

Numerisk modellering av termodynamiske prosesser i luftputekammer

Erik Kjøren

Bygg- og miljøteknikk

Innlevert: juni 2014

Hovedveileder: Nils Reidar Bøe Olsen, IVM

Medveileder: Kaspar Vereide, IVM

Norges teknisk-naturvitenskapelige universitet
Institutt for vann- og miljøteknikk

M.Sc. THESIS IN HYDRAULIC ENGINEERING

Candidate: Mr. Erik Kjøren.

Title: Numerical modelling of Thermodynamics in an Air Cushion Chamber.

1. Background

Recent development of unregulated power sources such as wind and solar power, have resulted in increased demand for energy storage in Europe. Many hydropower pumped storage (HPS) plants have been constructed in order to mitigate this demand. The HPS plants are operated with high frequency of shift between pumping and turbine mode which result in large hydraulic transients. The most important component in the hydropower waterway in order to control the hydraulic transients in the surge chamber.

The most recent surge chamber technology in Norway is the air cushion chamber (ACC). Norway was the first country to construct air cushion chambers for large hydropower plants, and a total of ten are currently in operation.

The Norwegian air cushion chambers were constructed in the period 1970-1980. They were designed with calculation tools based on the knowledge and computational power of the time. Modern engineering tools now provide new possibilities to study these constructions and the dynamic behavior.

Common engineering practice for design and calculation of air cushion behavior is to assume adiabatic conditions. It is known that this assumption is wrong due to heat transfer between air-water and air-rock. The impact of the heat transfer and the nature of this process is however unknown. It is therefore desired to use modern numerical simulation tools to further investigate the hydrodynamic and thermodynamic behavior of the air cushion chambers.

2. Main questions for the thesis

The thesis shall cover, though not necessarily be limited to the main questions listed below.

2.1 Literature and desk study

The candidate shall carry out a literature study of relevant hydrodynamic and thermodynamic theory, applicable numerical model, gather data from experiments and field measurements, and select necessary simulation tools based on underlying theory, functionality and limitations.

2.2 Main tasks

The candidate must collect available background material such as former studies, reports and drawings of existing air cushion chambers and other similar cases. Related to this material the following must be carried out:

- 1 Investigate thermodynamic processes occurring in an ACC

- 2 Develop representative models for the processes
- 3 Establish numerical simulation model of a power plant waterway with ACC
- 4 Evaluate the accuracy of different thermodynamic models and detect the significant thermodynamic processes
- 5 Parameter sensitivity study
- 6 Conclusions
- 7 Proposals for future work
- 8 Presentation

3. Supervision and data input

Professor Nils Reidar B. Olsen and PhD candidate Kaspar Vereide will supervise and assist the candidate, and make relevant information available.

Discussion with and input from colleagues and other research or engineering staff at NTNU is recommended. Significant inputs from other shall be referenced in a convenient manner.

The research and engineering work carried out by the candidate in connection with this thesis shall remain within an educational context. The selected air cushion chamber is regarded as a study object. The candidate and the supervisors are therefore free to introduce assumptions and limitations which may be considered unrealistic or inappropriate in a contract research or a professional context.

4. Report format, references and contract

The report should be written with a text editing software, and figures, tables, photos etc. should be of good quality. The report should contain an executive summary, a table of content, a list of figures and tables, a list of references and information about other relevant sources. The report should be submitted electronically in B5-format .pdf-file in DAIM, and three paper copies should be handed in to the institute.

The executive summary should not exceed 450 words, and should be suitable for electronic reporting.

The Master's thesis should be submitted within Tuesday 10th of June 2014.

Trondheim 14. Januar 2014



Nils Reidar B. Olsen

Professor

Department of Hydraulic and Environmental Engineering
NTNU

FORORD

Denne masteroppgaven er skrevet våren 2014 som en del av studieprogrammet Bygg- og miljøteknikk ved Norges teknisk-naturvitenskaplige universitet. Masteroppgaven er skrevet for Instituttet for vann- og miljøteknikk og er en del av fordypningsstudiet innen vassdragsteknikk.

De første månedene av arbeidstiden ble viet bruk og læring av CFD-programmet Star-CCM+. Det ble imidlertid klart at dette arbeidet ikke førte frem til konstruktive resultater. Fokuset ble da endret, og videre arbeid og simuleringer ble gjort med programmet LVTrans.

En usedvanlig stor takk rettes til medveileder Kaspar Vereide. Kaspar har gjennom hele semestret vært tilgjengelig med god hjelp og støtte, både på teoretiske emner og ved bruk av LVTrans.

Videre ønsker jeg å takke:

Hovedveileder Nils Reidar B. Olsen for god rettleiding.

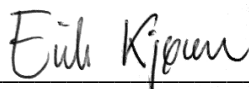
Leif Lia for hans inspirerende engasjement og gode forelesninger gjennom vannkraft- og vassdragsteknikkfagene de siste årene. Dette har vært et stort bidrag til min interesse for fagfeltet.

Erling Næss for hjelp og tips for beregning av kondenseringsvarme.

Hanne Nøvik for hjelp med Star-CCM+.

Alle medstudenter på Verkstedloftet for trivelig samhold.

Trondheim, 10. juni 2014.



Erik Kjøren

erik.kjoren@gmail.com

SAMMENDRAG

Det er i denne oppgaven utført numeriske simuleringer av en langvarig transient i et luftputekammer. Hovedfokuset har vært å gjenskape data fra feltmålinger av vannstand og trykk i luftputekammer ved magasinbytte i Jukla pumpekraftverk.

Det ble ved dimensjonering av de første luftputekamre i Norge antatt isoterm tilstandsendring, og senere adiabatisk tilstandsendring. Det er imidlertid kjent at noe varmeutveksling vil oppstå. I forsøk på en riktig beskrivelse av dette er MRHT-metoden tidligere etablert. Denne baserer seg på at varme fra komprimering av luft blir transportert fra luften og ut til berget og vannet som kombinert konveksjon og konduksjon, simulert ved bruk av Newtons kjølelov. Varme fra faseoverganger og stråling blir neglisjert. MRHT-metoden er i denne oppgaven utvidet for simulering av varmestråling, ulike metoder for simulering av varmeutveksling fra faseovergang samt kombinasjoner av disse (totalmetoden).

Ved slike transienter blir temperaturen på bergoverflaten høyere enn temperaturen til vannet. Dermed bidrar strålevarme til å føre varme ut av systemet og gir redusert temperatur og luftvolum. Det er ut fra dette beregnet at varmestråling utgjør cirka 6% av total varmeutveksling. Dette gir ikke tydelig påvirkning på øvrig resultat. Det vurderes derfor som rimelig å neglisjere effekten fra strålevarme ved beregning av transienter i luftputekammer.

Varme fra faseoverganger ved kondensering blir tilført systemet, og bidrar til oppvarming av luften og berget. Dette resulterer i redusert vannstand, økt luftvolum og økt varmeledning via berg og vann. Det er gjort konservative antakelser for ikke å underdrive påvirkningen dette har. Det er funnet at effekten fra kondenseringsvarme var maksimalt 12% av total varmeutveksling, noe som er en betydelig andel. Resultatene for simulert vannstand, trykk og temperaturer tyder likevel på at påvirkningen av varmetilskuddet ikke gir betydelige endringer eller forbedringer sammenlignet med feltmålinger. Sammenlignet med MRHT-metoden ga totalmetoden noe lavere vannstand, større luftvolum og høyere temperaturer. Endringene i resultater for luftvolum var likevel mindre enn 1%.

Videre er det i vurderingen tatt hensyn til relativt stor usikkerhet i feltmålingene som er brukt for å kalibrere modellene. De fleste resultatene fra simuleringen lå innenfor usikkerhetsgrensene til feltmålingene. I enkelte deler av simuleringen gir totalmetoden mindre differanse fra målingene sammenlignet med bruk av MRHT-metoden, i andre deler større. Hvorvidt de små endringene gir en bedret representasjon av virkeligheten vites derfor ikke. Endringene er ikke enstydige og store nok til å med sikkerhet kunne si om totalmetoden gir en forbedret numerisk modell. Bruk av totalmetoden gir dessuten merarbeid og ekstra usikkerhet som følge av kalibreringsbehov av ukjente parametre.

De viktigste termodynamiske prosessene i et luftputekammer er den kombinerte konveksjonen i luften og konduksjonen i vann og berg. Disse er dominerende i forhold til strålevarme og varme fra faseoverganger. Dermed vurderes at en neglisjering av både varme fra stråling og faseoverganger er rimelig.

ABSTRACT

This master thesis deals with numerical simulations of large transients in an air cushion chamber (ACC). An attempt was made to reproduce field measurements of such large transient at Jukla ACC.

When designing the first ACCs in Norway isothermal behavior was assumed. Later adiabatic assumptions were made. However, it is known that heat exchange will occur to some extent. The recent established MRHT-method takes heat transfer into consideration and tries to describe the process correctly. This method assumes that the heat from compression of air is transported from the air and out of the enclosed rock cavern through both rock and water by combined convection and conduction using Newton's law of cooling. Heat from phase transitions and radiation is neglected.

In this paper simulation of heat radiation and different methods for simulating heat exchange from the phase transition were added. In addition an overall method combining all the known heat transfer methods was used (combined simulation method).

As the temperature of the rock surface is higher than the temperature of the water, heat from radiation is transported out of the system, reducing both the temperature and air volume. The estimated heat from radiation was approximately 6 % of the total heat exchange. This did not clearly affect the results. Thereby it is considered reasonable to neglect the effect of radiant heat in the calculation of large transients in the ACC.

Heat from the phase transition in form of latent heat of condensation is added to the system and contributes to the heating of the air and surrounding rock. This resulting in reduced water levels, increased air volume and increased outgoing heat transfer through the rock and water.

Conservative assumptions were made in order not to underestimate the contribution from this process. It was found that the latent heat of condensation was no more than 12 % of the total heat exchange at its maximum. This is a significant percentage. However, the results of simulated water level, pressure and temperature indicates that the effects of heat addition does not significantly change or improve simulation results as compared to the MRHT-method or field measurements.

The combined method, which includes all known forms of heat exchange, when compared with MRHT method resulted in lower water levels and higher temperatures. The changes in the results for the water level, however, was less than 1 %.

The uncertainties in the field measurements used to calibrate the models was somewhat large and most of the results from the simulations were within the uncertainty limits. For some data points the combined simulation method did provide less difference from the measurements compared to the MRHT method, while elsewhere the difference was larger. Whether this small changes do represent an improvement is not known for sure. The changes are not tantamount and big enough to say that the combined simulation method provides an improved

numerical model for simulation of large transient events in the ACC. Use of the combined simulation method also provides additional work and additional uncertainty from the calibration requirements of some unknown parameters.

The main thermodynamic processes in an air cushion chamber are the combined convection in air, and heat conduction through the water and rock. These are dominant compared to radiant heat and heat of phase transitions. Thus, it is likely that neglecting both heat from radiation and phase transitions is reasonable.

INNHOOLD

Forord	i
Sammendrag	iii
Abstract	v
Figurer	ix
Symboler	xi
1 Innledning.....	1
1.1 Motivasjon	1
1.2 Hensikt.....	2
2 Teori	3
2.1 Dynamikk i vannkraftverk.....	3
2.2 Grunnleggende termodynamikk	10
2.3 Prosesser for varmeutveksling i luftputekammer	12
2.4 Beregningsmetoder for tilstandsending i luftputekammer	23
3 Metode.....	29
3.1 Valg av Jukla kraftverk som prototyp	29
3.2 Valg av numerisk programvare	36
3.3 Oppsett av numerisk modell	40
3.4 Luftputekammermodul for LVTrans	41
4 Resultater.....	49
4.1 Kalibrering av fasemetodene	49
4.2 Resultater ved bruk av fasemetodene	51
4.3 Resultater ved bruk av strålemetoden.....	54
4.4 Resultater ved bruk av totalmetoden	56
4.5 Sammenligning av termodynamiske prosesser.....	59
5 Diskusjon.....	61
5.1 Vurdering av resultatene.....	61
5.2 Endring av parametre i numerisk modell	66
5.3 Vurdering av ny numerisk modell	72
6 Konklusjon	75
6.1 Videre arbeid	77
7 Referanseliste	79
Vedlegg	81

FIGURER

Figur 2.1: Prinsippskisse av lengde for trykkstøt med svingesjakt L2 og uten svingesjakt L1.	5
Figur 2.2 Prinsippskisse av u-rørssvingninger som kan oppstå i svingesjakt/tilløpstunnel.	7
Figur 2.3: Valg av tunneltrasé og svingesystem.	9
Figur 2.4: Konveksjon (1) og konduksjon (2) ved trykkøkning i luftputekammer.	13
Figur 2.5: Prinsippskisse av strålevarme i luftputekammer.	15
Figur 2.6: Dråpeformet kondensasjon.	19
Figur 2.7: Direktekontakt-kondensering.	20
Figur 2.8: Homogen kondensering - kondensering på partikler i luften.	21
Figur 2.9: Filmvis kondensering	21
Figur 2.10: Faseforskjell ved antakelse om polytropisk tilstandsendring (Graze, 1968).	24
Figur 2.11: Trykksvingningsfase fra RHT-metode og målinger (Graze, 1968).	25
Figur 2.12: Lagvis beregning av konduksjon i berg ved bruk av MRHT-metode.	26
Figur 3.1: Vannveg til Jukla kraftverk.	30
Figur 3.2: a) Tverrsnitt og b) lengdesnitt av Jukla luftputekammer.	31
Figur 3.3: Prinsippskisse av måleutstyr.	33
Figur 3.4: Målinger av vannstand etter magasinbytte i Jukla kraftverk.	34
Figur 3.5: Målinger av lufttrykk etter magasinbytte i Jukla kraftverk.	34
Figur 3.6: Karakteristikkene som ligningssettene C_+ og C_- gjelder langs.	38
Figur 3.7: Flytskjema fra LVTrans-modell.	40
Figur 3.8: Script for luftputeelementet i LVTrans, del 1.	43
Figur 3.9: Script for luftputeelementet i LVTrans, del 2.	44
Figur 4.1: Sammenligning av simulert varmeutveksling med ulike fasemetoder.	51
Figur 4.2: Resultat for vannstand simulert med fasemetoder og standardmetoder.	51
Figur 4.3: Utsnitt av resultat for vannstand simulert med fasemetoder og standardmetoder.	52
Figur 4.4: Sammenligning av resultater for lufttrykk fra fasemetoder og standardmetoder.	52
Figur 4.5: Utsnitt av sammenligning av måledata og simulerte verdier for lufttrykk.	53
Figur 4.6: Resultater fra simulering av lufttemperatur ved bruk av ulike modeller.	53
Figur 4.7: Simulering av varmeeffekt fra stråling i luftputekammer.	54
Figur 4.8: Utsnitt av resultater for vannstand fra målinger og simuleringer inkl. strålevarme.	54
Figur 4.9: Resultater for lufttrykk fra simuleringer inkl. strålevarme.	55
Figur 4.10: Resultater for lufttemperatur fra simulering med ulike metoder.	55
Figur 4.11: Resultat av simulert vannstand med totalmetoden og standardmetodene.	56
Figur 4.12: Utsnitt av sammenligning av simulert vannstand ved bruk av totalmetoden m.fl.	56
Figur 4.13: Resultat av simulert lufttrykk med totalmetoden og standardmetodene.	57
Figur 4.14: Utsnitt av sammenligning av simulert lufttrykk ved bruk av totalmetoden m.fl.	57

Figur 4.15: Resultat av simulert lufttemperatur med totalmetoden m.fl.	58
Figur 4.16: Temperaturberegninger fra totalmetoden og MRHT-metoden.	58
Figur 4.17: Sammenligning av ulike metoder for varmeutveksling i luftputekammer.	59
Figur 4.18: Sammenligning av total varme fra ulike prosesser ved bruk av ulike metoder.	59
Figur 5.1: Differanser mellom målinger og simulerte verdier av trykk	61
Figur 5.2: Differanser mellom målinger med usikkerhet og simulerte verdier av vannstand..	62
Figur 5.3: Relativ differanse for data for vannstand	63
Figur 5.4: Relativ endring i total strålevarme som funksjon av tidsskritt.	66
Figur 5.5: Relativ endring i total varme fra faseovergang som funksjon av tidsskritt.	66
Figur 5.6: Forhold mellom endring i kalibreringsfaktor og resultat	67
Figur 5.7: Varme fra faseovergang beregnet med Script D.1	68
Figur 5.8: Varme fra faseovergang beregnet med Script D.2	69
Figur 5.9: Varme fra faseovergang beregnet med Script D.3	70
Figur 5.10: Varme fra faseovergang beregnet med Script F	71

SYMBOLER

Symbol	Beskrivelse	Enhet
a	Trykkbølgens hastighet i LVTrans	m/s
A	Tverrsnittsareal	m ²
c_v	Spesifikk varmekapasitet ved konstant trykk	J/kg/K
c_p	Spesifikk varmekapasitet ved konstant volum	J/kg/K
D	Diameter	m
ε	Emissivitet	–
f	Darcy-Weissbachs friksjonsfaktor	–
g	Tyngdeakselerasjon = 9,81	m/s ²
Gr	Grashoftallet	–
h_c	Konvektiv varmeovergangskoeffisient	W/m ² /K
h_f	Friksjonstap	m
h_{fg}	Latent fordampningsvarme	kJ/kg
H	Fallhøyde	m
H_p	Trykkehøyde	mVs
I	Helning	–
L	Lengde	m
λ	Termisk konduktivitet	W/m/K
m	Masse	kg
M	Mannings tall	m ^{1/3} /s
\dot{m}	Masseflux	kg/s/m ²
μ	Dynamisk viskositet	Ns/m ²
n	Polytropisk eksponent	–
n_m	Antall mol	–
Nu	Nusseltstallet	–
p	Trykk	Pa
P	Effekt	W
Pr	Prandtl-tallet	–
Q	Varmestrøm	W
Q_w	Vannføring	m ³ /s
Re	Reynoldstall	–
R_h	Hydraulisk radius	m
R_B	Varmemotstand	m ² K/W
R_v	Spesifikk gasskonstant for vanndamp = 461,5	J/kg/K
R_D	Spesifikk gasskonstant for tørr luft = 287,05	J/kg/K
S	Entropi	J/K
σ	Stefan-Boltzmanns konstant = 5.669 x 10 ⁻⁸	W/m ² /K ⁴
ρ	Tyngdetetthet	kg/m ³
t	Tid	s
T	Temperatur	K

Symbol	Beskrivelse	Enhet
U	Energi	J
ν	Kinematisk viskositet	mm ² /s
v	Vannhastighet	m/s
V	Volum	m ³
W	Arbeid	J
X	Relativt vandampinnhold	kg h ₂ O/kg luft
X_t	Turbinpådrag	–
Z	Kotehøyde til vannstand	moh
ζ_v	Falltapskoeffisient	–

Betydning av øvrig brukt subscript blir løpende forklart.

KAPITTEL 1

INNLEDNING

1.1 MOTIVASJON

En stadig økende del av Norges og Europas fremtidige kraftproduksjon kommer fra fornybare energikilder. Det er planlagt mange utbygginger for utnyttelse av vindkraft og solkraft og flere vannkraftprosjekter er allerede under utbygging. Mye av årsakene til den økte utbyggingen er EUs fornybardirektiv. Dette har som målsetning å fremme fornybare energikilder, med et overordnet mål om at bruk av fornybar energi i Europa skal utgjøre tjue prosent av den totale energibruken innen 2020 (Olje- og energidepartementet, 2011).

En stor del av kraftproduksjonen fra fornybare energikilder er uten mulighet for regulering. Mye uregulerbar kraft skaper store utfordringer for stabiliteten i kraftsystemene og for leveringssikkerheten til forbrukerne.

Et resultat av dette er økt investering og bygging av storskala pumpekraftverk. Overskuddskraft kan benyttes til å pumpe vann fra lavtliggende magasin til høyereliggende magasiner – vann som igjen kan benyttes til kraftproduksjon når forbruket er høyt og tilgangen på andre ikke-regulerbare energikilder er lav. Store vannkraftverk bidrar også til å stabilisere strømmettet.

Norges vannkraftverk har til sammen nesten halvparten av magasinkapasiteten i Europa, og det ligger et betydelig potensiale i å bygge ut pumpekraftverk mellom etablerte magasiner og innenfor etablerte reguleringsgrenser (Statkraft, 2009). Dessuten er det i alpine land som Østerrike, Sveits og Tyskland mange nye store pumpekraftverk under planlegging, bygging og idriftsettelse.

Pumpekraftverk opererer ofte med høy frekvens på bytte mellom pumpedrift og turbindrift. Dette resulterer i store hydrauliske transienter med kraftige trykkstøt og massesvingninger. Den viktigste komponenten i et kraftverk for kontroll av slike transienter er vannveiens svingesystem og mest utbredt er bruk vertikal svingesjakt med ett eller flere større svingekammer.

I Norge er luftputekammer den nyeste teknologien innen svingesystem. Luftputekammer er et stort, trykksatt bergrom tilkoblet tilløpstunnelen. Norge var det første landet som bygget luftputekammer for store vannkraftverk, og bruk av denne teknologien har lenge vært unik for Norge. Det er imidlertid 25 år siden det siste luftputekammeret ble bygget og det meste av kunnskap om luftputekammerteknologien har lenge vært plassert hos et fåtall norske vannkraftingeniører. Mange sentrale personer er nå pensjonert.

Et overordnet mål med denne oppgaven er derfor å bidra til å gi bedre grunnlag for vurdering ved valg av luftputekammer som svingesystem. I løpet av de siste 25 årene har nye dataprogrammer som åpner for numerisk simulering av kompliserte fysiske hendelser blitt utviklet. Disse programmene gir muligheten for nærmere undersøkelser av funksjonen til luftputekamre.

1.2 HENSIKT

En mer nøyaktig og sikrere beskrivelse av funksjonen til luftputekamre kan være med på å gjøre teknologien ettertraktet både som «eksportvare» for bruk i utenlandske vannkraftprosjekter og for kommende utbygginger i Norge. For mange vannkraftverk vil luftputekammer være et bedre valg enn tradisjonelt svingekammer – med både miljø- og økonomiske besparelser.

Vanlig praksis for design og beregninger av luftputekammer har vært å anta at luften er isolert fra omgivelsene og at endringer i trykk og volum som følger ved transienter kan beskrives som adiabatisk. Det er likevel kjent at denne antakelsen ikke er riktig. Det oppstår varmeutveksling både mellom luften og vannet og mellom luften og berget, men omfanget og betydningen av dette er ikke fullstendig kjent.

Norske luftputekamre ble konstruert på 1970- og 80-tallet ved hjelp av datidens verktøy og dertil datakapasitet. Med mål om å kunne gi bedre beskrivelse av disse termodynamiske prosessene er det her besluttet å bruke moderne numeriske verktøy. Det finnes svært mange ulike numeriske beregningsverktøy; alt fra egne programmer utviklet for vannkraftverk og mer generelle. Felles er at de kan brukes både for beregninger av dimensjoneringskriterier og for visualisering av for eksempel vannføring, trykksvingninger og luftstrømmer. Bruk av dette kan dermed være svært nyttig for beskrivelse av et luftputekammers funksjon.

KAPITTEL 2

TEORI

Teorikapittelet er delt i tre deler. I kapittel 2.1 presenterer de utfordringer som er knyttet til dynamiske krefter i kraftverk, og dermed forklarer nødvendigheten av luftputekammer.

I kapittel 2.2 og 2.3 gjennomgås grunnleggende termodynamiske prinsipper og prosesser for varmeoverføring. Her blir det også gjort vurderinger underveis for relevansen av de ulike formene for varmeutveksling for luftputekammer samt presentert prinsipielle illustrasjoner. Dette danner grunnlaget for kapittel 2.4 og videre også kapittel 3. I kapittel 2.4 blir ulike måter for beregning av transiente hendelser i luftputekammer presentert og vurdert.

2.1 DYNAMIKK I VANNKRAFTVERK

En utfordring ved drift av vannkraftverk er behovet for å endre vannføringen i systemet over tid. Det kan være at man av ulike årsaker blir nødt til å stoppe turbinen eller kontinuerlig har behov for å variere vannføringen for å regulere strømproduksjonen. Slike reguleringer av vannstrømmen igjennom turbinen forårsaker problemer med trykkstøt og treghet i vannmassene. Problemene er størst for vannkraftanlegg med lange tilløpstunneler og høye vannføringer og det er ofte nødvendig å innføre ett svingesystem som løsning på problemet.

2.1.1 Trykkstøt

Avhengig av om vannføringen reduseres eller økes gir det henholdsvis en oppbremsing eller akselerasjon av vannmassene med påfølgende positivt eller negativt trykkstøt i vannvegen. Trykkstøt er elastiske bølger som forplanter seg med stor hastighet og for lange tilløpstunneler vil det være nødvendig å begrense størrelsen på trykkstøtene for å hindre skade på konstruksjonsdeler i området ved turbinen.

Størst trykkstøt fås når full vannføring blir stoppet momentant. Da går hele vannets kinetiske energi over til potensiell energi i form av en trykkøkning dp . Ved å benytte impulssetningen på et

kontrollvolum med lengde lik den strekningen trykkbølgen forplanter seg i løpet av en tid dt , kan det vises at maksimal trykkstigning kan uttrykkes ved (Guttormsen, 2006):

$$dp_{max} = \rho_w a v \quad 2-1$$

Hvor ρ_w er vannets tyngdetetthet, v er vannhastigheten og c er trykkbølgens forplantningshastighet. Trykkbølgens hastighet vil være lik lydbølgehastigheten i vann når forplantningen skjer i et uelastisk rør. Eller uttrykt i meter vannsøyle (mVs) blir trykkøkningen dH_p :

$$dH_{p,max} = \frac{a v}{g} \quad 2-2$$

Trykkbølgen vil bevege seg opp til nærmeste frie vannspeil og bli reflektert tilbake til ventilen hvor vannstrengen ble stoppet. Tiden dette tar, refleksjonstiden, kan uttrykkes som:

$$t_R = \frac{2L}{a} \quad 2-3$$

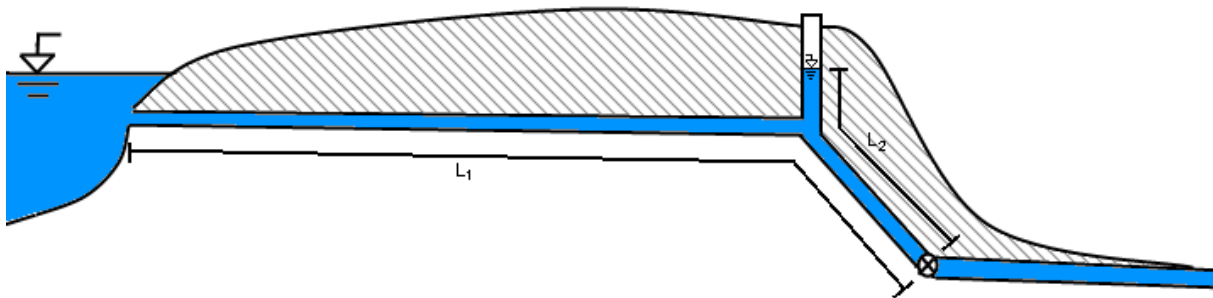
Hvor L er lengden mellom stengeventil og fritt vannspeil. I praksis ved regulering og stans av vannkraftanlegget vil ikke vannføringen bli momentant stoppet. Det tar noe tid å stenge ventilen, t_L . For trykkstøtets størrelse virker denne tiden reduserende. For tilfeller hvor turbinventilen stenges i løpet av en tid $t_L < t_R$ kalles stengningen hurtig. I motsatt tilfelle, med $t_L > t_R$ betegnes det som en langsom stengning (Guttormsen, 2006). For hurtig stengning er det riktig å anta at hastighetsendringen skjer momentant og at trykkøkningen dH_p dermed vil stige til $dH_{p,max}$ (Crowe et al., 2005).

Ettersom trykkøkningen skyldes vannets elastisitet vil i praksis lengden på vannstrengen som må bremses være avgjørende for størrelsen på trykkøkningen ved langsom stengning og regulering. Dessuten er vannhastigheten gitt av vannføringen for et konstant tverrsnittsareal. Dermed gir lange tilløpstunneler og stor vannføring større trykk økning enn korte tunneler og små vannføringer.

Trykkstøt i vannvegene vil i mange tilfeller være store nok til å skade turbin og vannveg. Det statiske trykket som oppstår vil kunne være for stort for bergmassene og det vil dessuten være unødvendig dyrt å dimensjonere komponenter for å tåle dette trykket. Tiltak for å redusere trykkstøt er derfor nødvendig. Det kan skje ved enten å øke lukketiden eller senke refleksjonstiden. Det enkleste vil være å øke lukketiden. Lukketidens øvre grense er derimot begrenset av krav til regulering. For Peltonturbiner kan deflektorer som styrer vannstrømmen bort fra selve turbinen monteres for å gi mulighet for hurtig regulering av turbinen, i kombinasjon med lang lukketid. Tilsvarende for Francis- og Kaplan-turbiner er omløpsventil et alternativ, men dette er ofte ikke tilstrekkelig gode løsninger.

For å redusere refleksjonstiden er det nødvendig å innføre fritt vannspeil nærmere turbinen. Dette kan gjøres på ulike måter, men med riktig utførelse gir dette stor reduksjon i refleksjonstiden og dermed trykkøkningen fra trykkstøt. Det som i utgangspunktet er hurtig stengning vil kunne bli langsom.

Det frie vannspeilet innføres ved å plassere ett svingesystem så nært turbinen som praktisk mulig. Tradisjonelt som svingesystem er svingekammer blitt valgt, og dette fungerer bra som løsning for å redusere trykkstøtet. Dette er vist i figur 2.1 hvor $L_1 > L_2$.



Figur 2.1: Prinsippkisse av lengde for trykkstøt med svingesjakt L_2 og uten svingesjakt L_1 .

2.1.2 Reguleringsstabilitet

Mens trykkstøt gir stor statisk påkjenning på konstruksjonsdelene ved start og stopp av kraftverket, vil vannets massetreghet gi problemer for stabiliteten ved regulering av strømproduksjon. Strømproduksjonen reguleres i første rekke ved å endre vannføringen til turbinen. Dette gjøres ved å endre gjennomstrømningsarealet inn til turbinen, gjerne kalt turbinpådraget, X_t (Guttormsen, 2006). Ytelsen til et kraftverk er proporsjonal med vannføring og fallhøyde. Det vil si:

$$P \propto Q_w H_n \quad 2-4$$

Hvor P er produsert effekt, H_n er netto fallhøyde og Q_w er vannføring gjennom turbin. Videre vet man at vannhastigheten i en trykksatt vannveg er maksimalt lik:

$$v = \sqrt{2 g H_n} \quad 2-5$$

Og at vannføringen gjennom turbin alltid er lik:

$$Q_w = v A = v X_t \quad 2-6$$

Da kan ytelsen uttrykkes som:

$$P \propto X_t \sqrt{2 g H_n} H_n \propto X_t H_n^{3/2} \quad 2-7$$

Endring i ytelse kan dermed uttrykkes som:

$$\Delta P \propto \Delta X_t (H_n \pm \Delta H)^{3/2} \quad 2-8$$

Idet turbinpådraget økes ($\Delta X_t > 0$) for å møte strømproduksjon eller små endringer i frekvens på generator, vil en liten del ΔH av den tilgjengelige fallhøyden gå med til å akselerere vannmassene. Om ΔH er stor nok vil effekten kunne bli redusert i en kort periode. I motsatt tilfelle ved reduksjon av turbinpådraget ($\Delta X_t < 0$) vil tregheten i vannet gjøre at det tar noe tid å redusere vannføringen gjennom turbin. Dermed vil trykk bygge seg opp på oppstrøms side av turbinventilen og ΔH vil bli positiv. På samme måte som for økning av turbinpådrag er det her en mulighet for at ΔH er så stor at ΔP øker kortvarig, når den egentlig ønskes redusert

(Guttormsen, 2006). Et reguleringsystem hvor dette skjer vil i alle tilfeller være ustabil og ubrukelig. Tiltak er nødvendig får og kunne opprettholde ønsket drift.

Vannets anløpstid t_w beskriver vannets massetregghet. Dette er tiden det tar å akselerere opp vannet i tilløpssystemet fra stillstand til ønsket vannføring. Anløpstiden brukes ved beregning av reguleringsstabilitet. For å finne den maksimale anløpstiden regnes det med vannføring lik maksimal slukeevne. Anløpstiden kan da uttrykkes som:

$$t_w = \frac{Q_{w,max}}{g H_n} \sum \frac{l}{A} \quad 2-9$$

Hvor $\frac{l}{A}$ er forhold mellom lengden og tverrsnittsareal til vannveiens ulike deler, fra nærmeste oppstrøms frie vannspeil til nærmeste nedstrøms frie vannspeil. Man ser at lengde på tunneler og sjakter er en viktig parameter for reguleringsstabiliteten.

I de fleste store kraftverk er kravet til reguleringskvalitet omtrent likt. Dessuten har de mekaniske delene som regulerer strømproduksjon; regulator, svingmasse og turbin også omtrent lik aksellerasjonstid. For at reguleringen ikke skal gi feil endring i ytelse kreves det at vannmassene har en anløpstid langt mindre enn denne aksellerasjonstiden. Dette resulterer ofte i at kravet til anløpstid blir (Guttormsen, 2006):

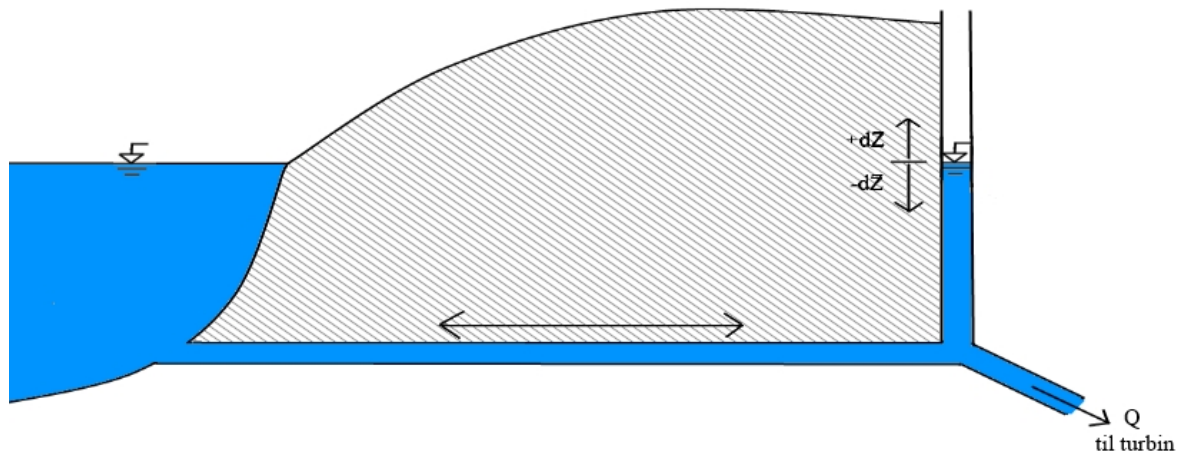
$$t_w \leq 1 \text{ sek} \quad 2-10$$

Som man ser av ligning 2-9 vil lengde og areal på vannvegen ofte være det eneste som det er fornuftig og mulig å endre på for å redusere anløpstiden. På samme måte som for trykkbølgenes refleksjonstid, vil et svingesystem med vannspeil nært turbin redusere vannets anløpstid.

Det er kravet til reguleringsstabilitet som er den primære årsaken til at svingesystem blir innført. Reduksjonen av trykkstøt er i så måte en god sekundæreffekt. For begge tilfeller er det positivt at svingesystem innføres så nært turbinen som mulig. I de aller fleste vannkraftanlegg er svingekammer eller svingesjakt valgt som svingesystem. Prinsippskisse av svingesjakt er vist i figur 2.1 og figur 2.2.

2.1.3 Massesvingninger

Med innføring av svingesystem innfører man imidlertid et nytt problem; muligheten for massesvingninger i tilløpstunnel og svingesystem. Massesvingningene vil i prinsippet være u-rørsvingninger med magasin og vannspeil i svingesystem i likevekt. Ettersom massesvingningens periodetid vil være mye lengre enn trykkbølgenes, vil dette kunne betraktes som et eget fenomen.



Figur 2.2 Prinsippkisse av u-rørssvingninger som kan oppstå i svingesjakt/tilløpstunnel.

Ved turbinpådrag tar systemet først vann fra trykksjakt og svingesystem. Dette medfører redusert trykkehøyde i svingesystemet, vist med $-dZ$ fra figur 2.2. På grunn av vannmassenes treghet vil trykkehøyden fra magasinet nå være større. Dermed vil vann fra tilløpstunnelen med trykk fra magasinet strømme opp i svingesystemet. På nytt vil trykkehøyden i svingesystemet være større enn i magasinet og vann vil strømme ut av svingesystem. På denne måten oppstår massesvingninger. Massesvingninger er størst for turbinavslag, og med motsatt hendelsesforløp som for pådrag danner magasin, tilløpstunnel og svingesystemet grunnlaget for u-rørssvingninger.

Massesvingningene er i hovedsak et problem på grunn av økt statisk påkjenning på bergmasse og konstruksjonskomponenter i nedstrøms ende av trykksjakt eller tilløpstunnel ved turbin. I anlegg uten svingesystem blir ofte trykkstøtene dimensjonerende. Med innføring av svingesystem reduseres trykkstøt og resultatet blir større trykkøkning fra massesvingningene i svingesystemet enn de nå reduserte trykkstøtene. Økt statisk påkjenning kommer direkte av økt trykkehøyde som følge av massesvingningen. Dette er vist som $+dZ$ i figur 2.2.

For å begrense maksimalt utsving i svingesystemet og for å gi en stabil og sikker demping må arealet på vannspeilet inne i svingesystemet bygges tilstrekkelig stort. Med en gitt vannføring lik slukeevne er i prinsippet volumet på det innstrømmende vannet per tid i svingesystemet gitt. Volum er lik produktet av areal og høyde, og økt tverrsnittsareal gir derfor direkte reduserte utsving.

Det er blitt funnet ut at det minste tverrsnittet som oppfyller ovennevnte krav, også kalt Thoma-tverrsnitt, kan uttrykkes ved (Nielsen T. K., 1990):

$$A_{th} = 0,0085 \frac{M^2 A^{\frac{5}{3}}}{H_n} \quad 2-11$$

Her er A er tunneltverrsnittet og M er tilhørende Manningstall. Bygges svingesystemet slik at vannspeilet har et areal likt eller større enn Thoma-tverrsnittet vil det gi stabile u-rørssvingninger som dempes raskt og samtidig begrenser maksimalt utsving. Ofte brukes en sikkerhetsfaktor på 1.5 ved dimensjonering av svingesystemets vannspeilareal.

En bieffekt av massesvingningene er at de også påvirker reguleringen av kraftverket. Ettersom massesvingningene har utsving i høyden vil turbinytelsen bli påvirket av denne kortvarige endringen i fallhøyde. Dette vil likevel være relativt ufarlig, ettersom svingeperioden på disse svingningene er svært lange i forhold til anleggets aksellerasjonstid. Det vil derfor kunne kompenseres for endret fallhøyde ved å endre turbinpådrag.

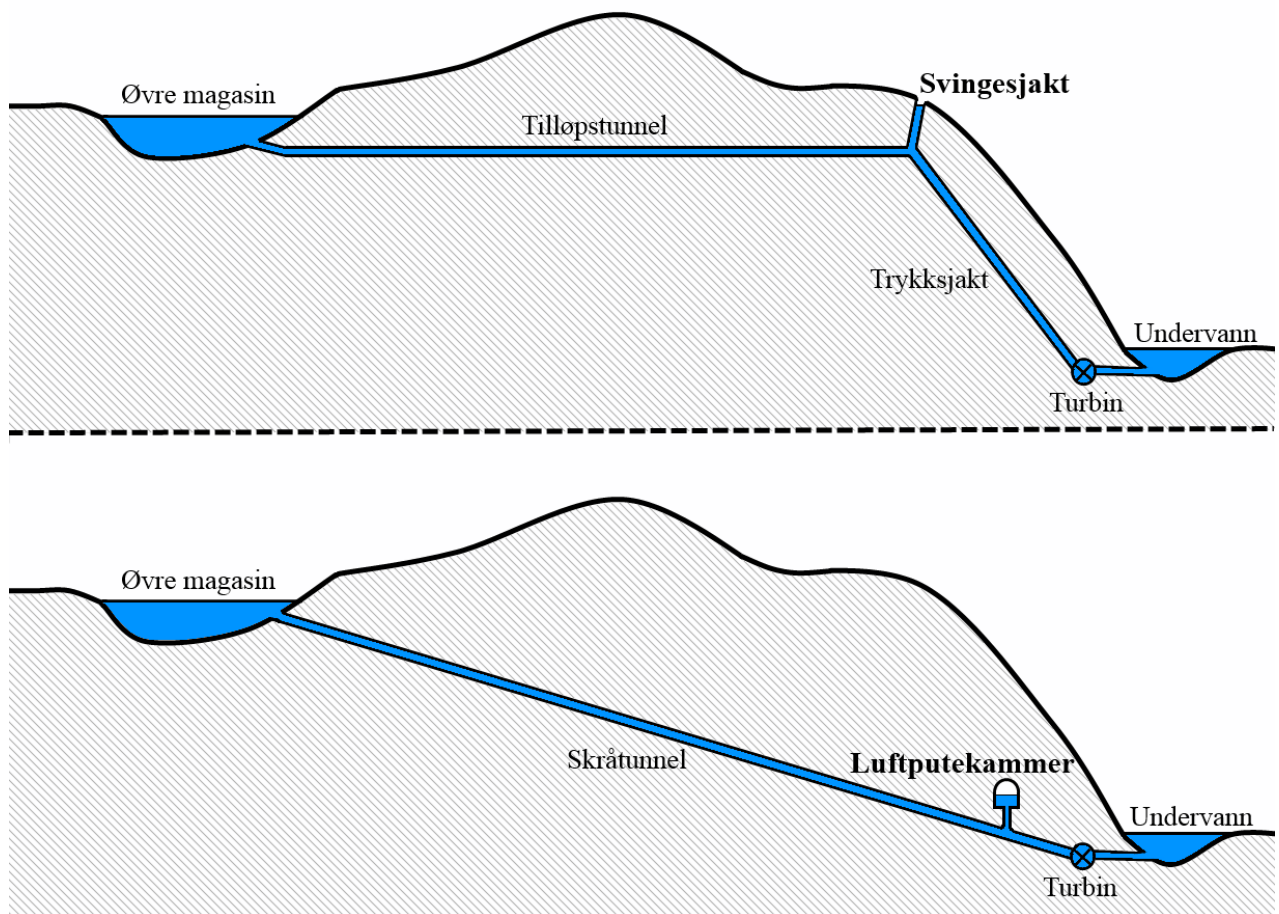
2.1.4 Luftputekammer

Som alternativ til svingekammer eller svingesjakt finnes luftputekammer. Luftputekammer er et stort, utsprengt bergrom tilkoblet tilløpstunnelen hvor trykkluft blir pumpet inn for å skape et vannspeil. Ettersom vannspeilet skapes av trykkluften trenger ikke luftputekammer å bygges på samme høyde som svingesjakter og kan dermed befinne seg på lavere kote enn magasinshøyde. Dette gir større plasseringsfrihet både for selve kammeret og for tilløpstunnel og trykksjakt. Prinsipielt fungerer luftputekammer analogt med tradisjonelt svingesystem. Det gir reduserte trykkstøt og anløpstid, men innfører massesvingninger.

Luftputekammer for store kraftverk er i utgangspunktet en gammel oppfinnelse, og det er funnet beskrivelser av slike kamre tilbake fra 1908. Norge har fremstått som et foregangsland i bruk av denne teknologien og det første luftputekammeret i Norge ble bygget i 1973. Det finnes per dags dato 10 norske kraftverk med luftputekammer, og Torpa kraftverk i Oppland fylke som ble bygget i 1989 er det siste kraftverket bygget med denne teknologien (Neby et al., 1990).

Den største fordelene med luftputekammer er muligheten til å gjøre tilløpstraséen kortere. Dette er mulig da det med luftputekammer kan bygges skrå tilløpstunnel hele vegen mellom magasin og turbin ettersom behovet for svingesjakt nært fjelloverflaten ikke lengre er til stede. Dette gir totalt sett kortere vannveg som vist i figur 2.3. Dessuten er skråsjakter spesielt dyrt og vanskelig å drive sammenliknet med skråtunnel (NVE, 2010). Skrå trykksjakt gir òg relativt høyt falltap da de må drives med mindre tverrsnitt enn resten av tilløpstunnelen.

Den største utfordringen med luftputekammer er de store kravene som stilles til bergmassene. Fjellkvaliteten må være god og bergrommet må tilpasses svakhetssoner i fjellet. Lufttrykket inne i slike kamre blir høyt og man ønsker å unngå luftlekkasje i størst mulig grad. Luften pumpes inn i luftputekammeret ved hjelp av kraftige kompressorer, og ved uheldige forhold må luft pumpes inn ofte på grunn av lekkasje. Dette kan koste mye penger og ødelegge luftputekammerets funksjon. Luftlekkasjen avhenger i stor grad av grunnvannstrykket rundt kammeret og fjellets permeabilitet (Goodall et al., 1988). Luftputekamre har også store volum og ved behov for vedlikehold eller inspeksjon må de tømmes helt. Dette kan være tidkrevende og bety store tapte inntekter på grunn av bortfall i strømproduksjon. For at luftputekammer skal være en lønnsom løsning må vedlikehold kunne holdes til et minimum, og da er god bergkvalitet en forutsetning.



Figur 2.3: Valg av tunneltrasé og svingesystem.

I tilfeller der det likevel er store luftlekkasjer kan denne helt eller delvis tettes ved å installere vanngardin omkring luftputekammeret. Dette innebærer at hull bores perifer luftputekammeret og trykkesett med vann for at trykket inne i kammeret skal bli lavere enn i berget. Dette vil kunne hindre luftlekkasjer. Installasjon av vanngardin ble utført på blant annet Torpa kraftverk, og det med godt resultat (Goodall et al., 1989).

På samme måte som for Thoma-tverrsnittet i svingesjakter stilles det også krav til utformingen av luftputekammeret for å sørge for tilstrekkelig god demping av svingninger og maksimalt utsving. Ettersom vannspeilet i luftputa er i kontakt med komprimert luft blir dette ett ulineært system hvor lufta fungerer som en ulineær fjær.

På mange måter er luftputekammer en pioner-konstruksjon som har vist seg å fungere svært godt til det formålet det er tiltenkt. Teorigrunnlaget som ligger bak dimensjonering av de første luftputekamrene har imidlertid vist seg å være tynt og feilaktig, og det har i ettertid blitt utført studier og forsøk for å kunne beskrive luftputekamrenes virkemåte bedre. I det følgende er eksisterende teori og nyere metoder for beskrivelse av luftputekamre presentert og vurdert.

2.2 GRUNNLEGGENDE TERMODYNAMIKK

En tilstandsendring betegner en situasjon hvor trykk og temperatur endres. I luftputekammer skyldes dette i praksis at vann strømmer ut eller inn av kammeret. Innstrømmende vann reduserer luftvolumet i luftputa, og medfører økt trykk. Økt trykk vil igjen gi økt temperatur. Motsatt vil skje når vann strømmer ut av luftputekammeret. Et hendelsesforløp med tilstandsendring i luftputekammer kalles også en transient hendelse, eller bare transient. For eksempel gir turbinavslag en påfølgende transient hendelse med trykksvingninger.

For å bedre kunne beskrive tilstandsendringene i et luftputekammer er det nødvendig å vite hvordan luften blir komprimert og dermed også hvilke muligheter det er for overføring av varme fra kammer til omgivelsene. Med andre ord må de termodynamiske prosessene beskrives.

2.2.1 Termodynamikkens tre hovedsetninger

Grunnlaget for læren om termodynamikken er fundamentert i tre hovedsetninger. Disse er aksiomatisk fremstilt, det vil si at det er veletablert teori som er generelt akseptert uten bevis, men som ingen har noensinne klart å motbevise.

Termodynamikkens første hovedsetning er loven om bevaring av energi, og sier at energi aldri kan oppstå eller forsvinne, men bare gå over i andre former. For et lukket system som kun kan utveksle energi med omgivelsene i form av arbeid W eller varme Q betyr det at endringen i den indre energien i systemet U alltid er lik summen av tilført varme og arbeidet som blir utført på systemet (Moran et al., 2012):

$$dU = dW + dQ \quad 2-12$$

Termodynamikkens andre hovedsetning sier at entropien S til et system aldri vil avta. Ved å tilføre varme til et system endres dets entropi. Det er vist at følgende ulikhet alltid er tilfredsstilt:

$$dS \geq \frac{dQ}{T} \quad 2-13$$

Hvor T er systemets temperatur. Det finnes forskjellige måter å formulere termodynamikkens andre hovedsetning på, da betydningen av den er flere. Med alltid økende entropi følger at varmeoverføring alltid skjer fra et sted med høyere temperatur til et sted med lavere temperatur. Samtidig også at fordelingen av energi for en konstant energimengde endres på en irreversibel måte (Moran et al., 2012).

Termodynamikkens tredje hovedsetning sier at temperaturen til et system aldri kan bli så lavt som det absolutte nullpunkt 0 K eller $-273,15^\circ\text{C}$.

2.2.2 Den ideelle gasslov

For videre å kunne beskrive tilstandsendringen i luftputekammer trengs kunnskap om sammenheng mellom luftens trykk, volum og temperatur. Det er vanlig å tillegge luft egenskaper lik en ideell gass, selv om det å regne reelle gasser som en idealgass gjør at det blir introdusert små unøyaktigheter. Ved svært høye trykk og lave temperaturer kan disse unøyaktighetene bli betydelige, men for de forhold som er i et luftputekammer kan det antas at den ideelle gasslov er en fullgod tilnærming (Vereide et al., 2014; Tekle, 1979).

For å beskrive sammenheng mellom trykk, volum og temperatur i en ideell gass brukes den ideelle gasslov. Den ideelle gasslov sier at volumet til et antall gassmolekyler er omvendt proporsjonalt med gassens trykk og proporsjonalt med dens temperatur. Dette ble funnet eksperimentelt og gjelder i prinsipp for én-molekylære gasser (Wong, 2012). Den ideelle gasslov uttrykkes som:

$$pV = n_m RT \quad 2-14$$

Hvor p er gassens trykk, V er gassens volum, n_m er antall mol av gitte gass, R er den ideelle gasskonstant og T gassens temperatur. For en ideell gass kan også vises at:

$$R = c_p - c_v \quad 2-15$$

Hvor c_p er spesifikk varmekapasitet ved konstant trykk og c_v er spesifikk varmekapasitet ved konstant volum. Spesifikk varmekapasitet beskriver materialets evne til å ta opp varme, som forholdet mellom den tilførte varmen og materialets medfølgende temperaturstigning. Videre er den ideelle gasskonstanten definert ved:

$$R = c_v(n - 1) \quad 2-16$$

Hvor:

$$n = \frac{c_p}{c_v} \quad 2-17$$

$$c_v = \frac{1}{n_m} \frac{dU}{dT} \quad 2-18$$

Hvor n er den adiabatiske eksponent, senere omtalt i kapittel 2.4. For å kunne beskrive tilstandsendringen i luftputekammeret vet man at arbeidet som kreves for å endre volumet til en avgrenset luftmengde finnes fra (Moran et al., 2012):

$$dW = p dV \quad 2-19$$

2.3 PROSESSER FOR VARMEUTVEKSLING I LUFTPUTEKAMMER

En utfordring ved beskrivelse av tilstandsending i luftputekammer er riktig bestemmelse av luftens mulighet for å utveksle varme med omgivelsene. Dette påvirker forholdet mellom trykk, volum og temperatur. Som eksempel vil en avgrenset luftmengde med konstant trykk ha avtagende volum dersom varme føres ut av systemet. Dette er en situasjon som kan oppstå i luftputekammer og som vil medføre gradvis stigning i vannstand selv om ytre forhold forblir uendret. Eksempelvis kan vannstanden øke selv om trykkbestemmende kote på overvann forblir uendret. For å kunne forutsi denne stigningen trengs kunnskap om mulighetene for varmeutveksling fra luften i luftputekammeret til omgivelsene.

Varme kan overføres fra et stoff til omgivelsene på flere forskjellige måter. Generelt kan man si at varmeoverføringen er en funksjon av temperaturdifferanse, tid, fysiske egenskaper, størrelse, geometri og relativ bevegelse (stoffets bevegelse i forhold til omgivelsene) og eventuell strømning (Bejan, 1993).

Det finnes tre grunnleggende mekanismer for overføring av varme; konduksjon, konveksjon og stråling. I tillegg kan varme tas opp eller frigis som følge av en endring av stoffers fasestilstand. I det følgende er disse beskrevet.

Det er tidligere antatt at varme fra stråling og faseoverganger utgjør en neglisjerbar del av varmetransporten som oppstår i luftputekammer (Vereide et al., 2014; Tekle, 1979). Denne antakelsen kan ikke synes å være annet enn løst begrunnet og det finnes derfor lite informasjon om relevansen til disse prosessene i luftputekammer i litteraturen fra før.

2.3.1 Termisk konduksjon

Termisk konduksjon, eller varmeledning, er varmetransport hvor varme går fra molekyler med høy energi til tilstøtende molekyler med lavere energi. Konduksjon forekommer i både faste stoffer og væsker og gasser der man har en temperaturgradient og skjer som følge av molekylene tilfældige bevegelse på mikroskopisk nivå.

Ved stasjonære forhold skjer hovedvekten av varmetransporten ved varmeledning og over tid vil varmeledning sørge for konstant temperaturfordelingen i systemet. Denne prosessen kan på makroskopisk nivå beskrives med Fouriers lov (Wong, 2012). Fouriers lov sier at overført varme per tid er proporsjonal med produktet av temperaturgradienten og tilgjengelig areal for utveksling av varme. Dette kan uttrykkes som:

$$dQ_{kond} = -\lambda A \nabla T \quad 2-20$$

Hvor λ er mediets termiske konduktivitet og A er arealet tilgjengelig for varmeutveksling. Termisk konduktivitet er en proporsjonalitetsparameter som beskriver materialets egenskap til å lede varme, og bestemmes fra forsøk. I én dimensjon og i x-retning reduseres dette til:

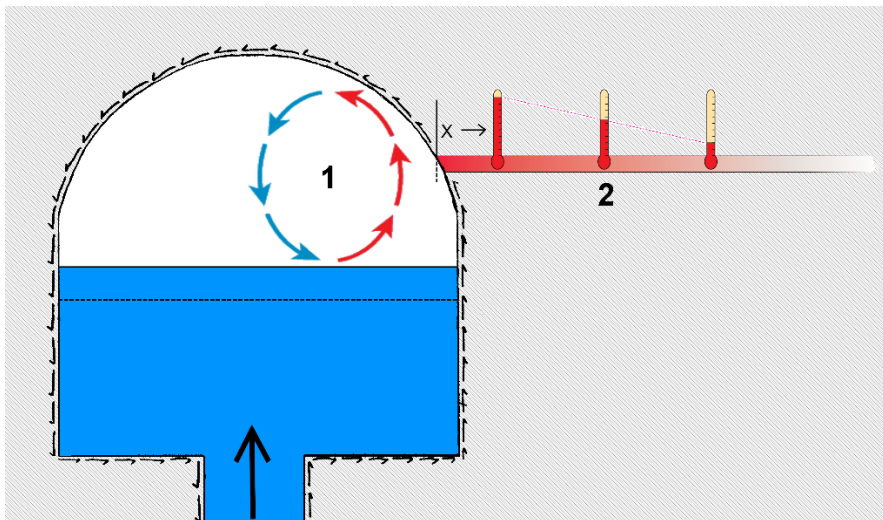
$$dQ|_{x, kond} = -\lambda A \frac{dT}{dx} \quad 2-21$$

Dette er også illustrert i figur 2.4 (2). Et materiale med god varmeledningsevne kjennetegnes med høy termisk konduktivitet, mens et isolerende materiale kjennetegnes med lav termisk konduktivitet.

Betydningen av varmeledning i et luftputekammer avhenger derfor blant annet av bergets konduktivitet. Når luften i luftputa blir varmet opp, oppstår en temperaturgradient mellom luften og omgivelsene. Dermed vil varme måtte bli ført bort. Deler av dette vil kunne skje ved konduksjon fra bergoverflaten i lufttrommet og innover i berget. Fjell har generelt nokså god termisk konduktivitet med verdier i området 2-4 W/m/K, avhengig spesielt av kvarts-innhold. Til sammenligning har trevirke en termisk konduktivitet omkring 0.12 W/m/K (Moran et al., 2012).

2.3.2 Konveksjon

Konveksjon er den varmetransporten som oppstår mellom to relativt sett bevegende stoffer, på makroskopisk nivå. Konveksjon brukes om varmetransport mellom stoff (væsker og gasser) som er i bevegelse og i kontakt med andre stoffer (væsker, gasser eller faste stoffer). Man skjønner at konveksjon og konduksjon er ingen adskilte fenomen, men foregår parallelt. Dette som vist i figur 2.4.



Figur 2.4: Konveksjon (1) og konduksjon (2) ved trykkøkning i luftputekammer.

Konveksjon kan sees på som en kombinasjon av effekten fra konduksjon innad i ett stoff og varmeoverføring som følge av bevegelsen til stoffet. Konveksjon er sterkt avhengig av strømningssituasjonen, det vil si parametre som hastighet og turbulens. Når en væske eller gass med temperatur T_L beveger seg over en plan fast overflate med areal A og temperatur T_s , kan varmetransporten fra væska eller gassen til det faste stoffet beskrives ved Newtons empiriske kjølelov (Wong, 2012):

$$dQ_{konv} = h_c A (T_s - T_L) \quad 2-22$$

Hvor varmetransportskoeffisienten h_c er en empirisk verdi som må fastsettes eksperimentelt for ulike stoffer, strømningssituasjoner og geometrier. Avhengig av kreftene som forårsaker bevegelsene av stoffet, skilles det mellom tvungen konveksjon og naturlig konveksjon. Tvungen konveksjon oppstår når stoffet blir påvirket av en ytre kraft som sørger for bevegelsen. På denne måten tvinges varmetransport via konveksjon frem.

Naturlig konveksjon oppstår på grunn av variasjoner i tetthet innad i væsken eller gassen. En slik variasjon kommer som oftest på grunn av ulikheter i temperatur og gir dermed grunnlag for oppdrift. Naturlig konveksjon i luft oppstår når deler av lufta kommer i kontakt med et varmere eller kaldere medium og blir varmet opp eller avkjølt. Varm eller kald luft vil da henholdsvis stige eller synke, og dermed oppstår luftstrømmer. På denne måten blir varme eller kulde fra det faste stoffet transportert ut i hele luftvolumet. Dette er prinsipielt illustrert i figur 2.4 (1), hvor rød pil illustrerer varm luft som stiger, og blå kaldere luft som synker.

Man kan også tenke seg at det kan oppstå både tvungen- og naturlig konveksjon i et luftputekammer. Tvungen konveksjon kan komme som følge av for eksempel overflatebølger som kan oppstå ved turbinavslag. Det medfører i så fall et økt bidrag til eventuell konveksjon. I bestemmelse om tvungen konveksjon bør bli tatt hensyn til kan det vises at om følgende kriterium er oppfylt, er naturlig konveksjon dominerende (Bejan, 1993):

$$\frac{Gr}{Re^2} = \frac{g\Delta TL}{Tv^2} \gg 1 \quad 2-23$$

Hvor v her er bølgehastighet og Gr er Grashoftallet. Dette beskriver forholdet mellom oppdrifts- og viskøse krefter og er definert som:

$$Gr = \frac{g\Delta TL^3}{v^2} \quad 2-24$$

Med v er kinematisk viskositet, L er karakteristisk lengde definert som forhold mellom overflateareal og omkrets til den flaten konveksjon foregår over og ΔT er temperaturdifferansen innad i væska eller gassen. Re er Reynoldstallet definert som forholdet mellom indre krefter og viskøse krefter:

$$Re = \frac{vL}{\nu} \quad 2-25$$

I tilfeller hvor kriteriet gitt i ligning 2-23 er oppfylt vil naturlig konveksjon være dominerende, og tvungen konveksjon kan neglisjeres. Det er vist, for tilfelle med 10 % hurtig endring i luftvolumet i luftputekammer etter avslag av turbin, at kriteriet oppfylles med god margin. $\frac{Gr}{Re^2}$ er beregnet til omkring 500. (Tekle, 1979). Intuitivt kan man dessuten tenke seg at den påtvungne effekten fra bølger ikke er hurtig nok til at det gir betydelig omrøring av luften i det store kammeret. Det er derfor rimelig å anta at bare konveksjon i form av naturlig konveksjon vil være relevant i luftputekammer. I videre beregninger er det derfor antatt at all konveksjon er naturlig konveksjon.

2.3.3 Varmestråling

Alle faste stoffer, væsker og gasser gir fra seg, absorberer og transmitterer varmemestråling i ulik grad. Varmestråling er elektromagnetisk stråling og denne formen for varmetransport er således ikke avhengig av at stoffene hvor varmeutvekslingen skjer er i fysisk kontakt.

Forenklet kan den utstrålte varmen fra en overflate med areal A og overflatetemperatur T_s finnes fra den modifiserte Stefan-Boltzmanns lov (Wong, 2012):

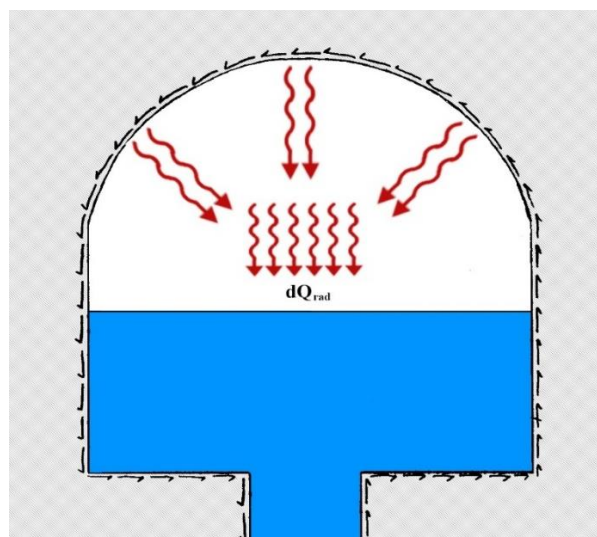
$$dQ = \varepsilon \sigma A T_s^4 \quad 2-26$$

Her er ε er emissiviteten til mediet. Emissiviteten beskriver overflatens evne til å gi fra seg varmemestråling og har en verdi mellom 0 og 1. Videre er σ Stefan-Boltzmann-konstanten. I mange praktiske situasjoner er det interessant å finne netto strålevarme overført til en overflate fra andre overflater. Denne varmemengden er lik all strålingen som treffer denne ene overflaten, minus den strålingen som forlater denne overflaten. For en situasjon bestående av kun to overflater; 1 og 2 kan varmemengden tilført overflate 2 beregnes som følger (Bejan, 1993):

$$dQ_{1 \rightarrow 2} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - \varepsilon_1}{A_1 \varepsilon_1} + \frac{1 - \varepsilon_2}{A_2 \varepsilon_2} + \frac{1}{A_1 F_{1 \rightarrow 2}}} \quad 2-27$$

Hvor T_1 , T_2 , A_1 , A_2 , ε_1 , ε_2 er henholdsvis temperatur, areal og emissivitet tilhørende overflate 1 og 2. $F_{1 \rightarrow 2}$ er «syns-faktoren» mellom overflatene, det vil si den andelen av strålingen fra overflate 1 som faktisk treffer overflate 2. Syns-faktoren kalles også formfaktor, og er et tall mellom 0 og 1 og avhenger av overflatenes utforming og plassering i forhold til hverandre. For stråling fra overflater inne i et lukket kammer er det fornuftig å anta at $F_{1 \rightarrow 2} = 1$, siden ingen strålevarme forsvinner ut av systemet. Syns-faktor blir derfor ikke videre behandlet i detalj her.

For vann kan man regne emissivitet lik 0.96 og for berg opp imot 0.9 (Bejan, 1993). I litteraturen finnes det noe sprikende verdier, men det er for kontroll av strålingens betydning videre valgt konservative (høye) emissivitetsverdier.



Figur 2.5: Prinsippkisse av strålevarme i luftputekammer.

Potensiell varmestråling inne i luftputekammer er i prinsipp illustrert i figur 2.5. Man kan tenke seg at i tilfeller hvor vannet er kaldere enn lufta i luftputekammeret og berget blir varmet opp av denne lufta, vil det oppstå en temperaturdifferanse mellom vannoverflaten og berget. Dette vil kunne medføre en netto fluks av strålingsvarme fra berg til vann. Dette for eksempel som følge av transient hvor vann strømmer inn i kammeret og lufta komprimeres. For beregninger vil således dette kunne bidra til å redusere tiden det tar før varmen fra luften blir transportert ut av systemet og stasjonære forhold oppnås. Det er derfor ønskelig å tallfeste varmestrålingen for å kunne bekrefte eller avkrefte om det er rimelig å neglisjere denne i fremtidige dynamiske beregninger.

2.3.4 Faseoverganger

En faseovergang betegner prosessen når et stoff endrer aggregattilstand, også kalt fase. Stoffer kan som hovedregel være i fast form, væskeform eller gassform og ved endring i termodynamiske variable som temperatur og trykk kan stoffets fase endres.

I luftputekammer finnes i prinsippet bare vann, luft og berg, og mulige faseoverganger er da:

- Frysing: vannet går fra væskeform til is. En energikrevende prosess (endoterm prosess).
- Smelting: is går over til vann. Varme blir frigjort (eksoterm prosess).
- Fordamping: noe av vannet går fra væskeform til gassform. Endoterm prosess.
- Kondensasjon: vanddampen går over til væskeform. Eksoterm prosess.

Kondensasjon og fordamping blir behandlet i eget delkapittel.

Frysing av vann i luftputekammer er en sjeldenhet. Det kan likevel forekomme for eksempel dersom den komprimerte luften ikke blir tappet ut av kammeret ved tømning av kraftverkets vannveg i forbindelse med inspeksjon. Dersom dette skjer vil luftputen ekspandere og luften inne i kammeret blir kaldere. Dermed kan også deler av vannet som er i kontakt med den kalde luften bli kald nok til at det fryser og isdannelse oppstår. Dette har skjedd på kraftverkene Sima og Brattset (Broch, 1990). Når vannet igjen smelter, vil varme bli frigjort, og potensielt kunne påvirke funksjonen til luftputen marginalt.

Fryst vann i luftputekammeret er noe man prøver å unngå da det kan være skadelig for dens funksjon og kraftverket forøvrig. Derfor er frysing og smelting ikke aktuelle faseoverganger for varmeutveksling i luftputekammer og hører bare til sjeldenheten og blir ikke videre behandlet her.

2.3.5 Fordamping og kondensasjon

Kondensering og fordampning er prosesser som avhenger av blant annet trykk og temperatur og tilgang på vann. Prosessene øker i omfang ved endringer i trykk og temperatur. Likevel er det også kontinuerlige prosesser som foregår i liten grad også når temperatur eller trykk holdes konstante. For eksempel ved normal drift av et kraftverk; vannspeilet og luften i luftputekammeret er i tilnærmet ro og fordampning og kondensasjon skjer da ved at det

foregår en kontinuerlig toveis utveksling av vannmolekyler i gass (vanndamp) og væskeform i et sjikt over vannoverflaten. Etter en tid vil utvekslingen av molekyler nå likevekt, og luften sies da å være mettet.

Vanndampen utgjør en del av det totale lufttrykket i luftputekammeret, omtalt som partialtrykket av vanndamp. Det maksimale partialtrykket til vanndamp avhenger av temperaturen og kalles metningstrykk p_{sat} . Økende temperatur gir rom for økt fordampning. Metningstrykkets variasjon med temperaturen er beskrevet av mange, og en av de mest nøyaktige empiriske sammenhengene er Arden-Buck-ligningen (Buck, 1981):

$$p_{sat} = 611.21 \exp \left[\left(18.678 - \frac{T}{234.5} \right) \left(\frac{T}{257.14 + T} \right) \right] \quad 2-28$$

Hvor T er temperatur gitt i °C. Man ser at for økende temperatur, øker metningstrykket eksponentielt. Det finnes ulike Arden-Buck-ligninger for ulike gyldighetsområder for temperatur. Ligning 2-28 er gyldig for temperaturer mellom -80°C til 50°C.

I andre tilfeller er det mer nyttig å snakke om duggpunktstemperatur eller bare duggpunkt T_{sat} . Duggpunkt er den temperaturen en luftmengde med gitt vanndampinnhold må avkjøles til for at kondensering skal skje. Duggpunktet kan finnes implisitt fra ligning 2-28.

Relativ luftfuktighet (RF) er en annen parameter som brukes for å beskrive vanndampinnholdet i luften. RF er definert som (Moran et al., 2012):

$$RF = 100\% \frac{p_v}{p_{sat}} \quad 2-29$$

Hvor p_v er aktuelt vanndamptrykk. Idet vanndampen når metningstrykket er RF altså lik 100%. Det finnes også tilfeller der RF overstiger 100%. Dette kalles overmetning, men er ingen stabil situasjon. Potensiale for at overmetning skal kunne oppstå avhenger av lufttrykk og om det finnes løse partikler i luften, for eksempel støv. Mange og små partikler og høyt trykk eller hurtig reduksjon i lufttrykk er faktorer som øker potensialet for overmetning (Twomey, 1959). Hvorvidt overmetning er aktuell situasjon i luftputekammer vites ikke, og kan dermed ikke utelukkes. Likevel regnes det som usannsynlig at det finnes mye partikler i luften, da det vil være en konstant omrøring og «utvasking» fra vannet.

Når luften inneholder vanndamp finnes det potensiale for frigivning av energi ved at vanndampen kondenserer. Man kan se for seg at under en langvarig komprimering, med gradvis trykkøkning, vil vanndampens partialtrykk øke i samme hastighet som det totale lufttrykket. Dermed vil partialtrykket av vanndamp kunne overgå metningstrykket tilhørende lufttemperaturen, og da kondensere på nærmeste frie overflate. Dette vil frigi varme samtidig som RF synker fra utgangspunktet 100%. I et luftputekammer vil noe av denne varmen gå til oppvarming av luften og noe til oppvarming av berget.

En oppvarming vil igjen kunne øke metningstrykket til vanndampen og mer vann vil da kunne fordampe. Samtidig medfører oppvarming av luften økning i det totale lufttrykket, noe som gir ytterligere økning i vanndampens partialtrykk. Dette kan medføre økt potensiale varmeutveksling fra for kondensering. Kondensering kan dessuten skje selv om luften ikke er mettet, dersom overflaten det kondenserer på er såpass kald at metningstrykk tilhørende

overflatens temperatur er lavere enn aktuelt vanndamptrykk. Dette vil være en aktuell situasjon i luftputekammer, hvor berget og vannet i mange tilfeller er relativt kaldt. Hvorvidt dette er av interessant størrelsesorden er usikkert og noe som trengs nærmere undersøkelse. Kondenseringsvarme vil i alle tilfeller bidra til å øke temperaturen inne i luftputekammeret, og øke den mengden varme som må føres ut av systemet ved transiente hendelser. Dette vil for beregninger blant annet kunne medføre at tiden før stasjonære forhold oppnås øker.

Varmemengden som blir frigjort ved kondensering av en gitt mengde vanndamp er lik den varmen som kreves for å fordampe den samme mengden. Denne varmemengden er en potensiell energimengde i form av latente varme og kan beskrives av følgende empiriske kubiske sammenheng (Rogers & Yau, 1989):

$$h_{fg} = 2500.8 - 2.36T + 0.0016T^2 - 0.00006 T^3 \quad 2-30$$

Hvor h_{fg} her måles i kJ/kg og temperatur i °C. Ligning 2-30 er gyldig i området -25°C til 40°C. Det er verdt å merke seg at den latente varmen til fordampning av vann er stor sammenliknet med den latente varmen til smelting av is (335 kJ/kg). Den er også stor sammenliknet med fordampning av andre kjente stoffer. Eksempel ved 20°C; vanndamp – 2272 kJ/kg, etanol – 855 kJ/kg, oksygen – 213 kJ/kg, karbondioksid – 574 kJ/kg (Aylward & Findlay, 2007).

Man finner deretter total varmebehov ved fordampning eller total frigitt varme som følge av kondensasjon ved å multiplisere h_{fg} med vekten av den fordampede eller kondenserte vanndampen (kondensatet). Å beregne denne mengden fordampet vann eller kondensat er derimot komplisert og empiriske formler er utviklet for bruk i ulike situasjoner.

Med rikelig tilgang på vann vil fordampning hele tiden skje så lenge RF er mindre enn 100 %. Energien som kreves for at vannmolekyler skal fordampe blir hovedsakelig tatt fra vannet, og går med på å redusere vannets temperatur. For de store vannmengdene som strømmer inn og ut av et luftputekammer ved transiente hendelser er det rimelig å anta at dette ikke påvirker vanntemperaturen, og at man i prinsippet dermed har en utømmelig energikilde. I videre beregninger er det antatt at all varme til fordampning tas fra vannet, uten at vannets temperatur blir påvirket.

Videre avhenger fordampningen av blant annet temperaturen i vannet og i luften og hastigheten på luften like over vannspeilet. Vann i luftputekammer er ofte kaldt, og det er rimelig å anta at luften ikke har store hastigheter (Tekle, 1979). Begge disse faktorene virker reduserende på fordampningen.

Det finnes mange empiriske formler for estimering av fordampning. En anerkjent metode er Penman-ligningen og variasjoner av denne. Denne er sammen med de fleste andre metoder for estimering av fordampning utviklet for å finne fordampning over lengre tidsrom, for eksempel per døgn, og er av interesse for eksempel for å finne vanntap fra magasiner. Disse egner seg ikke for bruk i en numerisk modell med korte tidsskritt.

En annen empirisk ligning er vurdert og brukbar beskriver fordampningen som følger (Asdrubali, 2009):

$$\dot{m}_f = (25 + 19v) \frac{A(X_w - X)}{3600} \quad 2-31$$

Her beregnes fordampet masse per sekund som funksjon av lufthastighet v , arealet på vannspeilet A og differansen mellom vanndampinnhold for mettet luft ved vanntemperaturen X_w og luftens faktiske vanndampinnhold X . Ligning 2-31 er ikke enhets-riktig, men er brukbar når alt oppgis i SI-enheter.

For å beregne relativt vanndampinnhold trengs for eksempel vanndampens partialtrykk og luftens totaltrykk. For trykk gitt i pascal kan dette finnes fra:

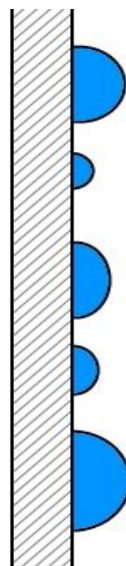
$$X = 0.62198 \frac{p_{h_2o}}{p_{total} - p_{h_2o}} \quad 2-32$$

X_w finnes da ved å sette P_{H_2O} lik metningstrykk tilhørende vanntemperaturen.

Ulike former for kondensasjon

Det finnes i hovedsak fire ulike mekanismer for hvordan kondensering kan foregå (ord fritt oversatt fra engelsk); dråpeformet-, direktekontakt-, homogen- og filmvis-kondensering (Thome, 2007). Videre er det separate teorier for hvordan varme blir overført i hver av de fire formene.

Dråpeformet kondensasjon skjer ved at kondensatet former dråper og forblir adskilte dråper via hele kondensasjonsprosessen som vist i figur 2.6. Forskning har vist at dråpeformet kondensasjon har svært høy kapasitet for varmeoverføring, men er tilsynelatende et spesialtilfelle som bare er lyktes fremstilt i laboratoriet på spesielt glatte overflater. (Rose, 2011). Det er derfor ansett som usannsynlig at det blir dannet dråpeformet kondensasjon i luftputekammer.

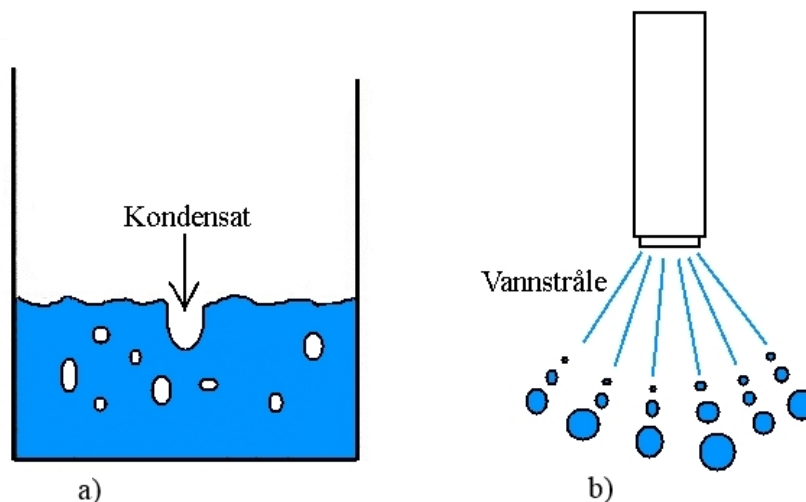


Figur 2.6: Dråpeformet kondensasjon.

Direktekontakt-kondensering skjer når fuktig luft kommer i kontakt med en væske med temperatur lavere enn duggpunktet til luften. Kondensasjon kan da skje direkte i væsken (Thome, 2007). Denne prosessen er også komplisert, og det er bare mulig å gjøre gode

forutsigelser for varmeutveksling ved dirkete-kontakt-kondensering på enkle geometrier og ved enkle strømnings situasjoner (Rose, 2011). Direktekontakt-kondensering er fremtredende når en strøm av fuktig luft med stor trykkehøyde treffer åpent vann. Da kondenserer vanndampen direkte på vannoverflaten og ned i vannet (figur 2.7 b). Direktekontakt-kondensering kan også forekomme når vann med stor trykkehøyde blir sprayet ut i fuktig luft. Da kan vanndampen som finnes i luften fra før kondensere direkte på vannstrålen (figur 2.7a).

Direktekontakt-kondensasjon regnes som en mulig kondensasjonsform i luftputekammer. Det er sannsynlig at denne formen for kondensering vil forekomme i et luftputekammer, da vannet ofte er mye kaldere enn den komprimerte luften under transiente hendelser. Det finnes ikke informasjon i litteraturen som sier noe om direktekontakt-kondensering ved store statiske trykk. Likevel er det rimelig å anta at direktekontakt-kondensering vil oppstå, da vannet i luftputekammeret er spesielt kaldt, og vil kunne avkjøle luften i området like over vannspeilet. Dette vil føre temperaturen under duggpunktet, og kondensering vil kunne skje.



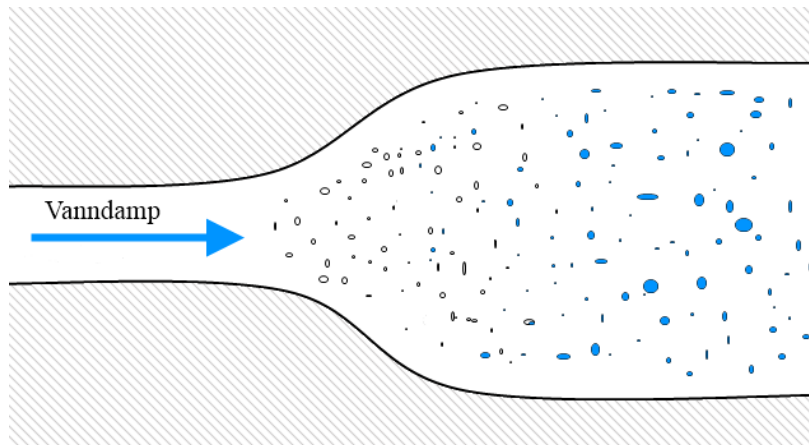
Figur 2.7: Direktekontakt-kondensering.

Flere forskningsarbeider omhandler temaet, blant annet J. Niknejad og J.W. Rose (1981) og følgende ligning er brukt for å beregne massefluks av kondensat eller kondensasjonsraten fra lufta \dot{m}_D :

$$\dot{m}_D = \zeta \frac{p_v - p_{sat,T_w}}{(R_V T_w)^{1/2}} \quad 2-33$$

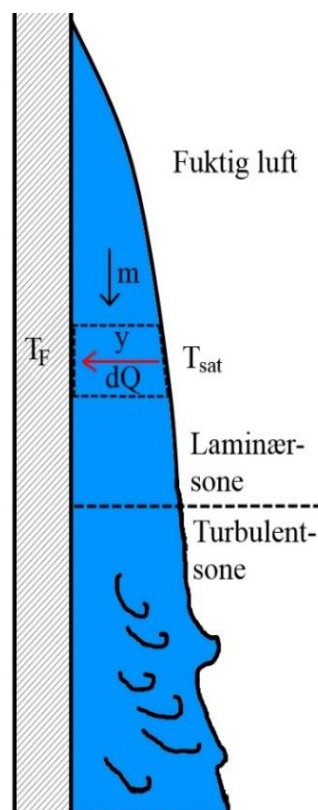
Hvor ζ er en konstant mellom 0 og 1. Det tyder på at ζ avhenger av lufttrykket og massefluksen, men er vanskelig eller umulig å fastslå analytisk. Videre er p_{sat,T_w} metningstrykket tilhørende temperaturen til væsken T_w og R_V er den spesifikke gasskonstanten for vanndamp.

Homogen kondensering er kondensering som oppstår fra overmettet luft og som ikke kondenserer på noen overflate, men heller på små svevende partikler i luften. Dermed formes oppløste, små dråper i luften. Et naturlig eksempel på homogen kondensering er tåke (Thome, 2007). Det anses som ikke mulig at homogen kondensering kan skje i luftputekammer da tilgangen på svevende partikler ikke vil være stor.



Figur 2.8: Homogen kondensering - kondensering på partikler i luften.

Ved *film-vis kondensering* legger kondensatet seg som en kontinuerlig film av væske på en overflate. Videre blir varme ført med konduksjon igjennom dette laget, og for at kondenseringen skal opprettholdes må varme føres igjennom laget, slik at temperaturen ytterst på filmen fortsatt skal være lavere enn duggpunktet. Dette som illustrert i figur 2.9. Det finnes analytisk teori om mekanismen for varmeutveksling med filmvis kondensering. Nusselt (1916) var den første til å beskrive prosessen, og hans teori er i etterkant blitt anerkjent og videre utvidet.



Figur 2.9: Filmvis kondensering

Filmvis kondensering anses som en relevant form for kondensering i luftputekammer. Ved en økning i vannstanden i kammeret vil luftvolumet reduseres og luften varmes opp. Dermed vil

luften bli varmere enn berget. Dersom berget da er kaldere enn duggpunktet til luften, noe som er sannsynlig spesielt i områder nært vannoverflaten som blir ekstra avkjølt av vannet, vil kondensering kunne skje på bergoverflaten og med dette danne filmvis-kondensering.

Det kan vises, om man ser på et element fra kondensatfilmen med enhetslengde og -bredde, at kondensasjonsraten av kondensat fra lufta \dot{m}_F i dette elementet kan uttrykkes som følger (Thome, 2007):

$$\dot{m}_F = \frac{\lambda_w}{\delta h_{fg}} (T_{sat} - T_F) \quad 2-34$$

Hvor δ er filmlagets tykkelse (m), λ_w er konduktiviteten til kondenselementet og T_F er temperaturen innenfor filmlaget, det vil for situasjon i luftputekammer si temperaturen på bergoverflaten T_B . Formel 2-34 er analytisk utledet, men likevel bare en tilnærming av virkeligheten. Den gjelder bare for tilfeller med vertikale overflater. Kondensatfilmen vil renne nedover den vertikale flaten, og formel 2-34 gjelder kun der kondensatfilmen har laminær strømming. Turbulens eller bølger vil kunne oppstå som vist i figur 2.9 og da er ikke lengre denne sammenhengen gyldig. Det finnes korrigeringer for ulike strømmingssituasjoner og ulike geometrier på overflaten, men disse er det valgt å ikke gå inn på i detalj. For luftputekammer vil usikkerheten knyttet til hele kondensasjonsprosessen uansett være såpass stor, da det ikke lar seg gjøre å utføre observasjoner eller målinger slik at man kan nyttiggjøre slike mer nøyaktige beregningsmetoder per i dag.

Det kan heller presiseres at det er rimelig å anta at mengden vanndamp som kondenserer per tid ser ut til å være proporsjonal med temperaturdifferansen mellom berget og luften, og tilhørende metningstrykk.

2.4 BEREGNINGSMETODER FOR TILSTANSENDRING I LUFTPUTEKAMMER

En analytisk beskrivelse av den faktiske tilstandsendringen som foregår i luftputekammer er særdeles vanskelig, som implisert i kapittel 2.2 og 2.3. Ved dimensjonering av slike kamre er det derfor gjort forenklingene av ulike grad opp igjennom tiden. Under følger beskrivelser av de historisk sett mest utbredte måtene å dimensjonere luftputekammer på.

2.4.1 Isoterm tilstandsendring

I de første vannkraftanlegg som ble bygget med luftputekammer ble kamrene dimensjonert med antakelse om at den komprimerte luften holdt konstant temperatur. Bare i tilfeller der luftmengden har fullstendig varmeutveksling med omgivelsene ved komprimering eller utvidelse vil tilstandsendringen kunne skje med konstant temperatur. Dette kalles en isoterm prosess og beskrives av disse sammenhengene:

$$pV = \text{konstant} \quad 2-35$$

$$T = \text{konstant} \quad 2-36$$

Luftputekammerne på Driva- og Jukla kraftverk er dimensjonert etter dette kriteriet, tillagt en sikkerhetsfaktor på 50 %. Det ble imidlertid funnet at antakelsen om isoterm tilstandsendring ikke stemmer med virkeligheten (Tekle, 1979). I løpet av den tid de transiente hendelsene pågår i et luftputekammer vil luften ikke rekke å utveksle all varme med omgivelsene. Lufttemperaturen vil øke. Dermed vil tilstandsendringen ikke kunne beskrives som isoterm. De luftputekammer som ble dimensjonert med antakelsen om isoterm tilstandsendring ble da i prinsipp bygget for små, men fungerer likevel på grunn av stor sikkerhetsfaktor.

2.4.2 Adiabatisk tilstandsendring

En tilstandsendring hvor luftmengden er fullstendig varmeisolert fra omgivelsene kalles adiabatisk og beskrives ved sammenhengen:

$$pV^\kappa = \text{konstant} \quad 2-37$$

For luft settes κ normalt lik 1.4. For adiabatisk tilstandsendringer i luftputekammer blir det altså regnet at all varme som følger av komprimeringen blir værende i luften, ingenting går til oppvarming av berget.

De fleste luftputekammer er dimensjonert med den antakelse at tilstandsendringen skjer adiabatisk. Det har vist seg at dette gir nokså god overenstemmelse med virkeligheten, men man kan intuitivt tenke seg at det i prinsippet gir feilaktige resultater. Det er klart at det vil foregå varmeutveksling mellom luften og omgivelsene. Derimot er det vist at denne varmeutvekslingen tar noe tid, og derfor gir ligningen for adiabatisk tilstandsendring nokså gode resultat ved stabilitetsberegninger. Samtidig er det ønskelig å kunne beskrive dette mer

nøyaktig ettersom det muliggjør å bygge mindre luftputekamre, uten at det går utover funksjon eller driftssikkerheten.

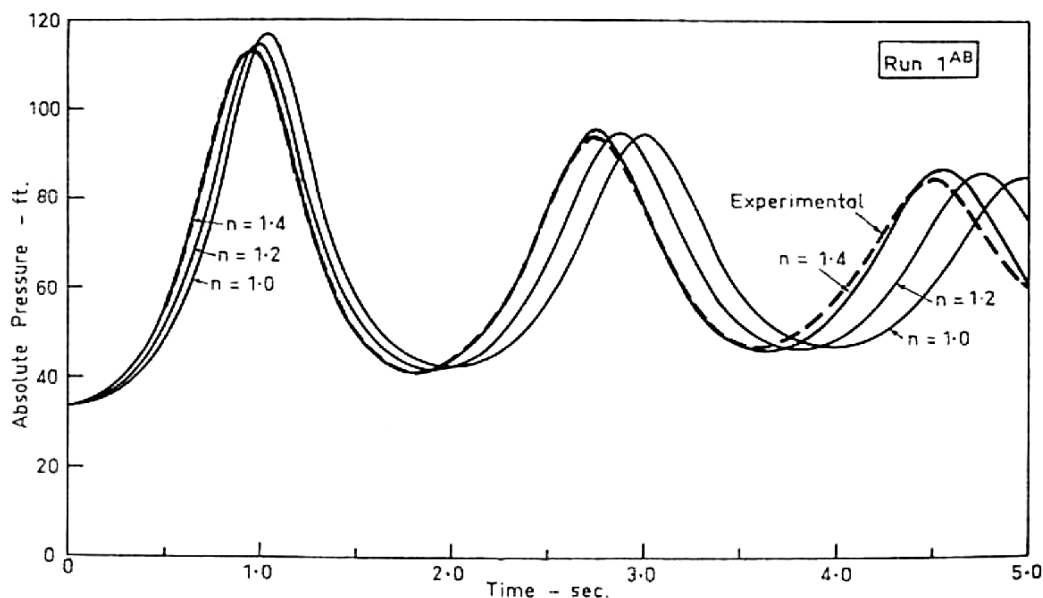
2.4.3 Polytropisk tilstandsending

Det er også blitt undersøkt om tilstandsendingen kan beskrives av ligningen for polytrop tilstandsending med andre verdier for den polytropiske konstanten enn for den adiabatisk eller isoterme:

$$p V^n = \text{konstant} \quad 2-38$$

Hvor $-\infty \leq k \leq \infty$, og for $n = 1$ svarer til isotherm tilstandsending og $n = \kappa$ beskriver adiabatisk. Dette er en tenkt prosess og brukes for å gi en enkel og tilnærmet beskrivelse av enkelte tilstandsendinger, for eksempel stykkevis beskrivelse av arbeidsprosesser i varmekraftmaskiner (Moran et al., 2012). Typisk har $n = 1.2$ blitt brukt i forsøk på å riktig kunne beskrive tilstandsendingen i lukkede bergrom (Graze, 1968). Det er imidlertid funnet at den polytropiske antakelsen beskriver tilstandsendingen dårligere enn adiabatisk antakelse.

Dessuten vil det over tid bli faseforskjell mellom volum og trykk ved svingninger i luftputekammeret av alle former av den polytropiske tilstandsendingen i forhold til virkelige svingninger (Graze, 1968). Dette er vist i figur 2.10 for ulike verdier av den polytropiske eksponenten, sammenlignet med feltmålinger:



Figur 2.10: Faseforskjell ved antakelse om polytropisk tilstandsending (Graze, 1968).

2.4.4 Rasjonal metode for beregning av varmeutveksling i lukkede bergrom

I et forsøk på en riktigere og noe mer analytisk beskrivelse av tilstandsendingen, utviklet Graze (1968) et uttrykk for trykkforandring som funksjon av volumforandring og varmetransport, på engelsk Rational Heat Transfer-method (RHT-metoden). Tilsvarende uttrykk er senere bekreftet å gi god overensstemmelse (Tekle, 1979) og modifisert (Vereide et al., 2014).

I utledning av RHT-metoden er det antatt at den komprimerte luften i luftputekammer har egenskaper lik en ideell gass, og at den ideelle gasslov kan benyttes. Videre er konseptet om reversibilitet fra termodynamikkens 1. lov anvendt, noe som gir at:

$$dU = dQ - dW \quad 2-39$$

Hvor dQ her betegner varmestrøm definert positiv inn til systemet og dW arbeid utført av vannet på luften som gitt i ligning 2-19. Hvis man da kombinerer ligningene 2-39, 2-16, 2-18 og 2-19 og setter inn i ligning 2-14 får man følgende uttrykk:

$$\frac{1}{\kappa - 1} d(pV) = -dQ - p dV \quad 2-40$$

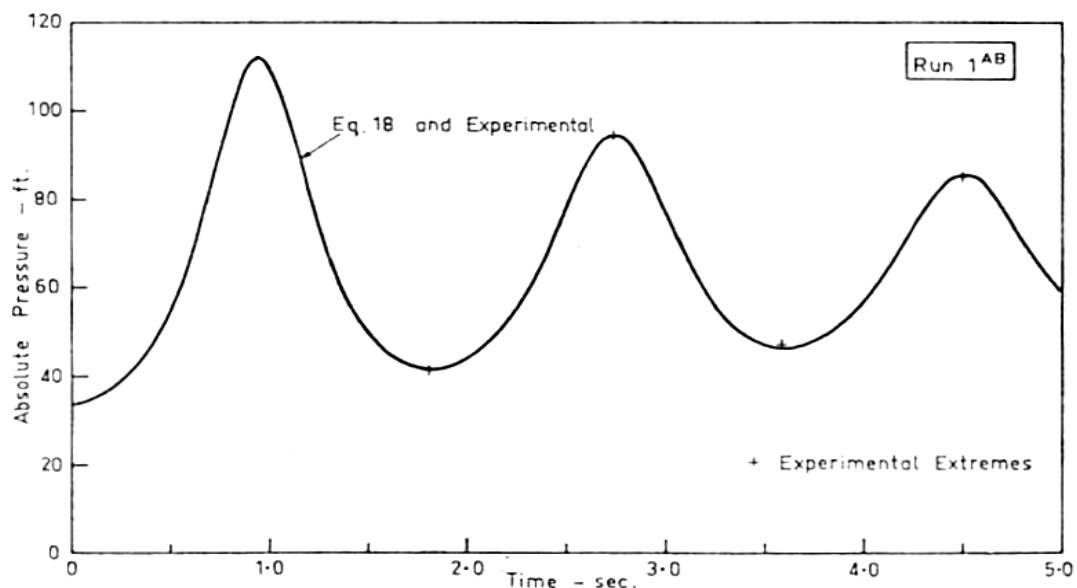
Ved å omforme ligning 2-41 får man et uttrykk for trykkendring som funksjon av volumendring og varmestrøm (Graze, 1968):

$$dp = \frac{1}{V} (-\kappa p dV + (\kappa - 1)dQ) \quad 2-41$$

Fra denne ser man at for ingen varmeutveksling ($dQ = 0$) er den adiabatisk tilstandsendingen utledet, og for fullstendig varmeutveksling ($dQ = p dV$) beskrives den isoterme tilstandsendingen. I Grazes RHT-metode er det antatt at varme fra faseovergang og strålevarme er neglisjerbart, og at varmestrømmen kan beskrives av ligning 2-22 for naturlig konveksjon. Det ble funnet at varmeovergangskoeffisienten h_c for en vertikal, flat plate kan uttrykkes ved (Graze, 1968):

$$h_c = 0.19(T_s - T_L)^{0,333} \quad 2-42$$

Hvor T_s og T_L er temperaturen til henholdsvis den vertikale platen og luften over. Graze brukte ligning 2-42 for beregning av varmeutveksling også i luftputekammer, og da med T_s lik temperaturen til fjelloverflaten T_B . Sammenliknet med bruk av ligning 2-38 for polytropisk tilstandsending gir RHT-metoden bedre overensstemmelse og problemet med faseforskjeller blir tilnærmet eliminert. Utklipp fra Grazes forsøk i figur 2.11 viser dette. Selv om det knapt kommer frem på figuren, vil det fortsatt være noe forskjell i fasene også for RHT-metoden.



Figur 2.11: Trykksvingningsfase fra RHT-metode og målinger (Graze, 1968).

2.4.5 Modifisert RHT-metode

I senere tid har Grazes RHT-metode blitt revurdert og modifisert av Vereide, Tekle og Nielsen (2014), i deres arbeid navngitt som Modified Rational Heat Transfer (MRHT)-metoden.

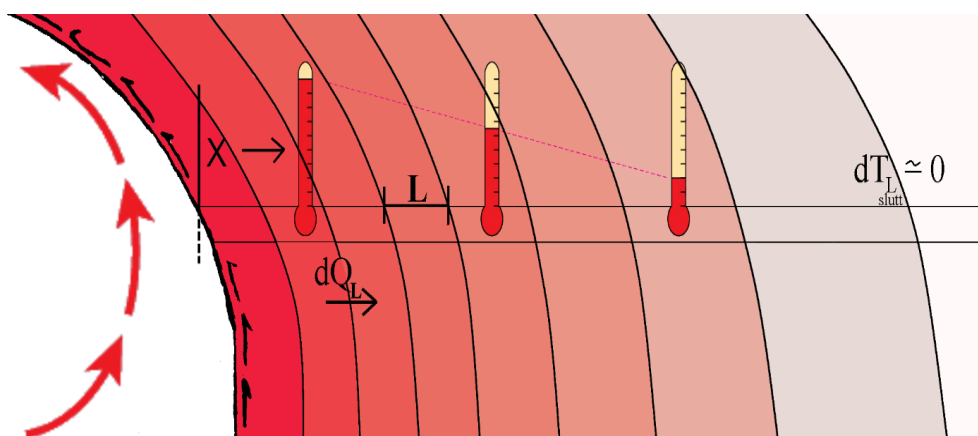
MRHT-metoden skiller seg fra RHT-metoden ved at den tar med varmeoverføringen fra både konduksjon og konveksjon gjennom både vannet og berget. Strålevarme og varme fra faseovergang blir fortsatt neglisjert. Beregningen av varme fra luften til berget og fra vannet til berget blir superposisjonert og beregnet hver for seg med Newtons empiriske kjølelov for kombinasjonen av konduksjon i og konveksjon. Det gir følgende ligningssett:

$$dQ = dQ_B + dQ_w \quad 2-43$$

$$dQ_r = -h_{c,B}A_B (T_L - T_B)dt \quad 2-44$$

$$dQ_w = -h_{c,w}A_w (T_L - T_w)dt \quad 2-45$$

Hvor subskript B , w og L henholdsvis betegner berg, vann og luft. Videre blir temperaturgradienten og varmestrøm via konduksjon innover i berget beregnet i en avstand fra luftrommet stor nok til å bli neglisjerbar. MRHT-metoden er utviklet for bruk med 1D-numerisk simuleringsverktøy og ligningene blir ved praktisk anvendelse diskretisert. Beregningen videre gjøres ved å dele berget opp i flere endimensjonale-lag, eller skall med liten tykkelse l som vist i figur 2.12. Antallet lag bestemmes slik at temperaturendringen fra nest ytterste til ytterste skall er tilnærmet null. Det regnes med økende l for økende avstand fra bergrommet.



Figur 2.12: Lagvis beregning av konduksjon i berg ved bruk av MRHT-metode.

Med nevnte fremgangsmåte kan varmeovergangskoeffisient mellom luft og vann uttrykkes ved (Incropera & Dewitt, 2007):

$$h_w = \frac{Nu_w \lambda_L}{L_w} \quad 2-46$$

$$L = \frac{A}{P} \quad 2-47$$

Her er L er karakteristisk lengde, A er areal av vannspeil og P er omkretsen. Nu er Nusseltallet definert som forholdet mellom varmeoverføring fra konveksjon og konduksjon:

$$Nu = \frac{h_c L}{\lambda} \quad 2-48$$

Videre kan varmeovergangskoeffisient mellom luft og berg finnes fra (Incropera & Dewitt, 2007):

$$h_r = \frac{1}{\frac{1}{h_L} + R_B} \quad 2-49$$

$$h_a = \frac{Nu_B \lambda_B}{L_B} \quad 2-50$$

$$R_B = \frac{l}{\lambda_B} \quad 2-51$$

Hvor R_B er varmemotstand i berget og l er tykkelse på de berglagene brukt for beregningen gitt i meter. Dette resulterer i et uttrykk for beregning av varmetransport i luftputekammer (Vereide et al., 2014):

$$dQ = \frac{Nu_w \lambda_L}{L_w} A_w (T_L - T_w) dt + \frac{1}{\frac{L_B}{Nu_B \lambda_L} + R_B} A_B (T_L - T_B) dt \quad 2-52$$

Deretter beregnes varmetransporten mellom hvert skall ved hjelp av Newtons kjølelov og bergets varmemotstand:

$$dQ_l = \frac{\lambda_B A_B (T_0 - T_l) dt}{l} \quad 2-53$$

Fra dette finnes temperaturendringen mellom hvert lag:

$$dT_l = \frac{dQ_l - dQ_0}{A_B l c_p \rho} \quad 2-54$$

For et uendelig antall skall vil dT_l bli null, altså vil berget holde konstant temperatur tilstrekkelig langt borte fra luftputekammeret. Ved anvendelse av MRHT-metoden i numeriske beregninger settes en øvre grense for dT_l tilnærmet lik null og antallet skall i beregningen velges slik at dT_l mellom de to siste skallene tilfredsstiller denne.

I MRHT-metoden er Nusseltallet den eneste ukjente variabelen, og må bestemmes fra laboratorieforsøk eller målinger. Incropera og Dewitt (2007) har for turbulent luftstrømning funnet følgende empiriske sammenheng:

$$Nu = k \sqrt[3]{Gr Pr} \quad 2-55$$

Hvor k er en geometriavhengig faktor som kan være vanskelig å finne. Problemet kan forenkles ved å anta en generell k for hele luftputekammeret. Pr er Prandtl-tallet definert som forholdet mellom kinematisk viskositet og termisk diffusivitet:

$$Pr = \frac{c_p \mu}{\lambda} \quad 2-56$$

2.4.6 Kommentar til metodene

Det er klart at det å regne isoterm- og adiabatisk tilstandsending ikke er riktig. Isoterm er ikke riktig ettersom berget ikke har tilstrekkelig kapasitet til å lede bort varme. Adiabatisk er ikke riktig da luftputekammer ikke er et isolert system.

Selv om adiabatisk gir god tilnærming ved korte transienter, er det viktig å kunne beskrive tilstandsendingen bedre, spesielt med tanke på dynamiske beregninger. Grazes RHT-metode er en bedre tilnærming. Ved bruk av RHT-metoden finnes bedre verdier for både de største og minste trykkene og dessuten riktigere fase for svingninger. Dette kan være viktig for dynamiske beregninger, når man for eksempel vil finne verst tenkelige tidspunkt for hurtig stenging av turbinventil for å beregne dimensjonerende trykkstøt.

Videre er MRHT-metoden ytterligere mer nøyaktig i å beskrive tilstandsendingen. Det kan argumenteres mot bruk av MRHT-metoden på grunn av merarbeid i form av at man må etablere en numerisk modell av kraftverket. Sammenliknet med bruk enkelt formelverk som antar adiabatisk tilstandsending er dette en langt mer tidkrevende prosess. Et slikt merarbeid kan være av betydning for kostnadene ved dimensjonering av småkraftverk. Likevel er svingesystem noe som i hovedsak blir brukt på store kraftverk, og da blir dette merarbeidet lite sammenliknet med fordelene det kan gi med tanke på sikkerhet i dimensjoneringen og kunnskap om funksjon til luftputekammeret og den dynamiske driften av kraftverket.

Til slutt er det ønskelig å finne ut om varme fra faseovergang eller stråling virkelig er neglisjerbart, eller om også det kan være med å påvirke beregningsmetode for tilstandsendinger i luftputekammer. Sikrere kunnskap gir sikrere drift og dimensjonering.

KAPITTEL 3

METODE

I dette kapitlet beskrives metoden brukt for å undersøke relevansen til de ulike termodynamiske prosessene i luftputekammer. Videre blir det foreslått fremgangsmåte for å inkludere varmeutveksling fra faseoverganger og stråling.

3.1 VALG AV JUKLA KRAFTVERK SOM PROTOTYP

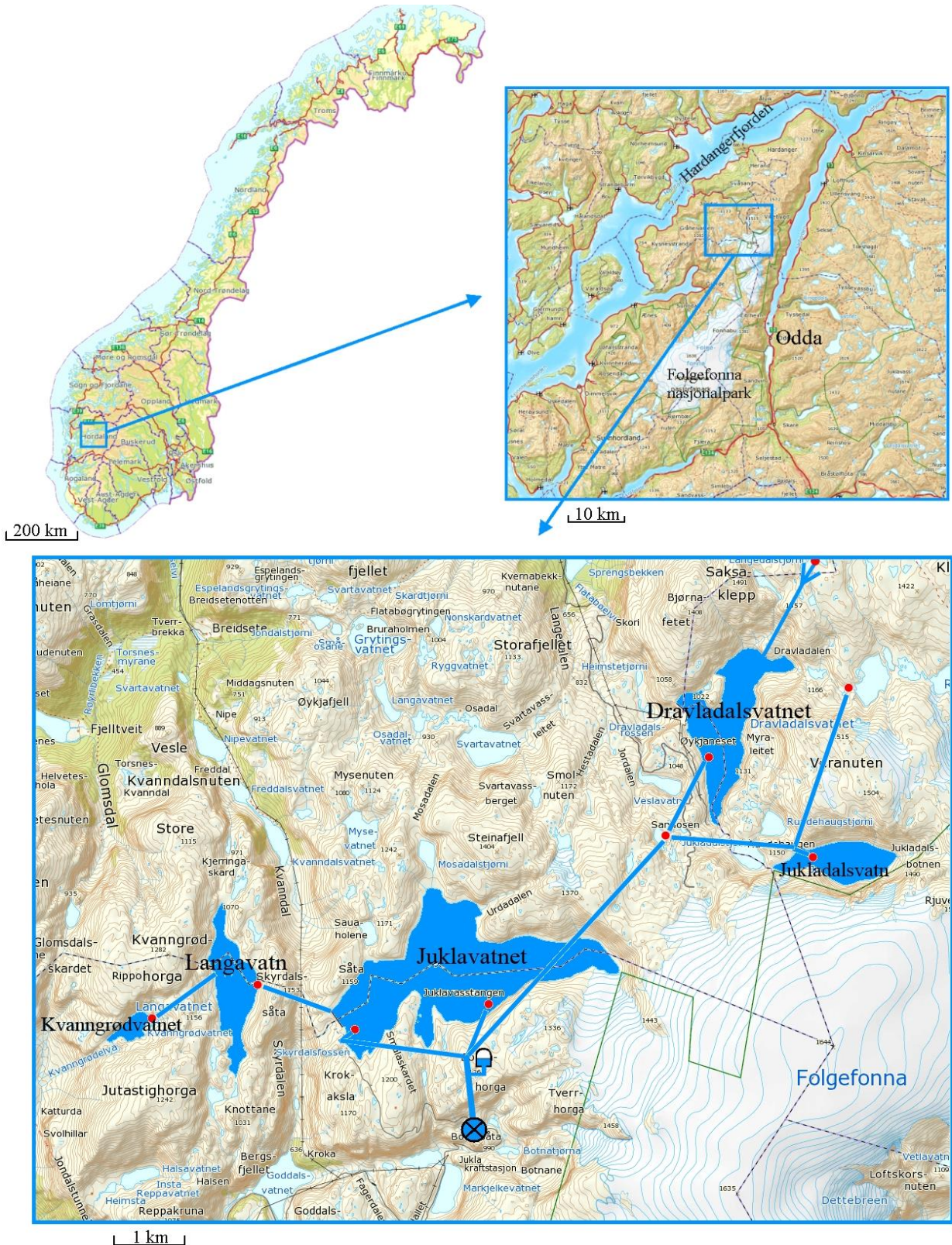
Ved valg av prototyp for simulering av luftputekammer ble det lagt vekt på eksisterende relevante målinger. For å kunne avgjøre omfanget av de forskjellige termodynamiske prosessene i luftputekammer trengs målinger med god kvalitet av en transient hendelse. Jukla luftputekammer ble valgt, da det finnes unike målinger av trykk og vannivå fra en langvarig tilstandsendring hvor lufttrykket omtrent dobles. Dette gir en unik mulighet for å se på den termodynamiske oppførselen i luftputekammeret.

Jukla kraftverk er et kombinert pumpekraftverk som ligger i Kvinnherad kommune i Hordaland fylke. Jukla luftputekammer utgjør svingesystemet til Jukla kraftverk. Kraftverket er en del av de mer sammensatte Folgefonnverkene. Folgefonnverkene består av Jukla kraftverk, Markjelke pumpestasjon (2x0,6MW og 3,6 GWh forbruk) og Mauranger kraftverk (2x125 MW og 1150 GWh produksjon) som sammen benytter 9 magasin og flere bekkeinntak for produksjonen. Oversiktskart av dette er vist i vedlegg B (Statkraft Kraftsverkgruppe Hardanger, 2008).

Produksjonen i Jukla ble startet i 1974. Jukla kraftverk har en installert effekt på 35 MW, maksimal slukeevne på 50 m³/s og en årlig produksjon på 91 GWh, hvorav omkring 27 GWh går til pumpedrift. Jukla utnytter hovedsakelig fallet fra Juklavatn, Langavatn og Dravladalsvatn, i tillegg til mindre vann som Kvanngrovdvatnet, Jukladalsvatn og flere bekkeinntak. Dermed ligger nedslagsfeltet i den nordlige og nordvestlige siden av Folgefonna isbre. Dette som vist i figur 3.1. Der viser røde prikker inntak og blå streker overføringstunneler. I tillegg er plassering av kraftstasjon (blå/sort sirkel med kryss) og luftputekammer vist.

Juklavatn er regulert med HRV og LRV henholdsvis på 1060 og 950 moh., og Dravladalsvatn mellom 957 og 880 moh. Som hovedregel pumpes vann fra det lavere Dravladalsvatn til Juklavatn om sommeren og Juklavatn brukes til produksjon om vinteren. Største brutto

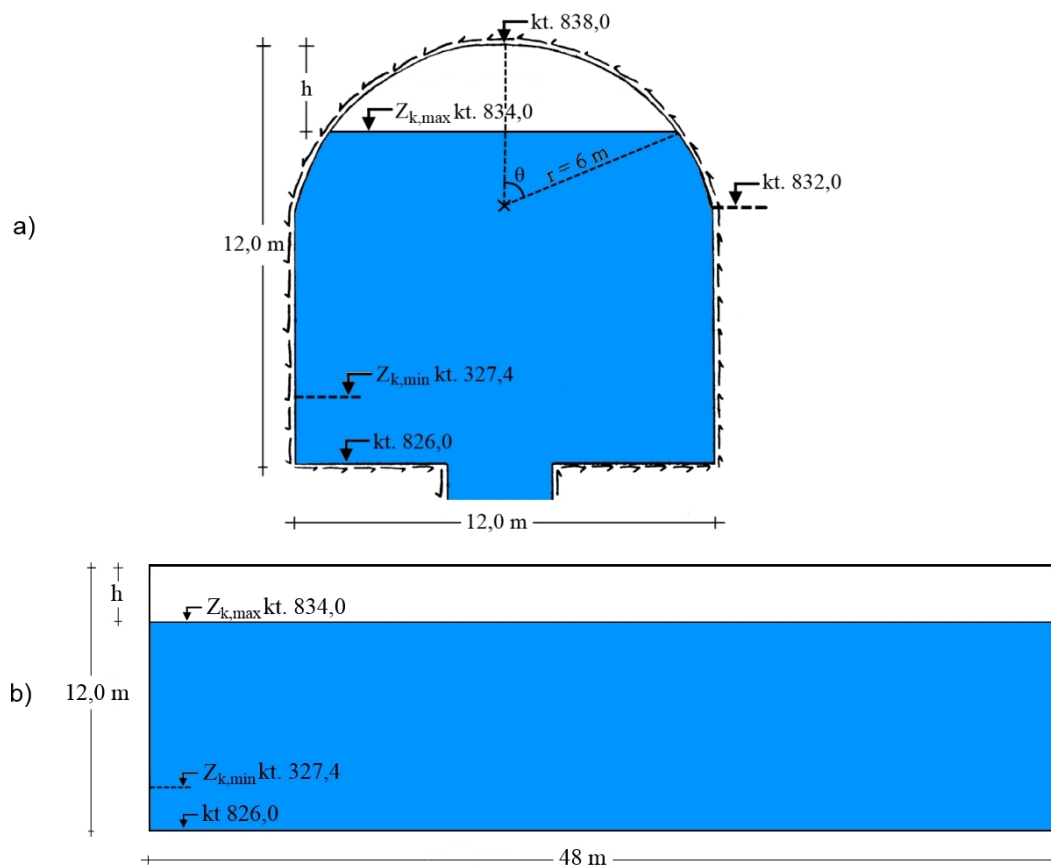
fallhøyde som oppnås er 240 meter mens minste bare er 60 meter ved LRV på Dravladalsvatn. Differansen i fallhøyde i løpet av ett år blir derfor svært stor. For å sørge for god virkningsgrad i alle tilfeller er det installert aggregat med to sett poler, slik at turbinen kan kjøres med to forskjellige omdreiningstall: 500 o/min og 375 o/min ved henholdsvis produksjon fra Juklavatn og pumping til Dravladalsvatn (Rosvold, 2012).



Figur 3.1: Vannveg til Jukla kraftverk.

Luftputekammeret ligger 680 m oppstrøms turbinen og 130 m nedstrøms knekkpunktet mellom tilløpstunnel og trykksjakten. Se også figur 3.1 og vedlegg C.

Luftputekammeret har enkel geometri; konvensjonelt tverrsnitt med bredde 12 m, høyde 12 m og lengde i underkant av 48 m. Totalt volum 6170 m³. Avhengig av magasinnivå varierer luftrommet mellom 1500-5300 m³, vannstand mellom kote 834,0-827,4 moh og lufttrykk mellom 0,61 – 2,3 MPa. Dette som vist i figur 3.2.



Figur 3.2: a) Tverrsnitt og b) lengdesnitt av Jukla luftputekammer.

Normal nedbør i nedslagsfeltet til Jukla kraftverk er i området 2500-4000, og dette regnes som en av de mest nedbørsrike områdene i Norge.

Jukla luftputekammer ble sprengt ut ved konvensjonell drift i perioden august 1972 til mars 1973. Det kan nevnes at kostnaden for dette kammeret den gang var cirka 1,2 mill. NOK, noe som er estimert til å være mindre enn halvparten av kostnaden ville vært for svingesjakt med tilsvarende funksjon (Goodall et al., 1989).

Tre kompressorer med kapasitet på 60 Nm³/h (N står her for normal, det vil si ved normal temperatur og atmosfærisk trykk) er montert for å tilføre trykkluft i luftputekammeret. Kompressorene er tilkoblet via doble rør og i de samme rørene er det montert utstyr for å kontrollere vannivået i kammeret.

Bergmassene omkring består hovedsakelig av massiv granittisk gneis, med bare små svakhetssoner av svellende leire og kalsitt. Ingen svakhetssoner berører direkte kammeret.

Bergmassene har lav permeabilitet (ca. $1 \times 10^{-17} \text{ m}^2$), og eneste sikring eller tetning er fra 330 fjellbolter i taket som sikrer potensielle utglidninger av sleppematerialer ved temperaturendringer. Dermed er luftlekkasjen fra kammeret minimal, uten at det er utført reduserende tiltak. Så lave tap som $0.1\text{-}0.4 \text{ Nm}^3/\text{h}$, bare den mengden luft man normalt regner med blir kjemisk oppløst i vannet er blitt registrert (Goodall et al., 1989).

Alt i alt gir dette at Jukla er et spesielt godt egnet kraftverk for undersøkelse av termodynamiske prosesser i luftputekammer.

3.1.1 Målinger

Spesielt av interesse er prosessen ved magasinbytte fra Dravladalsvatn til Juklavatn. Dette skjer normalt én gang per år og datasett fra målinger av dette utført i mai i 1974 er nylig blitt offentliggjort.

Bytting av magasin skjer med turbin avstengt. En luke på tilløpstunnelen fra Dravladalsvatnet blir stengt, mens luke på tilløpstunnelen fra Juklavatn blir åpnet. På grunn av forgreininger, flere bekkeinntak og tilkoblingstunneler, tar det omtrent 40 minutter til luftputekammeret er fylt opp og i likevekt med Juklavatn.

Det ble gjort målinger av lufttrykket i luftputekammeret, med registrert trykkøkning fra 82,1 mVs til 157,3 mVs. Overvannet i Juklavatn lå før dette stabilt på kote 902,9 m. Målingene ble foretatt fra start av magasinbytte og fem timer etter dette (Løvdal, 1979).

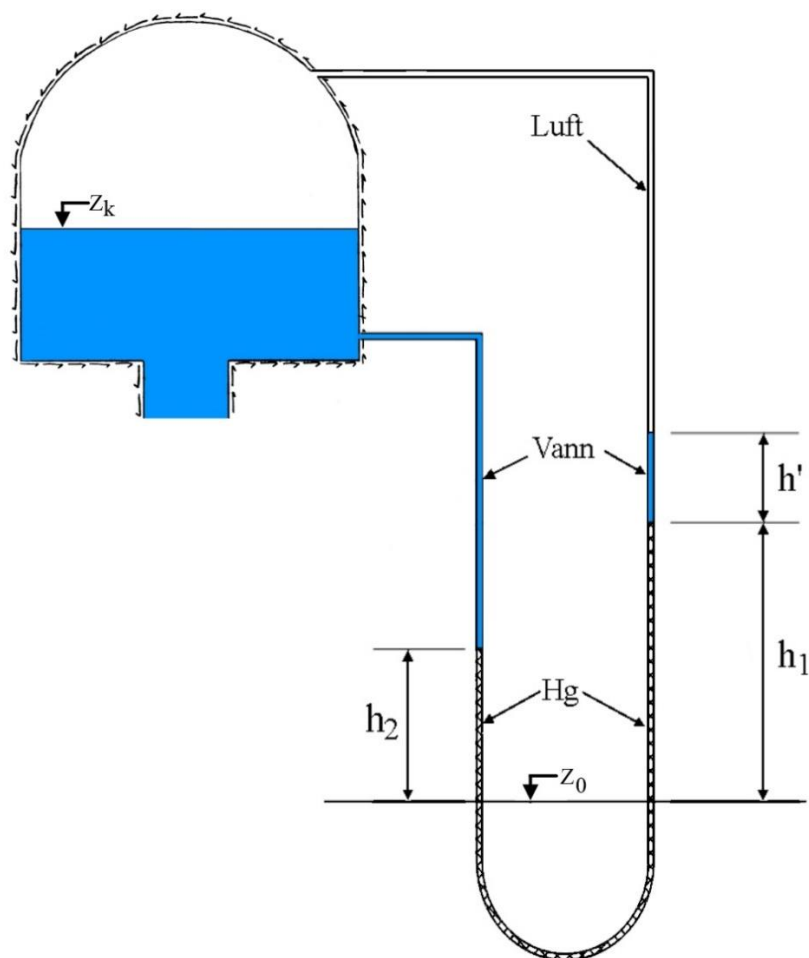
Målingene ble utført ved hjelp av et differensialmanometer, bestående av u-rør fylt med kvikksølv tilkoblet luftputekammeret ved bunn og topp, henholdsvis under og over vannspeilet. En prinsippskisse av dette er vist i figur 3.3. U-røret bestod av en plastslange med indre diameter 6 mm og lengde cirka 4 m. Dette var tilkoblet en cirka 10 meter lang plastslange og videre stålrør med indre diameter 6 mm inn til selve kammeret. På luftsiden av manometeret sto en liten vannsøyle, markert som h' i figur 3.3. Høydekoten til begge ender av stålrørene var kjent, og da ble vannivået kalkulert ut fra trykkdifferansen lest av manuelt fra kvikksølv-strengen.

Samtidig ble nivået for overvannet registrert med trykkvekt. Geometrien på kammeret er kjent, og sammenhengen mellom vannivå Z_k og både vannspeilareal og luftvolum kan derfor beregnes til enhver tid. Dette vist i figur 3.2 og uttrykt i formel 3-1 og 3-2.

$$A_{\text{vannspeil}} = \begin{cases} 527 & \text{for } Z_k \leq 832,0 \\ 527 \sin \theta & \text{for } Z_k > 832,0 \end{cases} \quad 3-1$$

Hvor θ er vinkelen gitt som $\cos^{-1}\left(\frac{r-h}{r}\right)$ jamfør figur 3.2.

$$V_{\text{luft}} = \begin{cases} 527 (836,7 - Z_k) & \text{for } Z_k \leq 832,0 \\ 263,5(\theta r - (r - h)) \sin \theta & \text{for } Z_k > 832,0 \end{cases} \quad 3-2$$



Figur 3.3: Prinsippskisse av måleutstyr.

Det kan vises at systemets likevekt er beskrevet av sammenhengen:

$$\rho_{h_2o}(Z_k - Z_o - h_2) + \rho_{Hg}h_2 = \rho_{Hg}h_1 + \rho_{h_2o}h' + \rho_L(Z_k - Z_o - h_1 - h') \quad 3-3$$

Hvor ρ_{Hg} , ρ_{h_2o} og ρ_L er tyngdetettheten til henholdsvis kvikksølv, vann og luften, Z_k og Z_o er kote til henholdsvis vannspeil i kammeret og kjent referanse for avlesning og h_1 , h_2 og h' er høyde av henholdsvis kvikksølvstreg på vannside, kvikksølvstreg på luftside og vannstreg over kvikksølvstreg på luftside, vist i figur 3.3.

Det ble også funnet nødvendig å korrigere avlesningene for tyngden av luften i selve målerøret på luftside, ettersom den bidrar til trykkdifferansen i kvikksølvstregenen. Dette representert av siste ledd i ligning 3-4.

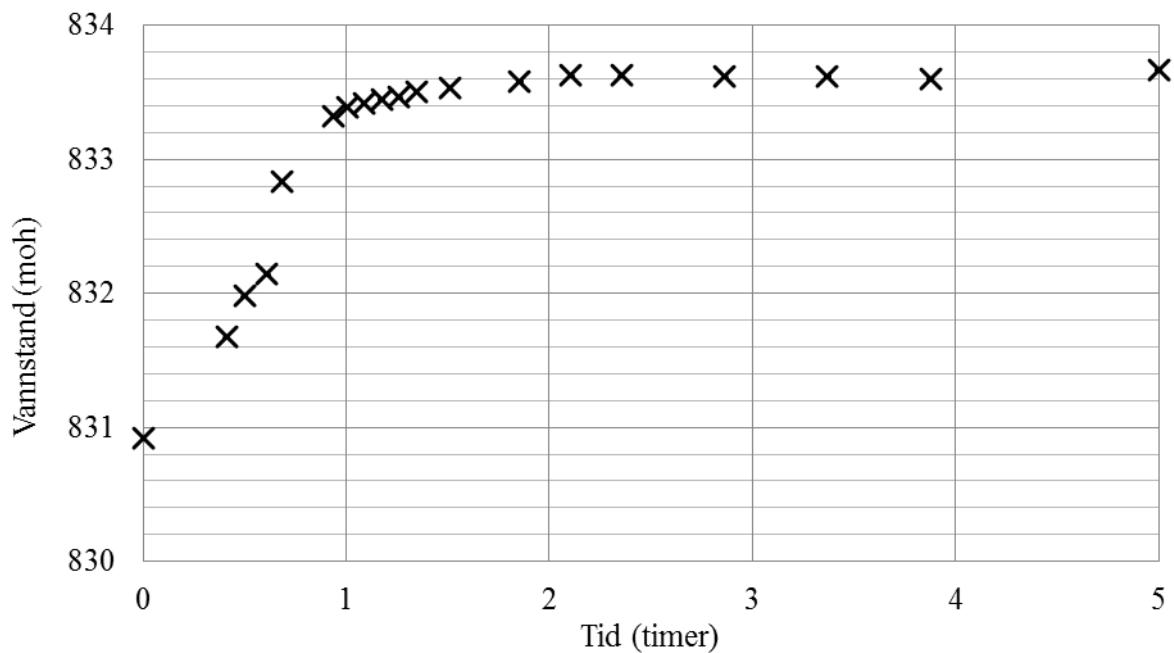
Ved å snu om på ligning 3-4 kan nivået i kammeret K beregnes som følger:

$$Z_k = Z_o - (h_1 - h_2) \frac{\rho_{Hg}}{\rho_{h_2o} - \rho_L} + (h_2 + h') \frac{\rho_{h_2o}}{\rho_{h_2o} - \rho_L} - (h_1 + h') \frac{\rho_L}{\rho_{h_2o} - \rho_L} \quad 3-4$$

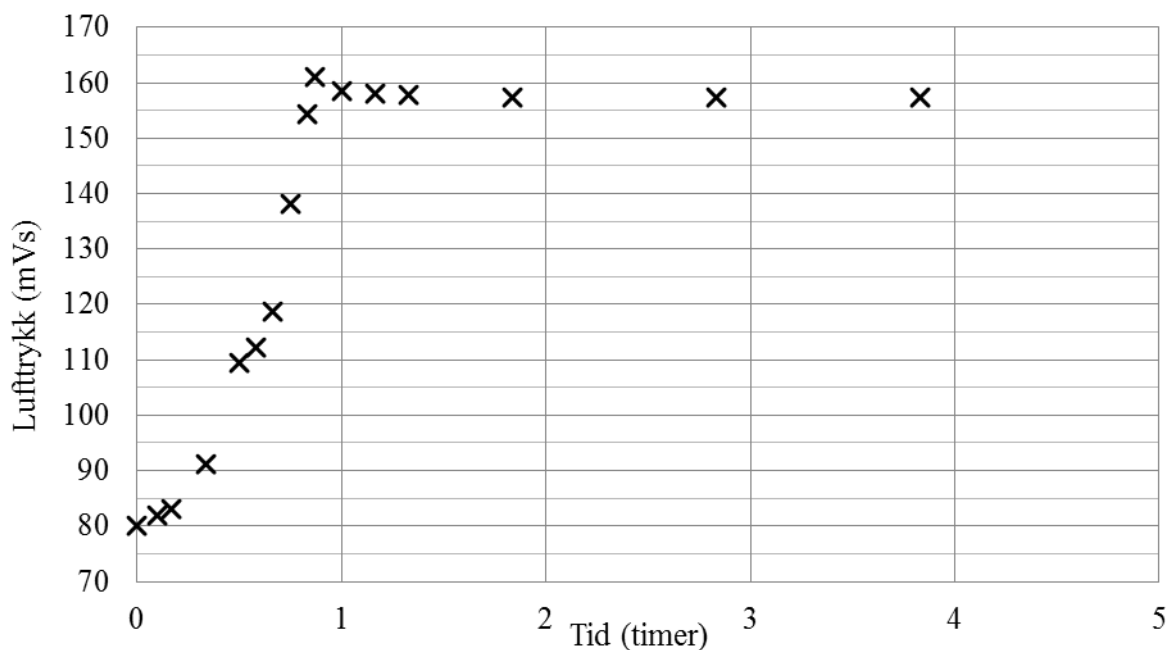
Hvor det videre kan vises at lufttrykket, p_L er uttrykt ved:

$$p_L = p_{Z_o} + (Z_w - Z_o)g\rho_{h_2o} + h_2g\rho_{Hg} \quad 3-5$$

Man ser at iterasjon av ligning 3-4 og 3-5 er nødvendig for å finne vannivået i kammeret, ettersom tettheten til luft er avhengig av både temperaturen og trykket. Med disse sammenhengene ble det utført trykkmålinger, og følgende data ble registret:



Figur 3.4: Målinger av vannstand etter magasinbytte i Jukla kraftverk.



Figur 3.5: Målinger av luftrykk etter magasinbytte i Jukla kraftverk.

Man ser at oppfyllingen pågår i cirka 40 minutter, og maksimalt trykk nås rundt dette tidspunktet. Legg spesielt merke til topp-punktet på trykkmålingen rundt 0,8 timer og 162 mVs, dette skiller seg fra resten, og fremstår som uventet høyt.

På grunn av varmeutveksling tar det noe tid før vannstanden stiger til maksimalt nivå cirka kote 833,6, og tilsynelatende stasjonære forhold oppnås rundt fem timer etter målestart.

3.1.2 Vurdering av usikkerhet i målingene

Prinsipielt gir differansen i høyde på kvikksølvstrengen nøyaktig verdi for nivået i kammeret, men i praksis innføres usikkerheter ved avlesning av h_1 og h_2 . Det viste seg dessuten at h heller ikke var konstant, men avtok cirka 15 mm per time, mest sannsynlig på grunn av fordampning. Dette er representert ved en økning i usikkerheten i h_1 . Videre er tyngdetettheten til kvikksølv antatt konstant, mens den i virkeligheten vil variere noe med temperaturen. Fra Løvdal (1979) er følgende verdier for signifikante usikkerheter antatt:

$$\begin{aligned}\Delta h_1 & \pm 0,005 \text{ m} \\ \Delta h_2 & \pm 0,001 \text{ m} \\ \Delta \rho_{Hg} & \pm 10 \text{ kg/m}^3\end{aligned}$$

Sammenhengen mellom vannstand og volum i kammeret er i ettertid kontrollert av NVE og Statkraft og vist seg å stemme bra (Løvdal, 1979), og regnes ikke som et bidrag til usikkerhet. Dermed kan den totale usikkerheten til vannnivået i kammeret ΔZ_k og lufttrykket Δp_L finnes fra henholdsvis ligning 3-6 og 3-7.

$$\begin{aligned}\Delta Z_k & = \left[\left(\frac{\delta Z_k}{\delta h_1} \right)^2 \Delta h_1^2 + \left(\frac{\delta Z_k}{\delta h_2} \right)^2 \Delta h_2^2 + \left(\frac{\delta Z_k}{\delta \rho_{Hg}} \right)^2 \Delta \rho_{Hg}^2 \right]^{0,5} \\ & = \left[\left(\frac{\rho_{Hg}}{\rho_{h_2o}} \right)^2 \Delta h_1^2 + \left(\frac{\rho_{Hg} - \rho_{h_2o}}{\rho_{h_2o}} \right)^2 \Delta h_2^2 + \left(\frac{h_1 - h_2}{\rho_{h_2o}} \right)^2 \Delta \rho_{Hg}^2 \right]^{0,5}\end{aligned}\quad 3-6$$

$$\begin{aligned}\Delta p_L & = \left[\left(\frac{\delta p_L}{\delta p_{z_0}} \right)^2 \Delta p_{z_0}^2 + \left(\frac{\delta p_L}{\delta Z_w} \right)^2 \Delta Z_w^2 \right]^{0,5} \\ & = \left[(1)^2 \Delta p_{z_0}^2 + (g \rho_{h_2o})^2 \Delta Z_w^2 \right]^{0,5}\end{aligned}\quad 3-7$$

Insatt med verdier for usikkerhetene gir det total usikkerhet $\Delta Z_k = \pm 0,08$ m og $\Delta p_L = 0,8$ kPa. Det er deretter vurdert at Δp_L er såpass liten i forhold til det totale lufttrykket at den kan neglisjeres.

Selv om dette er de mest relevante datasettene som er funnet, nevnes det at de likevel er noe mangelfulle. For undersøkelse av prosessene for varmeutveksling i luftputekammer ville temperaturmålinger vært av stor interesse. Dessverre har det ikke lyktes å finne noe luftputekammer hvor målinger av temperatur er utført.

Datasettene kan brukes for sammenligningsgrunnlag ved numerisk simuleringsforsøk. Med riktig oppsett skal datasettene kunne bli reproduisert, innenfor grensene for usikkerhet, og dermed kunne brukes for å verifisere at den numeriske modellen fungerer som ønsket. Deretter kan modellen brukes for å se nærmere på andre parametre, for eksempel temperaturutviklingen. Optimalt vil en numerisk modell som fungerer riktig kunne gi pålitelige verdier for også temperatur, ettersom riktige verdier for trykk avhenger av blant annet temperatur.

3.2 VALG AV NUMERISK PROGRAMVARE

I forbindelse med vannkraft- og vassdragstekniske utfordringer har tradisjonelt fysiske modellforsøk i laboratorium eller felt blitt benyttet for å gi innsikt og løsning på problemer. Fysiske modellforsøk er pålitelige og gir synlige, lettfattelige og ofte gode resultater, men samtidig er det en svært kostbar, tidkrevende og plasskrevende metode. Ofte er det også av interesse å undersøke responsen forskjellige løsninger og utforminger gir og på grunn av omstendigheten ved å gjøre endringer i fysiske modeller blir dette ofte gjort med begrenset antall ulike løsninger.

Med dagens tilgjengelige datakraft finnes det derimot mange muligheter for å utføre numeriske simuleringsforsøk. Dette blir stadig viktigere verktøy for å øke innsikt i fysiske problemer. Felles for all bruk av numeriske simuleringsprogrammer er at de krever god forståelse og erfaring av brukeren. Brukeren av numeriske simuleringsverktøy må på forhånd forstå de fysiske prinsippene som ligger til grunn for problemet som ønskes simulert. De matematiske ligningene som brukes for å beskrive det fysiske problemet må ofte programmeres manuelt av brukeren, noe som krever stor forståelse av fysikken som ligger til grunn. I tillegg er det knyttet utfordringer til å finne riktige grensebetingelser.

For å simulere transiente hendelser i luftputekammer og den påvirkningen varmeutveksling har er det i denne oppgaven valgt å benytte endimensjonal (1D) numerisk simulering. Det er dessuten vanskelig å måle og skille varmeutvekslingen som skjer fra de ulike prosessene beskrevet i kapittel 2.3 og problemer knyttet til skalering ville også blitt store ved bruk av fysiske modellforsøk.

Det finnes svært mange programmer som på ulike måter simulerer fysiske fenomener i én dimensjon. Noen baserer seg på analytisk fysikk mens andre er empiriske fremstilt. Fra før er numerisk simulering i én dimensjon på vannkraftverk brukt for å finne for eksempel maksimum- eller minimumsgrenser for trykkstøt og massesvingninger ved avslag eller vannføring ved flomsituasjoner.

For simulering av magasinbytte i Jukla kraftverk ble det vurdert å bruke programvaren Interactive Thermodynamics (Moran & Shapiro, 2014) eller LVTrans. Interactive Thermodynamics følger med boken Principles of Engineering Thermodynamics (Moran et al., 2012) og er laget hovedsakelig for å simulere termodynamiske problemer. Programmet ble likevel ikke brukt da det ikke lot seg gjøre å kombinere med varierende vannføringer på samme måte som LVTrans. Friheten og bruksområdet til LVTrans gjorde det til et opplagt valg. I det følgende er bruken av LVTrans nærmere forklart.

3.2.1 LVTrans

LVTrans er et simuleringsprogram laget for å gjøre beregninger på væskefylte rørsystem i én dimensjon. LVTrans ble utviklet av dr.ing. Bjørnar Svingen for SINTEF Energiforskning i samarbeid med Statkraft (Svingen, 2007). Programmet er under konstant utvikling. LVTrans ble laget spesielt for vannkraftsystemer og er godt egnet til å gjøre beregninger og

visualisering av for eksempel trykkstøt, massesvinger og generelle transienter i både planlagte og eksisterende vannkraftverk. Det er blant annet brukt for simuleringer av kraftverkene Duge, Oksla, Jukla, Torpa og Tonstad (Vereide, 2014).

LVTrans er likevel et program av generell karakter og kan brukes til å gjøre beregninger på alle systemer som hovedsakelig består av væskefylte rør eller åpne kanaler (Svingen, 2007). Kildekoden er dessuten åpen og redigerbar og brukeren kan endre eksisterende elementer eller lage nye etter behov. LVTrans har dermed et vidt bruksområde.

I LVTrans er alle element fra vanlige vannkraftverk forhåndlaget som selvstendige moduler. Brukeren kan ved klikk-og-dra-metode sette sammen nødvendige kraftverkskomponenter og hver modul blir koblet sammen med en egen rørm modul. Dermed kan brukeren utføre avanserte beregninger uten spesiell programmeringskunnskap eller forståelse av de dynamiske utfordringene i vannkraftverk. Relevante parametre må angis for alle elementer.

Selve LVTrans krever lite datamengde tilgjengelig (mindre enn 150 megabyte) og utfører beregninger svært raskt. En gjennomsnittlig moderne bærbar datamaskin kan simulere transiente hendelser i selv kompliserte kraftverk, med kort tidsskritt (0,1s) og lang varighet (flere timer) i løpet av få minutter. Det er dessuten vist at man får gode resultater ved å sette opp forenklete modeller av kraftverk i LVTrans, hvor kun de viktigste komponentene blir tatt med i simuleringen. Dermed lettes prosessen med å etablere den numeriske modellen og simuleringstiden ytterligere (Tuseth, 2013).

3.2.2 Matematiske modeller brukt i LVTrans

For å beskrive strømmingen i LVTrans er det brukt ulike numeriske modeller, noen analytiske og andre empiriske. De fleste matematiske modellene er hentet fra boken Fluid Transients in Systems (Wylie & Streeter, 1993). Noen av de mest sentrale matematiske modellene og fysiske ligningene brukt i LVTrans er kort beskrevet under.

Karakteristikkmetoden

For å beskrive elastisk rørstrømning brukes bevegelsesligningen og kontinuitetsligning. Dette er partielle differensialligninger, og er definert som gitt under i ligning 3-8 og 3-9.

Karakteristikkmetoden er en metode som gjør det mulig å løse disse differensialligninger numerisk. Metoden gir tilnærmet analytisk eksakt løsning og gjør at elastiske trykkstøt og massesvingninger kan simuleres.

$$L_1 = \frac{\partial H_p}{\partial t} + \frac{a^2}{g} \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad 3-8$$

$$L_2 = g \frac{\partial H_p}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial t} + f \frac{v|v|}{2D} = 0 \quad 3-9$$

Hvor v er midlere hastighet, f er Darcy-Weissbachs friksjonsfaktor og D er rørdiameter. f finnes for eksempel i Moodys diagram. Ligningene for $L1$ og $L2$ er partielle differensialligninger. Ved å introdusere en multiplikator kan det vises at $L1$ og $L2$ kan transformeres til et sett av ordinære differensialligninger. Man får først følgende ligning:

$$k_k L_1 + L_2 = 0 \quad 3-10$$

Hvor k_k er multiplikatoren. Videre kan det da vises at man får følgende ligningssett C_+ og C_- :

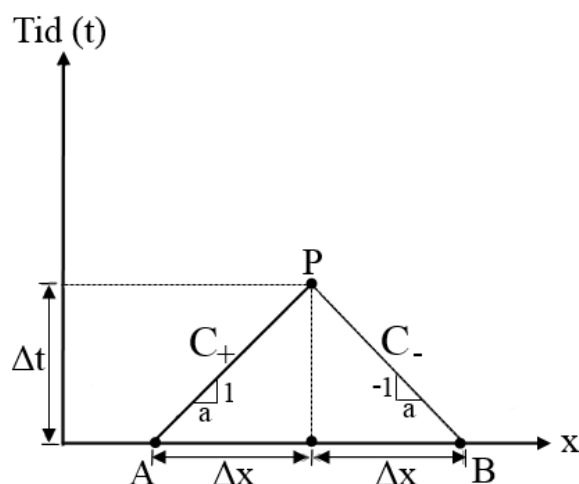
$$C_+: \frac{g}{a} \frac{dH_p}{dt} + \frac{dv}{dt} + f \frac{v|v|}{2D} = 0 \quad 3-11$$

$$\frac{dx}{dt} = a \quad 3-12$$

$$C_-: -\frac{g}{a} \frac{dH_p}{dt} + \frac{dv}{dt} + f \frac{v|v|}{2D} = 0 \quad 3-13$$

$$\frac{dx}{dt} = -a \quad 3-14$$

C_+ gjelder når trykkbølgen forplanter seg med strømmingen og C_- når trykkbølgen forplanter seg mot strømmingen. I figur 3.6 er ligning 3-12 og 3-14 plottet i xt -planet. Disse rette linjene kalles karakteristikkene, og ligningene 3-11 og 3-13 er gyldige langs tilhørende karakteristikk.



Figur 3.6: Karakteristikkene som ligningssettene C_+ og C_- gjelder langs

Hvis man integrerer ligningene 3-11 – 3-14, og erstatter hastigheten v med vannføringen Q_w over tverrsnittsarealet A får man to diskretiserte differensialligninger; 3-15 og 3-16. Med disse finner man så de ukjente verdiene for trykk og vannføring i to punkter A og B .

$$C_+: H_P = H_A - \frac{a}{gA} (Q_{w,P} - Q_{w,A}) - C_v Q_{w,A} |Q_{w,A}| \quad 3-15$$

$$C_-: H_P = H_B + \frac{a}{gA} (Q_{w,P} - Q_{w,B}) - C_v Q_{w,B} |Q_{w,B}| \quad 3-16$$

Disse beskriver den transiente utbredelsen av hydraulisk trykkhøyde og vannføring i et rør. F beskriver fysiske egenskaper for væsken og røret, mens C_v er rørets friksjonskoeffisient.

For et gitt punkt må ligningene C_+ og C_- gi samme verdi for trykk og hastighet.

Karakteristikkemetoden krever at man kjenner verdiene for $Q_{w,A}$, $Q_{w,B}$, H_A og H_B ved start av simuleringen når tiden $t = t_0$, men man kan da finne de to ukjente H_P og $Q_{w,P}$ for alle tidssteg $t = t_0 + \Delta t$ og i alle punkt langs røret.

I LVTrans etableres unike ligningssett for hver rørdel, og ved rørets start- og endepunkt må grensebetingelser angis. Dette kan for eksempel være fra et magasin eller til en turbin. Dermed brukes karakteristikkmetoden til å finne verdier for trykk og vannføring i alle andre punkt.

Andre antakelser i LVTrans

Anløpstiden t_w beregnes som angitt i formel 2-9 i kapittel 2.1.2.

Friksjonstapet h_f for rørstrømning blir beskrevet ved hjelp av Darcy-Weissbachs formel:

$$h_f = f \frac{L v^2}{D 2g} \quad 3-17$$

Hvor D er den effektive rørdiameteren gitt som $\sqrt{\frac{4A}{\pi}}$.

For å finne friksjonstap ved friskeilstrømning brukes Mannings formel:

$$Q_w = k_n M A R_h^{2/3} I^{1/2} \quad 3-18$$

Hvor $k_n = I$ ved bruk av SI-enheter, R er hydraulisk radius og I er helningen til energilinjens, som for normalstrømning er lik h/L .

Singulærtap oppstår i koblinger mellom rør, inn- og utløp, lukenisjer, bend med mer. Det brukes en koeffisient C_v (-) for å angi tapsverdier for singulærtap over slike komponenter:

$$C_v = \frac{Q_w^2}{2H_0} = \frac{A^2 g}{\zeta_v} \quad 3-19$$

Hvor Q_w er vannføringen og H_0 er falltapet over komponenten, A er tverrsnittsarealet og ζ er tapskoeffisienten. Q_w og H_0 kan ofte måles, eller ζ_v kan finnes i oppslagsverk for tapskoeffisienter. Bestemmelse av C_v er ofte ressurskrevende og man kan da med fordel utelate enkelte singulærtap i simuleringen uten at det nødvendigvis gir dårligere resultat.

LVTrans blir, som et virkelig kraftverk, regulert med hensyn til effekt. Simulering av turbiner blir modellert etter professor Torbjørn K. Nielsens metode (Svingen, 2007). Metoden bygger på Eulers turbinligning og benytter proporsjonal-, integral- og derivatkonstanter (PID-regulator) for å regulere turbinen på riktig måte. PID-regulatoren forsøker å regulere turbinpådrag slik at differansen mellom ønsket effektproduksjon og virkelig effektproduksjon blir så liten som mulig (Nielsen, 1990).

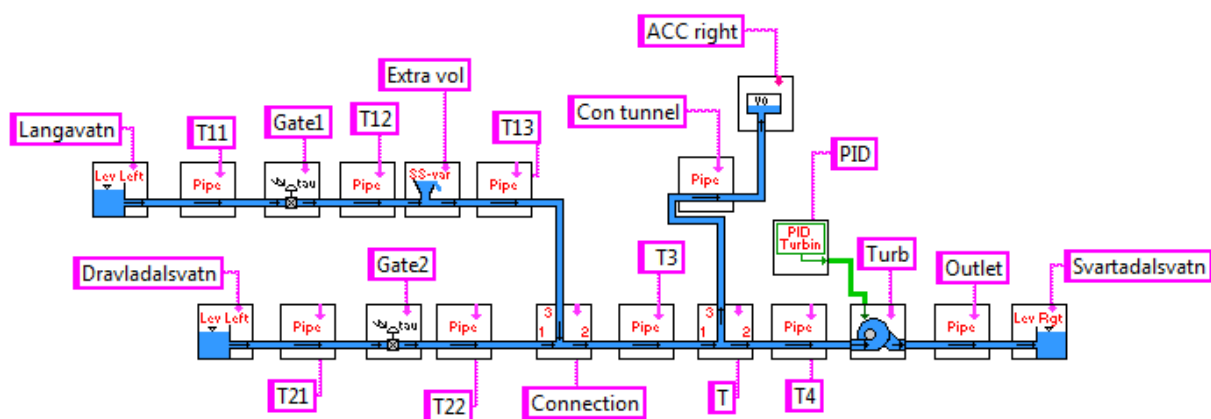
3.3 OPPSETT AV NUMERISK MODELL

I det følgende er det kort gjengitt de viktigste valg og bakgrunn for disse som er gjort i forsøk på å simulere situasjonen som oppstår i Jukla luftputekammer etter magasinbytte.

3.3.1 Oppsett av modell i LVTrans

Det ble tatt utgangspunkt i en eksisterende numerisk modell av Jukla kraftverk laget i LVTrans. Modellen er laget av Kaspar Vereide m.fl. våren 2014 (Vereide et al., 2014). De viktigste komponenter er tatt med som egne moduler. Det er med bevissthet utelatt mindre singularøstap og andre mindre deler. Alle modulene, med unntak av luftputekammeret, er standardmoduler som følger med LVTrans. Nærmere forklaring av luftputekammer-modulen følger i kapittel 3.4.

De to magasinene reguleringsmagasinene til Jukla kraftverk er tatt med som to ulike magasinmoduler, med gitt trykkehøyde og tilhørende ventiler og rørledninger. Disse møtes så i en kobling. Videre går de i samme tunnel. Tilkoblet tunnelen før turbinen, er luftputekammeret koblet til via et eget element for tilkoblingstunnelen og et t-rør mellom tilkoblingstunnelen og hovedtunnelen. Videre langs hovedtunnelen følger turbinen med egen PID-regulator, avløpstunnel og Svartadalsvatn som undervann. De flere bekkeinntakene, tilkoblingstunneler og forgreininger er representert med ett større volum koblet til tunnelen mellom Langavatn-modulen og sammenkoblingen av tunnelene fra de to magasinene. Flytskjema fra dette oppsettet i LVTrans er vist i figur 3.7.



Figur 3.7: Flytskjema fra LVTrans-modell.

Modulene er tillagt oppgitte og målte verdier for kotehøyde (magasiner og undervann), lengder (tunneler og rør), diametere (bekkeinntak, tunneler og rør) med mer. Usikre fysiske verdier, som for eksempel friksjonsfaktor, og numeriske konstanter er kalibrert slik at resultater fra den numeriske modellen stemmer med feltmålingene. For friksjonstap er dette gjort slik at det totale falltapet i den numeriske modellen tilsvarer det virkelige totale falltapet gjennom systemet. Tregheten i oppfyllingen av luftputekammeret etter magasinbytte er inkludert ved å angi en åpningstid på luken fra Langavatn lik 40 min. Dette er ment å representere forsinkelsen i oppfyllingen.

Modellen ble tatt i bruk uten videre konfigureringer, og det er ved videre bruk antatt at de forutsetninger som er gjort ved oppsettet er fullgode.

Den nevnte konstanten k i MRHT-metoden, fra ligning 2-55 for beregning av Nusselt-tallet var kalibrert tidligere for bruk i Jukla luftputekammer (Vereide et al., 2014), og denne ble brukt videre uten endring.

3.4 LUFTPUTEKAMMERMODUL FOR LVTRANS

Det finnes i utgangspunktet bare moduler for åpen svingesjakt med konstant eller varierende tverrsnitt som alternativ for svingesystem i LVTrans. I forbindelse med tidligere utført LVTrans-simulering av kraftverk med luftputekammer, ble det utformet en ny modul for luftputekammer av Vereide og Tuseth (2013). Algoritmene i programkoden i modulen luftputekammeret er basert på MRHT-metoden. Det er her tatt utgangspunkt i denne modulen og i tillegg er det lagt inn algoritmer for å beregne varmeutveksling fra kondensering og stråling.

Det ble ved hjelp av prøv-og-feil-teknikk funnet at det var nødvendig å regne varmeledning i 10 lag innover i berget, med tykkelse på lagene varierende fra 0,02 m i de nærmest overflaten til 0.4 meter for det innerste. En revidert versjon av programkodene for MRHT-metoden brukt i luftputekammermodulen, senere omtalt som totalmetoden i kapittel 3.4.3, er i sin helhet gjengitt i figur 3.8 og figur 3.9. I figuren er også programkoden delt inn i 5 deler og funksjonen til disse blir i grove trekk forklart her. Variablene og konstantene som brukes er gitt intuitive navn i forsøk på å gjøre de selvforklarende.

I del 1 introduseres alle variable og konstanter, og alle konstanter defineres. Her er også tykkelse på lagene gitt (t_1 , t_2 mfl.). Videre blir det definert en lengde L . Dette er lengden fra vannspeilet og opp til hengen i luftputekammeret og den variabelen som brukes for å diskretisere MRHT-metoden. Dette er en viktig parameter for beregninger videre i programkoden.

I del 2 blir de ulike varmestrømmene beregnet; henholdsvis stråling, faseovergang, varme fra vann til luften, og fra luften til berget. De numeriske algoritmene for beregningen av varme fra faseovergang og strålevarme blir beskrevet i mer detalj i kapittel 3.4.1 og 3.4.2. Til slutt i del 2 blir trykkendringen fra forrige tidsskritt som følge av vann- og varmestrøm beregnet som angitt i ligning 2-41.

Del 3 er en iterasjonsprosess hvor målet er å finne ny verdi for L i inneværende tidsskritt. Her blir først uttrykkene for varmeoverføring derivert med hensyn på lengden L . For hver iterasjon blir deretter endringen i L for inneværende tidsskritt dL , beregnet som resultat av trykkendringen, vannføring og varmeoverføring i forrige tidsskritt. Trykkendringen gir en endring i luftvolumet, og dermed også en endring i L . Iterasjonen går mange runder helt til dL blir tilnærmet null ($< 1 \cdot 10^{-14}$) eller det er utført maksimalt 100 iterasjoner.

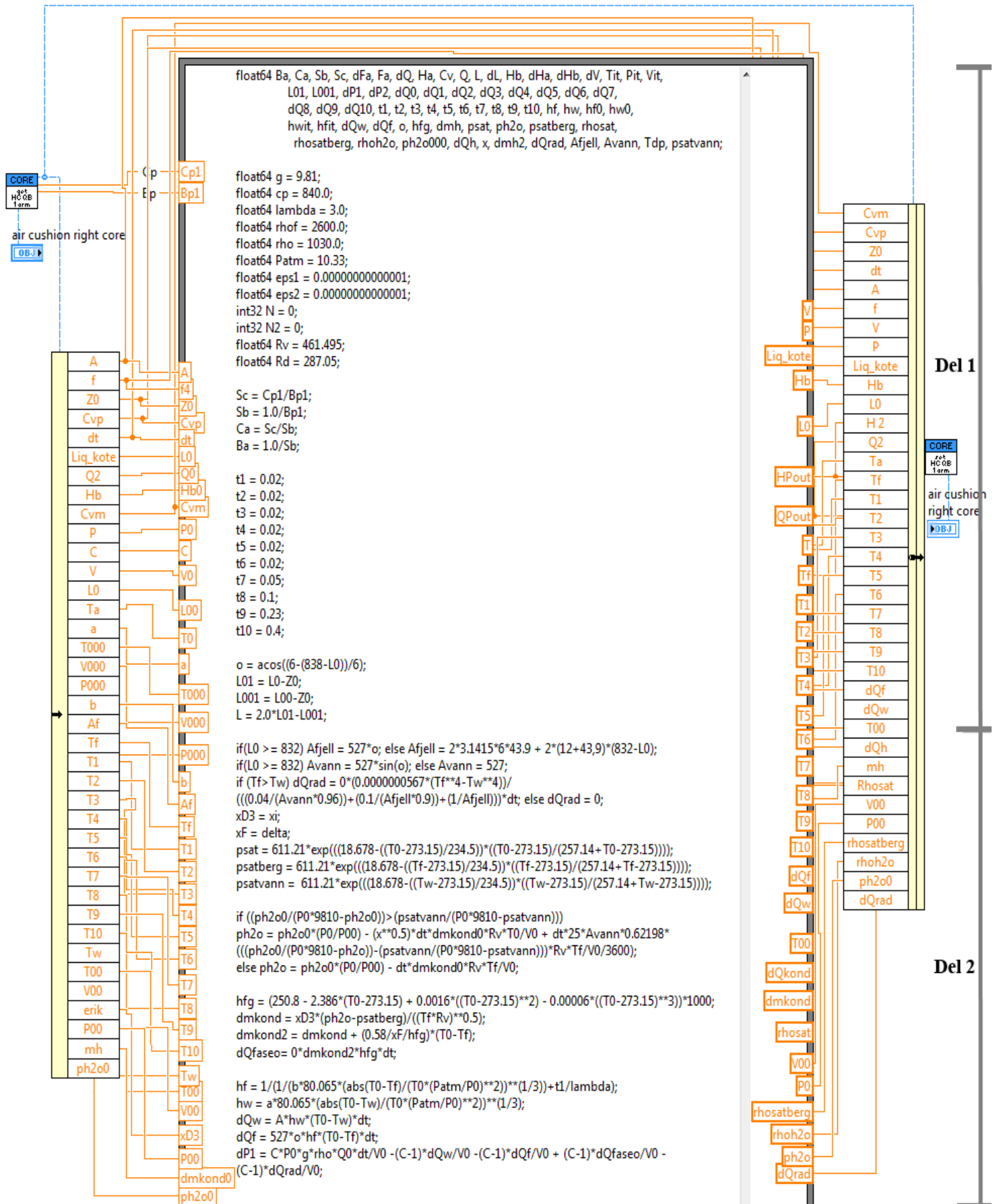
I del 4 blir nye verdier for luftvolum, lufttrykk, lufttemperatur og vannstand beregnet ut fra den nye lengden L .

I del 5 blir varmestrømmen innover i de 10 lagene i berget beregnet, samt den tilhørende temperaturen for hvert av lagene, også ytterst på bergoverflaten.

Dermed er alle variable fornyet, og disse nye verdiene blir tatt med inn som input for beregninger i neste tidssteg.

I tillegg til den rene programmeringskoden består også luftputekammermodulen av et flytskjema-system hvor variablene fra luftputemodulen og andre moduler som fungerer i samspill blir tatt med inn. Flere av formlene i scriptet er avhengig av verdier fra tidligere tidsskritt, og da sørger flytskjema-systemet for at disse verdiene blir tatt med som output i inneværende tidsskritt og deretter som input i neste tidsskritt. Flytskjema med alle ut- og innparametre er også vist i figur 3.8 og figur 3.9.

Noen av inputverdiene som trengs i luftputekammerscriptet, for eksempel vannføringen inn i kammeret, blir beregnet i andre moduler og overført til luftputekammermodulen, mens noen av parametrene som blir kalkulert i luftputekammermodulen blir eksportert som inputverdier til andre moduler i LVTrans-modellen.



Figur 3.8: Script for luftputeelementet i LVTrans, del 1.

```

do {
V = V0-(L-L01)*A;
Q = 2*(V0-V)/dt-Q0;
P = P0 + dP1/g/rho;
dP1 = C*P*g*rho*Q*dt/V -(C-1)*dQw/V -(C-1)*dQf/V + (C-1)*dQfaseo/V0 - (C-1)*dQrad/V0;
P = P0 + dP1/g/rho;
dP1 = C*P*g*rho*Q*dt/V -(C-1)*dQw/V -(C-1)*dQf/V + (C-1)*dQfaseo/V0 - (C-1)*dQrad/V0;
P = P0 + dP1/g/rho;
T = T000*P*V/(P000*V000);
if(Q >= 0.0) Cv = Cvp; else Cv = Cvm;

Hb = L + Z0 + P - Patm;
Ha = Hb + Q*abs(Q)*0.5/Cv;
Fa = Ha - Ca + Ba*Q;

dQ = 2.0*A/dt;
dV = -1.0*A;
dP2 = (C*g*rho*dt*(dP1*Q*V+P*dQ*V-P*Q*dV) - dV*(C-1)*
(dQw + dQf - dQfaseo + dQrad))/V**2;
dHb = 1 + dP2/g/rho;
dHa = dHb + abs(Q)*dQ/Cv;
dFa = dHa + Ba*dQ;

dL = -Fa/dFa;
L = L + dL;
N++;}

while (abs(dL) > eps2 && N < 100);

V = V0-(L-L01)*A;
Q = 2*(V0-V)/dt-Q0;
dP1 = C*P*g*rho*Q*dt/V -(C-1)*dQw/V -(C-1)*dQf/V + (C-1)*dQfaseo/V0 - (C-1)*dQrad/V0;
P = P0 + dP1/g/rho;
T = T000*P*V/(P000*V000);
Liq_kote = L+Z0;
T0 = T00;
V0 = V00;

if (Q >= 0.0) Cv = Cvp; else Cv = Cvm;
Hb = L+Z0 + P - Patm;
Ha = Hb+Q*abs(Q)*0.5/Cv;

HPout = Ha;
QPout = Q;

dQ0 = -527*o*hf*(T -Tf)*dt;
dQ1 = -527*o*lambda*(Tf -T1)*dt/t1;
dQ2 = -527*o*lambda*(T1 -T2)*dt/t2;
dQ3 = -527*o*lambda*(T2 -T3)*dt/t3;
dQ4 = -527*o*lambda*(T3 -T4)*dt/t4;
dQ5 = -527*o*lambda*(T4 -T5)*dt/t5;
dQ6 = -527*o*lambda*(T5 -T6)*dt/t6;
dQ7 = -527*o*lambda*(T6 -T7)*dt/t7;
dQ8 = -527*o*lambda*(T7 -T8)*dt/t8;
dQ9 = -527*o*lambda*(T8 -T9)*dt/t9;
dQ10 = -527*o*lambda*(T9 -T10)*dt/t10;

Tf = Tf - (dQ0 - dQ1)/(527*o*t1*cp*rhof);
T1 = T1 - (dQ1 - dQ2)/(527*o*t2*cp*rhof);
T2 = T2 - (dQ2 - dQ3)/(527*o*t3*cp*rhof);
T3 = T3 - (dQ3 - dQ4)/(527*o*t4*cp*rhof);
T4 = T4 - (dQ4 - dQ5)/(527*o*t5*cp*rhof);
T5 = T5 - (dQ5 - dQ6)/(527*o*t6*cp*rhof);
T6 = T6 - (dQ6 - dQ7)/(527*o*t7*cp*rhof);
T7 = T7 - (dQ7 - dQ8)/(527*o*t8*cp*rhof);
T8 = T8 - (dQ8 - dQ9)/(527*o*t9*cp*rhof);
T9 = T9 - (dQ9 - dQ10)/(527*o*t10*cp*rhof);

```

Del 3

Del 4

Del 5

Figur 3.9: Script for luftputeelementet i LVTrans, del 2.

3.4.1 Etablering av numerisk modell for beregning av varme fra faseoverganger

Det ble ikke funnet i litteraturen beskrivelse av numeriske måter for beregning av varmeutveksling fra kondensasjon. Det er kjent at kondensering er en prosess som tar noe tid og utvikling av den latente varmen fra kondensasjon blir dermed ikke overført til omgivelsene momentant. I forsøk på å beskrive denne prosessen ble det etablert fire ulike numeriske modeller. Disse kalles i det følgende fasemetodene, og består av de fire programmene kalt Script D.1, Script D.2, Script D.3 og Script F. Ved etablering av fasemetodene ble det tatt utgangspunkt i to ulike teorier for kondensasjon; direktekontakt- og filmvis-kondensasjon. Dette som nevnt i kapittel 2.3.5.

Felles for fasemetodene er antakelsen om at luften er mettet ved start av simuleringen. Dette regnes som en sikker antakelse, da luft som er i likevekt med åpent vann alltid vil bli mettet ved stasjonære forhold. I normal tilstand er luftputekammeret tilnærmet stillestående og det er rimelig å anta at luften vil oppnå likevektstilstand. For direktekontakt-kondensering er utviklingen av partialtrykket til vanndamp en avgjørende, men usikker prosess. Ulike antakelser for dette er noe av det som skiller de fire fasemetodene.

Alle fasemetodene avhenger av en ukjent konstant med verdi mellom 0 og 1. Denne krever kalibrering og blir videre kalt kalibreringsfaktoren. Det er rimelig å anta at kalibreringsfaktoren er avhengig av blant annet luftputekamrenes utforming, og at den verdien for kalibreringsfaktorene som senere blir brukt i beregninger her er bare gyldig for Jukla luftputekammer. Det er videre lagt inn et felt i frontpanelet til luftputekammermodulen i LVTrans, slik at bruken kan endre verdien av kalibreringskonstanten ($x_{D.1}$ for Script D.1) uten å endre selve programkoden.

De delene av programkoden som er unike og vurderes som viktigst for hver av de følgende modellene ligger vedlagt i vedlegg D.

Script D.1:

Den første numeriske programmet; Script D.1 er basert på direktekontakt-kondensering. Her blir partialtrykket av vanndamp antatt lik metningstrykket tilhørende den stasjonære temperaturen ved simuleringsstart. Videre regnes vanndamptrykket å endres proporsjonalt med endringen i det totale lufttrykket, fra ett tidsskritt til neste.

Varmeeffekten fra kondenseringen blir da funnet som en funksjon av differansen mellom vanndamptrykk i luften og metningstrykket for vanndamp tilhørende bergets overflatetemperatur. Denne funksjonen avhenger av kalibreringsfaktoren, i dette Script representert ved $x_{D.1}$. Her brukes ligning 2-28 for beregning av metningstrykk og ligning 2-33 for kondenseringsraten. Videre finnes den latente varmen for aktuell lufttemperatur fra ligning 2-30.

I Script D.1 antas det så lenge luften ikke er mettet, at fordampningen skjer like hurtig som kondensasjonen. Når vanndampen som følge av endring i totaltrykk blir lik eller større enn metningstrykket (overmetning) blir det antatt at fordampning ikke lengre vil skje, og at lufttrykket dermed blir redusert tilsvarende den kondenserte mengden fra forrige tidsskritt.

Script D.2

Andre numeriske modell som også er basert på direktekontaktkondensering, Script D.2 er laget med antakelse om at luften er mettet ved start av hvert tidsskritt. Videre blir for inneværende tidsskritt kondensatet fra forrige tidsskritt omregnet til en endring i vanndamptrykk og dette blir trukket fra det inneværende tidsskrittets vanndamptrykk. Dette betyr at også Script D.2 er basert på antakelse om at fordampning hele tiden er lik kondenseringen. I Script D.2 representeres kalibreringsfaktoren med $x_{D.2}$.

Script D.3:

I tredje numeriske metode som er basert på direktekontakt-kondensering blir, som for Script D.1, vanndamptrykket antatt å endres proporsjonalt med endringen i det totale lufttrykket. Videre blir kondensat fra forrige tidsskritt trukket fra, som i Script D.2. Dette skjer uten begrensing i alle tidssteg, uavhengig om luften er overmettet eller ikke.

Videre blir det her ikke gjort forenklede antakelser om fordampningen, men heller forsøkt å beregne denne fra de empiriske sammenhengene gitt ligning 2-31 og 2-32. Videre er det lagt inn begrensing slik at fordampning ikke skjer i tilfeller når luften blir mettet.

Script F – antakelse om filmvis kondensering:

Som beskrevet kan kondenseringen også foregå som filmvis kondensering. Kalibreringsfaktoren i Script F er gitt symbolet x^F og representerer her den ukjente filmtykkelsen δ (delta) fra ligning 2-34. Det er verdt å merke at den ukjente variabelen her gir økende kondensasjonshastighet for lavere verdier av x^F , mens det for kalibreringsfaktorene i Script D trolig er omvendt. Vannets termiske konduktivitet ble satt til 0,58 W/m/K (Aylward & Findlay, 2007).

Videre nevnes følgende:

- Varmeeffekten i Script F avhenger ikke direkte av kondenserings- eller fordampningshastighet, men bare av temperaturdifferansen mellom berget og luften. Dette ser man også i ligning 2-34.
- På grunnlag av den teorien som er benyttet bemerkes det at varmeeffekten går mot uendelig stor ved uendelig tynn kondensatfilm.

3.4.2 Etablering av numerisk modell for beregning av stråling

Det ble videre etablert en numerisk modell for beregning av varme fra stråling kalt strålemetoden. Strålevarmen blir beregnet med utgangspunkt i formel 2-27, og samtidig brukes sammenhengen mellom vannstand og vannspeilarealet gitt i ligning 3-1. Tilsvarende sammenheng ble etablert for sammenheng mellom vannstand og arealet til bergoverflaten.

Metoden baseres på antakelsen om at stråling fra bergoverflaten og vannspeilet utgjør dominerende del av strålingen, mens stråling fra luftpartiklene og vanndamp i denne sammenheng er neglisjerbare. Dermed blir strålevarme i luftputekammer et varmesluk; varme går fra berget med høy temperatur til vannet med lavere temperatur. Dette skal i prinsippet bidra til å redusere temperaturen på bergoverflaten ettersom varme blir ført ut av systemet. Det blir antatt at

vannet tar opp strålevarmen, og på grunn av den kontinuerlige omrøringen og vanns store varmekapasitet regnes vannet å ha uendelig evne til å ta opp varme og konstant temperatur.

Det kan nevnes at det er sannsynlig at noe av varmen i virkeligheten blir tatt opp av luftmolekylene og vanddampen som varmestrålingen må passere mellom berg- og vannoverflate. For å være konservativ med tanke på å avgjøre strålingens betydning blir det her antatt at denne effekten er neglisjerbar. Dette bidraget vil eventuelt være med på å redusere varmemengden som stråling transporterer ut av systemet.

3.4.3 Etablering av totalmetoden

Å regne med bare fasemetodene eller bare strålemetoden vil prinsipielt kunne være feil, da det ikke vil være slik at bare én av disse situasjonene oppstår. Fra før er det antatt at disse er neglisjerbare og det virkelig interessante er dermed den kombinerte effekten disse gir, da varmeutveksling fra kondensasjon og stråling i prototyp vil være parallelle prosesser.

I vurderingen av nødvendigheten av en forbedring av den allerede etablerte MRHT-metoden er det derfor etablert en programkode som kombinerer varme fra faseoverganger og stråling. Denne er videre referert til som totalmetoden og er et forsøk på å etablere en beregningsmetode som kombinerer alle kjente former for varmeutveksling. Totalmetoden kombinerer Script D.3, Script F og strålemetoden.

Ved bruk av totalmetoden er håpet å få vist den totale endringen i verdiene for vannstand, trykk og temperatur sammenlignet med bruk av MRHT-metoden. Håpet er dermed å få vist hvilken betydning den neglisjerte effekten fra kondensasjon og strålevarme påvirker forholdene i luftputekammeret.



KAPITTEL 4

RESULTATER

Det ble gjort numeriske simuleringsforsøk med fasemetodene, strålemetoden og totalmetoden. I tillegg ble det simulert adiabatisk- og isoterm tilstandsendring, samt brukt MRHT-metode for å fremskaffe data for sammenligning (de tre siste heretter kalt standardmetodene).

4.1 KALIBRERING AV FASEMETODENE

4.1.1 Overslagsberegning for total latent varme i vanndamp

Ettersom de numeriske modellene for varme fra faseovergang avhenger av enten en ukjent konstant, eller en ukjent filmtykkelse, kreves en kalibrering for at de skal gi riktige resultater. Det finnes ingen målinger av denne varmemengden og det ble i stedet utført en teoretisk overslagsberegning over total tilgjengelig latent varme i vanndampen. Ved å kalibrere de numeriske modellene for å samsvare med denne teoretiske maksimale varmemengden, oppnås et konservativt resultat. Det ble regnet at all tilgjengelig latent varme ble frigitt ved kondensasjon, og dermed er det mulig å anslå den teoretisk største effekten varme fra kondensasjon vil kunne ha. Det er rimelig å anta at ved denne fremgangsmåten blir resultatene overdrevet i retning av økt påvirkning. Forhåpentligvis vil det være mulig å se om dette medfører en bedre eller dårligere likhet med målingene av trykk og vannstand fra prototyp.

Ved start antas det at lufttemperaturen er lik vanntemperaturen, og at luften er mettet. Det vil si 275 K med partialtrykk fra vanndamp lik 0,7 kPa (fra ligning 2-28). Fra målingene finner man at trykket når et maksimum på cirka 1600 kPa med initialtrykk cirka 800 kPa. Antar man så at partialtrykket øker lineært med totaltrykket vil maksimalt partialtrykk kunne bli:

$$p_{sat,max} = 0,7kPa \cdot \frac{1600 kPa}{800 kPa} = 1,4 kPa \quad 4-1$$

Tilhørende duggpunkt er cirka 11°C og da er maksimalt vanndampinnhold, X_{max} 8,6 g per kg luft (fra ligning 2-32). Ved start og slutt av den transiente hendelsen antas det at lufttemperaturen er

lik vanntemperaturen på 2°C, med tilsvarende maksimalt vanndampinnhold X_0 på cirka 4,5 g per kg luft. Dette gir en differanse i vanndampinnhold ΔX lik 4,1 g vanndamp per kg luft. Antar man så at hele denne differansen kondenserer vil total mengde kondensat kunne finnes fra:

$$m_{kondensat} = 4,1 \frac{g \text{ kondensat}}{kg \text{ luft}} m_{luft} = 4,1 \frac{g \text{ kondensat}}{kg \text{ luft}} V_{luft} \rho_{luft} \quad 4-2$$

Ved slutttilstand vil volum være cirka 1600 m³ og ρ_{luft} cirka 17,3 kg/m³. Dette gir:

$$m_{kondensat} = 111 \text{ kg} \quad 4-3$$

Den latente varmen til vanndamp ved 2 °C finnes fra ligning 2-30. Dermed er total potensiell varmemengde fra vanndamp omtrent:

$$dQ_{kond} = h_{fg} m_{kondensat} = 2496 \frac{kJ}{kg} \cdot 111 \text{ kg} \approx 275 \text{ MJ} \quad 4-4$$

For de følgende numeriske simuleringene ble da fasemetodene kalibrert slik at summen av varme fra kondensasjon ble omtrent lik 275 MJ.

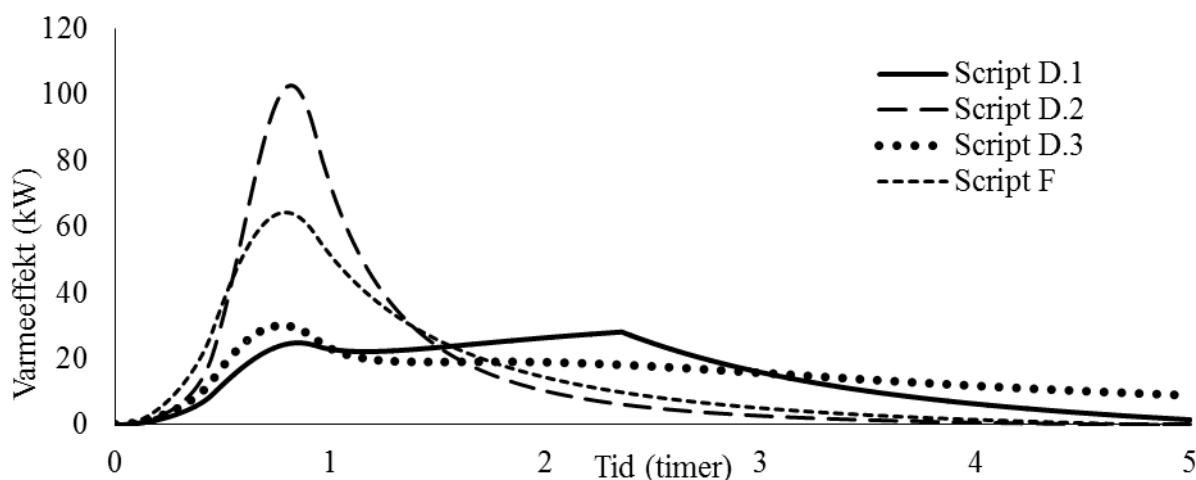
4.1.2 Kalibrering av numerisk modell

Det ble ved hjelp av prøv-og-feil-teknikk funnet den verdien for $x_{D.1-D.3}$ og x_F som ga total varme fra kondensering omtrent lik 275 MJ ved bruk av de fire fasemetodene. Følgende verdier ble brukt:

Numerisk modell	Parameter	Parameterverdi	Sum kondensasjonsvarme
Script D.1	$x_{D.1}$	0.01 / 0.0096	273 MJ
Script D.2	$x_{D.2}$	0.003 / 0.0028	279 MJ
Script D.3	$x_{D.1}$	0.015	277 MJ
Script F	x_F	0.0003 / 0.00031	272 MJ

4.2 RESULTATER VED BRUK AV FASEMETODENE

Bruk av de fire modellene for beregning av varme fra faseoverganger ga følgende resultat:

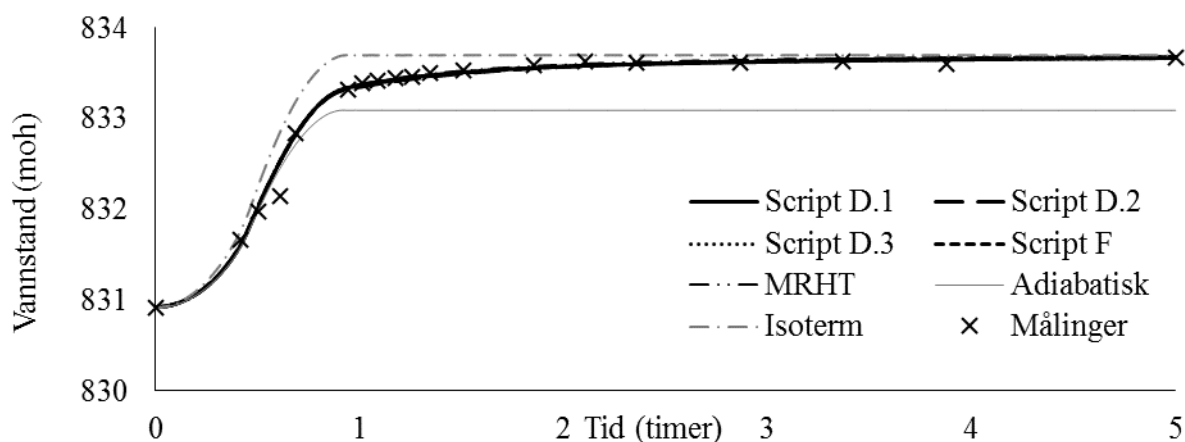


Figur 4.1: Sammenligning av simulert varmeutveksling med ulike fasemetoder.

I simuleringene vist i figur 4.1 er det brukt kalibreringsfaktorer gitt i delkapittel 4.1.2. Man ser da at Script D.2 gir høyest varmeeffekt, og kortest varighet. Motsatt gir Script D.3 lavest effekt, men med en jevnere fordeling. Man ser også at ved utgangen av simuleringstiden blir det fortsatt frigitt kondenseringsvarme for Script D.3. Dette tyder på at den totale varmemengden fra kondensasjon vil bli større enn 275 MJ ved oppnådd fullstendig stasjonære forhold ved bruk av denne verdien for $\alpha D.3$.

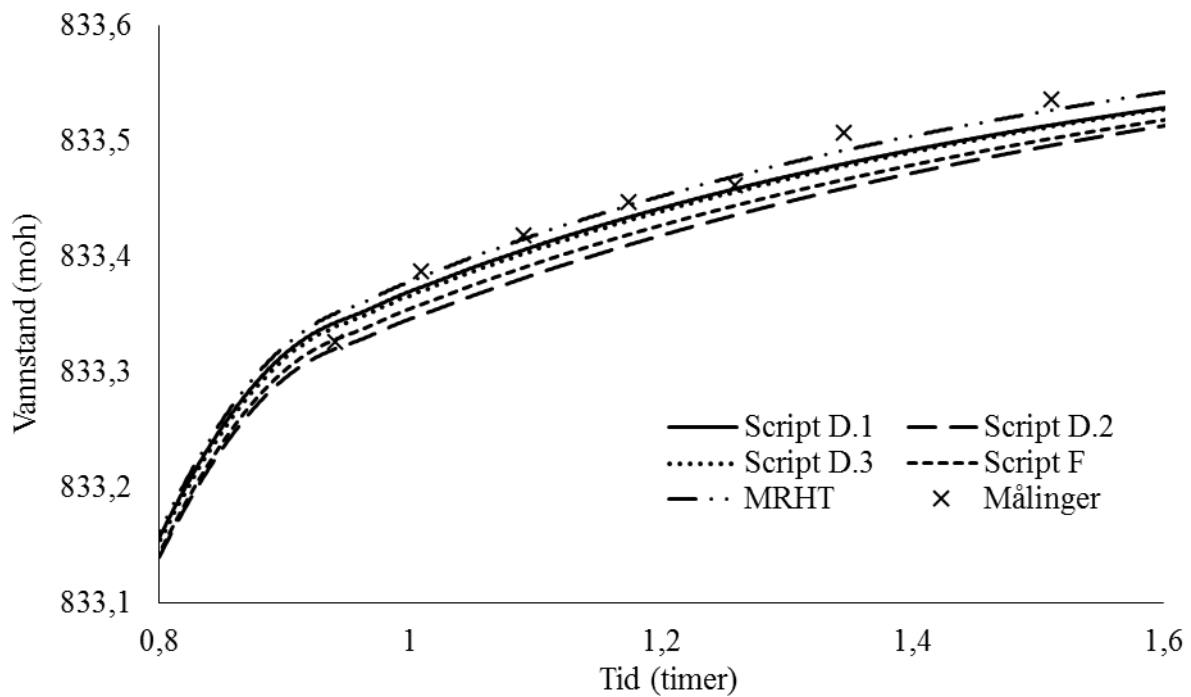
For å anslå hvilken betydning varme fra faseovergang har for simulering av transienter i luftputekammer, ble resultater fra fasemetodene sammenlignet med standardmetode. Resultater for beregninger av vannstand, lufttrykk og temperaturer er vist.

I tillegg til hele den transiente hendelsen er det også vist mer detaljert utsnitt fra sentralt område for tiden hvor oppfyllingen var ferdig. Dette for å tydeliggjøre forskjellene mellom de forskjellige metodene.



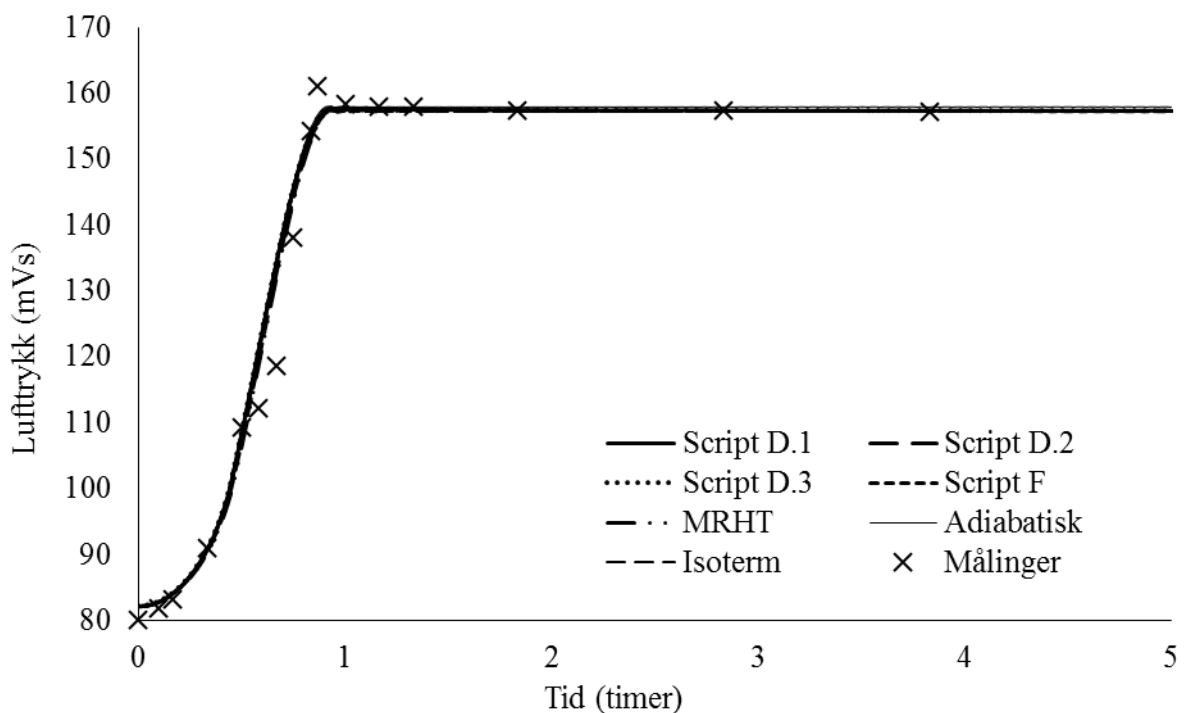
Figur 4.2: Resultat for vannstand simulert med fasemetoder og standardmetoder.

Man ser at sammenliknet med både isoterm- og adiabatisk beregningsmetode, gir MRHT-metoden og alle fasemetoder langt riktigere verdier for vannstanden. Samtidig er forskjellene mellom MRHT-metoden og fasemetodene for små til å kunne vises på oversiktsresultatet.



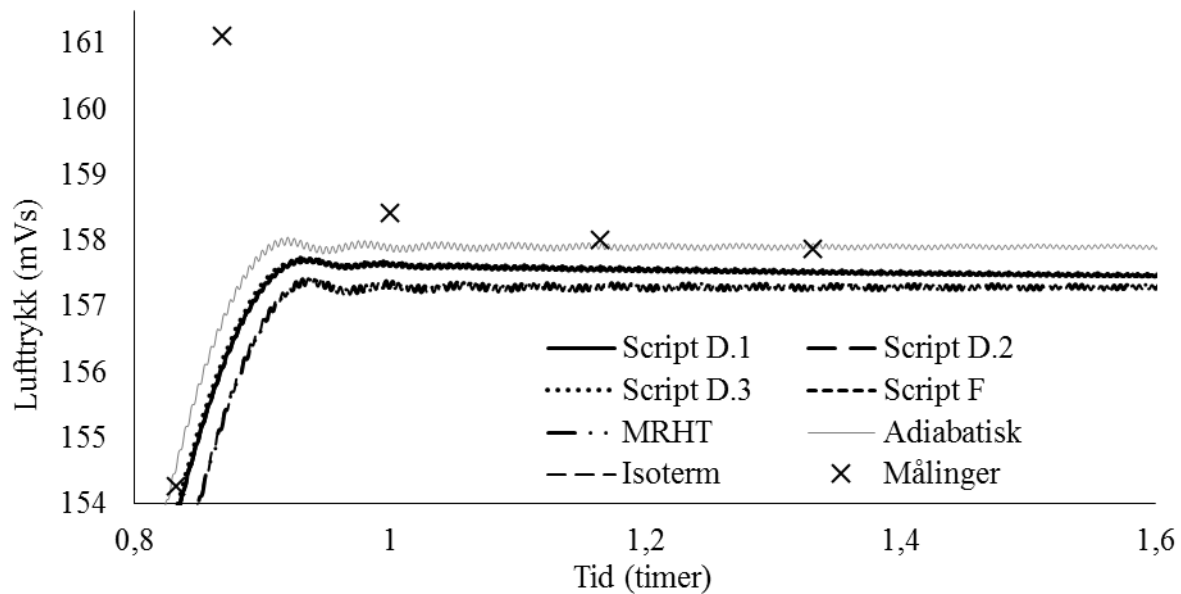
Figur 4.3: Utsnitt av resultat for vannstand simulert med fasemetoder og standardmetoder.

Man ser at MRHT-metoden gir høyest verdi for vannstanden, mens fasemodellene gir noe lavere. Tilsynelatende stemmer MRHT-metoden bedre med feltmålinger enn fasemodellene i dette utsnittet.



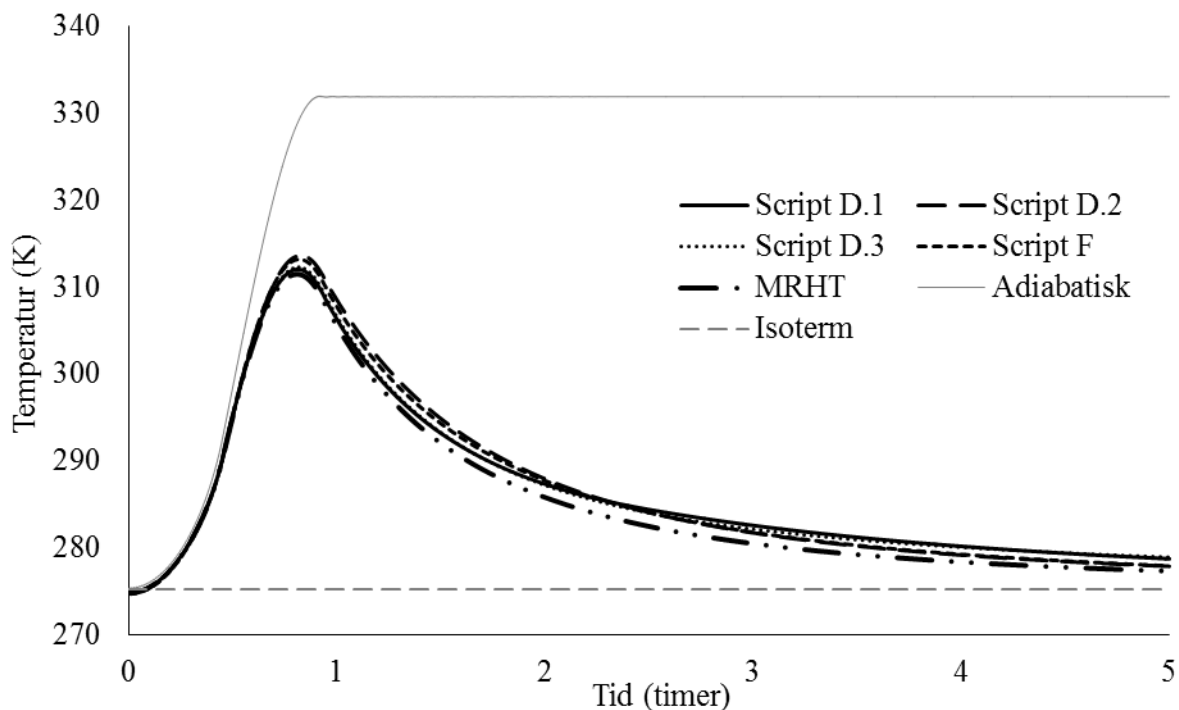
Figur 4.4: Sammenligning av resultater for luftrykk fra fasemetoder og standardmetoder.

Heller ikke for målinger av luftrykk er det mulig å skille de ulike metodene fra hverandre. Her sees en større likhet enn for resultater fra alle andre variable. Tilsynelatende er også resultater fra isoterm- og adiabatisk tilstandsending like. Videre nevnes spesielt at det ene målepunktet for trykk, omkring 0,8 timer og 162 mVs skiller seg ekstra mye fra alle simulerte verdier.



Figur 4.5: Utsnitt av sammenligning av måledata og simulerte verdier for luftrykk.

Her vises at MRHT-metoden gir omtrent nøyaktig samme resultat som isoterm tilstandsendring. Videre ligger fasemetodene mellom adiabatisk og isoterm. Tilsynelatende er verdier fra fasemodellene nærmere feltmålingene (høyere) enn MRHT-metoden, men alle simulerte resultater er likevel nokså langt fra målingene.

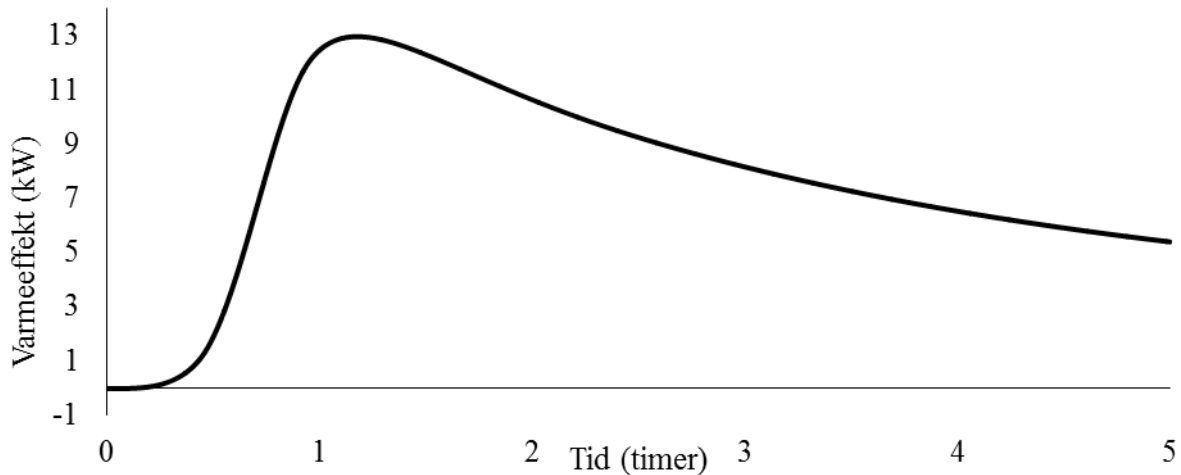


Figur 4.6: Resultater fra simulering av lufttemperatur ved bruk av ulike modeller.

Man ser at alle fasemetoder gir høyere verdier for lufttemperaturen enn MRHT-metoden. Høyest temperatur oppnås like etter at luftputekammeret er fylt omkring 40 minutter, 0,7 timer. Aller høyest lufttemperatur ser man ved bruk av Script D.2. Script D.2 ga også høyest maksimalverdi for varmeeffekt som vist i figur 4.1. Man ser at Script D.2 gir størst endring ved maksimalpunkt, mens script D.1 gir størst endring rundt slutten av simuleringsperioden. Ingen måledata av temperatur finnes for sammenligning.

4.3 RESULTATER VED BRUK AV STRÅLEMETODEN

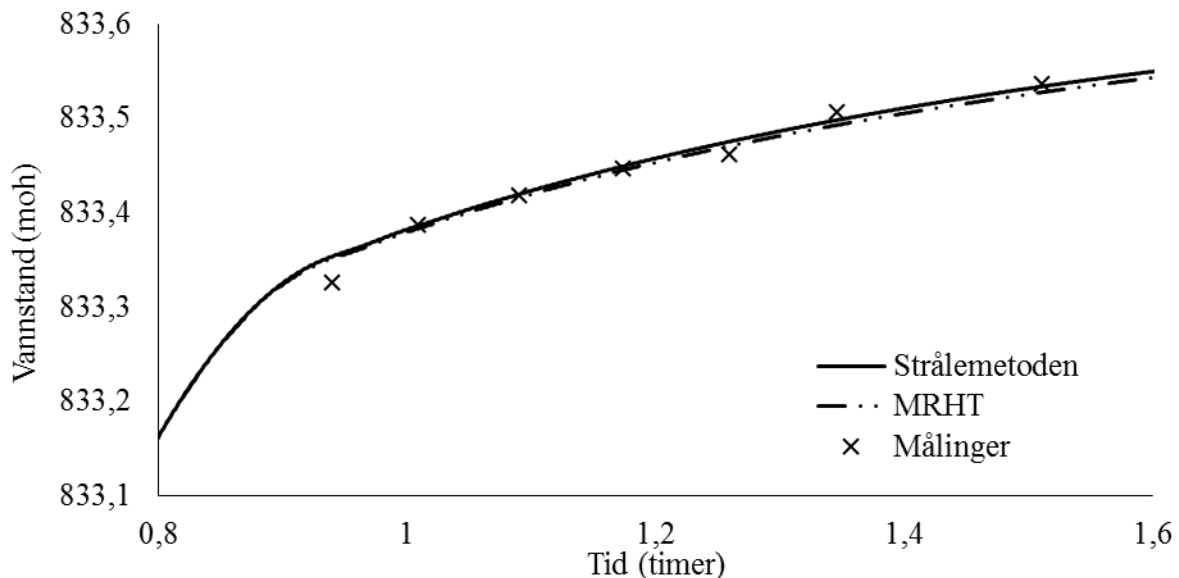
Varmestråling ble beregnet som vist i kapittel 3.4.2. Denne numeriske modellen trengte ingen kalibrering, da den er basert på bruk av målbare størrelser.



Figur 4.7: Simulering av varmeeffekt fra stråling i luftputekammer.

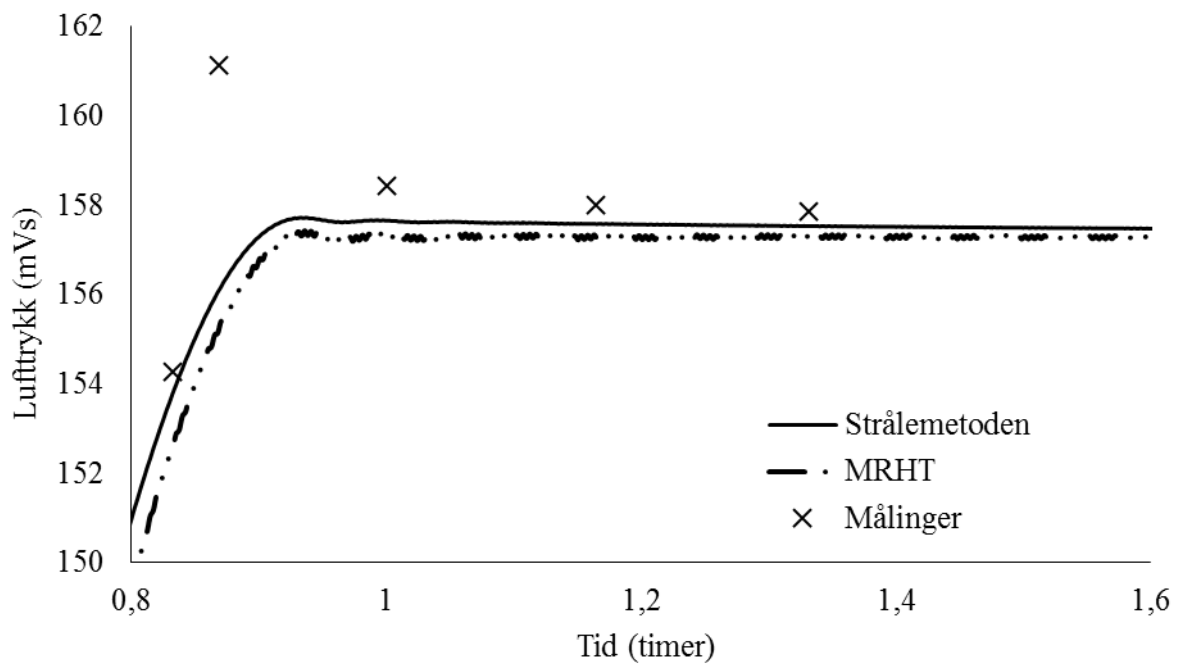
Man ser fra figur 4.7 at effekten fra varmestråling er størst like etter en time fra simuleringstart, med maksimal effekt på cirka 13 kW. Man ser at dette er i størrelsesorden halvparten av for eksempel maksimale effekt fra faseovergang beregnet med Script D.3, se figur 4.1.

Videre ser man at også ved utgangen av simuleringstiden blir det utstrålt varme. Det er fortsatt en temperaturdifferanse mellom berg og luft og vannet. Dermed ser man at det fortsatt blir avgitt varme i form av stråling også ved fem timer.



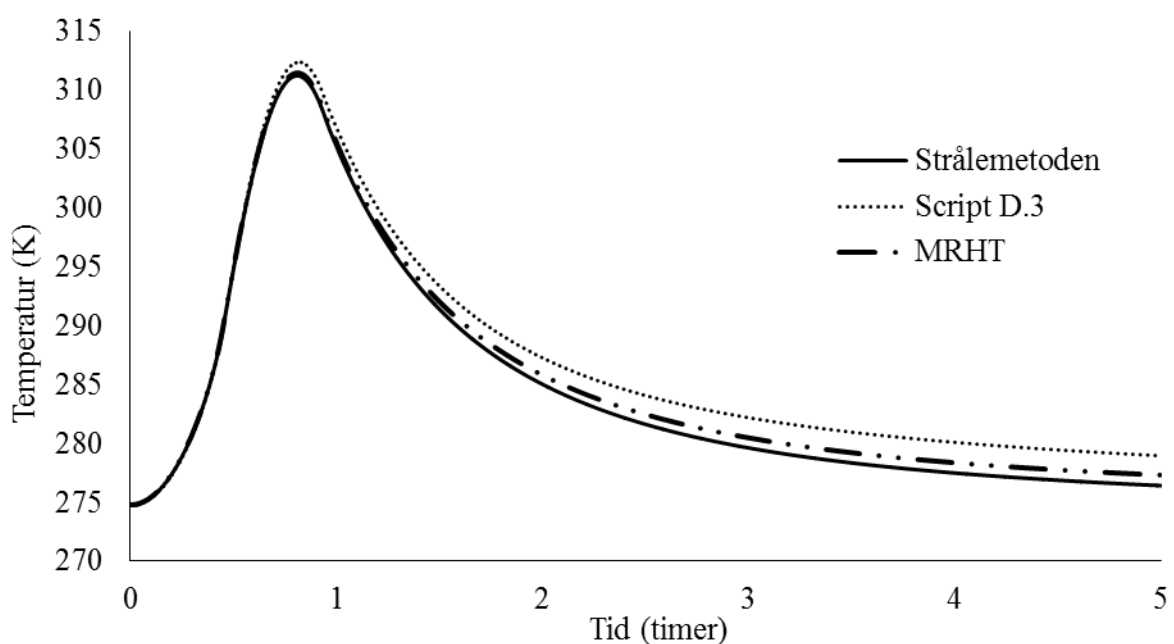
Figur 4.8: Utsnitt av resultater for vannstand fra målinger og simuleringer inkl. strålevarme.

For resultater for vannstand ser man motsatt trend sammenlignet med fasemodellene. Vannstanden ligger noe høyere enn MRHT-modellen når man inkluderer varme fra stråling.



Figur 4.9: Resultater for lufttrykk fra simuleringer inkl. strålevarme.

Man ser i resultatene for trykk omtrent samme trend ved bruk av strålemetoden, som man så for fasemetodene.

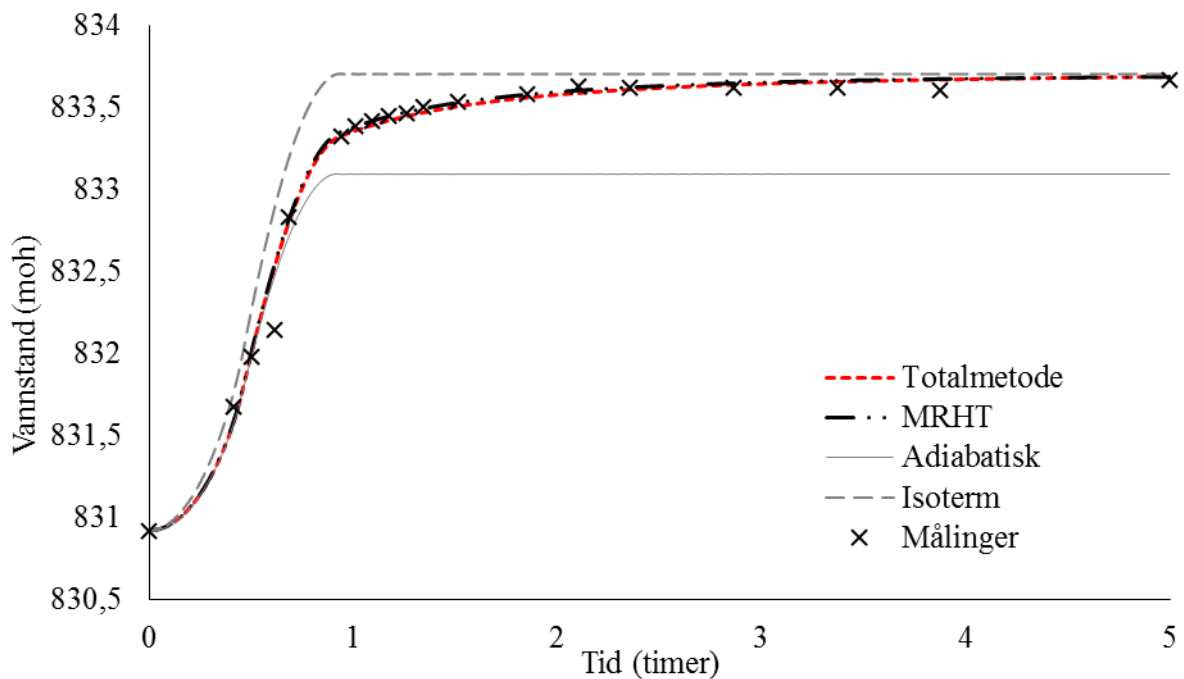


Figur 4.10: Resultater for lufttemperatur fra simulering med ulike metoder.

Man ser at lufttemperatur reduseres ved å inkludere strålevarmen, sammenlignet med standard MRHT-metode. Dette er motsatt av hva man så for fasemetodene, her representert med Script D.3.

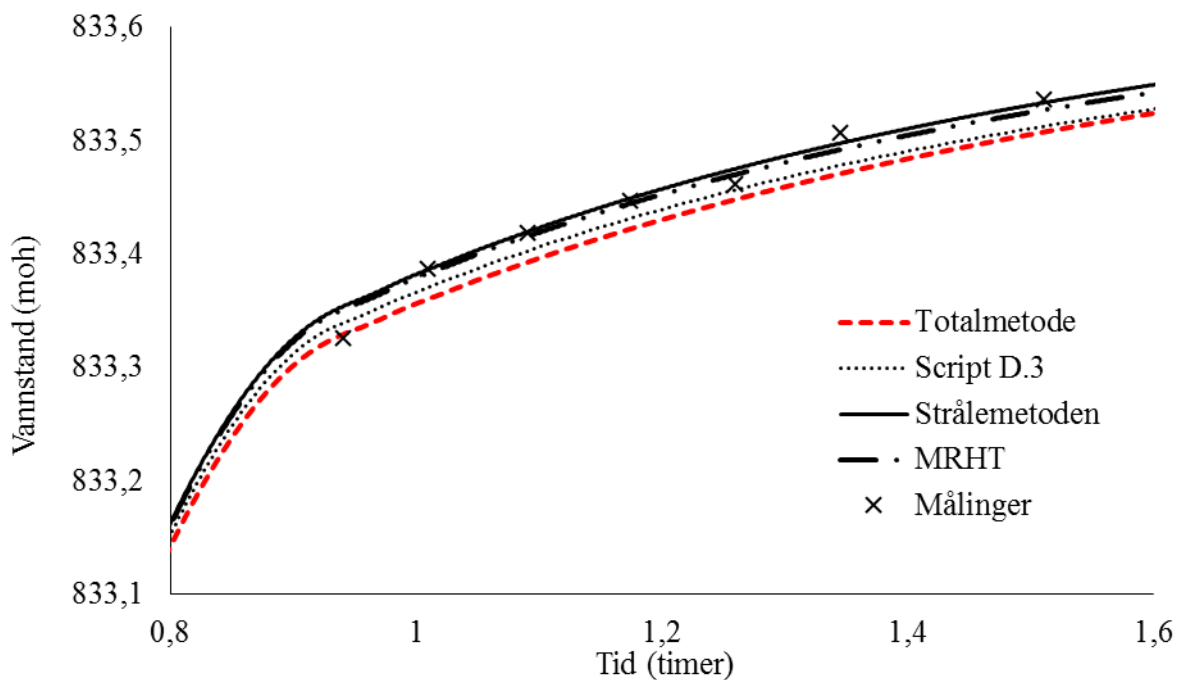
4.4 RESULTATER VED BRUK AV TOTALMETODEN

Totalmetoden ble bruk som beskrevet tidligere, og gav følgende resultater:



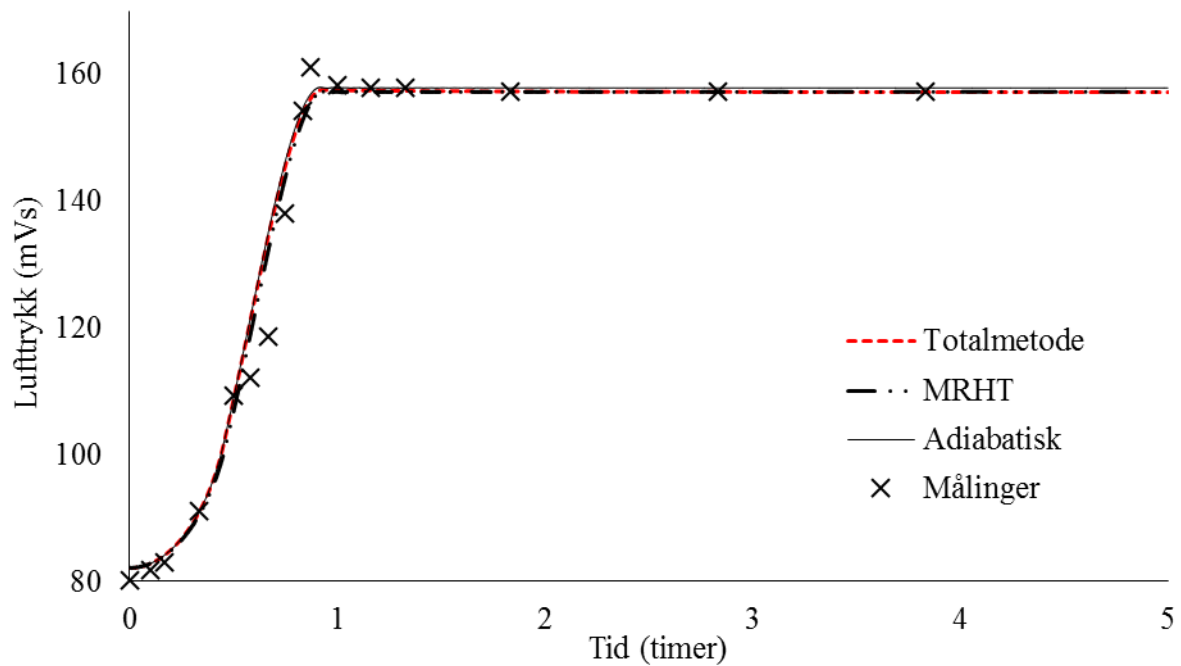
Figur 4.11: Resultat av simulert vannstand med totalmetoden og standardmetodene.

Sammenlignete med adiabatisk- og isoterm tilstandsendring ser man lite differanse mellom MRHT-metoden og totalmetoden.



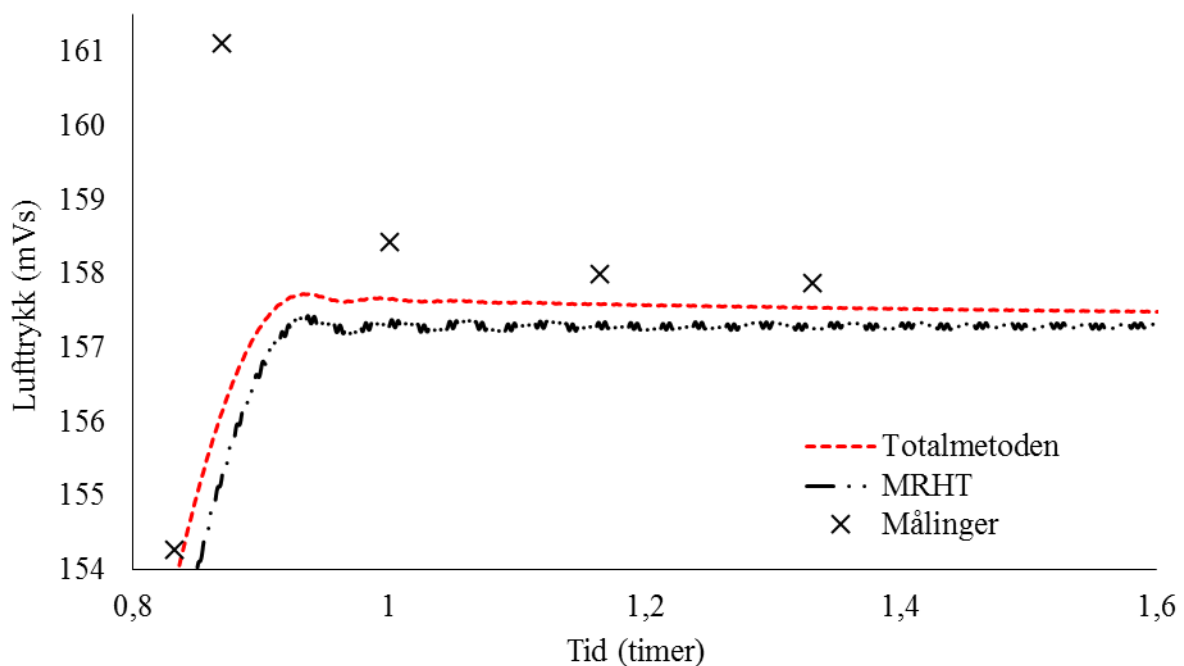
Figur 4.12: Utsnitt av sammenligning av simulert vannstand ved bruk av totalmetoden m.fl.

Man ser at totalmetoden gir lavere verdier for simulert vannstand i forhold til MRHT-metoden og strålemetoden, men noe høyere enn simuleringen med fasemetoden Script D.3.



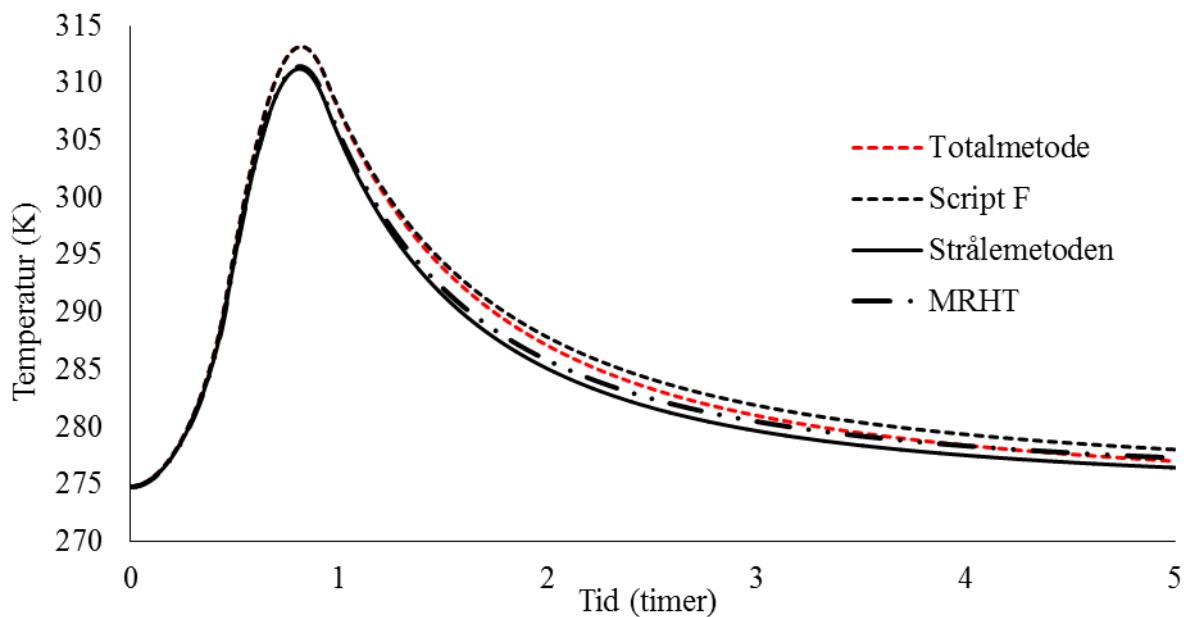
Figur 4.13: Resultat av simulert lufttrykk med totalmetoden og standardmetodene.

Man ser endringen ved bruk av totalmetoden i forhold til både adiabatisk og MRHT-metode gir liten endring, og tilsynelatende lite forbedret likhet med måledata.



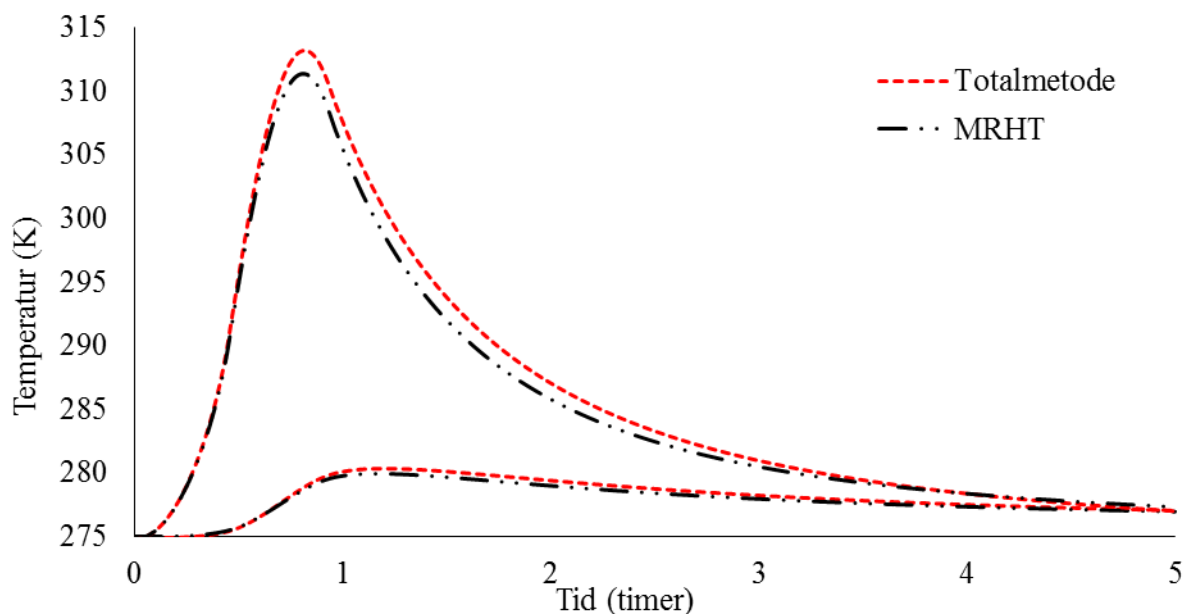
Figur 4.14: Utsnitt av sammenligning av simulert lufttrykk ved bruk av totalmetoden m.fl.

Et nærmere utsnitt av trykkdataene viser at også totalmetoden viser en liten øking i trykk sammenlignet med MRHT-metoden. Denne økningen er omtrent lik den man så for både strålemetoden og fasemetodene.



Figur 4.15: Resultat av simulert lufttemperatur med totalmetoden m.fl.

I figur 4.15 er fase metode Script F og strålemetoden vist for sammenligning. Simulerte verdier for temperatur med totalmetoden gir noe lavere verdier enn bruk av Script F i alle tidssteg, men høyere verdier enn både MRHT-metoden og strålemetoden. Man ser at totalmetoden gir verdier som ligger i mellom fase metoden og strålemetoden, men som samtidig gir høyere temperaturer enn MRHT-metoden. For bedre oversikt er temperaturberegninger for både luften (øverst) og på bergoverflaten (nederst) fra både MRHT-metoden og totalmetoden vist i Figur 4.16.

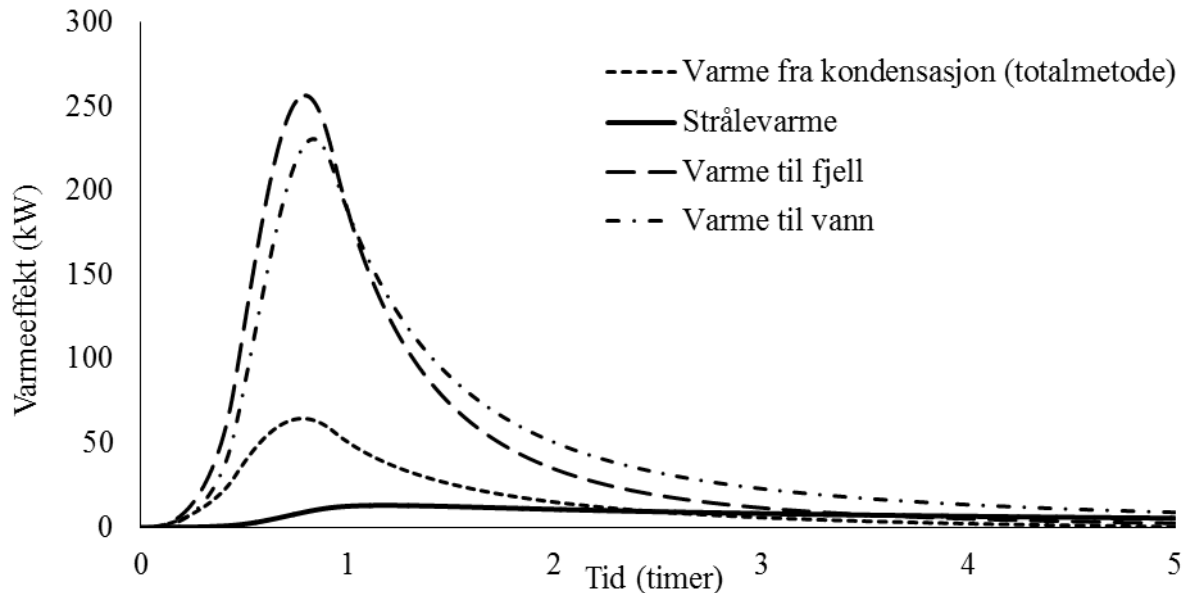


Figur 4.16: Temperaturberegninger fra totalmetoden og MRHT-metoden.

Her ser man at maksimal lufttemperatur oppnås rundt 0,8 timer, mens maksimal bergtemperatur oppnås rundt en time. Videre er økningen i lufttemperatur langt høyere enn på bergoverflaten. Det samme er også observert for endringen ved bruk av totalmetode fra MRHT-metode. Endringen, det vil si økningen mellom MRHT-metoden og totalmetoden, er større i absoluttverdi for temperatur i luften enn på bergeoverflaten.

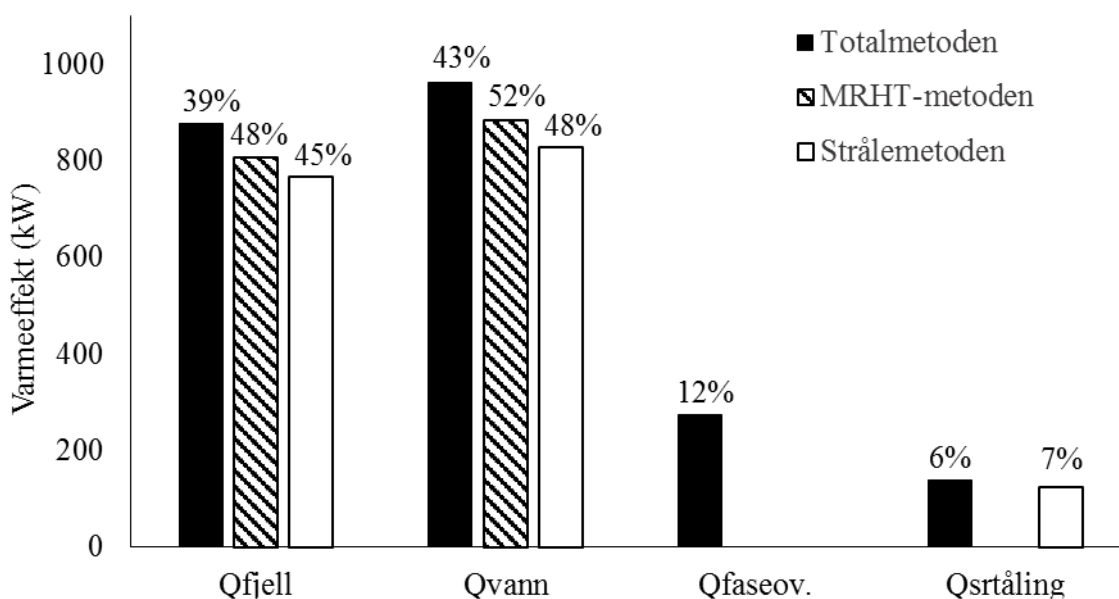
4.5 SAMMENLIGNING AV TERMODYNAMISKE PROSESSER

Ved bruk av totalmetoden får man følgende resultater for de fire ulike formene for varmeutveksling:



Figur 4.17: Sammenligning av ulike metoder for varmeutveksling i luftputekammer.

I figur 4.17 vises forholdet mellom simulerte verdier for den varmen som kan bli frigjort fra kondensering, strålevarme, varmeledning fra luften og utover i fjellet og mellom luften og vannet. Her ser man at den kombinerte varmeutvekslingen fra konduksjon og konveksjon er dominerende i forhold til både strålevarme og varme fra faseovergang. Ved slutt av simuleringen er varmeutvekslingen svært liten, men strålevarmen utgjør en stor del av denne.



Figur 4.18: Sammenligning av total varme fra ulike prosesser ved bruk av ulike metoder.

I figur 4.18 er den totale varmeutvekslingen fra de ulike prosessene sammenlignet. Det er vist sammenligning av resultat for bruk av totalmetoden, strålemetoden og MRHT-metoden. I tillegg

er den relative andelen av de forskjellige termodynamiske prosessene innad i de tre forskjellige metodene vist som prosenttall. Man ser også her at varme fra faseovergang og stråling utgjør relativt små andeler i forhold til den varmen som blir transportert ut i fjell og vann fra konveksjon og konduksjon.

Videre ser man at ved inkludering av strålevarme blir varmetransporten fra luften og til fjell og vann redusert, mens ved bruk av totalmetoden øker denne mengden. Strålevarme «hjelper» systemet å bli kvitt varme, mens varme fra kondensering tilfører systemet varme. Sistnevnte øker da denne mengden varme som de tre øvrige prosessene (varme fra luft til vann, fra luft til berg og stråling fra berg til vann) må transportere ut av systemet og til omgivelsene. Dette ser man representert ved en øking i både Q_{fjell} , Q_{vann} og $Q_{\text{stråling}}$ for totalmetoden. Man ser at den totale varmen fra kondensering utgjør 12 % av all varmeutveksling, og strålevarme utgjør omkring 6 % ved bruk av totalmetoden, og 7 % ved bruk av strålemetoden.

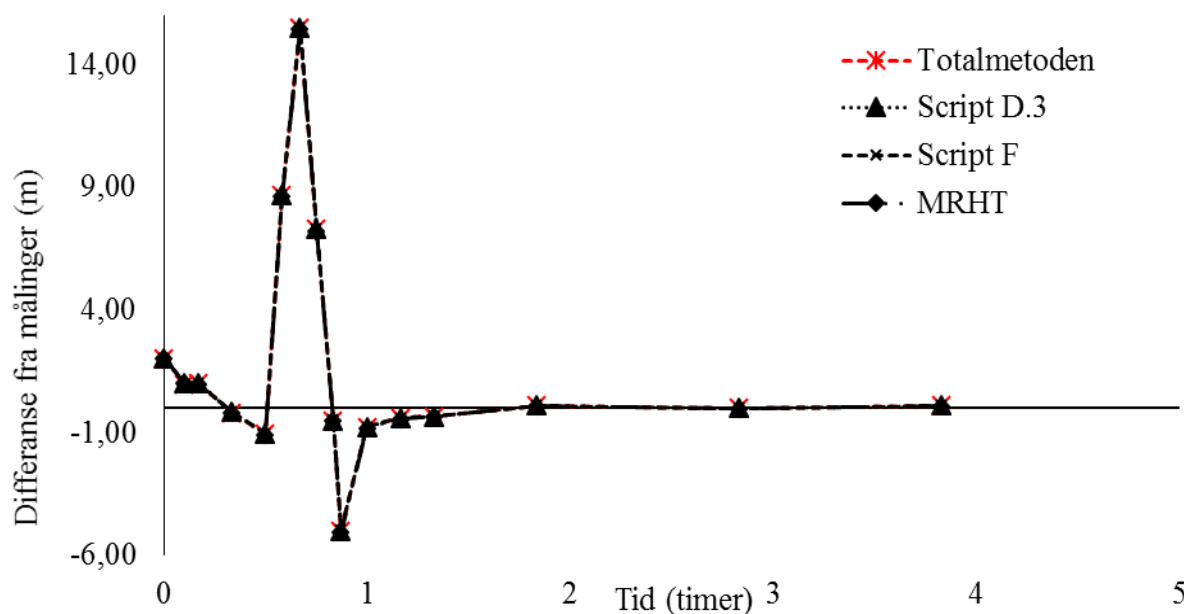
KAPITTEL 5

DISKUSJON

I dette kapitlet blir resultatene fra simulering med de numeriske modellene for strålevarme og faseoverganger, samt troverdigheten og nødvendigheten å inkludere disse i beregningsmetode for transienter i luftputekammer diskutert.

5.1 VURDERING AV RESULTATENE

For å bedre kunne se betydningen av å endre MRHT-metoden ved å inkludere varme fra faseovergang og stråling er den absolute differansen mellom feltmålinger og simuleringene vist i figur 5.1 og figur 5.2. I tillegg er grensen for estimert usikkerhet i målingene vist der det er aktuelt.

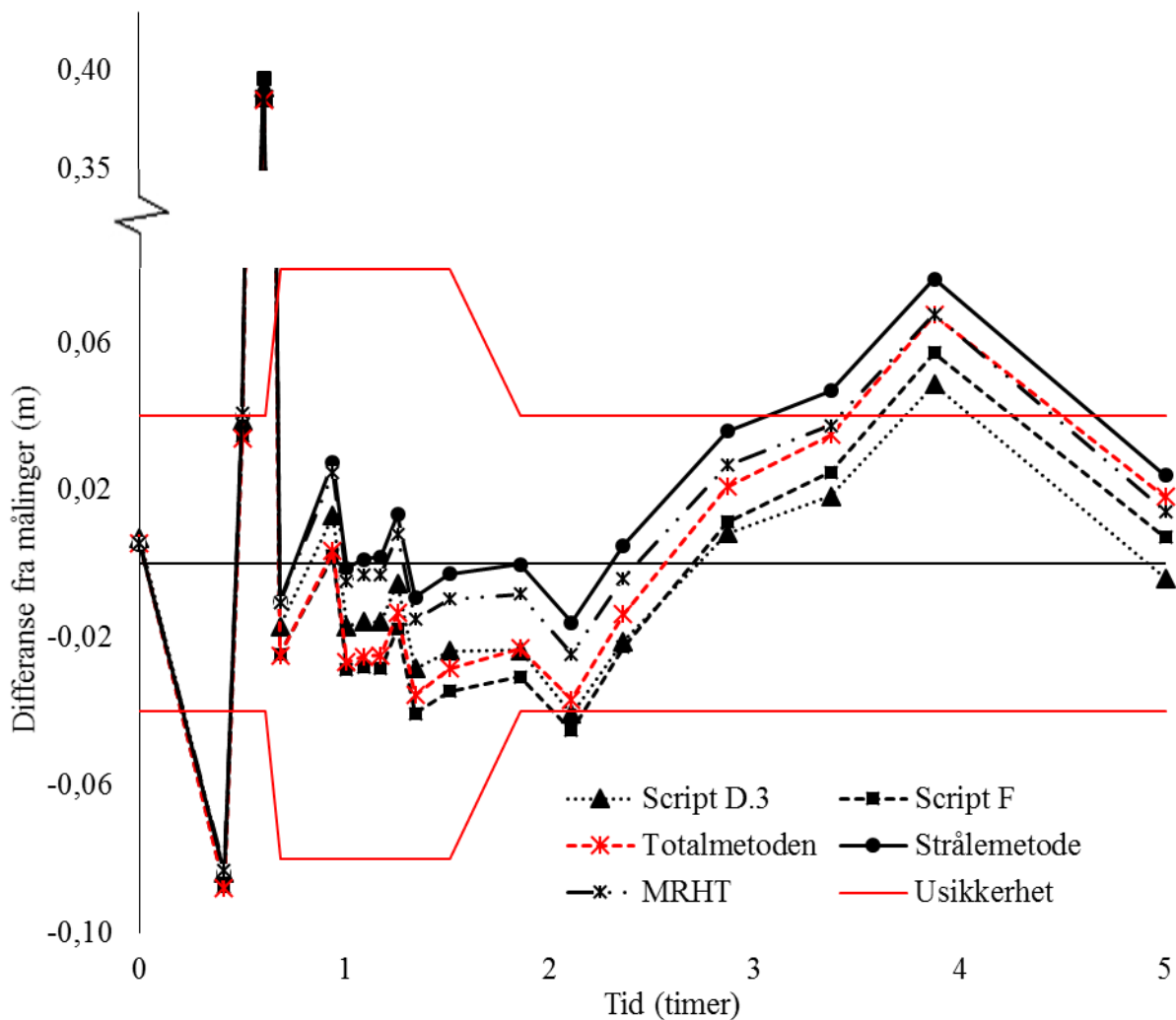


Figur 5.1: Differanser mellom målinger og simulerte verdier av trykk

For målingene og simuleringene av trykk er differansen relativt stor, og samtidig er endringen mellom de forskjellige metodene små, og det gir derfor forsvinnende lite utslag på differansen.

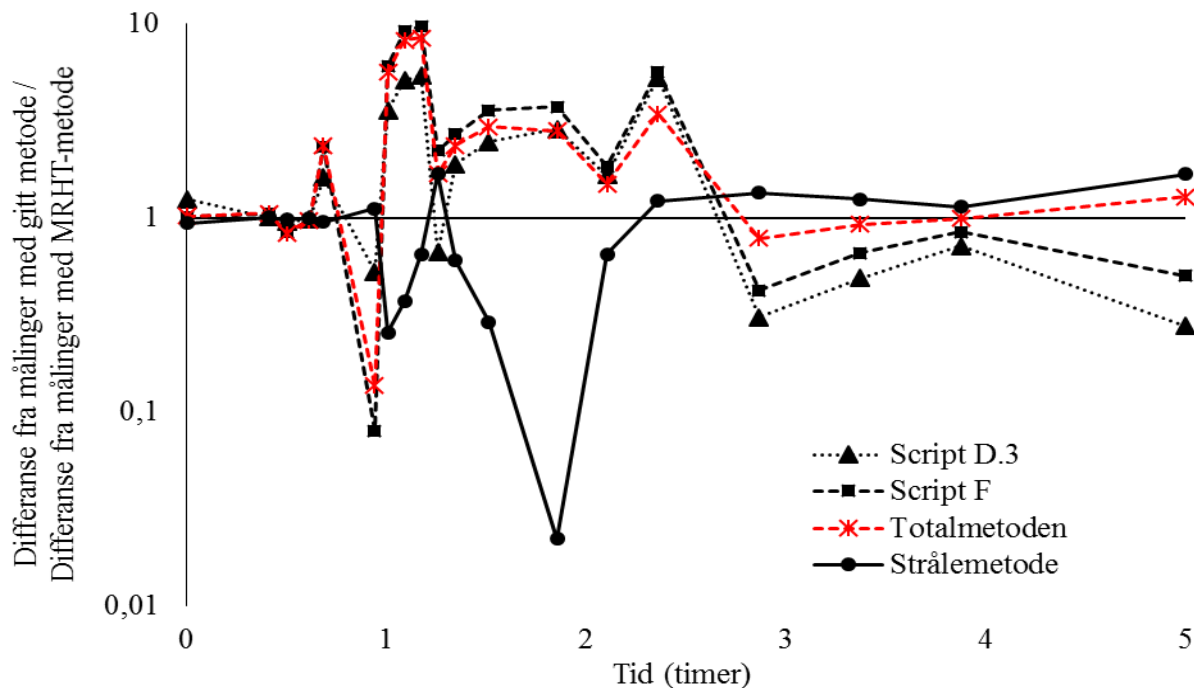
Store differanser mellom simulerte verdier og feltmålinger for trykk er uventet. Variasjonen i resultater fra simulering av trykk mellom de ulike metodene er derimot som ventet svært liten. Det anses videre mer givende å se på differanse og endring av differansen mellom feltmålinger av vannstand og tilhørende simulerte verdier.

Det sees spesielt stor differanse fra målingene for trykk i tiden mellom cirka 0,6 og en time. Se figur 5.1. I dette området er differansen svært stor, cirka 15mVs. Det totale lufttrykket er på dette tidspunktet målt til cirka 120 mVs, noe som betyr at det her er en differanse på omtrent 15 %. Stor differanse ser man også for samme tidsrom for måledata fra vannstand i figur 5.2. Ettersom data for vannstand er basert på en omregning fra trykkmålingene er de to datasettene (feltmåling av trykk og av vannstand) ikke uavhengige, men viser resultatdata basert på samme måling og dermed like trender. Årsaken til ekstra stort avvik i denne perioden vites ikke.



Figur 5.2: Differanser mellom målinger med usikkerhet og simulerte verdier av vannstand

Videre ble den relative differansen mellom de samme metodene og målingene, og differansen mellom MRHT-metoden og feltmålingene for vannstand beregnet. Dette er vist i figur 5.3. Legg merke til at 2.aksen er logaritmisk. Her betyr en verdi på 1 at fasemetoden gir lik differanse som MRHT-metoden, mens en verdi lavere enn 1 betyr en forbedret (mindre) differanse.



Figur 5.3: Relativ differanse for data for vannstand

Man ser at alle metoder har omtrent samme differanse fra målingene som MRHT-metoden frem til cirka 0,8 timer av transienten. Dette er den tiden luftputekammeret fylles, og den tiden hvor det er størst endringer i både volum, trykk og temperaturer per tid. Dette skjer såpass fort at også adiabatiske tilstandsending (ingen varmeutveksling) beskriver endringene godt. Om man tillegger målingene stor tillitt kan dette tyde på at beskrivelsene av prosessene for varmeutveksling likevel ikke er tilstrekkelig gode, da differanser mellom simuleringer og målinger først blir fremtredende etter dette når varmeutvekslingen blir anselige. Samtidig vurderes det som en sannsynlig mulighet at målingene er noe avvikende fra virkeligheten.

Det er rett etter dette tidsrommet at størsteparten av varmeutvekslingen skjer. Man ser en liten bedring i differansene for vannstandsdata fra stråle- og fase metodene (likevel med et lite unntak). Det kan tyde på at det blir introdusert noe avtagende feil sammenlignet med MRHT-metoden for økende varmeutveksling fra faseovergang og stråling, men at forbedringen likevel er svært liten sammenlignet med målingene. Inkludering av stråle- og kondensasjonsvarme gir dermed ikke noen definitivt bedring. Det tyder derfor på at dette store avviket mellom MRHT-metoden og målingene i dette tidsrommet ikke skyldes varme fra kondensasjon, som implisert tidligere (Vereide et al., 2014) eller stråling.

Felles for fase metodene er at de gir lavere simulert vannstand og høyere temperaturer enn MRHT-metoden. Dette er endringer som man kan forvente når det blir tilført varme til systemet. Tilført varme vil i utgangspunktet medføre økt trykk. Ettersom luftputekammeret ikke er et lukket system og trykket er direkte avhengig av vannstand i magasinet, er det begrenset hvor mye påvirkning varmeutveksling har på trykket. Det er i prinsippet «fastsatt» av øvre magasin. Det som heller skjer er at trykket holdes tilnærmet uendret ved endring i varmeutveksling – varmen går heller til å øke luftvolumet. Sammenhengen mellom trykkendring, volumendring og varmeutveksling er vist i ligning 2-41. Volumøkningen er gjenspeilet i en redusert vannstand i simuleringene. Hadde luftputekammeret vært et lukket system, ville det motsatte skjedd, med liten volumendring og stor trykkendring.

Denne reduserte vannstanden gir generelt dårligere likhet for neste del av den transiente hendelsen, fra cirka en time til 2,5 timer. Rundt en time etter start av oppfylling, når temperaturdifferansen er størst og da også effekten fra strålevarmen er størst oppstår en økning i vannstanden ved bruk av strålemetoden, sammenlignet med MRHT-metoden. Denne økningen minimerer differansen mellom målingene, og frem til litt over 2 timer gir strålemetoden bedre resultater for vannstanden enn MRHT-metoden. Her er samtidig den absolutte differansen lav og alle resultater fra de forskjellige metodene er innenfor usikkerheten til målingene.

Fasemetodenes endring sees som en forbedring i siste halvdel, fra 2,5 timer til fem timer av simuleringen. Her er det mindre variasjoner i trykk og vannstand og mindre varmeutveksling. Generelt ligger målingene lavere enn alle de simulerte verdiene i denne perioden. MRHT-metoden gir for høye verdier for vannstand, og strålemetoden viser ytterligere forverring. Strålemetoden bidrar til økt mengde varme ført ut av systemet, og dermed øker vannstanden raskere med det resultat at differansene mellom simulering og målinger øker. Fasemetodene som gir økt tilført varme og tregere økning i vannstanden gir bedre differanser i dette tidsrommet. Dette tyder på at vannstanden stiger mot den adiabatisk med lavere tempo i prototyp enn det som blir simulert, men at fasemetodene gjør en bedre jobb med å representere dette enn MRHT-metoden.

Man ser likevel at målingene går fra å være høyere enn alle simulerte vannstander, til å bli lavere rundt midten av den transiente perioden (cirka 2,5 timer). Dette kan tyde på at heller ikke simuleringene med fasemetodene klarer å få med den forsinkede varmeutvekslingen på en tilstrekkelig god måte

Gjennom hele simuleringstiden ser man at varme fra faseovergang er større enn strålevarmen, og dette gjenspeiles i differansebetraktningen for totalmetoden. Resultatet for totalmetoden ligger nærmere resultatene for fasemetodene enn strålemetoden. Det tyder på at disse kan superposisjoneres. Omtrent samme trend som for fasemetoden observeres, med noe synlig bedre og forskjøvnede resultater i retning mot strålemetoden i midt-perioden sammenlignet med anvendelse av bare fasemetodene.

Samtidig må det nevnes at omtrent alle simuleringresultater ligger innenfor den estimerte usikkerheten til målingene i de fleste målepunkt. Det vil si at man med mindre sikkerhet kan si hvilken av de numeriske metodene som faktisk gir en mer korrekt representasjon av situasjonen i prototyp, uavhengig av endringene i differanse.

Videre er det observert en liten økning i simulert trykk når man sammenligner MRHT-metoden med både fasemetoden og strålemetoden. Dette er ikke som forventet. Denne økningen er tilnærmet lik økningen man så for fasemetodene, til tross for at man skulle forventet en reduisering ved bruk av strålemetoden. Årsaken til dette vites ikke.

Man ser fra figur 4.16 at endringen i lufttemperaturen mellom simuleringen med totalmetoden og MRHT-metodene er større enn tilsvarende endring i resultatene for bergtemperaturen. Samme er også observert for simulering med fasemetodene vist i vedlegg E. Økningen i lufttemperatur og temperatur på bergoverflaten er en direkte konsekvens av økt tilført varme, i dette tilfellet fra kondensasjon. Det er grunn til å tro at endringen i økningen i bergtemperaturen skulle vært større enn tilsvarende for luften – varmen fra kondensering blir i første omgang tilført den overflaten som vanddampen kondenserer på, altså bergoverflaten. Videre vil da en varmere bergoverflate gi

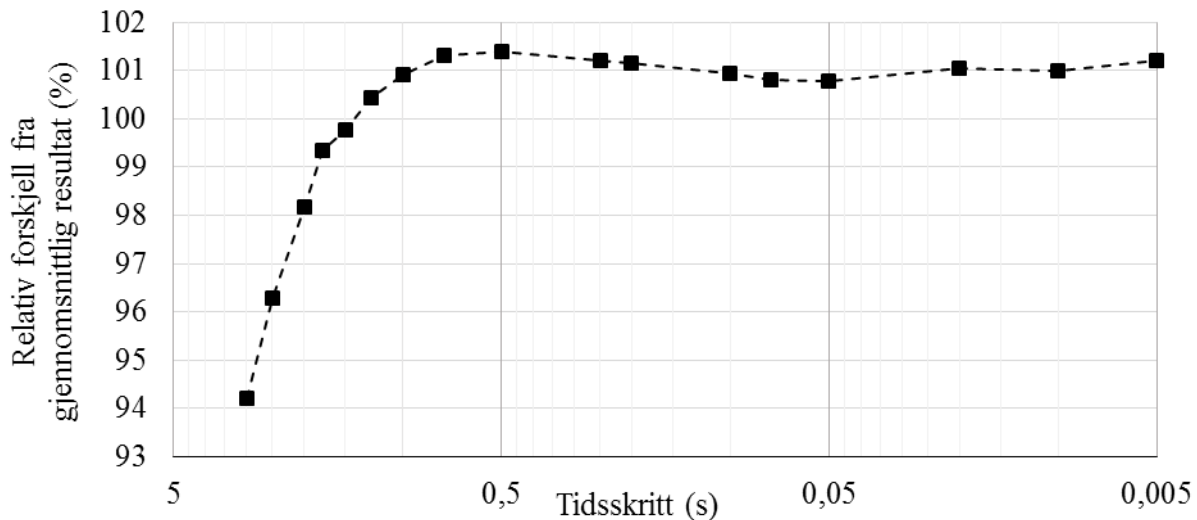
oppvarmet luft, samtidig som noe av varmen ledes ut av kammeret og innover i berget. Det er grunn til å tro at hoveddelen av denne varmemengden vil forsvinne innover i berget som følge av bergets relativt gode varmeledningsevne, og dermed ikke gå med til oppvarming av luften. Det nevnes at man ser en tydelig økning i varmemengden som går utover i berget, men man kan forvente at denne økning i virkeligheten er større. Samtidig er det nemlig observert at varmemengden som går som kombinert konduksjon og konveksjon til vann øker mer enn tilsvarende til berget. Fra resonnement over burde økningen i varmeledning i berget være størst og spesielt dominerende ved simulering av filmvis kondensasjon, noe som ikke er tilfelle. Dette bemerkes som en svakhet med de numeriske kodene for fasemetodene.

Det nevnes også at det tidligere er antatt at det var stasjonære forhold ved fem timer etter magasinbytte, men fra simuleringsresultater tyder det på at dette tar noe lengre tid. Det er fortsatt etter fem timer en temperaturdifferanse mellom berg og luft og vannet, se for eksempel figur 4.16. Dermed ser man at det fortsatt blir avgitt varme i form av stråling også ved fem timer. Dette er vist i figur 4.7. Sammenlignet med transienter som brått avslag i turbinen, er det likevel rimelig å regne dette som stasjonære forhold.

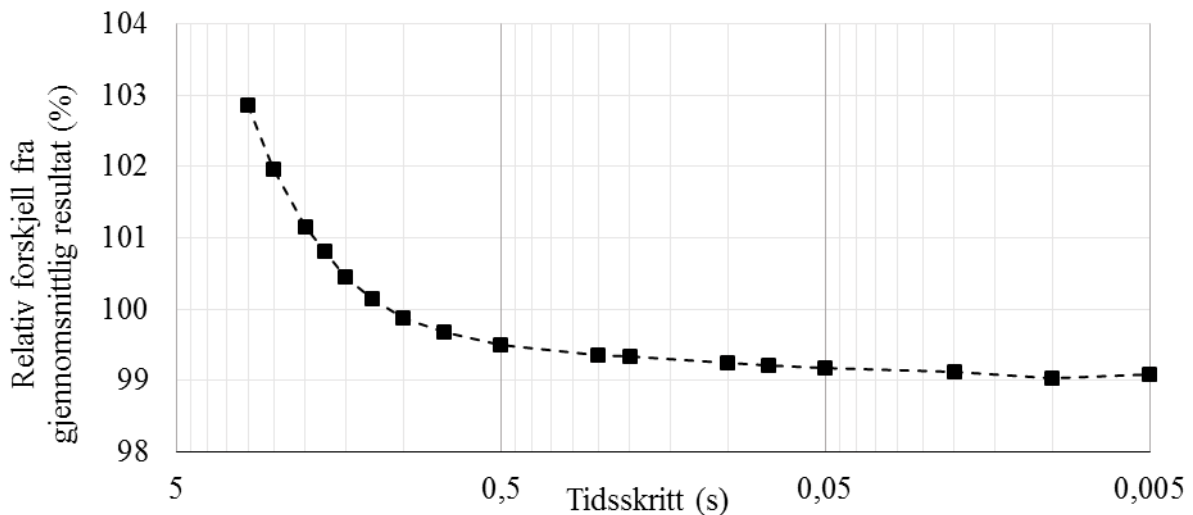
5.2 ENDRING AV PARAMETRE I NUMERISK MODELL

5.2.1 Bruk av ulike tidsskritt

Et sentralt parametervalg ved numeriske simuleringer er valg av tidsskritt. For å finne egnet tidsskritt ble det gjort forsøk med tidsskritt varierende fra 3,0 s til 0,005 s, og gjort en vurdering av hvordan dette påvirket resultatet. Det ble valgt å utføre denne testen med scirpt D.1 og se hvordan varme fra stråling og faseovergang ble påvirket. Det ble i tillegg tatt stikkprøver med endring av tidsskritt for alle andre metoder, og funnet tilsvarende sammenheng.



Figur 5.4: Relativ endring i total strålevarme som funksjon av tidsskritt.



Figur 5.5: Relativ endring i total varme fra faseovergang som funksjon av tidsskritt.

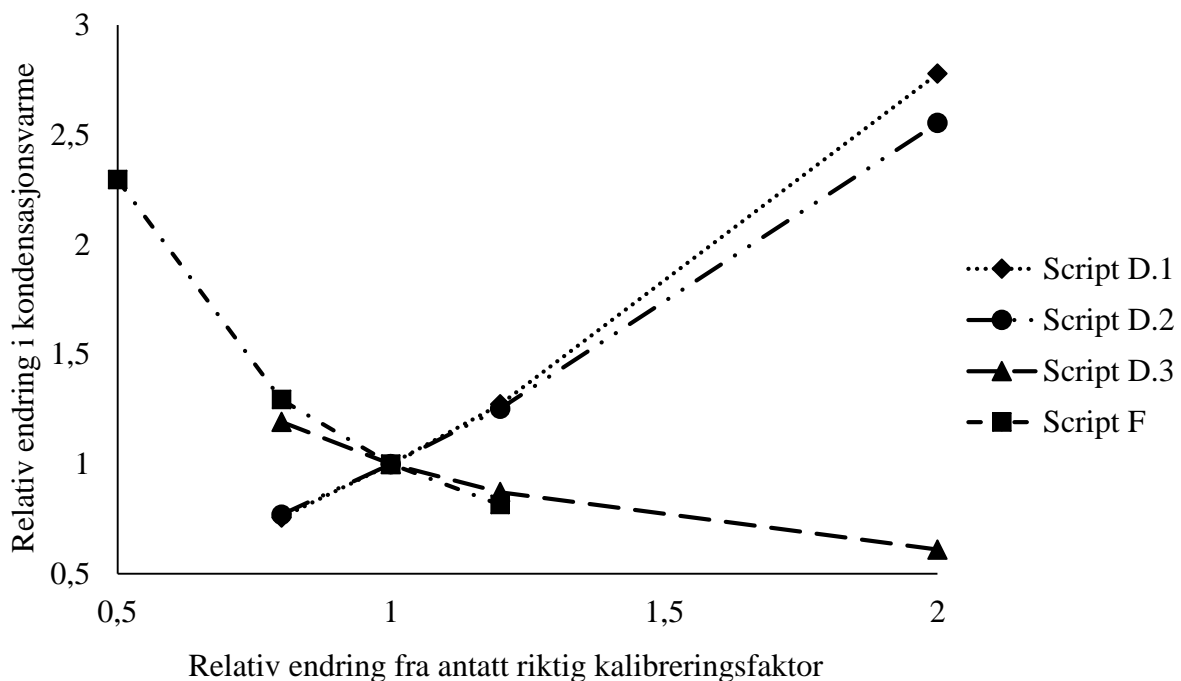
Ettersom testen var konsentrert rundt de minste tidsskrittene, er det valgt bruk av logaritmisk horisontalakse for å vise effekten av å endre tidsskritt bedre. Endringen i tidsskritt ga tydelig påvirkning på resultatet, med en utflating i endringen ved bruk av tidsskritt i området mellom 0,5 og 0,1 s. Det ble valgt å gjøre videre simuleringer med tidsskritt 0,1 s. Dette anses som et godt kompromiss mellom nøyaktige resultat og god ressursbruk.

Under utarbeidelsen av de numeriske modellene ble det kjørt svært mange test-simuleringer for å kunne oppdage feil eller svakheter med modellene og prøve ulike teorier. Derfor er valg av tidsskritt viktig. For lavt tidsskritt gir liten forbedret nøyaktighet i resultatene og unødvendig lang simuleringstid.

5.2.2 Endring av kalibreringsfaktorer i fasemetodene

Det ble gjort simuleringer med følgende endringer i kalibreringskonstantene til scriptene:

Standard (Std.)	Kalibrert kalibreringsfaktor
Lav	80 % av kalibrert faktor
Høy	120 % av kalibrert faktor
Veldig høy (V.høy)	200 % av kalibrert faktor
Veldig lav	50% av kalibrert faktor (bare for Script F)



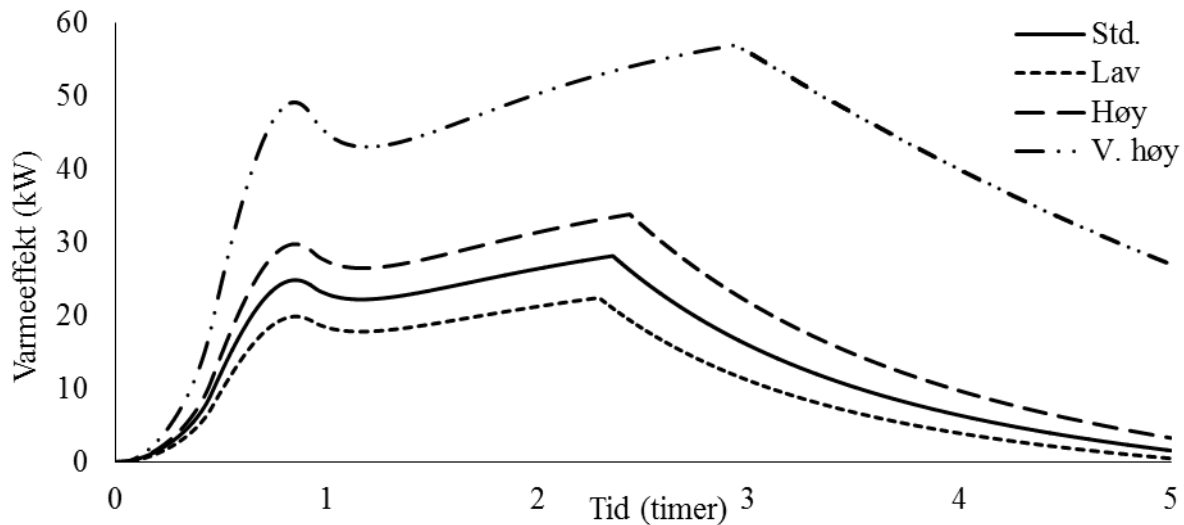
Figur 5.6: Forhold mellom endring i kalibreringsfaktor og resultat

Ved å endre disse så man en tilnærmet lineær endring i summen av varmemengden for Script D.1 og D.2, mens Script D.3 endret både form og verdier. Script D.3 forklares nærmere på side 70.

For Script F flater endringen i varmeutvekslingen ut ved høyere verdier for kalibreringsfaktoren. Dette som forventet, ettersom x_F representerer tykkelsen på kondensasjonsfilmen som dannes, og tynnere kondensasjonsfilm gir økt varmeoverføring.

Disse sammenhengene gjelder likevel ikke ved ekstremt store endringer av faktoren. Store endringer gjør modellene ustabile, og etter hvert gir svært store endringer og ufysisk oppførsel til både modellen. Det har vist seg at Script D.2 er spesielt ustabil. Ved bruk av $x_{D.2}$ i størrelsesorden 5 ganger den kalibrerte D.2, resulterer dette i varmemengde omtrent 400 ganger 275 MJ. Dette vitner om en ustabil numerisk modell.

Script D.1



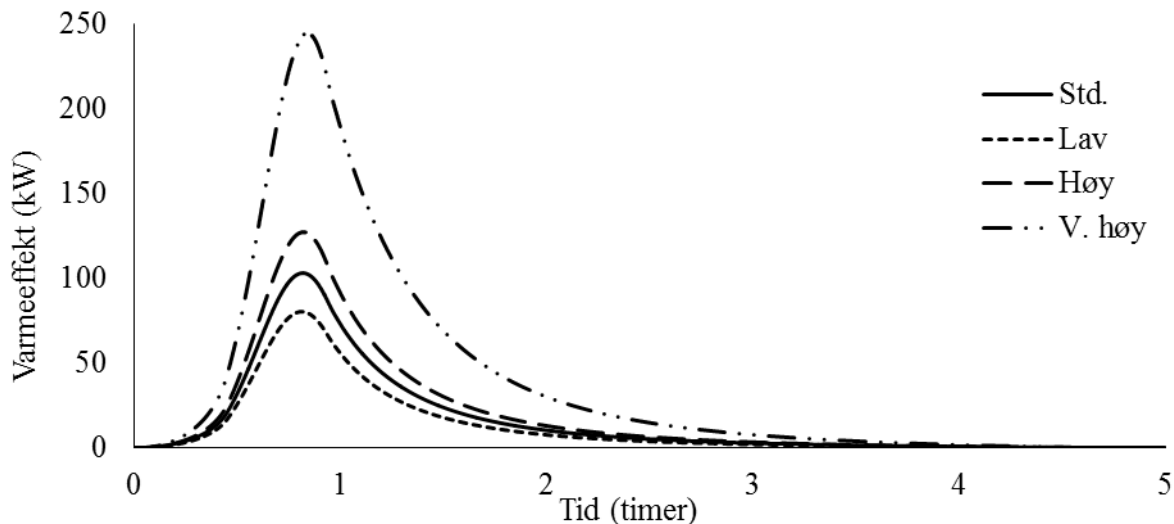
Figur 5.7: Varme fra faseovergang beregnet med Script D.1

Man ser at for endret $x_{D.1}$ i Script D.1 endres bare verdiene for varmeeffekten, mens fordelingen forblir omtrent formlig. I starten øker partialtrykket av vanddamp proporsjonalt med økningen av totaltrykket, og varmeeffekten blir beregnet som en funksjon av differansen mellom dette og metningstrykket tilhørende bergtemperaturen, som er overflaten hvor kondenseringen skjer. Det tar noe tid før bergtemperaturen øker, den er forsinket i forhold til økningen i totaltrykk og økningen i lufttemperatur. Dette på grunn av at varmeutvekslingen mellom luft og berg ikke skjer momentant, men som beskrevet av Newtons kjølelov. Man ser derfor en økning i varmeeffekten, helt til den brått flater ut og avtar noe omkring 40 min til en time. På dette tidspunktet er luften på sitt varmeste, samtidig som berget også begynner å bli noe oppvarmet. Dermed avtar trykkøkningen samtidig ettersom metningstrykket tilhørende bergtemperaturen øker. Dette gir nedgang i varmeeffekten, da lufttemperaturen ikke lengre øker tilsvarende.

Nedgangen fortsetter helt til omkring en time, da bergtemperaturen når sitt maksimalnivå. På grunn av varmeledning ut fra luftputekammeret og til berget og vannet, synker så bergtemperaturen igjen. Dette gjør at differansen mellom partialtrykket til vann og metningstrykket til bergtemperaturen igjen øker. Dette ser man som en økning i varmeeffekten fra kondensasjon. Denne økningen fortsetter da den kondenserte massen fra forrige tidsskritt ikke blir trukket fra i neste. I Script D.1 blir det antatt at fordampningen er lik kondenseringen. Dette introduserer en selvforsterkende prosess, hvor kondensvarmen bidrar til å varme opp lufta, øke lufttrykket og dermed øke partialtrykket av vanddamp. Det er grunn til å tro at denne selvforsterkende effekten er urealistisk stor i Script D.1.

Den brå endringen mellom 2 og 3 timer kommer av begrensingen som ligger i script D.1 – her antas det at luften ikke kan bli overmettet. I det tidsskritt luften blir mettet endres beregningen slik at den kondenserte mengden fra forrige tidsskritt nå blir trukket fra. Dette sørger for å redusere partialtrykket av vanddamp og dermed også varmeeffekten. Uten denne begrensingen i scriptet ville varmeeffekten gradvis økt i lang tid med avtagende økning. Summen av varmen fra kondensasjon mangedobles uten denne begrensningen. Begrensningen for reduisering av partialtrykket og antakelse om konstant fordampning lik kondenseringen anses ikke som en fullgod representasjon av virkeligheten.

Script D.2



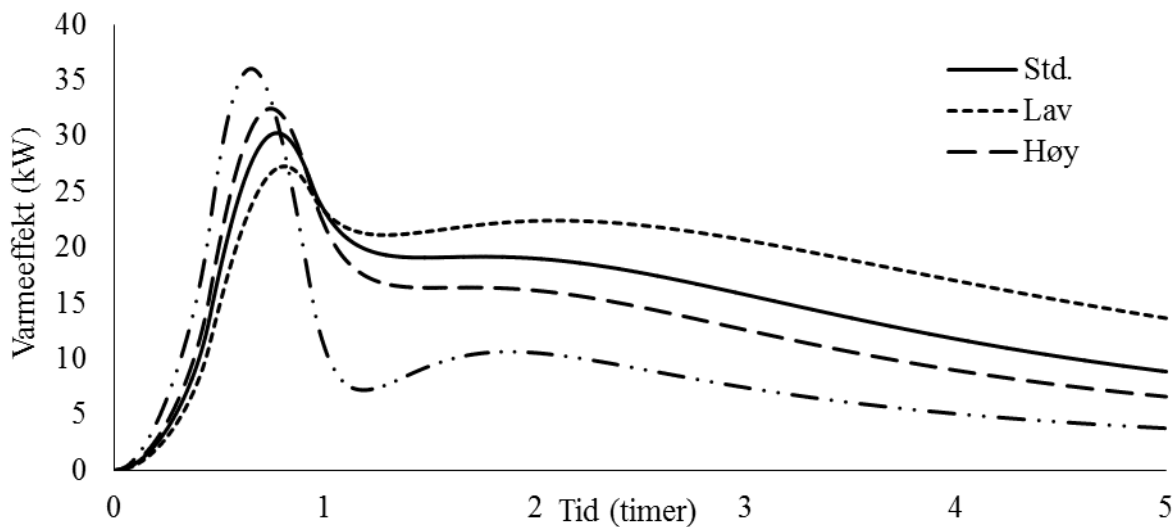
Figur 5.8: Varme fra faseovergang beregnet med Script D.2

Også for Script D.2 ser man formlighet med endrede verdier av kalibreringskonstanten. Det skjer heller ingen forskyvning av maksimalpunkt. Man ser at formen på varmeeffekt-kurven for Script D.2 er lik formen for kurven man får om man plotter differansen mellom lufttemperatur og bergtemperatur, med størst differanse omkring en time, og en hurtig redusering frem til cirka 4 timer hvor differansen er tilnærmet ingen. Se også Figur 4.16. Denne formen får man ettersom det i Script D.2 blir antatt at luften er mettet ved start av hvert tidssteg. Også i Script D.2 blir det antatt at det fordampes like mye som det kondenserer i hvert tidssteg. Ettersom at varmeeffekten er høyere over et kortere tidsrom i Script D.2 sammenlignet med Script D.1, betyr dette at det antas at det fordampes tilsvarende mer. Dette anses som en urealistisk forenkling, men metoden er likevel anvendt for å se hvilke potensielle endringer faseovergangsvarmen kan ha med denne utbredelsen. Med denne metoden får man konsentrert varmeutvekslingen omkring tidspunktet hvor målinger og simuleringer var ekstra stort (0,8 timer). Likevel ble heller ikke påvirkningen i lufttrykket fra Script D.2 i nærheten av den målte verdien.

Videre nevnes det at Script D.2 er en ustabil numerisk modell ved bruk av store verdier for $x_{D.2}$. Se eksempel på dette i vedlegg A ved bruk av $x_{D.2}$ omtrent 5 ganger kalibrert verdi. For store $x_{D.2}$ verdier fører antakelsen om at luften er mettet ved start av hvert tidssteg til urealistisk stor oppvarming av luften og dermed også tilhørende metningstrykk. Økt metningstrykk gir for neste tidssteg økt simulert vandampinnhold. Videre blir også for liten del av den kondenserte massen trukket fra i neste tidssteg ved bruk av stor $x_{D.2}$. Den kondenserte massen avhenger nemlig av $1/x_{D.2}$ i omregningen fra kondensert masse til endring i vandampinnhold. For tilstrekkelig stor $x_{D.2}$ blir varme fra faseovergang dominerende i forhold til andre former for varmeutveksling. Dette medfører at luften blir varmet opp så hurtig at ikke tilstrekkelig mengde varme rekker å bli ført ut av kammeret. Dette medfører at lufttemperaturen øker i tiden etter en time.

Velges da enda litt større $x_{D.2}$, slik at lufttemperaturen øker mer enn bergtemperaturen synker, slik at det blir økende differanse mellom disse, ender dette med å bli en selvforsterkende sirkelprosess. Når dette kommer over en grenseverdi får man en eksponentiell vekst i både lufttemperatur og lufttrykk, og brått blir resultatene fra simuleringen urealistiske. Det anses i ettertid som en uriktig avgjørelse å beregne den mengden vandamp som blir trukket fra i neste tidssteg som funksjon av $1/x_{D.2}$. Det ville vært mer riktig at denne var uavhengig av $x_{D.2}$.

Script D.3



Figur 5.9: Varme fra faseovergang beregnet med Script D.3

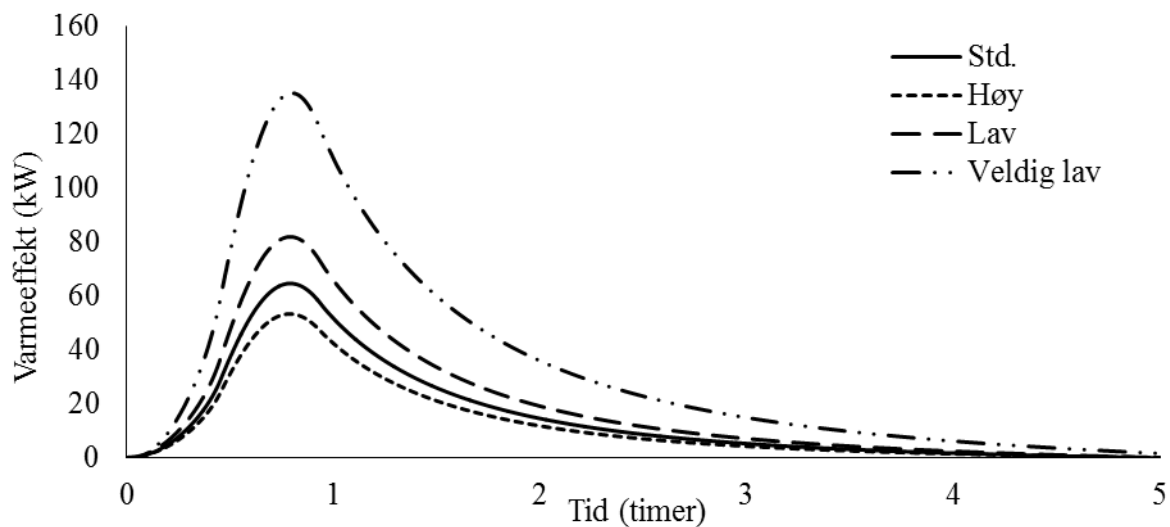
Ved endring av kalibreringsfaktoren for Script D.3 endres fordelingen av effektkurven, mens maksimalverdier forblir noe mer lik sammenlignet med andre fasemetoder. Dette kan tyde på en mer stabil numerisk modell. Man ser at for høyere verdier av $x_{D.3}$ blir kurven brattere på alle områder – den når et høyere maksimalpunkt, og dette skjer tidligere enn ved lavere x -verdi. Samtidig går varmeeffekten hurtigere ned.

Ved lav $x_{D.3}$ -verdi introduseres en forsinkelse og utjevning av hele prosessen. Man ser samtidig at ved utløp av de 5 timene for simuleringen, blir det fortsatt frigitt varme i form av kondensering. Faktisk øker den totale summen av varme for avtagende $x_{D.3}$ -verdier, se også figur 5.6. Dette kan virke uventet, men skyldes at en større verdi for $x_{D.3}$ gir en større mengde vanndamp som blir trukket fra i neste tidssteg. I Script D.3 avhenger omregningen fra kondensert masse i tidligere tidskritt til endret partialtrykk av vanndamp i neste ikke av $x_{D.3}$. Den blir i stedet direkte omregnet via endring i tyngdetetthet som videre gir endring i trykk.

Videre er fordampningen beregnet fra ligning 2-31 og funnet å være relativt konstant. Etterhvert blir da den reduserende effekten fra utgående vanndamp større enn økningen i partialtrykket til vanndampen (økning i partialtrykk kommer i Script D.3 som følge av proporsjonal endring med totaltrykket og økning fra fordampning) når økningen i trykk og lufttemperatur avtar i området rundt 0,8 til en time. Dermed fører dette til en reduserende økning i partialtrykket for vanndamp ved bruk av økende $x_{D.3}$ verdi og man ser avtagende varmeeffekt. Dette viser seg å være en noe selvregulerende numerisk modell, med begrenset endring i resultatene ved endret kalibreringsfaktor.

Det kan da være at prosessen gjenskapt ved Script D.3 representerer virkeligheten på en god måte ved bruk av relativt lave verdier for $x_{D.3}$, eller det kan være at de høyere verdiene for $x_{D.3}$ gir mest virkelighetsnære resultater. Det er umulig å vite hvor mye prosessen faktisk vil være forsinket ut ifra måledata som finnes tilgjengelig, og en nærmere bestemmelse av hvorvidt denne metoden eller ulike varianter av den er virkelighetsnær lar seg ikke gjøre. Heller ikke ved hjelp av det som er funnet i litteraturen.

Script F



Figur 5.10: Varme fra faseovergang beregnet med Script F

Som forventet ser man at kurven for varmeeffekt beregnet med Script F også er formlik kurven for differansen mellom lufttemperatur og bergtemperatur, som for Script D.2. Dette siden varmeeffekten ved antakelse om filmvis kondensering blir beregnet som en direkte funksjon av denne differansen. Her er varmeeffekten funksjon av $1/xF$ og man ser at effekten øker for lavere verdi for xF . Det er ikke observert brå og ufysiske endringer ved ekstremt høye xF , bare omtrent omvendt proporsjonale endringer. Man så at for alle verdier som ble testet for xF lå maksimumeffekten rundt en time, med gradvis utflating til ingen varmeeffekt etter fem timer.

Det at varmeeffekten i Script F ikke direkte avhenger av kondenserings- eller fordampningshastighet, men bare av temperaturdifferansen mellom berg og luft, synes som en noe urimelig antakelse. Videre kan man argumentere for at både fordampning og kondensasjon avhenger av temperatur, så implisitt er faseovergangsvarmen i Script F ikke uavhengig av fordampning og kondensasjon.

En definitiv svakhet ved Script F og den underliggende teorien er at varmeeffekten går mot uendelig stor ved uendelig tynn kondensatfilm. Dette skjønner man intuitivt at ikke kan stemme – en mer logisk sammenheng bør heller være at ingen film impliserer ingen kondensering, og dermed ingen varmeutveksling. Dette noteres som en svakhet med denne fasemetoden.

5.3 VURDERING AV NY NUMERISK MODELL

Filmvis kondensasjon anses som aktuell og sannsynlig kondenseringsform ut fra en kvalitativ vurdering av forholdene i luftputekammer. Ved normale, atmosfæriske forhold tyder informasjon fra litteraturen på at denne formen ville vært totalt dominerende. Direktekontakt-kondensasjon er omtalt for konsentrerte strømmer av vann ut i luft eller fuktig luft ned i vann med stor trykkehøyde. Det er ikke sannsynlig at slike strømmer oppstår i luftputekammeret, men det er stort statisk trykk i kammeret. Det er ikke funnet informasjon i litteraturen om direktekontakt-kondensering ved store statiske trykk. Likevel er det rimelig å anta at direktekontakt-kondensering vil oppstå, da vannet i luftputekammeret er spesielt kaldt, og vil avkjøle luften i området like over vannspeilet. Dette vil kunne føre temperaturen under duggpunktet, og kondensering vil skje.

Videre nevnes det at den empiriske ligningen 2-31 som er bruk i Script D.3 er etablert med tanke på beskrivelse av fordampning fra åpne svømmebasseng ved atmosfæriske forhold. Det har heller ikke lytes å finne bedre alternativ, da det meste av litteratur om fordampning er basert på å beregne døgnvis fordampning. I prinsipp blir ligningen korrigert for totaltrykket i beregningen av det relative vanddampinnholdet, som inngår i fordampningsberegningen. Det vites ikke hvorvidt denne korrigeringen er nok for at sammenhengen er representativ for fordampningen ved så høye trykk som man finner i luftputekamre. Likevel er det valgt å bruke ligning 2-31, med antakelse om at den gir en god pekepinn på den faktiske fordampningen.

I valg av fasemetode for bruk i totalmetoden ble det antatt at en metode basert på kombinasjon av filmvis- og direktekontakt-kondensering vil kunne fungere som en forenkling av virkeligheten uten at store feil introduseres. Det anses som sannsynlig at en kombinasjon oppstår, og ikke bare utelukkende en form. Av de tre fasemetodene som basers på direktekontakt-kondensering vurderes Script D.3 å gi best representasjon av faseovergangsprosessen og være mest stabil. I Script D.3 blir fordampningen beregnet for hvert tidssteg basert på empirisk etablert sammenheng, i stedet for at forenklede antakelser gjøres. Man ser også at Script D.3 og Script F gir gode resultater og forbedringer for mange av målepunktene. Basert på dette ble det altså etablert en metode med både direkte-kontakt- og filmvis kondensering.

Den numeriske modellen for strålevarme er basert på den modifiserte Stefan-Boltzmanns lov for stråling fra et sort legeme. Ved bruk av denne antas det at luft- og vanddampmolekylene ikke absorberer noe av strålingen. Dette er en forenkling og det er grunn til å tro at i virkeligheten vil gassmolekylene absorbere en del av strålingen. I alle tilfeller gir denne antakelsen en konservativ tilnærming – den overdriver størrelsen på strålevarmen. På denne måten, og ved å ikke ta med varme fra faseoverganger i valgte simuleringer, får man sett hvilken ytterste effekt en neglisjering av strålevarmen gir for beregning av transienter i luftputekammer.

Den numeriske modellen for inkludering av strålevarme anses som nokså sikker. I denne inngår ingen ukjente parametre som har stor betydning og som krever kalibrering. Noe usikkerhet er knyttet til valg av emissivitet for vann og berg. Det er valgt å bruke høye emissivitetsverdier for å vise maksimal påvirkning fra strålevarme. Dette gir konservativt resultat.

Det at fasemetodene og strålemetoden gir motsatt endring i varmeutveksling taler for at en neglisjering kan være fornuftig – noe av effekten av varme fra faseoverganger blir «nullet ut» av

strålevarmen. Dermed kan man si at det å isolere hver enkelt prosess som gjort i fasemetodene og strålemetoden, totalt sett medfører økt ulikhet fra virkeligheten. Denne isoleringene en god måte for å vise de unike effektene fra strålemetoden og fasemetodene, og samtidig få sett hvilken maksimal påvirkning de har.

Fra betraktningene av resultatene viser det at totalmetoden ikke gir noen definitiv forbedring i forhold til MRHT-metoden. Ut i fra den informasjon som er funnet tilgjengelig i litteraturen tyder det på at totalmetoden skal være en bedre representasjon av virkeligheten enn MRHT-metoden. I følge resultatene har varmen fra kondensering maksimal effekt i området 12 % av beregnet varmeutveksling via konduksjon og konveksjon. 12 % er en betydelig andel og man skulle tro at dette ikke er en neglisjerbar mengde. Likevel er det ikke gjort tydelige funn i simuleringsresultatene som tyder på at inkludering av totalmetoden bedrer nøyaktigheten til den numeriske modellen for simulering av luftputekammeret under langvarig transient hendelse. For å kunne avgjøre om totalmetoden er en bedre metode for beregning av transiente hendelser i luftputekammer trengs grundigere måledata og helst måledata fra flere forskjellige transienter i flere ulike luftputekammer.

Det man ser er at simulerte verdier for temperatur øker, mens vannstanden blir noe redusert ved inkludering av stråle- og faseovergangsvarme. Dette medfører at nødvendig luftvolum øker. Den relative temperaturendringen er maksimalt 8 %. Dette er en betydelig endring, men påvirker likevel ikke tydelig øvrige forhold. Maksimal differanse mellom simulerte verdier for vannstand med MRHT-metoden og totalmetoden er bare cirka 0,02 m, fra kote 833,42 til 833,40. Dette utgjør en volumendring på 10 m³, eller 0,6 %. Dette er en forsvinnende liten endring sett i forhold til de usikkerheter og unøyaktigheter som er knyttet til simuleringene, til målingene av trykk samt sammenhengen mellom trykk- og vannstandsmålinger. Dermed kan det synes som en god antakelse at effekter fra strålevarme og faseoverganger er neglisjerbare.

Hvis man går ut i fra at resultatene for simulering ved bruk av fasemetodene, strålemetoden og totalmetoden gir et riktig bilde av effekten fra henholdsvis kondensasjon, strålevarme og den kombinerte effekten fra disse, tyder det på at den endringen dette gir i beregning av transienter i luftputekammer er liten.

Videre introduserer totalmetoden behov for kalibrering, og øker kompleksiteten til beregningsmetoden. Det er i praktiske situasjoner av interesse at beregningsmetodene er enkle eller kan brukes uten behov for kalibrering mot felldata. I en dimensjoneringsprosess i forbindelse med bygg av nytt luftputekammer vil en slik kalibrering ikke være mulig, da måledata ikke finnes. En løsning vil kunne være å etablere en empirisk sammenheng mellom kalibreringskonstantene ($x_{D.3}$, x_F fra totalmetoden og k fra MRHT-metoden) ved hjelp av måledata fra andre luftputekamre. Det er sannsynlig at man vil se en sammenheng mellom luftputekamrenes geometri og disse konstantene.

Det kan argumenteres for at totalmetoden krever såpass mye merarbeid og økt usikkerhet sammenlignet med MRHT-metoden og den relativt begrensede forbedringen den gir, at det er en uinteressant utvidelse av beregningsmetoden. Dessuten medfører økt kompleksitet mulighet for å gjøre større feil.

Sammenlignet med adiabatisk eller isoterm antakelse for tilstandsendringen gir MRHT-metoden stor forbedring i forhold til de feltmålinger som finnes. Den eventuelt økte forbedringen ved bruk av totalmetoden er i denne sammenheng liten, og kan synes unødvendig.

Til slutt nevnes det at feilkilder i programkodene til de ulike numeriske modellene ikke kan utelukkes. Enkle skrivefeil kan oppstå, og disse kan ha stor påvirkning. Programkoden for luftputekammeret består av cirka 130 linjer med programkode. Dette er ikke et veldig stort program, og det har ikke blitt observert spesielt uventede resultater eller feil slik det fremstår i de siste utgavene (fasemetodene, strålemetoden, totalmetoden og standardmetodene) som har blitt anvendt i dette arbeidet. Usikkerheten tilknyttet resultatene regnes derfor ikke å være forbundet til de programtekniske utfordringene.

KAPITTEL 6

KONKLUSJON

Det er i denne oppgaven gjort numeriske simuleringer av en stor transient i luftputekammer og sammenlignet feltmålinger av hendelsen mot simulerte resultater.

Det ble etablert metode for simulering av stråling (strålemetoden), fire ulike metoder for simulering av varmeutveksling fra faseovergang ved kondensering (fasemetoder), samt en metode (totalmetoden) som kombinerer disse.

Det ble funnet at temperaturen på bergoverflaten blir høyere enn temperaturen til vannet ved slike transienter. Dermed blir varme via stråling ført ut av systemet og bidrar til hurtigere avkjøling. Strålevarmen bidrar til å øke vannstanden og redusere luftvolumet.

Det ble ut i fra dette beregnet en effekt fra varmestråling i området 6 til 7 % av total varmeutveksling, uten at dette har gitt stor påvirkning på resultatet. Det vurderes derfor som rimelig å neglisjere effekten fra strålevarme ved beregning av transienter i luftputekammer.

Varme fra faseoverganger i form av kondenseringsvarme blir tilført systemet, og bidrar til å varme opp luften, og senere også berget. Dette resulterte i redusert vannstand, økt luftvolum og økt varmeledning via berget og vannet.

De numeriske modellene for beregning av varme fra faseoverganger er mer ustabile og basert på et usikrere teoretisk grunnlag enn strålemetoden. En kombinasjon av Script D.3 og Script F er vurdert å representere den virkelige kondenseringssituasjonen på best måte. Script D.3 er basert på direktekontakt-kondensasjon og beregner fordampning og kondensering separat og det antas at vandampens partialtrykk endres proporsjonalt med lufttrykket. I Script F antas filmvis kondensering og kondensasjonsvarme beregnes som funksjon av temperaturdifferansen mellom luften og berget.

Fasemetodene krever kalibrering for å fungere. Dette ble gjort med konservative antakelser for ikke å underdrive påvirkningen dette har på simuleringen av transienten.

Det ble funnet at den maksimale effekten fra kondenseringsvarme utgjorde 12 % av total varmeutveksling. Dette er en betydelig andel. Resultatene for simulert vannstand og trykk tyder likevel på at påvirkningen av dette varmetilskuddet ikke gir betydelige endringer eller forbedringer sammenlignet med MRHT-metoden og feltmålingene av vannstand og lufttrykk.

Resultater for simulering med totalmetoden lå mellom resultatene fra strålemetoden og fasemetodene. Totalmetoden inkluderer alle kjente former for varmeutveksling, og ved bruk av denne metoden er det forsøkt å vise den totale effekten neglisjeringer av varme fra kondensasjon og stråling potensielt kan ha.

Sammenlignet med MRHT-metoden ga totalmetoden noe lavere vannstand og høyere temperaturer. Endringene i resultatene for økningen i temperatur var omtrent 8 %, mens påvirkningen dette hadde på vannstand og behov for luftvolum var likevel mindre enn 1 %. Det er dermed ikke gjort funn i simuleringens resultater som tyder på at inkludering av strålevarme og varme fra faseoverganger bedrer nøyaktigheten til den numeriske modellen for simulering av luftputekammeret under langvarig transient hendelse. Det antas derfor at en neglisjering av både varme fra stråling og faseoverganger er rimelig.

Videre er det i vurderingen tatt hensyn til at usikkerheten i målingene brukt for å kalibrere alle modellene er stor. De fleste resultatene fra simuleringene, med unntak av resultater fra den adiabatisk- og isoterme modellen, ligger innenfor usikkerhetsgrensene til feltmålingene. I enkelte deler av simuleringen gir totalmetoden mindre differanse fra målingene, i andre deler større. Hvorvidt de små endringene man ser ved bruk av totalmetoden sammenlignet med MRHT-metoden representerer en bedret representasjon av virkeligheten vites derfor ikke. Endringen er ikke enstydige og store nok til å kunne si med sikkerhet om inkluderingen av strålevarme og varme fra faseovergang gir en forbedret numerisk modell.

Det er observert spesiell stor differanse mellom feltmålinger og simuleringer i et kort tidsrom hvor oppfyllingen av luftputekammeret er fullført (etter cirka 0,8 timer). Det ble i denne oppgaven undersøkt om dette avviket kunne skyldes et tilskudd i varmeutvekslingen fra faseovergang (kondensering) eller stråling. Resultatene tyder på at differansen i trykkmålingene og de simulerte verdiene ikke kan være på grunn av varme fra kondensering eller stråling.

Det er videre fastslått av de viktigste termodynamiske prosessene i et luftputekammer er den kombinerte effekten konveksjon i luften og varmeledning i vann og berg gir. Disse er dominerende i forhold til strålevarme og varme fra faseoverganger. Videre er summen av varmemengden og den maksimale varmeeffekten til disse to omtrent lik, og utgjør til sammen over 80 % av varmeutvekslingen.

Det presiseres også at MRHT-metoden gir svært god likhet med feltmålingene sammenlignet med bruk av adiabatisk og isoterm metode. En videreutvikling av MRHT-metoden, for eksempel totalmetoden, regnes derfor som unødvendig. Bruk av totalmetoden gir dessuten merarbeid og ekstra usikkerhet som følge av kalibreringsbehov og usikkert teorigrunnlag. Det tyder på at den eventuelt økte forbedringen totalmetoden kan gi, er mindre enn den økte usikkerheten den samtidig innfører.

Samlet har dette arbeidet bidratt til å gjøre valg av svingesystem og dimensjoneringsprosessen av luftputekammer litt sikrere, ved at usikkerheten knyttet til varmeutvekslingen og påvirkning fra denne på luftputekammerets funksjon og designkriteria er noe redusert.

6.1 VIDERE ARBEID

En stor utfordring ved utarbeidelse av bedre numeriske modell er mangelfulle feltmålinger. Sentralt er spesielt manglende målinger av temperatur. Videre vil det derfor være av interesse ved etablering av mer generelle metoder at det finnes tilgjengelig måledata fra flere ulike kamre med ulik geometri og størrelse, og målinger med bedre kvalitet. Da menes både bruk av mer nøyaktige metoder, for eksempel digitale trykksensorer, og målinger med kortere tidsskritt. Det er kjent at Jukla luftputekammer skal tømmes i forbindelse med revisjon av kraftverket i løpet av juni 2014 og at det er planlagt installering av bedre sensorer for måling av trykk og vannstand, samt sensorer for temperaturmålinger. Det ville også vært interessant med sensorer for måling av luftfuktighet. Data fra dette vil kunne danne grunnlag for bedre forståelse, og samtidig kunne verifisere eller avkrefte riktigheten til de simulerte verdiene for temperatur.

Det vil samtidig være interessant å se om de nye målingene også viser samme avvikende data for trykk i området rundt 40 minutter etter magasinbytte. Eventuelle nye målinger som viser at gamle målinger var uriktige, og som viser større likhet med total- eller MRHT-metoden vil være en ytterligere bekreftelse på at disse metodene er tilstrekkelig gode for beregning av transienter i luftputekammer. I motsatt tilfelle vil det kunne være av interesse å videreutvikle totalmetoden. For å kunne etablere en bedre numerisk modell av de termodynamiske prosessene, og da spesielt faseoverganger, vil et samarbeid mellom personell med erfaring fra energi- og prosessteknikkfagene som blant annet industriell varmeteknikk og numerisk hydraulikk og vassdragsteknikk kunne gi en god løsning. Man vil da ha et team med inngående kunnskap i de ulike delene av utfordringene knyttet til å etablere en slik modell – både de fysiske prosessene for kondensering og varmeutveksling og den numeriske hydraulikken.

Det er også bygget en fysisk modell av Torpa luftputekammer med tilhørende rørgater helt fra øvre magasin til undervann, i Vassdragslaboratoriet ved NTNU. Tilsvarende som for prototyp, kan det også i denne monteres sensorer for måling av temperaturer, trykk og luftfuktighet. Dette kan være med på å gi økt forståelse av de hydrauliske og termodynamiske prosessene. Selve luftputekammeret er bygget i pleksiglass og senere isolert med isopor, slik at varmeutvekslingen bedre skal kunne representere prototyp. Det nevnes at det er gjort tydelige observasjoner av kondensdannelse på veggene inne i luftputemodellen under transienter i kammeret. Denne modellen kan gi mulighet for å se på fordampningshastighet og kondensasjons-hastighet i lukkede, trykksatte rom under transiente hendelser.

Et fokus bør også legges på å etablere beregningsmåte for den ukjente konstanten k fra ligning 2-55 for beregning av Nusselt tallet. Finner man en empirisk metode for å beregne k ut fra målbare størrelser, for eksempel luftputekammerets tverrsnitt og øvrig geometri, vil dette gjøre at MRHT-metoden blir generell og kan gjelde for alle luftputekamre.

REFERANSELISTE

- Asdrubali, F. (2009). A scale model to evaluate water evaporation from indoor swimming pools. *Energy and Buildings*, 311-319.
- Aylward, G., & Findlay, T. (2007). *SI Chemical Data*. New York: John Wiley and Sons Ltd.
- Bejan, A. (1993). *Heat Transfer*. John Wiley & Sons, Inc.
- Broch, E. (1990). *Unlined high pressure tunnels and air cushion surge chambers*. Rotterdam, Nederland: A.A. Balkema.
- Buck, A. L. (1981). *New Equations for Computing Vapor Pressure and Enhancement Factor*. Boulder: National Center for Atmospheric Research.
- Crowe, C. T., Elger, D. F., & Roberson, J. A. (2005). *Engineering Fluid Mechanics*. 8. utg.
- Goodall, D., Kjørholt, H., Dahlø, T., & Broch, E. (1989). *Air Containment In Rock Caverns. Scandinavian Experience and Applications to the CAES Technology. Voume 2 part 1*. Trondheim: SINTEF Rock and Mineral Engineering.
- Goodall, D., Kjørholt, H., Tekle, T., & Broch, E. (1988). *Air cushion surge chambers for underground power plants*.
- Graze, H. (1968). A Rational Thermodynamic Equation for Air Chamber Design. *Third Australasian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics*. Sydney: The Institution of Engineers, Australia.
- Guttormsen, O. (2006). *TVM 4165 Vannkraftverk og vassdragsteknikk. Vassdragsteknikk II*.
- Incropera, F., & Dewitt, D. (2007). *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. New York: Wiley & Sons.
- Løvdal, D. (1979). *Tilstandsforandring i luftputekammer. Måling på Jukla Kraftverk*. Trondheim: Vassdrags- og havnelaboratoriet ved NTH, tilsluttet Sintef.
- Moran, & Shapiro. (2014). *Wiley*. Hentet Mars 12, 2014 fra www.wiley.com/college/moran/it.htm
- Moran, M. J., Shapiro, H. N., Boettner, D. D., & Bailey, M. B. (2012). *Principles of Engineering Thermodynamics*. John Wiley & Sons, Inc.
- Neby, A., Kjørholt, H., & Goodall, D. (1990). *Air And Gas Tightness Of Unlined Rock Caverns. Torpa Air Cushion Surge Chamber*.
- Nielsen, T. (1990). *Transient Characteristics of High Head Francis Turbine*. Trondheim: NTN-Trykk.
- Nielsen, T. K. (1990). *Dynamisk dimensjonering av vannkraftverk*.

-
- Niknejad, J., & Rose, J. W. (1981). Interphase Matter Transfer: An Experimental Study of Condensation of Mercury. *Proceedings of The Royal Society*, 305-327.
- NVE. (2010). *NVE.no*. Hentet fra Kostnadsgrunnlag for vannkraftanlegg: http://webby.nve.no/publikasjoner/haandbok/2010/haandbok2010_02.pdf
- Olje- og energidepartementet, O. (2011). *Regjeringen.no*. Hentet April 2014 fra <http://www.regjeringen.no/nb/dep/oed/dok/regpubl/prop/2010-2011/prop-101-1-2010-2011/7/8.html?id=641981>
- Rogers, R. R., & Yau, M. K. (1989). *A Short Course in Cloud Physics* (3rd. utg.). Pergamon Press.
- Rose, J. W. (2011). *Thermopedia*. Hentet Mars 2014 fra <http://www.thermopedia.com/content/708/>
- Rose, J. W. (2011). *Thermopedia*. Hentet Mars 2014 fra <http://www.thermopedia.com/content/652/>
- Rosvold, K. A. (2012). *Store Norske Leksikon*. Hentet April 2014 fra http://snl.no/Jukla_kraftverk
- Statkraft. (2009). *Statkraft*. Hentet Januar 2012 fra <http://www.statkraft.no/Energikilder/Vannkraft/pumpekraft/>
- Statkraft Kraftsverkgruppe Hardanger. (2008). Folgefonn Vannveier oversiktstegning.
- Svingen, B. (2007). *Manual LVTrans for versjon 8_1.2.4*. Trondheim: SINTEF Energiforskning AS.
- Tekle, T. (1979). *Luftpute - fordelingsbasseng. Varmeovergangsforhold og stabilitet*. Trondheim: Vassdrags- og havnelaboratoriet ved Norges Tekniske Høgskole, tilsluttet Sintef.
- Thome, J. R. (2007). Condensation on External Surfaces. I *Engineering Data Book III* (s. Chapter 7). Wolverine Tube, Inc.
- Tuseth, A. K. (2013). *Numerisk modellering av luftputekammer, Masteroppgave*. Trondheim: NTNU.
- Twomey, D. S. (1959). The Nuclei of Natural Cloud Formation Part II: The Supersaturation in Natural Clouds and the Variation of Cloud Droplet Concentraion. *Pure and Applied Geophysics*, 243-249.
- Vereide, K. (2014, Våren). Veiledningsmøter.
- Vereide, K., Tekle, T., & Nielsen, T. K. (2014). *Thermodynamic Behavior and Heat Transfer in Closed Surge Tanks for Hydropower Plants*. Trondheim.
- Wong, K. V. (2012). *Thermodynamics for Engineers, Second Edition*. Boca Raton: CRC Press.
- Wylie, E. B., & Streeter, V. L. (1993). *Fluid Transients in Systems*. New Jersey: Prentice-Hall, Inc.

VEDLEGG

Vedlegg A: Resultater for varmeutveksling, vannstand og trykk ved bruk av ustabil kalibreringsfaktor i Script D.2.

Vedlegg B: Oversiktskart over hele Folgefonnverkene.

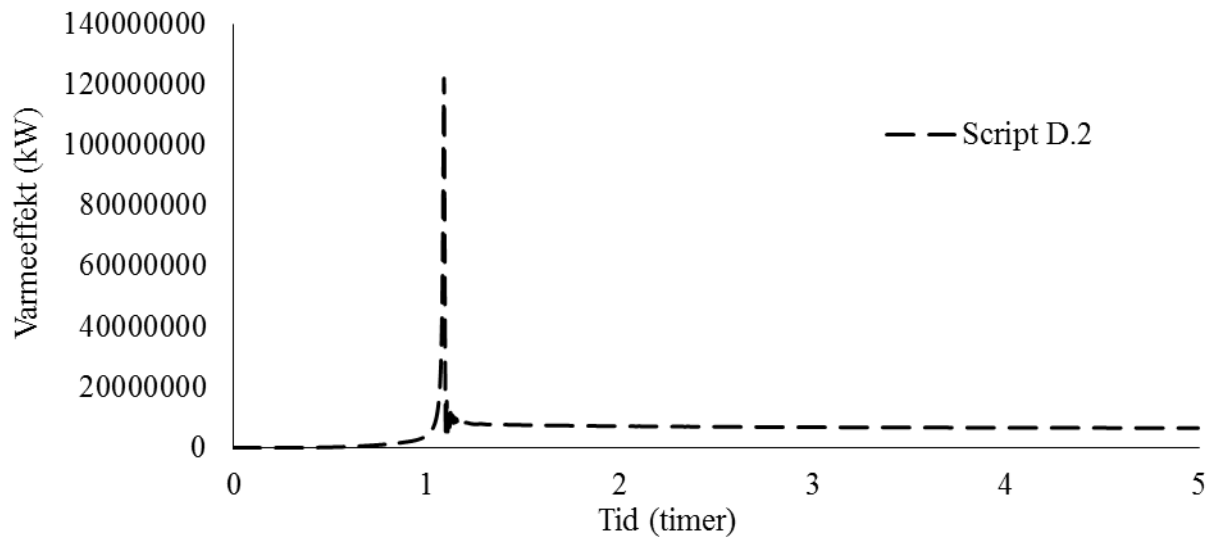
Vedlegg C: Plantegninger av deler av vannvegen til Jukla kraftverk, med luftputekammer.

Vedlegg D: Utdrag fra programkoden til fasemetodene, strålemetoden og totalmetoden.

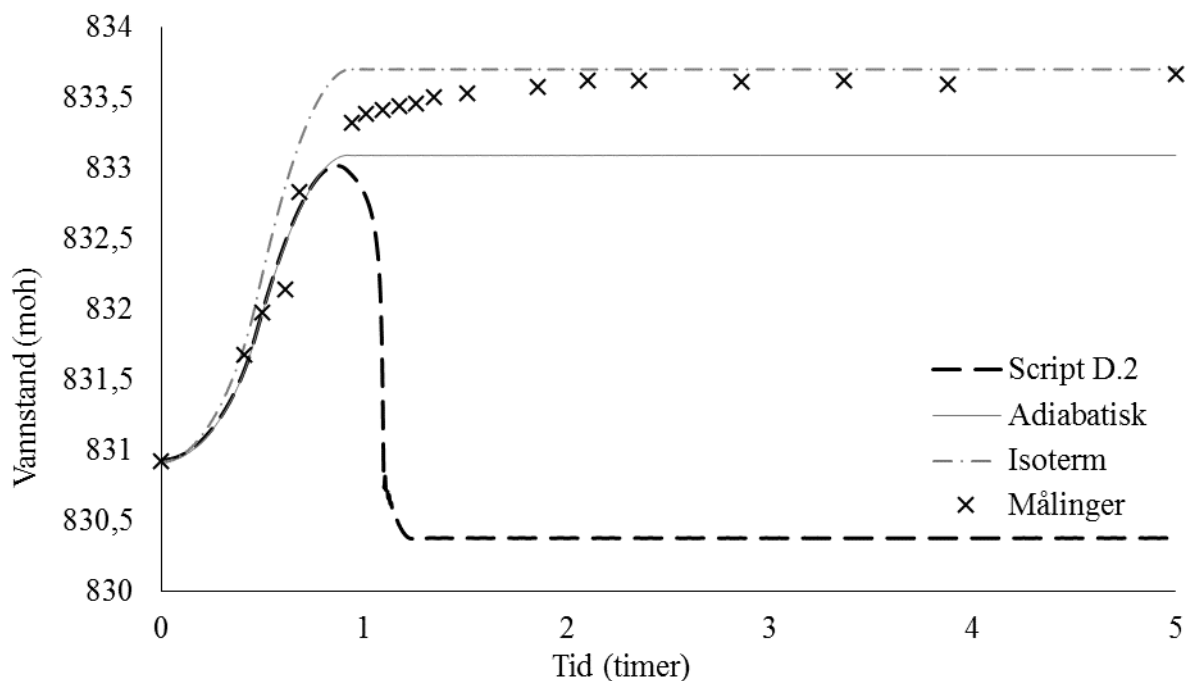
Vedlegg E: Simulerte verdier for temperatur på bergoverflaten

VEDLEGG A

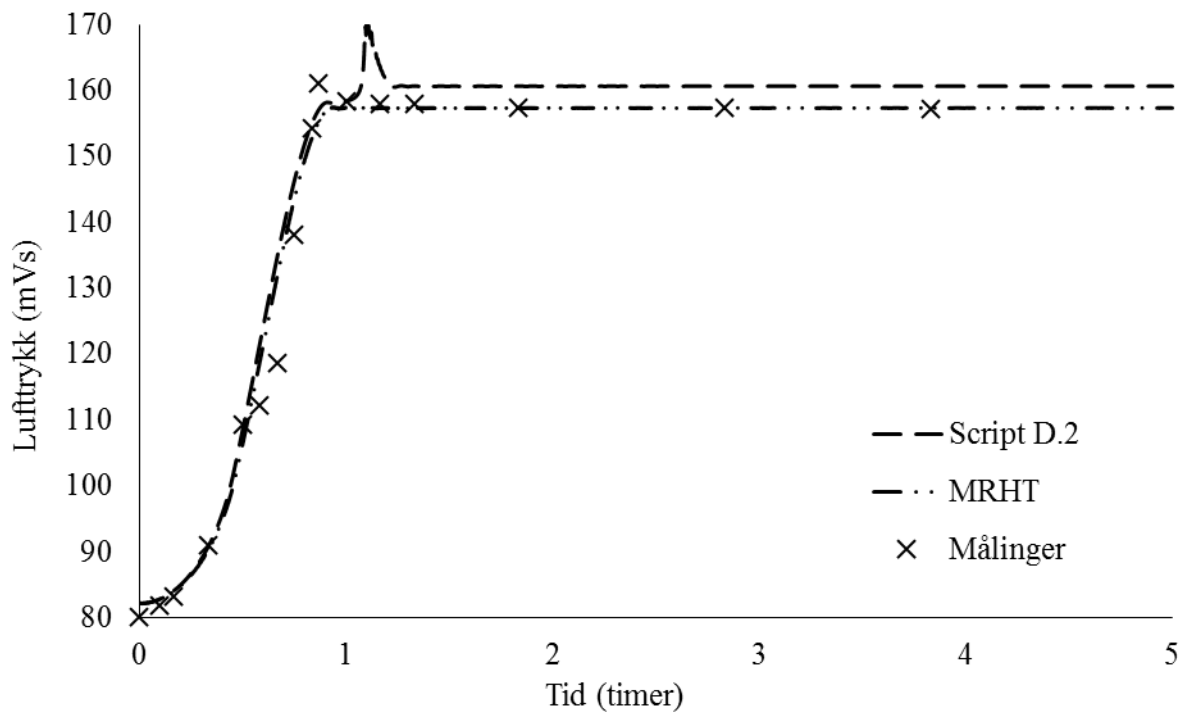
Resultater ved simulering med for høy verdi av $x_{D.2}$ i Script D.2. Man ser at varmeeffekten fra kondenseringen oppnår urealistiske verdier, og får stor påvirkning på vannstand og trykk.



Figur A.1: Varmeeffekt ved valg av for høy $x_{D.2}$ i Script D.2.



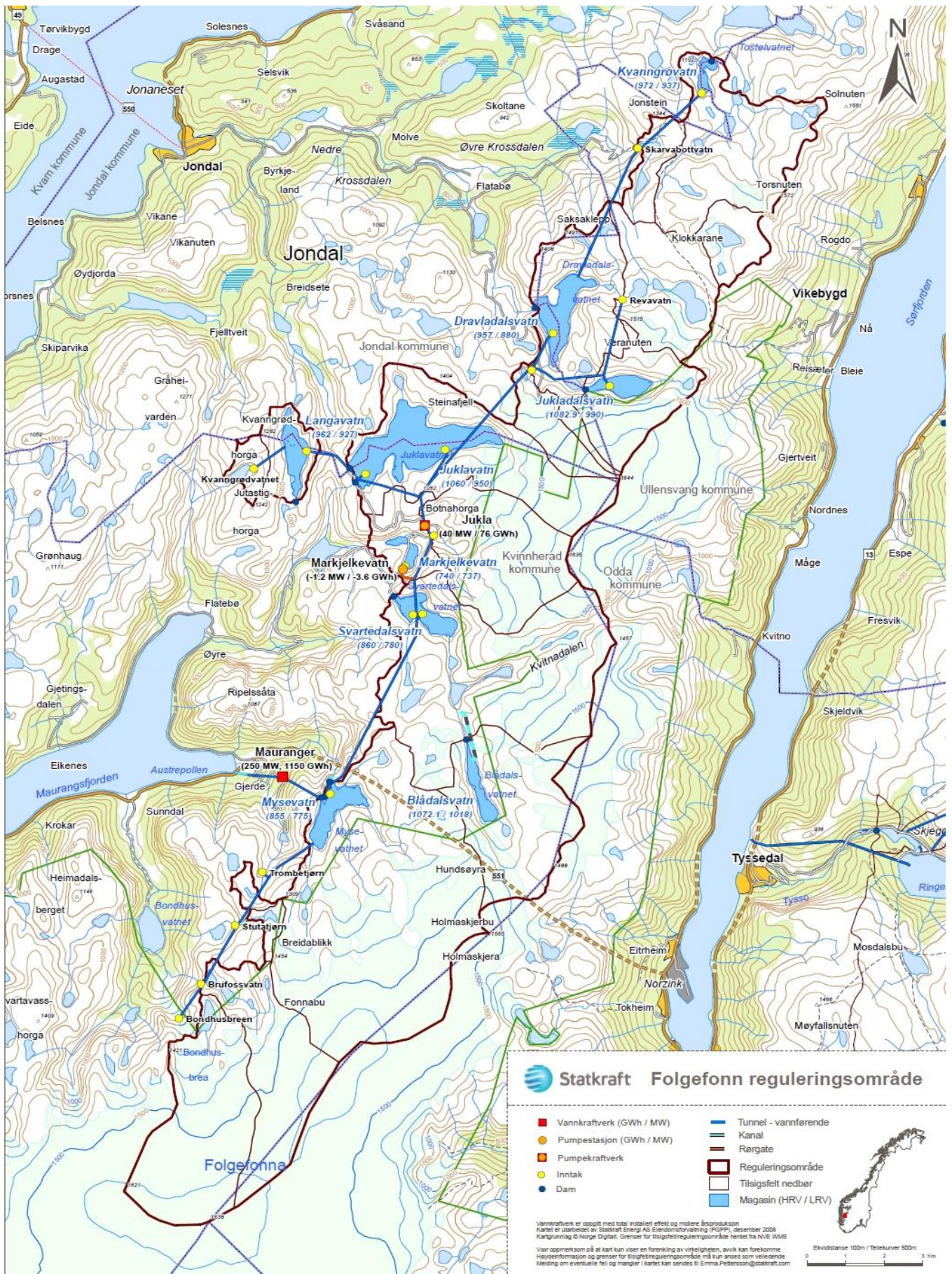
Figur A.2: Resultater for vannstand ved valg av for høy $x_{D.2}$ i Script D.2.



Figur A.3: Resultater for trykk ved valg av for høy xD.2 i Script D.2.

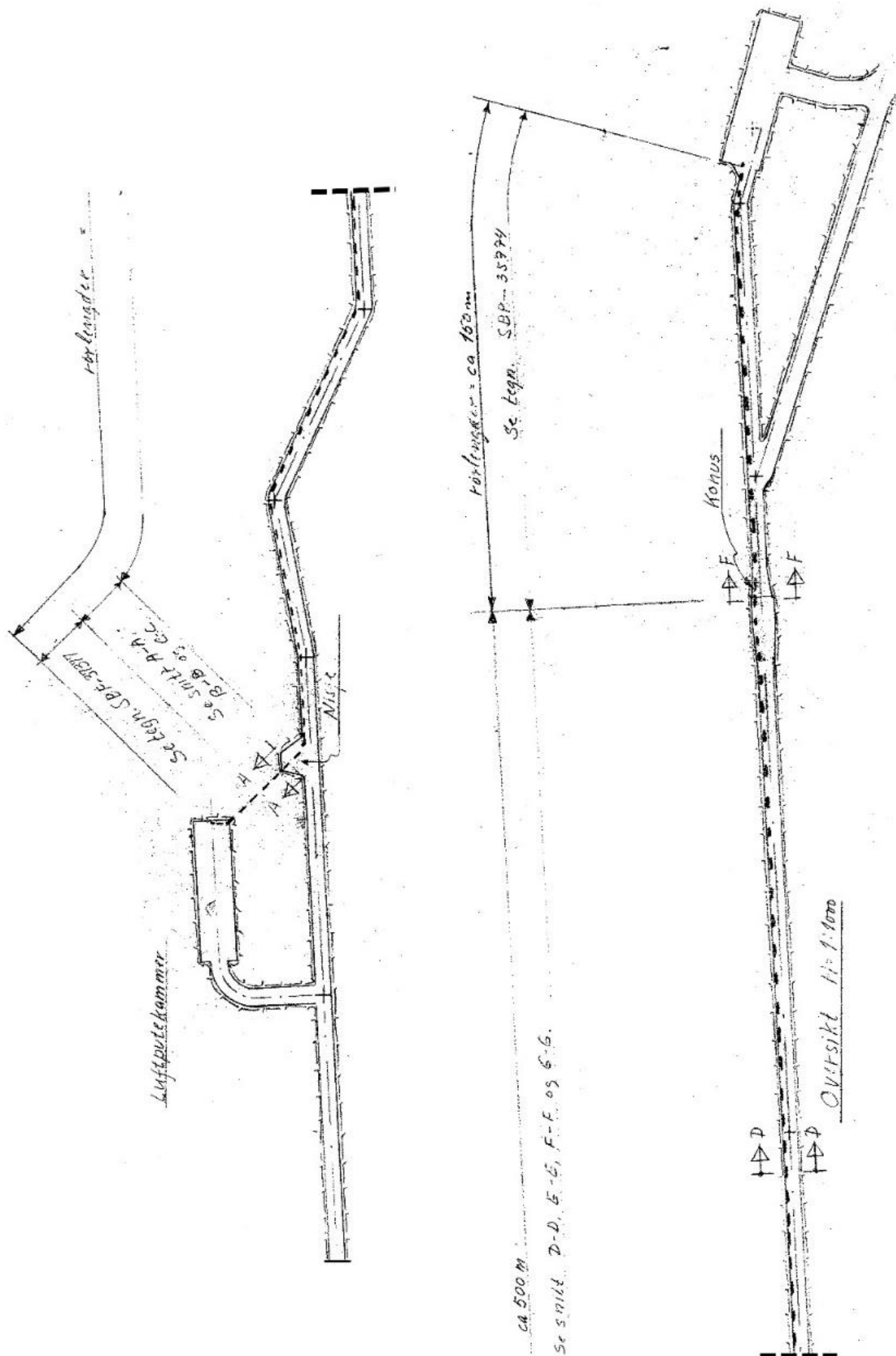
Resultatene for trykk viser en «peak» ved cirka en time. Siden denne tilsynelatende kan sammenfalle med det målepunktet som simuleringen i denne oppgaven ikke har klart å reprodusere, nevnes dette ikke kan være årsaken. Dette resultatet representerer ikke situasjonen i prototyp, og må ikke skape forvirring således.

VEDLEGG B



Figur B.1: Oversiktskart av Folgefonn vannveg

VEDLEGG C



Figur C.1: Plantegning av deler av vannvegen til Jukla kraftverk

VEDLEGG D

```

xD1 = xi;
psat = 611.21*exp(((18.678-((T0-273.15)/234.5))*((T0 -
273.15)/(257.14+T0 - 273.15)))));
psatberg = 611.21*exp(((18.678-((Tf-273.15)/234.5))*((Tf-
273.15)/(257.14+Tf-273.15)))));
if (ph2o0*(P0/P00)>psat) dmkond2 = dmkond0; else dmkond2 =0;
ph2o = ph2o0*(P0/P00) - dmkond2*Rv*T0/V0;
hfg = (2506.8 - 2.386*(T0-273.15) + 0.0016*((T0-273.15)**2)-0.00006*
((T0-273.15)**3))*1000;
dmkond = xD1*(ph2o-psatberg)/((Tf*Rv)**0.5);
dQfaseo= dmkond*hfg*dt;

```

Figur D.1: Utdrag fra Script D.1.

```

xD3 = xi;
psat = 611.21*exp(((18.678-((T0-273.15)/234.5))*((T0-
273.15)/(257.14+T0-273.15)))));
psatberg = 611.21*exp(((18.678-((Tf-273.15)/234.5))*((Tf-
273.15)/(257.14+Tf-273.15)))));
psatvann = 611.21*exp(((18.678-((Tw-273.15)/234.5))*((Tw-
273.15)/(257.14+Tw-273.15)))));
if ((ph2o0/(P0*9810-ph2o0))>(psatvann/(P0*9810-psatvann)))
ph2o = ph2o0*(P0/P00) - dt*dmkond0*Rv*T0/V0 +
dt*25*Avann*0.62198*((ph2o0/(P0*9810-ph2o))-
(psatvann/(P0*9810-psatvann)))*Rv*Tf/V0/3600);
else ph2o = ph2o0*(P0/P00) - dt*dmkond0*Rv*Tf/V0;
hfg = (2506.8 - 2.386*(T0-273.15) + 0.0016*((T0-273.15)**2) -
0.00006*((T0-273.15)**3))*1000;
dmkond = xD3*(ph2o-psatberg)/((Tf*Rv)**0.5);
dQfaseo= dmh*hfg*dt;

```

Figur D.2: Utdrag fra Script D.3.

```

xD2 = xi;
(...)
ph2o = psat - dmkond0*Rv*T0/V0/xD2;

```

Figur D.3: Utdrag fra Script D.2.

```

xF = delta;
(...)
dQfaseo = (0.58/xF/hfg)*(T0-Tf);

```

Figur D.4: Utdrag fra Script F.

```

if(L0 >= 832) Afjell = 527*o; else Afjell = 2*3.1415*6*43.9 +
2*(12+43,9)*(832-L0);
if(L0 >= 832) Avann = 527*sin(o); else Avann = 527;
if (Tf>Tw) dQrad = (0.0000000567*(Tf**4-Tw**4))/

(((0.04/(Avann*0.96)))+(0.1/(Afjell*0.9))+(1/Afjell))*dt;
else dQrad = 0;

```

Figur D.5: Utdrag av kode for beregning av strålevarme.

```

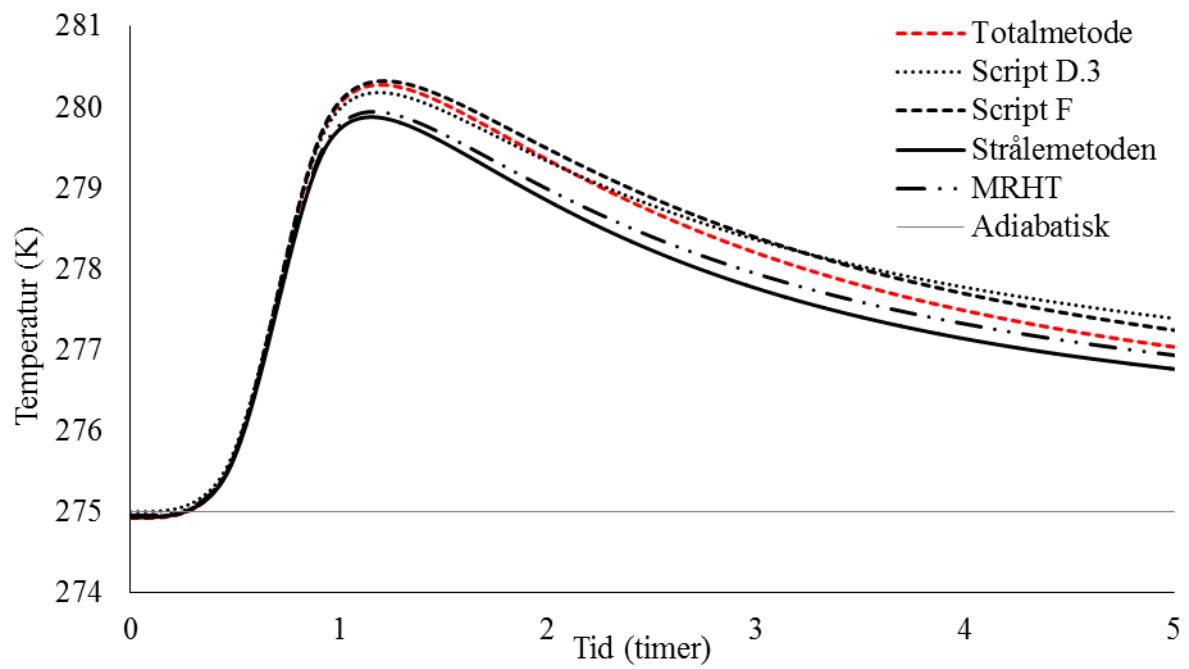
if(L0 >= 832) Afjell = 527*o; else Afjell = 2*3.1415*6*43.9 +
2*(12+43,9)*(832-L0);
if(L0 >= 832) Avann = 527*sin(o); else Avann = 527;
if (Tf>Tw) dQrad = 0*(0.0000000567*(Tf**4-Tw**4))/
(((0.04/(Avann*0.96)))+(0.1/(Afjell*0.9))+(1/Afjell))*dt; else dQrad = 0;
xD.3 = xi;
xF = delta
psat = 611.21*exp(((18.678-((T0-273.15)/234.5))*((T0-273.15)/(257.14+T0-
273.15)))));
psatberg = 611.21*exp(((18.678-((Tf-273.15)/234.5))*((Tf-
273.15)/(257.14+Tf-273.15)))));
psatvann = 611.21*exp(((18.678-((Tw-273.15)/234.5))*((Tw-
273.15)/(257.14+Tw-273.15)))));
if ((ph2o0/(P0*9810-ph2o0))>(psatvann/(P0*9810-psatvann)))
ph2o = ph2o0*(P0/P00) - dt*dmkond0*Rv*T0/V0 +
dt*25*Avann*0.62198*(((ph2o0/(P0*9810-ph2o0)) -
(psatvann/(P0*9810-psatvann)))*Rv*Tf/V0/3600);
else ph2o = ph2o0*(P0/P00) - dt*dmkond0*Rv*Tf/V0;

hfg = (250.8 - 2.386*(T0-273.15) + 0.0016*((T0-273.15)**2) -
0.00006*((T0-273.15)**3))*1000;
dmkond = xD3*(ph2o-psatberg)/((Tf*Rv)**0.5);
dmkond2 = dmh + (0.58/xF/hfg)*(T0-Tf);
dQfaseo= dmkond*hfg*dt;

```

Figur D.6: Utdrag av programkode for totalmetoden.

VEDLEGG E



Figur E.1: Resultater fra simulering av temperaturen på bergoverflaten.