightarrow overgang skje ved $x_l = 0,33$. Ved $T_w = 295 \text{ K}$ er kontinuitet ikke mulig med gjeldende beregningsmodell for det konvektive varmeovergangstallet fordi verdien ved filmkoking er høyere for alle x_l . Om et senere regimeskifte, og dermed et mer kontinuerlig varmeovergangstall, vil gi en mer realistisk simulering blir, på grunn av manglende eksperimentelt sammenligningsgrunnlag, bare spekulasjoner og vil derfor ikke bli tatt standpunkt til her.

En mye brukt antagelse i forbindelse med fordamping av LNG på vann er som nevnt å anta filmkoking under hele fordampingsprosessen. Simuleringer gjort med LNGPOOL viser at man ved å anta filmkoking vil underestimere fordampningstiden med mellom 3-7 %, avhengig av vanntemperaturen. Forskjellen er størst ved lave vanntemperaturer. Mye av årsaken ligger idet at filmvarmeovergangstallet ved lave T_w er mindre enn overgangsvarmeovergangstallet, se Figur 5-2 og Figur 5-3.

Enhver modellering innebærer at man gjør antagelser og forenklinger. For å sjekke riktigheten av disse antagelsene, og hvor godt modellen følger virkeligheten, bør modellen sammenlignes med eksperimentelle data. Av eksperimenter gjennomført med spredning og fordamping av LNG på vann, har det ikke lyktes i få tilgang til tilstrekkelig detaljert datamateriale til å kunne danne et godt sammenligningsgrunnlag. Resultatene fra dette arbeidet er derfor ikke validert opp mot eksperimentell data. Men om man allikevel skal prøve å si noe om nøyaktigheten av simuleringene, kan dette baseres på nøyaktigheten til de forskjellige korrelasjonene som er brukt, samt en kvalitativ vurdering av de antagelser som er gjort. Korrelasjonene for det konvektive varmeovergangstallet ved filmkoking skal ifølge Klimenko selv han en feil på $\pm 35 \%$. Når det gjelder korrelasjonene for overgangsregimet er det mye større usikkerhet, og det eksisterer få, om noen, gode sammenhenger for varmeovergangstallet. Antatt nøyaktighet for korrelasjonene til Kalinin er $\pm 20-40 \%$. Likevektsbetraktningene i dette arbeidet baserer seg på forholdsvis enkle og idealiserte sammenhenger, og det er klart at nøyaktigheten av disse er av betydning for varmeovergangen. Med andre ord er det mange potensielle feilkilder. Når det kommer til antagelsene som er gjort i modellen, så er det kanskje antagelsen om at vannet er helt flatt, og at utslippets art ikke påvirker fordampingen, som trolig er den største feilkilden. Bølger vil skape et større varmeoverførende areal mellom

LNG og vannet, og et utslipp med høy impuls vil helt klart øke miksing og dermed fordampingen.

Fra Esso-forsøkene (avsnitt 3.1.5) ble fordampingsfluksen beregnet til å være omlag $0,195 \text{ kg/m}^2\text{s}$, mens simuleringer med LNGPOOL/MPM gir en fordampingsfluks på $0,04\text{-}0,08 \text{ kg/m}^2\text{s}$. De eksakte omstendighetene for Esso-forsøket er ikke kjent, men LNG ble i dette tilfellet sprayet oppover og falt ned på vannet. Det er derfor rimelig å anta at denne fordampingsfluksen, på grunn av miksing og aerosoldannelse, vil være høyere enn det man vil forvente av LNGPOOL og MPM. Fra forsøkene ved Maplin Sands (avsnitt 3.1.5) ble det rapportert om en regresjonshastighet, ω , på ca $2\text{e-}4 \text{ m/s}$. I dette forsøket ble LNG distribuert utover en horisontal plate, og det er derfor rimelig å anta at effekten av miksing derfor er mindre enn i Esso-forsøkene. LNGPOOL gir en regresjonshastighet i det samme området (se Figur 5-6). Dette er på ingen måte ment som en validering av resultatene fra LNGPOOL/MPM, men kan gi en indikasjon på at så lenge antagelsene bak LNGPOOL oppfylles, vil den kunne gi rimelige avdampningsrater.

7 Konklusjon og forslag til videre arbeid

7.1 Konklusjon

I denne oppgaven har det blitt sett nærmere på noen av mekanismene som vil kunne opptrer ved et utslipp av LNG på vann, og hvordan disse påvirker hverandre.

Det er utarbeidet en dynamisk modell for lekkasje, spredning og fordamping av LNG på vann, kalt LNGPOOL. LNGPOOL behandler LNG som en binærblanding av metan og etan, og inneholder korrelasjoner for varmeovergang som følge av koking, en enkel spredningsmodell for spredning av LNG på vann, og mulighet for å studere plutselige og transiente utslipp. Modifiseringen av den eksisterende multikomponent væskedammodellen (MPM) i Kameleon FireEx har gjort at konvektivt varmeovergangstall ikke lenger er konstant, men endrer seg gjennom fordampingsprosessen som funksjon av LNG-sammensetningen.

Utslipsform og spredningshastighet vil påvirke den totale fordampingsraten. Simuleringer med LNGPOOL viser at en kortere lekkasjetid vil føre til kortere fordampingstid, eller sagt på en annen måte; transient utslipp vil ha økt fordampingstid, sammenlignet med plutselig utslipp. Dette skyldes i stor grad den økte spredningshastigheten plutselige utslipp vil ha. Av samme grunn vil også effekten av bobler, som følge av koking, gi økt spredningshastighet og kortere fordampingstid.

En mye brukt antagelse er at LNG på vann vil koke i filmregimet. Tidligere eksperimentelt arbeid har konkludert med at dette ikke alltid er tilfellet, men at LNG vil koke i både film- og overgangsregimet. Simuleringer med LNGPOOL viser at LNG initielt vil filmkoke, og at skiftet til overgangskoking skjer mellom $0,77 < x_l < 0,84$, der en lavere vanntemperatur gir et senere regimeskifte. Ved å anta filmkoking viser simuleringer at man vil underestimere den totale fordampingstiden for en typisk LNG-sammensetning med mellom 3-7 %, der lavere vanntemperatur gir et større utslag.

Et større initielt metaninnhold vil føre til en kortere total fordampingstid. Dette kan forklares med et senere regimeskifte, som igjen fører til at en større del av fordampingen skjer i filmregimet, og at den midlere temperaturdifferansen for fordampingen øker.

Simuleringer med MPM viser at man, ved høye vanntemperaturer (20 – 25 °C), kan oppnå et kvantitativt like godt resultat med gammel MPM som med den modifiserte utgaven. Det konstante konvekitive varmeovergangstallet i gammel modell settes da lik varmeovergangstallet ved filmkoking for den gitte startsammensetning. Ved lave

vanntemperaturer (2-10 °C) vil ikke gammel og modifisert MPM samsvare like godt, og gammel MPM vil gi en noe lengre fordampingsstid. Dette skyldes hovedsaklig at konvektivt varmeovergangstall endrer seg mer gjennom fordampingsforløpet ved lave vanntemperaturer.

Ved å sammenligne sammensetning, temperatur og avdampning for LNGPOOL og MPM kan det konkluderes med at den differensierte fordampingsmodellen i MPM i stor grad samsvarer med den noe mere avanserte avdampningsmodellen i LNGPOOL. LNGPOOL/MPM har i dette arbeidet ikke blitt validert tilstrekkelig opp mot eksperimentelle data. Men så lenge antagelsene som ligger bak LNGPOOL/MPM er oppfylt, tyder det allikevel på at avdampningsraten til en viss grad vil samsvare med eksperimentell data.

7.2 Forslag til forbedringer og videre arbeid

- Effekten av miksing av LNG og vann, og bølger bør implementeres i modellen. Dette fordi effekten av dette i stor grad vil påvirke fordampingsraten.
- Varmeovergangen ved overgangskoking bør studeres nærmere, da det er stor usikkerhet rundt korrelasjonene brukt i denne oppgaven.
- For å kunne avgjøre nøyaktigheten til modellen bør den valideres opp mot eksperimentelle data.
- Implementere forbrenning i LNGPOOL, samt eventuelt å gjennomføre simuleringer med MPM i KFX med forbrenning av den avdampede gassen fra væskedammen.

8 Referanser

[1]: Lilleheie, Nils Inge, Kleiveland, Rune N., Evanger, Trond, *LNG spills: dispersjon and fires A review of available experiments*, Rapport for Statoil, 2007, ComputIT A/S.

[2]: 2001 ASHRAE Handbook, *Fundamentals*, SI Edition, 2001

[3]: Bøe, Runar, Pool Boiling of Hydrocarbon Mixtures on Water. (Doktorgardsavhandling Norges teknisk-naturvitenskaplige universitet, 1996).

[4]: Incropera, Frank P., Dewitt, David P., *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 5th ed., John Wiley & Sons, 2002.

[5]: Aarseth, Jan B., *Numeriske beregningsmetoder*, Konstruksjonsteknikk – NTNU, 2006.

[6]: Berenson, P.J., Film-Boiling Heat Transfer from a Horizontal Surface, *Journal of Heat Transfer*, s.351-358, Aug. 1961.

[7]: Yue, P.L., Weber, M.E., Minimum Film Boiling Flux of Binary Mixtures, *Trans. Instn. Chem Engrs.*, Vol 52, 1974.

[8]: Conrado, C. Vesovic, V., The influence of chemical composition on vaporization of LNG and LPG on unconfined water surfaces, *Chemical Engineering Science*, Vol. 55, s. 4549 – 4562, 2000.

[9]: Moran, Michael J., Shapiro, Howard N., *Fundamentals of Engineering Thermodynamics*, 5th edition, John Wiley & Sons, Inc., 2004.

[10]: Næss, Erling, *Varmeovergang ved koking*, Forelesningsnotat i emnet TEP4185, Institutt for energi- og prosessteknikk, Norges teknisk- naturvitenskaplige universitet, 1989.

[11]: Luketa-Hanlin, Anay, A review of large-scale LNG spills: Experiments and modeling, *Journal of Hazardous Materials*, Vol. 132, May 2006, s. 119-140.

[12]: Ertesvåg, Ivar S., *Turbulent strøyming og forbrenning*, Tapir akademiske forlag, Trondheim, 2000.

- [13]: Vembe, B. E., Rian, K. E., Holen; J. K., Lilleheie, N. I., Grimsmo, B., Myhrvold, T., *Kameleon FireEx 2000 Theory Manual*, Teknisk rapport, 2001.
- [14]: Reid, R.C., Prausnitz, J. M., Poling, B. E., *The Properties of Gases & Liquids*, 4th edition, McGraw-Hill, Inc., 1987.
- [15]: Hissong, D.W., Keys to modeling LNG spills water, *Journal of Hazardous Materials*, Vol 140, 2007.
- [16]: Fay, J.A., Spread of large LNG pools on the sea, *Journal of Hazardous Materials*, Vol: 140. 2007.
- [17]: Briscoe, F., Shaw, P., Spread and evaporation of liquid, *Prog. Energy Comb. Sci.*, Vol: 6, 1980
- [18]: Kalinin, E. K., Berlin, I. I., Kostyuk, V. V., Nosova, E. M., Heat transfer in transition boiling of cryogenic liquids. *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol: 21, 1975.
- [19]: Çengel, Yunus A., *Heat and Mass Transfer: a Practical Approach*, 3rd edition, McGraw-Hill Education, 2006.
- [20]: Klimenko, V.V., Film boiling on a horizontal plate – new correlation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol: 24, 1981.
- [21]: Fay, J. A., Model of spills and fires from LNG and oil tankers, *Journal of Hazardous Materials*, Vol: B96, 2003.

Appendiks

A Termodynamiske størrelser for rene komponenter

All data i dette appendikset er enten hentet direkte, eller er kurvetilpasninger, fra data hentet fra [2].

Metan

Størrelse		Verdi/korrelasjon
Molvekt	[kg/kmol]	16
P_c	[bar]	46
T_c	[K]	190,4
V_c	[m ³]	99,2
<u>Gass:</u>		
ρ_v	[kg/m ³]	195,5/T
k_v	[W/mK]	$2,31e-3 + 7,75e-5*T + 9,72e-8*T^2$
μ_v	[kg/ms]	$-1,68e-7 + 4,36e-8*T - 1,88e-11*T^2$
$c_{p,v}$	[J/kgK]	$-7,672e-5*T^3 + 5,819e-2*T^2 - 1,357e1*T + 3,10252e3$
<u>Væske:</u>		
ρ_l	[kg/m ³]	422,4 – konstant
k_l	[W/mK]	0,1839 - konstant
μ_l	[kg/ms]	116,8e-6 – konstant
$c_{p,l}$	[J/kgK]	3481 - konstant
<u>Tofase:</u>		
T_{nbp}	[K]	111,6
hfg	[J/kgK]	510830
σ	[N/m]	1,33e-2

Etan

Størrelse		Verdi/korrelasjon
Molvekt	[kg/kmol]	30
P _c	[bar]	48,8
T _c	[K]	305,4
V _c	[m ³]	148,3
<u>Gass:</u>		
ρ _v	[kg/m ³]	366,5/T
k _v	[W/mK]	1,18458e-9*T ³ – 3,13569e-7*T ² + 8,6663e-5*T – 3,26814e-3
μ _v	[kg/ms]	-4,88381e-14*T ³ + 4,16374e-11*T ² + 2,15139e-8*T + 8,05445e-7
c _{p,v}	[J/kgK]	7,79707e-4*T ³ – 2,68247e-1*T ² + 2,90806e1*T + 2,10434e2
<u>Væske:</u>		
ρ _l	[kg/m ³]	544
k _l	[W/mK]	0,1671
μ _l	[kg/ms]	166,6e-6
c _{p,l}	[J/kgK]	2426
<u>Tofase:</u>		
T _{nbp}	[K]	184,6
h _{fg}	[J/kgK]	489470
σ	[N/m]	1,6008e-2

Vann

Størrelse		Verdi/korrelasjon
<u>Gass:</u>		
ρ_v	[kg/m ³]	$-2,61534e-7 \cdot T^3 + 2,14131e-4 \cdot T^2 - 6,32774e-2 \cdot T + 7,93997$
k_v	[W/mK]	$2,04846e-10 \cdot T^3 - 1,98384e-7 \cdot T^2 + 1,35244e-4 \cdot T - 2,0803e-3$
μ_v	[kg/ms]	$1,0187e-13 \cdot T^3 - 1,20918e-10 \cdot T^2 + 9,2266e-8 \cdot T - 1,11017e-6$
$c_{p,v}$	[J/kgK]	$-7,13095e-6 \cdot T^3 + 5,45606e-3 \cdot T^2 - 1,37867 \cdot T + 1,12126e3$
<u>Væske:</u>		
ρ_l	[kg/m ³]	992
k_l	[W/mK]	0,633
$c_{p,l}$	[J/kgK]	4175

B Termodynamiske størrelser for blandinger

Korrelasjonene i dette appendikset er hentet fra [14].

Gasserblandinger

Hvis man antar en gass følger ideell gasslov uttrykkes *tettheten* for stoff k :

$$\rho_k = \frac{pM_k}{R_u T} \quad (\text{B.1})$$

For en ideell blanding blir da *tettheten*:

$$\rho_{bl} = \frac{1}{v_{bl}} = \frac{1}{\sum_{k=1}^n \frac{Y_k}{\rho_k}} \quad (\text{B.2})$$

For *spesifikk varmekapasitet* ved konstant trykk, c_p , gjelder:

$$c_{p,bl} = \sum_{k=1}^n Y_k c_{p,k} \quad (\text{B.3})$$

Reid [14] foreslår følgende korrelasjoner for å estimere *termisk konduktivitet* og *dynamisk viskositet* for binære gassblandinger ved lavt trykk:

$$\Phi_{bl} = \frac{y_1 \Phi_1}{y_1 + y_2 \phi_{12}} + \frac{y_2 \Phi_2}{y_2 + y_1 \phi_{21}} \quad (\text{B.4})$$

der Φ_{ij} er definert som:

$$\phi_{ij} = \frac{\left[1 + (\Phi_i/\Phi_j)^{0,5} (M_i/M_j)^{0,25}\right]^2}{\left[8(1 + M_i/M_j)\right]^{0,5}} \quad (\text{B.5})$$

Væskeblandinger

Antar man ideelle blandinger kan *tetthet* og *spesifikk varmekapasitet* for væskeblandinger estimeres på samme måte som for gasser, med unntak av at massefraksjonen for gass, Y_k , er byttet ut med massefraksjonen for væske, X_k :

$$\rho_{bl} = \frac{1}{v_{bl}} = \frac{1}{\sum_{k=1}^n \frac{X_k}{\rho_k}} \quad (\text{B.6})$$

og

$$c_{p,bl} = \sum_{k=1}^n X_k c_{p,k} \quad (\text{B.7})$$

Reid [14] foreslår følgende korrelasjon for *termisk konduktivitet* i en binær væskeblanding:

$$k_{bl} = X_1 k_1 + X_2 k_2 - 0.72 X_1 X_2 \left[\text{abs}(k_2 - k_1) \right] \quad (\text{B.8})$$

Dynamisk viskositet kan for en binær væskeblanding estimeres med følgende korrelasjon [14]:

$$\ln \mu_{bl} = x_1 \ln \mu_1 + x_2 \ln \mu_2 + x_1 x_2 G_{12} \quad (\text{B.9})$$

G_{12} er en binær stoffavhengig interaksjonsparameter. For en metan-etan blanding er $G_{12} = -0,633$.

Overflatespenningen for en blanding kan estimeres ut fra molarfraksjoner i væskefasen [14]:

$$\sigma_{bl} = \sum_{k=1}^n x_k \sigma_k \quad (\text{B.10})$$

Kritisk temperatur for en binærblanding kan estimeres [14]:

$$T_{c,bl} = T_{c,1} \psi_1 + T_{c,2} \psi_2 \quad (\text{B.11})$$

der ψ_i er definert som:

$$\psi_i = \frac{x_i V_{c,i}}{x_1 V_{c,1} + x_2 V_{c,2}}, i = 1, 2 \quad (\text{B.12})$$

$V_{c,i}$ er kritisk volum for komponent i .

For å beregne fordampningsvarmen benyttes følgende enkle korrelasjon:

$$h_{fg,bl} = \sum_{k=1}^n X_k h_{fg} \quad (\text{B.13})$$

C Konvektiv varmeovergang for parallelstrømning over en flat horisontal plate

For parallell luftstrømning over en flat horisontal plate kan det lokale Nusselt-tallet uttrykkes[19]:

$$Nu_x = \frac{h_{a,x}x}{k_a} = 0,0296 Re_x^{0,8} Pr^{1/3}$$
$$\text{for} \begin{cases} 0,6 \leq Pr \leq 60 \\ 5e5 \leq Re_x \leq 1e7 \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Det er da antatt turbulent strøming ($Re_{kritisk} = 1e5$), og x er avstanden fra forkanten av platen. Ved å integrere det lokale Nusselt-tallet over hele platen og dividere på lengden, L , får man det gjennomsnittlige Nusslet-tallet for hele platen:

$$Nu = \frac{1}{L} \int_{x=0}^L Nu_x dx = 0.037 Re_L^{0,8} Pr^{1/3} \quad (\text{C.2})$$

Det gjennomsnittlige varmeovergangstallet, h_a , blir da:

$$h_a = \frac{k_a Nu}{L} \quad (\text{C.3})$$

D Programkode LNGPOOL

I dette appendikset presenteres programkoden for LNGPOOL. Programmet er skrevet i MATLAB R2007a. Hovedprogrammet heter LNGPOOL. Dette kaller flere funksjoner. De fleste av disse funksjonene er også gjengitt her. Unntaket er funksjoner som beregner termodynamiske størrelser for luft, ren metan, ren etan og LNG (appendiks A og B). Dette vil derfor føre til feilmelinger om man klipper og limer programkoden slik den står her og prøver å kjøre den i MATLAB. Viser da til cd levert sammen med papirutgaven av rapporten til institutt for energi- og prosesssteknikk med komplett programkode for alle funksjoner.

Hovedprogram

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% LNGPOOL %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: hovedprogram
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: Beregner avdampning og spredning av et LNG-utslipp på vann
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
clear all
clc
global Tw Ta T1 T2 Tc1 Tc2 M1 M2 sigma1 sigma2 rho11 rho12 rhow hfg1 hfg2 cpl1
cpl2 cpw kl1 kl2 kw myl1 myl2 g Ks Ua Dt Dh At Ah Cd P0 Patm Pc1 Pc2 utdatafil
printout

%logiske variable
pspread = 1; %0:spredning AV, 1:spredning PÅ
air = 1; %0:konveksjon LNG<=>luft AV, 1:konveksjon
LNG<=>luft PÅ
tleak = 1; %0:lekkasje AV, 1:lekkasje PÅ

%diverse kjøreparametre
tmax = 250; %maks simuleringstid
dt = 1.0; %tidsskritt
n = tmax/dt + 1; %array-størrelse
siste = n; %siste tidsskritt
im1 = -1; %iterasjonnr der all metan er fordampet
iregime = -1; %iterasjonnr der film=>overg
iRmax = -1; %iterasjonnr der man når maksimal poolradius

%initialverdier: MÅ angis
x10 = 0.9; %molfrak metan ved t=0
Vt0 = 113; %tankvolum ved t=0
V0 = 0; %pollvolum ved t=0
R0 = 0; %poolradius ved t=0

%dimensjoner tank
Dt = 4; %diameter LNGtank
Dh = 1; %diameter hull LNGtank
At = pi*Dt^2/4; %areal grunnflate tank
Ah = pi*Dh^2/4; %tversnitsareal hull i tank

%konstante innverdier
Ua = 2.0; %bulk hastighet luft
Ks = 1.41; %spredningskonstant
Tw = 276; %temperatur vann
Ta = 298; %temperatur luft
T1 = 111; %kokepunkt metan
T2 = 184; %kokepunkt etan
Tc1 = 190; %kritisk temperatur metan
Tc2 = 305; %kritisk temperatur etan
M1 = 16; %molar masse metan
M2 = 30; %molar masse etan
sigma1 = 1.33e-2; %overflatespenning metan
sigma2 = 1.6008e-2; %overflatespenning etan
rho11 = 422.4; %tetthet metanvæske
rho12 = 544; %tetthet etanvæske
rho = 992; %tetthet vann
hfg1 = 510830; %latent varme metan
```

```

hfg2 = 489470;           %latent varme etan
cp11 = 3481;            %spesifikk varme metan væske
cp12 = 2426;           %spesifikk varme etan væske
cpw = 4175;            %spesifikk varme vann væske
kl1 = 0.1839;          %termisk konduktivitet flytende metan
kl2 = 0.1671;          %termisk konduktivitet flytende etan
kw = 0.633;            %termisk konduktivitet vann
myl1 = 116.8e-6;       %dynamisk viskositet flytende metan
myl2 = 166.6e-6;       %dynamisk viskositet flytende etan
g = 9.81;              %tyngdeakselerasjon
dmin = 0.0e-3;         %minimum pooltykkelse
Cd = 0.5;              %utslippskoeffisient
P0 = 1e5;              %omgivelsestrykk
Patm = 1e5;            %atmosfæretrykk
Pc1 = 46e5;            %kritisk trykk metan
Pc2 = 48.8e5;          %kritisk trykk etan
bfrac = 0;             %boblefraksjon

%initierer arrays
t = zeros(1,n);        %tid
m = t;                 %totalmasse pool
m1 = t;                %masse metan pool
m2 = t;                %masse etan pool
R = t;                 %radius pool
V = t;                 %volum pool
d = t;                 %tykkelse pool
x1 = t;                %molfrak metan væske
x2 = t;                %molfrak etan væske
y1 = t;                %molfrak metan gass
y2 = t;                %molfrak etan gass
X1 = t;                %massefrak metan væske
X2 = t;                %massefrak etan væske
Y1 = t;                %massefrak metan gass
Y2 = t;                %massefrak etan gass
Tl = t;                %temperatur væske
q = t;                 %total varmefluks
qb = t;                %varmefluks pga koking
qa = t;                %varmefluks pga konveksjon til luft
regime = t;            %0=filmkoking, 1=overgangskoking
deltaT = t;            %temperaturdifferanse, Tw-Tl
h = t;                 %konvektivt varmeovergangstall LNG<=>vann
ha = t;                %konvektivt varmeovergangstall LNG<=>luft
Vleak = t;            %volumrate lekkasje LNG
Ht = t;                %væsknivå LNGtank
Vt = t;                %LNGvolum tank
evap = t;              %total fordampingsrate
hfg = t;               %latent varme
mfluks = t;            %fordampingsfluks
omega = t;             %regresjonshastighet
Uspr = t;              %spredningshastighet

% tidløkke
for i = 1:n
    if i == 1
        t(i) = 0;
        x1(1) = x10;
        R(i) = R0;
        V(i) = V0;
        if R(i) == 0
            d(i) = Dh/2;
        else
            d(i) = V(i)/(pi*R(i)^2);
        end
        [qb(i),Tl(i),x1(i),x2(i),y1(i),y2(i),regime(i)] = boil(x1(i));
        if air == 1
            [qa(i),ha(i)] = htrair(x1(i),Tl(i),R(i));
        else
            qa(i) = 0;
            ha(i) = 0;
        end
        q(i) = qb(i)+qa(i);

        M1 = x1(i)*M1 + x2(i)*M2;
        Mv = y1(i)*M1 + y2(i)*M2;
        X1(i) = x1(i)*M1/M1;
        X2(i) = 1-X1(i);
        Y1(i) = y1(i)*M1/Mv;
    end
end

```



```

Y2(i) = 1-Y1(i);
rhol = rhom(X1(i), X2(i), rhol1, rhol2);
hfg(i) = hfgm(Y1(i), Y2(i), hfg1, hfg2);
rholt = rhol; %tetthet LNGtank
X1t = X1(i); %massefrak metan LNGtank
X2t = 1-X1t; %massefrak etan LNGtank
Vt(i) = Vt0;
Ht(i) = Vt(i)/At;
m(i) = V(i)*rhol;
m1(i) = X1(i)*m(i);
m2(i) = X2(i)*m(i);
deltaT(i) = Tw-Tl(i);
h(i) = qb(i)/deltaT(i);
hsum = h(i); %kumulativt varmeovergangstall koking
qsum = q(i); %kumulativ varmefluks

else % i > 1

t(i) = t(i-1) + dt;
if pspread == 1 %spredning på
    Uspr(i) = dRdt(d(i-1), rhow, rhol*(1-bfrac));
    R(i) = R(i-1) + dt*Uspr(i);
elseif pspread == 0 %spredning av
    Uspr(i) = 0;
    R(i) = R(i-1);
end
A = pi*R(i)^2; %areal pool
%lekasje
Vleak(i) = leak(Ht(i-1));
Vt(i) = Vt(i-1) - dt*Vleak(i);
if (Vt(i) <= 0.005) || (tleak==0) %tanken er tom
    Vleak(i) = Vt(i-1)/dt;
    Vt(i) = 0;
    tleak = 0;
end
Ht(i) = Vt(i)/At;
mleak = Vleak(i)*rholt;
mleak1 = mleak*X1t;
mleak2 = mleak*X2t;
%avdamping
hfg(i) = hfgm(Y1(i-1), Y2(i-1), hfg1, hfg2);
mevap = q(i-1)*A/hfg(i);
evap(i) = mevap;
mfluks(i) = evap(i)/A;
omega(i) = mfluks(i)/rhol;
mevap1 = Y1(i-1)*mevap;
mevap2 = Y2(i-1)*mevap;
m1(i) = m1(i-1) + mleak1*dt - mevap1*dt;
m2(i) = m2(i-1) + mleak2*dt - mevap2*dt;
if m1(i) < 0.01 %all metan fordampet
    m1(i) = 0;
    if im1 == -1
        im1 = i; %iterasjonnr når all metan er fordampet
        tm1 = t(im1); %tidspunkt når all metan er fordampet
    end
end
if m2(i) < 0.01 %all etan fordampet
    m2(i) = 0;
end
m(i) = m1(i) + m2(i);
%oppdaterer sammensetning for å kunne kalle "boil(..)"
X1(i) = m1(i)/m(i);
X2(i) = m2(i)/m(i);
M1 = (X1(i)+X2(i))/( X1(i)/M1+X2(i)/M2 );
x1(i) = X1(i)*M1/M1;
if x1(i)<0.01
    %for å unngå ustabilitet seint i spredningsforløpet.
    %dette skjer når tlekkasje er ca like stor som tford.
    %da vil fordampingsraten være mye større enn tilførselen.
    tleak = 0; %lekkasje stoppes
end

%koking
[qb(i), Tl(i), x1(i), x2(i), y1(i), y2(i), regime(i)] = boil(x1(i));
if (regime(i) == 1) && (iregime == -1)
    tregime = t(i); %tidspunkt for regimeskifte
    x1regime = x1(i); %sammensetning ved regimeskifte

```

```

    iredime = i; %iterasjonsnr ved regimeskifte
end
%konveksjon til luft
if air == 1
    [qa(i), ha(i)] = htrair(x1(i),Tl(i),R(i));
end
if m(i)>0 %fortsatt LNG
    q(i) = qb(i) + qa(i);
    qsum = qsum + q(i);
    deltaT(i) = Tw-Tl(i);
    h(i) = qb(i)/deltaT(i);
    hsum = hsum + h(i);
    %oppdaterer sammensetning, volum, tykkelse
    M1 = x1(i)*M1 + x2(i)*M2;
    Mv = y1(i)*M1 + y2(i)*M2;
    X1(i) = x1(i)*M1/M1;
    X2(i) = 1-X1(i);
    Y1(i) = y1(i)*M1/Mv;
    Y2(i) = 1-Y1(i);
    rhol = rhom(X1(i), X2(i), rhol1, rhol2);
    V(i) = m(i)/rho1;
    d(i) = V(i)/A;
    %sjekker om minimum pooltykkelse er nådd
    if (d(i) < dmin)
        pspread = 0; %spredning AV
        if iRmax < 0
            iRmax = i; %iterasjonsnr for maksimal radius
        end
    end
end
else %all LNG fordampet
    siste = i-1;
    break %hopper ut av tidsløkke
end
end
end %slutt tidsløkke

if dmin == 0
    iRmax = siste;
end
end

```

Funksjoner

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%  boil  %%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: bestemmer kokeregime, sammensetning, temperatur og
% varmeovergangstall ved koking
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function [q, Tl, x1, x2, y1, y2, regime] = boil(x)
global Tw

Tl = nbp(x);
deltaT = Tw-Tl;
deltaTmin = dTmin(x,Tl);
if deltaTmin > deltaT
    [x1,x2,y1,y2,h] = likevektoverg(x,Tl);
    regime = 1;
else
    [x1,x2,y1,y2,h] = likevektfilm(x,Tl);
    regime = 0;
end
q = h*deltaT;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%  likevektfilm  %%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: beregner sammensetning og h ved filmkoking
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function [x1,x2,y1,y2,hfilm]=likevektfilm(x,T)
global Tw M1 M2 sigma1 sigma2 rho11 rho12 g hfg1 hfg2 cpl1 cpl2 utdatafil
printout

```

```

x1 = x;
Tl = T;                               %temperatur væske
Tv = (Tw+Tl)/2;                       %temperatur dampfilm
[x1,y1] = equ(Tl);
x2 = 1-x1;
y2 = 1-y1;

%molarmasse
M1 = x1*M1 + x2*M2;
Mv = y1*M1 + y2*M2;

%massefraksjoner
X1 = x1*M1/M1;
X2 = 1-X1;
Y1 = y1*M1/Mv;
Y2 = 1-Y1;

%fordampingsvarme
hfg = hfgm(Y1,Y2,hfg1,hfg2);

%termisk konduktivitet gass
kv1 = kvC1(Tv);
kv2 = kvC2(Tv);
kv = kvm(y1, y2, kv1, kv2, M1, M2);

%dynamisk viskositet gass
myv1 = myvC1(Tv);
myv2 = myvC2(Tv);
myv=myvm(y1, y2, myv1, myv2, M1, M2);

%tetthet væske
rhol = rhom(X1, X2, rhol1, rhol2);

%tetthet gass
rhov1 = rhovC1(Tv);
rhov2 = rhovC2(Tv);
rhov=rhom(Y1, Y2, rhov1, rhov2);

%kinematisk viskositet gass
nyv = myv/rhov;

%spesifikk varmekap v konstant trykk gass
cpv1 = cpvC1(Tv);
cpv2 = cpvC2(Tv);
cpv = cpm(Y1, Y2, cpv1, cpv2);

%spesifikk varmekap v/konstant trykk væske
cpl = cpm(X1,X2,cpl1,cpl2);

%overflatespenning
sigma = sigmam(x1, x2, sigma1, sigma2);

%kritisk bølgelengde for ustabilitet
lc = 2*pi*sqrt(sigma/(g*(rhol-rhov)));

%Prandtl tall for fluid i dampfase
Pr = cpv*myv/kv;

%Archimedes tall
Ar = (2*pi)^3*sigma^(3/2)/(rhov*nyv^2*sqrt(g*(rhol-rhov)));

%Nusselt tall
num = hfg/(cpl*(Tw-Tl));
if Ar<1e8
    if num <= 1.4
        f1 = 1.0;
    else
        f1 = 0.89*(num)^(1/3);
    end
    Nu = f1*0.19*(Ar*Pr)^(1/3);
else
    if num <= 2
        f2 = 1.0;
    else
        f2 = 0.71*(num)^(1/2);
    end
    Nu = f2*0.0086*sqrt(Ar)*Pr^(1/3);

```

```

end

%konvektivt varmeovergangstall for filmkoking
hfilm = kv*Nu/lc;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%likevektovergang %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: beregne sammensetning og h ved overgangskoking
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function [x1,x2,y1,y2,hoverg] = likevektoverg(x,T)
global Tw Tc1 Tc2 M1 M2 sigma1 sigma2 rho11 rho12 rhov hfg1 hfg2 cpl1 cpl2 cpw
kl1 kl2 kw myl1 myl2 g utdatafil printout

x1 = x;
T1 = T;
Tv = (T1+Tw)/2;
deltaT = Tw-T1;
[x1,y1] = equ(T1);
x2 = 1-x1;
y2 = 1-y1;

%kritisk temperatur
Tc = Tcrit(x1,x2,Tc1,Tc2);

%molarmasse
M1 = x1*M1 + x2*M2;
Mv = y1*M1 + y2*M2;

%massefraksjoner
X1 = x1*M1/M1;
X2 = 1-X1;
Y1 = y1*M1/Mv;
Y2 = 1-Y1;

%termisk konduktivitet
kv1 = kvC1(Tv);
kv2 = kvC2(Tv);
kv = kvm(y1, y2, kv1, kv2, M1, M2);
kl = klm(X1, X2, kl1, kl2);

%dynamisk viskositet
myv1 = myvC1(Tv);
myv2 = myvC2(Tv);
myv = myvm(y1, y2, myv1, myv2, M1, M2);
myl = mylm(x1, x2, myl1, myl2);

%tetthet
rhov1 = rhovC1(Tv);
rhov2 = rhovC2(Tv);
rhovs1 = rhovC1(T1);
rhovs2 = rhovC2(T1);
rhov = rhom(Y1, Y2, rhov1, rhov2);
rhovs = rhom(Y1, Y2, rhovs1, rhovs2);
rho1 = rhom(X1, X2, rho11, rho12);

%kinematisk viskositet
nyv = myv/rhov;
nyl = myl/rho1;

%spesifikk varmekap v konstant trykk
cpv1 = cpvC1(Tv);
cpv2 = cpvC2(Tv);
cpv = cpm(Y1, Y2, cpv1, cpv2);
cpl = cpm(X1, X2, cpl1, cpl2);

%latent varme
hfg = hfgm(Y1, Y2, hfg1, hfg2);
hfgkor =hfg + 0.5*cpv*deltaT;

%overflatespenning
sigma = sigmam(x1, x2, sigma1, sigma2);

%termisk diffusivitet gass

```

```

alphav = kv/(rhov*cpv);

%maks varmefluks
qmax1 = 0.168*hfg*sqrt(rhovs)*(sigma*g*(rhol-rhovs))^(1/4); %Conrado
qmax4 = (1.18*hfg*rhov*(sigma*(rhol-rhov))^(1/4)) /
(1+2*sqrt(rhov/rhol)+(rhov/rhol)) * sqrt((rhol-rhov)/(rhol*rhov));%Hissong
qmax = min(qmax1,qmax4);%Hissong

%min temperaturdifferanse
deltaTmin = dTmin(x1,T1);

%min varmefluks
qmin = 0.18*kv*deltaT*((g/(nyv*alphav))*(rhol/rhov-1))^(1/3);

%maks temperaturdifferanse
deltaTmax = 0.625*(qmax*sigma*T1)^(1/3) *
(10/sqrt(rhow*cpw*kw)+(sqrt(nyl))/kl)^(2/3)*(1+10*sqrt(rhol*cpl*kl/(rhow*cpw*kw))
)^(1/3)/(1+10*(rhovs/(rhol-rhovs))^(2/3));

%korreksjonsfaktor
f = (1 - (deltaT-deltaTmax)/(deltaTmin-deltaTmax))^7;

%konvektivt varmeovergangstall overgangskoking
hoverg = (qmax*f+(1-f)*qmin)/deltaT;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% dTmin %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: beregner minimum temperaturdifferanse for filmkoking
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function svar = dTmin(x,T)
global Tw Tc1 Tc2 M1 M2 rhol1 rhol2 rhov cpl1 cpl2 cpw kl1 kl2 kw sigma1 sigma2
hfg1 hfg2 utdatafil printout
x1 = x;
T1 = T; %temperatur væske
Tv = (Tw+T1)/2; %temperatur dampfilm
Tvs = T1; %temperatur mettet damp
deltaT = Tw-T1;
[x1,y1] = equ(T1);
x2 = 1-x1;
y2 = 1-y1;

%molar masse
M1 = x1*M1 + x2*M2;
Mv = y1*M1 + y2*M2;

%massefraksjoner
X1 = x1*M1/M1;
X2 = 1-X1;
Y1 = y1*M1/Mv;
Y2 = 1-Y1;

%kritisk temperatur
Tc = Tcrit(x1,x2,Tc1,Tc2);

%tetthet
rhov1 = rhovC1(Tv);
rhov2 = rhovC2(Tv);
rhovs1 = rhovC1(Tvs);
rhovs2 = rhovC1(Tvs);
rhol = rhom(X1, X2, rhol1, rhol2);
rhov = rhom(Y1, Y2, rhov1, rhov2);
rhovs = rhom(Y1, Y2, rhovs1, rhovs2);

%spesifikk varmekap v konstant trykk gass
cpv1 = cpvC1(Tv);
cpv2 = cpvC2(Tv);
cpv = cpm(Y1, Y2, cpv1, cpv2);
cpl = cpm(X1, X2, cpl1, cpl2);

%termisk konduktivitet
kv1 = kvC1(Tv);
kv2 = kvC2(Tv);
kl = klm(X1, X2, kl1, kl2);

```

```

kv = kvm(y1, y2, kv1, kv2, M1, M2);

%dynamisk viskositet
myv1 = myvC1(Tv);
myv2 = myvC2(Tv);
myv = myvm(y1, y2, myv1, myv2, M1, M2);

%overflatespenning
sigma = sigmam(x1, x2, sigma1, sigma2);

%fordampingsvarme
hfg = hfgm(Y1, Y2, hfg1, hfg2);
hfgkor = hfg + 0.5*cpv*deltaT;

%korreksjonsledd
kor = dTkor(T1);

%korrelasjon til Kalinin
deltaTmin = (Tc-Tl)*(0.16+2.4*((rho1*cpl*kl)/(rho2*cpw*kw))^(1/4));

svar = deltaTmin + kor;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% equ %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: beregner likevekts sammensetning for en metan/etan blanding ved
% temperaturen T
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function [x,y] = equ(T)
global Patm
x = ( Patm-vpC2(T) )/( vpC1(T)-vpC2(T) );
y = x*vpC1(T)/Patm;
if x>1
    x = 1;
end
if x<0
    x = 0;
end
if y>1
    y = 1;
end
if y<0
    y = 0;
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% nbp %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: beregner normalbrenningspunktet for metan/etan blanding
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function svar = nbp(xinn)
global T1 T2
T = [T1:0.1:130, 131:1.0:T2];
n = length(T);
x = zeros(1,n);
for i = 1:n
    T1 = T(i);
    [x(i),y] = equ(T(i));
    if xinn >= x(i)
        break
    end
end
if i == 1
    svar = T(i);
else
    svar = T(i-1) + (T(i)-T(i-1))/(x(i-1)-x(i))*(x(i-1)-xinn);
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% dRdt %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: beregner radiell spredningshastighet
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function svar = dRdt(d,rhow,rhol)
global Ks g

```

```

svar = Ks*sqrt( g*d*(rhow-rhol)/rhow );

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: beregne korreksjonsledd for dTmin
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function svar = dTkor(Tl)
global utdatafil printout

```

```

[x1, y1] = equ(Tl);
Tdew = dewp(x1);
svar = (y1-x1)/0.8*(Tdew-Tl);

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: Beregner varmetranspor fra luft<=>LNG
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function [qa,ha] = htrair(x1,Tl,R)
global Ta M1 M2 rhol1 rhol2 kl1 kl2 myl1 myl2 Ua

```

```

if R == 0
qa = 0;
ha = 0;
else
Tv = (Tl+Ta)/2;
deltaTa = Ta-Tl;
%molfraksjoner
x2 = 1-x1;
%molar masse
Ml = x1*M1 + x2*M2;
%massefraksjoner
X1 = x1*M1/Ml;
X2 = 1-X1;
%termisk konduktivitet
kv = kva(Tv);
kl = klm(X1, X2, kl1, kl2);
%dynamisk viskositet
myv = myva(Tv);
myl = mylm(x1, x2, myl1, myl2);
%tetthet
rhov = rhova(Tv);
rhol = rhom(X1, X2, rhol1, rhol2);
%spesifikk varmekapasitet
cpv = cpva(Tv);
Re = 2*R*Ua*rhov/myv;
Pr = cpv*myv/kv;
Nu = 0.037*Re^0.8*Pr^(1/3);

ha = Nu*kv/(2*R);
qa = ha*deltaTa;
end

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: Berener lekkasje fra en tank med vannstand hg
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function Q = leak(hg)

```

```

global g Ah Cd

U = sqrt(2*g*hg);
Q = Cd*U*Ah;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: beregner metningstrykket for metan ved temperaturen T
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function svar = vpC1(T)
global Patm T1 Tc1 Pc1

B = (log(Pc1)-log(Patm)) / (1/T1 - 1/Tc1);
A = log(Patm) + B/T1;
svar = exp(A - B/T);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: beregner metningstrykket for etan ved temperaturen T
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function svar = vpC2(T)
global Patm T2 Tc2 Pc2

B = (log(Pc2)-log(Patm)) / (1/T2 - 1/Tc2);
A = log(Patm) + B/T2;
svar = exp(A - B/T);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Type: funksjon
% Skrevet av: Espen Stødle Gåserud, Masteroppgave vår 2008
% Hensikt: beregner sammensetning i gassfasen ved temperaturen T og
% sammensetning x i væskefasen
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function svar = ydewp(T,x)

svar = x*vpC1(T)/1e5;

```


E Utskrift av logfil for LNGPOOL simuleringene

Under følger en utskrift av logfilene fra simuleringene med LNGPOOL.

LNGPOOL 1

```
*****
LNGPOOL 1
Dato: 6. 6.2008 kl:17.24
Spredning: PÅ
Luftkonveksjon: PÅ
Tw: 295.000 K
Ta: 298.000 K
Startbetingelser:
  Vt0: 113.000 m3 Dt: 4.000 m Dh: 6.000 m
  V0: 0.000 m3 R0: 0.000 m x10: 0.900
dt: 0.200 s
Beregning stoppet etter: 127.80 s:
All LNG fordampet
Maksimal poolradius:
  Rmax: 60.476 m
  tRmax: 127.800 s
  dmin: 0.012 mm
All metan fordampet etter: 112.80 s
Varmefluks:
  qav: 29.827 kW/m2
  qmax: 35.750 kW/m2
  qmin: 19.657 kW/m2
Konvektivt varmeovergangstall
  hav: 155.099 W/m2K
  hmax: 161.564 W/m2K
  hmin: 148.558 W/m2K
Skiftet film=>overg skjer ved:
  t: 84.600 s
  x1: 0.764
Fase1: t<84.60 s filmkoking
  qflav: 32.055 kW/m2
  mevapav: 310884.425 g/s
  mfluksav: 62.611 g/m2s
Fase2: t>84.60 s overgangskoking
  qflav: 25.456 kW/m2
  mevapav: 537153.587 g/s
  mfluksav: 50.655 g/m2s
Spredning/lekkasje:
  tford: 175.959 s tlekkasje: 0.983 s
```

LNGPOOL 2

```
*****
LNGPOOL 2
Dato: 6. 6.2008 kl:17.26
Spredning: PÅ
Luftkonveksjon: PÅ
Tw: 295.000 K
Ta: 298.000 K
Startbetingelser:
  Vt0: 0.000 m3 Dt: 4.000 m Dh: 6.000 m
  V0: 113.000 m3 R0: 1.140 m x10: 0.900
dt: 0.200 s
Beregning stoppet etter: 127.40 s:
All LNG fordampet
Maksimal poolradius:
  Rmax: 60.479 m
  tRmax: 127.400 s
  dmin: 0.003 mm
All metan fordampet etter: 112.20 s
Varmefluks:
  qav: 29.808 kW/m2
  qmax: 35.752 kW/m2
  qmin: 19.657 kW/m2
Konvektivt varmeovergangstall
  hav: 155.101 W/m2K
  hmax: 161.563 W/m2K
```

hmin: 148.549 W/m2K
 Skiftet film=>overg skjer ved:
 t: 84.000 s
 x1: 0.764
 Fase1: t<84.00 s filmkoking
 qflav: 32.056 kW/m2
 mevapav: 312554.633 g/s
 mfluksav: 62.612 g/m2s
 Fase2: t>84.00 s overgangskoking
 qflav: 25.449 kW/m2
 mevapav: 537004.298 g/s
 mfluksav: 50.642 g/m2s
 Spredning/lekkasje:
 tford: 0.000 s tlekkasje: 0.000 s

LNGPOOL 3

LNGPOOL 3
 Dato: 6. 6.2008 kl:17.28
 Spredning: PÅ
 Luftkonveksjon: PÅ
 Tw: 295.000 K
 Ta: 298.000 K
 Startbetingelser:
 Vt0: 113.000 m3 Dt: 4.000 m Dh: 1.000 m
 V0: 0.000 m3 R0: 0.000 m x10: 0.900
 dt: 0.200 s
 Beregning stoppet etter: 137.00 s:
 All LNG fordampet
 Maksimal poolradius:
 Rmax: 60.304 m
 tRmax: 137.000 s
 dmin: 0.002 mm
 All metan fordampet etter: 121.80 s
 Varmefluks:
 qav: 30.035 kW/m2
 qmax: 37.231 kW/m2
 qmin: 19.658 kW/m2
 Konvektivt varmeovergangstall
 hav: 155.065 W/m2K
 hmax: 161.569 W/m2K
 hmin: 148.561 W/m2K
 Skiftet film=>overg skjer ved:
 t: 93.400 s
 x1: 0.764
 Fase1: t<93.40 s filmkoking
 qflav: 32.175 kW/m2
 mevapav: 281796.011 g/s
 mfluksav: 62.861 g/m2s
 Fase2: t>93.40 s overgangskoking
 qflav: 25.441 kW/m2
 mevapav: 533346.564 g/s
 mfluksav: 50.627 g/m2s
 Spredning/lekkasje:
 tford: 194.208 s tlekkasje: 43.127 s

LNGPOOL 4

LNGPOOL 4
 Dato: 6. 6.2008 kl:17.29
 Spredning: PÅ
 Luftkonveksjon: PÅ
 Tw: 295.000 K
 Ta: 298.000 K
 Startbetingelser:
 Vt0: 113.000 m3 Dt: 4.000 m Dh: 1.000 m
 V0: 0.000 m3 R0: 0.000 m x10: 0.900
 dt: 0.200 s
 Beregning stoppet etter: 126.40 s:
 All LNG fordampet
 Maksimal poolradius:
 Rmax: 63.112 m
 tRmax: 126.400 s

```

dmin:          0.011 mm
All metan fordampet etter:          112.40 s
Varmefluks:
qav:          30.036 kW/m2
qmax:         36.934 kW/m2
qmin:         19.641 kW/m2
Konvektivt varmeovergangstall
hav:          155.058 W/m2K
hmax:         161.567 W/m2K
hmin:         148.566 W/m2K
Skiftet film=>overg skjer ved:
t:            86.600 s
xl:           0.763
Fase1: t<86.60 s filmkoking
qflav:        32.146 kW/m2
mevapav:      304197.716 g/s
mfluksav:     62.794 g/m2s
Fase2: t>86.60 s overgangskoking
qflav:        25.435 kW/m2
mevapav:      582027.280 g/s
mfluksav:     50.621 g/m2s
Spredning/lekkasje:
tford:        194.208 s tlekkasje:    43.127 s

```

LNGPOOL 6

```

*****
LNGPOOL 6
Dato: 7. 6.2008 kl:10. 9
Spredning: AV
Luftkonveksjon: AV
Tw:          295.000 K
Ta:          298.000 K
Startbetingelser:
Vt0: 0.000 m3 Dt: 4.000 m Dh: 1.000 m
V0: 1.000 m3 R0: 5.640 m xl0: 0.900
dt:          0.200 s
Beregning stoppet etter:          88.00 s:
All LNG fordampet
Maksimal poolradius:
Rmax:        5.640 m
tRmax:       88.000 s
dmin:        0.004 mm
All metan fordampet etter:          69.60 s
Varmefluks:
qav:          25.306 kW/m2
qmax:         28.329 kW/m2
qmin:         17.753 kW/m2
Konvektivt varmeovergangstall
hav:          155.457 W/m2K
hmax:         161.564 W/m2K
hmin:         148.558 W/m2K
Skiftet film=>overg skjer ved:
t:            42.200 s
xl:           0.764
Fase1: t<42.20 s filmkoking
qflav:        28.251 kW/m2
mevapav:      5502.075 g/s
mfluksav:     55.058 g/m2s
Fase2: t>42.20 s overgangskoking
qflav:        22.579 kW/m2
mevapav:      4493.632 g/s
mfluksav:     44.967 g/m2s
Spredning/lekkasje:
tford:        0.000 s tlekkasje:    0.000 s

```

LNGPOOL 7

```

*****
LNGPOOL 7
Dato: 7. 6.2008 kl:10.11
Spredning: AV
Luftkonveksjon: AV
Tw:          295.000 K
Ta:          298.000 K

```

Startbetingelser:
 Vt0: 0.000 m3 Dt: 4.000 m Dh: 1.000 m
 V0: 1.000 m3 R0: 5.640 m x10: 0.800
 dt: 0.200 s
 Beregning stoppet etter: 98.60 s:
 All LNG fordampet
 Maksimal poolradius:
 Rmax: 5.640 m
 tRmax: 98.600 s
 dmin: 0.010 mm
 All metan fordampet etter: 64.20 s
 Varmefluks:
 qav: 23.226 kW/m2
 qmax: 28.329 kW/m2
 qmin: 17.753 kW/m2
 Konvektivt varmeovergangstall
 hav: 155.731 W/m2K
 hmax: 161.569 W/m2K
 hmin: 148.550 W/m2K
 Skiftet film=>overg skjer ved:
 t: 10.600 s
 x1: 0.764
 Fase1: t<10.60 s filmkoking
 qflav: 28.292 kW/m2
 mevapav: 5437.708 g/s
 mfluksav: 54.414 g/m2s
 Fase2: t>10.60 s overgangskoking
 qflav: 22.605 kW/m2
 mevapav: 4494.831 g/s
 mfluksav: 44.979 g/m2s
 Spredning/lekkasje:
 tford: 0.000 s tlekkasje: 0.000 s

LNGPOOL 8

 LNGPOOL 8
 Dato: 8. 6.2008 kl:17.52
 Spredning: AV
 Luftkonveksjon: AV
 Tw: 276.000 K
 Ta: 298.000 K
 Startbetingelser:
 Vt0: 0.000 m3 Dt: 4.000 m Dh: 1.000 m
 V0: 1.000 m3 R0: 5.640 m x10: 0.900
 dt: 0.200 s
 Beregning stoppet etter: 100.20 s:
 All LNG fordampet
 Maksimal poolradius:
 Rmax: 5.640 m
 tRmax: 100.200 s
 dmin: 0.010 mm
 All metan fordampet etter: 79.40 s
 Varmefluks:
 qav: 22.212 kW/m2
 qmax: 24.779 kW/m2
 qmin: 15.596 kW/m2
 Konvektivt varmeovergangstall
 hav: 155.461 W/m2K
 hmax: 172.640 W/m2K
 hmin: 146.723 W/m2K
 Skiftet film=>overg skjer ved:
 t: 32.400 s
 x1: 0.837
 Fase1: t<32.40 s filmkoking
 qflav: 24.743 kW/m2
 mevapav: 4811.927 g/s
 mfluksav: 48.152 g/m2s
 Fase2: t>32.40 s overgangskoking
 qflav: 20.994 kW/m2
 mevapav: 4158.230 g/s
 mfluksav: 41.610 g/m2s
 Spredning/lekkasje:
 tford: 0.000 s tlekkasje: 0.000 s

