

LAPPEENRANNAN TEKNILLINEN YLIOPISTO

Teknillinen tiedekunta

Energiatekniikan koulutusohjelma

BH10A0200 Energiatekniikan kandidaatintyö ja seminaari

Turbulenssimallien soveltuminen syklonierottimen mallinnukseen

Työn tarkastaja: Prof. Timo Hyppänen

Työn ohjaaja: DI Markku Nikku

Lappeenrannassa 28.4.2014

Eero Inkeri 0326288

TIIVISTELMÄ

Lappeenrannan teknillinen yliopisto

Teknillinen tiedekunta

Energiatekniikan koulutusohjelma

Eero Inkeri

Turbulenssimallien soveltuminen syklonierottimen numeeriseen virtauslaskentaan

Kandidaatintyö 2014

36 sivua, 13 kuvaa, 4 taulukkoa

Työn tarkastaja: Timo Hyppänen

Työn ohjaaja: Markku Nikku

Hakusanat: Sykloni, turbulenssi, mallintaminen, numeerinen laskenta, erotustekniikka

Tässä työssä tutkittiin miten totuudenmukaisia tuloksia syklonierottimen virtauskentästä saadaan numeerisella laskennalla, kun käytetään eri turbulenssimalleja. Tarkoituksena oli myös selvittää yleisesti syklonin toimintaperiaatteita, haasteita sen käytössä sekä syklonin numeerisen virtauslaskennan perusteita. Numeerisen virtauslaskennan teoria selitetään pääpiirteittäin, samoin turbulenssin mallinnus.

Työn laskentaosiossa simuloitiin Fluent-ohjelmalla syklonin virtauskenttää kuumalla ilmalla sekä kahdella eri turbulenssimallilla ja verrattiin tuloksia kirjallisuudesta löytyviin mittaustuloksiin. Simuloinnit suoritettiin sekä ajasta riippuvana että ajasta riippumattomana ja kahdella eri laskentahilalla.

Simulointien tulokset osoittivat, että RNG k- ϵ turbulenssimalli ei kykene tuottamaan totuudenmukaista virtauskenttää. Toisen käytetyn turbulenssimallin, Reynolds-jännitysmallin tulokset vastasivat enemmän mittaustuloksia. Reynolds-jännitysmallia voidaan pitää käyttökelpoisena syklonin simuloinnissa tämän työn ja kirjallisuuden perusteella. Mallissa oli yksinkertaisuuksia, esimerkiksi kiinteää ainetta ei otettu huomioon lainkaan.

SISÄLLYSLUETTELO

1. JOHDANTO	4
2. EROTTIMET	5
2.1. Tasautumiskammio.....	5
2.2. Suodattimet	6
2.3. Sähkösuodattimet	6
2.4. Syklonit	6
2.4.1 Virtauskenttä.....	8
2.4.2 Erotustehokkuus.....	9
2.4.3 Painehäviö	10
3. NUMEERINEN VIRTAUSLASKENTA	11
3.1. Virtausta kuvaavat yhtälöt	12
3.2. Diskretointi.....	15
4. TURBULENSSIN MALLINTAMINEN	18
4.1. Standardi k- ϵ –malli.....	19
4.2. RNG k- ϵ –malli	20
4.3. Reynolds-jännitys malli	21
5. SYKLONIN SIMULOINNIN TAUSTOJA	23
6. SIMULOINTI	23
6.1. Hilat	24
6.2. Reunaehdot ja ratkaisijan asetukset	24
7. TULOKSET	26
7.1. Nopeusprofiilit.....	26
7.2. Painehäviö	29
7.3. Tulosten analysointi.....	29
8. JOHTOPÄÄTÖKSET	33
9. YHTEENVETO	34
LÄHTEET	35

SYMBOLI- JA LYHENNELUETTELO

Roomalaiset

C_μ	vakio	[-]
C_{ij}	konvektiotermi	[N/m ³]
$D_{T,ij}$	turbulenttinen diffuusiotermi	[N/m ³]
$D_{l,ij}$	molekyylinen diffuusiotermi	[N/m ³]
F_{ij}	järjestelmän pyörimisen aiheuttama lähdetermi	[N/m ³]
G_{ij}	nosteen muodostumistermi	[N/m ³]
k	turbulenssin kineettinen energia	[m ² /s ²]
m	massa	[kg]
p	paine	[Pa]
P_{ij}	jännityksen muodostumistermi	[N/m ³]
S	lähdetermi	[N/m ³]
S_{ij}	leikkausvoima	[N]
t	aika	[s]
u	nopeusvektori	[m/s]
u	nopeus x-suuntaan	[m/s]
v	nopeus y-suuntaan	[m/s]
w	nopeus z-suuntaan	[m/s]

Kreikkalaiset

ε	dissipaatiokerroin	[-]
ν	kinemaattinen viskositeetti	[kg/ms]
τ_{ij}	Reynolds-jännitys	[N]
δ	Kröneckerin delta	[-]
μ	dynaaminen viskositeetti	[m ² /s]
ρ	tiheys	[kg/m ³]
ω	kineettisen energian dissipaatio	[-]
ϕ	yleinen suure	[-]
ϕ_{ij}	painejännitystermi	[N]

Φ	viskoosi dissipaatiokerroin	[-]
σ_k	vakio	[-]
ν_t	pyörreviskositeetti	[Ns/m ²]

Alaindeksit

i	1-3 eli x-, y- ja z-suunnat
j	1-3 eli x-, y- ja z-suunnat
k	1-3 eli x-, y- ja z-suunnat
M	liikemäärä
t	turbulenttinen

Lyhenteet

RSM	Reynolds-jännitysmalli (eng. Reynolds stress model)
LES	suurten pyörteiden malli (eng. large eddy simulation)
RNG	normalisointiryhmä (eng. renormalization group)

1. JOHDANTO

Kiinteää ainetta on erotettu ilmasta ja muista kaasuista jo pitkään. Yleensä tarkoituksena on puhdistaa ilmaa tai ottaa ilmasta talteen hyödylliset aineet. Tavallisimpia erotuslaitteita ovat imurit, joissa erotus tapahtuu suodattimella. Suodattimet eivät kuitenkaan käy jokaiseen tilanteeseen, ne tukkeutuvat käytettäessä eivätkä kestä suuria lämpötiloja. Siksi on kehitetty muita erotusmenetelmiä, kuten syklonierottimet.

Syklonierottimia käytetään paljon teollisuudessa, joten niitä on kehitetty koko ajan paremmiksi. Parempi sykloni voi tuoda säästöä materiaaleissa, rahassa ja ajassa, prosessista riippuen. Perinteisesti laitteita on kehitetty testilaitteiden ja fysikaalisen teorian perusteella. Nykyään testilaitteiden lisäksi tai niiden tilalla voidaan suorittaa simuloiteja tietokoneella ja saada parempaa tietoa laitteen toiminnasta. Tähän tarkoitukseen käytetään numeerista virtauslaskentaa.

Tässä työssä esitellään eri erotusmenetelmiä, joista tarkemmin keskitytään sykloneihin ja niiden tarkempiin ominaisuuksiin. Sen jälkeen selvitetään numeerisen virtauslaskennan teoriaa ja turbulenssin mallintamista. Tärkeimmät yhtälöt esitetään, mutta niiden johtaminen jätetään tämän työn ulkopuolelle. Työssä tehdään myös kirjallisuuskatsaus siihen, miten sykloneita on simuloitu käyttäen numeerista virtauslaskentaa ja mitä haasteita tähän liittyy.

Työn tarkoitus on selvittää, miten hyvin eri turbulenssimallit sopivat syklonin mallintamiseen. Kirjallisuuskatsauksen lisäksi työssä lasketaan numeerisesti erään syklonin virtauskenttä. Laskennoissa turbulenssimalleina käytetään normalisoitua $k-\varepsilon$ -mallia (eng. *RNG $k-\varepsilon$ -model*) ja Reynolds-jännitysmallia (*RSM, eng. Reynolds stress model*). Molemmilla malleilla saatuja tuloksia verrataan toisiinsa ja kirjallisuudesta saatuihin mittaustuloksiin. Tulosten ja kirjallisuuden perusteella arvioidaan miten hyvin käytetyt turbulenssimallit soveltuvat syklonien numeeriseen virtauslaskentaan.

2. EROTTIMET

Erottimien tarkoitus on erottaa kaksi faasia toisistaan, esimerkiksi kiintoaine tai neste kaasusta. Tavoitteena voi olla esimerkiksi hyödyllisen aineen talteenotto, terveydelle haitallisten aineiden poisto kaasusta tai erotinta seuraavien laitteiden kulumisen vähentäminen. Erottimia käytetään laajalti eri teollisuudenaloilla, esimerkiksi sahoilla pölynpoistossa. (Perry, 1997, s. 17-22) Voimalaitoksissa joissa on kierto- tai leijupetikattila, erottimet ovat tärkeässä osassa koko laitoksen toiminnan kannalta, niin palamiskaasujen puhdistuksessa kuin petimateriaalin kierrätyksessä. (Basu, 2006, s. 381) Kiintoaine voidaan erottaa kaasusta monella eri tavalla. Jaottelu voidaan tehdä esimerkiksi erotustekniikan, tai tavallisemmin erotintyyppin mukaan. (Perry, 1997, s. 17-25)

2.1. Tasautumiskammio

Tasautumiskammio on eräs yksinkertaisimmista erottimista. Se muodostuu pääasiassa vaakasuorasta laajasta pitkästä tyhjästä kammioista, johon puhdistettava kaasu johdetaan kanavasta jonka halkaisija on monta kertaa pienempi kuin tasautumiskammion halkaisija. Vastakkaisella puolella on kaasulle poistokanava ja pohjalla kiinteän aineen keräimet. Kun kaasun virtauskanava laajenee sen päästyä kammioon, virtausnopeus pienenee vastaavasti Bernoullin lain mukaan. Hitaammin virtaava kaasu ei enää jaksa kuljettaa hiukkasia poistokanavalle saakka, joten hiukkaset putoavat kammion pohjalle. Tasautumiskammio soveltuu lähinnä suhteellisen isoille partikkeleille (yli 43 μm), mutta toimii hyvin esimerkiksi esipuhdistimena, koska hitaiden virtausnopeuksien takia kuluminen on vähäisempää kuin monissa muissa erotinlaitteissa. (Perry, 1997, s. 17-26) Tasautumiskammioiden huonona puolena on niiden vaatima suuri tila ja heikko erotuskyky pienille hiukkasille. (Basu, 2006, s. 410)

2.2. Suodattimet

Suodattimet ovat verkkoja, kankaita tai muita erilaisia, yleensä pussin muotoisia kudottuja kuitumateriaaleja jonka läpi kaasu kulkee partikkeleiden jäädessä suodattimeen. Teollisen kokoluokan suodattimessa on yleensä useita pusseja. Erottuminen tapahtuu hiukkasten koon ja suodattimen huokosten koon perusteella. Erottunut kiinteä aine jää kerrokseksi suodattimen päälle ja näin toimii myös itse suodattimena, parantaen erotustehokkuutta. Koska kiinteä aine kertyy suodattimen pinnalle, täytyy suodatin puhdistaa tietyin väliajoin, riippuen mm. sallitusta painehäviöstä. Suodattimilla voidaan savuttaa erittäin suuria erotustehokkuuksia, joten niitä myös käytetään erittäin laajalti. Suodattimien suurin ongelma on niiden huono kestävyys korkeissa lämpötiloissa. Parempia kuitumateriaaleja kehitetäänkin jatkuvasti, mutta silti yleisesti maksimikäyttölämpötila jää alle 250 °C:een. Suodattimet voidaan jakaa kolmeen eri tyyppiin eri puhdistusmekanismin mukaan. Kiinteä aine irrotetaan suodattimesta joko ravistamalla, vastakkaisuuntaisella kaasuvirtauksella tai äänipulssilla. (Perry, 1997, s. 17-42 – 17-43)

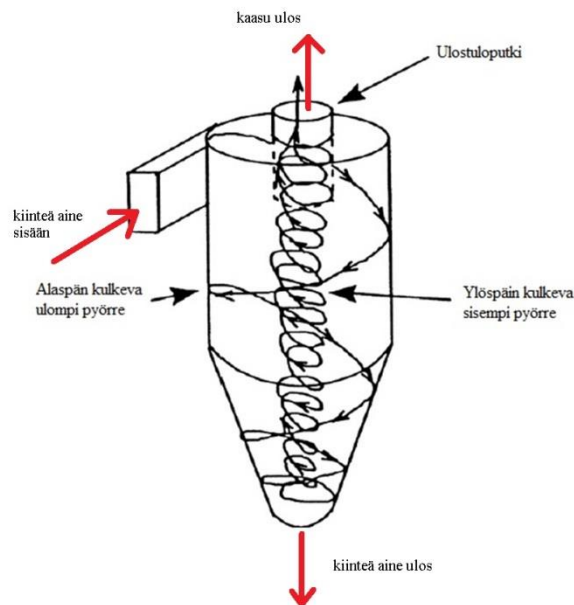
2.3. Sähkösuodattimet

Sähkösuodattimissa partikkelit altistetaan ensin sähkökentälle, jolloin ne varautuvat. Varautumisen jälkeen partikkelit ohjataan vastakkaisesti varattujen levyjen väliin, jolloin ne sähköisten voimien vaikutuksesta liikkuvat levyjen pinnoille ja tarttuvat kiinni. Kun partikkeleita on kerääntynyt levyjen pintaan riittävästi, levyt tyhjennetään ravistelemalla tai kolistelemalla. Näin partikkelit tippuvat levyistä keräyssuppiloihin. Tämän vuoksi levyt ovat usein pystysuunnassa, jolloin painovoima yksinään riittää partikkeleiden siirtämiseen keräyssuppiloihin. (Perry, 1997, s. 17-51)

2.4. Syklonit

Sykloni on yleisin laite kiinteään, pölymäisen aineen erottamiseksi kaasusta. Puhdistettava kaasu johdetaan usein nelikulmaista kanavaa pitkin sylinterin, kartion tai näiden yhdistelmän muotoiseen pystysuoraan kammioon (kuva 1). Yksi tai useampi

sisääntulokanava liittyy kammion yläosaan tangentiaalisesti. Kiinteän aineen erotus tapahtuu keskeisvoiman avulla, partikkelit eivät kestä voimakkaasti kaartuvan virtauksen mukana, vaan kulkeutuvat kohti seinämiä. Osuessaan seinään partikkelit menettävät liike-energiaansa ja kulkeutuvat virtauksen ja painovoiman vaikutuksesta seinää pitkin syklonin pohjalle, josta ne poistetaan. Puhdistunut kaasu poistuu aukosta tai putkesta keskeltä kammion yläpäätä. Kaasun virtausta syklonin sisällä määrittää eniten kaksi sisäkkäistä pyörrettä. Ulompi pyörre alkaa sisääntuloaukosta, kulkee alaspäin ja kääntyy alhaalla takaisin ylös sisemmäksi pyörteeksi. Sisempi pyörre kulkee pois syklonista ulosmenoaukon kautta. (Perry, 1997, s. 17-27)



Kuva 1. Periaatekuva syklonin virtauskentästä. (Cortes & Gil, 2007, s. 413)

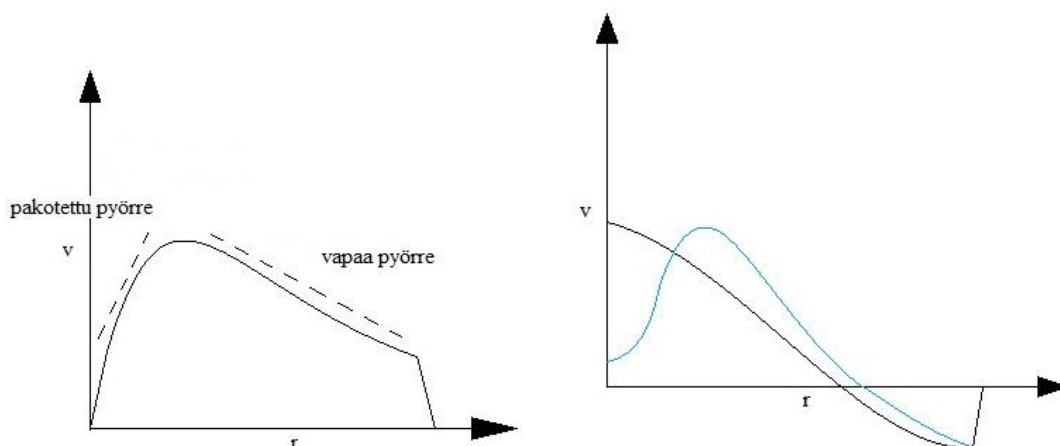
Kiinteän aineen erottuminen on monimutkainen prosessi. Osa partikkeleista on niin pieniä, että ne kulkevat kaasun mukana suoraan ulos syklonista. Osa osuu seinään, mutta kimpoaa suoraan takaisin virtauksen mukaan, jotkut voivat kulkea pitkänkin matkan seinää pitkin, mutta tempautuvat silti takaisin virtaukseen ja poistuvat syklonista kaasun mukana. Syklonissa on myös toisiovirtauksia, jotka oikaisevat esimerkiksi poistoputken reunan yli. Osa kiinteästä aineesta pääsee karkaamaan tätä kautta. Lisäksi kiinteä aine muodostaa spiraalimaisen vanan syklonin seinälle. Näihin kaikkiin partikkeleihin ei keskeisvoimaan perustuva erotus toimi. (Cortes & Gil, 2007, s. 412-

413)

2.4.1 Virtauskenttä

Syklonin tärkeimmät toiminta-arvot ovat erotustehokkuus ja painehäviö. Näitä kahta määrittää painejakauma, virtauskenttä ja kiinteän aineen jakautuminen syklonin sisällä. Virtauskenttää kuvaa yksinkertaisimmillaan tangentiaalinopeusprofiilin Rankine-pyörre (kuva 2), jossa yhdistyy vapaa ja pakotettu pyörre. Syklonin keskellä, pyörteen keskikohtassa tangentiaalinopeus pienenee nollaan. Pyörteen keskikohta ei sijaitse aina täysin syklonin keskellä, vaan pyörteen paikka heiluu hieman. (Cortes & Gil, 2007, s. 414)

Aksiaalinopeusprofiili on normaalisti ylösalaisen V:n tai W:n muotoinen (kuva 2). Syklonin reunoilla aksiaalinopeus kuljettaa kiinteää ainetta kohti syklonin pohjaa ja poistoaukkoa. Keskellä virtaus kulkee ylöspäin kohti poistoputkea. Virtaus keskellä voi olla hyvin erilainen eri sykloneissa ja se vaihtelee myös syklonin sisällä eri korkeuksilla. Voi olla, että suurin nopeus ylöspäin löytyy keskilinjalta, mutta joskus keskustan nopeus on hyvinkin pieni, tai jopa suuntautuu alaspäin. (Cortes & Gil, 2007, s. 416)

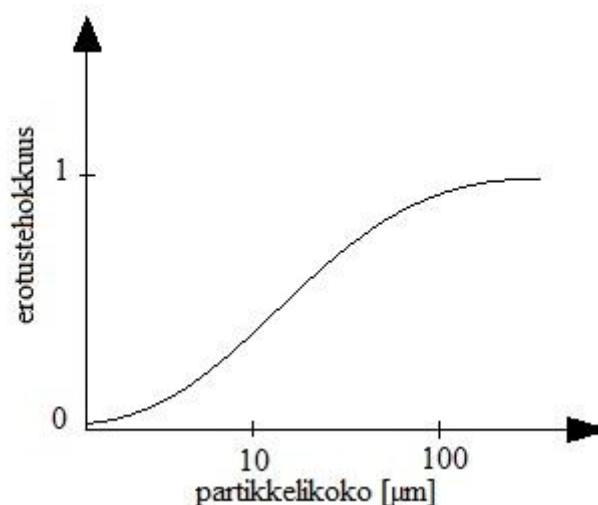


Kuva 2. Vasemmalla olevan Rankine-pyörteen muodostavat vapaa ja pakotettu pyörre, joiden väliin jää muutosalue. Ulkoseinällä nopeus putoaa nopeasti nollaan ohuen rajakerroksen aikana. Oikealla on periaatekuva kahdesta erilaisesta aksiaalinopeusprofiilista.

2.4.2 Erotustehokkuus

Erotustehokkuus kertoo kuinka suuren osuuden sisääntulevasta kiinteästä aineesta syk-
loni saa erotettua, eli erotustehokkuus on aina ykkösen ja nollan välillä. Suurimmat
hiukkaset erottuvat ja pienimmät karkaavat lähes aina. Keskikokoisien hiukkasten käyt-
täytyminen ei ole niin suoraviivaista, vaan erotustehokkuus onkin keskimääräinen to-
dennäköisyys erottautua. Tämä todennäköisyys riippuu hiukkasen koosta, joten siitä
saadaan piirrettyä erotustehokkuuskäyrä, kuva 3. Syklonin syötettävälle kiintoaineelle
määritellään tietty hiukkasten rajakoko, *cut-off size*. Tämän kokoiset hiukkaset erottuvat
todennäköisyydellä 0,5. (Cortes & Gil, 2006, s. 425-428)

Erotustehokkuuden arvioimiseksi on käytetty yksinkertaistettuja kaavoja, jotka olettavat
esimerkiksi kiinteän aineen hiukkasten olevan pallomaisia, ja painovoiman vaikutuksen
olevan häviävän pieni. Useimmat näistä toimivat kohtuullisesti kun kiinteän aineen pi-
toisuus on pieni, alle $5\text{-}10\text{ g/m}^3$. Mikäli kiinteää ainetta on erityisen paljon, jopa $10\text{ kg}_{\text{kiinteä}}/\text{kg}_{\text{kaasu}}$, ei hiukkasia voida käsitellä enää yksittäisinä, vaan niiden vuorovaikutus
toisiinsa pitää ottaa huomioon. Erotustehokkuus nousee kiinteän aineen määrän kasva-
essa, mutta kiinteän aineen määrä kasvaa suhteessa enemmän, jolloin sitä myös pääsee
karkaamaan enemmän. (Cortes & Gil, 2006, s. 428-430)



Kuva 3. Tyypillinen erotustehokkuus esitettynä partikkelikoon funktiona. Vaaka-akselilla on logaritminen asteikko.

2.4.3 Painehäviö

Yksinkertaisimmillaan painehäviötä sileäseinäisessä syklonissa voidaan katsoa aiheuttavan häviöt sisääntulossa, sisäkkäisten pyörteiden rajapinnalla ja poistoputkessa sekä sen jatkeella. Näistä poistoputkessa ja sen jatkeella tapahtuvat häviöt ovat merkittävimpiä. Ne taas ovat verrannollisia virtauksen tangentialinopeuden neliöön. Tästä seuraa ilmiö, jossa kitkakertoimen kasvaminen syklonin seinämällä *pienentää* painehäviötä. Syy tähän on se, että tangentialinopeudet ovat huomattavasti suurempia syklonin keskiosassa, jossa poistoputkikin sijaitsee, kuin ulkokehällä. Esimerkiksi kiinteän aineen konsentraation kasvaminen kasvattaa kitkakerrointa seinällä ja siten pienentää painehäviötä. Kuitenkin, kun konsentraatio ylittää $200\text{-}700 \text{ g}_{\text{kiinteä}}/\text{kg}_{\text{kaasu}}$, painehäviö alkaa taas kasvaa. (Cortes & Gil, 2006, s. 422-425)

Painehäviön mittaamiseen liittyy joitain hankaluuksia mm. pyörteen takia. Pyörre taasaantuu vasta kauempana poistoputkessa, jolloin painemittaus syklonin jälkeen täytyisi tehdä vasta siellä mikäli halutaan todellinen tulos. Painehäviö voidaan laskettaessa jakaa kahteen osaan, tyhjän syklonin painehäviöön ja korjauskertoimeen, joka ottaa huomioon kiinteän aineen painehäviötä pienentävän vaikutuksen. (Cortes & Gil, 2006, 423).

3. NUMEERINEN VIRTAUSLASKENTA

Numeerisella virtauslaskennalla tai simuloinnilla tarkoitetaan virtausta kuvaavien jatkuvuusyhtälöiden ratkaisemista numeerisesti. Näihin kuuluvat massan, liikemäärän ja energian säilymisyyhtälöt. Tärkeimpiä ovat Navier-Stokes –yhtälöt. (Kjaldman, 2002, s. 417)

Numeerinen laskenta on kätevä ja usein ainoa vaihtoehto jatkuvuusyhtälöiden ratkaisuun, koska ne ovat differentiaalisia ja epälineaarisia. Niille ei ole analyttisiä ratkaisuja tai ne ovat liian monimutkaisia käytännön ongelmiin. Numeerisen laskennan lähtökohta on, että siinä ei haeta jatkuvia, tarkkoja ratkaisuja koko laskenta-alueelle, vaan useita yksittäisiä arvoja esimerkiksi lämpötilalle, paineelle ja nopeudelle niin, että ne kattavat koko laskenta-alueen riittävän tiheästi. Lisäksi täytyy määrittää kuinka arvot muuttuvat toistensa välillä. Näitä yksittäisiä arvoja varten laskenta-alue jaetaan pieniin osiin, (laskenta)hilaan, jonka yksittäisten pisteiden tai laskentakoppien arvot voidaan laskea purkamalla fysikaalisen mallin differentiaaliyhtälöt algebraalisiksi. Nämä algebraaliset yhtälöt ovat huomattavasti helpompia ratkaista numeerisesti tietokoneella kuin differentiaaliyhtälöt. Nyt ratkaisun tarkkuus riippuu mm. siitä, kuinka hyvin matemaattinen malli on tehty ja kuinka hyvin se vastaa alkuperäisiä yhtälöitä. Toinen tuloksen tarkkuuteen vaikuttava tekijä on pisteiden määrä, jossa halutulle suurelle lasketaan arvo, eli laskentahilan tiheys. (Patankar, 1980, s.4)

Toinen vaihtoehto numeeriselle virtauslaskennalle on kokeellinen tutkimus. Mittaamalla koelaitteen toimintaa voidaan saada tarkkaa tietoa kyseisen laitteen toiminnasta ja siinä tapahtuvista ilmiöistä. Koelaitteiden tekemiselle ja kokeen mittamisella on kuitenkin paljon rajoitteita, ne voivat olla erittäin vaikeita ja kalliita tehdä. Lisäksi saatu tieto pätee suoraan ainoastaan kyseisessä koelaitteessa, mikäli todellisessa tilanteessa laite on esimerkiksi erikokoinen tai toimii hieman eri tavalla, joudutaan tuloksia arvioimaan pienemmän mittakaavan koelaitteiden tulosten pohjalta. Jotkin ilmiöt voivat jäädä kokonaan huomioimatta, mikäli niitä esiintyy todellisessa tilanteessa, mutta ei koelaitteissa. Numeerinen virtauslaskenta onkin saanut yhä enemmän suosiota tietokoneiden ja menetelmien kehittyessä. (Patankar, 1980, s. 3)

Kokeelliseen tutkimiseen verrattuna numeerisella virtauslaskennalla on useita hyviä puolia. Se on todella nopeaa, lyhyessä ajassa voi simuloida useita tapauksia, eri geometrioita ja eri toiminta-arvoja. Koeilteistolla voi normaalisti säätää vain muutamia parametrejä ja niitäkin rajoitetusti. Virtauslaskennalla myös saadaan paljon laajempia tuloksia, koko laskenta-alueelta saadaan arvot kaikille lasketuille suureille, esimerkiksi lämpötilalle, nopeudelle, tiheydelle ja paineelle. Koejärjestelyissä ei voida käyttää kuin rajattua määrää mittalaitteita ja rajatuissa paikoissa. Virtauslaskennalla ei ole myöskään mitään rajoitteita alku- ja toiminta-arvoille, joten sen avulla voidaan simuloida erittäin pieniä ja suuria laitteita, kuumia ja kylmiä virtauksia, palamista, myrkyllisiä aineita ja hitaita sekä nopeita prosesseja jne. Koelaitteistolla täytyy lähes aina tehdä joitain kompromisseja. (Patankar, 1980, s. 5)

Virtauslaskennalla on myös huonoja puolia ja rajoitteita. Joissakin tapauksissa matemaattiset mallit voivat olla epätarkkoja, johtuen siitä ettei kyseistä ilmiötä vielä tunneta riittävän tarkkaan. Myös turbulenssi, suuret epälineaarisuudet, monimutkainen geometria ja virtaavan aineen paljon muuttuvat ominaisuudet voivat tehdä numeerisen ratkaisun löytämisen erittäin vaikeaksi, myös mahdottomaksi. Tällöin virtauslaskenta ei välttämättä ole sen tarkempaa, nopeampaa tai edes halvempaa kuin koejärjestelyn tekeminen. Myös yksinkertaisemmissakin tapauksissa laskentamallit voivat tarvita kokeellisten tutkimusten tuloksia vahvistamaan että malli toimii. (Patankar, 1980 s. 6)

3.1. Virtausta kuvaavat yhtälöt

Virtausta kuvaavat yhtälöt perustuvat fysikaalisiin säilymislakeihin, näitä ovat jatkuvuusyhtälö (1) ja energian säilymisyhtälö (5) sekä Navier-Stokes –yhtälöt (2), (3) ja (4). Navier-Stokes –yhtälöt saadaan kun liikemäärän säilymisyhtälöihin yhdistetään viskoosit jännitykset Newtonin lakien mukaisesti. Tässä esitetyt yhtälöt ovat kokoonpurrustuville virtauksille. Lisäksi täytyy vielä käyttää esimerkiksi kaasun tilanyhtälöitä tarvittaessa. Yhtälöiden johtaminen jätetään tämän työn ulkopuolelle. (Versteeg & Malalasekera, 2007, s. 10-24)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

ρ	tiheys	[kg/m ³]
t	aika	[s]
\mathbf{u}	nopeusvektori	[m/s]

Yhtälössä (1) $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ on tiheyden muutos ajan suhteen ja $\operatorname{div}(\rho \mathbf{u})$ on tiheysvirran muutos paikan suhteen.

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u) + S_{M_x} \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v) + S_{M_y} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho w \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} w) + S_{M_z} \quad (4)$$

\mathbf{u}	nopeusvektori	[m/s]
u	nopeus x -suuntaan	[m/s]
v	nopeus y -suuntaan	[m/s]
w	nopeus z -suuntaan	[m/s]
p	paine	[Pa]
μ	kinemaattinen viskositeetti	[kg/ms]
S_M	liikemäärän lähde-termi	[N/m ³]

Yhtälöissä (2), (3) ja (4) ensimmäinen termi on tiheysvirran muutos ajan suhteen, toinen termi on konvektiotermi joka kuvaa liikemäärän siirtymistä virtauksen mukana, kolmas termi kuvaa paineen muutosta paikan suhteen, neljäs termi on diffuusiotermi, joka kuvaa viskooseja voimia. Viimeinen termi on lähde-termi. Kaikkien termien yksikkö on N/m³.

$$\frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \phi \mathbf{u}) = -p \operatorname{div} \mathbf{u} + \operatorname{div}(k \operatorname{grad} T) + \Phi + S_\phi \quad (5)$$

Yhtälössä (5) ensimmäinen termi on sisäenergian muutos ajan suhteen, toinen termi on konvektiotermi, joka kuvaa sisäenergian siirtymistä virtauksen mukana. Kolmas termi kuvaa paineen tekemää työtä ja neljäs termi on diffuusiotermin, joka kuvaa lämmönjohtumista. Viides termi kuvaa viskoosia dissipatiota, eli kuinka viskoosit voimat kuluttavat liike-energiaa lämmöksi. Sille voidaan johtaa yhtälö (6). Viimeinen termi on lähde-termi. (Versteeg & Malalasekera, 2007, s. 23)

$$\Phi = \mu \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\} + \lambda (\operatorname{div} \mathbf{u})^2 \quad (6)$$

Reynolds-keskiarvotetut Navier-Stokes –yhtälöt (9) ja (10) saadaan aikaan Navier-Stokes –yhtälöistä kun ne ensin jaetaan aikakeskiarvotettuihin pääkomponentteihin ja heilahduskomponentteihin yhtälön (9) esittämällä tavalla. Tämä jako tehdään niin nopeuskomponenteille kuin muillekin skalaarikomponenteille, paineelle, konsentraatiolle jne. Alaindeksijä i ja j käytetään tilaa säästävässä tensoriesitystavassa. Niille on aina arvot yhdestä kolmeen eli, x -, y - ja z -suunta. Yhtälö (9) on esimerkin vuoksi kirjoitettu auki yhtälöihin (10), (11) ja (12).

$$\overline{u_i} = \overline{u_i} + u_i' \quad (9)$$

$$\overline{u} = \overline{u} + u' \quad (10)$$

$$\overline{v} = \overline{v} + v' \quad (11)$$

$$\overline{w} = \overline{w} + w' \quad (12)$$

Kun tämä jako on suoritettu Navier-Stokes –yhtälöille ja otetaan keskiarvo ajan suhteen, saadaan aikaan Reynolds-keskiarvotetut Navier-Stokes –yhtälöt massan (13) ja liike-

määrän (14) säilymiselle, eli RANS-yhtälöt, *Reynolds-averaged Navier-Stokes*. Viimeisessä termissä olevat Reynolds-jännitykset $-\overline{\rho u_i' u_j'}$ kuvaavat turbulenssia. Näiden jännitysten ratkaiseminen tai mallintaminen aiheuttaa suuren osan turbulentsin virtauksen haasteista. (Ansys, s. 39-40)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = & -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u_i' u_j'}) \end{aligned} \quad (14)$$

Yhtälössä (14) termi $\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i)$ on tiheysvirran muutos ajan suhteen ja $\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j)$ on konvektiotermi joka kuvaa liikemäärän siirtymistä virtauksen mukana. $\frac{\partial p}{\partial x_i}$ on paineen

muutos ajan suhteen ja $\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right]$ kuvaa viskoosia jännityksiä. Se

sisältää Kroneckerin deltan δ_{ij} , jonka arvo on yksi kun $i = j$, muulloin sen arvo on nolla.

Viimeinen termi $\frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u_i' u_j'})$ sisältää nopeuden heilahdustermeistä johtuvat Reynoldsin jännitykset $\overline{u_i' u_j'}$.

3.2. Diskretointi

Diskretoinnin idea on jatkuvuusyhtälöiden jatkuvien arvojen muuttaminen diskreeteiksi arvoiksi. Tämä tapahtuu muuttamalla differentiaaliyhtälöt algebrallisiksi, jolloin ensimmäisen ja toisen asteen osittaisderivaattatermit saadaan helpommin laskettavaan muotoon. Yksi vaihtoehto on käyttää Taylorin sarjakehitelmän kolmea ensimmäistä

termiä. Kuvan 4. keskimmaiselle hilapisteelle Taylorin sarjakehitelmä on esitetty yhtälöissä (15) ja (16). Tämä on ensimmäisen asteen diskreetointimenetelmä.

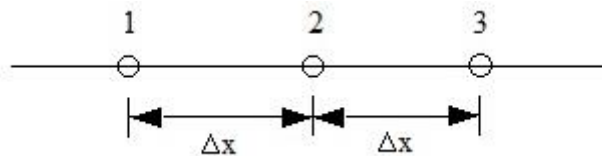
$$\phi_1 = \phi_2 - \Delta x \left(\frac{d\phi}{dx} \right)_2 + \frac{1}{2} (\Delta x)^2 \left(\frac{d^2\phi}{dx^2} \right)_2 - \dots \quad (15)$$

$$\phi_3 = \phi_2 + \Delta x \left(\frac{d\phi}{dx} \right)_2 + \frac{1}{2} (\Delta x)^2 \left(\frac{d^2\phi}{dx^2} \right)_2 - \dots \quad (16)$$

Yhdistämällä nämä kaksi yhtälöä, saadaan Navier-Stokes –yhtälöissä esiintyville differentiaalitermeille algebraaliset vastineet, esimerkiksi yhtälöt (17) ja (18). (Patankar, 1980, s. 27-28)

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{\phi_3 - \phi_1}{2\Delta x} \quad (17)$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{\phi_1 + \phi_3 - 2\phi_2}{(\Delta x)^2} \quad (18)$$



Kuva 4. Diskreetoitava laskentahila, jonka pisteiden väliset etäisyydet ovat yhtäsuuret.

Diskreetoinnilla on suuri merkitys simuloinnin kannalta. Ensimmäisen asteen diskreetointi aiheuttaa laskentaan numeerista diffuusioita, eli suureet leviävät laskentahilassa vaikka ei pitäisi. Tämä johtuu siitä, että ensimmäisen asteen diskreetointi ei mahdollista nopeita muutoksia hilapisteiden välillä. Ilmiö on voimakkain kun virtaus kulkee vinottain laskentahilassa. Mikäli virtaus on vain vähän turbulენტista ja kulkee hyvin hilaviivojen suuntaisesti, ongelma ei ole niin suuri.

Numeerisen diffuusion takia kaartuvissa tai monimutkaisissa virtauksissa on hyvä käyttää toisen asteen diskreetointimenetelmää. Peruseriaate on sama kuin ensimmäisen asteen diskreetoinnissa, mutta se käyttää yhtä hilapistettä enemmän. Näin numeerinen dif-

fuusio on pienempi ja tulokset tarkempia. Laskennan konvergentti voi hankaloitua toisen tai korkeamman asteen diskretoinnin takia.

4. TURBULENSSIN MALLINTAMINEN

Reynolds-keskiarvotetut Navier-Stokes –yhtälöt eivät ole ratkaistavissa suoraan sellaisenaan, sillä liikemäärän yhtälössä on liikaa tuntemattomia, johtuen Reynolds-jännitystermistä $\overline{\rho u_i' u_j'}$ ja skalaarien kuljetustermeistä $\overline{u_i' \phi}$. Jotta yhtälöt voisi ratkaista, on kehitetty *turbulenssimalleja*, joilla ennustetaan Reynolds-jännityksiä ja kuljetustermejä jotta yhtälö saadaan suljettua ratkaistavaan muotoon. Virtauslaskenta asettaa joitain rajoituksia malleille, niiden täytyy olla riittävän tarkkoja, käytettävissä useissa eri tilanteissa, yksinkertaisia, eivätkä ne saa olla liian raskaita laskennan kannalta. Yksinkertaisimmat turbulenssimallit perustuvat Boussinesqin oletukselle, jossa liikemäärän kuljettuminen katsotaan verrannolliseksi pyörreviskositeetin kanssa. Sen perusteella Reynolds-jännitykset voidaan mallintaa yhtälöllä (19). Turbulenssin kineettinen energia on esitetty yhtälössä (20). (Versteeg & Malalasekera, 2007, s. 66-67)

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i' u_j'} = 2\nu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (19)$$

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (20)$$

τ_{ij}	Reynolds-jännitys
ν_t	pyörreviskositeetti
S_{ij}	leikkausvoima
k	turbulenssin kineettinen energia

Tätä oletusta käytetään kaikissa k- ϵ ja k- ω –malleissa. Sen hyvä puoli on laskennan keveys, sillä vain kaksi ylimääräistä kuljetusyhtälöä tarvitaan. Mallien ongelma on niiden Boussinesq-oletus. Yksittäisten Reynolds-jännitysten liittäminen päävirtaukseen pyörreviskositeetin avulla ei pidä paikkaansa joka tilanteessa, joten voidaan olettaa mallin antavan epätarkkoja tuloksia monissa epätasapainoisissa virtauksissa (Wilcox, 2004). Malli myös olettaa turbulenssin isotrooppiseksi, eli Reynolds-jännitykset olisivat yhtä suuret joka suuntaan yksittäisessä pisteessä. Monissa virtauksissa tämä ei kuitenkaan pidä paikkaansa, joten epätarkkoja tuloksia voi odottaa mikäli virtaus on voimakkaasti

pyörteilevää, siinä on negatiivisia painegradientteja, virtauksen irtoamista tai takaisinvirtausta. (Versteeg & Malalasekera, 2007, s. 79-80)

Kuitenkin, mikäli virtausta määrittää pääasiassa vain yksi leikkausvoima, nämä mallit antavat melko hyviä tuloksia. Tällaisia virtauksia ovat mm. seinämän rajakerrokset ja suihkuvirtaukset. (Ansys, 2013, s. 42)

Reynolds-jännitykset voidaan vaihtoehtoisesti jättää mallintamatta ja laskea suoraan. Silloin jokaiselle yksittäiselle Reynolds-jännitykselle on oma kuljetusyhtälö. Lisäksi tarvitaan yhtälö turbulenssin kokoluokkaa määrävälle termille, yleensä tämä termi on turbulenssin dissipaatio ε tai turbulenssin taajuus ω . Näin ylimääräisiä yhtälöitä on seitsemän kappaletta kolmiulotteisen virtauksen tapauksessa. RSM-malli on selkeästi parempi voimakkaasti pyörteilevässä virtauksessa ja virtauksissa joissa jännitykset aiheuttavat toisiovirtauksia. (Ansys, 2013, s. 42)

4.1. Standardi k- ε –malli

Tätä turbulenssimallia on tutkittu paljon ja sitä on myös käytetty paljon, niin akateemisessa kuin teollisessa ympäristössä. Se kykenee mallintamaan turbulenssin kuljettumista diffuusion ja konvektion kautta, sekä turbulenssin häviämisen ja syntymisen. Tätä varten on luotu kuljetusyhtälöt (21) ja (22), ensimmäinen turbulenssin kineettiselle energialle k , ja toinen tämän dissipaatiolle ε . Yhtälö (23) kertoo miten pyörreviskositeetti mallinetaan tässä turbulenssimallissa. Mallin kertoimet on esitetty yhtälössä (24). (Wilcox, 2004, s. 117-124)

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (21)$$

jossa $\frac{\partial k}{\partial t}$ on liike-energian muutos ajan suhteen, $U_j \frac{\partial k}{\partial x_j}$ on liike-energian konvektioter-

mi, $\tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$ on liike-energian tuotto, ε on dissipaatio eli häviäminen ja

$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$ on diffuusion aiheuttama kuljettuminen.

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (22)$$

jossa $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ on dissipaation muutos ajan suhteen, $U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}$ on dissipaation konvektio,

$C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$ on dissipaation muodostuminen, $C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}$ on dissipaation häviäminen ja

$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right]$ on dissipaation kuljettuminen diffuusion takia.

$$\nu_T = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (23)$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44 ; C_{\varepsilon 2} = 1,92 ; C_\mu = 0,09 ; \sigma_k = 1,0 ; \sigma_\varepsilon = 1,3 \quad (24)$$

4.2. RNG k-ε –malli

Normalisoitu k-ε –malli (eng. *RNG k- ε model, renormalization group*) on peruseriaatteiltaan samanlainen kuin standardi k-ε –malli, mutta siihen on tehty muutamia parannuksia: Dissipaatioyhtälössä ε on ylimääräinen termi R_ε joka parantaa tarkkuutta kaartuvissa virtauksissa tai virtauksissa joissa tapahtuu nopeita jännityksiä. Pyörteiden vaikutukset virtaukseen pystytään kuvaamaan tarkemmin tällä mallilla. Turbulenttiselle Prandtin luvulle käytetään analyttinen malli ja pienen Reynoldsin luvun ilmiöitä pys-

tytään käsittelemään paremmin. RNG k-ε –malli onkin monikäyttöisempi ja tarkempi kuin standardi k-ε –malli. (Ansys, 2013)

4.3. Reynolds-jännitysmalli

RSM, Reynold-jännitysmalli, (*eng. Reynolds stress model*) on turbulenssimalli, jossa Reynold-jännityksiä ei mallinneta, vaan ne ratkaistaan suoraan. Tämä on ratkaiseva ero aikaisempaan k-ε –malliin. Reynolds-jännityksille on kullekin oma kuljetusyhtälö (28). (Ansys, 2013)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u_i' u_j'}) + C_{ij} = -D_{T,ij} + D_{L,ij} - P_{ij} - G_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij} - F_{ij} + S_{user} \quad (28)$$

jossa $C_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho \overline{u_i' u_j' u_k'})$ on konvektio, $D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k}[\rho \overline{u_i' u_j' u_k'} + p'(\delta_{kj} u_i' + \delta_{ik} u_j')]$ on

turbulenttinen diffuusio, $D_{L,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i' u_j'}) \right]$ on molekyylinen diffuusio,

$P_{ij} = \rho \left(\overline{u_i' u_k'} \frac{\partial u_j'}{\partial u_k} + \overline{u_j' u_k'} \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \right)$ on jännityksen muodostuminen,

$G_{ij} = \rho \beta (g_i \overline{u_j' \theta} + g_j \overline{u_i' \theta})$ nosteen muodostuminen, $\phi_{ij} = p' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right)$ on painejännitys,

$\varepsilon_{ij} = 2 \mu \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k}$ on dissipaatio ja $F_{ij} = 2 \rho \Omega_k (\overline{u_j' u_m'} \varepsilon_{ikm} + \overline{u_i' u_m'} \varepsilon_{jkm})$ on järjestelmän pyörimisen aiheuttava lähde-termi.

Konvektio C_{ij} , molekyylinen diffuusio $D_{L,ij}$, jännityksen lähde-termi P_{ij} ja järjestelmän pyörimisen aiheuttama lähde-termi F_{ij} voidaan ratkaista suoraan, mutta muut termit, $D_{T,ij}$, G_{ij} , ϕ_{ij} ja ε_{ij} , joudutaan mallintamaan jotta kuljetusyhtälö saadaan ratkaistua.

Turbulenttisen diffuusion kuljettuminen mallinnetaan yhtälöllä (37) ja turbulenttinen viskositeetti yhtälöllä (38).

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_k} \right) \quad (37)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, C_\mu = 0,09 \quad (38)$$

Painejännitystermin mallintaminen voidaan tehdä usealla tavalla. Fluentin oletusasetus on lineaarinen painejännitysmalli, missä painejännitys ϕ jaetaan kolmeen osaan, hitaaseen painejännitystermiin, nopeaan painejännitystermiin sekä seinämäheijastustermiin.

Pienen Reynoldsin luvun mallissa vakioita C_1 , C_2 , C_1' ja C_2' muokataan Reynoldsin jännitysten ja turbulenttisen Reynoldsin luvun mukaan. Neliöllisessä painejännitysmallissa käytetään kolmea muuttujaa, b_{ij} , S_{ij} ja Ω_{ij} . Nämä ovat Reynolds-jännityksen anisotropisuusensori, keskimääräinen jännitysnopeus ja keskimääräinen pyörimisnopeus. Pienen Reynoldsin luvun jännitys-omega –malli perustuu k- ω –turbulenssimalliin.

Dissipaation mallintaminen voidaan tehdä usealla tavalla. Dissipatio ε voidaan mallintaa samoin kuin standardi k- ε –mallissa. Jos turbulenssin taajuutta käytetään yhdessä Reynolds-jännitysmallin kanssa, dissipatio mallinnetaan k- ω –mallin perusteella. (Ansys, 2013)

5. SYKLONIN SIMULOINNIN TAUSTOJA

Syklonivirtauksen numeerisessa laskennassa on useita haasteita voimakkaan pyörteen ja suurten leikkausvoimien takia. Virtaus on myös hyvin epävakaa. Suurin haaste kuitenkin on sellaisen turbulenssimallin löytäminen, joka yhtäaikaan hallitsisi voimakkaasti kaareutuvan päävirtauksen, voimakkaan pyörteen, suuret leikkausvoimat, vastakkaiset painegradientit ja takaisinvirtauksen. Nämä tekevät virtauksesta hyvin anisotrooppisen. Sen takia perinteiset kaksiyhtälöturbulenssimallit kuten $k-\epsilon$ -malli ja sen muunnokset eivät pysty kuvaamaan todellista virtausta kovinkaan hyvin. Lisäksi advektiosuureiden, kuten lämpötilan, numeerinen diffuusio on sykloneissa voimakasta ensimmäisen asteen diskreetointimenetelmillä, joten aina pitäisi käyttää vähintään toisen asteen diskreetointia. (Cortes & Gil, 2007, 437-438.).

Jotta anisotropia saataisiin mallinnettua, voidaan turbulenssin mallintamiseen käyttää Reynolds-jännitysmallia (RSM). Siinä Reynolds-jännityksiä ei korvata mallilla, vaan jokaiselle jännityksen suunnalle on oma differentiaaliyhtälö. (Hoekstra et al, 1999) RSM-mallin ongelma on sen vaatima suurempi laskentakapasiteetti, se myös konvergoituu huonosti jos lasketaan ajasta riippumattomana. Kohtuullisen hyviä tuloksia voidaan saada kun lasketaan ajasta riippuvana, sopivalla aika-askeleella. (Cortes & Gil, 2007, 438-439.)

RSM-mallia on käytetty useasti sykloneita tutkittaessa, mm. mallinnettaessa Lapple-syklonia (Wang, 2006, 1328.), kahdella sisääntulolla varustettua syklonia (Zhao et al., 2006, 1159) ja syklonin korkeutta (Xiang & Lee, 2005, 879).

Myöhemmin suurten pyörteiden mallia (LES, large eddy simulation) on käytetty yhä enemmän turbulenssin mallintamiseen sykloneissa. Kyseisen malli kuvaa virtausta paremmin kuin kaksiyhtälömallit ja Reynolds-jännitys -mallit. LES-malli kuitenkin vaatii huomattavasti enemmän laskentatehoa kuin yksinkertaisemmat mallit. Se on myös melko monimutkainen, joten tässä työssä sitä ei käytetty. (Cortes & Gil, 2007, 438-439)

6. SIMULOINTI

6.1. Hilat

Kuvassa 5. esitetään laskennassa käytetty harvempi laskentahila. Toiseen käytettyyn hilaan on tehty pieniä tihennyksiä haluttuihin paikkoihin. Koppimäärät ovat n. 360 000 ja 680 000 kappaletta. Ensimmäinen hila oli jo olemassaoleva, toinen muokattiin ensimmäisen pohjalta. Hilat ovat täysin rakenteellisia, eli kaikki laskentakopit ovat kuusitahkoisia suuntaissärmiöitä. Hyvän hilan teko vaatii paljon työtä, joten useammilla hiloilla laskeminen jätettiin tämän työn ulkopuolelle.

Hilan laatu on melko hyvä, eli kopit ovat hyvin säännöllisen muotoisia ja tasakokoisia. Ainoat enemmän vääntyneet kopit muodostuivat neliskanttisen välikanavan päiden liitoskohtiin, mutta niiden ei huomattu vaikuttavan simulointituloksiin.

6.2. Reunaehdot ja ratkaisijan asetukset

Tässä työssä käytetty ohjelmisto oli Ansys:n Workbench, Fluent ja Post. Ajasta riippuvien simulointien tulokset on aikakeskiarvotettu. Taulukossa 1. on esitetty simuloinnissa käytetyt reunaehdot ja taulukossa 2. ratkaisijan asetukset.

Taulukko 1. simulointien reunaehdot

Sisääntulo

nopeus 2,5 m/s

Turbulenssin intensiteetti 10 %

Ulostulo

Gradienttien arvo ulostulossa on nolla

Aineominaisuudet ilmalle

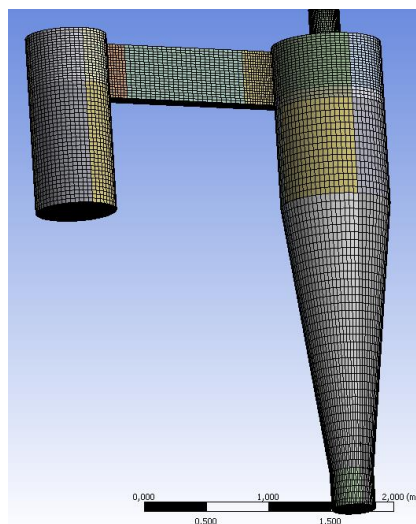
tiheys $0,369 \text{ kg/m}^3$

Kinemaattinen viskositeetti

$3,72 \cdot 10^{-5} \text{ kg/ms}$

Aineominaisuudet seinille

Eristetty ja nopeus laskee nollaan seinällä



Kuva 5. Ensimmäinen, harvempi laskentahila.

Taulukko 2. Ratkaisijan asetukset.

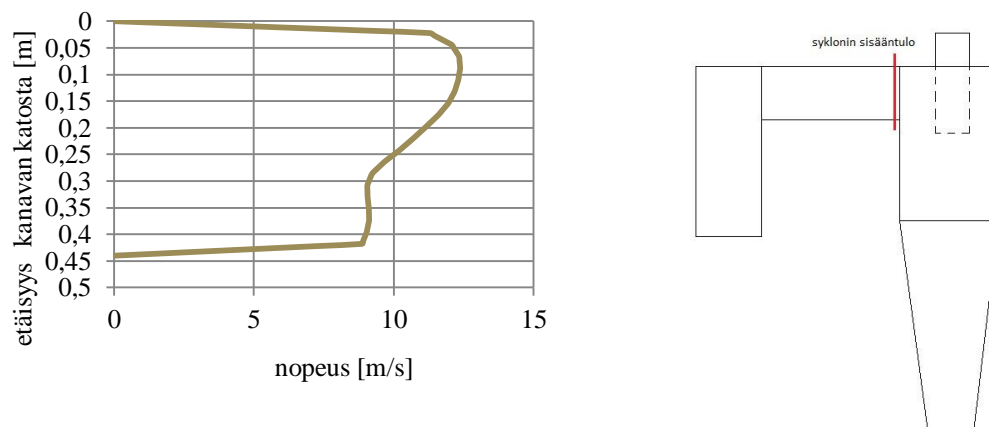
Viscous treatment	RNG k- ϵ	RSM
	Swirl dominated flow	Stress-omega
Pressure-velocity coupling scheme	SIMPLE (steady), PISO (transient)	SIMPLE (steady), PISO (transient)
Discretization		
Pressure	PRESTO!	PRESTO!
Momentum	Second order upwind	Second order upwind
Turbulent kinetic energy	Second order upwind	-
turbulent dissipation rate	Second order upwind	-
specific dissipation rate	-	Second order upwind
Reynolds stresses	-	Second order upwind
Wall treatment	Non-equilibrium	Stress-omega

7. TULOKSET

Tuloksista esitetään nopeusprofileja sekä painehäviötä, sillä nämä ovat tärkeimpiä syklonin toiminnan kannalta. Nopeusjakaumia verrataan kirjallisuudesta saatuihin mittauksiin ja mallinnustuloksiin. Kirjallisuudesta löytyvien syklonien mitat ja toiminta-arvot eivät ole lähellä tässä työssä simuloitua laitetta. Lähes kaikki kirjallisuudesta löydetty syklonit ovat hyvin paljon pienempiä kuin tässä työssä käytetty. Tämä johtuu pitkälti siitä, että simuloimalla pienikokoista syklonia, laskentahilan koppikoko ja koppimäärä saadaan pidettyä pienenä. Sykloneilla on kuitenkin tiettyjä ominaispiirteitä, varsinkin nopeusprofiilien osalta. Siksi oletetaan verrokkien olevan riittäviä määrittämään simulaatioiden tuloksia. Lisäksi tässä työssä simuloitavasta syklonista ei ole saatavilla kuin muutamia painemittauksia. Painehäviötä verrataan samoin kirjallisuudesta löytyviin tyypillisiin arvoihin, sekä CaOling-projektin koelaitoksen mittaustuloksiin.

7.1. Nopeusprofiilit

Tulokset ovat normitettu syklonin sisääntulonopeuden mukaan. Sisääntulonopeutena käytetään keskiarvoa, joka on laskettu usean nopeusprofiilin perusteella. Nopeusprofiilit on katsottu vaakakanavasta juuri ennen syklonia, jonka paikka näkyy kuvasta, samoin kuin keskimääräinen nopeusprofiili 6. Virtausnopeuden keskiarvo on n. 10,0 m/s.

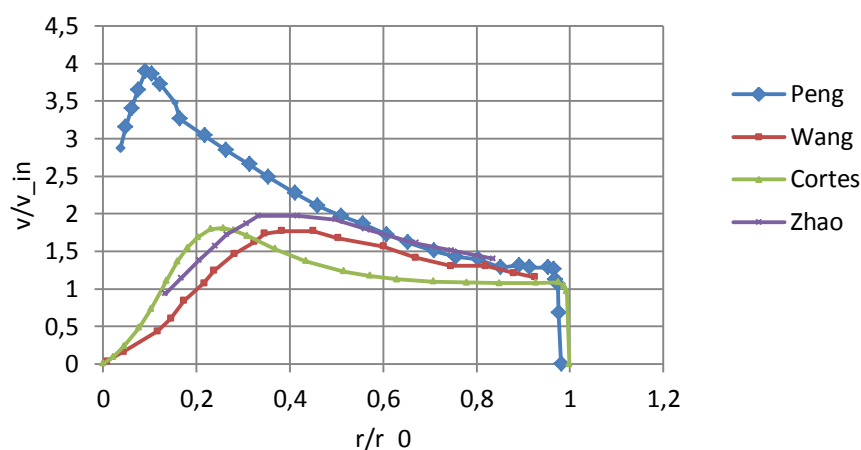


Kuva 6. Syklonin sisääntulon virtausnopeuden keskiarvo on laskettu punaisella merkitystä kohdasta.

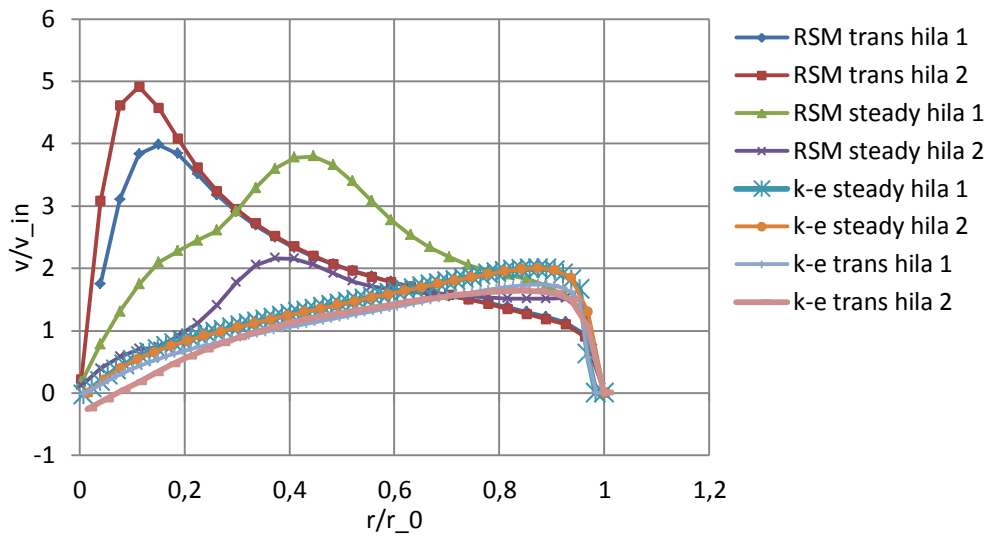
Kuvissa 7. ja 9. on esitetty mittaustuloksia, joihin tässä työssä saatuja tuloksia verrataan. Pystyakselin nopeus on normitettu syklonin sisääntulonopeuden mukaan ja vaakakselin paikka säteen suunnassa on jaettu syklonin säteellä kyseisellä kohdalla. Mittaustulokset on pyritty ottamaan syklonin kartio-osan yläosasta, mikäli tieto paikasta on ollut saatavilla. Kuten kuvista huomataan, mittaustulokset poikkeavat toisistaan paljon, esimerkiksi maksimitangentiaalinopeus Pengin tutkimuksissa on kaksinkertainen muihin verrattuna. Kaikista on kuitenkin löydettävissä Rankine-pyörre.

Mittaus- ja simulointituloksia on saatavilla myös aivan syklonin ylä- ja alaosasta, mutta niitä ei esitetä tässä kandidaatintyössä. Keskivaiheilta otettavat profiilit kertovat riittävän tarkasti, miten totuudenmukaisia tuloksia kyseinen turbulenssimalli kykenee tuottamaan.

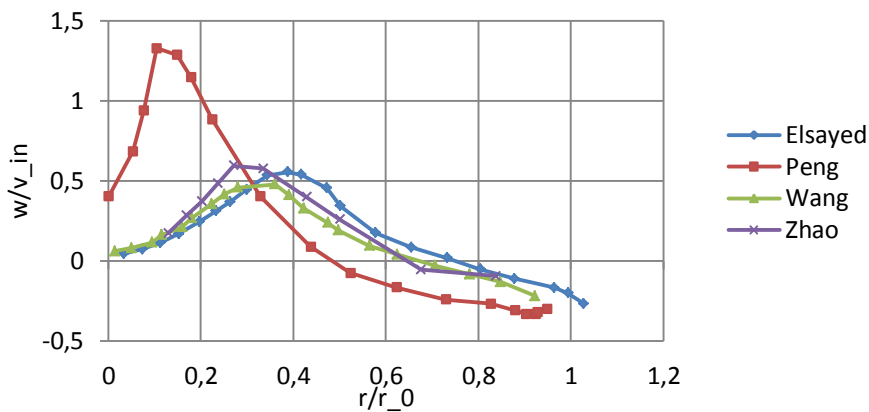
Kuvissa 8. ja 10. on esitetty simuloituja tuloksia vertailua varten. Todetaan, etteivät mitaukset ole tarkalleen samasta kohtaa sykloneita kuin simuloinnit, mutta riittävän lähellä jotta virtauksen ominaispiirteet saadaan esille.



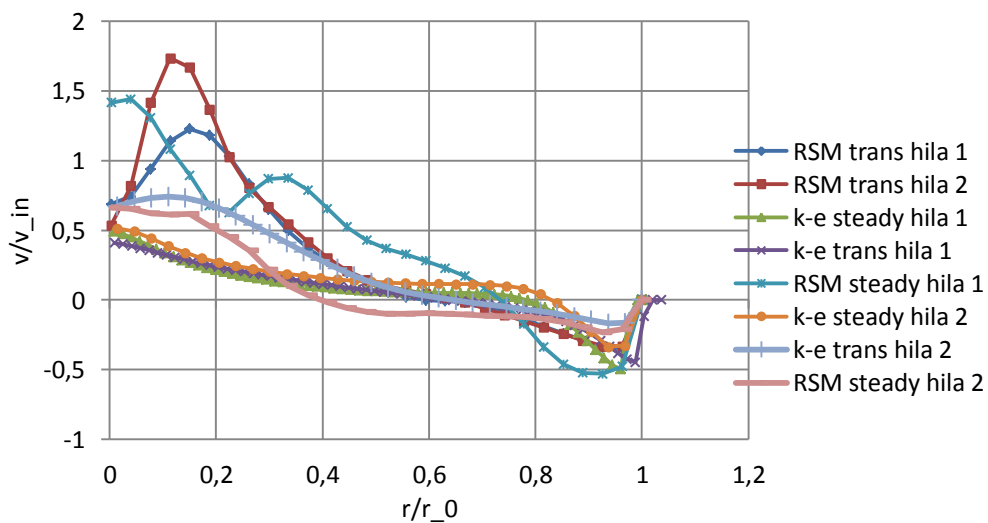
Kuva 7. Kirjallisuudesta saadut tangentiaalinopeuden vertailuarvot. (Zhao et al., 2006, s. 1162), (Peng et al., 2002, s. 215), (Wang et al., 2006, s. 1335), (Cortes & Gil, 2007, s. 440)



Kuva 8. Simuloidut tangentialinopeusprofiilit 1,6 m etäisyydellä syklonin katosta



Kuva 9. Kirjallisuudesta saadut aksiaalinopeuden mitatut verrokkiarvot. (Elsayed & Lacor, 2010, s. 1958) (Wang et al., 2006, s. 1335), (Zhao, Su & Zhang, 2006, s. 1163), (Peng et al., 2002, s. 216)



Kuva 10. Simuloidut aksiaalinopeusprofiilit 1,6 m etäisyydellä syklonin katosta.

7.2. Painehäviö

Painehäviö laskettiin kokonaispaineen erotuksena sisääntulon ja ulostulon välillä. Saadut tulokset on esitetty taulukossa 3. Painehäviön verrokkiarvoja löytyy taulukosta 4.

Taulukko 3. Syklonin simuloitut painehäviöt

	hila 1	hila 2
RNG k-e ajasta riippumaton	250 Pa	250 Pa
RNG k-e aikariippuva	212 Pa	188 Pa
RSM ajasta riippumaton	340 Pa	424 Pa
RSM aikariippuva	585 Pa	553 Pa

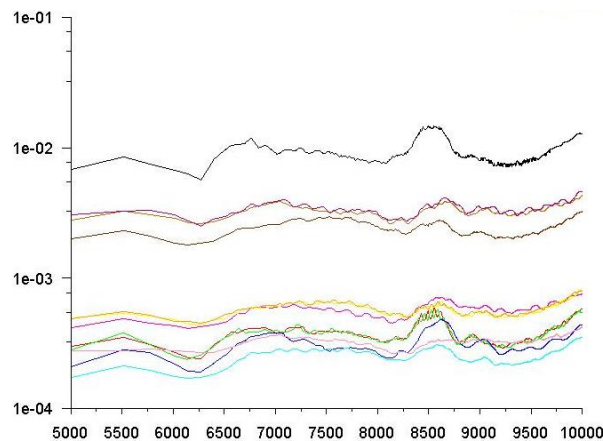
Taulukko 4. Painehäviö verrokkiarvot

Elsayed	120-315 Pa
Nevalainen	200-600 Pa
Wang	500 Pa

7.3. Tulosten analysointi

Simuloinnit konvergoituivat pääsääntöisesti hyvin, joka vois osin johtua työssä käytetystä melko vakaasta laskentaohjelmasta (Fluent). Toisinaan tämä vaati simuloinnin aloittamisen esimerkiksi ensimmäisen asteen diskretoinnilla ja pienennetyillä relaksaatiokertoimilla. Kun virtauskenttä oli saavuttanut jonkinlaisen tasapainon, voitiin siirtyä korkeampiin relaksaatiokertoimiin ja toisen asteen diskreointiin. Hilariippuvuuden rajoissa tuloksia voidaan pitää luotettavasti suuntaa-antavina, ne kuvaavat hyvin eri turbulenssimallien ominaisuuksia.

RSM-malli poikkesi selvästi muista turbulenssimalleista. Kun simulointi suoritettiin ajasta riippumattomana, laskenta ei kunnolla konvergoitunut, mutta ei myöskään divergoitunut, residuaalit näkyvät kuvassa 11. Tämä voi johtua siitä, että ratkaisijan on vaikea yhdistää turbulenssimallin Reynolds-jännitykset päävirtauksen nopeustermeihin. (Versteeg & Malalasekera, 2007, s. 84) Ajasta riippuvana laskettaessa tätä ongelmaa ei ollut, jolloin laskenta konvergoitui helpommin.



Kuva 11. Residuaalit osoittavat, ettei laskenta ole konvergoitumassa eikä myöskään divergoitumassa.

Käytetty turbulenssimalli on RSM ja laskenta on suoritettu ajasta riippumattomana.

Kun vertaillaan keskenään eri RNG $k-\epsilon$ -mallien tuloksia kuvasta 8., nähdään että ne tuottavat keskenään hyvin samankaltaisia tangentialinopeusprofiileja. Ajasta riippumattomassa laskennassa eri hilojen välille ei syntynyt eroa juuri lainkaan. Ajasta riippuvat laskennat antoivat hieman pienempiä nopeuksia, mutta profiili on samanmuotoinen.

Nopeusprofiili vastaa hyvin kiinteän kappaleen vastaavaa, eli kehänopeus kasvaa lineaarisesti säteen funktiona. Pyörteen keskellä tangentialinopeuden pitäisi mennä nolnaan, samoin seinämällä. Tiheämpää hilaa ja aikariippuvuutta käytettäessä pyörteen keskikohdasta ei osu täysin syklonin keskelle.

Vertaillaan kuvasta 8. Reynolds-jännitysmallien antamia tuloksia keskenään. Ajan suhteen lasketut tulokset ovat hyvin samanlaisia ulkokehällä, ainoastaan keskellä syklonia tiheämpi hila antaa tuloksiksi suurempia nopeuksia. Ajan suhteen ratkaistujen simulointien tulokset ovat aikakeskiarvotettuja.

Ajasta riippumattomat simuloinnit eivät konvergoituneet kunnolla, riippumatta siitä kuinka monta iteraatiokierrosta suoritettiin. Siksi tuloksia ei voi pitää täysin luotettavina. Kuvasta 8. nähdään, että nopeusprofiilit ovat hieman epäsäännöllisiä, joka voi olla seurausta syklonin epätasapainoisesta virtauskentästä ja kyseisen turbulenssimallin ratkaisijaan yhdistämisen vaikeudesta. Syklonissa muodostuvan pyörteen keskilinja ei ole pystysuora, vaan kevyesti mutkainen ja se muuttuu ajan suhteen. Nopeusprofiili on kui-

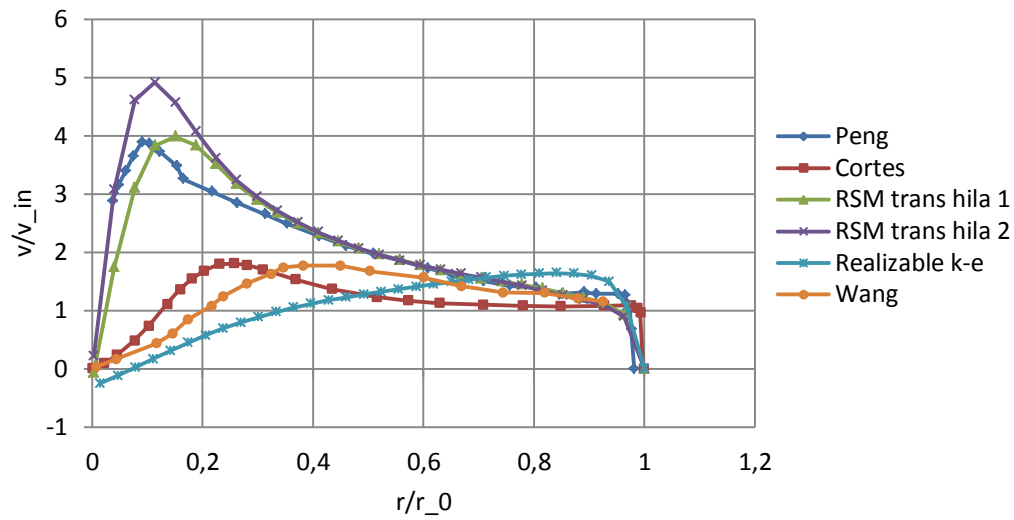
tenkin oikeansuuntainen, nopeus nousee reunalta keskellepäin tultaessa, kunnes laskee nolllaan syklonin keskellä.

Verrataan keskenään RNG $k-\epsilon$ -mallin antamia aksiaalinopeusprofiileja kuvassa 10. Nähdään, että tiheämmän hilan ajasta riippuva laskenta poikkeaa muista selvästi. Muut ovat hyvin samanmuotoisia, mutta maksiminopeuksissa on heittoja. Aksiaalinopeus suuntautuu alaspäin syklonin reunoilla, alkaen säteen arvosta 0,65 – 0,81. Keskiosassa syklonia virtaus kulkee ylöspäin.

Tutkitaan millaisia aksiaalinopeuksia RSM-mallit ennustavat kuvassa 10. Kuten tangentialinopeusprofiilien kanssa, ajasta riippumattomat simuloinnit näyttävät antavan epäsymmetrisiä tuloksia, nopeusprofiili on hyvin epätasainen. Edelleen tämän voi olettaa johtuvan siitä, että ajasta riippumaton laskenta yrittää päästä tasapainotilaan, mitä syklonissa ei ole. Tuloksia ei voi pitää kovin luotettavina huonon konvergoitumisen takia.

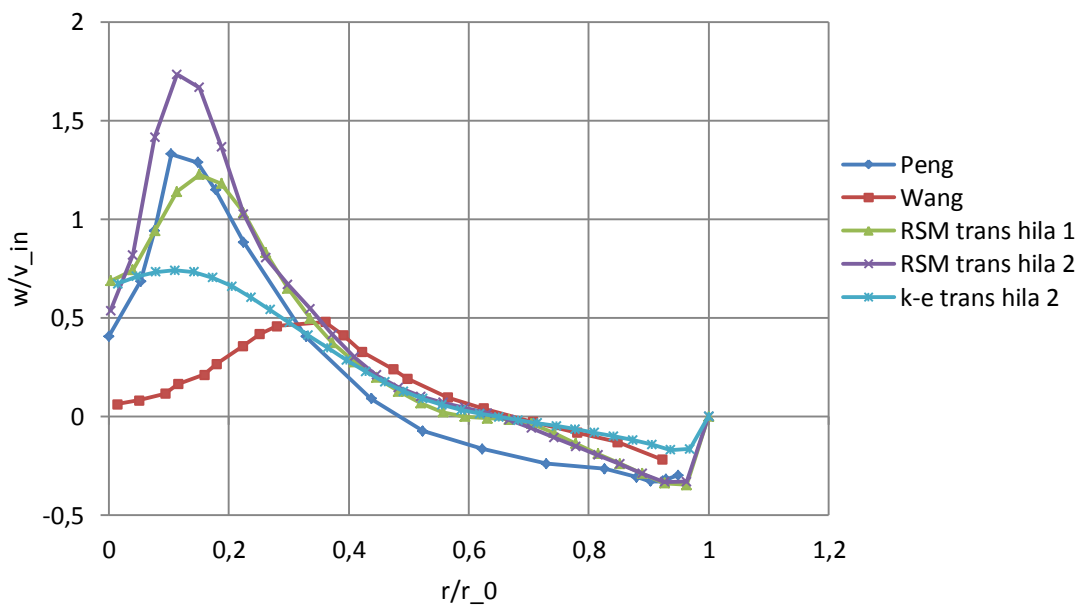
Ajasta riippuvat simuloinnit antavat taas hyvin samansuuntaisia tuloksia syklonin reunoilla, mutta keskellä tiheämpi hila ennustaa paljon suurempia nopeuksia. Myös nopeuden putoaminen aivan syklonin keskellä on suurempaa tiheämmällä hilalla. Nämä simuloinnit myös konvergoituivat hyvin, joten sen puolesta ei tule epävarmuutta tuloksiin. Tarvitaan kuitenkin vielä lisätutkimusta tätä tiheämmillä hiloilla hilariippuvuuden poistamiseksi.

Kuvassa 12. verrataan mittauksia simulointituloksiin. Kaikkia simuloiteja ei oteta näkyviin selkeyden säilyttämiseksi. Nähdään selvästi, ettei RNG $k-\epsilon$ -malli näytä toimivan kovinkaan hyvin, koska sen tuottama nopeusprofiili on niin erilainen mittaustulosten kanssa. RSM-malli harvemmallä hilalla taas tuottaa hyvin samanmuotoisen nopeusprofiilin kuin Pengin mittaukset. Maksiminopeuden paikka vain on hieman ulompana kuin mitä mittaukset näyttävät. RSM-malli tiheämmällä hilalla ennustaa ulompana syklonissa melkein samaa kuin harvemmallä hilalla, mutta keskellä syklonia se tuottaa n. 20 % suurempia nopeuksia. Cortesin mittaukset näyttävät paljon hitaampia nopeuksia, mutta nopeusprofiilin muoto on samansuuntainen, vain matalampi. Nopeuden huippu on ulompana kuin muissa.



Kuva 12. Tangentiaalinopeuksien vertailu näyttää, että RSM-mallin antamat tulokset ovat lähellä mittaustuloksia.

Aksiaalinopeuksia vertaillaan samalla tavalla kuvassa 13. Poikkeamat ovat suurimpia syklonin keskiosassa, ulompana nopeusprofiilit ovat enemmän samankaltaisia. Taaskin RNG k- ϵ -malli antaa muista poikkeavia tuloksia ja RSM-malli ennustaa lähelle mittaustuloksia. RSM-malli osuu paremmin mittaustuloksiin harvemmillä hilalla, kuten oli myös tangentiaalinopeuden kanssa.



Kuva 13. Mitatut aksiaalinopeusprofiilit vertailussa simuloitujen kanssa.

8. JOHTOPÄÄTÖKSET

Tulosten perusteella RNG $k-\epsilon$ -malli ei kykene tuottamaan todellisuutta vastaavaa virtauskenttää. Reynolds-jännitysmallia käyttäen tulokset vastaavat mittauksia kohtuullisesti, tangentiaalinopeusprofiiliin syntyy rankine-pyörre ja aksiaalinopeusprofiilin keskelle muodostuu hitaan virtauksen alue, jota RNG $k-\epsilon$ -malli ei kykene tuottamaan. Tällaista hitaan virtauksen aluetta voi odottaa sykloneissa kirjallisuuden perusteella (Cortes & Gil, 2007, s. 416). Myös mittaustulokset vahvistavat sen (Peng et al., 2002, s. 216).

Koska syklonin virtauskenttä on hyvin merkittävä sen painehäviön ja erotustehokkuuden kannalta, RNG $k-\epsilon$ -mallia ei pidä käyttää. Sen sijaan on käytettävä kehittyneempää turbulenssimallia, kuten Reynolds-jännitysmallia (RSM), joka pystyy tarkemmin kuvaamaan syklonin virtauskenttää.

Simulointien vertailua mittaustuloksiin pitää ajatella varauksella, sillä mitatut syklonit ovat eri kokoluokkaa kuin tässä työssä simuloitu sykloni. Esimerkiksi yhden mitatun syklonin halkaisija on 20 cm ja korkeus 67 cm (Peng et al., 2002, s. 215) ja toisen syklonin halkaisija 29 cm ja korkeus n. 160 cm (Hoekstra, 1999, s. 2056). Simuloidun syklonin vastaavat mitat ovat yli kaksi kertaa suuremmat. Mittaustuloksia voidaan pitää viitteitä antavina, ja Reynolds-jännitysmalli antoi samansuuntaisia tuloksia, joten sitä voidaan pitää lupaavana tähän käyttötarkoitukseen.

Hilariippuvuuden poistamiseksi pitäisi tehdä tiheämpiä hiloja ja simuloida niillä. Syklonivirtauksessa olevien pienen kokoluokan ilmiöiden simuloinnissa tarvitaan tiheämpää hilaa kuin tässä työssä. Kuitenkin syklonin toiminnan pääpiirteet, kuten erotustehokkuus ja painehäviö, on mahdollista saavuttaa simuloimalla myös harvoilla hiloilla.

Erotustehokkuudesta ei voida sanoa tämän tutkimuksen perusteella mitään, koska kiintoaineksen eli hiukkasten käyttäytymistä syklonissa ei simuloitu. Tämä vaatii jatkotutkimuksia. Kiinteä aine vaikuttaisi myös painehäviöön, joten laskettuja painehäviöitä täytyy pitää vain suuntaa-antavina.

9. YHTEENVETO

Tässä työssä esiteltiin eri erotustekniikoita ja niiden ominaisuuksia. Työssä keskityttiin tarkemmin syklonierottimiin. Numeerisesta virtauslaskennasta teoria esiteltiin lyhyesti ja perehdyttiin tarkemmin turbulenssin mallintamiseen. Kirjallisuudesta selvitettiin, millä turbulenssimalleilla sykloneiden toimintaa lasketaan numeerisesti ja näitä malleja verrattiin keskenään.

Lisäksi työssä laskettiin numeerisesti erään syklonin virtauskenttä ilman kiintoainetta eri turbulenssimalleilla. Näiden mallien toimivuutta kyseisen syklonin laskentaan verrattiin keskenään ja kirjallisuudesta saatiin mittauksia. Työssä käytetyt turbulenssimallit olivat RNG k- ϵ -malli ja Reynolds-jännitysmalli. Tuloksista havaittiin, että RNG k- ϵ malli ei kyennyt tuottamaan totuudenmukaisia tuloksia. Reynolds-jännitysmallin tulokset vastasivat paremmin mittauksia. Mittauksia ei kuitenkaan ollut saatavilla kyseisestä syklonista, eikä kiintoainetta otettu mukaan malliin, joten tuloksia ei voida pitää tarkkoina. Tulokset ovat kuitenkin hyvin suuntaa-antavia, joten k- ϵ -mallia ei suositella käytettäväksi syklonin numeerisessa virtauslaskennassa, vaan siinä tulisi käyttää Reynolds-jännitysmallia.

LÄHTEET

Ansys theory guide. 2013. Saatavissa Ansys-ohjelmiston kautta.

Basu P. 2006. Combustion and gasification in fluidized beds. CRC Press, Taylor and Francis. Boca Raton, USA. 496 s. ISBN 0-8493-3396-2

Cortes C. & Gil A. 2007. Modeling the gas and particle flow inside cyclone separators. Progress in energy and combustion science. 33: 409-452

Elsayed K. & Lacor C. 2010. The effect of cyclone inlet dimensions on the flow pattern and performance. Applied mathematical modeling. 35: 1952-1968

Hoekstra A., Derksen H. & Van Den Akker H. 1999. An experimental and numerical study of turbulent swirling flow in gas cyclones. Chemical engineering science. 54: 2055-2065

Kjälldman, teoksessa: Raiko R. et al, (toim). 2002. Poltto ja palaminen, toinen täydennetty painos. Helsinki: International flame research – Suomen kansallinen jaosto. 750 s. ISBN 951-666-604-3

Malalasekera W., Versteeg H. K. 2007. An introduction to computational fluid dynamics, The finite volume method, 2. painos. Essex: Pearson education limited. 503 s. ISBN 978-0-13-127498-3

Peng et al. 2002. Flow pattern in reverse-flow centrifugal separators. Powder technology. 127: 212-222

Perry R. H. (toim). 1997. Perry's chemical engineers' handbook, seventh edition. McGraw-Hill. 2470 s. ISBN 0-07-049841-5

Patankar S. V., 1980. Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere publishing corporation. 197 s. ISBN 0-07-048740-5

Wan G. et al. 2007. Solids concentration simulation of different size particles in a cyclone separator. *powder technology*. 183: 94-104

Wan B. et al. 2006. Numerical study of gas-solid flow in a cyclone separator. *Applied mathematical modeling*. 30: 1326-1342

Wang et al. 2006. Numerical study of gas-solid flow in a cyclone separator. *Applied mathematical modeling*. 30: 1326-1342

Wilcox D. C., 2004. *Turbulence modeling for CFD*, second edition. La Canada: DCW industries, Inc. 540 s. ISBN 1-928729-10-X

Xiang R. B. & Lee K. W. 2004. Numerical study of flow field in cyclones of different height. *Chemical engineering and processing*. 44: 877-883

Zhao B., Su Y., Zhang J. 2006. Simulation of gas flow pattern and separation efficiency in cyclone with conventional single and spiral double inlet configuration. *Chemical engineering research and design*. 84(A12): 1158-1165