

Yhteenveto

Tässä raportissa kuvataan TKK:ssa kehitetyn FINFLO-ratkaisijan ja kaupallisen Fluent-ohjelmiston vertailulaskentaa kaksidimensioisessa U-putkessa. Sisääntulokanavaan referoitu Reynoldsin luku on 522 000 vastaten voimakkaasti turbulenttia virtausta. Molempien ratkaisijoiden $k - \omega$ SST malleja vertailaan keskenään identtisen laskentatapauksen avulla. Kaksidimensioisen hilan koko on 224×64 . Kokoonpuristumattomalle virtaukselle käytetään FINFLOssa uutta painekorjausmenetelmää ja Fluentissa perinteistä kytkemätöntä painekorjausmenetelmää.

Sisältö

Käytetyt merkinnät	6
1 Johdanto	1
2 Ratkaisijat	1
2.1 FINFLO	1
2.2 Fluent	6
3 Laskentatapaus	6
4 Laskentahila	7
5 Tulokset	9
6 Päätelmät	12
7 LIITTEET: kuvat	14

Käytetyt merkinnät

A	Jacobin matriisi $\frac{\partial \hat{F}}{\partial U}$ i -suunnassa; pinta-ala
C	vakio
$CD_{k\omega}$	ristidiffuusiotermi
CFL	Courantin luku
E	energia
F, G, H	vuovektori x -, y - ja z -suunnissa
F_1	sovituskertoimet $k - \omega$ mallissa
F_2	funktio, joka kytkee SST:n pois vapaassa virtauksessa
F_3	funktio, joka kytkee SST:n karheen pinnan mallin
F_4	kaarevuuskorjaus
P	turbulenssin tuotto
Pr	Prandtin luku
Q	lähde-termi
Re	Reynoldsin luku
S_{ij}	venymänopeustensori
T	absoluuttinen lämpötila
U	konservatiivisten muuttujien vektori
V	nopeusvektori
a_1	vakio turbulentin viskositeetin laskennassa
c_p	ominaislämpö vakiopaineessa
c_v	ominaislämpö vakio-tilavuudessa
c_μ	empiirinen kerroin turbulenssimallissa
d	etäisyys seinästä
e	ominaissisäenergia
h	ominaisentalpia
k	turbulenssin kineettinen energia
\dot{m}	massavirta
p	termodynaaminen paine
q	lämpöenergia tilavuudessa
\vec{q}	lämpövuoto
t	aika
u, v, w	nopeusvektorin komponentit x -, y - ja z -suunnissa
u_τ	kitkanopeus ($= \sqrt{\tau_w/\rho}$)
y^+	dimensioton etäisyys seinästä ($= yu_\tau/\nu$)
β	vakio $k - \omega$ -mallissa
β^*	vakio $k - \omega$ -mallissa
δ_{ij}	Kroneckerin delta
Δ	algebrallinen muutos
γ	vakio $k - \omega$ -mallissa
Γ	muuttuja sovituskertoimissa F_1
Γ_2	muuttuja sovituskertoimissa F_2
ε	turbulenssin kineettisen energian dissipaatio

κ	Karmanin vakio
λ	lämmönjohtavuus
μ	dynaaminen viskositeetti
ν	kinemaattinen viskositeetti
ϕ	skalaarimuuttuja; viskoosidissipaatio
ρ	tiheys
σ	Schmidtin luku
τ	leikkausjännitys
ω	(= $\varepsilon/(\beta^*k)$)
Ω_{ij}	pyörteisyystensori

Yläindeksit

T	transpoosi; kokonais-
l	vasen
r	oikea
w	seinällä
"	turbulenssin aiheuttama "Favren" heilahtelukomponentti

Alaindeksit

E	energia
T	turbulentti tai kokonais
i, j, k	i -, j -, ja k -komponentteja
v	viskoosi-
ε	k :n dissipaatioon liittyvä
k	turbulenssin kineettiseen energiaan liittyvä
ω	ω :aan liittyvä

1 Johdanto

Virtauslaskennan heikoin lenkki on turbulenssin kuvaus. Erilaisia turbulenssimalleja on kehitetty paljon, ja suuri joukko erilaisia versioita tunnetuimmista malleista on kehitetty viimeisten vuosikymmenten aikana. $k-\omega$ ei ole poikkeus, ja sitä on kehitelty kuten muitakin. Wilcoxin mallin [1],[2] heikkoutta, ratkaisun riippuvuutta vapaan virtauksen arvoista, kierretään käyttämällä rajakerroksen ulkokerroksessa tavanomaista $k-\varepsilon$ -mallia [3] ja seinämän läheisyydessä $k-\omega$ -mallia. Yhdistelmää kutsutaan $k-\omega$ SST-malliksi [4],[5]. Malli on ollut erityisen mielenkiinnon kohde, koska sen yhteydessä ei ole tarvittu alhaisen Re -luvun $k-\varepsilon$ -mallin vähemmän geneerisiä ja siten kiusallisia seinämävaimennuksia ja koska malli toimii erityisesti irtoavissa virtauksissa perinteistä $k-\varepsilon$ -mallia paremmin.

Tässä raportissa kuvataan FINFLO:n ja Fluentin $k-\omega$ SST-mallien vertailua kaksidimensioisessa turbulentissa kanavavirtauksessa. Testilaskun tarkoituksena on ollut mallin verifointi ja myös ratkaisijoiden mahdollisten erojen testaus. Testitapauksena on kaksidimensioinen U-putki, jonka sisääntulohalkaisijaan referoitu Reynoldsin luku on $Re=522\,000$.

2 Ratkaisijat

Kokoonpuristumatonta virtausta lasketaan perinteisesti painekorjausmenetelmällä [6]. Yhtälöt ratkaistaan yleensä kytkemättöminä peräkkäisesti, kuten tässä vertailussa käytetyssä kaupallisessa Fluent-ohjelmistossa [7]. Viime aikoina kaupallisissa koodeissa on tuotu uutena vaihtoehtona ns. kytketty ratkaisu, jossa jatkuvuus- ja liikemääräyhtälöt ratkaistaan yhdessä, mutta energia ja muut skalaariyhtälöt peräkkäisesti. Tässä sovelletaan Fluentin osalta perinteistä peräkkäistä ratkaisua, jota verrataan FINFLOon.

TKK:n Aerodynamiikan ja Sovelletun termodynamiikan laboratorioissa kehitetyssä FINFLO-ohjelmassa ratkaisija on alunperin tiheyspohjainen. Sitä voidaan käyttää kokoonpuristumattomien virtauksien laskentaan soveltamalla ns. matriisin pohjustuskeinoa, joka on perinteisen näennäispuristuvuuskeinoon laajennus. Tavanomaisesta poiketen tässä vertailulaskennassa käytetään FINFLO:n uutta peräkkäistä painekorjausmenetelmää.

Molemmissa ratkaisijoissa käytetään toisen asteen paikkadiskreteointeja. Fluentissa on oletusarvoisesti käytössä ensimmäisen kertaluvun menetelmät, jotka moni käyttäjä valitsee huomaamattaan. Nyt sovelletaan toisen kertaluvun ylävirtadiskreteointia, joka on kuitenkin manuaalin mukaan rajoitettu.

Molemmissa ratkaisijoissa käytetään Reynoldsin aikakeskiarvoistettuja yhtälöitä, ja turbulenssin kuvaukseen on käytössä useita eri malleja. Molemmista löytyy $k-\omega$ SST turbulenssimalli, jota sovelletaan tässä vertailussa.

2.1 FINFLO

Kolmidimensioisen FINFLO-ratkaisijan yhtälöt voidaan kirjoittaa

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(F - F_v)}{\partial x} + \frac{\partial(G - G_v)}{\partial y} + \frac{\partial(H - H_v)}{\partial z} = Q \quad (1)$$

missä konservatiivisten muuttujien U , kitkattomien voiden F , G ja H , kitkalisten voiden F_v , G_v ja H_v , ja lähdetermien Q vektorit ovat

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ E_T \\ \rho k \\ \rho \omega \end{pmatrix} & F &= \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p + \frac{2}{3}\rho k \\ \rho v u \\ \rho w u \\ (E_T + p + \frac{2}{3}\rho k)u \\ \rho u k \\ \rho u \omega \end{pmatrix} & G &= \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v u \\ \rho v^2 + p + \frac{2}{3}\rho k \\ \rho w v \\ (E_T + p + \frac{2}{3}\rho k)v \\ \rho v k \\ \rho v \omega \end{pmatrix} \\ H &= \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho w u \\ \rho w v \\ \rho w^2 + p + \frac{2}{3}\rho k \\ (E_T + p + \frac{2}{3}\rho k)w \\ \rho w k \\ \rho w \omega \end{pmatrix} & F_v &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} - q_x \\ \mu_k(\partial k/\partial x) \\ \mu_\omega(\partial \omega/\partial x) \end{pmatrix} \\ G_v &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} - q_y \\ \mu_k(\partial k/\partial y) \\ \mu_\omega(\partial \omega/\partial y) \end{pmatrix} & H_v &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz} - q_z \\ \mu_k(\partial k/\partial z) \\ \mu_\omega(\partial \omega/\partial z) \end{pmatrix} & Q &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ Q_k \\ Q_\omega \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2)$$

missä ρ on tiheys, karteesiset nopeusvektorin komponentit ovat $\vec{V} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$, p on paine, k on turbulentti kineettinen energia ja ω sen ominaisdissipaatio (specific dissipation rate). Kokonaisenergia määritellään

$$E_T = \rho e + \frac{\rho \vec{V} \cdot \vec{V}}{2} + \rho k \quad (3)$$

missä e on ominaissisäenergia. Jännitystensori määritellään

$$\tau_{ij} = \mu \left[\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \vec{V})\delta_{ij} \right] - \overline{\rho u_i'' u_j''} + \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (4)$$

missä δ_{ij} on Kroneckerin deltafunktio ($\delta_{ij}=1$ kun $i=j$ ja muulloin $=0$). Reynoldsin jännityksille käytetään Boussinesqin approksimaatiota

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} = \mu_T \left[\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \vec{V})\delta_{ij} \right] - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (5)$$

missä esiintyvä turbulenti viskositeetti μ_T lasketaan turbulenssia kuvaavien muuttujien k ja ω avulla, joiden efektiiviset viskositeetit lasketaan

$$\mu_k = \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \quad (6)$$

$$\mu_\omega = \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\omega} \quad (7)$$

missä σ_k ja σ_ω ovat vastaavia turbulenteja Schmidtin lukuja. Lämpövuoto määritellään

$$\vec{q} = -(\lambda + \lambda_T)\nabla T = -\left(\mu\frac{c_p}{Pr} + \mu_T\frac{c_p}{Pr_T}\right)\nabla T \quad (8)$$

missä λ ja λ_T ovat molekylaarinen ja turbulenti lämmönjohtavuus, c_p on ominaislämpökapasiteetti, ja Pr ja Pr_T ovat Prandtin lukuja.

Turbulenssi kuvataan Menterin SST k - ω -mallia käyttäen. Mallista on tullut suosittu, koska se toimii paremmin irtoavissa virtauksissa kuin muut kaksiyhtälömallit. Lisäksi malli ei tarvitse mitään vaimennusfunktioita seinien läheisyydessä. Mallin ideana on laskea rajakerros k - ω -mallilla ja muut alueet k - ε -mallilla, joka muunnetaan k - ω -muotoon.

$$\rho\frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_j\frac{\partial k}{\partial x_j} = P - \beta^*\rho k\omega + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu_k\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \quad (9)$$

$$\rho\frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho u_j\frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma\rho}{\mu_T}P - F_4\beta\rho\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu_\omega\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + 2\rho\frac{1-F_1}{\sigma_{\omega 2}\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (10)$$

missä molempien yhtälöiden oikean puolen termit ovat tuotto, dissipaatio ja diffuusio. Viimeinen termi ω :n yhtälössä on ristidiffuusiotermi, joka on peräisin ε :in yhtälön muunnoksesta. Muuttujien välinen yhteys on muotoa $\varepsilon = \beta^*k\omega$. Tuottotermi P lasketaan käyttäen Buossinesq approksimaatiota

$$\begin{aligned} P &= -\overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ &= \left[\mu_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (11)$$

Mallin parametrit ovat

$$\begin{pmatrix} \sigma_k \\ \sigma_\omega \\ \beta \end{pmatrix} = F_1 \begin{pmatrix} \sigma_{k1} \\ \sigma_{\omega 1} \\ \beta_1 \end{pmatrix} + (1 - F_1) \begin{pmatrix} \sigma_{k2} \\ \sigma_{\omega 2} \\ \beta_2 \end{pmatrix} \quad (12)$$

missä esiintyvien funktioiden parametreille käytetään arvoja

$$\begin{aligned} \sigma_{k1} &= 1.176 & \sigma_{\omega 1} &= 2.0 & \beta_1 &= 0.075 \\ \sigma_{k2} &= 1.0 & \sigma_{\omega 2} &= 1.168 & \beta_2 &= 0.0828 \end{aligned}$$

Yhtälössä (10) esiintyvä γ lasketaan

$$\gamma = \frac{\beta}{\beta^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_\omega \sqrt{\beta^*}} \quad (13)$$

missä vakiot saavat arvot $\kappa=0.41$ ja $\beta^*=0.09$.

Kaarevuuden huomioiva termi sisältää kertoimena funktion [8]

$$F_4 = \frac{1}{1 + C_{rc} Ri} \quad (14)$$

missä vakiolle C_{rc} käytetään arvoa 3.6 ja Richardsonin luku lasketaan

$$Ri = -\frac{k}{\varepsilon} |\Omega_{ij}| (|S_{ij}| - |\Omega_{ij}|) \quad (15)$$

Funktio, jolla valitaan ω :n ja ε :in yhtälöiden välillä, on

$$F_1 = \tanh(\Gamma^4) \quad (16)$$

missä

$$\Gamma = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}; \frac{500\nu}{\omega d^2} \right); \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega 2} CD_{k\omega} d^2} \right] \quad (17)$$

missä d on etäisyys lähimmästä pinnasta. Ensimmäinen termi on turbulenssin pituusskaalan ja seinämätäisyyden suhde, joka on suuruudeltaan 2.5 logaritmisessa vyöhykkeessä ja lähestyy nollaa ulompana. Toinen termi saa ykköstä suurempia arvoja vain seinämän läheisyydessä viskoosissa alakerroksessa. Viimeisen termin ristidiffuusion positiivinen osuus on

$$CD_{k\omega} = \max \left[\frac{2\rho}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; CD_{k\omega \min} \right] \quad (18)$$

missä

$$CD_{k\omega \min} = 10^{-20} \quad (19)$$

Turbulentti viskositeetti lasketaan

$$\mu_T = \frac{a_1 \rho k}{\max(a_1 \omega; |\Omega_{ij}| F_2)} \quad (20)$$

missä $|\Omega_{ij}| = (\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i) / 2$, $a_1 = 0.31$. Nimittäjän alaraja perustuu Bradshawn turbulentin leikkausjännityksen oletukseen rajakerroksessa

$$|\overline{\rho u'' v''}| = a_1 \rho k \quad (21)$$

Konventionaalista Kolmogorov-Prandtl-yhteyttä $\mu_T = \rho k / \omega$ käytetään kunhan se ei ylitä arvoa

$$\mu_T = \frac{|\overline{\rho u'' v''}|}{|\Omega_{ij}|} = \frac{a_1 \rho k}{|\Omega_{ij}|} \quad (22)$$

Tätä kutsutaan μ_T :n SST-rajaksi. Se parantaa mallin toimintaa epäedullisen (nousevan) painegradientin rajakerroksissa, sillä konventionaalinen lauseke yliarvioi μ_T :n. Koska SST-limitointi toimii vain seinämän läheisyydessä, funktion F_2 avulla se suljetaan pois päältä vapaassa virtauksessa

$$F_2 = \tanh(\Gamma_2^2) \quad (23)$$

missä

$$\Gamma_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^*\omega d}; \frac{500\nu}{\omega d^2}\right) \quad (24)$$

Funktio F_2 toimii kuten F_1 , mutta saa arvon 1 vapaassa virtauksessa.

Karheiden pintojen turbulentille viskositeetille on esitetty lauseke

$$\mu_T = \frac{a_1\rho k}{\max(a_1\omega; |S_{ij}|F_2F_3)} \quad (25)$$

missä $|S_{ij}| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ ja $S_{ij} = (\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)/2$. Funktion F_3 avulla esitetään SST-rajoittimen päälle kytkeytyminen karheiden pintojen läheisyydessä.

$$F_3 = 1 - \tanh\left[\left(\frac{150\nu}{\omega d^2}\right)^4\right] \quad (26)$$

Virtauksen kaarevuuden ja pinnan karheuden vaikutusta ei tässä tutkimuksessa otettu huomioon, koska vastaavien mallien toimivuudesta Fluentissa ei ollut tietoa.

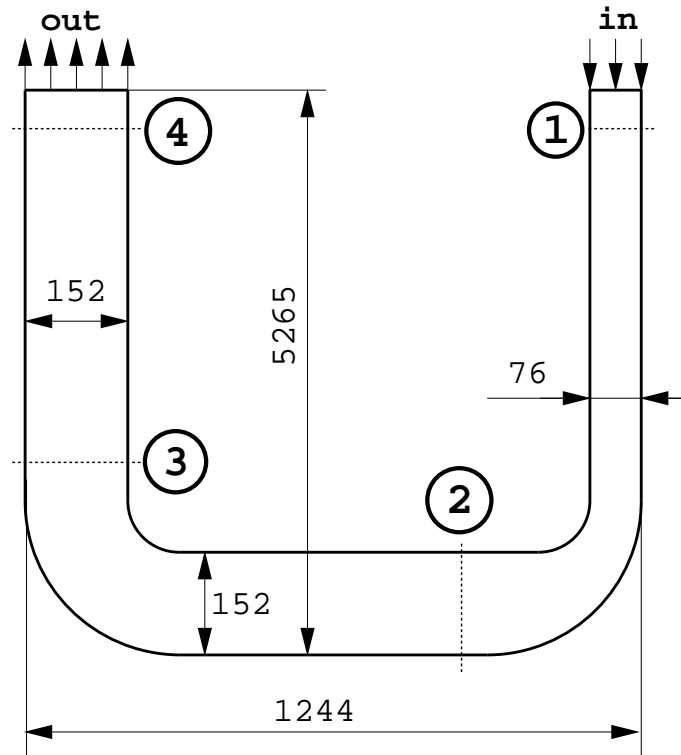
2.2 Fluent

Fluentissa käytetään SIMPLE-tyyppistä painekorjausmenetelmää. Yhtälöt ratkaistaan yksi kerrallaan ilman kytkentää toisiinsa.

Fluentin SST $k - \omega$ -mallin sisältö on sama kuin FINFLOssa, eikä sitä siitä syystä kuvata tässä yhteydessä. Fluentin ohjekirjassa viitataan standardi $k - \omega$ -mallin alhaisen Reynoldsin luvun korjauksiin, mutta epäselväksi jää, ovatko ne varmasti käytössä. Tällöin mahdollisia korjauksia tehtäisiin k :n ja ω :n dissipaatioihin, ω :n tuottotermiin ja γ :n lausekkeeseen. Lisäksi reunaehtoja seinillä korjattaisiin. FINFLOssa mitään alhaisen Reynoldsin luvun korjauksia ei tehdä. Turbulenssimallin yksityiskohtien ja mahdollisten koodin sisään rakennettujen rajoitusten osalta ei Fluentin toimintaa täsmällisesti tunneta.

3 Laskentatapaus

Vertailulaskenta tehtiin kaksidimensioisella U:n muotoisella kanavalla. Se on peräisin yksidimensioisen kaksifaasilaskennan validointiin käytetystä ULPU-kokeesta [9]. Kolmi-dimensiainen kanava on mallinnettu kaksidimensioiseksi approksimoiden todellisen kanavan pinta-aloja. Lasketun tapauksen mitat ovat kuvassa 1, joka on mittasuhteiltaan vääristetty.



Kuva 1: Lasketun tapauksen havainnekuva, mitat ja vertailulohdat 1-4.

Sisäänvirtauksen ehdot ovat homogeeniset

$$u_{in} = 6,579 \text{ m/s} \quad (27)$$

$$k_{in} = 1,12718 \text{ m}^2/\text{s}^2 \quad (28)$$

$$\omega_{in} = 1,35 \text{ 1/s} \quad (29)$$

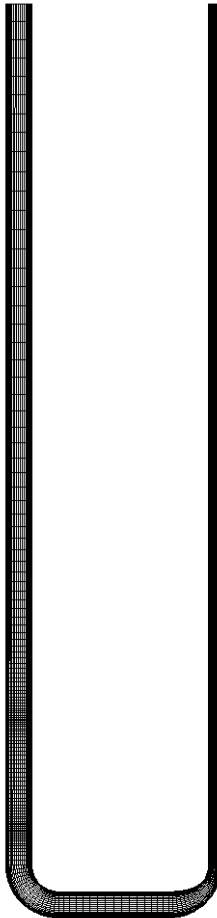
ja ulosvirtauksessa asetetaan paine.

4 Laskentahila

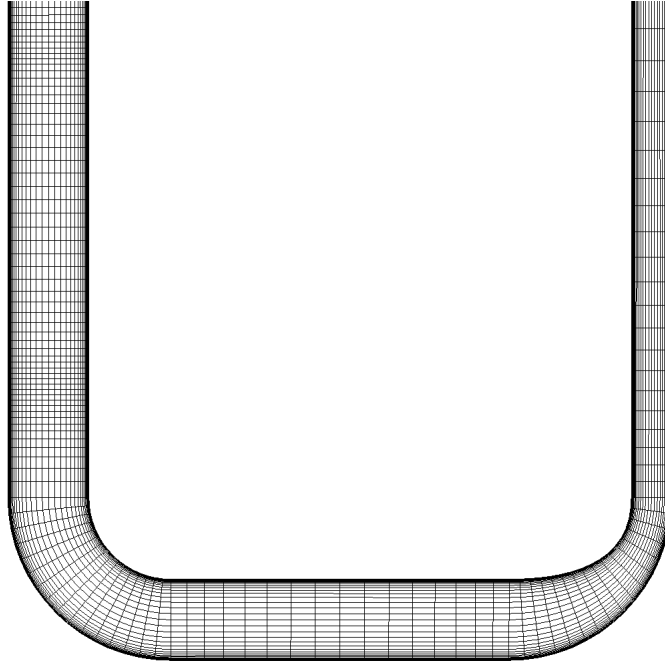
Laskenta suoritetaan alhaisen Reynoldsin luvun turbulenssimallilla, jolloin ensimmäisen kopin dimensioton korkeus

$$y^+ = \frac{\Delta y u_\tau}{\nu} \quad (30)$$

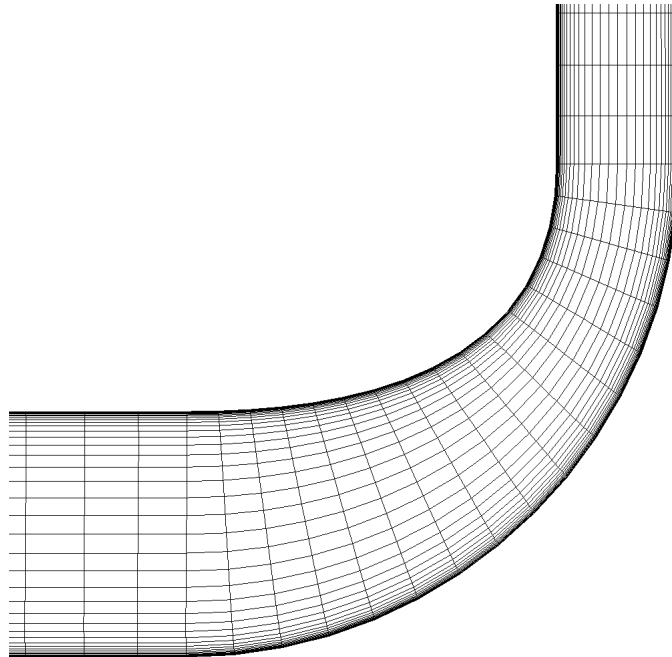
tulee olla suuruusluokaltaan yksi, joka voidaan tarkastaa laskennan jälkeen, kun tunnetaan seinämäkitka, jonka avulla kitkanopeus u_τ voidaan laskea. Kaksidimensioisessa hilassa on 224×64 koppia, ja se on tihennetty rajakerroksissa pienen Reynoldsin luvun laskentaa varten.



Kuva 2: Laskentahila kokonaisuudessaan.



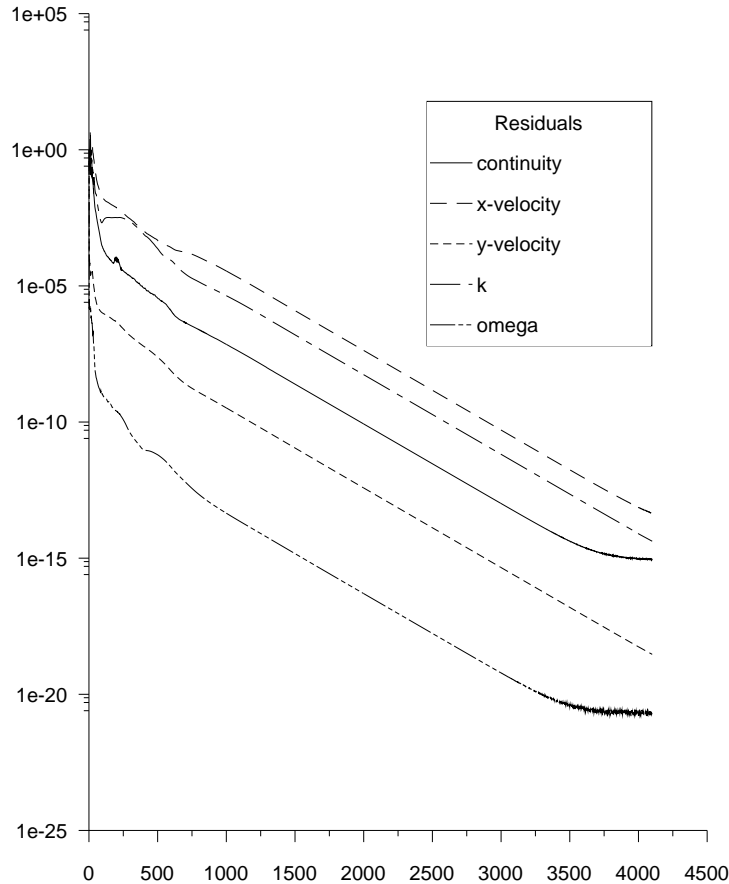
Kuva 3: Laskentahilan alareuna.



Kuva 4: Laskentahilan ensimmäinen mutka.

5 Tulokset

Laskennan etenemisestä on esitettävänä vain Fluentin konvergenssikäyrät lopullisesta ajosta, jossa käytettiin kaksinkertaista tarkkuutta. Ajoparametrit olivat oletusarvoiset eli paineen ja liikemääräyhtälöiden relaksaatiokertoimet olivat $\alpha_P=0.3$ ja $\alpha_v=0.7$, eli niille ei ole edes yritetty hakea nopeammin konvergoivia arvoja.

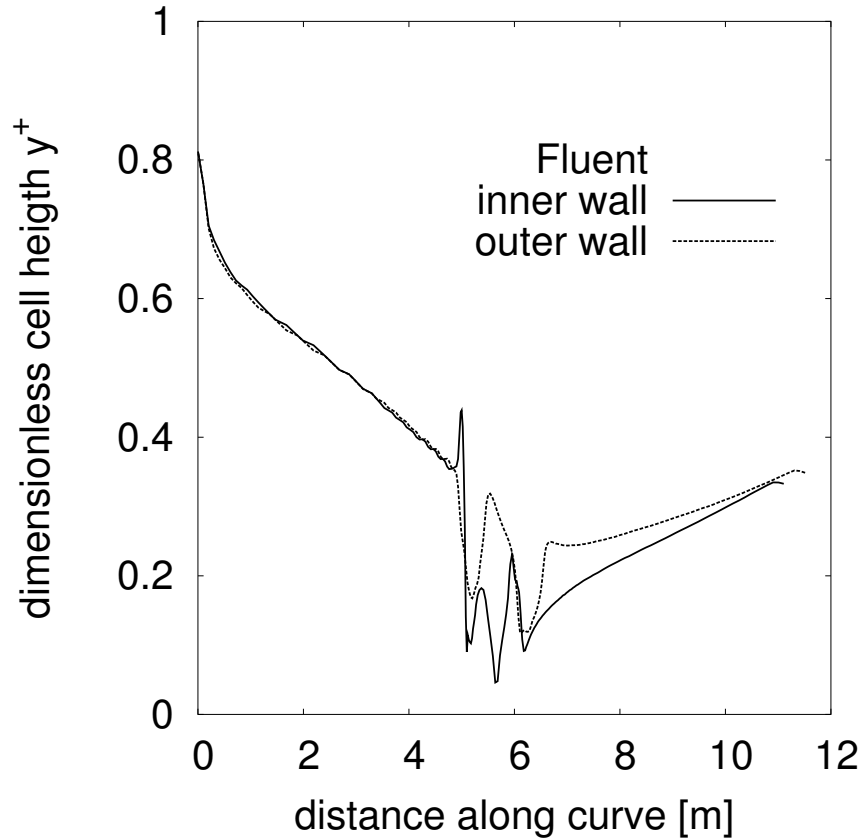


Kuva 5: Fluent-laskennan konvergenssi.

Laskenta näyttää edenneen lähes monotonisesti, ja sitä voidaan pitää täysin konvergoituneena residuaalien pudottua reilut 10 dekadia. FINFLO-laskennasta konvergenssikuvia ei valitettavasti tallennettu. Simulointiaskelia otettiin 1500 ja laskennassa käytettiin kahta monihilatasoa. Fluentissa ei ollut käytössä vastaavaa menettelyä. Laskenta eteni massa- ja paineresiduaalien osalta nopeasti ja simulointi lopetettiin 1500 kierroksen jälkeen. Myöhemmin tulosten tarkastelun yhteydessä havaittiin rajakerroksissa epäfysikaalinen painegradientti. Syyksi osoittautui sekaannus staattisen ja efektiivisen paineen välillä, jälkimmäinen sisältää turbulentin paineen. FINFLOsta tulostettiin aluksi edellinen, jota verrattiin Fluentin efektiiviseen paineeseen. FINFLOssa aika-askel

lasketaan kopin Courantin luvun perusteella, mikä saattaa hidastaa konvergenssiä. Sopivilla valinnoilla konvergenssiä voidaan nopeuttaa.

Hilan resoluution riittävyys voidaan todeta Fluent-laskennan y^+ -jakaumista (kuva 6). Arvot ovat selvästi alle ykkösen kaikkialla, kuten alhaisen Re-luvun mallilla tuleekin olla.



Kuva 6: Fluent-laskennan y^+ -jakauma sisä- ja ulkokaarteissa.

Kuvan 7 u - ja v -nopeuksien sekä virtaviivojen avulla nähdään ensimmäisen mutkan jälkeinen suuri pyörre ja toisen mutkan jälkeinen pyörre on selvästi heikompi.

Vertailut ohjelmien välillä on esitetty liitteessä *kuvat*.

Kitkakertoimet virtauksen suuntaisessa sisäkaarteessa w_{in} ja ulkokaarteessa w_{out} on esitetty kuvissa 8. Molemmalla seinällä kumpikin ratkaisija antaa samansuuntaisen tuloksen. Kanavan loppupäätä kohden tulokset lähenevät toisiaan. Kitkakerroin on hyvin herkkä suure, ja huolimatta pienistä eroista ohjelmien välillä voidaan niiden todeta olevan riittävän samanlaisia käytännön sovelluksissa. Fluentin rajoitetut diskretoinnit ja turbulenssimallien yksityiskohtien erot selittävät tulosten poikkeamaa toisistaan, joka on suurin virtauksen irtoamiskohdan jälkeen ensimmäisessä putken mutkassa. Ero on suurempi putken ulkolaidalla (kuva 8 oikealla)

Painekertoimien kohdalla kuvassa 9 on havaittavissa sama piirre kuin kitka-

kertoimilla. Profilit ovat yhtenevät ja tulokset lähenevät kanavan loppupäätä kohden toisiaan, missä poikkeama on vähäinen johtuen ulosvirtauksen painereunaehdosta. Kuvista nähdään Fluentin ennustavan hiukan suuremman painehäviön putken mutkassa ja ero säilyy sisäänmenoon asti.

Paineet kanavan poikittaisleikkauksissa 1-4 kuvissa 10 paljastavat, että painetasoissa on pieni poikkeama ratkaisijoiden välillä. Ulosvirtausreunaa lähestyttäessä poikkeama pienenee, mikä on luonnollista reuanehtojen takia.

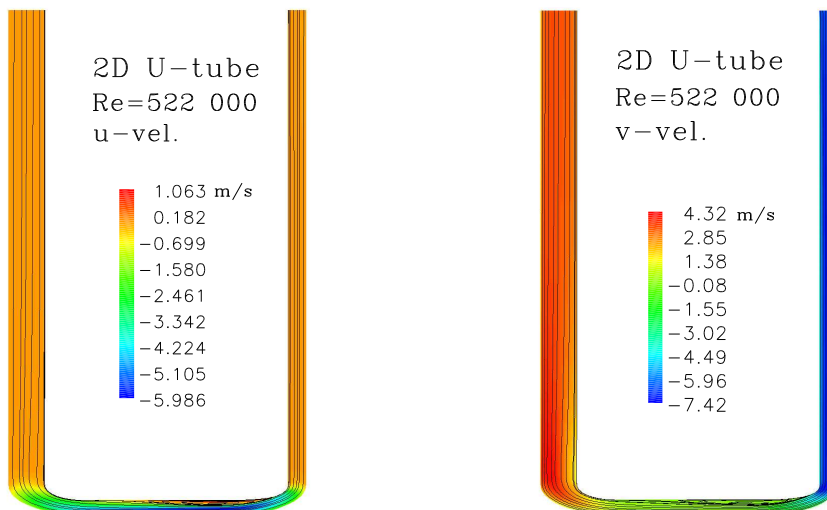
Kuvissa 11 FINFLO:n paine vaikuttaa oudolta. Kuvissa on kuitenkin verrattu keskenään eri suureita, FINFLOsta staattista painetta ja Fluentista efektiivistä, joka sisältää staattisen paineen lisäksi turbulentin paineen $2\rho k/3$. Aluksi poikkeaman syyksi epäiltiin FINFLO:n tuloksen keskeneräisyyttä rajakerroksessa.

Nopeusprofileissa (kuvat 12 ja 13) suurimmat poikkeavuudet löytyvät leikkauksien 2 ja 3 ulkokaarteista. Muilta osin profiilien poikkeamat ovat vähäisiä. Kitkanopeuksilla skaalatut nopeudet seinillä ovat samankaltaisia, eikä niissä esiinny merkittäviä poikkeamia. Dimensiottomina koordinaatteina esiintyy joko x^+ tai y^+ riippuen tarkastelusuunnasta.

Turbulenssin kineettinen energia kuvissa 14 ja 15 poikkeaa eniten leikkauksissa 2 ja 3 suuruudeltaan profiilien ollessa samanmuotoisia. Seinien läheisyydessä suure poikkeaa eniten leikkauksen 2 jälkeisessä ulkokaarteessa.

Poikkeamat turbulenssin ominaisdissipaatiossa kuvissa 16 ja 17 ovat hämmästyttävän vähäisiä. Suurimmat erot löytyvät kehittyvän kanavavirtauksen reunoilta, eli ”kehittymisnopeudessa”.

Turbulenti viskositeetti (kuvat 18 ja 19) poikkeaa voimakkaimmin leikkauksessa 2, missä FINFLO ennustaa tasaisempaa jakaumaa kuin Fluent. Tämä toistuu leikkauksessa 3 lievempänä. Leikkauksen 2 tienoilla tapahtuu myös virtauksen irtoaminen ja ero painehäviössä. Viimeisen suoran osan loppupäässä viskositeetit ovat käytännöllisesti katsoen yhtenevät.



Kuva 7: FINFLO-laskennan u - ja v -nopeudet, kanavaa on litistetty pystysuunnassa.

6 Päätelmät

FINFLO-ratkaisijaa ja kaupallista Fluent-ohjelmistoa vertailtiin laskemalla virtausta kaksidimensioisessa U-putkessa. Sisääntulohalkaisijaan referoitu Reynoldsin luku oli 522 000 vastaten voimakkaasti turbulenttia virtausta. Kaksidimensioisen hilan koko on 224×64 . Kokoonpuristumattomalle virtaukselle käytettiin FINFLOssa uutta painekorjausmenetelmää ja Fluentissa perinteistä kytkemätöntä painekorjausmenetelmää.

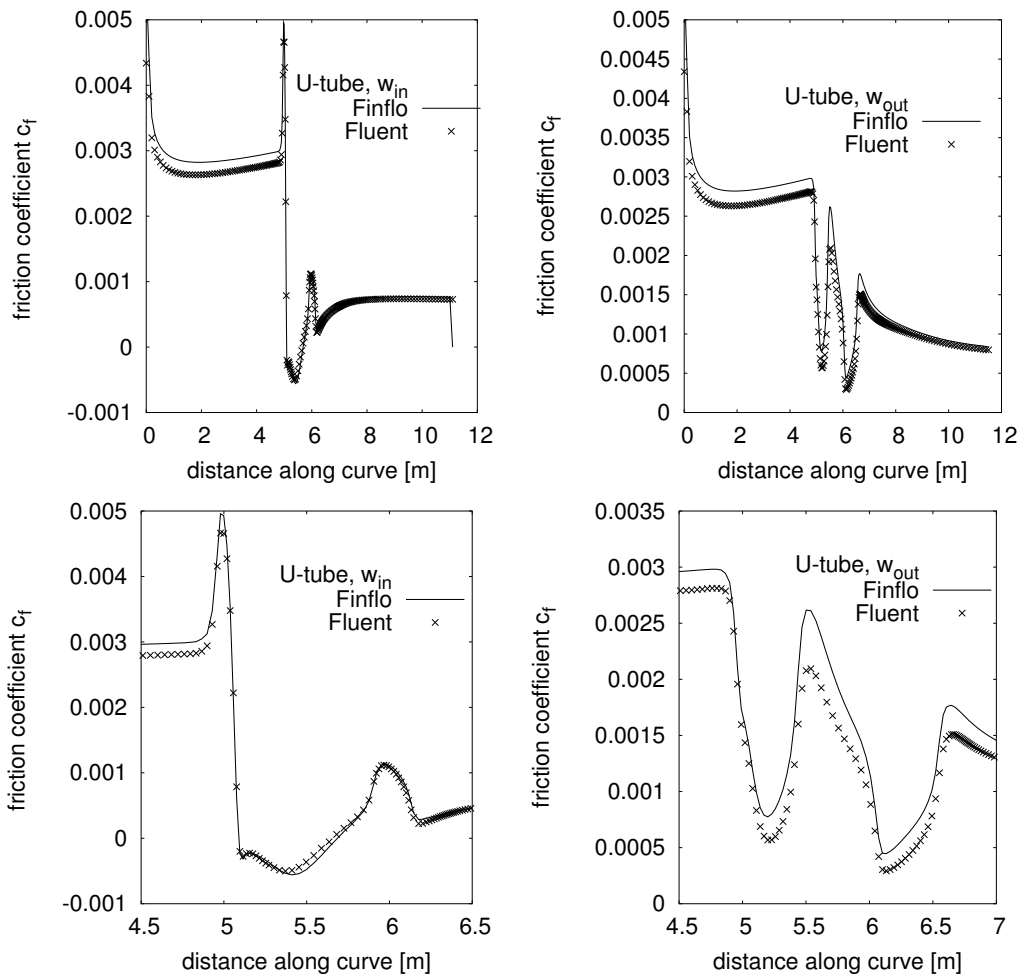
Molempien ratkaisijoiden $k - \omega$ SST mallien vertailu identtisen laskentata-pauksen avulla osoitti, että ratkaisijoiden tulokset eivät poikkea merkittävästi toisistaan. Suurimmat poikkeamat havaittiin leikkauksessa 2, eli ensimmäisen mutkan jälkeen.

FINFLOn konvergenssi vaikutti aluksi hitaalta, minkä oletettiin johtuvan seinien läheisten laskentakoppien CFL-pohjaisesta lyhyestä aika-askeleesta. Lisäksi FINFLO-laskenta vaikutti aluksi keskeneräiseltä seinämän läheisten paineiden perusteella. Kävi kuitenkin ilmi, että Fluentin tulostama paine on efektiivinen sisältäen turbulentin paineen ja FINFLOn paine on staattinen. Joka tapauksessa painekorjausmenetelmän aikaintegrointia on kehitettävä. Tulosten perusteella voidaan kuitenkin päätellä turbulenssimallien olevan toiminnaltaan riittävän samankaltaisia käytännön sovelluksissa.

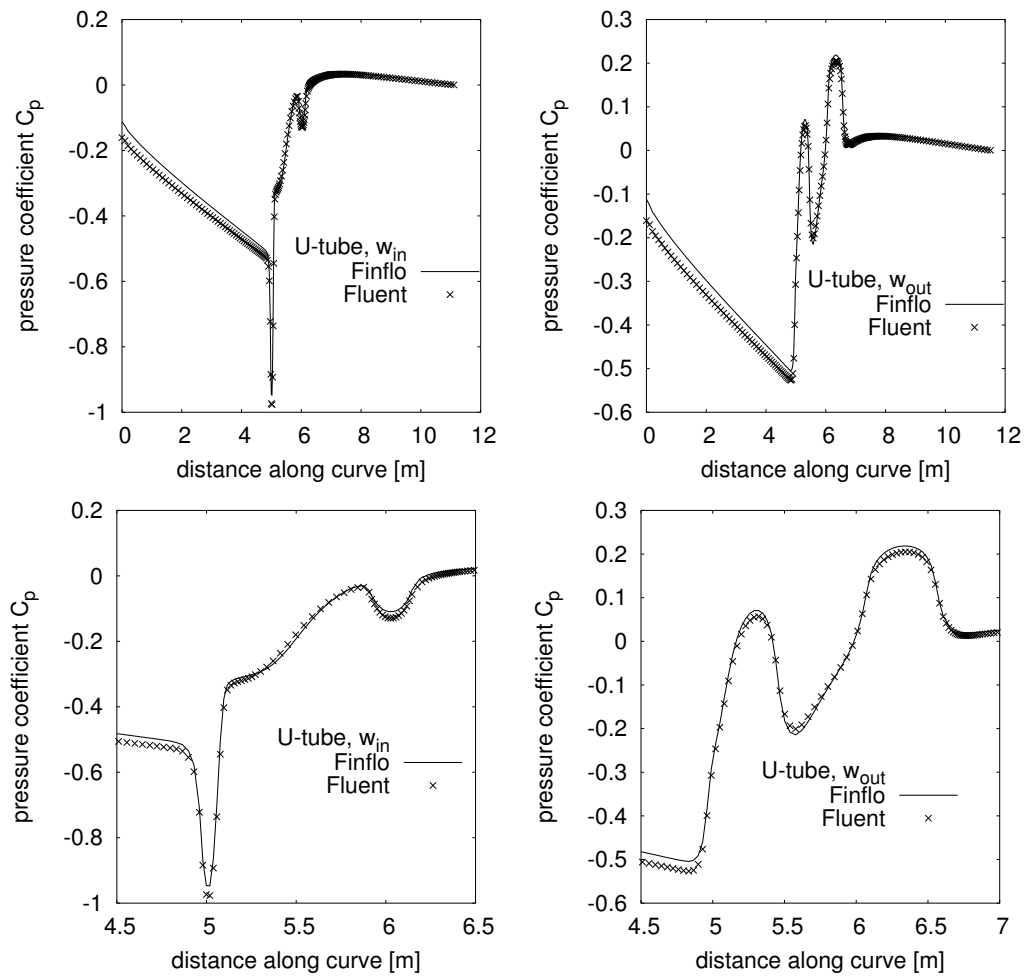
Viitteet

- [1] Wilcox, D., “Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models,” *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 11, 1988, pp. 1299–1310.
- [2] Wilcox, D., *Turbulence modeling for CFD*. La Canada: DCW Industries, Inc., 1993. ISBN 0–9636051–0–0.
- [3] Chien, K.-Y., “Predictions of Channel and Boundary-layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model,” *AIAA Journal*, Vol. 20, No. 1, 1982, pp. 33–38.
- [4] Menter, F., “Zonal Two Equation $k - \omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows,” in *24th AIAA Fluid Dynamics Conference*, AIAA, 1993. AIAA Paper 93–2906.
- [5] Menter, F., “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications,” *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, 1994, pp. 1598–1605.
- [6] Patankar, S. and Spalding, D., “A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows,” *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, 1972, pp. 1787–1806.
- [7] Fluent Incorporated, Lebanon, NH 03766, USA, *FLUENT 6 User’s Guide*, 2001.
- [8] Hellsten, A., “Some improvements in Menter’s $k - \omega$ SST turbulence model,” in *29th AIAA Fluid Dynamics Conference*, (Albuquerque, New Mexico, USA), AIAA paper 98–2554, 1998.
- [9] Kymäläinen, O. and T.G., T., “ULPU experiments, critical heat flux on a vertical surface of a large naturally convecting loop,” IVO, Finland, 1994.

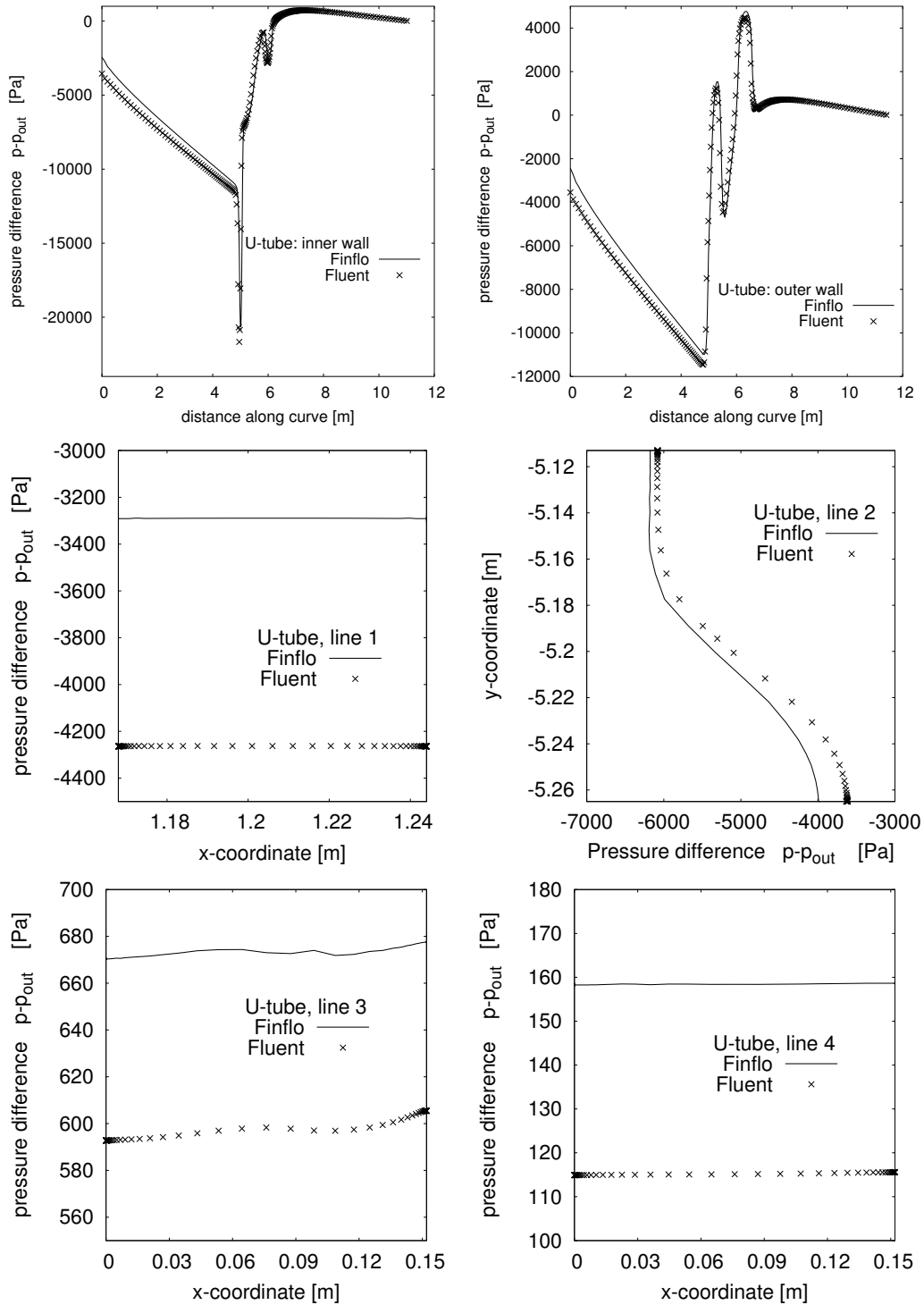
7 LIITTEET: kuvat



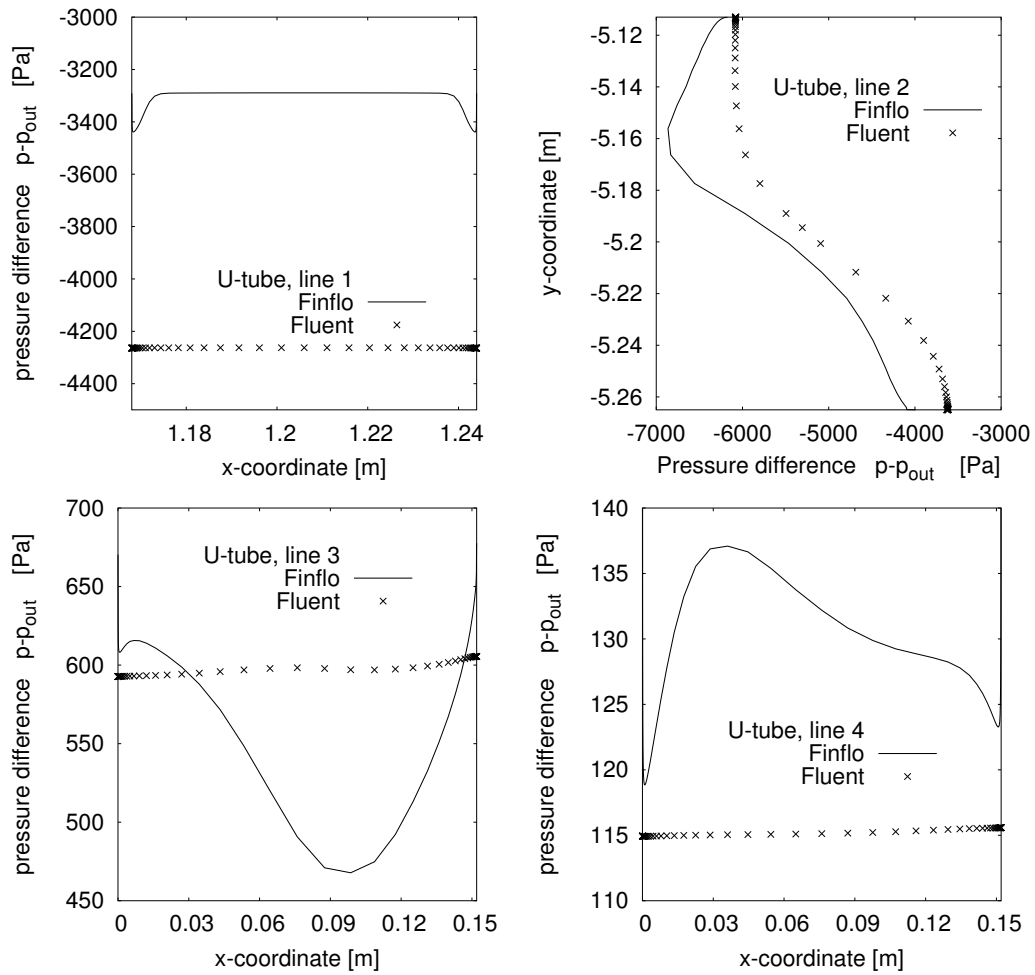
Kuva 8: Kitkakertoimet sisä- ja ulkopinnalla.



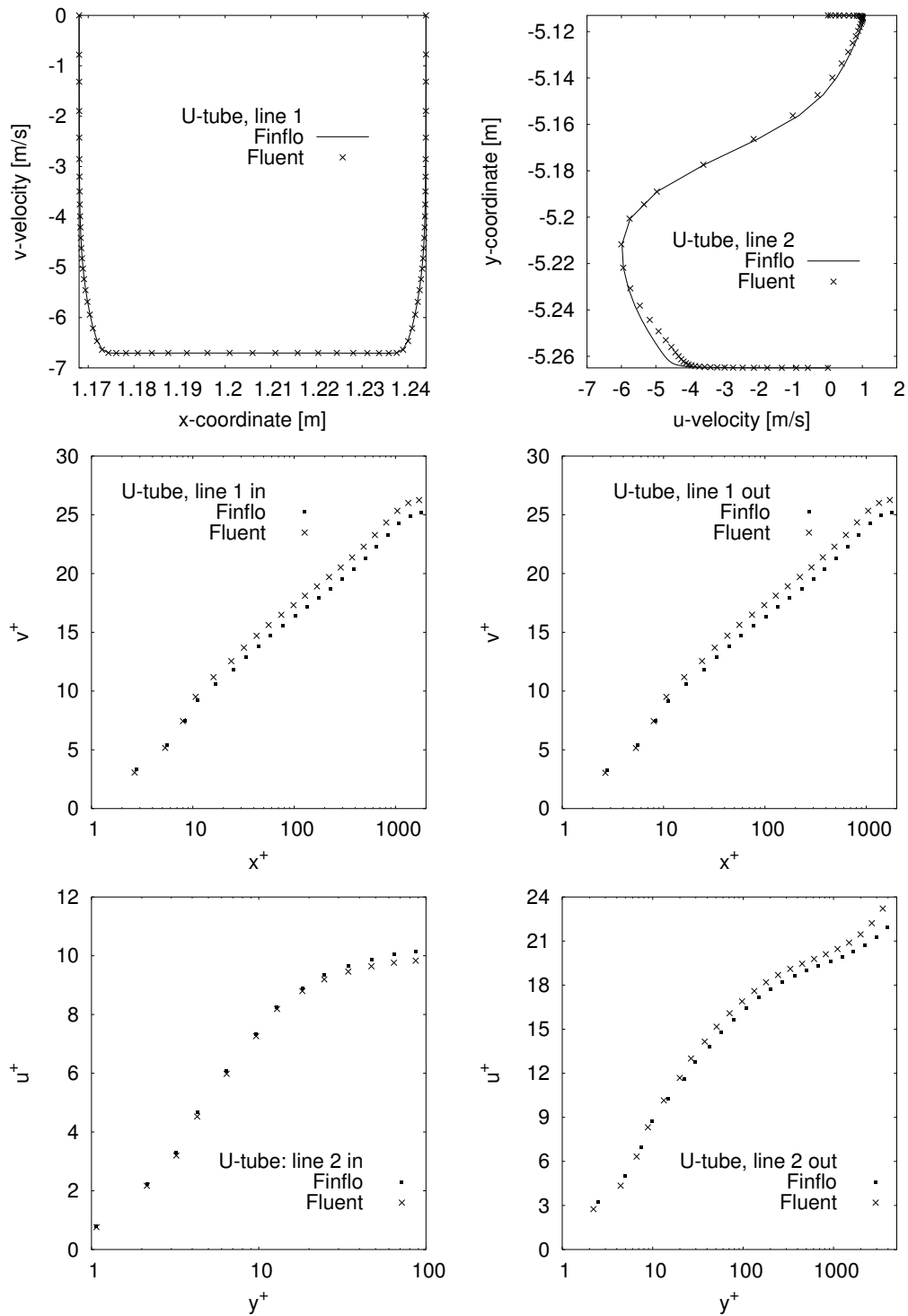
Kuva 9: Paine kertoimet sisä- ja ulkopinnalla.



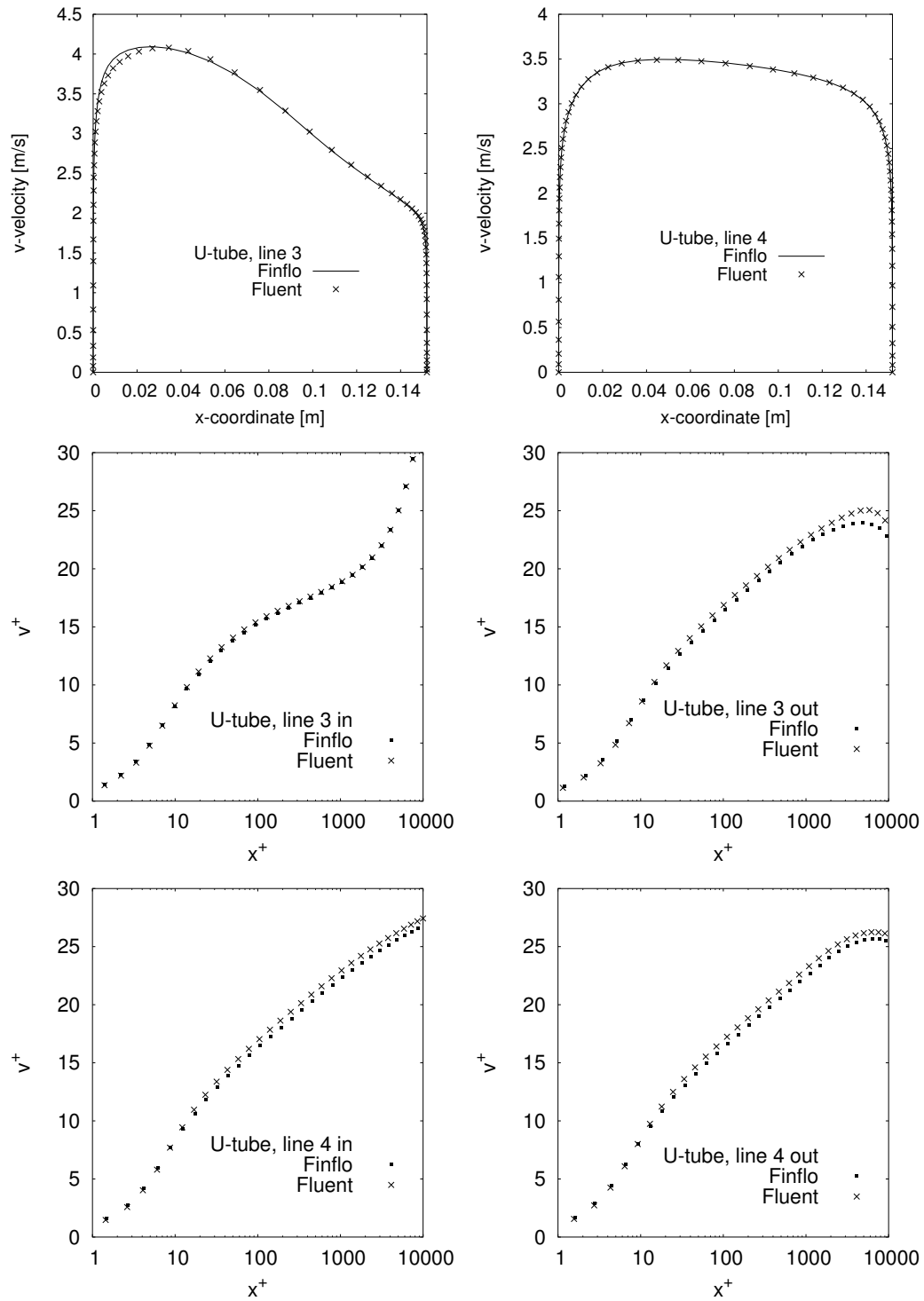
Kuva 10: Efektiivinen paine seinillä ja leikkauksissa 1-4.



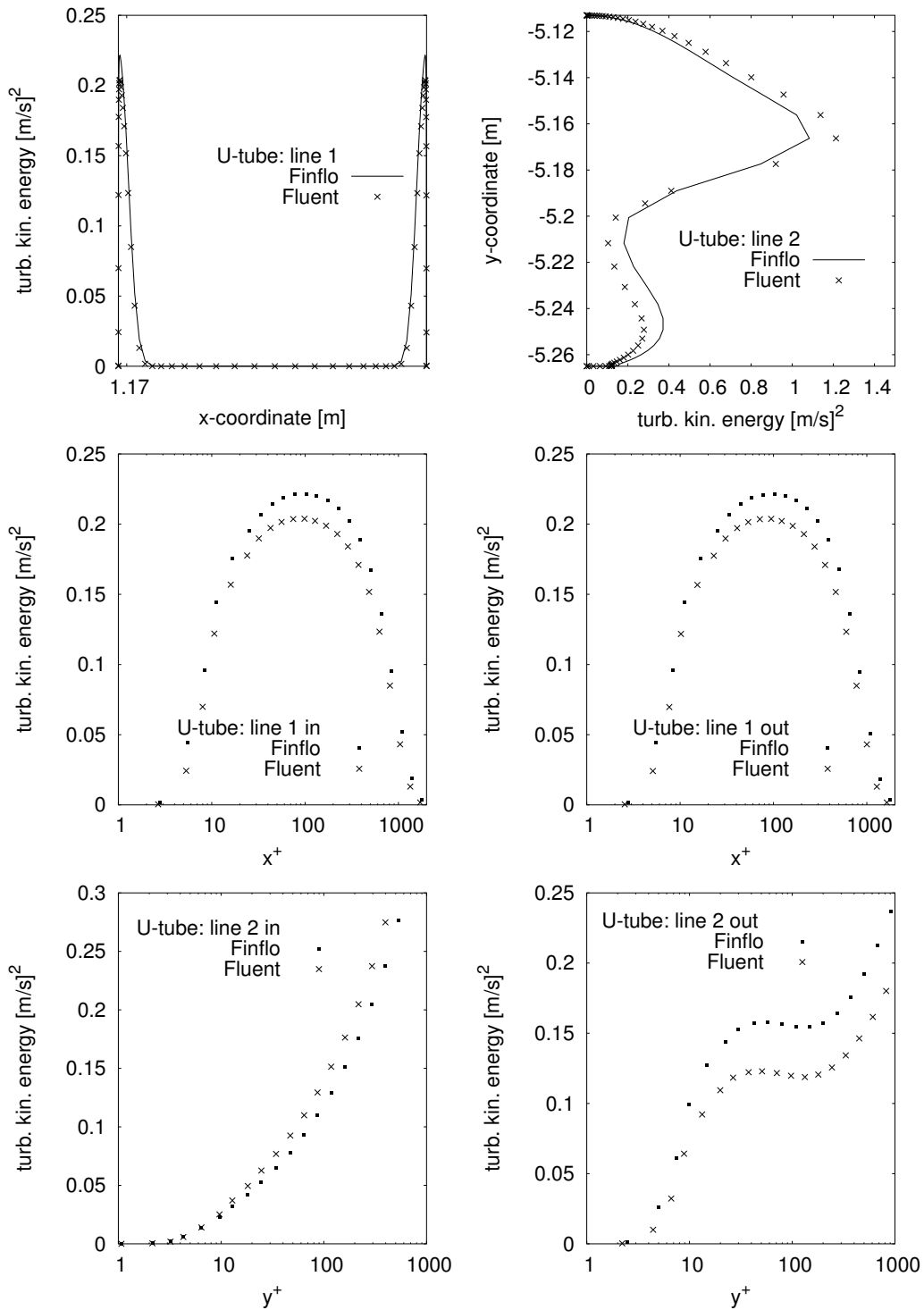
Kuva 11: Paine leikkauksissa 1-4: FINFLO:n staattinen ja Fluentin efektiivinen.



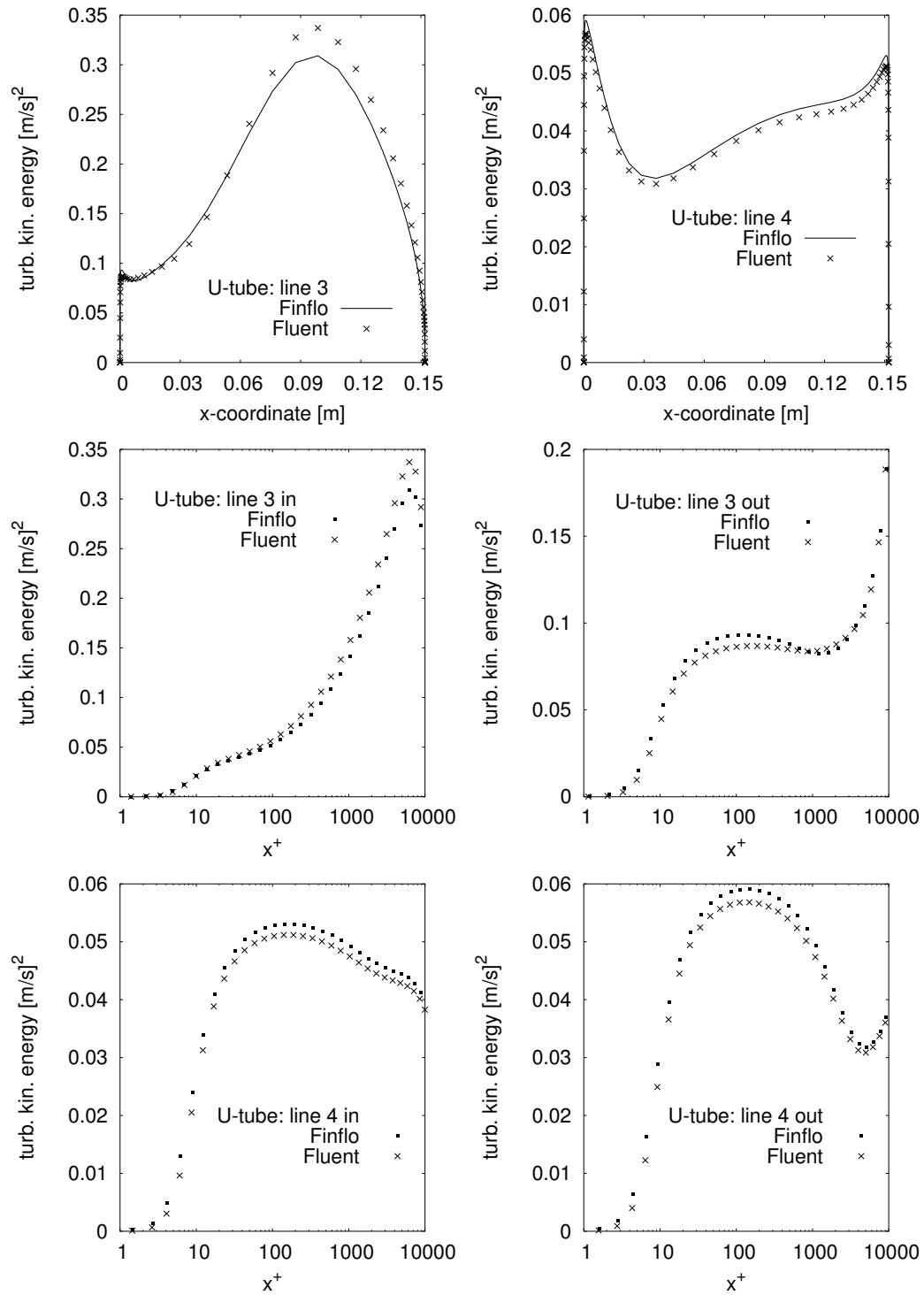
Kuva 12: Nopeudet leikkauksissa 1-2.



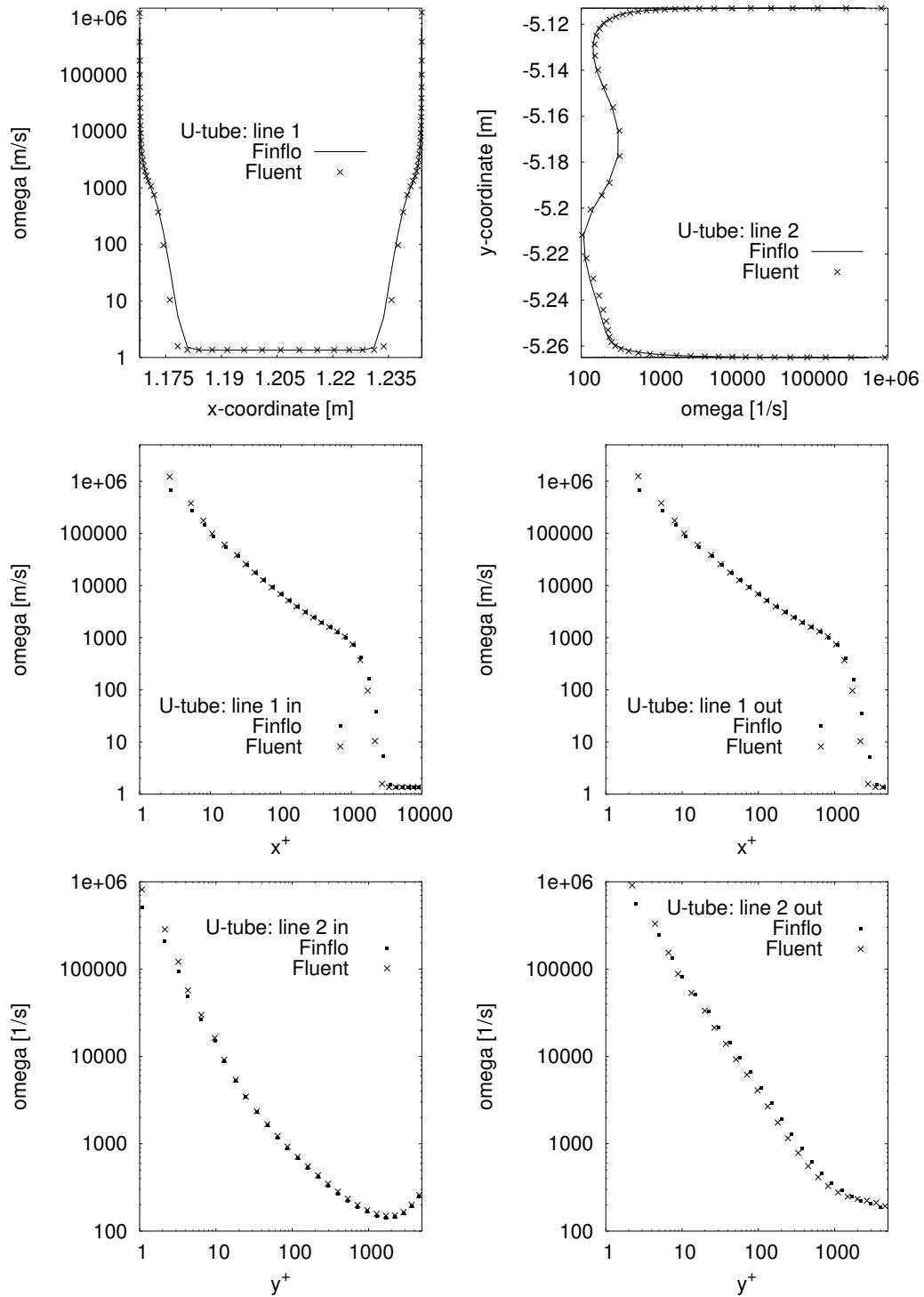
Kuva 13: Nopeudet leikkauksissa 3-4.



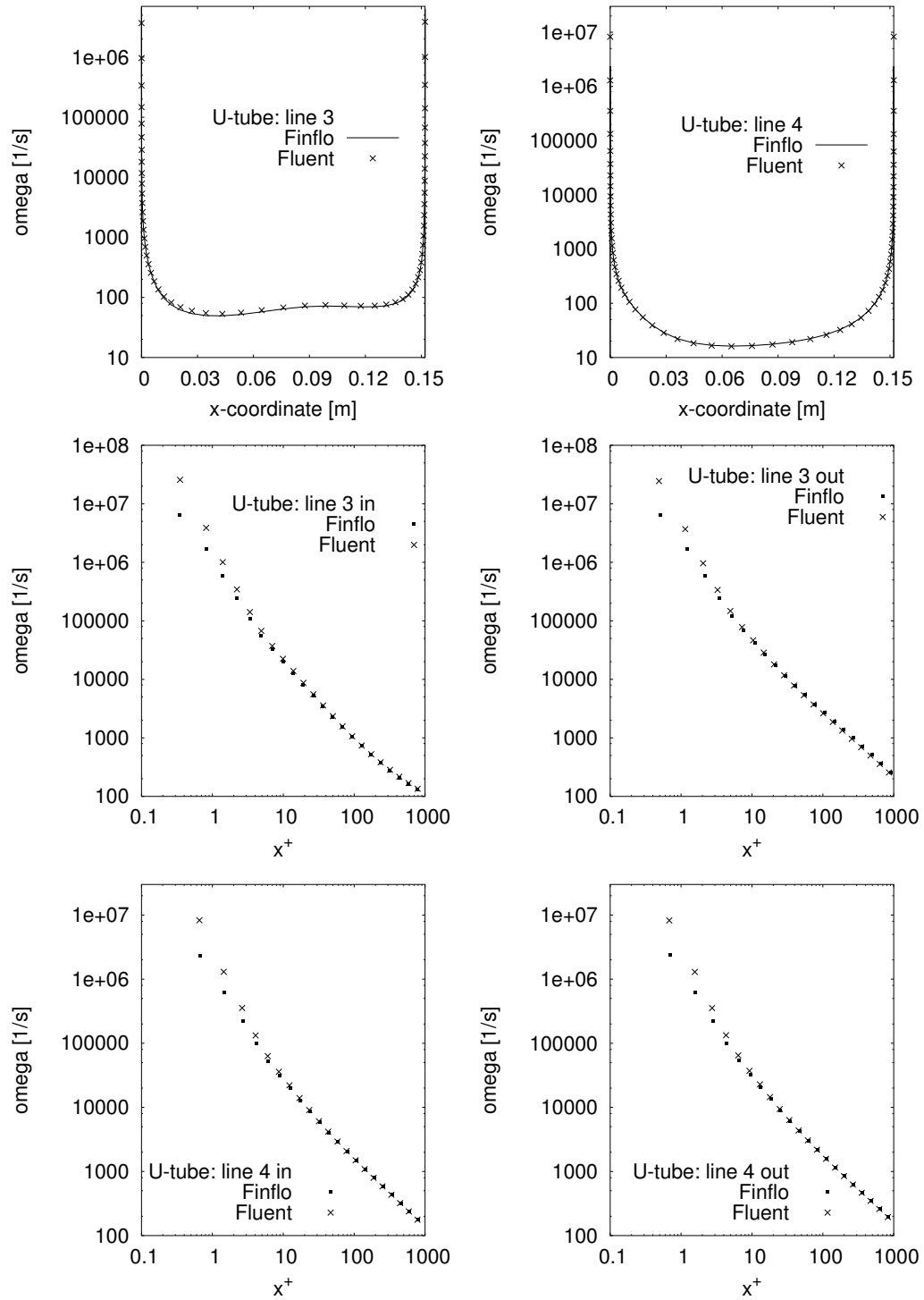
Kuva 14: Turbulenssin kineettinen energia leikkauksissa 1-2.



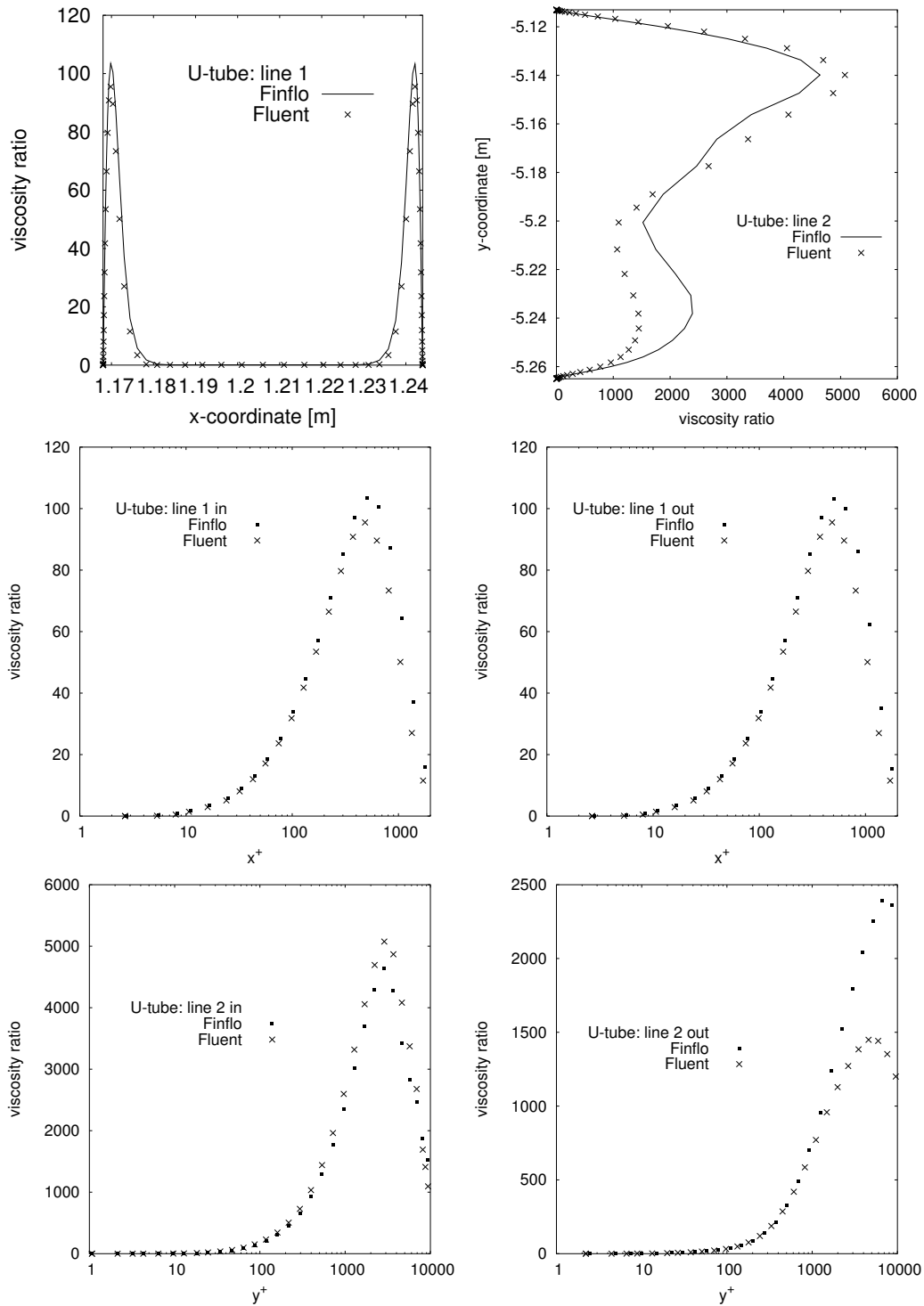
Kuva 15: Turbulenssin kineettinen energia leikkauksissa 3-4.



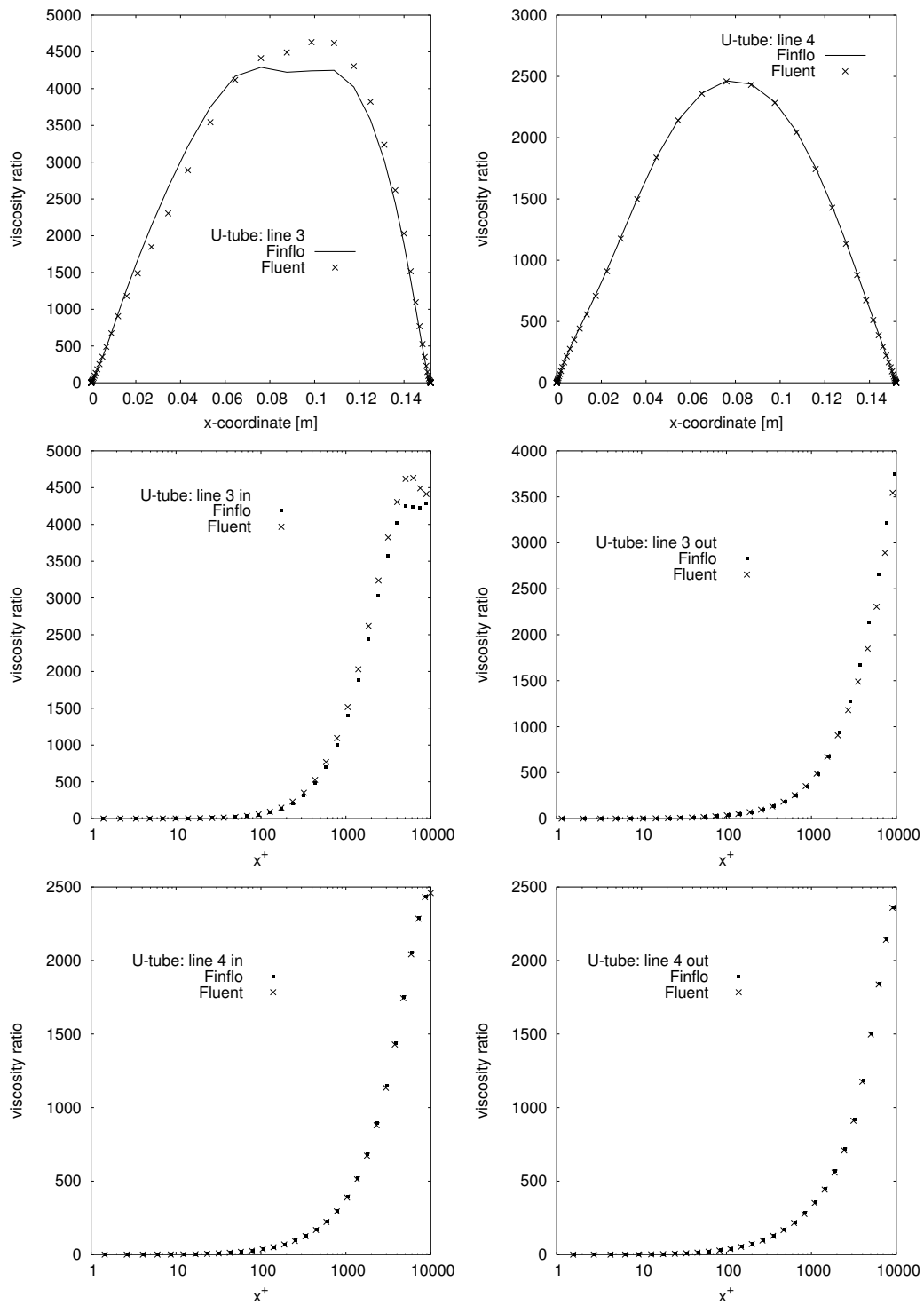
Kuva 16: Turbulenssin ominaisdissipaatio leikkauksissa 1-2.



Kuva 17: Turbulenssin ominaisdissipaatio leikkauksissa 3-4.



Kuva 18: Dimensioton turbulentti viskositeetti leikkauksissa 1-2.



Kuva 19: Dimensioton turbulenti viskositeetti leikkauksissa 3-4.