

3D Simulering av pumpeturbinkarakteristikker

Grunde Olimstad

Master i energi og miljø
Oppgaven levert: Juni 2009
Hovedveileder: Torbjørn Kristian Nielsen, EPT

Oppgavetekst

- 1: Fullføre beregninger i 2d modell påbegynt under fordypning i høst
- 2: Etablere 3d modell av reversibel pumpeturbin i OpenFOAM
- 3: Gjennomføre stasjonære 3d simuleringer
- 4: Evaluere simuleringsresultatene og verifisere mot målte kurver

Oppgaven gitt: 19. januar 2009

Hovedveileder: Torbjørn Kristian Nielsen, EPT

Forord

Med dette ønsker jeg å takke Bjarne Børresen, Rainpower, for alt det han har bidratt med til denne oppgaven. Han har brukt mye tid på oppgaven og hjelpen hans har vært uvurderlig. Tusen takk til Torbjørn Nielsen for god tilrettelegging og hjelp til oppgaven. I tillegg vil jeg takke Olivier Petit og Håkan Nilsson ved Chalmers for mye hjelp til OpenFOAM . Morten Kjeldsen, Ph.d studentene og medstudenter på vannkraftlaboratoriet har også vært til stor hjelp og inspirasjon.



MASTEROPPGAVE

for

Grunde Olimstad

Våren 2009

3D Simulering av pumpe­turbin­karakteristik­ker *3D Simulation of RPT characteristics*

Bakgrunn

Reversible pumpe­turbin­er har karakter­istik­ker som kan gi ustabilitet i visse drifts­områ­der. Ved hjelp av OpenFOAM, et CFD program som er lagt åpent ut på nettet, er det mulig å simulere karakter­istik­kene. I prosjekt­oppgaven etablerte kandidaten en 2D-modell av en pumpe­turbin. I Master oppgaven er målsetningen å lage en stasjonær 3D modell. Geometri av turbin­hju­let vil bli gjort tilgjengelig av Rainpower. For å verifisere simuleringene, vil kandidaten få tilgang på målte karakter­istik­ker utført på Turbinlaboratoriet

Mål

Simulere karakter­istik­kene til en reversibel pumpe­turbin ved hjelp av OpenFOAM.

Oppgaven bearbejdes ut fra følgende punkter:

1. Fullføre beregninger i 2D-modell påbegynt under fordypningen i høst
2. Etablere 3D modell av reversibel pumpe­turbin i OpenFOAM
3. Gjennomføre stasjonære 3D simuleringer
4. Evaluere simulering­resultatene og verifisere mot målte kurver

Oppgaven gjennomføres i samarbeid med Rainpower AS

-----"

Senest 14 dager etter utlevering av oppgaven skal kandidaten levere/sendte instituttet en detaljert fremdrift- og evt. forsøksplan for oppgaven til evaluering og evt. diskusjon med faglig ansvarlig/ veiledere. Detaljer ved evt. utførelse av dataprogrammer skal avtales nærmere i samråd med faglig ansvarlig.

Besvarelsen redigeres mest mulig som en forskningsrapport med et sammendrag både på norsk og engelsk, konklusjon, litteraturliste, innholdsfortegnelse etc. Ved utarbeidelsen av teksten skal kandidaten legge vekt på å gjøre teksten oversiktlig og velskrevet. Med henblikk på lesning av besvarelsen er det viktig at de nødvendige henvisninger for korresponderende steder i tekst, tabeller og figurer anføres på begge steder. Ved bedømmelsen legges det stor vekt på at resultatene er grundig bearbeidet, at de oppstilles tabellarisk og/eller grafisk på en oversiktlig måte, og at de er diskutert utførlig.

Alle benyttede kilder, også muntlige opplysninger, skal oppgis på fullstendig måte. (For tidsskrifter og bøker oppgis forfatter, tittel, årgang, sidetall og evt. figurnummer.)

Det forutsettes at kandidaten tar initiativ til og holder nødvendig kontakt med faglærer og veileder(e). Kandidaten skal rette seg etter de reglementer og retningslinjer som gjelder ved alle fagmiljøer som kandidaten har kontakt med gjennom sin utførelse av oppgaven, samt etter eventuelle pålegg fra Institutt for energi- og prosesssteknikk.

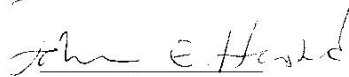
I henhold til "Utfyllende regler til studieforskriften for teknologistudiet/sivilingeniørstudiet" ved NTNU § 20, forbeholder instituttet seg retten til å benytte alle resultater i undervisnings- og forskningsformål, samt til publikasjoner.

Ett -1 komplett eksemplar av originalbesvarelsen av oppgaven skal innleveres til samme adressat som den ble utlevert fra. (Det skal medfølge et konsentrert sammendrag på maks. en maskinskrevet side med dobbel linjeavstand med forfatternavn og oppgavetittel for evt. referering i tidsskrifter).

Til Instituttet innleveres to - 2 komplette, kopier av besvarelsen. Ytterligere kopier til evt. medveiledere/oppgavegivere skal avtales med, og evt. leveres direkte til, de respektive.

Til instituttet innleveres også en komplett kopi (inkl. konsentrerte sammendrag) på CD-ROM i Word-format eller tilsvarende.

Institutt for energi og prosesssteknikk, 12. januar 2009



Johan E. Hustad
Instituttleder



Torbjørn K. Nielsen
Faglærer/veileder

Medveiledere: Bjarne Børresen, Rainpower

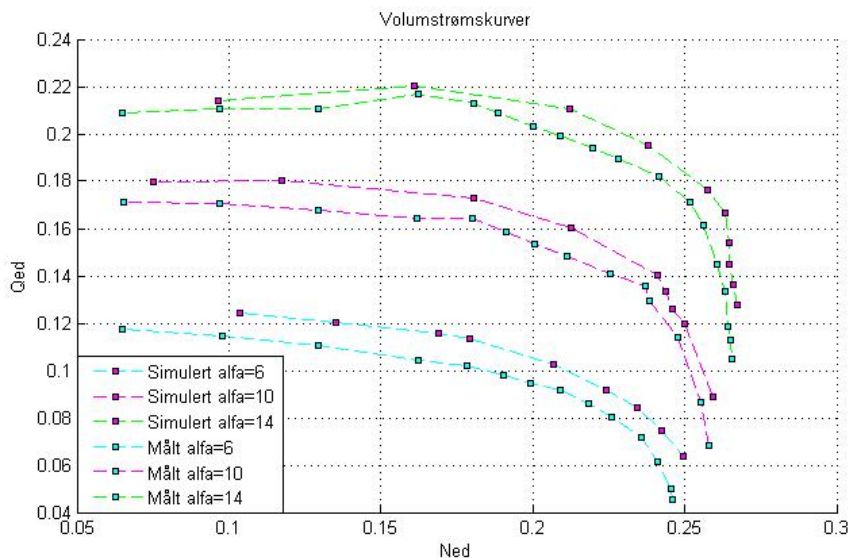
Side 2 av 2

Sammendrag

I oppgaven har karakteristikene for en pumpeturbin blitt simulert. Verktøyet for simuleringene har vært OpenFOAM, en åpen kildekode CFD pakke. Griddene til simuleringene ble laget i Gambit og ble importert til OpenFOAM via fluent gridformat. Geometrien til pumpeturbinen som er benyttet i simuleringene ble stilt til rådighet av Rainpower. Det ble simulert for 28 driftspunkt fordelt på tre forskjellige ledeskovlåpninger. For å begrense simuleringstiden ble kun en av turbinens skovler ble tatt med i beregningsområdet.

Resultatene viser god overensstemmelse med måldata for den aktuelle pumpeturbinen, se Figur 1. For å kunne sammenligne resultatene bedre ble det korrigert for tap som er med i måleverdiene, men som ikke omfattes av CFD simuleringene. Konvergens for simuleringer langt fra bestpunkt er problematiske på grunn av områder med tilbakestrømning eller sirkulerende strømming. OpenFOAM versjonene brukt i oppgaven er versjonene 1.5 og 1.5_dev. Versjonen ble byttet underveis fordi de periodiske grensebetingelsene ikke fungerte med versjon 1.5. Erfaringene viser at selv om åpen kildekodeprogrammer som OpenFOAM inneholder mye av funksjonaliteten i kommersielle programpakker er dokumentasjon, programvarekvalitet ("bugs") og robusthet fortsatt en utfordring.

Resultatene fra 2D beregningene viser en klar sammenheng mellom strømningsstruktur og S-form i karakteristikene. Dette er et nyttig resultat som bør kunne utnyttes i videre studie av problemet med ustabile pumpeturbin karakteristikk.



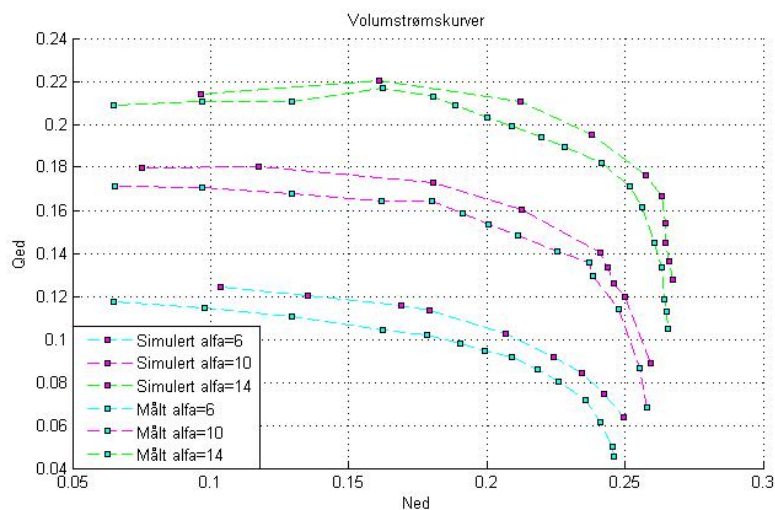
Figur 1 Volumstrømskurver

Summary

In this thesis the characteristics of a pump-turbine have been simulated with the CFD simulation tool OpenFOAM, an open source CFD package. The mesh was created in Gambit as fluent mesh files and imported into OpenFOAM. Rainpower provided the geometry for the pump-turbine used in the simulations. Twenty-eight points were simulated at three different guide vane openings. To limit the time used per simulation only one of the turbine channels was included in the computational domain.

The results show good agreement with measured data for the pump-turbine in question, see Figur 2. Some losses that are part of the measurement are not included in the CFD simulation, and therefore the results were corrected. The convergence for simulation points far from best efficiency point is problematic because of the flow conditions with swirls and backflow. The OpenFOAM versions used in this thesis are the versions 1.5 and 1.5_dev. Because of problems with the handling of periodic boundaries in 1.5, the version used was switched to 1.5-dev. Experience shows that even though open source programs as OpenFOAM provides much of the same functionality as commercial tools are the documentation, bugs and roughness still a challenge.

The results from the 2-d simulations show clearly a connection between the flow pattern and the S-shape in the characteristics. This is a useful result that should be used in further work on unstable characteristics of pump-turbines.



Figur 2 Characteristics of the pump-turbine

Symbolliste

Symbol	Betydning	Dimensjon
ρ	Tetthet	kg/m^3
g	Tyngdens akselerasjon	m/s^2
τ, τ'	Total og viskøs stress tensor	kg/ms^2
E	Total energi	m^2/s^2
f	Massekrefter	m/s^2
δ_{ij}	Kronecker delta	[-]
U	Periferihastighet og generell hastighetsvektor	m/s
C	Absolutt hastighet	m/s
W	Relativ hastighet	m/s
Q	Volumstrøm og Varmefluks	$m^3/s, \text{Joule}/sm$
α	Absolutt innstrømningsvinkel	[-]
β	Relativ innstrømningsvinkel	[-]
R, r	Radius	M
D	Diameter	M
T	Tid	S
ν	Dynamisk viskositet	m^2/s
μ	Kinematisk viskositet	kg/ms
μ_t	Turbulent viskositet	kg/ms
ε	Turbulent dissipasjon	m^2/s^3
K	Turbulent kinetisk energi	m^2/s^2
ω	Turbulent frekvens	$1/s$
y^+	Dimensjonsløs avstand fra veggen	[-]
U_t	Friksjonshastighet	[-]
c_μ	Turbulent konstant	[-]
P	Trykk	Pa
A	Koeffisientmatrise	-----
U	Korrekt hastighetsfelt	-----
F	Høyre side i ligningssett	-----
E	Symbol for feil	-----
V	Numerisk løsning	-----
I	Antall celler i "i" retning	[-]

Symbol	Betydning	Dimensjon
J	Antall celler i "j" retning	[-]
K	Antall celler i "k" retning	[-]
Qed	Dimensjonsløs volumstrøm	[-]
Ned	Dimensjonsløst turtall	[-]
Ted	Dimensjonsløs moment	[-]
H	Totaltrykk over turbinen	m
η	Virkningsgrad	[-]
P	Effekt	<i>Joule/s</i>
M	Moment	Nm
a,b,c	Tapskoeffisienter	[-]

Indekser

r	Relative
i	Indeks og inertial
j	Indeks
x	Periferiretning
R	Radiell retning
z	Aksiell retning
n	Tidssteg
1	Referanse foran turbinen
2	Referanse etter turbinen

Noen definisjoner

Qed	$\frac{Q}{D^2 \sqrt{gH}}$
Ned	$\frac{nD}{\sqrt{gH}}$
Ted	$\frac{M}{\rho D^3 gH}$
H	$H_1 - H_2$
η	$\frac{M\omega}{\rho gQH}$

Innholdsfortegnelse

Forord.....	i
Sammendrag	iv
Summary	v
Symbolliste.....	vi
Indekser.....	vii
Noen definisjoner.....	vii
Innholdsfortegnelse	viii
Figurliste.....	x
1 Innledning	1
2 Numeriske strømningsberegninger	4
2.1 Strømning gjennom turbinen.....	4
2.2 Modellering, CFD.....	5
2.3 Grensebetingelser	7
2.4 CFD for roterende maskiner	8
2.5 Diskretisering	8
2.6 Grid.....	9
2.7 Tidssteg, gridstørrelse og stabilitet.....	10
2.8 Løsningsprosedyre.....	10
2.9 Løsningskontroll.....	13
3 2D-Simuleringer	14
3.1 Diskusjon	20
4 OpenFOAM, et åpen kilde Software	21
4.1 Test av grensebetingelser og gridimport	21
4.2 Drøfting av testresultatene	29
4.3 Testing av MRFSimpleFoam.....	29
5 Oppsett for simuleringene og gridtest.....	31
5.1 Flere simuleringsparametre.....	37
6 Simulering ved bestpunkt og sammenligning med pitotmålinger.....	39
7 Hovedresultater, karakteristikker	44

7.1	Korrigerings av resultatene	50
8	Diskusjon og konklusjon.....	53
9	Videre arbeid.....	56
10	Referanser.....	57
10.1	Bibliografi	57
10.2	Nettsteder	57
11	Vedlegg	I
11.1	Geometri i OpenFOAM	I
11.2	Strømningsplott for 2d beregninger	II

Figurliste

FIGUR 1 VOLUMSTRØMSKARAKTERISTIKKER	IV
FIGUR 2 CHARACTERISTICS OF THE PUMP-TURBINE	V
FIGUR 3 EKSEMPEL PÅ VOLUMSTRØMSKURVER	2
FIGUR 4 AKSIELL HASTIGHET SOM FUNKSJON AV RADIUS	5
FIGUR 5 OVERFØRING MELLOM GRIDDENE.	12
FIGUR 6 TODIMENSJONALE TURBINKARAKTERISTIKKER	14
FIGUR 7 HASTIGHETER OG VIRVLING VED VELDIG LAV LAST.	15
FIGUR 8 VIRKNINGSGRADER FRA 2D SIMULERINGER	16
FIGUR 9 DE BLÅ LINJENE VISER TYKT LØPEHJUL	17
FIGUR 10 DE BLÅ LINJENE VISER TYNT LØPEHJUL	17
FIGUR 11 SAMMENLIGNEDE KARAKTERISTIKKER	18
FIGUR 12 VIRVLING OG RELATIVHASTIGHETER FOR TYNT BLAD, CR=1.6	19
FIGUR 13 ENDRING I TOTALTRYKK OVER TURBINEN.	20
FIGUR 14 BEREGNINGSOMRÅDET MED BUET OG PLAN PERIODISK FLATE TIL HØYRE.	22
FIGUR 15 TRYKKFORDELING	24
FIGUR 16 TRYKKFORDELING	24
FIGUR 17 HASTIGHETS PLOT FOR TEST A.	25
FIGUR 18 KONVERGENS FOR TEST A, PLOT AV RESIDUALER.	25
FIGUR 19 OPPDELING AV PERIODISKE GRENSER	26
FIGUR 20 TRYKKFORDELING CYCLICGGI TEST	28
FIGUR 21 HASTIGHETSVEKTORER	28
FIGUR 22 TRYKKPLOT FOR TEST G	28
FIGUR 23 OPPDELING FOR MRFSIMPLEFOAM	29
FIGUR 24 HASTIGHET OG TRYKK MED MRFSIMPLEFOAM	30
FIGUR 25 INNDELING I VOLUMER	31
FIGUR 26 BEREGNINGSOMRÅDET SETT OVENFRA	32
FIGUR 27 VARIASJONER MELLOM FORSKJELLIGE GRID VED BESTPUNKT.	33
FIGUR 28 VARIASJONER MELLOM FORSKJELLIGE GRID UTENFOR BESTPUNKT.	34
FIGUR 29 AKSIAL HASTIGHET I SUGERØRET NÆRT BESTPUNKT	35
FIGUR 30 AKSIAL HASTIGHET I SUGERØRET VED DELLAST	35
FIGUR 31 Y+ FRA INNløP TIL UTLøP FOR GRID 4.	36
FIGUR 32 RESIDUALER FOR K-EPSILON OG K-OMEGA SST	38
FIGUR 33 KONVERGENS FOR MULTIGRID VS. CONJUGATE GRADIENT	38
FIGUR 34 RADIELLE PLOTT AV CR OG CX	40
FIGUR 35 RADIELLE PLOTT AV CZ OG TRYKK	41
FIGUR 36 TRYKK PÅ TURBINBLADENE	42
FIGUR 37 UCX FORDELING GJENNOM KANALEN	42
FIGUR 38 RELATIV HASTIGHET PÅ TVERS AV KANALEN	43

FIGUR 39 VOLUMSTRØMSKURVER	44
FIGUR 40 MOMENTKURVER	45
FIGUR 41 VIRKNINGSGRADER	46
FIGUR 42 TRYKK FOR KARAKTERISTIKKENE	47
FIGUR 43 LINJER PÅ TVERS I KANALEN	48
FIGUR 44 RELATIVHASTIGHETER FOR OVERLAST	48
FIGUR 45 RELATIVHASTIGHETER FOR DELLAST	49
FIGUR 46 TRYKKFORDELING FOR DELLAST	50
FIGUR 47 KORRIGERTE VOLUMSTRØMSKURVER	52
FIGUR 48 PERIODISKE GRENSER, BILDE FRA USER GUIDE	II
FIGUR 49 STRØMNING FOR CR= 2.5	II
FIGUR 50 STRØMNING FOR CR= 1.85	III
FIGUR 51 STRØMNING FOR CR= 1.6	III
FIGUR 52 STRØMNING FOR CR= 1.4	IV
FIGUR 53 STRØMNING FOR CR= 1.2	IV

1 Innledning

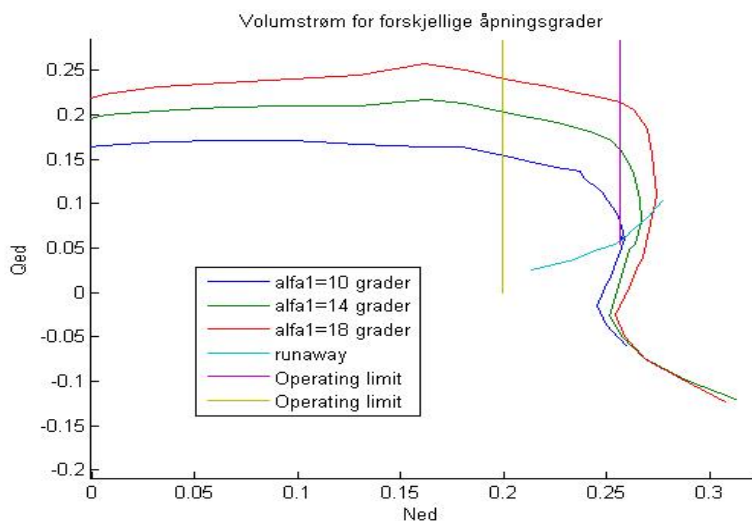
Vannkraft har fått en viktig rolle med å regulere energimengden i markedet. Dette er fordi den beste måten å lagre store mengder energi på er å lagre vann med høydeforskjell ned til en turbin. Andre måter å lagre energi på er ikke like effektive. Det at man i perioder har overskudd med energi kommer av at forbruket til forbrukere flest varierer mye, med flere topper og bunner gjennom et døgn og årsvariasjoner på grunn av temperaturforskjeller. Et flertall kraftstasjoner rundt om i verden produserer elektrisitet fra kull, gass og uran. Disse typer kraftstasjoner har lang reguleringsstid, som fører til overproduksjon dersom forbruket faller fort. Energien kan da gå bort i tap eller den kan brukes til å pumpe opp vann i et reservoar slik at man seinere kan få nytte av den samme energien. På steder hvor man gjør dette trenger man en pumpe sammen med en turbin eller en pumpeturbin. For fallhøyder under omlag 800 meter vil reversible pumpeturbiner normalt være den mest kostnadseffektive løsningen.

Design av pumpeturbiner er mer komplekst enn for en turbin. Pumpeturbinen må designes som et slags kompromiss mellom en turbin og ei pumpe. Ofte fører dette til at løpehjulene blir forlenget i radiell retning på innløpet for turbinretning på grunn av at pumpa må pumpe større trykk enn det turbinen har tilgjengelig. Forlengelsen designes da slik at den er nøytral i bestpunktet for turbindrift. Dette kan da føre til bratte karakteristikkene som igjen kan gi problemer med innfasing av pumpeturbinen under oppstart og lastavslag. Driften av pumpeturbiner blir også ustabil for eksempel dersom momentet stiger med økende turtall.

Under oppstart av en turbin akselereres den først opp til riktig turtall med null virkningsgrad. I det ønsket turtall er oppnådd økes vannføringen slik at momentet og effekten økes til ønsket verdi. I denne prosessen er det viktig at karakteristikkene for moment og volumstrøm ikke er for bratte. Dersom momentkurven stiger for fort betyr det at man får en veldig stor økning i moment for en liten endring i turtall. Dette kan være vanskelig å håndtere og er selvfølgelig uønsket. Dersom også volumstrømskarakteristikkene er bratte kan volumstrømmen variere mye. Dette kan igjen skape store og raske variasjoner i trykk. For ruseturtallet er bratte karakteristikk positivt. Dersom generatoren faller ut vil alt momentet gå med til å akselerere turbinen. Synkende momentkurver fører til mindre maksimalt turtall enn ellers. Et ytterligere kompliserende fenomen er at

karakteristikkene for pumpeturbiner når turtallet er på vei opp kan være forskjellig fra karakteristikkene når turtallet er på vei ned. Dette fenomenet kalles hysteresese.

I Figur 3 vises eksempler på volumstrømskurver for en pumpeturbin.



Figur 3 Eksempel på volumstrømskurver

Stabilitetsproblemer er rapportert for flere pumpekraftverk. Dörfler [1] beskriver stabilitetsproblemer ved Bhira pumpekraftverk i India. Pumpekraftverket hadde ved nominelt turtall svingninger i trykk, turtall og ledeskavlåpning med periode på 15 sekunder. Problemet ble løst ved å måle trykket i trykksjakta og så benytte denne informasjonen i en forbedret regulator. Et annet problem var ustabilitet ved 105 prosent av nominelt turtall. Dette ble løst ved la kuleventilen foran turbinen være delvis lukket ved oppstart og således redusere trykket. I Klemm [2] løses et stabilitetsproblem for en pumpeturbin i Belgia ved å la to av ledeskavlene ha en annen åpning enn de andre. Denne løsningen fungerte ikke for pumpekraftverket i Bhira. Nettopp dette med at man ikke kan bruke de samme løsningene på alle pumpekraftverk medfører at det vil være spesielt gunstig å kunne designe pumpeturbinen slik at den får akseptable karakteristikker.

Når turbiner designes blir en modell testet i et laboratorium før man produserer prototypen. Der finner man ut hvordan karakteristikkene vil være for den aktuelle turbinen. Etter testen er det

imidlertid for seint å gjøre forandringer på designet. Det er derfor av stor interesse å finne karakteristikkene ved simuleringer på forhånd.

Denne oppgaven tar for seg hvordan stasjonære karakteristikker kan beregnes ved hjelp av OpenFOAM. I kapittel 2 er det bygget videre på arbeidet med todimensjonale beregninger fra prosjektoppgaven høsten 08, [3]. Oppgaven vil deretter omhandle karakteristikker fra tredimensjonale beregninger fra OpenFOAM. For videre arbeid med design av pumpeturbiner kan computational fluid dynamics, CFD, bli et viktig verktøy for å analysere effekten av geometriendringer.

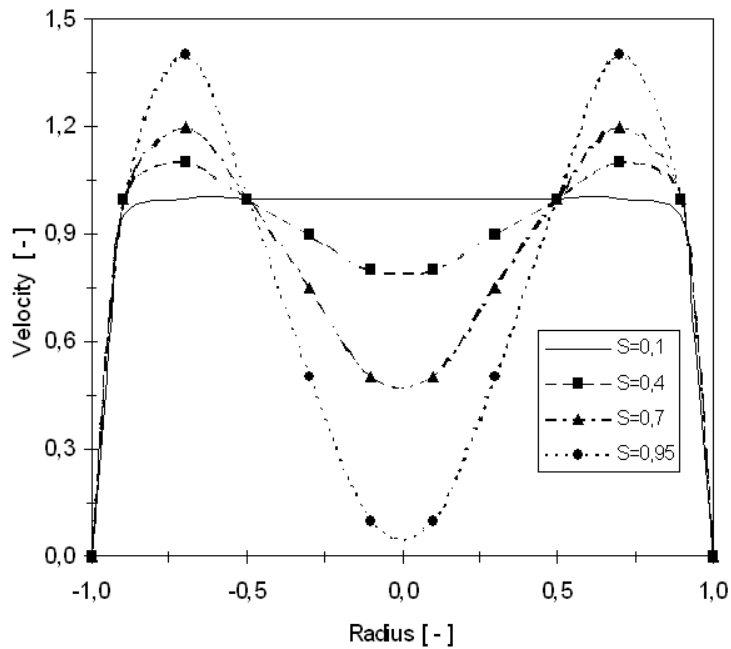
2 Numeriske strømningsberegninger

2.1 Strømning gjennom turbinen

For å kunne gjøre best mulig simuleringer er det viktig å bruke den kunnskapen som finnes om strømmingen gjennom turbiner. Når vannet strømmer inn i turbinen fra ledeapparatet har det en bestemt hastighet, retning og turbulens. Det er store forskjeller på strømning ved bestpunkt og ved off-design driftspunkter. Ved bestpunkt renner vannet, på alle steder i turbinen, med retning fra innløp til utløp. Ved ugunstige driftspunkt kan man få tilbakestrømninger i enkelte deler av turbinkanalen.

Når turbinen opererer på off-design vil det dannes virvler i sugerøret. Dersom det presses mer vann gjennom turbinen enn det den er designet for vil man få virvlinger som går motsatt vei av rotasjonsretningen. Ved underlast vil virvlene gå i samme retning som rotasjonen. Strømningens tangentielle hastighet vil være lik en Rankine Vortex, det vil si at den følger tvunget og fri vortex i henholdsvis indre og ytre del av sugerøret. Virvlingshastigheten er da null i midten og har et maksimum i området mellom origo og største radius. Dersom virvlingen blir stor kan man få tilbakestrømning i sugerøret. I Figur 4 er aksiell hastighetskomponent plottet mot radius og forholdet mellom aksiell og tangentiell bevegelsemengde, notert som S . Ved mye rotasjon, stor S , kan man fra figuren se at hastigheten ved liten radius blir negativ, det vil si at det har oppstått tilbakestrømning. Forholdet mellom aksiell og tangentiell bevegelsemengde er definert som følger:

$$S = \frac{\int r^2 \rho C_x C_z dr}{R \int r \rho C_z^2 dr}$$



Figur 4 Aksial hastighet som funksjon av radius

I det strømmingen kommer inn på turbinen er den turbulent. Reynoldstallet for en turbinmodell er i

$$\text{størrelsesorden } Re = \frac{Ud}{\nu} \approx \frac{10 \cdot 0.35}{10^{-6}} = 3.5 \cdot 10^6$$

Dette er vesentlig høyere enn turbulensgrensen. Turbulens fører til mye blanding, virvlinger i 3 dimensjoner, dissipative tap og raske tidsavhengige hastighetsendringer. Den blir skapt langs veggene der det er store hastighetsgradienter.

2.2 Modellering, CFD

De matematiske modellene CFD bygger på er diskretiserte versjoner av tre kraftligninger og bevarelse av masse og energi. Disse ligningene kan med indeksnotasjon ha følgende form:

$$(1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0, \text{ massebevarelse}$$

$$(2) \quad \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}) + \rho f_i, \text{ kraftligning}$$

$$(3) \quad \rho \left(\frac{\partial E}{\partial t} + u_j \frac{\partial E}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} u_i) + \rho u_i f_i - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}, \text{ energiligning}$$

Her er τ den totale stresstensoren, τ' viskøs stresstensor og q er varmefluks. Ligningssettet gjelder for et område som står i ro og ikke følger strømmen, og formuleringen betegnes ofte som eulersk. I vannkraftmaskiner er det hensiktsmessig å regne inkompressibelt og med termisk dekkobling, det vil si at koeffisientene er konstanter. Da blir massebevarelsen og kraftligningene frittstående fra energiligningen, og de fire variablene for hastighet og trykk kan regnes ut uten energiligningen.

Turbulensen i strømmingen kan i prinsippet løses direkte dersom gridet er fint nok. Kravet til antall gridpunkter er da i størrelsesorden $Re^{9/4}$ [5]. Dette er uopnåelig for turbulente strømnings med høye Reynoldstall. Derfor må de turbulente bevegelsene modelleres. De fleste turbulensmodeller bygger på Reynolds Average Navier Stokes ligninger, RANS. Her er hastighetene delt opp i en middelværdi og en fluktuasjon.

$$u(t) = U + u'$$

Kraftligningene (2) blir:

$$(4) \frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \text{div}(\rho U_i U_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \text{div}(\mu \cdot \text{grad}(U_i)) + \text{div}(\overline{\rho u'_i u'_j})$$

Det siste leddet i ligningen kalles Reynolds spenninger, og er nye variable som må modelleres. Dette kan gjøres fordi man som regel bare er interessert i de tidsmidlede hastighetene. Man bør imidlertid inkludere i modellen hvilke effekt turbulensen har på middelhastigheten. For å modellere Reynolds spenningene tar man i bruk såkalt Boussinesq viskositetsmodell. Denne sier at Reynoldsspenning er proporsjonal med den midlede deformasjonsraten;

$$(5) -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$$

Etter dette står det kun igjen å modellere den turbulente kinetiske energien. K-Epsilon turbulensmodell modeller K ved hjelp av en transportligning. Denne inneholder et ledd som beskriver dissipasjonen av turbulent kinetisk energi. Dissipasjonsraten kalles epsilon som modelleres med en egen ligning. K-Epsilon modellen er derfor klassifisert som en 2-ligningsmodell. Den turbulente viskositeten μ_t er koblet med K og epsilon gjennom to empiriske koeffisienter. Til sammen inneholder modellen fem empiriske koeffisienter som har fått standard verdier gjennom sammenligning av eksperiment. Malalasekera og Versteeg [5] lister opp svakheter og fordeler med k-epsilon modellen.

Fordel: K-epsilon er en enkel modell og er godt testet ut.

Svakheter: Dårlig ytelse ved kurvede grenser, strømning med virvler og roterende strømninger.

En annen turbulensmodell med gode skussmål er k-omega SST, hvor SST står for Shear Stress Transport. Denne modellen veksler mellom å bruke de gode egenskapene til k-omega og k-epsilon modellen. K-omega er også en 2-ligningsmodell og istedenfor epsilon modellerer denne modellen turbulent frekvens definert som $\omega = \frac{\varepsilon}{k}$. K-omega SST bruker k-omega modellen nært vegger og en modifisert ligning fra k-epsilon modellen i resten av beregningsområdet. En blandingsfunksjon blir brukt i overgangssonen mellom disse områdene. K-omega SST er blant annet bedre enn k-epsilon til å identifisere motstrøms trykkgradienter [5].

2.3 Grensebetingelser

Massebevarelse, lign (1) og kraftligningen, lign (2), utgjør et komplekst ligningssystem som har parabolisk, elliptisk og hyperbolsk karakter. Generelt må det derfor settes grensebetingelser på samtlige variable på alle grenser. Det er flere måter å gi inn grensebetingelser på. De mest vanlige er kalt Dirchlet, Neumann og Robin betingelser, som henholdsvis er gitt verdi på variabelen selv, den deriverte og en blanding av disse to. Det er vanlig å gi Neumann betingelser for hastighet på utløp og for trykk på innløp, utløp og ved vegger. Videre gis det Dirchlet betingelse for hastighet på innløp. Et sted i domenet må det gis et referansetrykk, og dette kan for eksempel gjøres ved å si at gjennomsnittstrykket på utløpet skal ha en gitt verdi.

Når K-epsilon modellen brukes, tas det samtidig i bruk en vegglov. Denne beskriver hastigheten nært veggen som en funksjon av y^+ som er definert som $y^+ \equiv \frac{u_t y}{\nu}$. Gjennom friksjonshastigheten, μ_t , er

parameteren y^+ avhengig av hastighetene i strømningen. For et sted med $30 < y^+ < 500$ er hastigheten gitt korrekt av veggloven. K og epsilon beskrives også ved hjelp av friksjonshastigheten

med henholdsvis $k = \frac{\mu_t}{\sqrt{C_\mu}}$ og $\varepsilon = \frac{\mu_t^3}{ky}$. Vegglovene brukes kun ved høye Reynoldstall. Ved lave

Reynoldstall brukes Neumann betingelse for k og epsilon. [5]

2.4 CFD for roterende maskiner

Når man bruker CFD på roterende maskiner manipulerer man kraftligningene slik at man kan la beregningsområdet stå stille. For å gjøre dette legger man til kildeledd i kraftligningene (2). Hvilke kildeledd som legges til avhenger av om ligningene løser det absolutte eller relative hastighetsfeltet.

Relative hastigheter er definert på følgende måte:

$$u_{rel} = u_{abs} + r \times \omega$$

OpenFOAM har to forskjellige løsere for roterende beregningsområder. Den ene er simpleSRRFoam som løser strømmingen i et roterende område. Denne bruker relative hastigheter, og løser følgende kraftligning med to kildeledd.

$$(6) \operatorname{div}(u_r \otimes u_r) + 2\omega \times u_r + \omega \times \omega \times r = -\operatorname{grad}\left(\frac{P}{\rho}\right) + \nu \nabla^2(u_r)$$

Den andre løseren heter MRFSimpleFoam, og denne kan håndtere flere forskjellige områder som enten roterer eller ikke. MRFSimpleFoam løser kraftligningene for de absolutte hastighetene og ligningen inneholder da et kildeledd.

$$(7) \operatorname{div}(u_r \otimes u_i) + \omega \times u_i = -\operatorname{grad}\left(\frac{P}{\rho}\right) + \nu \nabla^2(u_r)$$

2.5 Diskretisering

Grunnligningene for kraft og massebevarelse blir diskretisert for å kunne løses numerisk.

Diskretiseringen kan vises ved hjelp av Taylorrekker og kan i prinsippet ha så høy nøyaktighet som man ønsker. Høyere nøyaktighet gir imidlertid mer kompliserte skjemaer og er ikke nødvendigvis fordelaktig. Eksempel på andre ordens diskretisering av den partiell deriverte og andre deriverte av en variabel er:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2\delta x} + O(\delta x^2)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{u_{i-1} - 2u_i + u_{i+1}}{\delta x^2} + O(\delta x^2)$$

Diskretiseringene er basert på et nabopunkt på hver side og kalles sentraldifferanser. Disse brukes ofte for diskretisering av rom-variable mens 1.ordens foroverdifferanse er vanlig for tid.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\delta t} + O(\delta t)$$

Diskretisering etter disse metodene omtales ofte forward time central space FTCS. For konveksjonsproblemer er det vanlig å bruke upwind skjema for de romlig deriverte.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{u_i^n - u_{i-1}^n}{\delta x} + O(\delta x)$$

Peclet tallet beskriver forholdet mellom konveksjon og diffusjon $Pe = \frac{\rho u \delta x}{\mu}$. Når dette er større

enn to brukes gjerne Upwind skjema. Peclet-tallet for et strømningsproblem vil være det samme som Reynoldstallet.

2.6 Grid

Beregningsområdet deles opp i mange små celler. Et stort antall celler gir høy nøyaktighet. Dette kan sees ut i fra diskretiseringene, siden feilen er avhengig lengden på sidekantene, δx , til cellene.

Det mest naturlige valget av referansepunkt ville vært å ha trykk og hastighet på samme noder i midten av hver celle. Dette kalles non-staggered grid og har minst to store ulemper. Den første ulempen er at massestrømmen ut av cellen ikke kan regnes ut direkte med masse multiplisert med hastighet. Den andre ulempen er at man ved å bruke en diskretisering basert på nabopunktene vil kunne få to uavhengige trykkfelt inni domenet, kalt "Checkerboarding". På en annen side forenkler samlokalisering av variablene håndteringen av kompliserte geometrier og postprocessing. Derfor bruker OpenFOAM og andre CFD verktøy som CFX denne gridtypen.

Kvaliteten på et grid er avhengig av mange forskjellige parametre. Hva slags parametre som har mest betydning avhenger av både strømningsforhold, modelligninger og diskretiseringsmetoder. Integral-metoden Finite Volume Methode er robust med hensyn på skjevhet og størrelsesforhold mellom naboceller, men disse parametrene bør allikevel ikke være for store. En tommelfingerregel er at størrelsesforholdet mellom naboceller ikke skal være større enn 1.25, [7].

Gridstørrelsen må også være liten nok til å fange opp den fysikken man er på jakt etter. I et grensesjikt er hastighetsgradientene store og for å få en nøyaktig løsning her må cellene i gridet være svært små. I turbulent strømning, når man bruker en vegglov, viser erfaring at en gridstørrelse

inne ved veggen gitt ved y^+ verdi på mellom 30 og 300 er bra. Det å lage et bra grid for CFD beregninger er en iterativ prosess. Først etter simuleringene får man se hva slags y^+ verdier man har. Gridrelaterte feil kan undersøkes ved å sjekke hvor mye løsningen endrer seg ved endring av antall celler i gridet.

2.7 Tidssteg, gridstørrelse og stabilitet.

De beskrivende ligningene for problemet som undersøkes er ofte diskretisert bare ved hjelp av nabopunktene til noden ligningen gjelder for. Det betyr at for å regne ut ny verdi tas det bare med informasjon fra disse. For tidsavhengige problemer blir det derfor en restriksjon at fluidet ikke kan reise mer enn en cellelengde for hvert tidssteg. Dette er kalt Courant Friedrich Levy betingelsen og er formulert som $CFL = 1 > \frac{u\delta t}{\delta x}$. Når løsningsprosessen skrider fram er det selvsagt et kriterium at problemet er konvergent. For å oppnå konvergens er det tilstrekkelig at problemet er konsistent og stabilt (Lax's ekvivalens teorem). Det finnes flere måter å sjekke stabilitet på. Noen av de vanligste er Matrise metoder, Fourier analyse og Max-Min metoder. Matrise metoder og Fourier metoder blir fort veldig kompliserte for anvendelse på ligningssystemet i kapittel 2.2 slik at Max-Min metoden ofte er den som brukes. Alle metodene krever at ligningssystemet er lineært. Ved Max-Min metoden kreves det i tillegg at alle koeffisienter i de diskretiserte ligningene er positive og at summen av dem er lik en. Fra dette kan man finne tilstrekkelige kriterier for størrelser på tidssteget og cellestørrelsene. Når ligningssystemet er diskretisert fullt implisitt er problemet ubetinget stabilt. Simple metoden, som er beskrevet i neste avsnitt, er en delvis implisitt og eksplisitt metode. Noe absolutt krav til tidsstegets størrelse er vanskelig å finne, men dersom gridstørrelsene justeres ned vil det være nødvendig å justere tidssteget tilsvarende.

2.8 Løsningsprosedyre

En utfordring ved analyse av inkompressibel strømning er at ligningene som løses ikke inneholder en eksplisitt tidsderivert for trykket. Det er derfor laget en rekke forskjellige algoritmer for å løse ligningene. To av disse er SIMPLE som står for Semi-Implicit Methode for Pressure Linked Equation og PISO algoritmen som står for Pressure Implicit with Splitting of Operators. Som overordnet løsningsalgoritme for hele CFD-problemet kan man i OpenFOAM velge mellom PISO eller SIMPLE algoritmen. PISO velges vanligvis for transiente problemer og SIMPLE for steady state problemer.

Gangen i SIMPLE algoritmen er i hovedtrekk følgende.

1: Regne ut tentativt hastighetsfelt med trykk fra forrige tid.

$$u^* = f(u^n, p^n), u^* \text{ er det tentative hastighetsfeltet.}$$

2: Regne ut nytt trykk fra Poiseuille ligningen

$$\frac{\partial^2 p^{n+1}}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\delta t} \frac{\partial u^*}{\partial x}$$

3: Sette inn nytt trykk i opprinnelig differanseligning og regne ut nye hastigheter.

$$u^{n+1} = f(u^n, p^{n+1})$$

SIMPLE algoritmen i OpenFOAM korrigerer løsningen dersom gridet ikke er ortogonalt. Man kan velge antall korreksjoner fritt etter hvor skjevt gridet er. Gridet er ortogonalt dersom normalen fra overflaten mellom to celler er parallell med vektoren mellom midtpunktene i de to cellene. For å løse ligningene i de forskjellige stegene i simple-algoritmen har man tre valg i OpenFOAM. Disse er:

- Preconditioned conjugate gradient method
- Solver using smoother
- Generalised geometric-algebraic multi-grid.

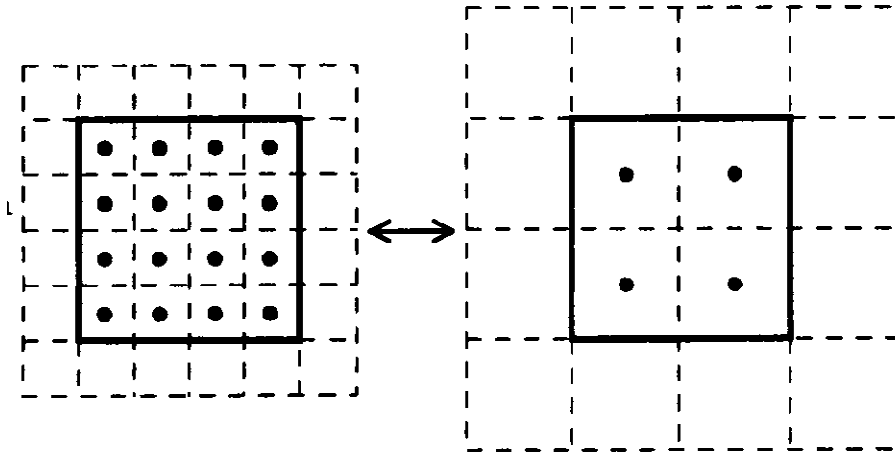
Multigrid sies å være den raskeste metoden, men conjugate gradient metoden kan være nesten like rask og er mer robust. Metoden multigrid består i hovedtrekk i at man tar i bruk flere grid med forskjellig antall celler for å løse et og samme problem. De iterative løserene man har for matriseligningssystemer, som for eksempel Gauss Seidel og Jakobi, er begge gode til å løse høyfrekvente feil, men de er dårlige for lavfrekvente feil. Når gridet blir gjort grovere blir feilene tilsynelatende mer høyfrekvente og ligningsløseren mer effektiv. Fra den diskretiserte versjonen av Poiseuille ligningen, steg 2, får man et ligningssystem på formen $Au = f$. For strømningsberegninger er det denne ligningen som krever mest for å løses og derfor blir multigrid eller conjugate gradient metoden anvendt på denne. Multigrid gjør om ligningene til residualligningen:

$$Ae = R$$

Hvor residualet, R, og feilen, e, er definert som henholdsvis

$$R = f - Av \text{ og } e = u - v$$

For alle grovere grid enn det fineste regner multigridd ut feilen, e , fra residualligningen istedenfor å løse for variabelen u . Fordelen med dette er at man som initialverdier kan bruke at feilen er lik null. Mellom hvert gridnivå må verdiene for feilen konverteres fra fint til grovt grid og vice versa. Det er da vanlig med et en til to forhold mellom griddene.



Figur 5 Overføring mellom griddene.

Multigridd må lagre både venstre og høyre side i residualligningen for alle grid-nivåer. Behovet for lagring i et tredimensjonalt grid blir dermed

$$\text{lagring} = 2 \cdot I \cdot J \cdot K (1 + 2^{-3} + 4^{-3} + 8^{-3} + \dots) < 2 \cdot I \cdot J \cdot K \frac{7}{8}$$

Man ser at det fineste gridet er totalt dominant og at alle de andre grid-nivåene ikke har så mye å si for lagringsbehov.

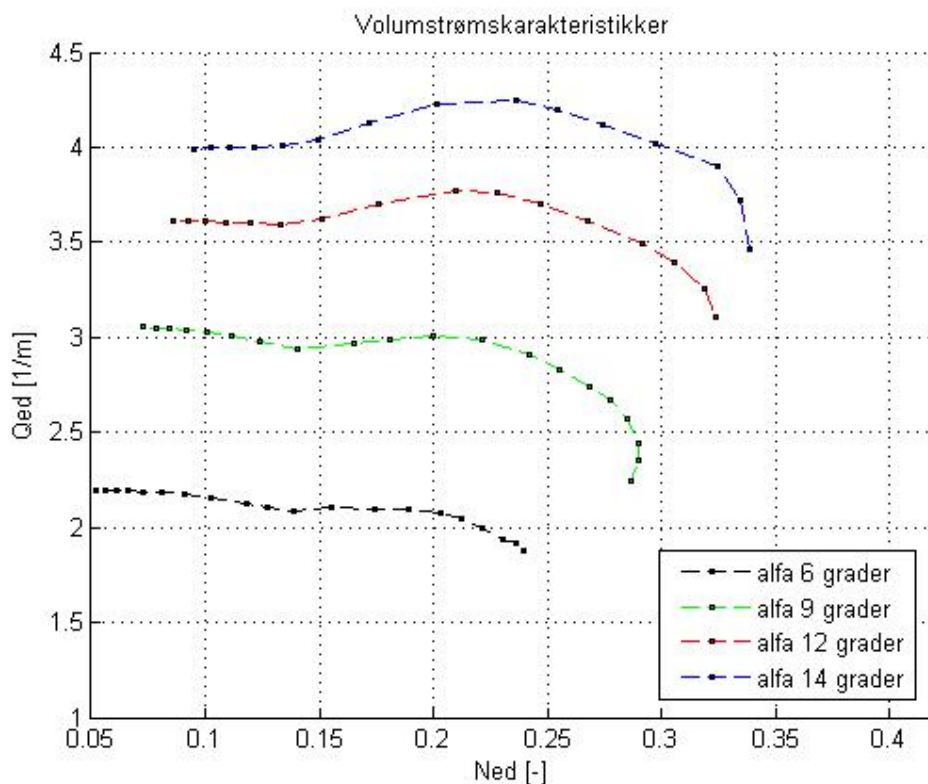
Conjugate gradient method er en minimeringsmetode. Når man definerer at $f'(x) = Ax - b$ har man også definert en funksjon, f , som kan minimeres for å finne løsningen på ligningssystemet. En tredimensjonal analogi vil være at man skal finne laveste punkt i et landskap. For å finne den raskest mulig vil det være enklest å hele tiden gå den retningen som har størst helning. Conjugate gradient metoden gjør imidlertid enda smartere retningsvalg, såkalte "conjugate directions". For å bedre konvergensen modifieres ligningssystemet til $M^{-1}Ax = M^{-1}b$. Dette kalles prekondisjonering og målet er da å velge en matrise M så lik A som mulig.

2.9 Løsningskontroll

Et mål for forskjellen mellom funnet løsning og eksakt løsning av det diskretiserte ligningssystemet er residualene. For hver av variablene i problemet må det løses et ligningssystem med like mange ukjente som antall celler i beregningsområdet. Residualene er resultatene når de diskretiserte ligningene er satt opp med alle ledd på en side i ligningen. Det finnes like mange residualer som antall celler og som et mål for feilen brukes ofte en matrisenorm. I OpenFOAM stoppes iterasjonsprosessen ved hvert tidssteg enten ved at en angitt verdi for residualene er oppnådd eller at residualet i forhold til initielt residual er blitt mindre enn en angitt faktor. Antall residualer for trykket er lik antall korreksjoner i simple-algoritmen pluss en. Residualene er normalisert slik at de er uavhengig av variabelenes størrelsesorden. Dette må gjøres for at tallene skal være sammenlignbare. Normaliseringsmetoden er kompleks, men er ofte relatert til residualene etter en eller to iterasjoner. Residualene er også et mål på hvor mye løsningen skal endres i neste oppdatering.

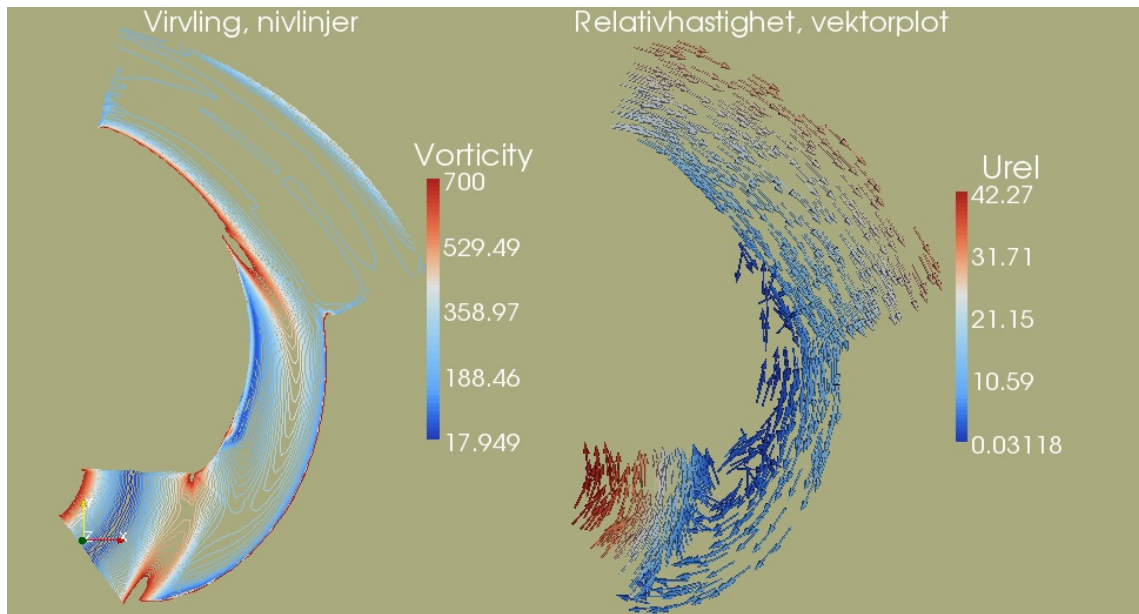
3 2D-Simuleringer

Dette kapittelet bygger videre på simuleringene [3] og for opplysninger angående simuleringene refereres det til dette prosjektarbeidet. Det ble i [3] gjort 2-d simuleringer av karakteristikkene for en pumpeturbin. I dette arbeidet har det blitt utført ytterligere simuleringer. Geometrien til simuleringene er tatt fra en eksisterende pumpeturbin, og projisert til et plan. I de påfølgende avsnittene vises karakteristikkene og virkningsgradene for simuleringene. Det er i tillegg gjort et sett med simuleringer for å se hvordan resultatene endres dersom bladets profil blir noe tykkere. Beregningsområdet omfatter bare selve løpehjulskanalen med små innløps og utløpsområder. Når trykket over turbinen ble regnet ut ble spinnets på utløpet trukket fra utløpstrykket. Volumstrømskarakteristikkene er vist i Figur 6. Legg merke til at Q_{ed} har dimensjon $1/m$ som følge av at simuleringene er todimensjonale.



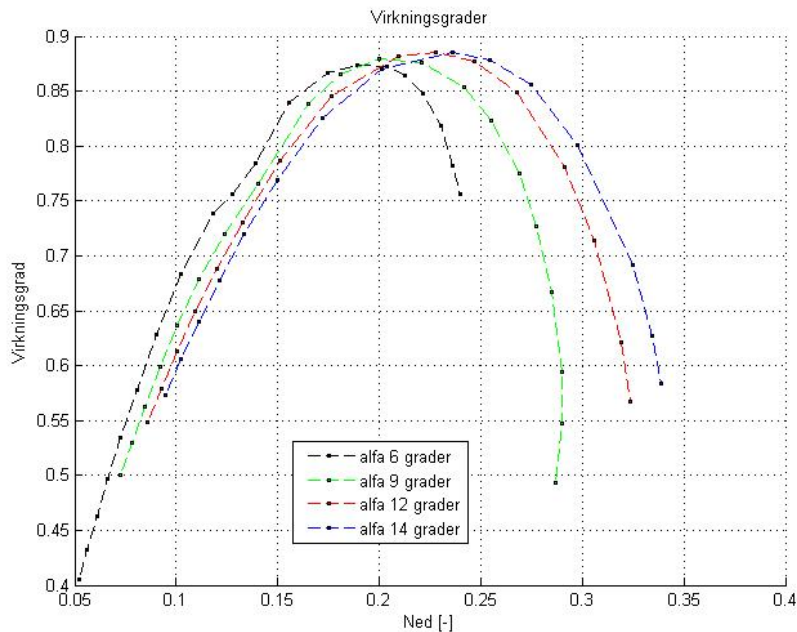
Figur 6 todimensjonale turbinkarakteristikk

Ved veldig lav last er strømmingen i turbinen preget av virvlinger og ustabile strømningsforhold. Figur 7 viser virvlingen og hastighetene gjennom turbinen ved lav last. Man kan se at på trykksiden av kanalen strømmer vannet tilbake med lav hastighet. Figuren viser også at det produseres mye virvling nært innløpet på trykksiden av skovlene.



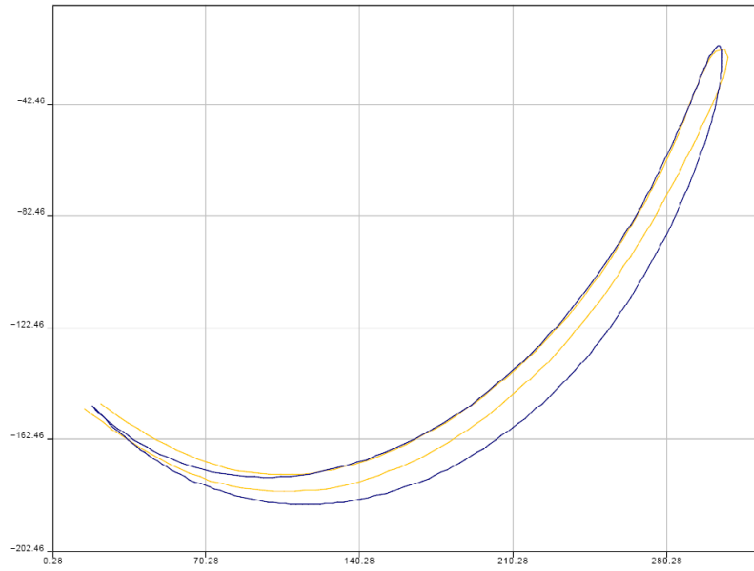
Figur 7 Hastigheter og virvling ved veldig lav last.

Virkningsgradene for simuleringpunkter tilsvarende de i Figur 6, er vist i Figur 8. Virkningsgraden beregnes ut fra ligningen $\eta = \frac{M\omega}{\rho gQH}$. Momentet på skovlene hentes ut fra beregningene ved hjelp av applikasjonen computeTorque. Trykket som er hentet ut er midlet over henholdsvis innløps og utløpsflatene.

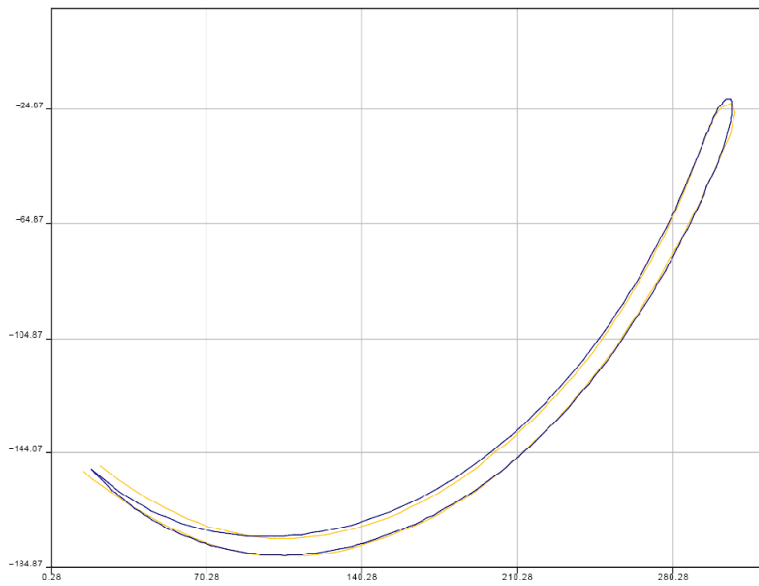


Figur 8 Virkningsgrader fra 2d simuleringer

Videre ble det simulert en karakteristikk for innløpsvinkel lik 10 grader på to ulikt profilerte løpehjul. Sugesidene på de to løpehjulene er like mens profileringen er forskjellig for trykksiden. Løpehjulet med mest profilering er kalt "tykt" løpehjul og det med minst profilering "tynt" løpehjul. De to løpehjulene er vist i Figur 9 og Figur 10. Simuleringene ble gjort med konstant turtall og varierende radiell innløpshastighet, Cr fra 7[m/s] til 0.1[m/s].

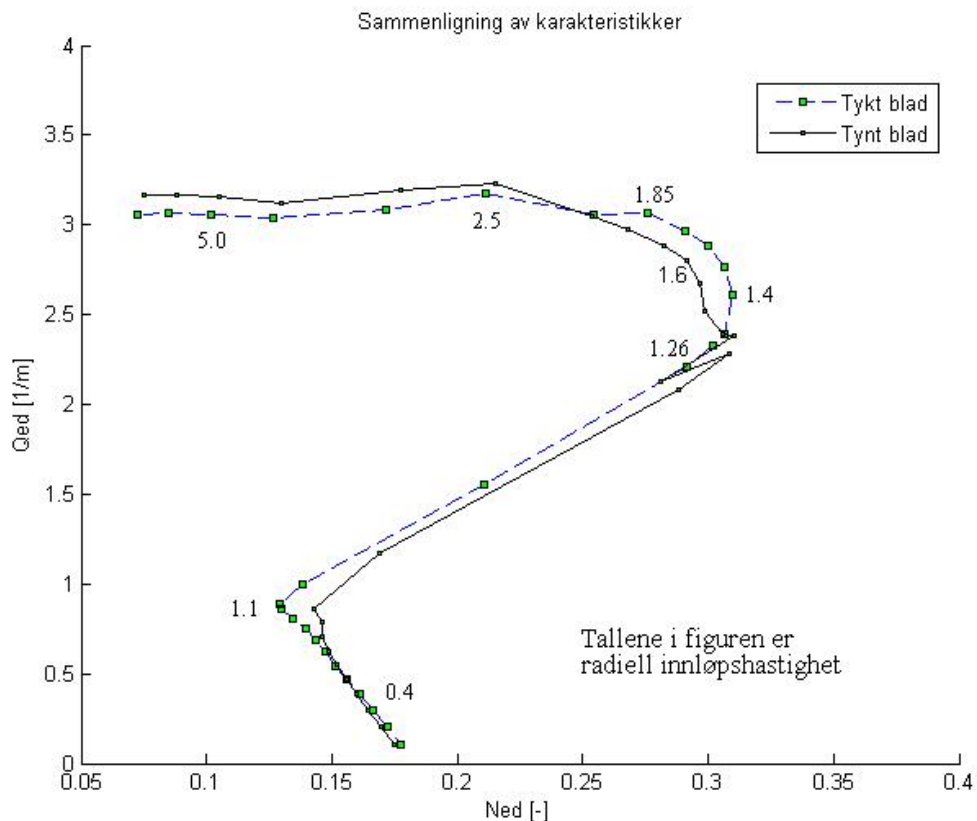


Figur 9 De blå linjene viser Tykt løpehjul



Figur 10 De blå linjene viser tynt løpehjul

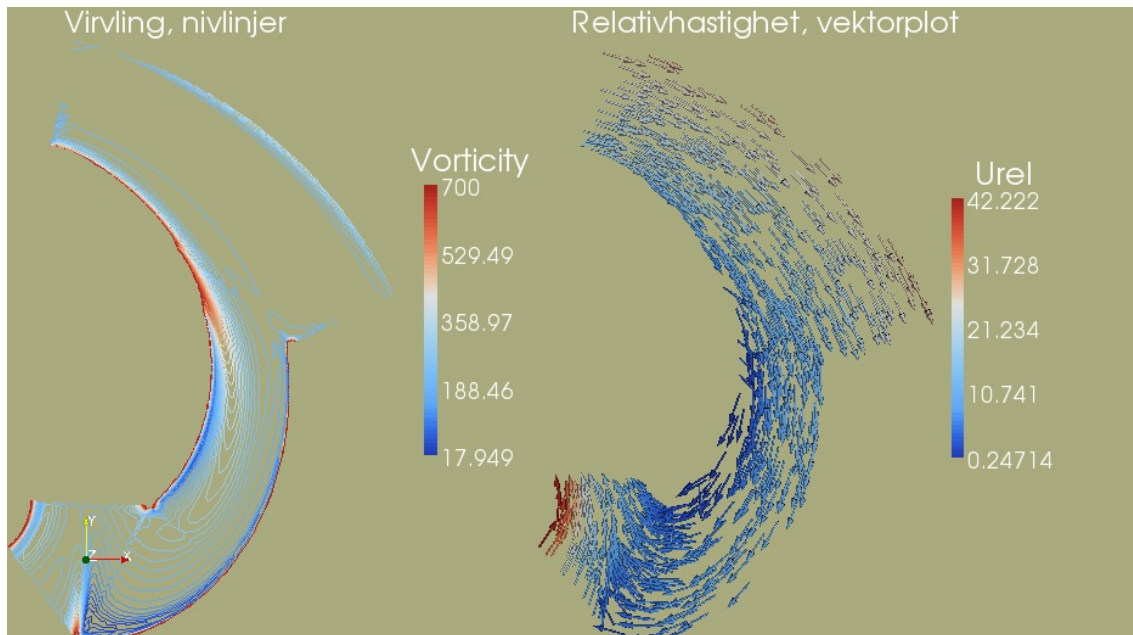
Karakteristikkene for de to løpehjulene ble som i Figur 11. Residualene for simuleringspunktene er stort sett i størrelsesorden 10^{-5} eller bedre med noen få unntak.



Figur 11 Sammenlignede karakteristikk

En forskjell mellom det mest og det minst profilerte løpehullet er at arealet gjennom kanalene er mindre for det mest profilerte. Dermed vil strømningsmotstanden være større og volumstrømmen vil være noe mindre. Dette kan sees på den delen av karakteristikkene med høyest radiell innløpshastighet. Virvler i strømmingen fører til at strømningsarealet blir forminsknet og at Qed avtar enten ved at trykket øker eller at volumstrømmen går ned. Siden volumstrømmen er gitt ved inputparameteren Cr er det i disse simuleringene trykket som vil øke. Man ser at mellom punktene 2.5 og 1.85 krysses karakteristikkene. Det tyder på at strømningsmotstanden gjennom turbinen da blir størst for det minst profilerte bladet. Den store endringen i grafen mellom verdiene Cr=1.4 og Cr=1.1 tyder på at virvling og tilbakestrømning plutselig spiller en stor rolle. Hastigheter og virvling

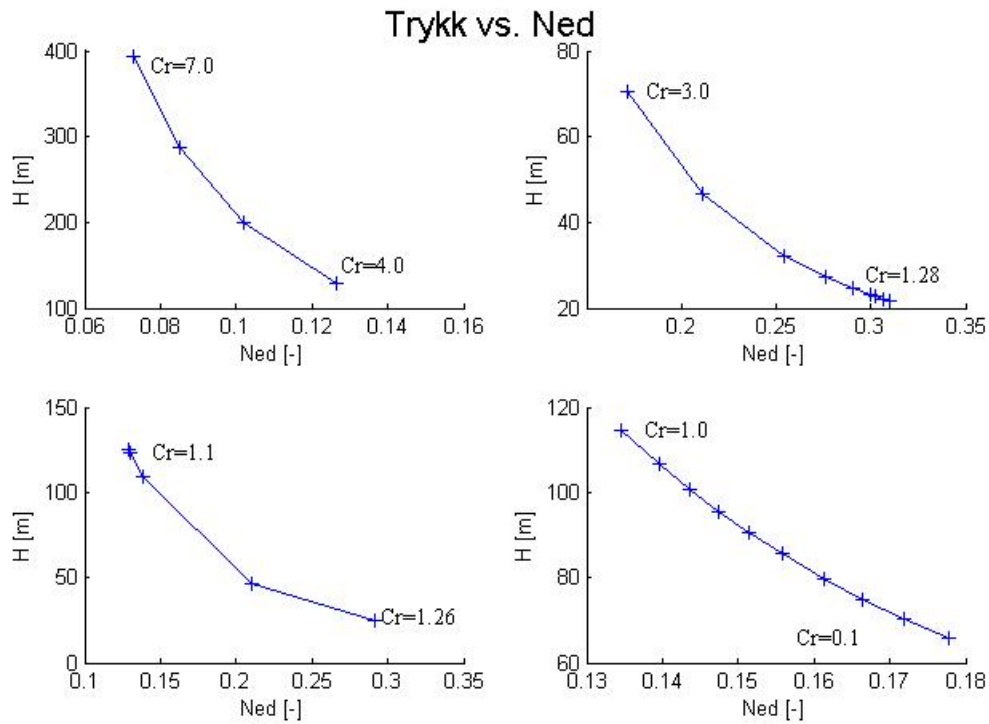
for punktet med $Cr=1.6$ på kurven for tynt blad er vist i Figur 12. Man kan se at strømmingen stedvis står stille langs trykksiden, og at det effektive strømningsarealet har blitt mindre.



Figur 12 Virvling og relativhastigheter for tynt blad, $Cr=1.6$

Både Qed og Ned er avhengig av trykkfallet over turbinen. Trykkfallet er i Figur 13 framstilt i fire vinduer. Grafen for trykket er delt opp fordi Ned ikke er monotont stigende og fordi størrelsen på trykket er veldig stort for stor vannføring. Legg merke til at trykket i vinduet nederst til venstre beveger seg motsatt vei av de andre. Cr verdiene i dette vinduet korresponderer med verdiene der karakteristikkene brått går ned mot venstre. Trykkplottet er laget for det mest profilerte bladet. Et trykkplot for det andre bladet vil i samme figur se helt likt ut. Trykket i denne figuren er

totaltrykket, $\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2}$, og spinnets på utløpet er ikke lagt til.



Figur 13 Endring i totaltrykk over turbinen.

3.1 Diskusjon

Beregningsteknisk har det vist seg meget utfordrende å beregne strømmingen ut mot rusing. Dette har en naturlig forklaring i og med at strømmingen er preget av til dels store tilbakestrømninger. Disse er trolig ikke stabile, men vil under normal forhold pendle noe i kanalen. For en transient simulering av hele hjulet er det mulig at "rotating stall", altså resirkulasjonssoner som flytter seg fra kanal til kanal vil oppstå. Derimot viser 2D simuleringene at begrensningene i den tredje retningen, som påtvinger tilbakestrømning, er en effektiv måte å forstå og studere S-formen til turbinkarakteristikken. Dette gir håp om at videre arbeid kan gi en bedre forståelse av sammenhengen mellom skovlgeometri og form på karakteristikkene.

4 OpenFOAM, et åpen kilde Software

OpenFOAM er et åpen kilde programvarepakke for numeriske simulering. Åpen kilde betyr i utgangspunktet at kildekoden til det aktuelle programmet er fri for alle til å lese, endre på og distribuere. Uttrykkets opphav er Open source software (OSS) som gjennom "The Open Source Initiative" har fått ti kriterier knyttet til seg. I tillegg til betydningen ovenfor stiller kriteriene krav til å unngå diskriminering av enkeltbrukere og grupper. Det skal heller ikke diskrimineres mot andre software eller teknologier.

Å jobbe med åpen kilde programvare er noe annerledes enn å jobbe med ordinær lisensierte programmer. Ved at den offisielle distributøren ikke har økonomiske fordeler av softwaren kan innsatsen rettet mot dokumentasjon og brukervennlighet bli noe tilsidesatt. For OpenFOAM sin del finnes det en kort brukermanual i tillegg til et mye brukt internetforum. To store fordeler med åpen kilde software er åpenbart at brukeren har fullstendig kontroll over softwaren sin både med hensyn på tilgjengelighet og bruk.

OpenFOAM ble opprinnelig forsøkt utviklet som et kommersielt selskap. Da dette i 2004 viste seg å ikke fungere ble programpakken lagt ut til fri bruk. Den offisielle versjonen av OpenFOAM blir nå administrert av OpenCFD Ltd. Flere av de tidligere utviklerne av OpenFOAM bidrar også nå med nye applikasjoner til OpenFOAM. Noen av applikasjonene brukt i denne oppgaven ble distribuert av de opprinnelige utviklerne Martin Beaudoin (Hydro Quebec) og Hrvoje Jasak (University of Zagreb) i løpet av våren 2009.

Før man tar i bruk åpen kilde software er det gunstig å teste ut dens funksjonalitet. Videre i kapitlet er det beskrevet tester av applikasjonene for periodiske grensebetingelser og gridimport fra Fluent.

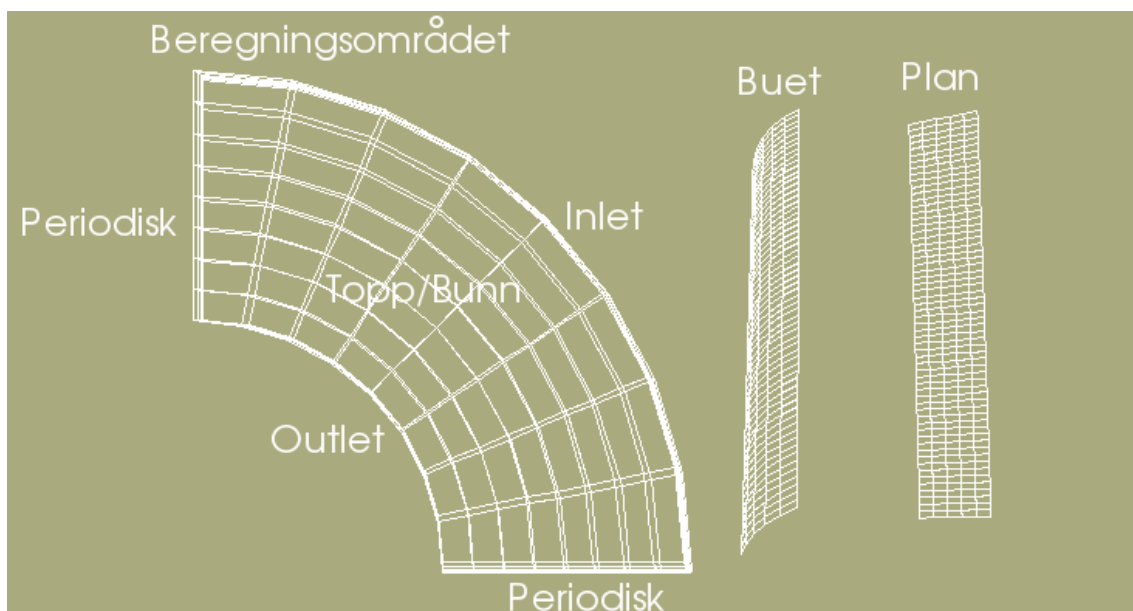
4.1 Test av grensebetingelser og gridimport

Det var nødvendig å teste noen av de grensebetingelsene og løserne som skal brukes i hovedsimuleringene. I tillegg må importeringsverktøyet fluentMeshToFoam prøves ut. For disse

testene ble det lagd en case som passet for alle testene. I utgangspunktet ble OpenFOAM versjonen OpenFOAM-1.5 brukt. De funksjonaliteter som det testes for er:

- om de periodiske grensebetingelsene fungerer som ønsket
- om grensebetingelsen zeroGradient for hastighetene kan brukes for å simulere friksjonsfrie vegger
- om fluentMeshToFoam konverterer all grid informasjon fra fluent format til OpenFOAM format
- om løserene simpleSRFFoam og MRFSimpleFoam fungerer som forventet

Motivasjonen for å teste ut zeroGradient er å se på muligheten for å bruke grove grid langs enkelte vegger. Erfaringsmessig blir grensesjiktet mye tykkere enn det skal når det brukes grove grid nært en vegg med heft, og bruk av zeroGradient som grensebetingelse kan derfor være fordelaktig [6]. Beregningsområdet for testene ser ut som i Figur 14. Høyden normalt på planet i figuren betegnes som z-retning eller høyden i beregningsområdet. De periodiske sidekantene er vist til høyre i figuren.



Figur 14 Beregningsområdet med buet og plan periodisk flate til høyre.

Noen simuleringsdata og grensebetingelser som er lik for alle testene er satt opp i Tabell 1 og

Tabell 2.

Tabell 1 Simuleringsdata

Rotasjon	Rotasjonsakse	Fluid	Simuleringstype
100rpm	(0 0 1)	Vann	Steady state

Tabell 2 Grenseverdier

	Innløp		Utløp	
	Type	Verdi	Type	Verdi
Hastighet	fixedValue	Radial 20 m/s	zeroGradient	-----
Trykk	zeroGradient	-----	fixedValue	0 m^2/s^2
Omega	fixedValue	3.5 $1/s$	zeroGradient	-----
K	fixedValue	0.375 m^2/s^2	zeroGradient	-----

For toppen og bunnen av beregningsområdet er det benyttet to forskjellige grensetyper, vegg og empty. Empty er en grensebetingelse som brukes for todimensjonale beregninger.

Beregningsområdet settes da opp tredimensjonalt, men med bare en celle i z-retning. Grensene normalt på z-retning settes da som empty. Gridet kan på grunn av dette ikke være likt for alle testene. Beregningsområdet er satt opp med hexaheder-celler uten noen form for gradering. Oppdeling er satt opp i Tabell 3. Når testcasen er satt opp på måten forklart i dette avsnittet kan resultatene sammenlignes med analytiske utregninger. Bevaring av energi gjennom beregningsområdet vil gi ligning (8). Hastighetene skal teoretisk sett være rent radiell.

$$(8) \frac{P_{inn}}{\rho} + \frac{v_{inn}^2}{2} = \frac{P_{ut}}{\rho} + \frac{v_{ut}^2}{2}$$

Tabell 3 Gridoppdeling

	Antall celler
Langs innløpet	60
Radielt	60
I Z-retning med empty	1
I Z-retning med wall	5

Test A: Denne testen ble gjort med plane flater på de periodiske grensene. Plane flater betyr at flatene er spent ut av to rette linjer. For topp og bunn av beregningsområdet er det brukt grensebetingelsen vegg, med zeroGradient for alle variable.

Test B: Denne testen er lik test A bortsett fra at de periodiske grenseflatene ikke er plane. De er buet i z-retning.

Test C: Testen er lik test A, bortsett fra at gridet er laget i Gambit og importert til OpenFOAM format.

Test D: Testen er lik test B, bortsett fra at gridet er laget i Gambit og importert til OpenFOAM format.

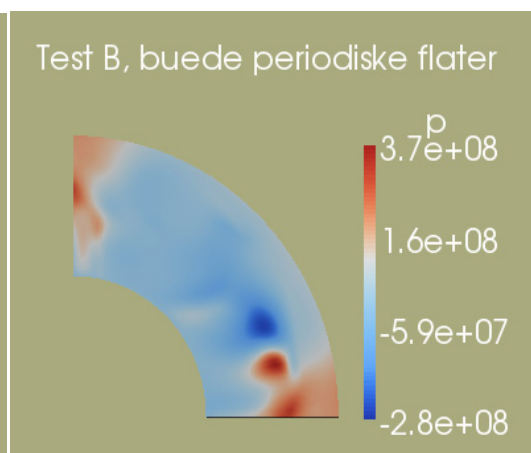
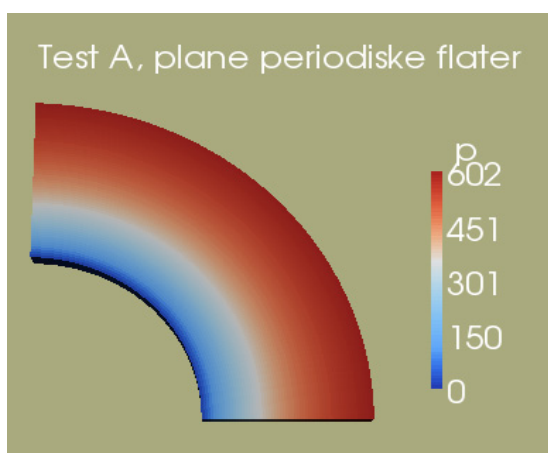
Når resultatene skal tolkes må man huske på at siden hele beregningsområdet er friksjonsfritt skal det teoretisk sett ikke tapes noe energi. De vil si at all endring i trykenergier skal overføres til hastighetsenergi.

Gjennomsnittlig trykk på innløp og utløp fra Test A og B kan sees i Tabell 4.

Tabell 4 Trykkresultater for Test A og B

	Test A, plan periodisk flate	Test B, buet periodisk flate
Innløp	601.6 Pa*m ³ /kg	10 ⁸
Utløp	0.0 Pa*m ³ /kg	0.0

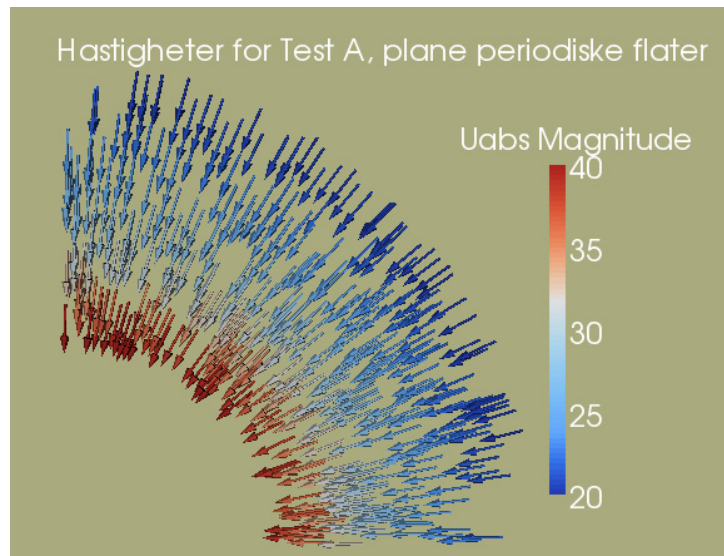
Trykkfordelingen for de to testene kan sees i figurene under.



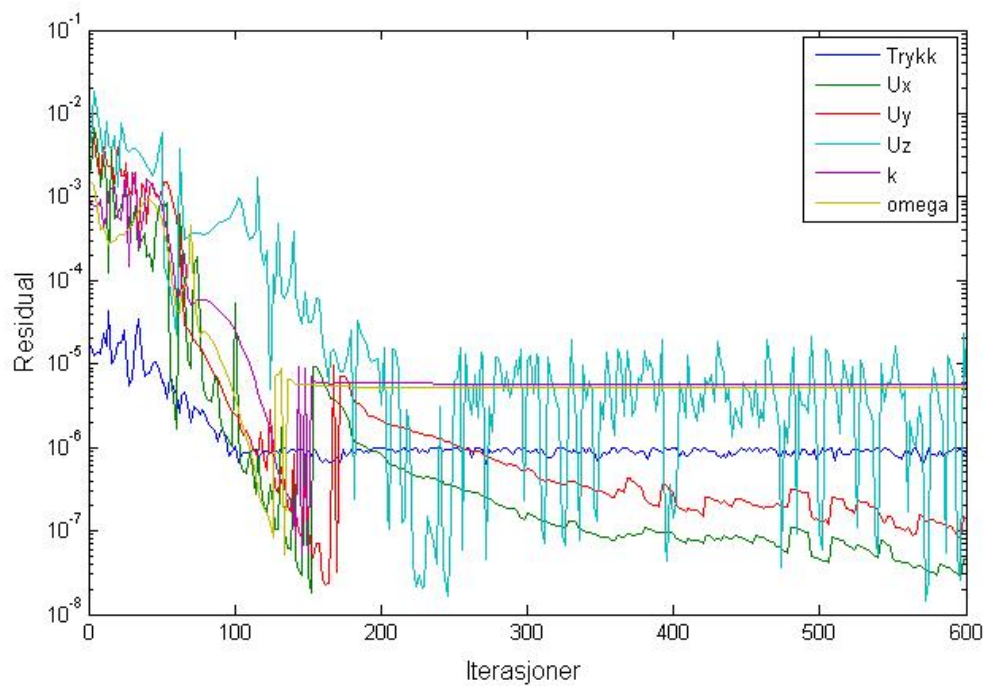
Figur 15 Trykkfordeling

Figur 16 Trykkfordeling

Man kan tydelig se at test B ikke har konverget. Resultatet fra test A, med plane flater, ser rimelig ut. Vektorplot for hastighet og residualer for test A er vist i Figur 17 og Figur 18.



Figur 17 Hastighetsplot for test A.



Figur 18 Konvergens for test A, plot av Residualer.

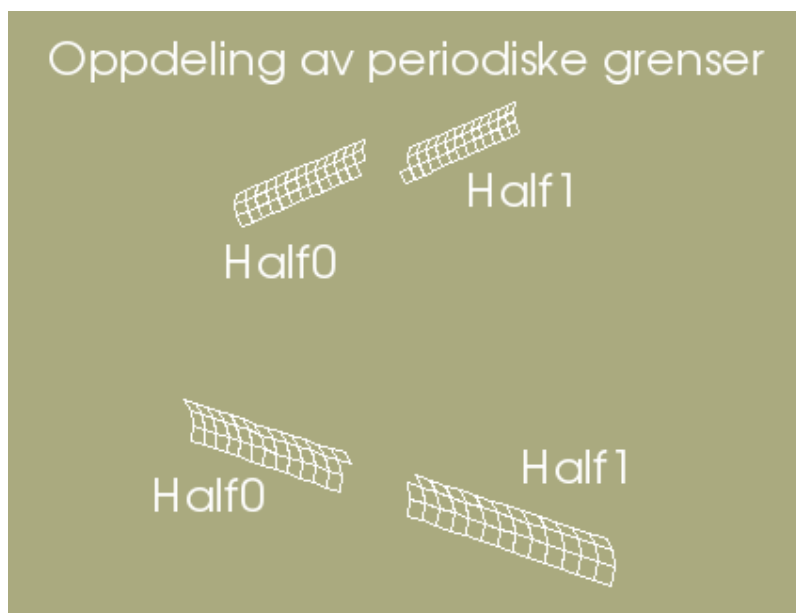
Resultatene fra Test A viser at differansen i trykenergi er gått over til hastighetsenergi med lite tap.

$$\frac{\Delta v^2}{2} \left(= \frac{40^2 - 20^2}{2} \right) \approx \frac{\Delta p}{\rho} (601,1)$$

Tallene kan sees i Tabell 4 og Figur 17.

I testene C og D er det gjort tilsvarende tester som i A og B bare med importert grid. For test C med plane flater ble resultatene som i test A. For test D med buede periodiske flater kunne ikke OpenFOAM starte simuleringen. Dette skyldtes at programmet kontrollerer overensstemmelse mellom de to periodiske flatene før simulering, og at disse da ikke stemte overens.

Alle flater til alle celler i beregningsområdet er samlet i en liste. Der grensebetingelsen cyclic brukes, samles de to periodiske flatene i en bolk. Flatene som tilhører de periodiske grensene representeres ved et nummer for første flate i listen og antall flater. Den første halvparten av denne delen av listen skal inneholde den ene periodiske grensen mens den andre halvparten skal inneholde flatene til den andre grensen. Flatene må også være ordnet i samme rekkefølge. Man kan få OpenFOAM til å skrive ut en objektfil for hver av de to halvpartene av listen. Dersom disse konverteres til vtk filer kan man undersøke de to grensene separat i paraview. Figur 19 viser hvilke flater som er representert i den første og andre halvdel av listen.



Figur 19 Oppdeling av periodiske grenser

Man kan se at flatene i første halvdel av listen ikke bare representere en grense slik den skulle, men noen flater fra hver av de periodiske grensene.

Det ble etter anbefaling fra Olivier Petit [8], besluttet å ta i bruk grensebetingelsen `cyclicGgi` for de periodiske grensene. `Cyclic` og `cyclicGgi` er begge for periodiske flater men `cyclicGgi` skal være mer fleksibel og robust enn `cyclic`. For å bruke `cyclicGgi` må man bruke OpenFOAM versjon `OpenFOAM_1.5-dev`. Dette er en utvikler versjon som inneholder mange applikasjoner som ikke er testet ut, men som har alle de nyest utviklede applikasjonene til OpenFOAM. For å bruke `cyclicGgi` må det spesifiseres noen parametre. Oppsettet for grensebetingelsen sees under.

```
Name
{
    type            cyclicGgi;
    nFaces          30;
    startFace       3600;
    shadowPatch     shadowName;
    zone            zoneName;
    bridgeOverlap   false;
    rotationAxis    (0 0 1);
    rotationAngle   -90;
    separationOffset (0 0 0);
    featureCos      0.9;
}
```

Når man bruker `cyclicGgi` må de to periodiske grensene være lagret i to patcher. Spesifikasjonen `shadowPatch` sier hvilke patch som er periodisk med den aktuelle grensen. Flatene til de to periodiske flatene må også lagres i soner. `ZoneName` referer til hvilke soner grensen er en del av. Dersom grensene er rotert fra hverandre oppgir man `rotationAxis` og `rotationAngle`. `CyclicGgi` holder rede på hvilke flater som er periodiske med hverandre. Dette betyr at flatene kan ha hvilke som helst nummerering i face-list.

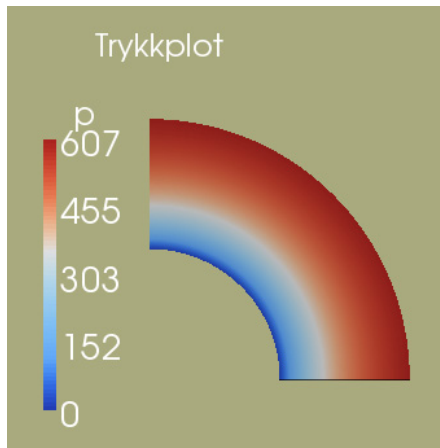
Det ble nå laget nye laget nye tester med `cyclicGgi`.

Test E: Som test B, men med `cyclicGgi` på periodiske grenser

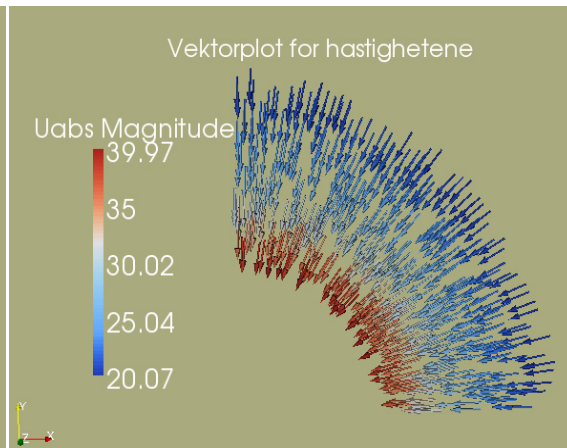
Test F: Som Test E men med null hastighet på topp og bunn istedenfor `zeroGradient`.

Test E konvergente ikke, men det gjorde test F. Resultatene fra denne testen kan sammenlignes med resultatene fra test A, men det må tas i betraktning at veggene på topp og bunn av beregningsområdet nå vil gi vannets hastighet en komponent vinkelrett på radien. Trykkplot fra test F er vist i Figur 20 og vektorplot av hastighetene er vist i figur 19. Fra hastighetsplottet er det ikke mulig å se noen forskjell fra test B. Trykkplottet viser noe større trykk på innløpet. Det er naturlig at

hastigheten på utløpet for denne testen blir større enn for test B. Dette fordi hastigheten består av den radielle hastigheten, som på grunn av kontinuitet må være i snitt 40 m/s, i tillegg til en spinn komponent. Tapet gjennom kanalen ble beregnet til 0.1% ved å finne endringen i totaltrykk.



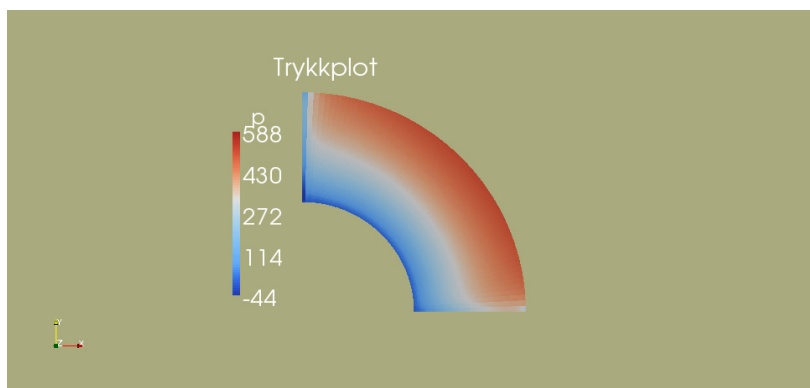
Figur 20 Trykkfordeling cyclicGgi test



Figur 21 Hastighetsvektorer

For å være sikker i de senere konklusjonene ble det til slutt laget en test G. Beregningene ble da satt opp som i test B, men med heft på veggene topp og bunn istedenfor zeroGradient. Simuleringene i denne testen konvergente med endelige residualer på 10^{-6} , men resultatene ble feil.

Trykkdistribusjon for beregningsområdet er vist i Figur 22. Man ser at løsningen er feil i området rundt de periodiske grensene.



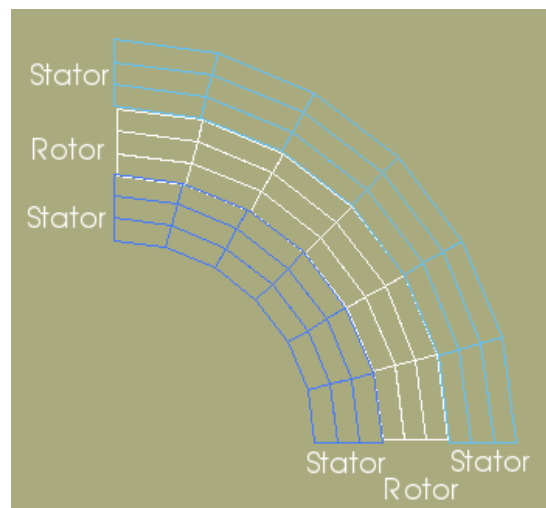
Figur 22 Trykkplot for test G

4.2 Drøfting av testresultatene

Ved gjennomføring av disse testene har det oppstått flere forskjellige problemer. Et av dem oppstår ved importering av grid fra fluent. OpenFOAMs cyclic grensebetingelse er avhengig av riktig nummerering på flatene til de periodiske grenser noe som fluentMeshToFoam ikke klarer å håndtere. Grensebetingelsen cyclicGgi ser ut til å fungere uavhengig av nummerering. Ved sammenligning av test E og F kan man se at grensebetingelsen zeroGradient for hastighet mot en vegg ødelegger stabiliteten i simuleringen. Fra test G ser man at resultatet er helt ufysisk men de ser ut til å være periodisk ved de periodiske grensene. Konklusjonen fra disse testene er derfor at man bør bruke cyclicGgi istedenfor cyclic, og at man bør være varsom med bruk av zeroGradient som grensebetingelse for hastighetene ved vegger. FluentMeshToFoam fungerer bra, så lenge man ikke bruker cyclic grensebetingelse.

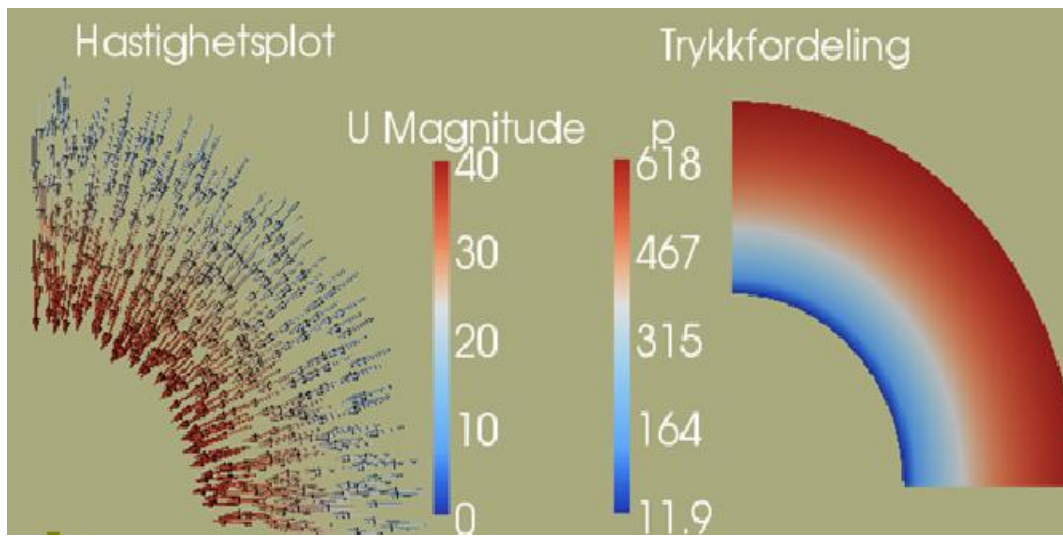
4.3 Testing av MRFSimpleFoam

MRFSimpleFoam er en løser som håndterer flere områder med eller uten rotasjon. En test ble satt opp for å se om løseren fungerer tilfredsstillende. Beregningsområdet i testen ble satt opp som vist i Figur 23.



Figur 23 Oppdeling for MRFSimpleFoam

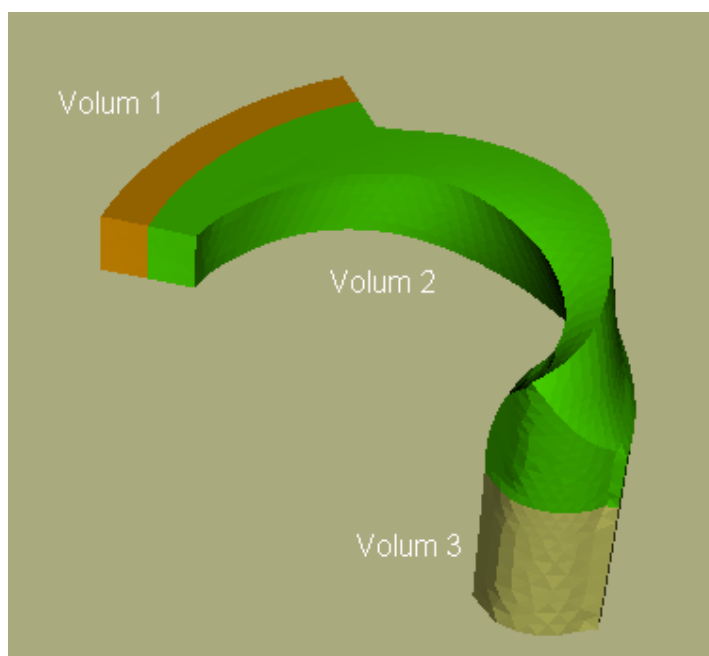
Veggene til stator områdene fikk grensebetingelse vegg med heft. Sidekantene til rotor feltet markert med hvitt i figuren har grensebetingelse cyclicGgi. I Figur 24 ser man testresultatene for trykk og hastigheter. Disse ser rimelig ut, og det regnes derfor med at MRFSimpleFoam fungerer som den skal.



Figur 24Hastighet og trykk med MRFSimpleFoam

5 Oppsett for simuleringene og gridtest.

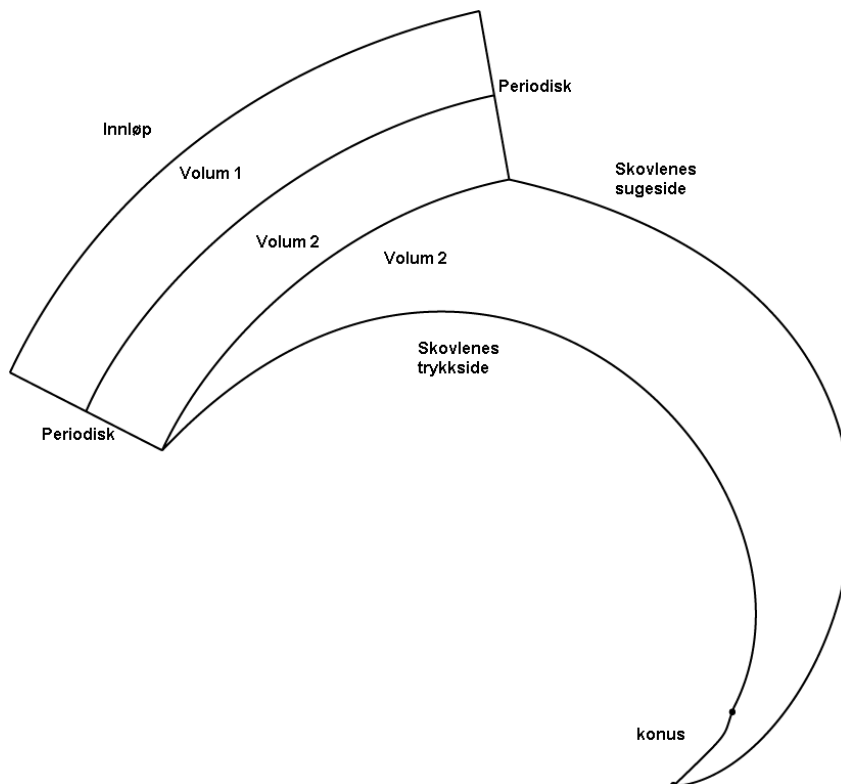
Ved CFD-beregninger på en turbin er det ikke nødvendig å gjøre beregninger på hele turbinen. Alle turbinens kanaler har i prinsippet like strømningsforhold og det holder derfor å utføre beregninger på en kanal. Som "erstatning" for de utelatte kanalene bruker man da periodiske grensebetingelser. Beregningsområdet for simuleringene i denne oppgaven er som vist i Figur 25. Det er flere hensyn å ta når beregningsområdet og gridet skal lages. For å oppnå mest mulig realistiske utløpsbetingelser bør utløpet legges et stykke ned i sugerøret. Legges utløpet langt ned i sugerøret blir imidlertid antall celler i gridet stort. For innløpet bør man ha med ledeskovler, stagskovler og spiraltrømme for å få best mulig innløpsbetingelser til turbinen. I denne oppgaven er imidlertid disse komponentene utelatt på grunn av usikkerhet om programvaren kan håndtere en slik simulering.



Figur 25 Inndeling i volumer

Alle griddene i oppgaven ble laget i Gambit. Det ble forsøkt å lage grid med hexaheder, men dette mislyktes på grunn av for store skjevheter i cellene på flatene. Fra Figur 26 kan man se at vinklene er små på trykksiden ved innløpet og på sugesiden ved konusen. Dette gjør det vanskelig å lage grid uten for store skjevheter. Gridet ble på grunn av skjevhetsproblemene laget med tetrahedre. For å oppnå en gradering mot trykksiden ble Gambits "size-function" brukt. Denne funksjonen definerer en startstørrelse, maksstørrelse og utvidelsesrate, og definerer dermed hvordan cellenes størrelse kan ekspandere ut fra en flate. En size function ble brukt på trykksiden av skovlen og påvirker da volum 2. Grunnen til at gridet ble fortettet ved trykksiden er at det forventes at det vil oppstå virvler

og tilbakestrømninger i dette området. Erfaringer fra Rainpower tilsier at virvler som er mindre enn 4 celler blir visket vekk i de numeriske beregningene. Det er derfor en fare for at grove grid ikke får med seg de første virvlene som oppstår. Griddene i volum 1 og 3, Figur 25, ble laget med store og få celler siden disse områdene ikke er spesielt sensitive for løsningen.



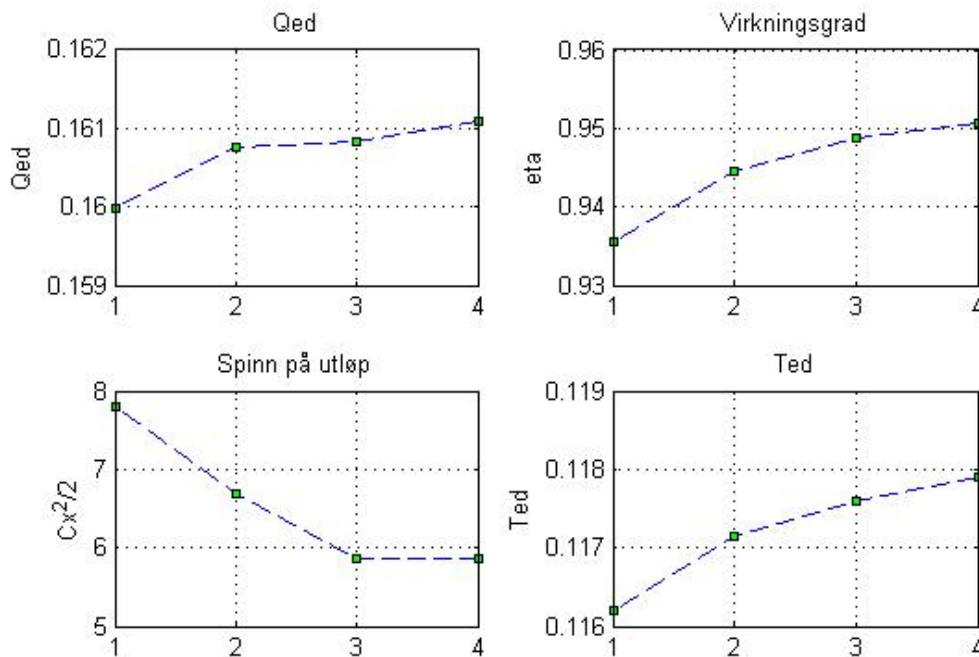
Figur 26 Beregningsområdet sett ovenfra

Grensebetingelse ble gitt på lik måte for alle simuleringene i oppgaven. På innløpet ble hastighetens størrelse og retning gitt, og på utløpet ble trykket satt til å ha null i gjennomsnittsverdi. Løseren brukt i oppgaven, simpleSRFFoam, håndterer bare en roterende sone. Det vil si at veggene i sugerøret og i innløpsområdet også roterer. Som grensebetingelsene for disse veggene ble det derfor gitt en slip-hastighet som var like stor som rotasjonshastigheten til veggene men med motsatt retning. For de periodiske grensene i innløpssonen og sugerøret ble grensebetingelsen cyclicGgi brukt.

Videre i kapittelet vil fire forskjellige grid bli undersøkt. Deretter vil resultatene bli sammenlignet for å se på forskjellene. Antall gridpunkt i de ulike griddene sees i Tabell 5. For griddene 3 og 4 har size-function blitt brukt for å få en gradering mot trykksiden i løpehjulskanalen. Alle simuleringene i kapittelet har konverget og nådd residualkrav på 10^{-5} for alle variable.

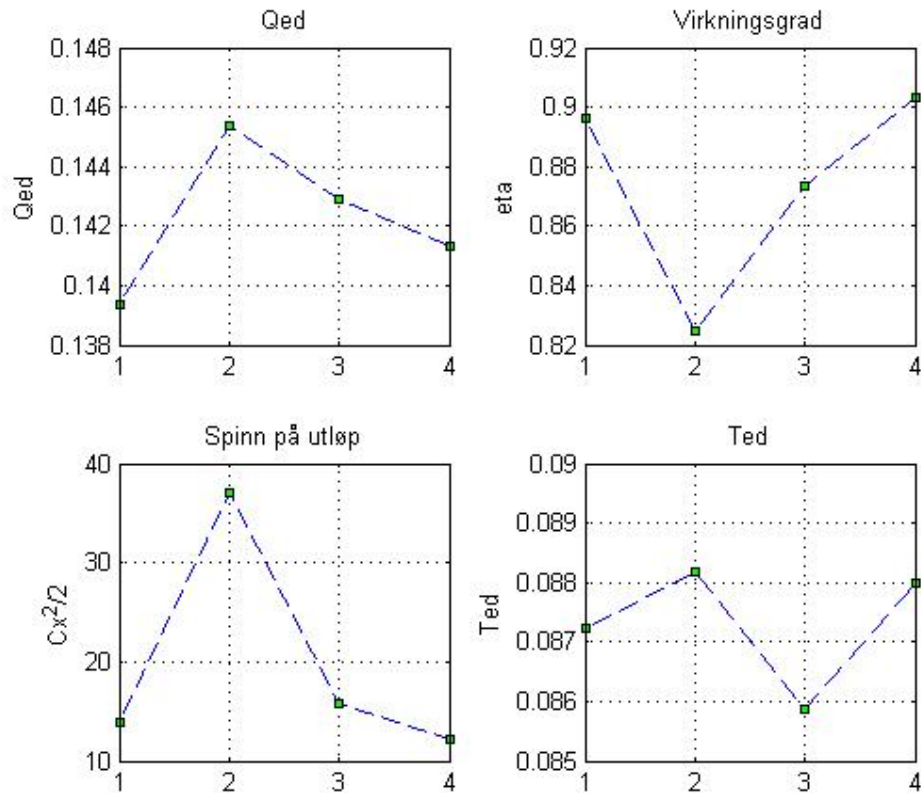
Tabell 5 Antall gridpunkter.

Nummer 1	Nummer 2	Nummer 3	Nummer 4
9000 Punkter	30.000 Punkter	98.000 Punkter	330.000 Punkter



Figur 27 Variasjoner mellom forskjellige grid ved bestpunkt.

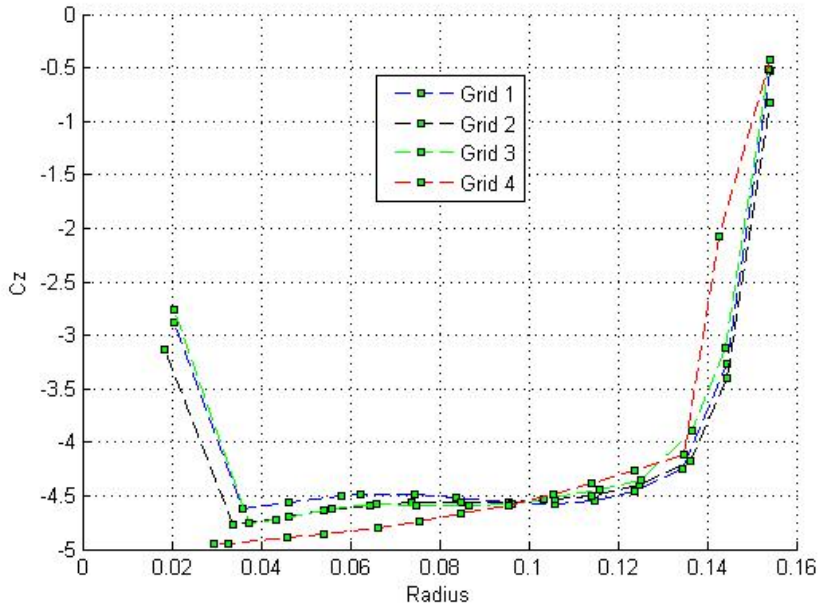
Fra Figur 27 kan man se en tendens til at kurvene flater mot høyre i grafene. Fra måledata kan verdier for Qed hentes ut. Trykket fra hver simulering er ulikt, derfor varierer også Ned mellom griddene og tilhørende Qed verdi for simuleringen har flere verdier. Verdiene for Qed ligger alle mellom 0,145 og 0,147. Ted verdiene ligger mellom 0,095 og 0,097. Alle de simulerte verdiene befinner seg et stykke over måleverdiene.



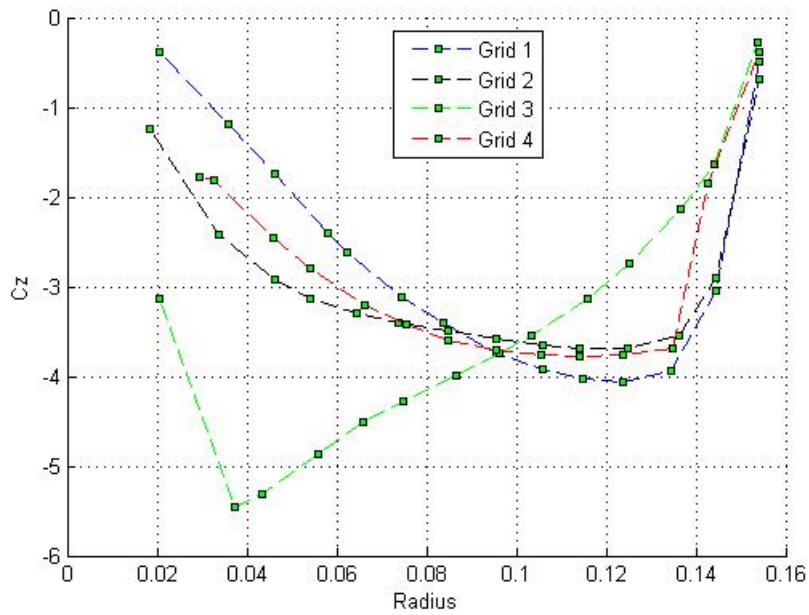
Figur 28 Variasjoner mellom forskjellige grid utenfor bestpunkt.

Utviklingen mellom griddene for simuleringene ved dellast er forskjellig fra utviklingen ved bestpunkt. Det er ingen klar trend i grafene som tilsier økt nøyaktighet for økt antall celler i gridet.

Spinnet i Figur 27 og Figur 28 er regnet ut ved utløpet av beregningsområdet. Siden spinnet forsvinner utover i sugerøret, er det trukket fra trykket over turbin slik at alle trykkavhengige parametre bedre kan sammenlignes med måledata. Hastighetene i et plan like etter utløpet av turbinen er blitt plottet i Figur 29 og Figur 30. Antall gridpunkter har også noe å si for hastighetsfordelingen der.



Figur 29 Aksial hastighet i sugerøret nært bestpunkt



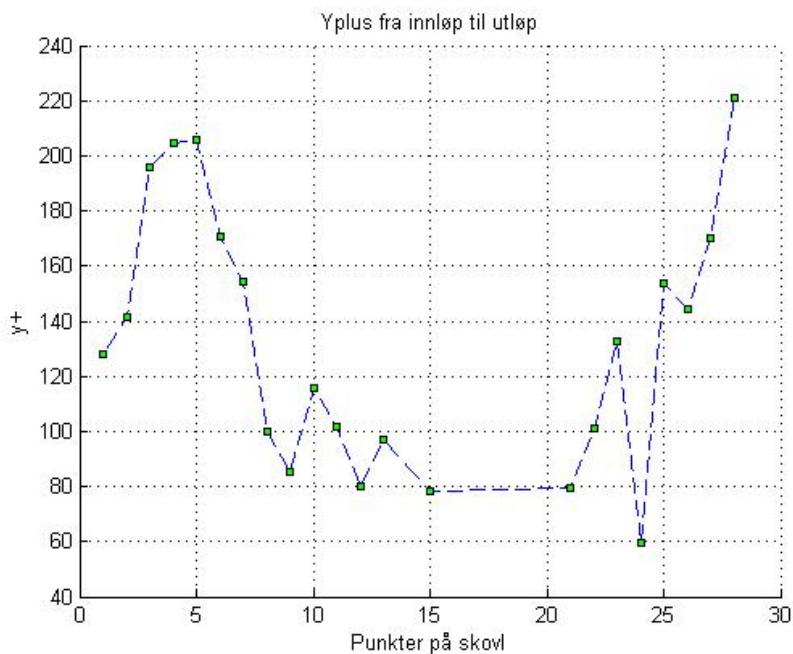
Figur 30 Aksial hastighet i sugerøret ved dellast

Fra Figur 29 ser man at resultatene fra alle griddene ligger noenlunde samlet, og at formen på kurvene ser rimelig ut. I Figur 30 er grafene til tre av griddene samlet, mens grafen for grid 3 med 98.000 gridpunkter avviker fra de andre.

For at vegglovene som er implementert i k-epsilon modellen skal virke optimalt må først gridpunkt ligge i "vegglovregionen", det vil si i det området hvor veggloven er gyldig. Ifølge Malalasekera [5] er dette området med $30 < y^+ > 500$. "Best practice" fra andre CFD verktøy sier at man ikke bør overstige y^+ lik 200 ved veggen. Man vet fra eksperiment at eventuelle avløsninger først skjer ved trykksiden i løpehjulskanalen. Derfor har griddene en gradering mot denne. Tabell 6 viser gjennomsnittlig y^+ verdi langs trykksiden for de fire griddene, mens Figur 31 viser y^+ verdiene langs trykksiden for grid 4 med 330.000 punkter. y^+ verdiene her er tatt fra en simulering nært bestpunkt.

Tabell 6 y^+ verdier for trykksiden av skovlene

	Grid 1	Grid 2	Grid 3	Grid 4
Gjennomsnitt	1012	551	218	104
Maksimum verdi	2123	1086	633	736
Minimum verdi	304	175	70	29



Figur 31 y^+ fra innløp til utløp for grid 4.

På bakgrunn av disse undersøkelsene vil grid 4 med 330.000 gridpunkt være det foretrukne gridet. Grid 3 avviker for mye både på spinn, se Figur 28, og på aksielle hastigheter ved delast, Figur 30, til at det kan brukes. For de to groveste gridene regnes unøyaktigheten med å bli for stor. Til "size-function" for grid 4 ble det spesifisert:

-Start size 0.0016 -Growth rate 1,25 Max. Size 0.01

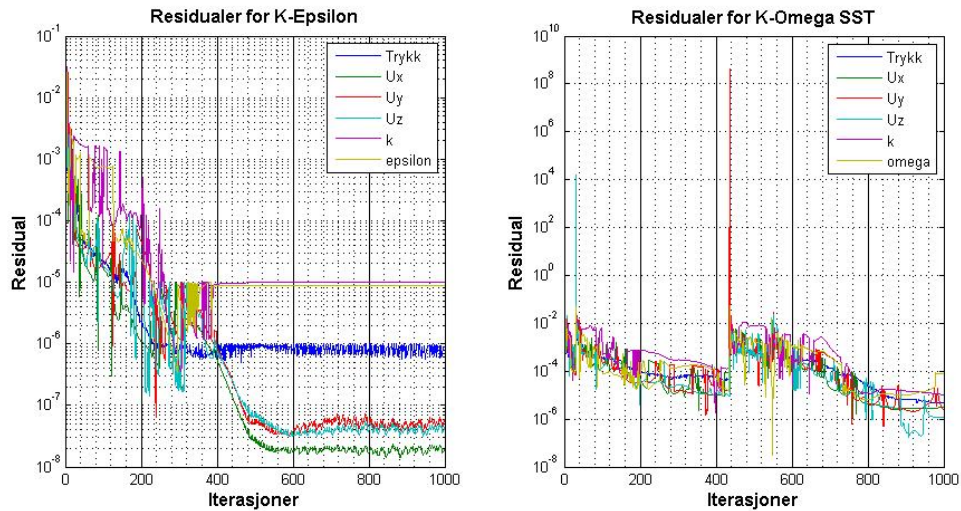
Da gridet ble testet med checkMesh i OpenFOAM bestod det alle testene. Noen nøkkelparametre er tabulert i Tabell 7.

Tabell 7 Gridparametre

Egenskap	Verdi	CheckMesh resultat
Max skewness	1,715	OK
Number of non-orthogonal faces	4	OK
Max non-orthogonality	80,9	OK
Minimum volume	5,7E-11	OK
Minimum face Area	3,1E-7	OK
Max aspect ratio	21	OK
Number of tetrahedra cells	327043	-----
Number of boundary patches	22	-----

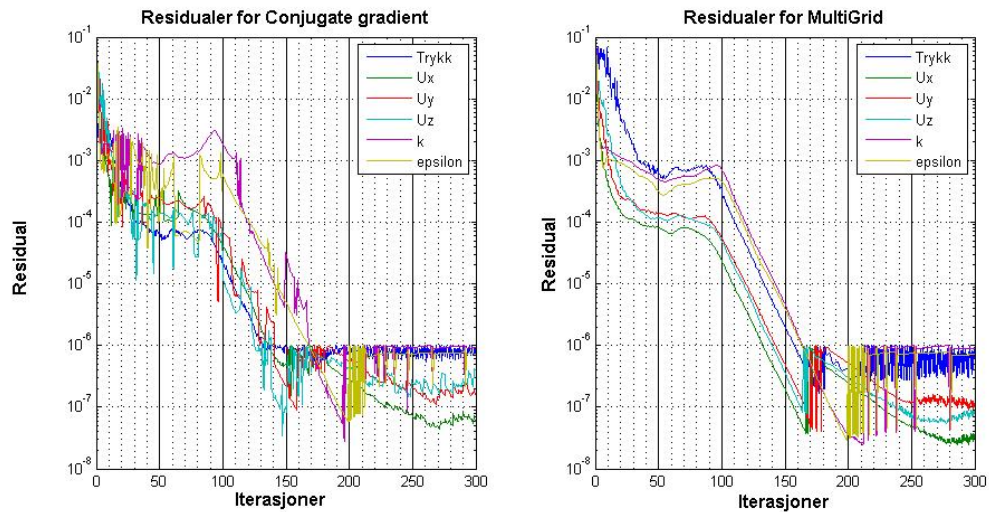
5.1 Flere simuleringsparametre.

Som aktuell turbulensmodell ble både K-epsilon og K-omega SST vurdert. I en test med ellers like simuleringer ble turbulensmodellene satt opp mot hverandre. Forskjellen i konvergens kan sees i Figur 32. Fra testen ble K-omega SST vurdert som mer ustabil enn k-epsilon modellen. K-epsilon turbulensmodell ble derfor benyttet i simuleringene i oppgaven. Det kan være mange grunner til at K-omega-SST feilet her. Blant annet er det optimalt med mye finere oppløsning langs veggene når k-omega SST brukes.



Figur 32 residualer for K-Epsilon og K-omega SST

Multigrid og Conjugate Gradient er to mulige ligningsløserere i OpenFOAM. Det ble gjort en enkel test for å kontrollere hvilke som er raskest. Simuleringene er foruten ligningsløserene helt like. Man kan se fra residualplottene i Figur 33 at løserene er så og si like raske. Selv om løserene ble vurdert som likeverdige ble Conjugate gradient benyttet i resten av oppgaven.



Figur 33 Konvergens for MultiGrid vs. Conjugate gradient

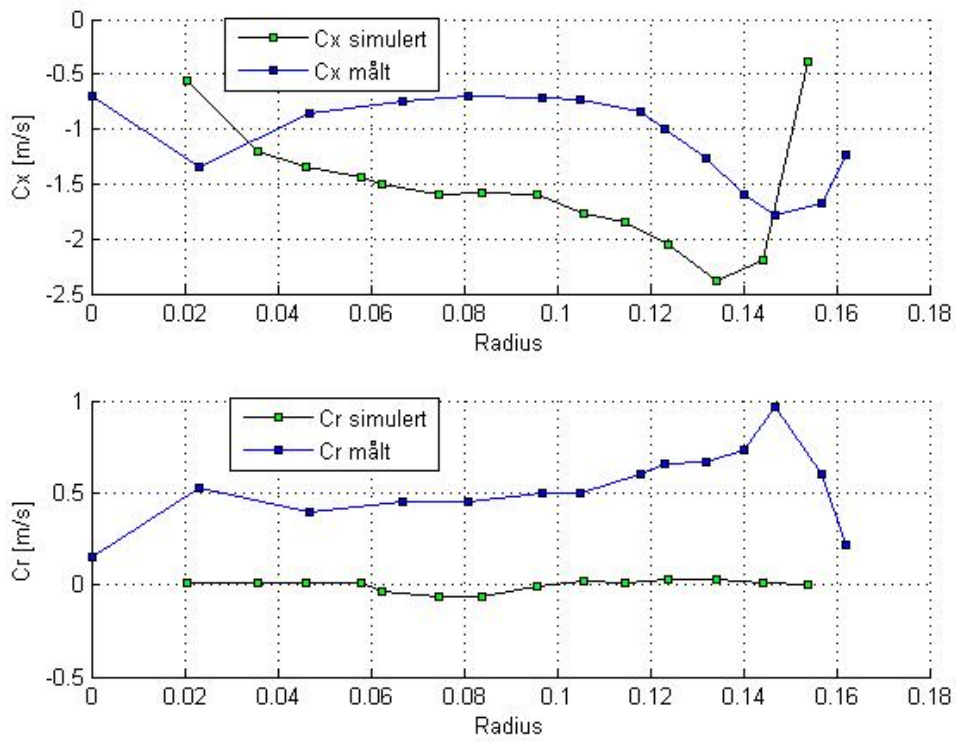
6 Simulering ved bestpunkt og sammenligning med pitotmålinger

For beste driftspunkt var det tilgjengelig pitot målinger fra sugerøret. I dette kapittelet sammenlignes simuleringresultater med målingene i sugerøret. I tillegg presenteres et utvalg andre simuleringplott. En simulering med samme turtall, ledeskovlvinkel og volumstrøm ble kjørt for å sammenligne resultatene. Et utvalg data og resultater er sammenholdt i Tabell 8. En mulig forskjell mellom simuleringene og måledatene er innstrømningsvinkelen alfa. Simuleringene er gjort uten ledeskovler. Derfor er alfa for simuleringene vinkelen på hastighetsvektoren ved innløpet mens alfa for målingene beskriver posisjonen til ledeskovlene.

Tabell 8 Måledata vs simuleringer ved bestpunkt

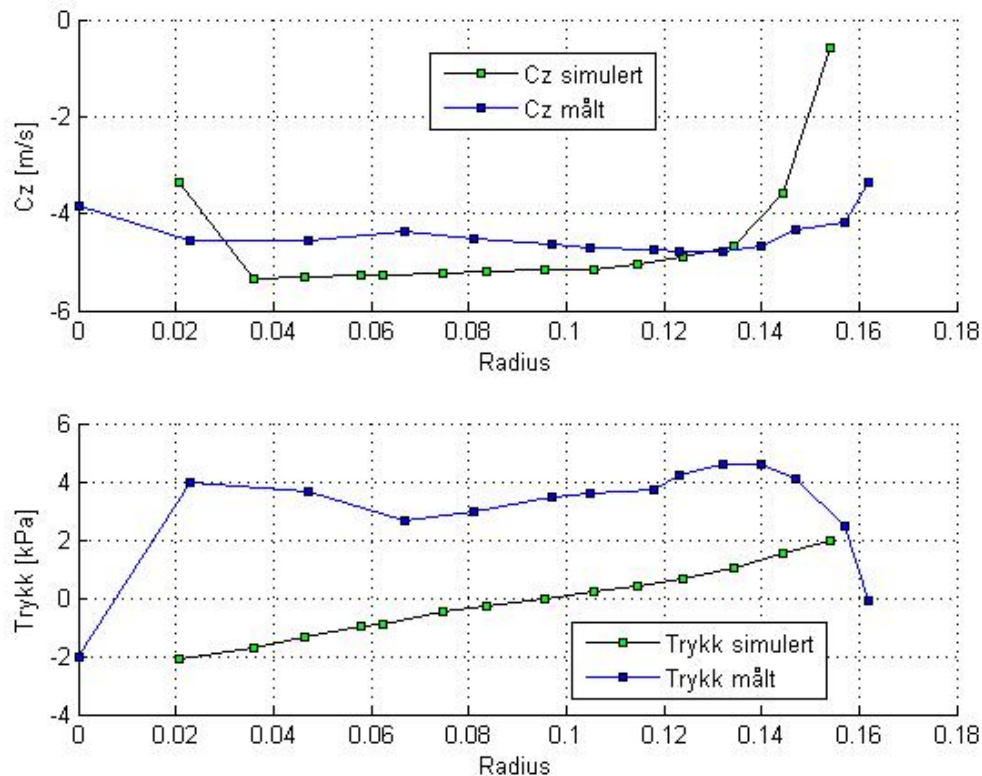
	Simuleringsparametre			Resultater		
	Q [m ³ /s]	alfa	Turtall [rpm]	Qed [-]	Ned [-]	Virkningsgrad %
Målinger	0,371	12,3	912	0,181	0,209	
Simulering	0,372	12,3	912	0,186	0,219	93,2

Pitot målingene var gjort i sugerøret med radielle plott for hastigheter og trykk som resultat. Simuleringresultater og måledata er sammenlignet i Figur 34 og Figur 35.



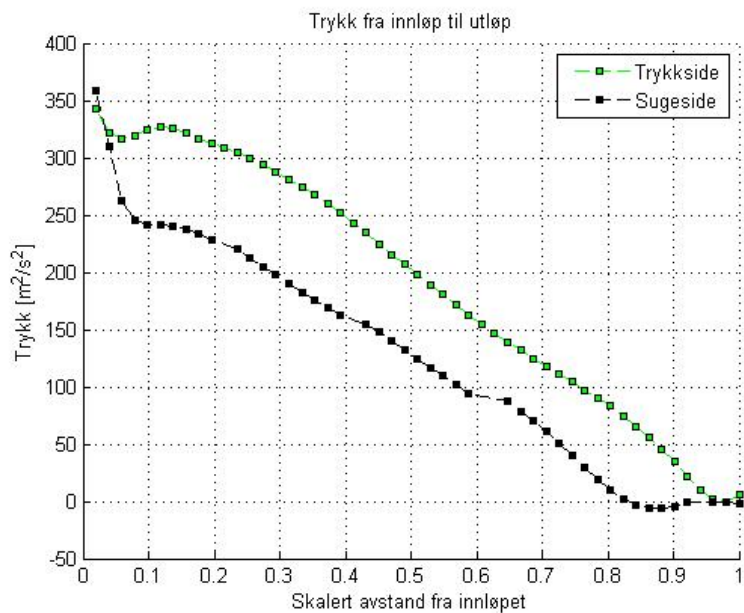
Figur 34 Radielle plott av C_r og C_x

Veridene for trykket i Figur 35 kan ikke direkte sammenlignes med de målte verdiene fordi trykket på utløpet er satt som grensebetingelse med gjennomsnittsverdi lik null. Formen på kurvene kan sammenlignes, men man ser i figuren at de ikke er like. For at vannet skal holde seg på samme radius må trykkraftene på fluidet i radiell retning tilsvare sentripetalkraftene som kommer med rotasjonen, C_x . Således burde trykket øke monotont i radiell retning. En viktig forskjell mellom de simulerte resultatene og målingene er at sugerøret i simuleringene er sylindrisk mens det for målingen er konisk. Siden radiusen er økende for sugerøret i målingene har hastigheten en radialkomponent, Figur 34. Når vannet ikke holdes på samme radius trengs det ingen trykkgradient i radiell retning.

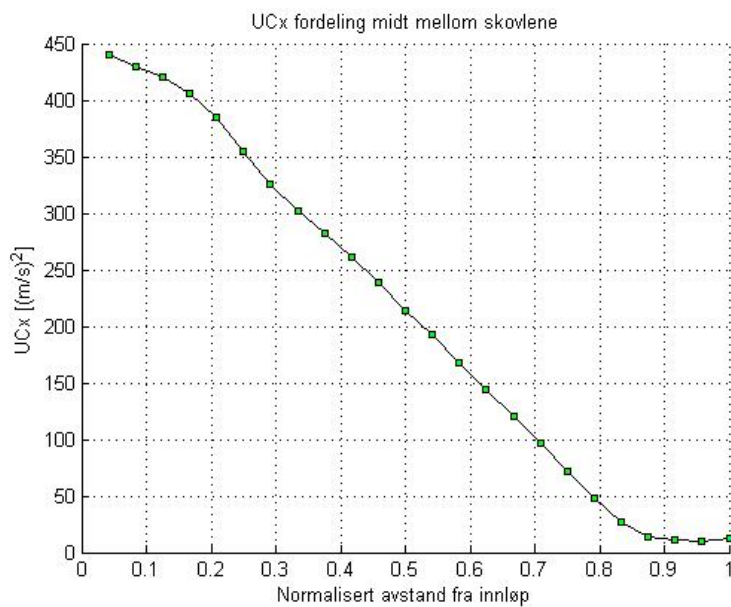


Figur 35 Radielle plott av Cz og trykk

For å kontrollere resultatene er det også tatt ut verdier for trykk langs skovlene, se Figur 36, og UCx fordeling gjennom midten av kanalen, Figur 37. Linjen for UCx-fordelingen ligger midt mellom boss og ring og midt mellom trykkside og sugeside.



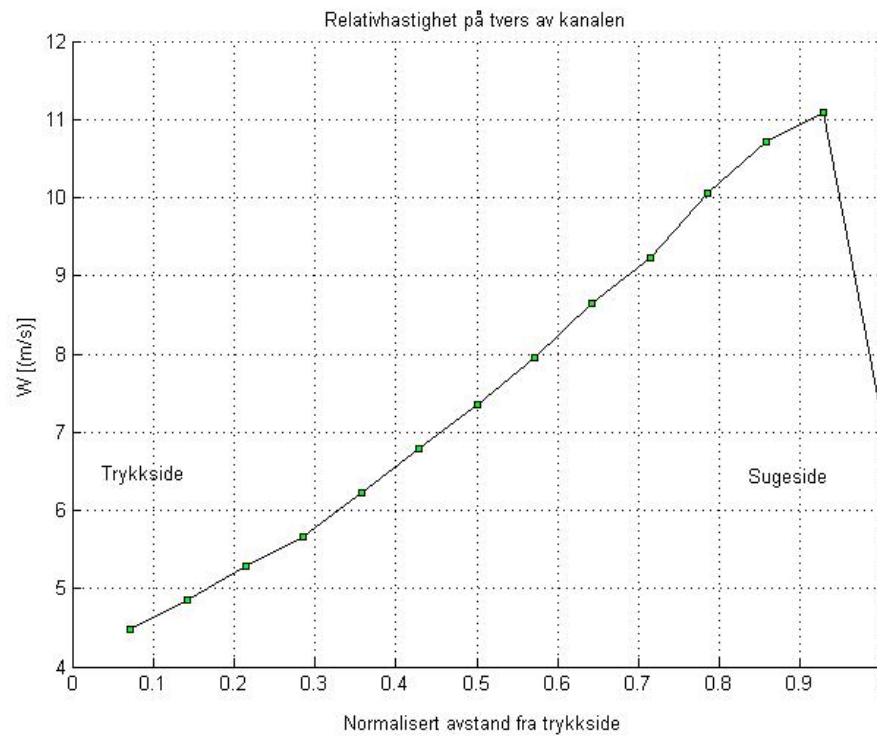
Figur 36 Trykk på turbinbladene



Figur 37 UCx fordeling gjennom kanalen

Figur 37 synliggjør at energioverføringen skjer gjennom hele kanalen. Unntaket er et lite område på utløpet. Fra Figur 36 ser man også at trykkforskjellen er minimal både for de første punktene ved

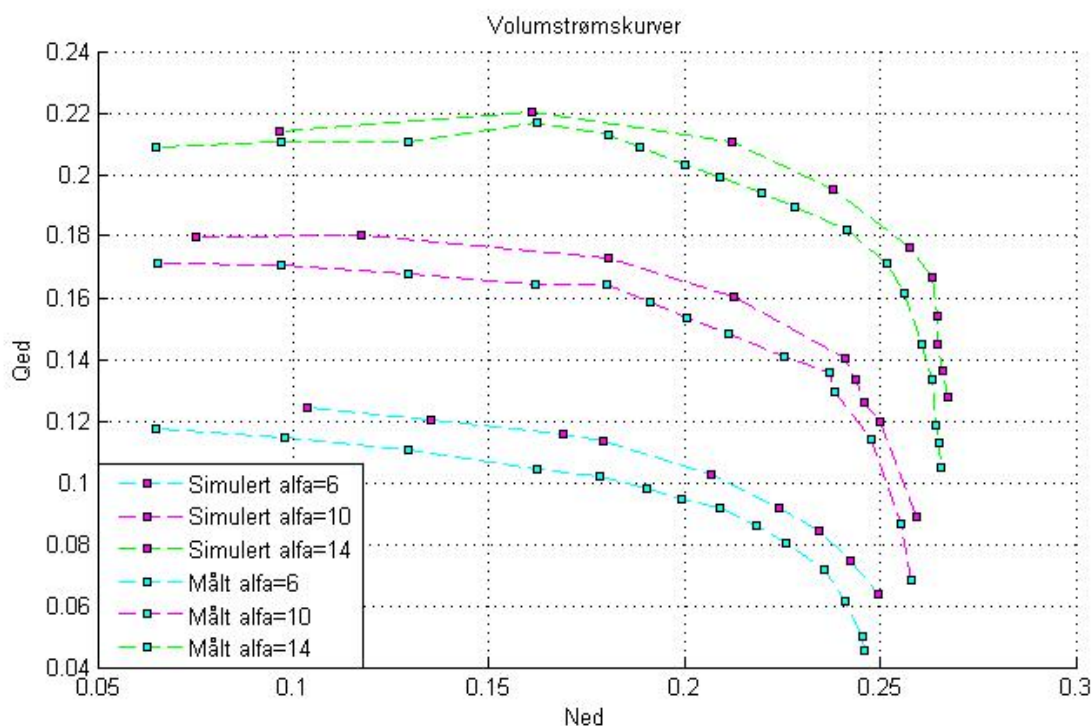
innløpet og ved utløpet. Hastighetene på tvers av kanalen, midt mellom innløp og utløp er vist i Figur 38. Relativhastigheten er minst ved trykksiden og vokser utover i kanalen.



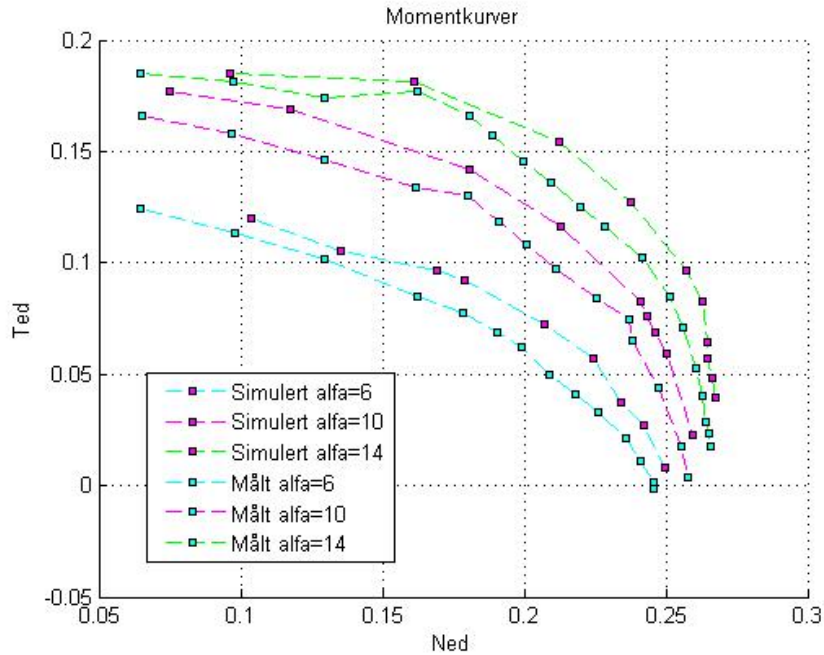
Figur 38 Relativ hastighet på tvers av kanalen

7 Hovedresultater, karakteristikk

Dette kapitlet presenterer det som er oppgavens hovedresultater, det vil si turbinkarakteristikkene. Simuleringer for 28 driftspunkt fordelt på tre åpningsgrader har blitt utført. For å finne ut for hvilke innstrømningshastigheter som det skulle simuleres for ble det først simulert mange punkter ved å bruke griddet med 9000 celler. Resultatene indikerte hvor bestpunkt for hver av kurvene befant seg. Deretter ble resultatene fra disse simuleringene tatt over på griddet med 330.000 celler. Videre simuleringer ble utført ved å la resultatene for et nærtliggende punkt være initialbetingelser for neste simulering. I Figur 39 sammenlignes de tre volumstrømskarakteristikkene med målte verdier. De tre kurvene er simulert med henholdsvis 6, 10 og 14 graders innløpsevinkel. Man kan se at simuleringresultatene ligger noe høyere i verdi enn måleresultatene. Kurvenes form følger hverandre relativt godt.

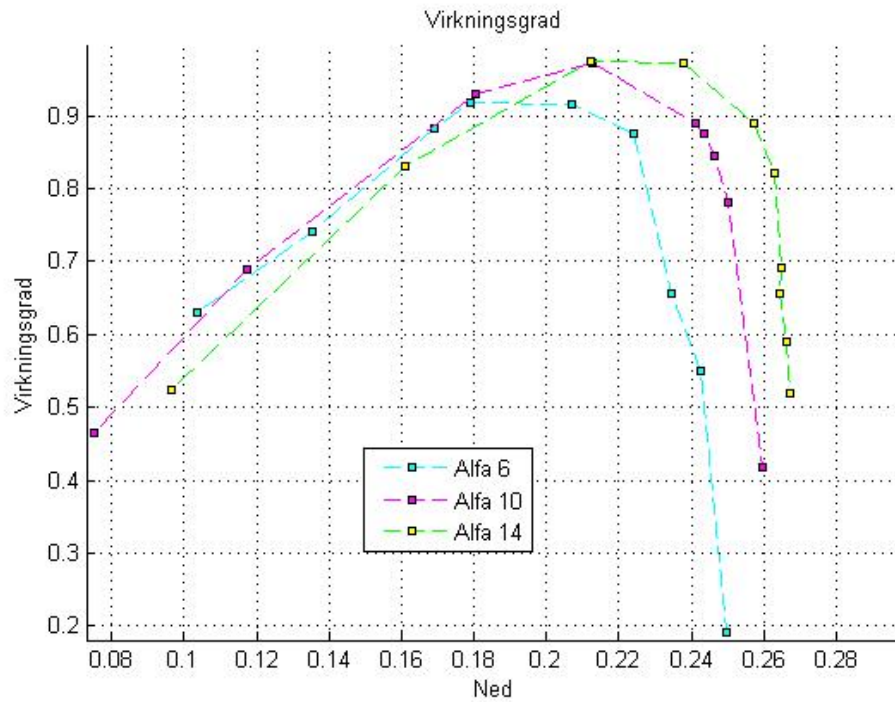


Figur 39 Volumstrømskurver



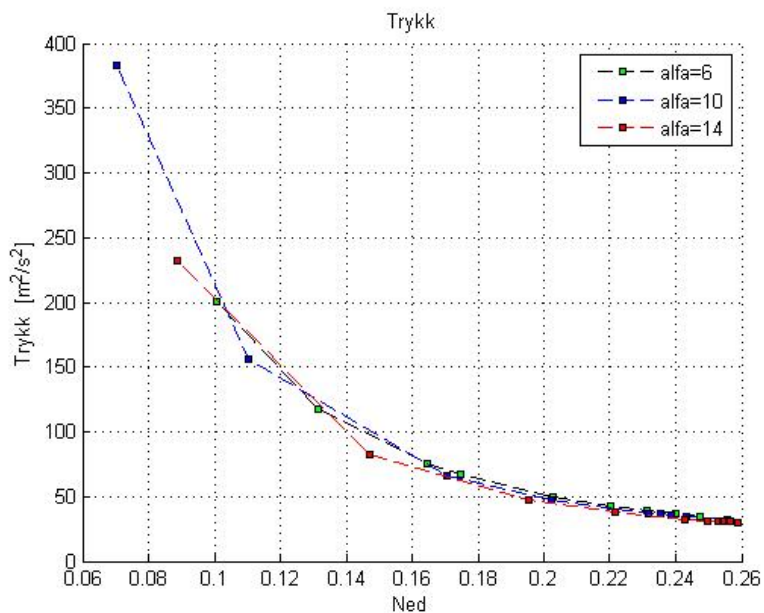
Figur 40 Momentkurver

Figur 40 viser momentkarakteristikkene sammenlignet med måledata. Også disse verdiene følger måledataene relativt godt, men alle de simulerte verdiene ligger noe høyere enn de målte verdiene. Virkningsgradskurvene for alle simuleringer er visualisert i Figur 41. Virkningsgradene har et maksimum på 0.975. Det er ikke sikkert at det beste driftspunktet er et av de simulerte punktene.



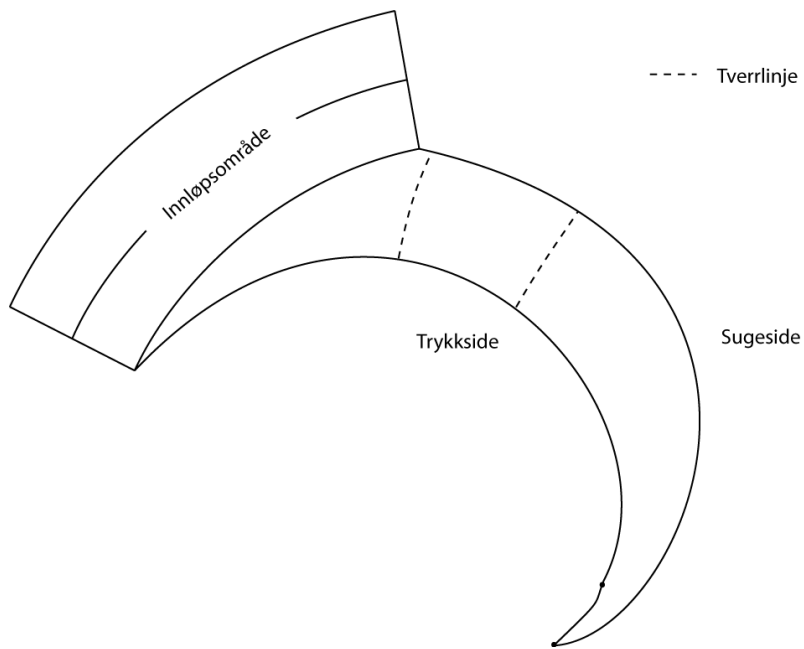
Figur 41 Virkningsgrader

Trykket er en variabel som er innebygd i parametrene i de tre foregående figurene. I Figur 42 presenteres trykket som en funksjon av Ned. Ved å plote trykket mot Ned kan figurene i kapittelet lett sammenlignes. Formen på kurvene er imidlertid gitt på forhånd siden Ned er en funksjon av trykket alene.

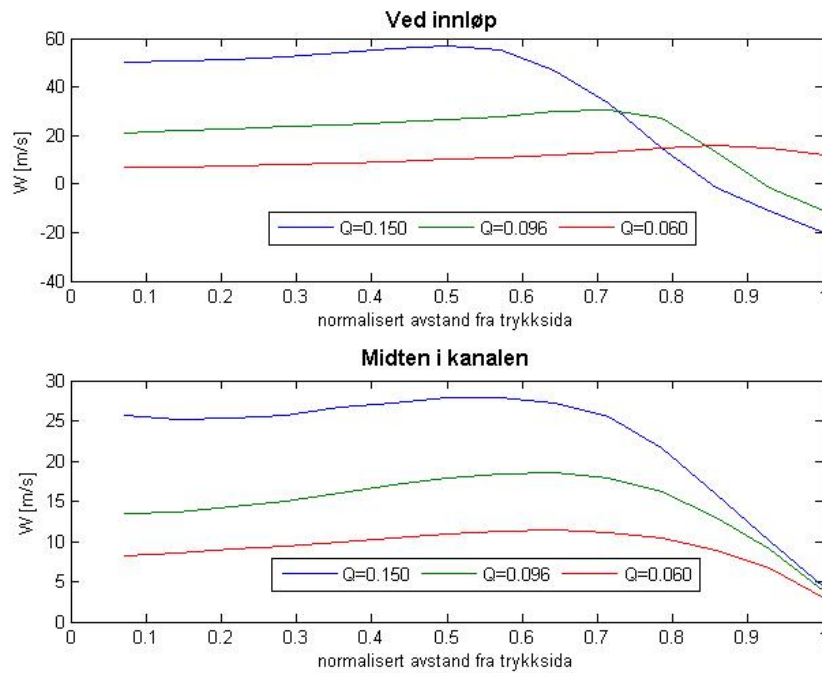


Figur 42 Trykk for karakteristikene

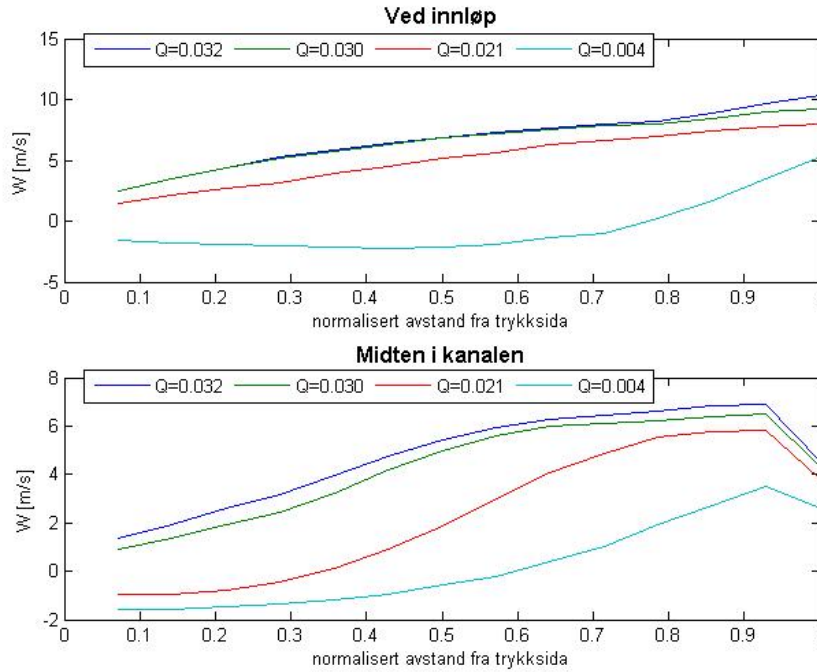
En av årsakene til de bratte karakteristikene er hvordan strømmingen gjennom turbinen oppfører seg. Som vist i 2d beregningene er de bratte endringene i karakteristikene avhengige av strømningsforholdene inni løpehjulskanalen. I 3-d beregninger er disse vanskelig å visualisere. Det er her valgt å plote relativhastighetene langs linjer på tvers i kanalen midt mellom boss og ring, se Figur 43. I Figur 45 og Figur 44 er det vist hvordan relativhastigheten varierer på tvers i kanalen både ved innløpet og midt i kanalen. Figur 44 viser hvordan fordelingen er ved overløst. Man kan se at det for de høyeste overløstene har hastighetene negativ verdi i området nært innløpet på sugesiden. Negativ hastighet vil si at vannet strømmer mot innløpet. Tilsvarende kan man i Figur 45 se at for noen lastpunkt strømmer vannet bakover ved trykksiden av skovlen.



Figur 43 Linjer på tvers i kanalen

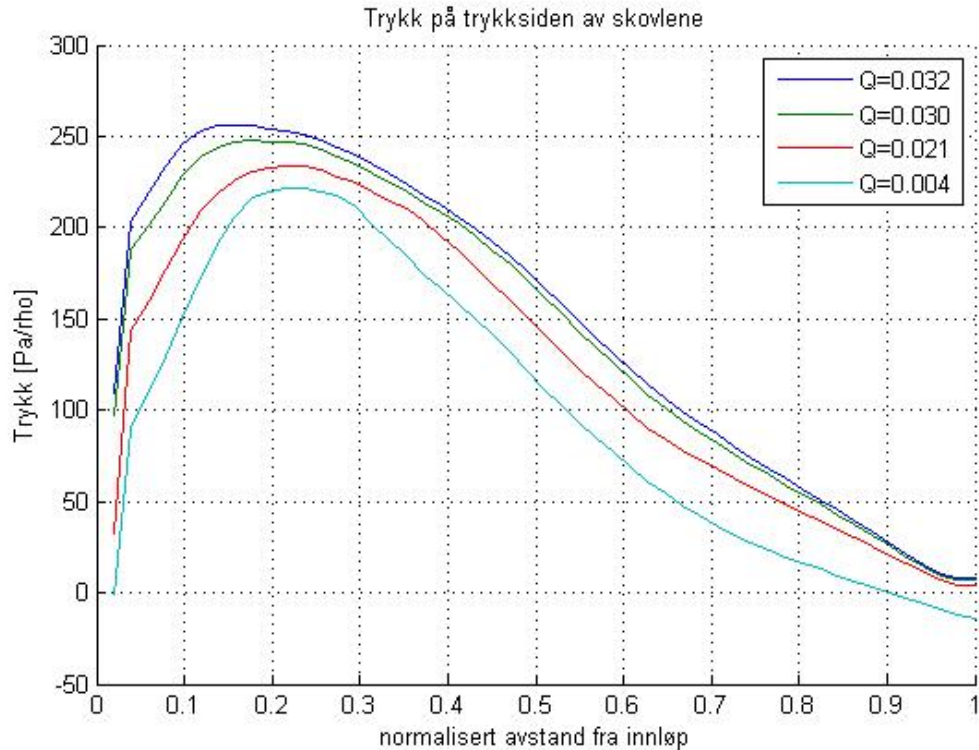


Figur 44 Relativhastigheter for overlast



Figur 45 Relativhastigheter for dellast

Hastighetene henger sammen med trykkraften, slik at man skulle kunne se en sammenheng mellom trykk og hastigheter. I Figur 46 er trykket langs trykksida av skovlene visualisert for noen driftspunkt med dellast. Trykkgradienten er positiv ved innløpet og vil dermed dytte strømmingen tilbake mot innløpet. For de to minste volumstrømmene er trykkgradienten sterk nok til å sørge for lokal virvling eller tilbakestrømning.



Figur 46 Trykkfordeling for dellast

7.1 Korrigerer av resultatene

I måleresultatene inngår en rekke tap som ikke er innlemmet i simuleringene. Beregningsområdet for simuleringene omfatter løpehullet med en liten del av sugerøret og et lite innløpsområde. Alle tap som oppstår i ledeskovlene, stagskovler, spiraltrømme og innløp til spiraltrømmen er derfor ikke med i simuleringene. Tapene i sugerøret er delvis tatt med. Nedover i sugerøret går noe av hastighetsenergien over til varme. Som forutsetning for beregningene i oppgaven er det antatt at alt spinnnet på utløpet blir reint tap. Også uten spinn vil det være friksjon i sugerøret, og dette er, på grunn av lengden som er tatt med, bare delvis med i beregningene.

De tapene som vil påvirke Qed og Ned verdiene er lekkasjestrømmen, strømningsfriksjonstap og støttap. Lekkasjestrømmen er avhengig av trykket og friksjonstapene avhenger av volumstrømmen. Betegnelsen støttap blir normalt brukt om tapene som oppstår når relativhastigheten treffer skeivt på skovlene i turbinen. Samme type tap har man i prinsippet alle steder hvor strømningsretningen

endres på grunn av brå endring i geometrien. Disse tapene er avhengig av hastighet, og vinkelendring. Volumstrømskarakteristikkene kan korrigeres ved å anta at trykktapene kan uttrykkes som $dH = aQ^2$, og at lekkasjestrømmen kan uttrykkes som $dQ = bH$. Leekasjestrømmer er proporsjonal med trykket for smale spalter med laminær strømning og proporsjonal med kvadratet av trykket for bredere spalter med turbulent strømning. Her er det følgelig valgt å bruke laminær relasjon mellom lekkasjestrøm og trykk. Som korreksjon for de simulerte punktene kan man da bruke følgende:

$$Q_{ed} = \frac{Q + \delta Q}{D^2 (g(H + \delta H))^{0.5}}$$

$$N_{ed} = \frac{nD}{(g(H + \delta H))^{0.5}}$$

Problemet med en slik type korreksjon er at volumstrømmen ikke alene er en parameter i karakteristikkene. Diagrammene for volumstrømskarakteristikkene inneholder tre størrelser, volumstrøm, turtall og trykk, hvor to av dem er valgte parametre mens den tredje er variabelen som regnes ut. Dette medfører at man i prinsippet kan konstruere karakteristikkene med en fritt valgt volumstrøm. Som konsekvens av dette vil tapskorreksjonen, $dH = aQ^2$, avhenge av

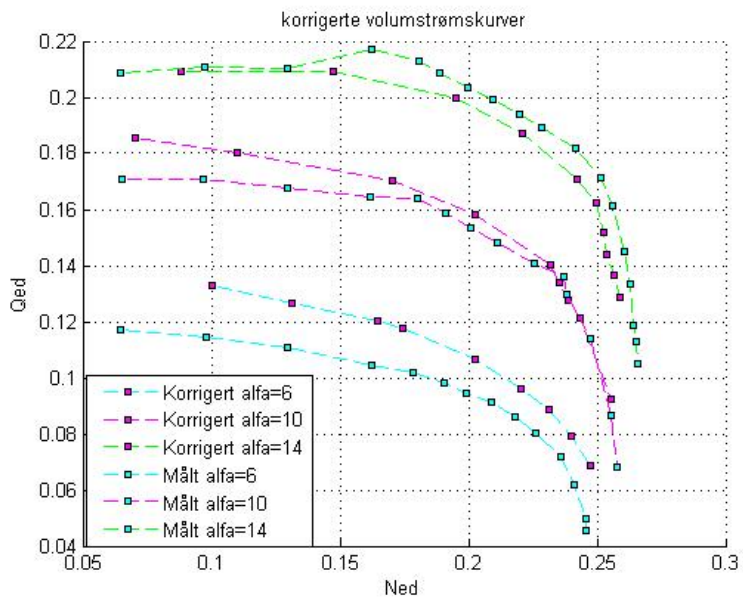
parametervalget ved simuleringene. Argumentet er det samme for korrigerings av momentkarakteristikkene. Siden turtallet i oppgaven er likt for alle simuleringen vil tapsestimatet,

$$dM = cn^2$$

gi samme tap for alle punkter. M er her moment, N er turtall og c en tapskoeffisient. På grunn av dette er det vanskelig å finne en måte å korrigere resultatene på som vil passe for alle simulerte punkter. Videre i kapitlet er det imidlertid presentert en mulig måte å gjøre det på.

Det ble foretatt en numerisk optimalisering for å se hvilke tapsfaktorer, a og b som gir minst samlet kvadratavvik mellom de simulerte punktene og målekurvene. Samtlige punkter ble inkludert og verdien for tapsfaktorene a og b ble henholdsvis 45,25 og 0,00027. Standardavviket mellom simulerte punkter og målekurven ble da beregnet til 0.0121. Nye verdier for trykk og volumstrøm ble regnet ut som tidligere i kapitlet. Med korreksjonene blir volumstrømskarakteristikker og momentkurver som vist i Figur 47. Ved bestpunkt utgjør korreksjonen i trykk 10 prosent av det simulerte trykket. Korreksjonen av volumstrømmen utgjør 3,5 prosent. Endringene i trykk flytter

punktene i diagrammet ned og mot venstre, mens endringene i volumstrøm flytter punktene rett opp. De har altså til dels motvirkende effekter. Både trykket og volumstrømmen er høyest mot venstre i figuren og dermed følger det at korrigeringsene blir størst der. Siden turtallet er likt for alle simuleringen vil trykket være tilnærmet konstant der karakteristikene er brattest. Dette fører til at punktene mot høyre i grafen vil få tilnærmet lik korrigerings av volumstrømmen, mens korrigeringen av trykk vil ha forskjellige verdier. Fra Figur 47 ser man at karakteristikken for alfa lik 10 grader er den som treffer best, kurvene for 6 og 14 grader har blitt henholdsvis for lite og for mye korrigert i forhold til måldataene.



Figur 47 Korrigerede Volumstrømskurver

8 Diskusjon og konklusjon

De todimensjonale beregningene i kapittel 3 kan ikke sammenlignes med måleresultater. Nyttan av todimensjonale beregninger er derfor mer kvalitativ enn kvantitativ. Utgangspunktet for å simulere karakteristikker for to forskjellige blad var å se om endringene ble tydelige i de numeriske resultatene. Fra resultatet i Figur 11 ser man at karakteristikene endres ved å gjøre bladene mer profilerte. Tilbakestrømning og virvler som oppstår vil kunne gå i alle mulig retninger. I en 2d simulering blir strømmingen ved en advers trykk gradient tvunget bakover fordi den ikke har mulighet til å bevege seg i den dimensjonen som "mangler". Dette fører til at løsningen i 2d simuleringer blir mer påvirket av tilbakestrømningene enn 3d simuleringer. Dette kan være årsaken til den overdrevne S-formen i de todimensjonale karakteristikene.

De tredimensjonale beregningene treffer ganske godt. Tapsfaktorene som ble funnet i 7.1 tilsvarer omtrent 10 prosent tap, noe som er litt mye. Simuleringene rundt bestpunkt har antagelig mindre feil enn simuleringene ved dellast eller overlast. Når karakteristikene nærmer seg grensen for null moment blir de vanskelige å simulere. Strømmingen i turbinen blir preget av virvler og tilbakestrømning. Ved slike driftstilstander hvor strømmingen i seg selv ikke er stabil går det heller ikke an å få stabile løsninger fra CFD. Dette er synlig ved at residualene for disse driftspunktene ikke synker lenger etter at de har nådd en viss verdi. Typiske residualer på slutten av simuleringen var for bestpunkt 10^{-6} mens de for off-design var $5 \cdot 10^{-5}$. Der strømmingen stagnerer og lager store virvler blir det effektive strømningsarealet mindre og strømningsmotstanden større. Små virvler kan bli visket ut i de numeriske beregningene. Det kan derfor antas at de første virvlene dukker opp seiner i numeriske beregninger enn i virkeligheten. Dette vil igjen få innvirkning på karakteristikene slik at det er rimelig å anta at de simulerte punktene ved dellast vil ha høyere verdi både for N_{ed} og Q_{ed} enn måleverdiene, og at avviket der er større enn ved bestpunkt.

Turbulensmodellen k-epsilon er ingen god modell for turbiner. Fra Malalasekera [5] vet man at den bommer på separasjonspunkt, og at den ikke tar hensyn til retningen på de turbulente bevegelsene. I en turbin vil turbulensens intensitet være forskjellig på trykksiden og sugesiden. Trykkgradienten som går radielt gjennom kanalen skal veie opp for sentripitalakselerasjonen. Siden hastighetene øker ut fra trykksiden vil en partikkel som blir dyttet ut radielt plutselig befinne seg i et område hvor trykkraften er større enn sentripetalkraften. Partikkelen vil derfor bli dyttet tilbake på plass. På

denne måten blir turbulente bevegelser roet ned. Like ved sugesiden vil det være et område hvor hastighetene minker med økt radius. Dette vil med tilsvarende argument være en ustabil sone. K-epsilon modellen har ingen mulighet til å få med disse effektene.

Det teoretiske hastighetsprofilen på tvers av en strømlinje i en pumpeturbin følger etter teorien i [9] ligningen:

$$(9) \quad \frac{\partial w}{\partial n} = 2\omega - \frac{w}{r}$$

Her symboliserer n retningen normalt på den relative strømningsretningen og w den relative hastighet. R betegner krumningsradiusen til skovlen. Leddet 2ω er for pumpeturbiner større enn w/r , slik at høyre side i ligningen vil være positiv. Figur 38 fra kapittel 6 viser at hastigheten vokser ut fra trykksiden på skovlen, noe som stemmer overens med ligning (9).

Beregningsområdet som er brukt i oppgaven omfatter bare selve pumpeturbinen uten ledeskovler og stagskovler. Innløpsvinkelen som er brukt i simuleringene er satt ved at vannets hastighet har denne vinkelen ved innløpet på beregningsområdet. Dette er ikke nødvendigvis ekvivalent til at ledeskovlene står med denne vinkelen. Derfor er unøyaktighet i innløpsvinkelen en feilkilde i denne oppgaven. Andre unøyaktigheter er inn og utløpsbetingelsene som kunne vært satt lenger vekk fra turbinen. Spesielt blir innløpsverdiene for de turbulente variablene k og ϵ feil.

I kapittel 7.2 ble det funnet en korrigering av trykk og volumstrøm som minimerte kvadratavviket mellom simulerte punkter og målekurven. Korrigeringen av trykket ved bestpunkt tilsvarte da hele 10 prosent. Dette kan ikke alene forklares med tap utenfor beregningsområdet men må også skyldes unøyaktigheter. Det må imidlertid tas til etterretning at det ble funnet en korrigeringsfaktor som passet for alle simuleringpunkter. Med andre ord ble det ikke tatt hensyn til at feilen sannsynligvis er større ved off-design punkter enn ved bestpunkt. Når man sammenligner simuleringen i kapittel 6 med måleverdier blir korreksjonen mindre. Der ble det gjort en simulering for bestpunkt, og for å flytte det simulerte punktet til det tilsvarende målepunktet holder det å korrigere trykket med et tillegg på 5,5 prosent. Dette er mer realistisk i forhold til de tap man kan vente seg utenfor beregningsområdet.

OpenFOAM har vist seg å være kapabel til å regne ut karakteristikk for en pumpeturbin. Med den nye grensebetingelsen `cyclicGgi` ble behandlingen av periodiske grenser mulig. `CyclicGgi` løste også problemet med import av gridd ved hjelp av `fluentMeshToFoam`. OpenFOAM har to mulige løsere for roterende maskiner, `simpleSRFFoam` og `MRFSimpleFoam`. Det finnes ingen brukerveiledning til disse og deres virkemåte må derfor læres med testing. `SimpleSRFFoam` har blitt brukt i oppgaven og resultatene har vist seg å være bra. Dagens åpen kildekode programmer som OpenFOAM inneholder mye av de numeriske teknologien som er tilgjengelig i kommersielle programmer, men robusthet, enkelte feil samt mangel på oppdatert dokumentasjon har vært en utfordring. Med den raske utviklingen som foregår på dette området og med en stor og voksende brukergruppe er det ventet at dette problemet raskt vil bli mindre.

9 Videre arbeid

Simuleringene i oppgaven kan være en del av et større arbeid med å undersøke hvordan karakteristikker endres ved å endre geometrien til pumpeturbinen. I et videre arbeid vil både simuleringer og laboratorieforsøk være viktige bidrag.

Karakteristikkene i oppgaven er stasjonære. En slik tilnærming er ikke alltid like representativ for det som skjer med vannføringen ved ulike turtall eller driftspunkt. En angrepsmåte på problemet er å gjøre forsøk. I forsøkene kan man måle både stasjonære og tidsavhengige karakteristikker. Dette kan gjøres for mange geometrier og undersøke hvordan de geometriske faktorer påvirker karakteristikkene. En annen angrepsmåte er, som i denne oppgaven, med CFD. Her gjelder det selvfølgelig å få CFD beregningene til å samsvare best mulig med virkeligheten. I forhold til forsøk har CFD beregninger den ulempen at fysikken forenkles gjennom modelligninger for å gjøre ligningssystemene løsbare. En fordel med CFD beregningene er at man har adgang til alle variable i alle punkter i beregningsområdet. Dette skiller seg fra forsøk hvor det for eksempel er svært krevende å gjøre målinger inne i turbinen. På grunn av forenklingene som gjøres er det viktig at man sjekker hvor godt CFD representerer virkeligheten. I et videre arbeid vil det derfor være sentralt å forstå fysikken best mulig, samt å ta i bruk bedre modeller og simuleringmetoder.

Noen aspekter ved videre CFD arbeid vil være:

- Tilbakekestrømninger og virvling
- Turbulens
- Turbulensmodeller eller Large Eddy Simulation og Direct Numerical Simulation
- Transiente simuleringer

Enten man bruker laboratorieforsøk eller CFD til undersøkelsene vil man støte på store tekniske og fysiske utfordringer underveis. CFD beregningene vil raskt komme til å kreve for stor datakraft. Det blir derfor viktig å begrense simuleringenes størrelse og samtidig sørge for å ikke utelukke viktige deler av fysikken.

Et annet viktig diskusjonstema er i hvilke grad karakteristikkene er skalerbare. Numeriske strømningsberegninger, sammen med modellforsøk og prototypmålinger kan gi ny kunnskap for å belyse dette området.

10 Referanser

- [1] Dörfler 1998, Stable operation achieved on a single-stage reversible pump-turbine showing instability at non load.
- [2] Klemm1982, Stabilisierung der Kennlinien einer Pumpenturbine im Bereich zwischen Turbinen-Teillast und Rückwärtspumpenbetrieb.
- [3] Olimstad 2008, Prosjektoppgave: Teoretisk studie av turbinkarakteristikker.
- [4] Knutsen 2000, Hovedoppgave: CFD-analyse av en pumpeturbin.
- [5] Versteeg og Malalasekera 2007, An introduction to computational fluid dynamics
- [6] Samtaler med Bjarne Børresen, Rainpower.
- [7] Forelesningsnotater fra faget Videregående numeriske strømningsberegninger ved NTNU.
- [8] Mailkorrespondanse med Olivier Petit, Chalmers, Gøteborg
- [9] Forelesningsnotater fra faget Turbomaskiner ved NTNU

10.1 Bibliografi

Brekke 2000, Grunnkurs i hydrauliske strømningsmaskiner

White 2003, Fluid Mechanics

White 2006, Viscous fluid flow

Rodi 1984, Turbulence models and their application in hydraulics – a state of the art review

Dulaney og Barkatati 2008, Linux for dummies

10.2 Nettsteder

<http://www.openfoam.com>

<http://www.cfd-online.com/Forums/openfoam/>

<http://opensource.org/docs/osd>

http://openfoamwiki.net/index.php/Sig_Turbomachienry_

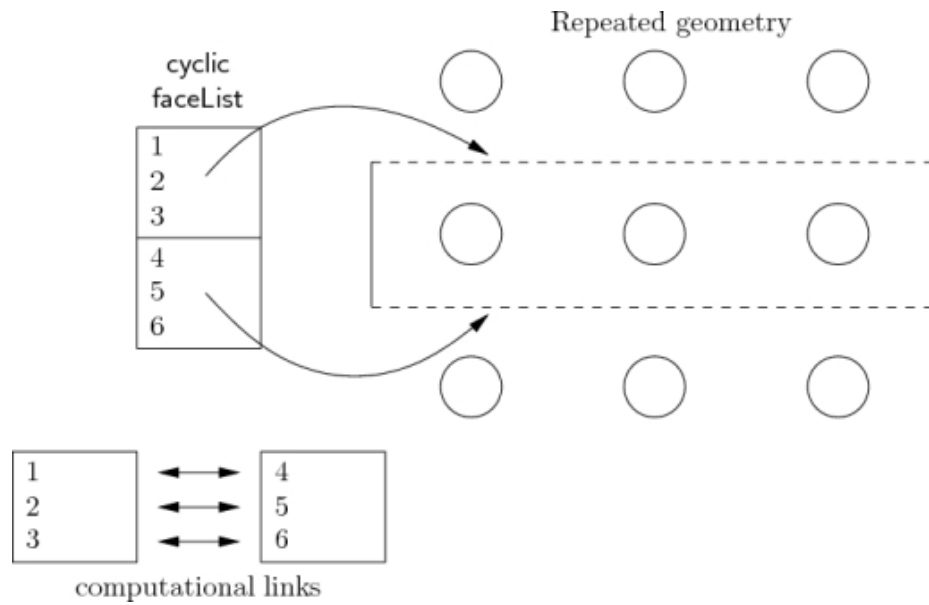
11 Vedlegg

11.1 Geometri i OpenFOAM

For å kunne ta i bruk nye grensebetingelser og løsere i OpenFOAM har det vist seg å være nødvendig med god forståelse av hvordan geometrisk data blir lagret. Beregningsområdet består av celler som i OpenFOAM må dekke hele området og som ikke kan overlappe hverandre. Hver av disse cellene har et valgfritt antall flater, og disse flatene er representert ved en punktliste. Geometrien i sin helhet er representert i fem filer. Disse er:

1. Faces
2. Face owners
3. Face neighbours
4. Points
5. Boundary

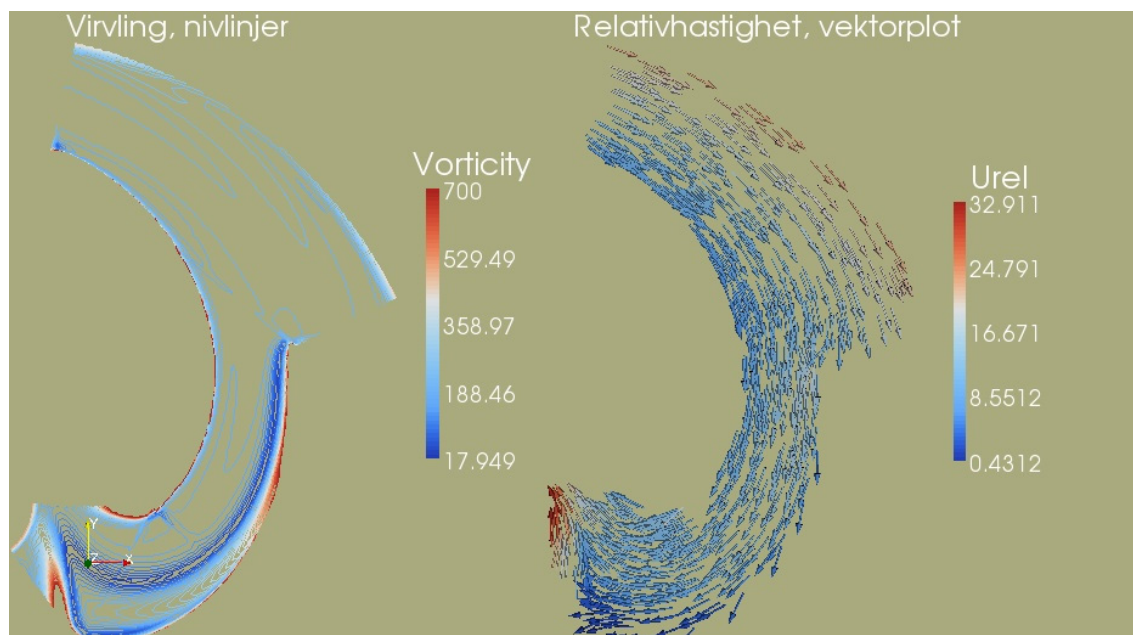
Faces inneholder en liste med like mange element som det er flater og hver av disse inneholder referanse til alle hjørnepunktene til flaten. Punktreferansen referer til filen Points hvor alle punkter er listet opp. Hver flate får tilskrevet hver sin "owner" som er en celle gitt ved et identifikasjonsnummer i owner list. Alle indre flater får også tilskrevet en nabocelle, og disse er listet opp i filen neighbour. I boundary fila er det gitt informasjon om hvilke flater som er på grensene til beregningsområdet. Et viktig poeng er at alle grenser her er gitt ved å angi et antall flater og et startnummer for hvor i facelist den første grenseflaten ligger. Dette vil si at alle flater tilhørende samme grense er plassert etterhverandre i face list. Periodiske grenser består av to deler som er koblet for beregningene. Flatene tilhørende denne type grense ligger imidlertid lagret samlet i en bolk i facelist og er i boundary fila representert ved kun et startnummer og et face-Antall. Den første halvdel av denne listen tilhører den ene periodiske grensen mens den tilhørende periodiske grensen er representert i den andre halvparten. Nummereringen i de to halvpartene må være slik at face nummer $n/2+m$ er periodisk med face m , når n er antall flater på grensene og m er et tall mindre enn $n/2$.



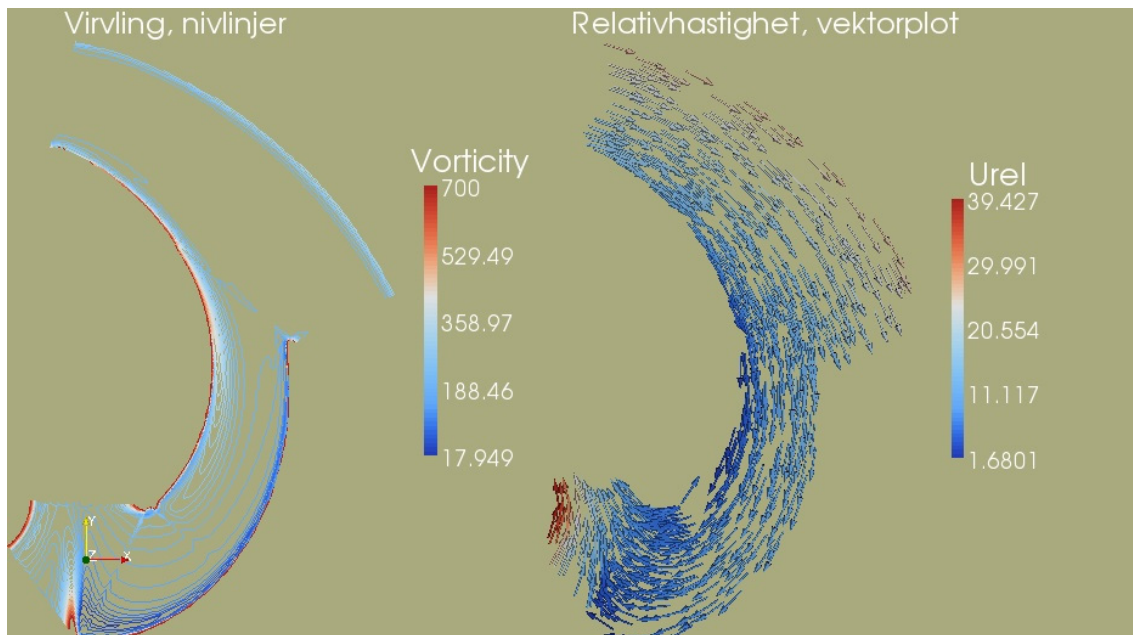
Figur 48 Periodiske grenser, bilde fra User Guide

11.2 Strømningsplott for 2d beregninger

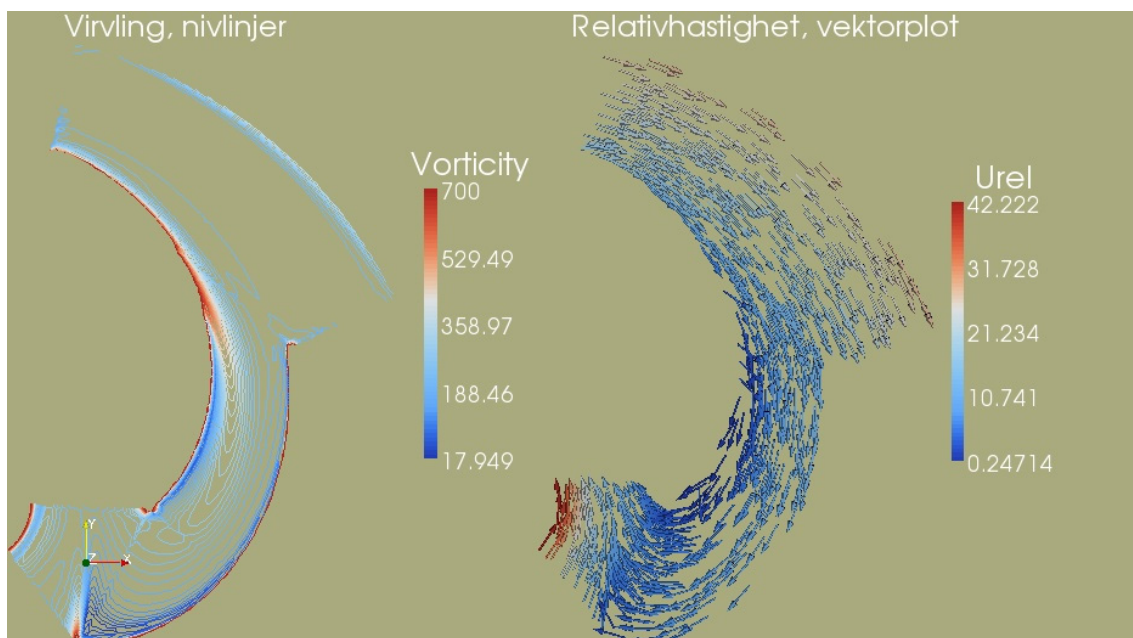
Her er det lagt ved fem strømningsplott for 2d simuleringene. Plottene er laget for bladet som i oppgaven er betegnet som tynt blad.



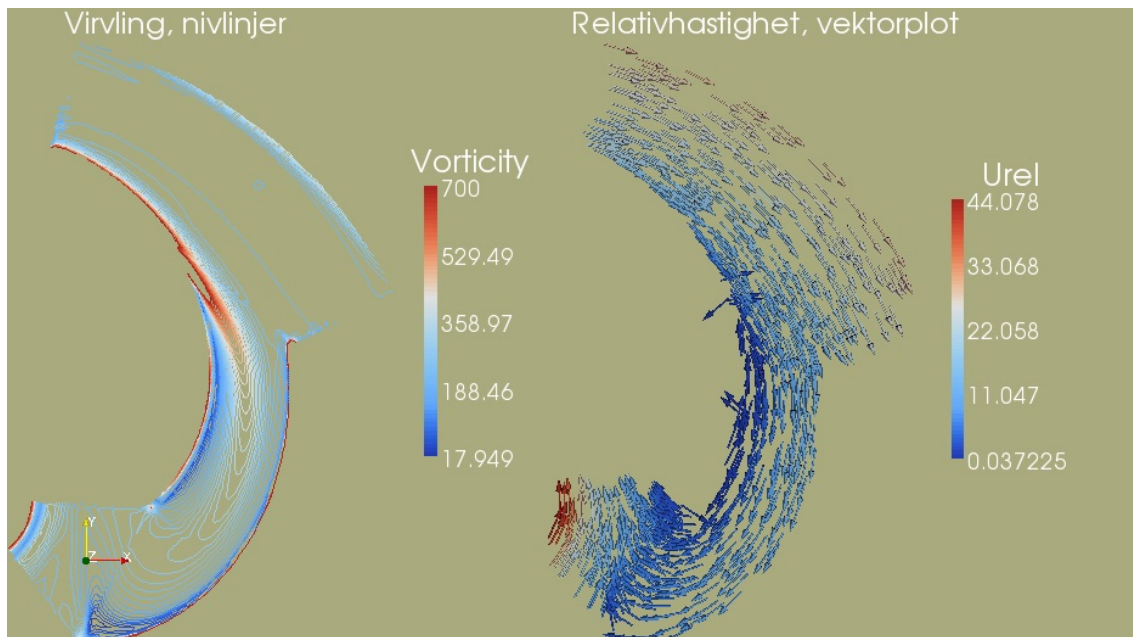
Figur 49 Strømning for $Cr=2.5$



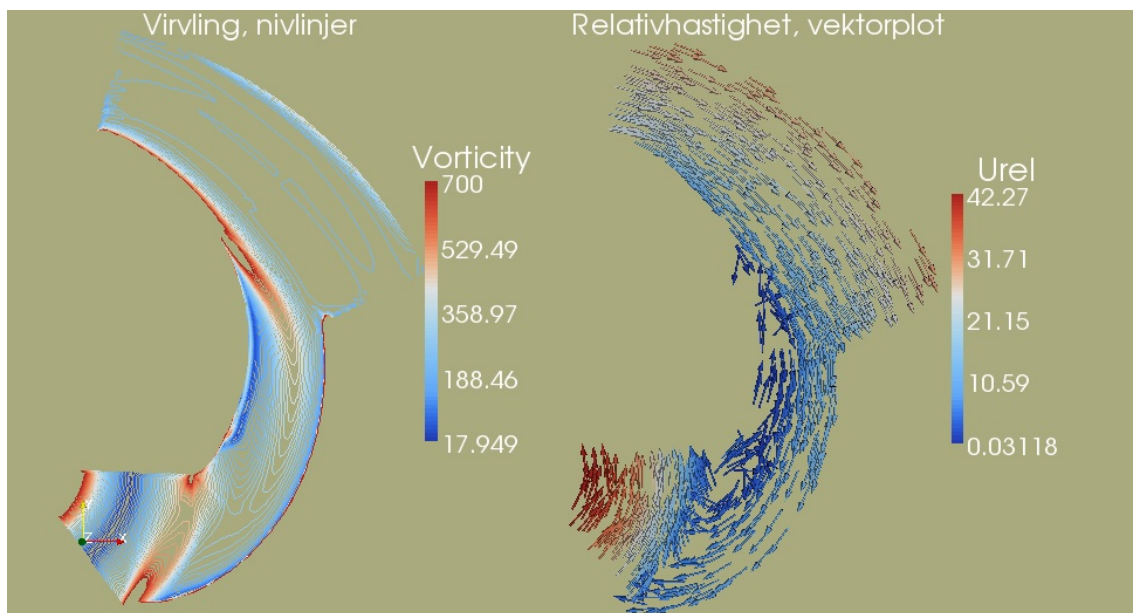
Figur 50 Strømning for Cr= 1.85



Figur 51 Strømning for Cr= 1.6



Figur 52 Strømning for Cr= 1.4



Figur 53 Strømning for Cr= 1.2