

Sveučilište u Zagrebu
Prirodoslovno-matematički fakultet
Geofizički odsjek

Diplomski rad

NOVA PARAMETRIZACIJA
ATMOSFERSKOG PRIZEMNOG
SLOJA U WRF MODELU

Stipo Sentić

Voditelj: Prof. dr. sc. Branko Grisogono

Zagreb, 2010.

1. Prof. dr. sc. Branko Grisogono, predsjednik
2. Prof. dr. sc. Mirko Orlić, član
3. Prof. dr. sc. Davorka Herak, član
4. Prof. dr. sc. Zvezdana Bencetić Klaić, zamjenica
5. prof. dr. sc. Marijan Herak, zamjenik

Dan obrane: 15. srpnja 2010.

Potpis članova komisije:

Zahvala

Zahvaljujem se mentoru prof. dr. sc. Branku Grisogonu, na vodstvu, strpljenju i pomoći pri izradi diplomskog rada.

Zahvaljujem se doc. dr. Danijelu Belušiću i dipl. ing. Tomislavu Bašiću na pomoći oko proučavanja WRF modela.

Zahvaljujem se Geofizičkom odsjeku na čijim sam računalnim resusima vršio simulacije upotrebom WRF modela.

Popis skraćenica

AGS	Atmosferski granični sloj
APS	Atmosferski prizemni sloj
C	Površinski temperaturni deficit
K_h	Koeficijent turbulentne difuzije za toplinu
K_m	Koeficijent turbulentne difuzije za količinu gibanja
MO duljina (L)	Monin-Obukhova duljina
L_{MOD}	Modificirana Monin-Obukhova duljina
N	Uzgonska frekvencija
NMS	Niska mlazna struja
Pr	Turbulentni Prandtlov broj
Ri	Gradijentni Richardsonov broj
SGS	Stabilni granični sloj
TKE	Turbulentna kinetička energija
u_*	Brzina trenja
u_{max}	Brzina niske mlazne struje
z_j	Visina niske mlazne struje
z_{inv}	Visina inverzije

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	Numeričko modeliranje atmosfere	2
1.2	Monin-Obukhova teorija sličnosti	3
2	Teorijski model	6
2.1	Klasični i modificirani Prandtlov model	6
2.2	Modificirana Monin-Obukhova duljina	8
3	Numerički model i metoda	10
3.1	WRF(ARW) model	10
3.2	Postavke modela	12
3.3	Metoda	13
4	Rezultati i diskusija	16
4.1	Usporedba s MIUU modelom	16
4.2	Test osjetljivosti i veći nagibi terena	18
5	Zaključak	28
6	Literatura	30

1 Uvod

Troposfera (u umjerenim širinama donjih 10 km atmosfere) se kvalitativno može podijeliti u dva dijela: slobodnu atmosferu, u kojoj se djelovanje podloge može u prvoj aproksimaciji približno zanemariti, i atmosferski granični sloj (AGS) u kojem blizina tla bitno utječe na dinamiku u njemu. AGS se dijeli na viskozni (~ 1 mm), prizemni (~ 1 do ~ 100 m) te sloj miješanja (~ 1 km). Nerijetko je pokriven inverzijom (sloj atmosfere u kojem temperatura raste s visinom) koji ga dijeli od slobodne atmosfere.

Viskozni podsloj je meteorološki nebitan. Prizemni sloj karakteriziraju približno konstantni turbulentni tokovi u visinu i u njemu turbulentni vrtlozi rastu udaljavanjem od podloge. U sloju miješanja vrtlozi su približno konstantne veličine i dostižu maksimum intenziteta. AGS poprima vertikalne dimenzije od 30 m u izrazito stabilno stratificiranim uvjetima do više od 3 km u izrazito konvektivnim uvjetima kada postoji jako zagrijana podloga (npr. Holton, 2004).

Za razvoj turbulentnih vrtloga bitan je donji neproklizavajući rubni uvjet (engl. no-slip boundary condition) koji nužno dovodi do smicanja u polju brzine vjetra, a samim time do dinamičke nestabilnosti zbog koje dolazi do turbulentnog prijenosa impulsa i topline od podloge. Turbulentni prijenos energije je glavna odlika AGS-a, dok su viskozni efekti najčešće zanemarivi. Pošto je problem turbulencije jedini neriješeni problem klasične mehanike, turbulencija se u numeričkim modelima mora parametrizirati. Za parametrizaciju prizemnih turbulentnih tokova topline i impulsa za horizontalno homogena područja koristi se Monin-Obukhova (MO) duljina koja predstavlja visinu na kojoj su izjednačeni dinamički i termički efekti vertikalnog turbulentnog toka (vidi poglavlje 1.2).

U mirnim noćnim uvjetima dolazi do radijacijskog ohlađivanja podloge zbog čega se zrak pri tlu hladi te dolazi do formiranja stabilnog graničnog sloja (SGS). U slučaju blago nagnutog terena u SGS-u i mirne atmosfere dolazi do pojave katabatičkog strujanja, tj. strujanja hladnog zraka niz teren. Uz njega je vezana pojava niske mlazne struje (NMS, engl. low level jet), tj. maksimuma u vertikalnom profilu vjetra blizu površine, koja može doseći brzine reda veličine 10 m/s. Pretpostavka horizontalne homogenosti više ne vrijedi te korištenje MO duljine više nije opravdano.

Grisogono i Zovko Rajak (2009) pragmatično su primijenili hipotezu da je NMS reprezentativnija za skaliranje turbulentnih tokova u blago nagnutom atmosferskom prizemnom sloju (APS), jer turbulentni tokovi impulsa odozgo mogu nadmašiti turbulentne tokove topline i impulsa s podloge. Predložili su modificirani oblik MO duljine koji bi trebao primjerenije skalirati turbulentne tokove blago nagnutog APS-a. Svrha ovog rada je primijeniti tu hipotezu u WRF modelu (Weather Research and Forecasting Model, npr. Skamarock i sur., 2008), koji služi za numeričko modeliranje atmosfere, i analizirati utjecaj nove MO duljine na svojstva katabatičkog strujanja.

Danas je puno napora posvećeno i laboratorijskim pokusima (npr. Princevac i Fernando, 2008) kojima se modeliraju i analiziraju procesi koji dovode do stvaranja i razaranja SGS-a na blago nagnutim terenima i nastajanje bazena hladnog zraka u složenoj orografiji i utjecaj tih procesa na npr. urbani granični sloj (npr. Fernando, 2010).

1.1 Numeričko modeliranje atmosfere

Numeričko modeliranje atmosfere razvilo se od skromnih pokušaja prognoze vremena na početku 20. st. do danas interdisciplinarne znanosti s mnogim primjenama. Jedna od njih su kratkoročne i dugoročne prognoze vremena. Nadalje, modeliranje se koristi za analizu transporta polutanata i primjenjivo je u privredi (poljoprivredi, građevini, energetici, prometu itd.). No najveću pozornost i kontroverziju u posljednjih desetak godina izazvalo je proučavanje prirodnih i antropogenih dugoročnih klimatskih promjena. Cilj radova poput ovog poboljšanje je

modela da bi prognoza vremena i procjena buduće klime (dugoročne prognoze) bile što točnije i da bi predviđanje ekstrema i trendova bilo što preciznije, između ostaloga i radi pravovremene procjene utjecaja čovjeka na klimatski sustav.

Kompletni numerički modeli za atmosferu rješavaju zatvoren sustav nelinearnih diferencijalnih jednadžbi koji opisuju gibanje i energetske procese u stlačivom fluidu. Te jednadžbe su jednadžba očuvanja količine gibanja, jednadžba očuvanja mase, prvi zakon termodinamike, jednadžba očuvanja vlage i jednadžba stanja plina (npr. Stull, 1988). Te jednadžbe u punom obliku nemoguće je riješiti analitički pa se rješavaju približno, numerički. Za rješavanje navedenog sustava jednadžbi potreban je početni uvjet koji se dobije asimilacijom podataka sa svjetske meteorološke mreže postaja koji se procesom inicijalizacije prilagode modelu radi očuvanja stabilnosti numeričkog rješenja. Horizontalna domena modela je ili globalna, pokriva cijelu Zemlju, ili regionalna, pokriva samo dio Zemlje.

Nemoguće je sa sigurnošću predvidjeti buduće stanje atmosfere (E. Lorenz, 1963). S jedne strane zbog kaotične naravi unutarnje dinamike navedenih jednadžbi, te s druge strane zbog relativno loše prostorne i vremenske rezolucije meteoroloških mjerenja, pogotovo nad velikim vodenim masama, npr. nad Atlantskim oceanom, što uvodi veliku neodređenost u početne uvjete s kojima se inicijalizira model. Zbog toga se danas koristi ansambl prognoza, načinjena upotrebom više prognoza napravljenih različitim modelima, fizikalnim parametrizacijama ili variranjem početnih uvjeta.

1.2 Monin-Obukhova teorija sličnosti

MO teorija sličnosti opisuje vertikalne varijacije bezdimenzijskog srednjeg toka i osobine turbulencije u APS-u kao funkciju minimalnog broja parametara, a jedan od njih je MO duljina (npr. Stull, 1988). Ona je bitna za numeričko modeliranje atmosfere, ali i za obradu mikrometeoroloških mjerenja. Modelarima su potrebne procjene turbulentnih tokova osnovnih meteoroloških polja pa koriste MO duljinu, jer je termičko i mehaničko generiranje turbulencije u prizemnom sloju pragmatično uključeno u nju (pokazano u daljnjem tekstu).

1.2 Monin-Obukhova teorija sličnosti

Srednja prizemna horizontalna brzina vjetra, $\bar{u}$, kada se načini bezdimenzijskom, ovisi o teorijski ili empirijski određenoj funkciji sličnosti ϕ_m , koja ovisi o bezdimenzijskom omjeru z/L :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{kz}{u_*} = \phi_m \left(\frac{z}{L} \right), \quad (1.1)$$

gdje je k von Karmanova konstanta (iznosi ≈ 0.4), z visina iznad podloge, u_* brzina trenja (karakteristična skala turbulentne brzine), a L je MO duljina:

$$L = -\frac{\bar{\theta}}{gk} \frac{u_*^3}{w'\theta'_0}, \quad (1.2)$$

čiji izvod slijedi u daljnjem tekstu (npr. Stull, 1988). Za srednju potencijalnu temperaturu, $\bar{\theta}$, veličinu očuvanu u suhoadijabatičkim procesima, vrijedi slična relacija, poput (1.1), tj.:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \frac{kz}{\theta_*} = \phi_h \left(\frac{z}{L} \right), \quad (1.3)$$

gdje je θ_* karakteristična turbulentna skala potencijalne temperature.

U neutralnom AGS-u funkcije sličnosti su $\phi_m \approx \phi_h = O(1)$, dok u stabilnom AGS-u imaju sljedeći oblik (npr. Stull, 1988):

$$\phi_m \left(\frac{z}{L} \right) = 1 + 4.7 \frac{z}{L}, \quad (1.4)$$

$$\phi_h \left(\frac{z}{L} \right) = 0.74 + 4.7 \frac{z}{L}. \quad (1.5)$$

MO duljina se može izvesti iz jednadžbe za turbulentnu kinetičku energiju, TKE. Pritom se TKE uzima kao mjera intenziteta turbulencije - uz pretpostavku horizontalne homogenosti ($\partial/\partial x = 0$, $\partial/\partial y = 0$), i zanemarivanje srednje vertikalne brzine ($\bar{w} = 0$), njenu promjenu u vremenu pišemo kao:

$$\frac{\partial TKE}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{g}{\bar{\theta}} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{w' \left(\frac{p'}{\rho_0} + TKE \right)} \right] - \epsilon. \quad (1.6)$$

Prva dva člana na desnoj strani su dinamičko-mehanički pokretači turbulencije dok je treći član termičko-uzgonski pokretač ili potrošač turbulencije (ovisno o stratifikaciji). Četvrti član je transport i redistribucija, a zadnji član predstavlja viskoznu disipaciju. Potez iznad pojedinih veličina označava vremenske srednjake pojedinih polja, pri čemu oni trebaju što bolje predstavljati srednjak ansambla.

MO duljina je definirana kao visina ($z = L$) pri kojoj se dinamičko-mehaničko generiranje izjednačuje s termičko-uzgonskim doprinosom generiranju turbulencije ili destrukciji, u slučaju stabilne stratifikacije. Uzimajući samo prvi član generiranja ($\bar{v} = 0$), u stacionarnoj, prvoj, aproksimaciji od (1.6):

$$\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \sim \frac{g}{\bar{\theta}} \overline{w'\theta'_0}, \quad (1.7)$$

gdje se kinematički tok topline računa pri tlu, $\overline{w'\theta'_0}$. Ako se bezdimenzionira smicanje srednjeg vjetra (iz (1.1) uz $\phi_m(z/L) \approx 1$):

$$\overline{u'w'} \frac{u_*}{kL} \sim \frac{g}{\bar{\theta}} \overline{w'\theta'_0}, \quad (1.8)$$

proizlazi da je, uz definiranje brzine trenja kao $u_* = \sqrt{|\overline{u'w'}|}$:

$$L = -\frac{\bar{\theta}}{gk} \frac{u_*^3}{\overline{w'\theta'_0}}. \quad (1.9)$$

Tu je za konstantu proporcionalnosti uzeto -1 da bi definicija od L bila konzistentna sa stabilnošću zbog turbulentnog toka topline (tablica 1): $L > 0$ u statički stabilnom, a $L < 0$ u statički nestabilnom strujanju.

Tablica 1: Ovisnost prizemnog turbulentnog toka topline $\overline{w'\theta'_0}$, Monin-Obukhove duljine L i bezdimenzijskog omjera z/L o statičkoj stratifikaciji.

Statička stratifikacija	$\overline{w'\theta'_0}$	L	z/L
labilna	> 0	< 0	< 0
neutralna	$= 0$	$= \infty$	$= 0$
stabilna	< 0	> 0	> 0

Definira li se karakteristična skala turbulentnog toka topline kao $\theta_* = -\overline{w'\theta'_0}/u_*$, slijedi:

$$L = \frac{\bar{\theta}}{gk} \frac{u_*^2}{\theta_*}. \quad (1.10)$$

Može se primijetiti da L nije dobro definirana za neutralnu atmosferu ($\theta_* = 0$, koja je ionako akademski značajnija nego što je u praksi), tj. tada $L \rightarrow \infty$, kao npr. u klasičnom Ekmanovom sloju.

2 Teorijski model

Prvi model koji je uspješno i jednostavno modelirao strujanje nad kosinom je Prandtlov model. Prvo će biti prikazan klasični Prandtlov model (npr. Grisogono i Belušić, 2008). Zatim će se spomenuti dvije modifikacije: dodavanje realističnije parametrizacije turbulencije (Grisogono i Oerlemans, 2001a) i dodavanje utjecaja rotacije (npr. Stiperski i sur., 2007). Nadalje, biti će opisana modifikacija MO duljine prema Grisogono i Zovko Rajak (2009) koja bi se trebala uvažiti za blago nagnute SGS-ove.

2.1 Klasični i modificirani Prandtlov model

Neka je dana kosina pod blagim kutom α u odnosu na horizontalnu ravninu. Sustav u kojem se promatra kosinu može se zarotirati tako da mu je x -os paralelna s kosinom dok mu je z -os okomita na nju (npr. Stiperski i sur., 2007). Time se modificiraju i osnovne jednadžbe gibanja i termodinamike. Također, zbog blagog nagiba vrijedi i dalje hidrostatička ravnoteža, tj. ravnoteža između sile uzgona i vertikalnog gradijenta tlaka. Primjenjuje se Boussinesqova aproksimacija (u jednadžbama je gustoća konstantna osim u uzgonskom članu) što odgovara potpunoj nestlačivosti, te se zanemaruje ovisnost gibanja, mase i topline o udaljenosti niz ili paralelno kosini. Tada vrijedi:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = g \frac{\theta}{\theta_0} \sin(\alpha) - \frac{\partial \overline{w'u'}}{\partial z}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\gamma \sin(\alpha) u - \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}, \quad (2.2)$$

gdje je u komponenta brzine vjetra niz teren, θ perturbacija potencijalne temperature, θ_0 referentna potencijalna temperatura, γ vertikalni gradijent srednje

2.1 Klasični i modificirani Prandtlov model

temperature zadržan iz izvornog nerotiranog sustava, te su $\overline{w'u'}$ i $\overline{w'\theta'}$ vertikalni turbulentni tokovi impulsa i kinematičke topline. Po pretpostavci K -teorije (turbulentni vrtlozi ponašaju se slično molekularnoj difuziji i da je turbulentni tok danog polja proporcionalan gradijentu srednjeg stanja, npr. Holton, 2004) vrijedi:

$$\overline{w'u'} = -K_m \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \overline{w'\theta'} = -K_h \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (2.3)$$

gdje je K_m koeficijent turbulentne difuzije za količinu gibanja, a K_h koeficijent turbulentne difuzije za toplinu (naziva se još i vrtložna konduktivnost, a nerijetko se označava skraćeno sa K , konvencija koje ćemo se dalje u tekstu pridržavati). Uvodimo tzv. Prandtlov turbulentni broj koji je definiran kao $Pr = K_m/K$, pa dalje možemo pisati $K_m = PrK$.

U stacionarnom modelu je lijeva strana jednadžbi (2.1) i (2.2) nula, pa su tražena polja (u, θ) određena ravnotežom između negativnog uzgona i parametri-ziranog trenja (za impuls), te adijabatičkog grijanja/hlađenja u zadanom vertikalnom temperaturnom gradijentu i turbulentne razmjene temperature (za potencijalnu temperaturu). Time je difuzivni problem s dvije parcijalne diferencijalne jednadžbe, (2.1) i (2.2), prešao u jednodimenzijski stacionarni problem. Taj sustav od dvije obične vezane diferencijelne jednadžbe drugog reda možemo svesti na dvije obične diferencijalne jednadžbe četvrtog reda, npr. za jednadžbu topline:

$$\frac{d^4 \theta}{dz^4} + \frac{N^2 \sin^2 \alpha}{PrK^2} \theta = 0, \quad (2.4)$$

gdje je $N^2 = \gamma g / \theta_0$ kvadrat uzgonske frekvencije. Za rubne uvjete uzima se iščezavanje brzine i konstantnu temperaturnu perturbaciju pri tlu ($C < 0$ za katabatički vjetar), te da svi poremećaji trnu za dovoljno veliku visinu:

$$\theta(z=0) = C, \quad u(z=0) = 0, \quad (2.5)$$

$$\theta(z \rightarrow \infty) = 0, \quad u(z \rightarrow \infty) = 0, \quad (2.6)$$

Rješavanjem ovog (sada stacionarnog) problema za brzinu i potencijalnu temperaturu dobiju se sljedeća rješenja:

$$\theta_s = C e^{-z/h_p} \cos\left(\frac{z}{h_p}\right), \quad (2.7)$$

$$u_s = -\frac{CK\sigma^2}{\gamma \sin(\alpha)} e^{-z/h_p} \sin\left(\frac{z}{h_p}\right), \quad (2.8)$$

2.2 Modificirana Monin-Obukhova duljina

gdje je indeksom s označena stacionarnost, s $h_p = \sqrt{2}/\sigma$ visina Prandtlvog sloja, te vrijedi:

$$\sigma = \sqrt{\frac{N\sqrt{Pr}\sin(\alpha)}{PrK}}. \quad (2.9)$$

Ekvivalentno, u_s u (2.8) može se jednostavno napisati i kao:

$$u_s = -C\sqrt{\frac{g}{\gamma Pr\theta_0}}e^{-z/h_p}\sin\left(\frac{z}{h_p}\right). \quad (2.10)$$

Iz rješenja se može izračunati visina niske mlazne struje traženjem maksimuma od u_s , i procijeniti u_* i θ_* za ocjenu prizemnih turbulentnih tokova.

Pošto je transformacija jednadžbi napravljena nad već pojednostavljenim sustavom (hidrostatika i dr.) u skalarnom obliku, nije moguće prijeći nazad u horizontalni sustav i interpretirati rezultate za horizontalno strujanje (npr. za nagib kosine $\alpha = 0$ vjetar bi postao beskonačan).

Daljnju modifikaciju Prandtlvog modela izveli su npr. Stiperski i sur. (2007) te Kavčić i Grisogono (2007) dodavajući drugu horizontalnu komponentu vjetra v i uvažavajući rotaciju Zemlje upotrebom Coriolisovog člana. Rješenje koje se dobije za u i θ asimptotički teži dobivenim rješenjima (2.7) i (2.8) nakon karakterističnog vremena $T = 2\pi/(N\sin\alpha)$.

Nadalje, prema npr. Grisogono i Oerlemans (2001a), može se uvesti visinski blago varijabilna vrtložna difuzivnost $K = K(z)$ tako da je primjenjiva WKB metoda (prema popularizatorima metode Wentzel, Kramers i Brillouin) koju je prvi uveo u studije geofizičkih graničnih slojeva Grisogono (1994, 1995).

2.2 Modificirana Monin-Obukhova duljina

Dva su razloga zbog kojih klasična MO teorija ne vrijedi za blago nagnute terene. Prvi je taj da je pretpostavljeno srednje gibanje samo u horizontalnoj ravnini, no sada zbog nagiba kosine dolazi do pojave komponente u kvazi-horizontalnom, tj. blago nagnutom, smjeru jer sila teža djeluje na srednje gibanje. Drugi razlog je pojava NMS-e (što može biti glavni mehanički generator turbulencije u stabilnom

2.2 Modificirana Monin-Obukhova duljina

AGS-u) koja može biti niža od MO duljine (npr. ako je $z_j \sim 5$ m, gdje je z_j visina NMS-e).

Maksimiziranjem izraza (2.8) ili (2.10) dolazi se do visine niske mlazne struje:

$$z_j = \frac{\pi}{4} \left(\frac{4K^2 Pr}{N^2 \sin^2(\alpha)} \right)^{1/4}, \quad (2.11)$$

za koju su npr. Parmhed i sur. (2004) pokazali da malo precijenjuje visinu realne NMS-e, no za našu svrhu je prikladna.

Grisogono i Zovko Rajak (2009) izveli su odnos između visine L i z_j :

$$Br = \left(\frac{L}{z_j} \right)^2 = \frac{8}{(k\pi)^2} |\sin(\alpha)| \left(\frac{Pr^5}{Ri^3} \right)^{1/2}, \quad (2.12)$$

gdje je Ri Richardsonov gradijentni broj definiran kao

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2}, \quad (2.13)$$

koji služi kao mjera dinamičke stabilnosti toka kao posljedice vertikalnog smicanja vjetra i vertikalnog gradijenta temperature. Kako N^2 ovisi o γ , za stabilnu statičku stratifikaciju ($\gamma > 0$) je $Ri > 0$, za neutralnu ($\gamma = 0$) je $Ri = 0$ te je za nestabilnu ($\gamma < 0$) $Ri < 0$. Za mali nagib plohe ($\alpha \ll 1$ rad) i $Ri \approx Pr \sim 1$, jer je tada $L < z_j$ i $Br < 1$, pa vrijedi MO teorija. Za malo veće kutove uz $Pr > 1$, turbulentna izmjena impulsa nadjačava turbulentnu izmjenu topline pa je lako moguće $L < z_j$ i $Br > 1$ što znači da onda MO teorija više nije adekvatna za skaliranje turbulentnih tokova.

Prema prethodnom argumentu, Grisogono i Zovko Rajak (2009) predlažu sljedeći modificirani oblik MO duljine:

$$L_{MOD} = \min(L, C_0 z_j), \quad (2.14)$$

gdje je C_0 konstanta čija je vrijednost procijenjena iz podataka mjerenih na ledenjaku Pasterze u Austriji u projektu PASTEX (PASTERze EXperiment, npr. Smeets i sur., 1998) i iznosi $0.7 - 0.9$.

3 Numerički model i metoda

3.1 WRF(ARW) model

Model koji sam koristio u ovom radu je WRF(ARW) (eng. Weather Research and Forecast modeling system, Advanced Research WRF, npr. Skamarock, 2008), razvijen od strane Američkog nacionalnog centra za atmosferska istraživanja (NCAR, National Center for Atmospheric Research). To je model otvorenog koda i dostupan je javnosti za korištenje i istraživanje atmosfere na skalama od, u principu, nekoliko metara do nekoliko tisuća kilometara, i može se koristiti za, npr.:

- idealizirane simulacije,
- istraživanje parametrizacija,
- istraživanje asimilacije podataka,
- istraživanje numeričke vremenske prognoze,
- operativnu numeričku prognozu vremena,
- istraživanje vezanih modela,
- edukacijske svrhe.

WRF model može se koristiti za idealizirane i realne simulacije. Realne simulacije koriste mjerene podatke s meteoroloških postaja diljem svijeta i realnu orografiju, a rezultati simulacija su tada usporedivi s mjerenjima. Primjer dobrog korištenja WRF modela se nalazi u npr. Belušić i Güttler (2010), koji koriste ovaj model u proučavanju meandriranja u AGS-u.

Kod idealiziranih simulacija koristi se proizvoljna ulazna sondaža (raspodjela meteoroloških veličina s visinom) i idealizirana orografija (npr. zvonolika planina), a rezultati simulacija su tada usporedivi s analitičkim rješenjima. Idealizirane simulacije služe za verifikaciju modela i parametrizacije koje model sadržava, ali i za detaljnije istraživanje simuliranih slučajeva. U tom smjeru je ovdje korišten WRF.

Za idealizirane simulacije, koje su korištene u ovom radu, model se može podijeliti u dva potprograma: predprocesor i ARW solver. Predprocesor definira domenu integracije i interpolira ulaznu sondažu na točke diskretizirane domene. ARW solver je glavna komponenta sustava modela, a sastavljena je od više inicijalizacijskih programa za idealizirane i realne simulacije i programa za vremensku integraciju parcijalnih nelinearnih diferencijalnih jednadžbi. Neke od glavnih značajki ARW solvera su:

- kompresibilne nehidrostatičke jednadžbe s opcijom za hidrostatičku,
- uključivanje efekata zakrivljenosti i rotacije Zemlje,
- ugniježdene simulacije,
- koordinate koje približno prate teren pri dnu domene modela,
- vertikalni razmak koji se može mijenjati visinom,
- faktori skale za razne projekcije površine Zemlje,
- Arakawa C-grid mreža,
- Runge-Kutta metoda 2. i 3. reda za vremensku integraciju,
- upijajući rubni uvjet na gornjoj granici i/ili Rayleighovo gušenje,
- periodički, simetrični i otvoreni radijacijski rubni uvjeti,
- opcije za uključivanje fizike tla, AGS-a, dugovalnog i kratkovalnog zračenja, mikrofizike i konvekcije.

Izlaz modela sprema se u NetCDF formatu (Network Common Data Form), iz kojeg se podatci mogu čitati u kompatibilnim programima poput Matlaba.

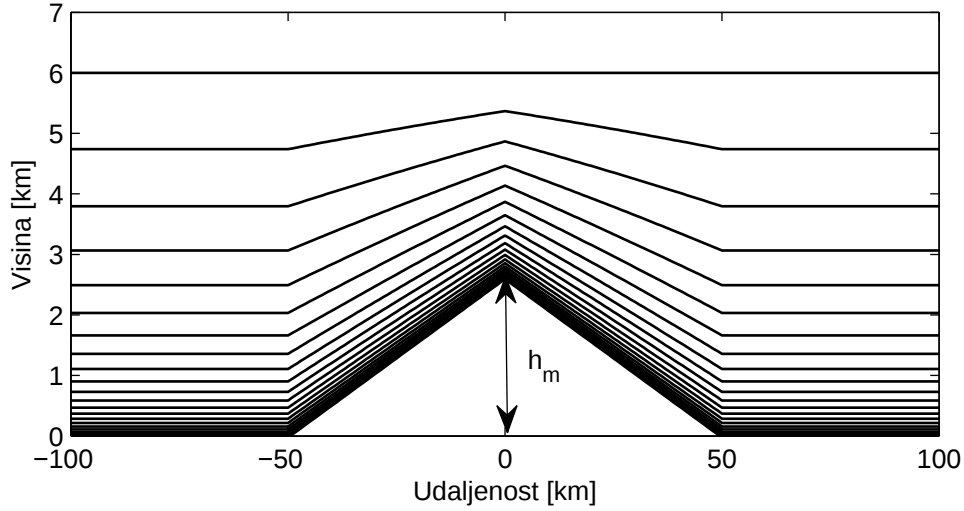
3.2 Postavke modela

Idealizirane simulacije izvršene su u nehidrostatičkom modu na domeni s 200 ekvidistantnih točaka u horizontalnom smjeru ($\Delta x = 1$ km) i N_z neekvidistantnih točaka u vertikalnom smjeru, s time da je korištena gušća raspodjela točaka pri donjoj granici radi boljeg razlučivanja NMS-e (slika 1). Korištena je visina domene od 6 km, dok je vemenski korak integracije iznosio 4 s. U lateralnom smjeru je korišten periodički rubni uvjet. Na lijevom i desnom rubu domene korišteni su otvoreni radijacijski rubni uvjeti. Korišten je idealizirani teren trokutastog oblika visine h_m i širine 50 km (slika 1). Početna raspodjela brzine je 0 duž vertikale, dok je početna raspodjela temperature uvjetovana zadanim vertikalnim gradijentom srednje potencijalne temperature $\gamma = 5$ K/km. Pri vrhu domene korišten je Rayleighov sloj upijanja, debeo 2 km s konstantom gušenja 0.003 s^{-1} . Za vrstu podloge korišten je snijeg (nije proučavan utjecaj vrste podloge na strujanje u SGS-u).

Za parametrizaciju turbulencije u AGS-u korištena je Mellor-Yamada-Janjić shema (prema Z. Janjić, 2002). Ona je nesingularna implementacija Mellor-Yamada (npr. G. L. Mellor i T. Yamada, 1982) teorije zatvaranja parametrizacije turbulencije tzv. nivoa 2.5. Kod te implementacije postavljena je gornja granica na glavnu turbulentnu duljinu miješanja. Ta gornja granica ovisi o TKE , uzgonu i smicanju u srednjem toku. U nestabilnom režimu operativna varijanta gornje granice dobije se iz zahtjeva da je proizvodnja TKE nesingularna u slučaju rastućih poremećaja. U stabilnom režimu gornja granica dobije se iz zahtjeva da omjer varijance devijacije vertikalne brzine i TKE ne smije biti manji od onog koji odgovara za režim kada turbulencija nestaje (za model, kao takav). Jednadžba produkcije/disipacije TKE (jednadžba (1.6)) se računa iterativno.

Za parametrizaciju prizmenog sloja korištena je Mellor-Yamada-Janjić shema, načinjena prema MO teoriji sličnosti (A. S. Monin i A. M. Obukhov, 1954, npr. Stull, 1988), koja također sadrži i parametrizaciju viskoznog sloja. Iznad tla efekti viskoznog podsloja računaju se preko promjenjive visine trenja za temperaturu i vlagu prema Sergeju S. Zilitinkevichu (1995). Za nestabilni APS i izčežavanje brzine vjetra koristi se ispravka što ju je uveo Anton C. M. Beljaars (1994) da bi

se izbjegli singulariteti, tj. da se izbjegne $L \rightarrow 0$. Površinski tokovi temperature i impulsa računaju se iterativnom metodom.



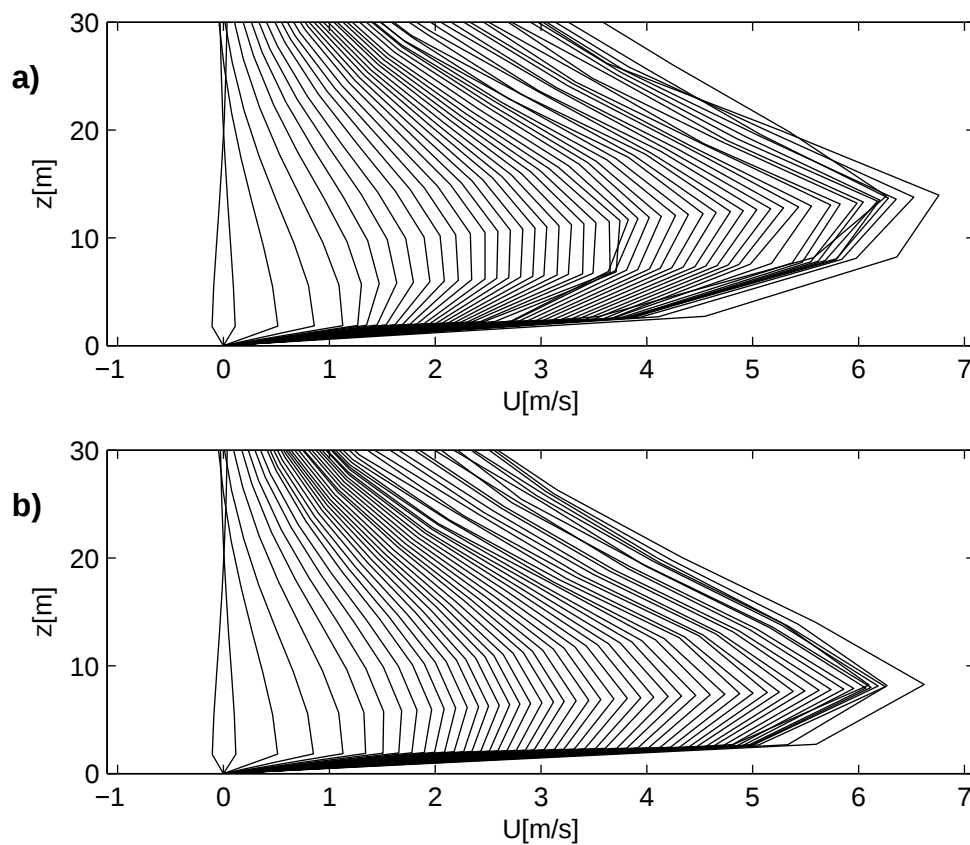
Slika 1: Orografija i vertikalni eta slojevi, koji približno prate teren.

3.3 Metoda

Za procjenu utjecaja modifikacije MO duljine na stabilni APS izvršene su simulacije za četiri nagiba terena $\alpha = \{2.2^\circ, 3^\circ, 4^\circ, 5^\circ\}$ i tri raspodjele točaka u vertikali $N_z = \{600, 300, 100\}$ (radi ocjene utjecaja vertikalne rezolucije na rezultate) što efektivno vodi na to da je prvi eta nivo na 0.4 m za $N_z = 600$, 0.8 m za $N_z = 300$, te 2.4 m za $N_z = 100$. Propisani temperaturni deficit tla iznosio je -6.5°C za $\alpha = 2.2^\circ$ za usporedbu s neovisnim mezoskalnim modelom sličnih postavki, i -10.0°C za $\alpha = \{3^\circ, 4^\circ, 5^\circ\}$. Teren je dodatno ohlađivan s rastom visine zbog bolje inicijalizacije katabatičkog strujanja. Dobiveni profili za potencijalnu temperaturu i brzinu vjetra niz kosinu oko sredine desne padine usrednjeni su u prostoru radi usporedbe sa analitičkim Prandtlovim modelom za dani nagib i efektivni deficit potencijalne temperature. Efektivni deficit se uzima kao srednja prizemna temperatura dobivenih profila, koja zbog specifičnosti turbulentnih tokova topline i impulsa neće biti jednaka propisanoj temperaturi tla. Prizemni

turbulentni koeficijenti K_h i K_m , potrebni za izračun rješenja u_s i θ_s , dobiveni su iz modela. Rezultati su uspoređeni kvalitativno, vizualno, i kvantitativno, usporedbom osnovnih parametara: visine NMS-e z_j , maksimalne brzine NMS-e u_{max} , visine inverzije z_{inv} , te konačno usporedbom standardne L i modificirane MO duljine L_{MOD} . Visina inverzije se u ovom radu ocijenila subjektivnom metodom, ocjenom visine na kojoj inverzija naglo slabi. Problem koji se javlja kod definiranja visine inverzije je taj što je inverzija najintenzivnija pri tlu, pa definiranje te visine ovisi o danom problemu.

Usrednjavanje u prostoru nad konačnim ansamblom profila provodi se zbog činjenice da tok u interakciji s diskontinuitetima u terenu stvara numerički šum koji se izbjegne time da se "ansambl" sondaža koji se usrednjava uzme što dalje od vrha i dna planine, tj. oko sredine. Taj srednjak tada predstavlja osnovu za usporedbu s analitičkim modelom. Na slici 2 može se vidjeti konačni ansambl profila brzine vjetra u stacionarnom stanju (za kut $\alpha = 3^\circ$); lijevo su profili prema vrhu nagiba terena dok su desno profili prema dnu nagiba. Bitno je primijetiti da su profili oko sredine i prema dnu nagiba ujednačeniji, pa se oni uzimaju za račun srednjih profila. Na desnom rubu može se uočiti numerički šum, dok je na lijevom kraju tok nerazvijen i ne može se uspoređivati s analitičkim modelom. Nadalje, slika 2a prikazuje tok za standardnu MO duljinu, dok slika 2b prikazuje tok kada se primjeni modifikacija MO duljine. Odmah je uočljivo da korištenje L_{MOD} dovodi do spuštanja NMS-e.



Slika 2: Ansambl sondaža brzine od vrha (lijevo) do dna (desno) nagnutog terena za $N_z = 100$, slučaj a) standardne i b) modificirane MO duljine.

4 Rezultati i diskusija

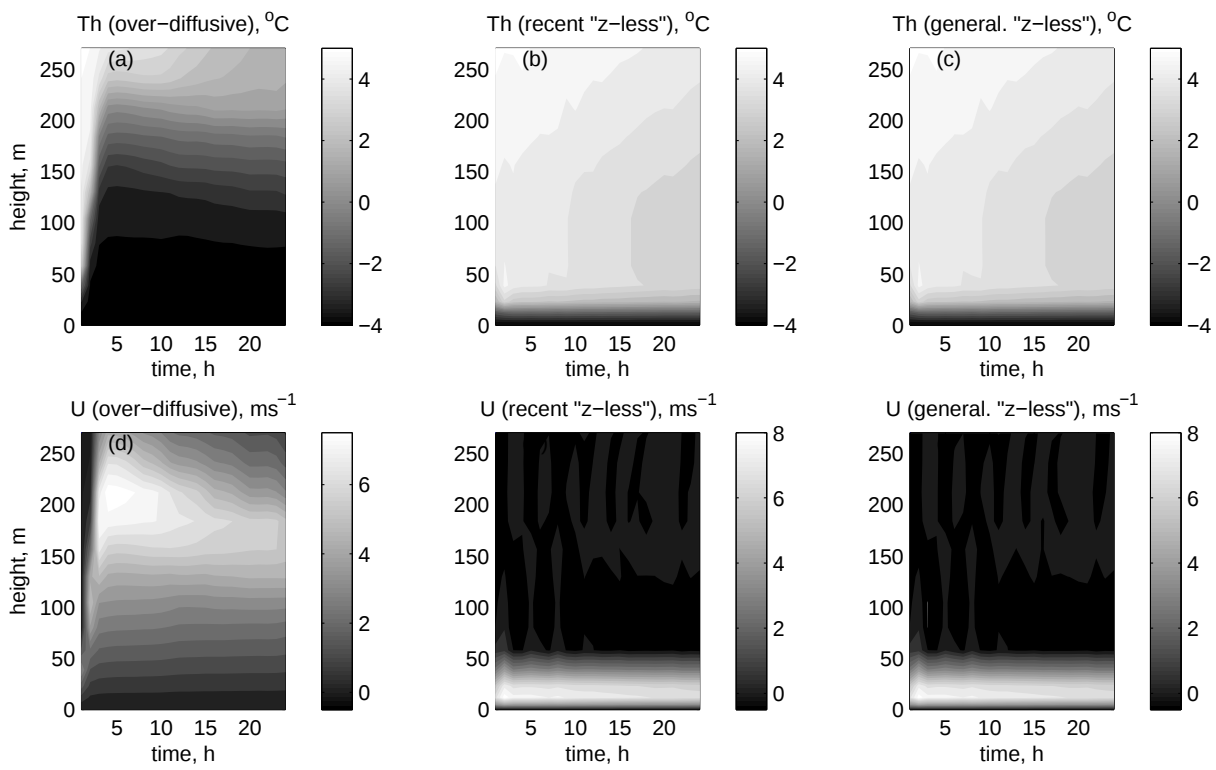
4.1 Usporedba s MIUU modelom

Rezultati simulacija za nagib od 2.2° i površinski temperaturni deficit od $C = -6.5^\circ\text{C}$ uspoređeni su sa simulacijama MIUU (Meteorološki institut sveučilišta u Uppsali) mezoskalnog modela sličnih postavki (npr. Grisogono, 2010). Na slici 3 može se vidjeti vremenski razvoj rješenja MIUU modela, i to za standardni (lijevo, gornja slika prikazuje potencijalnu temperaturu, donja iznos glavne komponente vjetra), modificirani (sredina) i generalizirani model (desno). U izvornoj inačici modela vertikalna difuzija je bila prejak u parametrizaciji, modificiranjem lokalne duljine miješanja došlo je do poboljšanja rješenja i pojave realističnije NMS-e brzine ~ 5 do 6 m/s na visini od 15 do 18 m. U tablici 2 prikazana je usporedba svojstava MIUU i WRF referentnih simulacija za dvije vertikalne rezolucije N_z .

Tablica 2: Usporedba svojstava MIUU i WRF referentne simulacije s postavkama $\{\alpha, \gamma, C\} = \{2.2^\circ, 5 \text{ K/km}, -6.5^\circ \text{ C}\}$.

	MIUU	WRF ($N_z = 100$)	WRF ($N_z = 300$)
z_j [m]	15 – 18	12.9	11.4
u_{max} [m/s]	5 – 6	4.3	4.9
z_{inv} [m]	~ 40	~ 20	~ 25

Na slici 4a i 4b mogu se vidjeti usrednjena stacionarna numerička rješenja za glavnu komponentu brzine i potencijalnu temperaturu za slučaj standardne MO duljine, uspoređena s analitičkim Prandtlovim modelom dobivenim iz usrednjenih K_h i K_m i ostalih, relevantnih, parametara, dok je na slici 4c prikazan slučaj za



Slika 3: Izlaz MIUU mezoskopskog modela izvorne i modificirane lokalne duljine miješanja (vidi tekst, preuzeto iz Grisogono, 2010).

modificiranu MO duljinu L_{mod} . Vidi se kvalitativno poboljšanje numeričkog rješenja, visina NMS-e se smanjila, ali je također došlo do promjene temperaturnog deficita. Objašnjenje te pojave nalazi se u prirodi zatvaranja parametrizacije turbulentnih tokova koja sa sobom povlači i koeficijente turbulentne difuzivnosti, jer je MO duljina, koja služi za nametanje donjeg rubnog uvjeta u modelima, također u njih uključena.

Napravljen je test da se kvantificira utjecaj promjene temperaturnog deficita na analitičko rješenje (slika 5). U tom je testu za temperaturni deficit analitičkog modela uzet temperaturni deficit iz slučaja kada nije primijenjena modificirana MO duljina. Usporedbom slika 4c i 5 može se zaključiti da temperaturni deficit utječe na intenzitet NMS-e, dok promjena koeficijenata turbulentnih tokova utječe na visinu NMS-e, što se također može zaključiti i iz rješenja (2.7) i (2.8).

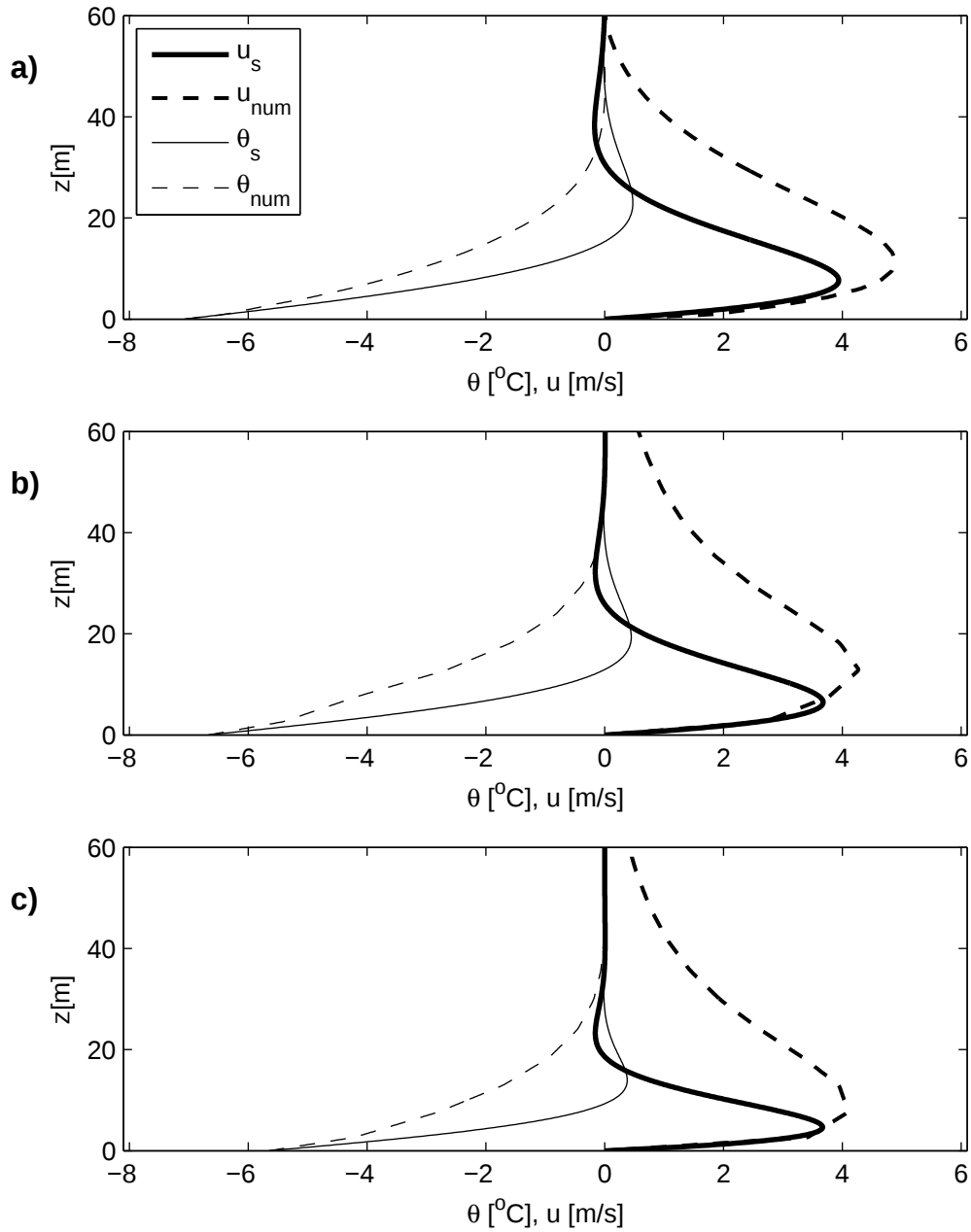
Vidi se da WRF model dosta dobro modelira nisku mlaznu struju u usporedbi s MIUU modelom. Također se vidi se da modificiranje MO duljine upotrebom izraza (2.14) ima smisla. U sljedećem odjeljku ta je tvrdnja kvantificirana za razne nagibe terena i vertikalne rezolucije mreže.

4.2 Test osjetljivosti i veći nagibi terena

Kako operativni modeli za prognozu vremena, kao i drugi srodni modeli, koriste relativno slabu vertikalnu rezoluciju (Svenson i Holtslag, 2009), potrebno je testirati hipotezu za progresivno slabiju rezoluciju. U ovom radu korištena je vertikalna rezolucija od 600, 300 i 100 točaka, za model visine 6 km, što je i dalje vrlo visoka rezolucija u usporedbi sa operativnim modelima. Npr. MIUU model koristi sljedeće korake za donje nivoe $\Delta z \approx 1, 1.9, 3.1, 4.9, 6.8, \dots$ m. Zato je izvršena simulacija sa ($N_z = 100$) točaka, koja bi trebala simulirati uvjete prognostičkih modela jer je u njoj $\Delta z \approx 2.4, 4.8, 5.0, 5.2, \dots$ m u donjem dijelu domene.

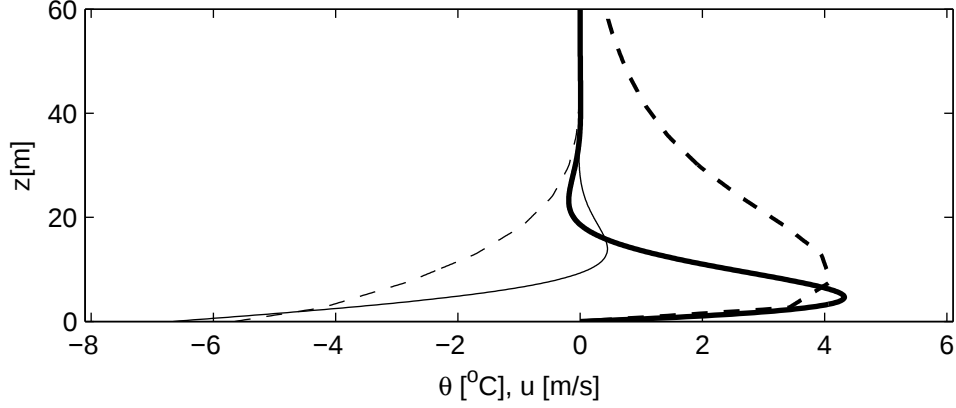
Model pokrenut za mrežu od 600 točaka (prvi eta nivo je na 0.4 m) slabo je reagirao na promjenu MO duljine. NMS se neznatno spustila, a brzina se neznatno

4.2 Test osjetljivosti i veći nagibi terena



Slika 4: Srednji profili vjetra i potencijalne temperature iz modela s postavkama $\{\alpha, \gamma, C\} = \{2.2^\circ, 5 \text{ K/km}, -6.5^\circ \text{ C}\}$, slučaj a) $N_z=300$, standardna L , b) $N_z=100$, standardna L i c) $N_z=100$, modificirana L .

4.2 Test osjetljivosti i veći nagibi terena



Slika 5: Profili vjetra i potencijalne temperature niz teren s numeričkim rješenjem uz parametre sa slike 4 s modificiranom MO duljinom, dok je za analitički Prandtlov model korišten temperaturni deficit iz numeričkog rješenja za kojeg nije korištena MO duljina.

promijenila. Model je također pokretan za različite vrijednosti konstante C_0 iz (2.14), no izlazi modela su doživjeli promjenu tek u drugoj decimali. Zato je izostavljen grafički prikaz za taj slučaj i rezultat je sumiran u tablici 3.

Tablica 3: Rezultati modela pokretanog s postavkama $\{\gamma, C\} = \{5 \text{ K/km}, -10.0^\circ \text{ C}\}$ i vertikalnim brojem točaka $N_e = 600$. Izvan zagrade su vrijednosti iz numeričkih simulacija, a u zagradi vrijednosti iz analitičkog modela.

	$\alpha = 3^\circ$		$\alpha = 4^\circ$		$\alpha = 5^\circ$	
	L	L_{MOD}	L	L_{MOD}	L	L_{MOD}
z_j [m]	10.2(8.3)	9.5(7.7)	7.4(6.0)	6.9(5.5)	6.3(4.6)	5.8(4.1)
u_{max} [m/s]	7.9(5.2)	7.9(5.4)	6.3(3.4)	6.3(3.9)	4.9(2.4)	4.8(2.6)
z_{inv} [m]	$\sim 18(\sim 13)$	$\sim 15(\sim 7)$	$\sim 12(\sim 8)$	$\sim 10(\sim 5)$	$\sim 10(\sim 5)$	$\sim 9(\sim 4)$

Iz tablice se vidi da se visina i maksimalna brzina NMS-e slabo mijenjaju, ali su uvijek manje ili jednake staroj vrijednosti za simulacije s modificiranom MO duljinom. Visina inverzije se također smanjuje, iako treba držati na umu da je

4.2 Test osjetljivosti i veći nagibi terena

visina inverzije procijenjena subjektivnom metodom. Razlog zašto model nije reagirao na promjene leži u parametrizaciji. Za gustu mrežu lokalna (engl. *z-less*) duljina miješanja sudjeluje u parametrizaciji turbulentnih tokova, dok MO duljina, koja se ionako koristi za definiranje donjeg rubnog uvjeta, biva zanezarena (npr. Grisogono, 2010). Nadalje, velika odstupanja profila brzine i potencijalne temperature numeričkog rješenja od analitičkog iznad visine NMS-e posljedica je korištenja konstantnih koeficijenata turbulentnih tokova topline i impulsa za račun analitičkih rješenja. Grisogono i Oerlemans (2001a, 2001b) pokazali su da se za blago varijabilne koeficijente turbulentne difuzivnosti analitičko rješenje iznad niske mlazne struje više slaže s numeričkim simulacijama i mjerenjima.

Kada se rezolucija smanji na 300 točaka (prvi eta nivo je na 0.8 m) rezultati su usporedivi sa prethodnim slučajem, ali tok počinje jače "osjećati" utjecaj MO duljine. Rezultati tih simulacija su sažeti u tablici 4. Može se primijetiti da se i u ovim simulacijama brzina i visina NMS-e, kao i visina prizemne inverzije, ne mijenjaju drastično, osim za slučaj jako nagnute padine ($\alpha = 5^\circ$), kada se z_j smanji za faktor 2, dok se u_{max} smanji za $\sim 30\%$.

Tablica 4: Rezultati modela pokretanog s postavkama $\{\gamma, C\} = \{5 \text{ K/km}, -10.0^\circ \text{ C}\}$ i vertikalnim brojem točaka $N_e = 300$. Izvan zgrade su vrijednosti iz numeričkih simulacija, a u zagradi vrijednosti iz analitičkog modela.

	$\alpha = 3^\circ$		$\alpha = 4^\circ$		$\alpha = 5^\circ$	
	L	L_{MOD}	L	L_{MOD}	L	L_{MOD}
$z_j [\text{m}]$	9.1(6.7)	8.8(5.9)	7.4(5.1)	7.0(4.3)	6.4(3.9)	3.2(1.9)
$u_{max} [\text{m/s}]$	5.3(4.3)	5.2(4.5)	4.2(2.8)	4.1(3.0)	4.6(3.1)	3.0(1.9)
$z_{inv} [\text{m}]$	$\sim 15(\sim 8)$	$\sim 13(\sim 7)$	$\sim 10(\sim 8)$	$\sim 9(\sim 7)$	$\sim 10(\sim 5)$	$\sim 8(\sim 3)$

Konačno, smanjivanje rezolucije na 100 točaka (prvi eta nivo je na 2.4 m) dovodi do najboljih rezultata (tablica 5). Visina NMS-e zamjetno pada (što je i dijelom posljedica niže vertikalne rezolucije) i za veće kuteve nagiba terena je usporediva sa analitičkom rješenjem. Za $\alpha = 5^\circ$ visina z_j opada za faktor 2, dok se

4.2 Test osjetljivosti i veći nagibi terena

brzina mlazne struje poveća, što je uvjetovano pogreškom u efektivnom deficitu potencijalne temperature. Visina inverzije za manje kuteve opada za faktor 2.

Tablica 5: Rezultati modela pokretanog s postavkama $\{\gamma, C\} = \{5 \text{ K/km}, -10.0^\circ \text{ C}\}$ i vertikalnim brojem točaka $N_e = 100$. Izvan zgrade su vrijednosti iz numeričkih simulacija, a u zagradi vrijednosti iz analitičkog modela.

	$\alpha = 3^\circ$		$\alpha = 4^\circ$		$\alpha = 5^\circ$	
	L	L_{MOD}	L	L_{MOD}	L	L_{MOD}
$z_j [\text{m}]$	12.8(6.8)	7.8(4.8)	7.8(5.6)	4.7(4.6)	8.4(4.5)	4.0(4.3)
$u_{max} [\text{m/s}]$	5.7(5.5)	5.6(6.0)	7.4(3.8)	4.6(4.5)	2.9(3.1)	3.8(3.3)
$z_{inv} [\text{m}]$	$\sim 20(\sim 10)$	$\sim 10(\sim 5)$	$\sim 15(\sim 8)$	$\sim 9(\sim 6)$	$\sim 5(\sim 4)$	$\sim 3(\sim 2)$

Na slici 6 može se vidjeti srednji profil vjetra i potencijalne temperature iz modela uspoređen sa analitičkim rješenjem sa istim parametrima za kut $\alpha = 3^\circ$. Kod analize profila treba imati na umu da je za ovaj rad bitna kvalitativna usporedba profila numeričkog i analitičkog rješenja ispod visine NMS-e zbog odstupanja analitičkog rješenja od pravog rješenja za visine iznad nje (Grisogono i Oerlemans, 2001a, 2001b). Vidi se da se visina niske mlazne struje smanjuje i da se kvalitativno profili vjetra za numeričko i analitičko rješenje poklapaju. Za potencijalnu temperaturu još se jasnije vidi poboljšanje u numeričkom rješenju (koje je bliže analitičkom).

Na slici 7 može se vidjeti isti prikaz za nagib terena od $\alpha = 4^\circ$. Može se vidjeti da je situacija slična kao za slučaj manjeg kuta. Jedina razlika je ta da je sada efektivni deficit potencijalne temperature manji za model pokrenut sa modificiranim MO duljinom. Razlog tome je vjerojatno utjecaj promjene MO duljine na koeficijente turbulentne difuzivnosti. Očita posljedica tog međudjelovanja je snižavanje NMS-e i visine Prandtlova sloja, što se kvalitativno može dobiti iz rješenja (2.7) i (2.8).

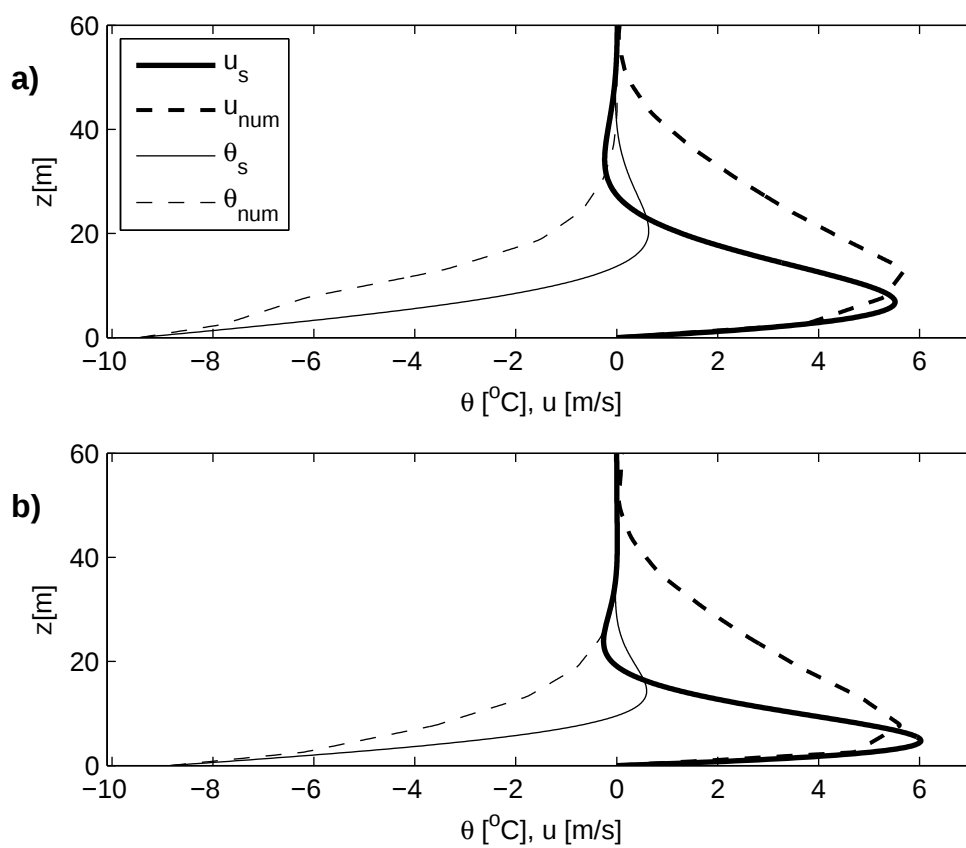
Na slici 8, slučaj $\alpha = 5^\circ$, vrijedi slično objašnjenje kao za slučaj sa $\alpha = 4^\circ$, samo što je sada pad efektivnog deficita potencijalne temperature izraženiji, što

4.2 Test osjetljivosti i veći nagibi terena

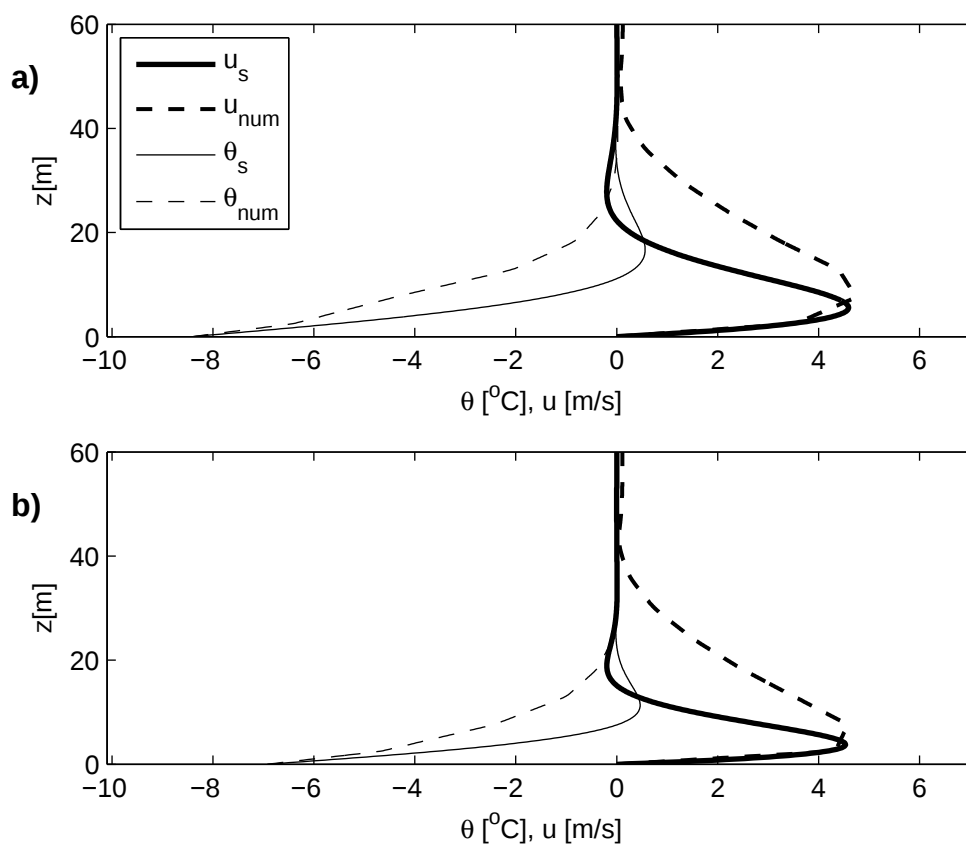
je dijelom dovelo do boljeg slaganja numeričkog i analitičkog rješenja za visine manje od visine NMS-e.

Konačno, za zaključivanje analize utjecaja modifikacije MO duljine na dobiveno numeričko rješenje, uspoređuje se L sa L_{MOD} . Na slici 9 prikazana je vremenska ovisnost za L i L_{MOD} za kuteve $\alpha = \{3^\circ, 5^\circ\}$. Valja naglasiti da su nacrtani nizovi usrednjeni za već spomenuti "ansambl" vertikalnih profila. Vidi se da za kut $\alpha = 3^\circ$, i npr. standardnu L , 2.4 h nakon pokretanja modela dolazi do inicijalizacije katabatičkog toka. Fazni pomak u vremenu početka inicijalizacije je funkcija položaja srednjaka ansambla. Završetak prilagodbe nastupa oko 3.1 h nakon pokretanja modela. Prilagodba je ukupno trajala oko 40 min, a ako se ta vrijednost usporedi sa karakterističnim vremenom prilagodbe za Prandtlov model $T = 2\pi/(N \sin(\alpha)) = 2.5$ h, vidi se da dolazi do velikog odstupanja. Analizom simulacija uočeno je da za progresivno slabiju vertikalnu rezoluciju treba više vremena za pokretanje katabatičkog toka.

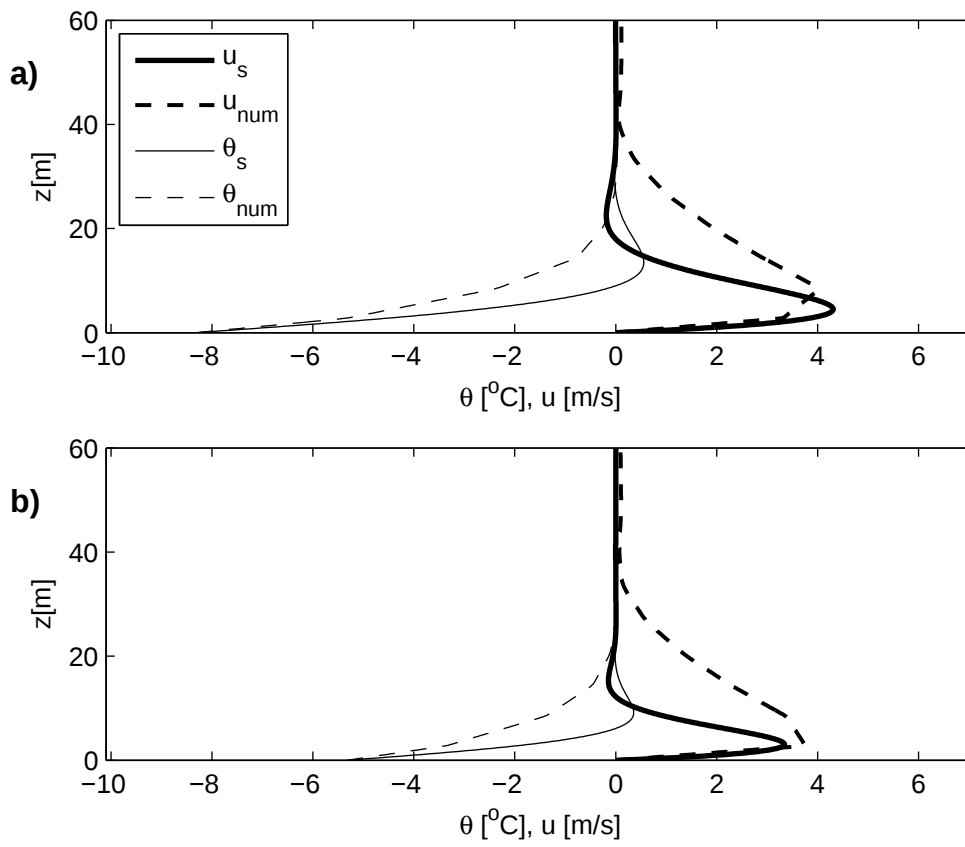
Na slici 10 prikazan dijagram raspršenja modificirane MO duljine u ovisnosti o izvornoj MO duljini. Standardni model korišten je kao referenca za MO duljinu koju simulacija postigne u stacionarnom stanju, dok je za modificiranu MO duljinu korištena ona duljina koju modificirani model postigne u stacionarnom stanju. Može se vidjeti kako se parovi (L, L_{MOD}) grupiraju prema broju točaka vertikalne raspodjele domene. Također se može vidjeti da je L_{MOD} skoro za red veličine manji od L , što se može vidjeti i na slici 9.



Slika 6: Srednji profili vjetra i potencijalne temperature iz modela s postavkama $\{\alpha, \gamma, C, N_z\} = \{3^{\circ}, 5 \text{ K/km}, -10^{\circ} \text{ C}, 100\}$, slučaj a) standardne L i b) modificirane L .

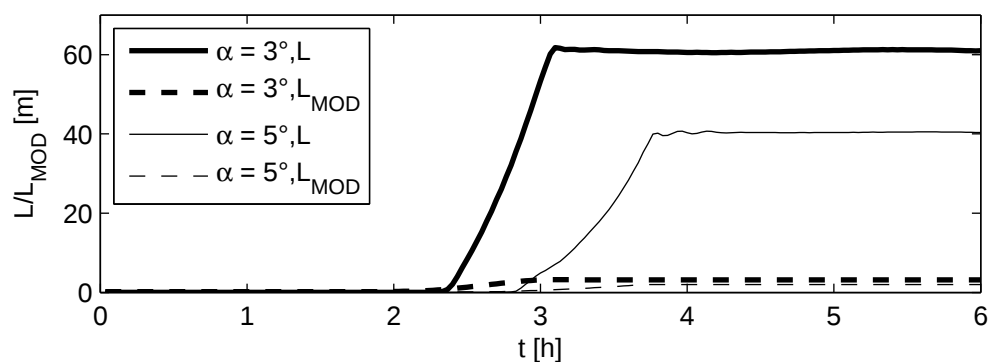


Slika 7: Srednji profili vjetra i potencijalne temperature iz modela s postavkama $\{\alpha, \gamma, C, N_z\} = \{4^\circ, 5 \text{ K/km}, -10^\circ \text{ C}, 100\}$, slučaj a) standardne L i b) modificirane L .

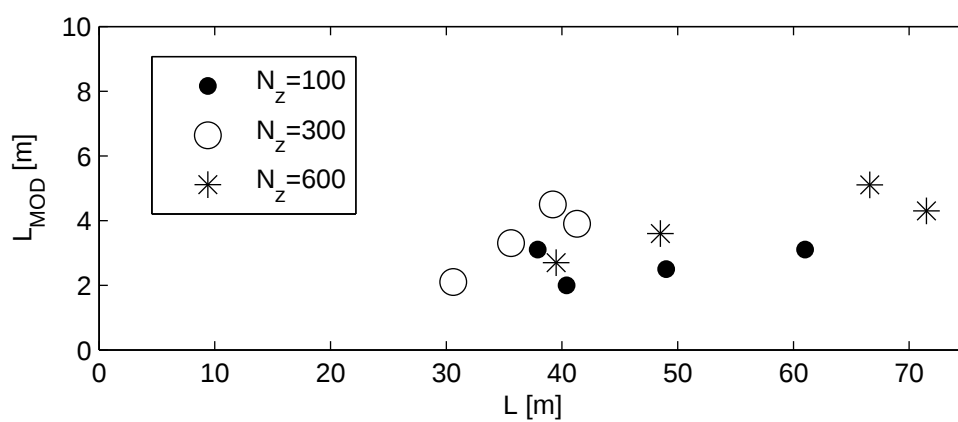


Slika 8: Srednji profili vjetra i potencijalne temperature iz modela s postavkama $\{\alpha, \gamma, C, N_z\} = \{5^\circ, 5 \text{ K/km}, -10^\circ \text{ C}, 100\}$, slučaj a) standardne L i b) modificirane L .

4.2 Test osjetljivosti i veći nagibi terena



Slika 9: MO duljina i modificirani oblik MO duljine u ovisnosti o vremenu za kuteve $\alpha = \{3^\circ, 5^\circ\}$.



Slika 10: Dijagram raspršenja modificirane MO duljine L_{MOD} u ovisnosti o izvornoj MO duljini L .

5 Zaključak

Klimatska istraživanja i prognoza vremena, kao i druge interdisciplinarne grane meteorologije, zahtijevaju kompleksne alate, numeričke modele koji postaju progresivno sve sofisticiraniji. No, nije nimalo jednostavan zadatak razlučiti bitno u moru nelinearnih interakcija potprograma modela. U takav pothvat sam se upustio da bih testirao hipotezu koju su Grisogono i Zovko Rajak (2009) postavili, tj. da MO duljina nije adekvatna veličina za skaliranje prizemnih turbulentnih tokova za blago nagnuti SGS.

Nakon što su u uvodnom dijelu objašnjeni svrha i smisao ovog pothvata i numeričkog modeliranja atmosfere općenito, napravljen je kratak uvod u MO teoriju sličnosti. Slijedio je uvod u klasični Prandtlov model te su tek spomenute modifikacije koje vode ispravnijem, i sa mjerenjima suglasnijem, analitičkom rješenju. Nakon toga je definirana hipoteza o modifikaciji MO duljine i metoda kojom je ona testirana.

Primjenom metode testiranja osjetljivosti, napravljeni su kvantitativni i kvalitativni prikazi djelovanja promjene MO duljine. Utvrđeno je da modificirana varijanta MO duljine zaista djeluje na kvalitativna i kvantitativna svojstva strujanja. Ali se to pokazalo tek za grublju vertikalnu rezoluciju modela (tablica 5), što je i ispravno jer MO duljina služi za definiranje donjeg rubnog uvjeta za rješavanje hidrodinamičkog sustava parcijalnih diferencijalnih jednadžbi. Stoga će model tek za prorijeđene vertikalne profile adekvatno uvažavati MO duljinu.

Drugim riječima, kad se u WRF modelu koristi dovoljno gruba vertikalna rezolucija, bliska onoj u operativnim numeričkim prognostičkim modelima, onda dolazi do izražaja nova parametrizacija za L , tj. L_{MOD} . Ona sprječava umjetno

podizanje i pojačano vertikalno difuziranje SGS-a.

Na kraju bih dodao da bi za potpuniju analizu utjecaja modificirane MO duljine na katabatičko strujanje trebalo uvažiti blago varijabilne koeficijente turbulentne difuzivnosti prema Grisogono i Oerlemans (2001a, 2001b).

6 Literatura

Belušić, D. i I. Guttler, 2010, Can mesoscale models reproduce meandering motions?, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 136, 553-565.

Fernando, J., H., S., 2010, Fluid Dynamics of Urban Atmospheres in Complex Terrain, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 42, 365–389.

Grisogono, B., 2010, Generalizing ‘z-less’ mixing length for stable boundary layers, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 136, 213-221.

Grisogono, B. i D. Belušić, 2008, Uvod u mezoskalnu meteorologiju i atmosfersku turbulenciju, interna skripta, Geofizički odsjek PMF-a, 132 pp.

Grisogono, B., D. Zovko Rajak, 2009, Assessment of Monin-Obukhov scaling over small slopes, *Geofizika*, 26, 101-108.

Grisogono, B., 1994, Dissipation of wave drag in the atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 51, 1237-1243.

Grisogono, B., 1995, A generalized Ekman layer profile within gradually-varying eddy diffusivities, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 121, 445-453.

Grisogono, B. i J. Oerlemans, 2001a, Katabatic flow: analytic solution for gradually varying eddy diffusivities, *J. Atmos. Sci.*, 58, 3349-3354.

Grisogono, B. i J. Oerlemans, 2001b, A theory for the estimation of surface fluxes in simple katabatic flows, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 130, 2991-3014.

Holton, J., R., 2004, *An Introduction to Dynamic Meteorology*, Elsevier Academic Press, 4th edition, San Diego, USA, 535 pp.

Kavčič, I. i B. Grisogono, 2007, Katabatic flow with Coriolis effect and gradually varying eddy diffusivity, *Boundary-Layer Meteorol.*, 125, 377-387.

Parmhed, O., J. Oerlemans i B. Grisogono, 2004, Describing the surface fluxes in the katabatic flow on Breidamerkurjokull, Iceland, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 130, 1137-1151.

Princevac, M., i J. H. S. Fernando, 2008, Morning breakup of cold pools in complex terrain, *J. Fluid Mech.*, 616, 99-109.

Skamarock, W., C. i sur., 2008, *A Description of the Advanced Research WRF Version 3*, National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, 113 pp.

Smeets, C., J., P., P., P. G. Duynkerke i H. F. Vugts, 1998, Turbulence characteristics of stable boundary layer over a mid-latitude glacier. Part I: A combination of katabatic and large-scale forcing, *Boundary-Layer Meteorol.*, 87, 117-145.

Stiperski, I., I. Kavčič, B. Grisogono i D. R. Durran, 2007, Including Coriolis effects in the Prandtl model for katabatic flow, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 133, 101-106.

Stull, R., B., 1988, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 666 pp.

Svensson, G. i A. A. M. Holtslag, 2010, Analysis of Model Results for the Turning of the Wind and Related Momentum Fluxes in the Stable Boundary Layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, Volume 132, 261-277.