

## Våtgass kompresjon

En eksperimentell og teoretisk undersøkelse av lydshastighet og støt i tofasestrømning

**Sjur Erlend Godø**

Master i produktutvikling og produksjon

Oppgaven levert: Juni 2008

Hovedveileder: Lars Erik Bakken, EPT

Biveileder(e): Trond Grüner, EPT  
Øyvind Hundseid, EPT



# Oppgavetekst

## Bakgrunn

Tilrettelegging av eksperimentell forsøksrigg for undersøkelser av aerodynamisk stabilitet og ytelse er på planleggingsstadiet. For å øke forståelse av strømnings tekniske fenomener relatert til våtgasskompresjon, er det behov for å visualisere og analysere strømmingen i konvergerende/divergerende kanal. Eksperimenter vil danne grunnlag for økt forståelse av mekanismer og effekter som opptrer i våtgasskompressorer og dermed bidrar til kunnskap vedrørende design, operasjonsbegrensninger og ytelse.

## Mål

Basert på litteratur, utførte forsøk høsten 2007, samt nye eksperimenter i laboratorierigg er det et mål å visualisere og analysere strømming i konvergerende/divergerende kanal. Av spesiell interesse er fastleggelse av endrede driftsbetingelsers innvirkning på strømming gjennom kanalen. Forhold relatert til sjokk og lyd hastighet vektlegges spesielt.

Oppgaven bearbeides ut fra følgende punkter:

1. Tilrettelegge og instrumentere laboratorierigg for tofase strømningsforsøk i konvergerende/divergerende kanal. Plassering av instrumenter i forhold til sjokk/støteffekter vektlegges.
2. Planlegge og gjennomføre tofase tester. Innvirkning av følgende forhold dokumenteres spesielt:
  - Gassvolumfraksjon
  - Trykk
  - Temperatur
3. Med basis i relevant litteratur analyseres eksperimentelt datagrunnlag. De ulike strømningsmekanismer og tofaseeffekter dokumenteres. Kriterier for sjokk/støt og lyd hastighet er av spesiell interesse.

Oppgaven gitt: 15. januar 2008

Hovedveileder: Lars Erik Bakken, EPT



## FORORD

Denne masteroppgaven er gjennomført våren 2008 ved Institutt for energi- og prosessteknikk ved NTNU.

Våtgasskompresjon krever kunnskap og forståelse til flere sammensatte fagdisipliner og forskning innen temaet er fortsatt i sin "barndom". Jeg synes derfor det har vært svært lærerikt og spennende å skrive denne oppgaven og synes jeg har fått et stort fagligutbytte av å arbeide med oppgaven. Jeg har også fått mye nyttig erfaring i tilrettelegging av laboratorieforsøk.

Tilrettelegging og oppsett av testrigg og instrumentering har vært tidkrevende. Ønsker å takke laboratoriepersonellet ved Varmeteknikk. Uten deres bidrag ville ikke forsøkene kunne gjennomføres.

Jeg ønsker å takke min veileder Professor Lars Erik Bakken for inspirasjon og tilrettelegging av oppgaven, forsker Trond G. Grüner og stipendiat Øyvind Hundseid for veiledning, hjelp til prosjektering av testrigg og kjøring av forsøk og Ingeniør Arnt Egil Kolstad for produksjon av testrigg og modifikasjoner på dysen.

Ønsker også å takke mine foreldre som har vært gode støttespillere gjennom semesteret.

Trondheim, 26. Juni 2008

*Sjur Erlend Godø*

Sjur Erlend Godø



## SAMMENDRAG

Olje- og gassindustrien trenger forbedret kompressorteknologi for å øke produksjonen av gass. Naturgassen på gassfelt inneholder væske og dagens kompressorteknologi er ikke utviklet for å tåle slike væskemengder. Tilstedeværelse av væske gjør strømmingen gjennom en kompressor mer kompleks og flere sammensatte strømnings effekter vil påvirke ytelsen. Denne oppgaven undersøker hvordan små mengder væske påvirker lydshastigheten og posisjonen og styrken til støt.

Opgaven undersøker tofasestrømning i en konvergerende - divergerende dyse. Den divergerende delen er produsert i pleksiglass for å kunne visualisere støt. Testriggeren er instrumentert med trykk og temperatursensorer, massestrømsmåler for luft og uttak for å måle trykk og temperatur langs dysen. Arbeidsmediet er trykkluft og damp. Oppgaven presenterer også grunnleggende teori og et søk av relevant litteratur er gjort spesielt innenfor påvirkning av væske på lydshastighet og støt.

Det er utført forsøk ved ulike dampmengder hvor trykkprofilen langs dysen er logget. Dampmengde er klassifisert etter antatt mengde. Støt er visualisert ved hjelp av shadowgraphy.

I forsøkene er det observert at støtposisjonen i luftforsøk avviker fra beregninger. Det er gjort undersøkelser på hva som endrer posisjonen hvor det antas at støtet ikke inntreffer som normalt på grunn av ujevnheter i dysen eller påvirkning av rustpartikler fra trykkluftssystemet. Det er antatt at det er delvis dispergerte støt som inntreffer i dysen i dampforsøk. Det er vist at støt beveges nedstrøm i dysen ved økt dampmengde, noe som er forventet fra beregninger ved redusert adiabateksponent. Det er også en tendens til at støtene går mot en mer normal struktur ved økt dampmengde, men dette kommer nok av ujevnheter i dysen.

Analyse av lydshastigheten er gjort ved å analysere redusert massestrøm av luft gjennom dysen. Ved økt dampmengde reduseres massestrømmen av luft i forsøkene. Noe av reduksjonen vil naturlig komme av tilført mengde damp, men tilført dampmengde er svært liten. Reduksjonen i massestrøm er ikke entydig på grunn av økt stagnasjonstemperatur i dampforsøk som vil gi en høyere lokal lydshastighet. Analyse av lydshastigheten viser derfor ikke en bestemt reduksjon for dampforsøk, men en degradering er observert som forventet.

Det er også undersøkt ulike strømningssegenskaper som opptrer i forsøkene. Ekspansjonen frem til støt utløses stemmer bra med isentropiske beregninger. For dampforsøk er adiabateksponenten redusert i beregninger og det er funnet samsvar mellom beregninger og forsøk. Det er observert væskefilm på dyseveggen i ekspansjonsområdet og fordampningsprosessen etter støtet er og observert.





# ABSTRACT

The oil- and gas industry needs improved compressor technology to increase the production of gas. Natural gas in gas fields contains liquid and compressor technology today is not developed to handle high liquid fractions. Presence of liquid in flow through a compressor is more complex and several compounded elements will influence the compressor efficiency. This thesis examines how small fractions of liquid influence the velocity of sound and the position and strength of shockwaves.

Two-phase flow through a converging – diverging nozzle is examined. The diverging part of the nozzle is produced in plexiglass to make visualization of shockwaves possible. The experimental apparatus is installed with pressure and temperature transducers, mass flow meter for air and outlets to measure pressure and temperature along the nozzle. The working mixture consists of air and vapor. The thesis also presents basic theory and a literature investigation of the influence of two-phase flow on velocity of sound and shockwaves.

Experiments are executed with different vapor fractions where the pressure profile is examined. No mass flow meter for vapor is installed so amount vapor injected is classified by approximate amount. Shockwaves are visualized by shadowgraphy.

In the experiments it is observed that shockwaves in air experiments do not occur where calculated. An investigation why this occurs is done and it is assumed that the shockwaves are released because of uneven surfaces in the nozzle or the influence of rust particles in the air. It is shown that shockwaves moves downstream with an increase in vapor fraction which is assumed from calculations with reduced isentropic exponent. There is also a tendency that the shockwaves moves to a more normal structure with increased vapor fraction. It is assumed that this comes from the uneven structure of the nozzle.

Investigation of the velocity of sound is done by analyzing reduced mass flow of air through the nozzle. Some of the reduction naturally comes from the injected vapor, but the quantities are very small. The reduction in mass flow is not unambiguous as the stagnation temperature in vapor experiments increases. This will also increase the local velocity of sound. Investigations of the velocity of sound show therefore not a definite reduction, but a decrease is observed as expected.

Flow parameters in experiments are also examined. The expansion of air in the nozzle towards the shockwave agrees with isentropic calculations. In vapor experiments the isentropic exponent is reduced in calculations and calculations are also in accordance with experiments. In the experiments liquid film is observed on the nozzle wall in the expansion area and an evaporation process after the shockwave is observed.



# INNHOILDSFORTEGNELSE

Forord.....	I
Sammendrag.....	III
Abstract.....	V
Figurliste.....	XI
Tabelliste.....	XIII
Symbolliste.....	XV
1. Innledning.....	1
1.1 Bakgrunn.....	1
1.2 Oppgavens omfang og mål.....	1
1.3 Oppgavens struktur.....	2
2. Tofasestrømning.....	3
2.1 Introduksjon.....	3
2.2 Tofaseparametere.....	3
2.3 Aerodynamiske effekter på dråper.....	5
2.4 Væskefilm.....	7
2.5 Faseoverganger.....	8
2.6 Vanndamp og luft som medium.....	9
2.7 Relakserende medium.....	10
2.8 Strømning i dyse.....	11
2.9 Oppsummering.....	12
3. Lydhastighet.....	13
3.1 Introduksjon.....	13
3.2 Lydhastighet i tofase.....	13
3.3 Oppsummering.....	16
4. Kompressibel strømning.....	17
4.1 Introduksjon.....	17
4.2 Isentropisk strømning.....	17
4.3 Operasjon av dyse.....	19
4.4 Choking.....	19
4.5 Oppsummering.....	20
5. Støt.....	21
5.1 Introduksjon.....	21
5.2 Normale støt.....	21

5.3	Skjeve støt.....	22
5.4	Dispergerte støt.....	24
5.5	Fordampningsstøt.....	27
5.6	Kondensasjonsstøt.....	28
5.7	Oppsummering.....	29
6.	Forsøksrigg og Instrumentering.....	31
6.1	Forsøksrigg.....	31
6.2	Luft og damp levering.....	33
6.3	Filtrering.....	33
6.4	Massestrømsmåler.....	33
6.4.1	Massestrøm luft.....	34
6.4.2	Massestrøm damp.....	35
6.5	Logging av signaler.....	36
6.6	Kalibrering.....	38
6.7	Visualisering.....	38
7.	Forsøk og resultater.....	39
7.1	Introduksjon.....	39
7.2	Innledende forsøk.....	39
7.2.1	"Første test".....	39
7.2.2	Forsøk med filtrering.....	40
7.2.3	Forsøk etter "endringer" på dyse.....	40
7.3	Dampforsøk.....	42
7.3.1	Luft (referanse).....	43
7.3.2	"Minimalt" med damp.....	44
7.3.3	"Lite" damp.....	45
7.3.4	"Middels" dampmengde.....	46
7.3.5	"Mye" damp.....	47
7.3.6	Oppsummering dampforsøk.....	48
7.4	Temperaturprofil forsøk med damp.....	50
8.	Diskusjon og analyse.....	51
8.1	Innledning.....	51
8.2	Verifisering av data.....	51
8.3	Strømningssegenskaper.....	52
8.3.1	Isentropisk strømning.....	52
8.3.2	Temperaturprofil og isdannelse.....	54

8.3.3	Dråper og væskefilm.....	55
8.4	Lydhastighet .....	55
8.5	Støt.....	57
9.	Konklusjon .....	61
10.	Forslag til videre arbeid.....	63
	Referanser.....	65
A.	Appendiks.....	69
A.1	Ligninger for tofasestrømning.....	69
A.2	Ligninger for isentropisk strømning .....	69
A.3	Beregningsmetode for posisjon av støt.....	69
A.4	Matlab program.....	70
B.	Appendiks.....	75
B.1	Forsøksrigg .....	75
B.2	Kalibrering.....	77
B.2.1	Kalibrering av trykksensorer .....	77
B.2.2	Kalibrering av temperatursensorer .....	81
B.3	Data ark for blendeplate .....	83
C.	Appendiks.....	85
C.1	Data fra innledende forsøk .....	85
C.1.1	Første forsøk .....	85
C.1.2	Forsøk med filtrering.....	85
C.1.3	Data fra forsøk etter dyseendring .....	86
C.2	Data fra forsøk med damp nr. 1 .....	87
C.2.1	Referanse kun luft.....	87
C.2.2	Middelsmengde damp .....	88
C.3	Data fra forsøk med damp nr. 2 .....	89
C.3.1	Referanse kun luft.....	89
C.3.2	Minimal dampfraksjon.....	91
C.3.3	Liten dampfraksjon .....	92
C.3.4	Middels dampfraksjon.....	93
C.3.5	Høy dampfraksjon.....	94



## FIGURLISTE

Figur 2.1: Tverrsnitt av annulærstrømning.....	3
Figur 2.2: Illustrasjon av ulike spalting fenomener.[4] .....	7
Figur 2.3: Fasediagram (trykk – temperatur) for vann [6].....	9
Figur 2.4: Fasediagram (temperatur – spesifikt volum) for vann [6]. .....	10
Figur 3.1: Woods modell for lyd hastighet i tofasestrømning ved 298 K og 6 bar.....	14
Figur 3.2: Ulike lyd hastigheter i damp – dråpe strømning [8].....	15
Figur 4.1: Overgang fra subsonisk- til supersoniskstrømning. [20] .....	18
Figur 4.2: Trykkforandring i konvergerende - divergerende dyse [23].....	19
Figur 5.1: Normalt støt [23].....	22
Figur 5.2: Skjeve støt [20].....	23
Figur 5.3: Refleksjon av skjevt støt. [20] .....	24
Figur 5.4: Struktur av dispergerte støt: (a) delvis dispergert, (b) fullt dispergert [8].....	24
Figur 5.5: Variasjon av strømningsvariabler i et delvis dispergert støt i våt damp( $M_f=1,5$ ; $r_0=0,1$ $\mu\text{m}$ ; $P_0=0,35$ bar). [29].....	25
Figur 5.6: Støtstruktur i dispergerte støt [8] .....	26
Figur 5.7: Variasjon av adiabateksponent i damp i forhold til våthetsfraksjon og trykk.[30] .....	26
Figur 5.8: Fasediagram for ulike støtstrukturer.[30].....	27
Figur 5.9: Kondensasjonsstøt for ulik relativfuktighet [34].....	28
Figur 5.10: Kondensasjonsstøt og aerodynamisk støt [36] og [37]. .....	29
Figur 6.1: Maskintegning av divergerende del. ....	31
Figur 6.2: Posisjon av trykkuttak.....	32
Figur 6.3: Plassering av lynfittings.....	32
Figur 6.4: Oppsett av trykksensor.....	33
Figur 6.5: Blendeplate [39]. .....	34
Figur 6.6: Oppsett av blendeplate. ....	35
Figur 6.7: Oppsett av måling av injisert væskemengde. ....	36
Figur 6.8: Labview program og illustrasjon av verdier som er logget .....	36
Figur 6.9: National Instruments cDAQ 9172 modul chassis med moduler.....	37
Figur 6.10: Koblingsbrett for strømsignaler.....	37
Figur 6.11: Skjerming av koblingsbrett med aluminiumsfolie.....	37
Figur 6.12: Oppsett av Shadowgraphy for visualisering av støt.....	38
Figur 7.1: Trykkplot for innledende forsøk, stagnasjonstrykk 6,7 bar i forsøk. ....	39
Figur 7.2: Trykkplot for innledende forsøk med filtrering.....	40
Figur 7.3: Trykkplot fra innledende forsøk etter fjerning av deformasjoner i dyse og pussing av kant. ....	41
Figur 7.4: Mulige visualiserte støt.....	41
Figur 7.5: Rustpartikler i dysen etter forsøk. ....	42
Figur 7.6: Trykkprofil luft, $P_0=5,7$ bar i forsøk.....	43
Figur 7.7: Visualisering av støt i luft.....	43
Figur 7.8: Trykkprofil minimalt med damp, $P_0=5,4$ bar i forsøk. ....	44
Figur 7.9: Isdannelse ved støt ved "minimalt" med damp. ....	44
Figur 7.10: Trykkprofil "lite" damp, $P_0=5,3$ bar i forsøk.....	45
Figur 7.11: Visualisering av støt ved "lite" damp.....	45
Figur 7.12: Trykkprofil "middelsmengde" damp, $P_0=5,6$ bar i forsøk.....	46

Figur 7.13: Visualisert støt "middelsmengde" damp profil 1 og 2.....	46
Figur 7.14: Visualisert støt "middelsmengde" damp profil 3 og 4.....	47
Figur 7.15: Trykkprofil "mye" damp, $P_0=5,9$ bar i forsøk.....	47
Figur 7.16: Visualisert støt "mye" damp.....	48
Figur 7.17: Trykkprofil sammenligning for dampforsøk. Beregning ved $P_0=5,7$ bar.....	49
Figur 7.18: Isentropisk beregning av hastighet gjennom dysen.....	50
Figur 8.1: Sammenligning luftforsøk.....	52
Figur 8.2: Test av adiabateksponent for lite damp forsøk.....	53
Figur 8.3: Test av adiabateksponent for middels damp forsøk.....	53
Figur 8.4: Testing av adiabateksponent for mye damp forsøk.....	54
Figur 8.5: Beregnet temperaturprofil for dampforsøk.....	54
Figur 8.6: Tåkedannelse etter støt.....	55
Figur 8.7: Væskefilm dannelse på dysevegg.....	55
Figur 8.8: Lydhastighet/kritiskhastighet for ulike dampmengde.....	56
Figur 8.9: Sammenligning av trykkprofil ved ulike dampforsøk, beregning ved $P_0=5,7$ bar.....	57
Figur 8.10: Støtposisjon ved ulike dampmengde.....	58
Figur 8.11: Trykkplot for isentropiskeberegninger ved ulike $\kappa$ . $P_0=5,7$ bar.....	58
Figur 8.12: Struktur av "middels" damp støt.....	59
Figur 8.13: Struktur av "mye" damp støt.....	60
Figur B.1: Dimensjoner på testdyse gitt i mm.....	75
Figur B.2: Testtrigg.....	76
Figur B.3: Injeksjonsdel av testtrigg.....	76
Figur B.4: Plassering av trykk og temperatur sensorer.....	77
Figur B.5: Kalibreringspumpe, Druck DPI 610 IS.....	77
Figur B.6: Kalibreringsgraf trykksensor 1.....	78
Figur B.7: Kalibreringsgraf trykksensor 2.....	78
Figur B.8: Kalibreringsgraf trykksensor til blendeplate.....	79
Figur B.9: Kalibreringsgraf trykksensor på tank.....	80
Figur B.10: Kalibreringsgraf av differensialtrykkcelle.....	81
Figur B.11: Kalibreringsgraf for termoelementer.....	82
Figur B.12: Kalibreringsgraf for PT-100 element.....	82



## TABELLISTE

Tabell 2.1: Beskrivelse av dråpespaltingsregimer.[4] .....	7
Tabell 6.1: Posisjon av trykkuttak fra kritisk areal. ....	31
Tabell 7.1: Klassifisering av dampmengde injisert og karakteristikk. ....	42
Tabell 7.2: Gjennomsnitt av stagnasjonsverdier og massestrøm for luft. ....	44
Tabell 7.3: Gjennomsnitt av stagnasjonsverdier og massestrøm for "minimalt" med damp. ....	45
Tabell 7.4: Gjennomsnitt av stagnasjonsverdier og massestrøm for "lite" damp. ....	46
Tabell 7.5: Gjennomsnitt av stagnasjonsverdier og massestrøm for "middelsmengde" damp. ....	47
Tabell 7.6: Gjennomsnitt av stagnasjonsverdier og massestrøm for "mye" damp. ....	48
Tabell 7.7: Sammenligning av dampforsøk. ....	49
Tabell 8.1: Sammenligning mellom massestrøm fra forsøk og beregnede verdier for luft. ....	51
Tabell 8.2: Adiabateksponent for ulik dampmengde. ....	52
Tabell 8.3: Endring av lydshastighet/kritiskhastighet ved ulike dampmengder. ....	57
Tabell 8.4: Støtstyrke for dampforsøk og hvilke trykkuttak beregninger er gjort fra. ....	59
Tabell C.1: Data fra første forsøk. ....	85
Tabell C.2: Data fra forsøk med filtrering. ....	86
Tabell C.3: Data fra innledende forsøk med dyseendinger. ....	86
Tabell C.4: Data fra forsøk med luft. Trykkprofil nr. 1. ....	87
Tabell C.5: Data fra forsøk med luft. Trykkprofil nr. 2. ....	88
Tabell C.6: Data fra forsøk med middelsmengde damp. Trykkprofil nr 1. ....	88
Tabell C.7: Data fra forsøk med middelsmengde damp. Trykkprofil nr. 2. ....	89
Tabell C.8: Data fra forsøk med luft. Trykkprofil nr. 1. ....	90
Tabell C.9: Data fra forsøk med luft. Trykkprofil nr. 2. ....	90
Tabell C.10: Data fra forsøk med minimal dampfraksjon. Trykkprofil nr. 1. ....	91
Tabell C.11: Data fra forsøk med minimal dampfraksjon. Trykkprofil nr.2. ....	92
Tabell C.12: Data fra forsøk med liten dampfraksjon. Trykkprofil nr. 1. ....	92
Tabell C.13: Data fra forsøk med liten dampfraksjon. Trykkprofil nr. 2. ....	93
Tabell C.14: Data fra forsøk med middels dampfraksjon. Trykkprofil nr. 1. ....	93
Tabell C.15: Data fra forsøk med middels dampfraksjon. Trykkprofil nr. 2. ....	94
Tabell C.16: Data fra forsøk med høy dampfraksjon. Trykkprofil nr. 1. ....	94
Tabell C.17: Data fra forsøk med høy dampfraksjon. Trykkprofil nr. 2. ....	95



# SYMBOLLISTE

Bokstavsymboler:

A	Tverrsnittsareal	[m <sup>2</sup> ]
a	Lydhastighet	[m/s]
C <sub>v</sub>	Varmekapasitet ved konstant volum	[kJ/kgK]
C <sub>p</sub>	Varmekapasitet ved konstant trykk	[kJ/kgK]
d	Diameter	[m]
H	Arealfraksjon	[-]
h	Spesifikk entalpi	[kJ/kg]
Kn	Knudsentall	[-]
L	Lengde	[m]
L	Latent varme	[J/kg]
$\dot{m}$	Massestrøm	[kg/s]
Ma	Machtall	[-]
Oh	Ohnsorgetallet	[-]
P	Trykk	[Pa]
Pr	Prandtl-tallet	[-]
Q	Volumstrøm	[m <sup>3</sup> /s]
q <sub>c</sub>	Kondensasjonskoeffisient	[-]
Δq	Avvik fra tilstandsvariabel	[-]
R	Ideell gasskonstant	[kJ/kmolK]
r	Dråpe radius	[m]
Re	Reynoldstall	[-]
S	Faseslippforhold	[-]
s	Spesifikk entropi	[kJ/kgK]
St <sub>v</sub>	Stokestall	[-]
T	Temperatur	[K]
T	Tid	[s]
τ <sub>v</sub>	Responstid	[s]
τ <sub>F</sub>	Karakteristisk tid for hastighetsfelt	[s]
τ <sub>D</sub>	Relaksjonstid for dråpetemperatur	[s]
τ <sub>I</sub>	Relaksjonstid for hastighetsslipp	[s]
τ <sub>T</sub>	Relaksjonstid for Damptemperatur	[s]
U	Midlere hastighet	[m/s]
U	Hastighet i langsgående retning	[m/s]
u	Indre energi	[kJ/kg]
V	Hastighets vektor	[m/s]
w	Damp til gass forhold	[-]
dw/dT	Fordampning/kondensasjonsrate	[J/kgs]
We	Webertall	[-]
y	Våthetsfraksjon damp	[-]

Greske bokstavsymboler:

$GVF = \alpha$	Gassvolumfraksjon	[-]
$\beta$	Gassmassefraksjon	[-]
$\varepsilon$	Gassarealfraksjon	[-]
$\Delta$	Vinkel på skjevt støt	[rad]
$\lambda$	Termisk konduktivitet	[W/mK]
$\rho$	Tetthet	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\kappa$	Adiabatekspont	[-]
$\sigma$	Overflatespenning	[N/m]
$\mu$	Viskositet	[kg/ms]
$\phi(Re)$	Empiriskkorrelasjon av reynoldstallet	[-]

Indeks:

d	Dråpe
df	Dispergert fase
f	Film
g	Gass
h	Homogen
l	Væske
tf	Tofase
*	Kritisk
0	Stagnasjon
1	Før støt
2	Etter støt
3	Utløp

# 1. INNLEDNING

## 1.1 BAKGRUNN

Olje- og gassindustrien trenger forbedret kompressorteknologi på havbunnen for å kunne øke produksjonen av gass og opprettholde produksjonsraten i eksisterende felt. Nye gassfelt ligger stadig dypere og undervannsteknologi generelt og ny kompressorteknologi er essensielt for å kunne utvinne gass på slike dyp. Ettersom alternativet er overflatebaserte installasjoner så ligger det enorme kostnadsbesparelser i å legge produksjonen under vann.

Naturgassen på gassfeltene inneholder små væskeandeler og vanlig kompressorteknologi har begrensninger ved selv svært lave væskefraksjoner. Under slike forhold øker faren for driftsforstyrrelser, kompressorytelsen svekkes og levetiden begrenses. En våtgasskompressor kan løse dette problemet og derfor er det viktig å forstå og kvantifisere viktige faktorer som påvirker hvordan våtgass oppfører seg. Eksperimenter vil danne grunnlag for økt forståelse av mekanismer og effekter som opptrer i våtgasskompressor og dermed bidra til kunnskap vedrørende design, operasjonsbegrensninger og ytelse.

En impellerrigg for våtgasskompresjon er under konstruksjon ved instituttet for energi og prosessteknikk. Hensikten med impellerriggen er å øke forståelsen av hvilken påvirkning væske har i en kompressor. Påvirkningen av væskeandeler i en kompressor er svært kompleks og sammensatt og derfor er flere forstudier gjort. Forstudiene skal øke kompetansen og undersøke viktige effekter som kan oppstå i en kompressor. Denne oppgaven er en del av dette arbeidet og skal undersøke hvordan lyd hastighet og støtbetingelser endres ved tilstedeværelse av væske.

En kompressor impeller er konstruert slik at supersonisk hastighet kan oppstå i skovlkanaler. Kompressible egenskaper som lyd hastighet og støt vil derfor påvirke effekten til kompressoren. Lyd hastigheten begrenser blant annet maksimal massestrøm og et støt i skovlkanalen vil ha innvirkning på kompressorytelsen. Det er derfor ønskelig å forstå hvilke påvirkninger våtgass har på lyd hastigheten og støt. For å undersøke hvordan lyd hastighet og støtbetingelser endres er en konvergerende-divergerende dyse produsert og forsøk er utført.

## 1.2 OPPGAVENS OMFANG OG MÅL

Denne oppgaven tar opp tråden hvor prosjektoppgaven [1] ble avsluttet. Prosjektoppgaven fokuserte på å bygge opp et generelt teorigrunnlag og prosjektering av forsøksrigg. Masteroppgaven fokuserer på å bygge et mer spesielt teorigrunnlag rettet mot tofaseteori i dyser. Spesielt vektlagt er termodynamiske egenskaper som lyd hastighet og støt.

Målet til denne oppgaven er å observere endringer i lyd hastighet og formasjon av støt for ulike væskemengder i en supersonisk konvergerende – divergerende dyse. Det rettes spesielt oppmerksomhet på hvordan væskemengder i luftstrømning endrer trykkprofilen gjennom dysen. Faseendringer observeres også.

Testriggen skal utstyres med nødvendig måleinstrumenter og forsøk gjøres med injeksjon av trykkluft og små mengder damp.

## 1.3 OPPGAVENS STRUKTUR

De 5 første kapitlene gir en oversikt over teori gitt i litteratur og artikler.

Kapittel 2 - Tofaseteori: Målet med dette kapitlet er å gi en innføring i grunnleggende tofaseteori. Den grunnleggende teorien er dels repetisjon fra prosjektoppgaven, men det er lagt vekt på forståelse av observasjoner gjort i tidligere forsøk i dyse. Da spesielt på endringer på dråper. Hvordan tofaseparametere endres og påvirker støt og endrer lyd hastigheten vil diskuteres i sine respektive kapitler.

Kapittel 3 - Lydhastighet: Dette kapitlet skal gi en forståelse av lyd hastigheten og hvordan den påvirkes av tilstedeværelse av flere faser.

Kapittel 4 - Kompressibelstrømning: En forenklet innføring i kompressibelstrømningsteori er gitt. Det rettes oppmerksomhet om hvordan choking kriteriet endres ved tofasestrømning

Kapittel 5 - Støt: Gir en oversikt over formasjon og struktur av støt i både enfase- og tofasestrømning. Det er lagt vekt på modeller og observasjoner gjort i tidligere forsøk.

Kapittel 6 - Forsøksrigg og instrumentering: Gir en kort innføring av riggen og beskriver endringer som er gjort. Beskriver og hvordan forsøksriggen er instrumentert. Utfyllende beskrivelse er gitt i appendiks B.

Kapittel 7 - Forsøk og resultater: Beskriver forsøk som er gjort og presenterer de viktigste resultatene. Utfyllende resultater er gitt i appendiks C.

Kapittel 8 – Diskusjon og analyse: Verifiserer resultater fra forsøk og diskuterer endringer i lyd hastighet, støt og strømningsegenskaper.

Kapittel 9 - Konklusjon.

Kapittel 10 - Forslag til videre arbeid.

Appendiks A - inneholder tilleggsteori og ligninger.

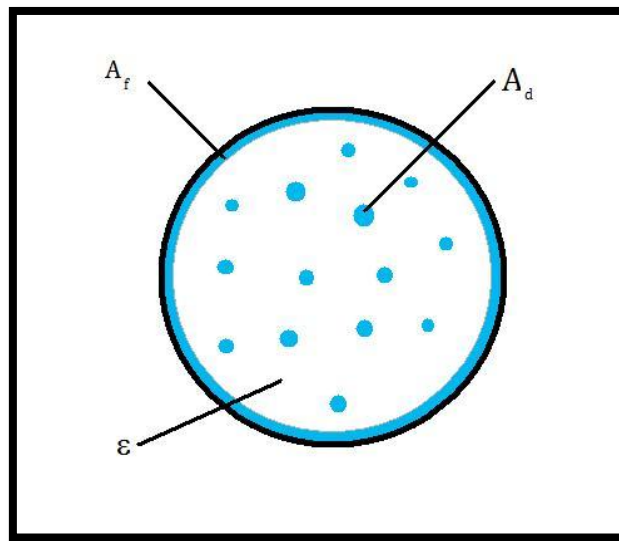
Appendiks B - inneholder utfyllende beskrivelse av forsøksrigg og kalibreringsdata.

Appendiks C - inneholder utfyllende data fra forsøk.

## 2. TOFASESTRØMNING

### 2.1 INTRODUKSJON

Tofasestrømning kategoriseres som strømning hvor to medier er tilstedet i strømmingen. Enten gas, væske eller partikler. Denne oppgaven tar for seg våtgass som kan klassifiseres som tofasestrømning med en gassvolumfraksjon (GVF) over 95 %. For våtgassstrømning er det to strømningsregimer som er fremtredende. Dråpestrømning der væskedråper er dispergert i gassfasen og annulærstrømning der det i tillegg er en væskefilm separert langs rørveggen illustrert i Figur 2.1.



Figur 2.1: Tverrsnitt av annulærstrømning.

I tofasestrømning påvirker fasene hverandre noe som gjør det vanskelig å karakterisere strømmingen. For å forstå og karakterisere tofasestrømning er det viktig å analysere hvordan de er koblet. Fasekobling skjer ved utveksling av masse, impuls og energi. Koblingen mellom fasene kan sies og være enveis- eller toveiskoblet. Hvis det kun er den ene fasen som påvirker den andre, så er fasene enveis koblet. For toveiskobling vil det være en gjensidig kobling mellom fasene, noe som gjør beregninger svært usikre. I dette tilfellet må en basere seg på erfaring og parameterstørrelse om toveiskobling er nødvendig. [2]

De viktigste koblingsmekanismene er aerodynamiske og mekaniske effekter, kondensasjon og fordampning.

### 2.2 TOFASEPARAMETERE

For å forklare og forstå tofasestrømning introduseres grunnleggende parametere. For å gi et kvantitativt mål på gass/væskeforholdet i tofasestrømning brukes gassvolumfraksjon (GVF) og gassmassefraksjon definert i henholdsvis ligning (2.1) og (2.2).

$$GVF = \alpha = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} = \frac{1}{1 + \frac{(1 - \beta)\rho_g}{\beta\rho_l}} \quad (2.1)$$

$$\beta = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} = \frac{\rho_g \alpha}{\rho_g \alpha + \rho_l (1 - \alpha)} \quad (2.2)$$

Forholdet mellom de ulike fasene kan og beskrives ved å se på tverrsnittsarealet til fasen. Dette er væskearealfraksjonen, også kalt "holdup", for både filmarealet og dråpearealet. De ulike arealene er illustrert i Figur 2.1. Definisjonen på væske- og gassarealfraksjonene er gitt i ligning (2.3) og (2.4).

$$H_d = \frac{A_d}{A} \quad (2.3)$$

$$\varepsilon = \frac{A_g}{A} \quad (2.4)$$

$$\varepsilon + H = 1 \quad (2.5)$$

De ulike fasene kan ha ulike hastigheter og da brukes slippforholdet som viser hastighetsforholdet mellom enten gass - dråpe eller gass - film. Ligningen for slippforholdet er definert i ligning (2.6). Ligning (2.7) viser den relative hastigheten mellom fasene.

$$S_l = \frac{U_g}{U_l} \quad (2.6)$$

$$U_r = U_g - U_l \quad (2.7)$$

Tettheten endres når to faser er tilstedet i en strømning. To modeller som er brukt for å beregne tettheten i tofasestrømning er homogen og slipp modell

Homogen modell antar at væskefasen er uniformt dispergert i gassfasen og at det ikke er noe relativ hastighet mellom fasene. Modellen antar også at tettheten for tofasen er konstant over tverrsnittet. Den homogene tettheten og hastigheten er definert i ligning (2.8) og (2.9).

$$\rho_h = \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l \quad (2.8)$$

$$U_g = U_l = \frac{\dot{m}_g + \dot{m}_l}{\rho_h A} \quad (2.9)$$

Slipp modell tar med den relative hastigheten mellom fasene i strømningen så strømningen kan ikke betraktes som homogen. Den lokale tettheten vil være avhengig av hvordan væsken er fordelt i strømningskanalen. Den lokale tettheten i tofase er definert i ligning (2.10) med utgangspunkt i arealfraksjonene.

$$\rho_{tf} = \varepsilon \rho_g + H_l \rho_l \quad (2.10)$$

Tettheten til den dispergerte strømningen er uttrykt i ligning (2.11). Dette forholdet gjelder utenfor væskefilmen hvor forholdet gitt i ligning (2.12) gjelder for annulærstrømning.

$$\rho_{df} = \frac{\varepsilon \rho_g + H_d \rho_l}{\varepsilon + H_d} \quad (2.11)$$

$$\varepsilon + H_d < 1 \quad (2.12)$$



### 2.3 AERODYNAMISKE EFFEKTER PÅ DRÅPER

Andel væskedråper i gassfase avhenger blant annet av aerodynamiske prosesser som dråpeavrivning, dråpeavsetning og dråpespaltning. Tetthetsforskjellen mellom væskedråper og gassfase gjør at dråpene ikke nødvendigvis holder samme hastighet som gassen. På grunn av forskjell i massetregghet mellom fasene er det stor sannsynlighet for hastighetslipp.

Det dimensjonløse Stokestallet er introdusert i tofaseteori for å si noe om dråpens evne til å respondere på hastighetsendringer i systemet. Definisjonen for Stokestallet gitt i ligning (2.13) viser forholdet mellom responstid og en karakteristisk tid for hastighetsfeltet. Responstiden for hastighetsendringer for en dråpe er gitt i ligning (2.14). Hvis Stokestallet er mye mindre enn 1 vil hastighetene mellom fasene være tilnærmet lik uansett endring i hastighet (hastighets likevekt). For store stokestall vil endringer i hastighet ha tilnærmet ingen effekt på dråpene.

$$St_V = \frac{\tau_V}{\tau_F} \quad (2.13)$$

$$\tau_V = \frac{\rho_d d_d^2}{18\mu_g} \quad (2.14)$$

Webertallet er en viktig dimensjonsløs parameter i tofasestrømning som beskriver aerodynamisk stabilitet til dråper. Dråper i gasstrømning blir påvirket av krefter som enten deler dråpene eller øker dråperadiusen. Webertallet beskriver forholdet mellom treghetskrefter og overflatekrefter som virker på dråpen. Definisjonen er gitt i ligning (2.15).

$$We = \frac{\rho_g (u_g - u_d)^2 d}{\sigma_d} \quad (2.15)$$

For å bestemme når dråper er stabile er det kritisk Webertallet introdusert. Det kritiske Webertallet er gitt ved en kritisk dråpestørrelse. Ved store dråper altså høye Webertall vil aerodynamiske krefter dominere og dråpespaltning vil inntreffe helt til kritisk dråpestørrelse nåes. For Webertall under kritisk punkt vil overflatekreftene stabilisere dråpen. Det kritiske Webertallet er ingen unik verdi, men vil være avhengig av dråpen oppførsel i strømmingen. I de fleste generelle tilfeller vil kritisk Webertall være avhengig av viskositeten til væsken, dråpediameteren og tidsintervallet dåpen er påvirket av gasstrømningen.[3]

Reynoldstallet til dråper beskriver dråpens forhold mellom treghetskrefter og viskøse krefter gitt i ligning (2.16). Reynoldstallet gir blant annet et mål på dragkrefter på dråpen. For minkende dragkrefter øker Reynoldstallet, dette er referert som Stokes strømningsregime (gjelder til ca  $Re = 750$ ). Studier viser at for Reynoldstall mellom 750 og 350000 endrer dragkreftene minimalt. Den øvre grense blir betegnet som kritisk Reynoldstall hvor det er en plutselig redusering i dragkreftene. Reynoldstallet gir også en kvalitativ beskrivelse av turbulensintensiteten til dråpen.

$$Re_d = \frac{\rho_g d |u_g - u_d|}{\mu_g} \quad (2.16)$$

Ohnesorgetallet er en empirisk og dimensjonløsparameter for å bestemme stabiliteten til dråper. Ligning er gitt i (2.17) og stabiliteten bestemmes av viskositeten til væsken og overflatespenninger på dråpen. Ohnesorgetallet kan også beskrive forholdet mellom Weber-tallet og Reynoldstallet.

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma d_d}} = \frac{\sqrt{We}}{Re_d} \quad (2.17)$$

Dråpeavsetningen oppstår i vinklet retning på vegg eller en strømmende væskefilm som forflyttes av gasstrømning. Dråper vil da deponeres på vegg eller absorberes i væskefilmen. Et mulig utfall er også at fragmenter av dråper og eventuelt væskefilm ejiseres tilbake til gasstrømmen.

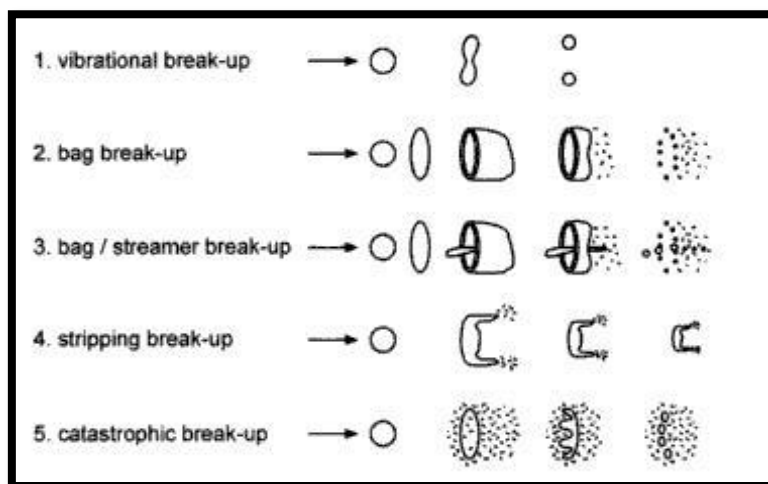
Dråpeavrivning oppstår som en følge av gassfase i høyhastighet avgir energi til væskefilm ved å rive av dråper fra bølgetopper. Forutsetningen for at dråpeavrivning skal skje er at skjærspenningene langs væskefilmen er større enn overflatespenningen. Avrivningen oppstår kun i de områdene hvor store og forstyrrende bølger opptrer.

Dråpespaltning inntreffer i store dråper ved at de aerodynamiske kreftene som virker på dråper i gasstrømning deler dråpene. For at spaltning skal oppstå må overflatekreftene til dråpen overvinnes av dragkreftene. Mindre dråper responderer raskt, krever mindre energi til akselerasjon og er påvirket av små dragkrefter. Spaltingen er derfor svært avhengig av dråpestørrelsen.

Gjennom forsøk er det observert at dråpespaltning ikke inntreffer unikt. Ulike typer spaltning er derfor delt inn i regimer. Det er og vist at de ulike spaltingsregimene inntreffer ved ulike Weber-tall. Tabell 2.1 viser en oversikt over ulike spaltingsregimer og Figur 2.2 illustrert hvordan regimene inntreffer. Ulike studier er gjort for å bestemme ulike spaltingsregimer og samsvarende Weber-tall er gjort. Data i Tabell 2.1 er kun en retningslinje hentet fra studier gjort av Wierzbna.[4]

Spaltingsregime <sup>1</sup>	Webertall	Beskrivelse
"Vibrational break-up"	$We \sim 12$	Inntreffer for Webertall nær kritiskgrense. Oscillerende bevegelse spalter opp dråpen.
"Bag break-up"	$We < 20$	Dråpen blir poseformet helt til den spaltes. Ved spalting vil kanten formere store dråper, men resten vil formere masse små dråper.
"Bag/steamer break-up"	$We < 50$	Lik som for "bag break-up", men en væskesøyle vil stå aksialt på posen. Væskesøylen vil danne store dråper.
"Stripping break-up"	$We < 100$	Dråpen vil kontinuerlig danne mindre dråper fra dråpens grensesjikt på grunn av skjærkrefter.
"Catastrophic break-up"	$We > 100$	Spaltingen er en flertrinnsprosess. Oscillasjon av dråpen vil spalte den i få deler samtidig som små dråper blir avrevet fra dråpeoverflaten.

Tabell 2.1: Beskrivelse av dråpespaltingsregimer.[4]



Figur 2.2: Illustrasjon av ulike spalting fenomener.[4]

## 2.4 VÆSKEFILM

Ved stor dråpeavsetning på vegg vil dråpene danne en væskefilm. Gassfasen vil trekke væskefilmen i strømningsretningen. Væskefilmen vil ha en lavere hastighet enn gassen på grunn av minimale skjærkrefter mellom fasene. Tykkelsen på væskefilmen vil påvirke strukturen på filmen og hastigheten mellom fasene. Tykkere væske film vil ha mindre overflatespenning og derfor vil skjærspenningen mellom fasene øke og hastighet til filmen øker. Ved mindre overflatespenning vil også tendensen til bølger på filmen øke.

<sup>1</sup> Originale innarbeidede navn er beholdt på dråpespaltingsregimene.

## 2.5 FASEOVERGANGER

Ved ekspansjon og kompresjon av tofasestrømning vil kondensasjon og fordampning inntreffe. Disse prosessene oppstår som en følge av endring i temperatur og trykk. Det gir transport av damp mellom dråper og gassfase. Dette er viktige prosesser som gir en kobling mellom masse, impuls og energi. Figur 2.3 illustrerer overgangen mellom væske og dampfase som er avhengig av trykk og temperatur i væsken.

Kondensasjon er en eksotermprosess<sup>2</sup>. Ved ekspansjon vil temperatur senkes hovedsakelig i gassfasen. For å kompensere for temperatur og trykkendring i væskefasen inntreffer kondensasjon. Væskefase avgir energi til gassfasen og mottar energi i form av økt masse. Damp vil endre fase fra gass til væske og dråpestørrelsen i strømmingen vil da øke.

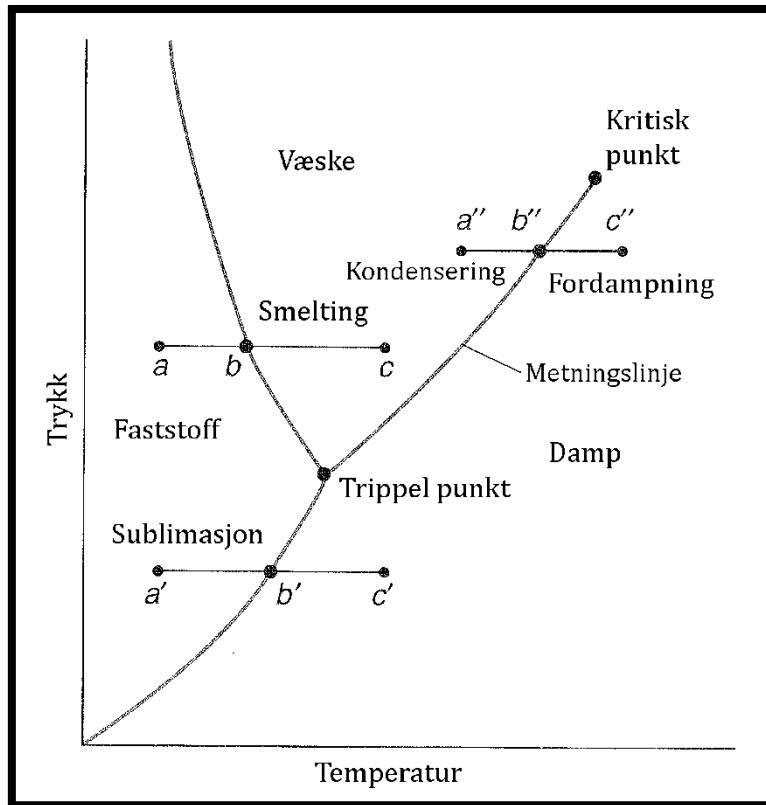
Fordampning er en endotermprosess<sup>3</sup> og en motsattprosess av kondensasjon. Ved for eksempel kompresjon vil temperaturen i gassfasen hovedsakelig øke. Væskefasen vil da motta energi og utlever masse i form av damp. Generelt sett i en dispergert strømning vil dråpestørrelsen minke ved fordampning og temperaturen i gassfasen vil reduseres. [5]

Dråpevis kondensasjon vil inntreffe så lenge temperatur og trykk i gassfasen er henholdsvis mindre og større enn metningstemperatur og trykk i væskefasen. Kondensasjonsraten er avhengig av dråperadius, dråpetemperatur og en kondensasjon koeffisient. Dråpevis fordampning vil inntreffe for motsatt betingelser enn for kondensasjon og er avhengig av de samme parameteren bortsett fra koeffisienten som er betegnet som fordampnings koeffisient. Ligninger for dråpevis kondensasjon og fordampning er gitt i appendiks A.

---

<sup>2</sup> En eksotermprosess frigir energi i form av varme.

<sup>3</sup> En endotermprosess absorberer energi i form av varme.



Figur 2.3: Fasediagram (trykk - temperatur) for vann [6].

## 2.6 VANNDAMP OG LUFT SOM MEDIUM

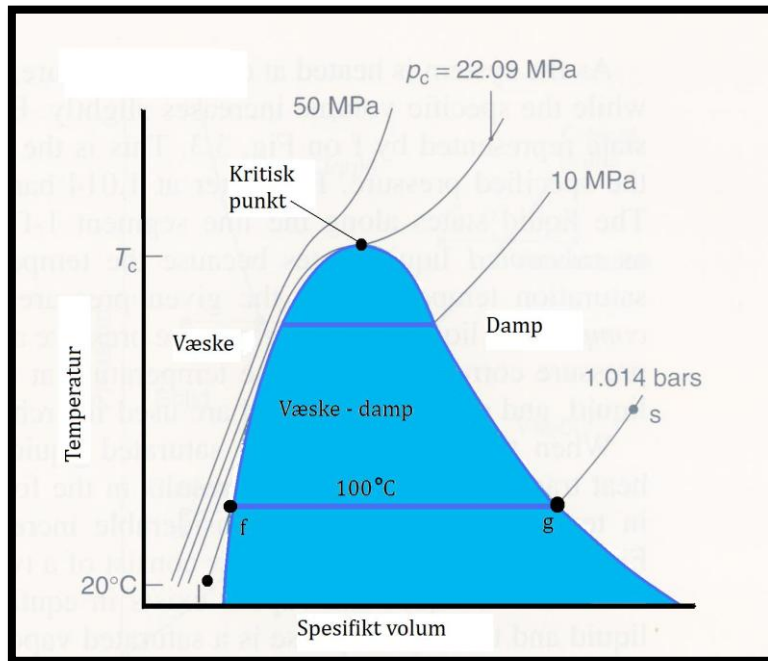
Damp er væske i gassfase og for vann er denne normalt usynelig. Normal leveranse av damp er tørrmettet damp. Da ligger fasen langs metningslinjen illustrert i Figur 2.3. Mettet damp ved konstant trykk kan inneholde væskepartikler. Figur 2.4 illustrerer overgangen mellom væske og dampfase langs metningslinjen. Linje g i figuren som representerer tørrdamp i fullstendig gassfase. Linje f representerer maksimal væskefraksjon dampfasen kan holde også kalt våt damp. Det kritiske punktet illustrert i figurene er maksimal temperatur hvor væske og dampfase kan eksistere i likevekt. For å gi et kvantitativt mål på mengde av væskefase i damp brukes dampfraksjon ( $x$ ) gitt i ligning (2.18). Tørrdamp følger ideell gasslov, men den kan ikke anvendes på våt damp.

$$x = \frac{m_{damp}}{m_{væske} + m_{damp}} \quad (2.18)$$

Damp kan også være overopphetet. Da har dampen en høyere temperatur for et gitt trykk enn metningstemperaturen til dampen.

Luft regnes som en ideell gass og består av ca 78 % nitrogen, 21 % oksygen, 1 % argon og små mengder av andre gasser. Luft inneholder også som oftest damp og blir betegnet som fuktig luft. For å bestemme mengde damp i luft brukes relativfuktighet. Relativfuktighet bestemmes i

prosent og er forholdet mellom partielltrykket<sup>4</sup> og metningstrykket til vanddampen ved temperaturen til gassen. 100 % relativfuktighet er maksimal dampmengde i luften og ved høyere fuktighet vil væske i form av dråper dannes.



Figur 2.4: Fasediagram (temperatur – spesifikt volum) for vann [6].

## 2.7 RELAKSERENDE MEDIUM

Betegnelsen relakserende medium er ofte brukt i gassdynamikk spesielt ved tilstedeværelse av væske eller partikler. Definisjonen er et medium som blir forstyrret fra likevekt gjenoppretter likevekt over et visst tidsintervall. Prosessen som inntreffer i gjenopprettingen av likevekt kalles relaksjon og er en viktig effekt i tofasestrømning. Denne effekten skapes av når flere termodynamiske og mekaniske prosesser opptrer samtidig og forårsaker forsinkelser i gjenoppretting av likevekt. Prosessene som inntreffer kan være varmetransport, dråpefordampning eller kondensasjon, sliphastighet mellom faser, spalting eller molekylær vibrasjon. Når flere av disse prosessene inntreffer samtidig vil de interne variablene i strømningen ikke kunne respondere til eksterne forhold øyeblikkelig. Relaksjonstid er et mål på tiden det tar før strømningen er i likevekt. Ligning (2.19) viser forholdet mellom intern tilstandsvariabel avvik fra likevekt angitt som  $\Delta q$  og relaksjonstiden angitt som  $\tau$ . [7, 8]

$$\frac{d(\Delta q)}{dt} = -\frac{\Delta q}{\tau} \quad (2.19)$$

<sup>4</sup> Partielltrykk brukes i blandinger av ideelle gasser. Partielltrykket er det trykket gassen ville hatt om den okkuperte hele volumet selv.

I damp - dråpestrømning er 3 viktige relaksjonsprosesser definert og ligninger utledet av Young og Guha [9]. Disse relaksjonstidene er identifisert ved å undersøke hva som bestemmer likevekt mellom to faser.

- Når dråpetemperatur ikke er lik metningstemperaturen samsvarer med relaksjonstiden  $\tau_D$ .
- Slipp mellom fasene samsvarer med relaksjonstiden  $\tau_I$ . Relaksjonstiden er blant annet avhengig av Knudsen nummeret<sup>5</sup> og en empiriskkorreksjon for Reynoldstallet.
- Temperaturen i damp fasen ikke er lik metningstemperaturen samsvarer med relaksjonstiden  $\tau_T$ . Relaksjonstiden er avhengig av Knudsentallet og Prandtlallet<sup>6</sup>.

$$\tau_D = \frac{2 - q_c}{2q_c} \left( \frac{RT_s}{h_{fg}} \right)^2 \left( \frac{r \rho_l c_l}{3R} \right) \frac{\sqrt{2\pi RT_s}}{P} \quad (2.20)$$

$$\tau_I = \frac{2r^2 \rho_l (\phi(Re) + 4.5Kn)}{9\mu_g} \quad (2.21)$$

$$\tau_T = \frac{(1 - y)C_{pg} r^2 \rho_l}{3\lambda_g y} \left( 1 + 4,5 * \frac{Kn}{Pr} \right) \quad (2.22)$$

## 2.8 STRØMNING I DYSE

Flere eksperimenter er gjort for tofasestrømning i konvergerende – divergerende dyser ofte i forbindelse med venturi scrubbere. Venturier brukes blant annet for å beregne massestrøm og separasjonsoppgaver. I venturi scrubbere injiseres væske i strupen på venturien for å rense gas for partikler. Strømningen er som oftest subsonisk i disse tilfellene.

Azzopardi et al. [10] har studert trykkfall i venturi scrubbere. Væskefilm er observert på veggene i venturi hvor i den konvergerende delen er det observert at væsken beveger seg som film. I den divergerende delen skjer det en signifikant atomisering av væsken, men det er alltid noe som henger igjen som væskefilm. Denne væskefilmen har små bølger på overflaten som gir en ru flate til gasstrømningen som vil gi et høyere trykkfall på grunn av friksjon enn veggens overflate vil gi. Det nevnes og at på grunn av vekst av grensesjiktet i den divergerende delen øker muligheten for at separasjon inntreffer. Ved separasjon vil en ha begrenset trykkgjenvinningen. En modell er presentert for trykktapet i venturi hvor trykktapet øker ved økt massestrøm av gass.

Ifølge Jepson et al. [11] er det en sammenheng mellom dråpestørrelse og årsaken til dråpeavsetning på vegg. Store dråper vil være uberørt av gasstrømmens turbulens på grunn av sin høye impuls og dermed skjer avsetningen direkte. Små dråper påvirkes i mye større grad av turbulens slik at avsetningen er diffusjons lignende og skjer som følge av dråpens tilfeldige bevegelser i strømningen. Innfallsvinkel og overflatestruktur til dråpene vil også påvirke

<sup>5</sup> Knudsen nummeret er et dimensjonløst og er definert som forholdet mellom molekylens midlere fri bane og en representativ lengdeskala, i dette tilfellet dråperadius. Den midlere frie banen til molekylene er gjennomsnittlig lengde gjort mellom kollisjoner.

<sup>6</sup> Prandtlallet er en approksimasjon for impuls og termisk diffusjon.

dråpeavsetning. Ved minkning av gasstettheten vil både avsetningskoeffisienten øke, mens hastigheten til væskefilmen vil senkes.

Forsøk viser også at for en økning i gasshastighet vil dråpestørrelsen minke på grunn av aerodynamisk krefter som stemmer godt for teorien. Men ved økt væskehastighet vil dråpeavrivning fra væskefilm øke og spesielt små dråper vil avrives. Da vil dråpestørrelsen øke på grunn av kollisjon mellom dråper i fristrøm og små avrevne dråper.

Hesketh et al. [12] har undersøkt formasjon av dråper i venturi ved to ulike injeksjonsmetoder. Væske blir injisert som enten damp eller væske. Det er vist at for væskeinjeksjon vil dråpene akselerer fortere i gasstrømningen og sluttstørrelsen vil være større enn ved injeksjon av damp. Ved dampinjeksjon ble små dråper dannet som en tett sky.

## 2.9 OPPSUMMERING

Aerodynamiske krefter på dråper: Dråper i gasstrømning påvirkes av mekaniske krefter. En viktig parameter har hastighetsslipp mellom fasene og Stokestallet er presentert som en beskrivelse av hvordan dråper responderer på endringer i hastighet. Dråpespalting er også en viktig mekanisk effekt som kan oppstå. Ulik spaltingsregimer er presentert og Weber-tallet, Ohnesorge-tallet og Reynoldstallet er introdusert som en beskrivelse av stabiliteten til dråper.

Fasekobling: I gass - væskestrømning vil faseovergang være tilstede hovedsakelig som fordampning eller kondensasjon. Hvilken faseovergang som inntreffer er avhengig av temperatur og trykkforskjeller mellom gass og væskefase.

Relakserende medium: I gassdynamikken brukes teori for et relakserende medium som en tilnærming for tofasestrømning. En intern tilstadsvariabel innføres for å beskrive endringer som oppstår over en lengre tidsperiode. Relaksjonstiden for ulike tilstandsvariabler er presentert.

Strømning i dyse: Undersøkelser i venturi scrubbere er presentert. Det er observert væskefilm langs dysevegger og det er vist at avsetning av dråper på vegg er svært avhengig av dråpestørrelse. Ved injeksjon av damp i luftstrømning er det vist at små dråper vil dannes som en tett sky.



## 3. LYDHASTIGHET

### 3.1 INTRODUKSJON

Definisjonen av lyd hastighet er hastigheten til forplantingen av en trykkpuls av uendelig liten styrke i et stillestående medium. Lyd hastigheten er en termodynamisk egenskap og er en viktig egenskap i kompressibel strømnings teori. Endringer i strømningsparametere blir sendt som akustiske signaler. Slike akustiske signaler propagerer med lyd hastigheten.

Lyd bølger er en mekanisk bølge som er karakterisert av de felles egenskapene til en bølge. Det er frekvens, amplitude, periode, intensitet, retning og hastighet. Mekaniske bølger propagerer i et medium som en utveksling av energi og ved liten eller ingen massetransport. Lyd bølgene propagerer som en følge av en periodisk oscillasjon av partikler rundt nesten stasjonære punkt.

Lyd bølgen er en svak kompresjonsbølge hvor kun uendelig små endringer i fluidegenskapene oppstår. Dette samsvarer med en reversibel prosess. Ettersom kompresjonsbølgen er veldig tynn vil ingen varmetransport oppstå mellom partikler i systemet til omgivelsene, altså en adiabatisk prosess. En adiabatisk reversibel prosess tilsvarer en isentropisk prosess hvor entropiendringen er konstant. Løsning av kraftbalansen for en isentropisk prosess er gitt i ligning (3.1) som er den generelle ligningen for lyd hastigheten. I ligningen er det gitt og gitt løsningen for en isotermisk prosess<sup>7</sup>.

$$a = \sqrt{\left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_s} = \sqrt{\kappa \left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_T} \quad (3.1)$$

Lyd hastigheten i ideell gass reduseres ligning (3.1) til (3.2).

$$a = \sqrt{\kappa RT} \quad (3.2)$$

### 3.2 LYDHASTIGHET I TOFASE

Tilstedeværelse av væske i strømnings påvirker lyd hastigheten. Lyd hastigheten senkes om væske er dispergert i gassfasen selv om væsken har høyere lyd hastighet enn gassen. Endringene skjer hovedsakelig på grunn av tetthetsendring mellom fasene. Andre faktorer som endrer lyd hastigheten i tofase strømnings kan være impuls krefter, slipphastighet, likevektstilstand, varmetransport mellom faser og dråpestørrelse. Hvilken innvirkning disse faktorene har på lyd hastigheten er avhengig av sammensetningen av fasene.

Mange modeller for å beregne lyd hastigheten i tofasestrømnings er utledet opp gjennom årene og tilnærmingen for å oppnå bedre resultat med modellene har gjort dem svært komplekse. Mange av de tidligere modellene for lyd hastighet i tofasestrømnings er utviklet for alle gassvolumfraksjoner og baserer seg kun på tetthetsforskjeller.

Et eksempel på en slik modell er Woods modell [13] gitt i ligning (3.3). Denne modellen er basert på homogenstrømnings og ingen relativ hastighet mellom fasene. Modellen tar for seg endringen i

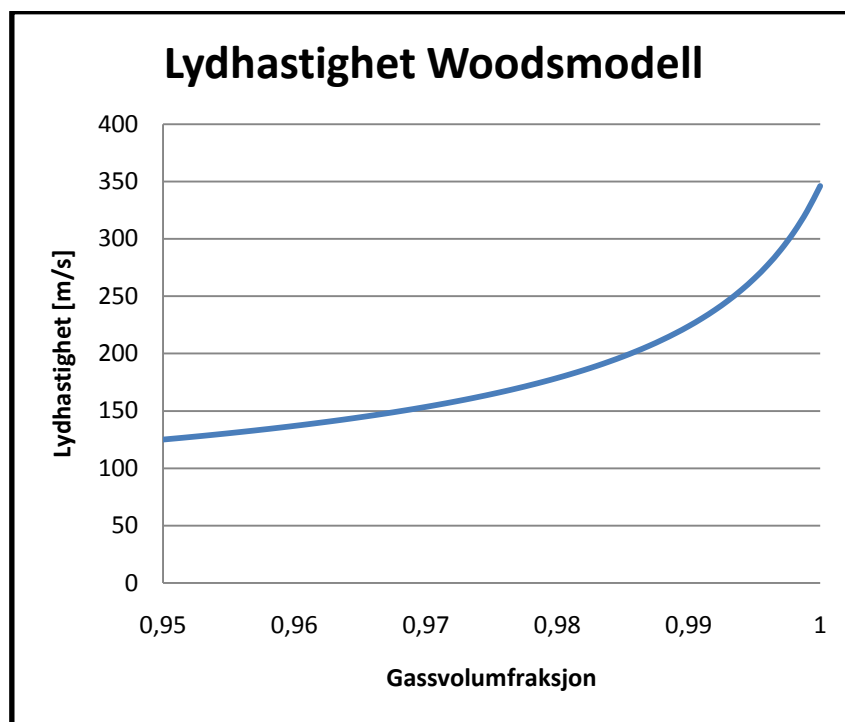
---

<sup>7</sup> En isotermisk prosess skjer ved konstant temperatur. Lyd hastigheten er ikke en isoterm prosess, men en isotermløsning kan vises ved å introdusere adiabat eksponenten i ligning for en isentropisk prosess og analysere ligning for isentropisk og isotermisk kompressibilitet.

tetthet i strømmingen fungerer som en "elastisk" vegg som reflekterer lydbølgene og senker lydshastigheten. Det er da porøsiteten til den sekundære fasen som bestemmer refleksjonen. Gudmundsson [14] bekrefter at Woods modell stemmer godt overens med eksperimentelle data for homogen strømning for alle gassvolumfraksjoner.

$$a_h = a_g \sqrt{\frac{1 + \frac{1 - \alpha}{\alpha}}{\alpha \left(1 + \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{\rho_l}{\rho_g}\right)}} \quad (3.3)$$

For høye gassvolumfraksjoner viser Figur 3.1 hvordan lydshastigheten i luft reduseres ved tilstedeværelse av vann.



Figur 3.1: Woods modell for lydshastighet i tofasestrømning ved 298 K og 6 bar.

Nguyen et al. [15] har utviklet en enkel modell for lydshastigheten for alle strømningsregimer og volumfraksjoner. Modellen er basert på følgende forenklinger:

- Grenseflaten mellom fasene fungerer som en elastisk vegg gitt av bulkmodulen til fasen. Bulkmodulen evnen et medium har for å motstå uniform kompresjon og er definert som trykkendring som må til for en relativ endring i volum.
- Ingen faseending inntreffer.
- Friksjonskrefter er neglisjert.
- Ingen innvirkning av overflatespenning
- Endimensjonalt system

Modellen er utledet fra kontinuitet og impulsbalanse.

Gregor og Rumpf [16] har presentert en modell for lydshastigheten i tofasestrømning hvor blant annet relativhastighet og dråpediameter inngår i teorien. Modellen er basert på gass - partikkel strømning, men en modell for gass - væske er videreutviklet. Modellen baseres på masse og impuls balanse og ser bort fra varmetransport mellom fasene. Det er antatt homogenstrømning.

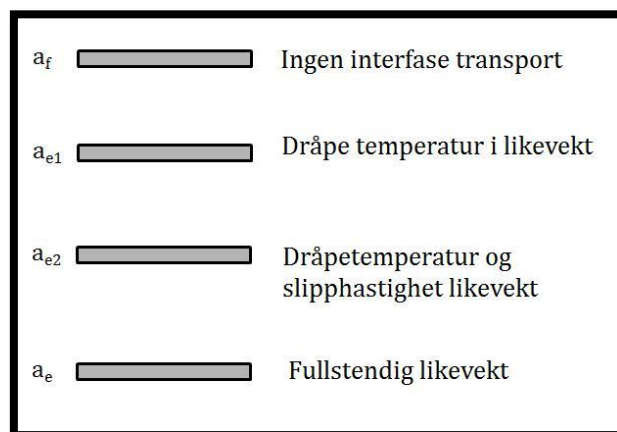
Modellen er testet mot eksperimentelle data gitt i Böckh og Chawla (1973) og stemmer bra for en antatt dråpediameter lik null.

Det er rettet mye fokus mot å utvikle modeller for lyd hastigheten i damp - dråpe strømming for å forstå effekter som oppstår i dampturbiner. For å forstå effekter i damp - dråpe strømming baserer teorien seg mye på teori for et relakserende medium.

Petr [17] introduserte to lyd hastigheter i damp - dråpe strømming. En uten krefter mellom fasene damp - dråpe og en for fullstendig likevekt mellom fasene. Teorien legger til grunn for at lyd hastigheten i et relakserende medium varierer kontinuerlig mellom disse ytterpunktene. Når det er ingen krefter mellom fasene blir lyd hastigheten beskrevet i litteraturen som "frozen" og vil i oppgaven bli referert som den "fryste" lyd hastigheten. Denne lyd hastigheten samsvarer med hastigheten til en harmonisk akustisk bølge med så stor frekvens at responsen fra dråpene er neglisjerbar. Det vil si at det er ingen masse, impuls eller varmetransport mellom dråper og gass. Ligningen for denne lyd hastigheten er lik den for ideell gass gitt i ligning (3.2). Lyd hastigheten i fullstendig likevekt tilsvarer en harmonisk lydbølge med så lav frekvens at likevekt mellom fasene er opprettholdt til enhver tid. Den "fastlåste" lyd hastigheten betegnet som  $a_f$ , vil til enhver tid være større enn lyd hastigheten for likevekt betegnet som  $a_e$ .

$$a_f > a_e \quad (3.4)$$

Arbijiit Guha har studert og skrevet mye om effekter i damp - dråpe strømming. Young og Guha [9] bygger videre på Petr [17] sin modell for fastlåst lyd hastighet og lyd hastighet for likevekt. De har introdusert 2 lyd hastigheter i mellomstikket for lyd hastigheten ved "fastlåste" betingelser og fullstendig likevekt. Disse lyd hastighetene begrenses ved ulike mekaniske og termodynamiske restriksjoner. Teorien er at Petr sine lyd hastigheter ikke gir et helhetlig nok bilde for tilstander som kan oppstå i et relakserende medium. Figur 3.2 illustrerer de ulike lyd hastighetene og hvilke restriksjoner som gjelder.



Figur 3.2: Ulike lyd hastigheter i damp - dråpe strømming [8].

Ligninger for de 4 lyd hastighetene er utledet ved å bruke konserverings ligninger over en lydbølge. Da kan hastigheten for strømmingen relativt til lydbølgen beregnes for de gitte spesifikke restriksjoner.

Petr [18] introduserer lineære bølgeligninger for lyd hastigheten i våt damp. Det rettes spesielt oppmerksomhet for fullstendig likevekt og underkjølt<sup>8</sup> damp. For likevekt vil propageringen av en akustisk bølge resultere i en periodisk deviasjon mellom fasene fra likevekt. En relaksjonsprosess vil inntreffe for å gjenopprette likevekt. Derfor er den termiske og hastighetsslipp relaksjonstiden brukt for å kompensere for denne prosessen. Lydbølgene vil propagere mellom den "fryste" lyd hastigheten og lyd hastigheten for likevekt for henholdsvis akustiske bølger med høy og lav frekvens.

I underkjølt damp vil ikke ligningen for lyd hastighet i likevekt brukes fordi trykk og temperatur forstyrrelsene vil være så små. Ved å redusere den generelle bølgeligningen og anta ingen termisk relaksjonsprosess er en ligning for lyd hastighet for underkjølt damp utledet. Lydbølgene vil her og propagerer mellom den fastlåste lyd hastigheten og lyd hastigheten for likevekt, men disse parametrene og hastighetsslipp relaksjonstiden må beregnes ut fra lokale parametere i den underkjølte dampen.

Modellen viser at lyd hastigheten er avhengig av bølgefrequensen og beveger seg kontinuerlig mellom likevekt og fryst lyd hastighet.

Sveinsson et al. [19] har utledet et forenklet uttrykk for kompressibiliteten av damp/vann blanding ved ideelle termodynamiske forhold. Forenklingen som ligger bak modellen er termodynamisk likevekt, homogen strømming, stasjonære forhold, adiabatisk strømming og ingen endring av latent varme fra fordampning. Modellen er rettet mot geotermiske brønner og er beregninger er gjort for Námasjall brønnen. Bergningene er sammenlignet med modeller for lyd hastighet gjort av Kieffer og Maeder et al. Modellen gir en høyere lyd hastighet for alle massefraksjoner og forskjellen øker for større massefraksjon.

### 3.3 OPPSUMMERING

Lyd hastighet er en termodynamisk egenskap som beskriver hastigheten til en lydbølge i et medium. Endringer i strømningsparametere propagerer i mediet som akustiske signaler med lyd hastigheten. For enfasestrømming kan lyd hastigheten evalueres enkelt, men i tofase blir evalueringen mer kompleks. I dispergert strømming degraderes lyd hastigheten i mediet selv om væsken har større lyd hastighet enn gassen. Degraderingen skjer på grunn av de lokaletetthetsendringer som hovedsakelig reflekterer lydbølgen istedenfor å absorbere den.

Ulike teorier for lyd hastigheten i tofase er presentert. Det finnes ingen god fellesteori for lyd hastigheten i ulike strømningsregimer. Hvordan fasene er koblet påvirker og hvordan modellene er sammensatte og kompleksiteten til modellene. En analyse av regime, fasekobling og nøyaktighet er derfor viktig i valg av modell for å beregne lyd hastigheten.

---

<sup>8</sup> Underkjølt betyr at mediet har en temperatur under metningstemperaturen, men faseovergang har ikke inntruffet.

## 4. KOMPRESSIBEL STRØMNING

### 4.1 INTRODUKSJON

Når et fluid nærmer seg lydhastigheten blir tetthetsendringer betydelig og strømmingen kalles kompressibel. Mach tallet bestemmer hastigheten til mediet i forhold til lydhastigheten som vist i ligning (4.1). For Mach tall over 0,3 regnes strømmingen som kompressibel.

$$Ma = \frac{V}{a} \quad (4.1)$$

Kompresjon eller ekspansjon av en gass følger en polytropisk prosess og da gjelder ligning (4.2). Den polytropiske prosessen er en analytisk reversibel prosess hvor den polytropiske indeksen ( $n$ ) kan være et hvert reelt tall. Den polytropiske indeksen er avhengig av hvilken prosess som inntreffer. For en adiabatisk prosess vil den polytropiske indeksen være lik adiabateksponenten ( $\kappa$ ).

$$PV^n = \text{konstant} \quad (4.2)$$

Adiabateksponenten brukes for beregninger av kompressibel strømming. Denne parameteren viser forholdet mellom spesifikk varmekapasitet ved konstant trykk over konstant volum gitt i ligning (4.3). Den spesifikke varmekapasiteten kan og vises som et forhold mellom den isotermiske og isentropiske kompressibiliteten.

$$\kappa = \frac{C_p}{C_v} \quad (4.3)$$

$$C_p = \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_p \quad C_v = \left. \frac{\partial u}{\partial T} \right|_v \quad (4.4)$$

Kompressibel strømningsberegninger kan gjøres for alle tilstandsligninger, men for de mest elementære tilfeller gjøres beregning for ideell gass. For tørr luft kan utregninger gjøres som ideell gass og da gjelder konstant adiabateksponent, konstant gasskonstant gitt i ligning (4.5) og ideell gass lov gitt i ligning (4.6).

$$R = \frac{\bar{R}}{MW} \quad (4.5)$$

$$P = \rho RT \quad (4.6)$$

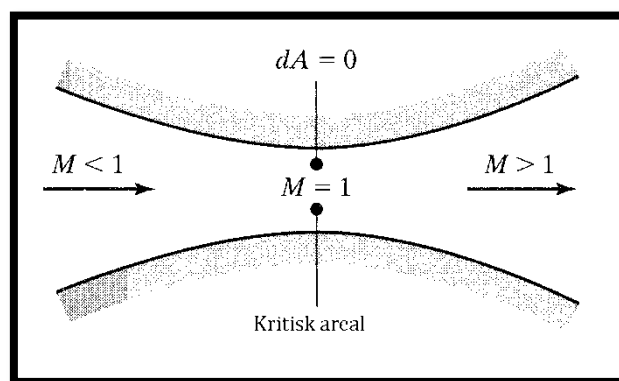
### 4.2 ISENTROPISK STRØMNING

For kompressibel strømming av gass i dyser er det vanlig å anta friksjonsfri- og uviskøsstrømming uten varmetransport. Det vil si at strømmingen er isentropisk. En isentropisk prosess er en adiabatisk reversibel prosess hvor det er ingen endring i entropi. I isentropisk

strømning er det derfor kun arealforandring som påvirker strømmingen. Ligninger for isentropisk strømning er gitt i Appendiks A.

Ved å kombinere kontinuitet og impulslikningene for isentropisk strømning og ligning for lydshastighet kan ligning (4.7) utledes. Denne ligningen og Figur 4.1 viser en viktig effekt i kompressibel strømning. Ligningen viser endring i trykk og areal i en dyse som funksjon av mach-tallet. Strømmingen kan kun bli supersonisk hvis den strupes. Det smaleste tverrsnittsarealet i dysen kalles kritisk areal. Ved en økning i areal viser og ligningen at hastigheten må være supersonisk.

$$\frac{dP}{dA} = \left( \frac{\kappa M^2}{1 - M^2} \right) \frac{P}{A} \quad (4.7)$$



Figur 4.1: Overgang fra subsonisk- til supersoniskstrømning. [20]

Tofasestrømning er antatt å følge en tilnærmet isentropisk ekspansjon og kompresjon. Dette stemmer ikke helt med teorien ettersom våtgass ikke vil være en ideell gass, men tilnærminger for adiabateksponenten justerer prosessen til isentropisk. For våt damp brukes ofte en adiabateksponent på 1,135 som er en tilnærmningen beregnet fra ligning (4.8) hvor  $x_1$  er her tørrhetsfraksjonen. Denne justerer adiabateksponenten for tørrdamp (1,3) i forhold til dampfraksjonen.[21]

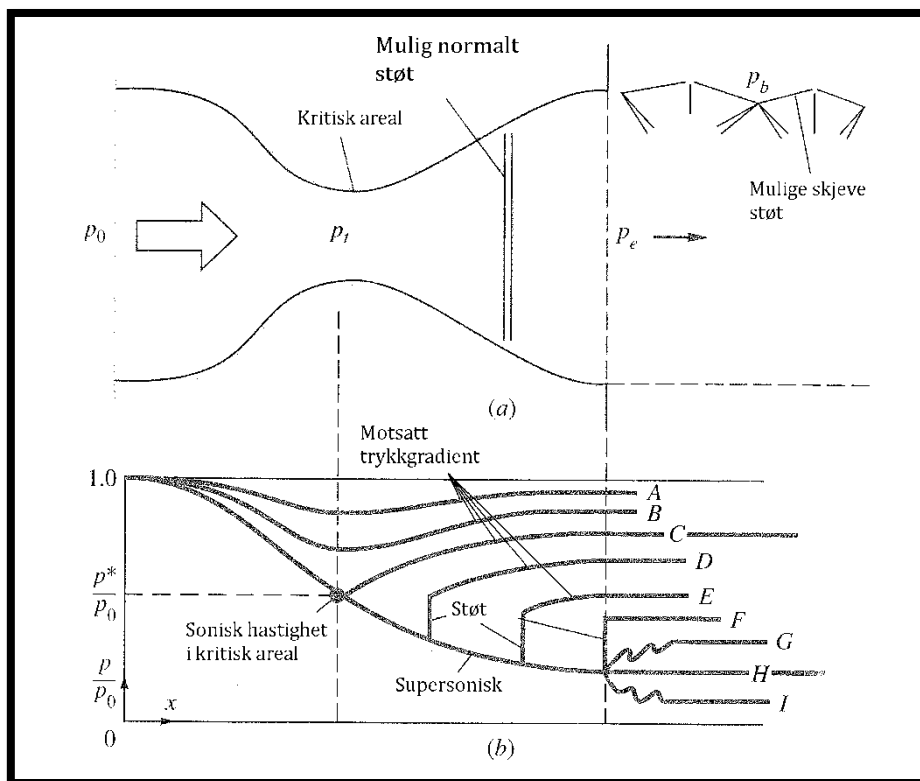
$$\kappa = 1,035 + \frac{x_1}{10} \quad (4.8)$$

Zheng et al. [22] har studert endringer i termodynamiske egenskaper i våtgass i en kompressor. For adiabateksponenten i våtgass er ligning (4.9) utledet. Hvor fordampning/kondensasjonsraten ( $dw/dT$ ), den latente varmen ( $L$ ) og gasskonstanten vil degradere adiabateksponenten for våtgass i forhold til tørr gass.

$$\left( \frac{\kappa}{\kappa - 1} \right)_{\text{våtgass}} = \left( \frac{\kappa}{\kappa - 1} \right)_{\text{tørrgass}} + \frac{L}{R} \frac{dw}{dT} \quad (4.9)$$

### 4.3 OPERASJON AV DYSE

Figur 4.2 illustrer ulike scenarier for kompressible effekter som kan opptre i en konvergerende - divergerende dyse. Linje H representerer trykkforholdet hvis strømmingen i utløpet av dysen samsvarer med baktrykket. Trykkforholdet mellom reservoartrykk og baktrykk er da på design og en supersonisk jetstrøm vil da komme ut fra dysen. Hvis ikke design trykkforholdet møtes ved baktrykket og strømmingen i den konvergerende delen er supersonisk vil et støt inntreffe i eller utenfor dysen. I en overekspandert dyse hvor trykkforholdet er høyere enn design, vil et normalt støt mest sannsynlig inntreffe i eller ved utløpet av dysen vist i linjer D, E og F. Ved trykkforhold som nærmer seg design, og er under trykkforholdet som gir støt ved utløpet vil støtet skje utenfor dysen som en serie av skjeve støt. For en underekspandert dyse hvor trykkforholdet er lavere enn design, vil strømmingen utenfor dysen ekspandere i en kompleks serie av supersoniske bølger og skjeve støt til strømmingen når baktrykket.



Figur 4.2: Trykkforandring i konvergerende - divergerende dyse [23].

### 4.4 CHOKING

Strømning i dyse er choket når strømningshastigheten i det kritiske arealet er lik lydhastigheten. Strømning er choket når massestrømmen gjennom dysen nådd sitt maksimum i forhold til stagnasjonsbetingelsene. Det vil si at uansett hvordan trykk og temperatur endres ved utgangen av dysen vil ikke massestrømmen øke. Ligning (4.10) viser maksimal massestrøm i en dyse lydhastigheten er en begrensende faktor. Choking inntreffer fordi akustiske signaler for endring av trykk og temperatur betingelser nedstrøms sendes med lydhastigheten relativt til strømmingen. Når strømmingen når lydhastigheten vil derfor ikke slike signaler kunne propagere oppstrøms. Derfor vil ikke reservoaret levere mer masse.

$$\dot{m}_{max} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{(\kappa+1)}{2(\kappa-1)}} A^* \rho_0 \sqrt{\kappa R T_0} \quad (4.10)$$

Beskrivelsen over gjelder for enfasestrømning. I tofasestrømning vil chokebetingelsene være endret. Lydhastigheten i strømmingen vil da ikke alltid samsvare med hastigheten til akustiske signaler som propagerer i strømmingen. Betegnelsen kritisk hastighet er derfor introdusert for å bestemme kriteriet for choket strømning. Lydhastighet og kritiskhastighet er i tofasestrømning er derfor forskjellige fysiske egenskaper. Hvor kritisk hastighet i tofasestrømning er avhengig av tetthetsforskjeller og partikkelkonsentrasjon er lydhastigheten i tillegg avhenging av lydfrekvensen.[24]

Gregor [24] har undersøkt dette fenomenet og kommet frem til nye kriterier for å beregne kritisk hastigheten. Modellen undersøker partikler i gass eller væske strømning så det er kun tetthetsforskjeller og konsentrasjon som påvirker lydhastigheten og kritiskhastighet. Det er vist at i de fleste tilfeller vil kritisk hastigheten være høyere enn lydhastigheten. Men Gregor viser blant annet at når lydfrekvensen er høy nok vil lydhastigheten være høyere enn kritiskhastighet. Derfor burde det være mulig for en lydbølge å bevege seg oppstrøms selv om strømmingen er choket. Ingen eksperimentell forsøk kan verifisere denne teorien.

Bilicki og Kestin [25] har blant annet undersøkt choking kriterier i relakserende medium. Det er vist at kritisk hastighet i et relakserende medium er identisk med hastigheten en liten forstyrrelse propagerer i mediet. Det vil si at kritiskhastighet er lik den "fryste" hastigheten hvor ingen varme- eller massestrømning inntreffer mellom fasene.

Petr [18] presenterer også den "fryste" hastigheten som den kritiske hastigheten. Men introduserer og en teori om at geometrien til den divergerende delen vil bestemme kritiskhastighet. For en kontinuerlig divergerende kanal vil det soniske punktet flyttes nedstrøms og massestrømmen vil bli redusert.

I ekspansjonsstrømning med intern tillegg av varme kan strømmingen bli termisk choket. Termisk choking kan oppstå i en blanding av damp i en bærende gass hvor tillegget i varme følger strømlinjene til det kritiske arealet. Hvis tillegget i varme når en kritisk verdi i det kritiske arealet vil strømmingen bli termisk choket. Da vil en økning over det fryste machallet oppstå i det kritiske arealet og et skjevt støt kan oppstå like nedstrøms for innløpet. Det skjeve støtet vil være subsonisk i et område bak støtet, men når supersonisk hastighet lengre nedstrøms.[26]

## 4.5 OPPSUMMERING

Strømning må anses som kompressibel ved hastighet over 0,3 Mach. For kompressibelstrømning i en ideell gass regnes strømmingen som oftest som isentropisk. Da er det kun arealendringer som bestemmer hastigheten til strømmingen. Choking inntreffer i kompressibelstrømning hvis strømmingen er sonisk i det minste tverrsnittsarealet. Da er maksimal massestrøm i forhold til stagnasjonsverdiene oppnådd. Akustiske signaler sendes i strømmingen med lydhastigheten og den begrenser derfor massestrømmen. I tofasestrømning vil lydhastigheten og den kritiske hastigheten ikke være lik som i enfase. Den kritiske hastigheten vil da bergrense massestrømmen, mens lydhastigheten vil være noe større.



## 5. STØT

### 5.1 INTRODUKSJON

Et støt kan oppstå i supersonisk strømming i dyse og defineres da som et kompresjonsstøt. Hvor lydbølger er definert som en infinitesimal trykkbølge kan støt sees på som en opphopning av slike trykkbølger. Støtet oppstår som en diskontinuerlig endring i strømningsvariablene hvor trykk, temperatur og tetthet øker og hastigheten som oftest blir subsonisk. Støt i dyse inntreffer som en følge at strømningsstrykket tilpasses mot baktrykket ved utløpet. Strømningsstrykket vil alltid justeres mot baktrykket i dyse og for å kompensere for endringer fra designtrykket vil et støt oppstå i eller ved utløpet av dysen.

Støt kan opptre i ulike former i en dyse. I enfasestrømming vil støt normalt opptre som normale eller skjeve støt. Det er arealendringene som bestemmer hvordan støtet inntreffer. Skjeve støt kan inntreffe hvis en kant eller forstyrrelse av strømningsretningen oppstår og støtet står da vinklet på strømrretningen.

I tofasestrømming er det og vanlig å definere tre støtkategorier, aerodynamiske støt, kondensasjonsstøt og fordampningsstøt.

Kondensasjons- og fordampningsstøt er spesialtilfeller som ser ut som en diskontinuerlig støtbølge. Kondensasjonsstøt oppstår om strømningsstemperaturen blir lavere enn metningstemperaturen og en kondensasjonsprosess kan plutselig oppstå. Fordampningsstøt kan inntreffe i alle strømninger hvor en overopphetet væske er tilstede.

Aerodynamiske støt vil tilsvare normale støt eller skjeve støt som oppstår i strømmingen. Støtene blir ofte referert som dispergerete støt fordi støtprosessen vil inntreffe over et større område enn i en ideell gass. I tofasestrømming vil støt opptre likt i hvordan støtet står på strømmingen, men hva som skjer i eller etter støtet vil være annerledes. Støt kan da oppstå som en diskontinuitet eller en kontinuerlig endring i strømningsvariablene. Hvilke faser som er tilstedet i tofasen og koblingene mellom fase vil da bestemme hvilket støt som inntreffer.

De artiklene som er funnet relevant til oppgaven om tofase støt omhandler våt damp som arbeidsmedium. Mye er skrevet innenfor dette temaet og er hovedsakelig rettet mot dampurbiner. Det er ikke funnet noen artikler som har beskriver tilsvarende forsøk som i denne oppgaven.

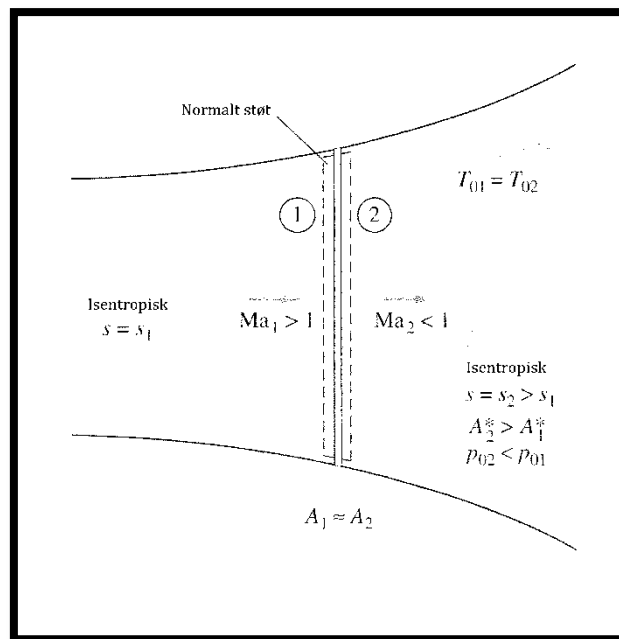
### 5.2 NORMALE STØT

Normale støt er en sterk og tynn trykkbølge som står normalt på strømningsretningen. Tykkelsen er noen få midlere fri baner av molekyler eller ca.  $1 \mu\text{m}$ . Støtet forekommer som en tilnærmet diskontinuitet i strømmingen. Temperatur- og hastighetsgradienter i støtet fører til termisk konduksjon og viskøs dissipasjon som gjør støtprosessen irreversibel. Prosessen som inntreffer i støtet er svært kompleks og kan ikke analyseres ved hjelp av likevekts termodynamikk. I de fleste praktiske tilfeller analyseres derfor kun endringen over støtet. Ved å sette et kontrollvolum over støtet hvor ingen varmetransport krysser kontrollflaten kan prosessen ses på som adiabatisk. Rankine og Hugoniot la grunnlaget for denne analysen av støt

og utledet et sett med relasjoner som er oppkalt etter dem. Disse relasjonene inkluderer bevarelse av masse, impuls og energi over støtet.

Figur 5.1 viser kontrollvolumet over et normalt støt i en divergerende kanal. Ettersom støtet er så tynt vil tverrsnittsnittsarealet før og etter være tilnærmet lik. For et normalt støt vil alltid strømmingene før støtet være supersonisk og etter være subsonisk. Stagnasjonsbetingelsene vil endres over støtet for trykk og tetthet. Dette kan direkte relateres til økningen av entropi i støtet. Stagnasjonstemperaturen vil derimot ikke endre seg ettersom økningen i statisk temperatur over støtet fører til en direkte senkning i kinetisk energi i den adiabatiskeprosessen.

Beregningsmetoder for støt og rankine-hugiot relasjonene er gitt i appendiks A.



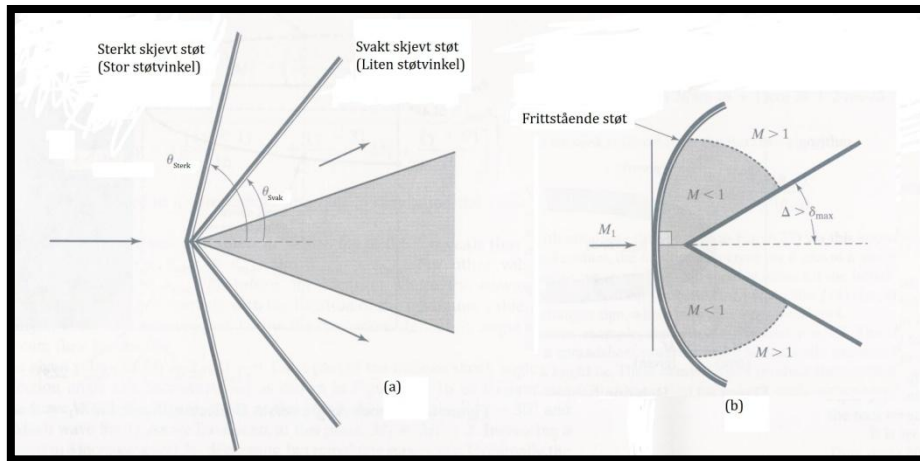
Figur 5.1: Normalt støt [23].

Styrken til normale støt defineres som trykkforandringen over støtet over oppstrøms trykk gitt i ligning (5.1). Støtstryke under 3 regnes støtet som svakt og isentropisk.

$$\text{Støtstyrke} = \frac{P_2 - P_1}{P_1} \quad (5.1)$$

### 5.3 SKJEVE STØT

Skjeve støt inntreffer vinklet til strømningsretningen og opptrer enten som et rett støt eller bøyed illustrert i Figur 5.2. Skjeve støt kan oppstå hvis strømmingen skrifter retning over et objekt med en bestemt vinkling på strømningsretningen. I overekspanderte dyser vil skjeve støt inntreffe i utgangen av dysen.

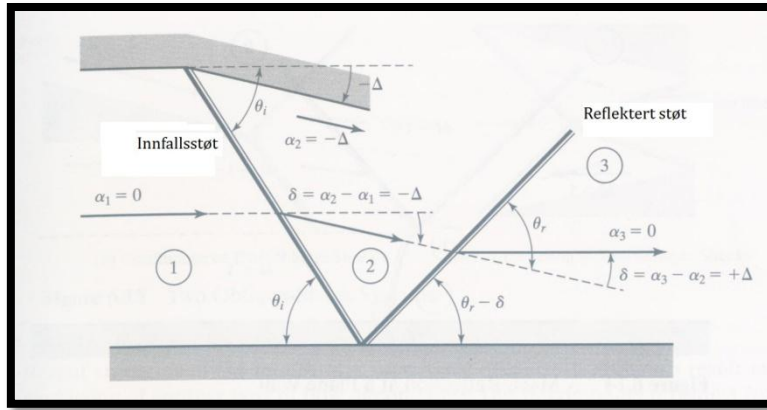


Figur 5.2: Skjeve støt [20]

Skjeve støt representerer mange av de samme endringene i strømmingen som normale støt. Støtet inntreffer som en nesten diskontinuerlig endring i strømmingen og støtprosessen er adiabatisk. Oppstrøms for støtet er alltid strømmingen supersonisk, men nedstrøms kan strømmingen være både super- og subsonisk. Støtvinkelen ( $\theta$ ) bestemmer hastigheten nedstrøms. Ligninger for skjeve støt er de samme som Rankine-Hugoniot relasjonen som for normale støt. Eneste forskjell er at hastighetskomponentene må dekomponeres. Dette gjelder kun for sterke skjeve støt. For svake skjeve støt hvor støtvinkelen er liten blir støtprosessen tilnærmet isentropisk.

Et bøyd støt eller løsrevet støt illustrert i Figur 5.2 (b) oppstår hvis defleksjonsvinkelen ( $\delta$  eller  $\Delta$ ) overstiger et maksimum. Slike støt gir ingen løsning i ligninger for skjeve støt. Styrken til støtet er størst ved roten hvor støtet er nesten normalt, men avtar mot den løsrevne delen. Formen på støtet er avhengig av machallet før støtet og formen på objektet støtet inntreffer på. Nedstrøms for støtet ved roten er støtet subsonisk, men supersonisk lengre oppe hvor styrken avtar.[20]

Hvis et skjevt støt oppstår i en kanal hvor strømmingen etter støtet endrer retning mot en vegg vil et reflektert støt oppstå. Det reflekterte støtet vil oppstå som en følge av at strømningsretningen må defekteres for å følge strømningsbanen og ikke kollidere med veggen. Trykkforholdene over støtene vil være forskjellig og det reflekterte støtet vil alltid være mindre enn innfallsstøtet. Eksperimenter viser at et reflektert støt vil alltid oppstå som et svakt støt på grunn av liten støtvinkel.

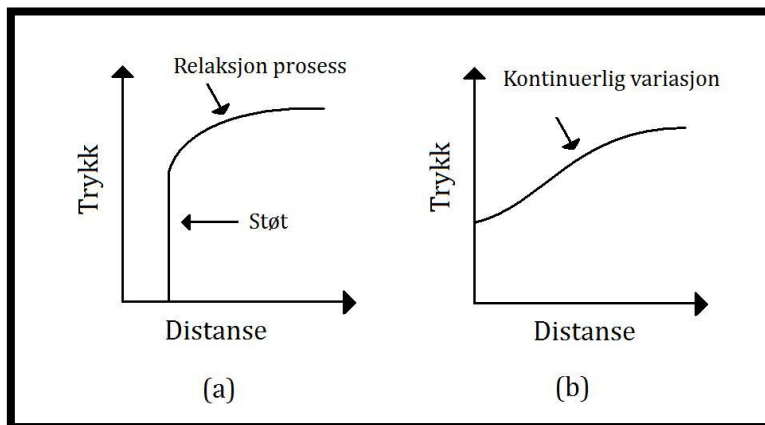


Figur 5.3: Refleksjon av skjevt støt. [20]

For lave mach tall er det og vist at skjeve oscillerende støt kan inntreffe i dyser på grunn av innvirkning fra grensesjiktet. Støt inntreffer som skjeve støt på grunn av interaksjon med grensesjiktet. Oscillasjonen av støtene oppstår ettersom en separasjons boble skapes etter støtet og støtet propagerer så oppstrøms. [27]

#### 5.4 DISPERGERTE STØT

Dispergert støt er definert som et støt hvor de endelige endringene skjer over en distanse som er lang i forhold til de få midlere fri baner av molekyler i strømmingen [28]. Støtene inntreffer i relakserende medium og kan kategoriseres som delvis og fullt dispergerte støt. Figur 5.4 illustrerer strukturen i støtet i et relakserende medium. Delvis dispergerte støt illustrert i (a) inntreffer som et diskontinuerlig hopp i strømningsvariablene og er etterfulgt av en relaksjon prosess hvor strømmingen returnerer til likevekt. Fullstendig dispergerte støt (b) inntreffer som en kontinuerlig variasjon i strømningsvariablene.



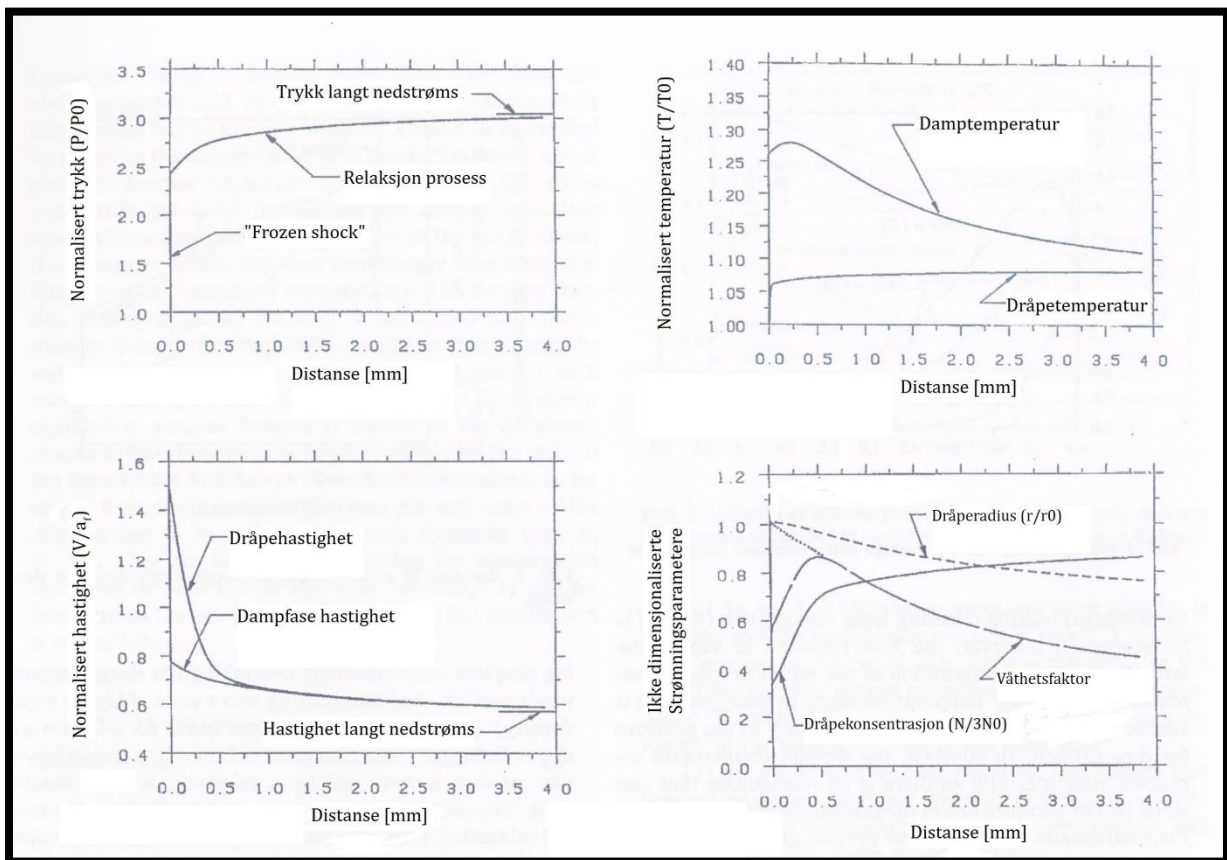
Figur 5.4: Struktur av dispergerte støt: (a) delvis dispergert, (b) fullt dispergert [8].

Strukturen til delvis dispergerte støt er studert i Guha [29]. Delvis dispergerte støt inntreffer hvis hastigheten i strømmingen er større en den fryste lydshastigheten. Støtet inntreffer da som nevnt som et nesten diskontinuerlig hopp i strømningsvariablene betegnet i litteraturen som et "frozen shock". Støtprosessen er dominert av viskøsdissipasjon og termisk konduksjon som i et normalt støt. Undersøkelser på delvis dispergerte støt er kun gjort for en normal struktur, men det nevnes av Guha at strukturen og vil kunne være tilsvarende et skjevt støt.

Over et delvis dispergert støt vil dråpeparametrene ikke endres og strømmingen er ikke i likevekt. For å gjenopprette likevekt er støtet etterfulgt av relaksjonprosesser for dråpetemperatur, hastighetsslipp og damptemperatur. Det er vist at relaksjonstiden for dampfasen for å nå likevekt er alltid størst etterfulgt av hastighetsslipp.

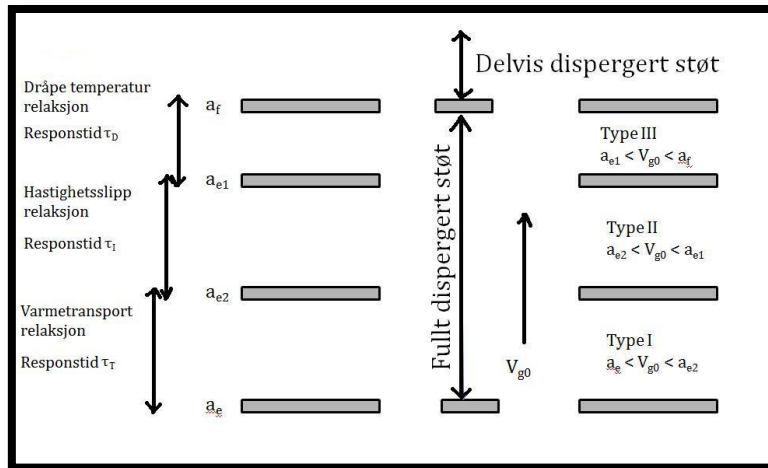
$$\tau_D < \tau_I < \tau_T \quad (5.2)$$

Figur 5.5 viser hvordan strømningsparametre endres i relaksjonsprosessen og distansen til prosessen. Figuren illustrerer og godt ligning (5.2) hvor damptemperaturen stabiliserer seg over lengst distanse.



Figur 5.5: Variasjon av strømningsvariabler i et delvis dispergert støt i våt damp ( $M_f=1,5$ ;  $r_0=0,1 \mu\text{m}$ ;  $P_0=0,35 \text{ bar}$ ). [29]

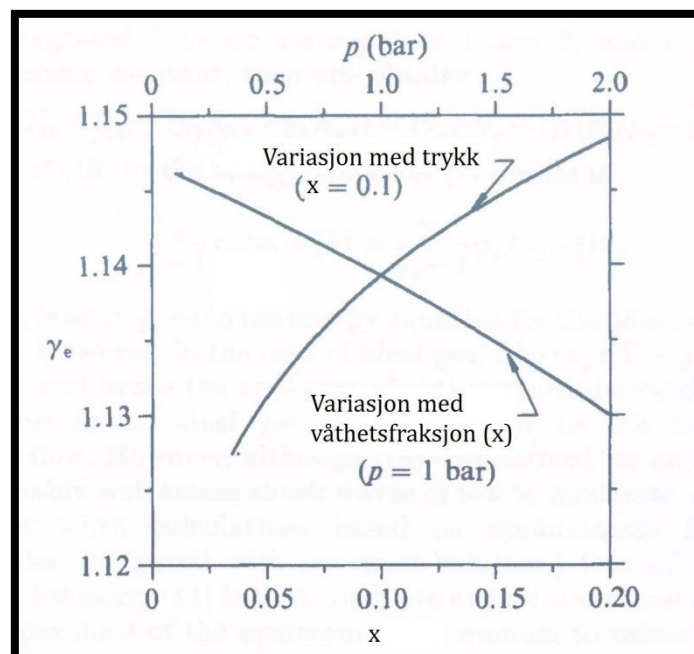
Fullstendig dispergerte støt oppstår som en kontinuerlig variasjon i strømningsegenskapene fra likevekt oppstrøms til likevekt nedstrøms. Støtene inntreffer hvis hastigheten i strømmingen er mindre enn den fryste lydhastigheten og kategoriseres i 3 typer støt illustrert i Figur 5.6. Underkategoriene av fullstendig dispergerte støt er relatert til de ulike lydhastighetene i et relakserende medium. Støtene er dominert av samme betingelser som korresponderende lydhastighet. Hvor type I støt er dominert av varmetransport, type II støt er dominert av varmetransport og hastighetsslipp og type III er dominert av varmetransport, hastighetsslipp og dråpetemperatur. Årsak til eksistens av fullstendig dispergerte støt er at innenfor sine respektive lydhastigheter vil forskjellene mellom relaksjonsvariablene bli ustabile. [9]



Figur 5.6: Støtstruktur i dispergerte støt [8]

Guha [30] har videreført arbeidet til Young og Guha og studert parameterendringene over normale støt i damp-dråpe strømning. Det er vist at en generalisert form av de klassiske Rankine-Hugoniot relasjonene for trykk og hastighetsending kan benyttes for både helt og delvis dispergerte støt. Trykk og temperatur parametere etter støtet kan beregnes med rimelig nøyaktighet. Temperaturendringen over støtet kan ikke derimot ikke beregnes for en Rankine-Hugoniot relasjon, men må beregnes fra Clausius - Clapeyron ligningen.

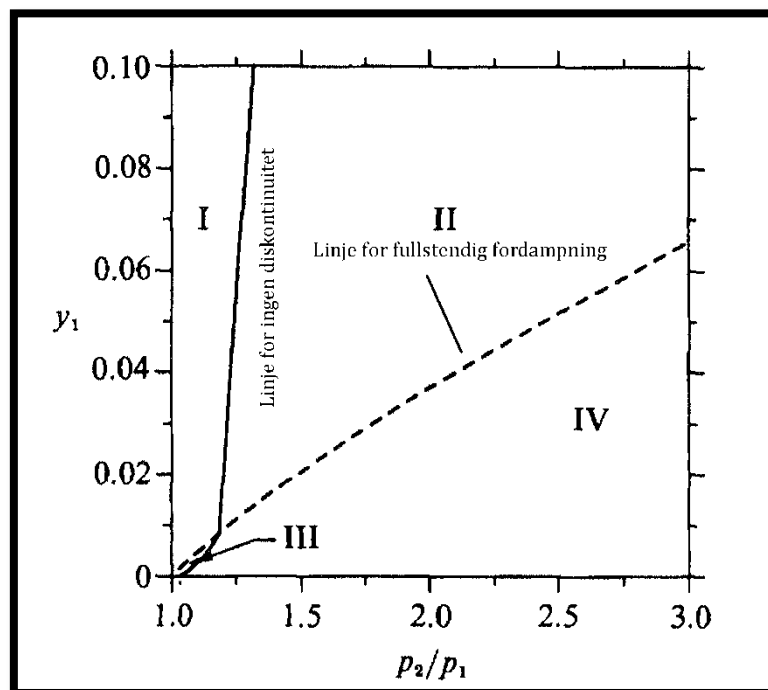
Som nevnt tidligere vil adiabateksponenten variere med våthetsgrad. Guha har og undersøkt dette for bruk av Rankine-Hugoniot ligningene. Det vises til Figur 5.7 som viser at adiabateksponenten endres minimalt ved økende våthetsfraksjon. Den største endringen oppstår i endring fra tørr til våt damp.



Figur 5.7: Variasjon av adiabateksponent<sup>9</sup> i damp i forhold til våthetsfraksjon og trykk.[30]

<sup>9</sup> Adiabateksponenten er her notert som  $\gamma_e$ . I litteraturen blir både  $\kappa$  og  $\gamma$  brukt som adiabateksponenten.

Strukturen av dispergerte støt i forhold til trykkforhold og våthetsfraksjon er også studert som illustrert i Figur 5.8. Figuren viser at både for fullt og delvis dispergerte støt kan fullstendig fordampning inntreffe. Område I og III er fullt dispergerte støt og II og IV delvis dispergerte støt.



Figur 5.8: Fasediagram for ulike støtstrukturer.[30]

Goossens et al. [31] har presentert en modell som viser fordampningsprosessen av dråper over et støt som propagerer gjennom damp. Strukturen er lik den et delvis dispergert støt, men Goossens har en annen tilnæringsmetode enn Guha. Modellen baserer seg på at et støt inntreffer som en diskontinuitet hvor damp trykk og temperatur øker, mens dråpene holder konstante variabler over støtet. For å gjenopprette likevekt oppstår en fordampningsprosessen som er en balanse mellom varme konduksjon og dampdiffusjon. Modellen baserer seg på at dråpetemperaturen holder våttemperaturen<sup>10</sup> under fordampningsprosessen. Eksperimenter på Mach tall fra 1,2 til 2,1 og initial dråperadius på 1 – 1,4  $\mu\text{m}$  er gjort. Det er vist at karakteristisk fordampningstid for væske dråper er svært avhengig av styrken på støtet. Fordampningstiden minker ved økt støt styrke. Testresultatene i eksperimentet viser god overensstemmelse med teorien og er også brukt av Guha for å verifisere sin modell.

## 5.5 FORDAMPNINGSSTØT

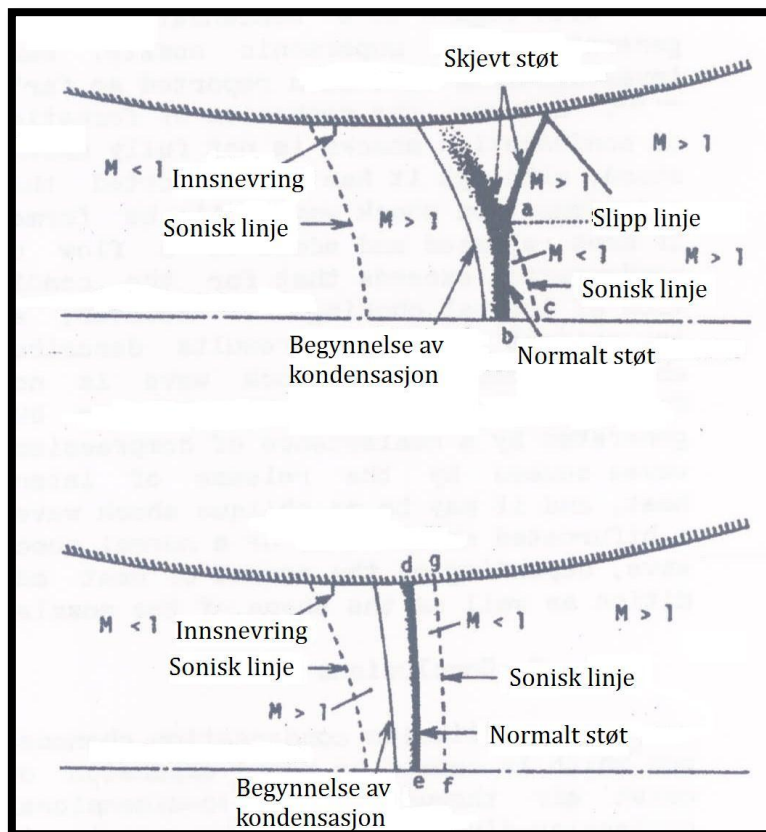
Fordampningsstøt inntreffer som en plutselig adiabatisk faseovergang i metastabil eller overopphetet væske. Fordampningsprosessen ligner da på et støt som forflyttes nedstrøms. Fordampningsstøt vil gi et trykkfall i fordampningsprosessen, men ingen overgang til fra supersonisk til subsonisk strømming. Det er vist at fordampningsstøt kan også inntreffe i subsonisk strømming. [32]

<sup>10</sup> Våttemperaturen også kalt "wet-bulb" temperatur er temperaturen luft vil ha hvis den er kjølt adiabatisk til metningspunktet ved konstant trykk ved å fordampes vann til luften.

## 5.6 KONDENSASJONSSTØT

Ved en ekspansjon av fuktig luft eller damp i en supersonisk dyse kan et kondensasjonsstøt inntreffe. Hvis temperaturen i strømmingen blir lavere enn metningstemperaturen ved et gitt trykk forventes det at kondensasjon skal oppstå. Isteden inntreffer metastabil likevekt<sup>11</sup>. Latent varme i den metastabile fasen vil så utløse en plutselig kondensasjonsprosess som er kalt et kondensasjonsstøt [33]. Kondensasjonsstøt er generelt en misvisende betegnelse. Selv om trykket øker over kondensasjonsprosessen er hastighetsendringene minimale. I et lite område bak støtet vil strømmingen være subsonisk, men lengre nedstrøms vil strømmingen være supersonisk. Et kondensasjons støt kan bli ustabilt hvis varmen utløst av støtet overstiger en kritisk mengde. Støtet vil da propagere oppstrøms og en periodisk oscillering av støtet vil inntreffe. En tilsvarende prosess vil kunne oppstå i subsonisk strømming, men blir da referert som homogen eller heterogen kjernedannelse.

Matuso et al. [34] har undersøkt formasjonsmekanismer og karakteristikker av kondensasjonsstøt ved å akselerere fuktig luft i en sirkulær dyse. Ved hjelp av Schlieren fotografering er kondensasjonsstøtene dokumentert. Forsøkene viser at for lav relativ fuktighet står kondensasjonsstøtet skjevt på strømmingen. For en økning i relativ fuktighet beveger støtet seg oppstrøms av dysen og står mer normalt på strømningsretningen. Det er og observert normale støt nedstrøms fra kondensasjonsstøtet for alle forsøk gjort. Matuso et al. konkluderer med at kondensasjonsstøtene derfor er subsonisk rett nedfor støtet, men blir så supersonisk lengre nedstrøms. Mekanismene i kondensasjonsstøtet er illustrert i Figur 5.9.



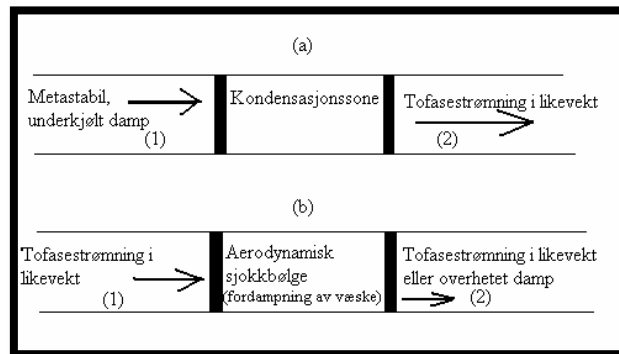
Figur 5.9: Kondensasjonsstøt for ulik relativfuktighet [34].

<sup>11</sup> Metastabillikevekt er evnen til en ikke-likevekt tilstand å vedvare over lengre tid.



Matuso et al. [35] har undersøkt periodisk strømningsoscillering som kan inntreffer ved kondensasjonsstøt. Hvis den utløste varmen i støtet overstiger en hvis grense vil støtet bli ustabil og propagerer oppstrøms i dysen. Dette fører til en periodisk oscillering av støtet i dysen.

Guha [36] presenterer en forent teori for aerodynamiske støt og kondensasjonsstøt i tofasestrømning. Figur 5.10 illustrerer i (a) hvordan kondensasjonsstøt inntreffer i metastabil, underkjølt damp og ender i likevekt. Figur (b) viser aerodynamisk støt som inntreffer i tofasestrømning i likevekt som resulterer i fordampning i støtet og ender i likevekt eller overopphetet damp beskrevet i Guha [30] og Young og Guha [9].



Figur 5.10: Kondensasjonsstøt og aerodynamisk støt [36] og [37].

Guha beskriver prosessen ved kondensasjonsstøt ved overopphetet damp som ekspanderer hurtig ikke kondenserer umiddelbart ved metningstrykket. Dampen underkjøles da betraktelig før en høy konsentrasjon av dråpekimer oppstår. Når en tilstrekkelig mengde dråpekimer dannes vil dråpene få en tilstrekkelig overflate slik at kondensasjon plutselig starter. Den latente kondensasjonsvarmen vil varme opp blandingen og temperaturen øker hurtig. Dette fører til at underkjølingen reduseres raskt. Kondensasjonsstøtet er definert som perioden mellom punkt for maksimal underkjøling og det punktet der termodynamisk likevekt inntreffer.

## 5.7 OPPSUMMERING

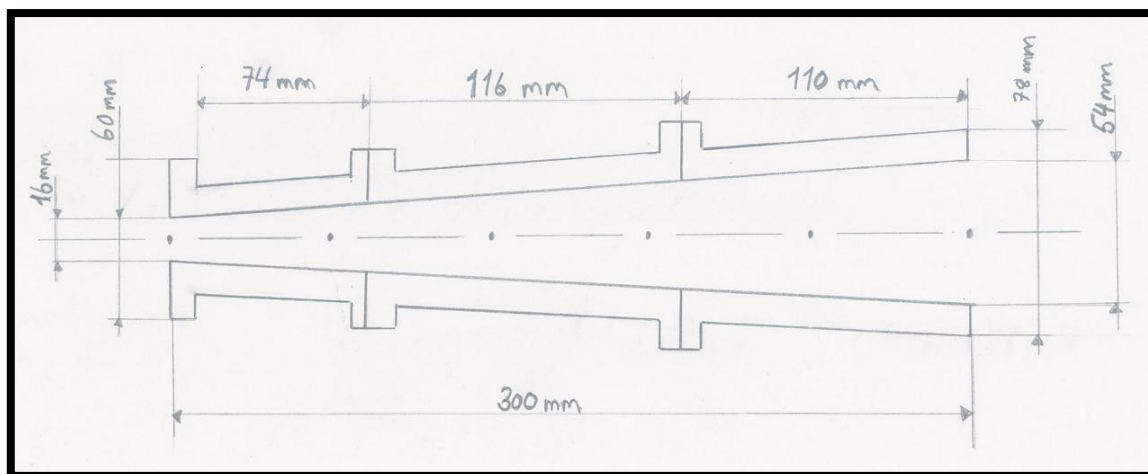
Støt kan inntreffe i supersoniskstrømning og representerer en endring i strømningsvariablene. Støt kan opptre i ulike former, hvor i enfasestrømning er det arealendringer/ujevnheter som bestemmer om støtet står normalt eller skjevt på strømmingen. I tofasestrømning vil støt kunne inntreffe likt som i enfase, men er da benevnt som delvis dispergert støt. Delvis dispergerte støt er tykkere enn støt i enfase og er etterfulgt av en relaksjonsprosess for å gjenskape likevekt i strømmingen. I tofasestrømning kan og støt utløses i form av fult dispergerte støt, fordampningsstøt og kondensasjonsstøt. Slike støt utløses på grunn av ustabilitet i strømmingen. Hvor fult dispergerte støt utløses på grunn av forskjeller mellom relaksjonsvariablene, fordampningsstøt i metastabil eller overopphetet væske og kondensasjonsstøt i strømning hvor temperaturen blir lavere enn metningstemperaturen.



## 6. FORSØKSRIGG OG INSTRUMENTERING

### 6.1 FORSØKSRIGG

Forsøksriggen ble designet og produsert som en del av prosjektoppgaven. Design er derfor gitt i Godø [1], mens beskrivelse av rigg er og gitt i appendiks B. Dette kapittelet vil kun beskrive den divergerende delen av dysen og endringer som er gjort fra prosjektoppgaven. Figur 6.1 illustrerer dimensjoner av dysen. Dysen er produsert i pleksiglass for å kunne visualisere støt.

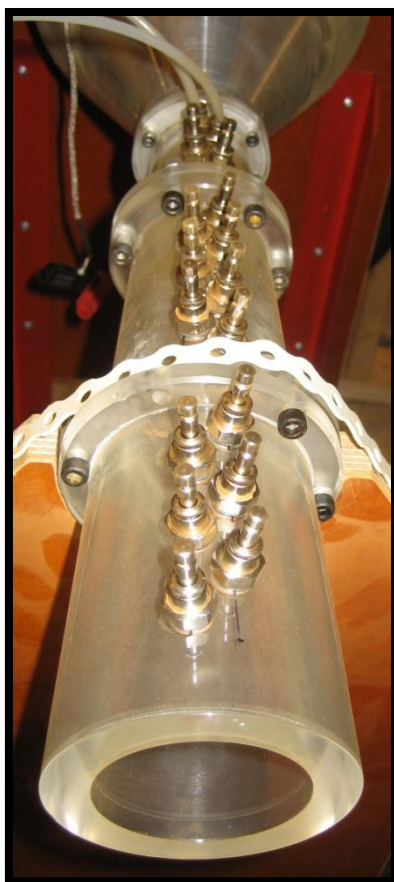


Figur 6.1: Maskintegning av divergerende del.

Endringer på dysen er gjort. 17 uttak for trykksensorer fordelt jevnt over dysen. Plassering av uttakene er gitt i Tabell 6.1 og vist i Figur 6.2.

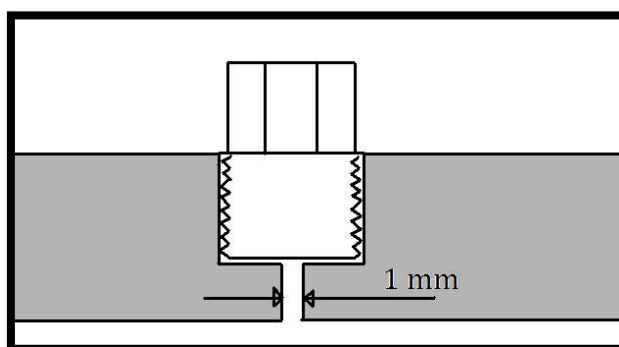
Nr	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
Distanse[mm]	22	35	47	59	95	109	122	134	142	158	172	210	225	237	249	262	274

Tabell 6.1: Posisjon av trykkuttak fra kritisk areal.



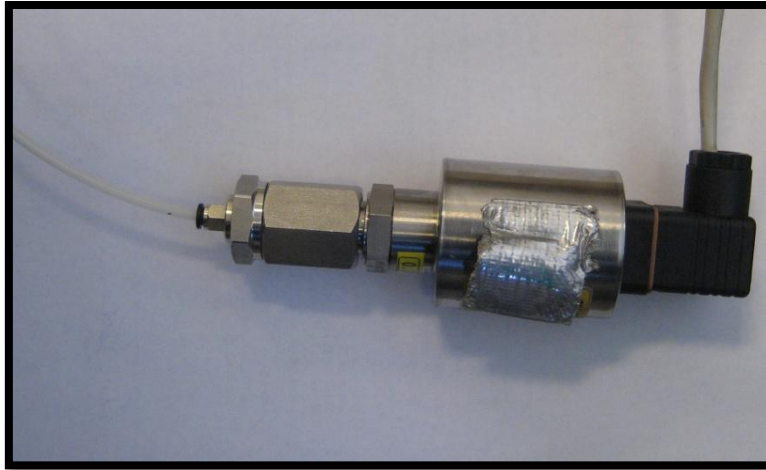
**Figur 6.2:** Posisjon av trykkuttak.

Trykkuttakene er 1/8" lynfittings som er skrudd ned ca 5 mm i dysen hvor et 1 mm hull er boret ned til dyseveggen. Dette er gjort for å påvirke strømmingen minst mulig. Plasseringen av lynfittingsene er illustrert i Figur 6.3.



**Figur 6.3:** Plassering av lynfittings.

To trykksensorer av typen Apliens APCE-2000 er brukt for å måle trykket gjennom dysen. Sensorene er koblet til en lynfittings og koblingen mellom uttakene er gjort med et 4 mm nylonrør. Når trykkuttakene ikke brukes tettes de med 4 mm stålplugger. Figur 6.4 viser tilkobling av trykksensor.



**Figur 6.4:** Oppsett av trykksensor.

## 6.2 LUFT OG DAMP LEVERING

I innledende forsøk leveres luft fra det sentrale trykklufnsnettet ved NTNU. Maksimalt massestrøm og leveringstrykk skal være 3,5 kg/s ved 8 bar. Ettersom nettet har mange brukere vil mengde og trykk kunne variere noe. Trykklufnsnettet er gammelt inneholder en del rustpartikler.

På grunn av rustpartiklene i trykklufnsnettet ble det forsøkt å leie inn en kompressor til forsøkene. Det var det ingen kompressor i Trondheimsområdet som kunne levere nok luft for å gjøre dysen sonisk.

Dampen leveres av en Parat dampkjel. Dampkjelen har en effekt på 800 kW og skal levere maksimalt 0,33 kg/s ved 16 bar. Normalt damptrykk under forsøk har vært 10 bar.

## 6.3 FILTRERING

I forsøk gjort til prosjektoppgaven ble det observert mye rustpartikler i trykklufnsnettet. Dette kommer av at trykklufnsnettet er et sentralt nett som leverer luft til alle verksteder på NTNU. Dette nettet er gammelt og det har tidligere vært en lekkasje på sentralen.

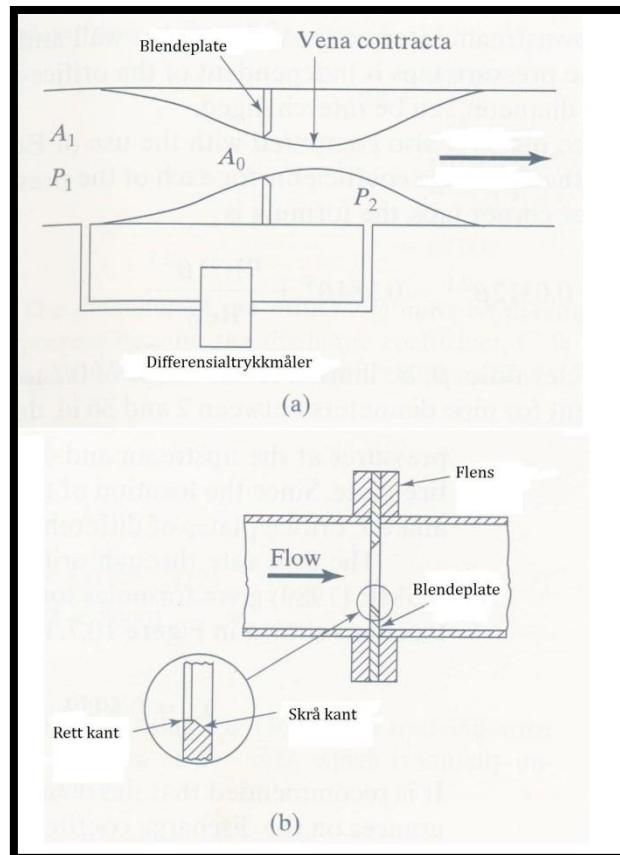
For å prøve å fjerne partiklene er et grovfilter satt inn før inntaket til dysen. Dette filteret skal ta partikler opp til 1  $\mu\text{m}$ . Filteret ble tettet etter ca. 30 sek. Etter samtaler med filterleverandørene Maskin K. Lund og Atlas Copco ble det sagt at det var særdeles vanskelig å rengjøre luft med høy konsentrasjon av "store" partikler. Det ble og stilt spørsmål om ikke trykklufnsnettet var modent for en utskiftning.

## 6.4 MASSESTRØMSMÅLER

For å kunne analysere choking kriterier og lydshastighet i dysen er en massestrømsmåler for luft installert. En enkel måler for damp er prosjektert. Ved et senere tidspunkt vil en massestrømsmåler bli installert og derfor ble ikke denne midlertidige løsningen prioritert.

### 6.4.1 MASSESTRØM LUFT

Massestrømsmåleren består av en blendeplate en differensialtrykksensor og en statisk trykksensor. På grunn av liten dimensjon på rør i trykklufnsnettet er blendeplaten en rettkantet plate. Dette er gjort for å kunne plassere trykkuttakene langt nok fra hverandre for å få minst mulig feilmargin i differensialtrykket. Dette er i henhold til ISO 5167-1 [38] standard. Dimensjonering av blendeplate og produksjon er gjort av Autek AS. Teorien for blendeplate er illustrert i Figur 6.5.



Figur 6.5: Blendeplate [39].

Beregninger av massestrømmen ved hjelp av blendeplate er gitt fra Bernoullis ligning med korreksjonsfaktorer gitt i ligning (6.1). Korreksjonsfaktorene gitt i ligning (6.2) og (6.3) er henholdsvis utløpstap ( $C$ ) og ekspansjonsfaktor ( $Y$ ) hvor  $\beta$  er diameter forholdet mellom rør og blendeplate. I appendiks B.3 er utløpstapet og ekspansjonsfaktoren gitt av leverandør.

$$\dot{m} = \frac{CYA_2}{\sqrt{1 - \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2}} \sqrt{2\rho_1(P_1 - P_2)} \quad (6.1)$$

$$C = 0,5959 + 0,0312\beta^{2,1} - 0,184\beta^8 + \frac{91,71\beta^{2,5}}{Re_D^{0,75}} \quad (6.2)$$

$$Y = 1 - (0,410 + 0,35\beta^4) \frac{P_1 - P_2}{P_1 \kappa} \quad (6.3)$$

Figur 6.6 viser oppsettet av blendeplate, differensialtrykksensor og statisktrykksensor. Differansetrykksensor er en SMAR LD301D og statisktrykksensor er en Aplisens APCE-2000. Det er brukt 12mm syrefaste stålrør for å koble elementene sammen og statisktrykksensor er montert på høytrykksiden av blendeplaten. Differensialtrykksensoren er montert vertikalt over blendeplaten for og ikke få en hengende vannsøyle som kan påvirke trykket. Temperatur fra tank er brukt i beregningene.



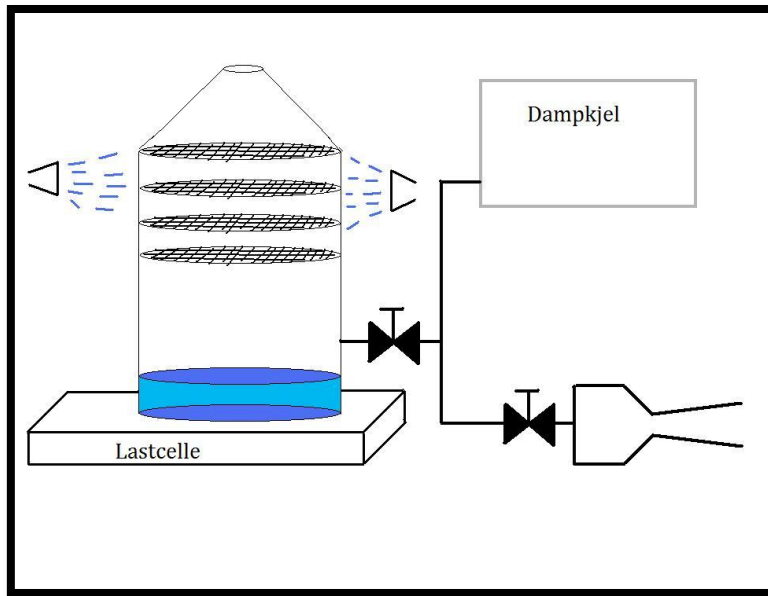
**Figur 6.6:** Oppsett av blendeplate.

Blendeplaten er montert fast på et rørstykke mellom to flenser. Røret er et DN50 (2") galvanisert stålrør og lengden før og etter blendeplaten er ca. 1,1 m. Lengden før og etter overstiger krav fra ISO 5167 standarden om henholdsvis 20 og 3,5 indrediametere med rett strekk for å få en uniformstrømning gjennom blendeplaten. Rørstykke er satt opp slik at det kan monteres på uttaket til trykkluftanlegget.

#### 6.4.2 MASSESTRØM DAMP

Massestrømsmåling av damp avansert og kostbart. Det er derfor foreløpig ikke satt opp noe måleinstrument på dampkjelen ved instituttet.

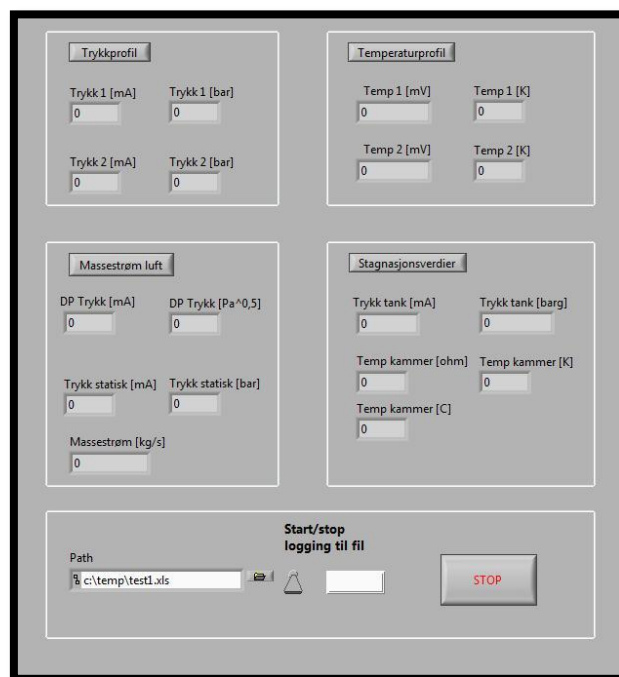
Et måleinstrument er prosjektert for å få en tilnærming av massen av væske brukt i forsøkene. Antagelser for systemet er at choking kriteriet vil påvirke massestrømmen av damp mye mindre enn for luft på grunn av høyere damptrykk og mye mindre mengder. Teorien er at når forsøk i dysen er gjort vil dampen bli ledet inn i en tank ved samme ventilinnstilling på dampen. I tanken vil mesteparten av dampen kondensere og samles i bunnen. For å få størst mulig kondensering av damp vil tanken bli kontinuerlig avkjølt ved hjelp av en dusj av vann. Tankens koniske form og metallrister vil skape størst mulig avkjølt flateareal for å øke kondenseringen ved hjelp av konveksjon.



Figur 6.7: Oppsett av måling av injisert væskemengde.

## 6.5 LOGGING AV SIGNALER

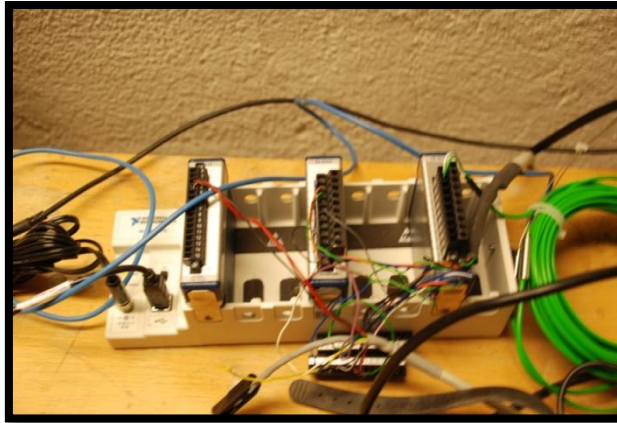
For logging av signaler er et Labview program utviklet. Figur 6.8 illustrerer grensesnittet til programmet og hvilke verdier som er logget. Logging er gjort ved 3 kHz og når 100 prøver er gjort blir midlet verdi lagret i fil.



Figur 6.8: Labview program og illustrasjon av verdier som er logget.

For å importere signaler fra trykk- og temperatursensorer er en National Instruments modul chassis brukt. Logge modulene er en NI 9203 som logger strøm, en NI 9217 som logger resistans og en NI 9211 som logger spenning.

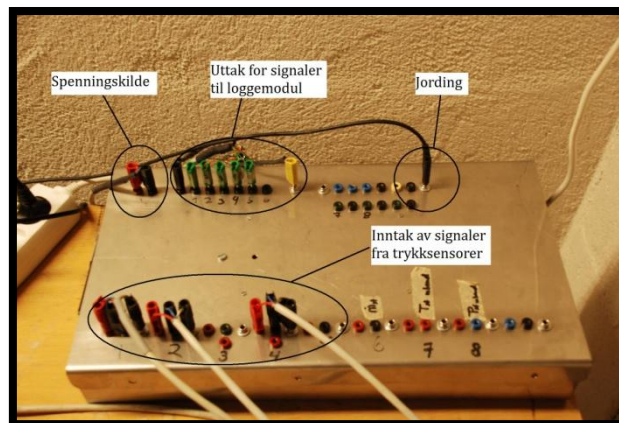




**Figur 6.9:** National Instruments cDAQ 9172 modul chassis med moduler.

Trykksensorene trenger en ekstern spenningskilde. Derfor er et koblingsbrett illustrert i Figur 6.10 laget.

Under forsøk var koblingsbrettet utsatt for støy fra dysen. Denne støyen førte til at loggingen stanset. For å motvirke støyen ble koblingsbrettet skjermet og brettet måtte også plasseres ca 10m vekk fra dysen.



**Figur 6.10:** Koblingsbrett for strømsignaler.



**Figur 6.11:** Skjerming av koblingsbrett med aluminiumsfolie.

## 6.6 KALIBRERING

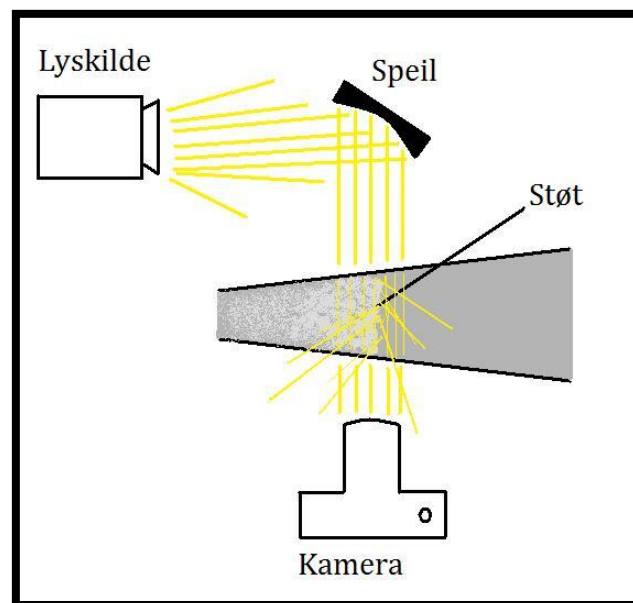
Kalibrering av trykksensorer er gjort. Kalibreringsgrafer og metode er gitt i appendiks B.

## 6.7 VISUALISERING

Shadowgraphy blir ofte brukt i visualisering av støt i supersoniskstrømning. Teknikken brukes for blant annet for å visualisere tetthetsendringer og baserer seg på å reflektere en lyskilde ved hjelp av speil parallelt gjennom observasjonsområdet. Lyset ledes videre til et kamera. Tetthetsendringer i strømmingen vil bryte lyset fra lyskilden på grunn av endring i brytningsindeks. Kameraet vil da filme de områdene hvor tetthetsendringen er liten, men områdene med store tetthetsendringer vil lyset brytes vekk fra kameraet. [40]

Denne teknikken er valgt i motsetning til Background oriented Schlieren (BOS). BOS er en mer avansert versjon av shadowgraphy. Denne teknikken er sensitiv for endringer av lysstrålebane og på grunn av dysens sirkulæreform er denne teknikken ikke utprøvd. Shadowgraphy er og en mer robust teknikk som krever mindre utstyr.

Figur 6.12 illustrer oppsettet av shadowgraphy i oppgaven for å visualisere støt i dyse. Lysere grå farge illustrerer mindre tetthet til mediet. I forsøkene brukes vanlig hvitt lys er som lyskilde og et Nikon d80 speilreflekskamera.



**Figur 6.12:** Oppsett av Shadowgraphy for visualisering av støt.

## 7. FORSØK OG RESULTATER

### 7.1 INTRODUKSJON

Dette kapitlet beskriver forsøkene som er gjort og resultater. Forsøkene er delt inn i innledende forsøk og dampforsøk.

Innledende forsøk er gjort for å verifisere dysen og teste utstyret. Resultater er presentert og det er forklart endringer på dysen som er gjort fra erfaringer i forsøkene. Forsøkene er repetert etter endringer.

Forsøk med injeksjon av damp er gjort hvor trykkprofilen er logget. De viktigste resultatene er presentert, mens utfyllende resultater er presentert i appendiks C.

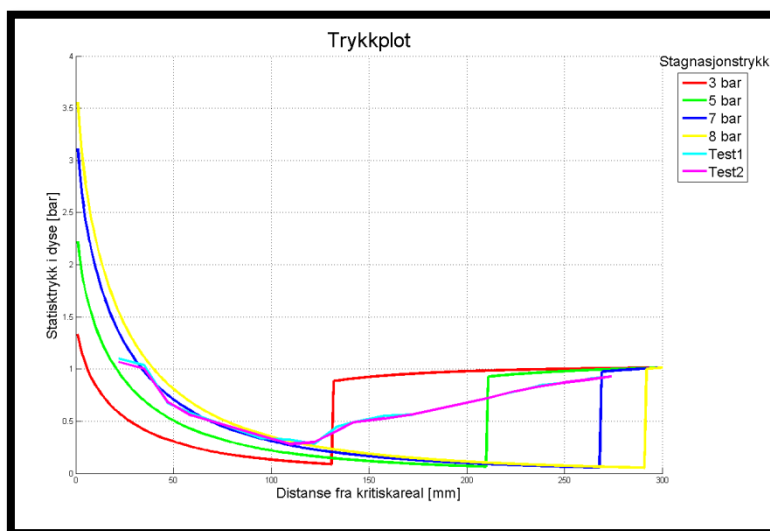
### 7.2 INNLEDENDE FORSØK

Støt observert i prosjektoppgaven [1] stemte ikke for isentropiske beregninger. For å kvalifisere dysen og få en referanse ble innledende forsøk gjort med kun trykkluft. Trykkprofilen i dysen ble logget og trykk i beholder og trykkluftnett ble observert. Trykkprofilen er sammenlignet med beregningene gjort for isentropisk normaltilstand.

#### 7.2.1 "FØRSTE TEST"

Figur 7.1 viser trykkplottet og beregnede resultater. Trykkprofilen ble målt 2 ganger gitt i figur som "test1" og "test2" og hver sensor ble logget i ca. 40 sekunder. Trykket i beholder ble midlet over testene og var 6,7 bar. Trykket i trykkluftstettet ble målt med et manometer og var 7 bar. Endringen i stagnasjonstrykk skjer på grunn av trykktap i ekspansjonen fra rør til stagnasjonskammer.

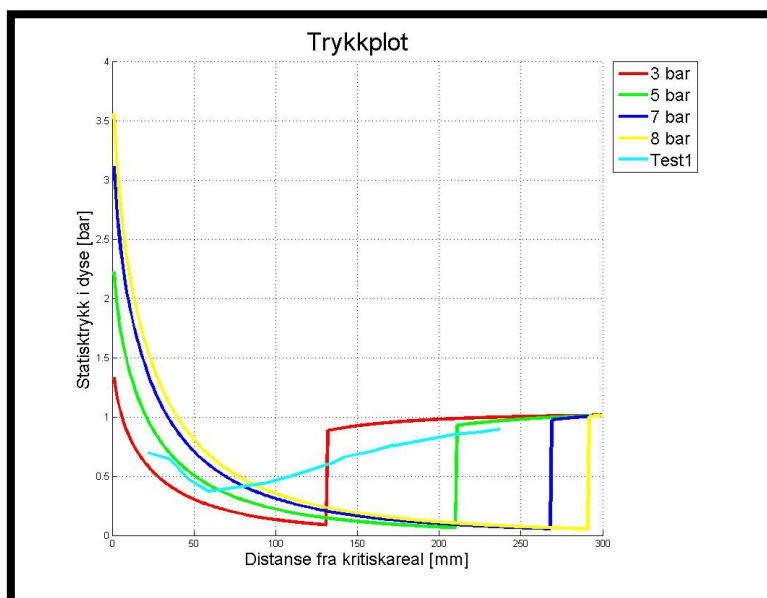
Posisjonen hvor ekspansjonen i dysen slutter stemmer bra med støt observert i prosjektoppgaven ved ca. 125 mm. Styrken til støtet og posisjonen stemmer ikke med isentropiske beregninger.



**Figur 7.1:** Trykkplot for innledende forsøk, stagnasjonstrykk 6,7 bar i forsøk.

### 7.2.2 FORSØK MED FILTRERING

Innledende forsøk ble og gjort med innsatt filtreringsmodul. Etter 15 målinger ble målinger stanset på grunn av tett filter. På grunn av stort trykktap over filteret var stagnasjonstrykket redusert til ca. 4,6 bar. Ekspansjonen i dysen stemmer bra med isentropiske beregninger.



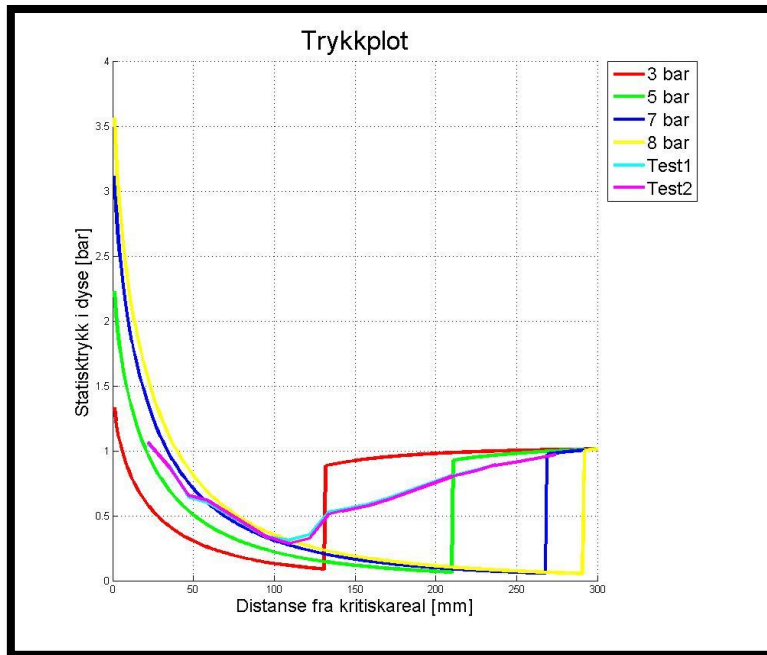
Figur 7.2: Trykkplot for innledende forsøk med filtrering.

### 7.2.3 FORSØK ETTER "ENDRINGER" PÅ DYSE

Etter de første forsøkene ble dysen demontert og inspisert. Det ble observert at overgangen mellom de to første delene ikke var så jevn så ønskelig. Overgangen ble derfor pusset ned. Samtidig som overgangen ble pusset ned ble det oppdaget en deformasjon i dysen nær det kritiske arealet. Det er mulig at denne har oppstått i forsøk med damp gjort i prosjektoppgaven. Høy temperatur har ført til at pleksiglasset har smeltet litt og deformasjonen har oppstått. Denne deformasjonen ble også pusset ned.

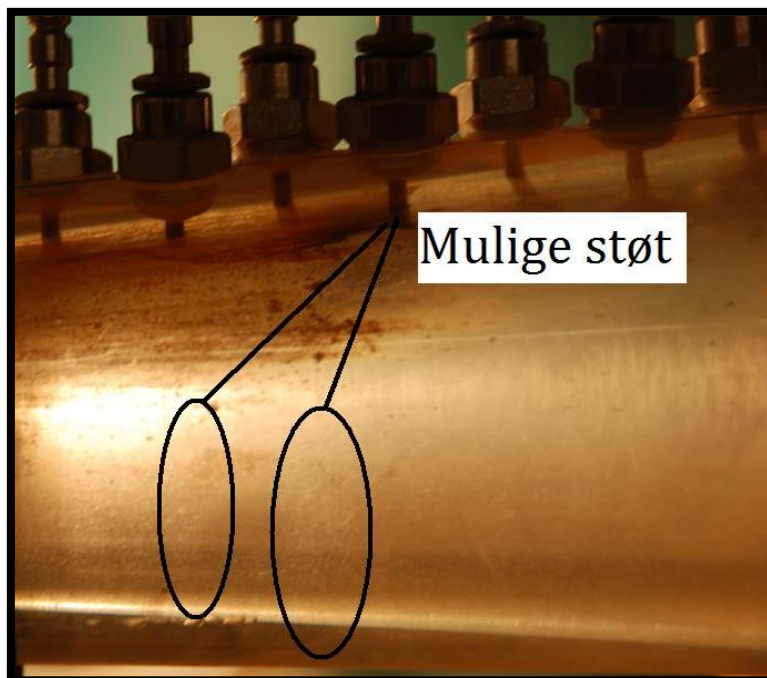
Trykkprofilen er tatt med 2 repetisjoner og er logget i 40 sekunder på hvert punkt. Trykk og temperatur i tanken er logget gjennom hele forsøket. Stagnasjonstrykket i tanken var nå 5,7 bar som er et tap på 1 bar fra tidligere forsøk. Nettrykket ble målt etter forsøkene og var 7 bar. Det er usikkert hvorfor tapet er større i disse forsøkene.

Figur 7.3 viser trykkprofilen fra forsøket. Etter endringer av dysen er trykkspranget ved støtet større, men står i samme posisjon. Det tenkes at rustpartiklene i dysen vil påvirke støtet ved at luften ikke er en ideell gass.



**Figur 7.3:** Trykkplot fra innledende forsøk etter fjerning av deformasjoner i dyse og pussing av kant.

Det er observert 2 mulige tetthetsendringer i dysen ved trykkuttak 6 og 7 illustrert i Figur 7.4. Dette stemmer godt overens med målt trykk i disse posisjonene. Observasjonene er ikke spesielt gode på grunn av rustpartikler som har lagt seg på dyseveggen og blokkerer innsynet. Kompresjonen er og svak som gjør visualiseringen utydelig.



**Figur 7.4:** Mulige visualiserte støt.

Figur 7.5 viser avsetning av rustpartikler er spesielt stor i området hvor ekspansjonen slutter og kompresjonen/støt inntreffer. Avsetningen er og konsentrert i det øvre området av dysen.



**Figur 7.5:** Rustpartikler i dysen etter forsøk.

### 7.3 DAMPFORSØK

Ved alle trykkprofilforsøk ble data fra alle instrumenter logget. Trykkprofilen er tatt i to repetisjoner for ulike dampmengder og hvert uttak er logget i ca. 20 sekunder. Ettersom det ikke er gjort noe måling på andel damp som er injisert i forsøkene er det satt opp en klassifisering av dampmengde som er injisert gitt i Tabell 7.1. Det var svært små mengder damp som skulle til før luft – damp mediet ble overmettet. Det er også små justeringer i dampmengde mellom de ulike klassene.

Damp mengde	Karakteristikk
Ingen damp (referanse):	Kun luft.
Minimalt med damp:	Tendens til fryst væske før støt.
Litt damp:	Støtet står på ca. samme posisjon, men ingen fryst væske er observert.
Middels dampmengde:	Støt står litt lengre nedstrøms i dysen.
Mye damp:	Støt står lengre nedstrøms og det er rett før mediet blir overmettet.

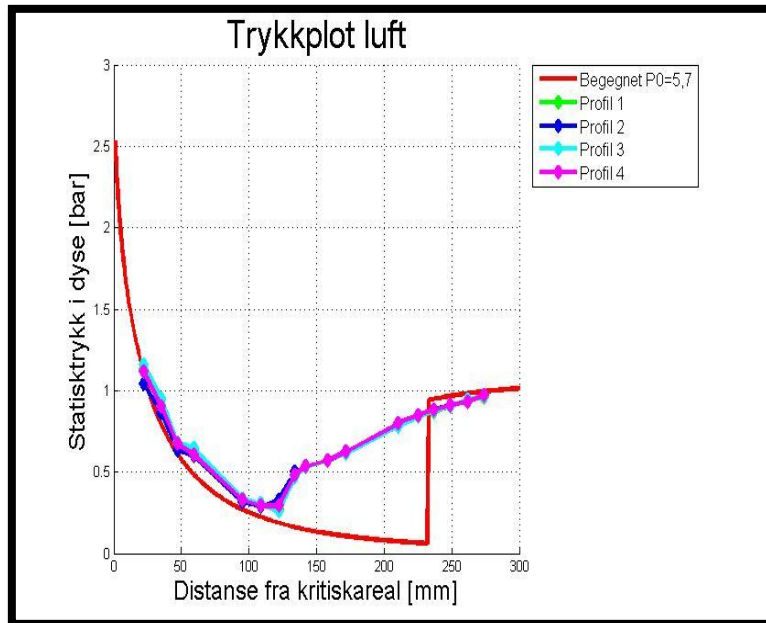
**Tabell 7.1:** Klassifisering av dampmengde injisert og karakteristikk.

Før dampforsøk ble gjort ble dampslanger utskylt for væske. Dampen sto på i dysen med små mengder luft før stagnasjonstanken ble tømt for oppsamlet væske. Trykkluften ble så åpnet fullstendig og dampmengden ble finjustert etter ønsket mengde. Før trykkprofilen ble logget fikk dysen justert seg i ca. 2 minutter slik at strømmingen var mest mulig uniform.

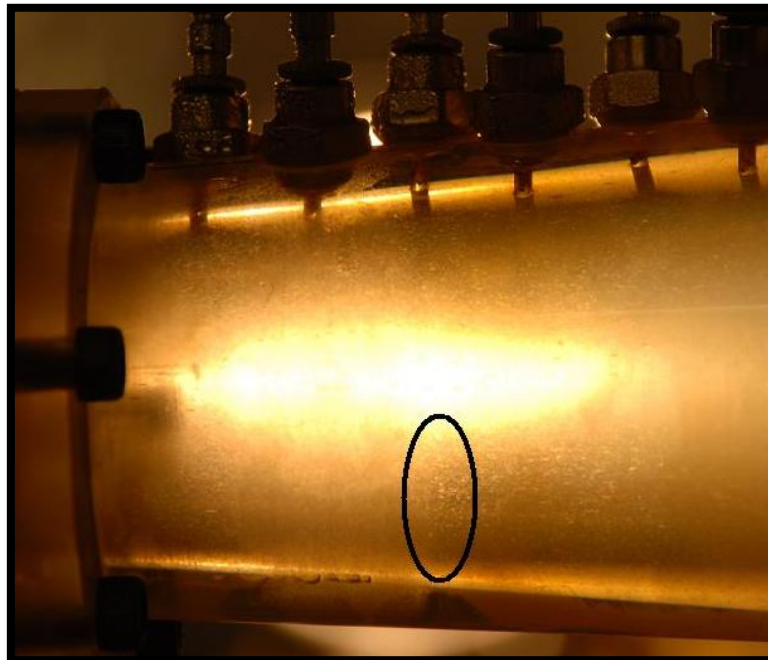
Under er trykkplot, visualisert støt, støtposisjon og gjennomsnitt av stagnasjonsverdier og massestrøm presentert for de gitte dampkarakteristikkene. Trykkplottet er også sammenlignet med isentropiske beregninger ved likt stagnasjonstrykk. Ved økt dampmengde økte også støyen fra dysen og det oppstod forstyrrelser på kontrollbrettet. Det første datasettet med dampforsøk har derfor noen mangler i loggepunkt.

### 7.3.1 LUFT (REFERANSE)

Repeterbarheten i trykkprofildata for luft er god og ekspansjonen i dysen stemmer bra med isentropiske beregninger. Støtet som inntreffer er svakt og det gjør det vanskelig å visualisere på grunn av små tetthetsforskjeller. Figur 7.7 viser støtet, men støtet er noe uklart og er markert i figuren. Støtet er observert som en liten tetthetsendring i nedre del av dysen.



Figur 7.6: Trykkprofil luft,  $P_0=5,7$  bar i forsøk.



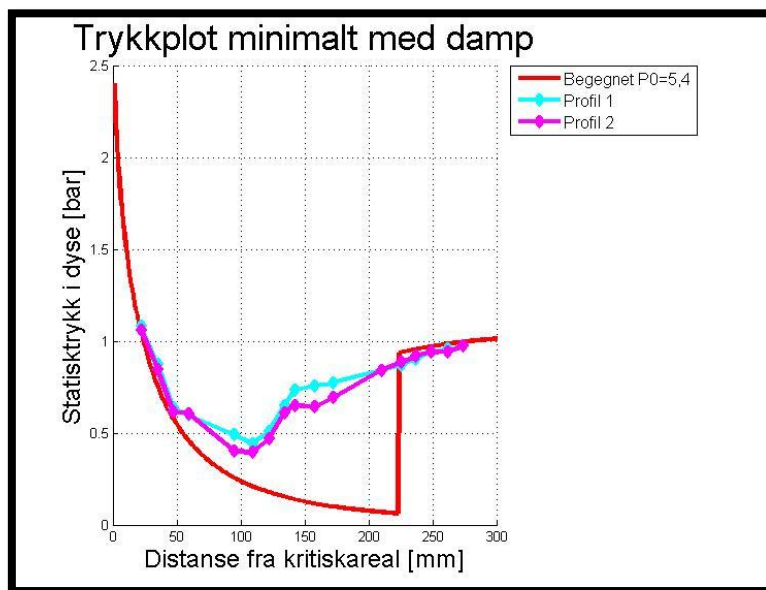
Figur 7.7: Visualisering av støt i luft.

	Profil 1	Profil 2	Profil 3	Profil 4
<b>Stagnasjonstrykk [bar]</b>	5,86	5,65	5,97	5,77
<b>Stagnasjonstemp [K]</b>	297,3	297,6	298,8	298,1
<b>Massestrøm luft [kg/s]</b>	0,2797	0,2688	0,2869	0,2761
<b>Støtposisjon [mm]</b>	122	122	122	122

Tabell 7.2: Gjennomsnitt av stagnasjonsverdier og massestrøm for luft.

### 7.3.2 "MINIMALT" MED DAMP

Under forsøk med "minimalt" med damp ble strømmingen svært ustabil på grunn av isdannelse ved posisjonen til støtet. Store vibrasjoner oppstod på forsøksriggen. Repeterbarheten på forsøkene er derfor ikke så god rundt støtposisjonen. Det ble observert turbulens og noe tilbakestrømning/separasjon etter isdannelsen. Dette ble spesielt observert i væskefilmdannelsen.



Figur 7.8: Trykkprofil minimalt med damp,  $P_0=5,4$  bar i forsøk.



Figur 7.9: Isdannelse ved støt ved "minimalt" med damp.

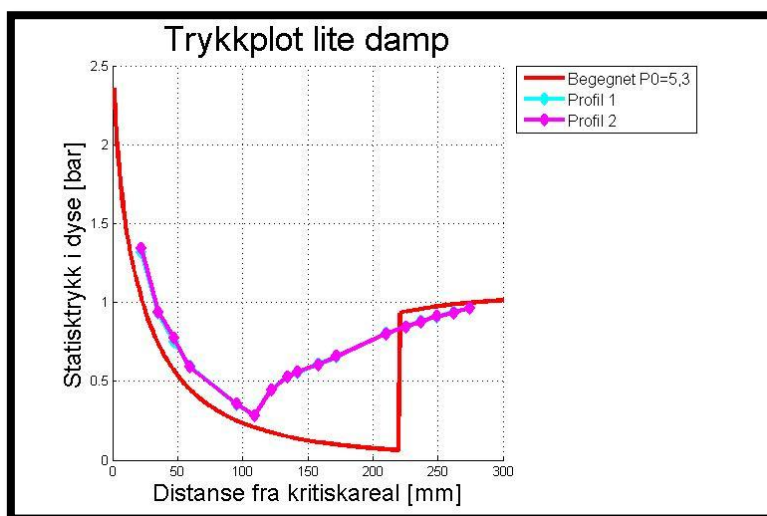


	Profil 1	Profil 2
Stagnasjonstrykk [bar]	5,44	5,38
Stagnasjonstemp [K]	294,2	293,2
Massestrøm luft [kg/s]	0,2614	0,257
Støtposisjon [mm]	120	120

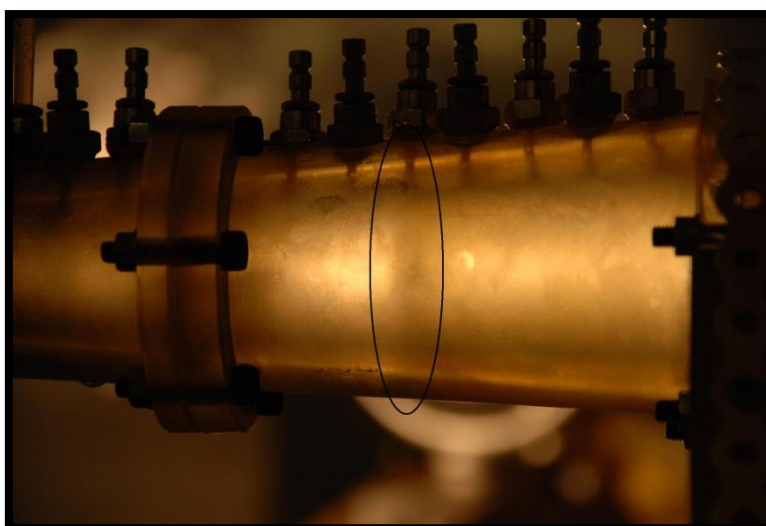
Tabell 7.3: Gjennomsnitt av stagnasjonsverdier og massestrøm for "minimalt" med damp.

### 7.3.3 "LITE" DAMP

Ekspansjonen i "lite" dampforsøk følger kurven til bergninger godt, men ligger noe over. Visualisering av støt er noe uklar og observeres som en formørkning i strømminger og er markert i figuren.



Figur 7.10: Trykkprofil "lite" damp,  $P_0=5,3$  bar i forsøk.



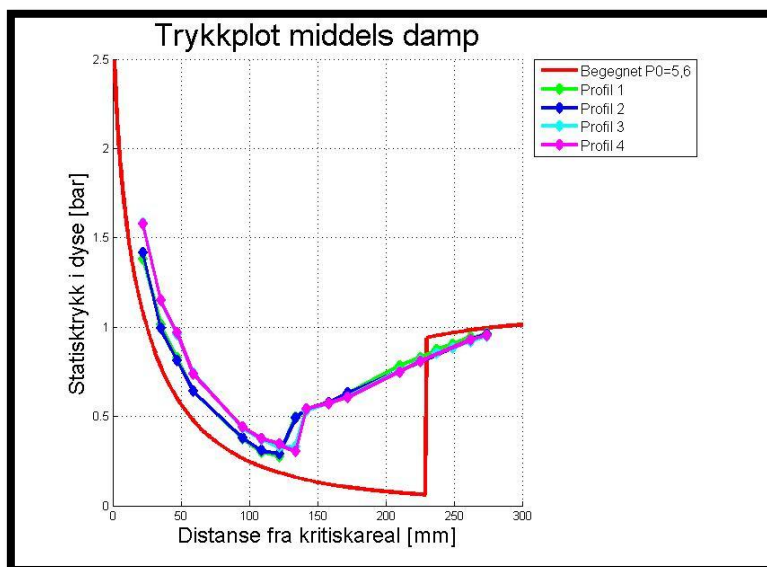
Figur 7.11: Visualisering av støt ved "lite" damp.

	Profil 1	Profil 2
Stagnasjonstrykk [bar]	5,32	5,29
Stagnasjonstemp [K]	317,8	318,8
Massestrøm luft [kg/s]	0,2456	0,2437
Støtposisjon [mm]	120	120

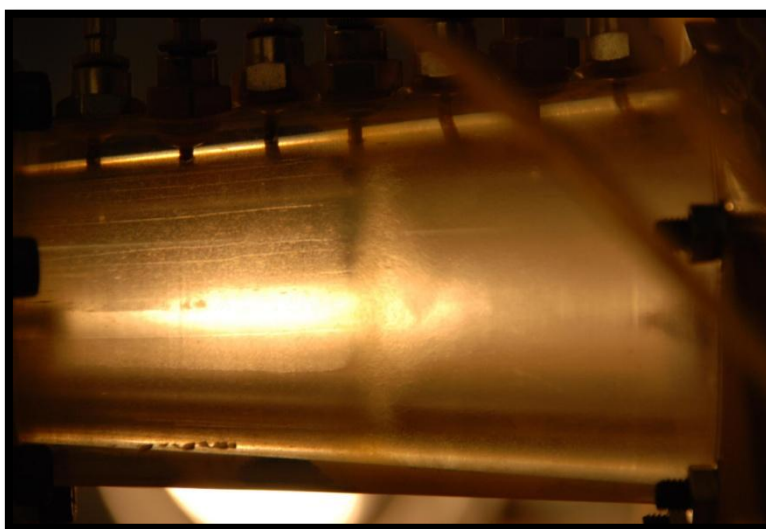
Tabell 7.4: Gjennomsnitt av stagnasjonsverdier og massestrøm for "lite" damp.

### 7.3.4 "MIDDELS" DAMPMENGDE

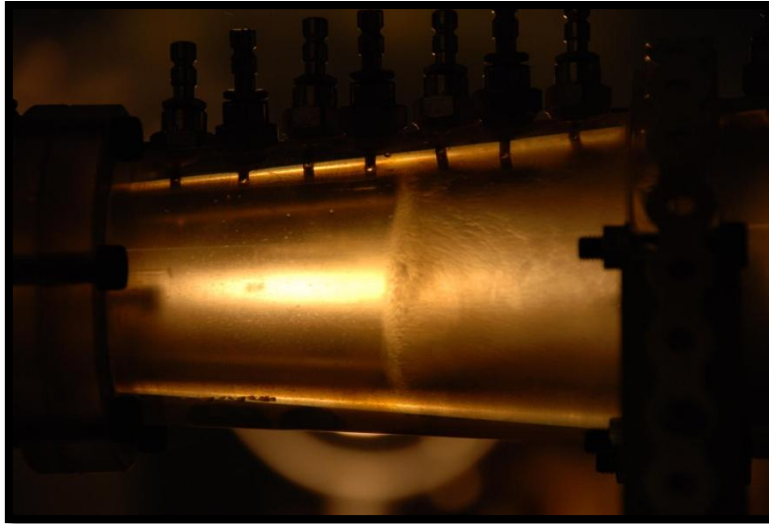
Forsøk for middels dampmengde ble gjentatt i forsøk ved to ulike anledninger ettersom i første forsøk oppstod det noe forstyrrelser i loggingen. Ved andre forsøk var ikke like forhold gjenskapt og derfor er det en endring i trykkprofilen og støtposisjon. Andre forsøk er brukt i analyse av forsøk.



Figur 7.12: Trykkprofil "middelsmengde" damp,  $P_0=5,6$  bar i forsøk.



Figur 7.13: Visualisert støt "middelsmengde" damp profil 1 og 2.



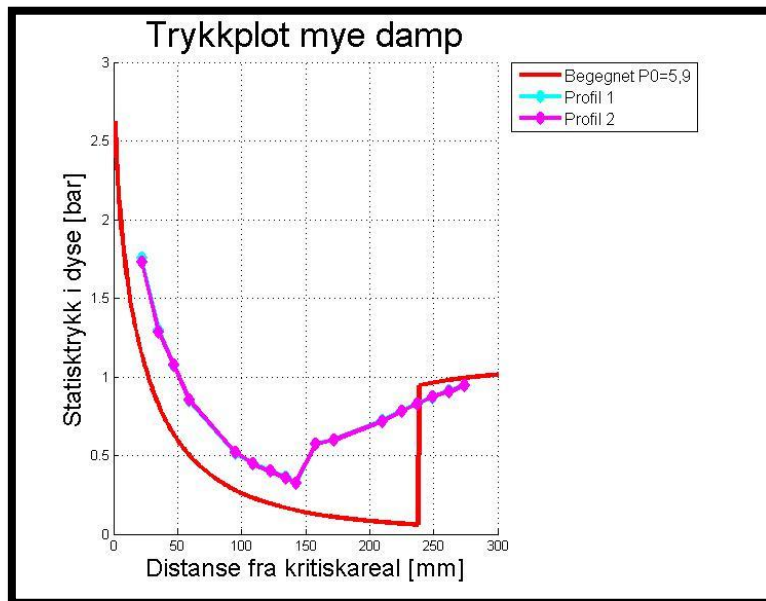
Figur 7.14: Visualisert støt "middelsmengde" damp profil 3 og 4.

	Profil 1	Profil 2	Profil 3	Profil 4
Stagnasjonstrykk [bar]	5,71	5,67	5,62	5,58
Stagnasjonstemp [K]	317,6	317,9	298,1	342,2
Massestrøm luft [kg/s]	0,2609	0,258	0,2722	0,2414
Støtposisjon [mm]	136	136	138	138

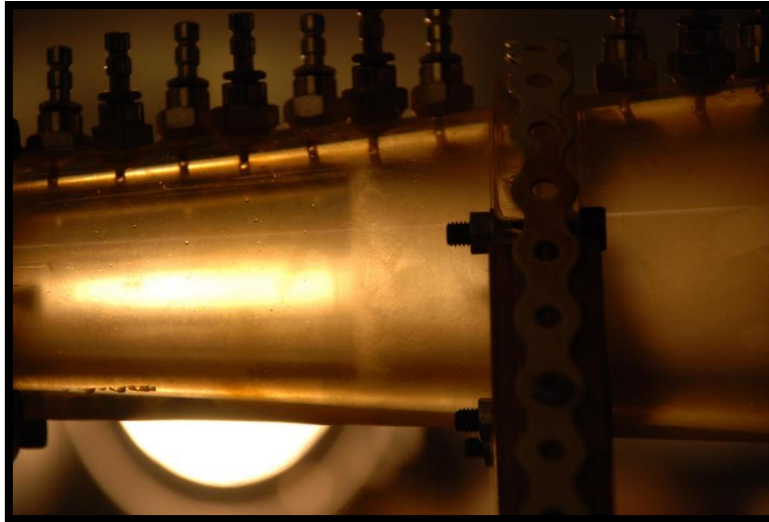
Tabell 7.5: Gjennomsnitt av stagnasjonsverdier og massestrøm for "middelsmengde" damp.

### 7.3.5 "MYE" DAMP

I forsøk med "mye" damp stemmer trykkprofilene svært godt og visualiseringen av støt er også tydelig.



Figur 7.15: Trykkprofil "mye" damp,  $P_0=5,9$  bar i forsøk.



Figur 7.16: Visualisert støt "mye" damp.

	Profil 1	Profil 2
Stagnasjonstrykk [bar]	5,92	5,93
Stagnasjonstemp [K]	360,3	360,6
Massestrøm luft [kg/s]	0,2316	0,2315
Støtposisjon [mm]	155	155

Tabell 7.6: Gjennomsnitt av stagnasjonsverdier og massestrøm for "mye" damp.

### 7.3.6 OPPSUMMERING DAMPFORSØK

Ved injeksjon av damp observeres det endring i alle parametere. Tabell 7.7 og Figur 7.17 viser endringene og er hentet fra 2. gjennomgang av trykkprofilen i de respektive forsøkene. Endring i stagnasjonstrykk er forventet å øke ved økt temperatur. Forsøk med minimalt med damp og mye damp følger dette. Derimot i forsøk for "lite" damp og "middels" damp reduseres stagnasjonstrykket. Det er usikkert hvorfor dette oppstår. Repeterbarheten i alle forsøkene er svært god.

Ved injeksjon av damp vil naturlig stagnasjonstemperaturen øke i kammeret. Dette er observert for alle forsøk foruten forsøk ved "minimalt" med damp. Her ble det observert isdannelse i ekspansjonsområdet som kan forklare reduksjonen.

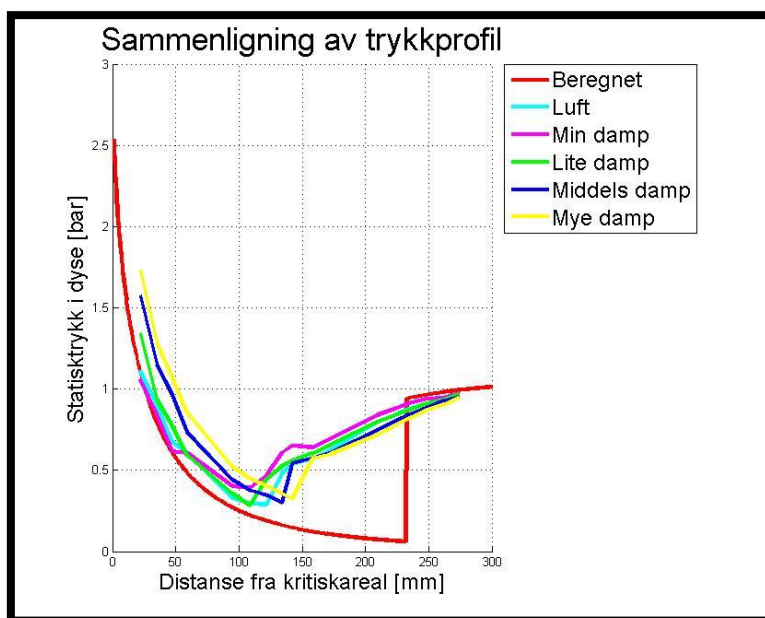
Massestrømmen av luft er redusert i alle dampforsøk som forventet. Den reduseres på grunn av ekstra tilført masse av damp, men også på grunn av en reduksjon i lydshastigheten ved tilstedeværelse av væske i strømmingen.

Støt er forventet å beveges nedstrøms i dysen ved injeksjon av damp på grunn av reduksjon i adiabateksponenten. Dette viser forsøkene for "middels" og "mye" damp. For forsøk ved "minimalt" og "lite" damp beveges støtet litt oppstrøms, men en reduksjon i stagnasjonstrykket vil føre til dette.

Dampmengde	Stagnasjonstrykk [bar]	Stagnasjonstemp. [K]	Massestrøm luft [kg/s]	Støtposisjon [mm]
Luft	5,77	298,1	0,2761	122
Min damp	5,38	293,2	0,2570	120
Lite damp	5,29	318,8	0,2437	120
Middels damp	5,58	342,2	0,2414	138
Mye damp	5,93	360,6	0,2315	155

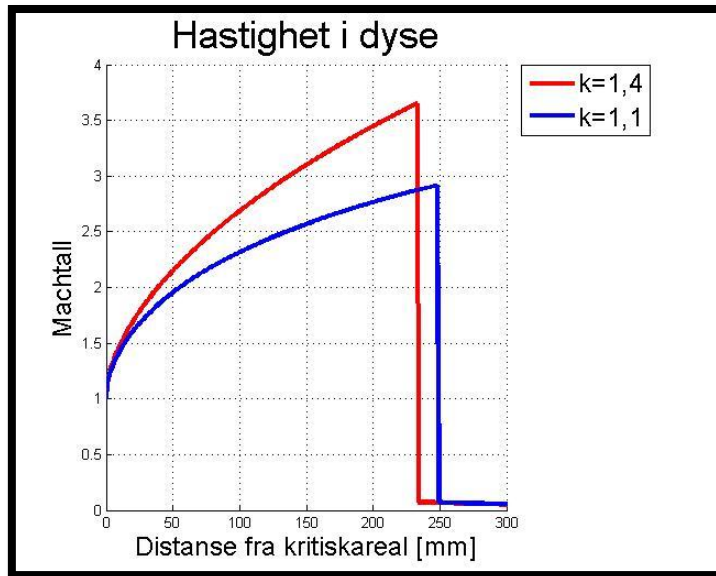
Tabell 7.7: Sammenligning av dampforsøk.

En sammenligning av trykkprofilen for dampforsøkene viser en økning i trykk i ekspansjonsområdet som er forventet ved redusert adiabateksponent. Ekspansjonen av luft i dysen følger en tilnærmet isentropisk ekspansjon. Kompresjonen av luft dysen følger derimot ikke en isentropisk ekspansjon. Det er interessant å bemerke at kompresjonen i dysen ved luft, "middels" og "mye" dampforsøk er lik. Redusert stagnasjonstrykk i "minimalt" og "lite" dampforsøk kan forklare et høyere trykk i kompresjonsprosessen.



Figur 7.17: Trykkprofil sammenligning for dampforsøk. Beregning ved  $P_0=5,7$  bar.

Hastigheten gjennom dysen er analysert ved isentropiske bergninger gitt i Figur 7.18. Før støt i luftforsøk vil hastigheten være ca. 2,7 Mach. Ved en reduksjon i adiabateksponenten i tofasestrømming vil hastigheten i dysen reduseres.



**Figur 7.18:** Isentropisk beregning av hastighet gjennom dysen.

#### 7.4 TEMPERATURPROFIL FORSØK MED DAMP

Temperaturprofilforsøk ble planlagt, men ikke gjennomført ettersom tetningene til termoelementene ikke ble levert i tide.

## 8. DISKUSJON OG ANALYSE

### 8.1 INNLEDNING

En verifisering av resultatdata er gjort hvor massestrøm og stagnasjonsverdier er sammenlignet. Det er også diskutert avvik fra støtberegninger og posisjon av støt i forsøk. Beregninger og sammenligning med teori er gjort for lyd hastighet og støt. Det er også diskutert ulike strømningsmekanismer som ekspansjonen i dysen, dråper, væskefilm og isdannelse.

### 8.2 VERIFISERING AV DATA

For å verifisere data som er logget er luftforsøkene sammenlignet med isentropiske beregninger. For isentropiske beregninger er det brukt en adiabat eksponent ( $\kappa$ ) på 1,4.

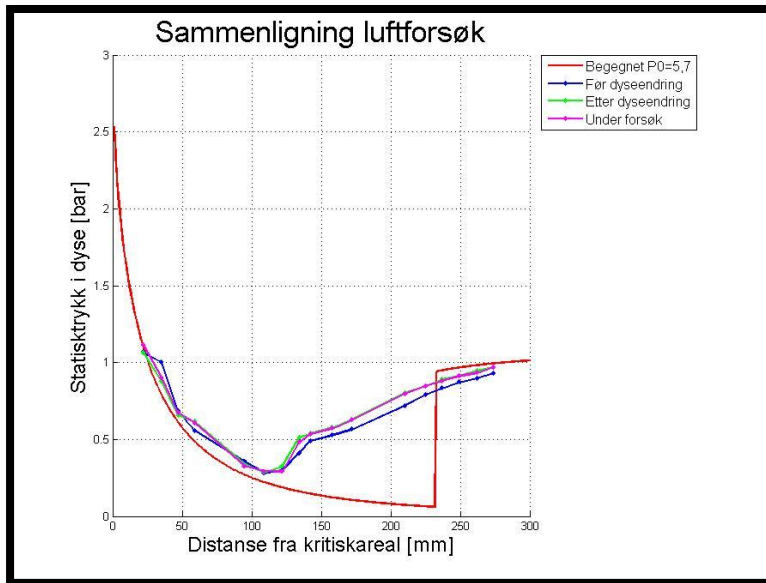
En sammenligning mellom massestrøm og stagnasjonstrykk og – temperatur er gjort ved hjelp av ligning (4.10). 3 punkter for ulike stagnasjonstrykk og – temperatur er valgt ut og massestrømmen er beregnet for like stagnasjonsverdier. Data i Tabell 8.1 viser god overensstemmelse mellom beregnede verdier og resultater fra forsøk.

	Beregnet	Forsøk	Beregnet	Forsøk	Beregnet	Forsøk
<b>Stagnasjonstrykk [bar]</b>	6,07	6,07	5,91	5,91	5,81	5,81
<b>Stagnasjonstemp. [K]</b>	300,0	300,0	298,4	298,4	298,2	298,2
<b>Massestrøm [kg/s]</b>	0,2920	0,2933	0,2852	0,2823	0,2804	0,2783

Tabell 8.1: Sammenligning mellom massestrøm fra forsøk og beregnede verdier for luft.

Støtposisjonen er i oppgaven definert som stedet hvor ekspansjonen i dysen slutter og kompresjonen starter. Å kvalifisere støtet ettersom spranget er svært svakt og det ikke vites noe om hastigheten etter støtet er vanskelig. Hastigheten før støtet vil være ca. 2,7 Mach fra beregninger og derfor er det antatt at et støt inntreffer. Styrken er ca. 0,75 og alt under 3 betegnes som svake støt. Ettersom støtet er så svakt er visualisering av støtet i luftforsøk uklart, men som nevnt er det observert en tetthetsendring i luftforsøkene. Det kan derfor ikke sies noe om det er et normalt eller skjevt støt som inntreffer.

Trykkendringer dysen for luft forsøk stemmer ikke med isentropiske beregninger. Figur 8.1 viser trykkprofil før og etter endringer på dysen. Ekspansjonen i dysen stemmer relativt bra med beregninger, men kompresjonen/støtet utløses tidligere enn forventet. Det er uklart hvorfor støtet utløses tidlig og hvorfor strømmingen etter støtet ikke følger en isentropisk kompresjon. Mulige forklaringer kan være at overgangen mellom de ulike dysedelene utløser et støt. Sammenligning med trykkprofilet mellom før og etter dyseendring viser et større sprang til trykket etter endringen. Dette kan tyde på at støt, muligens et skjevt støt utløses her. Rustpartikler i strømmingen vil og kunne påvirke strømmingen og gjøre luften til en ikke ideell gass. Avsetningen av rust på dyseveggen vil og kunne skape en kant som kan utløse et skjevt støt. Etter blendeplaten ble satt inn i trykkluftnettet var tendensen til rust i dysen mindre. Ved sammenligning av data fra etter dyseendring og under forsøk er støtposisjonen flyttet et trykkuttak nedstrøms. Det vil derfor være rimelig å anta at rustpartiklene påvirker hvor støtet utløses. Szumowski og Obermeier [27] nevner og at grensesjikt kan utløse et skjevt støt. En kant i dysen vil kunne gi en ekstra grensesjikt oppbyggelse og mulig utløse et støt.



Figur 8.1: Sammenligning luftforsøk.

## 8.3 STRØMNINGSEGENSKAPER

### 8.3.1 ISENTROPISK STRØMNING

For å undersøke ekspansjonen i dysen frem til støtet er en isentropiske beregninger analysert for ulike adiabateksponenter. For luftforsøk stemte ekspansjonen i dysen godt med isentropiske beregninger for en adiabateksponent lik 1,4. Guha [29] nevner i flere av sine artikler at tilstedeværelse av væske i gass gir en reduksjon i adiabateksponenten.

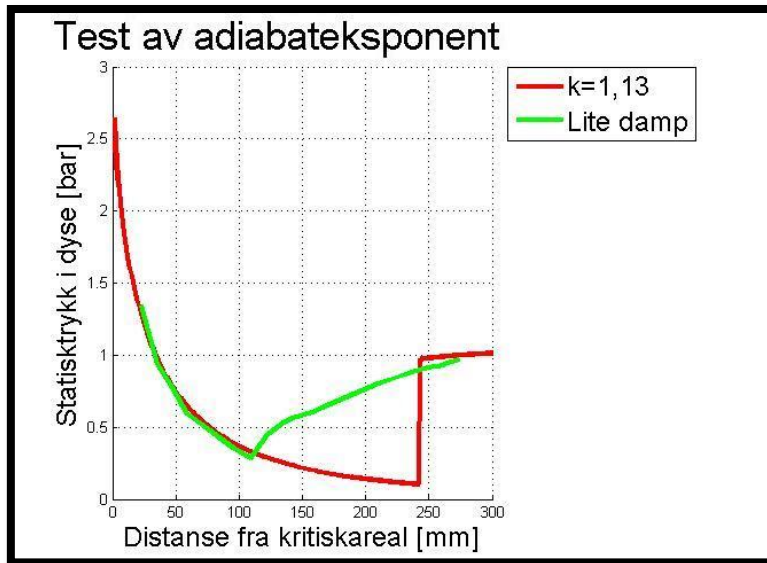
For forsøk med minimalt med damp stemte første del av ekspansjonen godt med en adiabateksponent lik 1,4. Trykkprofil for de ulike dampforsøkene er testet mot beregninger ved ulike adiabateksponenter og ved likt stagnasjonstrykk som i forsøkene. Det er funnet gode likheter i kurvene gitt i Figur 8.2 til Figur 8.4. Tabell 8.2 viser tilpasset adiabateksponent for dampforsøkene.

Det er ikke funnet noe i teorien som beskriver endring i adiabateksponent i våtluft. Men sammenligning med våt damp stemmer resultatene bra hvor en adiabateksponent på 1,135 ofte brukes.

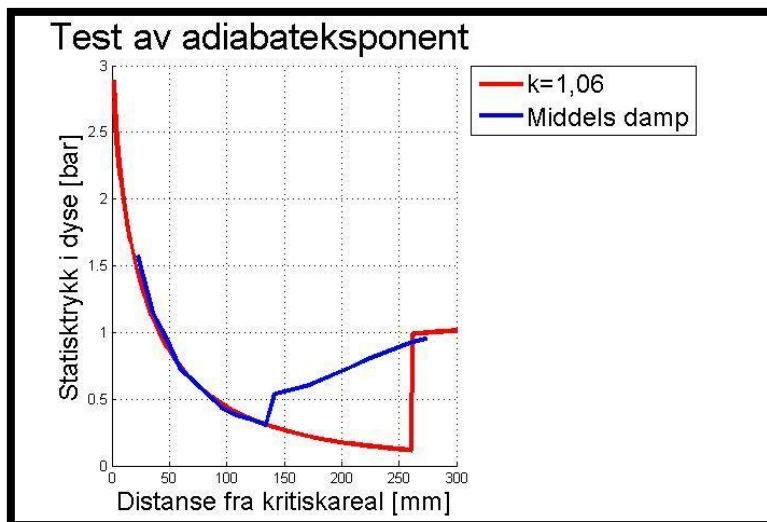
Damp mengde	Adiabateksponent
Lite damp	$\kappa = 1,13$
Middels damp	$\kappa = 1,06$
Mye damp	$\kappa = 1,01$

Tabell 8.2: Adiabateksponent for ulik dampmengde.

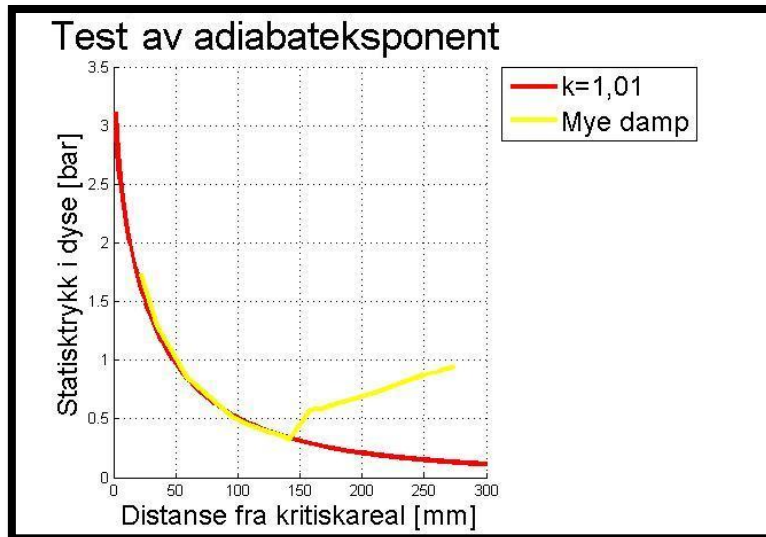




Figur 8.2: Test av adiabateksponent for lite damp forsøk.



Figur 8.3: Test av adiabateksponent for middels damp forsøk.

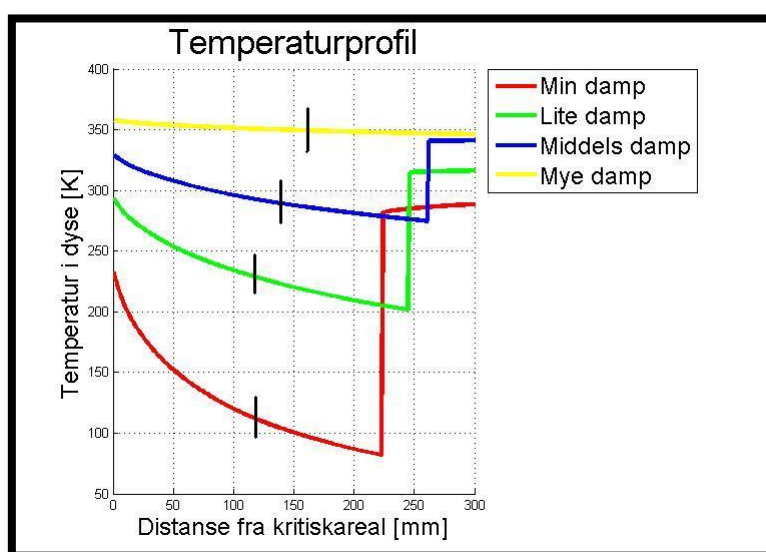


Figur 8.4: Testing av adiabateksponent for mye damp forsøk.

### 8.3.2 TEMPERATURPROFIL OG ISDANNELSE

Temperaturprofilen analyseres analytisk. Isentropiske beregninger for temperaturprofilen er gitt i Figur 8.5 hvor støtposisjon er også markert. Beregningene er gjort med stagnasjonsverdier fra de gjeldene forsøkene og adiabateksponenter som er funnet analytisk.

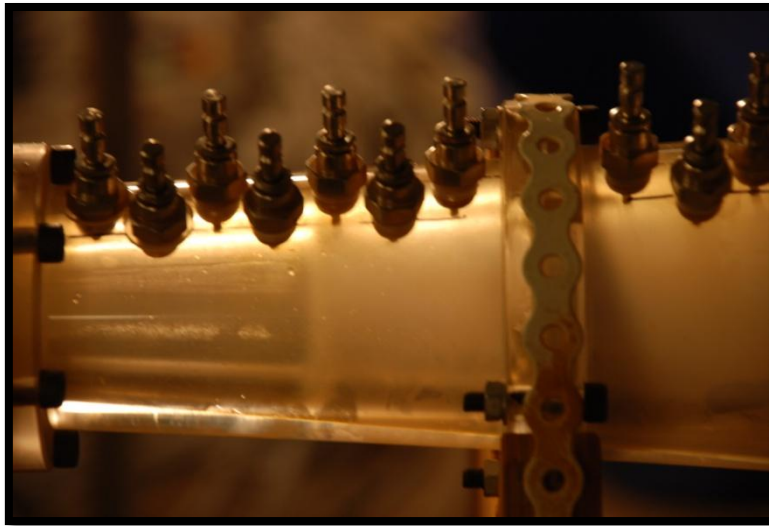
I forsøk med minimalt med damp ble det observert isdannelse i området 90 – 120 mm fra kritisk areal. Temperaturberegninger viser at dette forventes ettersom temperaturen i det området vil ligge på ca.  $-150\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Beregningen viser også at forsøk med lite damp vil og temperaturen i ekspansjonsområdet ligge godt under frysepunktet (ca.  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ ). Men det er ikke observert isdannelse under forsøkene. Dette tyder på at temperaturen i væskefasen har en betydelig høyere temperatur enn gassfasen.



Figur 8.5: Beregnet temperaturprofil for dampforsøk.

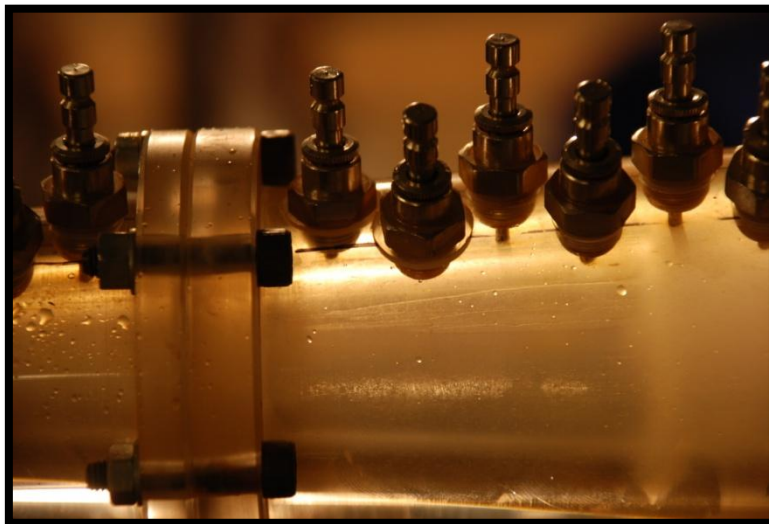
### 8.3.3 DRÅPER OG VÆSKEFILM

Under forsøk er det ikke observert noen dråper i strømmingen før støtet. Da er mediet gjennomsiktig. Dette kommer av at det er små mengder damp som injiseres og ved sammenligning av teori vises det til Hesketh et al.[12] som har vist at ved injeksjon av damp i venturiscrubbere vil svært små dråper dannes. Etter støtet observeres mediet som en tåke. Dette kommer av fordampningsprosessen som oppstår etter støtet hvor temperaturen i luften vil øke.



Figur 8.6: Tåkedannelse etter støt.

Langs dysen er det observert væskefilm som opptrer som striper langs dyseveggen. Filmene oppstår sporadisk og har svært lav hastighet.



Figur 8.7: Væskefilm dannelse på dysevegg.

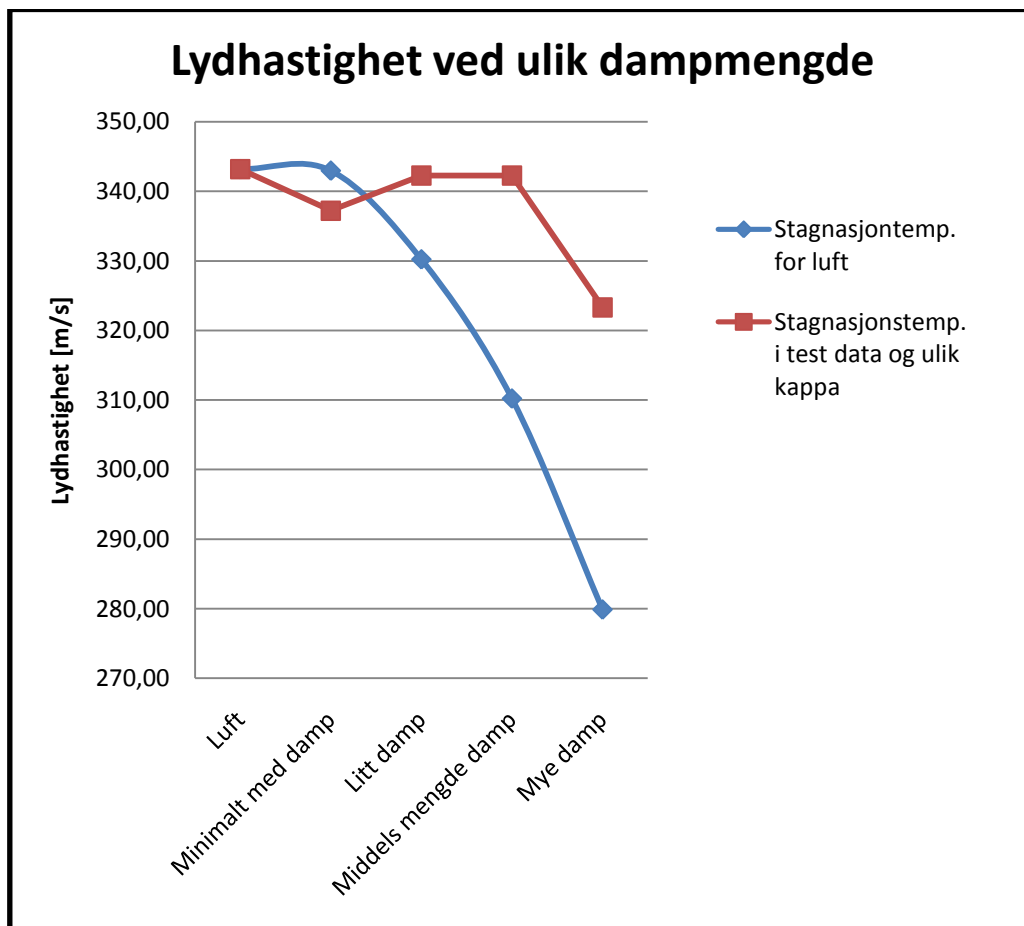
## 8.4 LYDHASTIGHET

Det forventes en reduksjon i lydshastigheten ved tilstedeværelse av damp i strømmingen. Ligning for maksimal massestrøm gjennom en dyse gitt i (4.10) er brukt for å analysere lydshastigheten. Beregninger er presentert i Figur 8.8 og gitt i Tabell 8.3. Ettersom dampmengde ikke er målt vil

massestrømmen være noe høyere enn angitt. Beregninger er også gjort for stagnasjonstemperetur for luft og for respektive forsøk. Dette er gjort for å sammenligne data med referansetilstanden siden blandingen ikke har samme referansetemperatur. Beregninger for lik referansetemperatur viser en klar reduisering i lydshastigheten ved tilstedeværelse av væske. For beregninger ved respektiv stagnasjonstemperatur øker naturlig lydshastigheten på grunn av temperaturøkningen. Ved stor dampmengde reduseres så lydshastigheten når massestrømmen reduseres nok i forholdt til temperaturøkningen. Det noteres at lydshastigheten kan være noe større enn beregnet ettersom kritiskhastighet som er beregnet vil være noe mindre enn lydshastigheten i tofasestrømning.

Lydshastigheten i luft sammenlignes og mot beregninger for lydshastighet i en ideell gass. Beregninger viser da at lydshastigheten skal være 346 m/s mot resultater som viser 343 m/s som stemmer bra. En usikkerhet på forskjellen kan være massen av rustpartikler som vil gi et ekstra bidrag på massestrømmen.

Ved sammenligning for lydshastigheten mot Woods modell viser at gassvolumfraksjonen i mediet må være større enn 0,999. Det er altså ikke store mengder damp som er injisert.



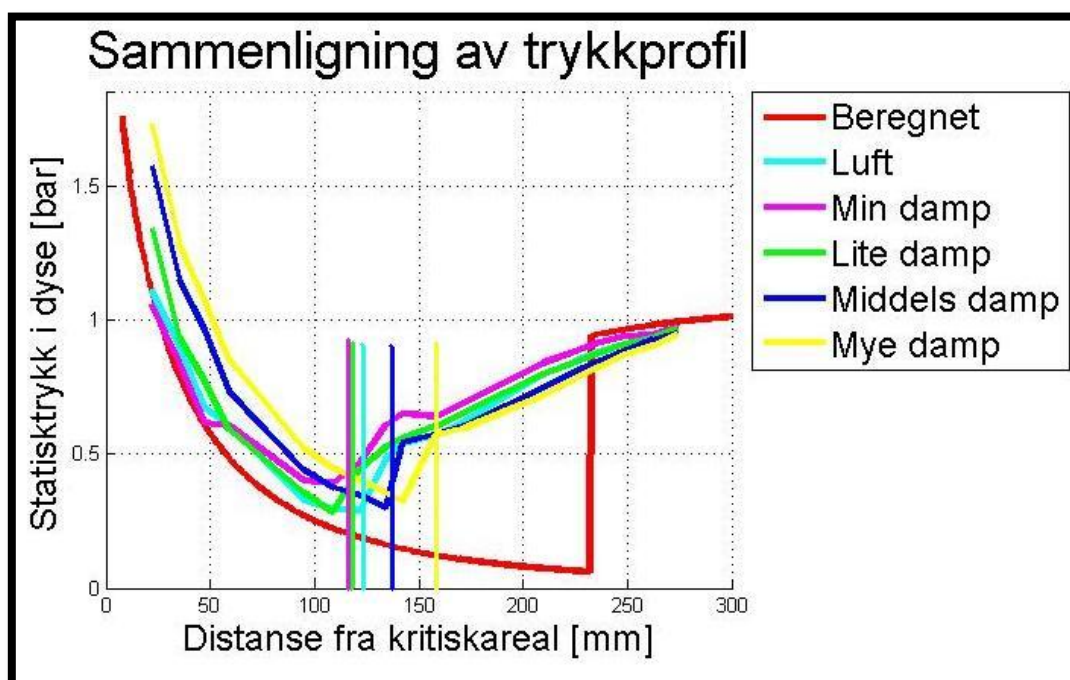
Figur 8.8: Lydshastighet/kritiskhastighet for ulik dampmengde.

Damp mengde	Massestrøm luft [kg/s]	Stag. trykk [bar]	Stag. temp. [K]	Lydhastighet [m/s] ved stagnasjonstemp. for luft	Lydhastighet [m/s] ved stagnasjonstemp. Og ny kappa.
Luft	0,2761	5,77	298,14	343,16	343,16
Minimalt med damp	0,2570	5,38	293,15	342,95	337,21
Litt damp	0,2437	5,29	318,77	330,21	342,25
Middels mengde damp	0,2414	5,58	342,23	310,20	342,26
Mye damp	0,2315	5,93	360,55	279,87	323,32

Tabell 8.3: Endring av lydhastighet/kritiskhastighet ved ulike dampmengder.

## 8.5 STØT

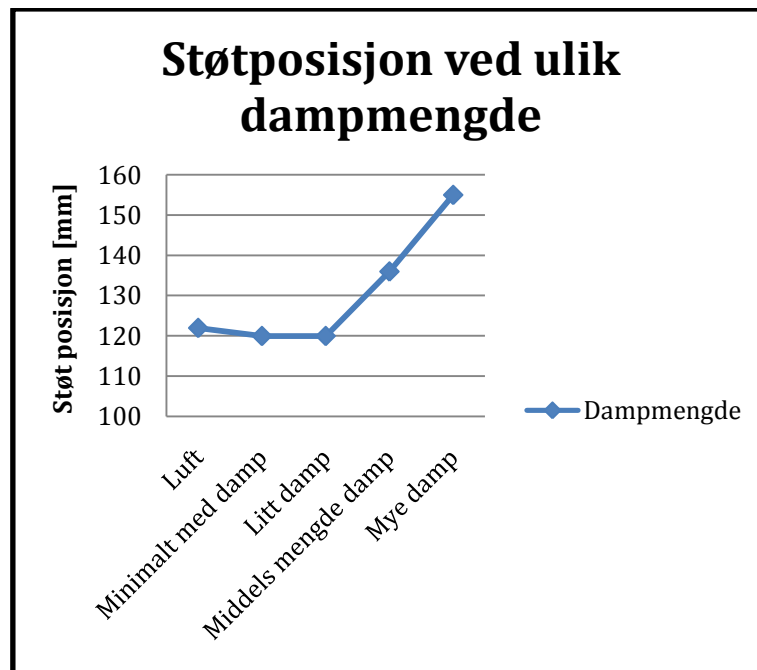
Støtene som inntreffer er som nevnt ikke på beregnet posisjon og er mye svakere enn forventet. Endringer i støt i dampforsøk vil derfor bli hovedsakelig diskutert ut ifra referansen som er forsøk med luft. Figur 8.9 illustrerer endring i trykkprofil for utførte forsøk hvor det er andre gjennomgang av profilet for de respektive forsøkene som er plottet. Støtposisjon er markert i figuren og beregnet profil for luft ved stagnasjonstrykk lik 5,7 bar er også presentert.



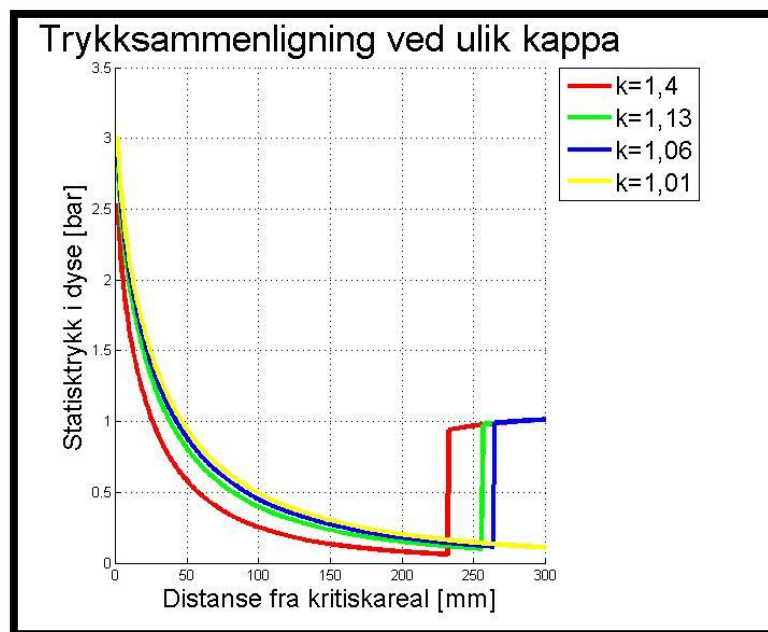
Figur 8.9: Sammenligning av trykkprofil ved ulike dampforsøk, beregning ved  $P_0=5,7$  bar.

Det antas at det er et delvis dispergert støt som inntreffer i dampforsøk på grunn av beregnet hastighet før støtet vil ligge i området 2,7 Mach. Ved økt dampmengde viser forsøkene at posisjonen til støtet beveges nedstrøms. Figur 8.10 viser støtposisjon fra visualisering. For forsøkene for minimalt med damp og litedamp beveger støtene seg litt oppstrøms, men det kommer av en senkning i stagnasjonstrykk fra 5,7 bar i luftforsøk til 5,3 bar i de første

dampforsøkene. For å sammenligne med teori fra studier gjort av Guha er det undersøkt hva som skjer med støtposisjonen i Rankine-Hugonot relasjonen ved en degradering av adiabateksponenten. Sammenligning er gitt i Figur 8.11 og viser at støt beveges nedstrøms ved en degradering av adiabateksponenten som stemmer med resultatene.



Figur 8.10: Støtposisjon ved ulike dampmengde.



Figur 8.11: Trykkplot for isentropiskeberegninger ved ulike  $\kappa$ .  $P_0=5,7$  bar.

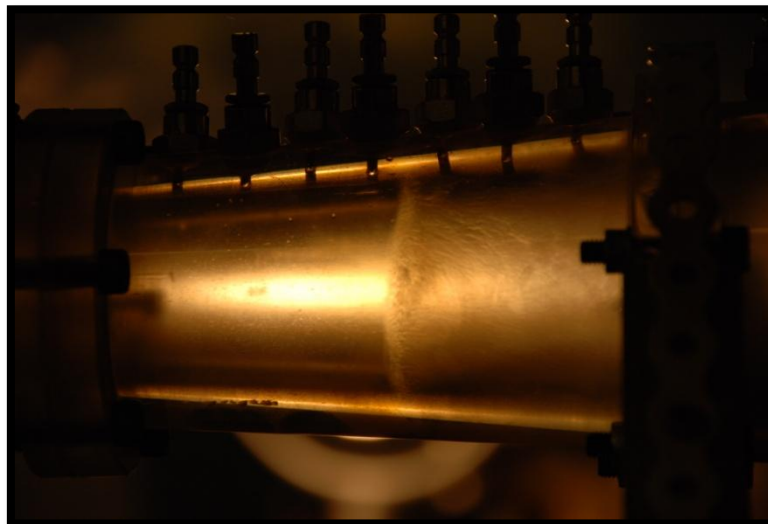
Det er gjort en undersøkelse av styrken til støtene for de ulike forsøkene ved hjelp av ligning (5.1) gitt i Tabell 8.4. Som nevnt tidligere er støtene svært svake. Resultatene viser en tendens til degradering av styrken ved injeksjon av små mengder damp, men styrken vil så øke igjen. Det er

da forventet en reduksjon i styrken til støtene ved økende væskemengde på grunn av økt trykk i ekspansjonsområdet. En grunn til dette avviket vil være at det vites lite om strukturen til støtene og derfor vil ikke teori og forsøk stemme overens.

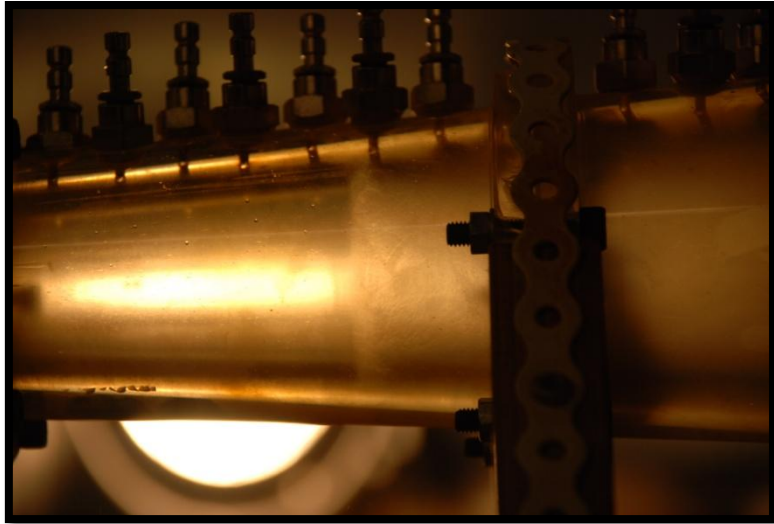
Damp mengde	Støtstyrke	Uttak P1	Uttak P2
Luft	0,655	7	8
Min damp	0,187	6	7
Lite damp	0,570	6	7
Middels damp	0,619	8	9
Mye damp	0,758	9	10

Tabell 8.4: Støtstyrke for dampforsøk og hvilke trykkuttak beregninger er gjort fra.

For å analysere strukturen til støt i dampforsøkene er visualiseringen av støt i "middels" damp og "mye" damp studert gitt i Figur 8.12 og Figur 8.13. Støtet i "middels" dampforsøk ser ut som et nesten løsrevet skjevt støt. Det kan også se ut som et forstyrret normalt støt. Det er kun funnet undersøkelser av forstyrrelser på normale støt i bevegende støt. Men det er mulig at ujevnheter i strømmingen kan utløse en forstyrrelse i støtet. Til sammenligning ser støtet for forsøk med mye damp ut som et normalt støt. Det er mulig at siden dette støtet står lengre nedstrøms at denne forstyrrelsen i strømmingen ikke påvirker støtet og derfor står med normalt på strømmingen. Dette kan også forklare hvorfor styrken til støtet øker ved økt dampmengde.



Figur 8.12: Struktur av "middels" damp støt.



**Figur 8.13:** Struktur av "mye" damp støt.



## 9. KONKLUSJON

Oppgaven beskriver eksperimentelt forsøk og observasjoner i tofasestrømning gjort på en konvergerende – divergerende dyse. Forsøkene relateres spesielt til støt og lyd hastighet.

Støtdannelsen i luftforsøk inntreffer ikke som forventet fra isentropiske beregninger. Det diskuteres om et eventuelt skjevt støt er utløst i dysen på grunn av ujevnheter i dysen eller rustpartikler påvirker støtdannelsen. Ved injeksjon av damp er det observert at støt beveges nedstrøms i dysen som forventet fra teori presentert av Guha [30]. Det antas at det er et delvis dispergert støt som inntreffer i dysen, men strukturen er uklar. Det er observert at støtstrukturen i dampforsøk går fra et skjevt eller forstyrret støt til et mer normalt støt ved økende dampmengde. Dette kan observeres fra styrken til støtene hvor alle støtene er svært svake, men ved økt dampmengde øker også styrken til støtet som ikke er forventet.

Analyse av lyd hastighet er gjort. Det er observert en reduksjon i massestrøm gjennom dysen som kan relateres til den degradering i lyd hastigheten som forventet. Etter som gass og væskefase har ulik referansetemperatur er analyse av lyd hastigheten vanskelig ettersom lyd hastigheten er svært temperaturavhengig. Det er gjort beregninger for lyd hastigheten relatert til massestrømmen for luft som viser at lyd hastigheten først øker ved injeksjon av damp på grunn av økt temperatur, men så reduseres i forhold til referansen. Lyd hastigheten er også sammenlignet ved lik referansetemperatur hvor en klar reduksjon vises. Ved sammenligning av lyd hastigheten i forsøk og Woods modell er det vist at gassvolumfraksjon av damp injisert ligger i områder 0,999+.

Ekspansjonen frem til støt inntreffer for luftforsøk stemmer godt for isentropiske beregninger. En sammenligning av ekspansjonen i dampforsøk er gjort for isentropiske beregninger med en reduksjon i adiabateksponenten. Ved å endre adiabateksponenten er det funnet gode tilnærminger for trykkprofilen i dampforsøkene hvor adiabateksponenten reduseres for økende dampmengde.

Det er ikke observert dråper i strømmingen før støt. Etter støtet observeres strømmingen som en uklar tåke. Det antas at dette kommer fra fordampning av dråper på grunn av temperaturøkningen etter støtet. Langs dyseveggen er det observert dannelse av væskefilm som lange striper som holder svært lav hastighet.

For forsøk med minimalt med damp er det observert isdannelse før støtet. Dette gjorde strømmingen svært ustabil og det var store vibrasjoner på testtriggen. En analyse av temperaturendringen gjennom dyse er gjort og beregnet temperatur før støtet ligger godt under frysepunktet som forklarer isdannelsen.



## 10. FORSLAG TIL VIDERE ARBEID

Ved videreføring av forsøk anbefales det følgende endringer;

- Fjerne partikler i trykkluft ved å anskaffe ny kompressor og eventuelt egen reservoartank.
- Få inn massestrømsmåler til damp.
- Produsere dyse i 1 del.
- Gjenskape lik referansetemperatur i alle forsøk enten ved å varme trykkluft eller injisere vann istedenfor damp.
- Gjennomføre forsøk for temperaturprofil.
- For å verifisere støtstruktur kan det være interessant å observere hastighet gjennom dysen.
- Undersøke dråpestørrelse før og etter støt.



## REFERANSER

1. Godø, S.E., *Våtgass kompressor*  
*En eksperimentell og teoretisk undersøkelse av støt i tofasestrømning*, in  
*Institutt for energi- og prosessteknikk*. 2007, NTNU: Trondheim.
2. Crowe, C., M. Sommerfeld, and Y. Tsuji, *Multiphase flows with droplets  
and particles*, ed. C. Press. 1998.
3. Kolev, N.I., *Multiphase flow dynamics*. 2 ed. 2005: Springer link.
4. Baumgarten, C., *Mixture formation in internal combustion engines*. 1  
ed. 2006: Springer.
5. Incropera, F.P. and D.P. DeWitt, *Fundamentals of heat and mass  
transfer*. 5 ed. 2002: John Wiley & Sons.
6. Moran, M.J. and H.N. Shapiro, *Fundamentals of engineering  
thermodynamics*. 3 ed. 1998: John Wiley & Sons Ltd.
7. Clarke, J.F., *Gas dynamics with relaxation effects*. Reports on progress  
in physics, 1978. **41**.
8. Guha, A., *Shock waves in fluids with interphase transport of mass,  
momentum and energy (vapour-drople mixtures and solid-particle  
gases)*, in *Shock Wave Science and Technology Reference Library*,  
M.E.H. van Dongen, Editor. 2007, Springer.
9. Young, J.B. and A. Guha, *Normal shock-wave structure in two-phase  
vapor-droplet flows*. Journal of Fluid mechanics, 1991. **228**: p. 243-  
274.
10. Azzopardi, B.J., et al., *An improved model for pressure drop in venturi  
scrubbers*. Trans IChemE, 1999. **69**: p. 237-245.
11. Jepson, D.M., B.J. Azzopardi, and P.B. Whalley, *The effect of gas  
properties on drops in annular flow*. International journal of  
Multiphase Flow, 1989. **15**(3): p. 327-339.
12. Hesketh, H.E., A.J. Engel, and S. Ccalvert, *Atomization - A new type for  
better gas scrubbing*. Atmospheric environment pergamon press,  
1970. **4**: p. 639-650.
13. Woods, A.B., *A tekstbook of sound*. 2 ed, ed. G.B.a. sons. 1944.
14. Gudmundsson, J.S., *Gas-liquid metering using pressure-pulse  
technology*, in *Society of petroleum engineers annual technical  
conference and exhibition*. 1999: Houston, Texas.
15. Nguyen, D.L., E.R.F. Winter, and M. Greiner, *Sonic velocity in two-phase  
systems*. International journal of Multiphase Flow, 1981. **7**: p. 311-  
320.
16. Gregor, W. and H. Rumpf, *Velocity of sound in two-phase media*.  
International journal of Multiphase Flow, 1974. **1**: p. 753-769.
17. Petr, V., *Variation of sound velocity in wet steam*. Institute of  
mechanical engineers, 1973(17-20).

18. Petr, V., *Wave propagation in wet steam*. Institution of mechanical engineers, 2004.
19. Sveinsson, S., J.S. Gudmundsson, and V.K. Jonsson. *Compressibility and sonic velocity in steam/water*. in *Thirteenth workshop on geothermal reservoir engineering* 1988. Stanford University.
20. John, J. and T. Keith, *Gas dynamics*. 3 ed. 2006: Pearson Education Inc.
21. Amini, A. and I. Owen, *The use of critical flow venturi nozzles with saturated wet steam*. *Flow measurement instruments*, 1995. **6**(1): p. 41-47.
22. Zheng, Q., et al., *Thermodynamic analyses of wet compression process in the compressor of gas turbine*. *Journal of Turbomachinery*, 2003. **125**: p. 489-496.
23. White, F.M., *Fluid Mechanics*. 5 ed. 2003: McGraw-Hill Inc.
24. Gregor, W., *Theoretical aspects of critical flow and the velocity of sound in disperse two-phase flow*. *Chemical Engineering Science*, 1983. **38**(12): p. 1971-1975.
25. Bilicki, Z. and J. Kestin, *Physical aspects of the relaxation model in two-phase flow*. *Proceedings of the Royal Society A*, 1990. **428**: p. 379-397.
26. Delale, C.F. and M.E.H. Dongen, *Thermal choking in two-dimensional expansion flows*. *Zeitschrift für angewandte mathematik und physik*, 1998. **49**: p. 515-537.
27. Szumowski, A.P., F. Obermeier, and G.E.A. Meier, *Oscillation modes of laval nozzle flow*. *Experiments in Fluids*, 1995. **18**: p. 145-152.
28. Griffith, W.C. and A. Kenny, *On fully-dispersed shock waves in carbon dioxide*. *Palmer Physical Laboratory, Princeton*, 1957: p. 286-289.
29. Guha, A., *Structure of partly dispersed normal shock waves in vapour-droplet flows*. *Physical Fluids*, 1992. **4**: p. 1566-1578.
30. Guha, A., *Jump conditions across normal shock waves in pure vapour-droplet flows*. *Journal of Fluid mechanics*, 1992. **241**: p. 249-269.
31. Goossens, H.W., et al., *Shock wave induced evaporation of water droplets in a gas-droplet mixture*. *Experiments in Fluids*, 1988(6): p. 561-568.
32. Simões-Moreira, J.R., *Oblique evaporation waves*. *Shock waves*, 2000. **10**: p. 229-234.
33. Sonntag, R.E. and G.J.V. Wylen, *Introduction to thermodynamics: Classical and statistical*. 3 ed. 1991: John Wiley and Sons.
34. Matsuo, K., et al., *Studies of condensation shock waves*. *The Japan society of Mechanical Engineers*, 1985. **28**(241): p. 1416-1422.
35. Matsuo, K., et al., *Oscillations of Laval Nozzle Flow with Condensation*. *The Japan society of Mechanical Engineers*, 1985. **28**(235): p. 88-93.

36. Guha, A., *A unified theory of aerodynamic and condensation shock waves in vapor-droplet flows with or without a carrier gas*. *Physical Fluids*, 1994. **6**(5): p. 1893-1913.
37. Hanssen, A.S., *Våtgass ytelse*, in *Institutt for energi og prosessteknikk*. 2007, NTNU.
38. *Measurement of fluid flow by means of pressure differential devices*. 1991, International organization for standardization.
39. Wheeler, A.J. and A.R. Ganji, *Introduction to engineering experimentation*. 2 ed. 2004: Pearson Prentice Hall.
40. B.H. Timmerman, P.J.B.-C., P.G.T. A.J. Skeen, R.J. Jefferson-Loveday,, and J.P. P. Dunkley, G.R.Guenette.Jr, *High-speed digital shadowgraphy for high-frequency shock tracking in supersonic flows*, in *The 17th Symposium on Measuring Techniques in Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines*. 2004: Stockholm, Sweden.





## A. APPENDIKS

### A.1 LIGNINGER FOR TOFASESTRØMNING

Ligning (A.1) og (A.2) beskriver kondensasjon og fordampningsraten til dråper i tofasestrømning.

$$\dot{m}_c = 4\pi r_d^2 \sigma_c \frac{P_g - P_{sat}}{\sqrt{2\pi RT_d}} \quad (\text{A.1})$$

$$\dot{m}_e = 4\pi r_d^2 \sigma_e \frac{P_{sat} - P_g}{\sqrt{2\pi RT_d}} \quad (\text{A.2})$$

### A.2 LIGNINGER FOR ISENTROPISK STRØMNING

Tds ligningene brukes for å utlede ligninger for trykk og temperaturendringer i isentropiskstrømning.

$$Tds = du + Pdv \quad (\text{A.3})$$

$$Tds = dh - \frac{dP}{\rho} \quad (\text{A.4})$$

Ligning (A.5) og (A.6) gir trykk, temperatur og tetthetsendringer i isentropisk strømning i forhold til stagnasjonsverdier.

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\kappa/(\kappa-1)} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\kappa} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2 \quad (\text{A.6})$$

Ligning (A.7) gir forholdet mellom areal og hastighet.

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{Ma} \left( \frac{1 + \frac{1}{2}(\kappa - 1)Ma^2}{\frac{1}{2}(\kappa + 1)} \right)^{(1/2)(\kappa+1)(\kappa-1)} \quad (\text{A.7})$$

### A.3 BEREGNINGSMETODE FOR POSISJON AV STØT

Metoden brukt i oppgaven for å beregne støtposisjonen er gitt i boken Gas dynamics av James John [20]. Ved å vite møtende baktrykk beregnes Machallet ved utløpet med ligning (A.8).

$$Ma_3^2 = -\frac{1}{\kappa - 1} + \sqrt{\left(\frac{1}{\kappa - 1}\right)^2 + \left(\frac{2}{\kappa - 1}\right)\left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{(\kappa+1)/(\kappa-1)} \left(\frac{P_{01}}{P_3}\right)^2 \left(\frac{A^*}{A_3}\right)^2} \quad (\text{A.8})$$

Med Machallet på utløpet kan så endret stagnasjonstrykk etter støtet beregnes med ligning (A.9).

$$\frac{P_{02}}{P_3} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_3^2\right)^{\kappa/(\kappa-1)} \quad (\text{A.9})$$

Så beregnes endring av stagnasjonstrykk over støtet med ligning (A.10).

$$\frac{P_{02}}{P_{01}} = \frac{P_{02}}{P_3} \frac{P_3}{P_{01}} \quad (\text{A.10})$$

Machallet før støtet beregnes så ved å iterere frem en løsning ved hjelp av ligning (A.11)

$$\frac{P_{02}}{P_{01}} = \left(\frac{(\kappa + 1)M_1^2}{2 + (\kappa - 1)M_1^2}\right)^{\kappa/(\kappa-1)} \left(\frac{(\kappa + 1)}{2\kappa M_1^2 - (\kappa - 1)}\right)^{1/(\kappa-1)} \quad (\text{A.11})$$

Så kan arealet ved støt beregnes ved hjelp av ligning (A.12).

$$\frac{A_1}{A^*} = \frac{1}{M_1} \left(\frac{1 + \frac{1}{2}(\kappa - 1)M_1^2}{\frac{1}{2}(\kappa + 1)}\right)^{(\kappa+1)/2(\kappa-1)} \quad (\text{A.12})$$

## A.4 MATLAB PROGRAM

Et Matlab program er lager for å beregne trykk og temperatur endringer gjennom dysen. Programmet består av en rekke funksjoner som bestemmer støtposisjon og trykk- og temperaturendringer gjennom dysen. Programmet er gitt under. Itereringsmetoder som er bruket er Newton-Raphsons og sekant metoden.

```
hold on
grid on
[P,L]=trykkplot(3,1.4,298);
plot(L,P,'Color','r','LineWidth',3)

xlabel('Distanse fra kritiskareal [mm]','fontsize',18)
ylabel('Statisktrykk i dyse [bar]','fontsize',18)
title('Trykkplot','fontsize',26)
leg=legend('3 bar','5 bar','7 bar','8 bar','Test1','Test2',-1);
set(leg,'fontsize',18);

function [P,L,T]= trykkplot(P01,k,T0)

L=[1:1:300];

n = size(L);
n = n(1,2);
i=1;

[Lstot,P02P01]=stotpos(P01,k);
```

```

Akr1=pi*0.008^2;

Ma1=stagpm(P02P01,k);

Akr2=Akr1/P02P01;

while i<=n

    if L(i)>Lstot

        A=area(L(i),Akr2);

        M0=0.01;

        M=mach(A,M0,k);

        PP0=(1+((k-1)/2)*M^2)^(-k/(k-1));

        P(i)=PP0*P02P01*P01;

        T(i)=T0/(1+((k-1)/2)*M^2);

    else

        A=area(L(i),Akr1);

        M0=4;

        M=mach(A,M0,k);

        PP0=(1+((k-1)/2)*M^2)^(-k/(k-1));

        P(i)=PP0*P01;

        T(i)=T0/(1+((k-1)/2)*M^2);

    end

    i=i+1;

end

end

function [L,P02P01]=stotpos(P01,k)

Patm=1.01325;

Akr=pi*0.008^2;

AdAkr=area(300,Akr);

Me=sqrt(-(1/(k-1))+sqrt(((1/(k-1))^2)+(2/(k-1))*((2/(k+1))^(k+1)/(k-1)))*((P01/Patm)^2)*(1/AdAkr)^2));

```

```

P02Pe=(1+((k-1)/2)*Me^2)^(k/(k-1));

P02P01=P02Pe*Patm/P01;

Ma1=stagpm(P02P01,k);

AstotAkr=(1/Ma1)*((2/(k+1))*(1+(k-1)*(Ma1^2)/2))^(k+1)/(2*(k-1));

Astot=AstotAkr*Akr;

L=(sqrt(Astot/pi)-sqrt(Akr/pi))/tan(3.5*2*pi/360)*1000;

end

function Ma1=stagpm(P02P01,k)

f=inline('-P02P01+(((k+1)/2)*M^2/(1+((k-1)/2)*M^2))^(k/(k-1))*(1/(((2*k/(k+1))*M^2)-((k-1)/(k+1))))^(1/(k-1))');

n=2;
M(1)=4.1;
M(2)=4;

while n<200

    if f(M(n),P02P01,k) < 1e-8 & f(M(n),P02P01,k) > -1e-8

        n=200;

    else

        M(n+1)=M(n)-(f(M(n),P02P01,k)*(M(n)-M(n-1)))/(f(M(n),P02P01,k)-f(M(n-1),P02P01,k));

        f(M(n),P02P01,k);

        Ma1=M(n);

    end

    n=n+1;

end

end

function [A]= area(L,Akr)

%Dkr=2*sqrt(Akr/pi);
Dkr=16;
%Akr=0.0002118;

```

```

theta=atan((53-16)/(2*300));

A=(pi*((Dkr/1000)+(2*(L/1000)*tan(theta)))^2)/(4*Akr);

function [Ma] = mach(A,M0,k)

n=1;
Ma=0;

f=inline('A*M-((2/(k+1))^(k+1)/(2*(k-1))) * (1+(M^2)/(2*(k-1))))^(k+1)/(2*(k-1))');

df=inline('A-((2/(k+1))^(k+1)/(2*(k-1)))-1)*M*(1+(M^2)/(2*(k-1))))^(k+1)/(2*(k-1))-1');

M=M0;

while n<200

    if f(A,M,k) < 1e-10 && f(A,M,k) > -1e-10

        Ma=M;
        n=200;
    else
        M=M-(f(A,M,k)/df(A,M,k));
    end

    n=n+1;
    Iter=n;
end

Ma;

end

```



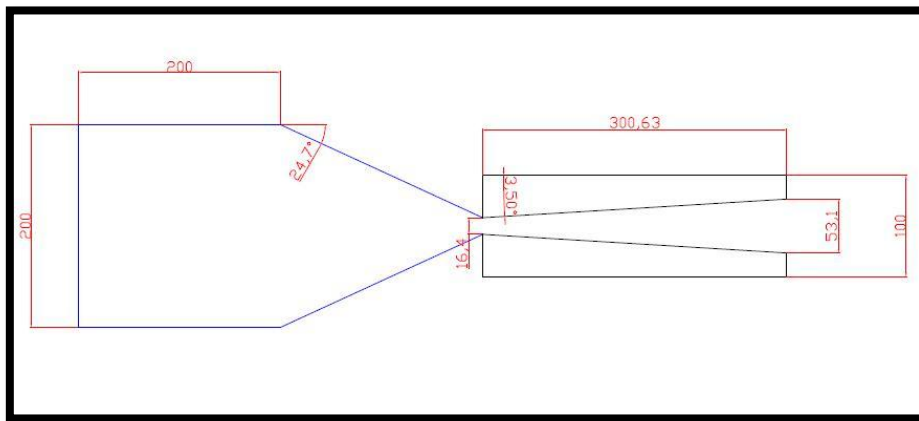
## B. APPENDIKS

### B.1 FORSØKSRIGG

Den overekspanderte konvergerende-divergerende dysen produsert i prosjektoppgaven er dimensjonert etter følgende betingelser;

- Luft med en antatt adiabatekspont på 1,4
- Stagnasjonstemperatur på 20 °C
- Stagnasjonstrykk luft på 6 bar
- Atmosfærisk trykk ved utløpet
- Massestrøm luft på 0,3 kg/s
- Mach tall 4 ved utløpet
- Stigningsvinkel på 3,5° i den divergerende delen.

Beregninger for dimensjonering er gitt i prosjektoppgaven. Figur B.1 viser konstruksjonstegning av testriggeren.



**Figur B.1:** Dimensjoner på testdyse gitt i mm.

Testdysen ble laget på verkstedet ved Institutt for Energi- og prosesssteknikk på NTNU.

Den divergerende delen ble laget i plexiglass for at det skal kunne være mulig å visualisere støt og andre strømnings effekter. Mens den konvergerende delen og blandingskammer er laget i aluminium på grunn av høye temperaturer og tilkobling av trykkluft og damp. Tykkelsen på plexiglasset er 13 mm og aluminiumtykkelsen er 3 mm. Plexiglassdelen måtte produseres i 3 deler på grunn av begrensninger i produksjonsutstyr. Figur B.2 viser ferdig testrigg.



**Figur B.2:** Testrigg.

Bakdelen av blandingskammeret består av 5 injeksjonspunkt vist i Figur B.3. Senterpunktet er til injeksjon av damp mens de 4 omkringende punktene er for injeksjon av trykkluft. Injeksjonspunktene for trykkluft er skråstilt inn mot dampinjeksjonen for at luft og damp skal blandes mest mulig. Injeksjonspunktene har en dimensjon på 1 ”.



**Figur B.3:** Injeksjonsdel av testrigg.



Trykk- og temperatursensorer er plassert på blandingskammeret langs blandingskammeret illustrert i Figur B.4. Måleutstyret består av;

- PT-100 temperatursensor.
- GENSPEC GS4200 trykksensor med operasjonsområde 0-20 bar.
- Fima manometer med operasjonsområde 0-25 bar.



**Figur B.4:** Plassering av trykk og temperatur sensorer.

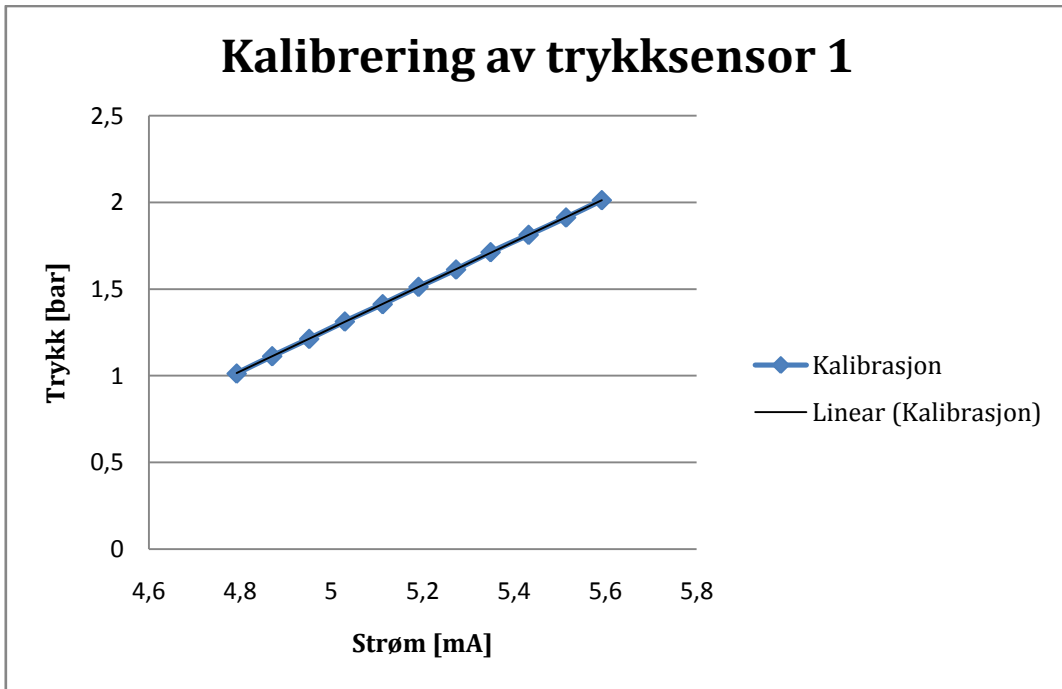
## B.2 KALIBRERING

### *B.2.1 KALIBRERING AV TRYKKSENSORER*

Kalibrering av trykksensorer er gjort med en kalibreringspumpe vist i Figur B.5.



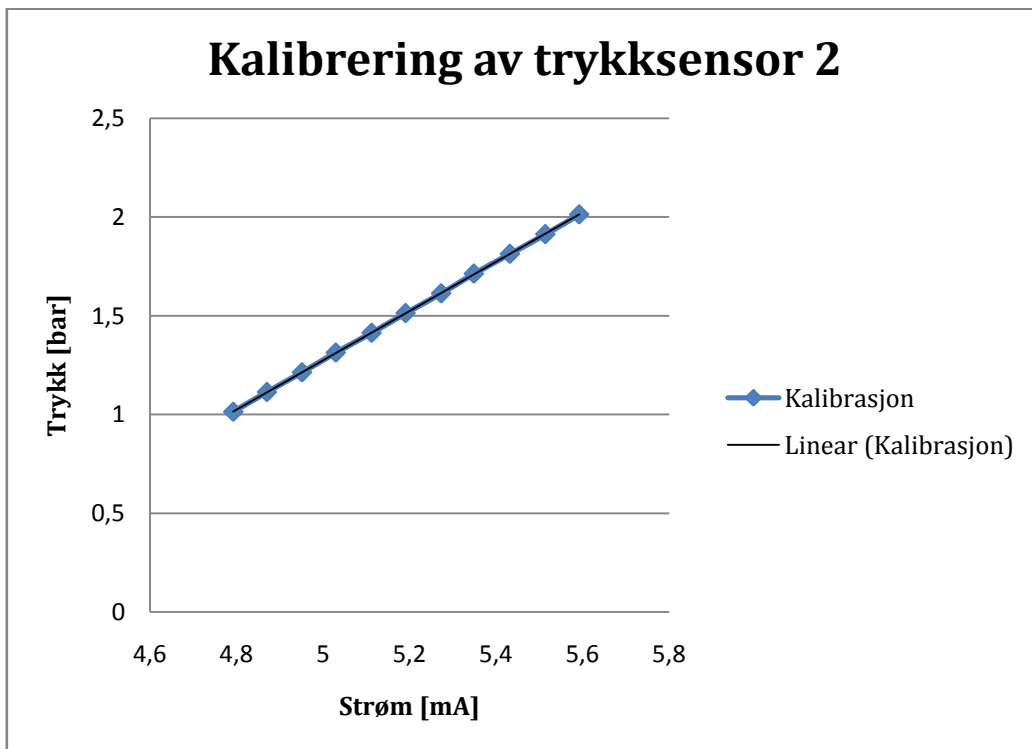
**Figur B.5:** Kalibreringspumpe, Druck DPI 610 IS.



**Figur B.6:** Kalibreringsgraf trykksensor 1.

$$P = 1,2479 * I - 4,9653$$

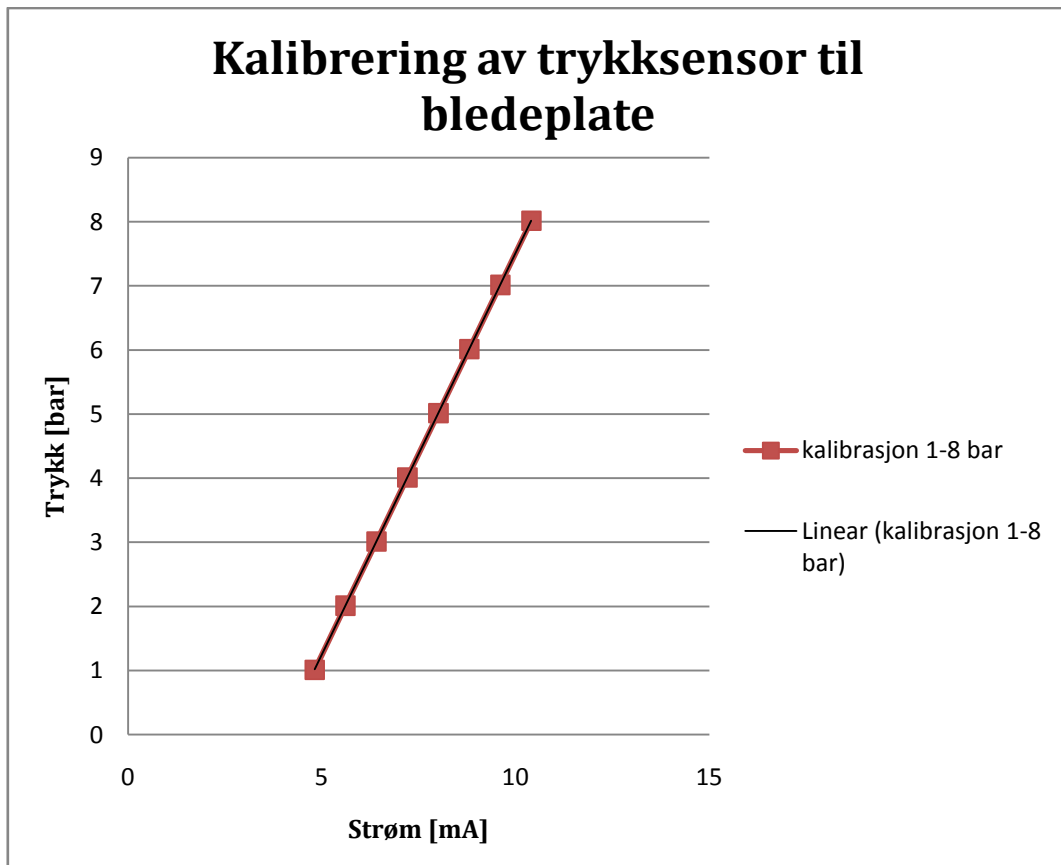
(B.1)



**Figur B.7:** Kalibreringsgraf trykksensor 2.

$$P = 1,2479 * I - 4,9653$$

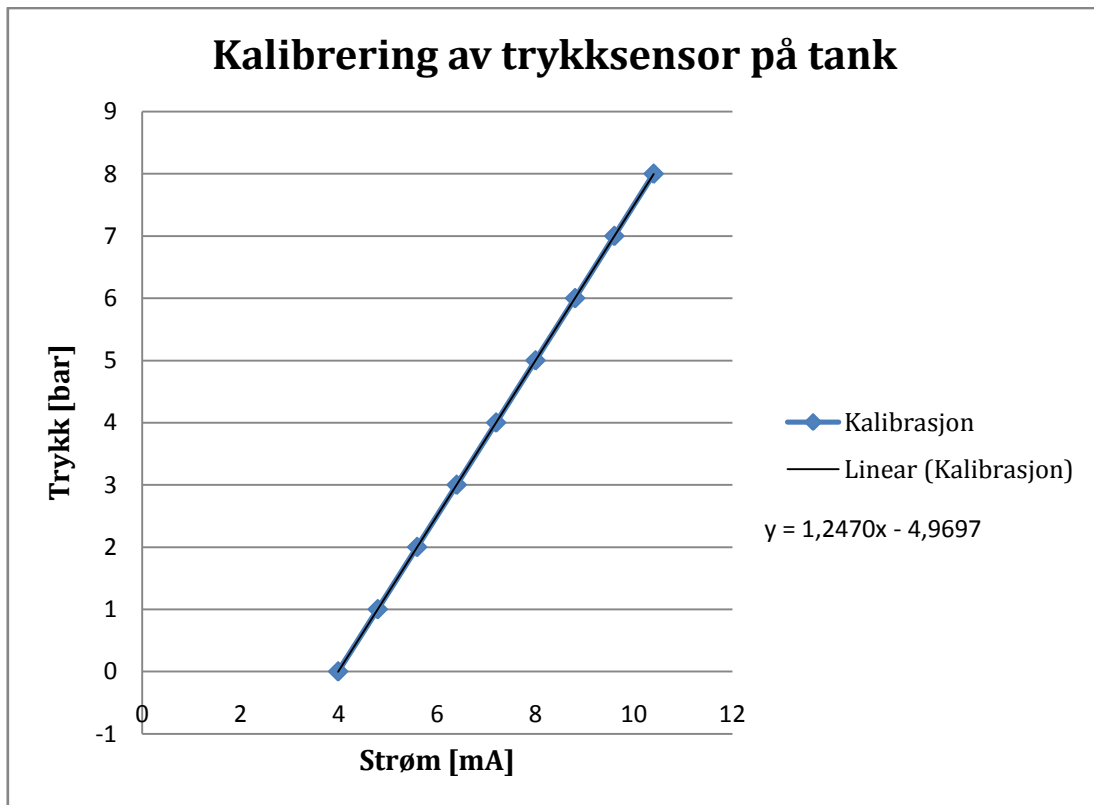
(B.2)



**Figur B.8:** Kalibreringsgraf trykksensor til blendeplate.

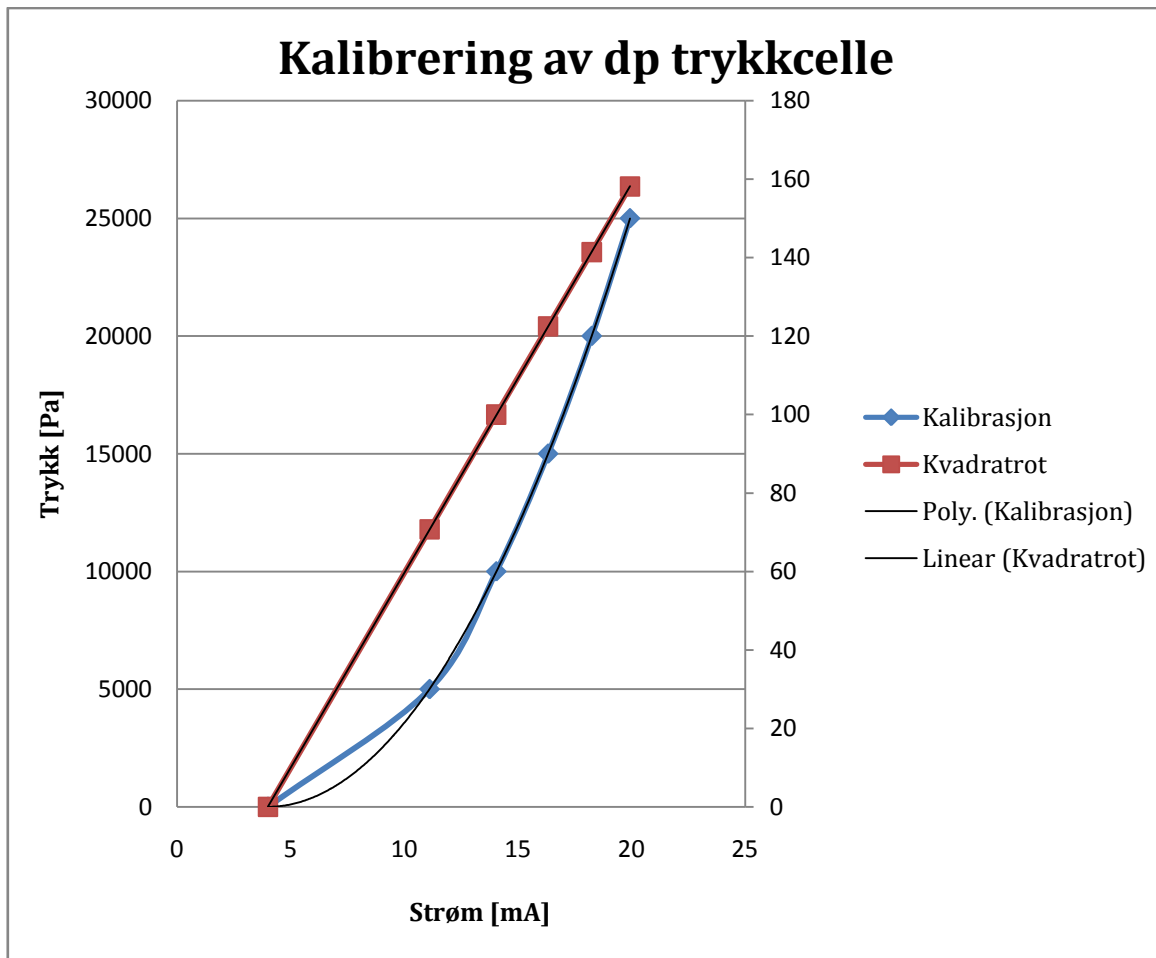
$$P = 1,2516 * I - 5,0039$$

(B.3)



**Figur B.9:** Kalibreringsgraf trykksensor på tank.

$$P = 1,2470 * I - 4,9697 \quad (B.4)$$



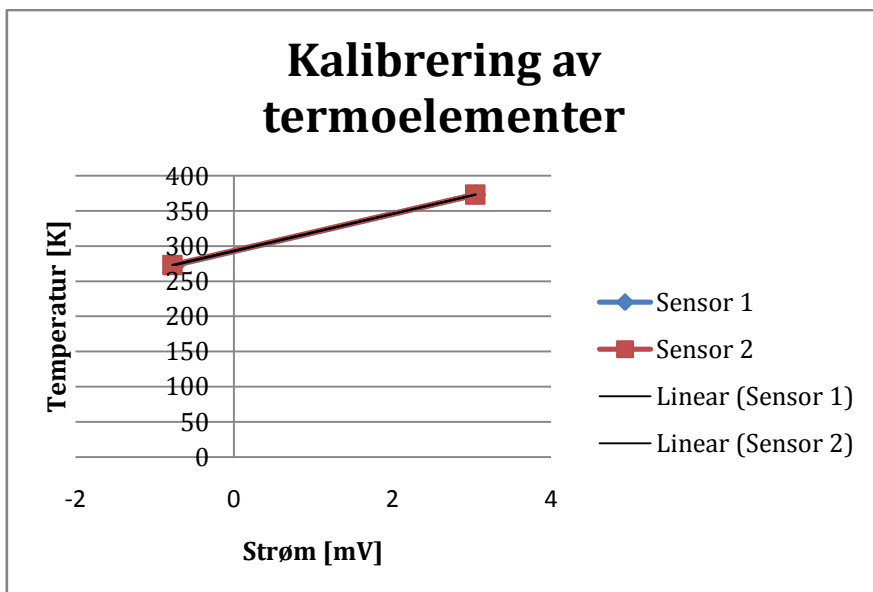
Figur B.10: Kalibreringsgraf av differensialtrykkcelle.

$$P = 97,948607 * I^2 - 773,63934 + 1524,128906 \quad (B.5)$$

$$P = 9,92817 * I - 39,62587 \quad (B.6)$$

### B.2.2 KALIBRERING AV TEMPERATURSENSORER

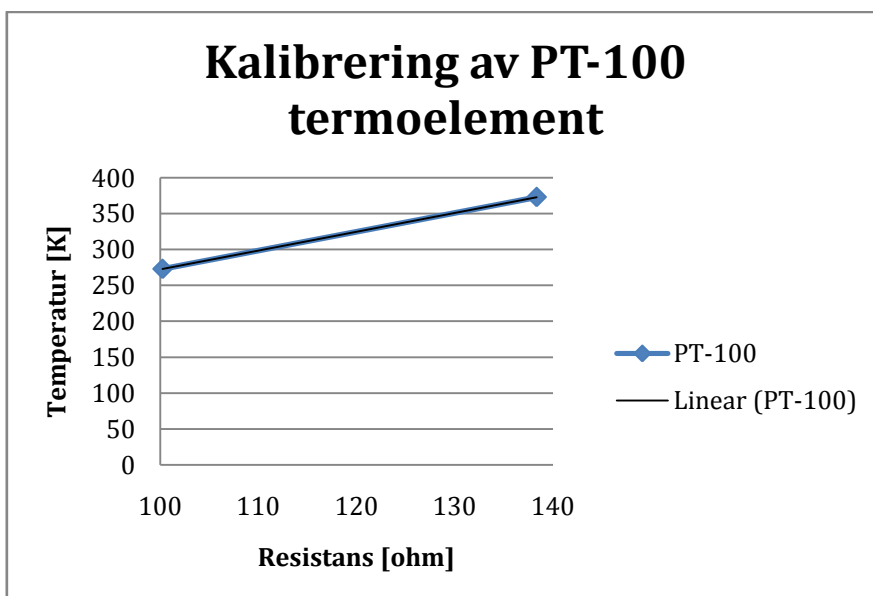
Det er gjort en enkel kalibrering av temperatursensorene. De er kalibrert for 2 punkter 293,15 K og 373,124 K og antatt lineært forhold mellom punktene. For å fastsette disse punktene er det brukt isvann og kokende vann. Kalibreringsgraf er gitt i Figur B.11 og ligninger for elementene 1 og 2 er gitt i henholdsvis ligning (B.7) og (B.8).



Figur B.11: Kalibreringsgraf for termoelementer.

$$T = 26,378 * U + 292,65 \quad (B.7)$$


$$T = 26,169 * U + 293,45 \quad (B.8)$$



Figur B.12: Kalibreringsgraf for PT-100 element.

$$T = 2,6232 * R + 10,212 \quad (B.9)$$

### B.3 DATA ARK FOR BLENDEPLATE

Data sheet for		NO	BY	DATE	SHEET: OF
<b>FLOW ELEMENT</b>					REV:
					JOB # : NTNU
					P.O. : Energi og Process teknikk-ordre
					DATE : 14.04.2008 CHK:
					BY : PS APR:
Tag. No. :	FE-001-Tilbud	Eq./Line No. :			
Service :		Flowsheet :			
Manuf. :	AUTEK	Model No. :	FEOR-002		
<b>ELEMENT DATA</b>	Element Type :	Orifice Plate-Standard			
	Press. Tap Loc. / Type :	Upstream / Corner			
	Element Material :	316 SS			
	Beta Ratio(d/D) :	0,6385			
	Element Bore :	33,8427	mm		
	Thickness :	0,0000	mm		
<b>SIZING CRITERIA</b>	Sizing Mode :	Exact Bore			
	Reference :	ISO 5167-2003			
<b>PIPING DATA</b>	Flange :	/ Other			
	Pipe Size & SCH :				
	Pipe I.D. :	53,0000	mm		
	Flange Material :				
	Pipe Material :	Carbon Steel			
<b>COEFFICIENTS</b>	Discharge Coeff.(C) :	0,606	User Factor (Fuser) :	1,000	
	Gas Expan. Coeff.(Y1) :	0,991	Murdock Wet Gas Factor (Fx) :		
	Reynolds No.(Pipe) :	981480,50	Velocity of Approach Factor (Ev) :	1,095	
	Reynolds No.(Bore) :	1537065,92	Reynolds No.(Pipe - Normal) :	736110	
<b>PROCESS DATA</b>	Base	Maximum Flow	Normal Flow	Property Method	
Flow Rate :		20,0000	15,0000	Nm3/min	
Diff. Pressure :		250,000000	139,318157	millibar	
Pressure Loss :		146,444615	81,577637	millibar	
Static Pressure :		8,000000		Bar	
Base Pressure :	1,013300			Bar	
Temperature :	15,00	20,00		DEG C	
Density :	1,2257	9,5438		kg/m3	
Spec. Gravity :				Redlich-Kwong	
Z-Compressibility Factor :	0,999	0,996			
Viscosity :		0,0100		cP	
k-Factor (Cp/Cv) :		1,4090		User Input	
Fluid Name / Fluid State :	Air		/	Gas	
Liquid Density :					
Gas Quality :					
<b>UNCERTAINTY DATA</b>	Uncertainty in Flow Rate :				
	in Discharge Coeff. :	±0,85%			
	in Expansion Factor :	±0,08%			
	in Primary Diameter :	±0,05%			
	in Pipe Diameter :	±0,30%			
	in Density :				
	in Pressure :				
Notes :					
 WWW.AUTEK.NO					

This report created by Flowel 4.0

PRINTED:15.04.2008 09:20:05





## C. APPENDIKS

### C.1 DATA FRA INNLEDENDE FORSØK

#### C.1.1 FØRSTE FORSØK

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk [mA]	Trykk [bar]	Trykk [mA]
1	22	1,097310175	4,806944444	1,067238387	8,734472222
2	35	1,033596389	4,439	1,00078511	8,53940625
3	47	0,674545053	4,237848485	0,681918053	8,533212121
4	59	0,5738866	4,33953125	0,554564248	8,54409375
5	95	0,3357792	4,42240625	0,35761949	8,55353125
6	109	0,322567897	4,555666667	0,281233894	8,560966667
7	122	0,282899437	4,65165625	0,29889769	8,5626875
8	134	0,449610344	4,702032258	0,412252072	8,562548387
9	142	0,490167828	4,833870968	0,490332975	8,564064516
10	158	0,553154369	4,525466667	0,525675155	8,567266667
11	172	0,5616491	4,265903226	0,564494559	8,567064516
12	210	0,719649933	4,218903226	0,717948575	8,550258065
13	225	0,783424328	4,372125	0,789876625	8,55675
14	237	0,839579319	4,431482759	0,83169466	8,562275862
15	249	0,865412113	4,611875	0,8699944	8,56365625
16	262	0,902519103	4,676	0,89770857	8,563833333
17	274	0,927485074	4,722866667	0,928549613	8,562733333
Stagnasjonstrykk tank		5,720551487	8,572775851	5,707100497	8,561729753

Tabell C.1: Data fra første forsøk.

#### C.1.2 FORSØK MED FILTRERING

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk [mA]	P0 [barg]	P0 [mA]
1	22	0,69536842	4,536087719	3,154596	6,515
2	35	0,64261404	4,494	3,154596	6,515
3	47	0,47087179	4,35625641	3,316744	6,645128
4	59	0,36925641	4,275282051	3,316744	6,645128
5	95	0,44423077	4,334871795	3,209308	6,559051
6	109	0,49820513	4,378358974	3,209308	6,559051
7	122	0,55084615	4,420333333	3,114462	6,482923
8	134	0,60458974	4,463589744	3,114462	6,482923
9	142	0,65952632	4,507421053	3,141553	6,504579
10	158	0,70686842	4,545447368	3,141553	6,504579

11	172	0,75897368	4,587157895	3,084605	6,459
12	210	0,85081579	4,660631579	3,084605	6,459
13	225	0,86969231	4,675769231	3,725821	6,973103
14	237	0,89658974	4,697307692	3,725821	6,973103
15	249	0,88876316	4,691105263	5,382632	8,301789
16	262	0,92089474	4,716789474	5,382632	8,301789
17	274				
Stagnasjonstrykk tank (P0)		3,24958396	6,561881968		

**Tabell C.2:** Data fra forsøk med filtrering.

### C.1.3 DATA FRA FORSØK ETTER DYSEENDRING

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk [mA]	Trykk [barg]	Trykk [mA]	Temp [K]	Temp [ohm]
1	22	1,0638	4,8313	4,7382	7,7849	295,18	108,82
2	35	0,8759	4,6808	4,7382	7,7849	295,18	108,82
3	47	0,6560	4,5046	4,7300	7,7786	295,22	108,83
4	59	0,6140	4,4711	4,7300	7,7786	295,22	108,83
5	95	0,3381	4,2497	4,7231	7,7728	295,25	108,84
6	109	0,2848	4,2077	4,7227	7,7725	295,25	108,85
7	122	0,3251	4,2394	4,7172	7,7683	295,28	108,86
8	134	0,5127	4,3899	4,7170	7,7681	295,28	108,86
9	142	0,5379	4,4100	4,7069	7,7599	295,30	108,86
10	158	0,5762	4,4408	4,7069	7,7599	295,30	108,86
11	172	0,6287	4,4827	4,7029	7,7567	295,31	108,87
12	210	0,8011	4,6208	4,7029	7,7567	295,31	108,87
13	225	0,8468	4,6575	4,6972	7,7522	295,32	108,87
14	237	0,8888	4,6912	4,6972	7,7522	295,32	108,87
15	249	0,9131	4,7107	4,6843	7,7417	295,32	108,87
16	262	0,9432	4,7346	4,6843	7,7417	295,32	108,87
17	274	0,9698	4,7562	4,6807	7,7389	295,32	108,87
Stagnasjonstrykk tank (P0)				4,7106	7,7629		
Stagnasjonstemp. Tank (T0)						295,28	108,85

**Tabell C.3:** Data fra innledende forsøk med dyseendringer.

## C.2 DATA FRA FORSØK MED DAMP NR. 1

### C.2.1 REFERANSE KUN LUFT

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,1328	5,1785	296,9904	0,2969
2	35	0,9449	5,1785	296,9904	0,2969
3	47	0,6704	5,0503	297,0740	0,2905
4	59	0,6355	5,0503	297,0740	0,2905
5	95	0,3332	4,9425	297,1522	0,2856
6	109	0,3016	4,9208	297,1694	0,2844
7	122	0,2750	4,8433	297,2318	0,2805
8	134	0,4828	4,8274	297,2452	0,2797
9	142	0,5301	4,7507	297,3082	0,2756
10	158	0,5676	4,7346	297,3186	0,2750
11	172	0,6230	4,6700	297,3963	0,2718
12	210	0,7959	4,6720	297,4088	0,2716
13	225	0,8389	4,6686	297,4625	0,2714
14	237	0,8690	4,6668	297,4703	0,2713
15	249	0,9032	4,6707	297,5158	0,2710
16	262	0,9377	4,6629	297,5214	0,2711
17	274	0,9581	4,6547	297,5538	0,2707
<b>Stagnasjonstrykk (P0)</b>			4,83		
<b>Stagnasjonstemp. (T0)</b>				297,2872	
<b>Massestrøm luft</b>					0,2797

Tabell C.4: Data fra forsøk med luft. Trykkprofil nr. 1.

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,0412	4,6543	297,5550	0,2707
2	35	0,8635	4,6470	297,5843	0,2702
3	47	0,6313	4,6471	297,5882	0,2701
4	59	0,5949	4,6351	297,6020	0,2697
5	95	0,3143	4,6317	297,6032	0,2697
6	109	0,2836	4,6258	297,6085	0,2693
7	122	0,3309	4,6228	297,6089	0,2694
8	134	0,4983	4,6238	297,6026	0,2690
9	142	0,5330	4,6250	297,6005	0,2690
10	158	0,5690	4,6122	297,5917	0,2687
11	172	0,6244	4,6131	297,5902	0,2687
12	210	0,7936	4,5985	297,5679	0,2680
13	225	0,8471	4,5961	297,5651	0,2679

14	237	0,8823	4,5956	297,5451	0,2675
15	249	0,9090	4,5980	297,5423	0,2674
16	262	0,9407	4,5826	297,5146	0,2672
17	274	0,9666	4,5837	297,5126	0,2672
<b>Stagnasjonstrykk (P0)</b>			4,62		
<b>Stagnasjonstemp. (T0)</b>				297,5755	
<b>Massestrøm luft</b>					0,2688

Tabell C.5: Data fra forsøk med luft. Trykkprofil nr. 2.

### C.2.2 MIDDELSMENGDE DAMP

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,380307143	4,702109286	317,6311093	0,262571429
2	35	1,013045	4,702109286	317,6311093	0,262571429
3	47	0,829283333	4,694493333	317,3556333	0,2621
4	59	0,640623333	4,694493333	317,3556333	0,2621
5	95	0,374508889	4,695401111	317,4646489	0,261531111
6	109	0,301681111	4,695401111	317,4646489	0,261531111
7	122	0,274770909	4,681726364	317,5618118	0,261618182
8	134	0,497846154	4,685536923	317,6918385	0,261298462
9	142	0,534025	4,6811325	317,6852383	0,261123333
10	158	0,57636	4,677206	317,690551	0,261038
11	172	0,626876923	4,667727692	317,59211	0,260367692
12	210	0,783173846	4,665965385	317,5969192	0,260273846
13	225	0,828673077	4,663386923	317,8764523	0,259739231
14	237	0,871475385	4,662820769	317,8522731	0,259557692
15	249	0,901797143	4,662898571	317,4029143	0,259484286
16	262	0,94141	4,661962857	317,43963	0,259455714
17	274	0,961233077	4,655204615	318,4262892	0,259049231
<b>Stagnasjonstrykk (P0)</b>			4,68		
<b>Stagnasjonstemp. (T0)</b>				317,6305	
<b>Massestrøm luft</b>					0,2609

Tabell C.6: Data fra forsøk med middelsmengde damp. Trykkprofil nr 1.

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,416207	4,654953	318,529821	0,258987
2	35	0,992388333	4,647999167	317,7606375	0,258931667
3	47	0,814222	4,649471	317,785663	0,258892
4	59	0,640535455	4,647515455	317,7740518	0,25854
5	95	0,378702222	4,644316667	317,8866822	0,258403333
6	109	0,307093	4,636382	318,029119	0,258284
7	122	0,291713333	4,6336825	317,9433742	0,2581775
8	134	0,491313636	4,628475455	317,4635627	0,257794545
9	142	0,539065385	4,629088462	317,4588477	0,257726154
10	158	0,577231818	4,631450909	318,0805718	0,257457273
11	172	0,629085	4,626865	318,017995	0,257423333
12	210				
13	225				
14	237				
15	249				
16	262	0,92652	4,60596875	318,118835	0,25596875
17	274	0,95980125	4,60627625	318,037675	0,25595125
<b>Stagnasjonstrykk (P0)</b>			4,64		
<b>Stagnasjonstemp . (T0)</b>				317,9041	
<b>Massestrøm luft</b>					0,2580

Tabell C.7: Data fra forsøk med middelsmengde damp. Trykkprofil nr. 2.

### C.3 DATA FRA FORSØK MED DAMP NR. 2

#### C.3.1 REFERANSE KUN LUFT

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,1569	5,038329167	299,9912958	0,293254167
2	35	0,950620833	5,035533333	299,9582583	0,293179167
3	47	0,683707692	5,002253846	299,3379846	0,291038462
4	59	0,645341667	4,999016667	299,2880333	0,2908
5	95	0,338014286	4,979664286	299,01455	0,289385714
6	109	0,306926667	4,97258	298,9786733	0,289086667
7	122	0,257723077	4,953107692	298,7835385	0,287592308
8	134	0,467453846	4,950338462	298,7639	0,287461538
9	142	0,531425	4,932625	298,6314583	0,286441667
10	158	0,569075	4,929083333	298,6154833	0,286358333
11	172	0,6129	4,902184615	298,5095846	0,285076923
12	210	0,777791667	4,895858333	298,4905667	0,284783333
13	225	0,836469231	4,881007692	298,4163385	0,283830769
14	237	0,876741667	4,880616667	298,4089333	0,28375

15	249	0,904453846	4,860469231	298,3447231	0,282346154
16	262	0,943766667	4,860283333	298,3393333	0,282191667
17	274	0,965183333	4,830975	298,2887083	0,281008333
<b>Stagnasjonstrykk:</b>			4,935525098		
<b>Stagnasjonstemp:</b>				298,8330214	
<b>Massestrøm:</b>					0,286916777

Tabell C.8: Data fra forsøk med luft. Trykkprofil nr. 1.

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,113561538	4,825307692	298,2824385	0,2808
2	35	0,902630769	4,805669231	298,2461692	0,279738462
3	47	0,672081818	4,803845455	298,2440364	0,279654545
4	59	0,606292308	4,782523077	298,2101308	0,278415385
5	95	0,328108333	4,780683333	298,2071667	0,2783
6	109	0,293592308	4,765453846	298,1759692	0,277446154
7	122	0,290341667	4,764508333	298,173075	0,2774
8	134	0,480507143	4,742128571	298,1449429	0,276307143
9	142	0,535215385	4,738646154	298,1408615	0,276161538
10	158	0,5696	4,725046154	298,1156231	0,275253846
11	172	0,62485	4,7238	298,1128917	0,275091667
12	210	0,796453846	4,705046154	298,0894615	0,273969231
13	225	0,8467	4,703216667	298,08625	0,273958333
14	237	0,880691667	4,676275	298,0654083	0,273125
15	249	0,910809091	4,674645455	298,0632818	0,273136364
16	262	0,932392308	4,667176923	298,0432154	0,2722
17	274	0,969363636	4,668354545	298,0420636	0,272163636
<b>Stagnasjonstrykk:</b>			4,738372152		
<b>Stagnasjonstemp:</b>				298,143705	
<b>Massestrøm:</b>					0,276065959

Tabell C.9: Data fra forsøk med luft. Trykkprofil nr. 2.

### C.3.2 MINIMAL DAMPFRAKSJON

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,080110526	4,423057895	295,5854474	0,2637
2	35	0,873310526	4,423057895	295,5854474	0,2637
3	47	0,637266667	4,414575	294,8636	0,263125
4	59	0,59783	4,41518	294,82786	0,26303
5	95	0,488936364	4,418154545	294,4609727	0,262354545
6	109	0,44141	4,41796	294,41062	0,26224
7	122	0,506336364	4,409981818	294,2371	0,261890909
8	134	0,65043	4,40929	294,23989	0,26187
9	142	0,730430769	4,402838462	293,9326846	0,261230769
10	158	0,755809091	4,401554545	293,9234727	0,261136364
11	172	0,770076923	4,395623077	293,7713385	0,260646154
12	210	0,84165	4,397675	293,7608667	0,260533333
13	225	0,869961538	4,3925	293,6115308	0,260230769
14	237	0,901316667	4,3893	293,5966667	0,260075
15	249	0,943233333	4,382458333	293,4449083	0,25945
16	262	0,956283333	4,38035	293,4393333	0,259458333
17	274	0,972230769	4,374153846	293,3608	0,259153846
<b>Stagnasjonstrykk:</b>			4,402806495		
<b>Stagnasjonstemp:</b>				294,1795611	
<b>Massestrøm:</b>					0,261401472

Tabell C.10: Data fra forsøk med minimal dampfraksjon. Trykkprofil nr. 1.

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,060275	4,373866667	293,35905	0,259091667
2	35	0,843266667	4,369158333	293,2814583	0,258491667
3	47	0,6179	4,36903	293,27623	0,25855
4	59	0,6067	4,357433333	293,2112333	0,257433333
5	95	0,400453846	4,359876923	293,2202769	0,2582
6	109	0,393433333	4,356866667	293,2596333	0,2578
7	122	0,467011111	4,351977778	293,2155889	0,257566667
8	134	0,607116667	4,345241667	293,151125	0,25705
9	142	0,649354545	4,346681818	293,1444	0,256981818
10	158	0,642730769	4,340115385	293,0839615	0,256569231
11	172	0,692363636	4,339318182	293,0824091	0,256518182
12	210	0,840684615	4,330423077	293,0636385	0,256053846
13	225	0,883036364	4,330836364	293,0586818	0,256054545
14	237	0,916366667	4,32035	293,0537833	0,255658333
15	249	0,939045455	4,318563636	293,0549818	0,255654545
16	262	0,942918182	4,308454545	293,0236091	0,255454545
17	274	0,973577778	4,307088889	293,0215222	0,255488889

<b>Stagnasjonstrykk:</b>			4,342663721		
<b>Stagnasjonstemp:</b>				293,1506814	
<b>Massestrøm:</b>					0,256977486

Tabell C.11: Data fra forsøk med minimal dampfraksjon. Trykkprofil nr.2.

### C.3.3 LITEN DAMPFRAKSJON

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,315168421	4,300994737	315,0745053	0,247478947
2	35	0,928582353	4,300011765	315,0662471	0,247482353
3	47	0,747058333	4,306183333	316,789575	0,246558333
4	59	0,595	4,304290909	316,8501364	0,246572727
5	95	0,351245455	4,290981818	317,0918909	0,2462
6	109	0,27968	4,29058	317,16107	0,2462
7	122	0,444908333	4,299983333	317,9527083	0,245933333
8	134	0,528772727	4,298054545	317,9498636	0,245890909
9	142	0,552375	4,297608333	318,5023917	0,245133333
10	158	0,607433333	4,295291667	318,6074667	0,245258333
11	172	0,652553846	4,291546154	318,9216769	0,245023077
12	210	0,802063636	4,289872727	318,9169182	0,244936364
13	225	0,844825	4,280283333	318,502	0,244908333
14	237	0,879415385	4,280223077	318,5512385	0,244884615
15	249	0,9078	4,282645455	319,2809091	0,244381818
16	262	0,9387	4,28337	319,10731	0,24431
17	274	0,9607	4,276183333	318,7507417	0,244416667
<b>Stagnasjonstrykk:</b>			4,292241442		
<b>Stagnasjonstemp:</b>				317,8280382	
<b>Massestrøm:</b>					0,245621714

Tabell C.12: Data fra forsøk med liten dampfraksjon. Trykkprofil nr. 1.

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,342615385	4,275676923	318,7732692	0,244476923
2	35	0,937716667	4,283208333	319,0272333	0,24415
3	47	0,77195	4,27971	318,84176	0,24422
4	59	0,590083333	4,272775	318,8641	0,244083333
5	95	0,3542	4,27045	318,8473917	0,243925
6	109	0,282675	4,263225	318,6276917	0,244083333
7	122	0,44394	4,26407	318,66287	0,24413
8	134	0,525161538	4,261784615	318,9348385	0,243915385
9	142	0,561275	4,265566667	318,99475	0,243433333
10	158	0,602816667	4,265708333	319,04485	0,243375
11	172	0,656941667	4,246808333	318,613025	0,243483333
12	210	0,800308333	4,248041667	318,5493083	0,24355



13	225	0,843569231	4,248515385	318,3258462	0,243446154
14	237	0,876384615	4,242261538	318,4921077	0,2433
15	249	0,911975	4,241958333	318,505775	0,243325
16	262	0,933338462	4,254907692	318,9721308	0,242738462
17	274	0,965581818	4,255727273	318,9981091	0,242854545
<b>Stagnasjonstrykk:</b>			4,261199711		
<b>Stagnasjonstemp:</b>				318,769121	
<b>Massestrøm:</b>					0,243675871

Tabell C.13: Data fra forsøk med liten dampfraksjon. Trykkprofil nr. 2.

### C.3.4 MIDDELS DAMPFRAKSJON

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,5829412	4,599182353	341,4934118	0,244470588
2	35	1,1505176	4,607123529	341,2701059	0,244947059
3	47	0,9567636	4,595618182	341,4873727	0,243809091
4	59	0,7404538	4,593107692	341,5084154	0,243792308
5	95	0,4329083	4,587383333	341,8749083	0,243858333
6	109	0,3703333	4,5845	341,8440111	0,243888889
7	122	0,328	4,5846	341,7344	0,2439
8	134	0,329	4,5846	341,7344	0,2439
9	142	0,532725	4,587925	342,09045	0,24265
10	158	0,5718	4,59045	342,0894083	0,242616667
11	172	0,6074	4,582066667	342,4242083	0,24225
12	210	0,7534273	4,583918182	342,4262364	0,2423
13	225	0,809925	4,567408333	342,487475	0,242225
14	237	0,8525636	4,569418182	342,4297545	0,242172727
15	249	0,8827375	4,5688375	342,426875	0,2423125
16	262	0,9201625	4,5688375	342,426875	0,2423125
17	274	0,9470692	4,568746154	342,2183385	0,2421
<b>Stagnasjonstrykk:</b>			4,583748389		
<b>Stagnasjonstemp:</b>				341,998038	
<b>Massestrøm:</b>					0,243147392

Tabell C.14: Data fra forsøk med middels dampfraksjon. Trykkprofil nr. 1.

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,5757917	4,5696	342,244975	0,242116667
2	35	1,1500182	4,563845455	342,3886	0,241709091
3	47	0,9658	4,563588889	342,4267889	0,241733333
4	59	0,73554	4,55743	342,09948	0,24155
5	95	0,4388875	4,5562625	342,090275	0,24165
6	109	0,3746	4,5519	342,1345	0,2418

7	122	0,3437	4,5519	342,1345	0,2418
8	134	0,30255	4,5629	342,5199	0,2413
9	142	0,5404	4,554925	342,445375	0,241575
10	158	0,5728167	4,5456	342,119125	0,241425
11	172	0,6045818	4,546290909	342,1086818	0,241409091
12	210	0,7476667	4,53735	342,17535	0,240991667
13	225	0,8092364	4,5393	342,1991909	0,241027273
14	237				
15	249				
16	262	0,927125	4,51875	342,175675	0,2402
17	274	0,950875	4,51875	342,175675	0,2402
<b>Stagnasjonstrykk:</b>			4,549226184		
<b>Stagnasjonstemp:</b>				342,2292061	
<b>Massestrøm:</b>					0,241365808

Tabell C.15: Data fra forsøk med middels dampfraksjon. Trykkprofil nr. 2.

### C.3.5 HØY DAMPFRAKSJON

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,7523895	4,996294737	359,8482474	0,236994737
2	35	1,3002556	4,993216667	359,8506167	0,236866667
3	47	1,0714	4,905378571	360,3383286	0,232964286
4	59	0,8489909	4,896709091	360,3032545	0,232709091
5	95	0,5111846	4,857392308	360,2497462	0,229807692
6	109	0,4507769	4,857892308	360,3302769	0,229676923
7	122	0,4019846	4,860546154	360,5972231	0,229953846
8	134	0,3637818	4,861563636	360,5948545	0,229936364
9	142	0,3202909	4,868172727	360,2397636	0,230463636
10	158	0,5749333	4,868541667	360,2196	0,230516667
11	172	0,5986214	4,872514286	360,1320571	0,23085
12	210	0,7233455	4,872872727	360,2170636	0,230945455
13	225	0,781075	4,87475	360,2906583	0,231008333
14	237	0,8271077	4,875084615	360,3221615	0,231
15	249	0,8676154	4,884892308	360,4645923	0,230807692
16	262	0,91295	4,88622	360,48159	0,23088
17	274	0,9446417	4,888791667	360,4424333	0,231158333
<b>Stagnasjonstrykk:</b>			4,889460792		
<b>Stagnasjonstemp:</b>				360,2895569	
<b>Massestrøm:</b>					0,23156116

Tabell C.16: Data fra forsøk med høy dampfraksjon. Trykkprofil nr. 1.

Nr	Distanse [mm]	Trykk [bar]	Trykk tank [barg]	Temp tank [K]	Massestrøm [kg/s]
1	22	1,7310933	4,887946667	360,44524	0,231046667
2	35	1,2874857	4,894535714	360,3794929	0,231392857
3	47	1,0719417	4,893908333	360,3620583	0,231425
4	59	0,8509357	4,898792857	360,3866143	0,231385714
5	95	0,5188727	4,897172727	360,3925455	0,231409091
6	109	0,4457167	4,899475	360,524925	0,23145
7	122	0,3999417	4,898991667	360,4591417	0,231458333
8	134	0,35849	4,903	360,72015	0,23145
9	142	0,3252818	4,903654545	360,7349182	0,231590909
10	158	0,5719417	4,90255	360,5465	0,231541667
11	172	0,5973077	4,899430769	360,5092538	0,231630769
12	210	0,7184833	4,907258333	360,7047083	0,231575
13	225	0,7805667	4,907555556	360,7234444	0,231533333
14	237	0,8259077	4,905661538	360,4889769	0,231561538
15	249	0,87235	4,905921429	360,4562143	0,231635714
16	262	0,9029727	4,908990909	360,8055091	0,2317
17	274	0,9456818	4,907727273	360,7454727	0,231727273
<b>Stagnasjonstrykk:</b>			4,901327842		
<b>Stagnasjonstemp:</b>				360,5520686	
<b>Massestrøm:</b>					0,231500816

Tabell C.17: Data fra forsøk med høy dampfraksjon. Trykkprofil nr. 2.