

# Design av bladprofil for en stor ventilator

**Even Hjetland**

Master i produktutvikling og produksjon  
Oppgaven levert: Juni 2009  
Hovedveileder: Per-Åge Krogstad, EPT



# Oppgavetekst

## Mål

Man ønsker i første omgang å få konstruert en impeller med eget design som er optimalisert for typen vifter som brukes i store tunnelventilatorer. Dette gjør at bladets geometri skal optimaliseres for et spesielt driftspunkt. I dette ligger både at man kan velge eller designe et profil som er optimalt for den ønskede rotasjons- og strømningshastigheten, samt at bladets radielle utforming kan optimaliseres.

Oppgaven bearbeides ut fra følgende punkter

- 1 Studenten skal sette seg inn i arbeidet som er gjort tidligere på profilutvikling ved instituttet.
- 2 Teorien for design av vifteblader skal studeres.
- 3 Studenten skal utvikle en bladgeometri, enten med utgangspunkt i instituttets HOG-profil eller en annen egnet geometri, hvor hovedfokuset skal være på å lage et blad med høyt løft-til-motstandsforhold ved det aktuelle driftspunktet.
- 4 Egenskapene til den utviklede impelleren etterprøves med CFD programvare som f.eks. Fluent.

Oppgaven gitt: 26. januar 2009

Hovedveileder: Per-Åge Krogstad, EPT







## MASTEROPPGAVE

for

Stud.techn. Even Hjetland

Våren 2009

### Design av bladprofil for en stor ventilator

*Design of blade for a large ventilator*

#### Bakgrunn

Det er vanlig at veitunneler luftes ut ved hjelp av store ventilatorer som henger under taket eller monteres på veggene. Formålet med ventilatorene er kun å sette opp en skyvkraft i tunnelretningen som kan hjelpe på den naturlige ventilasjon som kommer fra kjøretøyene. Dette gjør at ventilatorene kan konstrueres med fokus på at de bare skal operere ved én driftstilstand. Ved denne tilstanden skal det ikke genereres noe vesentlig trykkforskjell over viftens inn- og utløp, siden disse begge er knyttet til det atmosfæriske trykket i tunnelen. Istedet skal den generere tilstrekkelig volumstrøm slik at dette gir en strømmingimpuls som er stor nok til å trekke med seg nok luft i tunnelen.

Det er ikke vanlig at viftfabrikanter spesialkonstruerer sine blad for en spesiell applikasjon. Istedet har man standardblader som tilpasses til bruken. Dette gjør at de konstruerte ventilatorer noen ganger vil ha en dårlig tilpasset impeller. Instituttet har siden tidlig på åtti-tallet vært en godkjenningsinstans for Vegdirektoratet for deres bruk av ventilatorer i norske veitunneler. Strømningsteknisk Laboratorium har en teststasjon hvor effektopptak, skyvkraft, støy osv. kan måles for å se om ventilatorene leverer etter de spesifikasjoner produsenten har gitt i sine anbud til byggherren. I perioder har det vist seg at produsenten har hatt problemer med å overholde sine egne spesifikasjoner. Selv om instituttet har lang erfaring med viftetester og har kunnet bistå til å forbedre ventilatorene når dette har vært ønskelig, har vi ikke hatt noen egen forskningsaktivitet på ventilatorer. Dette ønsker man å rette på og har derfor gått til anskaffelse av en egen ventilator.

#### Mål

Man ønsker i første omgang å få konstruert en impeller med eget design som er optimalisert for denne type vifter. Dette gjør at bladets geometri skal optimaliseres for et spesielt driftspunkt. I dette ligger både at man kan velge eller designe et profil som er optimalt for den ønskede rotasjons- og strømningshastigheten, samt at bladets radielle utforming kan optimaliseres.

#### Oppgaven bearbeides ut fra følgende punkter

- 1 Studenten skal sette seg inn i arbeidet som er gjort tidligere på profilutvikling ved instituttet.



- 2 Teorien for design av vifteblader skal studeres.
- 3 Studenten skal utvikle en bladeometri, enten med utgangspunkt i instituttets HOG-profil eller en annen egnet geometri, hvor hovedfokuset skal være på å lage et blad med høyt løft-til-motstandsforhold ved det aktuelle driftspunktet.
- 4 Egenskapene til den utviklede impelleren etterprøves med CFD programvare som f.eks. Fluent.

” - ”

Senest 14 dager etter utlevering av oppgaven skal kandidaten levere/sende 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 oversiktig 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 (andre) fagmiljøer som kandidaten har kontakt med gjennom sin utførelse av oppgaven, samt etter eventuelle pålegg fra Institutt for energi- og prosesseteknikk.

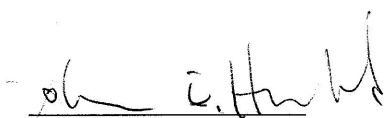
I henhold til ”Utfyllende regler til studieforskriften for teknologistudiet/sivilingeniørstudiet” ved NTNU § 20, forbeholder instituttet seg retten til å benytte alle resultater i undervisnings- og forskningsformål, samt til publikasjoner.

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).

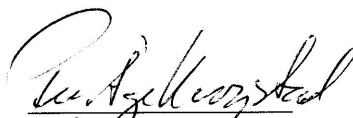
Til Instituttet innleveres to - 2 komplette, kopier av besvarelsen. Ytterligere kopier til evt. medveiledere/oppgavegivere skal avtales med, og evt. leveres direkte til, de respektive.

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

Institutt for energi og prosesseteknikk, 12. januar 2009



Johan Hustad  
Instituttleder



Per-Åge Krogstad  
Faglig ansvarlig/veileder



## Forord

Modellering og diskretisering av fysiske problemer ved hjelp av dataprogrammer, er et spennende og svært viktig verktøy å beherske for en moderne ingeniør. Kanskje enda viktigere er evnen til å tolke resultatene man blir servert. I begge henseende har denne oppgaven vært svært lærerik. Med minimale forkunnskaper innen de anvendte programmenes funksjoner og dysfunksjoner, har også uforholdsmessig mye tid gått med til å slåss med uforutsigbar programvare i utdaterte grensesnitt. Derfor vil jeg rette en takk til den snevre sirkel av medstudenter som har kjempet samme kampen, samt mine våpenbrødre på nettstedet CFD-online.com, for støtte og godt brorskap i krigen.

Når det er sagt, har prosessen vært lærerik også på det personlige plan. Behovet for systematisk og vitenskapelig tilnærming til resultatdata, har hatt en god innflytelse på selvstendig arbeidsmetode. Jeg har blitt utfordret på flere plan, og jeg føler meg heldig som har fått anledning til å skrive oppgave innen et fagområde og et tema jeg finner interessant; for jeg vet dette ikke er alle forunt.

Signatur: Kven Hjeltnand

Sted: Trondheim

Dato: 9 / 6 / 2009



## Abstract

The Department of Energy and Process Engineering at the Norwegian University of Science and Technology did, a while back, purchase a full scale ventilator of the type employed by the Norwegian Department of Transportation for road tunnel ventilation. The motivation behind this purchase was a desire to conduct research and development of ventilator impeller design, as the Department of Transportation on several occasions experienced that the purchased ventilators did not comply with the specifications set by the manufacturer. This thesis is part of the development process, and aims to suggest a blade geometry particularly fitting for this application, that will be used on a five blade impeller fitted onto the original hub.

The design is based upon an airfoil design developed by the Department of Energy and Process Engineering which in general gives high values of lift to drag ratios, but which also stalls rather dramatically. Determination of the chord length and geometric twist distribution along the blade radius is done by the blade element method programmed in the matrix solver program *MatLab*<sup>®</sup>. The suggested geometry is built and meshed in *Ansys Gambit*<sup>®</sup> and *Ansys Tgrid*<sup>®</sup> and tested in the CFD-program *Ansys Fluent*<sup>®</sup> for constant rotational speed and varying volume flow rates, and the results are compared to test results from the original impeller.

This was complicated by the lack of quantitative test result material from the original impeller or similar impellers. However, the comparison done does point in the direction of the new impeller design having a higher ratio of specific pressure force plus a broader operative range, than the original.

During the blade design process in the blade element program, the blade was split into 20 elements. The geometry is saved as 21 .dat-files containing the three dimensional profile coordinates for the 21 profile walls that divides these 20 elements.





## Sammendrag

Institutt for Energi- og Prosessteknikk ved NTNU gikk, for en tid tilbake, til innkjøp av en fullskala ventilator av typen som Vegdirektoratet i Norge benytter til ventilering i tunneler. Motivasjonen bak innkjøpet var et ønske om å drive utviklingsarbeid rundt impellerdesign, da Vegdirektoratet ved flere anledninger opplevde at innkjøpte ventilatorer ikke overholdt produsentens egne spesifikasjoner. Denne oppgaven er et ledd i dette arbeidet, og har som målsetning å utvikle bladgeometri spesielt for denne typen applikasjon, for en fembladet impeller som kan tilpasses på det originale navet, og med bedret ytelse sett i forhold til den originale impelleren. Geometridesignet tar utgangspunkt i et løfteprofil utviklet på instituttet noen år tilbake med spesielt godt løft-per-motstandsforhold, men såkalt skarpe steilingsegenskaper. Bestemmelse av fordeling av kordelengde og geometrisk vridning langs bladets radius, er gjort ved hjelp av bladelementmetoden programmert i matrisebehandlingsprogrammet *MatLab*<sup>®</sup>. Geometrien er meshet i *Ansys Gambit*<sup>®</sup> og *Ansys Tgrid*<sup>®</sup> etterprøvet i CFD-programmet *Ansys Fluent*<sup>®</sup> for konstant rotasjonshastighet og varierende volumstrøm, og resultatene er sammenliknet med testdata fra den originale impelleren. Sammenligningsprosessen er vanskeliggjort av at mengden av tilgjengelig testdata fra den originale impelleren, eller liknende impellere, er svært begrenset. Sammenligningen som er gjort, indikerer imidlertid at det nye impellerdesignet har høyere virkningsgrad og høyere spesifikk skyvkraft over hele arbeidsområde enn den originale. I bladelementprogrammet ble ett blad delt inn i 20 elementer. Geometrien er lagret som 21 .dat-filer med profilkoordinater i alle tre romlige retninger for de 21 profilveggene som skiller disse 20 elementene.



# Innhold

<b>1</b>	<b>Introduksjon</b>	<b>1</b>
1.1	Problematikk og formål . . . . .	1
1.2	HOG-profilen . . . . .	2
1.3	Den aktuelle ventilatoren . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Prosedyre</b>	<b>5</b>
2.1	Angrepsvinkel og løftkoeffisient . . . . .	5
2.2	Litt om fysikken bak en ventilator . . . . .	6
2.3	Fordeling av kordelengde og geometrisk vridningsvinkel ved bladelement- metoden . . . . .	8
2.3.1	Utledning av designlikningene for bladgeometrien . . . . .	9
2.3.2	Dimensjonsløse måletall . . . . .	12
2.3.3	Tap og virkningsgrad . . . . .	15
2.3.4	Bladelementmetoden programmert i <i>MatLab</i> <sup>®</sup> . . . . .	16
2.4	Generering av mesh . . . . .	20
2.4.1	Geometrien blir konstruert i CAD programmer . . . . .	20
2.4.2	Definering av grenser . . . . .	21
2.4.3	Geometrien blir meshet . . . . .	21
2.5	Simulering av strømmingen . . . . .	23
2.5.1	Litt om CFD . . . . .	23
2.5.2	Turbulensmodell og grensebetingelser . . . . .	24
2.5.3	Behandling av resultatdata . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Resultater og diskusjon</b>	<b>27</b>
3.0.4	Angrepsvinkel og løftkoeffisient . . . . .	27
3.0.5	Bladelementprogrammet . . . . .	31
3.0.5.1	Initielle parametere . . . . .	31
3.0.5.2	Resultater . . . . .	31
3.0.6	Konstruksjon av geometri og mesh . . . . .	35
3.0.6.1	Geometrien . . . . .	35
3.0.6.2	Meshing . . . . .	38
3.0.7	Resultater fra CFD-simuleringen . . . . .	42
3.0.7.1	Statisk trykkforskjell over impeller . . . . .	42
3.0.7.2	Virkningsgrad . . . . .	47
3.0.7.3	Spesifikk skyvkraft . . . . .	49

3.0.8	Sammenligning av resultater . . . . .	49
3.0.8.1	Bladelementprogrammet og CFD-simulering . . . . .	50
3.0.8.2	CFD-simulering og resultater fra tester i laboratoriet . . .	52
3.1	Koklusjon . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Vedlegg</b>	<b>60</b>
4.1	Vedlegg 1 - Resultater fra CFD-simulering . . . . .	61
4.2	Vedlegg 2 - Programkode elementmetodeprogram . . . . .	61

# Figurer

1.1	<i>Den innkjøpte ventilatoren montert opp i testriggeren ved instituttets laboratorie. Kilde: [5]</i>	1
1.2	<i>HOG-profilet. Kilde: XFOIL</i>	2
1.3	<i>Trykkoeffisientfordeling <math>C_p</math> rundt HOG-profilet for angrepsvinkel <math>\alpha = 8^\circ</math> og <math>Re = 5 \times 10^5</math>. Gul linje og blå linje representerer <math>C_p</math> for viskøs løsning henholdsvis på profilets overside og underside. Stiplet linje er ikke-viskøs løsning. Kilde: XFOIL</i>	3
1.4	<i>Løftkoeffisient <math>C_l</math> plottet mot angrepsvinkel for HOG-profilet for <math>Re = 5 \times 10^5</math>, <math>Re = 1 \times 10^6</math> og <math>Re = 1 \times 10^7</math> Kilde: XFOIL</i>	3
1.5	<i>Ventilarten hengende i testriggeren sett forfra med den originale impelleren montert. Kilde: [5]</i>	4
2.1	<i>HOG-profilet oppdelt i 120 punkter. Kilde: XFOIL</i>	5
2.2	<i>Serie av frittstående profiler kalt en kaskade. Kilde: [9]</i>	6
2.3	<i>Løftkoeffisient for kaskaden i forhold til et frittstående profil som funksjon av <math>\beta_\infty</math> [°] og <math>\frac{t}{c}</math> Kilde:[5]</i>	7
2.4	<i>Reelle og relative hastigheter inn, forbi og ut fra et blad i en kaskade Kilde:[5]</i>	8
2.5	<i>Illustrasjon av et element fra et blad i kaskaden. Tykkelse <math>b</math> er langs bladets radius.</i>	9
2.6	<i>Spesifikt turtall <math>\sigma</math> (horisontal akse) mot spesifikk diameter <math>\delta</math> (vertikal akse) med virkningsgrad for ulike typer aksialvifter (mot venstre) og radialvifter (mot høyre) skissert inn. Kilde: [5]</i>	13
2.7	<i>Trykktall <math>\psi</math>, leveringstall <math>\phi</math>, spesifikt turtall <math>\sigma</math> og spesifikk diameter <math>\delta</math> for noen ulike typer vifter. Aksialvifter okuperer nederste delen av tabellen, radialvifter øverste og såkalte blandingsvifter (mixed flow fans) i sentrum av tabellen. Kilde: [5]</i>	14
2.9	<i>Innløpskonen som forårsaket separasjon ved innløpet. Kilde: [5]</i>	15
2.8	<i>Strømningen blir avbøyd rundt kanten av innløpskonen. Kilde: [1]</i>	15
2.10	<i><math>\ln y^+</math> plottet mot <math>u^+</math>. Kilde: [3]</i>	22
3.1	<i>Løftkoeffisient <math>C_l</math> plottet mot angrepsvinkel for HOG-profilet for <math>Re = 5 \times 10^5</math>, <math>Re = 1 \times 10^6</math> og <math>Re = 1 \times 10^7</math>. Kilde: XFOIL</i>	27
3.2	<i>Motstandskoeffisient <math>C_d</math> plottet mot angrepsvinkel for HOG-profilet for <math>Re = 5 \times 10^5</math>, <math>Re = 1 \times 10^6</math> og <math>Re = 1 \times 10^7</math>. Kilde: XFOIL</i>	28
3.3	<i>løft-til-motstandsforhold <math>\frac{C_l}{C_d}</math> plottet mot angrepsvinkel for HOG-profilet for <math>Re = 5 \times 10^5</math>, <math>Re = 1 \times 10^6</math> og <math>Re = 1 \times 10^7</math>. Kilde: XFOIL</i>	28

3.4	Trykkoeffisientfordeling rundt HOG-profilen for angrepsvinkel $\alpha = 8^\circ$ . Gul linje og blå linje representerer viskøs løsning på henholdsvis profilets overside og underside. Stiplet linje er ikke-viskøs løsning. Kilde: XFOIL . . . . .	29
3.5	Statisk trykkfordeling rundt HOG-profilen for $\alpha = 8^\circ$ og $Re = 5 \times 10^5$ ved profilets bakre ende. Kilde: Fluent <sup>®</sup> . . . . .	30
3.6	Forholdet mellom bladavstand og kordelengde $\frac{t}{c}$ plottet mot $\beta_\infty$ [°]. . . . .	32
3.7	Fordeling av hastigheten $W_\infty$ [ $\frac{m}{s}$ ] langs bladets radius [m] . . . . .	33
3.8	Fordeling av kordelengde $c$ [m] langs bladets radius [m] . . . . .	33
3.9	Geometrisk vridningsvinkel $\beta_\infty$ [°] langs bladets radius [m] . . . . .	34
3.10	Fordelingen av Reynoldstallet langs bladets radius [m] . . . . .	34
3.11	Meshplot av endelig bladgeometri fra bladelementprogrammet [m] . . . . .	36
3.12	Bladfilen (STEP format) lest inn i Gambit <sup>®</sup> . . . . .	37
3.13	Bladet plassert inne i en femtedels sirkelsektor. Kilde: Gambit <sup>®</sup> . . . . .	37
3.14	Geometrien sett fra utløpet. Kilde: Gambit <sup>®</sup> . . . . .	38
3.15	Usnitt av overflatemeshet av bunnen i geometrien. Kilde: Fluent <sup>®</sup> . . . . .	39
3.16	Snitt i $xy$ -planet gjennom volummeshet ved $z = 0.35m$ . Kilde: Fluent <sup>®</sup> . . . . .	39
3.17	Firkantbasert overflatemesh av blad. Kilde: Fluent <sup>®</sup> . . . . .	40
3.18	Overgangen mellom meshet for bunnen og meshet for bladet ved bladets fremre del. Kilde: Fluent <sup>®</sup> . . . . .	40
3.19	Statisk trykkforskjell over kontrollvolumet $\Delta p$ [Pa] som funksjon av volumstrøm $Q$ [ $\frac{m^3}{s}$ ]. . . . .	42
3.20	Konturplott av hastighet i $x$ -retning [ $\frac{m}{s}$ ] for $Q = 25 \frac{m^3}{s}$ for et snitt i $xy$ -planet ved $z=0.5m$ . Kilde: Fluent <sup>®</sup> . . . . .	43
3.21	Vektorplott av hastighet i $x$ -retning [ $\frac{m}{s}$ ] for $Q = 25 \frac{m^3}{s}$ for et snitt i $xy$ -planet ved $z=0.5m$ . Kilde: Fluent <sup>®</sup> . . . . .	43
3.22	Konturplott av hastighet i $x$ -retning [ $\frac{m}{s}$ ] for $Q = 15 \frac{m^3}{s}$ for et snitt i $xy$ -planet ved $z=0.5m$ . Kilde: Fluent <sup>®</sup> . . . . .	44
3.23	Vektorplott av hastighet i $x$ -retning [ $\frac{m}{s}$ ] for $Q = 15 \frac{m^3}{s}$ for et snitt i $xy$ -planet ved $z=0.5m$ . Kilde: Fluent <sup>®</sup> . . . . .	44
3.24	Konturplott av statisk trykk [Pa] ved $Q = 2 \frac{m^3}{s}$ for et snitt i $yz$ -planet for $x=0$ . Det sorte rektangelet i senter av bildet representerer impellerbladet. Kilde: Fluent <sup>®</sup> . . . . .	46
3.25	Konturplott av radiell hastighet [Pa] ved $Q = 2 \frac{m^3}{s}$ for et snitt i $yz$ -planet for $x=0$ . Det sorte rektangelet i senter av bildet representerer impellerbladet. Kilde: Fluent <sup>®</sup> . . . . .	46
3.26	Statisk trykkforskjell plottet mot volumstrøm for en typisk aksialvifte. Kilde: [1] . . . . .	47
3.27	Statisk trykkforskjell og momentet motoren yter på impelleren om $y$ -aksen, begge gjort dimensjonsløse, samt virkningsgrad plottet mot volumstrøm [ $\frac{m^3}{s}$ ] . . . . .	48
3.28	Illustrasjon av vinkelen $\gamma$ mellom løftvektoren og rotasjonsretningen til impelleren. . . . .	48
3.29	Spesifikk skyvekraft hvor $C$ er konstanten fra likning $\frac{S}{C}$ [ $\frac{N}{kW}$ ] hvor $C$ er konstanten fra likning 3.29 ,plottet mot volumstrøm. . . . .	49

3.30	Vektorplott av absolutt hastighet $[\frac{m}{s}]$ ved $Q = 25\frac{m^3}{s}$ for et snitt i $yz$ -planet for $x=0$ . Det sorte rektangelet i senter av bildet representerer impellerbladet. Kilde: <i>Fluent</i> <sup>®</sup> . . . . .	51
3.31	Hastighetsprofil for komponent i $y$ -retning ved $x=0.3$ like før impeller, og ved $x=-0.9$ mot slutten av utløp for $Q = 25\frac{m^3}{s}$ . . . . .	52
3.32	Tangentiell hastighetskomponent $[\frac{m}{s}]$ fra bladelementprogram (blå graf) og CFD-simulering (rød graf) ved $x=-0.5m$ for $Q = 25\frac{m^3}{s}$ . . . . .	53
3.33	Areal-vektet gjennomsnitt av rotasjonskomponent for stømningen $[\frac{m}{s}]$ ved utløpet fra CFD-analysen plottet mot volumstrøm $[\frac{m^3}{s}]$ . . . . .	53
3.34	Den originale impelleren sett forfra. . . . .	56
3.35	Den originale impelleren sett skrått fra siden. . . . .	56





# Tabeller

1.1	<i>Dimensjoner og ytelser for den aktuelle ventilatoren. Kilde: [5]</i> . . . . .	4
2.1	<i>Parametere som bladelementprogrammet må mates med før en løsning kan genereres.</i> . . . . .	17
3.1	<i>Initielle parametere i elementmetodeprogrammet.</i> . . . . .	31
3.2	<i>Dimensjonsløse måletall fra bladelementprogrammet.</i> . . . . .	31
3.3	<i>Ytelsesresultater fra bladelementprogrammet for <math>Q = 25 \frac{m^3}{s}</math></i> . . . . .	35
3.4	<i>Antall noder, delflater og celler i det anvendte meshet. Kilde: Fluent</i> . . .	38
3.5	<i>Resultater fra bladelementprogram og CFD-simulering for volumstrøm <math>Q = 25 \frac{m^3}{s}</math>.</i> . . . . .	50
3.6	<i>Resultater fra tester på den originale impelleren samt resultat fra CFD-analysen, for <math>Q = 22.15 \frac{m^3}{s}</math>.</i> . . . . .	54



# 1 Introduksjon

## 1.1 Problematikk og formål

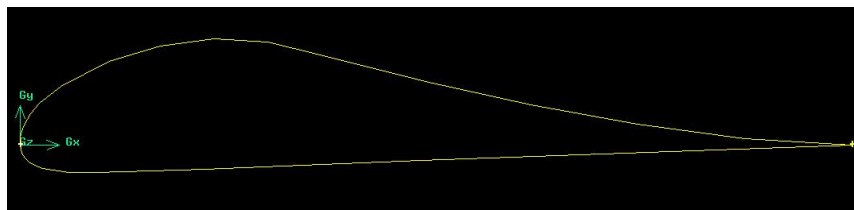
Institutt for Energi- og Prosessteknikk ved NTNU (heretter referert til som instituttet) har siden begynnelsen av 80-tallet fungert som godkjenningsinstans for Vegdirektoratet i Norge ved deres innkjøp av ventilatorer til bruk i veitunneler. Fra ventilatorprodusentenes side har det ikke vært vanlig å spesialtilpasse geometrien på impellerbladene etter den enkelte ventilators applikasjon. Dermed har Vegdirektoratet i perioder opplevd problemer med at ventilatorene ikke har fungert tilfredsstillende. Instituttet har opprettet en teststasjon for ventilatorer ved strømningslaboratoriet, hvor egenskaper som skyvkraft, volumstrøm, støy osv. kan måles, og det har blitt avslørt at ventilatorene ved flere anledninger ikke har overholdt produsentenes egne spesifikasjoner. Dette kulminerte i at instituttet selv gikk til innkjøp av en ventilator som man ønsket å bruke som testmodell for en impeller hvor bladgeometrien er optimalisert for bruk til ventilasjon av Borlaug-Voldum-tunnelen på E-16 i Sogn og Fjordane.



Figur 1.1: *Den innkjøpte ventilatoren montert opp i testriggen ved instituttets laboratorie.*  
Kilde: [5]

Denne oppgaven har som målsetning å utvikle en bladgeometri for en impeller som har høyere virkningsgrad og spesifikk skyvkraft enn impelleren som per i dag sitter på ventilatoren. Impelleren har kun til oppgave å sette opp en strømningsimpuls i tunnelretningen (aksialretningen) som skal hjelpe til med ventilasjonen av tunnelen i tillegg til den som kommer naturlig fra bilene.

Utviklingsprosessen foregår ved at det skrives en programkode i matrisebehandlingsprogrammet *MatLab*<sup>®</sup> basert på en metode kalt bladelementmetoden. Denne metoden foreslår fordeling av kordelengde og geometrisk vridningsvinkel for gitte initielle parametere. Deretter skal egenskapene til det nye impellerdesignet etterprøves i CFD-programmet

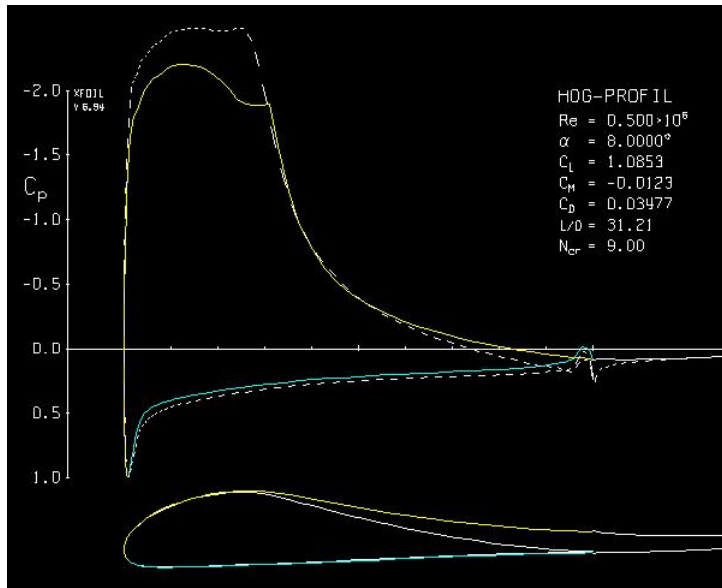


Figur 1.2: *HOG-profilen*. Kilde: XFOIL

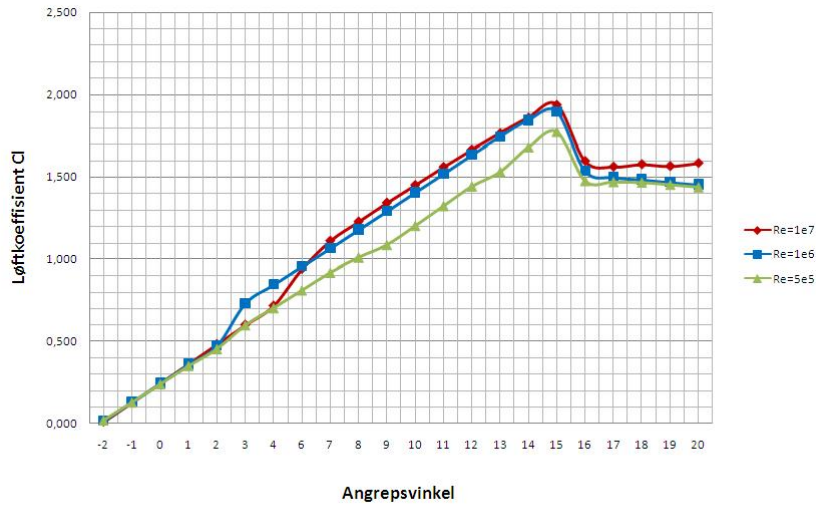
*AnSys Fluent*<sup>®</sup>. Bladgeometrien skal baseres på et løfteprofil utviklet ved instituttet, kalt HOG-profilen.

## 1.2 HOG-profilen

For noen år tilbake foregikk det arbeid med å utvikle et eget løfteprofil ved instituttet. Motivasjonen bak arbeidet var å utvikle et profil med høyest mulig løft-til-motstandsforhold (på engelsk kalt lift to drag ratio). Resultatet ble kalt HOG-profilen og er avbildet på figur 1.2 For å oppnå dette ble den geometriske utformingen basert på teorien til Stratford. Her er det lagt opp til at strømmingen opplever en dramatisk akselerasjon forbi profilets øvre fremside. Dette skaper et lokalt Reynoldstall ( $Re$ ) som er høyt nok til at det viskøse grensesjiktet som dannes langs overflaten, slår om fra laminær til turbulent underveist. På undersiden av profilet holdes sjiktet laminært, fordi friksjonskreftene mellom strømmingen og den faste overflaten er mindre i laminære grensesjikt enn i turbulente [2]. Denne veldige akselerasjonen langs profilets øvre framside, fører til en stor negativ trykkgradient som kan observeres på figur 1.3. Når trykktapet gjenvinnes langs bakre del av profilets overside, gjør det strømmingen her svært utsatt for separasjon. I det ligger at strømmingen ikke lenger klarer å følge profilets overside fordi den opplever sterk negativ akselerasjon når statisk trykk skal gjenvinnes. Nettopp dette er årsaken til at det turbulente grensesjiktet er ønskelig, da dette er langt mindre utsatt for separasjon enn laminære grensesjikt [3]. Det turbulente grensesjiktet er tykkere enn det laminære, noe som fremkommer av nederste del av figur 1.3 (hvor blå linje viser viskøs løsning, mens gul linje indikerer ikke-viskøs løsning). Separasjon er vanligvis et gradvis fenomen som blir mer og mer dominant ettersom angrepsvinkelen vokser. Dette fører trykkforskjellen over og under bladet og dermed strømmingens evne til å skape løft avtar, mens motstanden øker. Ved en kritisk angrepsvinkel er separasjonen så betydelig at intens virveldannelse oppstår på profilets overside som resulterer i en dramatisk reduksjon av løftet og økning av motstand. Dette fenomenet kalles steiling, og angrepsvinkelen det oppstår ved kalles steilevinkel. Ved HOG-profilen skjer separasjonen mindre gradvis enn hva som er vanlig. Som det kan observeres på figur 1.2, stiger løftet jevnt til en høy verdi fordi det turbulente grensesjiktet på profilets overside klarer å gjenvinne trykket uten å separere, veldig lenge, før det plutselig separerer med umiddelbar steiling som resultat. Det betyr at profilet er svært sensitivt for angrepsvinkel rundt steilevinkelen. Profilet er dermed dårlig egnet for applikasjoner der strømningsforholdene er ustabile og hvor angrepsvinkelen kan variere



Figur 1.3: Trykkoeffisientfordeling  $C_p$  rundt HOG-profilet for angrepsvinkel  $\alpha = 8^\circ$  og  $Re = 5 \times 10^5$ . Gul linje og blå linje representerer  $C_p$  for viskøs løsning henholdsvis på profilets overside og underside. Stiplet linje er ikke-viskøs løsning. Kilde: XFOIL

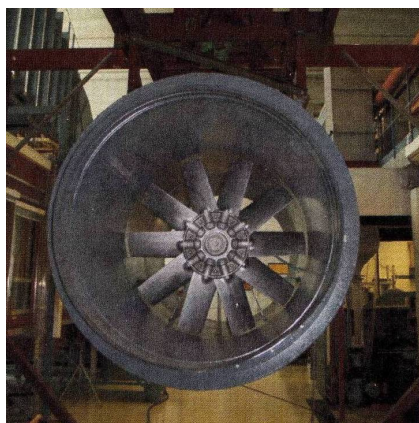


Figur 1.4: Løftkoeffisient  $C_l$  plottet mot angrepsvinkel for HOG-profilet for  $Re = 5 \times 10^5$ ,  $Re = 1 \times 10^6$  og  $Re = 1 \times 10^7$  Kilde: XFOIL

uforutsigbart, eksempelvis ved en vindturbin eller ved et fly. På den andre siden vil den være godt egnet i en applikasjon der strømningsforholdene er stabile og hvor høyt løft-til-motstandsforhold er viktig. En ventilator er en slik applikasjon og det er årsaken til at det er ønskelig å ta i bruk HOG-profilet i den aktuelle ventilatoren.

### 1.3 Den aktuelle ventilatoren

Den innkjøpte ventilatoren er produsert av ACI (Air Control International) og er en såkalt aksialvifte. I det ligger at volumstrømmen er tilnærmet parallell med impellerens akse, i motsetning til eksempelvis en radialvifte hvor volumstrømmen forlater impelleren i radiell retning.



Figur 1.5: Ventilatoroten hengende i testtriggen sett forfra med den originale impelleren montert. Kilde: [5]

Ventilatoren består av et innløp, viften som består av motor, oppheng og impeller (nav og blader) og et utløp. Innløpet og utløpet fungerer også som støydemperer. Noen dimensjonsmessige og ytelsesmessige fakta om ventilatoren slik den er per i dag, er presentert i tabell 1.1

Parameter	Verdi
Indre diameter viftehus, inn- og utløpskone	1100 mm
Diameter nav	400 mm
Operasjonelt turtall	24.16 rps

Tabell 1.1: Dimensjoner og ytelser for den aktuelle ventilatoren. Kilde: [5]

Det er besluttet at den nye impelleren kun skal ha fem blader. Dette gjør det mulig å bruke det originale navet, i tillegg til at dette innebærer lavere produksjonskostnader.

## 2 Prosedyre

### 2.1 Angrepsvinkel og løftkoeffisient

Første skritt på veien mot en bladgeometri er å velge en angrepsvinkel for strømmingen inn på impellerbladene. For å avgjøre dette, tas profilet nærmere i betraktning i programmet XFOIL. Dette er et program utviklet med hensikt på analyse av vingeprofilegenskaper. Her kan variable som løftkoeffisient ( $C_l$ ), motstandskoeffisient ( $C_d$ ), momentkoeffisient ( $C_m$ ), trykkkoeffisientfordeling rundt profilet ( $C_p$ ) osv. bestemmes for subsoniske strømminger.

Profilet deles først inn i et valgt antall punkter eller noder som vist i figur 2.1

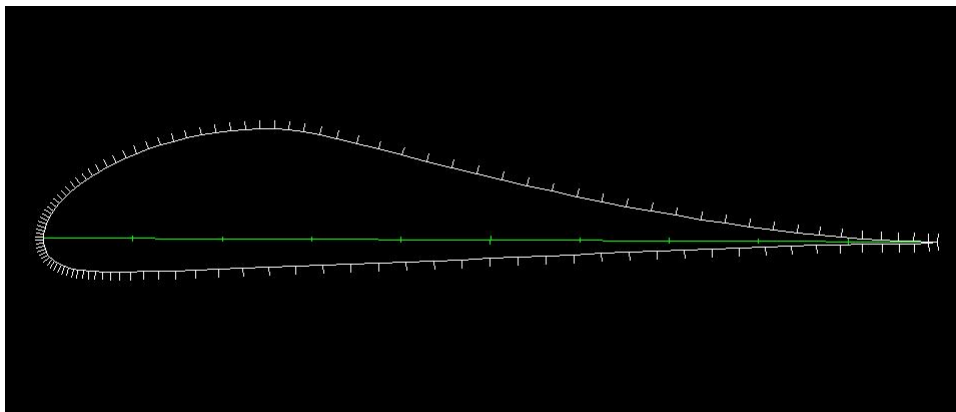


Figure 2.1: *HOG-profilet oppdelt i 120 punkter. Kilde: XFOIL*

Algoritmen som brukes forsøker å la vinkelen mellom strekene som står normalt på flaten i nodene, være så liten som mulig mellom to nabonoder. Dermed står punktene tettere jo større krumningen på flaten er, hvilket er en fordel da det ofte er her store gradienter oppstår. Deretter skiller programmet mellom viskøs og ikke-viskøs løsning. For den ikke-viskøse løsningen benytter XFOIL potensial teori til å bestemme trykk- og hastighetsfeltet rundt profilet. For den viskøse løsningen benyttes den ikke-viskøse løsningen til å beregne et grensesjikt om profilet. Dette grensesjiktet blir så lagt utenpå på profilet slik at programrutinen ser et tykkere profil når den finner en ny ikke-viskøs løsning. Et nytt grensesjikt blir beregnet på grunnlag av denne løsningen igjen, og slik itereres det til grensesjiktet ikke lenger vokser og løsningen konvergerer. Figur 1.3 viser et eksempel på XFOIL-plott av trykkkoeffisientens fordeling rundt profilet. Trykkoeff-

isienten er definert som

$$\frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho V_\infty} \quad (2.1)$$

altså forskjellen i statisk trykk mellom det aktuelle målepunktet på profilet og omgivelsene, delt på det dynamiske trykket til den frie luftstrømmen. I den øverste figuren representerer den stiplede linjen ikke-viskøse løsningen, mens den gule og den blå linjen henholdsvis representerer den viskøse løsningen på over- og undersiden av profilet. På den nederste figuren er grensesjiktet lagt utenpå profilet.

Når man skal avgjøre ønsket angrepsvinkel for strømmingen mot impellerbladene er det viktig å identifisere steilingsvinkelen (se seksjon 1.2). Programrutinen i XFOIL håndterer kun angrepsvinkler under steilingsvinkel, og man må dermed studere løsninger for stigende angrepsvinkler til man ser hvor løftet faller og den viskøse løsningen blir ustabil. Det er ønskelig at angrepsvinkelen til strømmingen inn på impellerbladene ligger nære oppunder steilingsvinkel for å få så høy løft-til-motstandsforhold som mulig. Samtidig er det svært viktig at strømmingen aldri når steiling, da impellerens evne til å yte en impuls på luften reduseres drastisk ved steiling.

## 2.2 Litt om fysikken bak en ventilator

I en aksialvifte er bladene stilt etter hverandre i samme plan på et nav. Når navet roterer vil impelleren bevege seg relativt til luften omkring og bladene vil oppleve en luftstrømning som treffer tilnærmet normalt på deres fremre kant sett i radiell retning, og med en gitt angrepsvinkel i aksial retning. På grunn av viskositeten i luften, vil det oppstå skjærspenninger i strømmingen nær bladoverflaten som danner et grensesjikt. Når luften blir bremsset på denne måten oppstår det en kraftvektor på bladet i retning parallelt med strømmingen. Samtidig vil profilet til bladet sørge for at strømmingen akselereres på oversiden av bladet slik at hastigheten her er høyere enn på undersiden. Dette fører til at det statiske trykket på oversiden av bladet er lavere enn det statiske trykket i omgivelsene, mens det er høyere enn omgivelsene på undersiden. Dette kan observeres på figur 1.3. Denne trykkforskjellen danner en kraftvektor på strømmingen normalt på strømningsretningen som er den som yter arbeid på strømmingen.

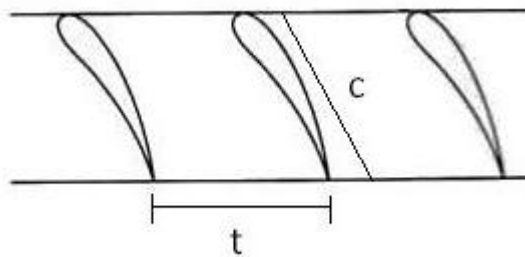


Figure 2.2: *Serie av frittstående profiler kalt en kaskade. Kilde: [9]*

Om man tenker seg viften skåret gjennom av en sylinder som ligger i viftens ak-



seretning, vil snittflaten ha form som en serie frittstående profiler stilt etter hverandre. Dette kalles et kaskadesnitt og er vist i figur 2.2 Om profilene står tett nok i forhold til kordelengdene, vil strømmingen over ett profil påvirke strømmingen over naboprofilet enten ved å bidra til økt eller redusert effekt. Dette kalles kaskadeeffekt. Figur 2.3 viser løftkoeffisienten for kaskaden i forhold til løftkoeffisienten til et frittstående profil (vertikal akse) for ulike geometriske vridningsvinkler  $\beta_\infty$ , og forholdet mellom avstanden mellom to profiler ( $t$ ) og kordelengden til profilene ( $c$ ),  $\frac{t}{c}$  (horisontal akse). Som det fremgår av figur 2.3 vil kaskadeeffekten praktisk talt være fraværende ved  $\frac{t}{c}$  større enn 1,5.

Ettersom viftebladene roterer, vil luftstrømmingen forlate bladene med både aksial og angulær hastighetskomponent. Hastighetsvektorene inn på, forbi og ut fra bladet kan illustreres som vist i figur 2.4. Her er  $C_1$  hastigheten til strømmingen inn på impelleren, mens  $U$  er bladets tangentielle hastighet på grunn av rotasjonen.  $W_1$  er den relative hastigheten inn på bladet, mens  $W_2$  er den relative hastigheten ut fra bladets bakside.  $W_\infty$  er en vektet verdi av  $W_1$  og  $W_2$  (se likning 2.8).  $C_2$  er den reelle hastigheten til strømmingen når den forlater bladet. Sammenhengen mellom hastighetsvektorene kan uttrykkes som

$$\vec{C}_i = \vec{W}_i + \vec{U}_i \quad (2.2)$$

$C_2$  har både en aksial og roterende komponent.

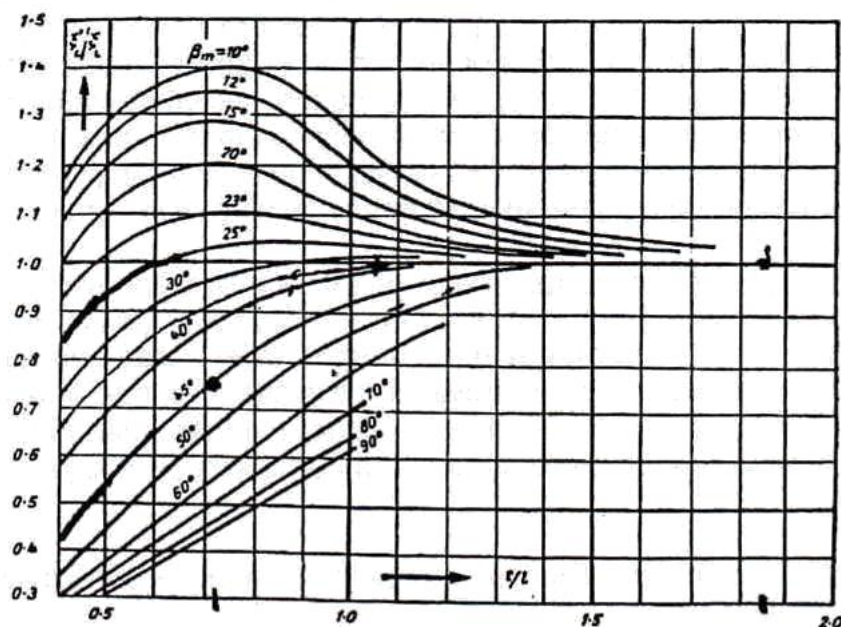
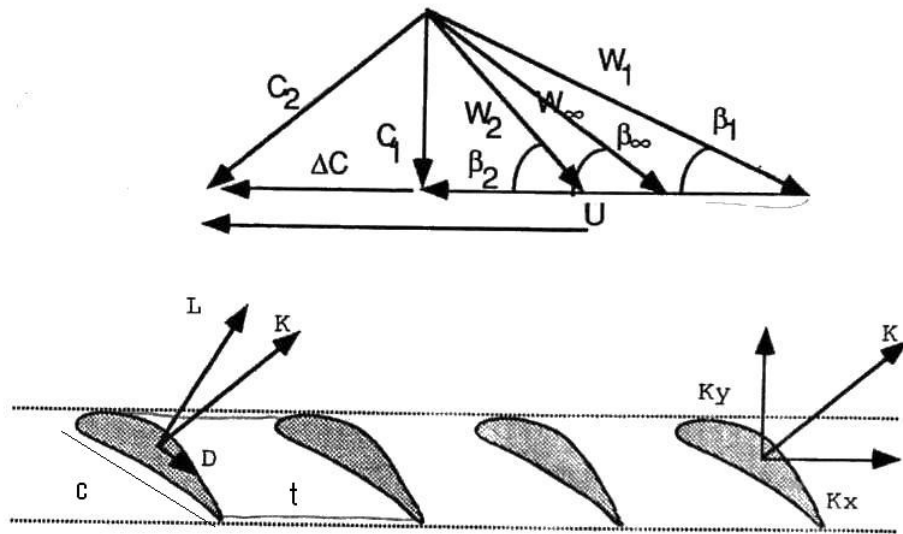


Figure 2.3: Løftkoeffisient for kaskaden i forhold til et frittstående profil som funksjon av  $\beta_\infty$  [°] og  $\frac{t}{c}$  Kilde:[5]

Den aksielle komponenten er den som er anvendelig da viftens eneste oppgave er å sette luft i bevegelse i aksial retning. Den roterende komponenten derimot, representerer et tap



Figur 2.4: Reelle og relative hastigheter inn, forbi og ut fra et blad i en kaskade Kilde:[5]

fordi det kreves at det settes opp et moment for å sette fluidet i rotasjon. Dette momentet brukes det energi på å generere, mens energien forsvinner ved viskøs dissipasjon i vaken.

Dermed er det ofte vanlig å benytte en såkalt stator, som er et statisk oppsett av blader enten før eller etter impelleren. Befinner statoren seg foran impelleren, sørger den for at strømmingen entrer impelleren med en radiell hastighetskomponent, men med lavere trykk, som utjevner den rotasjonen som skapes over impelleren. Står den etter, sørger den for å fjerne rotasjonskomponenten i vaken mot at trykket øker. Hos den aktuelle ventilatoren er det imidlertid ikke benyttet en stator. Vaken vil dermed ha en rotasjonskomponent.

Ventilatoren er, i tillegg til viften, utstyrt med en innløps- og en utløpsleder, populært bare kalt innløp og utløp. Hensikten bak innløpslederen er å lede luftstrømmingen inn mot impelleren slik at strømningsretningen i størst mulig grad er parallell med navets akse idet den treffer impelleren. Utløpslederen skal hjelpe til å lede strømmingen i aksial retning etter impelleren. I tillegg hjelper inn- og utløpene med å dempe støy som produseres i viften både ved å skjerme for vibrasjonene i luften rundt viften, men også ved å sørge for at luften som entrer viften er mindre turbulent, hvilket forårsaker mindre støy og mindre motstand, særlig rundt bladtippene [1].

### 2.3 Fordeling av kordelengde og geometrisk vridningsvinkel ved bladelementmetoden

På grunn av bladets rotasjon vil hastighetsvektoren som bladet ser, endre seg ikke-lineært langs bladets radius. For at hele bladet skal ha samme angrepsvinkel til strømmingen, er det nødvendig å variere den geometriske vridningsvinkelen om bladets akse, langs

bladets radius. I tillegg er det ønskelig så langt det går å unngå at strømmingen over bladet har en komponent i radiell retning, da dette vil føre til at man taper deler av den trykkforskjellen over impelleren. For å unngå denne radielle hastighetskomponenten må man forsøke å sørge for at trykkforskjellen over og under bladet er likt langs bladets radius. Som det fremgår senere av likning 2.10 innebærer dette at kordelengden varieres langs bladets radius.

### 2.3.1 Utledning av designlikningene for bladgeometrien

Utledningen av designlikningene for fordelingen av geometriske vridningsvinkel og kordelengde, tar utgangspunkt i en elementvis analyse av bladet. Man ser for seg at volumet et blad i en kaskade blir delt opp i elementer i radiell retning med dybde  $b$ , som vist i figur

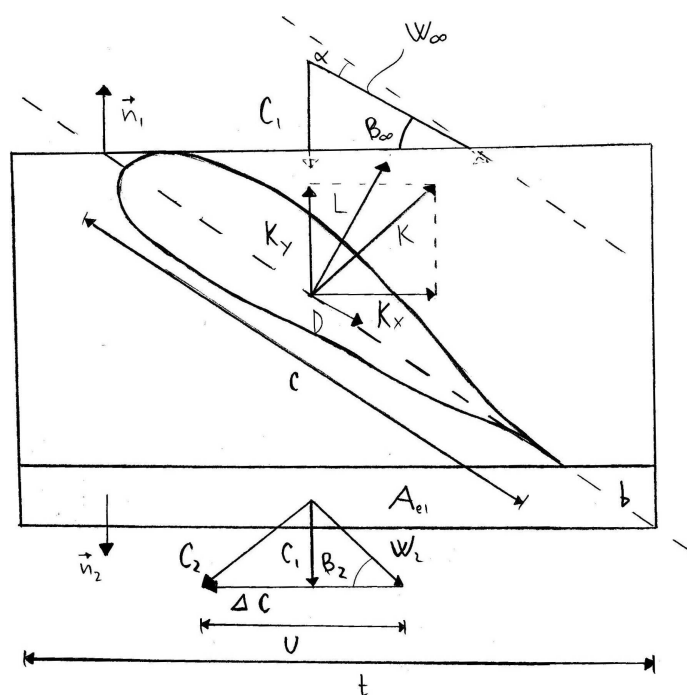


Figure 2.5: Illustrasjon av et element fra et blad i kaskaden. Tykkelse  $b$  er langs bladets radius.

Følgende likningen beskriver kraften som blir overført mellom strømningsmediet og kontrollvolumet [2]

$$\vec{K} = \int_{A_{el}} \vec{V} \rho (\vec{V} \cdot \vec{n}) dA - \int_{A_{el}} P \vec{n} dA \quad (2.3)$$

Under utledningen av designlikningene er viskøs friksjon mellom profilverflatene og

strømningsmediet neglisjert, men blir tatt høyde for senere. Kraften kan dekomponeres i to retninger; en komponent parallelt med strømningsretningen,  $K_y$ , og en langs periferiretningen av impelleren,  $K_x$ , som vist på figur 2.5. Det er  $K_y$  som akslerer luften til en strømning og som dermed er den kraften som er anvendelig for viften, mens momentet og effekten som må tilføres impelleren for å oppnå den ønskede volumstrømmen, er en funksjon av  $K_x$ . For  $K_y$  blir likning 2.3 seende slik ut

$$\vec{K}_y = \vec{W}_1 \sin(\beta_1) \rho (\vec{W}_1 \cdot \vec{n}_1) A_1 + \vec{W}_2 \sin(\beta_2) \rho (\vec{W}_2 \cdot \vec{n}_2) A_2 - p_1 A_1 + p_2 A_2$$

↓

$$K_y = -\rho C_1^2 A_1 + \rho C_1^2 A_2 - p_1 A_1 + p_2 A_2$$

fordi

$$\begin{aligned} \vec{W}_1 \cdot \vec{n}_1 &= -C_1 \\ \vec{W}_2 \cdot \vec{n}_2 &= C_1 \\ \vec{W}_2 \sin(\beta_2) &= C_1 \\ \vec{W}_1 \sin(\beta_1) &= C_1 \end{aligned}$$

Av figur 2.5 fremkommer det at  $A_1 = A_2 = A_{el}$ . Dermed blir uttrykket for  $K_y$

$$K_y = (p_2 - p_1) A_{el}$$

Bernoullis likning for energibevarelse langs en strømningslinje gjennom kontrollvolumet for en ikke-viskøs strømning sier at

$$p_2 - p_1 = \frac{1}{2} \rho (W_1^2 - W_2^2)$$

av figur 2.4 kan det sees at

$$W_1^2 - W_2^2 = (W_{1u}^2 + C_1^2) - (W_{2u}^2 + C_1^2) = W_{1u}^2 - W_{2u}^2$$

hvor  $u$  betyr komponenten i impellerens rotasjonsretning. Dermed kan  $K_y$  uttrykkes som

$$K_y = \frac{1}{2} \rho (W_{1u}^2 - W_{2u}^2) A_{el} = \frac{1}{2} \rho \left( (W_1 \cos(\beta_1))^2 - (W_2 \cos(\beta_2))^2 \right) A_{el} \quad (2.4)$$

Tilsvarende blir uttrykket for  $K_x$

$$K_x = \vec{W}_1 \cos(\beta_1) \rho (\vec{W}_1 \cdot \vec{n}_1) A_1 + \vec{W}_2 \cos(\beta_2) \rho (\vec{W}_2 \cdot \vec{n}_1) A_2$$

↓

$$K_x = \rho C_1 \Delta C A_{el} \quad (2.5)$$

fordi det fremkommer av figur 2.4 at

$$-\vec{W}_1 \cos(\beta_1) + \vec{W}_2 \cos(\beta_2) = \Delta C$$

Både  $K_y$  og  $K_x$  er altså funksjoner av periferihastigheter. Den totale trykkendringen over et elementet kan skrives som

$$\begin{aligned} \Delta p_{tot} = \Delta p_{dyn} + \Delta p_{stat} &= \frac{1}{2}\rho(C_2^2 - C_1^2) + p_2 - p_1 \\ &\Downarrow \\ \Delta p_{tot} = \Delta p_{dyn} + \Delta p_{stat} &= \frac{1}{2}\rho(C_2^2 - C_1^2) + \frac{1}{2}\rho(W_{1u}^2 - W_{2u}^2) \\ &\Downarrow \\ \Delta p_{tot} = \Delta p_{dyn} + \Delta p_{stat} &= \frac{1}{2}\rho(U^2 - (U - \Delta C)^2) + \Delta C^2 = \rho\Delta CU \quad (2.6) \end{aligned}$$

Nødvendig motoreffekt tilført ett element blir dermed

$$E = M\omega = K_x r \frac{U}{r} = \rho C_1 \Delta C A_{el} U = \rho \Delta C U Q = \Delta p_{tot} Q \quad (2.7)$$

Trykkendringen over elementet må genereres ved at viftebladet inne i elementet genererer en tilsvarende trykkendring. Denne trykkforskjellen er en funksjon av et løft,  $L_e$ , normalt på den innkommende strømmingen. Når man regner på aerodynamiske krefter på bladet, er det mest hensiktsmessig å se på hastigheten i forhold til kordelinjen på bladet. Denne hastigheten kalles  $W_\infty$  og forholder seg til  $W_1$  og  $W_2$  på følgende måte

$$\begin{aligned} W_2 &= \sqrt{(U - \Delta C)^2 + C_1^2} \\ W_\infty &= \sqrt{(U - \frac{\Delta C}{2})^2 + C_1^2} \\ W_1 &= \sqrt{U^2 + C_1^2} \quad (2.8) \end{aligned}$$

Det samme gjelder den geometriske vridningsvinkelen  $\beta_\infty$

$$\begin{aligned} \beta_2 &= \tan^{-1} \left( \frac{C_1}{U - \Delta C} \right) \\ \beta_\infty &= \tan^{-1} \left( \frac{C_1}{U - \frac{\Delta C}{2}} \right) \\ \beta_1 &= \tan^{-1} \left( \frac{C_1}{U} \right) \quad (2.9) \end{aligned}$$

Løftkraften fra bladelementet i kontrollvolumet uttrykkes ved

$$L_e = p_{dyn} C_l A_{bl} = \frac{1}{2} \rho W_\infty^2 C_l c b$$

hvor  $A_{bl}$  er arealet av overflaten på profilet i elementet,  $C_l$  er løftkoeffisienten for profilet for det aktuelle Reynoldstallet og angrepsvinkel,  $c$  er kordelengden og  $b$  er dybden på elementet i retning av bladets radius. Denne kraften tilsvarer kraften  $\vec{K} = \vec{K}_x + \vec{K}_y$  på figur 2.5, hvor vi ser at  $K_x = \frac{K}{\sin(\beta_\infty)}$ . Dermed kan vi skrive

$$\frac{1}{2}\rho W_\infty^2 C_l c b = \frac{K_x}{\sin(\beta_\infty)}$$

Dersom  $K_x$  erstattes med uttrykket fra likning 2.5 og kombineres med likning 2.6, fås likningen

$$\frac{1}{2}\rho W_\infty^2 C_l c b = \frac{C_1 \Delta p_{tot} A_{el}}{U \sin(\beta_\infty)}$$

Om man nå setter  $A_{el} = tb$ ,  $t = \frac{2\pi r}{Z}$  hvor  $Z$  er antall blader,  $U = \omega r$  og  $\frac{C_1}{\sin(\beta_\infty)} = W_\infty$  blir likningen

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\rho W_\infty c C_l &= \frac{\Delta p_{tot} 2\pi}{Z\omega} \\ &\downarrow \\ W_\infty c C_l &= \frac{4\pi \Delta p_{tot}}{\rho Z\omega} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Som tidligere nevnt er det ønskelig at  $\Delta p_{tot}$  er lik langs radien til bladet. Etttersom verken  $\rho$ ,  $Z$  eller  $\omega$  endrer seg med bladradiusen, betyr det at produktet på venstre side av likning 2.10 må holdes konstant. Når  $W_\infty$  og  $C_l$  fordelingen for hvert element bestemmes, vil kordelengdefordelingen for hvert element være gitt av likning 2.10

### 2.3.2 Dimensjonsløse måletall

Det eksisterer et sett med dimensjonsløse tall som i utgangspunktet skal fungere som et hjelpemiddel ved valg av dimensjoner og viftetype for ønskede ytelser. I dette tilfellet er imidlertid dimensjoner og ønskede ytelser allerede bestemt. De kan likevel være til hjelp for å kontrollere om vår kombinasjon av dimensjon og ønsket ytelser, er innenfor anbefalte grenser for aksialvifter av den aktuelle typen. Disse verdiene er gjengitt i tabellen i figur 2.7

#### Trykktall

$$\psi = \frac{\Delta p_{tot}}{\frac{1}{2}\rho U_{tip}^2}$$

$\psi$  er forholdet mellom trykkøkningen over impelleren og det dynamiske trykket ved impellerspissen forårsaket av impellerens rotasjon. Alene brukes tallet til å avgjøre hvorvidt det bør benyttes en stator i viften eller ikke. I følge Eck [5] bør stator benyttes dersom  $\psi \geq 0.1$  da den genererte trykkøkningen er av såpass størrelse at rotasjonen i strømmingen må bli betydelig. I tillegg bør  $\frac{D_i}{D_o} \geq \sqrt{0.8\psi}$  for å sikre at man unngår tilbakestrømning innerst ved navet [4]. Trykktallet fungerer også som en indikasjon på hva slags type vifte

som er best egnet for jobben. For eksempel vil en radialvifte typisk ha verdier over 0.6, mens en aksialvifte vanligvis vil ligge under 0.5 [5]

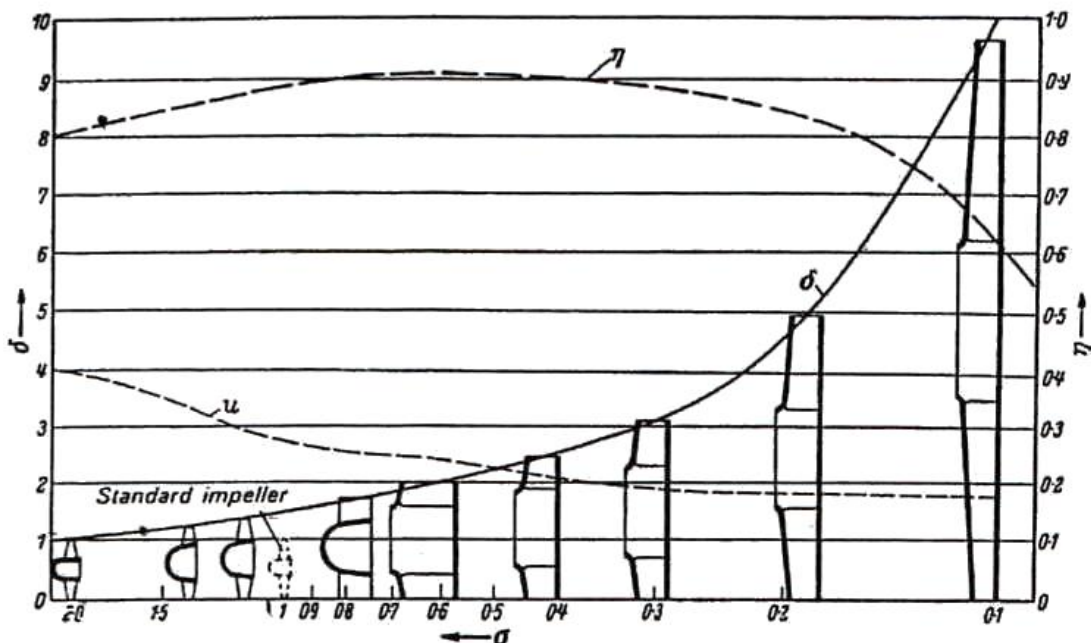


Figure 2.6: Spesifikt turtall  $\sigma$  (horisontal akse) mot spesifikk diameter  $\delta$  (vertikal akse) med virkningsgrad for ulike typer aksialvifter (mot venstre) og radialvifter (mot høyre) skissert inn. Kilde: [5]

### Leveringstallet

$$\phi = \frac{Q}{\frac{\pi}{4} \rho U_{tip}^2} \quad (2.11)$$

$\phi$  er forholdet mellom den reelle volumstrømmen gjennom impelleren, og den volumstrømmen som hadde blitt levert dersom hastigheten over hele impelleren hadde vært lik periferihastigheten ved impellerspissen. Alene brukes dette tallet hovedsaklig til å skille ulike viftetyper fra hverandre. Aksialvifter har typisk verdier mellom 0.1 og 0.3. (se figur 2.7)











	$\psi$	$\varphi$	$\varphi \varphi = 1/\eta$	$\sigma$	$\delta$	$n_p = 158,1 \sigma$
	1,0	2...4	2...4	0,33...0,6	1,14...1,19	40...95
	1	2...3	2...3	0,438...0,592	1,19...1,32	69...93
	0,3	0,75	0,225	0,68	1,7	107,5
	0,2	0,6	0,12	0,657	1,665	104
	0,15	1,0	0,18	0,361	2,72	57,1
	0,05	1,1	0,055	0,162	5,92	26,6
	0,00185	1,1	0,00203	0,04	24,4	6,3
	0,1...0,2	0,05...0,01	0,005...0,02	1,6...3,8	1,0...1,78	250...600
	0,3	0,5	0,15	0,924	1,535	148
	0,3	0,7	0,21	0,716	1,62	113

Figure 2.7: Trykktall  $\psi$ , leveringstall  $\phi$ , spesifikt turtall  $\sigma$  og spesifikk diameter  $\delta$  for noen ulike typer vifter. Aksialvifter okuperer nederste delen av tabellen, radialvifter øverste og såkalte blandingsvifter (mixed flow fans) i sentrum av tabellen. Kilde: [5]

### Spesifikt turtall og spesifikk diameter

$$\sigma = \frac{\phi^{\frac{1}{2}}}{\psi^{\frac{3}{4}}} = 2\omega\sqrt{\pi} \frac{\sqrt{Q}}{\left(2\frac{\Delta p}{\rho}\right)^{\frac{3}{4}}}$$

$$\delta = \frac{\psi^{\frac{1}{4}}}{\phi^{\frac{1}{2}}} = D_{tip} \sqrt{\frac{\pi}{4}} \left(\frac{2\Delta p}{\rho Q^2}\right)^{\frac{1}{4}}$$

spesifikt turtall  $\sigma$  og spesifikk diameter  $\delta$  indikerer henholdsvis hvor fort impelleren må løpe, og hvor stor diameter impelleren har, i forhold til en enhetsvifte med  $\phi = \psi = 1$ . Men kanskje viktigere er sammenhengen de to variablene har med forventet virkningsgrad for ulike vifteimpellere. Denne sammenhengen er skissert opp i figur 2.6





Figur 2.9: *Innløpskonen som forårsaket separasjon ved innløpet. Kilde: [5]*

### 2.3.3 Tap og virkningsgrad

Det er mange tapsledd i ventilatorsystemet. Som nevnt i seksjon 2.2 er ventilatoren utstyrt med et innløp og et utløp. Det er tap forbundet med at luftstrømmen blir bøyd rundt kanten av innløpskonet fordi luftmassen her må akselereres både translativt og rotasjonelt.

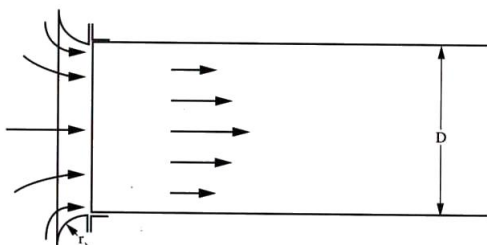


Figure 2.8: *Strømningen blir avbøyd rundt kanten av innløpskonen. Kilde: [1]*

I tillegg er det her fare for at luftstrømningen separerer fra innløpsveggen i det den blir avbøyd rundt kanten av innløpskonen. Denne separasjonen vil skape turbulens i strømmingen som øker motstanden i strømmingen fordi trykkgradienten som skal til for å akselerere luften øker. Det kan nevnes at nettopp mangelen på innløpskone var en av årsakene til at den aktuelle ventilatoren ikke overholdt spesifikasjonene, og at det parallelt med denne oppgaven jobbes for å utforme en innløpskone som minimerer motstanden ved innløpet og forhindrer separasjon. Ettersom den endelige konen ikke er utformet ennå, er det vanskelig å si noe nøyaktig om størrelsen på tapet i dette området. Men i følge [1] vil en radius  $r = 0.14D$  (se figur 2.8) gi best resultater, og øke volumstrømmen med

opptil 15% i forhold til en skarp kant.

Viskøse skjærkrefter i luften nære inn- og utløpsveggene forårsaker grensesjikt dannelse langs veggene som bremser hastigheten i strømmingen nær veggen. Dette tapet kan matematisk uttrykkes som en reduksjon i strømmingens dynamiske trykk ved

$$\Delta p_{tap-inn-/utløp} = 2 \times 0.0195 \frac{l}{D_o} \frac{1}{2} \rho C_1^2 \quad (2.12)$$

hvor  $l$  og  $D_o$  er inn- og utløpets lengde og diameter, henholdsvis [1]. Etter hvert som grensesjiktet vokser, vil sjiktets fortrenningstykkelse gjøre at strømmingen opplever en mindre effektiv diameter på inn- og utløpet. For å opprettholde samme volumstrøm øker dermed den aksielle hastigheten  $U_{inn}$ . For et laminært grensesjikt kan denne fortrenningstykkelsen uttrykkes ved [2]

$$\delta^* \approx \frac{1.83x}{\sqrt{Re}}$$

slik at den nye aksielle hastigheten i innledet blir

$$U_{inn-fortregning} = \frac{A_{innløp}}{A_{fortregning}} U_{inn} = \frac{r^2}{(r - \delta^*)^2} U_{inn} \quad (2.13)$$

Det mest betydelige tapet forekommer gjennom impelleren. Her er det et stort antall ulike tapseffekter, men ettersom denne metoden kun tar for seg bladelementene, er det kun tapet forårsaket av de viskøse skjærkreftene i grensesjiktet langs bladoverflatene, som blir inkludert i tapsberegningene. Dette tapet kan uttrykkes som en reduksjon i det dynamiske trykket i strømmingen ved [5]

$$\Delta p_{tap-impeller} = D_e A_{blad} Z \frac{W_\infty}{Q} = \frac{1}{2} \rho C_1^2 C_d A_{blad} Z \frac{W_\infty}{Q}$$

hvor  $D_e$  er motstandskraften fra figur 2.5 som virker i retning parallelt med  $W_\infty$ .

Hydraulisk virkningsgrad  $\eta_h$  er en dimensjonsløs konstant som forteller hvor stor andel av den totale genererte trykkøkningen som går tapt på grunn av denne effekten.

$$\eta_h = 1 - \frac{\Delta p_{tap-impeller}}{\Delta p_{tot}}$$

Total virkningsgraden for impelleren  $\eta_{imp-tot}$  som kan leses av i figur 2.6 tar, i tillegg til viskøse friksjonseffekter over bladoverflatene, høyde for flere tapseffekter som eksisterer ved en virkelig impeller. Eksempler på disse er tap forbundet med navets, motorens og opphengets plassering i sentrum av strømmingen, strømming mellom impelleren og viftehuset, rotasjonsdannelse osv.

### 2.3.4 Bladelementmetoden programmert i *MatLab*<sup>®</sup>

**Initielle parametere** Bladelementmetoden blir programmert i matrisebehandlingsprogrammet *MatLab*<sup>®</sup>. Her blir først koordinatene for HOG-profilen lest inn. Profilen er nå definert med kordelengde lik 1, men ettersom den geometriske vridningen skal vri

seg om kvartkorden, blir profilkoordinatene flyttet  $-0.25$  langs x-retningen. Deretter tar programmet inn følgende parametere

Navn på parameter	Beskrivelse av parameter
Indre diameter på impellerhuset	$D_o$
Diameter på nav	$D_i$
Lenge på inn- og utløpsledere	$L$
Turtall	$rps$
Ønsket volumstrøm	$Q$
Tetthet i luft ved aktuelle forhold	$\rho$
Viskositet i luft ved aktuelle forhold	$\mu$
Antall elementer	$n$

Table 2.1: *Parametere som bladelementprogrammet må mates med før en løsning kan genereres.*

Ettersom løftkoeffisient  $C_l$ , motstandskoeffisient  $C_d$  og  $\Delta p_{tap-impeller}$  er avhengige av tall som kommer senere i utregningen, må disse itereres frem. Dermed må det også oppgis estimerte startverdier for disse før utregningene kan begynne.

Først finnes aksial hastighet inn på impelleren  $C_1$  fra

$$C_1 = \frac{A_{impeller}}{A_{innløp}} U_{inn-fortrengning}$$

hvor  $U_{inn-fortrengning}$  finnes som i seksjon 2.13. Da kan det viskøse trykktapet fra inn- og utløpet  $\Delta p_{tap-inn-/utløp}$  finnes fra likning 2.12. Den totale trykkøkningen som kreves over impelleren for å oppnå ønsket volumstrøm, blir da

$$\Delta p_{krav} = p_{dyn} + \Delta p_{tap-inn-/utløp} + \Delta p_{tap-impeller}$$

hvor  $p_{dyn} = \frac{1}{2}\rho C_1^2$  er det dynamiske trykket til strømmingen som entrer impelleren.  $\Delta p_{tap-impeller}$  er på dette tidspunktet kun en estimert verdi. Dette gjelder for alle utregninger som inneholder  $\Delta p_{krav}$  før iterasjonsprosessen har gått. Etter dette kan de faktiske kreftene mellom impelleren og luftstrømmingen bestemmes, og den faktiske trykkforskjellen finnes.

Periferihastigheten ved impellertippen finnes ved

$$U_{tip} = \frac{\omega D_o}{2} = \pi(rps)D_o$$

Ved hjelp av disse tallene kan de dimensjonsløse måletallene nevnt i kapittel 2.3.2 beregnes. Med disse kan det kontrolleres om de dimensjonesmessige størrelsene er tilstrekkelige for å oppnå ønsket trykkøkning og volumstrøm, for den aktuelle viftetyper. Dersom disse tallene faller utenfor sine tabulerte verdier fra figur 2.7 og figur 2.6, må det vurderes å endre dimensjonene eller ytelseskravene. Fra figur 2.6 kan nå den totale impellervirkningsgraden hentes ut.

På dette tidspunktet kan høyre side i likning 2.10 bestemmes.

**Bladet betraktes nå elementvis** Bladets radius deles opp i  $n$  antall elementer, delt av  $n + 1$  antall nodeflater. Hastigheten i periferiretningen for et element ved radius  $r$  blir

$$U = 2\pi r(rps)$$

Rotasjonskomponenten i vaken finnes fra likning 2.6

$$\Delta C = \frac{\Delta p_{krav}}{\rho U}$$

Med dette etablert kan  $W_\infty$  bestemmes som

$$W_\infty = \sqrt{\left(U - \frac{\Delta C}{2}\right)^2 + C_1^2} \quad (2.14)$$

og dermed er vinkelen mellom  $W_\infty$  og periferiretningen til impelleren

$$\beta_\infty = \arctan\left(\frac{C_1}{U - \frac{\Delta C}{2}}\right) \quad (2.15)$$

Angrepsvinkelen  $\alpha$  kommer i tillegg til denne vridningen. Den elementvise kordelengden kan nå finnes fra likning 2.10 som

$$c = \frac{4\pi\Delta p_{krav}}{C_l W_\infty} \quad (2.16)$$

Reynoldstallet ved bakenden av bladet for hvert element er definert som

$$Re = \frac{\rho W_\infty c}{\mu}$$

For å kontrollere om impelleren er utsatt for kaskadeeffekt, må forholdet mellom avstanden mellom bladene  $t$  og kordelengden  $c$  beregnes etter uttrykket

$$\frac{t}{c} = \frac{2\pi r}{Zc}$$

Disse forholdene kan sjekkes opp mot figur 2.3 for å vurdere om løftkoeffisienten må justeres ved ulike radiuser.

Arealet av bladoverflaten for hvert element,  $A_{bl}$ , finnes ved å ta snittverdien av kordelengden ved nodene på hver side av elementet, multiplisert med dybden  $b$  av ett element. Den samme snittlige verdien av  $W_\infty$  og  $\beta_\infty$  finnes for å kunne regne med verdier som gjelder for elementene fremfor nodene. Dermed kan et nytt estimat av  $\Delta p_{tap-impeller}$  finnes ved [4]

$$\Delta p_{tap-impeller} = D_e \frac{W_\infty}{Q} = Z \frac{1}{2} \rho \sum_{i=1}^n W_\infty^2 C_d A_{bl} \frac{W_\infty}{Q}$$

Det første estimatet av  $\Delta p_{tap-impeller}$  oppdateres med det nye og alle andre variable oppdateres basert på dette. Hele itereringsprosessen går automatisk inne i en *while*-løkke inntil forskjellen mellom den nye og gamle verdien (residualet) er tilfredsstillende lite. Da må  $C_l$  og  $C_d$  oppdateres fra XFOIL med de nye verdiene for Reynoldstallet, men denne prosessen krever kun et fåtall itereringer til konvergens.

Skyvekraften i aksial retning fra impelleren på strømmingen er uttrykt ved

$$F_y = Z \sum_{i=1}^n L_{e_i} \cos(\beta_{\infty_i}) - D_{e_i} \sin(\beta_{\infty_i}) = Z \frac{1}{2} \rho \sum_{i=1}^n W_{\infty_i}^2 (C_{l_i} \cos(\beta_{\infty_i}) - C_{d_i} \sin(\beta_{\infty_i})) A_{bl_i} \quad (2.17)$$

Motstanden i systemet er kraften impelleren yter i rotasjonsretningen i motsatt retning av vinkelhastigheten. Denne finnes på liknende vis ved

$$F_x = Z \sum_{i=1}^n L_{e_i} \sin(\beta_{\infty_i}) + D_{e_i} \cos(\beta_{\infty_i}) = Z \frac{1}{2} \rho \sum_{i=1}^n W_{\infty_i}^2 (C_{l_i} \sin(\beta_{\infty_i}) + C_{d_i} \cos(\beta_{\infty_i})) A_{bl_i} \quad (2.18)$$

Den statiske trykkforskjellen over impelleren finnes fra likning 2.6 slik at

$$\Delta p_{stat} = \frac{1}{2} \rho \left( (W_1 \cos(\beta_1))^2 - (W_2 \cos(\beta_2))^2 \right)$$

Nå kan virkningsgraden for impelleren som et isolert system bestemmes. Effekten impelleren tar opp fra motoren, altså den effekten impelleren har til disposisjon, er momentet den opplever om aksen, multiplisert med vinkelhastigheten impelleren roterer med. Momentet  $T_{motor}$  (på engelsk torque) finnes ved å se på hvor stort moment bladet opplever om aksen i motsatt retning av vinkelhastigheten,  $T_{motstand}$ . Grunnen til at vi kan benytte oss av dette momentet i utregningen, er at impelleren roterer med konstant hastighet (altså ingen akslerasjon). Dette kan kun forekomme dersom disse momentene er like store, men motsatt rettet.

$$\sum T = T_{motor} + T_{motstand} = 0$$

Dermed kan effekten hos impelleren finnes ved

$$P_{impeller} = T_{motstand} \omega = \omega Z \frac{1}{2} \rho \sum_{i=1}^n D_{e_i} r_i$$

Effekten som impelleren overfører til luftstrømmingen finnes fra likning 2.7 og 2.6

$$P_{strømming} = \Delta p_{tot} Q$$

altså den statiske trykkforskjellen over impelleren, multiplisert med volumstrømmen. Virkningsgraden er da et mål på hvor mye av den effekten impelleren har til rådighet, som blir overført til strømningsmediet (luften) [2, 1]

$$\eta_{impeller} = \frac{P_{strømming}}{P_{impeller}} = \frac{\Delta p_{tot} Q}{T_{motor} \omega} \quad (2.19)$$

Et annet mål som blir brukt i vurderingen av vifteytelse er spesifikk skyvkraft,  $S$ . Rent dimensjonsmessig er ikke dette en kraft, men et mål på hvor mye skyvkraft som blir produsert i aksiell retning, i forhold til den elektriske effekten motoren krever,  $P_{elektrisk}$ . Den totale virkningsgraden for viften er definert som

$$\eta_{tot} = \eta_{elektrisk} \eta_{mekanisk} \eta_{impeller}$$

Den elektriske effekten kan dermed beskrives som

$$P_{elektrisk} = \frac{P_{str\ddot{o}mning}}{\eta_{tot}}$$

og den spesifikke skyvkraften blir

$$S = \frac{F_y}{P_{elektrisk}} = \frac{F_y}{\frac{P_{str\ddot{o}mning}}{\eta_{tot}}} = \frac{F_y \eta_{tot}}{P_{str\ddot{o}mning}}$$

$$\Downarrow$$

$$S = \frac{F_y \eta_{elektrisk} \eta_{mekanisk} \frac{P_{str\ddot{o}mning}}{P_{impeller}}}{P_{str\ddot{o}mning}} = \frac{F_y \eta_{elektrisk} \eta_{mekanisk}}{P_{impeller}}$$

Siden vi ikke har tilgjengelig den elektriske og mekaniske virkningsgraden for ventilatoren, behandler vi denne som et ukjent tall med konstant verdi  $C < 1$  for alle volumstrømmer. Dermed blir uttrykket for spesifikk skyvkraft

$$S = \frac{CF_Y}{P_{impeller}} = \frac{CF_Y}{T\omega} \quad (2.20)$$

Avslutningsvis genererer og lagrer programmet  $n + 1$  antall .dat-filer med koordinater i alle tre romlige retninger for profilene i de  $n + 1$  antall veggflatene som skiller de  $n$  antall elementene bladet er delt opp i.

## 2.4 Generering av mesh

### 2.4.1 Geometrien blir konstruert i CAD programmer

De  $n + 1$  antall profilkoordinatfilene leses inn i CAD programmet *Unigraphics NX6*<sup>®</sup>. Her interpoleres det fram kanter (edges) fra nodepunktene med en interpoleringsgrad på 8, slik at 21 todimensjonale profiler blir tegnet opp i programmet. Deretter interpoleres en overflate over alle profilene. Denne overflaten representerer den ferdige bladgeometrien, og lagres som et STEP-format.

STEP-filen leses inn i programmet *Ansys Gambit*<sup>®</sup>. Her lages en geometri rundt bladet som forestiller en sylindarsektorsk vindtunnel, altså en  $\frac{1}{2}$ -dels sylinder. Denne tilnærmingen forutsetter at strømningsforholdene er identiske for alle bladene i impelleren, noe vi antar at er tilfelle. Dermed kan ytelsene for dette ene bladet multipliseres opp med antall blader for å få resultater for den komplette impelleren. Bladgeometrien subtraheres fra vindtunnelgeometrien for å ende opp med kun et geometrisk volum. At analysen kun tar for seg ett blad av impelleren, fører til at beregningstiden reduseres betraktelig, og at man derfor kan ta seg råd til et finere og mer nøyaktig mesh.

## 2.4.2 Definerings av grenser

Alle flater i geometrien må defineres slik at grensebetingelser senere kan bli tildelt. Bladet, viftehuset (taket i modellen) og navet (bunnen i modellen) defineres alle som solide vegger. Innløpet defineres som et hastighetsinnløp (slik at en hastighet senere kan defineres), mens utløpet er et trykkutløp (slik at et statisk måletrykk senere kan defineres). Sideflatene i geometrien får definisjonen periodiske grenser. Dette er en grensedefinisjon som blir brukt for flater i strømningsforholdene ved de to sideflatene skal være identiske, da geometrien skal kunne beskrive strømmingen rundt et vilkårlig blad i impelleren. Dermed blir også grensebetingelsene for de to flatene identiske, og flatene kan ikke bidra til at det ytes krefter på volumet.

## 2.4.3 Geometrien blir meshet

I *Gambit*<sup>®</sup> blir alle overflater i geometrien meshet opp. At en overflate blir meshet betyr at den blir delt inn i flere mindre overflater kalt delflater (faces). Disse kan ha form som firkanter eller trekkanter og punktene der hjørnene møtes kalles nodepunkter. Det er mange ulike mulige tilnærmelser til denne jobben. En måte å gjøre overflatemeshing på er å først mesh alle kanter i geometrien (altså dele opp kantlinjene i nodepunkter), for dermed å la overflatene bli meshet på grunnlag av dette. En annen og kanskje mer effektiv måte å gjøre jobben på, er å mesh kun enkelte kanter som er i kontakt med en overflate, for så å la overflatene bli meshet på grunnlag av disse ved hjelp av såkalte størrelsesfunksjoner (size functions). Med slike funksjoner definerer man først en meshet kant som overflatemeshet tar utgangspunkt i. Deretter bestemmer man en maksimal ønsket nodeavstand og en veksthastighet som nodeavstanden skal vokse med.

Når alle overflater er ferdig meshet og definert, leses mesh-filen inn i programmet *Ansys Tgrid*<sup>®</sup> for å volummeshes. Dette innebærer at nye flater og noder blir generert i volumet mellom flatene, basert på overflatemeshene, og celler blir dannet av delflatene som møtes. *Tgrid*<sup>®</sup> er et program utviklet spesielt med tanke på volumemeshing med grensesjikt. I dette ligger at det er viktig at meshet er spesielt fint langs overflater der det dannes grensesjikt, ettersom det er effekter i grensesjikt dannelse på liten skala som får store konsekvenser på motstanden som strømmingen opplever og turbulensdannelse i strømmingen. Grensesjiktet over store deler av bladet vil være turbulent (se kapittel 1.2). Et slikt grensesjikt består av tre lag. Inne ved overflaten finnes det et område hvor hastigheten er så lav at turbulens ikke eksisterer. Dette området er dermed dominert av laminære skjærkrefter. Her er gjennomsnittshastigheten  $\bar{u}$  proporsjonal med høyden  $y$  fra overflaten [3, 2], som betyr at de laminære skjærkreftene kan uttrykkes

$$\tau_{wlam} = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \mu \frac{\bar{u}}{y} \quad (2.21)$$

$u^*$  kalles veggfriksjonshastighet (ikke dimensjonsmessig en hastighet) og er definert som

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_{wlam}}{\rho}}$$

Om vi i tillegg definerer

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u^*}$$

$$y^+ = \frac{yu^*}{\nu}$$

så blir uttrykket for de laminære skjærkreftene i det innerste området

$$\tau_{w_{lam}} = \mu \frac{u^+ u^*}{\frac{y^+ \nu}{u^*}} = \frac{\mu u^+}{\nu y^+} u^{*2} = \rho \frac{u^+}{y^+} u^{*2} = \rho \frac{u^+}{y^+} \frac{\tau_{w_{lam}}}{\rho} = \frac{u^+}{y^+} \tau_{w_{lam}}$$

Dette betyr at  $u^+ = y^+$  i dette området, som strekker seg ut til mellom 5 og  $10y^+$  [3, 2]

Det ytterste laget av grensesjiktet står for rundt 80 til 90% av grensesjiktets totale størrelse [3]. Her er strømmingen fullstendig turbulent. Hastigheten er uavhengig av viskositeten  $\mu$ , og kun en funksjon av  $\frac{y}{\delta}$ , hvor  $\delta$  er sjiktets totale tykkelse. I overgangen mellom disse to områdene er hastigheten beskrevet logaritmisk, slik at

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yu^*}{\nu} + B$$

Dette overgangsområdet befinner seg mellom ca.  $70 \leq y^+ \leq 400$  [3].

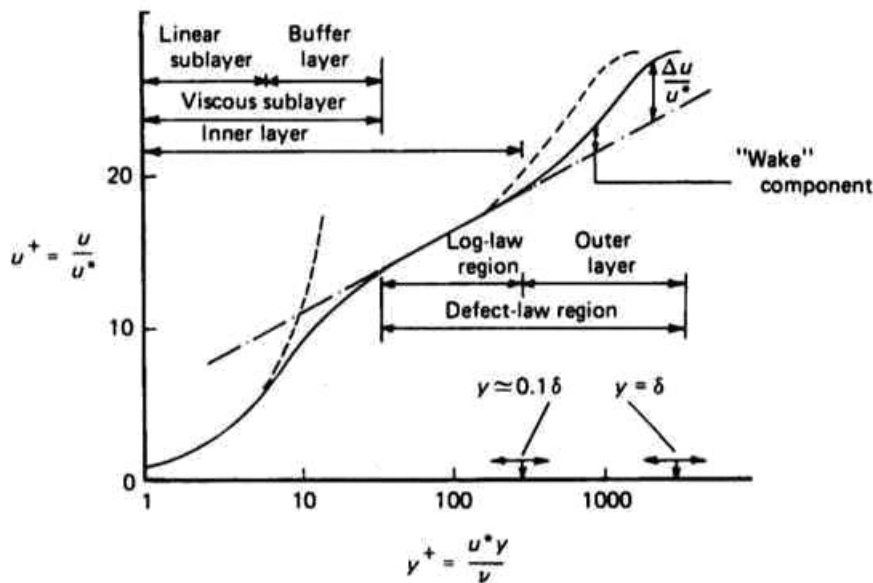


Figure 2.10:  $\ln y^+$  plottet mot  $u^+$ . Kilde: [3]

På figur 2.10 er  $\ln y^+$  plottet mot  $u^+$ . I den laminære delen av grensesjiktet vokser  $u^+$  ikke-lineært med  $y^+$  fordi de har lineær sammenheng i utgangspunktet, mens de i overgangsområdet fremstår lineært siden de i utgangspunktet har logaritmisk sammenheng.



Når grensesjiktet skal meshes er det viktig å få med hele dette området, også den helt inneste delen. Dermed må den inneste noden plasseres på  $y^+ < 5$ . På grunn av at  $y^+ = u^+$  i dette området, kan høyden  $y$  hvor de innerste meshpunktene må plasseres, finnes relativt enkelt dersom man har tilgjengelig den største friksjonskoeffisientverdien  $C_f$  som opptrer over bladet. Dette kan hentes fra programmet XFOIL (se seksjon 2.1). Følgelig er skjærkraften definert som

$$\tau_w = \frac{1}{2} \rho W_\infty^2 C_f$$

Dermed blir plasseringen  $y$  for det første punktet

$$y < \frac{y^+ \nu}{u^*} = \frac{y^+ \nu}{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} = \frac{y^+ \nu}{\sqrt{\frac{0.5 \rho W_\infty^2 C_f}{\rho}}} = \frac{y^+ \nu}{\sqrt{0.5 C_f W_\infty}} = \frac{5 \nu}{\sqrt{0.5 C_f W_\infty}}$$

I tillegg må tykkelsen på grensesjiktet anslås. Meshet for grensesjiktet vil ha konstant høyde rundt bladet, og ettersom vi vet at sjiktet kommer til å bli turbulent og at dette er tykkere enn et laminært, må vi bruke uttrykket for tykkelsen til et turbulent grensesjikt som modell. For strømning over en flat plate, er dette uttrykket som følger

$$\delta_{turb} \approx \frac{0.16x}{Re_x^{\frac{1}{7}}}$$

Nå er strømmingen over en flat plate kun en tilnærming til strømmingen over et blad med profil, og det er i det hele tatt vanskelig å gjøre nøyaktige anslag for strømningsforholdene og grensesjikttykkelsen, særlig på grunn av de store trykk- og hastighetsgradientene som oppstår, men estimatet gir en viss ide.

Når grensesjiktmeshet er ferdig laget, kan det fullstendige volummeshes genereres.

## 2.5 Simulering av strømmingen

### 2.5.1 Litt om CFD

Det ferdige volummeshet leses nå inn i CFD (computational fluid dynamics) programmet *Ansys Fluent*<sup>®</sup>. Geometrien som ble laget i utgangspunktet er nå tilnærmet ved en mengde små volumer av endelig størrelse. Disse volumene kan ha form som kuber, prizmer, pyramider eller tetraedere.

Navier-Stokes likning beskriver hastighetsfeltet til et fluid. Den er utledet fra lover om bevarelse av masse, lineær bevegelses mengde, spinn og energi ved kraftoverføringer mellom legemer over et infinitesimalt volum. Da vi har å gjøre med en transient, inkompressibel, viskøs strømning, tar likningen form som

$$\rho \dot{\mathbf{v}} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (2.22)$$

Her er effekten av tyngdekraften neglisjert. Utskrevet for de tre romlige retningene  $x$ ,  $y$  og  $z$ , henholdsvis, ser likningene slik ut.

$$\rho \frac{du}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right)$$

$$\rho \frac{dw}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right)$$

Dette er andre ordens partielle differensiallikninger. *Fluent*<sup>®</sup> diskretiserer disse med utgangspunkt i volummeshet, og benytter numeriske metoder til å løse likningene over alle de små kontrollvolumene meshet består av, for å finne hastighetsvektoren og det statiske trykket i hver node (knytepunkt mellom volumene). Dette gjøres for hele meshet iterativt flere ganger etter hverandre. Hver iterasjon tar utgangspunkt i verdier fra forrige iterasjon, for å gjøre neste beregning mer nøyaktig.

Det må også settes konvergenskriterier for iterasjonsprosessen, slik at den numeriske prosessen vet når den skal avsluttes. Dette gjøres ved at man på forhånd klarer hvor liten forskjellen mellom to iterasjoner må være før man er fornøyd. Denne forskjellen kalles et residual, og kan plottes underveis i iterasjonsprosessen slik at man har muligheten til å få et visst innsyn i den matematiske prosessen. I tillegg kan krefter i ulike retninger på bestemte flater plottes og monitoreres underveis.

Som man kan se av likning 2.22, er Navier-Stokes en vektorlikning. Ettersom programmet tar utgangspunkt i hvert enkelt volum som et kontrollvolum, er den matematiske prosessen sensitiv for geometrien på volumene. Å sørge for at volumene ikke har for skarpe kanter og dermed store skjevheter mellom de geometriske flatene, er en av de største utfordringene forbundet med meshing av en geometri.

## 2.5.2 Turbulensmodell og grensebetingelser

Før den numeriske iterasjonsprosessen kan settes i gang, må en del fysiske parametere bestemmes. Ettersom vi har med en viskøs strømning å gjøre, må det velges en turbulensmodell. *Fluent* har et utvalg av modeller som hver egner seg for ulike applikasjoner, og her kreves det til dels solide bakgrunnskunnskaper om modellering av turbulensoppførsel for å velge riktig modell. Disse forkunnskapene er ikke forutsatt for denne oppgaven. For det aktuelle tilfellet er det valgt en såkalt *SST*  $\kappa-\omega$  turbulensmodell. Denne er anbefalt for strømninger med lave Reynoldstall og store positive trykkgradienter (advers pressure gradients) [6], hvilket vi er utsatt for ved det aktuelle tilfellet.

For at de numeriske metodene skal kunne behandle volumer ved grensene av meshet, må det defineres grensebetingelser for nodene i hver overflate i geometrien. Utenfor volumet er trykket definert til atmosfærisk trykk. Ettersom vi ønsker å simulere et roterende system, settes hele koordinatsystemet i rotasjon i samme retning og vinkelhastighet som impelleren. Bladet settes dermed til å følge koordinatsystemet med “no slip condition” ved overflaten, for å simulere skjærspenningene mellom bladet og luftstrømningen. Taket i vindtunnelen får samme overflatebetingelse, men blir stående uten

rotasjon, mens bunnen spinner med bladet, men uten skjærkrefter i strømmingen ved overflaten. Innløpsoverflaten får en aksial hastighet lik innløpshastigheten til impelleren  $C_1$ , normalt på flaten. Utløpet er definert som et trykkutløp. Her kan det spesifiseres et statisk trykk i forhold til omgivelsestrykket (som også må defineres). I dette tilfellet er både utløpstrykket og omgivelsestrykket satt til atmosfærisk trykk. For å sette i gang iterasjonsprosessen må det også bestemmes initialbetingelser. Disse blir hentet fra grenseverdiene til innløpet.

### 2.5.3 Behandling av resultatdata

For å bestemme skyvkraft, statisk trykkøkning og virkningsgrad, ville i utgangspunktet en liknende analyse som den for bladelementet, gjort for vindtunnelgeometrien som kontrollvolum, gitt de ønskede resultatene. Det oppstår imidlertid et problem i det impulsintegrålet skal løses over kontrollvolumet. Integralet har formen [10]

$$\vec{F} = \iint_{cs} \vec{V} \rho (\vec{V} \cdot \vec{n}) dA - \iint_{cs} p \vec{n} dA \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} F_y &= \int_{A-inn} V_{inn-y} \rho (-V_{inn-y}) dA + \int_{A-ut} V_{ut-y} \rho (V_{ut-y}) dA - \int_{A-inn} (-p_{inn}) dA - \int_{A-ut} p_{ut} dA \\ F_y &= \int_{A-inn} p_{inn} dA - \int_{A-ut} p_{ut} dA \end{aligned} \quad (2.24)$$

fordi  $V_{inn-y} = V_{ut-y}$ . I x-retning blir kraften

$$F_x = \int_{A-ut} V_{ut-x} \rho (V_{ut-y}) dA \quad (2.25)$$

Innløps- og utløpsflatene er delt opp i delflater av endelig størrelse som møtes i nodene, hvor de ulike fysiske verdiene som hastighet og trykk er beregnet. Dermed må det analytiske arealintegralet tilnærmes. I det aktuelle tilfellet har vi å gjøre med et ikke-uniformt mesh der avstanden mellom nodene og verdiene i nodene, varierer over flaten. Under disse forholdene eksisterer det en god måte å tilnærme de enkelte variablene på kalt areal-vektet (area-weighted) sum, som er en integrert funksjon i *Fluent*<sup>®</sup>. Denne metoden finner en gjennomsnittlig verdi av variabelen for en celle basert på verdien i nodene som danner cellen. Deretter multipliseres denne celleverdien med arealet av den aktuelle cellen. Dette gjøres for alle cellene som utgjør arealet av flaten det regnes på. Til slutt summeres disse produktene, og summen er en tilnærmet verdi av arealintegralet. Metoden kan beskrives matematisk på følgende måte

$$\int_A \phi dA = \sum_{i=1}^n \phi_i |A_i|$$

hvor  $\phi$  er variabelen som skal integreres over arealet  $A$ ,  $n$  er antall delflater,  $\phi_i$  er verdien av  $\phi$  i celle  $i$  og  $|A_i|$  er arealet av overflaten til celle  $i$ . Denne metoden fungerer bra for å

beregne  $F_y$  ettersom arealene involvert kun er av en variabel. For  $F_x$  er ikke saken den samme. Her er integralet et produkt av to uavhengige variable og dette har ikke *Fluent*<sup>®</sup> noen løsningsalgoritme for. Den numeriske tilnærmingen av integralet må i så tilfelle gjøres manuelt. Med det ustrukturerte meshet av trekanter som danner utløpsflaten, vil dette bli en omfattende oppgave som faller utenfor dette prosjektets omfang. Heldigvis kan *Fluent*<sup>®</sup> selv beregne kreftene som virker på kontrollvolumet. Dermed kan både  $F_x$ ,  $F_y$  og momentet om y-aksen  $T$  hentes ut direkte fra programmet. De beregnede verdiene for  $F_y$  avviker kun med rundt en prosent fra de programmet oppgir selv, som kan spores til tilnærminger i den numeriske matematikken. Dette talldatamaterialet er oppgitt i vedlegg 1.

Simuleringen kjøres for et fast turtall (fast driftstilstand) og varierende volumstrøm  $Q$ . Energibalansen over kontrollvolumet settes opp som følger [10]

$$\int_A \left( \frac{1}{2} \rho V^2 + p \right) (\vec{V} \cdot \vec{n}) dA$$

Endringen i bevegelsesmengde manifesterer seg i en rotasjonskomponent på utløpssiden. Fra en vifteprodusents synspunkt er denne, som tidligere nevnt, en uinteressant komponent da det er den uforandrede aksialhastigheten som står for effekten vi er ute etter. Derfor er det det genererte statiske trykket målt for ulike volumstrømmer som gjerne brukes for å måle ytelsene til en aksialvifte. I tillegg kommer virkningsgraden, samt den spesifikke skyvkraften i aksial retning, målt for ulike volumstrømmer. De areal-vektede verdiene for det statiske trykket på hver side av kontrollvolumet kan hentes ut direkte, som beskrevet ovenfor. Virkningsgraden regnes ut på samme måte som beskrevet i seksjon 2.3.4

$$\eta = \frac{\Delta p \int_A V_y dA}{T\omega} = \frac{\Delta p Q}{T\omega} \quad (2.26)$$

Spesifikk skyvkraft finnes på samme måte som i seksjon 2.3.4

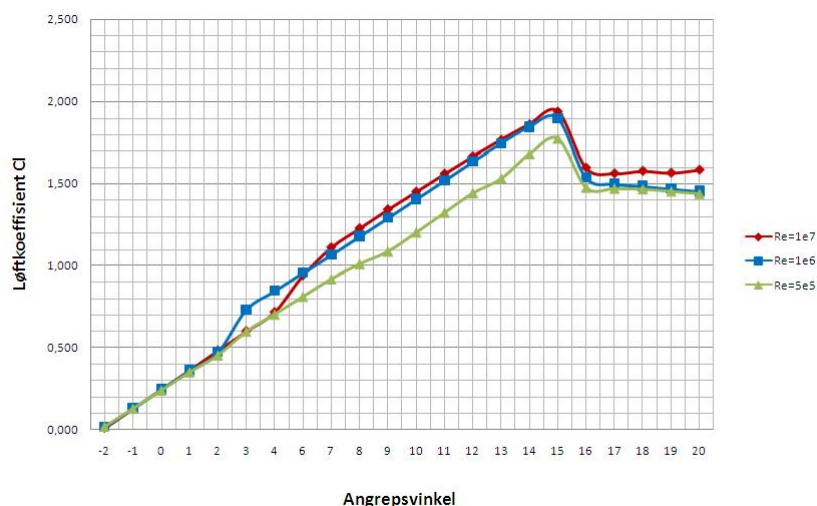
$$S = \frac{K_y C}{P_{impeller}}$$

Avslutningsvis sammenlignes resultatene fra bladelementprogrammet og CFD-programmet med hverandre og testresultater fra den originale impelleren fra den innkjøpte ventilatoren.

## 3 Resultater og diskusjon

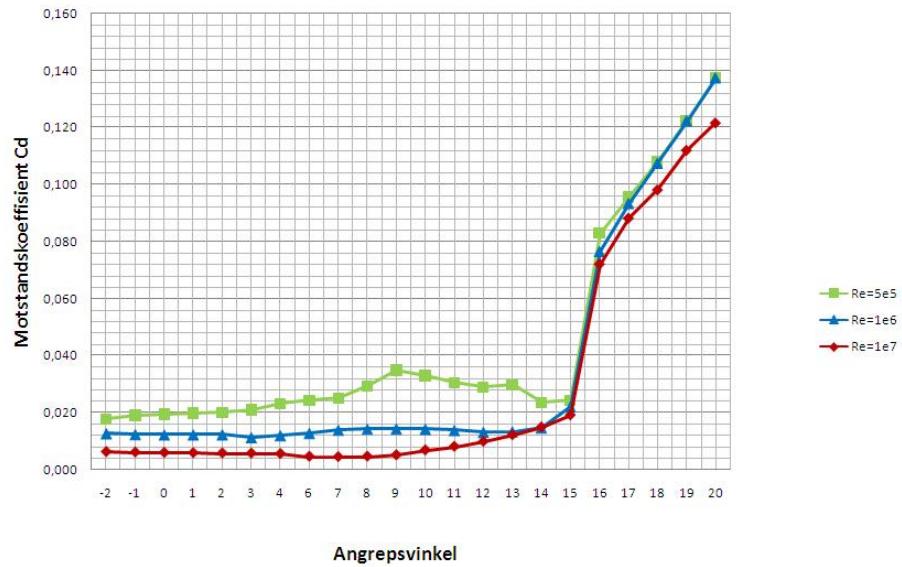
### 3.0.4 Angrepsvinkel og løftkoeffisient

Figur 3.0.4, figur 3.2 og figur 3.3 viser henholdsvis løftkoeffisient  $C_l$ , motstandskoeffisient  $C_d$  og løft-til-motstandsforhold  $\left(\frac{C_l}{C_d}\right)$ , plottet mot angrepsvinkler mellom  $-2^\circ$  og  $20^\circ$  for HOG-profilet for  $Re = 5 \times 10^5$ ,  $Re = 1 \times 10^6$  og  $Re = 1 \times 10^7$ . Dataene er hentet fra programmet XFOIL med 120 nodepunkter langs profilet, og  $\Delta\alpha = 1$ . På figur 3.0.4 viser alle grafene trend til å vokse jevnt frem til ca.  $\alpha = 15^\circ$ , for deretter å avta brått. En slik plutselig endring i løftet skyldes at angrepsvinkelen blir så stor at strømmingen separerer fullstendig fra profilets overflate, og angrepsvinkelen har dermed har nådd steilevinkel. Når dette inntreffer faller løftet, mens motstanden øker, dramatisk.

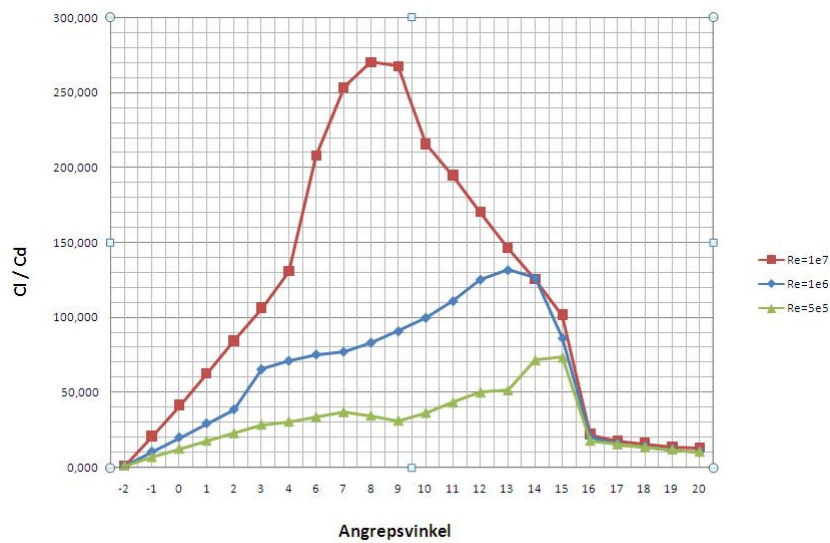


Figur 3.1: Løftkoeffisient  $C_l$  plottet mot angrepsvinkel for HOG-profilet for  $Re = 5 \times 10^5$ ,  $Re = 1 \times 10^6$  og  $Re = 1 \times 10^7$ . Kilde: XFOIL

Dette støttes av figur 3.2 som demonstrerer at motstandskoeffisienten øker brått ved samme angrepsvinkel for alle tre Reynoldstall. Steilevinkel og er dermed noe man vil holde seg klar av ved all design av løftende flater.



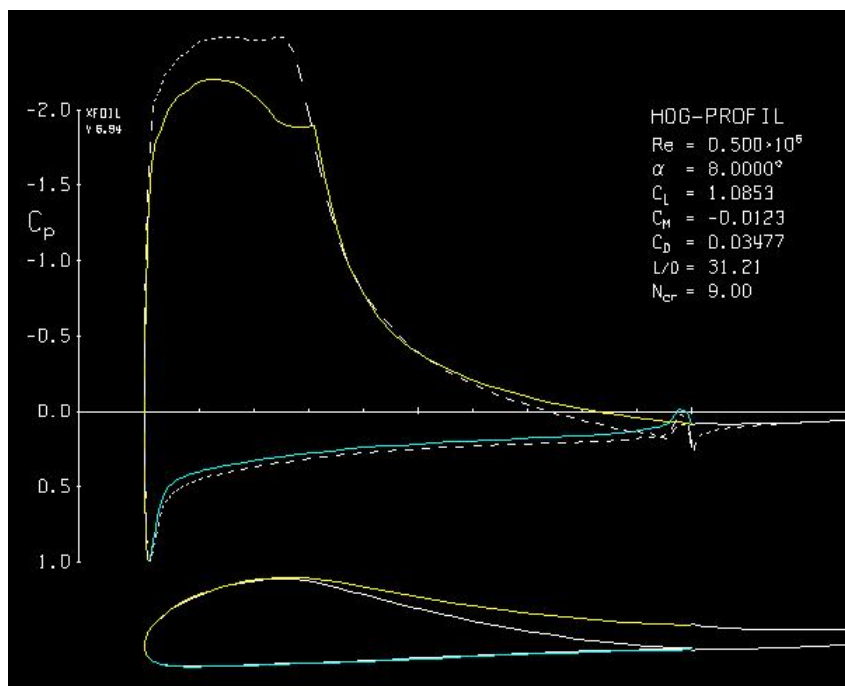
Figur 3.2: *Motstandskoeffisient  $C_d$  plottet mot angrepsvinkel for HOG-profilen for  $Re = 5 \times 10^5$ ,  $Re = 1 \times 10^6$  og  $Re = 1 \times 10^7$ . Kilde: XFOIL*



Figur 3.3: *løft-til-motstandsforhold  $\frac{C_l}{C_d}$  plottet mot angrepsvinkel for HOG-profilen for  $Re = 5 \times 10^5$ ,  $Re = 1 \times 10^6$  og  $Re = 1 \times 10^7$ . Kilde: XFOIL*

Denne dramatiske oppførselen er forventet for dette profilet (se seksjon 1.2). Figur

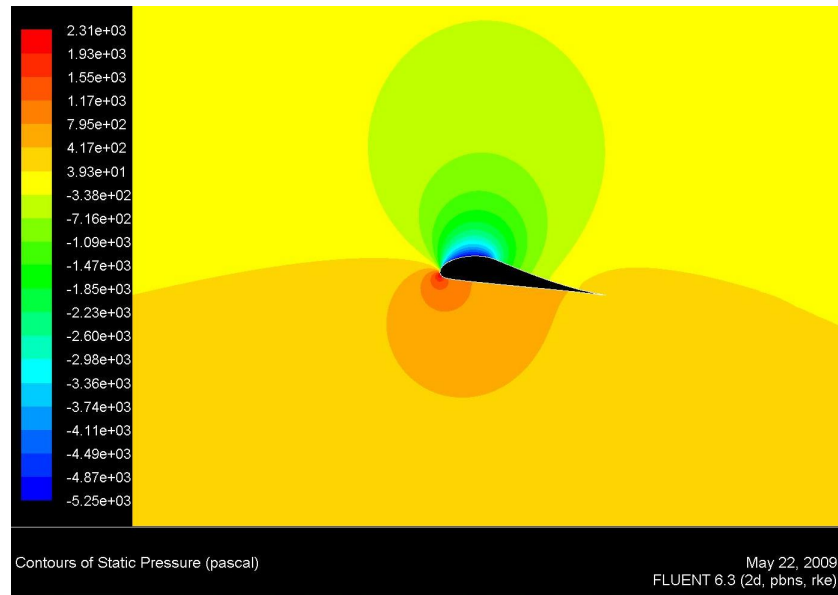
3.3 viser hvordan løft-til-motstandsforholdet endrer seg med angrepsvinkel. Kurvene for alle tre Reynoldstall viser trend til først å stige forholdsvis jevnt, før de brått faller igjen. Grafene viser at forholdet er økende for stigende Reynoldstall, men også at fallet med dette forekommer ved en mindre angrepsvinkel. Ut i fra figur 3.0.4 og 3.2 er det tydelig at begge disse effektene i stor grad er styrt av motstanden. Dette kommer av den viskøse motstanden er synkende for stigende Reynoldstall, men at gradvis separasjon oppstår i grensesjiktet ved lavere  $\alpha$ . Ved design av løftende flater er det ønskelig å i størst mulig grad holde angrepsvinkelen der hvor løft-til-motstandsforholdet er høyest. I det aktuelle tilfellet er bladet utsatt for Reynoldstall rundt  $5 \times 10^5$ , som betyr at det hadde vært mest gunstig med en angrepsvinkel like under  $\alpha = 15$ . Problemet er at det er vanskelig å si noe sikkert om strømningsforholdene fordi fabrikkasjonsfeil på impelleren eller beregningsfeil i designfasen kan føre til at angrepsvinkel og Reynoldstall ikke blir som forutsatt. Dermed er det nødvendig å ta høyde for en feilmargin når ønsket angrepsvinkel skal velges. Størrelsen på denne marginen er en vurderingssak for designeren. Her må utgifter forbundet med lavere virkningsgrad hos impelleren vurderes mot risikoen for at steiling oppstår under operasjonell drift. I denne oppgaven er det valgt å designe etter en angrepsvinkel på  $\alpha = 8^\circ$ .



Figur 3.4: Trykkoeffisientfordeling rundt HOG-profilet for angrepsvinkel  $\alpha = 8^\circ$ . Gul linje og blå linje representerer viskøs løsning på henholdsvis profilets overside og underside. Stiplet linje er ikke-viskøs løsning. Kilde: XFOIL

Denne avgjørelsen er ikke gjort på annet grunnlag enn at den representerer en god feilmargin, samtidig som profilet ved denne angrepsvinkelen fortsatt oppviser relativt

gode løftegenskaper. Figur 3.4 viser trykkoeffisienten  $C_p$  for  $\alpha = 8^\circ$  og Reynoldstall lik  $5 \times 10^5$ . I figur 3.5 er det statiske trykket konturplottet for samme strømningsforhold.



Figur 3.5: *Statisk trykkfordeling rundt HOG-profilet for  $\alpha = 8^\circ$  og  $Re = 5 \times 10^5$  ved profilets bakre ende. Kilde: Fluent<sup>®</sup>*



### 3.0.5 Bladelementprogrammet

#### 3.0.5.1 Initielle parametere

Beskrivelse av parameter	Navn på parameter	Verdi
Indre diameter på impellerhuset	$D_o$	1100 mm
Diameter på nav	$D_i$	40 mm
Turtall	$rps$	24.17rps
Ønsket volumstrøm	$Q$	$25 \frac{m^3}{s}$
Lufttetthet i luften	$\rho$	$1.225 \frac{kg}{m^3}$
Viskositet i luften	$\mu$	$1.81 \times 10^{-5} N \frac{s}{m^2}$
Antall elementer	$n$	20
Angrepsvinkel	$\alpha$	8°
Løftkoeffisient	$C_l$	1.09 - 1.06 (korrigeres senere)
Motstandskoeffisient	$C_d$	0.03 (korrigeres senere)

Table 3.1: *Initielle parametere i elementmetodeprogrammet.*

Tabell 3.1 viser de initielle parametrene som ble lest inn i bladelementprogrammet. Det er vanlig å la  $C_l$  være noe mindre ytterst på bladet enn innerst for å gi økt klaring til steiling utover langs bladet. Grunnen til dette er at konsekvensene av steiling, som trykktap, vibrasjonsdannelse, støy osv., vil tilta utover langs bladradiusen fordi hastigheten også øker med radius. Dermed til også Reynoldstallet endre seg noe med radius.

Tester gjort på den innkjøpte ventilatoren ved instituttets laboratorium, målte en volumstrøm  $Q = 22.15 \frac{m^3}{s}$  [5]. Dette var uten innløpskone. Ifølge [1] kan volumstrømmen forventes å øke med ca. 15% ved bruk av en godt utformet innløpskone. Da det i skrivende stund arbeides med utformingen av en slik kone, er det i denne oppgaven tatt utgangspunkt i en volumstrøm på  $Q = 1.15 \times 22.15 \frac{m^3}{s} \approx 25 \frac{m^3}{s}$  under designet av impelleren. Løftkoeffisienten og motstandskoeffisienten er anslått på grunnlag av tall fra XFOIL for et estimert Reynoldstall. Disse estimatene itereres og redigeres når programmet regner ut fordelingen av Reynoldstallet langs bladet.

#### 3.0.5.2 Resultater

Bladelementprogrammet gir ut en rekke tall og tabeller. De dimensjonsløse måletallene er gitt i tabell 3.2.

Beskrivelse av parameter	Navn på parameter	Verdi
Trykktall	$\psi$	0.12
Leveringstall	$\phi$	0.32
spesifikt turtall	$\sigma$	2.74
spesifikk diameter	$\delta$	1.05

Table 3.2: *Dimensjonsløse måletall fra bladelementprogrammet.*

Sammenlignet med figur 2.7 ligger trykktallet  $\psi$ , spesifikt turtall  $\sigma$  og spesifikk diameter  $\delta$  innenfor målene for en lavtrykks aksialvifte, nummer tre nedenfra i figuren. Leveringstallet  $\phi$  ligger noe over det som er vanlig for aksialvifter (0.1 – 0.3 [4]). Dette kan være forårsaket av at det er forutsatt en godt utformet innløpskone for strømmingen, som gir en relativt høy volumstrøm  $Q$  (se likning 2.11).

I følge Eck [4] bør diameterforholdet  $\nu \geq \sqrt{0.8\psi}$  for å unngå tilbakestrømning nær impellernavet

$$\nu = \frac{D_i}{D_o} = 0.36 \geq \sqrt{0.8\psi} = 0.31$$

Altså bør ikke dette være et problem ved denne impelleren. Forholdet mellom bladavstanden  $t$  og kordelengden  $c$  er plottet mot geometrisk vridningsvinkel  $\beta_\infty$  på figur 3.6

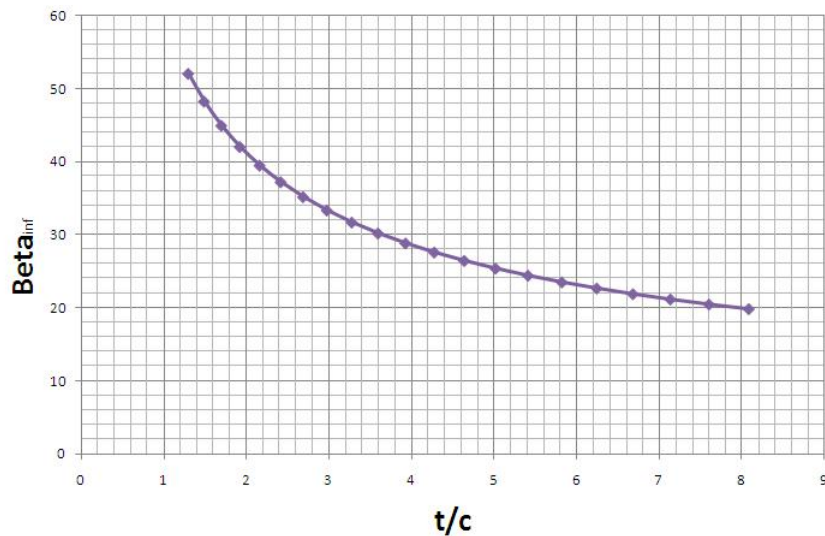


Figure 3.6: Forholdet mellom bladavstand og kordelengde  $\frac{t}{c}$  plottet mot  $\beta_\infty$  [°].

Dersom dette sjekkes opp mot figur 2.3, går det fram at elementet nærmest navet vil få løftkoeffisienten redusert med ca. 0.95. Resten av elementene faller utenfor reduksjonsområdet, og det kan konkluderes med at kaskadeeffekten er svært liten for denne impelleren.

Geometrien på bladet er gitt av de to tabellene som inneholder fordelingen av kordelengde og geometrisk vridningsvinkel langs bladets radius. Disse er illustrert i henholdsvis figur 3.0.5.2 og figur 3.9, hvor  $\beta_\infty$  er målt i forhold til periferiretningen til impelleren. Når forskjellen over bladet skal være lik langs bladets radius, vil kordelengden være en funksjon av (se likning 2.10)

$$c(r) = \text{const.} \times \frac{1}{W_\infty(r)C_l(r)}$$

Itereringer gjort i bladelementprogrammet viser at løftkoeffisienten  $C_l$  varierer fra 1.125 ved navet til 1.113 ved bladenden. Dette er en variasjon på kun 2%, hvilket betyr at kordelengden  $c$  nesten utelukkende er en funksjon av  $W_\infty$ , som varierer som vist på figur 3.7

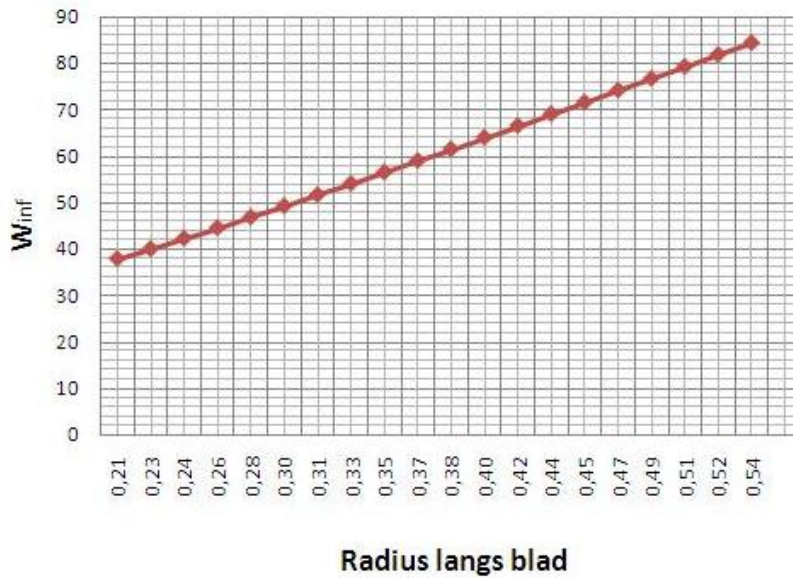


Figure 3.7: Fordeling av hastigheten  $W_\infty$  [ $\frac{m}{s}$ ] langs bladets radius [m]

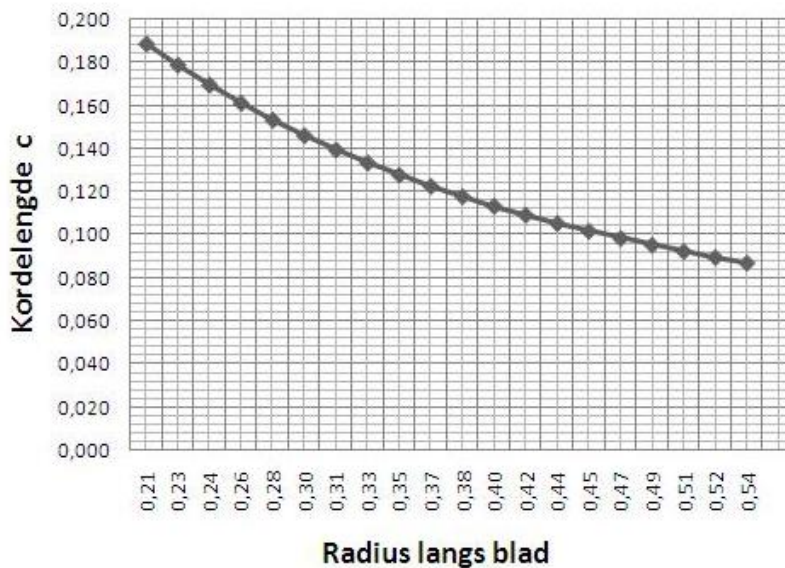


Figure 3.8: Fordeling av kordelengde  $c$  [m] langs bladets radius [m]

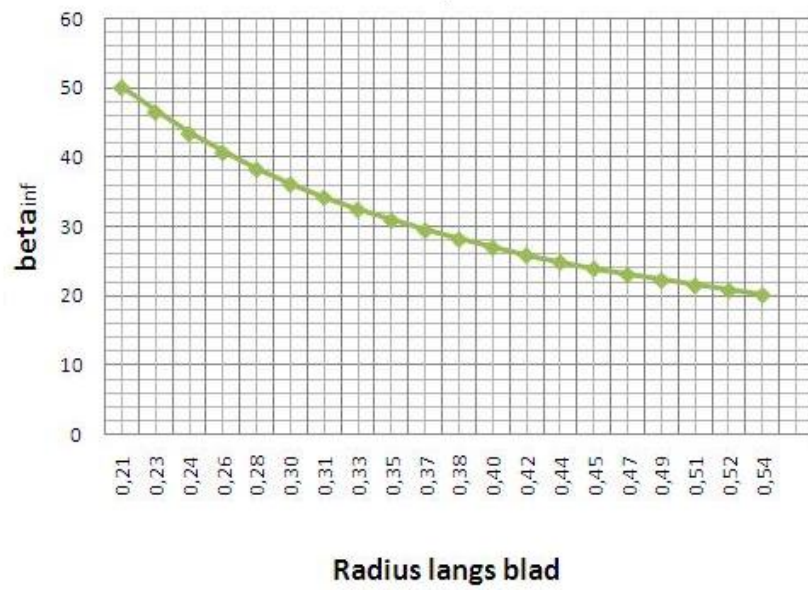
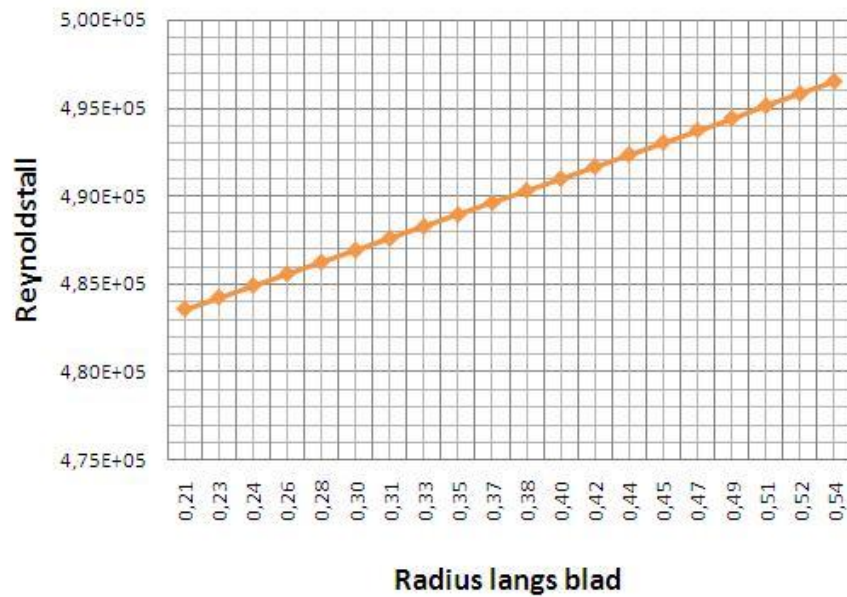


Figure 3.9: Geometrisk vridningsvinkel  $\beta_\infty$  [°] langs bladets radius [m]



Figur 3.10: Fordelingen av Reynoldstallet langs bladets radius [m]

Da  $W_\infty$  øker ikke-lineært langs bladets radius, vil  $c$  avta ikke-lineært. Dette fremkommer av figur 3.0.5.2. Vridningsvinkelen  $\beta_\infty$  skal sørge for at  $\vec{W}_\infty$  alltid har samme angrepsvinkel inn på bladet. Dermed vil vridningsvinkelen være størst ved navet der hvor

rotasjonshastigheten  $U$  er lavest, og avta ikke-lineært langs radiusen etter hvert som  $U$  blir mer og mer dominerende. Ettersom løftkoeffisienten  $C_l$  varierer lite med radiusen langs bladet, er

$$c(r)W_\infty(r) = \text{const.} \times \frac{1}{C_l(r)} \approx \text{const.}$$

Dermed er Reynoldstallet også fordelt etter

$$Re(r) = \frac{\rho W_\infty(r)c(r)}{\mu} = \text{const.} \times W_\infty(r)c(r) \approx \text{const.}$$

Dette kan observeres på figur 3.10 som viser en svært liten endringen av Reynoldstallet langs bladets radius. Figur 3.11 viser et meshplott av det endelige bladet fra *MatLab*<sup>®</sup>.

I tabell 3.3 er flere resultater fra bladelementprogrammet tabulert.

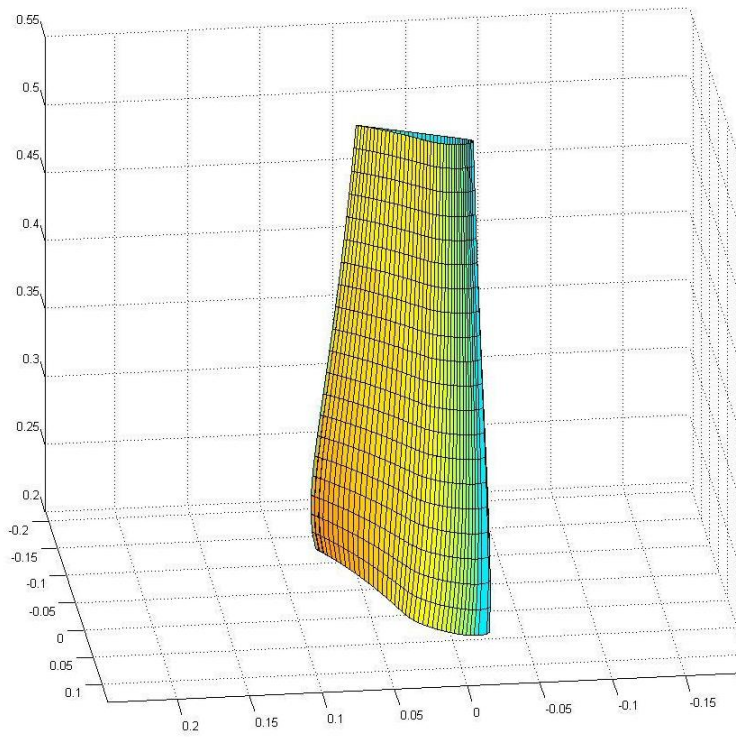
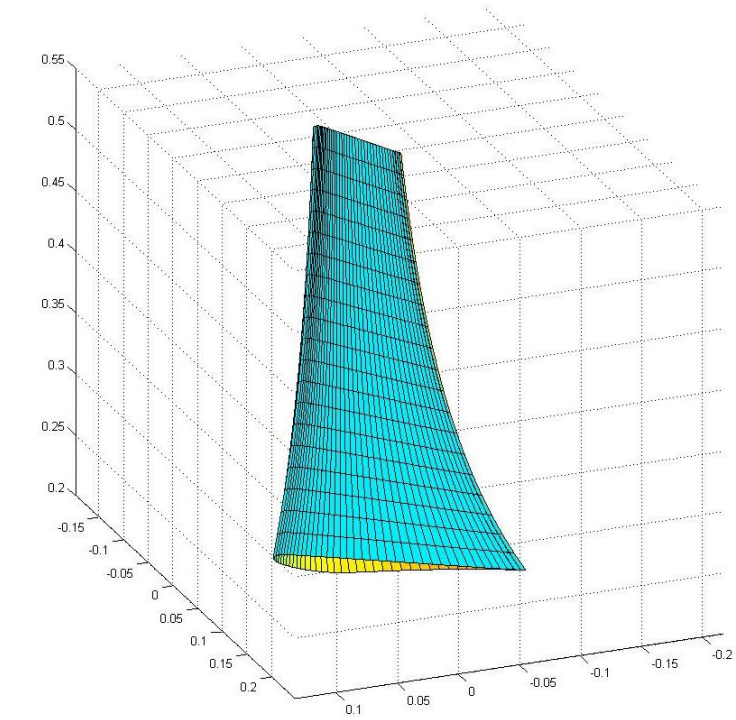
Beskrivelse av parameter	Forkortelse	Verdi
Skyvkraft fra impeller på luften i y-retning	$F_y$	425 N
Kraft på impeller i x-retning	$F_x$	254 N
Moment om y-aksen	$T_y$	96 Nm
Statisk trykkøkning over impeller	$\Delta p_{stat}$	516 Pa
Dynamisk trykkøkning over impeller	$\Delta p_{dyn}$	45 Pa
Total trykkøkning over impeller	$\Delta p_{tot}$	561 Pa
Effekt tilført impelleren fra motor	$P_{impeller}$	14.506 kW
Effekt tilført luften fra impelleren	$P_{strømning}$	14.018 kW
Spesifikk skyvkraft	$S$	29.6 $\frac{N}{kW}$
Virkningsgrad impeller	$\eta_{impeller} = \frac{P_{strømning}}{P_{impeller}}$	0.966
Hydraulisk virkningsgrad	$\eta_h = \frac{\Delta p_{tap-impeller}}{\Delta p_{stat}}$	0.938

Tabell 3.3: Ytelsesresultater fra bladelementprogrammet for  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$

### 3.0.6 Konstruksjon av geometri og mesh

#### 3.0.6.1 Geometrien

Figur 3.12 viser bladet etter det har blitt konstruert i *NX6*<sup>®</sup> og lest inn i *Gambit*<sup>®</sup>. Som nevnt i seksjon 2.4.1 er bladet plassert inne i en femtedels sylinder som skal simulere en femtedel av ventilatoren. Navet hvor bladet er festet, er stukket ut slik at det møter inn- og utløpet, se figur 3.13.



Figur 3.11: Meshplot av endlig bladeometri fra bladelementprogrammet[m]

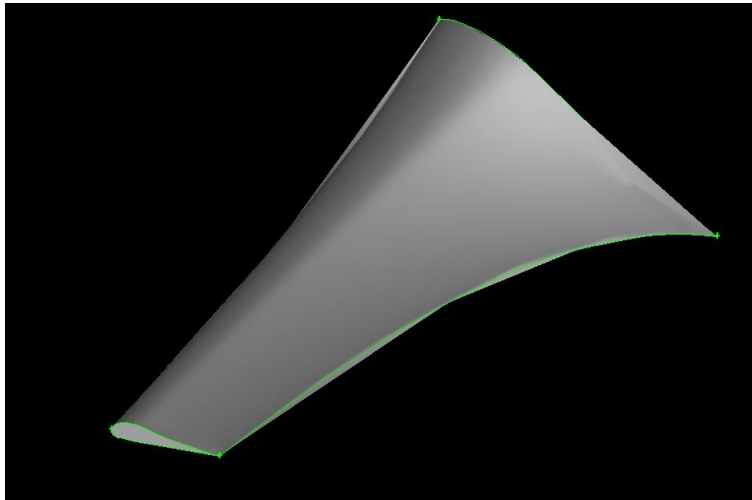
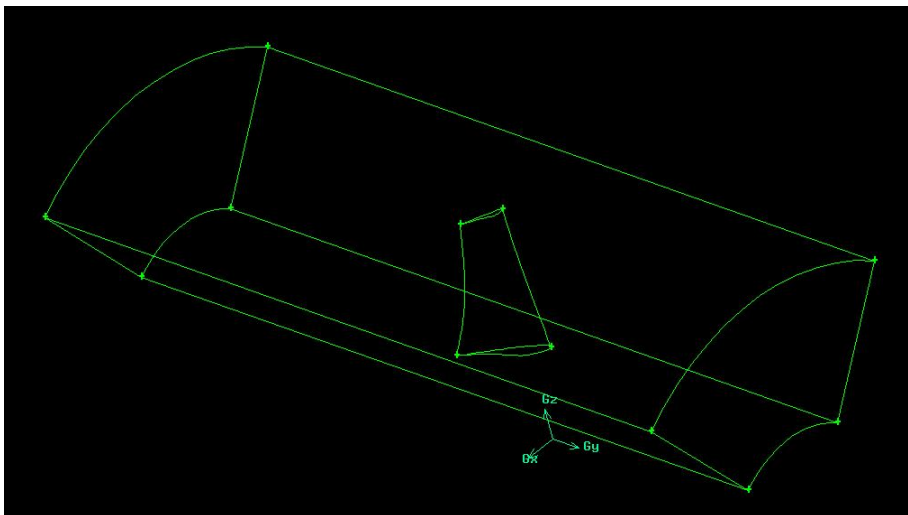
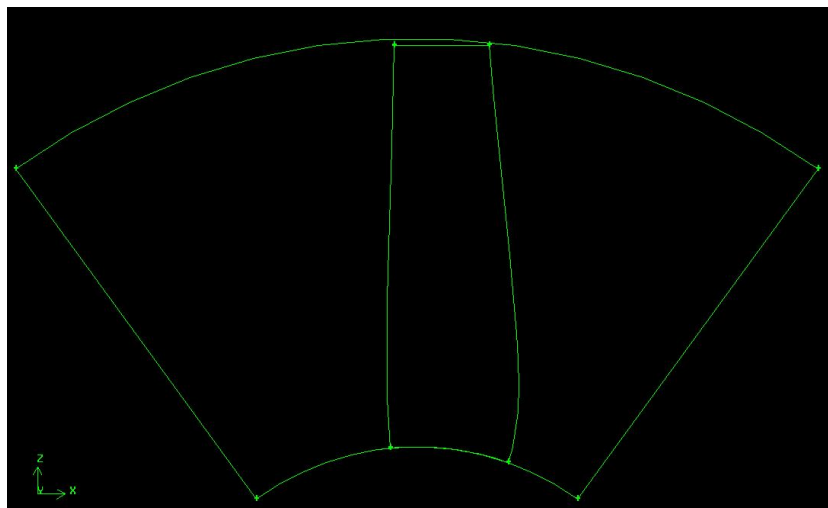


Figure 3.12: *Bladfilen (STEP format) lest inn i Gambit<sup>®</sup>*



Figur 3.13: *Bladet plassert inne i en femtedels sirkelsektor. Kilde: Gambit<sup>®</sup>*

Dette måtte gjøres fordi volummeshing ikke ville la seg gjøre dersom navet ble gjengitt med sin naturlige tykkelse. Konsekvensen er at tapseffektene ved navet og motoren ikke blir inkludert i beregningene. Det er lagt inn en glippe på 3 mm mellom bladenden og viftehøset. Dette er i overensstemmelse med den aktuelle viften, som betyr at simuleringen vil kunne ta hensyn til denne effekten.



Figur 3.14: Geometrien sett fra utløpet. Kilde: Gambit®

### 3.0.6.2 Meshing

I et mesh skal nodene representere overflaten. Dette blir generelt gjort bedre jo mindre avstanden mellom nodene er. Samtidig vil beregningstiden øke med antall noder. Meshing vil alltid være en vurdering av nøyaktighet i fremstilling av de geometriske formene mot beregningstid, og er sådan en egen vitenskap. Det kan være vanskelig å vurdere et godt mesh fra et mindre godt mesh dersom man ikke har gode referanser tilgjengelig. Da er det stort sett det blåtte øye som må benyttes. For utenom at de geometriske flatene skal være gjengitt på en troverdig måte, er det viktig at delflatene og cellene ikke har for skarpe vinkler i seg, som gjør de uegnet til kontrollvolumsberegninger.

Tabell 3.4 viser noen nøkkeltall fra det anvendte meshet.

Bekrivelse av parameter	Verdi
Antall noder	218847
Antall delflater	1196555
Antall celler	516828

Tabell 3.4: Antall noder, delflater og celler i det anvendte meshet. Kilde: Fluent

I følge XFOIL er største friksjonskoeffisientverdi  $C_f = 0.022$ . Verdien for det laveste nodepunktet blir dermed

$$y < \frac{5\nu}{\sqrt{0.5C_f}W_\infty} = \frac{5 \times 1.5 \times 10^{-5}}{\sqrt{0.5 \times 0.022} \times 86} = 8.3 \times 10^{-6}m = 8.3 \times 10^{-3}mm$$

Grensesjikhøyden ved enden av bladet kan estimeres til

$$\delta_{turb} \approx \frac{0.16x}{Re_x^{\frac{1}{7}}} = \frac{0.16 \times 0.2m}{(5 \times 10^5)^{\frac{1}{7}}} = 4.9 \times 10^{-3}m = 4.9mm$$



Denne størrelsen ansees kun som veiledende, da det er vanskelig å si noe sikkert om strømningsforholdene i grensesjiktet. Det lyktes ikke forfatteren å generere mesh med minste verdi  $y < 8.3 \times 10^{-3}mm$ , men det endelige grensesjikt meshet ble laget av rektangulære kuber (se figur 3.15) med startverdi  $y = 1 \times 10^{-2}mm$ , vekstrate på 1.3 og 19 lag, som gav en høyde på  $4.84mm$ . Denne startverdien korresponderer til en  $C_f \leq 0.016$ , som dekker mer enn 90% av hele profilet. Dette er fortsatt intet optimalt grensesjikt mesh da størrelsen på delarealene på enkelte steder er større ved enden av grensesjikt meshet enn begynnelsen av det ordinære flatemeshet. Figur 3.15 viser flatemeshet av bunnen.

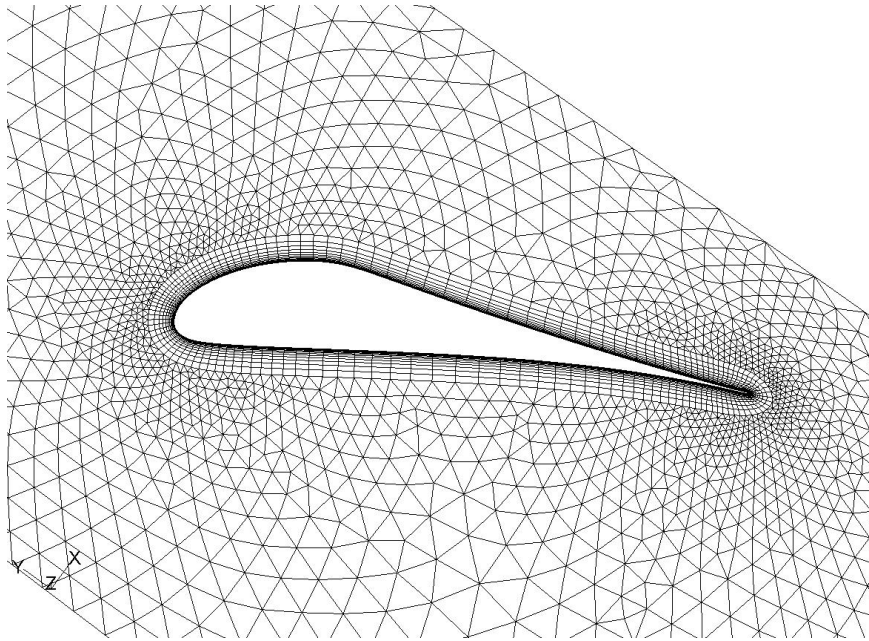
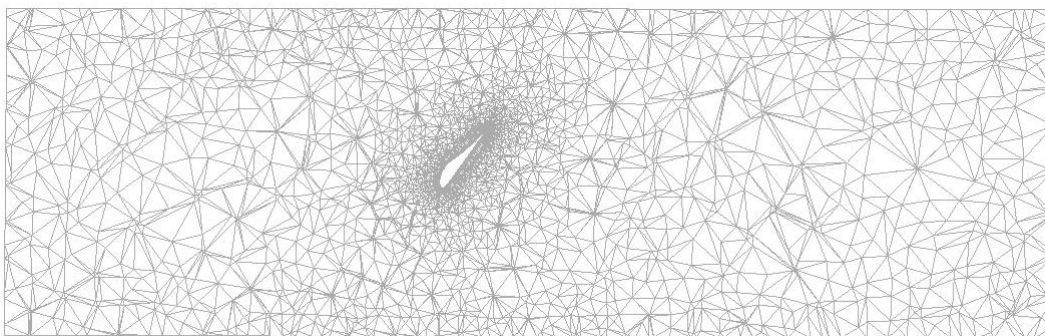


Figure 3.15: *Usnitt av overflatemeshet av bunnen i geometrien. Kilde: Fluent<sup>®</sup>*



Figur 3.16: *Snitt i xy-planet gjennom volummeshet ved  $z = 0.35m$ . Kilde: Fluent<sup>®</sup>*

Det lyktes ikke å lage grensesjikt mesh i taket. Dette ville vokst inn i bladets grensesjikt mesh, noe *Ansys Tgrid*<sup>®</sup> ikke tillot. Resultatet av dette er at tapet som i virkeligheten oppstår på grunn av viskøs friksjon mellom strømning og viftehus, ikke blir tilstrekkelig beregnet under simuleringen.

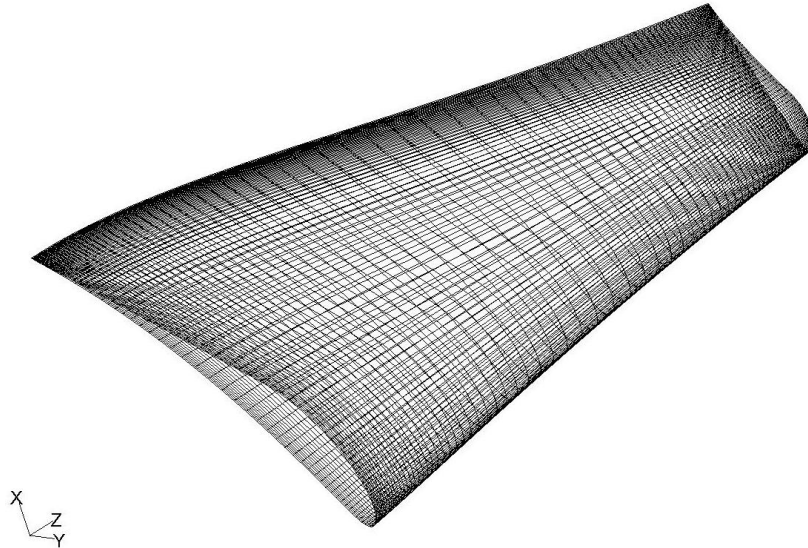


Figure 3.17: *Firkantbasert overflatemesh av blad. Kilde: Fluent*<sup>®</sup>

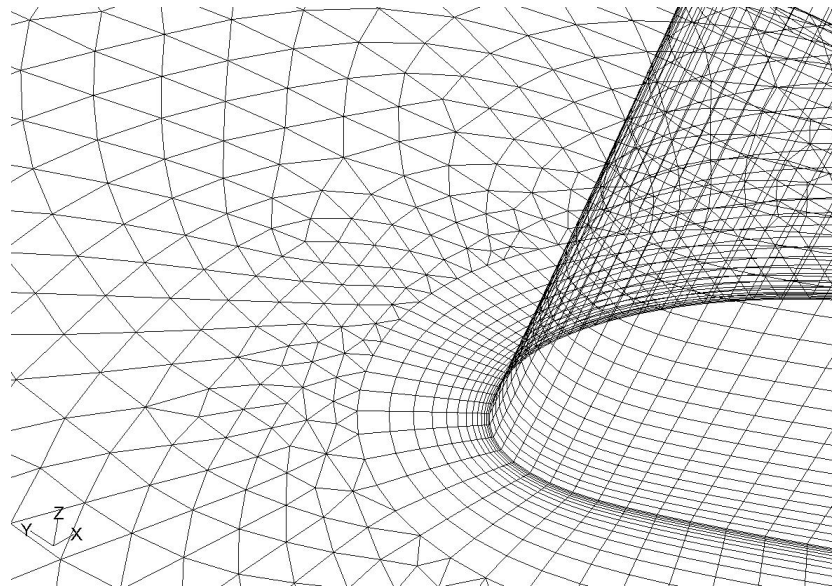


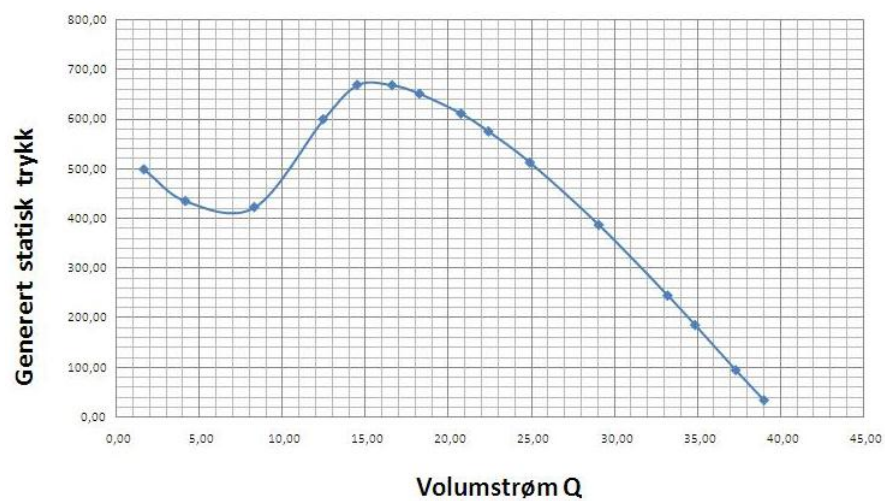
Figure 3.18: *Overgangen mellom meshet for bunnen og meshet for bladet ved bladets fremre del. Kilde: Fluent*<sup>®</sup>

Meshet er forholdsvis tett ved fronten og bakenden av profilet, mens det er mindre tett på strekningen mellom. Dette er viktig fordi det er her geometrien har de største endringene, som betyr at dette er viktige soner for strømmingens natur over profilet. Som det fremgår av figur 3.17 er bladet meshet med firkanter, mens resten av flatene er meshet med trekkanter. Dette er gjort fordi det er mest hensiktsmessig å fremstille en krummet overflate, som bladet er, ved firkanter da dette gir et mesh hvor delflatene ligger jevnere med et mer periodisk mønster enn hva som gjerne er tilfellet med trekkanter. Men på grunn av at geometrien i sum er av en såpass asymmetrisk art, er det svært vanskelig å meshe hele volumet med rektangulære kuber. Figur 3.18 viser overgangen mellom bladetmeshet og bunnmeshet. Figur 3.16 viser et snitt i  $xy$ -planet ved  $z = 0.35m$  gjennom det ferdige volummeshet. Det er fint rundt bladet, men avtar utover mot inn- og utløpet. Dette er naturlig da de største strømmingseffektene, som krever finest mesh, finner sted rundt bladet, mens færre noder brukes der strømmingen er mer uniform. Dermed er både kravet til nøyaktighet og beregningstid ivaretatt.

### 3.0.7 Resultater fra CFD-simuleringen

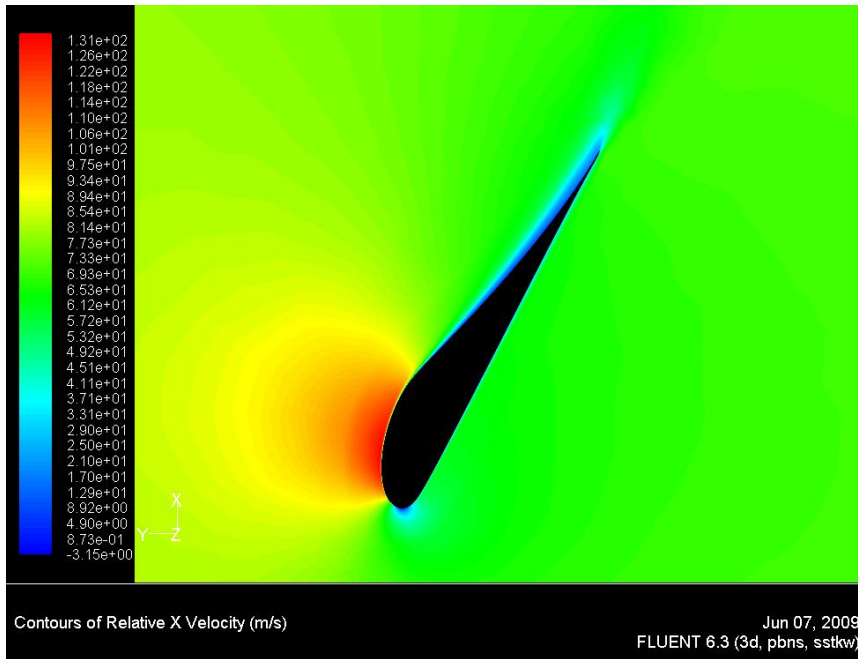
Simuleringer ble kjørt for konstant vinkelhastighet  $\omega = 152 \frac{rads}{s}$  og volumstrømmer mellom  $Q = 1.65 \frac{m^3}{s}$  og  $Q = 39.00 \frac{m^3}{s}$ , som tilsvarer aksiale innløpshastigheter på mellom  $V_{in-y} = -2 \frac{m}{s}$  og  $V_{in-y} = -47 \frac{m}{s}$ . Utenfor disse verdiene ville ikke simuleringen la seg konvergere. De komplette tabellariske resultatene er gjengitt i vedlegg 1.

#### 3.0.7.1 Statisk trykkforskjell over impeller

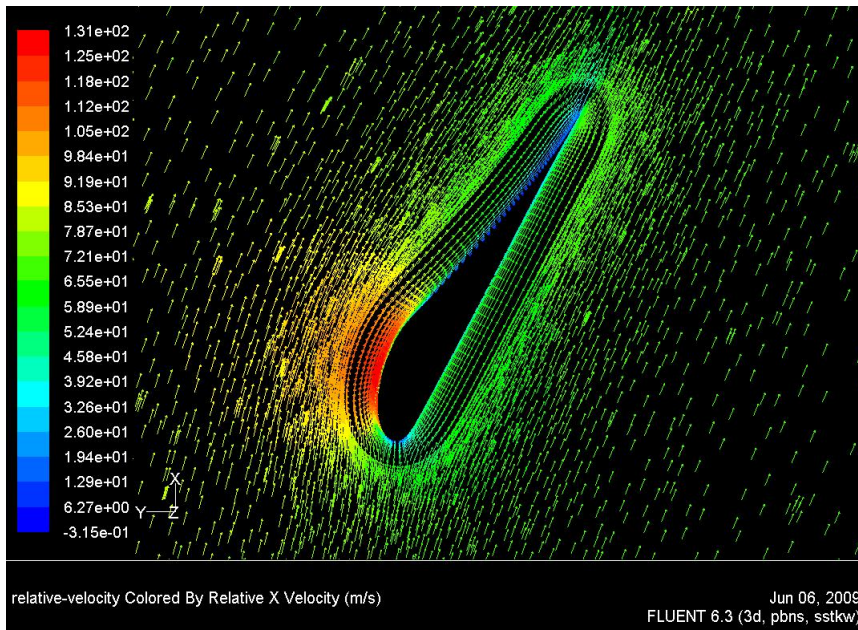


Figur 3.19: Statisk trykkforskjell over kontrollvolumet  $\Delta p$  [Pa] som funksjon av volumstrøm  $Q$  [ $\frac{m^3}{s}$ ].

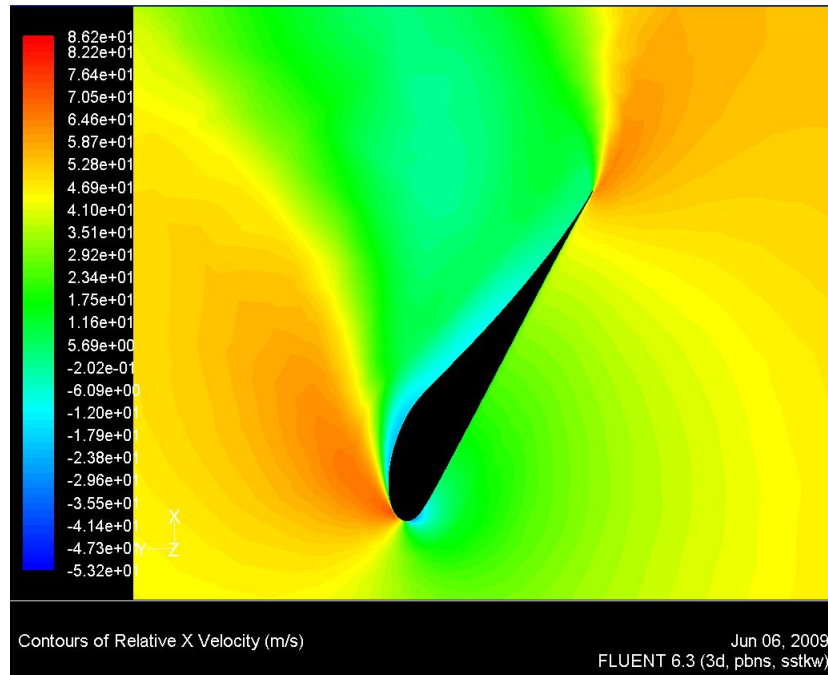
Figur 3.19 viser den statiske trykkforskjellen over kontrollvolumet i aksialretningen, som funksjon av volumstrøm. Når impelleren nærmer seg den maksimale verdien for volumstrøm ved ca.  $Q_{maks} = 40 \frac{m^3}{s}$ , går angrepsvinkelen for strømmingen inn på bladet, mot null, og impelleren produserer ikke lenger noe trykk. For designvolumstrømmen  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$  er angrepsvinkelen  $\alpha = 8^\circ$  i følge beregningene fra bladelementprogrammet. Figur 3.20 viser konturplott av hastighet i x-retning for et snitt i xy-planet ved  $z = 0.5$  for  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$ . Det viser tydelig grensesjikt-dannelsen, men alle hastigheter er positive, hvilket betyr at det ikke forekommer tilbakestrømning på oversiden av bladet på grunn av separasjon. Figur 3.21 er et vektorplott for samme snitt og volumstrøm og viser at strømmingen passerer uten separasjon over bladet.



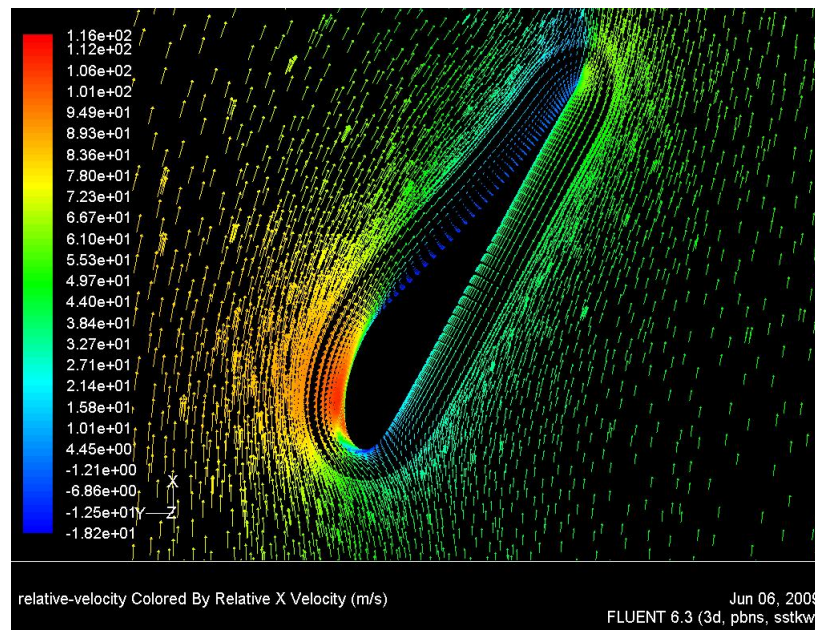
Figur 3.20: Konturplott av hastighet i  $x$ -retning  $[\frac{m}{s}]$  for  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$  for et snitt i  $xy$ -planet ved  $z=0.5m$ . Kilde: Fluent<sup>®</sup>



Figur 3.21: Vektorplott av hastighet i  $x$ -retning  $[\frac{m}{s}]$  for  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$  for et snitt i  $xy$ -planet ved  $z=0.5m$ . Kilde: Fluent<sup>®</sup>



Figur 3.22: Konturplott av hastighet i x-retning [ $\frac{m}{s}$ ] for  $Q = 15 \frac{m^3}{s}$  for et snitt i xy-planet ved  $z=0.5m$ . Kilde: Fluent<sup>®</sup>



Figur 3.23: Vektorplott av hastighet i x-retning [ $\frac{m}{s}$ ] for  $Q = 15 \frac{m^3}{s}$  for et snitt i xy-planet ved  $z=0.5m$ . Kilde: Fluent<sup>®</sup>



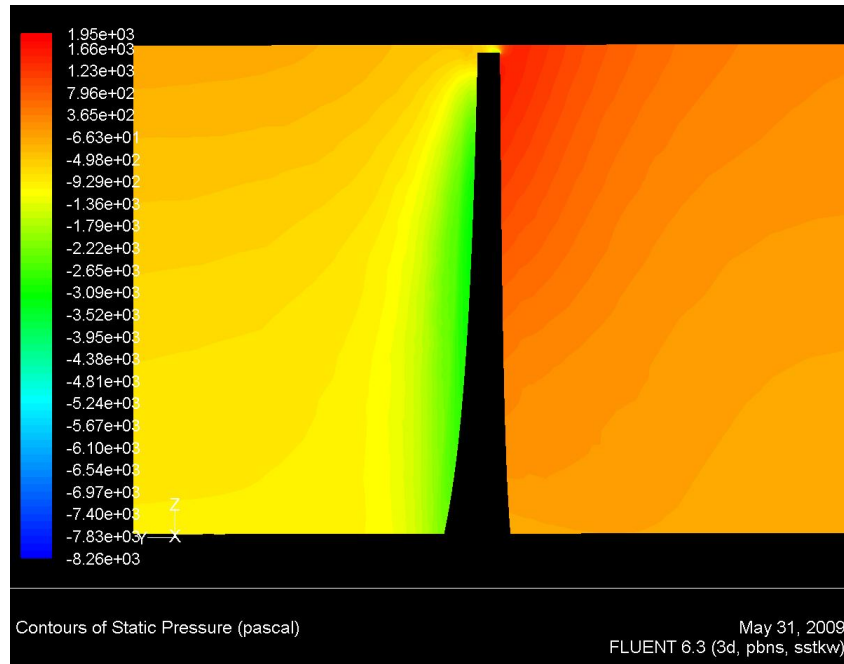
Av figur 3.0.4 går det tydelig fram at løftkoeffisienten øker med stigende angrepsvinkel fra  $\alpha = 8^\circ$ . Dette er årsaken til at det statiske trykket øker, til det når en spissverdi ved rundt  $Q = 15 \frac{m^3}{s}$  som betyr aksialhastighet  $C_1 = 17.5 \frac{m}{s}$ . Området mellom her og  $Q_{maks}$  representerer arbeidsområdet til impelleren. Toppen på kurven er likevel ikke skarp i like stor grad som kurvene for løftkoeffisienten i figur 3.0.4. Dette tyder på at separasjonen brer seg gradvis langs impellerbladene slik at strømmingen ikke steiler like plutselig som den ville gjort dersom hele bladet hadde opplevd separasjon samtidig. Ved spissverdien har angrepsvinkelen blitt så stor at separasjon rammer hele impelleren, med intens virveldannelse over impellerbladene som resultat. Dermed avtar løftkoeffisienten, og dette er årsaken til at det statiske trykket faller med synkende volumstrøm (økende angrepsvinkel). Figur 3.22 viser konturplott av hastighet i x-retning for et snitt i xy-planet ved  $z = 0.5$  for  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$ . Her opptrer det store negative hastigheter rundt bladets overside, hvilket betyr at strømmingen har separert og at det foregår tilbakestrømning på oversiden av bladet. Figur 3.23 viser et vektorplot for samme snitt og volumstrøm. Av skaleringsårsaker er det vanskelig å lese av retningen på vektorene, men av fargeskalaen er det tydelig at det er negative hastigheter ved bladets overside på grunn av at strømmingen her har separert.

Ved omtrent  $Q = 7 \frac{m^3}{s}$  snur kurven i figur 3.19 og det statiske trykket begynner å stige for synkende volumstrøm. Det som skjer her er at impelleren delvis begynner å fungere som en radialvifte. Luften som entrer impelleren blir kastet ut mot viftehøuset av sentrifugalkraften fra impelleren. Når luften stagnerer mot viftehøuset rett på baksiden av impelleren oppstår det her en statisk trykkoppbyggingen, som illustrert på figur 3.24.

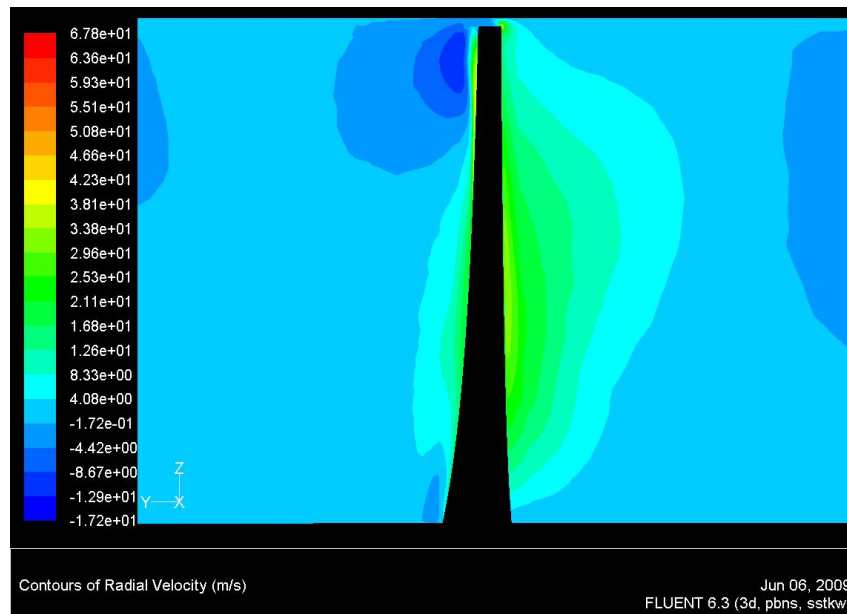
Denne trykkgenereringen vil fortsette helt til volumstrømmen er null [1]. Figur 3.25 illustrerer den store radiale hastighetskomponenten til strømmingen som oppstår ved  $Q = 2 \frac{m^3}{s}$ .

Figur 3.26 er hentet fra [1] og viser trykkforskjell plottet mot volumstrøm for en typisk aksialvifte, og bekrefter dermed at dette er en forventet trend.

Bladgeometrien som er brukt i simuleringene, er designet etter en volumstrøm på  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$ , som gir en aksialhastighet ved ventilatorinnløpet på ca.  $26 \frac{m}{s}$  (og aksialhastighet  $V_{inn-y} = 29 \frac{m}{s}$  inn på impeller). For denne volumstrømmen yter impelleren en statisk trykkforskjell på rundt  $510 Pa$ . Det betyr at avstanden opp til toppverdien for impellerens arbeidsområde på ca.  $670 Pa$ , utgjør litt over 30% av det aktuelle trykket. I følge [1] er det anbefalt en slik sikkerhetsmargin på mellom 30% og 50% når en impeller skal designes. Årsaken er at fabrikkasjonsfeil på impelleren og feilvurdering av mekanisk og elektrisk virkningsgrad for motorsystemet kan resultere i at angrepsvinkel og Reynoldstall endres fra det som beregnes på forhånd. Ved å legge inn en sikkerhetsmargin reduseres sjansen for å havne i område der strømmingen steiler.

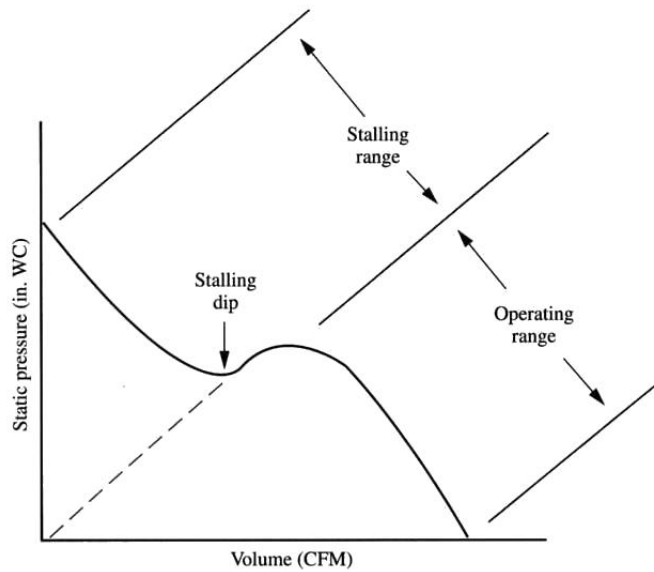


Figur 3.24: Konturplott av statisk trykk [Pa] ved  $Q = 2 \frac{m^3}{s}$  for et snitt i yz-planen for  $x=0$ . Det sorte rektangelet i senter av bildet representerer impellerbladet. Kilde: Fluent®



Figur 3.25: Konturplott av radiell hastighet [Pa] ved  $Q = 2 \frac{m^3}{s}$  for et snitt i yz-planen for  $x=0$ . Det sorte rektangelet i senter av bildet representerer impellerbladet. Kilde: Fluent®





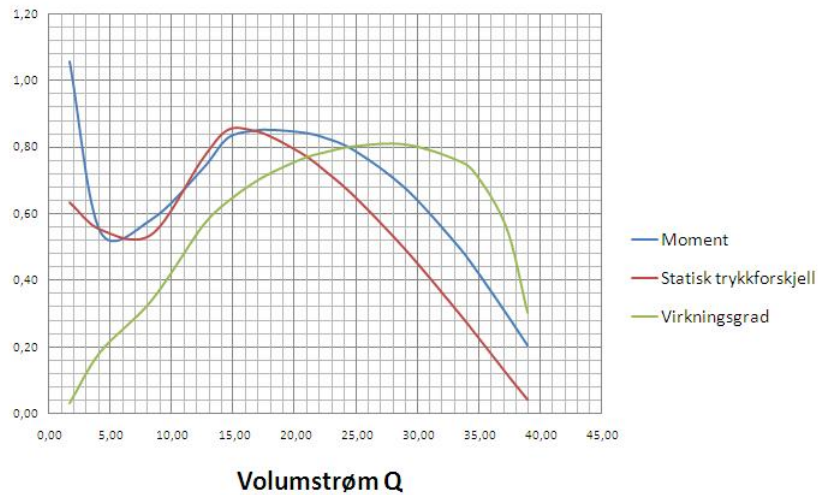
Figur 3.26: Statisk trykkforskjell plottet mot volumstrøm for en typisk aksialvifte. Kilde: [1]

### 3.0.7.2 Virkningsgrad

Impellerens virkningsgraden er en viktig parameter når en impeller skal designes fordi den indikerer hvor mye effekt i form av strømning (som representerer arbeidet man ønsker gjort) man får, i forhold til hvor mye man tilfører i form av elektrisk effekt (som representerer utgiften). Dimensjonsløst statisk trykkforskjell, dimensjonsløst moment om y-aksen og virkningsgrad er plottet mot volumstrøm i figur 3.27. Moment og trykk er her ulikt skalert og figuren har kun en illustrativ relevans. Når volumstrømmen endrer seg, er det flere endringer som finner sted. Den aksielle hastigheten inn på impelleren endres proporsjonalt, som betyr at Reynoldstallet endrer seg. Etersom impelleren roterer med uforandret hastighet, betyr endret volumstrøm at angrepsvinkelen på luftstrømmingen inn på impellerbladene og dermed også både retning og størrelse på kraftvektoren, forandres. Sistnevnte fenomen er svært essensielt når man skal forklare formen på virkningsgradskurven. Definisjonen repeteres her for enkelhets skyld

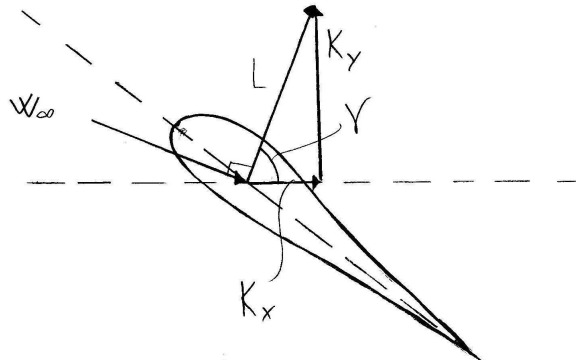
$$\eta = \frac{1}{\omega} \frac{\Delta p}{T} Q$$

Som det fremgår av figur 3.27 har virkningsgradskurven høyt stigningstall for de helt laveste volumstrømverdiene på grunn av det høye momentet impelleren krever i dette området. Stigningstallet faller noe i steilingsområdet og er her en relativt lineær funksjon av  $Q$  frem til rundt volumstrømverdien for steilingspunktet, hvor kurvens vekst begynner å avta. Det som skjer er at komponenten til kraftens resultantvektor i impellerens rotasjonsretning, tiltar med økende volumstrøm fordi strømningshastighetens komponent i samme retning minker (og løftet står normalt på strømningsretningen). Denne effekten



Figur 3.27: Statisk trykkforskjell og momentet motoren yter på impelleren om  $y$ -aksen, begge gjort dimensjonsløse, samt virkningsgrad plottet mot volumstrøm  $[\frac{m^3}{s}]$

blir motsatt for  $\Delta p$ , og dette er også årsaken til at kurven for trykkforskjell avtar tidligere enn kurven for momentet. Dette er forsøkt illustrert i figur 3.28 .



Figur 3.28: Illustrasjon av vinkelen  $\gamma$  mellom løftvektoren og rotasjonsretningen til impelleren.

Om man ser bort fra den viskøse motstanden og er villig til å se litt forenklet på saken, kan man si at

$$\eta = \frac{1}{\omega} \frac{\Delta p}{T} Q \sim \frac{L(Q) \sin(\gamma)}{L(Q) \cos(\gamma)} Q = \frac{1}{\tan(\gamma)} Q$$

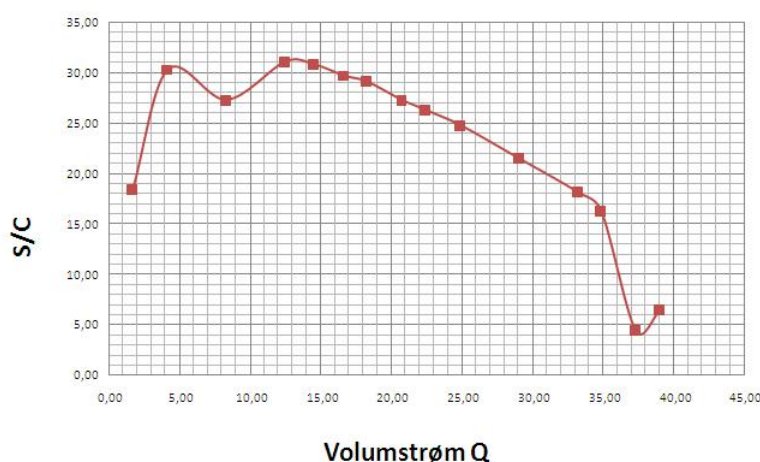
hvor  $\gamma$  er løftvektorens vinkel i forhold til rotasjonsretningen. Denne funksjonen er noe vrien å plote da  $\gamma = \gamma(Q, r)$  hvor  $r$  er impellerens radius langs bladet, men den illustrerer at virkningsgraden i større grad enn trykkforskjellen er en funksjon av kraftvektorens

retning.

Kurven når toppverdi omkring  $Q = 29 \frac{m^3}{s}$ , men er relativt flat rundt denne verdien og rundt sentrum av impellerens arbeidsområde. Dette er ønskelig fordi det som nevnt er vanskelig å anslå nøyaktige strømningsforhold for impelleren på forhånd. Deretter avtar virkningsgraden relativt raskt fra rundt  $Q = 35 \frac{m^3}{s}$ , en volumstrøm som vil utgjøre et avvik på hele 40% av designvolumstrømmen, og gir dermed en god sikkerhetsmargin.

### 3.0.7.3 Spesifikk skyvkraft

Uttrykket for den spesifikke skyvkraften er gitt i likning 2.20 og verdiene for impelleren er plottet i figur 3.29.



Figur 3.29: Spesifikk skyvkraft hvor  $C$  er konstanten fra likning  $\frac{S}{C} [\frac{N}{kW}]$  hvor  $C$  er konstanten fra likning 3.29, plottet mot volumstrøm.

Kurven toppes rundt  $Q = 13 \frac{m^3}{s}$  og følger forholdet mellom momentet og trykkforskjellen i figur 3.27. Vinkelen  $\gamma$  er også her en viktig variabel av samme resonnement som i seksjon 3.0.7.2.

### 3.0.8 Sammenligning av resultater

Det har vist seg vanskelig å oppspore tilgjengelig relevant testdata fra liknende impellere for sammenligning. I denne seksjonen blir imidlertid resultater fra CFD-simuleringen først analysert i forhold til de fra bladelementprogrammet, for å se hvor resultatene spriker mye slik at man kan få en indikasjon på programmets svakheter. Avslutningsvis blir resultater fra testene gjort på den originale impelleren fra ventilatoren som instituttet har kjøpt inn, sammenlignet med resultatene fra CFD-analysen.

Variabel	Resultat bladelementprogram	Resultat CFD-simulering
$F_y$	425 N	428 N
$F_x$	254 N	289 N
$T$	96 Nm	112 Nm
$\Delta p_{statisk}$	516 Pa	512 Pa
$\Delta p_{dyn}$	45 Pa	49 Pa
$\Delta p_{tot}$	562 Pa	561 Pa
$P_{impeller}$	14.584 kW	17.396 kW
$P_{fluid}$	14.507 kW	13.966 kW
$\eta_{impeller}$	0.964	0.803
$\frac{F_s}{C}$	$\frac{29.6}{C} \frac{N}{kW}$	$\frac{24.7}{C} \frac{N}{kW}$

Tabell 3.5: Resultater fra bladelementprogram og CFD-simulering for volumstrøm  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$ .

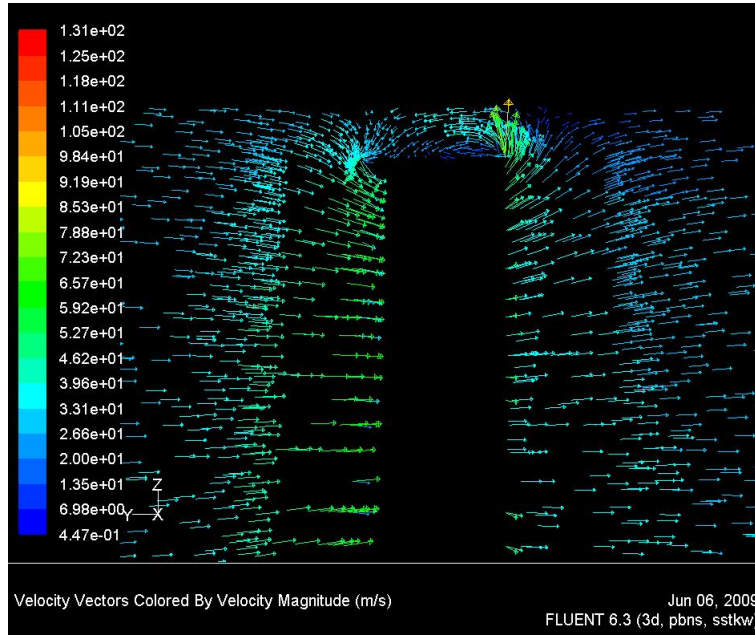
### 3.0.8.1 Bladelementprogrammet og CFD-simulering

Bladgeometrien er designet for en forventet volumstrøm på  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$ . Tall for den komplette fembladede impelleren gjort i både bladelementprogrammet og CFD-simuleringen er gjengitt i tabell 3.5

Ikke uventet predikerer bladelementprogrammet høyere virkningsgrad enn CFD-simuleringen. Førstnevnte baserer seg på en metode som overser flere tapseffekter. For det første tar den ikke hensyn til tap fra grensesjiktdannelse ved nav eller viftehus. Disse sammen med sjiktene ved bladoverflatene skaper sekundære strømminger i passasjen mellom bladene på tvers av hovedstrømningsretningen. Disse danner igjen virvler som blir kastet bakover i vaken hvor de dissiperer, men denne energien er ikke brukelig til vårt formål og virveldannelsen representerer et tap [3]. Virvlene er spesielt kraftige ved bladtippene. Trykkforskjellen over impelleren fører til radielle hastigheter og tilbakestrømning ved bladtippene på grunn av klaringen mellom impelleren og viftehuset, som igjen fører til trykktap. Denne underestimeringen av motstand kommer også til uttrykk ved at verdiene for  $F_x$ ,  $T$  og  $P_{impeller}$  er vesentlig lavere enn for CFD-simuleringen. Ingen av metodene tar hensyn til tapet som oppstår på grunn av navet og motorens plassering i sentrum av strømmingen. På framsiden skaper navet motstand fordi strømmingen må bøyes av, men på baksiden av motoren er tapet enda mer betydelig fordi strømmingen her ofte separerer slik at det oppstår virveldannelser i vaken rett bak motoren. Det er heller ikke tatt høyde for tap ved innløpskonen.

Mer overraskende er det at bladelementprogrammets prediksjoner for  $\Delta p_{statisk}$  og  $K_y$  i såpass stor grad passer overens med tallene fra CFD-simuleringen, motstanden i systemet sannsynligvis er underestimert.

Fra figur 3.19 ser det ut til at betydelig separasjon finner sted omtrent ved  $Q = 15 \frac{m^3}{s}$ . Dersom vi tar utgangspunkt i verdier for eksempelvis  $r = 0.35m$  langs bladradiusen, kan den aktuelle angrepsvinkelen finnes ved følgende (beregningene er uavhengige av hvor på



Figur 3.30: Vektorplott av absolutt hastighet  $[\frac{m}{s}]$  ved  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$  for et snitt i  $yz$ -planet for  $x=0$ . Det sorte rektangelet i senter av bildet representerer impellerbladet. Kilde: Fluent<sup>®</sup>

bladet man regner)

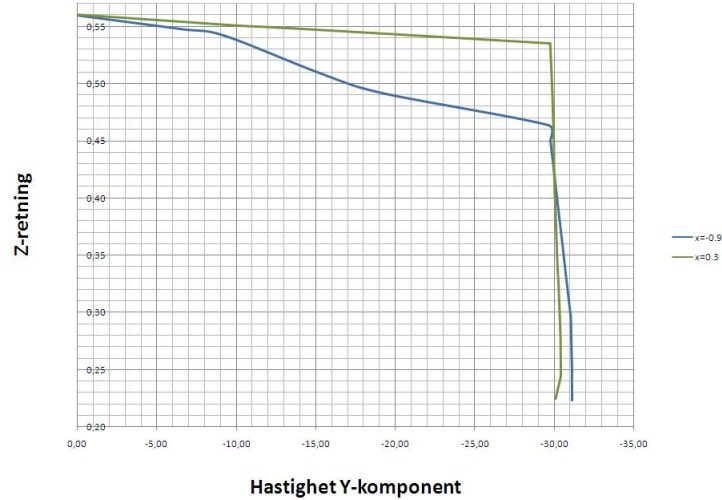
$$\alpha = +\beta_{\infty 0}(r) + \alpha_0 - \tan^{-1} \left( \frac{C_1}{U_{rot}(r) - \left(\frac{\Delta C(r)}{2}\right)} \right) = 29^\circ + 8^\circ - \tan^{-1} \left( \frac{17.5}{52.3} \right) = 18.5$$

mens steiling i følge figur 3.0.4 forventes å oppstå ved  $\alpha = 15^\circ$ . Fra sistnevnte figur har vi også at profilet har løft lik null ved en angrepsvinkel på litt under  $\alpha = -2^\circ$ . Dersom  $Q_{maks} = 40 \frac{m^3}{s}$  ( $C_1 = 46.5 \frac{m}{s}$ ) er angrepsvinkelen her

$$\alpha = \beta_{\infty 0}(r) + \alpha_0 - \tan^{-1} \left( \frac{C_1}{U_{rot}(r) - \left(\frac{\Delta C(r)}{2}\right)} \right) = 29^\circ + 8^\circ - \tan^{-1} \left( \frac{46.5}{52.3} \right) = -4.6^\circ$$

Det kan være flere årsaker til disse avvikene. Først og fremst er tallene i figur 3.0.4 hentet fra simulering i XFOIL hvor alle beregninger foregår i 2D. Dette blir ekvivalent med å anta at impellerbladene er av uendelig lengde. Flere av effektene nevnt tidligere, samt impellerens rotasjon, kan føre til en endring av den effektive vinkelen mellom strømmingen og bladene både foran og bak impelleren. I tillegg er det sannsynlig at tilnærmingene av den geometriske vridningsvinkelen  $\beta_\infty$  og hastighet over bladet  $W_\infty$  (se likning 2.9 og 2.8 og figur 2.4) er unøyaktige og gir rom for feil. Denne svakheten ligger i så tilfelle i elementmetodeprogrammet. Eksempelvis vil grensesjiktet på innsiden av innløpet

sørge for at strømmingen entrer impelleren med en buet hastighetsprofil. Figur 3.31 viser dette hastighetsprofil ved slutten av innløpet før impelleren ( $x = 0.3$ ), og ved enden av utløpet ( $x = -0.9$ ).

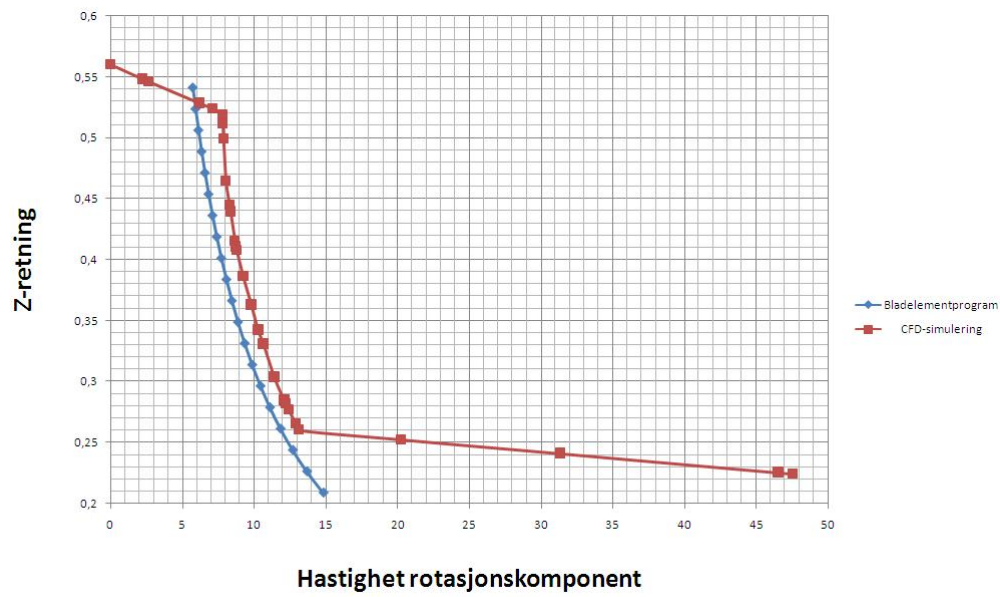


Figur 3.31: *Hastighetsprofil for komponent i y-retning ved  $x=0.3$  like før impeller, og ved  $x=-0.9$  mot slutten av utløp for  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$ .*

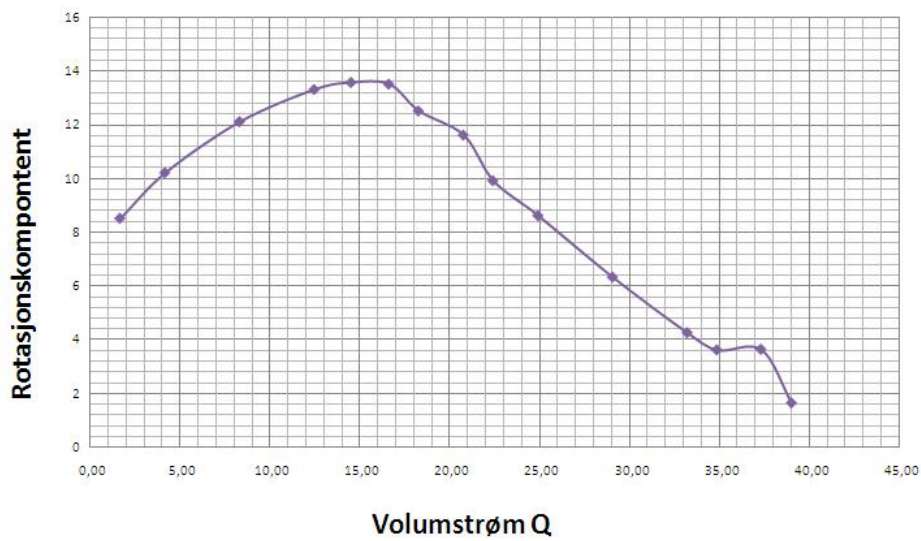
Dersom man inspiserer tabellen i vedlegg 1, fremgår det at det i tillegg til at det statiske trykket øker over impelleren, også blir generert et høyere dynamisk trykk på tross av at aksialhastigheten er uforandret. Dette kommer av at strømmingen får en tangentiell komponent idet den forlater impelleren. Som nevnt i seksjon 2.3.3 er denne komponenten å anse som et tap fordi det er den aksielle hastigheten vi er ute etter. Figur 3.32 viser areal-vented verdi av tangentiell hastighetskomponent produsert av impelleren fra bladelementprogrammet og CFD-simuleringen (ved  $x = -0.5$ ). Bladelementprogrammet underestimerer størrelsen på komponenten med rundt  $2-3 \frac{m}{s}$  langs sentrum av bladet. For CFD-analysen viser grafen at hastigheten er null ytterst på grunn av skjærkreftene ved viftehøuset, mens den øker brått innerst på grunn av rotasjonen til navet. Figur 3.33 viser rotasjonskomponenten ved utløpet fra CFD-analysen for ulike volumstrømmer. Den viser tydelig at generering av rotasjon øker med synkende volumstrøm og økende angrepsvinkel og topper seg ved samme volumstrøm som  $\Delta p$  (se figur 3.19). Her vil forskjellen mellom  $\beta_1$  og  $\beta_2$  være størst, og det støtter opp under teorien om at  $\beta_\infty$  her kan være dårlig tilnærmet.

### 3.0.8.2 CFD-simulering og resultater fra tester i laboratoriet

Den aktuelle impelleren kjøpt inn av instituttet ble testet for skyvkraft, effektopptak, lydtrykk og en del andre variable. Det viste seg underveis i testingen at det oppstod kraftig separasjon ved innløpet på grunn av den dårlig utformede innløpskonen, og testene ble



Figur 3.32: Tangentiell hastighetskomponent  $[\frac{m}{s}]$  fra bladelementprogram (blå graf) og CFD-simulering (rød graf) ved  $x=-0.5m$  for  $Q = 25\frac{m^3}{s}$ .



Figur 3.33: Areal-vektet gjennomsnitt av rotasjonskomponent for stømningen  $[\frac{m}{s}]$  ved utløpet fra CFD-analysen plottet mot volumstrøm  $[\frac{m^3}{s}]$ .

Impeller - innløpskone	Variabel	Test resultat
Orginal - Ja	$F_y$	484 N
Orginal - Ja	$S$	20.5 $\frac{N}{kW}$
Orginal - Nei	$F_y$	591 N
Orginal - Nei	$S$	24.7 $\frac{N}{kW}$
Nyutviklet- n/a	$F_y$	488 N
Nyutviklet - n/a	$S$	26.7C

Tabell 3.6: Resultater fra tester på den originale impelleren samt resultat fra CFD-analysen, for  $Q = 22.15 \frac{m^3}{s}$ .

derfor utført både med og uten konen påmontert. Resultatene med konen påmontert er i grunnen uinteressante da det aldri vil være aktuelt å operere ventilatoren med denne påmontert, men de er tatt med for ordens skyld. Skyvkraft fra impeller på luftstrømningen,  $F_y$ , og spesifikk skyvkraft,  $S$ , ved  $Q = 22.15$  er gjengitt for både den originale og den nyutviklede impelleren, i tabell 3.6

Sammenligningsgrunnlaget er svakt av flere årsaker. Da innløpskone var påmontert, gav det opphav til separasjon ved innløpet som førte til mer turbulens, større motstand og lavere  $S$ . Verdien for  $S$  er dermed høyere uten konen påmontert, mens denne effekten ikke er inkludert over hodet i CFD-analysen. Tapet forbundet med navets og motorens plassering i strømmingen er heller ikke tatt med i CFD-simuleringen. I tillegg har den originale impelleren 10 blader og et samlet bladoverflateareal på  $10 \times c \times h = 10 \times 0.175m \times 0.35m = 0.6125m^2$ . Den nyutviklede impelleren har kun fem blader og samlet overflateareal er her kun  $5 \times 0.0442m^2 = 0.2211m^2$  (beregnet i bladelementprogrammet). På toppen av det hele er det fare for at grensesjiktmesjet er for ufint til å inkludere den fulle effekten av det viskøse grensesjiktet over bladene (se seksjon 3.0.6.2). Dersom man likevel skal gjøre et forsøk på sammenligning av resultatene, må man først forsøke å danne seg et bilde av hva som blir virkningen av forskjellene som ligger til grunn. La oss først se på den aksielle kraften på volumet,  $F_y$  (som må tilsvare den aksielle kraften fra impelleren på strømmingen). På grunnlag av det som nettopp er nevnt, er det rimelig å anta at motstanden i systemet ved CFD-simuleringen er underestimert. Dersom systemet hadde hatt større motstand, hadde det måttet en større trykkforskjell over kontrollvolumet for å opprettholde samme volumstrøm, og ser vi på likning 2.24 betyr dette at den aksielle skyvkraften fra CFD-simuleringen er underestimert. Siden løftvektoren ikke edrer retning på grunn av dette, ser vi av figur 3.28 at  $F_x$ , altså kraften på impelleren motsatt retning av rotasjonen, vil måtte øke tilsvarende.  $F_y = F_y(r)$  og  $F_x = F_x(r)$  altså, og endringen på grunn av økt motstand i systemet vil være konstant langs for begge krefter. Men ettersom

$$S = \frac{F_y}{T\omega}$$

er det ikke  $F_x$ , men heller momentet  $T$  som er avgjørende. Et viktig poeng er momentet for en radius på impelleren er  $T(r) = F_x r$ . Dermed er bidraget fra  $F_x$  større jo lenger ut



på bladet man ser. Samtidig øker vinkelen  $\gamma$  (figur 3.28) utover med radius, som betyr at  $F_x$  også avtar utover bladet. Resultatet av dette resonnementet er at momentet  $T$  dermed ikke øker med like stor faktor som  $F_y$  på grunn av den økte motstanden i systemet, og det hele koker ned til at verdien for spesifikk skyvkraft for CFD-simuleringen dermed er underestimert.

Tar man utgangspunkt i impellerens kraft på strømningsmediet, er denne like stor som  $F_y$  bare motsatt rettet. Vi tar oss her friheten til også å kalle denne kraften for  $F_y$  for å gjøre det klart at det er snakk om den samme størrelsen. Av likning 2.17 fremgår det at størrelsen på denne i utgangspunktet er en funksjon av løftkoeffisient, motstandskoeffisient, strømningshastighet, lufttetthet og det samlede overflatearealet av bladene på impelleren (se likningene 2.17 og 2.18). Dersom man antar at de tre første parametrene er like for begge forsøk, er størrelsen på  $F_y$  en lineær funksjon av det samlede overflatearealet. Da dette har et forhold på

$$\frac{0.6125}{0.2211} \approx 2.8$$

som i følge vårt resonnement betyr at også  $F_y$  må skaleres med en faktor 2.8 for å kunne sammenlignes. Av samme resonnement som over betyr dette at den spesifikke virkningsgraden for CFD-simuleringen er ytterligere underestimert. Det er imidlertid ikke helt rimelig å anta at bladene hos de respektive impellerne har samme løft- og motstandskoeffisient, da HOG-profilet har uvanlig høye verdier for dette. Denne faktoren vil likevel utgjøre en langt mindre forskjell enn den for arealforskjellen. Den virkelige ventilatoren har også et motoroppheng som fungerer som en stator ved at den reduserer rotasjonskomponenten og gir dette tilbake som økt trykkforskjell i aksialretning. Fraværet av denne bidrar også til et lavere estimat for spesifikk skyvkraft for CFD-simuleringen.

Med de tilgjengelige data, er det ikke mulig å fundamentere denne argumentasjonen i tallverdier. Men om man likevel gjør et forsøk på sammenlikning, og antar at  $C = 0.9$  (denne verdien er ikke annet enn et forslag fra veileder, men er fortsatt det beste tilgjengelige), blir forholdet mellom spesifikk skyvkraft for henholdsvis den nye og den originale impelleren (uten innløpskonen montert)

$$\frac{S - ny}{S_{-original}} = \frac{26.7 \times 0.9}{24.7} = 1$$

Det at  $S$ , som sannsynligvis allerede er til dels ganske mye underestimert, i alle tilfeller (alle verdier av  $C$ ) vanskelig faller under  $S$  for den originale impelleren, er gode nyheter for det nye bladdesignet. Men det må også nevnes, slik det fremgår av figur 3.29, at den spesifikke skyvkraften for den nye impelleren faktisk vil være noe lavere ved designvolumstrømmen på  $Q = 25 \frac{m^3}{s}$ .

Avslutningsvis inspiseres geometrien hos den originale impelleren.



Figur 3.34: *Den originale impelleren sett forfra.*



Figur 3.35: *Den originale impelleren sett skrått fra siden.*

Figur 3.34 og figur 3.35 viser denne montert på navet. Det fremgår her (og av målinger) at bladene praktisk talt ikke har endring i kordelengde. Ut fra likning 2.16 må dette bety at trykkendringen over bladet endrer seg langs radiusen, noe som fører til større radielle

hastigheter og større trykktap ved impellertippen. I tillegg ser den geometriske vridningsvinkelen ut til å være negativ (øker med radius mens vinkelen til den innkommende strømmingen minker), som fører til at angrepsvinkelen varierer stort langs bladradiusen og bidrar til å minke løftet, samtidig som arbeidsområdet for impelleren bli drastisk redusert. Disse to effektene tatt i betraktning synes det underlig at ikke forskjellen på det nye og originale impellerdesignet er større.

Men med den foregående argumentasjonen som fundament, er det fornuftig å konkludere med at det nye impellerdesignet har høyere spesifikk skyvkraft og et til dels mye større arbeidsområde enn den originale impelleren. Da den også er lavere produktjonskostnader fremstår denne som en bedre løsning.



### 3.1 Kokklusjon

Målet bak denne oppgaven var å utvikle en bladgeometri spesielt egnet til bruk ved en fembladet impeller i en tunnelventilator. Bladgeometrien er bestemt ved bladelementmetoden programmert i *MatLab*<sup>®</sup>. Det skrevne programmet viser tendenser til å undervurdere motstanden i systemet. Tester gjort i programmet viser at en økning i motstandskoeffisienten med 30% gir økning i kordelengden på kun rundt 2.5% , mens den geometriske vridningsvinkelen er mer eller mindre uforandret. Analyse av CFD-resultatene indikerer at tilnærmingen av den geometriske vridningsvinkelen  $\beta_\infty$  er noe konservativt for lave volumstrømmer og noe overestimert for høye volumstrømmer. Dette kan igjen tyde på at den er godt estimert for de sentrale verdiene. Impelleren har et forholdsvis stort arbeidsområde hvor virkningsgradskurven holder seg relativt flat og jevn, og valget av angrepsvinkel på  $8^\circ$  gir god sikkerhetsmargin både til steiling og brått fall i virkningsgrad. På tross av at det anvendte HOG-profilet i utgangspunktet har skarpe egenskaper i forhold til steiling, viser det seg at steiling for impelleren foregår mer gradvis. Dette indikerer at HOG-profilet, men sitt høye løft-til-motstandsforhold, er godt egnet til denne applikasjonen.

Mangelen på gode kvantitative og kvalitative testdata gjør det vanskelig å si noe solid og konkret om den nyutviklede impellerens prestasjoner i forhold til den originale. Sammenligninger med det som finnes av tilgjengelig testdata fra den originale impelleren, indikerer imidlertid at det er god grunn til å anta at den nyutviklede impelleren har høyere spesifikk skyvekraft enn originale impelleren, samt et større arbeidsområde. I tillegg er det tatt grep for å sikre at trykkforskjellen og angrepsvinkelen så langt det går er konstant langs impellerbladradiusen, noe som ikke er tilfelle ved den originale impelleren. Det at den nye impelleren kun har fem blader, gjør hvert blad større og gir bedre stivhets- og styrkeegenskaper enn bladene hos den originale impelleren, samt at produksjonskostnadene nå blir lavere. Det konkluderes dermed at det nye impellerdesignet er det originale designet overlegent, om enn ikke i så stor grad som håpet og forventet.



# 4 Vedlegg

## 4.1 Vedlegg 1 - Resultater fra CFD-simulering

## 4.2 Vedlegg 2 - Programkode elementmetodeprogram

dArea	Diameter	#blader	omega	v_y_in	v_y_out	v_x_in	v_x_out	dQ	Q	velmag_in	velmag_out	p_dyn_in	p_dyn_out	p_stat_in	p_stat_out	dp_tot
0,1666	1,1	5	151,84	-47,00	-47,00	0,00	1,62	7,80	39,00	-47,00	47,03	1352,70	1354,60	1,90	-28,80	4,40
0,1666	1,1	5	151,84	-45,00	-45,00	0,00	3,62	7,46	37,30	-45,00	45,07	1240,10	1244,20	4,10	-85,90	7,90
0,1666	1,1	5	151,84	-42,00	-42,00	0,00	3,60	6,97	34,85	-42,00	42,18	1080,30	1089,70	9,40	-169,10	13,40
0,1666	1,1	5	151,84	-40,00	-40,00	0,00	4,24	6,64	33,20	-40,00	40,27	979,90	993,10	13,20	-222,10	21,90
0,1666	1,1	5	151,84	-35,00	-35,00	0,00	6,31	5,81	29,05	-35,00	35,65	750,40	778,50	28,10	-342,80	43,40
0,1666	1,1	5	151,84	-30,00	-30,00	0,00	8,60	4,98	24,90	-30,00	31,32	551,40	600,80	49,40	-440,50	71,00
0,1666	1,1	5	151,84	-27,00	-27,00	0,00	9,90	4,48	22,40	-27,00	28,91	446,80	511,80	65,00	-483,73	90,50
0,1666	1,1	5	151,84	-25,00	-25,00	0,00	11,60	4,15	20,75	-25,00	27,40	383,10	459,80	76,70	-504,10	106,10
0,1666	1,1	5	151,84	-22,00	-22,00	0,00	12,50	3,65	18,25	-22,00	25,34	297,00	393,40	96,40	-521,80	128,40
0,1666	1,1	5	151,84	-20,00	-20,00	0,00	13,50	3,32	16,60	-20,00	24,15	245,30	357,30	112,00	-523,60	143,80
0,1666	1,1	5	151,84	-17,50	-17,50	0,00	13,56	2,90	14,50	-17,50	22,80	187,90	318,40	130,50	-509,20	159,00
0,1666	1,1	5	151,84	-15,00	-15,00	0,00	13,30	2,49	12,45	-15,00	20,90	138,10	267,60	129,50	-446,65	152,30
0,1666	1,1	5	151,84	-10,00	-10,00	0,00	12,10	1,66	8,30	-10,00	16,35	61,50	163,70	102,20	-312,60	109,50
0,1666	1,1	5	151,84	-5,00	-5,00	0,00	10,20	0,83	4,15	-5,00	14,75	28,80	133,30	104,50	-331,30	102,80
0,1666	1,1	5	151,84	-2,00	-2,00	0,00	8,50	0,33	1,65	-2,00	12,42	14,60	94,50	-52,10	-468,20	29,80
5,94	29,70	1368,90	4509,65	0,3035	39,00	5,83	16,49	29,15	82,46	-4,77	0,72	-27,45	0,00	82,46	82,46	6,46
8,65	43,25	3651,67	6567,08	0,5561	37,30	5,83	23,37	29,15	116,85	-4,77	0,72	-27,45	0,00	116,85	116,85	4,44
12,44	62,20	6757,42	9444,45	0,7155	34,85	30,79	32,95	153,95	164,75	-27,91	2,52	-152,15	0,00	164,75	164,75	16,30
14,75	73,75	8539,04	11198,20	0,7625	33,20	40,64	38,74	203,20	193,70	-36,71	3,59	-201,50	0,00	193,70	193,70	18,15
19,60	98,00	12035,42	14880,32	0,8088	29,05	63,93	50,74	319,65	253,70	-56,93	7,30	-321,15	0,00	253,70	253,70	21,48
22,89	114,45	13966,41	17378,09	0,8037	24,90	86,06	58,74	430,30	293,70	-73,11	11,95	-425,30	0,00	293,70	293,70	24,76
24,04	120,20	14318,75	18251,17	0,7845	22,40	95,99	61,52	479,95	307,60	-80,27	15,27	-477,70	0,00	307,60	307,60	26,30
24,46	122,30	14253,18	18570,03	0,7675	20,75	101,29	62,55	506,45	312,75	-83,61	17,61	-506,10	0,00	312,75	312,75	27,27
24,70	123,50	13625,45	18752,24	0,7266	18,25	109,15	63,20	545,75	316,00	-86,85	23,87	-553,60	0,00	316,00	316,00	29,10
24,62	123,10	12938,04	18691,50	0,6922	16,60	111,01	63,06	555,05	315,30	-86,85	23,87	-553,60	0,00	315,30	315,30	29,70
23,97	119,85	11581,15	18198,02	0,6364	14,50	112,13	61,65	560,65	308,25	-84,47	26,55	-555,10	0,00	308,25	308,25	30,81
21,26	106,30	9069,20	16140,59	0,5619	12,45	100,3	55,76	501,50	278,80	-74,09	25,28	-496,85	0,00	278,80	278,80	31,07

```

% -----
% Blade element program
% Even Hjetland, spring 2009
% -----

clear all
clc

% uiimport foilxy.hog

hogprof=[1,0;0.9789,-0.0018;-0.0018;0.9536,-0.0019;0.9268,-0.0021;0.8984,-0.0026;0.8685,-0.0033;0.8
hogprof_orig=hogprof;

% Declaring dimentions

Di=0.4; % Diameter hub in meter
Do=1.10; % Diameter fan casing in meter
l=1.13; % Length intake
rps=1450/60; % Rounds per second
Q=25; % Volum flow in cubic meter per second
ct=3e-3; % tip clearance between impeller tip and casing

rho=1.225; % Density of air in kg per cubic meter
mu=1.81e-5; % Kinematic viscosity

Z=5; % Number of impeller blades
n=20; % number of elements
r=Di/2:(Do-Di)/(2*n):Do/2; % Radius of each element
dr=(Do-Di)/(2*n);
t=2*pi*r/Z; % Ratio of distance between blades and chord length
A_el=t*dr; % Area of an element normal W_inf direction
A_imp=2*sum(A_el); % Projected area of impeller in axial direction
Cl_i=1.09; % Value of Cl at hub
Cl_o=1.06; % Value of Cl at blade tip
Cl=Cl_i:(Cl_o-Cl_i)/n:Cl_o; % Vector of Cl values
aoa=8; % Angle of attack
Cd=0.03; % Drag coefficient from impeller blades
dp_imp_p=10; % Estimated viscous pressure loss over impeller as % of dynamic pressure

% Calculating resulting parameters

nu=Di/Do; % Ratio between diameter of hub and fan casing
A_in=pi*(Do/2)^2; % Area of inlet
omega=rps*2*pi; % Angular velocity
U_in=Q/A_in; % Speed of flow at inlet

Re_i=U_in*rho*Do/(mu*2); % Reynoldsnumber in in- and outlet
delta_f=1.83*l/sqrt(Re_i); % Displacement thickness
A_in_new=pi*(Do/2-delta_f)^2; % New effective area
U_in_f=(A_in/A_in_new)*U_in; % New effective axial velocity
Cl=(A_in/A_imp)*U_in_f; % New effective axial velocity at impeller

```



```

dp_io=2*0.0195*1*0.5*rho*(C1^2)/Do;      % Viscous pressure loss in- and outlet

p_dyn=0.5*rho*C1^2;                      % Dynamic pressure for flow through impeller
dp_imp=p_dyn*dp_imp_p/100;
dp_r=p_dyn+dp_imp+dp_io;                 % Estimated required pressure difference produced over impeller

Uo=omega*Do/2;                          % Radial velocity at blade tip
psi=2*dp_r/(rho*Uo^2);                  % Pressure number (temporary value)
phi=4*Q/(pi*Uo*Do^2);                   % Delivery number (temporary value)
sigma=phi^0.5/(psi^0.75); %ok<NASGU>    % Specific rotational speed (temporary value)
delta=psi^0.25/(phi^0.5); %ok<NASGU>    % Specific diameter (temporary value)

P_r=dp_r*Q;                             % Required power to provide the desired axial velocity
const=4*pi*dp_r/(rho*omega^2);          % Chord length ditribution constant

% Deciding the property distribution per element

U_rot=omega*r;                          % Rotational velocity of the impeller
dC=(dp_r)/(rho*U_rot);                  % Rotational velocity generated by the impeller
W_inf=sqrt((U_rot-dC/2).^2+C1^2);       % Velocity felt by the blade
beta_inf=atand(C1./(U_rot-dC/2));      % Geometric twist
c=const./(W_inf.*C1);

% Calculating average element values from nodal values

c_d=zeros(1,n);
area=zeros(1,n);
for i=2:n+1
    c_d(i-1)=(c(i-1)+c(i))/2; %ok<AGROW>
    area(i-1)=dr*c_d(i-1); %ok<AGROW>
    W_inf_d(i-1)=(W_inf(i-1)+W_inf(i))/2; %ok<AGROW>
    beta_inf_d(i-1)=(beta_inf(i-1)+beta_inf(i))/2; %ok<AGROW>
end

% Calculating the over all performances of the impeller

for i=1:n
    dp_imp_i(i)=0.5*rho*W_inf_d(i)^2*Cd*area(i)*W_inf_d(i)/Q; %ok<AGROW>
end

dp_imp_new=Z*sum(dp_imp_i);             % New value of viscous loss over impeller
dp_r=p_dyn+dp_imp_new+dp_io;           % New value of required pressure produced over impeller

% Iterating to solve the viscous pressure loss over impeller

j=2;
dp_imp_v(1)=dp_imp;

```

```

while abs(dp_imp_v(j)-dp_imp_v(j-1))>=1e-20

    Uo=omega*Do/2; % Radial velocity at blade tip
    P_r=dp_r*Q; % Required power to provide the desired axial velocity
    const=4*pi*dp_r/(rho*omega*Z); % Chord length distribution constant

    % Deciding the property distribution per element

    dC=dp_r/(rho*U_rot); % Rotational velocity generated by the impeller
    W_inf=sqrt((U_rot-dC/2).^2+C1^2); % Velocity felt by the blade
    beta_inf=atand(C1./(U_rot-dC/2)); % Geometric twist
    c=const./(W_inf.*C1); % Chord length
    Re=rho*W_inf.*c./mu; % Reynolds number
    ang=beta_inf+aoa; % Total geometric twist
    t=2*pi*r/Z; % Distance between blades
    t_c=t./c; % Ratio of distance between blades and chord length
    A_el=t*dr; % Area of one element in axial direction

    % Calculating average values for elements from nodal values

    for i=2:n+1
        c_d(i-1)=(c(i-1)+c(i))/2; %ok<AGROW>
        area(i-1)=dr*c_d(i-1); %ok<AGROW> % Area of an element on blade surface
        W_inf_d(i-1)=(W_inf(i-1)+W_inf(i))/2; %ok<AGROW>
        beta_inf_d(i-1)=(beta_inf(i-1)+beta_inf(i))/2; %ok<AGROW>
        U_rot_d(i-1)=(U_rot(i-1)+U_rot(i))/2; %ok<AGROW>
        dC_d(i-1)=(dC(i-1)+dC(i))/2; %ok<AGROW>
        A_el_d(i-1)=(A_el(i-1)+A_el(i))/2; %ok<AGROW>
        r_d(i-1)=(r(i-1)+r(i))/2; %ok<AGROW>
        Re_d(i-1)=(Re(i-1)+Re(i))/2; %ok<AGROW>
    end
    A_imp=Z*sum(A_el_d);
    beta_1=atand(C1./U_rot_d);
    beta_2=atand(C1./(U_rot_d-dC_d));
    W1=sqrt((U_rot_d.^2+C1^2));
    W2=sqrt((U_rot_d-dC_d).^2+C1^2);
    C2=sqrt(C1^2+dC_d.^2);

    % Calculating the over all performances of the impeller, elementwise

    for i=1:n
        dFy_i(i)=0.5*rho*W_inf_d(i)^2*(C1(i)*cosd(beta_inf_d(i))-Cd*sind(beta_inf_d(i)))*area(i); %ok<AGROW>
        dp_imp_i(i)=0.5*rho*W_inf_d(i)^2*Cd*area(i)*W_inf_d(i)/Q; %ok<AGROW>
        dFx_i(i)=0.5*rho*W_inf_d(i)^2*(C1(i)*sind(beta_inf_d(i))+Cd*cosd(beta_inf_d(i)))*area(i); %ok<AGROW>
        dKy_i(i)=rho*0.5*(W1(i)*cosd(beta_1(i)))^2-(W2(i)*cosd(beta_2(i)))^2)*A_el_d(i); %ok<AGROW>
        dKx_i(i)=rho*C1*dC_d(i)*A_el_d(i); %ok<AGROW>
        dp_tot_i(i)=rho*dC_d(i)*U_rot_d(i)*A_el_d(i); %ok<AGROW>
        dp_dyn_i(i)=0.5*rho*(C2(i)^2-C1^2)*A_el_d(i); %ok<AGROW>
    end

    dp_imp_new=Z*sum(dp_imp_i); % New value of viscous pressure loss over impeller

```

```

j=j+1;
dp_imp_v(j)=dp_imp_new; %#ok<AGROW>
dp_r=p_dyn+dp_imp_new+dp_io; %#ok<AGROW>
residual(j)=dp_imp_v(j)-dp_imp_v(j-1); %#ok<AGROW>

end

% Stating final performance results

dp_imp=dp_imp_new;          % Viscous pressure loss over impeller
Fy=Z*sum(dFy_i);           % Force on impeller in axial direction
Fx=Z*sum(dFx_i);           % Force on impeller in tangential direction
Ky=Z*sum(dKy_i);           % Sum of force on blade elements in axial direction
Kx=Z*sum(dKx_i);           % Sum of force on blade elements in tangential direction
T=Z*dFx_i*r_d';            % Torque acting on the blade about the y-axis

dp_dyn=5*sum(dp_dyn_i)/A_imp; % Dynamic pressure difference over impeller
dp_tot=5*sum(dp_tot_i)/A_imp; % Total pressure difference over impeller
dp_stat=Ky/A_imp;           % Static pressure difference over impeller

P_i=T*omega;                % Power delivered to impeller by motor
P_fl=abs(dp_tot)*Q;         % Power delivered to stream by impeller
F_s=Fy/P_i;                 % Spesifik aksial force

eta_imp=(P_fl/P_i);         % Impeller efficiency
eta_h=1-(dp_imp/dp_tot);    % Hydraulic efficiency

psi=2*abs(dp_stat)/(rho*Uo^2); % Pressure number
sigma=phi^0.5/(psi^0.75);    % Specific rotational speed
delta=psi^0.25/(phi^0.5);   % Specific diameter
eta_tot_imp=0.80;           % Total efficiency of impeller (accounting
                             % for effects not implemented in this program

Cq=Q/(rps*Do^3);            % Dimensionless constant
Ch=dp_stat/(rho*rps^2*Do^2); % Dimensionless constant
Cp=P_i/(rho*rps^3*Do^5);    % Dimensionless constant

disp(['Skyvkraft i aksial retning fra impeller på strømning: ' num2str(Ky) ' N'])
disp(['Kraft i tverretning: ' num2str(abs(Fx)) ' Pa'])
disp(['Moment om aksial retning: ' num2str(abs(T)) ' Pa'])
disp(['Statisk trykkøkning over impeller: ' num2str(abs(dp_stat)) ' Pa'])
disp(['Dynamisk trykkøkning over impeller: ' num2str(abs(dp_dyn)) ' Pa'])
disp(['Total trykkøkning over impeller: ' num2str(abs(dp_tot)) ' Pa'])
disp(['Effekt tilført impeller fra motor: ' num2str(P_i) ' W'])
disp(['Effekt tilført strømningsmediet fra impeller: ' num2str(P_fl) ' W'])
disp(['Virkningsgrad hos impeller: ' num2str(eta_imp)])
disp(['Spesifik skyvkraft: ' num2str(F_s)])
disp(['Hvdraulisk virkningsgrad: ' num2str(eta_h)])

```

```

disp(['Hydraulisk virkningsgrad: ' num2str(eta_h)])

% Generating the profile files

profmat=zeros(length(hogprof(:,1)),3*n);
hogprof(:,1)=hogprof(:,1)-0.25;

for i=1:n+1
    profmat(:,3*i-2)=c(i)*hogprof(:,1);
    profmat(:,3*i-1)=c(i)*hogprof(:,2);
    profmat(:,3*i)=r(i);
end

profmat_temp=profmat;

for i=1:n+1
    profmat_temp(:,3*i-2)=profmat(:,3*i-2)*cosd(ang(i))+profmat(:,3*i-1)*sind(ang(i));
    profmat_temp(:,3*i-1)=-profmat(:,3*i-2)*sind(ang(i))+profmat(:,3*i-1)*cosd(ang(i));
    profmat(:,3*i-2)=profmat_temp(:,3*i-2);
    profmat(:,3*i-1)=profmat_temp(:,3*i-1);
end

prof1=[profmat(:,1),profmat(:,2),profmat(:,3)];
prof2=[profmat(:,4),profmat(:,5),profmat(:,6)];
prof3=[profmat(:,7),profmat(:,8),profmat(:,9)];
prof4=[profmat(:,10),profmat(:,11),profmat(:,12)];
prof5=[profmat(:,13),profmat(:,14),profmat(:,15)];
prof6=[profmat(:,16),profmat(:,17),profmat(:,18)];
prof7=[profmat(:,19),profmat(:,20),profmat(:,21)];
prof8=[profmat(:,22),profmat(:,23),profmat(:,24)];
prof9=[profmat(:,25),profmat(:,26),profmat(:,27)];
prof10=[profmat(:,28),profmat(:,29),profmat(:,30)];
prof11=[profmat(:,31),profmat(:,32),profmat(:,33)];
prof12=[profmat(:,34),profmat(:,35),profmat(:,36)];
prof13=[profmat(:,37),profmat(:,38),profmat(:,39)];
prof14=[profmat(:,40),profmat(:,41),profmat(:,42)];
prof15=[profmat(:,43),profmat(:,44),profmat(:,45)];
prof16=[profmat(:,46),profmat(:,47),profmat(:,48)];
prof17=[profmat(:,49),profmat(:,50),profmat(:,51)];
prof18=[profmat(:,52),profmat(:,53),profmat(:,54)];
prof19=[profmat(:,55),profmat(:,56),profmat(:,57)];
prof20=[profmat(:,58),profmat(:,59),profmat(:,60)];
prof21=[profmat(:,61),profmat(:,62),profmat(:,63)];

K=zeros(2,length(prof1(:,1)),3);
K(1,:,1)=prof1(:,1);
K(1,:,2)=prof1(:,2);
K(1,:,3)=prof1(:,3);
K(2,:,1)=prof2(:,1);
K(2,:,2)=prof2(:,2);
K(2,:,3)=prof2(:,3);
K(3,:,1)=prof3(:,1);
K(3,:,2)=prof3(:,2);
K(3,:,3)=prof3(:,3);

```



```

disp(['Hydraulisk virkningsgrad: ' num2str(eta_h)])

% Generating the profile files

profmat=zeros(length(hogprof(:,1)),3*n);
hogprof(:,1)=hogprof(:,1)-0.25;

for i=1:n+1
    profmat(:,3*i-2)=c(i)*hogprof(:,1);
    profmat(:,3*i-1)=c(i)*hogprof(:,2);
    profmat(:,3*i)=r(i);
end

profmat_temp=profmat;

for i=1:n+1
    profmat_temp(:,3*i-2)=profmat(:,3*i-2)*cosd(ang(i))+profmat(:,3*i-1)*sind(ang(i));
    profmat_temp(:,3*i-1)=-profmat(:,3*i-2)*sind(ang(i))+profmat(:,3*i-1)*cosd(ang(i));
    profmat(:,3*i-2)=profmat_temp(:,3*i-2);
    profmat(:,3*i-1)=profmat_temp(:,3*i-1);
end

prof1=[profmat(:,1),profmat(:,2),profmat(:,3)];
prof2=[profmat(:,4),profmat(:,5),profmat(:,6)];
prof3=[profmat(:,7),profmat(:,8),profmat(:,9)];
prof4=[profmat(:,10),profmat(:,11),profmat(:,12)];
prof5=[profmat(:,13),profmat(:,14),profmat(:,15)];
prof6=[profmat(:,16),profmat(:,17),profmat(:,18)];
prof7=[profmat(:,19),profmat(:,20),profmat(:,21)];
prof8=[profmat(:,22),profmat(:,23),profmat(:,24)];
prof9=[profmat(:,25),profmat(:,26),profmat(:,27)];
prof10=[profmat(:,28),profmat(:,29),profmat(:,30)];
prof11=[profmat(:,31),profmat(:,32),profmat(:,33)];
prof12=[profmat(:,34),profmat(:,35),profmat(:,36)];
prof13=[profmat(:,37),profmat(:,38),profmat(:,39)];
prof14=[profmat(:,40),profmat(:,41),profmat(:,42)];
prof15=[profmat(:,43),profmat(:,44),profmat(:,45)];
prof16=[profmat(:,46),profmat(:,47),profmat(:,48)];
prof17=[profmat(:,49),profmat(:,50),profmat(:,51)];
prof18=[profmat(:,52),profmat(:,53),profmat(:,54)];
prof19=[profmat(:,55),profmat(:,56),profmat(:,57)];
prof20=[profmat(:,58),profmat(:,59),profmat(:,60)];
prof21=[profmat(:,61),profmat(:,62),profmat(:,63)];

K=zeros(2,length(prof1(:,1)),3);
K(1,:,1)=prof1(:,1);
K(1,:,2)=prof1(:,2);
K(1,:,3)=prof1(:,3);
K(2,:,1)=prof2(:,1);
K(2,:,2)=prof2(:,2);
K(2,:,3)=prof2(:,3);
K(3,:,1)=prof3(:,1);
K(3,:,2)=prof3(:,2);
K(3,:,3)=prof3(:,3);

```

```

K(6, :, 1)=prof6(:, 1);
K(6, :, 2)=prof6(:, 2);
K(6, :, 3)=prof6(:, 3);
K(7, :, 1)=prof7(:, 1);
K(7, :, 2)=prof7(:, 2);
K(7, :, 3)=prof7(:, 3);
K(8, :, 1)=prof8(:, 1);
K(8, :, 2)=prof8(:, 2);
K(8, :, 3)=prof8(:, 3);
K(9, :, 1)=prof9(:, 1);
K(9, :, 2)=prof9(:, 2);
K(9, :, 3)=prof9(:, 3);
K(10, :, 1)=prof10(:, 1);
K(10, :, 2)=prof10(:, 2);
K(10, :, 3)=prof10(:, 3);
K(11, :, 1)=prof11(:, 1);
K(11, :, 2)=prof11(:, 2);
K(11, :, 3)=prof11(:, 3);
K(12, :, 1)=prof12(:, 1);
K(12, :, 2)=prof12(:, 2);
K(12, :, 3)=prof12(:, 3);
K(13, :, 1)=prof13(:, 1);
K(13, :, 2)=prof13(:, 2);
K(13, :, 3)=prof13(:, 3);
K(14, :, 1)=prof14(:, 1);
K(14, :, 2)=prof14(:, 2);
K(14, :, 3)=prof14(:, 3);
K(15, :, 1)=prof15(:, 1);
K(15, :, 2)=prof15(:, 2);
K(15, :, 3)=prof15(:, 3);
K(16, :, 1)=prof16(:, 1);
K(16, :, 2)=prof16(:, 2);
K(16, :, 3)=prof16(:, 3);
K(17, :, 1)=prof17(:, 1);
K(17, :, 2)=prof17(:, 2);
K(17, :, 3)=prof17(:, 3);
K(18, :, 1)=prof18(:, 1);
K(18, :, 2)=prof18(:, 2);
K(18, :, 3)=prof18(:, 3);
K(19, :, 1)=prof19(:, 1);
K(19, :, 2)=prof19(:, 2);
K(19, :, 3)=prof19(:, 3);
K(20, :, 1)=prof20(:, 1);
K(20, :, 2)=prof20(:, 2);
K(20, :, 3)=prof20(:, 3);
K(21, :, 1)=prof21(:, 1);
K(21, :, 2)=prof21(:, 2);
K(21, :, 3)=prof21(:, 3);

% meshing the blade

```

```
% meshing the blade

cla
hold on
axis equal
grid on
surf1(K(:,:,1),K(:,:,2),K(:,:,3),[-1,-0.5,1])
hold off

% saving profile files

save prof1.dat prof1 -ASCII
save prof2.dat prof2 -ASCII
save prof3.dat prof3 -ASCII
save prof4.dat prof4 -ASCII
save prof5.dat prof5 -ASCII
save prof6.dat prof6 -ASCII
save prof7.dat prof7 -ASCII
save prof8.dat prof8 -ASCII
save prof9.dat prof9 -ASCII
save prof10.dat prof10 -ASCII
save prof11.dat prof11 -ASCII
save prof12.dat prof12 -ASCII
save prof13.dat prof13 -ASCII
save prof14.dat prof14 -ASCII
save prof15.dat prof15 -ASCII
save prof16.dat prof16 -ASCII
save prof17.dat prof17 -ASCII
save prof18.dat prof18 -ASCII
save prof19.dat prof19 -ASCII
save prof20.dat prof20 -ASCII
save prof21.dat prof21 -ASCII
```





# Bibliografi

- [1] Bleier, Frank P., *Fan Handbook*, McGraw-Hill 1997
- [2] White, Frank P., *Fluid Mechanics, fifth edition*, McGraw-Hill 2003
- [3] Bertin, John, *Aerodynamics for Engineering, fourth edition*, Prentice Hall 2002
- [4] Perla Strømnigsteknikk A/S v/ Per-Åge Krogstad, *Beregningsgrunnlag for aksialvifter*, 1989
- [5] Institutt for Energi- og Prosessteknikk, NTNU v/Per-Åge Krogstad *Testing av impulsventilatorer for Borlaug-Voldum-Tunnelen på E 16*, 2008
- [6] White, Frank P., *Viscous Flow, third edition*, McGraw-Hill 2006
- [7] Ansys Fluent Documentation
- [8] Logan, Jr., Earl, *Turbomachinery, Basic Theory and Applications, second edition*, Marcel Dekker, Inc 1993
- [9] Peng, William W., *Fundamentals of Turbomachinery*, John Wiley & Sons, Inc 20083
- [10] Irgens, Fridtjov, *Formelsamling mekanikk, 3. utgave*, Tapir akademiske forlag 2004