



TAMPEREEN TEKNILLINEN YLIOPISTO
TAMPERE UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

ANTTI HEINO
MONIJAKSOPUMPUN TRANSIENTTI LASKENTA
Diplomityö

Tarkastaja: professori Hannu Ahlstedt
Tarkastaja ja aihe hyväksytty
Teknisten tieteiden tiedekuntaneuvoston
kokouksessa 15. tammikuuta 2014

TIIVISTELMÄ

TAMPEREEN TEKNILLINEN YLIOPISTO

Konetekniikan koulutusohjelma

HEINO, ANTTI: Monijaksopumpun transientti laskenta

Diplomityö, 56 sivua

Maaliskuu 2014

Pääaine: Virtaustekniikka

Tarkastaja: professori Hannu Ahlstedt

Avainsanat: keskipakopumppu, monijaksopumppu, transientti virtauslaskenta, toiminta osakuormalla, juoksupyörä, siipidiffuusori, paluusiivistö, nostokorkeus, hyötysuhde

Tässä työssä tutkittiin monijaksopumpun nostokorkeuksia ja hyötysuhteita eri turbulenssimalleilla. Päätaavoitteena oli löytää paras turbulenssimalli siipidiffusorin virtauslaskentaan. Tähän tarkoitukseen valittiin kirjallisuuskatsauksen perusteella standardi $k-\epsilon$ -, SST $k-\omega$ -, SST DES- ja SST SAS-mallit. Tässä tutkimuksessa kahdella viimeisellä mallilla ei ehditty tehdä lopullista kytkettyä laskentaa niiden vaatiman suuren laskentatehon takia. Ne on kuitenkin esitelty työssä ja niillä on tehty laskentaverkkoriippumattomuustarkastelu juoksupyörän osalta. URANS-malleilla tehtiin laskentaverkkoriippumattomuustarkastelu sekä roottorin että staattorin osalta erikseen periodisilla geometrioilla. Lopulliset laskennat tehtiin kokonaiselle pumpun jaksolle täydellä geometrialla osat kytkettynä toisiinsa.

Tuloksista kävi ilmi, että $k-\epsilon$ -malli soveltuu käytetyillä diskreetointimenetelmillä ja rajapintojen kytkennöillä SST $k-\omega$ -mallia paremmin pumpun kokonaisnostokorkeuden laskentaan. Juoksupyörän osalta mallin valinnalla ei ole suurta merkitystä, mutta eroja havaittiin erityisesti diffusorissa. Mallit antavat samankaltaisia tuloksia pumpun käyttöalueella kuormilla 0,8–1,2, mutta osakuormilla eroja havaittiin. Mittauksiin verrattuna kumpikaan malli ei täysin pystynyt ennustamaan diffusorin staattista nostokorkeuseroa oikein, vaan oikea tulos löytyy mallien tulosten välistä. SST $k-\omega$ -malli havaitsee pyörteet diffusorissa $k-\epsilon$ -mallia paremmin, mutta yliarvioi ne. $k-\epsilon$ -malli puolestaan ennustaa roottorin ja staattorin välisen rajapinnan painegradientin tarkemmin. Kumpikaan malli ei suoriudu erityisen hyvin osakuormavirtausten laskennasta, mutta yleisesti $k-\epsilon$ -mallin tulokset käytetyillä laskenta-asetuksilla olivat parempia. Tästä syystä $k-\epsilon$ -mallin käyttö on suositeltavaa sen ollessa myös halvempi malli. Jatkotutkimus skaalan ratkaisevalla simuloinnilla on aiheellista tarkempien tulosten saamiseksi.

ABSTRACT

TAMPERE UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

Master's Degree Programme in Mechanical Engineering

HEINO, ANTTI: Transient Computation of Multi-stage Pump

Master of Science Thesis, 56 pages

March 2014

Major: Fluid Dynamics

Examiner: Professor Hannu Ahlstedt

Keywords: centrifugal pump, multi-stage pump, transient computational fluid dynamics, operation in part load conditions, impeller, vane diffuser, return vane, head, efficiency

In this thesis, the heads and efficiencies of a multi-stage pump are investigated using different turbulence models. The main objective was to find the best turbulence model for the computation of a vane diffuser. For this purpose standard k - ϵ , SST k - ω , SST DES and SST SAS models were chosen based on literature. The computations with the latter two models were not completed in time for this thesis due to their large computational demand. These two models are however introduced and mesh independence study was done for the impeller. Mesh independence study using URANS models was done for both impeller and diffuser separately with periodic geometries. The final computations were made for a whole pump stage with coupled components with full geometry.

The results indicate that k - ϵ model, with the differencing schemes and interface connections used, is better suited to estimate the total head of the pump than SST k - ω model. The model does not have a significant effect on the results for the impeller but deviations were identified especially on the diffuser. The results given by the models are similar with pump loads between 0.8–1.2, but for part-load conditions deviations were observed. In comparison to measurements, neither of the two models was able to estimate the static head difference in the diffuser correctly but the right value is found between them. SST k - ω model detects eddies in the diffuser better than k - ϵ model but it overestimates them. k - ϵ model in turn estimates the pressure gradient between rotor and stator better. Neither of the models does particularly well estimating partial load flow, but in general the results with k - ϵ model were better with the used preconditions. Thus the usage of k - ϵ model is recommended as it is also the cheaper of the two models. Follow-up research with scale resolving simulation is justifiable for achieving more accurate results.

ALKUSANAT

Haluan kiittää Sulzer Pumps Finland Oy Karhulaa työympäristön tarjoamisesta diplomityön täyspäiväiseen tekemiseen. Erityiskiitokset esitän esimiehelleni TkT Matti Koivikolle pumppu- sekä laskentageometrian luomisesta ja saamistani neuvoista työhön liittyen sekä DI Kalle Tiitiselle laskentaverkon luomisesta ja saamistani avusta numeeriseen laskentaan liittyvissä kysymyksissä. Työ on ollut tehokas oppimisprosessi niin numeerisen laskennan kuin pumppuvirtaustenkin osalta. Haluan myös kiittää prof. Hannu Ahlstedtia Tampereen teknillisestä yliopistosta työn ohjauksesta sekä myös muuta virtaustekniikan opetushenkilöstöä työhön tarvittavan taustatiedon opettamisesta.

Kiitän myös Tampereen teknillisen yliopiston tieteellisen laskennan keskusta siltä käyttööni saamista laskentaresursseista, jotka mahdollistivat työssä tehdyt laskennat. Esitän kiitokset myös Sulzerin Karhulan tutkimuskeskuksen henkilökunnalle työssä tarvittavien mittausten tekemisestä.

Kotkassa 22. huhtikuuta 2014

Antti Heino

SISÄLLYS

1 Johdanto.....	1
2 Keskipakopumpun virtausilmiöt.....	3
2.1 Osakuormavirtaukset.....	3
2.2 Skaalan ratkaiseva simulointi.....	6
2.3 Numeeriset tutkimukset.....	7
3 Virtauslaskenta.....	10
3.1 Virtausta hallitsevat yhtälöt.....	10
3.2 Turbulenssimallit.....	11
3.2.1 Standardi k- ϵ -turbulenssimalli.....	12
3.2.2 SST k- ω -turbulenssimalli.....	13
3.2.3 Suurten pyörteiden simulointi.....	15
3.2.4 Pyörteiden erillinen simulointi.....	16
3.2.5 Skaalaan mukautuva simulointi.....	17
3.3 Seinämäkäsittely.....	18
3.3.1 Skaalatut seinämäfunktiot.....	18
3.3.2 Automaattinen seinämäkäsittely.....	19
3.4 Diskretointi.....	20
4 Pumpputeoria.....	22
4.1 Peruskäsitteitä.....	22
4.2 Pumppuhäviöt.....	25
5 Laskentajärjestelyt.....	30
5.1 Laskentageometria ja reunaehdot.....	30
5.2 Laskentaverkko.....	30
5.3 Konvergenssikriteeri ja aika-askel.....	32
5.4 Jälkikäsitteily.....	33
6 Laskentaverkkoriippumattomuus.....	34
6.1 Laskentaverkot ja -asetukset.....	34
6.2 Tulokset.....	37
7 Mittaus.....	40
7.1 Mittalaitteet.....	40
7.2 Mittausjärjestelyt.....	40
8 Tulokset.....	43
8.1 Toiminta- ja hyötysuhdekäyrät.....	43
8.2 Virhearviointi.....	51
9 Päätelmät.....	55
Lähteet.....	57
Liite 1: Pumpun pinnat ja nopeuskolmiot	

TERMIT JA NIIDEN MÄÄRITELMÄT

Isot kirjaimet

A	poikkileikkauksen pinta-ala
\mathbf{A}_f	kontrollitilavuuden pinnan f pinta-alavektori
B	siiven leveys
C	logaritmiseen virtausprofiiliin liittyvä vakio tai SAS-mallin ylimääräises- sä lähdetermissä käytetty vakio
C_μ	k- ϵ -turbulenssimallin pyörreviskositeetin määrittelyssä käytetty vakio
C_{DES}	DES:ssä käytetty rajoituskerroin
$CD_{k\omega}$	SST k- ω -turbulenssimallissa käytetty sekoitusfunktio
C_S	SAS-mallin turbulenssin vaimennuksessa käytetty kerroin
$C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}$	k- ϵ -turbulenssimallin ϵ -yhtälön vakiot
D	halkaisija tai virtausalue
F_1, F_2, F_{SST}	SST k- ω -turbulenssimallin yhtälöissä käytetty sekoitusfunktio
F_{DES}	DES:ssä käytetty sekoitusfunktio
$F_{DES-CFX}$	DDES:ssä käytetty sekoitusfunktio
F_{px}	paineen aiheuttama x-suuntainen voimakomponentti
F_{py}	paineen aiheuttama y-suuntainen voimakomponentti
$F_{\tau x}$	leikkausjännityksen aiheuttama x-suuntainen voimakomponentti
$F_{\tau y}$	leikkausjännityksen aiheuttama y-suuntainen voimakomponentti
G	LES:ssä käytetty suodatusfunktio
H	kokonaisnostokorkeus
H_{dyn}	dynaaminen nostokorkeus
$H_{st,diffuser}$	mittauspisteiden avulla määritetty staattisen nostokorkeuden ero dif- fuusorin yli
H_{i-j}	nostokorkeuden muutos pintojen i-j välillä
H_{i-j}^*	nostokorkeuden muutos pintojen i-j välillä suhteutettuna k- ϵ -mallin lopul- lisen transientin laskennan juoksupyörän nostokorkeuteen optimikuor- malla ilman korjaustermiä
H_{sti}	staattinen nostokorkeus pinnalla i
$H_{st(P2-P1)}$	staattinen nostokorkeusero mittauspisteiden 1 ja 2 välillä
$H_{st(Pi-avg3,4)}$	staattinen nostokorkeusero mittauspisteiden 3 ja 4 keskiarvon ja pisteen i välillä
H_{th}	Eulerlainen/teoreettinen nostokorkeus
L_{blade}	juoksupyörän siiven kehävirtaviivan pituus
L_t	turbulenttinen pituuskaala
L_{vK}	von Karmanin pituuskaala
M	vääntömomentti
N_f	kontrollitilavuuden rajapintojen lukumäärä
P	aikakeskiarvotettu staattinen paine
\bar{P}	suodatettu painetermi

P_{imp}	juoksupyörän tuottama teho
P_{pump}	koko pumpun kuluttama teho
$P_{leaki-j}$	vuodoista johtuva tehohäviö pintojen i–j välillä
P_{stage}	pumpun yhden jakson käyttämä teho
Q	tilavuusvirta
Q_{dim}	dimensiollinen Q-kriteeri
$Q_{imp,passage}$	juoksupyörään tuleva tilavuusvirta
Q_{opt}	tilavuusvirta suunnittelupisteessä
$Q_{returnpipe}$	tasapainokiekolta imukomuun lähtevän paluuputken tilavuusvirta
Q_{SAS}	SAS-mallissa käytetty ylimääräinen lähdetermi
$Q_{leaki-j}$	pintojen i–j välillä olevan vuodon tilavuusvirta
S	venymänopeuden suuruus
S_{ϕ}	yleisen suureen lähdetermi
T	lämpötila
U	aikakeskiarvotettu x-suuntainen nopeuskomponentti
\bar{U}	suodatettu x-suuntainen nopeuskomponentti
U_t	nopeus seinän tangentin suuntaan
V	aikakeskiarvotettu y-suuntainen nopeuskomponentti tai tilavuus
\bar{V}	suodatettu y-suuntainen nopeuskomponentti
W	aikakeskiarvotettu z-suuntainen nopeuskomponentti
\bar{W}	suodatettu z-suuntainen nopeuskomponentti
ΔZ	imu- ja painepuolen nestepintojen korkeusero

Pienet kirjaimet

a_1	SST k- ω -turbulenssimallin pyörreviskositeetin yhtälössä käytetty vakio tai automaattisen seinämäkäsittelyn dimensiottoman nopeuden yhtälössä käytetty vakio
c	todellisen nopeuden suuruus
\mathbf{c}	todellinen nopeusvektori
c_p	ominaislämpökapasiteetti vakiopaineessa
g	putoamiskiihtyvyys
i	siiven ja virtauksen välinen kohtauskulma
k	turbulenssin kineettinen energia tai liukukerroin
\dot{m}	massavirta
\mathbf{n}	normaalivektori
n	kierrosnopeus
Δn	seinällä laskentaverkon kahden pintaa läheisimmän hilapisteen välinen etäisyys
p	staattinen paine
r	säde
$\Delta \mathbf{s}$	paikkavektori ylävirran kontrollitilavuuden keskipisteen ja rajapinnan keskipisteen välillä

t	aika
u	x-suuntainen nopeuskomponentti, kehänopeus tai nopeuden suuruus
\mathbf{u}	nopeusvektori
u_1	kehänopeus juoksupyörän etureunalla
u_{1s}	kehänopeus juoksupyörän etureunalla kehäkiekolla
u_2	kehänopeus juoksupyörän jättöreunalla
u_τ	leikkausnopeus
v	y-suuntainen nopeuskomponentti
w	z-suuntainen nopeuskomponentti tai suhteellinen nopeus
w_{0s}	suhteellinen nopeus ennen juoksupyörän etureunaa kehäkiekolla
w_2	suhteellinen nopeus juoksupyörän jättöreunalla
\mathbf{x}	paikkavektori
y	etäisyys seinästä
\tilde{y}^*	rajoitettu dimensioton nopeus
Z_{imp}	juoksupyörän siipiluku

Kreikkalaiset merkinnät

α	todellisen nopeuden ja kehänopeuden välinen kulma
α_1	k- ω -turbulenssimallin yhtälöissä käytetty vakio
α_2	SST k- ω -turbulenssimallin muunnetuissa k- ε -mallin yhtälöissä käytetty vakio
α_3	SST k- ω -turbulenssimallin yhtälöissä käytetty vakio
β	suhteellisen nopeuden ja kehänopeuden vastavektorin välinen kulma tai ylävirtakaavassa käytetty painokerroin
β^*	DES:ssä käytetty vakio
β'	k- ω -turbulenssimallin yhtälöissä käytetty vakio
β_1	k- ω -turbulenssimallin yhtälöissä käytetty vakio
β_2	SST k- ω -turbulenssimallin muunnetuissa k- ε -mallin yhtälöissä käytetty vakio
β_3	SST k- ω -turbulenssimallin yhtälöissä käytetty vakio
Γ_ϕ	yleisen suureen diffuusiokerroin
Δ	kontrollitilavuuden sivun pituus/hilakoko
δ_{ij}	yksikkötensori
ε	turbulenssin kineettisen energian dissipaatio
ζ	SAS-mallin ylimääräisessä lähdetermissä käytetty vakio
η	hyötysuhde
$\eta_{\text{balancedisk}}$	tasapainokiekon hyötysuhde
η_f	pinnankarheudesta aiheutuva hyötysuhde
η_{i-j}	hyötysuhde pintojen i ja j välillä
η_{h_imp}	juoksupyödän hydraulinen hyötysuhde
η_{stage}	yhden jakson hyötysuhde
η_v	volumetrinen kokonaishyötysuhde

η_{vi-j}	volumetrinen hyötysuhde pintojen $i-j$ välillä
κ	von Karmanin vakio
ν	kinemaattinen viskositeetti
ν_{SGS}	alihilaviskositeetti
ν_t	pyörreviskositeetti
ξ	siipikuorma
$\sigma_k, \sigma_\epsilon$	k- ϵ -turbulenssimallin yhtälöissä käytetty vakio
$\sigma_{k1}, \sigma_{\omega1}$	k- ω -turbulenssimallin yhtälöissä käytetty vakio
$\sigma_{k2}, \sigma_{\omega2}$	SST k- ω -turbulenssimallin muunnetuissa k- ϵ -mallin yhtälöissä käytetty vakio
$\sigma_{k3}, \sigma_{\omega3}$	SST k- ω -turbulenssimallin yhtälöissä käytetty vakio
σ_ϕ	SAS-mallin ylimääräisessä lähdetermissä käytetty vakio
τ_{ij}	leikkausjännitys
τ_w	leikkausjännitys seinällä
ϕ	yleinen skalaarisuure
ϕ_f	yleisen skalaarisuureen rajapinnan f läpi konvektiivisella kuljetuksella kulkeutuva määrä
$\tilde{\Phi}_f$	kontrollitilavuuden pinnan molemmilla puolilla olevien kontrollitilavuuksien keskipisteiden keskiarvo
ϕ_u	ylävirranpuoleisen kontrollitilavuuden keskipisteen arvo
ω	kulmanopeus tai turbulenssin kineettisen energian ominaisdissipaatio
Ω	pyörteisyyden absoluuttinen arvo
ω_l	logaritmisen alueen ominaisdissipaatio
ω_s	laminaarin alakerroksen ominaisdissipaatio
ρ	nesteen tiheys

Alaindeksit

h	juoksupyörän napakiekkko
i, j	yleinen indeksi
m	meridiaanikomponentti
r	radiaalikomponentti
s	juoksupyörän kehäkierros
u	tangentiaalinen komponentti
0	juoksupyörän sisääntulo ennen siiven etureunaa
$0n$	tarkasteltavaa jaksoa seuraavan jakson juoksupyörän sisääntulo ennen siiven etureunaa
1	juoksupyörän sisääntulo siiven etureunalla
2	juoksupyörän ulostulo siiven jättöreunalla
3	siipidiffuusorin sisääntulo siiven etureunalla
4	siipidiffuusorin ulostulo siiven jättöreunalla
5	paluusiiven sisääntulo siiven etureunalla
6	paluusiiven ulostulo siiven jättöreunalla

Yläindeksit ja aksentit

rel	referenssimalliin verrattu arvo
*	ideaalinen suure tai dimensioton suure
—	keskiarvotettu suure
’	heilahtelukomponentti tai alihilatermi
+	dimensioton suure
°	edellisen askeleen suure
°°	edellistä edellisen askeleen suure

Lyhenteet

DDES	viivästetty pyörteiden erillinen simulointi
DES	pyörteiden erillinen simulointi
LES	suurten pyörteiden simulointi
RANS	Reynolds-keskiarvotettu Navier-Stokesin yhtälö
SAS	skaalaan mukautuva simulointi
SRS	skaalan ratkaiseva simulointi
URANS	aikariippuva Reynolds-keskiarvotettu Navier-Stokesin yhtälö

1 JOHDANTO

Tämä työ on tehty diplomityönä Sulzer Pumps Finland Oy:lle ja sen tarkoituksena on selvittää, mikä turbulenssimalli soveltuu parhaiten monijaksopumpun nostokorkeuksien ja hyötysuhteiden laskentaan. Työssä tarkasteltava pumppu on toimintaperiaatteeltaan keskipakopumppu, jonka tarkoitus on muuttaa mekaanista tehoa nestevirtauksen hydrauliseksi tehoksi.

Keskipakopumppu on oleellinen komponentti lukuisissa teknologian prosesseissa. Teollisuuspumppuja käytetään tehon tuotannossa, prosessiteollisuudessa ja nesteiden kuljetuksessa. Yksinkertaisia laitteita löytyy arkiympäristöstä, kuten jätevesipumppuina kotitalouksista, öljyn kierrätyspumppuina moottoreissa tai veden kierrätyspumppuina lämmitysjärjestelmissä. Yleisimmin pumpatut nesteet ovat vettä tai hiilivetyjä, mutta keskipakopumppuja voidaan käyttää melkein minkä tahansa nesteen syrjäytykseen tai paineistamiseen mukaan lukien seokset, joissa on kaasuja tai kiinteitä aineita tietyin pitoisuusrajoituksin.

Pumpun toiminta perustuu siihen, että juoksupyörän akselin energia siirretään pumpattavaan nesteeseen pakottamalla neste pyörimään juoksupyörällä. Vääntömomentti, joka akseliin tuodaan, muuttuu keskipakovoimiksi nestepartikkeleihin, joissa ne edelleen muuttuvat paineeksi ja liikkeeksi. Jos neste ei pääse kulkemaan pumpun kotelossa, voidaan tuottaa korkea staattinen paine, mutta hyötysuhde on tällöin alhainen, koska suurin osa energiasta kuluu sisäiseen kitkaan. Kun nesteen annetaan virrata vapaasti, kitkahäviöt vähenevät ja tällöin dynaaminen energiahäviö laskee, jolloin kokonaishyötysuhdetta saadaan parannettua. Keskipakopumpuissa liikemäärän siirto juoksupyörässä riippuu pelkästään hydrodynaamisista vaikutuksista. Se erottaa pumpun toiminnaltaan syrjäytyspumppuista, joiden toiminta perustuu hydrostaattisiin vaikutuksiin. Keskipakopumpuille on ominaista, että virtaus tulee juoksupyörään aksiaalisesti, mutta poistuu siitä radiaalisesti eli säteensuuntaisesti, ja siksi ne kuuluvat radiaalipumppujen ryhmään.

Monijaksopumpuille on ominaista useampi juoksupyörä. Jokaisen juoksupyörän – viimeistä lukuun ottamatta – perässä on siipidiffusori, jonka tarkoitus on muuttaa dynaamista painetta staattiseksi paineeksi eli hidastaa nesteen nopeutta. Jokaisen siipidiffusorin perässä on paluusiivistö, joka ohjaa virtauksen seuraavaan juoksupyörään. Jaksot ovat siis sarjaan kytkettyjä ja jokainen jakso lisää nesteen kokonaispainetta. Ensimmäinen ja viimeinen jakso ovat yleensä erilaisia muihin jaksoihin verrattuna. Korkeapainepumpun tapauksessa on hyötysuhteen kannalta edullista kytkeä juoksupyörät sarjaan.

Tämän työn tarkoituksena on tarkastella monijaksopumpun juoksupyörän tuottamaa nostokorkeutta sekä staattorissa tapahtuvia häviöitä. Näillä tiedoilla määritellään eri

komponenttien hyötysuhteet sekä yhden jakson kokonaishyötysuhde. Erityisesti diffuusorissa häviöiden oikea mallintaminen on ollut haasteellista ja niiden tarkempi määrittäminen on tämän työn päätavoite. Juoksupyörän toiminta on tähän mennessä pystytty laskemaan suunnittelupisteessä standardilla k - ϵ -turbulenssimallilla, mutta pumpun toiminnan mallintaminen entistä tarkemmin myös osakuormilla, on työn toinen tavoite. Pumppujen toiminta on luonnostaan aikariippuvaa pyörivien juoksupyörän siipien ja staattisten diffuusorisiipien välisen vuorovaikutuksen takia. Osakuormavirtauksissa turbulenttiset heilahtelutermit kasvavat suhteellisen suuriksi, jolloin virtauksen aikariippuvuus on merkittävä ja se otetaan huomioon käyttämällä transientteja turbulenssimalleja.

Tutkimusta, jossa olisi keskitytty nimenomaan monijaksopumpun nostokorkeuteen ja häviöihin eri turbulenssimalleilla osakuormavirtauksissa löytyy melko vähän. Keskipakopumpun osakuormavirtauksia sen sijaan on tutkittu melko paljon mutta turbulenssimallien välisiä eroja mallinnuksessa melko vähän. Vertailua ovat kuitenkin tehneet esimerkiksi Lucius ja Brenner [22], Wu et al. [50], sekä Zhang et al. [51]. Väitöskirjoja keskipakopumpun numeerisesta laskennasta osakuormavirtauksilla ovat tehneet esimerkiksi Braun [4], Gugau [13] ja Treutz [46]. Mittauksia on tehnyt Berten [2]. Keskipakopumppuihin liittyvään yleiseen teoriaan voi tutustua esimerkiksi lähteistä [31] ja [48] ja numeerisen laskennan teoriaan lähteestä [11].

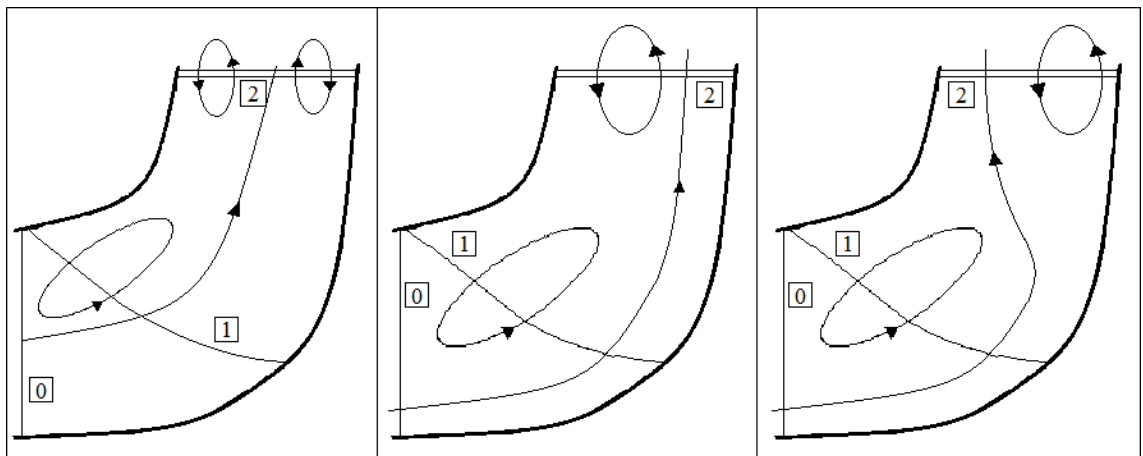
Tarkempi kirjallisuusselvitys on tehty luvussa 2. Luvussa 3 käsitellään virtauksiin liittyvää teoriaa ja esitellään työssä käytetyt turbulenssimallit sekä numeeriset laskentamenetelmät. Luvussa 4 käsitellään lyhyesti pumppuihin liittyvää teoriaa ja tarkastellaan pumpussa syntyviä häviöitä. Luku 5 sisältää työssä käytetyt laskentajärjestelyt kuten laskentageometrian ja -verkon. Luvussa 6 on raportoitu laskentaverkkoriippumattomuustarkastelu. Mittausjärjestelyt on esitetty luvussa 7 ja lopulliset mittaus- ja laskentatulokset on esitetty luvussa 8. Luvussa 9 esitetään päätelmiä ja käydään läpi tutkimustavoitteiden täyttymistä sekä pohditaan jatkotutkimuksen tarvetta.

2 KESKIPAKOPUMPUN VIRTAUSILMIÖT

2.1 Osakuormavirtaukset

Berten [2] ja Braun [4] tutkivat väitöskirjoissaan keskipakopumpun virtausta osakuormilla. Mekaanisia häviöitä, kuten juoksupyörän, laakereiden ja tiivisteiden kitkaa voidaan arvioida hyvin laajalla käyttöalueella. Viskoosin dissipaation määrittely riippuu monimutkaisesta kolmiulotteisesta virtauksesta, jota on vaikea arvioida tilastojen tai matemaattisten kaavojen avulla. Suunnittelupisteessä hyvin toimivalla pumpulla on tyyppillisesti merkittäviä häiriöitä osakuormilla. Työssä käytetyt taserajapinnat sekä nopeuskolmiot pinoilla 1 ja 2 on esitetty liitteessä 1.

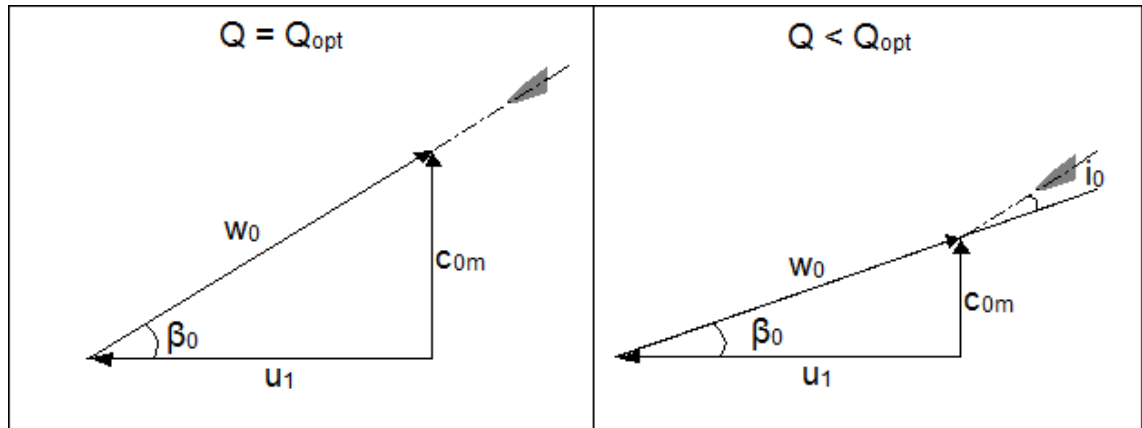
Osakuormilla juoksupyörän siipisolän virtaus muuttuu kolmiulotteiseksi, jolloin suunnittelussa käytetyt suhteet eivät enää päde. Juoksupyörään syntyy sekundäärisiä virtauksia sekä pyörivässä että stationäärisessä koordinaatistossa. Virtaus irtoaa juoksupyörässä ja syntyy selkeitä takaisinvirtausalueita, joita on esitetty kuvassa 1. Tällöin pumpun painevaihtelut ovat suuria, hyötysuhde laskee ja tärinä lisääntyy, mikä saattaa jopa rikkoa pumpun tai siihen liitetyn putkiston [2].



Kuva 1. Juoksupyörässä osakuormilla esiintyviä takaisinvirtausalueita.

Takaisinvirtausta on myös ulostulossa, mikä aiheuttaa nopeusjakaumaan merkittäviä epätasaisuuksia. Kuvassa 1 esitetyt takaisinvirtausalueet perustuvat Rosen [34, katso 2], Stoffelin ja Kriegerin [43, katso 2] sekä Eisele et al. [7, katso 2], tekemiin mittauksiin. Kahdessa oikeanpuoleisessa kuvassa tilanne riippuu siitä, onko juoksupyörän jälkeen kytketty spiraalipesä vai ei, mikä osoittaa myös staattisten osien vaikutuksen virtauskenttään. Juoksupyörän ulostulon takaisinvirtauksella on merkittävä vaikutus pumpun nostokorkeuksiin, mutta sen aiheuttavia fysikaalisia mekanismeja ei täysin tunneta.

Syitä virtauksen irtoamiseen juoksupyörän sisääntulossa ovat nesteen suhteellisen nopeuden hidastuminen juoksupyörän nielussa, kohtauskulman muutos siiven etureunalla ja virtausta vastaan kohtisuoraan olevat painegradientit [2]. Osakuormavirtauksilla sisääntulevan nesteen suhteellinen nopeus pienenee, kunnes nopeus on riittävän hidas rajakerroksen irtoamiseen juoksupyörän nielussa. Sisääntulevan virtauksen kulma myös pienenee nopeuden laskiessa, kun taas kohtauskulma nestevirtauksen ja siiven kulman välillä kasvaa liian suureksi, mikä johtaa nesteen irtoamiseen. Kuvassa 2 on esitetty nopeuskolmiot suunnittelupisteessä ja osakuormilla.



Kuva 2. Juoksupyörään tulevan virtauksen nopeuskolmio optimikuormalla ja osakuormalla. Siiven ja nesteen välistä kohtauskulmaa on merkitty i_0 :lla.

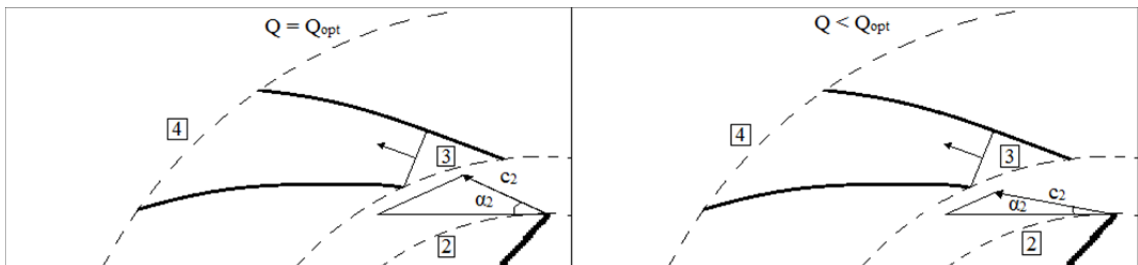
Keskipakopumpussa mekaanista värähtelyä aiheuttavat eri tekijät: hydrodynaamista rasitusta aiheuttavat yleiset ja paikalliset virtausvärähtelyt, jotka johtuvat esimerkiksi järjestelmän epävakaisuudesta, siipien rasittumisesta syntyvien pyörteiden takia, siipien aiheuttamasta värähtelystä tai kavitaatiosta. Juoksupyörän siipikuormaan vaikuttavat pääasiassa virtauksen paikalliset värähtelyt. Pyörimisakselia vastaan kohtisuoraan olevat voimat aiheuttavat epävakaisuutta staattorissa. Akselin ja roottorin välinen epäkeskisyyden, johon vuotovirtaukset vaikuttavat, aiheuttaa myös mekaanista rasitetta.

Roottorin ja staattorin välinen vuorovaikutus voidaan jakaa kahteen eri ilmiöön – juoksupyörän ulostulon kitkalliseen vanaan sekä juoksupyörän ja diffuusorin siipiä ympäröivään kitkattomaan potentiaalivirtaukseen, joka ulottuu molempien siivistöjen ylä- ja alavirtaan [2]. Tätä vuorovaikutusta on tutkittu paljon numeerisesti, esimerkiksi Shi ja Tsukamoto [38, katso 2] osoittivat transientin RANS-laskennan mallintavan ilmiön oikein. Prakash et al. [33, katso 2] havaitsivat halkeamia juoksupyörän kehäkielellä ja siiven jättöreunalla ilmiön seurauksena. Lähes kaikki halkeamat olivat juoksupyörän imupuolen sivuseinissä ja jotkut kehäkielet hajosivat täysin. Tutkijat selittivät hajoamista liian pienellä raolla juoksupyörän ja diffuusorin siipien välillä, mikä sai aikaan liian suuria painevaihteluita.

Suurimmat painevaihtelut Berten [2] havaitsi juoksupyörän ulkokehällä, mutta ne vaimenivat nopeasti ylä- tai alavirtaan mentäessä. Roottorin ja staattorin välisestä vuorovaikutuksesta johtuvat painevaihtelut aiheuttavat jaksollisen kuorman roottorissa ja staattorissa, mikä puolestaan johtaa muodonmuutoksiin ja värähtelyyn. Rajakerroksen irtoaminen diffuusorissa osakuormilla vaikuttaa juoksupyörän virtaukseen merkittävästi.

Lisäksi havaittiin, että irtoamisesta johtuvat muodonmuutokset ovat erilaisia jokaisessa juoksupyörän siipisolassa, kun taas roottori-staattori -vuorovaikutukset ovat paikasta riippumattomia.

Kaksi ilmeisintä syytä diffuusorissa tapahtuviin häiriöihin ovat nestevirtauksen juoksupyörästä tulevan todellisen nopeuden kulman α_2 pieneneminen, joka vaikuttaa suoraan diffuusorisiivistöön tulevaan virtauskulmaan ja todellisen nopeuden c_2 kasvu juoksupyörän ulostulossa kuorman laskiessa [4]. Diffuusorin siipien tulisi olla samansuuntaisia sisääntulevan virtauksen kanssa, mutta muuttuvilla kohtauskulmilla ja nopeasti hidastuvilla nopeuksilla virtaus irtoaa ja muuttuu epävakaaksi, jolloin syntyy pyörrevirtauksia, joissa kineettisen energian dissipaatio kasvaa huomattavasti pyörteettömään virtaukseen verrattuna. Tilannetta on havainnollistettu kuvassa 3. Mitä nopeampaa hidastuminen on, ts. mitä suurempi on juoksupyörän ulostulonopeus, sitä enemmän häiriöitä syntyy. Lisäksi siipisolien välillä virtaukset eivät ole identtisiä keskenään eivätkä täysin ideaalisia, mikä edistää virtauksen irtoamista diffuusorissa [4].



Kuva 3. Juoksupyörän siivestä lähtevän virtauksen todellinen nopeusvektori optimikuormalla ja osakuormalla.

Pumppuvirtauksiin liittyy monia yksittäinkin mielenkiintoisia tutkimuskohteita. Braun [4] keskittyi tutkimuksessaan joihinkin tavallisissa pumppuvirtauksissa esiintyviin virtausilmiöihin: turbulentsin rajakerroksen irtoaminen, sekundääriset virtaukset kaareissa putkissa, epäsymmetriset virtausalueet, pyörteiden syntyminen, siipien vana-virtaukset, painevaihtelut ja aikariippuvuus roottorin ja staattorin välillä sekä virtauksen epävakaisuus aksiaalisymmetrisissä tilanteissa. Numeeriseen tutkimukseen hän käytti k- ϵ - ja SST k- ω -malleja, jotka hän validoi mittauksilla.

Braunin tekemä [4] stationäärinen simulointi periodisella geometrialla osoitti, kuinka virtauskenttä muuttuu diffuusorissa osakuormilla, mikä lisää kitkahäviöitä laskien hyötysuhdetta. Tutkittaessa kaksoisimupumppua syntyi diffuusorin siipisolille joko pyöriviä tai stationäärisiä irtoamiskohtia. Mentäessä 0,8 osakuorman alapuolelle virtaus irtoaa juoksupyörän siipien molemmilla puolilla. Mittauksissa havaittiin pyörteitä osakuormien 0,4–0,85 välillä. Pyörre syntyi diffuusorisiiven jättöreunalla ja kasvoi, kunnes virtaus kääntyi siiven ylimmässä kolmanneksessa. Integroimalla normaalinopeuskenttä havaittiin, että nopeusheilahtelut olivat välillä 40–140 % kanavan keskinopeudesta, eli varsin hallitsevia.

Tutkimuksessa [4] tultiin myös tulokseen, että RANS-mallien välinen vertailu ei ole järkevää, koska alueet, joissa tarkkuutta tarvitaan, vaativat kehittyneempiä malleja. Perinteiset RANS-mallit eivät havaitse virtauksen aikariippuvaa kehittymistä oikein. Monimutkaisten ilmiöiden ja irtoamisten takia diffuusorin aikariippuvuus on edelleen suuri

haaste numeerisilla menetelmillä. Transientilla laskennalla pystytään ratkaisemaan monimutkaisia ilmiöitä pumppujen virtauksissa, mutta virtauksen irtoamista diffuusorissa ja siitä johtuvaa pyörrettä sekä juoksupyörän jättöreunan takaisinkierätyistä voidaan arvioida vain laadullisesti. Jotta tarkkuutta voidaan parantaa osakuormavirtauksissa, tulee käyttää tarkempia malleja, kuten DES tai LES. [4]

Juoksupyörässä ja diffuusorissa osakuormilla tapahtuvat ilmiöt ovat hyvin monimutkaisia eikä niihin tässä työssä kovin syvällisesti paneuduta. Osion tarkoitus oli kuitenkin esitellä hieman, mistä suuret häviöt osakuormilla johtuvat ja havainnollistaa, miksi kaikilla kuormilla hyvällä hyötysuhteella toimivan pumpun suunnittelu on mahdollonta. Kaikilla kuormilla välillä 0,4–1,2 ilman irtoamista toimivaa diffuusorisiiven geometriaa ei ole olemassa. On kuitenkin mahdollista vähentää irtoamisen riskiä osakuormilla passiivisesti, esimerkiksi lähteiden [14, 37, katso 2] mukaisesti, mutta ne heikentävät hyötysuhdetta, koska menetelmät perustuvat paikallisen kitkahäviön kasvuun, mikä ei ole suotavaa suurilla pumpuilla, joilla hyvä hyötysuhde on tärkein tavoite. Käytännön tilanteissa on todettu hyväksi hallita virtausrakenteita korkeapainepumpun käytön aikana ja välttää pitkiä käyntijaksoja alueilla, joissa rakenteellisia vaurioita ilmenee. Kehittyneemmällä turbulenssimalleilla suunnittelun tarkkuutta voidaan parantaa ja viimeisetkin häviöt voidaan minimoida. CFD-laskennan tuloksiin ei tule kuitenkaan luottaa sokeasti, vaan aina tarvitaan myös mittauksia laskennan tueksi. Seuraavassa luvussa tehdään lyhyt katsaus turbulentsien skaalan ratkaiseviin turbulenssimalleihin.

2.2 Skaalan ratkaiseva simulointi

Menter [27] käsitteli artikkelissaan SST $k-\omega$ -mallin roolia insinöörisovelluksissa. Nykyään suurin osa virtauksista simuloidaan RANS-malleilla, mutta jatkuvasti tietyissä virtaustyypeissä turbulentsien spektrin ratkaiseminen ainakin osassa laskenta-aluetta tuottaa parempia tuloksia. Näitä menetelmiä kutsutaan skaalan ratkaisevaksi simuloinniksi (SRS). Tässä työssä keskitytään sen soveltuvuuteen pumppuvirtauksissa. SST $k-\omega$ -mallia käytetään yhdessä monien kehittyneempien mallien kanssa, kuten DES ja SAS, sekoitusfunktioiden avulla. Sekoitusfunktioiden käytöstä on tullut myös oleellinen osa DES-mallinnusta rajakerroksia tarkasteltaessa, mallia kutsutaan tällöin viivästetyksi DES-malliksi eli DDES:ksi.

Transientin mallinnuksen viimeaikaisen lisääntymisen takia ja LES-mallin suurten laskentatehovaatimusten takia, on kehitetty skaaloja ratkaisevia malleja, jotka pohjautuvat SST $k-\omega$ -malliin. SST $k-\omega$ -malli on yleisin malli useiden hybridi DES-mallien pohjalla. DES:n käytön yleistymisen johtuu URANS-mallien huonosta turbulentsien rakenteiden ratkaisukykyvyydestä. Pitkään luultiin, että Reynolds-keskiarvotuksen takia RANS-pohjaisilla malleilla ei voida ratkaista turbulentsien skaaloja, mutta sisällyttämällä turbulentsien pituusskaalan malli yhtälöihin, on kehitetty skaalaan mukautuva SAS SST $k-\omega$ -malli, jolla on saatu lupaavia tuloksia monissa sovelluksissa. Tutkimuksia on kuitenkin toistaiseksi suhteellisen vähän, koska malli on melko uusi ja sen kehitystyö jatkuu edelleen. Malli on laskentatehovaatimuksiltaan URANS:n ja DES:n välissä. [27]

Menter [29] esitteli Ansyksen julkaisussaan parhaita suuntaviivoja skaalan ratkaisevaan simulointiin Ansys Fluentilla ja CFX:llä, joista jälkimmäistä käytettiin tässä työssä. SRS-malleilla saadaan enemmän ja tarkempaa tietoa virtauksesta. Vapaissa virtauksissa suurten turbulენტtisten skaalojen ratkaisu on helppoa, koska ne ovat samaa suuruusluokkaa rajakerrospaksuuden kanssa. Toisaalta mentäessä lähemmäs seinää, turbulენტtinen pituusskaala pienenee merkittävästi rajakerrospaksuutta pienemmäksi, mikä tekee tavallisesta LES-laskennasta hyvin kallista. Yleisesti ottaen LES-laskenta vaatii 10 000–10 000 000-kertaisen määrän laskentatehoa RANS-laskentaan verrattuna. Tästä syystä on kehitetty hybridimalleja, joilla LES-laskentaa sovelletaan kaukana seinästä ja seinän lähellä käytetään RANS-malleja. Tällaisia koko laskenta-alueen kattavia malleja ovat esimerkiksi SAS [28] ja DES [42]. Toinen vaihtoehto on käyttää RANS:a vain rajakerroksen sisimmässä osassa ja LES:ä suurimmassa osassa rajakerrosta: WMLES [39] eli seinämallinnettu LES on tällainen malli. Suurilla laskenta-alueilla on usein välttämättömyyksiä laskea vain pieni osa SRS-malleilla ja suurin osa virtauksesta lasketaan RANS-malleilla. Näissä tilanteissa voidaan käyttää vyöhykemalleja tai sulautettuja malleja, joissa LES:n käyttöä vaativat alueet määritetään etukäteen. Yleisen katsauksen SRS-mallintamisesta ovat tehneet Fröhlich ja von Terzi [12] sekä Sagaut et al [36].

SRS-mallien soveltaminen on haastavaa teollisuuden virtausongelmiin. Erityistä huomiota täytyy kiinnittää mallin valintaan, verkotukseen, numeerisiin asetuksiin, ratkaisujen tulkintaan, jälkikäsitteilyyn ja laadun takaamiseen. Ei ole olemassa yhtä mallia, jolla voitaisiin laskea kaikki tilanteet – jokaisella on omat haasteensa. Yleisesti ottaen käyttäjän tulee ymmärtää SRS-mallien laadintaan liittyvä monimutkaisuus, jotta mallia voidaan käyttää tehokkaasti. Tässä työssä keskitytään SRS-malleista vain DES- ja SAS-malleihin, mutta LES:n periaatteet käydään läpi, koska ne ovat DES:n pohjana.

Laskentatarkkuuden kannalta oleellinen suure on Courantin luku, jonka tulisi olla n . 1. Luku kuvaa sitä, kuinka monta kontrollitilavuutta virtaus etenee aika-askeleen aikana. Tällöin mallinnuksella saadaan kaapattua kontrollitilavuuden kokoiset ilmiöt. Laskentaverkon tihentäminen ei auta, ellei myös aika-askelta pienennetä. Muun muassa tästä syystä laskentatehon tarve kasvaa hyvin nopeasti. [29]

Menter ja Egorov [28] ovat julkaisseet RANS-malleja, jotka on johdettu Rotan [35] turbulენტtisen pituusskaalaan yhtälöihin perustuen. Mallit toimivat kuten perinteiset RANS-mallit, mutta niissä turbulენტtinen spektri muodostuu tietyissä virtaustyypeissä. Näillä malleilla tehtyä simulointia kutsutaan skaalaan sopeutuvaksi simuloinniksi (SAS). Malleista on kerrottu tarkemmin luvussa 3.

2.3 Numeeriset tutkimukset

Kirjallisuuskatsauksessa tarkasteltiin useita keskipakopumpun numeeriseen laskentaan liittyviä artikkeleita vuosien 2007–2013 väliltä. Tutkimuksissa käytettiin pääasiassa standardia $k-\epsilon$ - ja SST $k-\omega$ -turbulenssimallia, joissakin oli käytetty myös suurten pyörteiden simulointia (LES), pyörteiden erillistä simulointia (DES) ja skaalaan mukautuvaa simulointia (SAS). Tarkoituksena on esitellä erilaisia tutkimuksia keskipakopumpun

laskennasta, joissa ko. turbulenssimalleja on käytetty ottamatta sen suuremmin kantaa tutkimustuloksiin.

Yleisimmin käytetty malli tutkimuksissa on $k-\epsilon$, mutta sillä saadut arviot virtauskentästä eivät ole kovin tarkkoja kehittyneempiin malleihin verrattuna. Tässä työssä on tarkoitus keskittyä löytämään vaihtoehtoisia malleja ja verrata niitä $k-\epsilon$ -mallin tuloksiin, joten pelkästään $k-\epsilon$ -mallilla tehtyihin tutkimuksiin ei keskitytty.

Petit ja Nilsson [32] laskivat keskipakopumpua numeerisesti neljällä eri turbulenssimallilla sekä stationäärisenä että transienttina. Käytetyt mallit olivat standardi $k-\epsilon$, todenmukainen $k-\epsilon$ (realisable), renormalisaatioryhmä $k-\epsilon$ (RNG) sekä SST $k-\omega$. Tulokset validoitiin diffuusorin ja juoksupyörän välisen raon mittaustutkimuksilla. Stationääriset tulokset olivat kohtuullisia, mutta heilahtelukomponentit oli ratkaistu väärin. Vastaavalla transientilla laskennalla suurin osa heilahteluista oli oikein. Mallien välillä oli hieman eroja, mutta heilahtelut olivat samalla tasolla. Parempien tulosten saamiseksi tutkijat ehdottavat käyttämään DES- ja LES-malleja.

Feng et al. [8] vertasivat SST $k-\omega$ -mallin numeerisia tuloksia kaksikulotteisten PIV-mittausten tuloksiin keskipakopumpun suunnittelupisteessä. Tuloksissa havaittiin, että turbulenssi on suurimmillaan diffuusorin etureunalla ja jättöreunan takana. Diffuusorin virtaus riippuu voimakkaasti juoksupyörän asennosta, mutta paluusiivistö on siitä lähes riippumaton. Vastaava tulos havaittiin myös toisessa Feng et al. [9] tekemässä tutkimuksessa.

Liu et al. [21] käyttivät SST $k-\omega$ -turbulenssimallia ja PIV-mittauksia keskipakopumpun virtauskentän ja painevaihteluiden tutkimiseen, kun venttiili on suljettuna eli kuorman ollessa 0. Tutkimuksessa havaittiin, että jokaiseen juoksupyörän siipisolaan syntyy suuri ja pieni pyörre. Nopeudet pyörteissä ovat suuressa pieninä ja pienessä suuria. Suuri pyörre kattaa lähes koko solan, mikä johtaa alhaisiin nopeuksiin painepäädysissä.

Zhang et al. [51] tutkivat keskipakopumpun toimintaa toimintapisteen ulkopuolella vertaamalla SST SAS-mallilla saatuja tuloksia LES ja SST $k-\omega$ -mallin tuloksiin sekä PIV-mittauksiin. Yleisesti SAS-mallin tulokset olivat yhteneviä mittaustulosten kanssa, mutta se vaatii enemmän laskentatehoa SST $k-\omega$ -malliin verrattuna, toisaalta vähemmän kuin LES. Sillä kuitenkin saadaan LES:n kaltainen tulos epävakailta virtausalueilla, mitä tavallisella URANS-mallilla ei saada.

Lucius ja Brenner [22] demonstroivat SAS-mallin soveltuvuutta keskipakopumpun laskentaan. Tutkimus keskittyi osakuormilla syntyviin irtoaviin virtauksiin, jotka on RANS-mallilla hankala mallintaa oikein, mutta LES:n kaltaisella mallilla tulokset ovat erinomaisia. SAS-mallilla voidaan välttää DES:n vaatimat tiukat laskentaverkkokriteerit RANS- ja LES-alueiden välillä. Tulokset validoitiin transientilla mittaustuloksilla. Mallin tuloksia verrattiin SST $k-\omega$ -mallin transientteihin tuloksiin. Molemmilla malleilla saadut tulokset ovat verrannollisia stationäärisiin tuloksiin suunnittelupisteessä. SST $k-\omega$ -mallin tulokset olivat hyvin lähellä mittauksia, mutta SAS-tuloksissa oli pientä poikkeamaa. Koska SAS-malli ratkaisee turbulentit skaalat, laskentaverkkoa tihentämällä ja pienentämällä aika-askelta tulokset todennäköisesti paranisivat. Molemmat mallit ha-

vaitsivat epävakaisuudet virtauksessa juoksupyörän pyöriessä ja simulaatioista nähtiin pyörteiden liike siiven suhteen.

Wu et al. [50] tutkivat keskipakopumpun virtauksia PIV-mittauksilla ja numeerisella laskennalla. Virtaukset mallinnettiin stationäärisenä SST $k-\omega$ -mallilla ja transienttina SST DES-hybridimallilla. Yleisesti tulokset olivat suhteellisen tarkkoja, mutta transientit arvot ovat lähempänä mittauksia. Ylikuormalla laskettaessa toleranssi on suurempi osakuormiin verrattuna. Feng et al. [10] käyttivät myös DES:ä ja havaitsivat, ettei tutkimuksen pumpulla irtoamista tapahdu 75 %:n osakuormalla, mutta pienennettäessä kuormaa irtoamista ja takaisinvirtausta esiintyy sekä juoksupyörässä että imukomussa (suction casing).

Li et al. [20] vertasivat stationäärisen todenmukaisen $k-\varepsilon$ -mallin ja vastaavan transientin DES-hybridin tuloksia PIV-mittauksiin keskipakopumpun käynnistyksen yhteydessä. Numeeriseen laskenta-alueeseen oli mallinnettu mittauksia varten tehty suljettu silmukka virheen minimoimiseksi. Mittaus- ja laskentatulosten yhteensopivuus oli tyydyttävä. Tutkimuksessa todettiin, että siipisolassa kehittyvät pyörteet käynnistyksen yhteydessä ja pyörivä virtaus juoksupyörän etureunalla ovat suurin syy transienttien ja stationääristen tulosten eroihin.

Kirjallisuuskatsauksen perusteella tähän työhön tutkittavaksi valittiin referenssimalliksi standardi $k-\varepsilon$ ja toiseksi URANS-malliksi SST $k-\omega$. Turbulenttisen skaalan ratkaisuista malleista käytetään DES- ja SAS-mallien SST $k-\omega$ -mallin hybridejä.

3 VIRTAUSLASKENTA

3.1 Virtausta hallitsevat yhtälöt

Kun virtaava neste oletetaan kokoonpuristumattomaksi ja viskositeetti vakioksi, massan säilymistä kuvaava jatkuvuusyhtälö saa muodon

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

Yhtälössä u , v ja w ovat nopeuskomponentteja x -, y - ja z -suunnissa vastaavassa järjestyksessä. Kun z -akseli valitaan pyörimisakseliksi, liikemäärän säilymistä voidaan kuvaata liikemääräyhtälöillä:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - 2\omega v - \omega^2 x \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) - 2\omega u - \omega^2 y \quad (3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right). \quad (4)$$

Yhtälöissä t on aika, p on staattinen paine, ω on kulmanopeus, ν on kinemaattinen viskositeetti ja ρ on nesteen tiheys. Vasemman puolen ensimmäinen termi kuvaa virtauksen aikariippuvuutta ja on nolla stationäärisessä tilanteessa. Kolme seuraavaa termiä kuvaavat liikemäärän kuljetusta. Oikean puolen ensimmäinen termi kuvaa painehäviötä koordinaatin suunnassa. Seuraava termi kuvaa kitkahäviötä. Yhtälöissä (2) ja (3) oikean puolen kaksi viimeistä termiä kuvaavat Coriolis- ja keskihakuisvoimia. Liikemääräyhtälöt tunnetaan myös Navier-Stokesin yhtälöinä. Navier [30] johti kitkallista virtausta hallitsevat yhtälöt, mutta hänen teoriansa ei selittänyt viskositeetin fysikaalista merkitystä. Stokes [44] johti yhtälöt myöhemmin muotoon, jossa ne nykyisin tunnetaan.

Turbulenttisten virtausten tapauksessa nopeuskomponentit ja staattinen paine voidaan jakaa keskiarvo- ja heilahtelutermiin, jolloin yhtälöiden (2)–(4) hetkelliset arvot korvataan termeillä

$$u = U + u', v = V + v', w = W + w', p = P + p'. \quad (5)$$

U , V , W ja P kuvaavat keskiarvovirtausta ja ne saadaan aikakeskiarvoina seuraavasti:

$$U = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} u dt, V = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} v dt, W = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} w dt, P = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} p dt. \quad (6)$$

Vastaavat heilahtelukomponentit ovat u' , v' , w' ja p' . Keskiarvottamalla yhtälöt (2)-(4) ajan suhteen liikemäärän säilyvyys voidaan esittää muodossa

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0. \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) - 2\omega V \\ & - \omega^2 x - \left(\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) - 2\omega U \\ & - \omega^2 y - \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right) \\ & - \left(\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Yhtälöt (8)–(10) ovat Reynolds-keskiarvotettuja Navier-Stokesin yhtälöitä (RANS). Niihin muodostuneet lisätermiit kuvaavat lisäjännityksiä, jotka aiheutuvat turbulentsista heilahteluista. Jotta yhtälöistä (8)–(10) voidaan ratkaista turbulentsinen virtauskenttä, tarvitaan menetelmä jännitystermien

$$\overline{u_i' u_j'} = \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix} \quad (11)$$

ratkaisemiseksi. Yhtälössä (11) on esitetty Reynoldsin jännitysmatriisi jaettuna tiheydellä käyttäen tensorimerkintöjä. Indeksit i ja j kuvaavat x , y ja z -suuntaisia nopeuksia.

3.2 Turbulenssimallit

RANS-yhtälöiden (8)–(10) tarkka ratkaiseminen on haastavaa, koska muuttujia on enemmän kuin yhtälöitä. Ongelman ratkaisemiseksi on kehitetty turbulenssimalleja, jotka mallintavat turbulentsin käyttäytymisen ja tekevät järjestelmästä suljetun. Niin kutsutut pyörreviskositeettimallit perustuvat turbulentsin kuvaamiseen lisääntyneenä viskositeettina. Turbulentsin viskositeetin tarkastelu perustuu analogiaan molekulaaristen ja turbulentsisten liikkeiden välillä. Tällöin yhtälön (11) jännitykset esitetään Boussinesq'in oletuksen mukaan muodossa [3]

$$-\overline{u_i' u_j'} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k, \quad (12)$$

missä turbulენტit jännityskomponentit ilmaistaan keskiarvonopeuksien gradienttien avulla. ν_t on kinemaattinen pyörreviskositeetti, δ_{ij} on yksikkötensori

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{kun } i = j \\ 0, & \text{kun } i \neq j \end{cases} \quad (13)$$

ja k on turbulenssin kineettinen energia

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}). \quad (14)$$

Turbulენტinen viskositeetti ν_t ei ole nesteen vaan virtauksen ominaisuus ja juuri sen pyörreviskositeettimallit pyrkivät ratkaisemaan. Ne ovat myös yleisimmin käytettyjä malleja ja niistä erityisesti kahden yhtälön mallit ovat suosituimpia.

Suurten pyörteiden simuloinnissa pienet pyörteet mallinnetaan ja suuret pyörteet simuloidaan. Menetelmä perustuu siihen, että suurin osa pyörteiden kineettisestä energiasta kulkeutuu suurissa pyörteissä, jolloin pelkästään niitä simuloimalla suuren skaalan virtausilmiöt saadaan havaittua. LES tarvitsee huomattavasti enemmän laskenta-aikaa verrattuna RANS-malleihin. Käytännön sovelluksissa LES:ä ei käytetä sellaisenaan, vaan on otettu käyttöön hybridimalleja, jotka yhdistävät RANS:n ja LES:n. Tässä aliluvussa esitetyt turbulenssimallien yhtälöt ovat samassa muodossa, joita työssä käytetty ratkaisija käyttää ja ne on otettu Ansyksen ohjekirjasta [1].

3.2.1 Standardi k-ε-turbulenssimalli

Ylivoimaisesti käytetyin turbulenssimalli teollisissa sovelluksissa on standardi k-ε-turbulenssimalli, joka on kahden yhtälön RANS-malli. Se on ensimmäinen numeeriseen laskentaan käytetty kahden yhtälön turbulenssimalli, jonka kehittivät Launder ja Spalding [19]. Sillä on laskettu hyvin paljon erilaisia tilanteita ja siihen löytyy hyvät käytännön mallinnusohjeet moneen tilanteeseen. Yleiseen käyttöön malli on hyvä kompromissi haluttaessa vakautta ja tarkkuutta. Erityisen hyvin malli suoriutuu vapaista virtauksista, mutta sillä on heikkoutensa virtauksissa, joissa rajakerros irtoaa, joissa on suuret pääjännitysvaihtelut, virtaus pyörii tai on kaarevia pintoja. Tässä työssä malli on valittu referenssimalliksi, joihin muiden mallien tuloksia verrataan.

k-ε-mallin oletus perustuu siihen, että turbulენტinen viskositeetti kytkeytyy turbulenssin kineettiseen energiaan ja dissipaatioon seuraavasti:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (15)$$

missä ε kuvaa turbulenssin kineettisen energian dissipoitumisnopeutta, eli nopeutta, jolla liike-energia muuttuu lämmöksi. k :n ja ε :n arvot määritetään mallin kuljetusyhtälöistä, jotka ovat kokoonpuristumattomassa tapauksessa muotoa

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \varepsilon \quad (16)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\varepsilon}{k} C_{\varepsilon 2} \nu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{\varepsilon^2}{k} C_{\varepsilon 2}. \quad (17)$$

C_μ , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k ja σ_ε ovat mallille ominaisia vakioita, joiden yleisimmin käytetyt arvot on esitetty taulukossa 1.

Taulukko 1. Standardi k- ε -turbulenssimallissa käytetyt vakiot.

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

3.2.2 SST k- ω -turbulenssimalli

Toinen paljon käytetty kahden yhtälön RANS-malli on standardi k- ω -turbulenssimalli, jonka Wilcox [49] teki tunnetuksi. Sillä voidaan hyvin ennustaa virtauksen irtoamiskohdan epäsuotuisilla painegradienteilla. Mallia käytetään paljon erityisesti lentokoneiden suunnittelussa, koska siinä irtoamiskohdat ovat oleellisia sakkauksen ennustamiseksi. k- ω -mallissa pyörreviskositeetti kytkeytyy turbulenssin kineettiseen energiaan ja sen ominaisdissipaatioon $\omega = \varepsilon/k$

$$v_t = \frac{k}{\omega}. \quad (18)$$

Kuljetusyhtälöt turbulenssin kineettiselle energialle ja ominaisdissipaatiolle ovat

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{v_t}{\sigma_{k1}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + v_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \beta' k \omega \quad (19)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{v_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \alpha_1 \frac{\omega}{k} v_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \beta_1 \omega^2. \quad (20)$$

β' , α_1 , β_1 , σ_{k1} ja $\sigma_{\omega 1}$ ovat mallille ominaisia vakioita, joiden yleisimmin käytetyt arvot on esitetty taulukossa 2.

Standardimallin sijaan nykyään käytetyin k- ω -malli on leikkausjännityskuljetus (Shear Stress Transport) eli SST k- ω -malli, joka yhdistää k- ε - ja k- ω -mallin parhaat puolet ja parantaa niitä; rajakerroksen sisäpuolella käytetään k- ω -mallia ja sen ulkopuolella k- ε -mallia. Siksi k- ε -mallin kuljetusyhtälöt tulee muuntaa k- ω -malliin sopiviksi käyttämällä yhteyttä $\varepsilon = k\omega$. Mallin on kehittänyt Menter [23, 24]. Muunnetut k- ε -mallin kuljetusyhtälöt ovat

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{v_t}{\sigma_{k2}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + v_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \beta' k \omega \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = & \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{v_t}{\sigma_{\omega 2}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] \\ & + 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha_2 \frac{\omega}{k} v_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \beta_2 \omega^2. \end{aligned} \quad (22)$$

α_2 , β_2 , σ_{k2} ja $\sigma_{\omega 2}$ ovat muunnetun mallin vakioita, joiden yleisimmin käytetyt arvot on esitetty taulukossa 2.

Taulukko 2. Standardi ja SST k - ω -turbulenssimallin vakiot.

β'	α_1	β_1	σ_{k1}	$\sigma_{\omega 1}$	α_2	β_2	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 2}$
0,09	5/9	0,075	2	2	0,44	0,0828	1	1/0,856

SST k - ω -mallin lopulliset kuljetusyhtälöt ovat muotoa

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \beta' k \omega \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] \\ + 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha_3 \frac{\omega}{k} \nu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \beta_3 \omega^2, \end{aligned} \quad (24)$$

missä kertoimet α_3 , β_3 ja σ_{k3} saadaan käyttämällä k - ω -mallin ja muunnetun k - ϵ -mallin yhtälöiden vakioiden lineaarikombinaatiota. Esimerkiksi

$$\alpha_3 = F_1 \alpha_1 + (1 - F_1) \alpha_2. \quad (25)$$

Muut kertoimet saadaan vastaavasti. F_1 on sekoitusfunktio, jonka arvo on seinällä 1 ja rajakerroksen jälkeen 0. Näin määritellyllä funktiolla malli vaihtuu sulavasti k - ω -mallista k - ϵ -malliin vapaata virtausta kohti mentäessä.

Standardi k - ω -mallista poiketen SST k - ω -malli käyttää turbulenttiselle viskositeetilte yhtälöä, joka sisältää kuljetusvaikutukset, mikä parantaa irtoamiskohdan arviointia entisestään.

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)}, \quad (26)$$

missä F_2 on F_1 :n kaltainen sekoitusfunktio, jonka arvo on 1 seinällä ja pienenee nolllaksi rajakerroksen ulkopuolelle mentäessä. S kuvaa venymänopeuden suuruutta

$$S = \sqrt{\left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)}. \quad (27)$$

Sekoitusfunktiot ovat kriittisiä mallin toiminnan kannalta. Niiden muodostuminen perustuu sekä virtausominaisuuksiin että etäisyyteen lähimmästä pinnasta. Sekoitusfunktioita on useita, mutta useimmiten käytetyt yhtälöt ovat

$$F_1 = \tanh \left(\left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y^2} \right] \right\}^4 \right), \quad (28)$$

missä y on etäisyys lähimmästä seinästä ja

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (29)$$

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right\}. \quad (30)$$

3.2.3 Suurten pyörteiden simulointi

Suurten pyörteiden simuloinnissa eli LES:ssä pyörteet erotellaan suuriin ja pieniin pyörteisiin käyttämällä suodatusfunktiota aikariippuviin Navier-Stokesin yhtälöihin (2)–(4). Menettelyä ehdotti ensimmäisenä Smagorinsky [40], mutta ensimmäisenä monia aiheeseen liittyviä ongelmia tutki Deardorff [5]. Suodatuksella poistetaan tehokkaasti ne pyörteet, jotka ovat valittua skaalaa pienempiä. Näin jäljelle jäävät yhtälöt kuvaavat suurten pyörteiden virtausta. LES:ssä muuttujat jaetaan suuriin ja pieniin skaaloihin seuraavasti:

$$u = \bar{U} + u', v = \bar{V} + v', w = \bar{W} + w', p = \bar{P} + p'. \quad (31)$$

\bar{U} , \bar{V} , \bar{W} ja \bar{P} kuvaavat suodatettuja arvoja ja u' , v' , w' ja p' pienillä skaaloilla tapahtuvaa heilahtelua. Suodatus tehdään seuraavasti

$$\bar{U}(\mathbf{x}) = \int_D u(\mathbf{x}') G(\mathbf{x}; \mathbf{x}') d\mathbf{x}', \quad \bar{V}(\mathbf{x}) = \int_D v(\mathbf{x}') G(\mathbf{x}; \mathbf{x}') d\mathbf{x}', \quad (32)$$

$$\bar{W}(\mathbf{x}) = \int_D w(\mathbf{x}') G(\mathbf{x}; \mathbf{x}') d\mathbf{x}', \quad \bar{P}(\mathbf{x}) = \int_D p(\mathbf{x}') G(\mathbf{x}; \mathbf{x}') d\mathbf{x}',$$

missä D on virtausalue ja G suodatusfunktio, joka määrittää ratkaistavien pyörteiden skaalan. Mallinnettavaksi osaksi jäävät

$$u' = u - \bar{U}, \quad v' = v - \bar{V}, \quad w' = w - \bar{W}, \quad p' = p - \bar{P}. \quad (33)$$

Kontrollitilavuusmenetelmää käytettäessä suodatus tapahtuu implisiittisesti

$$\bar{U}(\mathbf{x}) = \frac{1}{V} \int_V u(\mathbf{x}') d\mathbf{x}', \quad \bar{V}(\mathbf{x}) = \frac{1}{V} \int_V v(\mathbf{x}') d\mathbf{x}', \quad (34)$$

$$\bar{W}(\mathbf{x}) = \frac{1}{V} \int_V w(\mathbf{x}') d\mathbf{x}', \quad \bar{P}(\mathbf{x}) = \frac{1}{V} \int_V p(\mathbf{x}') d\mathbf{x}'.$$

Tällöin suodatusfunktio on

$$G(\mathbf{x}; \mathbf{x}') = \begin{cases} 1/V, & \mathbf{x}' \in V \\ 0, & \text{muulloin} \end{cases} \quad (35)$$

Yhtälöissä (34) ja (35) V on kontrollitilavuuden tilavuus. Suodatetut Navier-Stokesin yhtälöt ovat muotoa [1]

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (36)$$

missä τ_{ij} on leikkausjännitys laskentaverkkoa pienemmällä skaalalla, jolloin siihen sisältyy myös pienten pyörteiden vaikutus. Yhtälöt ovat analogisia RANS-yhtälöiden kanssa, mutta niissä

$$\tau_{ij} = \overline{U_i U_j} - \overline{U_i} \overline{U_j}. \quad (37)$$

Suuren skaalan turbulenttinen virtaus ratkaistaan suoraan ja pienen skaalan vaikutus otetaan huomioon alihila- eli SGS-malleilla. Tässä voidaan käyttää pyörreviskositeetin kaltaista lähestymistapaa, joka yhdistää alihilajännitykset τ_{ij} suuren skaalan venymänopeuksiin

$$-\left(\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk}\right) = \nu_{SGS} \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i}\right). \quad (38)$$

SGS-viskositeetti kuvaa vain pienen skaalan turbulenssia toisin kuin pyörreviskositeettimalleissa. Isotrooppista osaa jännityksestä τ_{kk} ei mallinneta, vaan se lisätään suodatettuun staattiseen painetermiin \overline{P} . SGS-osan mallintamiseen on olemassa eri menetelmiä, mutta niitä ei tässä työssä tarkemmin käsitellä, koska tässä työssä LES:ä ei käytetä sellaisenaan vaan yhdistettynä muihin malleihin.

3.2.4 Pyörteiden erillinen simulointi

LES:n vaatiman suuren laskentatehon takia, erityisesti rajakerrosalueella suurilla Reynoldsin luvuilla, se ei ole käyttökelpoinen teollisuuden sovelluksissa. Sitä voidaan käyttää tilanteissa, joissa suurten pyörteiden skaala vastaa geometrisia rakenteita, joista pyörteet syntyvät. Pyörteiden erillistä simulointia ehdotti ensimmäisenä Spalart [41]. DES:llä pyritään yhdistämään RANS- ja LES-mallit hybridimalliksi, jossa RANS:a käytetään kiinnittyneiden ja hieman irtoavien rajakerrosten sisäpuolella. LES:ä puolestaan käytetään rajakerroksen ulkopuolella ja voimakkaasti irtoavilla rajakerroksilla. Menetelmän ongelmaksi muodostuu alueiden välinen erottelu. DES ei vaadi laskentaverkolta yhtä suurta tiheyttä kuin LES, mutta laskentaverkolla on muita yksityiskohtaisia vaatimuksia. Yleisimmin DES:n kanssa käytetään SST k- ω -mallia sen tarkan rajakerroskäsittelyn takia.

Myös tässä työssä on käytetty SST DES-mallia, jonka ajatuksena on vaihtaa SST k- ω -mallista LES-malliin alueilla, joissa RANS-mallin laskema pituuskaala on suurempi kuin paikallinen verkon koko. DES-muunnos voidaan toteuttaa muuttamalla turbulenssin kineettisen energian dissipaatiotermiä

$$\varepsilon = \beta^* k \omega \rightarrow \beta^* k \omega F_{DES}, \quad (39)$$

missä

$$F_{DES} = \max\left(\frac{L_t}{C_{DES} \Delta}, 1\right). \quad (40)$$

$$\Delta = \max(\Delta_i) \text{ ja } L_t = \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega}. \quad (41)$$

Yhtälöissä $C_{DES} = 0,61$ ja se on käytössä vain RANS-alueella. Kontrollitilavuuden koon rajoittaminen on tehty siksi, että malli palaa RANS-malliin kiinnittyneissä rajakerroksissa. Näin ollen turvallisin valinta ehdon täyttymiseksi on suurimman kontrollitilavuuden

den koko. Standardi DES-mallissa ei ole keinoa estää rajoittimen aktivoitumista kiinnittyneen rajakerroksen alueella. Näin tapahtuu esimerkiksi silloin, kun verkon koko on pienempi kuin rajakerroksen paksuus. Tällöin virtaus voi irrota laskentaverkon koon takia, mikä ei ole toivottavaa. Jotta tämä riski voidaan minimoida, käytetään SST k- ω -mallin sekoitusfunktioita seuraavasti:

$$F_{DES-CFX} = \max\left(\frac{L_t}{C_{DES}\Delta}(1 - F_{SST}), 1\right), \quad (42)$$

missä F_{SST} on 0, F_1 tai F_2 . Arvolla 0 käytetään standardimallia. Oletusarvona käytetään F_2 :ta, joka estää parhaiten verkosta johtuvaa irtoamista. Näin saatua mallia voidaan kutsua viivästetyksi DES:ksi eli DDES:ksi, jota tässäkin työssä käytettiin, mutta jatkossa sitä kutsutaan vain DES:ksi.

3.2.5 Skaalaan mukautuva simulointi

Epästationääriseen tilanteeseen on kehitetty URANS-malleihin pohjautuva malli, jolla on mahdollista erotella turbulenssin spektri aikariippuvissa virtausolosuhteissa. Skaalaan mukautuva simulointi perustuu von Karmanin pituuskaalan sisällyttämiseen turbulenssin skaalan yhtälöön. Se mahdollistaa SAS-mallien dynaamisen sopeutumisen ratkaistuihin URANS-simulaatioihin, mikä johtaa LES:n kaltaiseen käyttäytymiseen epävakailta virtausalueilla. Samanaikaisesti malli mahdollistaa stabiilien alueiden laskennan RANS:n tavoin. Alkuperäisen mallin ovat kehittäneet Menter ja Egorov [26], jotka myös myöhemmin muokkasivat mallia tässä työssä käytettyyn muotoon [6].

Yleisimmin käytetty malli on SST SAS-malli, joka käyttää neliöllistä pituuskaalasuhdetta von Karmanin pituuskaalan sijaan. Malli on yhtenäisempi alkuperäiseen SST k- ω -malliin verrattuna ilman merkittäviä eroja. SST SAS-mallin kuljetusyhtälöt eroavat SST k- ω -mallista ylimääräisellä lähdetermillä Q_{SAS} ominaisdissipaation yhtälössä.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - C_\mu k \omega \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = & \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \\ & + \alpha_3 \frac{\omega}{k} \nu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \beta_3 \omega^2 + Q_{SAS} \end{aligned} \quad (44)$$

$$Q_{SAS} = \max \left[\zeta_2 \kappa S^2 \left(\frac{L_t}{L_{vK}} \right)^2 - C \frac{2k}{\sigma_\phi} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right], \quad (45)$$

missä $\zeta_2 = 3,51$, $\sigma_\phi = 2/3$ ja $C = 2$. S saadaan yhtälöstä (27). Pituuskaala saadaan mallinnetusta turbulenssista

$$L_t = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu^{1/4} \omega} \quad (46)$$

ja von Karmanin pituusskaala on

$$L_{vK} = \frac{\kappa S}{|U''|}. \quad (47)$$

Toinen nopeusderivaatta saadaan yhtälöllä

$$|U''| = \sqrt{\sum_{(i)} \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \right)^2}. \quad (48)$$

Rajakerroksen logaritmisella alueella sekä L_t että L_{vK} ovat yhtä suuria kuin κy , missä κ on von Karmanin vakio ja y etäisyys seinästä.

Mallilla pystytään hallitsemaan lisäksi korkeiden aaltolukujen vaimennusta seuraavilla yhtälöillä:

$$L_{vK} = \max \left(\frac{\kappa S}{|U''|}, C_S \sqrt{\frac{\kappa \zeta_2}{(\beta_3 / C_\mu) - \alpha_3}} \Delta \right), \quad (49)$$

missä Δ riippuu laskentaverkon kontrollitilavuuksien koosta ja lasketaan kontrollitilavuuden kuutiojuurena $\Delta = V^{1/3}$. Yhtälön (49) tarkoitus on vaimentaa pienimpiä ratkaisuja turbulentsia vaihteluita. Vakio C_S on kalibroitu isotrooppisen turbulenssin avulla ja sen oletusarvo on 0,11.

3.3 Seinämäkäsittely

Edellä esitetyt turbulenssimallit ovat voimassa vain suuren Reynoldsin luvun virtauksille. Seinän läheisen pienen Reynoldsin luvun virtauksen ratkaisemiseen tarvitaan erityismenetelmä. Tätä menetelmää kutsutaan seinämäkäsittelyksi. Tässä työssä niitä on käytössä kaksi erilaista: skaalatut seinämäfunktioita ja automaattinen seinämäkäsittely. Tässä työssä skaalattuja funktioita käytetään standardi k - ϵ -mallilla ja muilla kolmella mallilla automaattista seinämäkäsittelyä.

3.3.1 Skaalatut seinämäfunktioita

Standardi k - ϵ -malliin perustuvat turbulenssimallit käyttävät seinämäfunktioita, joista nykyisin käytetään yleensä kehittyneempiä skaalattuja seinämäfunktioita [1]. Ne yhdistävät seinän reunaehdot muuttujiin seinän läheisissä laskentaverkon kontrollitilavuuksissa, joiden oletetaan olevan rajakerroksen täysin turbulentsisella alueella. Skaalattujen funktioiden etuna on, että niihin ei vaikuta laskentaverkon tiheys seinällä.

Seinän läheisen alueen nopeusjakauma on aluksi lineaarinen ja muuttuu logaritmisesti mentäessä kauemmaksi seinästä. Logaritmisien alueen nopeus voidaan mallintaa käyttämällä dimensiotonta pituus- ja nopeusskaalaa

$$y^* = \frac{u^* \Delta n}{4\nu} \quad (50)$$

$$u^* = C_\mu^{1/4} k^{1/2}. \quad (51)$$

Tällöin kitkanopeus ja leikkausjännitys seinällä voidaan esittää muodossa

$$u_\tau = \frac{U_t}{\frac{1}{\kappa} \ln(y^*) + C} \quad (52)$$

$$\tau_w = \rho u^* u_\tau. \quad (53)$$

Yhtälöissä U_t on tunnettu nopeus seinän tangentin suuntaan etäisyydellä $\Delta n/4$, Δn on laskentaverkon kahden seinän läheisimmän hilapisteen välinen etäisyys, κ on von Karmanin vakio ja C on pinnankarheudesta riippuva vakio. Hydraulisesti sileille pinoille $\kappa = 0,41$ ja $C = 5,0$

Skaalattujen seinämäfunktioiden perusajatuksena on asettaa raja-arvo etäisyydelle y^* , jossa lineaarinen ja logaritminen nopeusprofiili kohtaavat.

$$\tilde{y}^* = \max(y^*, 11,06), \quad (54)$$

joka kuvaa etäisyyden numeerista arvoa eikä laske raja-arvon alapuolelle. Näin ollen kaikki laskentapistet ovat viskoosin rajakerroksen ulkopuolella ja vältetään tiheän verkon aiheuttamat ongelmat. Dissipaationopeuden reunaehto, joka pätee logaritmisella alueella, on

$$\varepsilon = \frac{u^*}{\tilde{y}^* \nu} \frac{C_\mu^{3/4}}{\kappa} k^{3/2}. \quad (55)$$

3.3.2 Automaattinen seinämäkäsitteily

SST k - ω -malliin perustuvat menetelmät käyttävät niin kutsuttua automaattista seinämäkäsitteilyä, jotka Menter [25] kehitti. Ne käyttävät alhaisen Reynoldsin luvun yhtälöitä laskentaverkon tihentyessä, jolloin virtauskenttä ratkaistaan seinälle asti, mikäli laskentaverkon tiheys sen sallii. Dimensioton nopeus mallinnetaan yhtälöllä [15]

$$u^* = \max(\sqrt{a_1 k}, u_\tau), \quad (56)$$

missä

$$u_\tau = \sqrt{\nu \left| \frac{\Delta U}{\Delta y} \right|}. \quad (57)$$

Dimensioton etäisyys on muotoa

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}. \quad (58)$$

Ominaisdissipaatio esitetään logaritmisin alueen (l) ja laminaarin alakerroksen (s) ominaisdissipaatioiden analyttisten muotojen yhdistelmänä.

$$\omega = \omega_s \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_l}{\omega_s}\right)^2}, \quad (59)$$

missä

$$\omega_l = \frac{u^*}{a_1 \kappa y} = \frac{1}{a_1 \kappa \nu} \frac{u^{*2}}{y^+} \quad (60)$$

ja

$$\omega_s = \frac{6\nu}{\beta(\Delta y)^2}. \quad (61)$$

3.4 Diskretointi

Yleisin virtauslaskennassa käytetty diskretointimenetelmä on kontrollitilavuusmenetelmä, johon voi tarkemmin tutustua esimerkiksi lähteestä [11]. Siinä jatkuvat yhtälöryhmät muunnetaan diskreetiksi yhtälöryhmäksi integroimalla hallitsevat yhtälöt kontrollitilavuuksien yli. Yleiselle skalaarisuureelle ϕ kirjoitettu kuljetusyhtälö on muotoa

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV + \int_A \rho \phi \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dA = \int_A \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot \mathbf{n} dA + \int_V S_\phi dV, \quad (62)$$

missä \mathbf{u} on nopeusvektori, \mathbf{n} on pinnan normaalivektori ja Γ_ϕ on ϕ :n diffuusiokerroin ja S_ϕ on lähde-termi yksikkötilavuutta kohti. Diskretoitaessa yhtälö (62) saadaan yhtälöryhmä [16]

$$V \frac{(\rho \phi)^{m+\frac{1}{2}} - (\rho \phi)^{m-\frac{1}{2}}}{\Delta t} + \sum_f^{N_f} \rho_f \phi_f \mathbf{u}_f \cdot \mathbf{A}_f = \sum_f^{N_f} \Gamma_\phi (\nabla \phi)_n \cdot \mathbf{A}_f + S_\phi V, \quad (63)$$

missä N_f on kontrollitilavuuden rajapintojen lukumäärä, ϕ_f on ϕ :n rajapinnan f läpi konvektiivisella kuljetuksella kulkeutuva määrä, $\rho_f \phi_f \mathbf{u}_f \cdot \mathbf{A}_f$ on massavuo pinnan f läpi ja \mathbf{A}_f on pinnan f pinta-alavektori, $(\nabla \phi)_n$ on pintaa f vastaan kohtisuoraan oleva $\nabla \phi$:n suuruus, V on kontrollitilavuuden tilavuus, Δt on aika-askel ja m on tarkasteltavan aika-askeleen indeksi. Yhtälön (63) vasemman puolen ensimmäistä termiä voidaan käyttää aikatermin diskretoituna likimääräistyksenä kontrollitilavuuksille, jotka eivät muuta muotoaan ajan funktiona.

Kontrollitilavuuksen konvektiotermit pinnoilla määritetään interpoloimalla ne kontrollitilavuuksien keskipisteiden arvoista. Interpolointimenetelmiä on useita, mutta tässä työssä käytetään toisen ja ensimmäisen kertaluvun ylävirtakaavaa sekä keskidifferenssiä. Sulzerilla on kokemuksen perusteella päädytty käyttämään k - ϵ -mallilla toisen ja ensimmäisen kertaluvun ylävirtakaavojen yhdistelmää painottaen toista kertalukua 95 %:sti konvektiotermin diskretoinnissa. Vastaavaa diskretointia käytettiin työssä myös SST k - ω -mallille. DES- ja SAS-malleille konvektiotermin diskretointiin käytettiin keskidifferenssiä skaalaan ratkaisevien simulointien parhaita suuntaviivoja noudattaen, joita on esitetty lähteessä [29]. Diffuusiotermien diskretointi tehdään kaikissa tapa-

uksissa keskidifferenssillä. Turbulenttien suureiden (k , ε ja ω) diskretointiin käytettiin ensimmäisen kertaluvun ylävirtakaavaa.

Ylävirtakaavassa pinnan arvo lasketaan yhtälöllä

$$\phi_f = \phi_u + \beta \nabla \phi_u \cdot \Delta \mathbf{s}, \quad (64)$$

missä ϕ_u on ylävirranpuoleisen kontrollitulavuuden keskipisteen arvo, ja $\nabla \phi_u$ vastaava gradientti, $\Delta \mathbf{s}$ on paikkavektori ylävirran kontrollitulavuuden keskipisteestä rajapinnan keskipisteeseen ja β on arvo välillä 0–1, joka kuvaa toisen kertaluvun ylävirtakaavan painotusta. Tässä työssä sen arvo on siis 0,95. Gradientti $\nabla \phi_u$ lasketaan Gaussin lauseella [16]

$$\nabla \phi_u = \frac{1}{V} \sum_f^{N_f} \tilde{\phi}_f \mathbf{A}_f, \quad (65)$$

missä $\tilde{\phi}_f$ lasketaan pinnan molemmilla puolilla olevien kontrollitulavuuksien keskipisteiden keskiarvona.

Keskidifferenssin tapauksessa käytetään myös yhtälöä (64), mutta gradientin arvo asetetaan paikallisen kontrollitulavuuden arvoon ja $\beta = 1$, jolloin se on myös toista kertalukua. Keskidifferenssistä mahdollista käyttää myös rajoitettua versiota, joka vähentää epäfysikaalisia värähtelyjä. Se käyttää keskidifferenssiä normaalisti muulloin, paitsi jos konvektion rajoituskriteeri (CBC) täyttyy, jolloin se muuntuu ensimmäisen kertaluvun ylävirtakaavaan käyttämällä sekoitusfunktiota samankaltaisesti kuin SST k - ω -turbulenssimallissa. Tässä työssä on käytetty rajoitettua keskidifferenssiä konvektiotermin osalta skaalan ratkaisevissa simuloinneissa.

Kaikissa laskentatapauksissa aikatermin interpoloinnissa käytettiin toisen kertaluvun eksplisiittistä Eulerin kaavaa [1]

$$(\rho\phi)^{m-\frac{1}{2}} = (\rho\phi)^o + \frac{1}{2} [(\rho\phi)^o - (\rho\phi)^{oo}], \quad (66)$$

$$(\rho\phi)^{m+\frac{1}{2}} = (\rho\phi) + \frac{1}{2} [(\rho\phi) - (\rho\phi)^o], \quad (67)$$

missä o viittaa edelliseen aika-askeleeseen ja oo sitä edelliseen. Yhtälön (63) aikatermin approksimaatio saa siis muodon

$$V \frac{(\rho\phi)^{m+\frac{1}{2}} - (\rho\phi)^{m-\frac{1}{2}}}{\Delta t} = \frac{V}{\Delta t} \left[\frac{3}{2} (\rho\phi) - 2(\rho\phi)^o + \frac{1}{2} (\rho\phi)^{oo} \right] \quad (68)$$

4 PUMPPUTEORIA

4.1 Peruskäsitteitä

Nostokorkeus on pumpun toiminnan kannalta tärkein suure. Se tarkoittaa korkeuseroa, jonka pumppu voi nostaa pumpattavaa nestettä. Nostokorkeus määritetään paineesta ja painehäviöstä puhuttaessa voidaan myös tarkoittaa suoraan nostokorkeushäviötä. Nostokorkeus voi olla joko staattista tai dynaamista. Pumpun kokonaisnostokorkeus on siis

$$H = \frac{p + p_{dyn}}{\rho g} + \Delta Z = \frac{1}{\rho g} \left(p + \frac{\rho c^2}{2} \right) + \Delta Z = \frac{p}{\rho g} + \frac{c^2}{2g} + \Delta Z, \quad (69)$$

missä p on staattinen ja p_{dyn} dynaaminen paine, g on putoamiskiihtyvyyys, c on nesteen nopeuden suuruus ja ΔZ on imu- ja painepuolen nestepintojen korkeusero. Tarkasteltaessa paine-eroja pintojen välillä korkeuserolla ei ole merkitystä.

Keskikipakopumpun juoksupyörän teoreettinen nostokorkeus voidaan määrittää Eulerin yhtälöstä

$$H_{th} = \frac{u_2 c_{2u} - u_1 c_{0u}}{g}, \quad (70)$$

missä c_{0u} on virtauksen tangenciaalinen nopeus juoksupyörän sisääntulossa ja muuttujat u_1 ja u_2 ovat kehänopeuksia juoksupyörän sisä- ja ulkokehällä vastaavasti. Jos sisääntuleva virtaus on pyörteeton, eli virtaus saapuu juoksupyörään kohtisuoraan, $c_{0u} = 0$ ja yhtälö (70) supistuu muotoon

$$H_{th} = \frac{u_2 c_{2u}}{g}. \quad (71)$$

Tämä pätee kuitenkin vain monijaksopumpun ensimmäisessä jaksossa. Muissa jaksoissa paluusiivistöstä seuraavaan jaksoon tuleva virtaus on pyörteinen. Termin $u_1 c_{0u}/g$ laskentaan palataan myöhemmin tässä luvussa.

Muuttuja c_{2u} on todellisen nopeuden c_2 ulkokehän suuntainen nopeuskomponentti. Sen laskemiseen käytetään liukukerrointa k (slip-factor), joka on määritelty

$$k = \frac{c_{2u}}{c_{2u}^*}, \quad (72)$$

missä

$$c_{2u}^* = u_2 - \frac{c_{2m}}{\tan \beta_2^*}, \quad (73)$$

missä β_2^* on siiven kulma juoksupyörän ulkokehällä eli virtauksen suhteellisen nopeuden kulma ja c_{2m} on meridiaaninopeus juoksupyörän ulkoreunalla, joka saadaan yhtälöstä

$$c_{2m} = \frac{Q}{\eta_v B_2 \pi D_2}, \quad (74)$$

missä Q on pumpun tilavuusvirta, D_2 on juoksupyörän ulkokehän halkaisija, η_v on pumpun volumetrinen kokonaishyötysuhde ja B_2 on siiven leveys ulkoreunalla. Kertoimen k määrittämiseen löytyy useita korrelaatioita tai sille saadaan määritettyä arvo numeerisesta laskennasta massakeskiarvotettuja nopeuksia käyttämällä. Tässä työssä ei sen määrittämiseen paneuduta, mutta se on oleellinen osa juoksupyörän siivistön suunnittelua.

Pumpun tuottaman tehon määrittämiseen käytetään mitattuja tai numeerisesta laskennasta saatuja konvergoituneen virtauskentän tuloksia. Mittauksissa mitataan staattista painetta ja nopeutta, joiden avulla lasketaan kokonaispaine. Laskentatuloksista otetaan massakeskiarvo. Pumpun tuottama teho voidaan kirjoittaa muodossa

$$P = \dot{m}gH. \quad (75)$$

Pinnan A läpi menevä massavirta \dot{m} voidaan kirjoittaa muodossa

$$\dot{m} = \rho Q = \int_A \rho \mathbf{c} \cdot \mathbf{n} dA, \quad (76)$$

missä \mathbf{c} on nopeusvektori, A on poikkipinta-ala ja \mathbf{n} on pinnan normaali. Yhtälöiden (69), (75) ja (76) perusteella massakeskiarvotettu nostokorkeus pinnan A läpi on

$$H = \frac{P}{\dot{m}g} = \frac{\int_A \left(\frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2} \right) \rho \mathbf{c} \cdot \mathbf{n} dA}{g \int_A \rho \mathbf{c} \cdot \mathbf{n} dA}. \quad (77)$$

Jos tiheyden oletetaan pysyvän vakiona, myös tilavuusvirta pysyy vakiona ja nostokorkeus voidaan kirjoittaa muodossa

$$H = \frac{1}{Qg} \int_A \left(\frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2} \right) \mathbf{c} \cdot \mathbf{n} dA. \quad (78)$$

Nyt voidaan kirjoittaa esimerkiksi juoksupyörän nostokorkeus [17]

$$H_{0-2} = \frac{1}{Qg} \left[\int_{A_2} \left(\frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2} \right) \mathbf{c} \cdot \mathbf{n} dA - \int_{A_0} \left(\frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2} \right) \mathbf{c} \cdot \mathbf{n} dA \right], \quad (79)$$

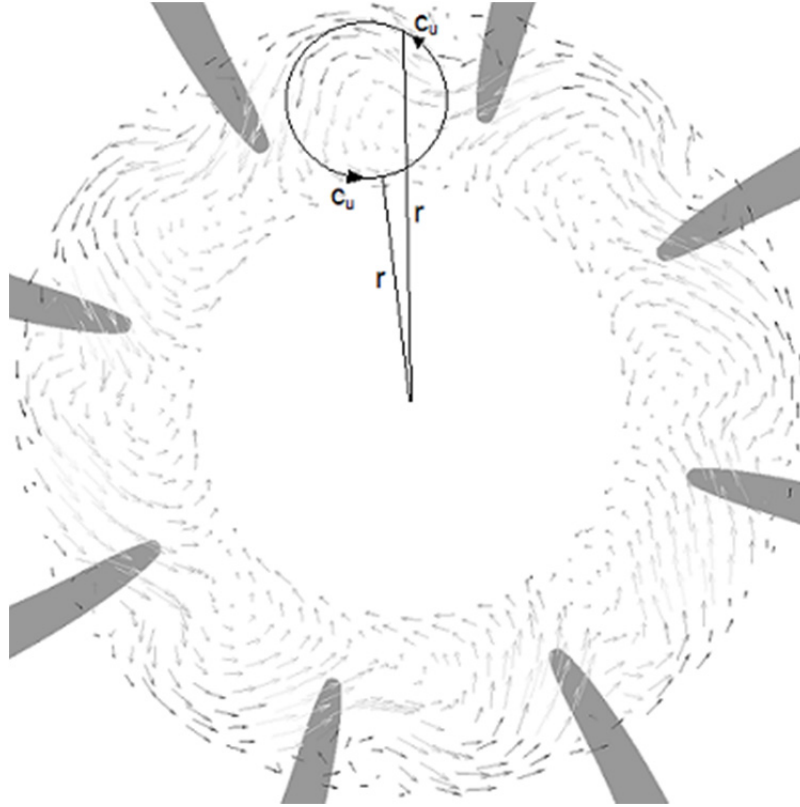
Yhtälöä (79) voidaan käyttää yhtäläillä nostokorkeushäviöiden laskemiseen, jolloin arvot ovat negatiivisia.

Eulerin yhtälön (70) jälkimmäinen termi pyörteiselle sisääntulovirtaukselle lasketaan yhtälöllä [18]

$$\frac{u_1 c_{0u}}{g} = \frac{1}{Qg} \int_{A_{0n}} r \omega c_u \mathbf{c} \cdot \mathbf{n} dA, \quad (80)$$

missä r on paikallinen säde taserajapinnassa. Verrattaessa pyörteetöntä laskentaa pyörteelliseen virtaukseen, voidaan yhtälöllä (80) muuntaa tulokset pyörteellisen virtauksen tuloksiksi. Sisääntulovirtauksen pyörteellisyyden ei ole havaittu vaikuttavan nopeuskenttään juoksupyörän jälkeisessä taserajapinnassa, vaikka se vaikuttaa staattisen pai-

neen tasoon taserajapintojen 0–2 välillä [17]. Kuvassa 4 on esitetty taserajapinnassa olevat pyörteet. Vaikka pyörteissä nopeudet lähellä ja kaukana akselia olisivat samat, niiden aiheuttama momentti on säde-eron takia eri, mistä edellä mainittu impulssivoima syntyy.



Kuva 4. Jaksojenvälisessä taserajapinnassa olevat pyörteet.

Juoksupyörälle voidaan laskea hydraulinen siipikuorma ξ yhtälöllä [47]

$$\xi = \frac{4c_{2u}\pi D_2}{z_{imp2}L_{blade}(w_{0s} + w_2)}, \quad (81)$$

missä z_{imp2} on pumpun siipiluku juoksupyörän ulkoreunalla, w_{0s} on suhteellinen nopeuskomponentti ennen juoksupyörän etureunaa, w_2 on suhteellinen nopeuskomponentti siiven ulkoreunalla. Nopeuskomponentit voidaan määrittää yhtälöillä

$$w_{0s} = \sqrt{c_{0m}^2 + u_{1s}^2} \quad (82)$$

$$w_2 = \sqrt{c_{2m}^2 + (u_2 - c_{2u})^2}, \quad (83)$$

missä c_{0m} on meridiaaninopeus ennen juoksupyörän etureunaa kehäkierroilla

$$c_{0m} = \frac{Q}{\eta_v \pi [(D_{1h}/2)^2 - (D_{0h}/2)^2]} \quad (84)$$

missä D_{1h} on juoksupyörän sisähalkaisija ja D_{0h} juoksupyörän navan halkaisija. u_{1s} on kehänopeus siiven etureunalla kehäkierroissa

$$u_{1s} = D_{1s}n\pi, \quad (85)$$

missä D_{1s} on kehäkiekon etureunan halkaisija ja n on kierrosnopeus. L_{blade} on siiven kehävirtaviivan pituus. Siiven muoto vaikuttaa merkittävästi siipikuorman jakautumiseen. Muotoparametrien määrittäminen tasaisen jakautumisen takaamiseksi on osa suunnittelua, eikä sitä tarkastella enempää tässä työssä.

4.2 Pumppuhäviöt

Tavoiteltaessa mahdollisimman korkean hyötysuhteen pumppua häviöiden tunteminen on tärkeää. Tässä osiossa käsitellään pumpun häviöiden syntyä ja keskitytään monijaksopumpun häviöjakaumaan. Pumpussa tapahtuu painehäviöitä, tilavuusvirtahäviöitä ja kitkahäviöitä. Suunnittelijan tehtävänä on minimoida kokonaishäviöt ja hyväksyä ja hyödyntää toteuttamiskelpoisia häviöiden välisiä vaihdannaisuuksia annettujen rajoitusten ja vaatimusten mukaan. Juoksupyörä on ainoa osa, joka tuottaa kokonaispainetta, josta noin 70 % on staattista, mutta määrä vaihtelee tilavuusvirran funktiona. Koska kitkahäviöiden suuruus riippuu suoraan dynaamisesta paineesta, pyritään paine muuttamaan staattiseksi, mikä tapahtuu pumpun staattorissa, joka koostuu diffuusorisivivistöstä ja paluusiivistöstä.

Painehäviöitä syntyy pumpun joka jaksolla, mutta häviöt ovat vastaavat joka jaksolla, joten vain yhden jakson tarkastelu riittää. Merkitään nostokorkeutta pumpun eri kohdissa seuraavasti:

$$H_{0-3} = H_{0-2} + H_{2-3} \quad (86)$$

$$H_{0-4} = H_{0-3} + H_{3-4} \quad (87)$$

$$H_{0-5} = H_{0-4} + H_{4-5} \quad (88)$$

$$H_{0-0n} = H_{0-5} + H_{5-0n}, \quad (89)$$

missä $H_{i,j}$ on nostokorkeuden muutos pintojen i ja j välillä. Nostokorkeuden negatiiviset arvot kuvaavat tällöin häviöitä. $0-0n$ tarkoittaa kahden jakson välisen 0 -pinnan paineroa. Näin merkitsemällä voidaan kirjoittaa hyötysuhteet pumpun eri osissa

$$\eta_{2-3} = \frac{H_{0-3}}{H_{0-2}} = \frac{H_{0-2} + H_{2-3}}{H_{0-2}} \quad (90)$$

$$\eta_{3-4} = \frac{H_{0-4}}{H_{0-3}} = \frac{H_{0-2} + H_{2-3} + H_{3-4}}{H_{0-2} + H_{2-3}} \quad (91)$$

$$\eta_{4-5} = \frac{H_{0-5}}{H_{0-4}} = \frac{H_{0-2} + H_{2-3} + H_{3-4} + H_{4-5}}{H_{0-2} + H_{2-3} + H_{3-4}} \quad (92)$$

$$\eta_{5-0n} = \frac{H_{0-0n}}{H_{0-5}} = \frac{H_{0-2} + H_{2-3} + H_{3-4} + H_{4-5} + H_{5-0n}}{H_{0-2} + H_{2-3} + H_{3-4} + H_{4-5}}. \quad (93)$$

Staattorihäviöt voidaan koota yhteen ja saadaan kokonaishyötysuhde

$$\eta_{2-0n} = \eta_{2-3}\eta_{3-4}\eta_{4-5}\eta_{5-0n} = \frac{H_{0-0n}}{H_{0-2}}. \quad (94)$$

Nostokorkeudet ja hyötysuhteet esitetään tässä työssä dimensiottomassa muodossa asteriskin avulla jakamalla laskenta-arvot referenssiarvolla, joka ilmoitetaan asiayhteydessä. Pintoja 1 ja 6 ei käytetä laskennassa, koska niiden käyttäminen aiheuttaa ongelmia tulosten jälkikäsitelyssä, eikä välejä 0–1 ja 5–6 ole syytä tarkastella erikseen.

Juoksupyörän hydraulinen hyötysuhde on

$$\eta_{h_imp} = \frac{H_{0-2}}{H_{th}} = \frac{H_{0-2}}{\frac{u_2 c_{2u}}{g}}. \quad (95)$$

Juoksupyörän tuottama hydraulinen teho

$$P_{imp} = \rho g H_{0-2} Q, \quad (96)$$

missä nostokorkeus saadaan yhtälöstä (79). Juoksupyörän ottama teho on

$$P = \omega M \quad (97)$$

missä M on kaikkien märkien pyörivien pintojen aiheuttama vääntömomentti, joka voidaan laskea numeerisesti kontrollitilavuuksien momenttien summana [17]

$$M = \sum (F_{py}x + F_{ty}x - F_{px}y - F_{tx}y), \quad (98)$$

missä F_{px} ja F_{py} ovat paineen aiheuttamat voimakomponentit ja F_{tx} ja F_{ty} seinämäjännityksistä aiheutuvat voimakomponentit, x ja y ovat voimien vaikutussuorien etäisyyden komponentit pyörimisakselista. Juoksupyörän hyötysuhde saadaan pumpun tuottaman ja ottaman tehon suhteena; se on siis eri asia kuin yhtälön (95) Eulerin hyötysuhde.

$$\eta_{0-2} = \frac{\rho g H_{0-2} Q}{\omega M} \quad (99)$$

Tällöin yhden jakson kokonaishyötysuhde saadaan juoksupyörän ja staattorin hyötysuhteiden tulona

$$\eta_{stage} = \eta_{0-2}\eta_{2-0n} = \frac{\rho g H_{0-2} Q}{\omega M} \frac{H_{0-0n}}{H_{0-2}} = \frac{\rho g H_{0-0n} Q}{\omega M}. \quad (100)$$

Painehäviöiden lisäksi pumpussa esiintyy vuotoja. Juoksupyörän jälkeen osa virtauksesta palautetaan juoksupyörän jättöreunalta etureunalle juoksupyörän tiivisterenkaan ohitse. Raon koko tulee valita sopivaksi, sillä liian pienellä raolla kitkahäviöt kasvavat suuriksi ja liian isolla vuotomäärä kasvaa. Juoksupyörän volumetrinen hyötysuhde on muotoa

$$\eta_{v1-2} = \frac{Q_{imp,passage} - Q_{leak2-1}}{Q_{imp,passage}}, \quad (101)$$

missä $Q_{imp,passage}$ on siipisolaan tuleva tilavuusvirta ja $Q_{leak2-1}$ vuotoihin menevä tilavuusvirta.

Toinen rako on paluusiiven jälkeen, jossa pieni määrä nestettä kulkeutuu juoksupyörän taakse ja edelleen jättöreunalle. Koska paluusiiven jälkeen staattinen paine on suurempi kuin juoksupyörän jälkeen, staattinen paine laskee raossa ja syntyy häviötä. Vuodosta aiheutuva tehohyötysuhde on

$$\eta_{v2-6} = \frac{P_{stage} - P_{leak6-2}}{P_{stage}}, \quad (102)$$

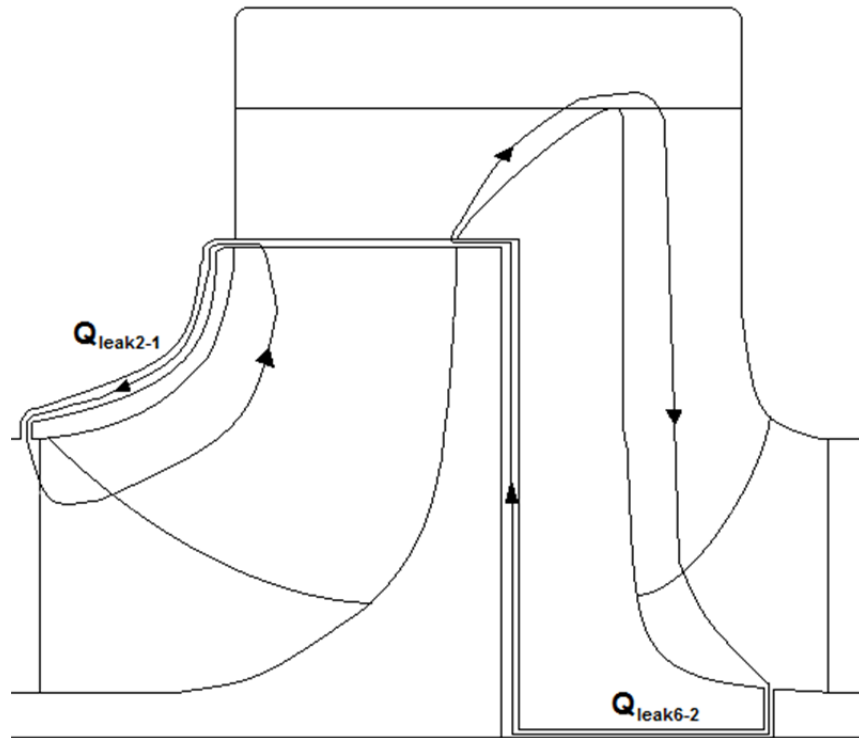
missä P_{stage} on yhteen jaksoon tuleva teho ja $P_{leak6-2}$ on vuodon aiheuttama tehohäviö

$$P_{leak6-2} = \rho g (H_{st6} - H_{st2}) Q_{leak6-2}, \quad (103)$$

missä $Q_{leak6-2}$ on vuodon tilavuusvirta ja H_{sti} on staattinen nostokorkeus kohdassa i . Yhdessä jaksossa vuotoihin menevä volumetrinen kokonaishyötysuhde on siis

$$\eta_v = \eta_{v1-2} \eta_{v2-6}. \quad (104)$$

Kuvassa 5 on esitetty vuotokohdat ja kiertosuunnat.



Kuva 5. Periaatekuva jakson vuotokohdista ja nesteen kiertosuunnista.

Pumpun jaksosten jälkeen pieni määrä nesteestä kulkeutuu tasapainolaitteistoon, joka takaa pumpun voimatasapainon akselin suunnassa. Kiekolta kulkee putki takaisin imu-komuun, josta neste palautuu ensimmäiseen jaksoon. Tasapainolaitteiston kokonaishäviö voidaan määrittää yhtälöllä

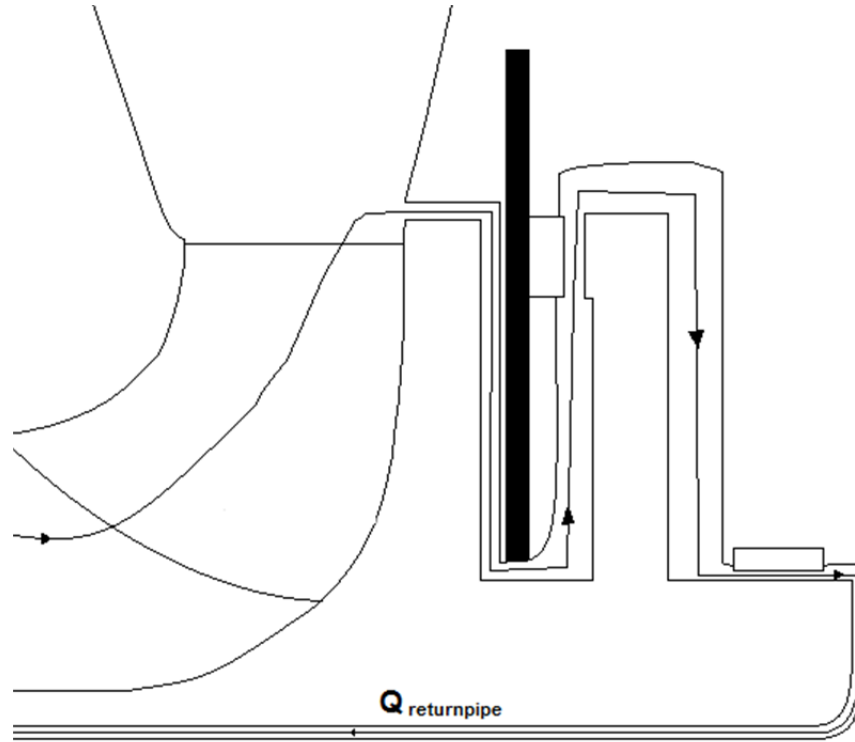
$$P_{balancedisk} = \rho Q_{returnpipe} c_p \Delta T, \quad (105)$$

missä $Q_{returnpipe}$ on tasapainolaitteiston paluuputkesta läpimenevä virtaus, c_p on nesteen ominaislämpökapasiteetti vakioaineessa ja ΔT on lämpötilaero imuputken ja paluuput-

ken välillä. Tasapainolaitteiston tehohäviö sisältää myös liukulaakereiden tehonkulutuksen ja sen hyötysuhde määritetään mittauksista yhtälöllä

$$\eta_{balancedisk} = \frac{P_{pump} - P_{balancedisk}}{P_{pump}}. \quad (106)$$

Kuvassa 6 on esitetty periaatekuva tasapainokiekosta, josta lähtee putki takaisin imukomuun.



Kuva 6. Periaatekuva imukomuun lähtevästä paluuputkesta ja tasapainokiekosta.

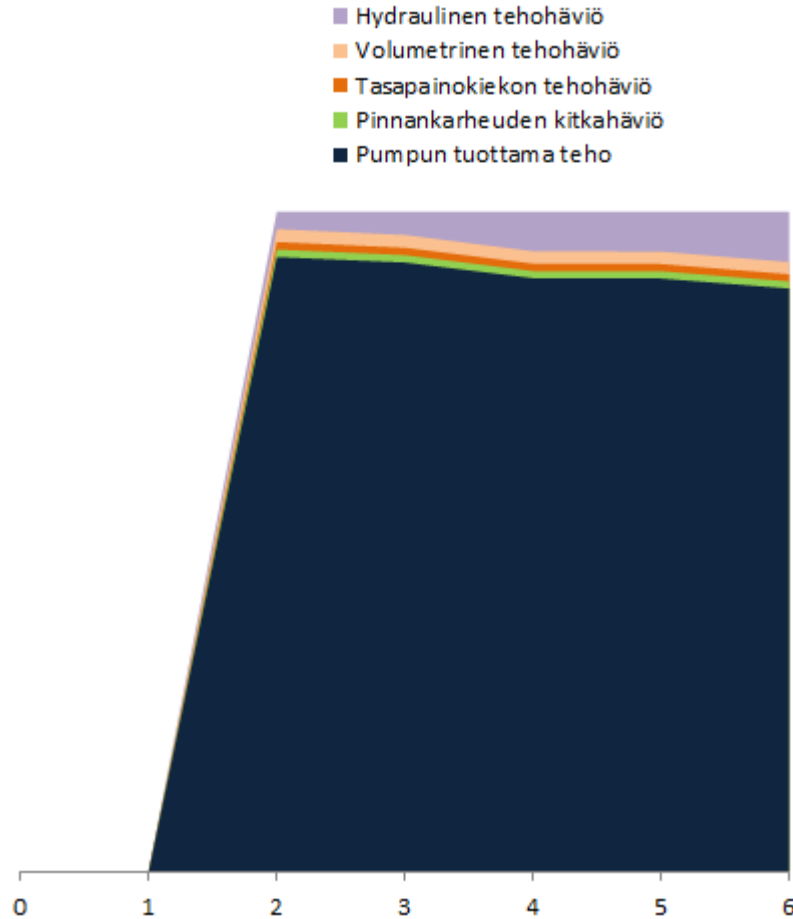
Edellä mainittujen häviöiden lisäksi pumpun tiivisteessä on momenttihäviötä, joka on kokonaishyötysuhteen kannalta merkityksellisen luokkaa 0,1 %. Myös kuvassa 5 näkyvän välillä 6–2 olevan raon akselin viereisessä tilassa syntyy Couette-virtaus, jonka momenttihäviö on mitättömän pieni virtauksen ollessa hyvin lähellä akselia. Välipesän liukulaakereiden pyörimisvastuksissa häviöt ovat myös mitättömän pieniä. Pinnankarheudesta johtuvan kitkahäviön vaikutus arvioidaan kokemuseräisellä hyötysuhteella η_f . Koko pumpun kokonaishyötysuhde voidaan näin ollen pienin likimääräistyksin ilmaista yhtälöllä

$$\eta = \eta_{stage}\eta_v\eta_{balancedisk}\eta_f. \quad (107)$$

Numeerisesta laskennasta voidaan määrittää vain η_{stage} . Muut arvot määritellään mittauksista tai kokemuseräisillä korrelaatioilla. Näin ollen mittaustulokset muunnetaan laskentaa vastaaviksi vähentämällä häviöt mitatuista arvoista.

Kuvassa 7 on havainnollistettu periaatetasolla häviöiden osuutta pumpun kuluttamaan tehoon suunnittelupisteessä. Vaaka-akselilla olevat numerot kuvaavat pumpun pintoja. Kuvasta huomataan, että suurin osa häviöistä on hydraulista häviötä, joka johdetaan siivistöjen suunnittelusta ja niiden osuus kasvaa entisestään osakuormilla erityisesti

sellaisten pintojen välillä, joissa ei optimikuormalla ole merkittäviä häviöitä. Suunnitelupisteessä virtaus voidaan mallintaa melko hyvin keskiarvovirtauksella, mutta osakuormilla heilahtelujen osuus kasvaa 40–140 %:iin keskiarvosuureista [4], jolloin transientti laskenta on välttämätöntä tarkkojen tulosten saamiseksi.



Kuva 7. Kuvassa on pumpun häviöjakauma optimikuormalla. Pinta-alat kuvaavat häviön osuuden suuruutta. Kokonaispinta-ala kuvaa pumpun kuluttamaa tehoa. Vaaka-akselin numeroinnit vastaavat pumpun taserajapintoja.

5 LASKENTAJÄRJESTELYT

5.1 Laskentageometria ja reunaehdot

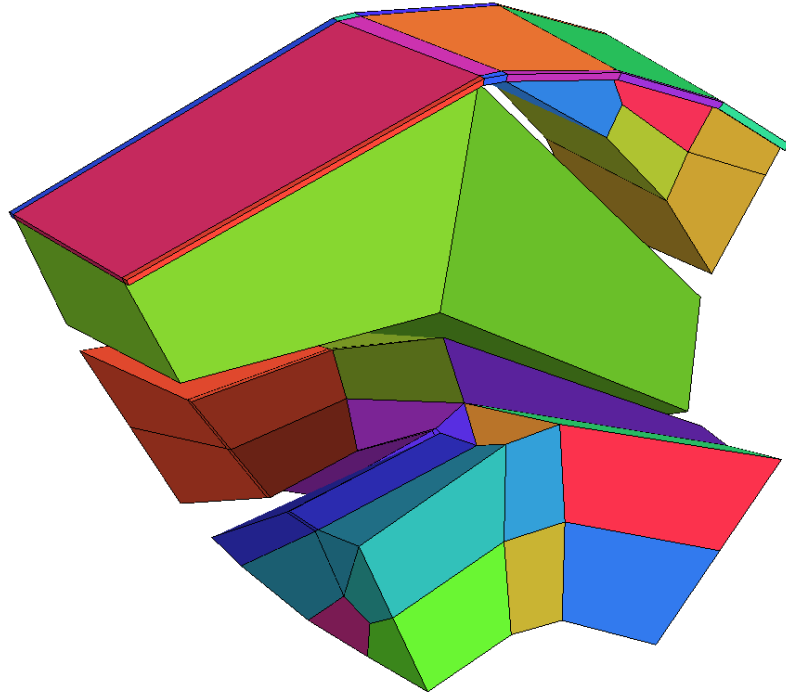
Pumpun virtauksia laskettiin kytketyllä laskentageometrialla. Tarkastelu rajoitettiin yhteen jaksoon, jossa juoksupyörä kytkettiin diffuusoriin transientilla roottori-staattori -kytkennällä, diffuusori ja paluusiivistö kytkettiin toisiinsa yleisellä kytkennällä. Juoksupyörän eteen liitettiin rengasmainen jatke, joka kytkettiin juoksupyörään transientilla roottori-staattori -kytkennällä. Paluusiivistön perään liitettiin suppeneva rengasmainen jatke, joka kytkettiin yleisellä kytkennällä paluusiivistöön. Juoksupyörä asetettiin pyöriivään liikkeeseen, diffuusori, paluusiivistö ja lisäkappaleet staattisiksi. Jatkeista on tarkempaa tietoa luvussa 6. Jatkeilla pyrittiin minimoimaan takaisinkierrätyksen aiheuttama virhe sisään- ja ulostulopinnoilla.

Suunnittelupisteen lisäksi toiminta laskettiin myös osakuormilla 0,4, 0,6 ja 0,8 sekä ylikuormalla 1,2. Vaikka pumpun ensimmäisen ja viimeisen jakson välillä on eroja, käytetyllä geometrialla voidaan kuvata todellista tilannetta niiden välissä olevien jaksosten osalta huomioimalla yhtälön (80) korjausermi. Yksinkertaisuuden vuoksi kaikki seinät, putkien reunat ja siivet, asetettiin hydraulisesti sileiksi. Juoksupyörän eteen kytketyn kappaleen sisääntuloreunaehdoksi asetettiin kuormasta riippuva massavirta ja paluusiivistön jälkeen kytkettyyn kappaleeseen asetettiin ulostuloreunaehdoksi staattinen keskiarvopaine nollassi. Turbulenssin intensiteettinä käytettiin kaikissa tapauksissa vakioasetusta 5 %. Transientin laskennan lähtöarvoina käytettiin mallista riippuen standardi $k-\epsilon$ tai SST $k-\omega$ -mallilla saatua stationääristä virtauskenttää. Laskennan esikäsitteilyyn ja ratkaisuun on käytetty ANSYS® CFX®-Pre ja ANSYS® CFX®-Solver 14.5.7:ää, vastaavasti. Laskennat on tehty Tampereen teknillisen yliopiston tieteellisen laskennan keskuksen (TCSC) ylläpitämässä laskentaklusterissa. Käytössä oli 24:n 2,8 GHz laskentatimen laskentateho ja 48 Gt muistia.

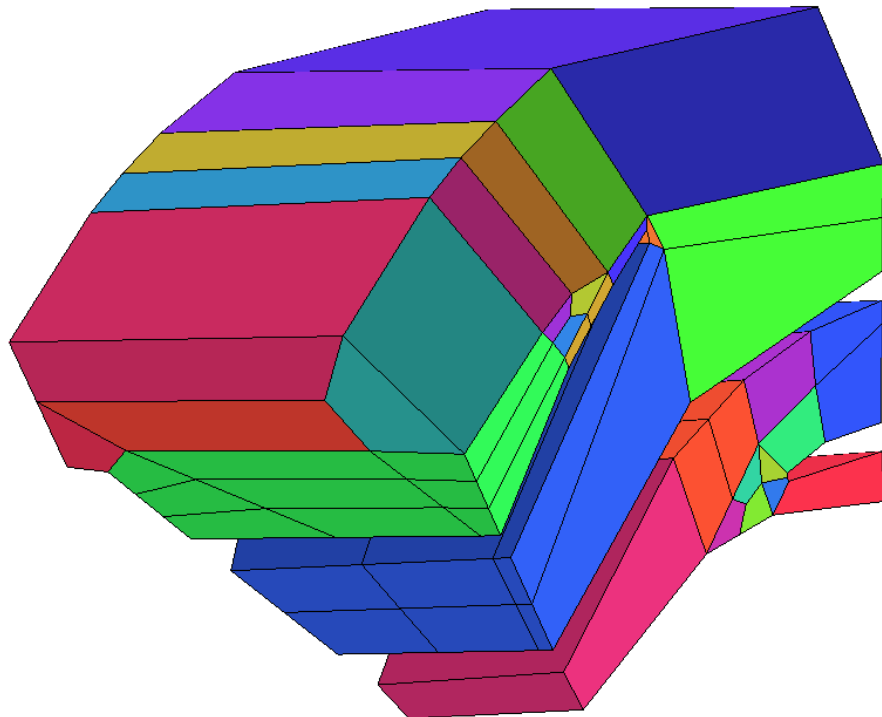
5.2 Laskentaverkko

Laskentaverkkojen luontia pidetään yleensä virtauslaskennan työläimpänä osuutena. Tästä syystä ja rajallisen ajan takia sain käyttööni DI Kalle Tiitisen valmiiksi tekemän lohkojaon juoksupyörälle, diffuusorille ja paluusiivistölle. Lohkojako juoksupyörälle on esitetty kuvassa 8, diffuusorille kuvassa 9 ja paluusiivistölle kuvassa 10. Juoksupyörän solassa lohkoja on yhteensä 39, diffuusorin solassa 40 ja paluusiivistön solassa 41. Kuvissa lohkot on merkitty eri väreillä. Annetulla lohkojaolla luotiin rakenteellinen heksaverkko, jossa ensimmäisen kontrollitilavuuden korkeus asetettiin 0,1 mm:iin, korkeussuhde 1,15:een ja seinämätihennysten kontrollitilavuuksien määrä 10:een. Solmujen

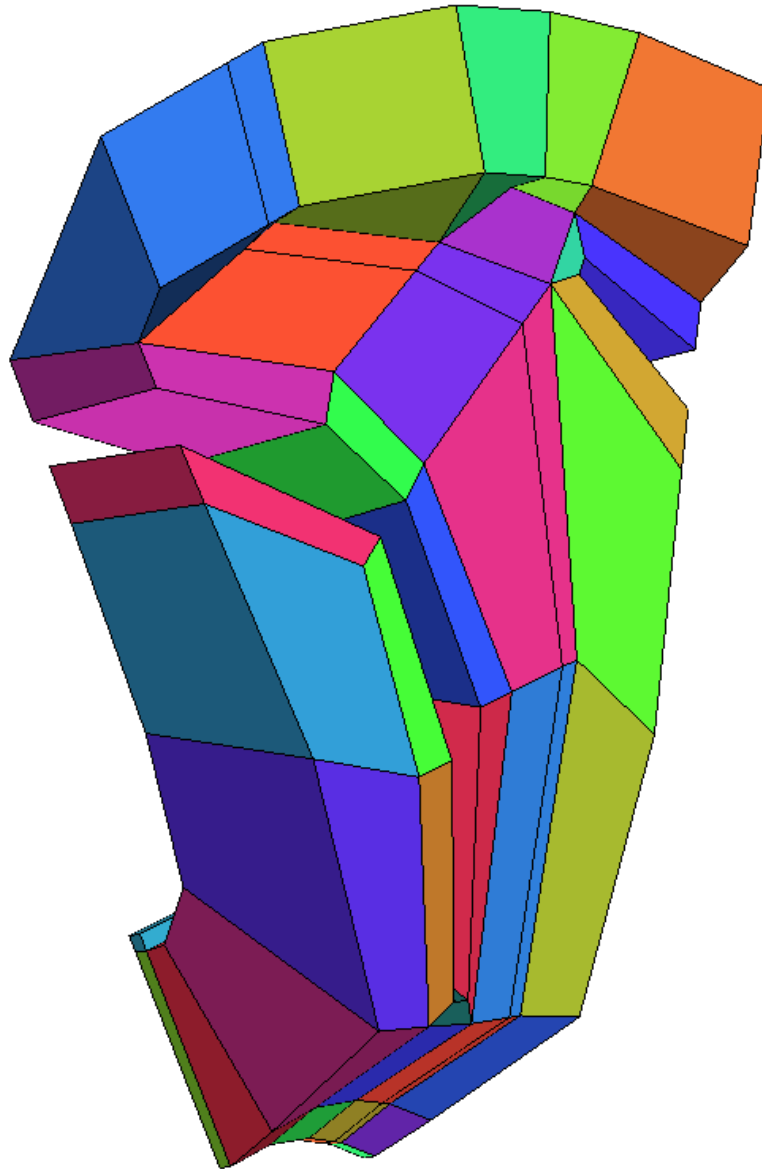
määrä on säädetty käsin siten, että kontrollitilavuuksien määrä on lähellä puolta miljoonaa, jota on pidetty riittävänä tiheytenä. Näin luodussa laskentaverkossa on juoksupyörän siipisolassa 551 186 kontrollitilavuutta. Vastaavasti luotu verkko diffuusorin siipisolalle on 364 623 kontrollitilavuutta ja paluusiivistön solalle 608 524 kontrollitilavuutta. Mainitut verkot ovat tämän työn referenssiverkkoja ja ne on luotu ANSYS® ICEM CFD™ 14.5.7:llä.



Kuva 8. Juoksupyörän yhden siipisolän lohkojako.



Kuva 9. Diffuusorin yhden siipisolän lohkojako.



Kuva 10. Paluusiivistön yhden siipisolän lohkojako.

5.3 Konvergenssikriteeri ja aika-askel

Skaalatut residuaalit kuvaavat kontrollitulavuuden ja sitä ympäröivien kontrollitulavuuk-sien keskipisteiden välistä tasapainoa. Tässä työssä kaikissa laskentatapauksissa RMS-konvergenssikriteeriksi asetettiin $1,0 \cdot 10^{-5}$. Jokaista aika-askelta iteroitiin korkeintaan viisi kertaa tai kunnes konvergenssikriteeri oli saavutettu. Standardi k- ϵ - ja SST k- ω -malleilla laskettaessa aika-askel oli $1/(360n)$, joka tarkoittaa, että juoksupyörä pyörii yhden asteen aika-askeleessa. SAS- ja DES-mallien osalta aika-askel määritellään siten, että RMS Courantin luku on noin 1.

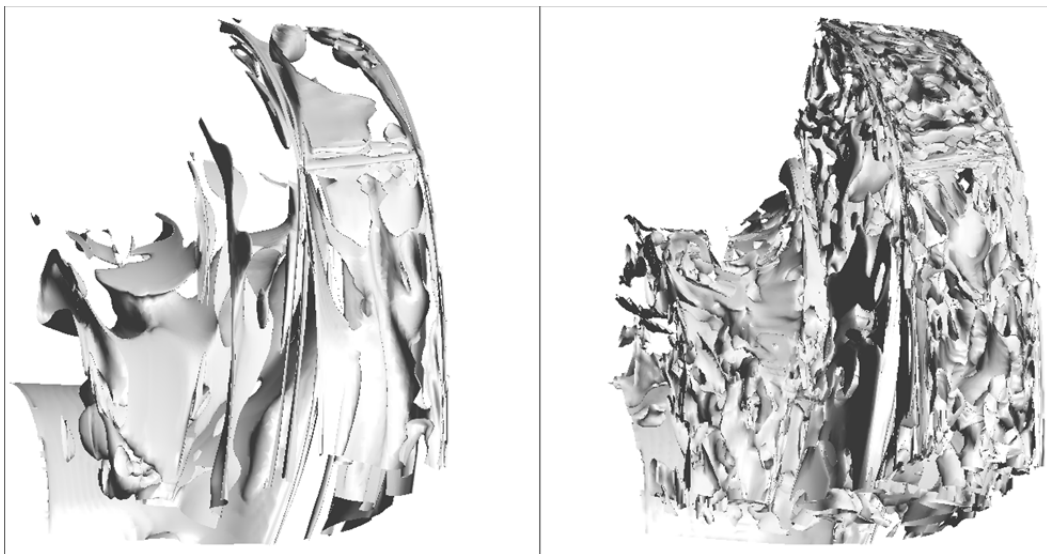
5.4 Jälkikäsitteily

Turbulenssin kehittyminen ja kulkeutuminen laskenta-alueen läpi vie jonkin aikaa. Tulosten tasoittumiseen vaaditaan näin ollen käynnistymisaikaa, jonka jälkeen keskiarvot voidaan aloittaa. Laskennan alussa heilahtelu on suurta ja tuloksista on vaikea havaita samana toistuvaa jaksollisuutta. Aikariippuva laskenta tulee tehdä riittävän suurella aikavälillä, jolloin tulokset tasoittuvat ja niihin muodostuu selkeä toistuva jaksollisuus. Kun tulokset alkavat tasaantua aloitetaan keskiarvottaminen, josta saadaan tuloksena pumpun teholliset arvot. Tässä työssä laskenta tehtiin siten, että roottori pyöri laskentajakson aikana yhden kierroksen ja tulokset keskiarvotettiin koko ajalta. Laskentaa jatkettiin niin monta kierrosta, kunnes keskiarvotetut tulokset eivät enää muuttuneet edelliseen kierrokseen verrattuna merkittävästi. Lopullisiksi tuloksiksi valittiin viimeisen kierroksen aikakeskiarvot.

Laskenta tehtiin osissa myös siksi, että voitiin seurata skaalan ratkaisevan simuloinnin turbulenttisten rakenteiden kehittymistä. Jokaisen kierroksen jälkeen tarkastettiin tasa-arvopinnat, jotka saatiin ns. Q -kriteerin avulla. Näin voitiin seurata turbulenssin kehittymistä ja suuren skaalan symmetrisyyttä tai epäsymmetrisyyttä. Lisäksi sillä havainnollistetaan, kuinka pienet pyörteet laskenta havaitsee. Q -kriteeri lasketaan seuraavasti [29]:

$$Q_{dim} = \frac{1}{4}(\Omega^2 - S^2), \quad (108)$$

missä Ω on pyörteisyyden absoluuttinen arvo ja S venymänopeuden absoluuttinen arvo. Kerroin määräytyy historiallisista syistä, mutta sen arvolla ei ole merkitystä, koska Q -kriteeriä käytetään vain visuaaliseen tarkasteluun. Kuvassa 11 on esimerkki Q -kriteerillä piirretystä tasa-arvopinnasta juoksupyörässä SST $k-\omega$ - ja SST SAS-mallilla. Huomataan, että SAS-mallilla pyörreskaaloja on huomattavasti enemmän. Jälkikäsitteily on tehty ANSYS® CFD-Post 14.5.7:llä.



Kuva 11. Eräs Q -kriteerin tasa-arvopinta juoksupyörässä SST $k-\omega$ -mallilla vasemmalla ja SST SAS-mallilla oikealla puolella identtisellä laskentaverkolla.

6 LASKENTAVERKKORIIPPUMATTOMUUS

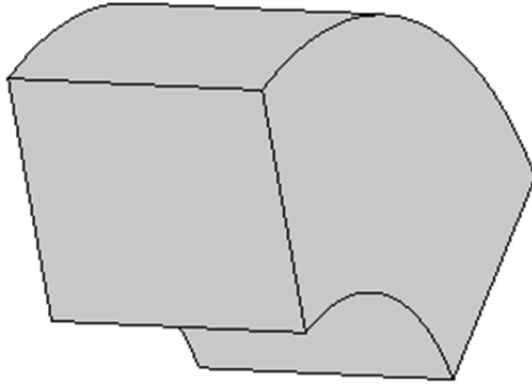
6.1 Laskentaverkot ja -asetukset

Jotta numeerisen laskennan tulokset ovat käyttökelpoisia, tulee laskentaverkon tiheys osoittaa riittäväksi. Tällöin tulokset eivät muutu merkittävästi verkkoa tihennettäessä, mutta harvennettaessa eroa on. Näiden kokojen välissä on siis olemassa tietty verkkokoko, joka on laskentaan optimaalinen tarkkuuden ja laskentaresurssien suhteen. Tässä työssä kyseisen verkon löytäminen oli melko hankalaa ja riippumattomuuskriteereitä jouduttiin hieman soveltamaan. Tiheimmät verkot luotiin skaalaamalla edellinen verkotiheys kertoimella 1,15 ja harvemmat verkot kertoimella 0,87 jokaisessa ulottuvuudessa. Myös seinämätihennykset skaalattiin.

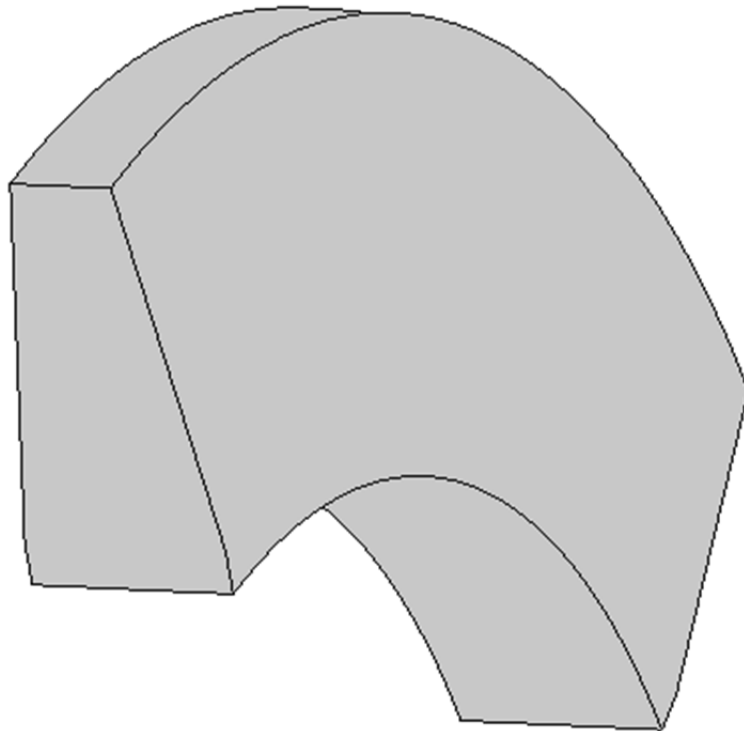
Verkkoriippumattomuustarkastelu tehtiin periodisella geometrialla juoksupyörälle ja staattorille erikseen periodisella geometrialla ajan säästämiseksi. Juoksupyörää laskettaessa asetettiin pyörän eteen sylinterisektori renkaasta, jonka pituus oli siiven korkeus etureunalla (kuva 12). Jättöreunalle asetettiin vastaavasti suppeneva viuhkamainen kappale (kuva 13), jonka ulkosäde on 1,5-kertainen juoksupyörän ulkokehän säteeseen verrattuna. Viuhkan korkeus oli aluksi lyhyen matkan sama kuin siiven korkeus ulkoreunalla, minkä jälkeen korkeus muuttui symmetrisesti ja lineaarisesti siiven korkeuden puolikkaaseen.

Jatkokappaleet asetettiin staattisiksi ja juoksupyörä pyörivään liikkeeseen ja ne kytkettiin transientilla roottori-staattori -kytkennällä. Sisääntuloreunaehdoksi asetettiin pumpun käyttökuorma jaettuna siipien määrällä. Ulostuloreunaehdona käytettiin nollaa staattiselle keskiarvopaineelle. Turbulenssin intensiteettinä käytettiin kaikissa tapauksissa vakioasetusta 5 %.

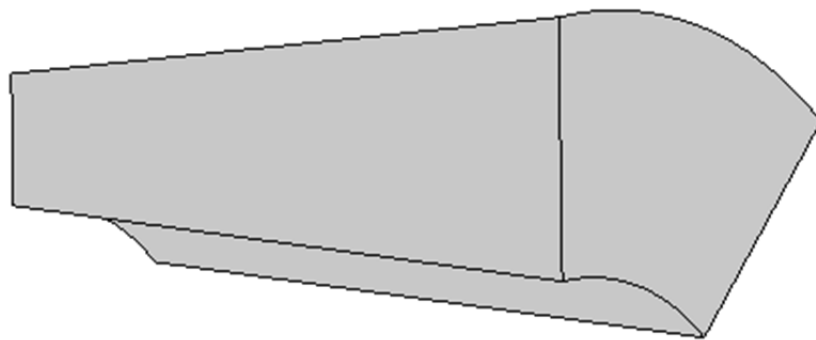
Taulukossa 3 on esitetty juoksupyörän siipisolalle ja jatkokappaleille luotujen laskentaverkkojen kontrollitulavuusmäärät sekä verkkojen väliset kontrollitulavuussuhteet. Verkot on numeroitu siten, että negatiiviset luvut kuvaavat, kuinka monta kertaa verkkoa on harvennettu referenssiverkosta, positiiviset vastaavasti tihennyskertojen määrää.



Kuva 12. Juoksupyörän sisääntuloreunalle kytketty kappale.



Kuva 13. Juoksupyörän ulostuloreunalle kytketty kappale.



Kuva 14. Paluusiivistön jälkeen kytketty kappale.

Taulukko 3. Roottorin laskentaverkon kontrollitulavuudet ja kontrollitulavuussuhteet siipisolassa.

Verkko	Sisääntulojatke	Juoksupyörä	Ulostulojatke	Kokonaismäärä	Suhde
-9	4 389	44 263	6 510	55 162	-
-8	5 796	57 596	8 925	72 317	1,311
-7	8 112	73 415	12 920	94 447	1,306
-6	10 962	95 616	17 955	124 533	1,319
-5	15 840	122 926	25 704	164 470	1,321
-4	22 644	160 336	36 018	218 998	1,332
-3	31 920	206 235	51 480	289 635	1,323
-2	45 408	284 038	73 950	403 396	1,393
-1	67 375	390 443	110 682	568 500	1,409
0	98 784	551 186	159 544	809 514	1,424
1	156 585	894 809	247 809	1 299 203	1,605
2	239 400	1 444 842	383 500	2 067 742	1,592
3	371 316	2 289 310	591 600	3 252 226	1,573
4	576 912	3 689 559	915 689	5 182 160	1,593

Staattorin verkkoriippumattomuustarkastelu tehtiin diffuursorisiivistön ja paluusiiven solat kytkettynä. Paluusiiven jälkeen liitettiin sylinterisektori 2:1 suhteella suppenevasta renkaasta (kuva 14), jonka pituus oli juoksupyörän säteen verran. Diffuursorin sisäänvirtausehtona käytettiin juoksupyörän laskennasta saatua tangentialista nopeutta ja tilavuusvirrasta yhtälöllä (74) laskettua meridiaaninopeutta. Ulostulossa staattorin keskiarvopaine asetettiin nolnaan. Taulukossa 4 on esitetty diffuursorin siipisolalle, paluusiivistön solalle ja jatkokappaleelle luotujen laskentaverkkojen kontrollitulavuusmäärät ja verkkojen väliset kontrollitulavuussuhteet.

Taulukko 4. Staattorin laskentaverkon kontrollitulavuudet ja kontrollitulavuussuhteet siipisolassa.

Verkko	Diffuusori	Paluusiivistö	Ulostulojatke	Kokonaismäärä	Suhde
-9	35 756	42 960	6 783	85 499	-
-8	42 095	58 060	9 576	109 731	1,283
-7	49 044	76 943	13 608	139 595	1,272
-6	59 570	100 352	18 630	178 552	1,279
-5	75 714	129 460	26 520	231 694	1,298
-4	99 824	171 808	38 454	310 086	1,338
-3	128 456	230 745	56 628	415 829	1,341
-2	167 510	316 749	81 400	565 659	1,360
-1	237 152	435 488	119 700	792 340	1,401
0	364 623	608 524	177 840	1 150 987	1,453
1	603 894	987 462	277 200	1 868 556	1,623
2	1 003 865	1 602 153	429 780	3 035 798	1,625
3	1 608 685	2 524 104	666 600	4 799 389	1,581

Aluksi laskentaverkkoriippumattomuustarkastelua tehtiin stationäärisenä, mutta sopivan aikaskaalan valinta oli hyvin hankalaa erityisesti SST k- ω -mallin osalta, mikä

johti huomattaviin konvergoitumisongelmiin erityisesti osakuormilla 0,6 ja 0,8 sekä tiheämmillä verkoilla myös optimikuormalla.

Lopulliset laskentaverkkoriippumattomuuslaskennat tehtiin näin ollen transienttina periodisella geometrialla. Todellisuudessa tilanne ei ole periodinen, sillä turbulenssi itsessään ei ole jaksollinen kolmiulotteisen luonteensa takia, mutta tarkastelun oletetaan riittävän laskentaverkkoriippumattomuuden tutkimiseen. Aluksi laskenta tehtiin transienttina $k-\varepsilon$ ja SST $k-\omega$ -malleilla viidellä eri tilavuusvirralla. Ajanpuutteen vuoksi kuitenkin siirryttiin tarkastelemaan vain osakuormaa 0,6 sekä suunnittelupistettä. Laskenta tehtiin siten, että jo laskettuja stationäärisiä tuloksia käytettiin transientin $k-\varepsilon$ - ja SST $k-\omega$ -laskennan alkuarvona. Transientin SST $k-\omega$ -laskennan tuloksia puolestaan käytettiin edelleen SAS- ja DES-laskennan alkuarvauksena. SAS- ja DES-mallien Courantin luku asetettiin noin yhteen. Koska arvo riippuu verkkotiheydestä, aika-askel säädettiin jokaiselle verkolle erikseen. Juoksupyörälle käytetyt arvot eri verkoille on esitetty taulukossa 5.

Taulukko 5. Juoksupyörän verkkoriippumattomuuslaskennassa SAS- ja DES-malleilla käytetyt aika-askleet. n on kierrosnopeus yksikössä 1/s.

Verkko	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
Aika-askel	$\frac{1}{360n}$	$\frac{1}{360n}$	$\frac{1}{420n}$	$\frac{1}{480n}$	$\frac{1}{540n}$	$\frac{1}{600n}$	$\frac{1}{660n}$	$\frac{1}{800n}$

6.2 Tulokset

Koska stationäärisistä tuloksista oli vaikea tehdä päätelmiä verkkoriippumattomuuden suhteen virtauksen transientin luonteen takia, käytettiin transientteja tuloksia riippumattomuuden toteamiseen. Keskiarvotetut tulokset on otettu aina siten, että juoksupyörä on pyörinyt kokonaisuudessaan yhtä monta astetta jokaisella verkolla. Verkkoriippuvuus todettiin kriteerillä, jossa nostokorkeusero muuttui alle 0,25 % edellisen verkon arvosta ja poikkesi alle 0,5 % tiheimmän lasketun verkon arvosta.

Juoksupyörää tarkasteltaessa sekä $k-\varepsilon$ - että SST $k-\omega$ -malleilla riippumattomaksi laskentaverkoksi valikoitui verkko -3. Taulukossa 6 on esitetty edellä mainittujen mallien nostokorkeudet eri verkoilla. SAS- ja DES-mallilla riippumattomaksi laskentaverkoksi valikoitui verkko 2, joiden nostokorkeudet on esitetty taulukossa 7.

Riippumattomuutta tarkasteltiin nostokorkeuden avulla, koska se on juoksupyörän osalta kiinnostavin suure. $H_{0.2}^*$ tarkoittaa juoksupyörän dimensiota nostokorkeutta, jossa referenssiarvona on käytetty lopullisten laskentojen $k-\varepsilon$ -mallilla laskettua juoksupyörän nostokorkeutta kytketylle täyden geometrian jaksolle ilman yhtälön (80) korjaustermiä. $H_{4.3}^*$ on diffuusorin dimensiota nostokorkeushäviö vastaavalla referenssiarvolla. Taulukoissa kursivi ilmaisee riippumattomuuskriteerin täyttymisen ja lihavointi harvimman verkon, jolla kaikki asetetut ehdot täyttyvät. Suhteellinen muutos on laskettu kyseisen ja edellisen verkon arvojen erotuksen suhteena edellisen verkon arvoon. Ko-

konaisuusmuutos tarkoittaa kyseisen lasketun verkon tuloksen muutosta tiheimmän verkon arvosta.

Taulukko 6. Juoksupyörän laskentariippumattomuustarkastelun tulokset k - ϵ -mallilla vasemmalla ja SST k - ω -mallilla oikealla puolella.

		k - ϵ			SST k - ω				
Verkko	Kuorma	H_{0-2}^*	Suht. muutos	Kok.muutos	Verkko	Kuorma	H_{0-2}^*	Suht. muutos	Kok.muutos
-9	0,6	1,232	-	2,091%	-9	0,6	1,255	-	1,414%
	1	0,983	-	1,065%		1	0,978	-	0,810%
-8	0,6	1,226	-0,478%	1,602%	-8	0,6	1,250	-0,439%	0,969%
	1	0,981	-0,270%	0,792%		1	0,977	-0,163%	0,645%
-7	0,6	1,221	-0,410%	1,185%	-7	0,6	1,242	-0,594%	0,369%
	1	0,978	-0,226%	0,563%		1	0,975	-0,149%	0,495%
-6	0,6	1,217	-0,300%	0,882%	-6	0,6	1,239	-0,304%	0,064%
	1	0,977	-0,175%	0,387%		1	0,974	-0,108%	0,386%
-5	0,6	1,215	-0,200%	0,680%	-5	0,6	1,234	-0,357%	-0,293%
	1	0,975	-0,125%	0,262%		1	0,973	-0,093%	0,292%
-4	0,6	1,213	-0,139%	0,540%	-4	0,6	1,239	0,386%	0,092%
	1	0,975	-0,085%	0,177%		1	0,973	-0,057%	0,235%
-3	0,6	1,211	-0,167%	0,372%	-3	0,6	1,238	-0,090%	0,002%
	1	0,974	-0,044%	0,133%		1	0,972	-0,043%	0,192%
-2	0,6	1,209	-0,144%	0,228%	-2	0,6	1,237	-0,049%	-0,047%
	1	0,973	-0,093%	0,040%		1	0,971	-0,078%	0,114%
-1	0,6	1,207	-0,162%	0,066%	-1	0,6	1,240	0,213%	0,166%
	1	0,972	-0,089%	-0,049%		1	0,969	-0,208%	-0,094%
0	0,6	1,206	-0,066%	-	0	0,6	1,238	-0,166%	-
	1	0,973	0,049%	-		1	0,970	0,094%	-

Roottorin verkkoriippumattomuustarkastelun tuloksista nähdään, että verkkojen väliset erot eivät välttämättä vähene tihennettäessä, siksi on hankala valita verkko, joka on täysin riippumaton. SRS-mallien osalta laskentaa ei voitu ajanpuutteen takia tehdä tiheimmillä verkoilla. Myös staattorin riippumattomuustarkastelu jäi SRS-malleilla tekemättä samasta syystä.

URANS-malleilla diffuusion osalta verkkojen väliset vaihtelut ovat todella suuria ja epäsystemaattisia ja siksi sopivan riippumattomuuskriteerin valinta on haastavaa. Suuret vaihtelut johtuvat turbulenttien ilmiöiden monimutkaisuudesta: diffuusion pyritään nopeasti vähentämään virtauksen dynaamista energiaa, jolloin virtaus on voimakkaasti pyörteinen ja nopeudet ovat pieniä. URANS-malleilla voimakkaiden transienttien ilmiöiden havaitseminen on haastavaa ja siksi erot ovat suuria. Suhteelliset erot ovat suuria juoksupyörään verrattuna myös siksi, että häviöiden arvot ovat kertaluokkaa pienempiä juoksupyörän nostokorkeuteen verrattuna. Staattorin osalta verkkoriippumattomuus todettiin siten, että eri kuormien kokonaisuutosten summa on mahdollisimman pieni.

Kyseisellä kriteerillä sekä k - ϵ - että SST k - ω -mallien laskentaverkoksi valikoitui verkko 0. Taulukossa 8 on esitetty em. mallien nostokorkeushäviöt diffuusion eri verkoilla. Diffuusion turbulentit ilmiöt ovat voimakkaimmillaan ja tulokset vaihte-

levat paljon, mutta sen laskennassa tehdyt virheet kertautuvat myöhemmissä osissa. Sen vuoksi diffuusorin häviö on valittu riippumattomuustarkastelun suureeksi.

Taulukko 7. Juoksupyörän laskentaverkkoriippumattomuustarkastelun tulokset SST SAS-mallilla vasemmalla ja SST DES-mallilla oikealla puolella.

SAS					DES				
Verkko	Kuorma	H_{0-2}^*	Suht. muutos	Kok.muutos	Verkko	Kuorma	H_{0-2}^*	Suht. muutos	Kok.muutos
-3	0,6	1,236	-	3,583%	-3	0,6	1,176	-	-0,733%
	1	0,973	-	0,560%		1	0,973	-	0,432%
-2	0,6	1,197	-3,171%	0,298%	-2	0,6	1,187	0,999%	0,259%
	1	0,973	-0,031%	0,530%		1	0,972	-0,023%	0,409%
-1	0,6	1,207	0,861%	1,161%	-1	0,6	1,200	1,041%	1,303%
	1	0,971	-0,174%	0,355%		1	0,971	-0,123%	0,286%
0	0,6	1,185	-1,843%	-0,703%	0	0,6	1,212	1,039%	2,355%
	1	0,970	-0,083%	0,272%		1	0,971	-0,057%	0,229%
1	0,6	1,191	0,508%	-0,198%	1	0,6	1,184	-2,334%	-0,034%
	1	0,969	-0,123%	0,148%		1	0,970	-0,114%	0,114%
2	0,6	1,192	0,125%	-0,074%	2	0,6	1,187	0,226%	0,192%
	1	0,969	-0,051%	0,097%		1	0,969	-0,049%	0,065%
3	0,6	1,209	1,422%	1,347%	3	0,6	1,190	0,269%	0,462%
	1	0,968	-0,032%	0,065%		1	0,969	-0,018%	0,047%
4	0,6	1,193	-1,330%	-	4	0,6	1,184	-0,460%	-
	1	0,968	-0,065%	-		1	0,968	-0,047%	-

Taulukko 8. Staattorin laskentariippumattomuustarkastelun tulokset k-ε-mallilla vasemmalla ja SST k-ω-mallilla oikealla puolella.

k-ε					SST k-ω				
Verkko	Kuorma	H_{4-3}^*	Suht. muutos	Kok.muutos	Verkko	Kuorma	H_{4-3}^*	Suht. muutos	Kok.muutos
-9	0,6	0,1357	-	4,548%	-9	0,6	0,0851	-	-8,899%
	1	0,0260	-	-9,531%		1	0,0295	-	-7,898%
-8	0,6	0,1356	-0,034%	4,512%	-8	0,6	0,0804	-5,421%	-13,838%
	1	0,0264	1,669%	-8,021%		1	0,0330	12,010%	3,163%
-7	0,6	0,1363	0,495%	5,030%	-7	0,6	0,0810	0,730%	-13,209%
	1	0,0266	0,516%	-7,546%		1	0,0319	-3,525%	-0,473%
-6	0,6	0,1355	-0,614%	4,385%	-6	0,6	0,0807	-0,369%	-13,529%
	1	0,0258	-2,993%	-10,313%		1	0,0293	-7,980%	-8,415%
-5	0,6	0,1344	-0,780%	3,571%	-5	0,6	0,0809	0,188%	-13,366%
	1	0,0246	-4,463%	-14,316%		1	0,0329	12,272%	2,824%
-4	0,6	0,1347	0,239%	3,819%	-4	0,6	0,0896	10,727%	-4,073%
	1	0,0258	5,017%	-10,017%		1	0,0332	0,816%	3,663%
-3	0,6	0,1368	1,528%	5,405%	-3	0,6	0,0973	8,589%	4,166%
	1	0,0291	12,569%	1,293%		1	0,0486	46,478%	51,843%
-2	0,6	0,1404	2,610%	8,156%	-2	0,6	0,0966	-0,689%	3,448%
	1	0,0303	4,292%	5,641%		1	0,0539	10,809%	68,255%
-1	0,6	0,1404	0,049%	8,209%	-1	0,6	0,1021	5,763%	9,410%
	1	0,0338	11,438%	17,725%		1	0,0434	-19,454%	35,523%
0	0,6	0,1289	-8,185%	-0,647%	0	0,6	0,0876	-14,239%	-6,169%
	1	0,0282	-16,473%	-1,668%		1	0,0326	-24,835%	1,866%
1	0,6	0,1314	1,869%	1,210%	1	0,6	0,0904	3,150%	-3,214%
	1	0,0292	3,277%	1,554%		1	0,0348	6,706%	8,697%
2	0,6	0,1264	-3,754%	-2,590%	2	0,6	0,0790	-12,627%	-15,435%
	1	0,0270	-7,354%	-5,914%		1	0,0324	-6,808%	1,297%
3	0,6	0,1298	2,658%	-	3	0,6	0,0934	18,252%	-
	1	0,0287	6,286%	-		1	0,0320	-1,280%	-

7 MITTAUS

7.1 Mittalaitteet

Painemittaukset ovat pumpun toiminnan kannalta oleellisimpia, mutta lisäksi mitataan myös vuotohäviöitä ja lämpötilaa sisääntuloputkessa sekä tasapainolaitteistossa tehohäviön määrittämiseksi. Mittaukset on tehty ISO 9906:2012(E) -standardin [45] mukaisesti ajamalla pumpua kuormilla 0,4–1,2 Sulzerin Karhulan tutkimuslaboratoriossa suljetussa silmukassa.

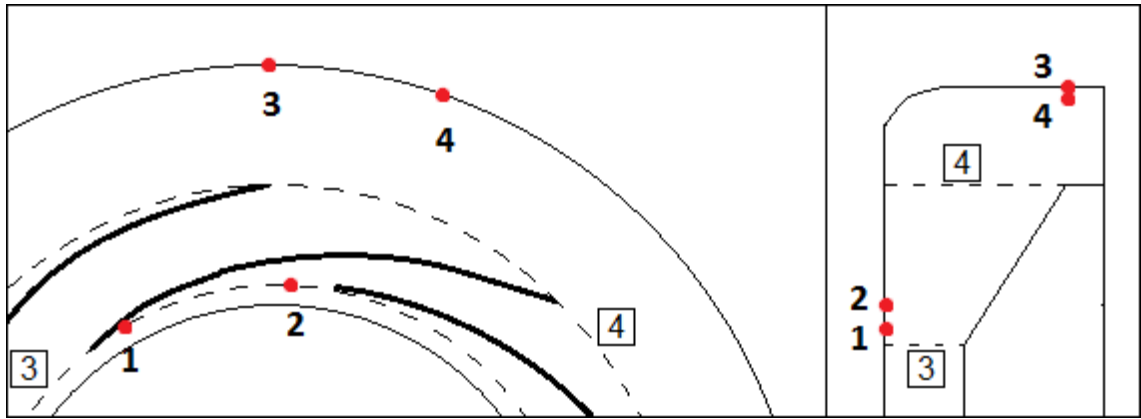
Painemittauksiin käytettiin Cerabar S PMP71 painelähtimiä. Tilavuusvirtoja mitattiin elektromagneettisilla Promag 53 P -virtausmittareilla. Lämpötiloja mitattiin ohjelmoitavilla PR 5331A -kaksilankalähtimillä. Väjäntömomenttia mitattiin HBM T40 -momenttianturilla ja kierrosnopeus määritettiin hammaspyörään asetetusta sensorista Nova-Strobe pbx -stroboskoopilla. Taulukkoon 9 on koottu mittauksissa käytettyjen laitteiden mittaustarkkuudet.

Taulukko 9. Mittareiden tarkkuudet.

Mittari	Tarkkuus
Painelähtimet	± 0,075 %
Virtausmittarit	± 0,2 %
Lämpölähtimet	± 0,3 %
Momenttianturi	± 0,05 %
Kierroslukumittari	± 0,02 %

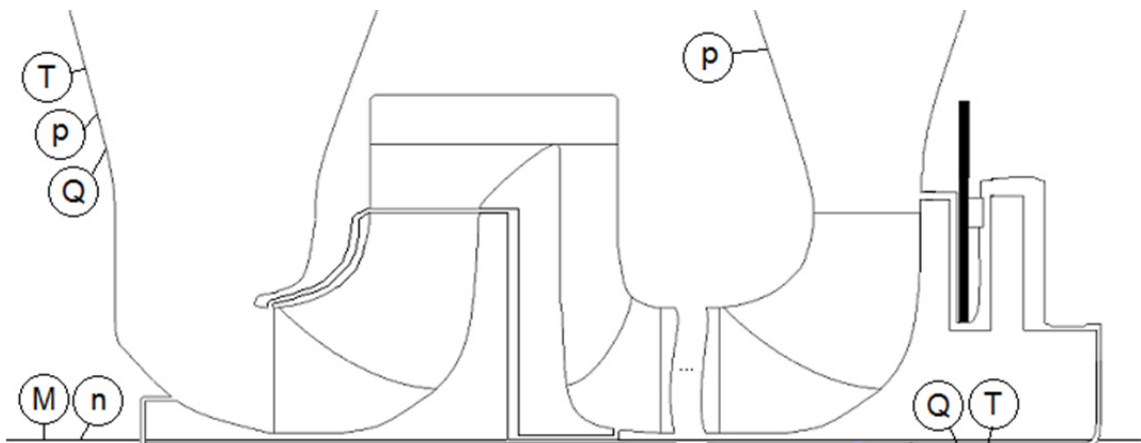
7.2 Mittausjärjestelyt

Kokonaispainetta mitattiin pumpun imu- ja painepuolen putkistossa, jolloin saatiin määritettyä koko pumpun nostokorkeus. Molemmissa oli kaksi mittaria, joiden väliltä otettiin keskiarvo. Pumpun toiseen jakson diffuusorin staattista painetta mitattiin neljällä mittarilla siten, että kaksi mittaria (1 ja 2) asetettiin siipisolassa diffuusorisiivistön etureunalle kehäkiekon seinälle ja kaksi (3 ja 4) välipesään korkeimpaan kohtaan ennen paluusiivistöä vastaavasti kehäkiekon seinälle. Staattoriin asetettujen painemittareiden paikat on esitetty kuvassa 15.



Kuva 15. Periaatekuva diffuusoriin ja välipesään asetettujen painemittarien paikoista: vasemmalla edestä ja oikealla sivulta.

Virtausmittareita oli imuputkessa pumpun tilavuusvirran mittaamiseksi ja tasapainolaitteiston paluuputkistossa vuotohäviön määrittämiseksi. Lämpötilaa mitattiin imuputkessa sekä tasapainokiekon paluuputkessa lämpöhäviön määrittämiseksi. Vääntömomenttia ja kierrosnopeutta mitattiin akselilla. Mittarit on asetettu standardin mukaisiin paikkoihin, ja periaatteelliset sijainnit on esitetty kuvassa 16.



Kuva 16. Pumppuun asetettujen mittarien paikat. Kirjaimet kuvaavat mitattavaa suuretta.

Mittareista saatavat suuret keskiarvotetaan ottamalla niistä otoskeskiarvo yhtälöllä

$$\bar{\phi} = \sum_{i=1}^N \frac{\phi_i}{N}. \quad (109)$$

missä N on mittauskertojen määrä. Menettely on standardin mukainen, mutta se aiheuttaa pientä virhettä energian laskennassa, koska keskiarvotettuja suureita kerrotaan keskenään.

Mitatut tulokset täytyy myös muuttaa laskentatilannetta vastaavaksi. Käyttämällä affiniteettisääntöjä voidaan nostokorkeudet ja hyötysuhteet muuttaa mitatun ja lasketun kierrosnopeuden suhteen perusteella laskentaa vastaavaksi. Koska laskennassa tarkastellaan yhtä jaksoa ja mittauksissa koko pumppua, on mittauksissa saadut nostokorkeudet jaettu jaksojen määrällä, jolloin saadaan yhden jakson keskiarvonostokorkeus. Haluttaessa tarkempia tuloksia voidaan aineominaisuudet huomioimalla mittausdata skaalata

laskennan Reynoldsin lukua vastaavaksi, jolloin ilmiöt saadaan suhteellisesti vakioitua, mutta niin ei ole tässä työssä tehty tarkkuuden ollessa muutenkin riittävä.

Laskennassa on tehty yksinkertaistuksia mittauksiin verrattuna: laskennassa ei ole tasapainolaitteistoa, pinnankarheus on oletettu nollassa ja jaksoissa syntyvät vuotohäviöt on jätetty huomioimatta. Hyötysuhde muunnetaan laskentaa vastaavaksi jakamalla se laskennasta puuttuvien ilmiöiden hyötysuhteella. Tasapainokiekon häviö voidaan laskea suoraan mittaustuloksista ja käyttää sitä vastaavaa hyötysuhdetta. Muille häviöille on käytetty kokemuspohjaisia hyötysuhteita, jotka on saatu monien mittausten ja CFD-tulosten vertailun pohjalta. Lisäksi pumpun sivutiloissa esiintyy häviötä, joiden arviointi on osoittautunut erittäin haastavaksi ja näin ollen niitä ei ole huomioitu tuloksissa. Mittaustulokset on esitetty seuraavassa luvussa laskentatulosten yhteydessä.

8 TULOKSET

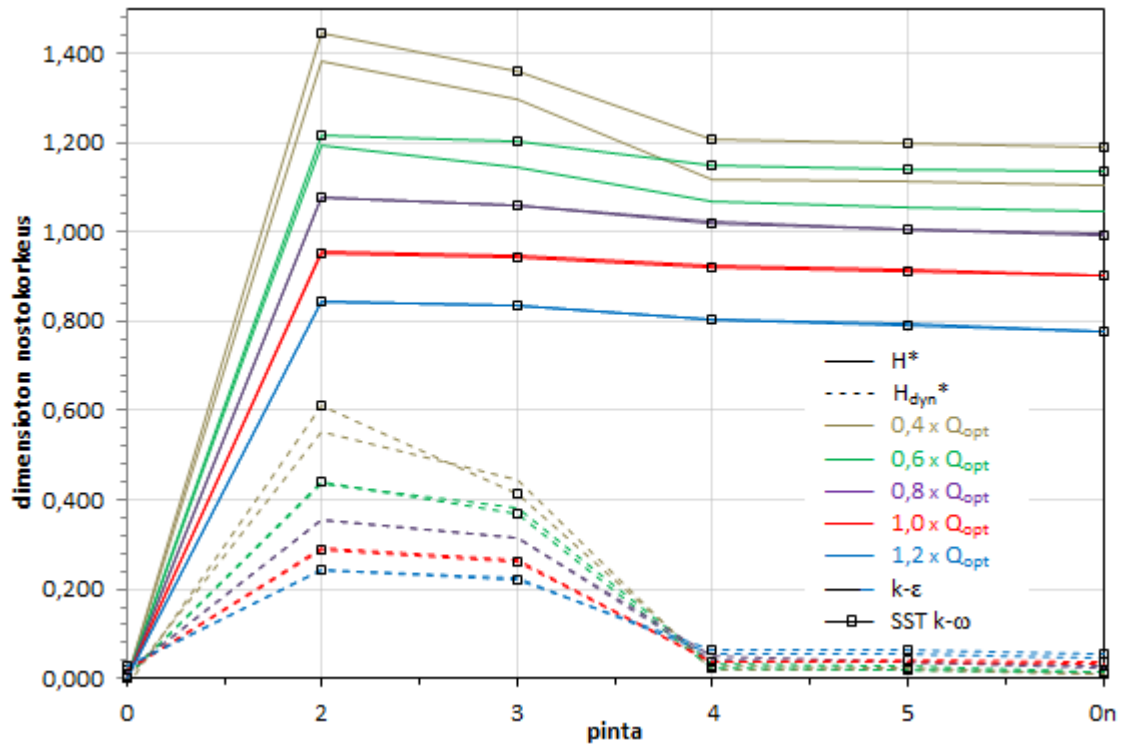
8.1 Toiminta- ja hyötysuhdekäyrät

Tässä luvussa on esitetty monijaksopumpun yhden jakson nostokorkeudet ja hyötysuhteet k - ε -mallilla ja SST k - ω -mallilla viidellä eri kuormalla. Tuloksia on verrattu mittauksiin niiltä osin, joista mittauksia tehtiin. Luvun loppupuolella on arvioitu laskentaan ja mittauksiin liittyviä virheitä. SAS- ja DES-mallien laskenta ei ehtinyt valmistua ajoissa tähän työhön.

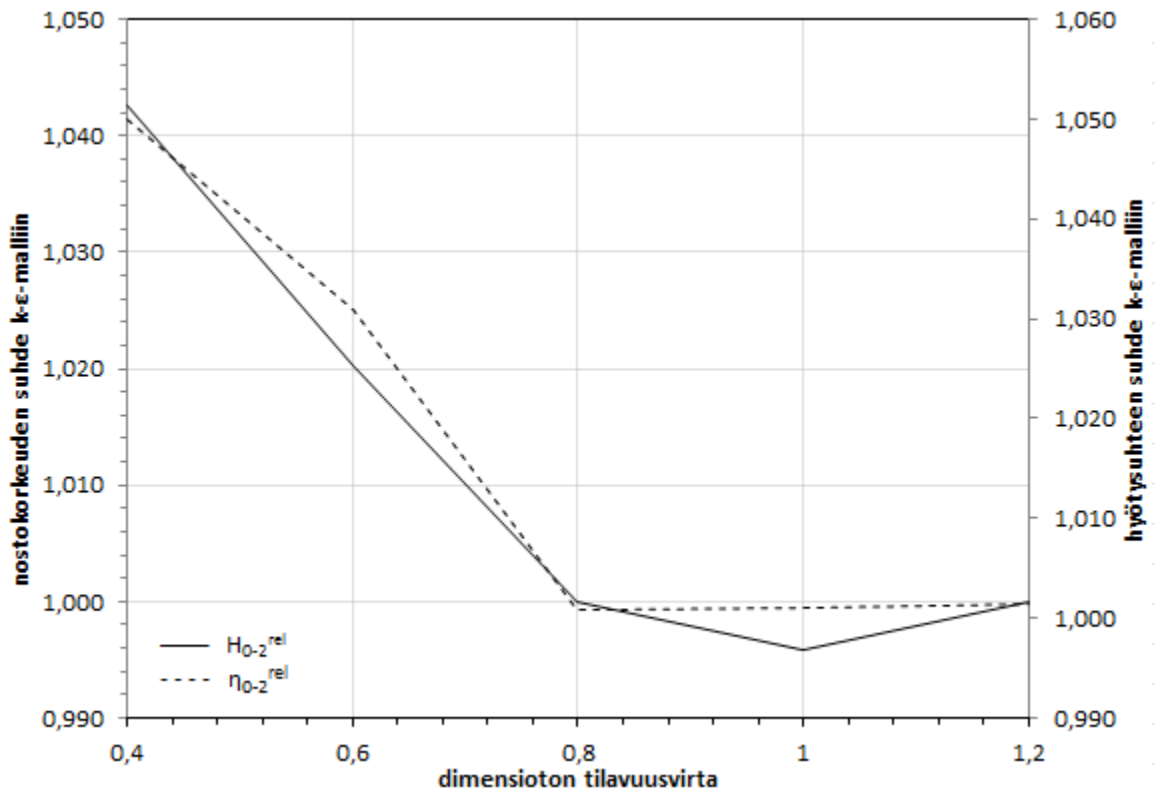
Kuvassa 17 on esitetty yhden jakson kokonaisnostokorkeus sekä dynaaminen nostokorkeus pumpun eri kohdissa kaikilla lasketuilla kuormilla. Siitä nähdään, että juoksupyörä on ainut osa, joka kasvattaa kokonaispainetta. Diffuusorin tehtävä on muuttaa dynaaminen paine staattiseksi paineeksi mahdollisimman pienellä kokonaispainehäviöllä, mikä myös näkyy kuvassa välin 3–4 jyrkkänä dynaamisen paineen laskuna. Staattinen paine saadaan kokonaispaineen ja dynaamisen paineen erotuksena, joten kuvassa se on yhtenäisen viivan ja katkoviivan väliin jäävä alue. Paluusiivistön tehtävä on lähinnä ohjata virtaus seuraavaan vaiheeseen ja sen häviö on suhteellisen pieni diffuusoriin verrattuna. Optimi- ja ylikuormilla häviöt ovat osakuormia suuremmat. Kuvasta nähdään selvästi myös mallien väliset erot rajuilla osakuormilla. Suurin nostokorkeus saadaan käyttämällä pumppua mahdollisimman pienellä osakuormalla. Tällöin kuitenkin hyötysuhde laskee reilusti ja pumppu saattaa jopa vaurioitua painevaihtelujen ja värinän seurauksena. Kuvassa nähdään eroa dynaamisten paineiden välillä 0-pinnoilla. Todellisuudessa pumppu ei kuitenkaan tuota dynaamista painetta vaan ero johtuu siitä, että työssä on käytetty kohtisuoraa sisäänvirtausehtoa, vaikka virtaus on todellisuudessa pyörteinen. Laskennassa dynaamisen paineen tuottoon käytetään staattista painetta, jolloin tämä ei vaikuta kokonaispaineeseen.

Kuvassa 18 on esitetty SST k - ω -mallilla saadun juoksupyörän nostokorkeuden ja hyötysuhteen suhde k - ε -mallin vastaaviin arvoihin vastaavissa käyttöpisteissä tilavuusvirran funktiona. Havaitaan, että mallien väliset tulokset ovat lähes identtisiä kuormilla 0,8–1,2, mutta pienillä osakuormilla eroa on havaittavissa: SST k - ω -malli arvioi nostokorkeuden ja hyötysuhteen noin 4 % suuremmaksi kuormalla 0,4.

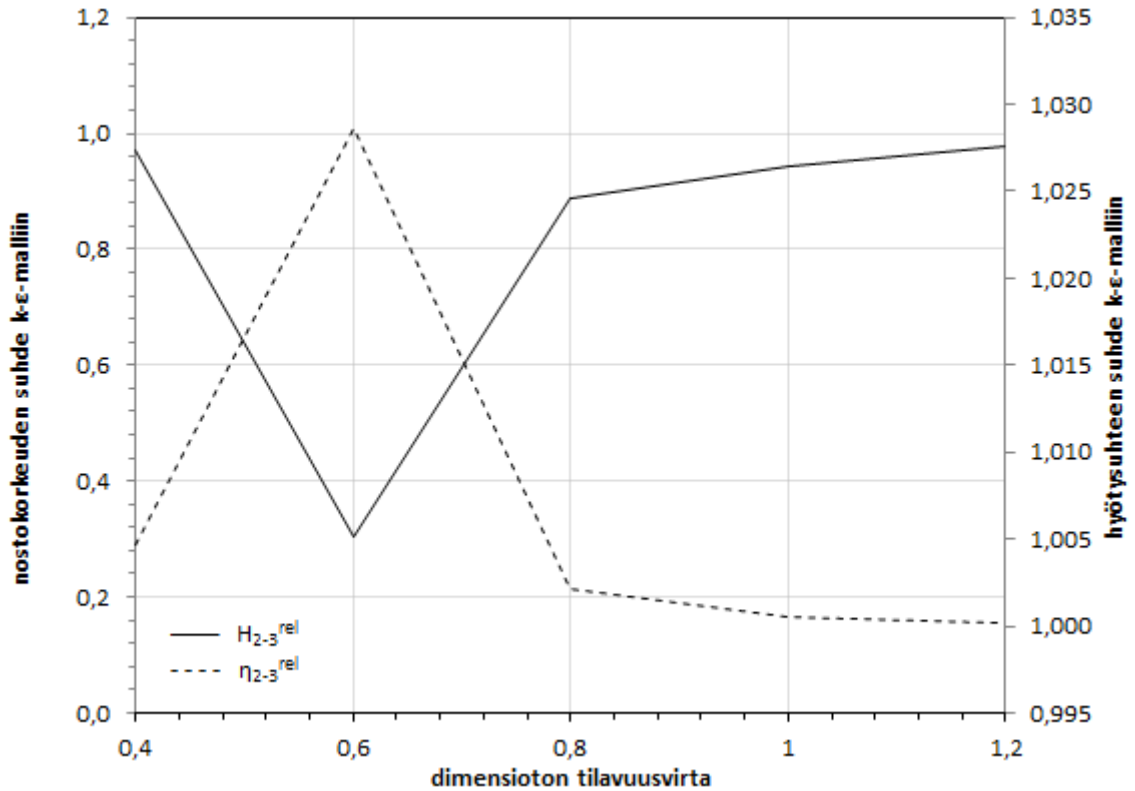
Kuvassa 19 on esitetty SST k - ω -mallilla saadun juoksupyörän ja diffuusorin välitilan nostokorkeushäviön ja hyötysuhteen suhde k - ε -mallin vastaaviin arvoihin vastaavissa käyttöpisteissä tilavuusvirran funktiona. SST k - ω -malli ennustaa häviöt pienemmäksi kaikkialla, mutta erityisesti osakuormalla 0,6 mallien ero on erittäin merkittävä häviön ollessa 70 %:a pienempi SST k - ω -mallilla. Roottorin ja staattorin välinen vuorovaikutus ja siitä johtuvat häviöt kasvavat kuorman pienentyessä, mikä nähdään kuvasta 17 pintojen 2–3 välillä.



Kuva 17. Pumpun kokonaisnostokorkeus ja dynaaminen nostokorkeus pumpun eri pinnoilla. Dimensiottomien suureiden referenssiarvona on käytetty $k-\epsilon$ -mallilla laskettua juoksupyörän nostokorkeutta pintojen 0–2 välillä optimikuormalla ilman yhtälön (80) korjaustermiä.



Kuva 18. Juoksupyörän nostokorkeus ja hyötysuhde SST $k-\omega$ -mallilla. Arvot on jaettu $k-\epsilon$ -mallin tuloksilla vastaavissa pisteissä.



Kuva 19. Juoksupyörän jättöreunan ja diffuusorisiiivistön etureunan väliin jäävän tilan nostokorkeushäviö ja hyötysuhde SST $k-\omega$ -mallilla. Arvot on jaettu $k-\epsilon$ -mallin tuloksilla vastaavissa pisteissä.

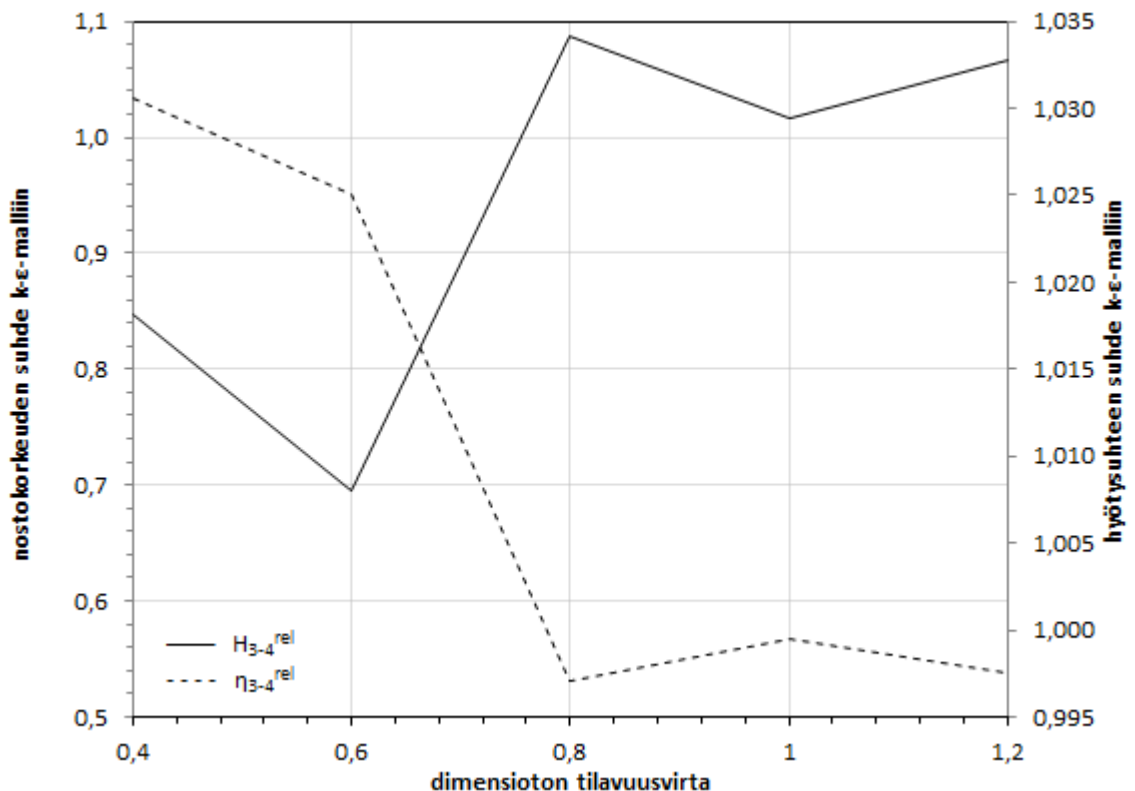
Kuvassa 20 on esitetty SST $k-\omega$ -mallilla saadun diffuusorisiiivistön nostokorkeushäviön ja hyötysuhteen suhde $k-\epsilon$ -mallin vastaaviin arvoihin vastaavissa käyttöpisteissä tilavuusvirran funktiona. SST $k-\omega$ -malli ennustaa häviöiden olevan huomattavasti pienempiä osakuormilla 0,4 ja 0,6 kuin $k-\epsilon$ -malli, mutta välillä 0,8–1,2 saadaan hieman suurempia häviöitä.

Staattoriin asetettujen mittarien signaaleista havaittiin, että mittarit 3 ja 4 antoivat lähes samoja lukemia, joten niistä voitiin ottaa keskiarvo. Mittarit 1 ja 2 puolestaan antoivat erilaisia tuloksia, koska virtaus on monimutkaista diffuusorin etureunalla roottorin ja staattorin välisen vuorovaikutuksen takia. Kuvassa 21 on esitetty staattinen nostokorkeusero mittauspisteen 1 ja pisteiden 3 ja 4 keskiarvon välillä sekä mittauspisteen 2 ja pisteiden 3 ja 4 keskiarvon välillä sekä vastaava arvo SST $k-\omega$ -mallilla laskettuna tilavuusvirran funktiona. Mittausten ja SST $k-\omega$ -mallin arvot on suhteutettu $k-\epsilon$ -mallin tuloksiin edellisten kuvien tavoin. Yksinkertaistuksen vuoksi tässä yhteydessä puhutaan pelkästään pisteen 1 arvosta tarkoitettaessa em. paine-eroa. Vastaavasti toimitaan myös pisteen 2 kanssa.

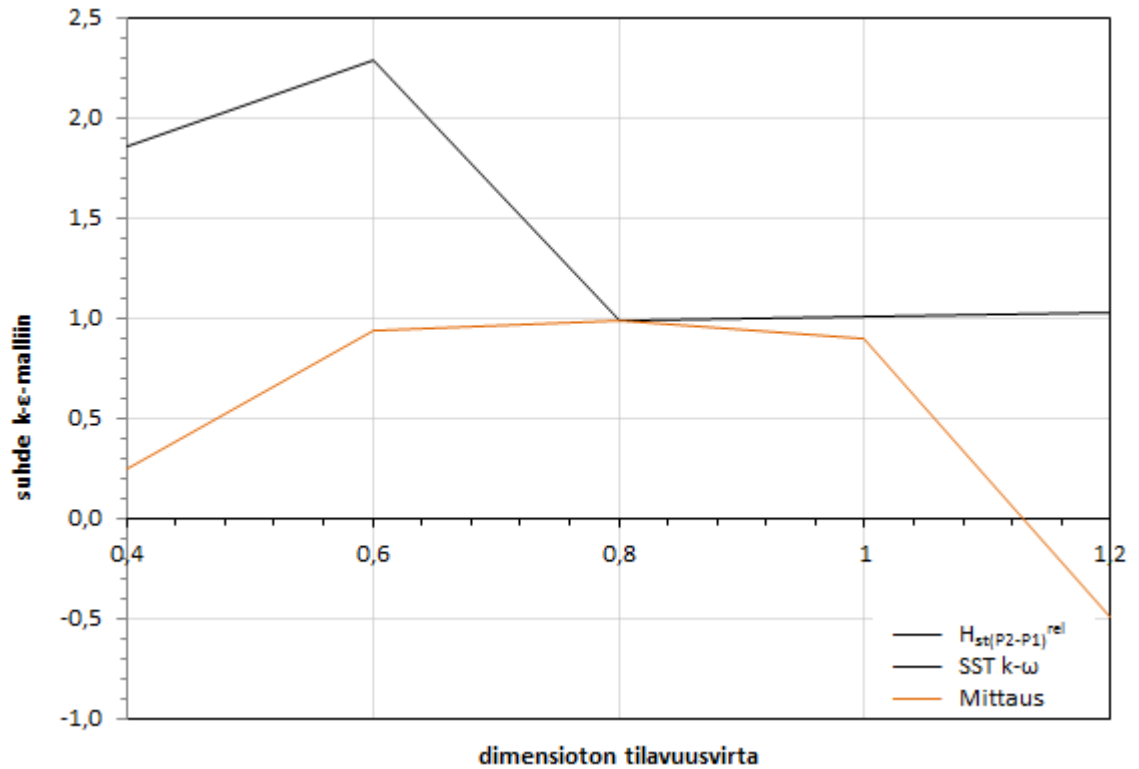
Molemmissa pisteissä 1 ja 2 arvot ovat $k-\epsilon$ - ja SST $k-\omega$ -malleilla melko lähellä toisiaan lukuun ottamatta kuormaa 0,6, jossa SST $k-\omega$ -malli ennustaa lähes kaksinkertaisen arvon. Mittaukset ennustavat molempien pisteiden osalta piikin kuorman 0,6 kohdalle, kuten SST $k-\omega$ -mallikin. Pisteen 1 arvo on kuitenkin hieman lähempänä $k-\epsilon$ -mallin tulosta. Pisteen 2 osalta SST $k-\omega$ -mallin ja mittausten arvot ovat melko lähellä toisiaan. Havaittu piikki, joka havaitaan myös kuvassa 19, johtuneesi siitä, että virtaus kiinnittyy

diffuusorisiivistöön lähellä kuormaa 0,6 ja takaisinvirtaus vähenee kuormaa kasvatettaessa. Kuvan perusteella voitaneen päätellä, että SST $k-\omega$ -malli ennustaa osakuormilla staattisen paine-eron käyttäytymisen diffuusorissa $k-\varepsilon$ mallia paremmin, mutta yliarvioi paine-eron suuruuden erityisesti pisteessä 1. Mittaukset eivät osuneet täsmälleen laskennan pisteisiin, mutta arvot niissä on saatu lineaarisella sovitteella pisteen molemminpuolisista arvoista. Ääripisteissä sovittamiseen on käytetty kahta suurempaa tai pienempää arvoa.

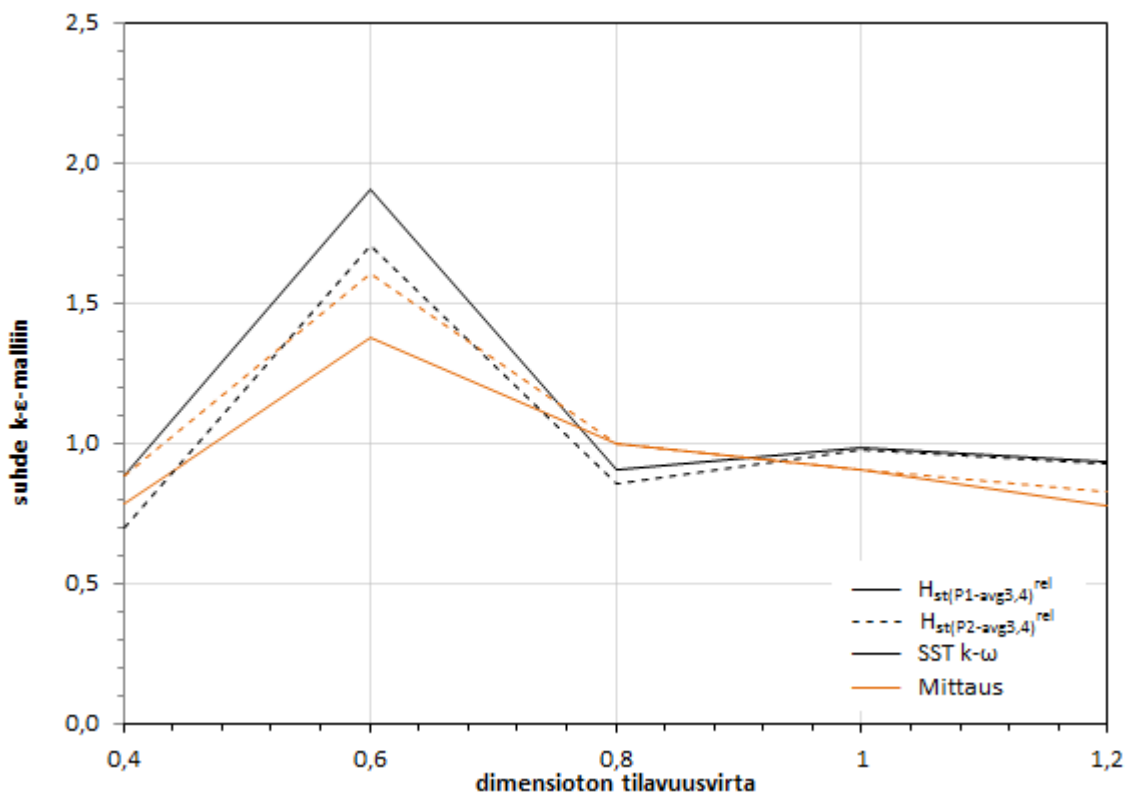
Tarkasteltaessa tarkemmin pisteiden 1 ja 2 välistä eroa on kuvassa 22 esitetty nostokorkeusero pisteiden välillä SST $k-\omega$ -mallilla ja mitattuna suhteessa $k-\varepsilon$ -mallilla saatuihin nostokorkeuseroihin vastaavissa käyttöpisteissä tilavuusvirran funktiona. Roottorin ja staattorin välisen rajapinnan välinen painegradientti kuvaa hyvin komponenttien välistä vuorovaikutusta. Turbulenssimallien laskema painegradientti on identtinen kuormilla 0,8–1,2. Havaitaan, että $k-\varepsilon$ -malli ennustaa painegradientin lähes vastaavaksi mitausten kanssa kuormilla 0,6–1. SST $k-\omega$ -malli yliarvioi painegradientin yli kaksinkertaiseksi osakuormalla 0,6, mutta ennusti kuitenkin staattisen nostokorkeuseron tarkemmin. Kuormalla 0,4 painegradientti on yli 8-kertainen mittauksiin verrattuna ja lähes kaksinkertaiseksi $k-\varepsilon$ -malliin verrattuna. Malli siis tekee ainakin kaksinkertaisen virheen, koska ero korjautuu staattisen nostokorkeuseron laskennassa. Havaitaan lisäksi, että mittauksissa saadun gradientin etumerkki vaihtuu ylikuormalla.



Kuva 20. Diffuusorisiivistön nostokorkeushäviö ja hyötysuhde SST $k-\omega$ -mallilla. Arvot on jaettu $k-\varepsilon$ -mallin tuloksilla vastaavissa pisteissä.

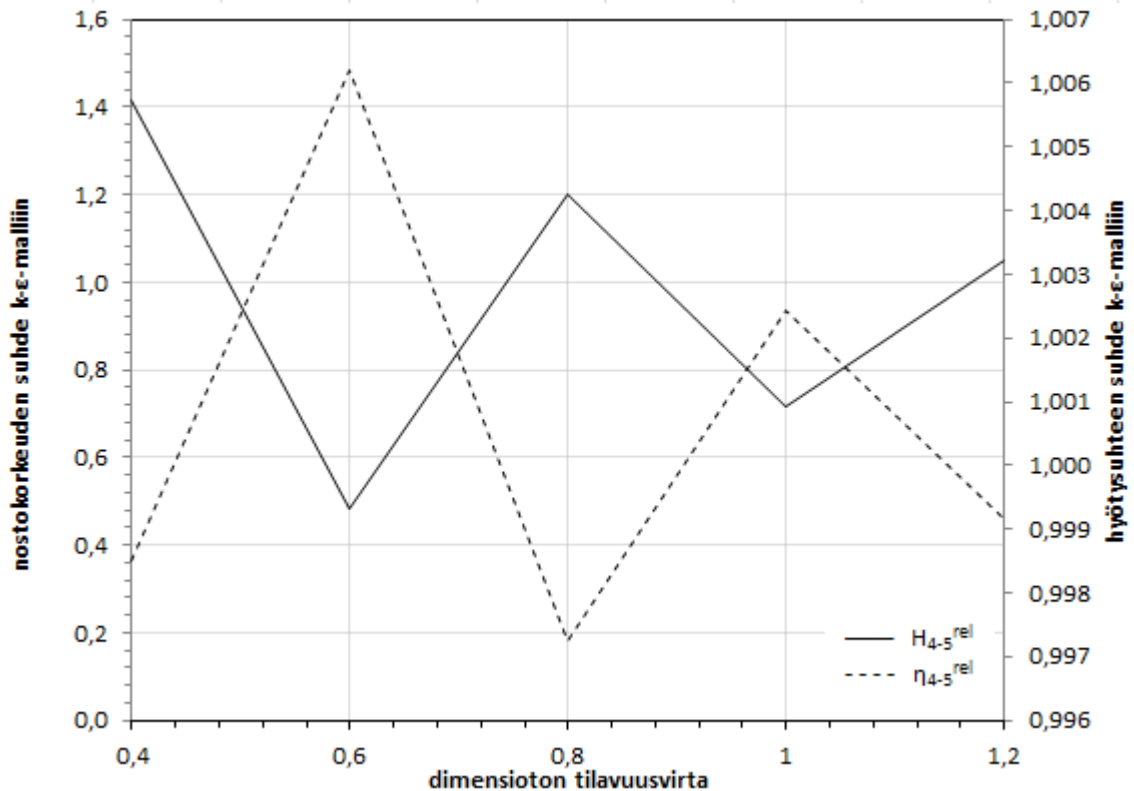


Kuva 21. Diffuusoriin ja välipesään asetettujen mittareiden ja vastaavien pisteiden laskennallinen staattinen nostokorkeusero diffuusorisiivistössä. Arvot on jaettu k - ϵ -mallin tuloksilla vastaavissa pisteissä.



Kuva 22. Diffuusorin etureunalle asetettujen mittareiden ja vastaavien pisteiden laskennallinen staattinen nostokorkeusero. Arvot on jaettu k - ϵ -mallin tuloksilla vastaavissa pisteissä.

Kuvassa 23 on esitetty SST $k-\omega$ -mallilla saadun välipesän nostokorkeushäviön ja hyötysuhteen suhde $k-\epsilon$ -mallin vastaaviin arvoihin vastaavissa käyttöpisteissä tilavuusvirran funktiona. Kuvasta havaitaan, että mallien välillä tulokset heilahtelevat merkittävästi. Välipesän häviöt ovat hyvin pieniä ja numeerisen kohinan osuus tuloksissa kasvaa. Lisäksi virtaus on voimakkaasti pyörteinen välipesässä ja siinä on kaksi jyrkkää mutkaa, joten perinteiset URANS-mallit eivät luultavasti ole kovin tarkkoja.

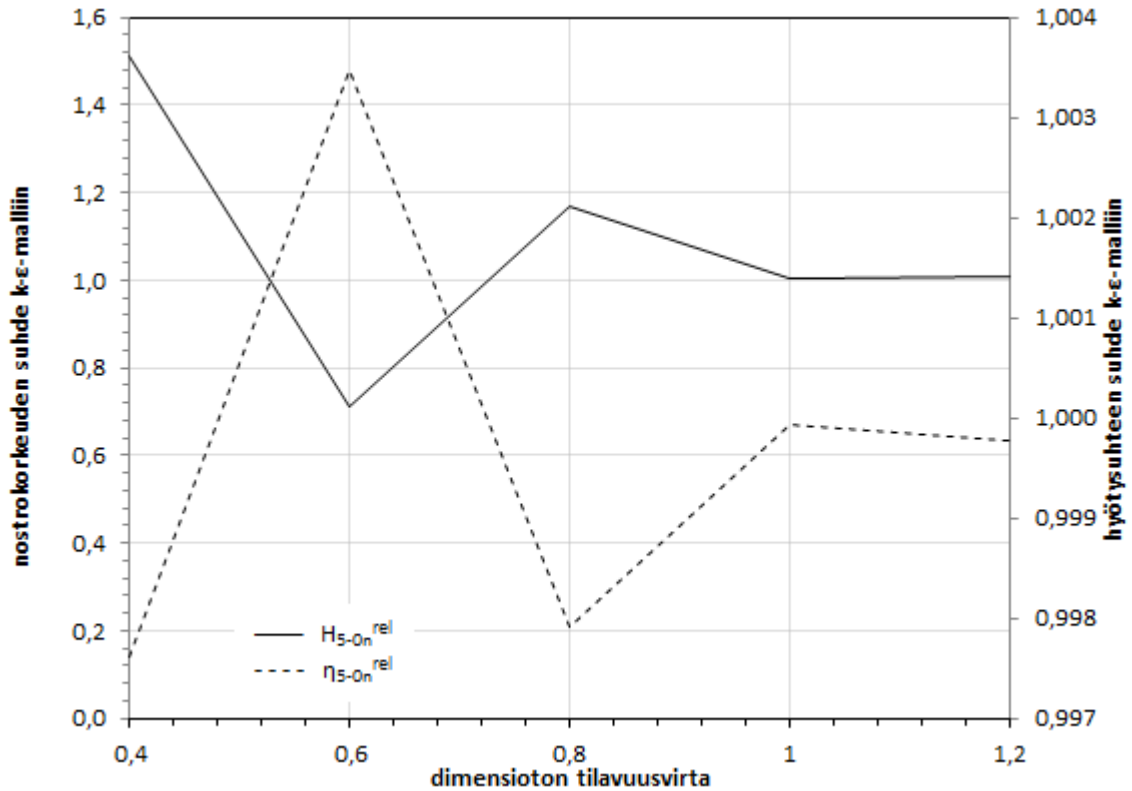


Kuva 23. Välipesän nostokorkeushäviö ja hyötysuhde SST $k-\omega$ -mallilla. Arvot on jaettu $k-\epsilon$ -mallin tuloksilla vastaavissa pisteissä.

Kuvassa 24 on esitetty SST $k-\omega$ -mallilla saadun paluusiivistön nostokorkeushäviön ja hyötysuhteen suhde $k-\epsilon$ -mallin vastaaviin arvoihin vastaavissa käyttöpisteissä tilavuusvirran funktiona. SST $k-\omega$ -mallilla häviö on identtinen $k-\epsilon$ -mallin kanssa kuormilla 1 ja 1,2, suurempi osakuormilla 0,4 ja 0,8 mutta kuormalla 0,6 pienempi. Tämä liittyy edelleen diffusorissa tapahtuvaan ilmiöön, joka näkyy myös paluusiivistössä.

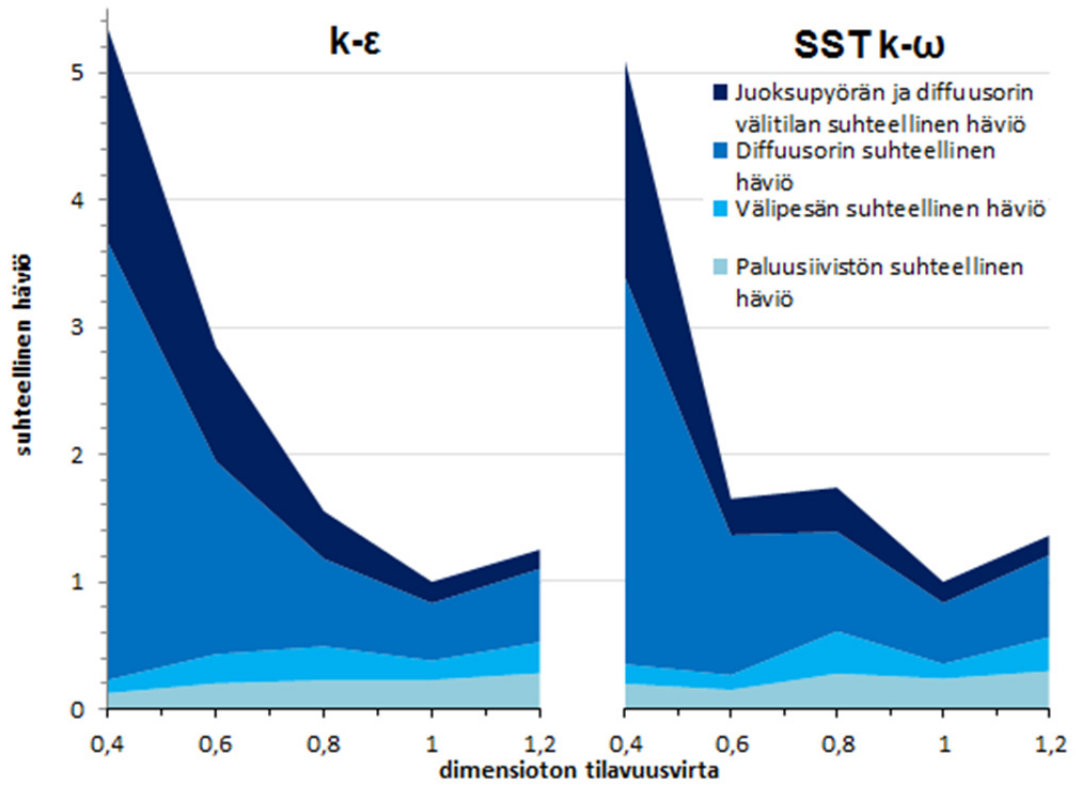
Kuvassa 25 on esitetty kaikkien staattorin osien suhteelliset häviöt tilavuusvirran funktiona. Arvot on suhteutettu käytetyn turbulenssimallin jakson kokonaishäviöön optimikuormalla. Havaitaan, että kokonaishäviö on pienimmillään optimissa, kuten pitääkin. Havaitaan myös, että ylivoimaisesti suurin häviö syntyy diffusorissa erityisesti osakuormilla. Juoksupyörän ja diffusorin välitilassa häviöt ovat toiseksi merkittävimmät osakuormilla. Välipesän ja paluusiivistön häviöiden suuruus on melko riippumaton kuormasta, mutta SST $k-\omega$ -mallilla välipesän häviö heilahtelee $k-\epsilon$ -mallia enemmän. Optimissa diffusorin häviön suuruusluokka on n. 2–3-kertainen muihin häviöihin verrattuna; muut häviöt ovat keskenään samaa suuruusluokkaa.

Kuvassa 26 on esitetty koko pumpun nostokorkeus ja hyötysuhde SST $k-\omega$ -mallilla ja mitattuna suhteessa $k-\epsilon$ -mallin vastaaviin arvoihin vastaavissa käyttöpisteissä tilavuusvirran funktiona. SST $k-\omega$ -mallilla nostokorkeudet ja hyötysuhteet ovat osakuormilla 0,4 ja 0,6 $k-\epsilon$ -mallia suuremmat. Molemmat mallit ovat lähellä mittaustuloksia kuormilla 0,8–1,2. Yleisesti ottaen $k-\epsilon$ -mallin tulokset ovat lähempänä mittaustuloksia tarkasteltaessa koko jakson nostokorkeutta. Hyötysuhteen osalta mittaustulokset eroavat mittaustuloksista lähes saman verran molemmilla malleilla. Osakuormilla 0,4 ja 0,6 mittaukset ovat laskentatulosten puolivälissä.

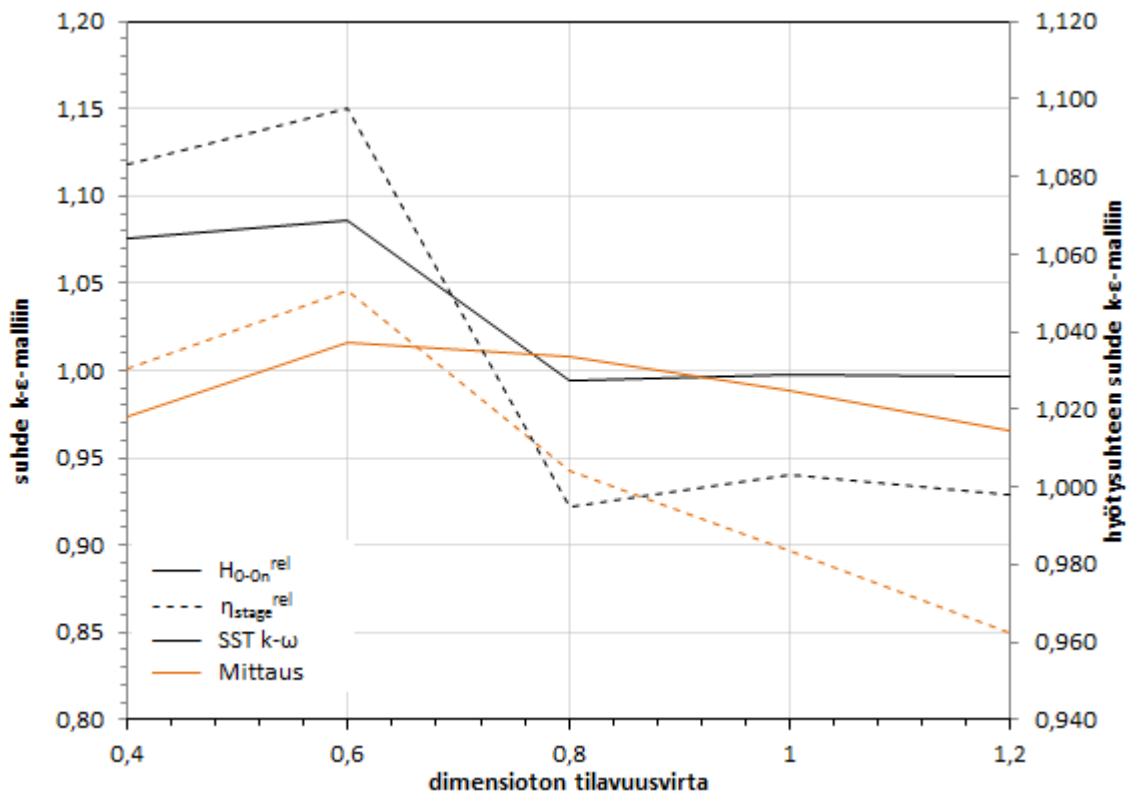


Kuva 24. Juoksupyörän paluusiivistön nostokorkeushäviö ja hyötysuhde SST $k-\omega$ -mallilla. Arvot on jaettu $k-\epsilon$ -mallin tuloksilla vastaavissa pisteissä.

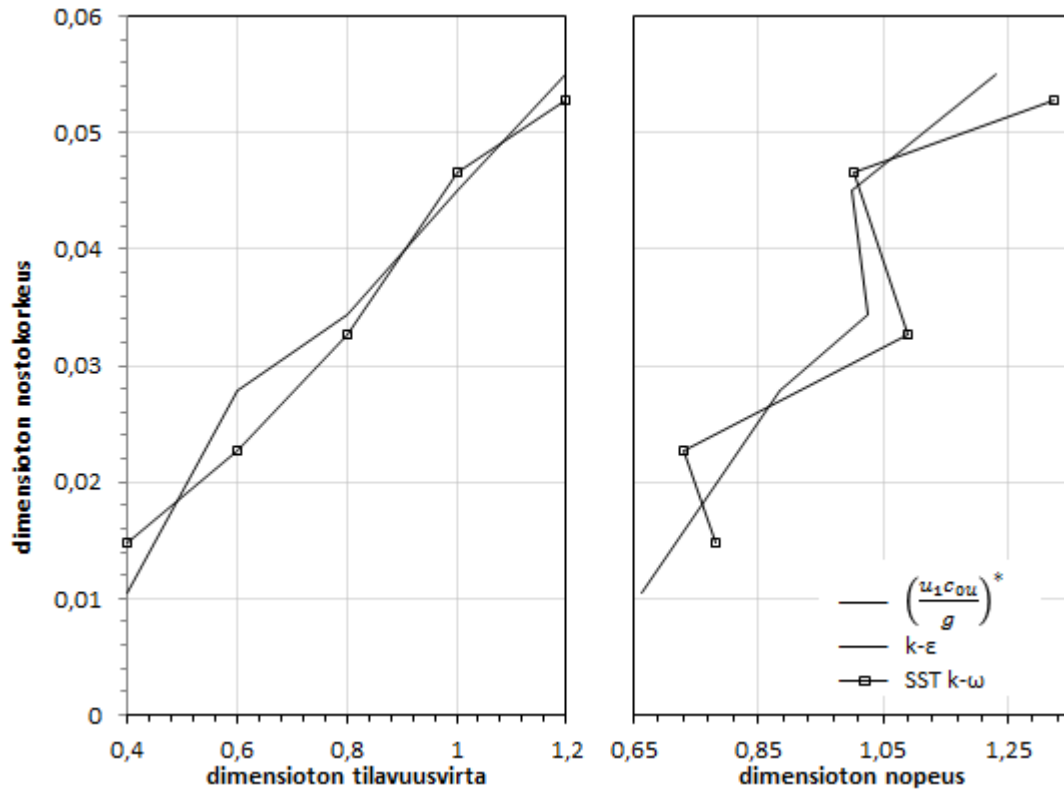
Kuvassa 27 on esitetty yhtälöllä (80) laskettu korjaustermi tilavuusvirran ja diffuusorin jättöreunan nopeuden funktiona. Termi on vähennetty lasketuista juoksupyörän nostokorkeuksista kaikissa kuvissa. Nostokorkeuden referenssiarvona on käytetty juoksupyörän nostokorkeutta pintojen 0–2 välillä ilman korjaustermiä, kuten muuallakin työssä. Nopeuden referenssiarvona on käytetty $k-\epsilon$ -mallilla laskettua massakeskiarvotettua nopeutta diffuusorin jättöreunalla optimikuormalla. Havaitaan, että termi riippuu likimain lineaarisesti tilavuusvirrasta. Mallien välillä on pieniä eroja, mutta ne eivät merkittävästi vaikuta kokonaistuloksiin.



Kuva 25. Painehäviökertymä staattorissa. Arvot on suhteutettu käytetyn mallin kokonaishäviöön optimikuormalla.



Kuva 26. Kokonaisen jakson nostokorkeus ja hyötysuhde SST k-ω-mallilla ja mitattuna. Arvot on jaettu k-ε-mallin tuloksilla vastaavissa pisteissä.



Kuva 27. Yhtälöllä (80) korjaustermi $k-\epsilon$ ja SST $k-\omega$ -mallilla vasemmalla tilavuusvirran funktiona ja oikealla diffuusorin jättöreunan nopeuden funktiona. Nostokorkeustermi referenssiarvona on käytetty $k-\epsilon$ -mallilla saatua juoksupyörän nostokorkeutta pintojen 0–2 välillä optimikuormalla ilman korjaustermiä. Dimensiottoman nopeuden referenssiarvona on käytetty $k-\epsilon$ -mallin diffuusorin jättöreunan nopeutta optimikuormalla.

8.2 Virhearviointi

Numeeriseen laskentaan liittyy aina virheitä tehtyjen likimääräistysten takia. On tärkeää tietää minkälaisia virheitä laskennassa syntyy ja miten ne otetaan huomioon tuloksia analysoitaessa ja miten ne voidaan minimoida. Lisäksi mittauksissa on virheitä, joiden suuruusluokka on tärkeä tietää. Tässä työssä virhetarkastelua ei ole tehty parhaiden käytäntöjen mukaisesti tekijän kokemuksen puutteen takia, mutta tässä luvussa tehdään kuitenkin suuntaa-antavaa arviota virheiden suuruusluokasta, mikä on parempi kuin virheitä ei arviotaisi lainkaan. Virhetyyppien määrittelyt on otettu kirjasta [11].

Virheanalyysi kannattaa tehdä aina tietyssä järjestyksessä, jotta saadaan minimoitua siihen käytetty aika eikä edelliseen vaiheeseen jouduta palaamaan uudestaan. Numeeriset virheet voidaan jakaa neljään eri tyyppiin: ohjelmointi- ja käyttäjävirheet, iterointivirheet, diskretointivirheet ja mallinnusvirheet. Virheet tulee myös tarkastaa vastaavassa järjestyksessä ja niiden suuruus on arvioitava hyväksytylle tasolle. Virheiden suuruus ja niiden arviointiin kuuluva aika kasvaa edellä mainitussa järjestyksessä lukuun ottamatta käyttäjävirhettä.

Ohjelmointivirheitä syntyy yleensä aina, mutta koska tässä työssä käytettiin valmista yleisesti hyväksi todettua ratkaisijaa, niihin ei puututa sen kummemmin. Sen sijaan käyttäjän tekemiä virheitä voi esiintyä hyvälläkin koodilla. Usein käyttäjävirheet johta-

vat muihin aiemmin mainittuihin virheisiin, mutta systemaattisten virheiden, joihin ei voida vaikuttaa, ja vältettävissä olevien virheiden, jotka johtuvat koodin väärästä käytöstä, välillä on selvä ero. Käyttäjän tekemät virheet ovat käytännössä vääriä asetuksia esikäsittelijässä ja ne havaitaan usein vasta useiden laskentojen jälkeen tai joskus ei lainkaan. Yleisiä virheitä ovat geometrian väärä skaalaus tai parametrien valinta käytettäessä dimensiottomia suureita. Huonosti laadittu laskentaverkko on myös käyttäjävirhe, joka voi johtaa kymmenkertaisiin tai jopa suurempiin virheisiin. Näin ollen aivan ensimmäisenä tulee tarkastaa esikäsittelijän asetusten oikeellisuus ja laskentaverkon laatu. Virheitä ilmeni laskentojen aikana, mutta ne korjattiin ja laskenta tehtiin uudestaan. Koska tässä työssä on käytetty kokemuspohjalta hyväksi todettua laskentaverkkoa ja laskenta-asetuksia, niistä syntyvä virhe oletetaan olevan hyväksytyllä tasolla.

Seuraavaksi arvioidaan iteraatiovirhettä. Diskretointi tuottaa yleensä ryhmän epälineaarisia yhtälöitä, jotka joudutaan linearisoimaan iteratiivisesti, koska suora ratkaisu on kallista. Iteraatio ei voi jatkua loputtomasti, joten tulee asettaa konvergenssikriteeri, joka määrittellään usein asettamalla residuaaleille raja-arvo, jonka jälkeen laskenta pysäytetään. Näin asetetun konvergenssikriteerin suuruus on usein myös suhteellisen iteraatiovirheen suuruus. Vaikka laskentamenetelmä olisi konvergoituva ja iterointia jatketaan loputtomasti, tarkkaa tulosta ei koskaan saavuteta diskretoiduilla yhtälöillä. Äärellisestä matemaattisesta tarkkuudesta johtuvat pyöristysvirheet asettavat alarajan virheelle. Tämä virhe ei usein yleensä ole ongelma, koska tietokoneen matemaattinen tarkkuus on paljon suurempi kuin on tarpeen. Iteraatiovirheen suuruus määrittellään tarkan ja diskretoiduista yhtälöistä iteroidun ratkaisun erotuksena. Vaikka virheellä ei sinänsä ole tekemistä diskretointivirheen kanssa, sen pienentämiseen käytetyn tehon määrä kasvaa kontrollitulavuuksien määrän kasvaessa. Täten on tärkeää valita iterointivirheen taso sopivaksi: riittävän pieni muihin virheisiin verrattuna, mutta ei pienempi, koska se ei vaikuta tarkkuuteen ja lisää laskenta-aikaa. Tässä työssä painearvot olivat kiinnostavimpia suureita. Pumpun pinnoilla laskettiin kokonaispainetta, joka riippuu myös nopeudesta. Paineen ja nopeuden iteraatiovirhe voidaan arvioida konvergenssikriteerin 10^{-5} suuriseksi.

Iteraatiovirheen tarkastelun ja konvergenssikriteerin asettamisen jälkeen tarkastellaan diskretoinnista johtuvia virheitä. Siinä joudutaan tekemään lukuisia likimääräistyksiä, jotta yhtälöt saadaan tietokoneella ratkaistavissa olevaan muotoon. Kontrollitulavuusmenetelmää käytettäessä joudutaan käyttämään likimääräisiä pinta-, tilavuus- ja aikaintegraaleja sekä muuttujien arvoja keskipisteissä. Virheiden suuruus vähenee kontrollitulavuuksien pienentyessä, mutta käyttämällä parempia interpolointimenetelmiä voidaan myös vaikuttaa tarkkuuteen. Kehittyneiden menetelmien käyttö on kuitenkin haastavaa ja vaatii enemmän laskentatehoa ja muistia. Usein käytetyt diskretointimenetelmät valitaan käytetyn turbulenssimallin perusteella ja tarkkuuteen vaikutetaan lähinnä laskentaverkon tiheydellä ja aika-askelen suuruudella. Virtausalueen paikalliset vaihtelut vähentävät myös tarkkuutta. Sama aika-askel ja verkkotiheys eivät usein ole parhaita mahdollisia joka puolella virtausaluetta. Paikallisen virheen suuruus on suoraan verrannollinen paikallisen vaihtelun suuruuteen. Jos on tietty maksimiverkkotiheys, jota voi-

daan käyttää, tulee verkkoa tihentää paikallisesti, jotta paikallisia virheitä voidaan pienentää. Diskretointivirheen suuruus määritellään hallitsevien yhtälöiden tarkan ratkaisun ja diskreetin ratkaisun erotuksena.

Diskretointivirhettä voidaan arvioida tihentämällä laskentaverkkoa systemaattisesti. Jotta virhettä voitaisiin arvioida hyvin, tulisi laskentaverkkoa tihentää siten, että harvan verkon laskentapisteen eivät siirry verkkoa tihennettäessä, toisin sanoen verkkotiheyttä tulisi kaksinkertaistaa joka suunnassa, jolloin näin luodut pisteet sijoittuvat harvan verkon pisteiden keskelle. Näin ei kuitenkaan tässä työssä tehty, joten diskretointivirheen arviointi tällä perusteella on mahdotonta. Lisäksi laskentaverkkoriippumattomuutta tehdessä verkkojen välisten tulosten tulisi muuttua monotonisesti verkon tihentyessä, näin ei kuitenkaan ollut, mikä saattaa johtaa siihen, että virhe on arvioitua suurempi. Diskretoinnista johtuvaa virhettä on hankala tämän työn osalta sanoa, mutta vertailemalla käytetyillä laskentaverkoilla saatuja arvoja voidaan arvioida nostokorkeuden suhteellisen virheen suuruusluokaksi 10^{-2} .

Mallinnusvirhe on yleensä myös suurin yksittäinen virhetyyppi. Mallinnusvirheet liittyvät nestevirtausta kuvaaviin matemaattisiin yhtälöihin. Niitä voidaan pitää ongelman matemaattisena mallina. Vaikka Navier-Stokesin yhtälöt ovat tarkkoja, niiden suora ratkaisu on yleensä mahdotonta ja turbulenssin mallintamisessa tehdään aina virheitä, joiden suuruus riippuu virtausolosuhteista. Usein alku- ja reunaehtojen määrittäminen voi olla haastavaa ja joudutaan käyttämään arvioita. Geometrian tarkka esittäminen voi myös olla haastavaa ja joitakin piirteitä, jotka vaikeuttavat laskentaverkon luontia jätetään huomioimatta. Mallinnusvirhe määritellään todellisen virtauksen ja tarkan matemaattisen mallin ratkaisun erotuksena, mutta käytännössä vertailuun käytetään usein mittauksia.

Tässä työssä reunaehdot tunnetaan hyvin, mutta seinien karheus on oletettu hydraulisesti sileäksi, mikä hieman poikkeaa todellisuudesta. Laskennassa on myös jätetty huomioimatta raot, joista vuotovirtaukset juoksupyörän jättöreunalta etureunalle ja paluusiivistön jättöreunalta juoksupyörän ulkoreunalle kulkevat. Tasapainolaitteistoa ei myöskään ole mallinnettu laskennassa. Laskentaverkko on laadullisesti hyvä, mutta siinäkin tehdään varmasti pieniä virheitä. Perinteiset URANS-mallit ovat virheellisiä, mitä enemmän turbulenttisia virtaukset ovat, eli suurilla osakuormilla. Mallinnusvirhe vaihtelee tilavuusvirran ja käytetyn turbulenssimallin funktiona. Vertailemalla mittaus- ja laskennan tuloksia voidaan suuruusluokaksi arvioida 10^{-2} – 10^{-1} .

Laskennassa tehty kokonaisvirhe saadaan edellä mainittujen virheiden summana. Taulukossa 10 on esitetty arviot kokonaisnostokorkeuden laskennan kokonaisvirheestä yhden numeron tarkkuudella eri kuormilla. Taulukossa 11 on kokonaishyötysuhteen vastaavat arviot. Huomataan, että mallinnusvirheen osuus on merkittävin. On vielä korostettava, että arviot on tehty hyvin karkeasti.

Taulukko 10. Arvioitu kokonaisnostokorkeuden kokonaisvirhe eri kuormilla.

Kuorma	k-ε	SST k-ω
0,4	± 4 %	± 11 %
0,6	± 3 %	± 7 %
0,8	± 2 %	± 2 %
1	± 2 %	± 2 %
1,2	± 4 %	± 4 %

Taulukko 11. Arvioitu kokonaishyötysuhteen kokonaisvirhe eri kuormilla.

Kuorma	k-ε	SST k-ω
0,4	± 4 %	± 7 %
0,6	± 6 %	± 6 %
0,8	± 2 %	± 2 %
1	± 3 %	± 4 %
1,2	± 5 %	± 5 %

9 PÄÄTELMÄT

Tässä työssä tutkittiin monijaksopumpun toimintaa eri turbulenssimalleilla ja tarkoituksena oli selvittää, mikä turbulenssimalli soveltuu parhaiten sen nostokorkeuksien ja hyötysuhteiden laskentaan. Erityisesti diffuusorin osalta häviöiden oikea mallintaminen on ollut haasteellista ja se oli tutkimuksen päätavoitteena. Lisäksi pumpun toiminnan mallintaminen osakuormavirtauksilla oli toinen tavoite. Näihin tarkoituksiin valittiin turbulenssimalleiksi kirjallisuuskatsauksen perusteella perinteisistä URANS-malleista standardi $k-\epsilon$ ja SST $k-\omega$ -mallit, joista ensimmäistä käytettiin työssä referenssimallina. Kehittyneemmiksi malleiksi valittiin SST SAS ja SST DES, joilla ei kuitenkaan ehditty tehdä kytkettyä laskentaa käytettävissä olleessa ajassa.

Niillä ehdittiin kuitenkin tekemään verkkoriippumattomuustarkastelu juoksupyörän osalta. Se tehtiin periodisella geometrialla erikseen pumpun jokaiselle osalle. Juoksupyörän tapauksessa kaikilla neljällä mallilla saatiin lähes samoja tuloksia. Nostokorkeudet jäivät kuitenkin kaikilla kytkettyä laskentaa alhaisemmiksi. Staattorin osalta riippumattomuus oli vaikea todeta URANS-malleilla verkkojen välisten tulosten suurten heilahtelujen takia, mikä alleviivaa diffuusorissa tapahtuvien ilmiöiden monimutkaisuutta. Diffuusorin häviö on pumpun hydraulisen kokonaishäviön kannalta merkittävin. Staattorin muiden osien häviöt riippuvat diffuusorin häviöistä ja siksi sen tarkka laskenta on juoksupyörän jälkeen oleellisinta pumpun suunnittelussa.

Lopullisen kytketyn laskennan tulosten perusteella SST $k-\omega$ -malli arvioi juoksupyörän nostokorkeuden $k-\epsilon$ -mallia suuremmaksi osakuormilla 0,4 ja 0,6, mutta kuormilla 0,8–1,2 mallit antoivat lähes identtisiä tuloksia. Diffuusorissa SST $k-\omega$ -malli puolestaan ennustaa suuremman häviön kuormilla 0,8–1,2, mutta pienemmän kuormilla 0,4 ja 0,6. Verrattuna diffuusorin staattisen paine-eron mittauksiin SST $k-\omega$ -malli havaitsi virtausilmiöt $k-\epsilon$ -mallia paremmin. Toisaalta $k-\epsilon$ -mallilla laskettiin painegradientti diffuusorin etureunalla SST $k-\omega$ -mallia tarkemmin, joten ei voida tehdä selkeää johtopäätöstä, kumpi malli soveltuu diffuusorin virtauskentän laskentaan paremmin. SST $k-\omega$ -malli kuitenkin havaitsee ilmiöitä, joita $k-\epsilon$ -malli ei havaitse, mutta yliarvioi ne. SST $k-\omega$ -mallilla on potentiaalia, mutta parempien tulosten saamiseksi tulisi tutkia eri diskretointimenetelmien ja roottori-staattori -rajapinnan kytkennän vaikutusta tuloksiin. Lisäksi myös SST $k-\omega$ -pohjaisilla SRS-malleilla tarkkuutta saadaan oletettavasti parannettua, joten jatkotutkimus niillä on aiheellista. Täytyy kuitenkin pitää mielessä, että hyvällä hyötysuhteella kaikilla käyttökuormilla toimivan diffuusorin suunnitteleminen on mahdotonta. Ensisijaisesti tulee panostaa kapeamman käyttöalueen toimintaan, mutta

joitakin parannuksia voitaisiin mahdollisesti tehdä käyttämällä tarkempaa turbulenssimallia.

Tässä työssä mittauksiin verrattuna tarkimmat tulokset kokonaisnostokorkeudelle ja -hyötysuhteelle saatiin $k-\varepsilon$ -mallilla. Kuormilla 0,8–1,2 URANS-mallien väliset tulokset olivat lähes samoja, mutta osakuormilla 0,4 ja 0,6 SST $k-\omega$ -malli ennustaa suuremmat nostokorkeudet. Pumpun suunnittelussa oleellisinta on korkea kokonaishyötysuhde, jonka $k-\varepsilon$ -malli aliarvioi osakuormilla 0,4 ja 0,6, kun taas SST $k-\omega$ -malli yliarvioi. Mitattu kokonaishyötysuhde sijoittuu noin laskettujen tulosten puoliväliin.

Juoksupyörän nostokorkeuksia laskettaessa tulokset korjattiin vähentämällä niistä korjaustermi, koska virtaus sisääntulossa on todellisuudessa pyörteinen muissa kuin ensimmäisessä jaksossa. Tämän termin havaittiin riippuvan lineaarisesti tilavuusvirrasta.

Nostokorkeuksia laskettaessa käytetyt mallit ovat melko hyviä, mutta haluttaessa tarkempaa tietoa nopeuskentästä parempien mallien käyttö on tarpeen. $k-\varepsilon$ -mallin tulokset ovat nostokorkeuden osalta lähempänä mittauksia kuin SST $k-\omega$ -mallilla. Tämä tulos on hieman yllättävä, koska SST $k-\omega$ -malli on periaatteessa paranneltu $k-\varepsilon$ -malli. Syynä saattaa olla, että SST $k-\omega$ -mallilla virtausilmiöt saadaan mallinnettua tarkemmin, muttei riittävän tarkasti, jolloin kokonaisvirhe mittauksiin verrattuna kasvaa. Kun taas $k-\varepsilon$ -mallilla virheet saattavat kumota toisensa ja saadaan parempia tuloksia kokonaisen pumpun osalta.

Tämän työn perusteella $k-\varepsilon$ -mallia tulisi edelleen käyttää pumpun suunnittelutyökälynä. SST $k-\omega$ -mallin mahdollisuuksia tulee kuitenkin vielä tutkia eri diskreetointimenetelmillä, mutta luultavasti parempien tulosten saamiseksi, on siirryttävä SRS-malleihin. On mielenkiintoista nähdä, saadaanko SST $k-\omega$ -mallin virheet SRS-malleilla pienemmiksi tulevaisuudessa tutkimuksissa. Diffuusorissa tapahtuvat virtausilmiöt ovat hyvin monimutkaisia ja niiden havaitseminen perinteisillä URANS-malleilla on haasteellista. Selkeästi voidaan havaita, ettei kummallakaan käytetyistä malleista laskenta täsmää mittauksiin osakuorma-alueella, mutta tähän mennessä se on ollut sallittavissa rajoissa suunnittelun kannalta, koska pumppua ei yleensä käytetä pienillä osakuormilla. On myös huomattava, että tutkittu pumppu on yksittäistapaus eikä johtopäätöksiä voi suoraan soveltaa kaikkiin keskipakopumppuihin ja niiden siipiprofiileihin. Tämä työ toimii kuitenkin hyvänä pohjana tuleville jatkotutkimuksille.

LÄHTEET

- [1] ANSYS Documentation. 2012. CFX Theory Guide. Release 14.5. SAS IP, Inc.
- [2] Berten, S. 2010. Hydrodynamics of High Specific Power Pumps for Off-Design Operating Conditions. Dissertation. École Polytechnique Fédérale de Lausanne. 119 p. + App. 3 p.
- [3] Boussinesq, J. 1877. Essai sur la théorie des eaux courantes. Mémoires presents par divers savants à l'Académie des Sciences Institut France, Vol. 23. pp. 1–680.
- [4] Braun, O. 2009. Part Load Flow in Radial Centrifugal Pumps. Dissertation. École Polytechnique Fédérale de Lausanne. 162 p.
- [5] Deardorff, J. 1970. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 41, No. 2. pp. 453–480.
- [6] Egorov, Y., Menter, F.R. 2007. Development and Application of SST-SAS Turbulence Model in the DESIDER Project. Second Symposium on Hybrid RANS-LES Methods. Corcu, Greece.
- [7] Eisele, K., Zhang, Z., Casey, M., Gülich, J., Schachenmann, A. 1997. Flow analysis in a pump diffuser – part 1: LDA and PTV measurements of the unsteady flow. *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 119, No. 4. pp. 259–278.
- [8] Feng, J., Benra, F.-K., Dohmen, H.J. 2007 Qualitative Comparison between Numerical and Experimental Results of Unsteady Flow in a Radial Diffuser Pump. *Journal of Visualization*, Vol. 10, No. 4. pp. 349–357.
- [9] Feng, J., Benra, F.-K., Dohmen, H.J. 2009. Comparison of Periodic Flow Fields in a Radial Pump among CFD, PIV, and LDV Results. *International Journal of Rotating Machinery*. 10 p.
- [10] Feng, J., Benra, F.-K., Dohmen, H.J. 2009. Unsteady Flow Visualization at Part-Load Conditions of a Radial Diffuser Pump: by PIV and CFD. *Journal of Visualization*, Vol. 12, No. 1. pp. 65–72.
- [11] Ferziger, J.H., Perić, M. 2002. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 3rd Edition. Berlin Heidelberg, Springer. 423 p.
- [12] Fröhlich, J., von Terzi, D. 2008. Hybrid LES/RANS methods for simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 44, No. 5. pp. 349–377.

- [13] Gugau, M. 2004. Ein Beitrag zur Validierung der numerischen Berechnung von Kreiselpumpen. Dissertation. Technischen Universität Darmstadt. 142 s. + Anh. 13 s.
- [14] Ishida, M., Sakaguchi, D., Ueki, H. 2001. Suppression of rotating stall by wall roughness control in vaneless diffusers of centrifugal blowers. *Journal of Turbomachinery*. Vol. 123, No. 1. pp. 64–72.
- [15] Karvinen, A., Ahlstedt, H. 2006. Turbulenssimallit askelvirtauksen mallinnuksessa. Energia- ja prosessitekniiikan laitos. Raportti 185. Tampere, Juvenes Print-TTY. 64 s.
- [16] Karvinen, A. 2009. Turbulenssimallit ristivirtaussuihkun laskennassa. Energia- ja prosessitekniiikan laitos. Lisensiaatintutkimus. Tampere, Juvenes Print-TTY. 117 s. + liit. 29 s.
- [17] Koivikko, M. 2006. Modelling the Effect of Geometric Parameters on the Performance and Efficiency of Centrifugal Pump Impellers. Dissertation. Tampere University of Technology. 74 p.
- [18] Koivikko, M. 2009. Sulzerin sisäinen suunnitteluraportti.
- [19] Launder, B.E., Spalding, D.B. 1974. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, No. 2. pp. 269–289.
- [20] Li, Z., Wu, P., Wu, D., Wang, L. 2010. Experimental and numerical study of transient flow in a centrifugal pump during startup. *Journal of Mechanical Science and Technology*, Vol. 25, No. 3. pp. 749–757.
- [21] Liu, H., Wu, X., Tan, M. 2013. Numerical investigation of the inner flow in a centrifugal pump at the shut-off condition. *Journal of theoretical and applied mechanics*, Vol. 51, No. 3. Warsaw. pp. 649–660.
- [22] Lucius, A., Brenner, G. 2010. Unsteady CFD simulations of a pump in part load conditions using scale-adaptive simulation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 31. pp. 1113–1118.
- [23] Menter, F.R. 1993. Zonal Two Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows. AIAA Paper 93-2906.
- [24] Menter, F.R. 1994. Two-equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8. pp. 1598–1605.

- [25] Menter, F.R., Esch, T. 2001. Elements of industrial heat transfer predictions. COBEM 2001, 16th Brazilian Congress of Mechanical Engineering.
- [26] Menter, F.R., Egorov, Y. 2005. A Scale-Adaptive Simulation Model using Two-Equation Models. AIAA paper 2005-1095. Reno/NV.
- [27] Menter, F.R. 2009. Review of the shear-stress transport turbulence model experience from an industrial perspective. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, Vol. 23, No. 4. pp. 305–316.
- [28] Menter, F.R., Egorov, Y. 2010. Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description. *Journal Flow Turbulence and Combustion*, Vol. 87, No. 1. pp. 113–138.
- [29] Menter, F.R. 2012. Best Practice: Scale-Resolving Simulations in ANSYS CFD. Version 1.0. ANSYS Germany GmbH. 63 p. + App. 7 p.
- [30] Navier, C.L.M.H. 1822. Memoire sur les lois du mouvement des fluids. *Mémoires presents par divers savants à l'Académie des Sciences Institut France*, Vol. 6. pp. 389–440.
- [31] Neumann, B. 1991. The Interaction between Geometry and Performance of a Centrifugal Pump. Norwich, Page Bros. Ltd. 273 p. + App. 27 p.
- [32] Petit, O., Nilsson, H. 2013. Numerical Investigations of Unsteady Flow in a Centrifugal Pump with a Vaned Diffuser. *International Journal of Rotating Machinery*. 14 p.
- [33] Prakash, O., Pandey, R. 1996. Failure analysis of the impellers of a feed pump. *Engineering Failure Analysis*. Vol. 3, No. 1. pp. 45–52.
- [34] Rose, M. 2004. Low flowrate effects in a centrifugal pump impeller. *Proc. Inst. Mech. Eng. Part A J. Power Eng.*, Vol.218, No.6. pp. 417–427.
- [35] Rotta, J.C. 1972. Turbulente Strömungen. Leitfäden der angewandten Mathematik und Mechanik, Bd.15. BG Teubner Stuttgart. 267 p.
- [36] Sagaut, P., Deck, S., Terracol, M. 2006. Multiscale and multiresolution approaches in turbulence. Imperial College Press, London.
- [37] Saha, S.L., Kurokawa, J. Matsui, J., Imamura, H. 2001. Passive control of rotating stall in a parallel-wall vaned diffuser by j-grooves. *Journal of Fluids Engineering*. Vol. 123, No. 3. pp. 507–515.

- [38] Shi, F., Tsukamoto, H. 2001. Numerical study of pressure fluctuations caused by impeller-diffuser interaction in a diffuser pump stage. *Journal of Fluids Engineering*. Vol. 123. pp. 466–474.
- [39] Shur, M.L., Spalart, P.R., Strelets, M.K., Travin, A.K. 2008. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modeled LES capabilities. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 29. pp. 1638–1649.
- [40] Smagorinsky, J. 1963. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, Vol. 91, No. 23. pp. 99–164.
- [41] Spalart, P.R., Jou, W.H., Strelets, M., Allmaras, S.R. 1997. Comments on the Feasibility of LES for Wings and on the Hybrid RANS/LES Approach. *Advances in DNS/LES, Proceedings of the First AFOSR International Conference on DNS/LES*.
- [42] Spalart, P.R. 2000. Strategies for turbulence modelling and simulations. *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 21, No. 3. pp. 252–263.
- [43] Stoffel, B., Krieger, P. 1981. Experimental investigation on the energy balance of radial centrifugal pump impellers at part load conditions. In *Proceedings of the Hydraulic Machinery and Systems, IAHR Symposium*.
- [44] Stokes, G.G. 1845. On the theories of the internal friction of fluids in motion. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, Vol. 8. pp. 287–305.
- [45] The International Organization for Standardization. 2012. ISO 9906:2012(E). *Rotodynamics pumps – Hydraulic performance acceptance tests – Grades 1, 2 and 3*. Switzerland.
- [46] Treutz, G. 2002. *Numerische Simulation der instationären Strömung in einer Kreiselpumpe*. Dissertation. Technischen Universität Darmstadt. 181 s.
- [47] Wesche, W. 1969. Method for calculating the number of vanes at centrifugal pumps. *Proc. 6th Conf. on Fluid Machinery*. Budapest. pp. 1285–1293.
- [48] Wesche, W. 2012. *Radiale Kreiselpumpen. Berechnung und Konstruktion der hydrodynamischen Komponenten*. Berlin, Springer. 306 s.
- [49] Wilcox, D.C. 1986. Multiscale Model for Turbulent Flows. *AIAA 24th Aerospace Sciences Meeting*. AIAA Paper 86-0029.

[50] Wu, Y., Liu, S., Jie, S. 2010. Numerical Simulation on the Steady and Unsteady Internal Flows of a Centrifugal Pump. Numerical Simulations – Examples and Applications in Computational Fluid Dynamics. Croatia, InTech Open. pp. 23–38.

[51] Zhang, W., Yunchao, Y., Chen, H. 2010. Numerical Simulation of Unsteady Flow in Centrifugal Pump Impeller at Off-Design Condition by Hybrid RANS/LES Approaches. HPCA 2009, LNCS 5938. Berlin Heidelberg, Springer. pp. 571–578.

LIITE 1: PUMPUN PINNAT JA NOPEUSKOLMIOT

