

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO

Matematika – 2. stopnja

Uroš Kosmač

**TURBULENCE IN SIMULACIJE VELIKIH
TURBULENTNIH VRTINCEV**

Magistrsko delo

Mentor: prof. dr. Emil Žagar
Somentor: dr. Peter Smerkol

Ljubljana, 2025

Kazalo

1 Uvod	1
1.1 Motivacija	1
1.2 Ohranitveni zakoni	4
1.3 Ohranitvena enačba	7
1.4 Zakon o ohranitvi mase	8
1.5 Zakon o ohranitvi gibalne količine	9
1.6 Zakon o ohranitvi vrtilne količine	10
1.7 Zakon o ohranitvi vrtinčnosti	12
1.8 Zakon o ohranitvi skalarja	13
1.9 Lastnosti turbulence	15
1.9.1 Reynoldsovo število	15
1.9.2 Kinetična energija in viskozna disipativnost	16
1.9.3 Velikostne skale	18
2 Simulacije velikih turbulentnih vrtincev	22
2.1 Povprečja	22
2.1.1 Ansambelsko povprečje	23
2.1.2 Filtracija	24
2.2 Filtrirani ohranitveni zakoni	29
2.2.1 Filtriran zakon o ohranitvi mase	30
2.2.2 Filtriran zakon o ohranitvi gibalne količine	30
2.2.3 Filtriran zakon o ohranitvi vrtinčnosti	31
2.2.4 Filtriran zakon o ohranitvi skalarja	32
2.2.5 Filtriran materialni odvod	32
2.3 Razreševanje filtriranih polj	33
2.3.1 Diskretna Fourierova analiza	33
2.3.2 Valovno preklopni filter	40
2.3.3 Gaussov filter	41
2.3.4 Škatlasti filter	42
3 Energija in spektralna analiza	42
3.1 Osnovni pojmi	42
3.2 Hipoteze Kolmogorova	48
3.3 Energijsko spektralna funkcija	49
3.4 Spekter Kolmogorova	52
3.5 Napake filtriranih polj	58
4 Modeliranje majhnih skal in problem zaprtja	62
4.1 Modeliranje z invariantami in posledice	63
4.2 Boussinesqova aproksimacija in modeliranje tenzorja	68
4.2.1 Model Smagorinskega	69
4.2.2 Dinamični model Smagorinskega	70

5 Model MicroHH	72
5.1 Fizika modela	72
5.1.1 Enačbe modela	72
5.1.2 Sevanje	73
5.1.3 Mikrofizika oblakov	73
5.1.4 Zgornji blažilni sloj	73
5.1.5 Površinski sloj	73
5.2 Domena, časovni korak, začetni in robni pogoji	74
5.3 Rezultati simulacij	75
5.3.1 Planica	75
5.3.2 Ljubljansko barje	79
5.4 Zaključek	83
Priloga A: Nepreverjene ali Izpeljane Enačbe	84
Priloga A: Lastnosti diadskega produkta in operatorja nabla	84
Literatura	85

Osnovna literatura

1. J. C. Wyngaard, *Turbulence in the atmosphere*, Cambridge University Press, Cambridge, 2010.
2. S. B. Pope, *Turbulent flows*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000.
3. H. Hanche-Olsen, *The Buckingham Pi Theorem: Dimensional Analysis*, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://hanche.folk.ntnu.no/notes/buckingham/buckingham-a4.pdf>.
4. B. P. Roger Lewandowski, *The Kolmogorov Law of turbulence, What can rigorously be proved ? Part II*, Teh. poročilo, [ogled 16. 7. 2025], dostopno na <https://hal.science/hal-01244651v1/document>.
5. M. Oberlack, *Invariant modeling in large-eddy simulation of turbulence*, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://web.stanford.edu/group/ctr/ResBriefs97/oberlack.pdf>.
6. D. Barbi in G. Münster, *Renormalization group analysis of turbulent hydrodynamics*, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://arxiv.org/pdf/1012.0461>.
7. J. Anderson John D., *Computational fluid dynamics: the basics with applications*, McGraw-Hill, New York, 1995.
8. M. Spieg, *Conservation Equations*, Teh. poročilo, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://www.stat.uchicago.edu/~guillaumebal/COURSES/E3102/MSpieg-Conserveq.pdf>.
9. E. Bouchbinder, *Solution to Tensor Analysis (Q1)*, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://www.weizmann.ac.il/chembiophys/bouchbinder/sites/chemphys.bouchbinder/files/uploads/Courses/2023/HW/Q1-TensorsAnalysis-s-sol.pdf>.
10. M. Rösler, *The Smagorinsky turbulence model*, rosler, magistrsko delo, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na https://wias-berlin.de/people/john/BETREUUNG/bachelor_roesler.pdf.
11. D. Razafindralandy, A. Hamdouni in O. Martin, *New turbulence models preserving symmetries*, symmetries, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://hal.science/hal-00312562v1/document>.
12. C. Foias in dr. *Navier-stokes equations and turbulence*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2001.

Turbulence in simulacije velikih turbulentnih vrtincev

POVZETEK

V tem magistrskem delu preučujemo pojav turbulence in njeno analizo preko simulacije velikih turbulentnih vrtincev (LES - Large Eddy Simulation). Najprej so obravnavani temeljni ohranitveni zakoni, kot so zakon o ohranitvi mase, gibalne količine, vrtilne količine in skalarja. Nato se osredotočimo na postopek filtracije in modeliranje majhnih skal. Obravnavamo problem zaprtja in različne modele s katerimi ga rešimo, glavni primer je model Smagorinskega. Pomemben del dela je tudi analiza energije, ki temelji na Kolmogorovi teoriji turbulence in nam omogoča oceniti napako metode. V zaključnem delu so predstavljene numerične simulacije, izvedene z modelom MicroHH, ki prikazujejo turbulentne procese v atmosferi nad območjem Planice in Ljubljanskega barja. Rezultate primerjamo z razpoložljivimi meritvami senzorja SODAR in že obstoječim modelom Aladin.

Turbulence and Large eddy simulations

ABSTRACT

In this master's thesis we study the phenomenon of turbulence and its analysis through Large Eddy Simulation (LES). We first discuss the fundamental conservation laws, such as the conservation of mass, momentum, angular momentum, and scalar quantities. We then focus on the filtering procedure and the modeling of small scales. We examine the closure problem and various models used to address it, with the Smagorinsky model serving as the main example. An important part of the thesis is also the analysis of energy, which is based on Kolmogorov's theory of turbulence and allows us to estimate the error of the method. In the final part, numerical simulations performed with the MicroHH model are presented, illustrating turbulent processes in the atmosphere above the regions of Planica and the Ljubljana Marshes. The results are compared with available SODAR sensor measurements and the existing Aladin model.

Math. Subj. Class. (2020): 76F02, 76F05, 76F65, 76M55

Ključne besede: turbulanca, veliki turbulentni vrtinci, ohranitveni zakoni, vektorska analiza, Navier-Stokesove enačbe, filtracija, energija, modeliranje

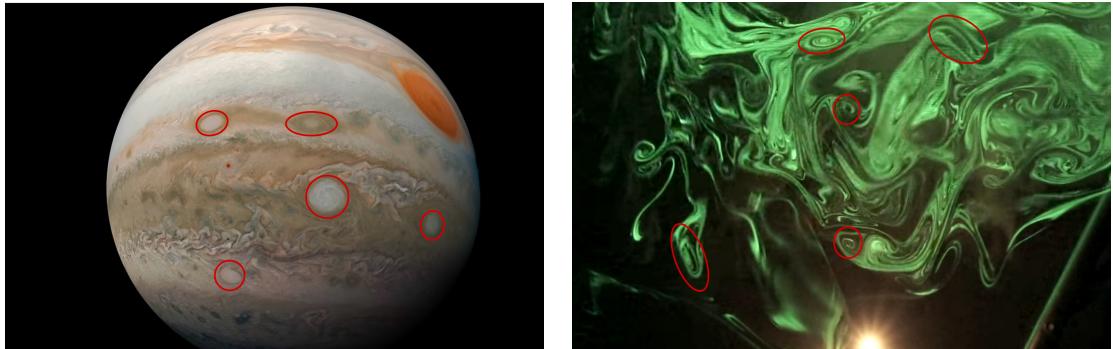
Keywords: turbulence, large eddies, conservation laws, vector analysis, Navier-Stokes equations, filtering, energy, modeling

1 Uvod

1.1 Motivacija

Turbulanca oz. turbulentni tok je pojav, s katerim se srečujemo vsak dan, kljub temu pa na nekatera fundamentalna vprašanja, ki se nanašajo nanjo, še vedno ne znamo odgovoriti. Že vprašanje, kaj je turbulentca, nima univerzalnega odgovora. Opažanja in eksperimenti pa so pokazali, da lahko turbulentco karakteriziramo z določenimi lastnostmi. Te so:

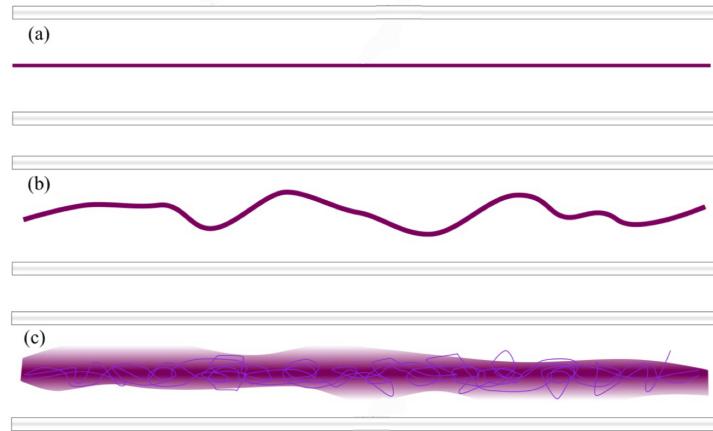
- **Kaotičnost:** Turbulentni tok je kaotičen oz. nepredvidljiv. Če začetno stanje toka nekoliko spremenimo (spremenimo hitrost, tlak ...), bo končno stanje popolnoma drugačno kot pred spremembom. Zato je v praksi zelo težko deterministično napovedati dogajanje. Teoretično lahko izpeljemo Navier-Stokesove enačbe, ki opisujejo gibanje vseh tokov, tudi turbulentnih, vendar je njihovo reševanje zelo zahtevno tudi v posebnih primerih (že sam obstoj rešitev je odprto vprašanje).
- **Vrtinci različnih velikosti:** Turbulenten tok je sestavljen iz vrtincev (eng. eddies), ki so lahko zelo različnih velikosti, kar je razvidno iz slike 1.



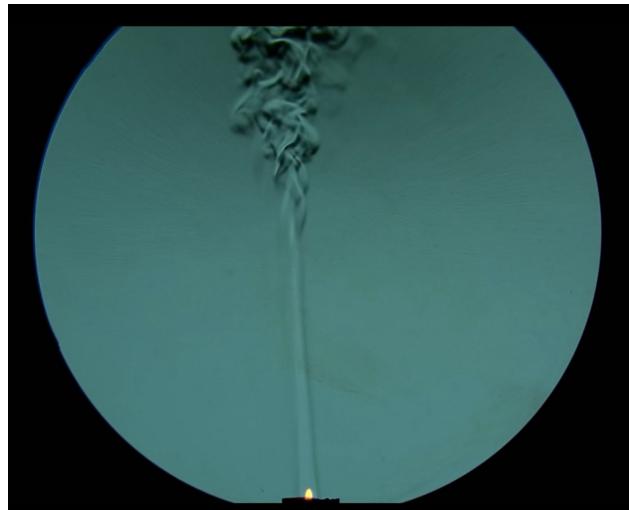
Slika 1: Leva slika prikazuje velike vrtince, ki se pojavijo v atmosferi planeta Jupiter in imajo lahko premer več tisoč kilometrov, medtem ko desna slika prikazuje turbulentenco zraka v sobi, kjer se tok zraka prikaže s pomočjo laserja in lahko vidimo vrtince velikosti nekaj mikrometrov [17], [1].

- **Difuzivnost:** Zanimiva lastnost turbulentnega toka je difuzivnost. To pomeni, da se energija in gibalna količina preneseta po celotnem toku. Osborne Reynolds (1842 - 1912) je postavil eksperiment, ki prikazuje to lastnost. Vidna je na sliki 2.
- **Reynoldsovo število:** Podoben eksperiment kot na sliki 2 nam da enostaven kriterij, ki mu turbulentca zadošča. Večja kot je dolžina cevi L , ali večja kot je hitrost toka u , prej bo prišlo do turbulence. Po drugi strani pa večja kot je viskoznost tekočine ν , manj verjetno bo da pride do turbulence. To zapišemo preko brezdimenzijske konstante $Re = \frac{uL}{\nu}$. Do turbulence pride pri velikih Reynoldsovih številih, običajno pri $Re \geq 5000$.

- **Disipativnost:** To je proces prenosa energije iz večjih vrtincev v manjše, dokler ta ne začne izhajati iz tekočine kot toplota. To pomeni, da moramo, če želimo doseči ali ohranjati turbulenten tok sistemu stalno dovajati energijo.



Slika 2: V cev polno vode spustimo tok barve. Slika je sestavljena iz treh delov: a) del ni turbulenten, zato se barva zelo malo razprši, b) del je v vmesnem stanju, kjer se že kažejo znaki difuzije in c) del, kjer je tok turbulenten in se barva razširi po celotni cevi.



Slika 3: Slika prikazuje hlapa plamena, ki potujejo po zraku. Na začetku, ko je Reynoldsovo število majhno, je tok zelo predvidljiv, ko pa se Reynoldsovo število poveča (parameter L se poveča), tok postane turbulenten. [17]

V delu se bomo predvsem osredotočili na turbulentco v atmosferi, kjer je obravnavana določenih enačb gibanja in fizikalnih količin nekoliko drugačna, kot pri drugih vrstah turbulence (kot so naprimjer turbulence tekočin). Omejili se bomo na prostor \mathbb{R}^3 , čeprav bomo določene koncepte obravnavali v višjih dimenzijah. V splošnem se kakršenkoli tok obravnavata na enega od sledečih načinov:

- **Eulerjev pristop:** Recimo, da opazujemo neko domeno $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$, skozi katero teče tok. Zanima nas hitrostno polje

$$\begin{aligned}\mathbf{u} : \Omega \times \mathbb{R}^+ &\rightarrow \mathbb{R}^3 \\ (\mathbf{x}, t) &\mapsto \mathbf{u}(\mathbf{x}, t).\end{aligned}$$

V tem primeru smo fiksirali koordinatni sistem (glede na zemljo).

- **Lagrangeev pristop:** Pri tem pristopu opazujemo, s kakšno hitrostjo se delec \mathbf{X} premika skozi čas. Označimo

$$\begin{aligned}\mathbf{X} : \mathbb{R}^+ &\rightarrow \mathbb{R}^3 \\ t &\mapsto \mathbf{X}(t; \mathbf{x}_0),\end{aligned}$$

kjer je \mathbf{x}_0 začetni položaj delca in velja $\mathbf{X}(t_0; \mathbf{x}_0) = \mathbf{x}_0$. Z drugimi besedami \mathbf{X} je trajektorija delca, ki se premika skozi čas, tok pa je nabor vseh trajektorij.

Kateri pristop uporabimo je odvisno od lastnosti, ki jih želimo analizirati. Eulerjev pristop se osredotoči na fiksno domeno, kjer opazujemo kako se lastnosti tekočine spreminjajo v njej skozi čas. Za analizo turbulence in globalnih procesov je ta način boljši, medtem ko je Lagrangeva analiza boljša za analizo mehanike delcev, disperzije in različnih procesov mešanja (difuzija).

V delu bomo primarno uporabljali Eulerjev pristop, vendar pa nam lahko analiza enega pomaga pri analizi drugega. Naj bo \mathbf{u} Eulerjevo polje hitrosti na poljubni domeni in $X = X(t; \mathbf{x}_0)$ trajektorija delca po Lagrangevem opisu ob času t in začetni poziciji \mathbf{x}_0 . Zveza med Lagrangeovo trajektorijo in Eulerjevo hitrostjo je

$$X(t_0; \mathbf{x}_0) = \mathbf{x}_0, \tag{1.1}$$

$$\frac{dX}{dt}(t; \mathbf{x}_0) = \mathbf{u}(X(t; \mathbf{x}_0), t). \tag{1.2}$$

Definiramo Lagrangevo polje hitrosti

$$U(t; \mathbf{x}_0) := \mathbf{u}(X(t; \mathbf{x}_0), t). \tag{1.3}$$

Poglejmo, kako se izraža pospešek delca. Za j -to komponento vektorja U velja:

$$\begin{aligned}\frac{dU_j}{dt}(t; \mathbf{x}_0) &= \frac{\partial}{\partial t} u_j(X(t; \mathbf{x}_0), t) \\ &= \sum_{k=1}^n \frac{dX_k}{dt}(t; \mathbf{x}) \frac{\partial u_j}{\partial x_k}(X(t; \mathbf{x}_0), t) + \left(\frac{\partial}{\partial t} u_j(\mathbf{x}, t) \right)_{\mathbf{x}=X(t, \mathbf{x}_0)} \\ &= \frac{dX}{dt}(t; \mathbf{x}_0) \cdot \left(\text{grad}_{\mathbf{x}} u_j(\mathbf{x}, t) \right)_{\mathbf{x}=X(t, \mathbf{x}_0)} + \left(\frac{\partial}{\partial t} u_j(\mathbf{x}, t) \right)_{\mathbf{x}=X(t, \mathbf{x}_0)} \\ &= \left(u_j(\mathbf{x}, t) \cdot \text{grad}_{\mathbf{x}} u_j(\mathbf{x}, t) + \frac{\partial}{\partial t} u_j(\mathbf{x}, t) \right)_{\mathbf{x}=X(t, \mathbf{x}_0)}.\end{aligned}$$

Definicija 1.1. Naj bo $\Omega \subset \mathbb{R}^n$ in $\mathbf{v} : \Omega \times \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^n$ vektorsko polje. Diferencialni operator $\frac{D}{Dt} : C^1(\Omega \times \mathbb{R}^+, \mathbb{R}^n) \rightarrow C^0(\Omega \times \mathbb{R}^+, \mathbb{R}^n)$, dan s predpisom

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \right) \mathbf{u} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}}) \mathbf{u} \quad (1.4)$$

se imenuje **materialni odvod**.

Pospešek, zapisan preko materialnega odvoda, je

$$\frac{d}{dt} U(t; \mathbf{x}_0) = \left(\frac{D\mathbf{u}}{Dt}(\mathbf{x}, t) \right)_{\mathbf{x}=X(t; \mathbf{x}_0)}. \quad (1.5)$$

Podoben rezultat dobimo, če namesto hitrosti odvajamo gostoto ρ

$$\frac{d}{dt} \rho(t; \mathbf{x}_0) = \left(\frac{D\rho}{Dt}(x, t) \right)_{\mathbf{x}=X(t; \mathbf{x}_0)}. \quad (1.6)$$

Materialni odvod je fundamentalni operator Eulerjevega pristopa. Vedno, ko nas bo zanimalo kako se neka količina spreminja s časom, nas bo zanimal njen materialni odvod.

Opomba 1.2. Operator ∇ ni komutativen. Za vektorsko polje \mathbf{v} je v splošnem $\mathbf{v} \cdot \nabla \neq \nabla \cdot \mathbf{v}$.

1.2 Ohranitveni zakoni

V tem razdelku začnemo matematični opis ohranitvenih zakonov, enega najpomembnejših konceptov dinamike fluidov (in fizike na splošno), ki je ključen za razumevanje turbulentnih tokov.

Opomba 1.3. V nadaljevanju ne bomo navajali vseh potrebnih predpostavk, ki bodo upravičile naše izpeljave. Na primer:

- domene, s katerimi bomo imeli opravka, bodo gladke orientabilne mnogotrosti.
- vektorska polja bodo gladka, v naslednjem poglavju pa bomo predpostavili, da obstaja razvoj v Fourierovo vrsto.
- menjave vrstnega reda limit bo potrebno upravičiti, zato bomo zahtevali, da je vektorsko polje \mathbf{u} tudi v $L^2(\mathbb{R}^n, \mu)$ prostoru.

Ohranitvene zakone lahko izpeljemo na dva načina. Prvi pristop je bolj fizikalnen z uporabo znanih zakonov kot je drugi Newtonov zakon, drugi pristop, ki je povsem matematičen, pa je preko uporabe Reynoldsovega transportnega izreka. Kot smo namignili, bomo uporabili drugi pristop.

Izrek 1.4. *Naj bo $\Omega(t) \subset \mathbb{R}^n$ volumen, odvisen od časa, definiran kot*

$$\Omega(t) := \{\varphi(\mathbf{x}, t) \mid \mathbf{x} \in \Omega_0\},$$

za $\varphi \in C^1(\mathbb{R}^n \times [0, \infty])$ in $\Omega_0 \subset \mathbb{R}^n$. Naj bo $\mathbf{n}(\mathbf{x}, t)$ enotska normala, ki kaže iz volumna $\Omega(t)$. Za preslikavo $\phi \in C^1(\mathbb{R}^n \times [0, \infty), \mathbb{R}^m)$ velja:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \phi(\mathbf{x}, t) dV = \int_{\Omega(t)} \frac{\partial \phi}{\partial t}(\mathbf{x}, t) dV + \int_{\partial\Omega(t)} \phi(\mathbf{x}, t) (\mathbf{u}(\varphi(\mathbf{x}, t)) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}, t)) dA, \quad (1.7)$$

kjer je $\mathbf{u} : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ preslikava za katero velja

$$\mathbf{u}(\varphi(\mathbf{x}, t), t) = \frac{\partial \varphi}{\partial t}(\mathbf{x}, t). \quad (1.8)$$

Opomba 1.5. Pogoj za preslikavo \mathbf{u} je analogen pogoju (1.2) in predstavlja hitrost volumna $\Omega(t)$.

Dokaz. Začnemo z integralom

$$\int_{\Omega(t)} \phi(\mathbf{y}, t) dV.$$

Z uvedbo nove neznanke $\mathbf{y} = \varphi(\mathbf{x}, t)$, dobimo

$$\int_{\Omega(t)} \phi(\mathbf{x}, t) dV = \int_{\Omega_0} \phi(\varphi(\mathbf{x}, t), t) \det J_\varphi(\mathbf{x}, t) dV.$$

Odvajamo po času

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{\Omega(t)} \phi(\mathbf{x}, t) dV \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{\Omega_0} \phi(\varphi(\mathbf{x}, t), t) \det J_\varphi(\mathbf{x}, t) dV \right).$$

Ker je Ω_0 omejeno območje, neodvisno od t , in ϕ zvezno odvedljiva, lahko odvajamo znotraj integrala

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{\Omega(t)} \phi(\mathbf{x}, t) dV \right) &= \int_{\Omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\phi(\varphi(\mathbf{x}, t), t) |\det J_\varphi(\mathbf{x}, t)| \right) dV = \\ &= \int_{\Omega_0} \frac{D\phi}{Dt}(\varphi(\mathbf{x}, t), t) \det J_\varphi(\mathbf{x}, t) + \phi(\varphi(\mathbf{x}, t), t) \frac{\partial}{\partial t} |\det J_\varphi(\mathbf{x}, t)| dV. \end{aligned}$$

Za odvod determinante se skličemo na Jacobijev indetitet

$$\frac{\partial}{\partial t} \det J_\varphi(\mathbf{x}, t) = \det J_\varphi(\mathbf{x}, t) \operatorname{tr} \left(J_\varphi^{-1}(\mathbf{x}, t) \frac{\partial}{\partial t} J_\varphi(\mathbf{x}, t) \right).$$

Odvod Jacobijeve matrike je:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [J_\varphi(\mathbf{x}, t)]_{ij} &= \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial \varphi_i}{\partial x_j}(\mathbf{x}, t) \right]_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial \varphi_i}{\partial t}(\mathbf{x}, t) \right]_{ij} = \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} [u_i(\varphi(\mathbf{x}, t), t)]_i = \\ &= \sum_{k=1}^n \frac{\partial u_i}{\partial \varphi_k}(\varphi(\mathbf{x}, t), t) \frac{\partial \varphi_k}{\partial x_j}(\mathbf{x}, t) = \\ &= \sum_{k=1}^n A_{ik}(\mathbf{x}, t) J_{kj}(\mathbf{x}, t), \end{aligned}$$

kjer je $A_{ik}(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial u_i}{\partial \varphi_k}(\varphi(\mathbf{x}, t), t)$ in $J_\varphi = [J_{kj}(\mathbf{x}, t)]_{kj} = \left[\frac{\partial \varphi_k}{\partial x_j}(\mathbf{x}, t) \right]_{kj}$. Torej je

$$\frac{\partial}{\partial t} J_\varphi(\mathbf{x}, t) = A(\mathbf{x}, t) J_\varphi(\mathbf{x}, t).$$

Sledi:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \det J_\varphi(\mathbf{x}, t) &= \det J_\varphi(\mathbf{x}, t) \operatorname{tr} \left(J_\varphi^{-1}(\mathbf{x}, t) \frac{\partial}{\partial t} J_\varphi(\mathbf{x}, t) \right) = \\ &= \det J_\varphi(\mathbf{x}, t) \operatorname{tr} \left(J_\varphi^{-1}(\mathbf{x}, t) A J_\varphi(\mathbf{x}, t) \right) = \\ &= \det J_\varphi(\mathbf{x}, t) \operatorname{tr}(A) = \\ &= \det J_\varphi(\mathbf{x}, t) \sum_{k=1}^n \frac{\partial u_k}{\partial \varphi_k}(\varphi(\mathbf{x}, t), t) = \\ &= \det J_\varphi(\mathbf{x}, t) (\nabla_\varphi \cdot \mathbf{u}(\varphi(\mathbf{x}, t), t)). \end{aligned}$$

Vstavimo v integral in dobimo:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{\Omega(t)} \phi(\mathbf{x}, t) dV \right) &= \\ &= \int_{\Omega_0} \left(\frac{D\phi}{Dt}(\varphi(\mathbf{x}, t), t) + \phi(\varphi(\mathbf{x}, t), t) (\nabla_\varphi \cdot \mathbf{u}(\varphi(\mathbf{x}, t), t)) \right) |\det J_\varphi(\mathbf{x}, t)| dV = \\ &= \int_{\Omega(t)} \frac{D\phi}{Dt}(\mathbf{x}, t) + \phi(\mathbf{x}, t) (\nabla_\varphi \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)) dV. \end{aligned}$$

Zaradi preglednosti izpustimo argumente preslikav in nadaljujemo

$$\begin{aligned} &\int_{\Omega(t)} \frac{D\phi}{Dt} + \phi(\nabla_\varphi \cdot \mathbf{u}) dV = \\ &= \int_{\Omega(t)} \frac{\partial \phi}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla_\varphi) \phi + \phi(\nabla_\varphi \cdot \mathbf{u}) dV = \\ &= \int_{\Omega(t)} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla_\varphi \cdot (\phi \otimes \mathbf{u}) dV. \end{aligned}$$

Tukaj operacija \otimes označuje diadični produkt $a \otimes b = [a_i b_j]_{ij}$ in divergenca tega produkta je definirana kot $\nabla \cdot (a \otimes b) = [\sum_{j=1}^n \frac{\partial}{\partial x_j} (a_i b_j)]_i$. Po izreku o divergenci je

$$\int_{\Omega(t)} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla_\varphi \cdot (\phi \otimes \mathbf{u}) dV = \int_{\Omega(t)} \frac{\partial \phi}{\partial t} dV + \int_{\partial \Omega(t)} (\phi \otimes \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dA =$$

Iz lastnosti diadičnega produkta $(\phi \otimes \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} = \phi(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})$ sledi:

$$= \int_{\Omega(t)} \frac{\partial \phi}{\partial t} dV + \int_{\partial \Omega(t)} \phi(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dA.$$

□

S pomočjo dokazanega izreka lahko izpeljemo ohranitvene zakone za tekočine.

1.3 Ohranitvena enačba

Naj bo $\Omega(t) \subseteq \mathbb{R}^n$ kot v izreku in $\mathbf{f} : \Omega(t) \times [0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}^m$. Zanima nas, kdaj se količina \mathbf{f} ohranja. Definiramo

$$\mathbf{F}(t) = \int_{\Omega(t)} \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \, dV. \quad (1.9)$$

Definiramo količino α kot

$$\alpha(\mathbf{x}, t) = \lim_{r \rightarrow 0} \int_{\partial B(\mathbf{x}, r)} \mathbf{f}(\mathbf{y}, t) \, d\mathbf{y} \quad (1.10)$$

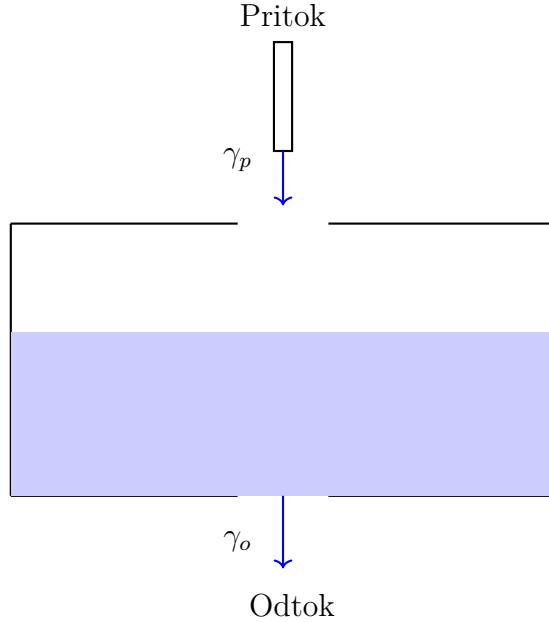
Če je $\alpha(\mathbf{x}, t) > 0$, imamo v točki \mathbf{x} pritok, če pa je $\alpha(\mathbf{x}, t) < 0$, pravimo, da imamo odtok. Množico vseh odtokov in pritokov označimo kot

$$\begin{aligned} E^+(t) &= \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^n \mid \alpha(\mathbf{x}, t) > 0\}, \\ E^-(t) &= \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^n \mid \alpha(\mathbf{x}, t) < 0\}. \end{aligned}$$

Količina vseh pritokov in odtokov v točki \mathbf{x} je

$$\boldsymbol{\gamma}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{F}|_{E^+(t)}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{F}|_{E^-(t)}(\mathbf{x}, t), \quad (1.11)$$

Primer 1.6. Enostaven primer, ki pokaže pomen količine γ . Pri zgornji luknji imamo pritok mase (tekočine) in v tem primeru je $\gamma_p > 0$. V spodnji luknji masa (tekočina) odteka in je $\gamma_o < 0$. Celotni γ je razlika $\gamma = \gamma_p + \gamma_o$.



◇

Spremembo količine \mathbf{F} lahko izrazimo preko $\boldsymbol{\gamma}$ kot

$$\frac{d\mathbf{F}}{dt} = \int_{\Omega(t)} \boldsymbol{\gamma}(\mathbf{x}, t) \, dV \quad (1.12)$$

oz.

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) dV = \int_{\Omega(t)} \boldsymbol{\gamma}(\mathbf{x}, t) dV. \quad (1.13)$$

Po Reynoldsovem transportnem izreku je

$$\int_{\Omega(t)} \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t}(\mathbf{x}, t) dV + \int_{\partial\Omega(t)} \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) (\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}, t)) dA = \int_{\Omega(t)} \boldsymbol{\gamma}(\mathbf{x}, t) dV. \quad (1.14)$$

Enačbo lahko s pomočjo izreka o divergenci zapišemo preko diadičnega produkta kot v dokazu izreka 1.4

$$\int_{\Omega(t)} \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{f} \otimes \mathbf{u}) dV = \int_{\Omega(t)} \boldsymbol{\gamma} dV. \quad (1.15)$$

Lema 1.7. *Naj bo $f : \Omega \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ zvezna. Če za vsako podmnožico $\Omega' \subset \Omega$ velja*

$$\int_{\Omega'} f(\mathbf{x}) dV = 0,$$

potem je

$$f(\mathbf{x}) = 0, \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega.$$

Dokaz. Recimo, da je $f(\mathbf{x}_0) \neq 0$ za $\mathbf{x}_0 \in \Omega$. Brez škode splošnosti predpostavimo $f(\mathbf{x}_0) > 0$. Zaradi zveznosti funkcije f obstaja tak $\delta > 0$, da je

$$\forall \mathbf{x} \in B(\mathbf{x}_0, \delta) : f(\mathbf{x}) > 0.$$

Integriramo pozitivno funkcijo

$$0 = \int_{B(\mathbf{x}_0, \delta)} f(\mathbf{x}) dV > 0.$$

To vodi v protislovje, torej je $f(\mathbf{x}) = 0$. \square

Ker enakost velja za vsako domeno $\Omega(t)$, po lemi 1.7 sledi:

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{f} \otimes \mathbf{u}) = \boldsymbol{\gamma}. \quad (1.16)$$

1.4 Zakon o ohranitvi mase

Izpeljani rezultat uporabimo na konkretnih fizikalnih količinah. Začnemo z zakonom o ohranitvi mase. Naj bo $\rho : \Omega \times [0, \infty) \rightarrow [0, \infty)$ gostota domene Ω , ter $\mathbf{f} = \rho$ in nastavimo $\boldsymbol{\gamma} = 0$, saj se masa

$$m(t) = \int_{\Omega} \rho(\mathbf{x}, t) dV$$

ohranja. Dobimo

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0. \quad (1.17)$$

Tej enačbi pravimo **kontinuitetna enačba**. Če je gostota konstantna, torej $\rho(\mathbf{x}, t) \equiv c > 0$, potem se enačba poenostavi v

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (1.18)$$

Definicija 1.8. Tok je **nestisljiv**, če velja

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (1.19)$$

V delu se bomo predvsem ukvarjali z nestisljivimi tokovi.

1.5 Zakon o ohranitvi gibalne količine

Gibalna količina je definirana kot

$$\mathbf{p} = m\mathbf{u}, \quad (1.20)$$

kjer je $m \geq 0$ masa in \mathbf{u} hitrostni vektor. Pri obravnavi tokov je bolj smiselno namesto mase obravnavati gostoto ρ , zato enačbo 1.20 delimo z volumnom domene $\text{Vol}(\Omega)$ in vstavimo v ohranitveno enačbo vstavimo $\mathbf{f} = \rho\mathbf{u}$ in označimo $\boldsymbol{\gamma} = \mathbf{F}$, kjer je \mathbf{F} vsota vseh sil na enoto volumna Ω . Dobimo

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = \mathbf{F}. \quad (1.21)$$

Spomnimo se, da za divergenco diadičnega produkta velja

$$\nabla \cdot (\mathbf{a} \otimes \mathbf{b}) = (\nabla \cdot \mathbf{b})\mathbf{a} + (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{b}. \quad (1.22)$$

Dobimo

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\rho\mathbf{u} + (\nabla \cdot (\rho\mathbf{u}))\mathbf{u} &= \mathbf{F}, \\ \frac{\partial\rho}{\partial t}\mathbf{u} + \rho\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial t} + (\nabla \cdot (\rho\mathbf{u}))\mathbf{u} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} &= \mathbf{F}, \\ \rho\left(\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}\right) + \mathbf{u}\left(\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u})\right) &= \mathbf{F}. \end{aligned}$$

Po kontinuitetni enačbi je drugi člen leve strani enačbe enak nič. Prvi člen zapišemo preko materialnega odvoda, kar nam da

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \mathbf{F}. \quad (1.23)$$

Dobili smo 2. Newtonov zakon na enoto volumna. Podajmo še klasifikacijo sil, ki delujejo na tekočino. Prva vrsta sil so zunanje ali telesne sile, to so sile, ki delujejo na celotno telo. Primer teh so sila teže, elektromagnetna sila, Coriolisova sila ... Označevali jih bomo z $\rho\mathbf{f}_b$.

Druga vrsta sil so površinske sile, ki delujejo na rob območja. Taki sili sta primarno dve, to sta viskozna sila in tlačna sila. Označujemo jih z \mathbf{f}_S . Te sile lahko karakteriziramo preko **trakcije oz. strižnega vektorja**. Naj bo $\Omega \subset \mathbb{R}^n$ omejen volumen. Naj bo $\mathbf{a} \in \partial\Omega$ in $D(\mathbf{a}, r)$ za $r > 0$, odprta krogla točke \mathbf{a} . Označimo z $\mathbf{n}(\mathbf{a})$ enotsko normalo na $\partial\Omega$ v točki \mathbf{a} , ki kaže izven volumna Ω . Trakcija je definirana kot sila, ki deluje na infinitezimalno majhnem delu roba $\partial\Omega$:

$$\mathbf{t}(\mathbf{a}, t) = \lim_{dA \rightarrow 0} \frac{d\mathbf{F}}{dA} = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{\text{Vol}(\partial D(\mathbf{a}, r))} \int_{\partial D(\mathbf{a}, r)} \mathbf{f}_S(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x}. \quad (1.24)$$

Direktne oblike trakcije ne bomo uporabili, saj se skličemo na Cauchyjev izrek, po katerem obstaja zvezno odvedljiv tenzor drugega reda $\sigma : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^{n \times n}$, da velja

$$\mathbf{t}(\mathbf{a}, t) = \sigma(\mathbf{a}, t)\mathbf{n}(\mathbf{a}).$$

Tenzorju σ pravimo Cauchyjev napetostni tenzor. Ta tenzor povežemo s silo \mathbf{f}_S :

$$\begin{aligned}\mathbf{f}_S(\mathbf{a}, t) &= \lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{\text{Vol}(D(\mathbf{a}, r))} \int_{\partial D(\mathbf{a}, r)} \mathbf{t}(\mathbf{x}, t) dA = \\ &= \lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{\text{Vol}(D(\mathbf{a}, r))} \int_{\partial D(\mathbf{a}, r)} \sigma(\mathbf{x}, t) \mathbf{n}(\mathbf{x}) dA = \\ &= \lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{\text{Vol}(D(\mathbf{a}, r))} \int_{D(\mathbf{a}, r)} \nabla \cdot \sigma(\mathbf{x}, t) dV = \\ &= \nabla \cdot \sigma(\mathbf{a}, t).\end{aligned}$$

Celoten zakon se torej glasi:

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \sigma + \mathbf{f}_b. \quad (1.25)$$

1.6 Zakon o ohranitvi vrtilne količine

Vrtilna količina je dana z

$$\mathbf{L} = \mathbf{x} \times \mathbf{p} = \mathbf{x} \times (m\mathbf{u}). \quad (1.26)$$

Postopamo kot pri ohranitvi gibalne količine, le da vstavimo $\mathbf{f} = \rho(\mathbf{x} \times \mathbf{u})$ in $\boldsymbol{\gamma} = \mathbf{M} = \mathbf{r} \times \mathbf{F}$, kjer je \mathbf{M} vsota momentov sil na enoto volumna \mathbf{F} . Momente razcepimo na telesne in površinske momente kot:

$$\mathbf{M} = \mathbf{r} \times \mathbf{F} = \mathbf{r} \times (\mathbf{f}_b + \mathbf{f}_S) = \mathbf{r} \times \mathbf{f}_b + \mathbf{r} \times \mathbf{f}_S = \mathbf{M}_b + \mathbf{M}_S.$$

Iz telesnih sil dobimo telesne momente oblike $\mathbf{M}_b = \mathbf{r} \times (\rho \mathbf{f}_b)$. Analogno za površinske sile dobimo površinske momente oblike $\mathbf{M}_S = \nabla \cdot (\mathbf{r} \times \sigma)$. Ponovno vstavimo v ohranitveno enačbo in dobimo

$$\frac{\partial(\mathbf{x} \times (\rho\mathbf{u}))}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{x} \times (\rho\mathbf{u})) \otimes \mathbf{u} = \mathbf{x} \times \mathbf{F}$$

oz. z novimi momenti

$$\frac{\partial(\mathbf{x} \times (\rho\mathbf{u}))}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{x} \times (\rho\mathbf{u})) \otimes \mathbf{u} = \mathbf{x} \times (\rho \mathbf{f}_b) + \nabla \cdot (\mathbf{x} \times \sigma).$$

Za odvod vektorskega produkta velja enako pravilo, kot za odvod produkta funkcij. Torej je

$$\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} \times (\rho \mathbf{u}) + \mathbf{x} \times \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{x} \times (\rho \mathbf{u})) \otimes \mathbf{u} = \mathbf{x} \times (\rho \mathbf{f}_b) + \nabla \cdot (\mathbf{x} \times \sigma).$$

Ker je $\mathbf{u} = \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t}$, je prvi člen na levi strani enačbe enak 0. Za tretji člen uporabimo identiteto

$$\nabla(\mathbf{x} \times \rho(\mathbf{u} \otimes \mathbf{u})) = \mathbf{x} \times (\nabla \cdot (\rho(\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}))) + (\nabla \mathbf{r})^T \cdot \rho(\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \rho(\mathbf{u} \otimes \mathbf{u})^T. \quad (1.27)$$

Naredimo nekaj ponastavitev. Najprej opazimo, da je $\nabla \mathbf{r} = I$, kjer je I identična matrika in gradient vektorskega polja Jacobijeva matrika. Nadalje opazimo, da je

diadični produkt enakih vektorjev simetričen t.j. $(\mathbf{u} \otimes \mathbf{u})^T = \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}$. Zato se drugi in tretji člen desne strani krajšata. Sledi:

$$\mathbf{x} \times \frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \mathbf{x} \times (\nabla \cdot (\rho(\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}))) = \mathbf{x} \times (\rho\mathbf{f}_b) + \nabla \cdot (\mathbf{x} \times \sigma).$$

Ohranitvena enačba je:

$$\mathbf{x} \times \left(\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}) \otimes \mathbf{u} \right) = \mathbf{x} \times (\rho\mathbf{f}_b) + \nabla \cdot (\mathbf{x} \times \sigma). \quad (1.28)$$

Opazimo, da je na levi strani ravno enačba ohranitve gibalne količine, torej je

$$\begin{aligned} \mathbf{x} \times (\rho\mathbf{f}_b + \nabla \cdot \sigma) &= \mathbf{x} \times (\rho\mathbf{f}_b) + \nabla \cdot (\mathbf{x} \times \sigma) \\ \mathbf{x} \times (\nabla \cdot \sigma) &= \nabla \cdot (\mathbf{x} \times \sigma). \end{aligned}$$

Pred zaključkom izpeljave se poslužimo še indetitete,

$$\mathbf{x} \times (\nabla \cdot \sigma) = \nabla \cdot (\mathbf{x} \times \sigma) - \sigma^T + \sigma.$$

Končni rezultat pove, da je Cauchyjev napetostni tenzor simetričen:

$$\sigma = \sigma^T.$$

Zakaj je ta identiteta uporabna? Ker je σ simetričen, obstaja presenetljiv rezultat, zaradi katerega lahko uvedemo tlačno silo. Za simetrične tenzorje obstaja razcep

$$\sigma = -pI + \tau.$$

Tukaj je p tlak oz. pI normalna sila in τ tenzor strižne napetosti, ki predstavlja viskozne sile oz. sile trenja tekočine. Zakon o ohranitvi gibalne in vrtilne količine se glasi:

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (-pI + \tau) + \mathbf{f}_b = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \tau + \mathbf{f}_b. \quad (1.29)$$

Opomba 1.9. V zgornji izpeljavi smo zapisali izraz $\mathbf{x} \times \sigma$. To je vektorski produkt vektorja in matrike, ki ga nismo definirali. Lahko bi ga, vendar kot smo videli v izpeljavi, se vsi členi take oblike krajšajo.

Omejimo se na Newtonske tekočine, ki so izotropne in za katere velja, da je strižna napetost sorazmerna z gradientom hitrosti. Najbolj splošna oblika tenzorja je:

$$\tau = \mu(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T) + \lambda(\nabla \cdot \mathbf{u})I, \quad (1.30)$$

kjer se sorazmernostna koeficienta $\mu > 0$ in $\lambda > 0$ imenujeta dinamična in volumska viskoznost. Če upoštevamo nestisljivostni pogoj, je člen $(\nabla \cdot \mathbf{u})I$ enak nič. Vzamemo divergenco tenzorja τ :

$$\nabla \cdot \tau = \mu \nabla \cdot (\nabla\mathbf{u}) + \mu \nabla \cdot (\nabla\mathbf{u})^T.$$

Za prvi člen vemo, da je divergenca gradienta Laplaceov operator, za drugi člen preverimo kako se transformira vrstica:

$$\begin{aligned} [(\nabla \mathbf{u})^T]_i &= \left[\frac{\partial u_1}{\partial x_i} \cdots \frac{\partial u_n}{\partial x_i} \right]_i, \\ \nabla \cdot [(\nabla \mathbf{u})^T]_i &= \nabla \cdot \left[\frac{\partial u_1}{\partial x_i} \cdots \frac{\partial u_n}{\partial x_i} \right]_i \\ &= \sum_{j=1}^n \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ &= \sum_{j=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \\ &= \frac{\partial (\nabla \cdot \mathbf{u})}{\partial x_i} = 0, \end{aligned}$$

kjer smo v zadnji enakosti privzeli nestisljivost toka \mathbf{u} . Sledi

$$\nabla \cdot \tau = \mu \nabla^2 \mathbf{u}.$$

Dobljenemu ohranitvenem zakonu pravimo **Navier-Stokesova enačba** pri predpostavki nestisljivosti:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ \frac{D\mathbf{u}}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}_b. \end{aligned} \tag{1.31}$$

1.7 Zakon o ohranitvi vrtinčnosti

Naslednja pomembna količina je vrtinčenje $\boldsymbol{\omega}$. Kot že ime pove, je to količina, ki opisuje vrtenje toka okoli neke točke.

Definicija 1.10. Naj bo $\mathbf{u} \in C^1(\Omega)$, $\Omega \subset \mathbb{R}^3$. Vrtinčenje $\boldsymbol{\omega}$ je rotor polja \mathbf{u}

$$\boldsymbol{\omega} \equiv \nabla \times \mathbf{u}. \tag{1.32}$$

Ohranitveno enačbo za $\boldsymbol{\omega}$ dobimo preko Navier-Stokesove enačbe. Predpostavimo, da je vektorsko polje $\mathbf{u} \in C^2$ na poljubni domeni. Levo in desno stran enačbe 1.31 vektorsko pomnožimo z ∇ :

$$\begin{aligned} \nabla \times \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) &= \nabla \times \left(-\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}_b \right) \\ \frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + \nabla \times ((\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) &= -\frac{1}{\rho} \nabla \times (\nabla p) + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} + \nabla \times \mathbf{f}_b \end{aligned}$$

Dobro znano dejstvo je, da je rotor gradienta skalarne funkcije 0, torej je $\nabla \times (\nabla p) = \mathbf{0}$. Poenostavimo člen s hitrostjo. Iz dvojnega vektorskoga produkta dobimo

$$\mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{u}) = \nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$$

zato je

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) - \mathbf{u} \times (\underbrace{\nabla \times \mathbf{u}}_{=\boldsymbol{\omega}})$$

Od tod sledi:

$$\begin{aligned} \nabla \times (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= \underbrace{\nabla \times (\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}))}_{=0} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}) \\ &= \nabla \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}) \\ &= (\mathbf{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} - (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \boldsymbol{\omega} \underbrace{(\nabla \cdot \mathbf{u})}_{=0 \text{ po (1.19)}} + \mathbf{u} \underbrace{(\nabla \cdot \boldsymbol{\omega})}_{=0} \end{aligned}$$

Vstavimo v prvotno enačbo in dobimo

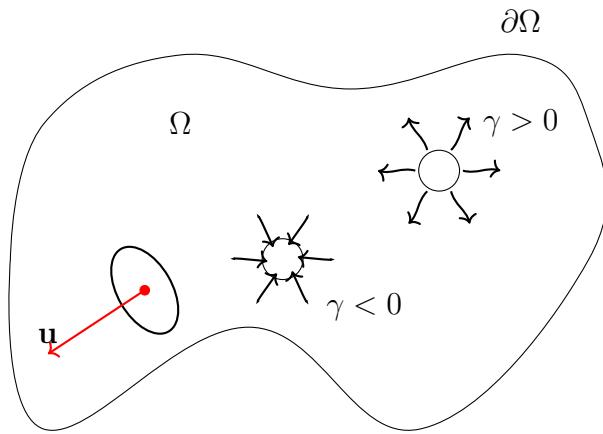
$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} + (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} - (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{u}(\nabla \cdot \boldsymbol{\omega}) = \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} + \nabla \times \mathbf{f}_b.$$

Enačba, ki opiše zakon, je

$$\frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = \frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} + \nabla \times \mathbf{f}_b. \quad (1.33)$$

1.8 Zakon o ohranitvi skalarja

Sedaj bomo poslošili zakon o ohranitvi mase na poljubno zvezno odvedljivo skalarno polje $c : \Omega \times \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}$ na $\Omega \subset \mathbb{R}^3$. Lahko bi postopali podobno kot pri ostalih zakonih in uporabili ohranitveno enačbo, vendar bomo tukaj prikazali malo drugačen pristop.



Slika 4: Domena Ω v kateri se nahajata pritok ($\gamma > 0$) in odtok ($\gamma < 0$). Delci znotraj domene imajo hitrost \mathbf{u} .

Zakon o ohranitvi skalarja pravi, da je količina skalarja, ki se pretoči v Ω v določenem času, enaka količini skalarja, ki se iztoči skozi $\partial\Omega$

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} c \, dV = - \int_S c \mathbf{u} \, d\mathbf{S}, \quad (1.34)$$

kjer je $S = \partial\Omega$. Ta enačba ni popolna, saj ne upošteva dveh vplivov. To sta \mathbf{F} - vektorsko polje za pretok oz. prenos skalarja c in γ - izvor za skalar c . Če dodamo še ta člena, se ohranitvena enačba v integralski obliki glasi

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} c \, dV = - \int_S \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} - \int_S c\mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} + \int_{\Omega} \gamma \, dV, \quad (1.35)$$

Prva dva člena imata negativen predznak, ker skalar odteka. Če je $\gamma < 0$, imamo odtok skalarja, če pa je $\gamma > 0$, imamo pritok skalarja. Zapišemo diferencialno enačbo za zgornjo integralsko enačbo. Po Stokesovem izreku:

$$\int_{\Omega} \frac{\partial c}{\partial t} \, dV = - \int_{\Omega} \nabla \cdot (\mathbf{F} + c\mathbf{u}) - \gamma \, dV.$$

Po lemi 1.7 dobimo :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{F} + c\mathbf{u}) - \gamma = 0. \quad (1.36)$$

Poglejmo si dva primera.

Primer 1.11.

- Zakon o ohranitvi mase: vzamemo $c = \rho$, $\mathbf{F} = 0$ (masa je statična, se ne prevaja) in $H = 0$ (masa se ohranja). Dobimo

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$

kar je ista enačba kot v prejšnjem razdelku.

- Zakon o ohranitvi energije (toplote): sedaj vzamemo skalarno polje $c = pc_p T$, kjer so, c_p specifična toplota (konstanta), p konstanten tlak in T skalarno polje temperature. Ker ima toplota prevodne lastnosti, je $\mathbf{F} \neq 0$ in velja $\mathbf{F} = -k\nabla T$, kjer je k konstanta toplotne prevodnosti. Predpostavimo, da je $H = 0$, čeprav v splošnem to ni nujno res, saj lahko na primer trenje zraka pri visokih hitrostih ali sevanje zvišata temperaturo. Za ohranitveno enačbo tako dobimo

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (T\mathbf{u}) = \kappa \nabla^2 T, \quad (1.37)$$

kjer je $\kappa = \frac{k}{pc_p}$. Ker velja $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$, lahko enačbo zapišemo preko materialnega odvoda kot

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T \quad (1.38)$$

◇

V nadaljevanju bo dovolj, če se omejimo na naslednje predpostavke:

- Vektorsko polje \mathbf{F} je potencialno, tj. $\mathbf{F} = -\chi \nabla c$.
- Nimamo izvorov, oz. $\gamma = 0$.

Enačba o ohranitvi skalarja je torej:

$$\frac{Dc}{Dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla c = \chi \nabla^2 c. \quad (1.39)$$

1.9 Lastnosti turbulence

V tem razdelku si bomo pogledali nekaj lastnosti turbulence, oz. nekaj posledic ohranitvenih zakonov iz prejšnjega razdelka. Ker je turbulentca še vedno aktivno področje raziskovanja, so nekateri zakoni, ki jih bomo omenili, empirično izpeljani.

1.9.1 Reynoldsovo število

Pri analizi fizikalnih zvez pogosto pride prav, da obravnavano enačbo pretvorimo v brezdimenzijsko obliko. To razkrije parametre, ki so ključni pri analizi karakteristik sistema, ki ga enačbe opisujejo. Začnemo z Navier-Stokesovo enačbo (1.31), kjer pišemo $\mathbf{f} = \mathbf{f}_b$:

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}.$$

Enačba, ki jo želimo analizirati, ima enoto $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-2}$. Formalno ima sistem, ki ga enačba opisuje, neke karakteristične lastnosti. Tri, ki se takoj ponudijo, so, U karakteristična hitrost, L karakteristična dolžina in gostota ρ . Uvedemo nove brezdimenzijske spremenljivke tako, da stare normiramo z ustreznou kombinacijo U , L in ρ :

$$\tilde{\mathbf{u}} = \frac{\mathbf{u}}{U}, \quad \tilde{p} = \frac{p}{\rho U^2}, \quad \tilde{\mathbf{f}} = \mathbf{f} \frac{\rho L}{U^2}, \quad \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} = \frac{L}{U} \frac{\partial}{\partial t}, \quad \tilde{\nabla} = L \nabla.$$

Vstavimo v enačbo 1.31:

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\tilde{\mathbf{u}}}{D\tilde{t}} &= \rho \frac{U^2}{L} \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \tilde{\mathbf{u}} + \rho \frac{U^2}{L} (\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\nabla}) \tilde{\mathbf{u}} = -\frac{\rho U^2}{L} \tilde{\nabla} \tilde{p} + \frac{\mu U}{L^2} \tilde{\nabla}^2 \tilde{\mathbf{u}} + \frac{U^2 \rho}{L} \tilde{\mathbf{f}} \\ \frac{D\tilde{\mathbf{u}}}{D\tilde{t}} &= \frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial \tilde{t}} + (\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\nabla}) \tilde{\mathbf{u}} = -\tilde{\nabla} \tilde{p} + \frac{\mu}{\rho U L} \tilde{\nabla}^2 \tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{f}} \\ \frac{D\tilde{u}}{D\tilde{t}} &= \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{t}} + (\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\nabla}) \tilde{\mathbf{u}} = -\tilde{\nabla} \tilde{p} + \frac{1}{Re} \tilde{\nabla}^2 \tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{f}} \end{aligned}$$

V enačbi nam ostane le ena konstanta, ki jo imenujemo Reynoldsovo število Re

$$Re = \frac{\rho U L}{\mu} = \frac{UL}{\nu}, \quad (1.40)$$

enačbi pa pravimo brezdimenzijska Navier-Stokesova enačba. Izbira konstant U in L je odvisna od konteksta. Kot smo prikazali v uvodu, se turbulentca pojavlja v zelo različnih velikostnih skalah, zato je smiselno, da L (in prav tako U) izberemo na zelo različne, vendar smiselne načine. Izkaže se, da se turbulentca pojavi pri velikih Reynoldsovih številih, ne glede na izbiro U in L . Ko pošljemo $Re \rightarrow \infty$ se brezdimenzijska enačba zreducira v

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial \tilde{t}} + (\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\nabla}) \tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\nabla} \tilde{p} = \tilde{\mathbf{f}} \quad (1.41)$$

Tej enačbi pravimo Eulerjeva enačba. Vidimo, da dinamična viskoznost v enačbi ne nastopa več, kar pomeni, da za veliko Reynoldsovo število viskoznost nima več vpliva na turbulentco.

Izbira transformacij, ki smo jih uvedli v Navier-Stokesovo enačbo ni enolična, in je, kot izbira konstant U in L , odvisna od konteksta. Poglejmo, kaj se zgodi za majhna Reynoldsova števila. S primerno izbiro transformacij lahko pokažemo, da je

$$Re \frac{D\tilde{\mathbf{u}}}{Dt} = -\tilde{\nabla}\tilde{p} + \tilde{\nabla}^2\tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{f}} \quad (1.42)$$

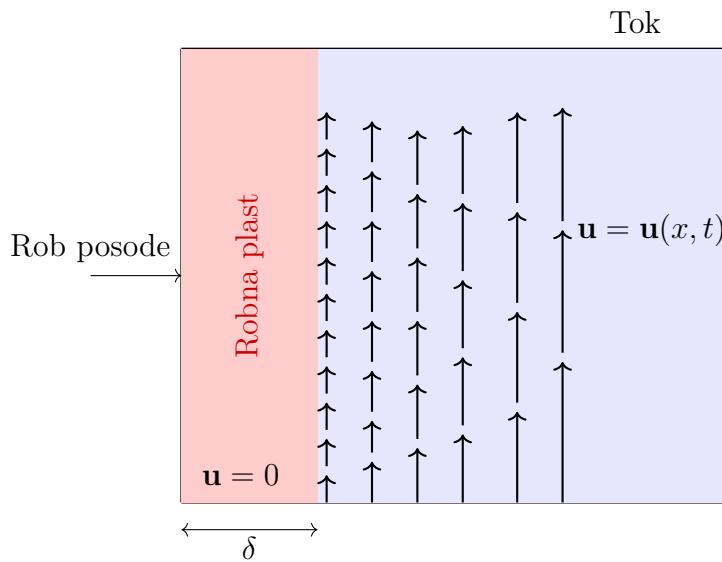
V limiti $Re \rightarrow 0$ dobimo:

$$-\tilde{\nabla}\tilde{p} + \tilde{\nabla}^2\tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{f}} = 0.$$

Če poznamo tlak \tilde{p} in je $\tilde{\mathbf{f}}$ neodvisen od \mathbf{u} (recimo v primeru sile teže), dobimo Poissonovo enačbo za \mathbf{u} , ki jo je lažje rešiti kot Eulerjevo enačbo. Malo bolj zanimiva opazka je naslednja: če je zunanjia sila neodvisna od časa (v primeru sile teže) in tlak neodvisen od časa (v primeru raznih vodnih tokov) to implicira, da je \mathbf{u} neodvisen od časa in lahko določen proces, na primer mešanje snovi v tekočini, obrnemo, to je snovi lahko "odmešamo".

1.9.2 Kinetična energija in viskozna disipativnost

Sedaj si bomo pogledali še eno pomembno lastnost turbulence, ki ji pravimo disipativnost. Privzeli bomo, da je hitrost na robu območja enaka 0, torej $\mathbf{u}|_{\partial\Omega} = 0$. Empirično se izkaže, da je ta predpostavka smiselna. Če si predstavljamo posodo z vodnim tokom, spodnja skica prikaže, da ko se bližamo robu posode, postaja trenje med tekočino in robom posode vedno večje, in posledično hitrost tekočine vedno manjša. Ustvari se tanka plast, ki jo imenujemo **robna plast** (eng. boundary layer).



Slika 5: Posoda, kjer imamo robno plast širine $\delta > 0$ in tokovnice \mathbf{u} , katerih hitrost se veča, bolj ko smo stran od roba.

Ponovno začnemo z Navier-Stokesovo enačbo, vendar predpostavimo, da nimamo vpliva zunanjih sil, tj. $\mathbf{f}_b = 0$ in

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u}.$$

Enačbo skalarno pomnožimo s hitrostjo \mathbf{u}

$$\mathbf{u} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) |\mathbf{u}|^2 = -\frac{1}{\rho}(\mathbf{u} \cdot \nabla p) + \nu(\mathbf{u} \cdot \nabla^2 \mathbf{u}).$$

Zapišimo vsak člen preko diferencialnega operatorja. Prvega in tretjega člena ni težko zapisati preko gradienta:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) = \mathbf{u} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}.$$

in

$$\nabla \cdot (\mathbf{u} p) = p \underbrace{\nabla \cdot \mathbf{u}}_{=0} + \mathbf{u} \cdot (\nabla p) = \mathbf{u} \cdot (\nabla p).$$

Za drugi člen uporabimo pravilo produkta za gradient

$$\nabla \cdot (|\mathbf{u}|^2 \mathbf{u}) = \nabla(|\mathbf{u}|^2) \cdot \mathbf{u} + |\mathbf{u}|^2 \underbrace{(\nabla \cdot \mathbf{u})}_{=0} = (2(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) \mathbf{u}$$

torej je

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla) |\mathbf{u}|^2 = \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \mathbf{u} \right).$$

Zadnji člen se poenostavi s pomočjo naslednje identitete.

Lema 1.12. *Naj bo \mathbf{u} dvakrat zvezno odvedljivo vektorsko polje. Potem je*

$$\mathbf{u} \cdot \nabla^2 \mathbf{u} = \nabla \cdot \left((\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nabla \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) \right) - |\nabla \mathbf{u}|^2, \quad (1.43)$$

kjer je

$$|\nabla \mathbf{u}|^2 = \sum_{i,j=1}^3 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2. \quad (1.44)$$

Dobljeno enakost

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) + \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \mathbf{u} \right) = -\frac{1}{\rho} \nabla(p \mathbf{u}) + \nu \nabla \cdot \left((\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nabla \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) \right) - \nu |\nabla \mathbf{u}|^2$$

integriramo po omejenem območju Ω z robom $\partial\Omega$ in dobimo:

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) dV + \int_{\Omega} \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \mathbf{u} + \frac{1}{\rho} p \mathbf{u} - \nu(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \nabla \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) \right) dV = \int_V -\nu |\nabla \mathbf{u}|^2 d\Omega.$$

Po izreku o divergenci je

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) dV + \int_{\partial\Omega} \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \mathbf{u} + \frac{1}{\rho} p \mathbf{u} - \nu(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \nabla \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) d\vec{S} = \int_{\Omega} -\nu |\nabla \mathbf{u}|^2 dV.$$

Ker smo privzeli robni pogoj $\mathbf{u}|_{\partial\Omega} = 0$, je integral po robu enak nič in dobimo

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) dV = - \int_{\Omega} \nu |\nabla \mathbf{u}|^2 dV = -\nu \int_{\Omega} |\nabla \mathbf{u}|^2 dV$$

Kako interpretiramo dani rezultat? Integral

$$\int_{\Omega} \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 dV$$

predstavlja kinetično energijo sistema na enoto mase. Leva stran enakosti nam pove, kako se kinetična energija v območju Ω spreminja s časom. Desni člen je negativen, saj je integrand pozitiven. Torej kinetična energija toka s časom pada in prehaja v toploto.

Lahko pa povemo še malo več. Zgornji postopek ponovimo za $\mathbf{f} \neq \mathbf{0}$. Dobimo zelo podobno zvezo, le da vsebuje še delo zunanjih sil

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 dV = -\nu \int_{\Omega} |\nabla \mathbf{u}|^2 dV + \int_{\Omega} \mathbf{u} \cdot \mathbf{f} dV. \quad (1.45)$$

Če se kinetična energija s časom ne spreminja oz. se ohranja, to pomeni, da je $\frac{\partial}{\partial t} |\mathbf{u}|^2 = 0$, dobimo

$$\nu \int_{\Omega} |\nabla \mathbf{u}|^2 dV = \int_{\Omega} \mathbf{u} \cdot \mathbf{f} dV.$$

Ta enakost nam pove, da v primeru, ko se kinetična energija ohranja, je energija, ki odhaja iz sistema, enaka energiji, ki jo dovajamo z delom telesne sile \mathbf{f} . Ta rezultat namiguje, da smo na pravi poti kar se tiče analize turbulence in tokov nasprosto, saj je rezultat ekvivalenten prvemu zakonu termodinamike:

Definicija 1.13 (Prvi zakon termodinamike). Naj bo Ω sistem oz. omejeno območje. Potem je spremembra energije ΔE sistema, enaka energiji vhodne E_{in} in izhodne energije E_{out} , torej

$$\Delta E = E_{\text{in}} + E_{\text{out}}. \quad (1.46)$$

Definicija 1.14. Naj bo \mathbf{u} rešitev Navier-Stokesove enačbe. **Viskozna disipativnost** je

$$\epsilon = \nu |\nabla \mathbf{u}|^2. \quad (1.47)$$

1.9.3 Velikostne skale

Ključna ugotovitev v prvi polovici 20. stoletja, ki je spremenila pogled na turbulentco je, da se kljub njenemu kaotičnemu obnašanju pojavijo urejene strukture. To so turbulentni vrtinci (eng. eddies). V zadnjem razdelku smo videli, da na poljubni domeni Ω energija s časom pada. Jasno je, da bo odtok/prenos energije večji na večji domeni. Če je turbulentni tok sestavljen iz turbulentnih vrtincev, se pojavi vprašanje, kako veliki so taki vrtinci? Ključni so vrtinci "najmanjših" velikosti zaradi naslednjega mehanizma: največji vrtinci, ki nosijo največ energije, jo izgubljajo preko prenosa na manjše vrtince. Ta postopek se ponavlja, dokler ne pridemo do velikosti vrtincev, kjer se energija ne prenese več na manjše vrtince, ampak se zaradi viskoznosti začne pretvarjati v toploto. Tem vrtincem pravimo **disipativni vrtinci**.

Še ena opazka: ko govorimo o velikih vrtincih, govorimo tudi o velikih Reynoldsovih številah, oz. $Re \gg 1$. Spomnimo se, da smo iz brezdimenzijske Navier-Stokesove enačbe dobili Eulerjevo enačbo (1.41), ki ne vsebuje viskoznega člena. To pomeni, da je $\nu \nabla^2 \mathbf{u} \approx 0$ torej $\epsilon \approx \text{konst}$. Zato bomo v nadaljevanju predpostavili, da je viskozna disipativnost konstantna. Ta predpostavka je smiselna do dolžin velikosti

η . Izraz za η bomo izpeljali v nadaljevanju, sedaj pa razkrijemo le, da je v atmosferi $\eta \approx 1\text{mm}$.

Označimo z ℓ premer poljubnega vrtinca in z \mathbf{u} povprečno hitrost vrtinca. Definiramo turbulentno Reynoldsovo število $R_t = \frac{u\ell}{\nu}$. V splošnem velja $Re > R_t$, vendar sta primerljiva, zato $R_t \gg 1$.

Videli smo, kako pomembna količina je ϵ , zato jo bomo povezali s količinama ℓ in \mathbf{u} preko dimenzijske analize. Enota za $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x_i}$, kjer je $i = 1, 2, 3$, je $\frac{m}{s \cdot m} = \frac{1}{s}$, zato je enota za $|\nabla \mathbf{u}|^2$ enaka $\frac{1}{s^2}$. Enota za ϵ je $\frac{m^2}{s} \frac{1}{s^2} = \frac{m^2}{s^3}$. Za prizerno izbran čas τ dobimo oceno

$$\epsilon \sim \frac{\ell^2}{\tau^3} = \frac{u^2}{\tau} = \frac{u^3}{\ell}, \quad (1.48)$$

kjer je $\mathbf{u} = \frac{\ell}{\tau}$.

Izkaže se, da je to zelo dober način za ocenjevanje velikosti vrtincev. Velik preskok je naredil Andrej Nikolajevič Kolmogorov, ki je postavil hipotezo, da sta hitrost v in dolžina η disipativnih vrtincev odvisni le od viskozne disipativnosti ϵ in kinematične viskoznosti ν . Poiščimo izraz zanju. Na domeni velikosti η začne prevladovati viskozni del Navier-Stokesove enačbe

$$\nu \nabla^2 \mathbf{u} > (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}.$$

Aproksimiramo vsakega posebej preko dimenzijske analize

$$\begin{aligned} \nu \nabla^2 \mathbf{u} &\sim \nu \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} \sim \frac{\nu u}{\ell} = \frac{\nu}{\ell \tau}, \\ (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &\sim \frac{u^2}{\ell} \sim \frac{\ell}{\tau}. \end{aligned}$$

Torej je

$$\nu \nabla^2 \mathbf{u} > (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \iff \frac{\nu}{\ell \tau} > \frac{\ell}{\tau} \iff \ell^2 < \nu \tau.$$

Iz izraza (1.48) izpostavimo τ , kar nam da

$$\ell^2 < \nu \tau = \nu \left(\frac{\ell^2}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{3}} \iff \ell < \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}.$$

Neenakost nam da območje, kjer se začne proces disipativnosti. Zgornja meja hitrosti teh vrtincev:

$$v^3 = \ell \epsilon = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \epsilon = (\epsilon \nu)^{\frac{3}{4}},$$

torej je

$$v = (\epsilon \nu)^{\frac{1}{4}}.$$

Definicija 1.15. Naj bosta ν viskozna disipativnost in ϵ viskozna disipativnost. Definiramo hitrostno skalo Kolmogorova

$$v = (\epsilon \nu)^{\frac{1}{4}}, \quad (1.49)$$

in dolžinsko skalo Kolmogorova

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (1.50)$$

To sta velikost in hitrost najmanjšega možnega vrtinca.

Poglejmo si nekaj posledic. Reynoldsovo število disipativnih vrtincev je

$$R_t = \frac{v\eta}{\nu} = (\epsilon\nu)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{1}{\nu} = 1,$$

kar se sklada z domnevo, da ima viskoznost velik vpliv. Poglejmo še, koliko večji in hitrejši so veliki vrtinci. Dobimo

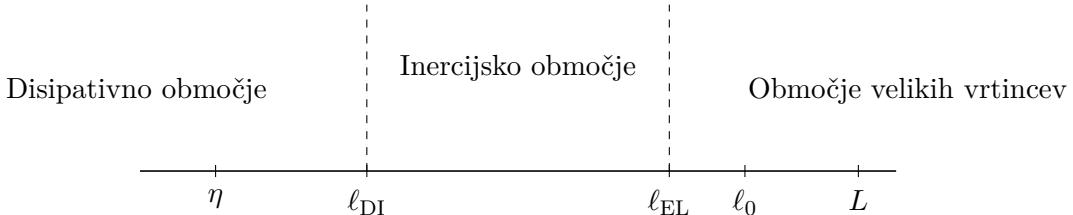
$$\begin{aligned} \frac{\ell}{\eta} &= \frac{\ell \epsilon^{\frac{1}{4}}}{\nu^{\frac{3}{4}}} \stackrel{(1.48)}{\sim} \frac{\ell u^{\frac{3}{4}}}{\ell^{\frac{1}{4}} \nu^{\frac{3}{4}}} = \left(\frac{u\ell}{\nu} \right)^{\frac{3}{4}} = R_t^{\frac{3}{4}}, \\ \frac{u}{v} &= \frac{u}{(\epsilon\nu)^{\frac{1}{4}}} \stackrel{(1.48)}{\sim} \frac{u}{\left(\frac{(\ell^3\eta)}{\ell} \right)^{\frac{1}{4}}} = \left(\frac{u\ell}{\nu} \right)^{\frac{1}{4}} = R_t^{\frac{1}{4}}. \end{aligned}$$

Ker je $R_t \gg 1$, sledi, da so disipativni vrtinci občutno manjši in počasnejši od energijsko bogatih vrtincev.

Primer 1.16. Tipična hitrost in velikost vrtinca v robni plasti atmosfere sta $u \sim 1 \frac{m}{s}$ in $l \sim 10^3 m$, viskoznost zraka pa je $\nu \sim 10^{-5} \frac{kg}{ms}$. Torej je $R_t \sim 10^8$, kar nam da oceni za hitrost in velikost disipativnih vrtincev: $v \sim 10^{-2} \frac{m}{s}$ in $\eta \sim 10^{-3} m$. ◇

Posledica zadnje analize je, da lahko velikost turbulentnih vrtincev (pa tudi obravnavane domene) razdelimo na tri dele. Naj bo L velikost največjih vrtincev. Potem imamo:

- i) **Disipativno območje:** v tem območju so velikosti vrtincev l omejene z Kolmogorovo dolžinsko skalo η , oz. $l < \eta$.
- ii) **Inercijsko območje:** to je območje, kjer prihaja do prenosa energije iz večjih na manjše vrtince. Velikosti vrtincev so omejene z $\eta < l < L$.
- iii) **Območje velikih vrtincev:** to je območje, kjer se zadržuje večina energije sistema, oz. $l \sim L$.



Opomba 1.17. Meje turbulentnih območij so teoretične. V praksi se izkaže, da imamo nekaj odstopanja od teh mej (to je prikazano na zgornji skici). Običajno sta $\ell_{DI} \sim 60\eta$ in $\ell_{EL} \sim \frac{1}{6}L$

Z znanjem, ki smo ga pridobili, lahko hitro razložimo problem modeliranja turbulence neposredno preko Navier-Stokesovih enačb. Najmanjše smiselne dolžine so velikosti η , velikost območja, ki ga želimo modelirati, naj bo L . Po zgornjem razmisleku je število potrebnih točk

$$N = \left(\frac{L}{\eta}\right)^3 \sim R_t^{\frac{9}{4}},$$

oz. v treh dimenzijah

$$N = \left(\frac{L}{\eta}\right)^3 \sim R_t^{\frac{9}{4}}.$$

Iz zadnjega primera hitro postane jasno, da je modeliranje neposredno preko danih enačb povsem nepraktično, saj je število potrebnih točk približno $N \sim (10^8)^{\frac{9}{4}} = 10^{18}$. Zato so direktne numerične simulacije uporabljajo le za manjša območja, na primer $R_t \sim 1000$, torej $N \sim 10^{\frac{27}{4}} \sim 10^7$, kar še vedno ni majhno število.

2 Simulacije velikih turbulentnih vrtincev

V zaključku zadnjega poglavja smo videli, da je neposredno reševanje Navier-Stokesovih enačb za velike turbulentne vrtince oz. tridimenzionalno turbulentno gibanje tokov, neučinkovito. V tem poglavju bomo spoznali orodja, s katerimi bomo enačbe, ki opisujejo dane tokove, priredili na tak način, da jih bomo lahko bolj učinkovito rešili. Simulacije velikih turbulentnih vrtincev (eng. Large eddy simulations oz. LES) razdelimo na štiri korake.

- i) Spoznali bomo koncept povprečenja in razcep toka na dva dela: povprečni del in spremenljivi/turbulentni del. Povprečni del bo predstavljal hitrostno polje velikih vrtincev. Osredotočili se bomo na posebno vrsto povprečja, to je filtracija.
- ii) Preko filtracije Navier-Stokesovih enačb dobimo nove enačbe, ki jih bomo uporabili za numerično reševanje.
- iii) Zaprtje novih enačb. Pri prejšnji točki dobimo nove člene v enačbi, kar povzroči, da imamo več spremenljivk kot enačb. Problem bomo rešili z modeliranjem novih členov.
- iv) Numerično rešimo zaprt sistem enačb, ki opisuje tok.

To je najbolj splošen pristop, je pa pomembno navesti, da obstaja več podvrst takih simulacij, ki so odvisne od kompleksnosti in velikosti območja, ki ga obravnavamo.

2.1 Povprečja

Vse odvisne spremenljivke, hitrost, vrtinčnost, tlak, temperatura . . . , so turbulentne. Intuitivno to pomeni, da so v prostoru naključno porazdeljene, obnašanje pa je kaotično. Zaradi naključnega obnašanja je pogosto smiselno turbulenco analizirati z vidika statistike. Več o tem pogledu na turbulenco bomo povedali v 3. poglavju. Ideja za povprečji je, da hitrostno polje $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$ razcepimo na povprečni del $\bar{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, t)$ in oscilirajoči/turbulentni del $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$.

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t). \quad (2.1)$$

Temu razcepu pravimo Reynoldsov razcep.

Zapišimo nekaj lastnosti, ki naj bi veljale za povprečja. Naj bosta \mathbf{U} in \mathbf{V} dva tokova in $\alpha, \beta \in \mathbb{R}$:

- i) Linearnost:

$$\overline{\alpha \mathbf{U} + \beta \mathbf{V}} = \alpha \bar{\mathbf{U}} + \beta \bar{\mathbf{V}}.$$

- ii) Povprečje konstante:

$$\bar{\mathbf{C}} = \mathbf{C}.$$

- iii) Idempotentnost:

$$\bar{\bar{\mathbf{U}}} = \bar{\mathbf{U}}.$$

iv) Povprečje oscilirajočega dela:

$$\bar{\mathbf{u}} = \overline{\mathbf{U} - \bar{\mathbf{U}}} = \mathbf{0}.$$

v) Pravilo produkta:

$$\overline{\mathbf{U} \cdot \mathbf{V}} = \bar{\mathbf{U}} \cdot \bar{\mathbf{V}}.$$

vi) Komutiranje z odvajanjem:

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial x_i} = \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x_i}.$$

Lema 2.1. Če velja lastnost i) potem je iii) \iff iv)

Dokaz. Naj \mathbf{U} zadošča lastnosti i). Imamo

$$\bar{\bar{\mathbf{U}}} = \bar{\mathbf{U}} \iff 0 = \bar{\mathbf{U}} - \bar{\bar{\mathbf{U}}} \stackrel{i)}{=} \overline{\mathbf{U} - \bar{\mathbf{U}}}.$$

□

2.1.1 Ansambelsko povprečje

Recimo, da opravljamo eksperiment in dobimo nek rezultat. Pogostokrat zaradi napak ali zunanjih vplivov ali majhne verjetnosti pojava želenega rezultata, poskus večkrat ponovimo in za končni rezultat vzamemo povprečje rezultatov. To je ideja ansambelskega povprečja.

Turbulanca predstavlja odstopanja ali šum, oz. kaotičen del. Ker se pri zelo majhnih spremembah začetnih pogojev tok lahko zelo spremeni, vsaka ponovitev poskusa da novo rešitev. Vsaka taka rešitev je lahko zelo drugačna od prejšnje in naslednje. Tem ponovitvam pravimo realizacije in jih označimo z $\mathbf{U}(x, t; \alpha)$, za $\alpha \in \mathbb{N}$ realizacijsko število.

Definicija 2.2. Ansambelsko povprečje toka \mathbf{U} je

$$\mathbf{U}^{\text{avg}}(\mathbf{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N \mathbf{U}(\mathbf{x}, t; \alpha). \quad (2.2)$$

Bolj formalno na $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t; \alpha)$ gledamo kot na slučajni vektor ter na zaporedje $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t; 1), \mathbf{U}(\mathbf{x}, t; 2) \dots, \mathbf{U}(\mathbf{x}, t; n)$ kot na zaporedje neodvisno, enako porazdeljenih slučajnih vektorjev. Pričakovano vrednost označimo $E(\mathbf{U}(\mathbf{x}, t; \alpha)) = \boldsymbol{\mu}(\mathbf{x}, t)$ za vsak $i \in \mathbb{N}$, zato je po zakonu velikih števil ansambelsko povprečje konvergentno.

Ansambelsko povprečje zadošča vsem lastnostim i) – vi), zato je temelj za Reynoldsovo-povprečene Navier-Stokesove simulacije (RANS). Omenimo še dve povprečji

Definicija 2.3. Časovno povprečje je

$$\mathbf{U}^T(\mathbf{x}, t; T) = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{U}(\mathbf{x}, t + \tau) d\tau. \quad (2.3)$$

Definicija 2.4. Prostorsko povprečje je

$$\mathbf{U}^S(\mathbf{x}, t; L) = \frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} \mathbf{U}(\mathbf{x} + \mathbf{s}, t) d\mathbf{s}. \quad (2.4)$$

Čeprav so ta povprečja na prvi pogled nepovezana, se v praksi izkaže, da imajo poseben pomen. Naj bo polje \mathbf{U} stacionarno, tj. $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{x})$ ali homogeno, oz. $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}(t)$. Intuitivno pričakujemo, da je

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \mathbf{U}^T(\mathbf{x}, t; T) = \lim_{T \rightarrow \infty} \mathbf{U}^T(\mathbf{x}; T) = \mathbf{U}^{\text{avg}}(\mathbf{x})$$

oz.

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \mathbf{U}^S(\mathbf{x}, t; L) = \lim_{L \rightarrow \infty} \mathbf{U}^S(t; L) = \mathbf{U}^{\text{avg}}(t)$$

Če slučajna spremenljivka \mathbf{U} v našem primeru hitrostno polje zadošča obema lastnostima, pravimo, da je \mathbf{U} **ergodično**. V računski dinamiki fluidov se pogosto predpostavi, da je turbulensa ergodična. Temu pravimo ergodična hipoteza. Hipoteza ni dokazana, vendar mnoge numerične simulacije in eksperimenti hipotezo potrjujejo.

Ergodičnost se predpostavi, saj je računanje ansambelskega povprečja težavno, ker potrebujemo veliko poskusov za njegov izračun, medtem ko je prostorsko ali časovno povprečje dokaj enostavno.

2.1.2 Filtracija

V delu se bomo resneje posvetili filtraciji, ki je posebna vrsta povprečja.

Definicija 2.5. Naj bo $\mathbf{U} : \mathbb{R}^d \times \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^3$ vektorsko polje in $G : \mathbb{R}^d \times \mathbb{R}^d \rightarrow \mathbb{R}$. Filter polja \mathbf{U} je filtrirano polje $\overline{\mathbf{U}}$ definirano kot

$$\overline{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, t) = \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r}. \quad (2.5)$$

Funkciji G pravimo filtracijska funkcija in zadošča normalizacijskem pogoju

$$\int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) d\mathbf{r} = 1. \quad (2.6)$$

Definicija 2.6. Naj bo G filtracijska funkcija in \mathbf{U} tok. Potem je residualno polje definirano kot

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) - \overline{\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)}. \quad (2.7)$$

Opomba 2.7.

- Polji $\overline{\mathbf{U}}$ in \mathbf{u}' se v literaturi pogosto imenujeta razrešeni del in podfilterski del.
- Opazimo, da je definicija filtra skoraj identična definiciji konvolucije, le da je \mathbf{U} vektorsko polje in ne skalar.
- Zgornji razcep je analogen Reynoldsovem razcepu, glavna razlika je, da filter rezidualnega dela ni nujno enak 0,

$$\overline{\mathbf{u}'} \neq 0.$$

Trditev 2.8. *Filtracija zadošča lastnostim i), ii) in komutiranju s časovnim odvodom. Če je filtracijska funkcija G homogena tj. $G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = G(\mathbf{r})$, velja lastnost vi).*

Opomba 2.9. Nekaj besed o lastnostih toka \mathbf{U} . Za potrebe željenih lastnosti bomo privzeli dve vrsti pogojev filtracijske funkcije G na domeni $\Omega \subset \mathbb{R}^n$:

- G bo imela kompakten nosilec.
- $\forall \mathbf{x} \in \Omega$ in $i = 1, \dots, n$: $\|\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)\| < G(\mathbf{r}, \mathbf{x})$, $\|\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t}(\mathbf{x}, t)\| < G(\mathbf{r}, \mathbf{x})$,
 $\|\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x_i}(\mathbf{x}, t)\| < G(\mathbf{r}, \mathbf{x})$.

Ti pogoji bodo zagotovili obstoj integrala in možnost zamenjave vrstnega reda integracije in odvajanja. V prvem primeru, ker bo območje integracije omejeno, v drugem primeru pa bo G integrabilna, zato bomo po Lebesgue-ovem izreku o dominirani konvergenci lahko zamenjali vrstni red.

Dokaz.

i) Naj bosta \mathbf{U}, \mathbf{V} hitrostni polji, $\alpha, \beta \in \mathbb{R}$ in G filtracijska funkcija

$$\begin{aligned}\overline{\alpha \mathbf{U} + \beta \mathbf{V}} &= \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x})(\alpha \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) + \beta \mathbf{V}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t)) \, d\mathbf{r} = \\ &= \int_{\mathbb{R}^d} \alpha G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) + \beta G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{V}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) \, d\mathbf{r} = \\ &= \alpha \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) \, d\mathbf{r} + \beta \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{V}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) \, d\mathbf{r} = \\ &= \alpha \overline{\mathbf{U}} + \beta \overline{\mathbf{V}}\end{aligned}$$

ii) Naj bo $\mathbf{C} \in \mathbb{R}^3$ in G filtracijska funkcija

$$\overline{\mathbf{C}} = \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{C} \, d\mathbf{r} = \underbrace{\left(\int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \, d\mathbf{r} \right)}_{\mathbf{C}} \mathbf{C} = \mathbf{C},$$

saj zadošča normalizacijskemu pogoju (2.6).

vi) Kot smo omenili v opombi 2.7, obravnavamo dva različna primera:

- G ima kompakten nosilec.

Ker ima G kompakten nosilec, je $\text{supp}(\mathbf{U})$ omejena množica in je

$$\int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) \, d\mathbf{r} = \int_{\text{supp}(\mathbf{U})} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) \, d\mathbf{r}.$$

Ker je območje integracije omejeno in \mathbf{U} zvezno odvedljiva, lahko zamejamo vrstni red integracije in odvajanja.

- $\|\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)\| < G(\mathbf{r}, \mathbf{x})$. Definiramo zaporedje

$$\mathbf{U}_n(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{x}, t + \frac{1}{n}).$$

Potem je

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \bar{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, t) &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \\
&= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t + \frac{1}{n}) d\mathbf{r}, \\
&= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}_n(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r}, \\
&= \int_{\mathbb{R}^d} \lim_{n \rightarrow \infty} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}_n(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r}, \\
&= \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = \frac{\overline{\partial \mathbf{U}}}{\partial t}(\mathbf{x}, t).
\end{aligned}$$

Tu smo v četrti enakosti uporabili predpostavko, da je $\|\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)\| < G(\mathbf{r}, \mathbf{x})$ in G integrabilna. Po Lebesgue-ovem izreku o dominirani konvergenci enakost sledi.

Odvajamo še po prostorski spremenljivki (argument za menjavo vrstnega reda je enak kot zgoraj):

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dx_i} \bar{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, t) &= \frac{d}{dx_i} \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = \\
&= \int_{\mathbb{R}^d} \frac{d}{dx_i} (G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t)) d\mathbf{r} = \\
&= \int_{\mathbb{R}^d} \frac{dG}{dx_i}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} + \int_{\mathbb{R}^d} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \frac{d\mathbf{U}}{dx_i}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = \\
&= \int_{\mathbb{R}^d} \frac{dG}{dx_i}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} + \frac{\overline{d\mathbf{U}}}{dx_i}(\mathbf{x}, t).
\end{aligned}$$

Filtracijska funkcija G je homogena, torej je $G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = G(\mathbf{r})$, posledično

$$\frac{dG}{dx_i}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = \frac{dG}{dx_i}(\mathbf{r}) = 0$$

in enakost sledi. □

Poglejmo si dva filtra, ki se pogosto uporablja. Primera si bomo pogledali v eni dimenziji, kar se enostavno posploši v višje dimenzije. Od sedaj naprej bomo predpostavili, da je G homogena, tj. $G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = G(\mathbf{r})$. Matematično je filter sedaj konvolucija, kar običajno zapišemo

$$\bar{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, t) = (\mathbf{U} * G)(\mathbf{x}, t). \quad (2.8)$$

Iz konvolucijskega izreka dobimo

$$\hat{\bar{\mathbf{U}}} = \mathcal{F}(\bar{\mathbf{U}})(\boldsymbol{\xi}, t) = \mathcal{F}(\mathbf{U})(\boldsymbol{\xi}, t) \cdot \mathcal{F}(G)(\boldsymbol{\xi}) = \hat{\mathbf{U}}(\boldsymbol{\xi}, t) \cdot \hat{G}(\boldsymbol{\xi}). \quad (2.9)$$

Valovni preklopni filter:

Pokazali smo, da filter zadošča lastnostim *i*), *ii*) in *vi*). Ali lahko s pravo izbiro G dodatno zadostimo še kateri od ostalih lastnosti? Zaradi linearnosti filtra je dovolj obravnavati le idempotentnost in pravilo produkta. Pravilu produkta bo zadoščeno, če bo za pravo funkcijo G integral multiplikativen. Take funkcije sicer obstajajo, vedar so zelo raznolike in običajno nimajo fizikalnega pomena. Torej nam ostane le idempotentnost. Poglejmo, kako se izraža $\bar{\bar{U}}$ preko konvolucije:

$$\begin{aligned}\bar{\bar{U}}(x, t) &= \int_{\mathbb{R}} G(r) \bar{U}(x - r, t) dr, \\ &= \int_{\mathbb{R}} G(r) \int_{\mathbb{R}} G(s) U(x - r - s, t) ds dr, \\ &= \int_{\mathbb{R}} (G * U)(x - r, t) dr = G * (G * U)(x, t).\end{aligned}$$

Torej je

$$\mathcal{F}(\bar{\bar{U}})(\xi, t) = \mathcal{F}(G)^2(\xi) \cdot \mathcal{F}(U)(\xi, t) = \hat{G}^2(\xi) \cdot \hat{U}(\xi, t).$$

Če želimo, da je G idempotent, mora veljati $\bar{\bar{U}} = \bar{U}$.

$$\begin{aligned}\bar{U} &= \bar{\bar{U}}, \\ \hat{U}\hat{G} &= \hat{U}\hat{G}^2, \\ \hat{U}(\hat{G}^2 - \hat{G}) &= 0.\end{aligned}$$

Ker je $U \neq 0$, \hat{G} zavzame vrednosti 0 in 1. Preden si pogledamo bolj specifičen primer, si poglejmo problem preko Fourierove vrste, kar bo pomembno pri analizi v nadaljevanju. Razvijemo U v kompleksno Fourierovo vrsto na intervalu $[0, L]$ za $L > 0$

$$U(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) e^{i\kappa_n x}, \quad (2.10)$$

kjer je $\kappa_n = 2\pi \frac{n}{L}$. Filtriramo razvoj

$$\begin{aligned}\bar{U}(x, t) &= \int_{\mathbb{R}} G(r) U(x - r, t) dr, \\ &= \int_{\mathbb{R}} G(r) \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) e^{i\kappa_n(x-r)} dr, \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) \left(\int_{\mathbb{R}^d} G(r) e^{-i\kappa_n r} dr \right) e^{i\kappa_n x}, \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) \hat{G}(\kappa_n) e^{i\kappa_n x}.\end{aligned}$$

Kot prej je \hat{G} Fourierova transformiranka funkcije G

$$\hat{G}(\kappa) = \int_{\mathbb{R}} G(r) e^{-i\kappa r} dr$$

preko inverzne Fourierove transformacije dobimo

$$G(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \hat{G}(\kappa) e^{i\kappa x} d\kappa.$$

Opomba 2.10. V literaturi se \hat{G} pogosto imenuje prenosna funkcija in se označi s T .

Uporabimo filter na \bar{U}

$$\begin{aligned}\bar{U}(x, t) &= \int_{\mathbb{R}} G(r) \bar{U}(x - r, t) dr \\ &= \int_{\mathbb{R}} G(r) \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) T(\kappa_n) e^{i\kappa_n(x-r)} dr \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) T(\kappa_n) e^{i\kappa_n x} \int_{\mathbb{R}} G(r) e^{-i\kappa_n r} dr \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(t) T^2(\kappa_n) e^{i\kappa_n x} dr\end{aligned}$$

Primerjamo koeficiente vrst

$$T^2(\kappa_n) = T(\kappa_n), \quad n \in \mathbb{Z},$$

kar se ujema z dosedaj ugotovljenim. Ta izpeljava je pomembna, ker uvede količino κ_n , ki jo imenujemo n -to valovno število. To bo ključno za reševanje polja \bar{U} na diskretni množici (kar je potrebno za numerično modeliranje). Definiramo nizko-prehodno prenosno funkcijo

$$T_c(\kappa) = \begin{cases} 1; & |\kappa| \leq \kappa_c, \\ 0; & |\kappa| > \kappa_c, \end{cases}$$

za $\kappa_c \in \mathbb{R}$. To število imenujemo **preklopno valovno število**. Sedaj lahko izračujemo filtracijsko funkcijo G

$$\begin{aligned}G(x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} T_c(\kappa) e^{-i\kappa x} d\kappa = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\kappa_c}^{\kappa_c} e^{-i\kappa x} d\kappa = \\ &= \frac{i}{2\pi x} e^{-i\kappa x} \Big|_{-\kappa_c}^{\kappa_c} = \\ &= \frac{i}{2\pi x} (e^{-i\kappa_c x} - e^{i\kappa_c x}) = \frac{\sin(\kappa_c x)}{\pi x}.\end{aligned}$$

Definicija 2.11. Enodimensionalni valovno preklopni filter je filter s filtracijsko funkcijo

$$G(x) = \frac{\sin(\kappa_c x)}{\pi x}. \quad (2.11)$$

Rezultat lahko enostavno posplošimo na poljubno dimenzijo.

Definicija 2.12. Za $n \in \mathbb{N}$ definiramo n -dimensionalni valovno preklopno filtracijsko funkcijo G_n kot

$$G_n(\mathbf{x}) = \prod_{i=1}^n G(x_i) = \prod_{i=1}^n \frac{\sin(\kappa_c x_i)}{\pi x_i}. \quad (2.12)$$

Opomba 2.13. Definiramo lahko tudi visoko-prehodno prenosno funkcijo:

$$T_c(\kappa) = \begin{cases} 1; & |\kappa| \geq \kappa_c \\ 0; & |\kappa| < \kappa_c, \end{cases}$$

vendar zanjo filtracijska funkcija ne obstaja.

Škatlasti filter:

Nekoliko bolj naravna filtracijska funkcija, ki spominja na prostorsko povprečje, je škatlasta funkcija:

Definicija 2.14. Naj bo $\Delta > 0$. Škatlasta funkcija je

$$G(x) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & ; x \in \left[-\frac{\Delta}{2}, \frac{\Delta}{2}\right], \\ 0 & ; \text{sicer.} \end{cases} \quad (2.13)$$

Prenosno funkcijo lahko izračunamo podobno kot prej, kar nam da

$$T(\kappa) = \frac{\sin(\kappa \frac{\Delta}{2})}{\kappa \frac{\Delta}{2}}.$$

Navedimo še večdimenzionalno škatlasto funkcijo

Definicija 2.15. Naj bodo $\Delta_1, \dots, \Delta_n > 0$. Škatlasta funkcija v n dimenzijah je

$$G(x_1, \dots, x_n) = \begin{cases} \prod_{i=1}^n \frac{1}{\Delta_i} & ; x_i \in \left[-\frac{\Delta_i}{2}, \frac{\Delta_i}{2}\right], \\ 0 & ; \text{sicer.} \end{cases} \quad (2.14)$$

Opomba 2.16.

- Drugo ime za ta filter je lokalno povprečje.
- V literaturi se občasno pojavi tudi nekoliko drugačna definicija, kjer se integrira po krogli namesto po kvadratu.

Gaussov filter: Poglejmo filtracijsko funkcijo, ki se razlikuje od prejšnjih dveh primerov v dveh pogledih. Za filtracijsko funkcijo vzamemo Gaussovo funkcijo, ki je za razliko od prejšnji dveh primerov zvezna, in še pomembnejše, pozitivna.

Definicija 2.17. Naj bo $\sigma > 0$. Gaussov filter je dan z Gaussovo funkcijo

$$G(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}. \quad (2.15)$$

oz. Gaussov n -dimenzionalni filter je dan z

$$G(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{n/2}} e^{-\frac{1}{2\sigma^2}(x_1^2 + \dots + x_n^2)}. \quad (2.16)$$

2.2 Filtrirani ohranitveni zakoni

Sedaj je čas, da uporabimo filter na enačbah, ki jih želimo numerično rešiti. V razdelku bomo predpostavili, da je filtracijska funkcija homogena, saj bomo potrebovali lastnost komutiranja filtra z odvajanjem. Do nadaljnega je G poljubna, kasneje, ko se bomo posvetili natančnejši analizi, jo bomo specificirali.

2.2.1 Filtriran zakon o ohranitvi mase

Kot pri ohranitvenih zakonih začnemo z ohranitvijo mase. Enačba je

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x_i} = \mathbf{0}.$$

Uporabimo filtracijo na zakonu o ohranitvi gibalne količine.

$$\overline{\nabla \cdot \mathbf{U}} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x_i} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \overline{\mathbf{U}}}{\partial x_i} = \nabla \cdot \overline{\mathbf{U}} = 0.$$

Filtriran zakon se glasi:

$$\nabla \cdot \overline{\mathbf{U}} = \mathbf{0}. \quad (2.17)$$

2.2.2 Filtriran zakon o ohranitvi gibalne količine

Zakon:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{U} + \mathbf{f}.$$

Preden enačbo filtriramo, jo bomo preoblikovali, da se znebimo nelinearnega člena $(\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U}$. Najprej ga razpišemo po komponentah

$$(\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = \begin{pmatrix} U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x_1} + U_2 \frac{\partial U_1}{\partial x_2} + U_3 \frac{\partial U_1}{\partial x_3} \\ U_1 \frac{\partial U_2}{\partial x_1} + U_2 \frac{\partial U_2}{\partial x_2} + U_3 \frac{\partial U_2}{\partial x_3} \\ U_1 \frac{\partial U_3}{\partial x_1} + U_2 \frac{\partial U_3}{\partial x_2} + U_3 \frac{\partial U_3}{\partial x_3} \end{pmatrix} = \left[\sum_{k=1}^3 U_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right]_j$$

za $j = 1, 2, 3$. Pogledamo kako se izraža odvod produkta:

$$\sum_{k=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k U_j) = \sum_{k=1}^3 \left(U_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + U_j \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) = (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} + \underbrace{(\nabla \cdot \mathbf{U})}_{\substack{\text{ohranitev} \\ \text{mase} \\ =0}} \mathbf{U} = (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U}.$$

Levo stran enakosti krajše zapišemo kot

$$\sum_{k=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k U_j) = \nabla \cdot (U_j \mathbf{U}).$$

Navier-Stokesovo enačbo filtriramo po komponentah. Pišimo:

$$\frac{\partial U_j}{\partial t} + \nabla \cdot (U_j \mathbf{U}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu \nabla^2 U_j + f_j, \quad j = 1, 2, 3.$$

Filtriramo vsako enačbo posebej, kjer upoštevamo, da filtracija komutira z odvajanjem. Torej

$$\frac{\partial \overline{U}_j}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{U}_j \overline{\mathbf{U}}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} + \nu \nabla^2 \overline{U}_j + \overline{f}_j.$$

Enačbo lahko zapišemo krajše, če uporabimo Einsteinovo konvencijo

$$\sum_{i=1}^n a_i b_i = a_i b_i.$$

Filtriran zakon se glasi

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \bar{f}_j, \quad j = 1, 2, 3. \quad (2.18)$$

2.2.3 Filtriran zakon o ohranitvi vrtinčnosti

Naslednji ohranitveni zakon, ki ga bomo filtrirali, je zakon o ohranitvi vrtinčnosti.

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{U} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} + \nabla \times \mathbf{f}.$$

Podobno kot pri Navier-Stokesovih enačbah, bomo prepisali nelinearna člena v bolj primerno obliko:

$$(\mathbf{U} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} = \left[\sum_{k=1}^3 U_k \frac{\partial \omega_j}{\partial x_k} \right]_j$$

$$(\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{U} = \left[\sum_{k=1}^3 \omega_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right]_j.$$

Fiksiramo komponento $j \in \{1, 2, 3\}$ in pogledamo odvod produkta komponent vrtinčnosti in hitrostnega polja:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (U_i \cdot \omega_j) = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (U_i \cdot \omega_j) = \sum_{i=1}^3 \omega_j \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + U_i \frac{\partial \omega_j}{\partial x_i} = \omega_j \underbrace{\left(\nabla \cdot \mathbf{U} \right)}_{\substack{\text{ohranitev} \\ \text{mase} \\ =0}} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\omega_i \cdot U_j) = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\omega_i \cdot U_j) = \sum_{i=1}^3 U_j \frac{\partial \omega_i}{\partial x_i} + \omega_i \frac{\partial U_j}{\partial x_i} = U_j \underbrace{\left(\nabla \cdot \boldsymbol{\omega} \right)}_{\substack{\text{divergenca} \\ \text{rotorja} \\ =0}} + (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{U}.$$

Zakon zapisan po komponentah

$$\frac{\partial \omega_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (U_i \cdot \omega_j) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\omega_i \cdot U_j) + \nu \nabla^2 \omega_j + \tilde{f}_j, \quad (2.19)$$

za $\tilde{f}_j = [\nabla \cdot \mathbf{f}]_j$, $j = 1, 2, 3$. Filtriran zakon se glasi:

$$\frac{\partial \bar{\omega}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{U}_i \cdot \bar{\omega}_j = \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{\omega}_i \cdot \bar{U}_j + \nu \nabla^2 \bar{\omega}_j + \bar{f}_j, \quad j = 1, 2, 3. \quad (2.20)$$

2.2.4 Filtriran zakon o ohranitvi skalarja

Zadnji ohranitveni zakon, ki ga bomo filtrirali, je zakon o ohranitvi skalarja

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla c = \gamma \nabla^2 c.$$

V tem primeru bo filtracija enostavna, saj lahko zaradi ohranitve mase polje \mathbf{U} nesemo pod gradienta in upoštevamo linearnost filtracije.

Filtriran zakon je tako enak

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{c} \bar{\mathbf{U}}) = \gamma \nabla^2 \bar{c}. \quad (2.21)$$

2.2.5 Filtriran materialni odvod

Izpeljane enačbe smo prevedli na enačbe primernejše za modeliranje (zakaj je ta oblika boljša bomo spoznali v naslednjem poglavju). Toda če primerjamo filtrirano in nefiltrirano Navier-Stokesovo enačbo, sta enačbi fundamentalno drugačni, saj imamo v drugem členu v enem primeru odvod produkta skalarjev $\bar{U}_i \bar{U}_j$, v drugem pa produkt odvoda skalarjev $\bar{U}_i \bar{U}_j$. Radi bi torej v filtrirani enačbi uvedli člen $\bar{U}_i \cdot \bar{U}_j$. Vendar se pojavi problem, saj $\bar{U}_i \bar{U}_j - \bar{U}_i \bar{U}_j \neq 0$.

Definicija 2.18. Naj bo \mathbf{U} vektorsko polje in $\bar{\mathbf{U}}$ njegova filtracija. Količini

$$\tau_{ij}^R = \bar{U}_i \bar{U}_j - \bar{U}_i \bar{U}_j \quad (2.22)$$

pravimo **rezidualni napetostni tenzor**.

Iz definicije tenzorja τ^R dodamo še dve definiciji

Definicija 2.19. Rezidualna oz. turbulentna kinetična energija je

$$k^R = \frac{1}{2} \tau_{ii}^R = \frac{1}{2} \text{tr}(\tau^R). \quad (2.23)$$

Definicija pove, da tenzor τ^R razcepimo na

Definicija 2.20. Izotropni rezidualni napetostni tenzor je dan z

$$\tau_{ij}^{\text{izo}} = \frac{2}{3} k^R \delta_{ij}, \quad (2.24)$$

anizotropni rezidualni napetostni tenzor pa z

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = \tau_{ij}^R - \tau_{ij}^{\text{izo}}. \quad (2.25)$$

Definicija pove, da tenzor τ^R razdelimo na izotropni in anizotropni del. Zapišimo filtrirano Navier-Stokesovo enačbo s pomočjo teh definicij:

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i \bar{U}_j + \tau_{ij}^R) = \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{U}_i \bar{U}_j + \frac{\partial}{\partial x_i} \tau_{ij}^R$$

Dobimo

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \bar{f}_j.$$

Zapišemo še preko τ^{anizo} tenzorja:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \bar{f}_j \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\tau_{ij}^{\text{izo}} + \tau_{ij}^{\text{anizo}})}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \bar{f}_j = \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\bar{p} + \rho \tau_{ij}^{\text{izo}})}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{anizo}}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \bar{f}_j, \end{aligned}$$

torej dobimo

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{anizo}}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \bar{f}_j,$$

kjer je $\bar{P} = \bar{p} + \rho \tau^{\text{izo}}$ modificiran filtriran tlak. Iz te enačbe je jasno, kako definirati filtrirani materialni odvod.

Definicija 2.21. Filtrirani materialni odvod za vektorsko polje \mathbf{U} in $\Omega \subseteq \mathbb{R}^n$ je preslikava $\frac{\bar{D}}{Dt} : C^1(\Omega) \rightarrow C^0(\Omega)$, dana s predpisom

$$\frac{\bar{D}\mathbf{V}}{\bar{D}t} = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla) \mathbf{V}. \quad (2.26)$$

2.3 Razreševanje filtriranih polj

Sedaj bomo videli, zakaj je smiselno uvesti filtrirane enačbe, saj direktna primerjava z nefiltriranimi enačbami ne pokaže bistvene razlike. Razreševanje filtriranih polj pomeni, da pri danem številu točk N poiščemo korak h , ki omogoča čim boljšo aproksimacijo filtriranega polja. Omejimo se na enodimensionalni primer polja u in interval $[0, L]$, $L > 0$. Če polje u evalviramo v $N \in \mathbb{N}$ točkah, nas zanima, kolikšen mora biti korak $h = \frac{L}{N}$, da lahko primerno aproksimiramo polje u in določimo željene informacije (ekvivalentno lahko fiksiramo korak in določamo število točk N).

Na to vprašanje bomo odgovorili z uporabo diskretne Fourierove analize.

2.3.1 Diskretna Fourierova analiza

Definicija 2.22. Naj bo $u : [a, b] \rightarrow \mathbb{C}$ periodična funkcija, $a < b$ in $N \in \mathbb{N}$. Definiramo zaporedje $x_k = a + \frac{k}{N}(b-a)$. Diskretna Fourierova transformacija funkcije u je zaporedje

$$U(x_n) = \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{-\frac{2\pi k n i}{N}}, \quad n = 0, 1, \dots, N-1. \quad (2.27)$$

Inverzna diskretna Fourierova transformacija pa je definirana kot

$$U^{-1}(x_n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{2\pi k n i}{N}}, \quad n = 0, 1, \dots, N-1. \quad (2.28)$$

Opomba 2.23. Če funkcijo u iz definicije transliramo, je dovolj, če se omejimo na interval $[0, L]$. V tem primeru je $x_k = \frac{kL}{N}$.

Pričakovali bi, da imata diskretni Fourierovi transformaciji podobne lastnosti kot klasična Fourierova transformacija, kar nakazuje naslednji izrek

Izrek 2.24. *Naj bo $u : [a, b] \rightarrow \mathbb{C}$ periodična funkcija in $N \in \mathbb{N}$. Potem velja*

$$U^{-1}(U(x_n)) = u(x_n) = U(U^{-1}(x_n)). \quad (2.29)$$

Dokaz.

$$\begin{aligned} U^{-1}(U(x_n)) &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} U(x_k) e^{\frac{2\pi kni}{N}} = \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) e^{\frac{-2\pi ijk}{N}} e^{\frac{2\pi ikn}{N}} = \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) e^{\frac{-2\pi ik(n-j)}{N}} = \end{aligned}$$

Označimo $y_j = e^{\frac{-2\pi i(n-j)}{N}}$ in zamenjamo vrstni red seštevanja v zadnji enakosti

$$= \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) \sum_{k=0}^{N-1} y_j^k.$$

Notranja vsota je geometrijska in je enaka

$$\sum_{k=0}^{N-1} y_j^k = \begin{cases} \frac{y_j^N - 1}{y_j - 1} & ; x \neq 1, \\ N & ; x = 1. \end{cases}$$

Ker je $n - j \in \mathbb{Z}$, je $y_j^N = e^{2\pi i(n-j)} = 1$, zato lahko dodatno poenostavimo

$$\sum_{k=0}^{N-1} y_j^k = \begin{cases} 0 & ; x \neq 1 \\ N & ; x = 1 \end{cases} = \begin{cases} 0 & ; j \neq n \\ N & ; j = n \end{cases} = N\delta_{jn}$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) \sum_{k=0}^{N-1} y_j^k = \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) \delta_{jn} = u(x_n).$$

Na enak način dokažemo tudi drugo enakost. □

Poglejmo si še nekaj pomembnih lastnosti diskretne Fourierove transformacije.

Trditev 2.25. *Naj bo $u : [a, b] \rightarrow \mathbb{C}$ periodična funkcija, $N \in \mathbb{N}$ in $t, n \in \{0, 1, \dots, N-1\}$. Potem velja naslednje:*

i) *Periodičnost:*

$$U(x_n) = U(x_{n+N}). \quad (2.30)$$

ii) Invarianca za translacijo indeksa:

$$\sum_{k=t}^{N-1+t} u(x_k) e^{-\frac{2\pi i k n}{N}} = \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{-\frac{2\pi i k n}{N}}. \quad (2.31)$$

iii) Prostorski premik: transformiranka funkcije $u(x - t)$ je

$$U^s(x_n) = U(x_n) e^{\frac{-2\pi k m t}{N}}. \quad (2.32)$$

iv) Konjugacijska simetrija:

$$\overline{U(x_n)} = U(x_{N-n}). \quad (2.33)$$

v) Plancherel-ov izrek:

$$\sum_{k=0}^{N-1} |u(x_k)|^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} |U(x_k)|^2. \quad (2.34)$$

Dokaz.

i)

$$\begin{aligned} U(x_{n+N}) &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_{k+N}) e^{-\frac{2\pi k i (n+N)}{N}} \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{-\frac{2\pi k n i}{N}} e^{-2\pi k i} \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{-\frac{2\pi k n i}{N}} = U(x_n). \end{aligned}$$

ii)

$$\begin{aligned} \sum_{k=t}^{N-1+t} u(x_k) e^{-\frac{2\pi i k n}{N}} &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_{k+t}) e^{-\frac{2\pi i (k+t)n}{N}} = \\ &= \sum_{k=0}^{N-t-1} u(x_{k+t}) e^{-\frac{2\pi i (k+t)n}{N}} + \sum_{k=N-t}^{N-1} u(x_{k+t}) e^{-\frac{2\pi i (k+t)n}{N}} = \end{aligned}$$

Obravnavamo vsako vsoto posebej:

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^{N-t-1} u(x_{k+t}) e^{-\frac{2\pi i (k+t)n}{N}} &= \sum_{k=t}^{N-1} u(x_k) e^{-\frac{2\pi i k n}{N}} \\ \sum_{k=N-t}^{N-1} u(x_{k+t}) e^{-\frac{2\pi i (k+t)n}{N}} &= \sum_{k=-t}^{-1} u(x_{N+k+t}) e^{-\frac{2\pi i (k+t+N)n}{N}} \\ &= \sum_{k=-t}^{-1} u(x_{k+t}) e^{-\frac{2\pi i (k+t)n}{N}} \\ &= \sum_{k=0}^{t-1} u(x_k) e^{-\frac{2\pi i k n}{N}}. \end{aligned}$$

Končna vsota je

$$= \sum_{k=t}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} + \sum_{k=0}^{t-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} = \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}}.$$

iii) Označimo transformiranko $u(x - t)$ s U^s . Potem je

$$\begin{aligned} U^s(x_n) &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_{k-t}) e^{\frac{-2k\pi i n}{N}} \\ &= \sum_{k=-t}^{N-1-t} u(x_k) e^{\frac{-2(k+t)\pi i n}{N}} \\ &= e^{\frac{-2\pi i t n}{N}} \sum_{k=-t}^{N-1-t} u(x_k) e^{\frac{-2k\pi i n}{N}} \\ &\stackrel{ii)}{=} e^{\frac{-2\pi i t n}{N}} \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2k\pi i n}{N}} \\ &= e^{\frac{-2\pi i t n}{N}} U(x_n). \end{aligned}$$

iv)

$$\begin{aligned} \overline{U(x_n)} &= \overline{\sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}}} = \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) \overline{e^{\frac{-2\pi i k n}{N}}} \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{2\pi i k n}{N}} \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{-\frac{2\pi i (N-k)n}{N}} \\ &= U(x_{N-n}). \end{aligned}$$

v)

$$\begin{aligned} |U(x_n)|^2 &= U(x_n) \overline{U(x_n)} \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} \sum_{j=0}^{N-1} \overline{u(x_j)} e^{\frac{2\pi i j n}{N}} \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_k) \overline{u(x_j)} e^{\frac{-2\pi i (k-j)n}{N}}. \end{aligned}$$

Torej je

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{N-1} |U(x_n)|^2 &= \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_k) \overline{u(x_j)} e^{\frac{-2\pi i (k-j)n}{N}} \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) \sum_{j=0}^{N-1} \overline{u(x_j)} \sum_{n=0}^{N-1} e^{\frac{-2\pi i (k-j)n}{N}}. \end{aligned}$$

Kot pri dokazu izreka 2.24 zapišemo

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{\frac{-2\pi i(k-j)n}{N}} = N\delta_{kj}.$$

Dokaz sedaj hitro sledi iz

$$\begin{aligned} & \sum_{k=0}^{N-1} u(x_k) \sum_{j=0}^{N-1} \overline{u(x_j)} \sum_{n=0}^{N-1} e^{\frac{-2\pi i(k-j)n}{N}} \\ &= N \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_k) \overline{u(x_j)} \delta_{kj} \\ &= N \sum_{k=0}^{N-1} |u(x_k)|^2. \end{aligned}$$

□

Poglejmo si nekaj posledic dokazanih lastnosti in malo širšo sliko našega cilja.

Očitna, ampak močna posledica izreka 2.24 je, da lahko vrednost funkcije zapišemo kot končno vsoto eksponentnih funkcij

$$u(x_n) = \sum_{k=0}^{N-1} a_k e^{\frac{2\pi i k n}{N}}, \quad (2.35)$$

kjer so koeficienti a_k diskretne Fourierove transformiranke

$$a_k = \frac{1}{N} U(x_k) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u(x_j) e^{\frac{-2\pi i j k}{N}}. \quad (2.36)$$

Iz definicije DFT sledi, da je argument $x_k = \frac{kL}{N}$, kjer je L dolžina intervala. Zapišimo razvoj (2.35) s pomočjo tega argumenta

$$e^{\frac{-2\pi i k n}{N}} = e^{\frac{-2\pi k}{L} \frac{nL}{N} i} = e^{i\kappa_k x_n}$$

torej je

$$u(x_n) = \sum_{k=0}^{N-1} a_k e^{i\kappa_k x_n}, \quad (2.37)$$

kjer je $\kappa_k = \frac{2\pi k}{L}$ valovno število ali frekvenca. To število smo že srečali, ko smo govorili o valovnem preklopnom filtru. Pokazalo se bo, da je ključno pri obravnavi velikosti koraka h za numerično reševanje filtriranih enačb. Zadnja sprememba ki jo opravimo, je, da premaknemo indeks seštevanja vrste na tak način, da bo vrsta (čim bolj) simetrična okoli ničle. Po lastnosti *iii*) lahko zamaknemo indeks seštevanja k za $N/2 - 1$, pri predpostavki, da je N sodo število

$$u(x_n) = \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} a_k e^{i\kappa_k x_n}. \quad (2.38)$$

V praksi se DFT uporablja, ker Fourierovo transformacijo in Fourierovo vrsto le redko lahko izračunamo analitično. Izkaže se, da v ustreznem kontekstu enačimo Fourierovo vrsto in diskretno Fourierovo vrsto.

Izrek 2.26. Naj bo $u : [0, L] \rightarrow \mathbb{R}$ periodična funkcija s periodo $N \in \mathbb{N}$, katere Fourierov razvoj obstaja in je enak funkciji u . Potem velja

$$u(x_n) = \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} a_k e^{i\kappa_k x_n} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} b_k e^{i\kappa_k x_n}, \quad (2.39)$$

zveza med koeficienti a_k in b_k je

$$a_k = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{k+mN}. \quad (2.40)$$

Dokaz. Razvijemo vrednost $u(x_n)$ v Fourierovo vrsto

$$u(x_n) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} b_k e^{i\kappa_k x_n}$$

in ločimo na dva primera:

- i) Naj bo $b_k = 0$ za $|\kappa_k| \geq \kappa_{\max}$, kjer je $\kappa_{\max} = \kappa_{N/2}$. Potem vsota teče po indeksih od $-(\frac{1}{2}N - 1)$ do $\frac{1}{2}N - 1$, torej

$$u(x_n) = \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} b_k e^{i\kappa_k x_n},$$

in je očitno, da so $b_k = a_k$.

- ii) Poglejmo si sedaj splošen primer, brez omejitve na koeficiente b_k . Naj bo $k \in \{-(\frac{1}{2}N - 1), \dots, (\frac{1}{2}N - 1)\}$. Po osnovnem izreku o deljenju, poljuben indeks zapišemo kot $k + mN$ za $m \in \mathbb{Z}$. Valovno število za ta indeks je

$$\kappa_{k+mN} = \frac{2\pi(k + mN)}{L} = \frac{2\pi k}{L} + 2m \frac{2\pi \frac{N}{2}}{L} = \kappa_k + 2m\kappa_{\max}.$$

Eksponenti se poenostavijo

$$e^{i\kappa_{k+mN} x_n} = e^{i\kappa_k x_n} e^{2m i \kappa_{\max} x_n} = e^{i\kappa_k x_n} e^{2\pi i k m} = e^{i\kappa_k x_n}$$

Fourierova vrsta se reducira v

$$\begin{aligned} u(x_n) &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} b_k e^{i\kappa_k x_n} \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} b_{k+mN} e^{i\kappa_{k+mN} x_n} \right) \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} b_{k+mN} e^{i\kappa_k x_n} \right) \\ &= \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} e^{i\kappa_k x_n} \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{k+mN} \right) \\ &= \sum_{k=1-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} a_k e^{i\kappa_k x_n}, \end{aligned}$$

kjer so koeficienti a_k enaki

$$a_k = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{k+mN}.$$

□

Ta rezultat pomeni, da lahko Fourierovo vrsto, ki je v splošnem ne moremo točno izračunati, v tem primeru točno prevedemo na končno vsoto preko diskretne Fourierove transformacije.

Naj bo hitrostno polje $u : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ periodično s periodo L . Potem lahko u razvijemo kot v (2.38):

$$u(x) = \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k e^{i\kappa_k x}.$$

za nek $N_{\max} \in 2\mathbb{N}$, $a_k \in \mathbb{C}$ in $\kappa_k = \frac{2\pi k}{L}$. Za funkcijo u torej potrebujemo vsaj N_{\max} vrednosti, ločene s korakom h_{\max} , $u(nh_{\max})$, $n = 0, 1, 2, \dots, N - 1$, da jo točno predstavimo. Na začetku razdelka smo videli, da je korak h_{\max} dan z

$$h_{\max} = \frac{L}{N_{\max}}.$$

To prevedemo na maksimalno valovno število, ki se pojavi v DFT, namreč

$$h_{\max} = \frac{L}{N_{\max}} = \frac{\pi L}{L \kappa_{N_{\max}/2}} = \frac{\pi}{\kappa_{N_{\max}/2}}.$$

Ker delamo s filtriranimi polji, poglejmo še Fourierovo vrsto filtriranega polja:

$$\bar{u}(x) = \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} \bar{a}_k e^{i\kappa_k x}. \quad (2.41)$$

Da poiščemo zvezo med koeficienti a_n in \bar{a}_n , filtriramo polje u

$$\begin{aligned} \bar{u}(x) &= \overline{\sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k e^{i\kappa_k x}} = \\ &= \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k \overline{e^{i\kappa_k x}} = \\ &= \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k \int_{\mathbb{R}} G(r) \cdot e^{i\kappa_k(x-r)} dr = \\ &= \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k e^{i\kappa_n x} \int_{\mathbb{R}^n} G(r) \cdot e^{-i\kappa_k r} dr = \\ &= \sum_{k=1-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} a_k \hat{G}(\kappa_n) e^{i\kappa_k x} \end{aligned}$$

kjer je \hat{G} Fourierova transformiranka filtracijske funkcije G . Zveza med koeficienti je torej

$$\bar{a}_k = \hat{G}(\kappa_k) a_k = T(\kappa_k) a_k. \quad (2.42)$$

Sedaj lahko uporabimo izpeljano teorijo, da določimo velikost koraka h za konkretne filtre v eni dimenziji.

Opomba 2.27. Nauk razdelka je, da lahko polje u točno predstavimo s končnim naborom vrednosti. Od neke točke naprej ne dobimo boljšega rezultata, če uporabimo več funkcijskih vrednosti.

2.3.2 Valovno preklopni filter

Spomnimo se, da je valovno preklopni filter dan z prenosno funkcijo

$$T_c(\kappa) = \begin{cases} 1; & |\kappa| \leq \kappa_c, \\ 0; & |\kappa| > \kappa_c, \end{cases}$$

za $\kappa_c < \kappa_{\max} = \kappa_{N_{\max}/2}$. Mejo κ_c izberemo tako, da je

$$N = \frac{\kappa_c L}{\pi} \in 2\mathbb{N}.$$

Koeficienti \bar{a}_k so enaki

$$\bar{a}_k = \begin{cases} a_k; & |\kappa_k| \leq \kappa_c, \\ 0; & |\kappa_k| > \kappa_c. \end{cases}$$

Zapišemo pogoje v odvisnosti od N

$$\begin{aligned} |\kappa_k| &= \left| \frac{2\pi k}{L} \right| \leq \kappa_c = \frac{N\pi}{L} \implies \\ |k| &\leq \frac{N}{2} \end{aligned}$$

Od tod sledi

$$\bar{a}_k = \begin{cases} a_k; & |k| \leq \frac{N}{2}, \\ 0; & |k| > \frac{N}{2}, \end{cases}$$

in Fourierova vrsta filtriranega polja je

$$\bar{u}(x) = \sum_{k=-\frac{1}{2}N}^{\frac{1}{2}N} a_n e^{i\kappa x}. \quad (2.43)$$

Brez izgube informacij lahko vrednosti $\bar{u}(nh)$ predstavimo na mreži z razmikom

$$h = \frac{L}{N} = \frac{\pi}{\kappa_c}. \quad (2.44)$$

Tej dolžini pravimo **karakteristična filterska dolžina** in jo označimo z Δ . Sedaj se prvič vidi bistvo filtracije. Vemo, da lahko za neko število $N \in \mathbb{N}$ u točno predstavimo, vendar je to pogosto neučinkovito, saj prostorska in časovna zahtevnost zelo hitro rasteta. Če pa izberemo κ_c primerno majhen, se število členov v vsoti zmanjša. Sicer rešitev zgubi natančnost, vendar pa pridobimo na učinkovitosti reševanja. Kako izbrati mejo (v tem primeru κ_c), t.j. kako natančno rešitev želimo in koliko pridobimo pri učinkovitosti, bo tema naslednjega poglavja.

2.3.3 Gaussov filter

Sedaj bomo obravnavali Gaussov filter. Uporabimo razvoj (2.41)

$$\bar{u}(x) = \sum_{k=-\frac{N_{\max}}{2}}^{\frac{N_{\max}}{2}} \bar{a}_k e^{i\kappa_k x},$$

in poiščimo koeficiente \bar{a}_k v odvisnosti od a_k . Dobimo

$$\begin{aligned} T(\kappa_k) &= \int_{\mathbb{R}} G(r) \cdot e^{-i\kappa_k r} dr \\ &= \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \cdot e^{-i\kappa_k r} dr \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{\mathbb{R}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2} - i\kappa_k r} dr. \end{aligned}$$

Dopolnimo izraz $-\frac{r^2}{2\sigma^2} - i\kappa_k r$ do popolnega kvadrata

$$\begin{aligned} -\frac{r^2}{2\sigma^2} - i\kappa_k r &= -\frac{1}{2\sigma^2}(r^2 + 2\sigma^2 i\kappa_k) \\ &= -\frac{1}{2\sigma^2}((r + i\sigma^2 \kappa_k)^2 + \sigma^4 \kappa_k^2) \\ &= -\left(\frac{r + i\sigma^2 \kappa_k}{\sigma\sqrt{2}}\right)^2 - \frac{1}{2}\sigma^2 \kappa_k^2. \end{aligned}$$

Integral postane

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{\mathbb{R}} e^{-\left(\frac{r+i\sigma^2\kappa_k}{\sigma\sqrt{2}}\right)^2 - \frac{1}{2}\sigma^2\kappa_k^2} dr \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2\kappa_k^2} \int_{\mathbb{R}} e^{-\left(\frac{r+i\sigma\kappa_k}{\sigma\sqrt{2}}\right)^2} dr \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{ovedemo } x = \frac{r+i\sigma^2\kappa_k}{\sigma\sqrt{2}} \implies dx = \frac{1}{\sigma\sqrt{2}} dr \\ \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2\kappa_k^2} \int_{\mathbb{R}} e^{-x^2} dr = e^{-\frac{1}{2}\sigma^2\kappa_k^2}. \end{aligned}$$

Če upoštevamo definicijo $\kappa_k = \frac{2\pi k}{L}$, so koeficienti \bar{a}_k enaki

$$\bar{a}_k = e^{-\frac{2\pi^2\sigma^2k^2}{L^2}} a_k. \quad (2.45)$$

Naj bo $N < N_{\max}$ in poglejmo aproksimacijo

$$\bar{u}(x) \approx \tilde{u}(x) = \sum_{k=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} \tilde{a}_k e^{i\kappa_k x}, \quad (2.46)$$

kjer je največje valovno število $\kappa_r = \kappa_{N/2} = \frac{\pi}{h}$. Razmerje valovnih števil nam da

$$\frac{\kappa_c}{\kappa_r} = \frac{\frac{\pi}{\Delta}}{\frac{\pi}{h}} = \frac{h}{\Delta}.$$

Koliko moramo skrajšati vrsto \tilde{u} , oz. kakšno razmerje $\frac{h}{\Delta}$ izbrati, da dobimo dobro aproksimacijo in kaj sploh pomeni dobra aproksimacija, odgovorimo v naslednjem poglavju.

2.3.4 Škatlasti filter

Poglejmo si še zadnji filter, ki smo ga omenili, to je škatlast filter, za katerega prenosno funkcijo že poznamo, t.j.

$$T(\kappa) = \frac{\sin(\kappa \frac{\Delta}{2})}{\kappa \frac{\Delta}{2}}$$

koeficienti filtriranega polja izraženi preko koeficientov iz Fourierovega razvoja so enaki

$$\bar{a}_k = \frac{\sin(\kappa_k \frac{\Delta}{2})}{\kappa_k \frac{\Delta}{2}} a_k = \frac{\sin(k\pi \frac{\Delta}{L})}{\pi k \frac{\Delta}{L}} a_k.$$

3 Energija in spektralna analiza

V tem poglavju bomo turbulenten tok obravnavali z vidika statistike, vendar se bomo hitro oprli na Fourierovo analizo, ki se je v prejšnjem poglavju pokazala za zelo uporabno. Ta način modeliranja turbulence je prvi razvil Kolmogorov, ideja za tak opis pa prihaja iz kaotičnosti turbulence. Zato privzamemo, da je hitrostno polje \mathbf{u} slučajno.

3.1 Osnovni pojmi

Spomnimo se nekaj osnovnih pojmov.

Definicija 3.1. Trojici (Ω, \mathcal{F}, P) pravimo **verjetnostni prostor**, kjer je Ω vzorčni prostor, \mathcal{F} sigma algebra in P verjetnostna mera. Preslikava $x : \Omega \rightarrow [0, 1]$ je **slučajna spremenljivka**, če je merljiva glede na \mathcal{F} . **Slučajni vektor** je preslikava $\mathbf{X} : \Omega \rightarrow [0, 1]^n$, za $n \in \mathbb{N}$, kjer so komponente X_i slučajne spremenljivke.

Omejili se bomo na primer, ko je $\Omega = \mathbb{R}^4$, \mathcal{F} Lebesgueova sigma algebra, verjetnostna mera P pa ni znana. Dodatno bomo predpostavili, da imamo slučajnost le v prostorskih spremenljivkah, čas pa je za tok determinističen.

Definicija 3.2. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor na verjetnostnem prostoru (Ω, \mathcal{F}, P) , kjer je $\Omega \subseteq \mathbb{R}^n$, $\mathcal{F} \in \mathcal{P}(\mathbb{R})$ in P verjetnostna mera. Kumulativna porazdelitvena funkcija je

$$F_{\mathbf{U}}(V; x, t) = P(U_1(x, t) < V_1, \dots, U_n(x, t) < V_n) \quad (3.1)$$

za $i = 1, \dots, n$ in $\mathbf{V} \in \Omega$. Porazdelitvena gostota je

$$f_{\mathbf{U}}(V; x, t) = \frac{\partial^n F}{\partial V_1 \dots \partial V_n}(x, t). \quad (3.2)$$

Opomba 3.3. Predpostavimo, da je verjetnostna mera P dovolj gladka, da je definicija dobra.

Definicija 3.4. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor. Srednja (pričakovana) vrednost je

$$\langle \mathbf{U}(x, t) \rangle = \int_{\mathbb{R}^n} \mathbf{V} \cdot f_{\mathbf{U}}(\mathbf{V}; x, t) d\mathbf{V}. \quad (3.3)$$

Definicija 3.5. Naj bosta \mathbf{U} in \mathbf{V} slučajna vektorja. Kovarianca je

$$\text{cov}(\mathbf{U}, \mathbf{V}) = \langle (\mathbf{U} - \langle \mathbf{U} \rangle) \cdot (\mathbf{V} - \langle \mathbf{V} \rangle)^T \rangle \quad (3.4)$$

Opomba 3.6. Enakost iz prejšnje definicije lahko z nekaj računanja prepišemo v

$$\text{cov}(\mathbf{U}, \mathbf{V}) = \langle \mathbf{U} \cdot \mathbf{V}^T \rangle - \langle \mathbf{U} \rangle \langle \mathbf{V} \rangle^T \quad (3.5)$$

Funkcije F oz. f ne poznamo. Pogosto definiramo različne vrste povprečij, ki jih je lažje obravnavati (prostorsko povprečje) ali lažje izračunati (ansambelsko povprečje). V določenih scenarijih približna povprečja konvergirajo k pravemu, ali celo konvergirajo ena k drugemu (ergodična hipoteza).

Definicija 3.7. Naj bo $\mathbf{U} : \mathbb{R}^n \times \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{C}^m$ periodična v prvi spremenljivki za $L > 0$, t.j.

$$\forall N \in \mathbb{Z}^n : \mathbf{U}(\mathbf{x} + L\mathbf{N}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{x}, t).$$

Kompleksna Fourierova vrsta preslikave \mathbf{U} je

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \sum_{\mathbf{k} \in \mathbb{Z}^n} \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) e^{i \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x}}, \quad (3.6)$$

kjer je $\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} = \frac{2\pi}{L} \mathbf{k}$ in koeficienti $\hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k}}$ pa so dani z

$$\hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) = \frac{1}{L^n} \int_{[0,L]^n} \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) e^{-i \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x}. \quad (3.7)$$

Definicija 3.8. Za slučajni vektor \mathbf{U} definiramo turbulenten del toka \mathbf{U} kot

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) := \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) - \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle, \quad (3.8)$$

oz. razcep \mathbf{U} na povprečen in turbulentni del

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle + \mathbf{u}(\mathbf{x}, t). \quad (3.9)$$

Če \mathbf{U} zapišemo v obliki Fourierjeve vrste, so koeficienti \mathbf{a}_k slučajni.

Oglejmo si nekaj **statističnih lastnosti**, ki jih lahko slučajni vektor \mathbf{U} izkazuje:

- **Homogenost:** $f(V; \mathbf{x} + \mathbf{x}_0, t) = f(V; \mathbf{x}, t)$ za $\mathbf{x}_0 \in \mathbb{R}^n$, t.j. \mathbf{U} je translacijsko invarianten.
- **Stacionarnost:** $f(V; \mathbf{x}, t + t_0) = f(V; \mathbf{x}, t)$ za $t_0 > 0$, t.j. \mathbf{U} je časovno invarianten.
- **Izotropičnost:** $f(V; R\mathbf{x}, t) = f(V; \mathbf{x}, t)$ za ortogonalno matriko $R \in O(n)$ in \mathbf{U} je homogen t.j. \mathbf{U} je invarianten za rotacije, zrcaljenja in translacije.

Lema 3.9. *Naj bo slučajni vektor \mathbf{U} homogen. Potem je pričakovana vrednost $\langle \mathbf{U} \rangle$ neodvisna od \mathbf{x} .*

Dokaz. Naj za slučajni vektor \mathbf{U} velja:

$$\forall \mathbf{x}_0, \mathbf{x} \in \mathbb{R}^n : f(V; \mathbf{x} + \mathbf{x}_0, t) = f(V; \mathbf{x}, t).$$

Po definiciji pričakovane vrednosti je

$$\langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle = \int_{\mathbb{R}^n} V \cdot f(\mathbf{V}; \mathbf{x}, t) dV = \int_{\mathbb{R}^n} V \cdot f(V; \mathbf{x} + \mathbf{x}_0, t) dV = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x} + \mathbf{x}_0, t) \rangle$$

Ker enakost velja za vsak \mathbf{x}_0 in \mathbf{x} , je:

$$\langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x} + \mathbf{x}_0, t) \rangle = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}_0 + \mathbf{x}, t) \rangle = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}_0, t) \rangle$$

Fiksiramo \mathbf{x}_0 in trditev sledi. \square

Enostavna posledica trditve je, da lahko za primerno izbran koordinatni sistem homogen slučajni vektor izberemo kot $\langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle = 0$.

Sedaj definiramo količino, ki bo ključna za nadaljnjo obravnavo energije.

Definicija 3.10. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor. Količini

$$R(\mathbf{r}, \mathbf{x}, t) = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{U}^T(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \rangle \quad (3.10)$$

pravimo **dvo-točkovna korelacija**.

Intuitivno ta količina pove, kako podobno se hitrosti u_i in u_j v matriki R obnašata. Večja, kot je količina R_{ij} , bolj sta si hitrosti podobni (npr. dve žogici v vodnjem toku, ki sta zelo blizu, imata podobno pot) oz. manjša kot je korelacija, bolj sta si hitrosti različni (npr. dva lista, ki padeta z drevesa in sta zelo narazen, bosta skoraj gotovo imela zelo različno pot).

Lema 3.11. Če je \mathbf{U} homogen slučajni vektor, je dvo-točkovna korelacija $R(\mathbf{r}, \mathbf{x}, t)$ neodvisna od druge komponente. Označimo $R(\mathbf{r}, \mathbf{x}, t) = R(\mathbf{r}, 0, t) = R(\mathbf{r}, t)$

Dokaz. Z enakim argumentom kot v dokazu leme 3.9 dobimo, da je porazdelitvena gostota neodvisna od \mathbf{x} . Zato je tudi produkt slučajnih vektorjev $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{U}^T(\mathbf{x}, t)$ neodvisen od \mathbf{x} . \square

Lema 3.12. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor. Za dvo-točkovno korelacijo velja

$$(R(\mathbf{r}, \mathbf{x}, t))^T = R(-\mathbf{r}, \mathbf{x} + \mathbf{r}, t). \quad (3.11)$$

Če je \mathbf{U} homogen, velja

$$(R(\mathbf{r}, t))^T = R(-\mathbf{r}, t). \quad (3.12)$$

Dokaz.

$$\begin{aligned} R(-\mathbf{r}, \mathbf{x} + \mathbf{r}, t) &= \langle \mathbf{U}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{U}^T((\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \mathbf{r}, t) \rangle \\ &= \langle \mathbf{U}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{U}^T(\mathbf{x}, t) \rangle \\ &= \langle (\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{U}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t))^T \rangle \\ &= \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{U}^T(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \rangle^T \\ &= (R(\mathbf{r}, \mathbf{x}, t))^T. \end{aligned}$$

Po prejšnji lemi 3.11, sledi enakost 3.12. \square

Sedaj si poglejmo, kako nam dani koncepti pomagajo pri analizi energije. Naj bo \mathbf{U} homogen slučajni vektor toka, periodičen v $L > 0$. Predpostavimo lahko, da je $\langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \rangle = 0$. Naslednja smiselna statistika za analizo je kovarianca, oz. če obravnavamo en slučajni vektor, varianca

$$\text{var}(\mathbf{U}) = \text{cov}(\mathbf{U}, \mathbf{U}) = \langle \mathbf{U} \mathbf{U}^T \rangle - \langle \mathbf{U} \rangle \cdot \langle \mathbf{U} \rangle^T = \langle \mathbf{U} \mathbf{U}^T \rangle.$$

Ker je neposredna analiza polja \mathbf{U} zahtevna, razvijemo \mathbf{U} v Fourierjevo vrsto. Ta pristop je uporaben, saj določena valovna števila $\kappa_{\mathbf{k}}$ močneje vplivajo na obnašanje toka kot druga, zato lahko analizo omejimo nanje.

Naj bo

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \sum_{\mathbf{k} \in \mathbb{Z}^n} \hat{\mathbf{u}}(\kappa_{\mathbf{k}}, t) e^{i \kappa_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x}},$$

potem je

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{U} \mathbf{U}^T \rangle &= \left\langle \left(\sum_{\mathbf{k} \in \mathbb{Z}^n} \hat{\mathbf{u}}(\kappa_{\mathbf{k}}, t) e^{i \kappa_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x}} \right) \cdot \left(\sum_{\mathbf{l} \in \mathbb{Z}^n} \hat{\mathbf{u}}(\kappa_{\mathbf{l}}, t) e^{i \kappa_{\mathbf{l}} \cdot \mathbf{x}} \right)^T \right\rangle \\ &= \left\langle \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{Z}^n} \hat{\mathbf{u}}(\kappa_{\mathbf{k}}, t) \hat{\mathbf{u}}^T(\kappa_{\mathbf{l}}, t) e^{i(\kappa_{\mathbf{k}} + \kappa_{\mathbf{l}}) \cdot \mathbf{x}} \right\rangle \\ &= \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{Z}^n} \langle \hat{\mathbf{u}}(\kappa_{\mathbf{k}}, t) \hat{\mathbf{u}}^T(\kappa_{\mathbf{l}}, t) \rangle e^{i(\kappa_{\mathbf{k}} + \kappa_{\mathbf{l}}) \cdot \mathbf{x}}. \end{aligned}$$

Poenostavimo povprečen člen v vsoti. Ker je \mathbf{u} zvezna, lahko po Fubinijevem izreku zapišemo

$$\begin{aligned} \langle \hat{\mathbf{u}}(\kappa_{\mathbf{k}}, t) \hat{\mathbf{u}}^T(\kappa_{\mathbf{l}}, t) \rangle &= \left\langle \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) e^{-i \kappa_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x}} \right) \cdot \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) e^{-i \kappa_{\mathbf{l}} \cdot \mathbf{x}} \right)^T \right\rangle = \\ &= \left\langle \frac{1}{L^{2n}} \int_{[0, L]^n} \int_{[0, L]^n} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{u}^T(\mathbf{x}', t) e^{-i(\kappa_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{x} + \kappa_{\mathbf{l}} \cdot \mathbf{x}')} d\mathbf{x} d\mathbf{x}' \right\rangle \end{aligned}$$

Uvedemo novo spremenljivko $\mathbf{x} = \mathbf{r} + \mathbf{x}'$, $d\mathbf{x} = d\mathbf{r}$ v notranji integral ter operacijo povprečenja premaknemo v integrand, ker je \mathbf{u} gladka. Dobimo

$$= \frac{1}{L^{2n}} \int_{[0, L]^n} \int_{[0, L]^n - \mathbf{x}'} \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}' + \mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{u}^T(\mathbf{x}', t) \rangle e^{-i((\kappa_{\mathbf{k}} + \kappa_{\mathbf{l}})\mathbf{x}' + \kappa_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r})} d\mathbf{r} d\mathbf{x}'$$

Količina v integrandu je dvo-točkovna korelacija, ki je neodvisna od \mathbf{x}' , zato lahko preuredimo integral v

$$\begin{aligned} \langle \hat{\mathbf{u}}(\kappa_{\mathbf{k}}, t) \hat{\mathbf{u}}^T(\kappa_{\mathbf{l}}, t) \rangle &= \\ &= \frac{1}{L^{2n}} \int_{[0, L]^n} \int_{[0, L]^n - \mathbf{x}'} R(\mathbf{r}, t) e^{-i((\kappa_{\mathbf{k}} + \kappa_{\mathbf{l}})\mathbf{x}' + \kappa_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r})} d\mathbf{r} d\mathbf{x}' \\ &= \frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} e^{-i(\kappa_{\mathbf{k}} + \kappa_{\mathbf{l}})\mathbf{x}'} \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n - \mathbf{x}'} R(\mathbf{r}, t) e^{-i \kappa_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right) d\mathbf{x}'. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Potrebujemo še eno lemo, ki nam pove, da je notranji integral neodvisen od \mathbf{x}' .

Lema 3.13. *Naj bo $\mathbf{f} \in C^1([0, L]^n)$ vektorsko polje, ki je periodično za $L > 0$ in $\mathbf{a} \in \mathbb{R}^n$. Potem velja*

$$\int_{[0, L]^n + \mathbf{a}} \mathbf{f}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = \int_{[0, L]^n} \mathbf{f}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$

Dokaz. Definiramo funkcijo

$$g(\mathbf{a}) := \int_{[0, L]^n + \mathbf{a}} \mathbf{f}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}.$$

Razpišemo integrale po intervalih in izračunamo parcialni odvod

$$\frac{\partial g}{\partial a_i}(\mathbf{a}) = \frac{\partial}{\partial a_i} \int_{a_1}^{L+a_1} \cdots \int_{a_i}^{L+a_i} \cdots \int_{a_n}^{L+a_n} \mathbf{f}(x_1, \dots, x_n) dx_1 \dots dx_i \dots dx_n.$$

Vrstni red odvajanja in integriranja lahko zamenjamo zaradi odvedljivosti \mathbf{f} in končnosti intervalov, vrstni red integriranja pa zaradi Fubinijevega izreka. Torej je

$$\frac{\partial g}{\partial a_i}(\mathbf{a}) = \int_{a_1}^{L+a_1} \cdots \int_{a_n}^{L+a_n} \left(\frac{\partial}{\partial a_i} \int_{a_i}^{L+a_i} \mathbf{f}(x_1, \dots, x_n) dx_i \right) dx_1 \dots dx_n.$$

Notranji integral zapišemo s pomočjo primitivne funkcije

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial a_i} \int_{a_i}^{L+a_i} \mathbf{f}(x_1, \dots, x_n) dx_i = \\ &= \frac{\partial}{\partial a_i} (\mathbf{F}(x_1, \dots, x_{i-1}, L+a_i, x_{i+1}, \dots, x_n) - \mathbf{F}(x_1, \dots, x_{i-1}, a_i, x_{i+1}, \dots, x_n)) = \\ &= \mathbf{f}(x_1, \dots, x_{i-1}, L+a_i, x_{i+1}, \dots, x_n) - \mathbf{f}(x_1, \dots, x_{i-1}, a_i, x_{i+1}, \dots, x_n) = \\ &= \mathbf{f}(x_1, \dots, x_{i-1}, a_i, x_{i+1}, \dots, x_n) - \mathbf{f}(x_1, \dots, x_{i-1}, a_i, x_{i+1}, \dots, x_n) = \\ &= 0, \end{aligned}$$

kjer zadnja enakost sledi iz periodičnosti \mathbf{f} . Ker so vsi parcialni odvodi \mathbf{g} enaki 0 je $\mathbf{g}(\mathbf{a}) = \mathbf{g}_0 \in \mathbb{R}^n$ za vsak $\mathbf{a} \in \mathbb{R}^n$. Trditev sledi, ko izberemo $\mathbf{a} = \mathbf{0}$. \square

Sedaj lahko zaključimo izpeljavo kovariance. Ker je notranji integral 3.13 po zadnji lemi neodvisen od \mathbf{x}' dobimo

$$\langle \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) \hat{\mathbf{u}}^T(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}, t) \rangle = \frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} e^{-i(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}) \cdot \mathbf{x}'} \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} R(\mathbf{r}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right) d\mathbf{x}'.$$

Ponovno uporabimo Fubinijev izrek

$$\begin{aligned} \langle \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) \hat{\mathbf{u}}^T(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}, t) \rangle &= \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} e^{-i(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}) \cdot \mathbf{x}'} d\mathbf{x}' \right) \cdot \left(\frac{1}{L^n} \int_{[0, L]^n} R(\mathbf{r}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right) \\ &= \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) \cdot \delta_{(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}), 0} \end{aligned}$$

Kovarianca se poenostavi v

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{U} \mathbf{U}^T \rangle &= \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{Z}^n} \langle \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) \hat{\mathbf{u}}^T(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}, t) \rangle e^{i(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}) \cdot \mathbf{x}} \\ &= \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbb{Z}^n} \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t) \cdot \delta_{(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{l}}), 0} e^{i(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}} + \boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}) \cdot \mathbf{x}} \\ &= \sum_{\mathbf{k} \in \mathbb{Z}^n} \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}_{\mathbf{k}}, t). \end{aligned}$$

Iz klasične mehanike vemo, da je kinetična energija enaka $E = \frac{1}{2}mu^2$. Ker je faktor $\frac{1}{2}m$ konstanten, za analizo ni pomemben. Člen u^2 je analogen členu $\mathbf{U}\mathbf{U}^T$. Zato kovarianca oz. kovariančna matrika vsebuje vse informacije o kinetični energiji toka v danem valovnem številu. Zgornja izpeljava pa je pokazala, da je za analizo te energije dovolj obravnavati \hat{R} . Dobljeni rezultat malo posplošimo. Preko transformacije $\mathbf{x} = \mathbf{s} - \frac{L}{2}(1, \dots, 1)$, se integral premakne na simetrične intervale $\left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2}\right]^n$. Limita $L \rightarrow \infty$ izraza $\hat{R}(\boldsymbol{\kappa}_k, t)$ je Fourierova transformacija

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}_k, t) = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} = \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}, t).$$

Prednost uporabe tega zapisa je, da periodičnost ni več pogoj. Čeprav v določenih primerih, kjer so domene majhne, ta približek ne bo nujno dober, je za primere atmosfere dovolj natančen. Druga prednost tega zapisa je, da je spremenljivka $\boldsymbol{\kappa}_k \rightarrow \boldsymbol{\kappa}$ zvezna in ne diskretna. To je motivacija za naslednjo definicijo

Definicija 3.14. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor in $\boldsymbol{\kappa} \in \mathbb{R}^n$. **Hitrostno-spektralni tenzor** je

$$\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} = \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}, t) \quad (3.14)$$

Poglejmo si nekaj njegovih lastnosti.

Trditev 3.15. Naj bo $\boldsymbol{\kappa} \in \mathbb{R}^n$ in $\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)$ hitrostno spektralni tenzor, prizeten slučajnemu vektorju \mathbf{U} . Potem velja:

- i) $\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = (\Phi(-\boldsymbol{\kappa}, t))^T = \Phi^*(\boldsymbol{\kappa}, t)$
- ii) $\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)$ je pozitivno semidefiniten, $\forall \mathbf{v} \in \mathbb{R}^n : \mathbf{v}^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) \mathbf{v} \geq 0$.
- iii) Če velja $\nabla \cdot \mathbf{U} = 0$, potem je $\boldsymbol{\kappa}^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) \boldsymbol{\kappa} = 0$.

Dokaz.

i)

$$\begin{aligned} \Phi^*(\boldsymbol{\kappa}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^n} \left(\int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \right)^* \\ &= \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t)^* e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} (R(\mathbf{x}, t))^T e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^n} \left(\int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t) e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \right)^T \\ &= (\Phi(-\boldsymbol{\kappa}, t))^T. \end{aligned}$$

Nadaljujemo:

$$\begin{aligned}
\Phi^*(\boldsymbol{\kappa}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} (R(\mathbf{x}, t))^T e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \\
&\stackrel{(3.12)}{=} \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} R(-\mathbf{x}, t) e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \\
&\stackrel{x \rightarrow -x}{=} \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \\
&= \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t).
\end{aligned}$$

ii) Naj bo $\mathbf{v} \in \mathbb{R}^n$. Definiramo $g(\boldsymbol{\kappa}) := \hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \mathbf{v}$. Imamo

$$\begin{aligned}
0 &\leq \langle g^*(\boldsymbol{\kappa}) \cdot g(\boldsymbol{\kappa}) \rangle = \langle (\hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \mathbf{v})^* \cdot (\hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \mathbf{v}) \rangle \\
&= \langle \mathbf{v}^* \cdot (\hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t) \hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t)) \cdot \mathbf{v} \rangle \\
&= \mathbf{v}^T \langle \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t) \rangle \mathbf{v}.
\end{aligned}$$

Kot pri izpeljavi kovariančne matrike, je izraz enak

$$\mathbf{v}^T \hat{R}(\boldsymbol{\kappa}, t) \mathbf{v} = \mathbf{v}^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) \mathbf{v} \geq 0.$$

iii) Enakost zapišemo v spektralnem prostoru

$$\begin{aligned}
0 &= \mathcal{F}(0) = \mathcal{F}(\nabla \cdot \mathbf{U})(\boldsymbol{\kappa}) = \mathcal{F}\left(\sum_{i=1}^n \frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right)(\boldsymbol{\kappa}) = \sum_{i=1}^n \mathcal{F}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right)(\boldsymbol{\kappa}) \\
&= i \sum_{i=1}^n \boldsymbol{\kappa}_i \hat{u}_i(\boldsymbol{\kappa}, t) = i \boldsymbol{\kappa} \cdot \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t) = i \boldsymbol{\kappa}^T \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t) = 0.
\end{aligned}$$

$$\boldsymbol{\kappa}^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = \boldsymbol{\kappa}^T \langle \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t) \rangle = \langle (\boldsymbol{\kappa}^T \hat{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\kappa}, t)) \cdot \hat{\mathbf{u}}^*(\boldsymbol{\kappa}, t) \rangle = 0.$$

Za drugo enakost uporabimo prvo:

$$0 = (\boldsymbol{\kappa}^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t))^T = \Phi^T(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \boldsymbol{\kappa} \stackrel{i)}{=} \Phi(-\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \boldsymbol{\kappa} \stackrel{\boldsymbol{\kappa} \rightarrow -\boldsymbol{\kappa}}{=} -\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) \cdot \boldsymbol{\kappa}.$$

□

3.2 Hipoteze Kolmogorova

Pionir teorije turbulenc je sovjetski matematik Andrej Nikolajevič Kolmogorov. Na podlagi opažanj in rezultatov, ki izhajajo iz Navier-Stokesovih enačb, je leta 1941 formuliral tri hipoteze, ki so še do danes osnova za razumevanje in analizo turbulentnih tokov.

Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor, ki predstavlja hitrostno polje, na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$, ter $\mathbf{x}^{(0)}, \mathbf{x}^{(1)}, \dots, \mathbf{x}^{(N)} \in \Omega$. Definiramo nove koordinate in novo hitrostno polje

$$\begin{aligned}
\mathbf{y} &= \mathbf{x} - \mathbf{x}^{(0)}, \\
\mathbf{V}(\mathbf{y}, t) &= \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{U}(\mathbf{x}^{(0)}, t).
\end{aligned}$$

Porazdelitveno gostoto za \mathbf{V} v N točkah $\mathbf{y}^{(1)}, \dots, \mathbf{y}^{(N)}$ označimo $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$.

Definicija 3.16 (Lokalna homogenost). Slučajna spremenljivka \mathbf{V} je lokalno homogena na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^n$, če za vsak $N \in \mathbb{N}$ in $\mathbf{y}^{(n)}$, kjer je $n = 1, \dots, N$, velja, da je porazdelitvena gostota $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$ neodvisna od $\mathbf{x}^{(0)}$ in $\mathbf{U}(\mathbf{x}^{(0)}, t)$.

Definicija 3.17 (Lokalna izotropičnost). Slučajna spremenljivka \mathbf{V} je lokalno izotropična na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^n$, če je lokalno homogena in je porazdelitvena gostota $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$ invariantna na rotacije in zrcaljenja.

Na podlagi teh definicij lahko navedemo hipoteze Kolmogorova.

- i) **Hipoteza o lokalni izotropiji:** Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor, ki opisuje turbulenten tok na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$ in $Re \gg 1$, za $L, U, \nu > 0$. Če za vsak $\mathbf{x} \in \Omega$ obstaja okolica $G \subset \Omega$, da za vsak $\mathbf{y} \in G$ velja

$$|\mathbf{y} - \mathbf{x}| \ll L,$$

potem je $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$ lokalno izotropična na G .

- ii) **Prva podobnostna hipoteza:** Naj bo \mathbf{U} lokalno izotropičen slučajni vektor, ki opisuje turbulenten tok na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$ in $Re \gg 1$, za $L, U, \nu > 0$. Potem je porazdelitvena funkcija $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$ enolično določena z viskozno disipativnostjo ϵ in viskoznostjo ν .
- iii) **Druga podobnostna hipoteza:** Naj bo \mathbf{U} lokalno izotropičen slučajni vektor, ki opisuje turbulenten tok na domeni $\Omega \subseteq \mathbb{R}^3$ in $Re \gg 1$, za $L, U, \nu > 0$, ter $N \in \mathbb{N}$. Če za vsak $n, m \in \{1, \dots, N\}$, in $n \neq m$ velja

$$\begin{aligned} |\mathbf{y}^{(n)} - \mathbf{y}^{(m)}| &\gg \eta, \\ |\mathbf{y}^{(n)}| &\gg \eta, \end{aligned}$$

kjer je η dolžina Kolmogorova, potem je $f_{\mathbf{V}}^{(N)}$ enolično določena z ϵ .

3.3 Energijsko spektralna funkcija

Videli smo pomembnost dvo-točkovne korelacije in kovariance. Zaradi hipoteze o lokalni izotropiji, lahko kovariančno matriko zapišemo hitrostno-spektralnega tenzorja $\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)$, zato je pri obravnavi energije dovolj če se omejimo le na Φ . Na žalost je tenzor vse prej kot enostaven, tudi če se omejimo na tridimenzionalni primer. V tem razdelku bomo pokazali, da nam predpostavka o izotropiji omogoča, da tenzor Φ zapišemo preko enostavnejše funkcije, ki ji pravimo energijsko spektralna funkcija. Obliko funkcije nam bodo dale podobnostne hipoteze Kolmogorova.

Definicija 3.18. Naj bo \mathbf{U} zvezno odvedljiv slučajni vektor in $\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)$ hitrostno-spektralni tenzor, prirejen \mathbf{U} . Potem je **energijsko spektralna funkcija** $E : [0, \infty) \times [0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}$, dana s predpisom

$$E(\boldsymbol{\kappa}, t) = \oint_{|\boldsymbol{\kappa}|=\kappa} \frac{1}{2} \text{tr}(\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)) \, d\boldsymbol{\kappa}. \quad (3.15)$$

Enodimensionalna spektralna funkcija je enaka

$$E_{ij}^k(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{e}_k) = \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} R_{ij}(r \mathbf{e}_k) e^{-i(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{e}_k)r} dr. \quad (3.16)$$

Opomba 3.19.

- Ker je Φ pozitivno semidefiniten, je E nenegativna funkcija. To hitro sledi, če vzamemo enotski vektor e_i za $i \in \mathbb{N}$:

$$0 \leq e_i^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) e_i = \Phi_{ii}(\boldsymbol{\kappa}, t) \implies \text{tr}(\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)) \geq 0.$$

- Komponenta E_{ij}^k je povezana s Φ preko

$$E_{ij}^k(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{e}_k) = 2 \int_{\mathbb{R}^{n-1}} \Phi_{ij}(\boldsymbol{\kappa}) d\hat{\boldsymbol{\kappa}}_k,$$

kjer je $d\hat{\boldsymbol{\kappa}}_k = d\kappa_1 \dots d\kappa_{k-1} d\kappa_{k+1} \dots d\kappa_n$.

Navedimo še dve definiciji, ki sta pomembni pri obravnavi energije turbulentnih tokov in utemeljita, zakaj je obravnava tenzorja Φ smiselna.

Definicija 3.20. Turbulentna kinetična energija je funkcija $k : \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$, podana s predpisom

$$k(t) = \frac{1}{2} \text{tr}(R(0, t)) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \langle u^2(0, t) \rangle = \int_0^\infty E(\kappa, t) d\kappa. \quad (3.17)$$

Definicija 3.21. Viskozna disipativnost je funkcija $\epsilon : \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$, podana s predpisom

$$\epsilon(t) = \int_{\mathbb{R}^n} \nu |\boldsymbol{\kappa}|^2 \text{tr}(\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)) d\boldsymbol{\kappa}. \quad (3.18)$$

Opomba 3.22. Ta definicija viskozne disipativnosti sovpada s tisto iz prvega poglavja (1.47).

Funkcija E vsebuje manj informacij kot Φ . Predvsem opazimo, da smo izgubili informacijo o energiji v različnih smereh. Vendar nam intuicija pravi, da bi moralna, zaradi predpostavke izotropičnosti, obstajati relacija med E in Φ . Začnemo z naslednjim izrekom.

Izrek 3.23. *Naj bo $T : \mathbb{R}^n \rightarrow M_n(\mathbb{R})$ izotropična tenzorska funkcija. Potem obstaja skalarni funkciji $A, B : [0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}$ in razcep funkcije T :*

$$T(\boldsymbol{\kappa}) = A(|\boldsymbol{\kappa}|)I + B(|\boldsymbol{\kappa}|)\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T, \quad (3.19)$$

Slednji izrek uporabimo, da dobimo razcep za Φ :

$$\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = A(|\boldsymbol{\kappa}|, t)I + B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T, \quad (3.20)$$

za $A, B : [0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}$ in $t \geq 0$. Enakost množimo z $\boldsymbol{\kappa}^T$, ter upoštevamo nestisljivostni pogoj (3.15):

$$0 = \boldsymbol{\kappa}^T \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = A(|\boldsymbol{\kappa}|, t)\boldsymbol{\kappa}^T + B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)(\boldsymbol{\kappa}^T \boldsymbol{\kappa})\boldsymbol{\kappa}^T = (A(|\boldsymbol{\kappa}|, t) + B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)(\boldsymbol{\kappa}^T \boldsymbol{\kappa}))\boldsymbol{\kappa}^T.$$

Dobimo

$$\begin{aligned} A(|\boldsymbol{\kappa}|, t) + B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)(\boldsymbol{\kappa}^T \boldsymbol{\kappa}) &= 0 \\ A(|\boldsymbol{\kappa}|, t) &= -B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)|\boldsymbol{\kappa}|^2. \end{aligned}$$

Dobili smo zvezo med funkcijama A in B . Poščimo še zvezo med A , B in E .

$$\begin{aligned} \text{tr}(\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)) &= \text{tr}(A(|\boldsymbol{\kappa}|, t)I + B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T) \\ &= A(|\boldsymbol{\kappa}|, t)\text{tr}(I) + B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)\text{tr}(\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T) \\ &= A(|\boldsymbol{\kappa}|, t)n + B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)|\boldsymbol{\kappa}|^2. \end{aligned}$$

Energijska spektralna funkcija je enaka

$$\begin{aligned} E(\kappa, t) &= \oint_{|\boldsymbol{\kappa}|=\kappa} \frac{1}{2} \text{tr}(\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t)) d\boldsymbol{\kappa} = \oint_{|\boldsymbol{\kappa}|=\kappa} \frac{1}{2} (A(|\boldsymbol{\kappa}|, t)n + B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)|\boldsymbol{\kappa}|^2) d\boldsymbol{\kappa} \\ &= \frac{nA(\kappa, t)}{2} \oint_{|\boldsymbol{\kappa}|=\kappa} d\boldsymbol{\kappa} + \frac{B(\kappa, t)\kappa^2}{2} \oint_{|\boldsymbol{\kappa}|=\kappa} d\boldsymbol{\kappa} \\ &= (nA(\kappa, t) + B(\kappa, t)\kappa^2) \frac{S_{n-1}(\kappa)}{2} \\ &= (-nB(\kappa, t)\kappa^2 + B(\kappa, t)\kappa^2) \frac{S_{n-1}(\kappa)}{2}, \end{aligned}$$

kjer je $S_{n-1}(\kappa)$ površina $(n-1)$ -dimenzionalne krogle z radijem κ

$$S_{n-1}(\kappa) = \frac{2\pi^{\frac{n}{2}}}{\Gamma(\frac{n}{2})} \kappa^{n-1}.$$

Iz zadnje izpeljave izrazimo B in vstavimo v Φ :

$$\begin{aligned} \Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) &= A(|\boldsymbol{\kappa}|, t)I + B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T \\ &= B(|\boldsymbol{\kappa}|, t)(-|\boldsymbol{\kappa}|^2 I + \boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T) \\ &= \frac{2}{1-n} \frac{E((|\boldsymbol{\kappa}|, t))}{|\boldsymbol{\kappa}|^2 S_{n-1}(|\boldsymbol{\kappa}|)} (-|\boldsymbol{\kappa}|^2 I + \boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T) \\ &= \frac{2}{n-1} \frac{E((|\boldsymbol{\kappa}|, t))}{S_{n-1}(|\boldsymbol{\kappa}|)} \left(I - \frac{1}{|\boldsymbol{\kappa}|^2} \boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T \right) \\ &= \frac{2}{n-1} \frac{E((|\boldsymbol{\kappa}|, t))}{S_{n-1}(|\boldsymbol{\kappa}|)} P(\boldsymbol{\kappa}), \end{aligned} \tag{3.21}$$

kjer smo s P označili ortogonalni projektor

$$P(\boldsymbol{\kappa}) = I - \frac{1}{|\boldsymbol{\kappa}|^2} \boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\kappa}^T.$$

V 3-dimenzionalnem primeru dobimo

$$\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = \frac{E(|\boldsymbol{\kappa}|)}{4\pi|\boldsymbol{\kappa}|^2} P(\boldsymbol{\kappa}). \tag{3.22}$$

3.4 Spekter Kolmogorova

Ker se tenzor Φ izraža prek količine E , se pojavi vprašanje ali lahko določimo E ? V splošnem je odgovor ne, vendar nam v posebnem primeru podobnostni hipotezi Kolmogorova omogočata, da določimo E na ustremnem območju.

Obstajajo empirične izpeljave te porazdelitve, mi pa se bomo problema lotili bolj formalno. Naslonili se bomo na izrek Buckingham π . Preden ga predstavimo in dokažemo, navedimo nekaj pojmov.

Definicija 3.24. Naj bodo F_0, F_1, \dots, F_n formalne spremenljivke, ki predstavljajo osnovne fizikalne enote. Množico osnovnih enot \mathcal{B} definiramo kot množico urejenih parov:

$$\mathcal{B} = \{(\alpha_i, F_i) \mid i = 0, 1, \dots, n, \alpha_i \geq 0\}.$$

Bolj intuitivno bomo par označevali kot: $\alpha_i(F_i) \cdot [F_i] = \alpha_i \cdot [F_i]$. Za dane pare definiramo

- Množenje dveh osnovnih enot kot

$$(\alpha_i(F_i) \cdot [F_i]) \cdot (\beta_j(F_j) \cdot [F_j]) = (\alpha_i \beta_j)[F_i F_j].$$

- Enoto označimo z

$$(1, F_0) = 1.$$

- Obrazljiv element kot

$$(\alpha_i(F_i) \cdot [F_i])^{-1} = \frac{1}{\alpha_i(F_i)} \cdot [F_i^{-1}].$$

Potem je **fizikalnen prostor** \mathcal{F} enak

$$\mathcal{F} = \{\alpha \cdot \prod_{i=1}^n [F_i^{k_i}] \mid \alpha \geq 0, k_i \in \mathbb{R}\}.$$

Opomba 3.25.

- Definicija žal ni popolna. V definiciji fizikalnega prostora \mathcal{F} opazimo, da so potence enot realna števila, kar v fiziki nima pomena. Če se omejimo na množico \mathbb{Z} namesto \mathbb{R} , govorimo o modulih in ne vektorskih prostorih. Ključna razlika je, da pri modulih delamo nad komutativnimi kolobarji in ne nad obsegji, zato obstoj baze ni zagotovljen, kar pa je ključno za našo temo.
- Če množimo enake osnovne enote, bomo označevali

$$\underbrace{[F_i \cdot \dots \cdot F_i]}_n = [F_i^n]$$

$$\underbrace{[F_i^{-1} \cdot \dots \cdot F_i^{-1}]}_n = [F_i^{-n}]$$

- Splošno enoto iz \mathcal{F} bomo označevali z

$$[F] = \prod_{i=1}^n [F_i^k]$$

- Enoto F_0 bomo označevali z 1.

Definicija 3.26. Enota $\alpha \cdot [F] \in \mathcal{F}$ je brezdimenzijska, če je $[F] = 1$.

Naslednja trditev, katere dokaz je enostaven in ga izpustimo, vendar je pomemben, je:

Trditev 3.27. Prostor \mathcal{F} opremljen z operacijo

$$\begin{aligned} \mathbb{R} \times \mathcal{F} &\rightarrow \mathcal{F} \\ (\lambda, \alpha[F]) &\mapsto (\lambda \cdot \alpha)[F] \end{aligned}$$

je vektorski prostor nad \mathbb{R} , ki je izomorfen \mathbb{R}^n .

Primer 3.28. Poglejmo glavni primer, ki predstavlja svet v katerem živimo. Naj bodo T (sekunda), L (meter), M (kilogram), K (kelvin), N (mol), I (amper) in C (kandela). Potem je \mathcal{F} prostor vseh fizikalnih količin

$$\mathcal{F} = \{\alpha \cdot [T^{k_1} L^{k_2} M^{k_3} K^{k_4} N^{k_5} I^{k_6} C^{k_7}] \mid i = 1, \dots, 7 \text{ in } k_i \in \mathbb{R}\}.$$

Na primer enota $T^{-2} L^1 M^1$ predstavlja Newton (N), enoto za silo. Po trditvi lahko vsako enoto predstavimo kot vektor v \mathbb{R}^7 , torej lahko Newton zapišemo kot $(-2, 1, 1, 0, 0, 0, 0)$ ■ oz. silo $1N$ kot $1 \cdot (-2, 1, 1, 0, 0, 0, 0)$. ◇

Ključni koncept, ki se bo pojavil pri dokazu izreka, je pretvorba enote npr. iz metra v centimeter ali iz sekunde v uro. Intuicija nam pravi, da bi morala veljati naslednja formalna izpeljava: naj bo $x_1, \dots, x_n > 0$ in $\alpha \cdot [F] \in \mathcal{F}$ ter pišimo $[F_i] = [x_i \hat{F}_i]$. Potem je

$$\begin{aligned} \alpha \cdot [F] &= \alpha \cdot \prod_{i=1}^n [F_i^{k_i}] = \alpha \cdot \prod_{i=1}^n [(x_i \hat{F}_i)^{k_i}] = \alpha \cdot \prod_{i=1}^n (x_i)^{k_i} [\hat{F}_i^{k_i}] = \\ &= \underbrace{\left(\alpha \prod_{i=1}^n x_i^{k_i} \right)}_{\hat{\alpha}} \cdot \prod_{i=1}^n [\hat{F}_i^{k_i}] = \hat{\alpha} \cdot [\hat{F}]. \end{aligned}$$

Definicija 3.29. Naj bo $\alpha \cdot [F] \in \mathcal{F}$ in $x_1, \dots, x_n > 0$. Potem pretvorbo enot F_i za faktor x_i definiramo kot

$$\alpha \cdot [F] \rightarrow \left(\alpha \prod_{i=1}^n x_i^{k_i} \right) \cdot [F]. \quad (3.23)$$

Definicija 3.30. Naj bo $f : \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$ funkcija in $k_1, \dots, k_n \in \mathbb{Z}$. Fizikalna preslikava je preslikava, podana z

$$\Phi : \mathcal{F}^n \rightarrow \mathcal{F},$$

$$(\alpha_1 R_1, \dots, \alpha_n R_n) \mapsto f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [F_i^{b_i}],$$

kjer so vrednosti b_1, \dots, b_n izbrane tako, da velja

$$\prod_{i=1}^n [R_i] = \prod_{i=1}^n [F_i^{b_i}],$$

in velja pretvorbena lastnost

$$\prod_{i=1}^n [\hat{R}_i] = \prod_{i=1}^n [\hat{F}_i^{b_i}]. \quad (3.24)$$

Opomba 3.31. Vrednosti b_i iz definicije so enolično določene, ker so F_i bazni vektorji za \mathcal{F} .

Lema 3.32. Če enote $R_1, \dots, R_n \in \mathcal{F}$ pretvorimo z $x_1, \dots, x_n > 0$, za fizikalno preslikavo $\Phi : \mathcal{F}^n \rightarrow \mathcal{F}$ velja

$$\Phi\left(\alpha_1 \prod_{j=1}^n x_j^{k_{1j}} R_1, \dots, \alpha_n \prod_{j=1}^n x_j^{k_{nj}} R_n\right) = \left(\prod_{i=1}^n x_i^{b_i}\right) \cdot \Phi(\alpha_1 R_1, \dots, \alpha_n R_n) \quad (3.25)$$

Dokaz. Za pretvorbo \hat{R}_i velja

$$[\hat{R}_i] = \prod_{j=1}^n [(x_j F_j)^{k_{ij}}] = \left(\prod_{j=1}^n x_j^{k_{ij}}\right) \cdot \prod_{j=1}^n [F_j^{k_{ij}}] = \left(\prod_{j=1}^n x_j^{k_{ij}}\right) \cdot [R_i].$$

Poglejmo, kako se transformira Φ :

$$\Phi(\alpha_1 \hat{R}_1, \dots, \alpha_n \hat{R}_n) = f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [\hat{R}_i]$$

Ker velja lastnost (3.24), sledi

$$\begin{aligned} f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [\hat{R}_i] &= f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [\hat{F}_i^{b_i}] \\ &= f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [(x_i F_i)_i^{b_i}] \\ &= f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \left(\prod_{i=1}^n x_i^{b_i}\right) \cdot \prod_{i=1}^n [F_i^{b_i}] \\ &= \prod_{i=1}^n x_i^{b_i} \cdot \left(f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [F_i^{b_i}]\right) = \\ &= \prod_{i=1}^n x_i^{b_i} \cdot \left(f(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \prod_{i=1}^n [R_i]\right) = \\ &= \prod_{i=1}^n x_i^{b_i} \cdot \Phi(\alpha_1 R_1, \dots, \alpha_n R_n). \end{aligned}$$

□

Sedaj lahko navedemo in dokažemo Buckinghamov π izrek.

Izrek 3.33 (Buckinghamov π). Naj bo $\Phi : \mathcal{F}^n \rightarrow \mathcal{F}$ fizikalna preslikava in $R_1, \dots, R_n \in \mathcal{F}$ fizikalne spremenljivke. Naj bo fizikalni zakon dan z

$$\Phi(R_1, \dots, R_n) = 0. \quad (3.26)$$

Potem obstaja funkcija $F : \mathcal{F}^n \rightarrow \mathcal{F}$ in brezdimenzijske fizikalne spremenljivke $\pi_1, \dots, \pi_{n-k} \in \mathcal{F}$ za $k \in \{0, \dots, n-1\}$, da velja

$$F(\pi_1, \dots, \pi_{n-k}) = 0. \quad (3.27)$$

Dokaz. Brez škode splošnosti lahko za fiksne enote R_1, \dots, R_n , namesto funkcije Φ vzamemo funkcijo

$$R_1^{c_1} \cdot \dots \cdot R_n^{c_n} \Phi(R_1, \dots, R_n),$$

kjer so koeficienti $c_1, \dots, c_n \in \mathbb{Z}$ izbrani tako, da je nova funkcija brezdimenzijska, tj. enote te funkcije so

$$[F_1^{b_1} \cdot \dots \cdot F_m^{b_m}] = [F_1^0 \cdot \dots \cdot F_m^0] = [1],$$

oz. $b_1 = \dots = b_m = 0$ za bazne enote F_i funkcije Φ in $m \in \mathbb{N}$. Ker imamo n elementov vektorskega prostora \mathcal{F} , obstaja linearno neodvisna podmnožica $\{R_1, \dots, R_r\}$ za $r \leq n$ ali ekvivalentno:

$$R_1^{\lambda_1} \cdot \dots \cdot R_n^{\lambda_n} = 1 \implies \lambda_1 = \dots = \lambda_n = 0.$$

Privzeli bomo, da je $m \geq r$, kar pomeni, da imamo več neodvisnih spremenljivk kot enot. Sedaj lahko za $k > r$ enoto R_k izrazimo kot

$$R_k = R_1^{d_1} \cdot \dots \cdot R_r^{d_r}$$

za $d_1, \dots, d_r \in \mathbb{Z}$. Potem je spremenljivka $R_k \cdot R_1^{-d_1} \cdot \dots \cdot R_r^{-d_r}$ brezdimenzijska in jo zapišemo kot linearno kombinacijo količin $\pi_1, \dots, \pi_{n-r} \in \mathcal{F}$. Torej je

$$R_k = R_1^{d_1} \cdot \dots \cdot R_r^{d_r} \cdot \pi_1^{h_1} \cdot \dots \cdot \pi_{n-r}^{h_{n-r}},$$

za enolično določene $h_1, \dots, h_{n-r} \in \mathbb{R}$. Za neko funkcijo $\psi : \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}$ sedaj velja korespondenca med danimi spremenljivkami

$$\Phi(R_1, \dots, R_n) = \psi(R_1, \dots, R_r, \pi_1, \dots, \pi_{n-r}).$$

Pokažimo, da je ψ neodvisna od R_1, \dots, R_r . Naj bo $x_1, \dots, x_m > 0$. Potem po lemi 3.32 velja

$$\begin{aligned} \psi\left(\alpha_1 \prod_{j=1}^m x_j^{k_{1j}} R_1, \dots, \alpha_r \prod_{j=1}^m x_j^{k_{rj}} R_r, \pi_1, \dots, \pi_{n-r}\right) \\ = \left(\prod_{i=1}^m x_i^{b_i}\right) \psi(\alpha_1 R_1, \dots, \alpha_r R_r, \pi_1, \dots, \pi_{n-r}) \\ = \psi(\alpha_1 R_1, \dots, \alpha_r R_r, \pi_1, \dots, \pi_{n-r}), \end{aligned}$$

kjer zadnja enakost velja, ker smo predpostavili, da je Φ brezdimenzijska. Za zaključek dokaza moramo pokazati, da lahko vrednosti x_1, \dots, x_n izberemo tako, da velja

$$\prod_{j=1}^m x_j^{k_{ij}} = \frac{1}{\alpha_i}, \quad i = 1, \dots, r.$$

Ker so vse vrednosti v izrazu pozitivne, enačbo logaritmiramo

$$\sum_{j=1}^m k_{ij} \ln x_j = -\ln \alpha_i, \quad i = 1, \dots, r,$$

oz. v matričnem zapisu

$$\begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & \cdots & k_{1m} \\ k_{21} & k_{22} & \cdots & k_{2m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ k_{r1} & k_{r2} & \cdots & k_{rm} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ln x_1 \\ \ln x_2 \\ \vdots \\ \ln x_m \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \ln \alpha_1 \\ \ln \alpha_2 \\ \vdots \\ \ln \alpha_r \end{bmatrix}.$$

Vrstice matrike predstavljajo enote (oz. njihove potence), za katere pa smo predpostavili, da je prvih r neodvisnih, zato je ta matrika polnega ranga in enačba ima rešitev. \square

Opomba 3.34. Iz izreka lahko izluščimo še malo več. Brezdimenzijske parametre π_1, \dots, π_{n-r} lahko določimo na sledeč način. Zapišimo spremenljivke R_1, \dots, R_n preko baznih spremenljivk F_1, \dots, F_m . Iz dokaza smo videli, da je R_k (za $k > r$) odvisen od $R_1^{d_1}, \dots, R_r^{d_r}$, zato je dovolj zahtevati, da je $R_1^{d_1} \cdot \dots \cdot R_r^{d_r}$ neodvisna količina. Vendar to pomeni

$$[R_1^{d_1} \cdot \dots \cdot R_r^{d_r}] = \prod_{i=1}^m [F^{k_{i1}d_1} \cdot \dots \cdot F_r^{k_{ir}d_r}] = \prod_{i=1}^m F_i^{k_{i1}d_1 + \dots + k_{ir}d_r},$$

kjer želimo, da je eksponent enak 0. Z drugimi besedami, brezdimenzijske grupe π so vektorji, ki ležijo v jedru matrike iz dokaza. Ker ima ta matrika enak rang kot če vzamemo matriko vseh spremenljivk, je dovolj poiskati jedro le te

$$M = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & \cdots & k_{1n} \\ k_{21} & k_{22} & \cdots & k_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ k_{m1} & k_{m2} & \cdots & k_{mn} \end{bmatrix}.$$

Matriki M pravimo **dimenzijska matrika**.

Poglejmo sedaj uporabo izreka. Naj bo $\text{Re} \gg 1$ in \mathbf{U} slučajni vektor. Potem je po prvi podobnosteni hipotezi \mathbf{U} odvisen le od ϵ in ν . Ker predpostavimo, da je \mathbf{U} izotopen, je tudi energijska spektralna funkcija E odvisna le od ϵ in ν . Torej obstaja zakon

$$f(E, \epsilon, \nu, \kappa) = 0,$$

za $f : \mathcal{F} \rightarrow \mathbb{R}$. Za ϵ in ν že vemo, da imata enote $[\epsilon] = [L^2 T^{-3}]$ in $[\nu] = [M^1 L^{-1} T^{-1}]$. Ker je $\kappa = \frac{2\pi}{L}$, imamo $[\kappa] = [L^{-1}]$. Hitrostno-spektralni tenzor Φ je

$$\Phi(\boldsymbol{\kappa}, t) = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} R(\mathbf{x}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x}.$$

Po definiciji R predstavlja kinetično energijo, torej ima enoto $[L^2 T^{-2}]$. Eksponenti del integranda je brezdimenzijski, diferencial pa ima enoto $[L^n]$. Zato je enota tenzorja Φ enaka $[L^2 T^{-2} L^n] = [L^{n+2} T^{-2}]$. Iz enačbe (3.21) izrazimo enoto za E , kar nam da $[L^{n+2} T^{-2} L^{-2}] = [L^n T^{-2}]$. Sedaj lahko zapišemo dimenzijsko matriko M v bazi $\{L, T, M\}$:

	E	ϵ	ν	k
L	n	2	-1	-1
T	-2	-3	-1	0
M	0	0	1	0

Z malo računanja, dobimo jedro matrike M :

$$\ker M = \text{Lin} \left\{ \begin{bmatrix} 3 \\ -2 \\ 0 \\ 3n-4 \end{bmatrix} \right\}$$

Število π -grup je enako $4 - 3 = 1$. če iz jedra izberemo kar vektor $(3, -2, 0, 3n - 4)$, dobimo

$$\pi = E^3 \epsilon^{-2} \kappa^{3n-4},$$

ki zadošča $F(\pi) = 0$, za neko neznano funkcijo F . Ker je π brezdimenzijska oz. konstanta količina, lahko zapišemo

$$E^3 \epsilon^{-2} \kappa^{3n-4} = C \in \mathbb{R}, \quad (3.28)$$

ali ekvivalentno

$$E(\kappa) = C \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{\frac{4-3n}{3}}. \quad (3.29)$$

Za $n = 3$ dobimo

$$E(\kappa) = C \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}}, \quad (3.30)$$

kar je znameniti **spekter Kolmogorova**. Konstanto C imenujemo **konstanta**. Njena vrednost je določena eksperimentalno in znaša približno $C \approx 1.5$.

Primer 3.35. Poglejmo si primer, kako lahko z uporabo izreka določimo hitrostno (1.49) in dolžinsko skalo (1.50) Kolmogorova. Recimo, da iščemo zvezo med spremenljivkami ϵ, ν, v in η v obliki $f(\epsilon, \nu, v, \eta) = 0$ za neko funkcijo $f : \mathcal{F}^4 \rightarrow \mathbb{R}$. Enote so sledeče: $[\epsilon] = [L^2 T^{-3}]$, $[\nu] = [L^2 T^{-1}]$ $[v] = [L^1 T^{-1}]$ in $[\eta] = [L^1]$. Dimenzijska matrika je

	ν	ϵ	η	v	
L	2	2	1	1	.
T	-1	-3	0	-1	

Jedro matrike je

$$\text{Lin} \left\{ \begin{bmatrix} -\frac{3}{4} \\ \frac{1}{4} \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} -\frac{1}{4} \\ -\frac{1}{4} \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right\}.$$

Po izreku Buckinghama obstajata dve brezdimenzijski gruji in preslikava $F : \mathcal{F}^2 \rightarrow \mathbb{R}$, da velja

$$\begin{aligned} F(\pi_1, \pi_2) &= 0, \text{ kjer sta} \\ \pi_1 &= \nu^{-\frac{3}{4}} \epsilon^{\frac{1}{4}} \eta, \\ \pi_2 &= \nu^{-\frac{1}{4}} \epsilon^{-\frac{1}{4}} v. \end{aligned}$$

Ker sta π_1 in π_2 brezdimenzijski, lahko zapišemo

$$\begin{aligned} \eta &= C_1 \nu^{\frac{3}{4}} \epsilon^{-\frac{1}{4}}, \\ v &= C_2 \nu^{\frac{1}{4}} \epsilon^{\frac{1}{4}}, \end{aligned}$$

za neznani konstanti $C_1, C_2 \in \mathbb{R}$. ◊

3.5 Napake filtriranih polj

Koncepte, ki smo jih spoznali v tem in prejšnjem poglavju, bomo uporabili za oceno kako "dobra" je rešitev filtriranih enačb.

Definicija 3.36. Naj bo \mathbf{U} slučajni vektor. **Filtrirana dvo-točkovna korelacija** je

$$\bar{R}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t) = \langle \bar{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, t) \cdot \bar{\mathbf{U}}^T(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \rangle. \quad (3.31)$$

Filtrirana energijska spektralna funkcija \bar{E} je enaka

$$\bar{E}(\boldsymbol{\kappa}, t) = \oint_{|\boldsymbol{\kappa}|=\kappa} \frac{1}{2} \text{tr}(\hat{R}(\boldsymbol{\kappa}, t)) d\boldsymbol{\kappa}, \quad (3.32)$$

in enodimenzionalna filtrirana spektralna funkcija enaka

$$\bar{E}_{ij}^k(\boldsymbol{\kappa}, t) = \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} \bar{R}_{ij}(r \mathbf{e}_k) e^{-i(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{e}_k)r} dr, \quad (3.33)$$

kjer $\hat{\cdot}$ označuje Fourierovo transformacijo.

Opomba 3.37.

- Definicija filtrirane spektralne funkcije je identična kot pri nefiltrirani, le da je slučajni vektor filtriran.
- Tako kot R je tudi \bar{R} neodvisna od prvega argumenta, zato bomo argument \mathbf{x} izpuščali.

Lema 3.38. *Naj bo \mathbf{U} homogen slučajni vektor in G filtracijska funkcija. Potem je:*

$$\overline{E_{ij}^k}(\boldsymbol{\kappa}, t) = |\hat{G}(\boldsymbol{\kappa})|^2 E_{ij}^k(\boldsymbol{\kappa}, t). \quad (3.34)$$

Dokaz. Ker je sled tr aditivna, je dovolj preveriti le primer, ko je \mathbf{U} enodimensionalen. Označimo ga z u in sledimo definiciji ter uporabimo lastnost invariance R v prvi komponenti

$$\begin{aligned} \bar{R}(x, r, t) &= \langle \bar{u}(x+r) \bar{u}(x) \rangle \\ &= \left\langle \int_{\mathbb{R}^n} \int_{\mathbb{R}^n} G(y) G(z) u(x+r-y, t) u(x-z, t) dy dz \right\rangle \\ &= \int_{\mathbb{R}^n} \int_{\mathbb{R}^n} G(y) G(z) \langle u(x+r-y, t) u(x-z, t) \rangle dy dz \\ &\stackrel{x \rightarrow x+z}{=} \int_{\mathbb{R}^n} \int_{\mathbb{R}^n} G(y) G(z) \langle u(x+r+z-y, t) u(x, t) \rangle dy dz \\ &= \int_{\mathbb{R}^n} \int_{\mathbb{R}^n} G(y) G(z) R(r+z-y, t) dy dz. \end{aligned}$$

Izračunajmo filtrirano enodimensionalno spektralno funkcijo:

$$\begin{aligned} \bar{E}(\kappa, t) &= \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} \bar{R}(r, t) e^{-i\kappa r} dr = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} G(y) G(z) R(r+z-y, t) e^{-i\kappa r} dy dz dr = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} (G(y) e^{-i\kappa y})(G(z) e^{i\kappa z}) R(r+z-y, t) e^{-i\kappa(r+z-y)} dy dz dr. \end{aligned}$$

Po Fubinijevem izreku lahko zamenjamo vrstni red integracije, z uvedbo spremenljivke $r+z-y = s$, $dr = ds$ dobimo invarianco notranjega integrala glede na spremenljivki z in y

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} (G(y) e^{-i\kappa y})(G(z) e^{i\kappa z}) \left(\int_{\mathbb{R}} R(r+z-y, t) e^{-i\kappa(r+z-y)} dr \right) dy dz \\ &= \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} (G(y) e^{-i\kappa y})(G(z) e^{i\kappa z}) \left(\frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}} R(s, t) e^{-i\kappa s} ds \right) dy dz = \\ &= E(\kappa, t) \int_{\mathbb{R}} (G(y) e^{-i\kappa y} dy) \overline{\int_{\mathbb{R}} (G(z) e^{-i\kappa z} dz)} = \\ &= E(\kappa, t) G(\kappa) \bar{G}(\kappa) = \\ &= |G(\kappa)|^2 E(\kappa, t). \end{aligned}$$

□

Najprej si bomo ogledali enodimensionalni primer, za katerega bomo potrebovali poseben primer enodimensionalne spektralne funkcije. To moramo povezati z E , katerega porazdelitev poznamo (označevali bomo $\kappa^2 = \kappa^2$). Iz prejšnjih razdelkov vemo naslednje:

$$\begin{aligned} E_{ij}^k(\kappa_k) &= 2 \int_{\mathbb{R}^{n-1}} \Phi_{ij}(\kappa) d\hat{\kappa} \\ &\stackrel{(3.21)}{=} \frac{2\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}{(n-1)\pi^{\frac{n}{2}}} \int_{\mathbb{R}^{n-1}} \frac{E(\kappa)}{\kappa^{n-1}} \left(1 - \frac{\kappa_i \kappa_j}{\kappa^2}\right) d\hat{\kappa} \\ &\stackrel{i=j=k}{=} \frac{2\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}{(n-1)\pi^{\frac{n}{2}}} \int_{\mathbb{R}^{n-1}} \frac{E(\kappa, t)}{\kappa^{n-1}} \left(1 - \frac{\kappa_k^2}{\kappa^2}\right) d\hat{\kappa} \end{aligned} \quad (3.35)$$

Zapišemo

$$\kappa_r^2 = \kappa^2 - \kappa_k^2 = \kappa_1^2 + \dots + \kappa_{k-1}^2 + \kappa_{k+1}^2 + \dots + \kappa_n^2$$

in uvedemo sferične koordinate

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= r \cos(\phi_1), \\ &\vdots \\ \kappa_{k-1} &= r \sin(\phi_1) \cdots \sin(\phi_{k-3}) \cos(\phi_{k-2}), \\ \kappa_{k+1} &= r \sin(\phi_1) \cdots \sin(\phi_{k-2}) \cos(\phi_{k-1}), \\ &\vdots \\ \kappa_{n-1} &= r \sin(\phi_1) \cdots \sin(\phi_{n-3}) \cos(\phi_{n-2}), \\ \kappa_n &= r \sin(\phi_1) \cdots \sin(\phi_{n-3}) \sin(\phi_{n-2}). \end{aligned}$$

Diferencial je enak

$$\begin{aligned} d\hat{\kappa} &= \left(r^{n-2} \prod_{i=1}^{n-3} \sin^{n-2-i} \phi_i\right) dr d\phi_1 \dots d\phi_{n-2} \\ &= r^{n-2} dr d\Omega_{n-2}. \end{aligned}$$

Integral 3.35 se transformira v

$$= \frac{2\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}{(n-1)\pi^{\frac{n}{2}}} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_{[0,\pi]^{n-3}} \frac{E(\sqrt{\kappa_k^2 + r^2})}{(\kappa_k^2 + r^2)^{(n-1)/2}} \left(1 - \frac{\kappa_k^2}{(\kappa_k^2 + r^2)}\right) r^{n-2} dr d\Omega_{n-2}$$

Integral po kotih ϕ_i za $i = 1, \dots, n-2$, nam da volumen $n-1$ sfere, kar označimo z S_{n-1} . Pri predpostavki hipotez Kolmogorova dobimo:

$$\begin{aligned}
&= \frac{2\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)S_{n-1}}{(n-1)\pi^{\frac{n}{2}}} \int_0^\infty \frac{E(\sqrt{\kappa_k^2 + r^2})}{(\kappa_k^2 + r^2)^{(n-1)/2}} \left(1 - \frac{\kappa_k^2}{(\kappa_k^2 + r^2)}\right) r^{n-2} dr \\
&= \frac{2}{n-1} \int_0^\infty \frac{E(\sqrt{\kappa_k^2 + r^2})}{(\kappa_k^2 + r^2)^{(n-1)/2}} \cdot \left(\frac{r^n}{\kappa_k^2 + r^2}\right) dr \\
&= \frac{2}{n-1} \int_{|\kappa_k|}^\infty \frac{E(\kappa)}{\kappa^n} \cdot (\kappa^2 - \kappa_k^2)^{(n-1)/2} d\kappa \\
&= \frac{2}{n-1} C\epsilon^{2/3} \int_{|\kappa_k|}^\infty \frac{\kappa^{-5/3}}{\kappa^n} \cdot (\kappa^2 - \kappa_k^2)^{(n-1)/2} d\kappa.
\end{aligned}$$

Integral lahko eksplisitno izračunamo preko Gamma funkcije, vendar bo za naše potrebe dovolj za primer $n = 3$

$$E_{ij}^k(\kappa_k) = 2 \int_{\mathbb{R}^{n-1}} \Phi_{ij}(\kappa) d\kappa = \frac{18}{55} C\epsilon^{2/3} \kappa_k^{-5/3}.$$

Sedaj si poglejmo primer

Primer 3.39. Naj bo dana $G(x) = \sqrt{\frac{6}{\pi\kappa_c^2}} \cdot e^{\frac{-6x^2}{\kappa_c^2}}$ filtracijska funkcija za valovno število $\kappa_c > 0$, da velja (2.43) in u homogeno enodimensionalno hitrostno polje. Poglejmo koliko polja $\frac{d\bar{u}}{dx}$ se ohrani po filtraciji. Ker za Fourierovo transformacijo velja

$$\widehat{\frac{d\bar{u}(x,t)}{dx}} = i\kappa \widehat{\bar{u}}(\kappa, t)$$

je spekter $\frac{d\bar{u}}{dx}$ enak

$$\kappa^2 \overline{E}(\kappa, t).$$

Po zadnji lemi imamo

$$\kappa^2 \overline{E}(\kappa, t) = \kappa^2 |\hat{G}(\kappa)|^2 E(\kappa, t).$$

Znana formula za Fourierovo transformacijo Gaussove funkcije nam da

$$|\hat{G}(\kappa)|^2 = e^{-\frac{\pi^2 \kappa^2}{12\kappa_c^2}}$$

in celoten spekter je enak

$$\kappa^2 \overline{E}(\kappa, t) = \frac{18}{55} C\epsilon^{2/3} \kappa^{1/3} e^{-\frac{\pi^2 \kappa^2}{12\kappa_c^2}}.$$

Sedaj izberemo κ_r tako, da je u predstavljen s Fourierjevo vrsto do želene natančnosti. Količino turbulentne energije lahko predstavimo podobno:

$$\frac{\int_0^{\kappa_r} \kappa^2 \overline{E}(\kappa, t) d\kappa}{\int_0^\infty \kappa^2 \overline{E}(\kappa, t) d\kappa} = \frac{\int_0^{\kappa_r} \kappa^{1/3} e^{-\frac{\pi^2 \kappa^2}{12\kappa_c^2}} d\kappa}{\int_0^\infty \kappa^{1/3} e^{-\frac{\pi^2 \kappa^2}{12\kappa_c^2}} d\kappa} = \frac{\int_0^{(\pi^2/12)(\kappa_r/\kappa_c)^2} t^{-1/3} e^{-t} dt}{\int_0^\infty t^{-1/3} e^{-t} dt} = P\left(\frac{\kappa_r}{\kappa_c}\right).$$

Dve standardni izbiri za kvocient $\frac{\kappa_r}{\kappa_c}$ sta $\frac{1}{2}$ in 1 . Dobimo vrednosti $P\left(\frac{1}{2}\right) \approx 0.98$ in $P(1) \approx 0.72$. To pomeni, da je prva izbira za 26% boljša, vendar potrebujemo približno 16-krat več točk. \diamond

Primer 3.40. Kinetična energija rezidualnega polja je

$$k_r = \int_0^\infty (1 - \hat{G}^2(\kappa)) E(\kappa) d\kappa.$$

Recimo, da uporabimo valovno preklopni T_c filter za $\kappa_c = \frac{\pi}{\Delta}$ in naj veljajo predpostavke hipotez Kolmogorova. Označimo dolžino opazovane domene z L . Poglejmo kolikšen del hitrostnega polja razrešimo sedaj.

Ocena za celotno kinetično energijo je $k = L^{\frac{2}{3}}\epsilon^{\frac{2}{3}}$. Za filter T_c se k_r izrazi kot

$$k_r = \int_{\kappa_c}^\infty E(\kappa) d\kappa.$$

Uporabimo spekter Kolmogorova:

$$\begin{aligned} k_r &= \int_{\kappa_c}^\infty E(\kappa) d\kappa = \int_{\kappa_c}^\infty C\epsilon^{\frac{2}{3}}\kappa^{-\frac{5}{3}} d\kappa = \\ &= C\epsilon^{\frac{2}{3}} \left(-\frac{3}{2}\kappa^{-\frac{2}{3}} \right) \Big|_{\kappa_c}^\infty = \frac{3}{2}C\epsilon^{\frac{2}{3}}\kappa_c^{-\frac{2}{3}}. \end{aligned}$$

Kvocient količin je

$$\frac{k_r}{k} = \frac{\frac{3}{2}C\epsilon^{\frac{2}{3}}\kappa_c^{-\frac{2}{3}}}{L^{\frac{2}{3}}\epsilon^{\frac{2}{3}}} = \frac{3}{2}C(\kappa_c L)^{-\frac{2}{3}}.$$

Standardna izbira za κ_c je, da velja $\kappa_c L = \left(\frac{15}{2}C\right)^{\frac{3}{2}} \approx 38$, kar nam da

$$\frac{k_r}{k} \approx 0.2.$$

Z drugimi besedami, približno 80% celotne energije lahko razrešimo za dan filter v tridimenzionalnem primeru. \diamond

4 Modeliranje majhnih skal in problem zaprtja

V tem poglavju se vrnemo k filtriranim Navier-Stokesovim enačbam:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \bar{\mathbf{U}} &= \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_i} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{anizo}}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \bar{f}_j, \end{aligned}$$

kjer je $\bar{P} = \bar{p} + \rho\tau^{\text{izo}}$ modificiran filtriran tlak, τ^{izo} definiran enako kot v drugem poglavju

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = \tau_{ij}^R - \frac{1}{2} \text{tr}(\tau^R) \delta_{ij}, \quad (4.1)$$

in za $j = 1, 2, 3$ je $\tau_{ij}^R = \overline{U_i U_j} - \overline{U_i} \overline{U_j}$. Pri reševanju te enačbe hitro naletimo na problem. Člen $\overline{U_i U_j}$ je neznan, saj sistem rešujemo za \bar{U} , ki pa ni neposredno vezana na $\overline{U_i U_j}$. To pomeni, da imamo več neznanih količin, kot imamo enačb. Iz linearne algebре vemo, da za takšne sisteme redko kdaj lahko pričakujemo enolično rešitev, običajno pa jih je neskončno. To je nedoločen sistem. Problem zaprtja je iskanje modela, ki bo impliciral enolično rešitev. Zato moramo poiskati model oz. aproksimacijo za τ_{ij}^R , ki nam bo problem zaprl. Rešitev bomo iskali v obliki

$$\tau_{ij}^R = F(\bar{U}), \quad (4.2)$$

za funkcional $F : C(\mathbb{R}^3) \rightarrow \mathbb{R}$. Ne moremo pričakovati, da bo F enolično določen, vendar pa lahko na podlagi Navier-Stokesovih enačb zahtevamo, oziroma želimo, da zadošča določenim lastnostim. Te lastnosti bodo invariantne Navier-Stokesovih enačb.

4.1 Modeliranje z invariantami in posledice

V tem razdelku bomo pogledali, kaj so invariantne Navier-Stokesovih enačb, ki nam bodo dale neke vrste kriterij oz. potreben pogoj, ki mu bo moral model zadoščati. Več kot je pogojev, ki jim model ne zadosti, slabši je model.

Definicija 4.1. Naj bo $u : \Omega \subseteq \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ in $\mathcal{T} : C(\mathbb{R}^n) \rightarrow C(\mathbb{R}^n)$. Pravimo, da je **u invariantno za \mathcal{T}** , če velja

$$\mathcal{T}(u) = u. \quad (4.3)$$

Definicija 4.2. Naj bo $u : \Omega \subseteq \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ in $F : \mathbb{R}^{n^k} \times \mathbb{R}^{n^{k-1}} \times \cdots \times \mathbb{R}^n \times \mathbb{R} \times \Omega \rightarrow \mathbb{R}$. Pravimo, da je parcialna diferencialna enačba

$$F(D^k u, D^{k-1} u, \dots, Du, u, x) = 0,$$

za parcialni diferencialni operator D **invariantna za \mathcal{T}** , če za vsako rešitev u zgornje enačbe velja, da je tudi $\mathcal{T}(u)$ rešitev.

Trditev 4.3. *Naj bo $\mathbf{u} : \mathbb{R}^n \times \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^n$ rešitev Navier-Stokesove enačbe. Potem ima naslednje invariantne:*

i) Časovna invarianca: za $a \in \mathbb{R}$

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto (t + a, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu)$$

ii) Rotacijska invarianca: za $R \in O(n)$

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto (t, R\mathbf{x}, R\mathbf{u}, p, \nu)$$

iii) Invarianca zrcaljenja:

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto (t, \Lambda\mathbf{x}, \Lambda\mathbf{u}, p, \nu)$$

kjer je

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \iota_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \iota_2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & \iota_n \end{bmatrix}$$

in $\iota_i = \pm 1$ za $i = 1, \dots, n$.

iv) Posplošena Galilejeva invarianca: naj bo $\hat{\mathbf{x}} : \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^n$ dvakrat zvezno odvečljiva. Potem je

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto \left(t, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{u} + \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt}, p - \mathbf{x} \cdot \frac{d^2 \hat{\mathbf{x}}}{dt^2}, \nu \right).$$

v) Invarianca raztezanja: naj bo $\gamma \in \mathbb{R}$. Definiramo invarianco

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto \left(\gamma^2 t, \gamma \mathbf{x}, \frac{1}{\gamma} \mathbf{u}, \frac{1}{\gamma^2} p, \nu \right).$$

vi) Tlačna invarianca: za $\varphi \in C^1(\mathbb{R}^+)$:

$$\mathcal{T} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p, \nu) \mapsto (t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, p + \varphi(t), \nu).$$

Skica dokaza: Poglejmo si prvi dve točki, ostale preverimo na podoben način.

i) Ker velja

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{u}(\mathbf{x}, t+a)) = \frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{x}, t+a)}{\partial t},$$

sledi časovna invarianca.

ii) Naj bo $R \in O(n)$. Definiramo $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = R^T \mathbf{u}(R\mathbf{x}, t)$ in vstavimo v Navier-Stokesovo enačbo

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} \\ R^T \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}(R\mathbf{x}, t) + R^T(\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla) \mathbf{u}(R\mathbf{x}, t) &= -\frac{1}{\rho} R^T \nabla p(R\mathbf{x}, t) + R^T \Delta \mathbf{u}(R\mathbf{x}, t) \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}(R\mathbf{x}, t) + (\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla) \mathbf{u}(R\mathbf{x}, t) &= -\frac{1}{\rho} \nabla p(R\mathbf{x}, t) + \Delta \mathbf{u}(R\mathbf{x}, t). \end{aligned}$$

□

Preden se lotimo modeliranja tenzorja τ_{ij}^R , si poglejmo še invariantne filtrirane enačbe, saj a priori ni razloga, da se zgoraj naštete invariantne prenesejo na filtrirane enačbe. Privzamemo, da je filtracijska funkcija zvezna in dana s kompaktnim nosilcem. Potem je filtracija enaka

$$\begin{aligned}\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) &= \int_{\mathbb{R}^n} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r}, \\ &= \int_{\text{supp}(G)_x} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) p(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r},\end{aligned}$$

kjer je $\text{supp}(G)_x = \overline{\{(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \in \mathbb{R}^n \times \mathbb{R}^n \mid G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \neq 0\}}$ omejena. Označimo $V(\mathbf{x}) = \text{supp}(G)$. Rezultate razdelimo na tri dele:

Lema 4.4. *Naj bo \mathbf{u} rešitev Navier-Stokesove enačbe. Potem je filtrirana Navier-Stokesova enačba invariantna za Galileovo transformacijo, če za filtracijsko funkcijo G velja*

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{x})$$

za neko funkcijo $\tilde{G} : \text{supp}(G) \rightarrow \mathbb{R}$

Dokaz. Naj bo $\bar{\mathbf{u}}$ filtrirano polje, ki zadošča filtrirani Navier-Stokesovi enačbi. Če želimo, zadostiti splošni Galilejevi transformaciji, mora veljati

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}, t) = \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) + \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt},$$

za poljubno zvezno odvedljivo vektorsko funkcijo $\hat{\mathbf{x}} : [0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}^n$. Po definiciji filtracije zapišemo

$$\int_{V(\mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}})} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \mathbf{u}(\mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = \int_{V(\mathbf{x})} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} + \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt}. \quad (4.4)$$

Ker je \mathbf{u} rešitev Navier-Stokesove enačbe, je invariantna za Galilejevo transformacijo lahko poenostavimo

$$\begin{aligned}& \int_{V(\mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}})} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \mathbf{u}(\mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \\ &\stackrel{4.3}{=} \int_{V(\mathbf{x})} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \left(\mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) + \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt} \right) d\mathbf{r} \\ &= \int_{V(\mathbf{x})} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} + \int_{V(\mathbf{x})} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt} d\mathbf{r} \\ &\stackrel{(2.6)}{=} \int_{V(\mathbf{x})} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} + \frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt}\end{aligned}$$

Torej velja enakost

$$\begin{aligned}\int_{V(\mathbf{x})} G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} &= \int_{V(\mathbf{x})} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r}, \\ \int_{V(\mathbf{x})} (G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x} + \hat{\mathbf{x}}) - G(\mathbf{r}, \mathbf{x})) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} &= 0.\end{aligned}$$

Ker je \mathbf{u} zvezna in $\hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x}$ poljubna, sledi

$$\forall \mathbf{y}, \mathbf{r} \in V(\mathbf{x}) : G(\mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}, \mathbf{y} + \hat{\mathbf{x}}) = G(\mathbf{r}, \mathbf{y}).$$

Trditev sedaj sledi:

$$\forall \mathbf{x}, \mathbf{r} \in \text{supp}(G) : G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = G(\mathbf{r} - \mathbf{x}, \mathbf{x} - \mathbf{x}) = G(\mathbf{r} - \mathbf{x}, \mathbf{0}) =: \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{x}).$$

□

Opomba 4.5. V naslednjih dokazih bomo namesto \tilde{G} pisali kar G .

Lema 4.6. *Naj bo \mathbf{u} rešitev Navier-Stokesove enačbe. Potem je filtrirana Navier-Stokesova enačba invariantna za splošno Galilejevo transformacijo in rotacije, če za filtracijsko funkcijo G velja*

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = G(|\mathbf{r} - \mathbf{x}|)$$

Dokaz. Iz prejšnje leme vemo, da velja $G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = G(\mathbf{r} - \mathbf{x})$. Dodatno zahtevamo

$$\bar{\mathbf{u}}(R\mathbf{x}, t) = R\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$$

za $R \in O(n)$. Postopamo kot pri dokazu zadnje leme:

$$\int_{V(R\mathbf{x})} G(\mathbf{r} - R\mathbf{x}) \mathbf{u}(R\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = R \int_{V(\mathbf{x})} G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r}$$

V levo stran enakosti uvedemo spremenljivko $\mathbf{r} = R\mathbf{s}$, $d\mathbf{r} = |\det R| d\mathbf{s}$, in dobimo

$$\begin{aligned} & \int_{V(R\mathbf{x})} G(\mathbf{r} - R\mathbf{x}) \mathbf{u}(R\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = \int_{V(\mathbf{x})} G(R\mathbf{s} - R\mathbf{x}) \mathbf{u}(R\mathbf{x} - R\mathbf{s}, t) d\mathbf{s} \\ & \stackrel{(ii)}{=} \int_{V(\mathbf{x})} G(R\mathbf{s} - R\mathbf{x}) R\mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{s}, t) d\mathbf{s} = R \int_{V(\mathbf{x})} G(R\mathbf{s} - R\mathbf{x}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{s}, r) d\mathbf{s}. \end{aligned}$$

Torej mora veljati

$$\int_{V(\mathbf{x})} G(\mathbf{r} - \mathbf{x}) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = \int_{V(\mathbf{x})} G(R(\mathbf{r} - \mathbf{x})) \mathbf{u}(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r}.$$

Enak argument kot prej nam da

$$\forall \mathbf{r}, \mathbf{y} \in V(\mathbf{x}) : G(\mathbf{r} - \mathbf{y}) = G(R(\mathbf{r} - \mathbf{y})).$$

Ker zahtevamo rotacijsko invariantno funkcijo G , mora biti radialna, torej $G(\mathbf{r}, \mathbf{y}) = G(|\mathbf{r} - \mathbf{y}|)$. □

Poleg omejitve na filtracijsko funkcijo, nam lema omeji tudi obliko območja. Ker je G radialna funkcija in območje omejeno, lahko namesto domene $V(\mathbf{x})$ obravnavamo sfero s središčem v \mathbf{x} in polmerom $R > 0$. Torej imamo

$$V(\mathbf{x}) = \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^n \mid ||\mathbf{r} - \mathbf{x}|| \leq R\}.$$

Lema 4.7. *Naj bo \mathbf{u} rešitev Navier-Stokesove enačbe. Potem je filtrirana Navier-Stokesova enačba invariantna za splošno Galilejevo transformacijo, rotacije in raztezanja, če je filtracijska funkcija G oblike*

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = \frac{9}{4\pi R^3} \|\mathbf{r} - \mathbf{x}\|^{-1}.$$

Dokaz. Sledimo istemu postopku kot pri dokazu prejšnjih dveh lem, da dobimo funkcijsko relacijo za G :

$$\exists \lambda \in \mathbb{R}. \forall \mathbf{r}, \mathbf{x} \in \text{supp}(G) : \lambda G(\lambda \|\mathbf{r} - \mathbf{x}\|) = G(\|\mathbf{r} - \mathbf{x}\|)$$

Bolj splošno, rešimo funkcijsko enačbo

$$\forall \gamma, a \in \mathbb{R}. \forall \mathbf{x} \in \text{supp}(G) : \gamma^a G(\gamma \|\mathbf{x}\|) = G(\|\mathbf{x}\|).$$

Če izberemo tak x , da velja $\|x\| = 1$, dobimo

$$G(\gamma) = A\gamma^{-a},$$

za $A = G(1) \in \mathbb{R}$. Upoštevamo normalizacijski pogoj (2.6), da določimo konstanto A . Z uvedbo sferičnih koordinat dobimo:

$$\begin{aligned} \int_{D(\mathbf{x}, R)} G(\|\mathbf{r} - \mathbf{x}\|) d\mathbf{r} &= 1 \\ \int_{D(\mathbf{0}, R)} A \|\mathbf{r}\|^a d\mathbf{r} &= 1 \\ A \int_0^R \int_{S^n} r^a r^n dS dr &= 1 \\ A \text{Vol}(S^n) \int_0^R r^{a+n} dr &= 1 \\ A \text{Vol}(S^n) \frac{R^{a+n+1}}{a+n+1} &= 1. \end{aligned}$$

Torej je konstana A enaka

$$A = \frac{a+n+1}{R^{a+n+1} \text{Vol}(S^n)},$$

za $a+n+1 \neq 0$. V našem primeru imamo $a = -1$ in tridimenzionalni prostor $n = 3$, torej je

$$A = \frac{3}{R^3} \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)}{\pi^{\frac{3}{2}}} = \frac{3}{R^3} \frac{\left(\frac{3}{2}\right)\left(\frac{1}{2}\right)\pi^{\frac{1}{2}}}{\pi^{\frac{3}{2}}} = \frac{9}{4\pi R^3}.$$

□

Brez dokaza navedemo še naslednjo posledico.

Posledica 4.8. *Filtracijska funkcija*

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) = \frac{9}{4\pi R^3} \|\mathbf{r} - \mathbf{x}\|^{-1}$$

zadošča vsem invariantam i) – vi).

Čeprav je rezultat teoretično zanimiv, v praksi ni nujno tako. Izkaže se, da številne metode ne temeljijo na eksplicitni uporabi filtracijske funkcije, temveč se v celoti osredotočajo na modeliranje tenzorja τ_{ij}^R , kar si bomo ogledali v naslednjem razdelku.

4.2 Boussinesqova aproksimacija in modeliranje tenzorja

V filtrirani Navier–Stokesovi enačbi (enačba iz začetka poglavja 4) je prisoten tenzor τ_{ij}^{anizo} , v katerem nastopa člen $\bar{U}_i \bar{U}_j$. Kot že omenjeno, je ta člen neznan in ga je potrebno modelirati. Člen predstavlja filtrirano povprečje dveh komponent hitrosti, kar pomeni, da je odvisen tudi od dolžin, ki so manjše od skale filtracije oz. manjše od dolžin, ki jih filtracija ohrani. Sledče analiza bo narejena za statistično povprečje, sklep pa bo veljal tudi za filtracijo.

$$\tau_{ij}^R = \langle U_i U_j \rangle - \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle.$$

Naredimo Reynoldsov razcep hitrosti $U_i = \langle U_i \rangle + u'_i$:

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^R &= \langle (\langle U_i \rangle + u'_i)(\langle U_j \rangle + u'_j) \rangle - \langle \langle U_i \rangle + u'_i \rangle \langle \langle U_j \rangle + u'_j \rangle \\ &= \langle \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle + u'_i u'_j + \langle U_i \rangle u'_j + \langle U_j \rangle u'_i \rangle - (\langle \langle U_i \rangle \rangle + \langle u'_i \rangle) \cdot (\langle \langle U_j \rangle \rangle + \langle u'_j \rangle) \\ &= \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle + \langle u'_i u'_j \rangle - \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle - \langle u'_i \rangle \langle u'_j \rangle \\ &\stackrel{2.1}{=} \langle u'_i u'_j \rangle, \end{aligned}$$

oz. za τ_{ij}^{anizo} dobimo

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = \langle u'_i u'_j \rangle - \frac{2}{3} k_{ij}^R \delta_{ij}. \quad (4.5)$$

Količina τ_{ij}^{anizo} je tenzor, imenovan Reynoldsov napetostni tenzor in je analogen tenzorju τ_{ij} (1.30) pri Newtonovih tekočinah. Vsebuje korelacije turbulentnih osciliranj in je zato definiran na podfiltrski skali. Ker ga iz filtriranih enačb ne moremo izračunati, ga je potrebno modelirati.

Pri modeliranju si pomagamo z dejstvom, da zaradi Kolmogorove hipoteze o lokalni izotropiji, privzamemo da je ta tenzor izotropen (ker so male skale lokalne) ter uvedemo še Boussinesqovo hipotezo, ki za $i, j = 1, 2, 3$ pravi:

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} \propto \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j},$$

oz. za filtracijo:

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} \propto \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}.$$

Ideja za Boussinesqovo hipotezo je prikazana na sliki 6.

Analogno z enačbo za strižno napetost pri Newtonovih tekočinah 1.30 definiramo model za tenzor τ_{ij}^{anizo}

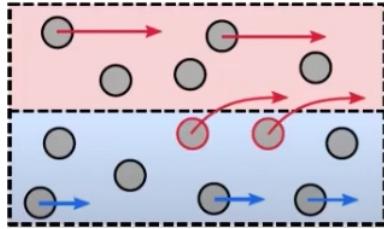
$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = -2\nu_t \bar{S}_{ij},$$

kjer je

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle U_j \rangle}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \frac{\partial \langle U_k \rangle}{\partial x_k} \delta_{ij} \right),$$

oz. za nestisljivo tekočino

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle U_j \rangle}{\partial x_i} \right).$$



Slika 6: Slika ilustrira idejo Boussinesqove hipoteze. Gibanje hitrejših delcev (rdeče območje) inducira gibanje počasnejših delcev (modro območje), kar označuje prenos gibalne količine oz. gibanje hitrosti v y smeri. Gibanje v xy ravnini je povezano s strižno napetostjo τ_{xy}^R .

V vektorski obliki je model enak

$$-\langle \mathbf{u}' \mathbf{u}'^T \rangle = \nu_t \left(\nabla \langle \mathbf{U} \rangle + (\nabla \langle \mathbf{U} \rangle)^T - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \langle \mathbf{U} \rangle) I \right). \quad (4.6)$$

Konstanta ν_t je proporcionalnostna konstanta po analogiji z dinamično viskoznočnostjo poimenovana **turbulentna viskoznost**, čeprav je običajno mnogo večja (v določenih primerih pa lahko tudi negativna).

Tenzor τ_{ij}^{anizo} smo tako pretežno izrazili s pomočjo znanih količin \bar{U}_i , ostane pa še modeliranje turbulentne viskoznosti ν_t , za katero obstaja več različnih modelov, ki si jih obravnavamo v naslednjih podrazdelkih.

4.2.1 Model Smagorinskega

To je prvi model simulacije velikih turbulentnih vrtincev, ki ga je leta 1963 predlagal ameriški meteorolog Joseph Smagorinsky. Podlaga za izpeljavo ν_t je dimenzijska analiza. Enota za ν_t je

$$[\nu_t] = \frac{[m^2]}{[s]} = \frac{[m]}{[s]} \times [m] = [U_0] \times [l_0].$$

Predpostavimo oceno $\nu_t \sim U_0 l_0$ za neznano hitrost U_0 in dolžino l_0 . Smagorinsky je domneval, da je, ker je model odvisen od tenzorja \bar{S}_{ij} , U_0 proporcionalna velikosti tega tenzorja, tj. $U_0 \sim \sqrt{\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}$. Ker se enote ne ujemajo, dodamo izrazu dolžino l_0 in normalizacijsko konstanto $\sqrt{2}$. Torej je $U_0 = l_0 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}$.

Kakšna bi bila smiselna izbira za l_0 ? Ker filtracija odstrani vse vrtince manjše od filtrske dolžine Δ , lahko pričakujemo $l_0 = C_s \Delta$ za $C_s \in (0, 1)$. Shockley Lilly je leta 1967 izračunal zelo dobro oceno za C_s , namreč

$$C_s = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{3C} \right)^{\frac{3}{4}} \approx 0.17.$$

kjer je C konstanta Kolmogorova. Za model Smagorinskega velja, da zadošča vsem invariancam iz prejšnjega razdelka, z izjemo invariance raztezanja, kar daje upanje, da je model dober.

4.2.2 Dinamični model Smagorinskega

Naslednji model je variacija modela Smagorinskega. Ideja je, da filtrirane Navier-Stokesove enačbe ponovno filtriramo z novo homogeno filtracijsko funkcijo novo konstanto parametriziramo tako, da je odvisna od \mathbf{x} in t , tj. $C = C(\mathbf{x}, t)$. Drugo filtracijo označimo z $\widehat{\cdot}$. Filtriramo filtrirano Navier-Stokesovo enačbo

$$\frac{\partial \widehat{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \widehat{U}_i \widehat{U}_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \widehat{P}}{\partial x_j} - \frac{\partial \mathbb{K}_{ij}^R}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \widehat{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \widehat{f}_j,$$

kjer je nov rezidualni tenzor enak $\mathbb{K}_{ij}^R = \widehat{\tau_{ij}^{\text{anizo}}} = \widehat{U_i U_j} - \widehat{\overline{U_i} \overline{U_j}}$. Pomembna količina, ki jo definiramo, je Germanova identiteta

$$\mathbb{L}_{ij} = \mathbb{K}_{ij} - \widehat{\tau_{ij}^{\text{anizo}}} = \widehat{U_i U_j} - \widehat{\overline{U_i} \overline{U_j}}.$$

Pomembnost tenzorja \mathbb{L} se bo pokazala kasneje, saj je odvisen od iskanih količin $\overline{U_i}$. Model Smagorinskega za dvojno filtrirano Navier-Stokesovo enačbo je

$$\mathbb{K}_{ij}^{\text{anizo}} = \mathbb{K}_{ij}^R - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbb{K}_{ij}^R) \delta_{ij} = C_s(\mathbf{x}, t) \widehat{\Delta}^2 (2 \widehat{S}_{ij} \widehat{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \widehat{S}_{ij},$$

za filtrsko dolžino $\widehat{\Delta}$ druge filtracije, medtem ko je model Smagorinskega za prvotni problem

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = C_s(\mathbf{x}, t) \Delta^2 (2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \overline{S}_{ij}.$$

Da dobimo enačbo za \widehat{C}_s , uporabimo aproksimacijo

$$\widehat{\tau_{ij}^{\text{anizo}}} \approx C_s(\mathbf{x}, t) \Delta^2 (2 \widehat{S}_{ij} \widehat{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \widehat{S}_{ij}.$$

Enakost velja, če je $C_s(\mathbf{x}, t)$ neodvisna od \mathbf{x} . Iščemo funkcijo C_s da bo

$$\mathbb{L}_{ij}^{\text{anizo}} = \mathbb{K}_{ij}^{\text{anizo}} - \widehat{\tau_{ij}^{\text{anizo}}}.$$

Ekvivalentno zapišemo

$$\begin{aligned} \mathbb{L}_{ij} - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbb{L}) \delta_{ij} &= \mathbb{K}_{ij} - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbb{K}) \delta_{ij} - \widehat{\tau_{ij}^{\text{anizo}}} \\ &\approx C_s(\mathbf{x}, t) (\widehat{\Delta}^2 (2 \widehat{S}_{ij} \widehat{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \widehat{S}_{ij} - \Delta^2 (2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \overline{S}_{ij}) \\ &= C_s(\mathbf{x}, t) \mathbb{M}_{ij}, \end{aligned}$$

za

$$\mathbb{M}_{ij} := \widehat{\Delta}^2 (2 \widehat{S}_{ij} \widehat{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \widehat{S}_{ij} - \Delta^2 (2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \overline{S}_{ij}.$$

Sistem je preddoločen za C_s , zato ga le redko lahko rešimo točno. Rešitev iščemo z metodo najmanjših kvadratov, da minimiziramo napako

$$Q = \sum_{i,j=1}^n \left(\mathbb{L}_{ij} - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbb{L}) \delta_{ij} + C_s(\mathbf{x}, t) \mathbb{M}_{ij} \right)^2.$$

Odvajamo izraz po C_s , kar nam da

$$\begin{aligned}\frac{\partial Q}{\partial C_s} &= \sum_{i,j=1}^n 2\mathbb{M}_{ij} \left(\mathbb{L}_{ij} - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbb{L})\delta_{ij} + C_s(\mathbf{x}, t)\mathbb{M}_{ij} \right) \\ &= \sum_{i,j=1}^n \left(2\mathbb{M}_{ij}\mathbb{L}_{ij} - \frac{2}{3} \text{tr}(\mathbb{L})\mathbb{M}_{ii} + 2C_s\mathbb{M}_{ij}\mathbb{M}_{ij} \right) \\ &= 2 \sum_{i,j=1}^n \mathbb{M}_{ij}\mathbb{L}_{ij} + 2C_s \sum_{i,j=1}^n \mathbb{M}_{ij}\mathbb{M}_{ij} - \frac{2}{3} \text{tr}(\mathbb{L})\text{tr}(\mathbb{M}) = 0.\end{aligned}$$

Če upoštevamo nestisljivostni pogoj, je

$$\text{tr}(\bar{S}) = 2 \sum_{i=1}^n \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = \nabla \cdot \bar{U} = 0.$$

Torej je

$$\text{tr}(\hat{\bar{S}}) = 0$$

in

$$\text{tr}(\mathbb{M}) = 0.$$

Funkcija C_s , ki minimizira Q , je

$$C_s(\mathbf{x}, t) = -\frac{\sum_{i,j=1}^n \mathbb{M}_{ij}\mathbb{L}_{ij}}{\sum_{i,j=1}^n \mathbb{M}_{ij}\mathbb{M}_{ij}}(\mathbf{x}, t). \quad (4.7)$$

Da je to res minimum, zagotavlja pozitivnost drugega odvoda

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial C_s^2} = 2 \sum_{i,j=1}^n \mathbb{M}_{ij}\mathbb{M}_{ij} > 0.$$

Model, ki smo ga izpeljali, imenujemo **dinamični model Smagorinskega** in zadošča vsem invariantam Navier-Stokesove enačbe. Sedaj naštejemo še nekaj drugih modelov brez natančnejše analize

- Gradientni model:

$$\tau_{ij}^{\text{anizo}} = -\frac{\Delta^2}{12} J_{\bar{\mathbf{U}}} J_{\bar{\mathbf{U}}}^T,$$

kjer je J Jacobijeva matrika.

- Taylorjev model:

$$\tau_{ij}^r = -\frac{\Delta^2}{12} J_{\bar{\mathbf{U}}} J_{\bar{\mathbf{U}}}^T + \Delta^2 \sqrt{2S_{ij} S_{ij}} S_{ij}$$

- Racionalni model:

$$\tau_{ij}^r = -\frac{\Delta^2}{12} G * (J_{\bar{\mathbf{U}}} J_{\bar{\mathbf{U}}}^T) + \Delta^2 \sqrt{2S_{ij} S_{ij}} S_{ij},$$

kjer je G Gaussova filtracijnska funkcija.

5 Model MicroHH

V zadnjem poglavju se posvetimo konkretnemu računalniškemu modelu MicroHH [7] in rezultatom, ki nam jih vrne simulacija. Rezultate simulacije smo primerjali z rezultati meteorološkega modela Aladin¹. Medtem, ko se MicroHH uporablja primarno za reševanje enačb na majhnih domenah pri visoki ločljivosti, Aladin da napovedi na veliko večji domeni, vendar pri manjši ločljivosti. Druga ključna razlika je, da je MicroHH namenjen predvsem analizi turbulence preko direktnih numeričnih simulacij ali simulacij velikih turbulentnih vrtincev, medtem ko ima Aladin precej širšo vlogo, predvsem napovedovanje vremenskih razmer.

5.1 Fizika modela

5.1.1 Enačbe modela

MicroHH je bolj sofisticiran model, kot je predstavljen v tem delu. Osnova je sicer enaka, vendar smo v MicroHH simulaciji vključili še druge fizikalne količine, ki vplivajo na vremensko napoved, oz. na obnašanje vetra. MicroHH napoveduje stanje ozračja z numeričnim reševanjem enačb (z metodo Runge-Kutta 4. reda) za veter v x in y smeri (komponenti u in v), virtualno potencialno temperaturo, vlago in tlak, ki jih dobimo iz ohranitvenih zakonov (1.2), vendar zapisanih v (drugi) Boussinesqovi aproksimaciji, pri kateri predpostavimo, da je gostota konstantna, razen v členih, ki opisujejo vzgon. Enačbe le naštejemo, saj bi za izpeljavo vseh zakonov morali predstaviti vso fizikalno podlago, kar bi bilo zamudno. Začnemo z znanim zakonom o ohranitvi mase

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0.$$

Naslednji zakoni, ki jih sicer že poznamo, kot so ohranitev skalarja in gibalne količine, bodo zaradi Boussinesqove aproksimacije in uvedbe vlage nekoliko drugačni. Enačba stanja pod vplivom Boussinesqove aproksimacije je

$$\frac{\theta'_v}{\theta_{v0}} = -\frac{\rho'}{\rho_0}, \quad (5.1)$$

kjer so θ_v virtualna potencialna temperatura, θ'_v perturbacijska virtualna potencialna temperatura, ρ' perturbacijska gostota, $\rho_0 = \rho_0(z)$ referenčna gostota in θ_{v0} referenčna virtualna potencialna temperatura. Ta uvede temperaturo v odvisnosti od vlage.

Zakon o ohranitvi gibalne količine se glasi:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p' + \nu \nabla^2 \mathbf{U} + \frac{\theta'_v}{\theta_{v0}} \mathbf{e}_3 + \tau^{\text{anizo.}} + \mathbf{F}, \quad (5.2)$$

kjer je edina razlika s prvotnimi enačbami v tretjem členu na desni strani, ki opisuje vzgon, ter v tem, da je tlak v enačbi (5.2) perturbacijski tlak. Enačbo rešujemo v tridimenzionalnem prostoru, to nam da tri enačbe.

¹ALADIN (Aire Limitée Adaptation dynamique Développement InterNational) je regionalni numerični vremenski model, ki ga uporablja tudi ARSO za operativne vremenske napovedi.

Zakon o ohranitvi skalarja se za skalar ϕ glasi

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot (\rho_0 \phi \mathbf{U}) = \gamma \nabla^2 \phi. \quad (5.3)$$

V našem primeru imamo dve glavni skalarni količini: virtualno potencialno temperaturo θ_v in vlogo q . Enačbi sta:

$$\frac{\partial \theta_v}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \theta_v = \kappa_{\theta_v} \nabla^2 \theta_v + S_{\theta_v}, \quad (5.4)$$

za κ_{θ_v} - topotno difuzivnost in S_{θ_v} - vir toplotne npr. sevanje, ter

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla q = \kappa_q \nabla^2 q + S_q \quad (5.5)$$

za κ_q - vlažna difuzivnost in S_q - vir vlage npr. kondenzacija, evaporacija.

5.1.2 Sevanje

Upoštevamo tako kratkovalovno sončno sevanje, kot tudi dolgovalovno sevanje, ki ga oddajajo tla in oblaki. Za opis interakcije med oblaki in sevanjem uporabimo **GCSS-parametrizacijo**[16], ki je preprosta, a računsko hitra. Takšna parametrizacija omogoča zajem glavnih povratnih vplivov med oblaki in sevanjem.

5.1.3 Mikrofizika oblakov

Za opis pretvorb med različnimi agregatnimi stanji vode (vodna para, kapljice, dež, sneg, led) uporabljamo **enomomentno shemo za led**[15]. Shema parametrizira glavne mikrofizikalne procese, kot so kondenzacija, evaporacija, zmrzovanje, taljenje in avtokonverzija med kapljicami in dežnimi kapljami.

5.1.4 Zgornji blažilni sloj

V zgornjem delu domene dodamo **blažilni sloj** (angl. *buffer layer*), ki postopoma duši vertikalna gibanja. Ta pristop preprečuje, da bi se gravitacijski valovi, ki dosegajo zgornjo mejo domene, nefizikalno odbijali nazaj navzdol. Tako so gibanja v notranjosti domene nedotaknjena, v zgornjih nivojih pa se valovna energija postopoma absorbira.

5.1.5 Površinski sloj

Za opis obnašanja površinskih slojev uporabljamo teorijo, ki sta jo podrobnejše razvila A.S. Monin in A.M. Obukhov[8] (MOST - Monin-Obukhov similarity theory). Njuna podobnostna teorija je empirična metoda, ki opisuje univerzalne povezave med brezdimenzijskimi spremenljivkami tekočin, osnovana na Buckingham Pi izreku (3.4) in opisuje povprečen tok ter temperaturo v površinskem sloju.

5.2 Domena, časovni korak, začetni in robni pogoji

Domene, ki jih običajno obravnavamo, so pravokotne oblike z dimenzijsami $L_x \times L_y \times L_z$. Pri modelu MicroHH pa je posebnost v tem, da xy domeno predstavimo s torusom. Topološko je torus dan kot kvocient

$$\mathbb{T}^2 = \mathbb{R}^2 / a\mathbb{Z} \times b\mathbb{Z},$$

za $a, b > 0$. To pomeni, da torus dobimo tako, da ravnino razdelimo na pravokotnike velikosti $a \times b$ in identificiramo nasprotne robeve. To implicira periodične robne pogoje v x in y smeri. Prednost tega pristopa je, da je uporaba Fourierove analize enostavnejša.

Začetne pogoje za MicroHH nastavimo na vrednosti, ki so enake tistim v modelu Aladin ob istem času. Pogoje nastavimo za horizontalni hitrosti vetra $u(x, y, z, 0)$, $v(x, y, z, 0)$ ter virtualno potencialno temperaturo in vlago $\theta_v(x, y, z, 0)$ in $q(x, y, z, 0)$. Začetno vertikalno komponento vetra $w(x, y, z, 0)$ nastavimo na 0.

Za robni pogoj na površini (tleh) nastavimo virtualno potencialno temperaturo in vlago $\theta_v(x, y, 0, 0)$, $q(x, y, 0, 0)$ na vrednosti iz Aladinovih površinskih polj, ki pa se v modelu za površino MOST prevedejo v pogoje za tokove temperature in vlage. To pomeni, da imamo za spodnje robne pogoje Neumannove pogoje, kjer na robu predpišemo konstantni odvod. Za komponente vetra nastavimo robne pogoje na t.i. "free-slip" pogoje, kar pomeni da je normalna komponenta hitrosti na površino enaka 0, v tangentni smeri pa privzamemo, da ni trenja.

Integracija poteka po časovnih korakih največje velikosti $\Delta t_{\max} = 2$, vendar časovni korak ni fiksen, ampak se zaradi želje po konvergenci spreminja. Pogoju, po katerem časovni korak prilagajamo, imenujemo CFL (Courant-Friedrichs-Lowy) pogoj. Ponazorimo ga na posebnem primeru enodimenzionalne Navier-Stokesove enačbe, ki ji pravimo tudi Burgerjeva enačba

$$\frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial x} = 0,$$

za $a \neq 0$. Enačbo diskretiziramo z metodo končnih diferenc na ekspliciten način. Če imamo delilne točke x_1, \dots, x_n in t_1, \dots, t_n , ter označimo $u_k^n = u(x_k, t_n)$, dobimo

$$\frac{u_k^{n+1} - u_k^n}{\Delta t} + a \frac{u_{k-1}^n - u_k^n}{\Delta x} = 0.$$

Tu indeks n označuje čas ob t_n , medtem ko indeks k označuje prostorski korak (v x smeri). Ker nas zanima gibanje v času izrazimo u_k^{n+1} :

$$u_k^{n+1} = u_k^n - a \frac{u \Delta t}{\Delta x} (u_k^n - u_{k-1}^n).$$

Količini $\frac{u \Delta t}{\Delta x}$ pravimo število CFL in ga bomo tudi označevali na enak način. Če ga lahko ocenimo tako, da nam zagotovi konvergenco iteracije, nam bo ocena povedala kako velik časovni korak lahko naredimo, da bo metoda konvergentna. Za oceno uporabimo razvoj v Fourierjevo vrsto. Običajno je pri analizi napake večina členov vrste zanemarljiva, zato lahko namesto celotne vrste obravnavamo le po velikosti

največji člen $A_n e^{i\kappa k}$, za nek $n \in \mathbb{N}$ in valovno število κ . Vstavimo v rekurzivno enačbo $u_k^n = A_n e^{i\kappa k}$

$$\begin{aligned} A_{n+1} e^{i\kappa k} &= A_n e^{i\kappa k} - \text{CFL}(A_n e^{i\kappa k} - A_n e^{i\kappa(k-1)}) \\ A_{n+1} &= A_n - \text{CFL}(A_n - A_n e^{-i\kappa}) \\ \frac{A_{n+1}}{A_n} &= 1 - \text{CFL}(1 - e^{-i\kappa}). \end{aligned}$$

Vrednost A^n je amplituda pri danem valovnem številu v n -tem časovnem koraku. Če želimo, da rešitev u obstaja, mora veljati $\left| \frac{A_{n+1}}{A_n} \right| \leq 1$. Da dobimo CFL pogoj, moramo rešiti ali vsaj oceniti neenačbo

$$|1 - \text{CFL}(1 - e^{-i\kappa})| \leq 1.$$

Označimo $z = 1 - e^{-i\kappa}$. Neenakost kvadriramo in upoštevamo dejstvo, da je $z + \bar{z} = |z|^2$:

$$\begin{aligned} |1 - \text{CFL}z|^2 &\leq 1 \\ (1 - \text{CFL} \cdot z)(1 - \text{CFL} \cdot \bar{z}) &\leq 1 \\ 1 - \text{CFL}(z + \bar{z}) + \text{CFL}^2|z|^2 &\leq 1 \\ -\text{CFL}|z|^2 + \text{CFL}^2|z|^2 &\leq 0 \\ |z|^2\text{CFL}(\text{CFL} - 1) &\leq 0. \end{aligned}$$

Če je $z \neq 0$ (kar velja za skoraj vsak $\kappa \in [0, 2\pi)$) sledi, da so dopustne vrednosti CFL na intervalu $[0, 1]$. Podobna analiza za splošne Navier-Stokesove enačbe je precej bolj zahtevna. Vendar rezultati kažejo, da je največja smiselna vrednost CFL = 1, običajno pa se giblje okoli 0.3.

5.3 Rezultati simulacij

Za zaključek predstavimo nekaj rezultatov simulacij, ki smo jih izvedli z modelom MicroHH. Napoved MicroHH smo izračunali za dva primera. Prvi je izračunan na domeni okrog skakalnice v Planici ob času smučarskih skokov, drugi pa na domeni okrog ljubljanskega Barja v jutranjih urah, ko se je tam pojavila meglja.

Ker so lastnosti turbulence (disipativnost in difuzivnost) lokalne, želimo izbrati čim manjše celice.

5.3.1 Planica

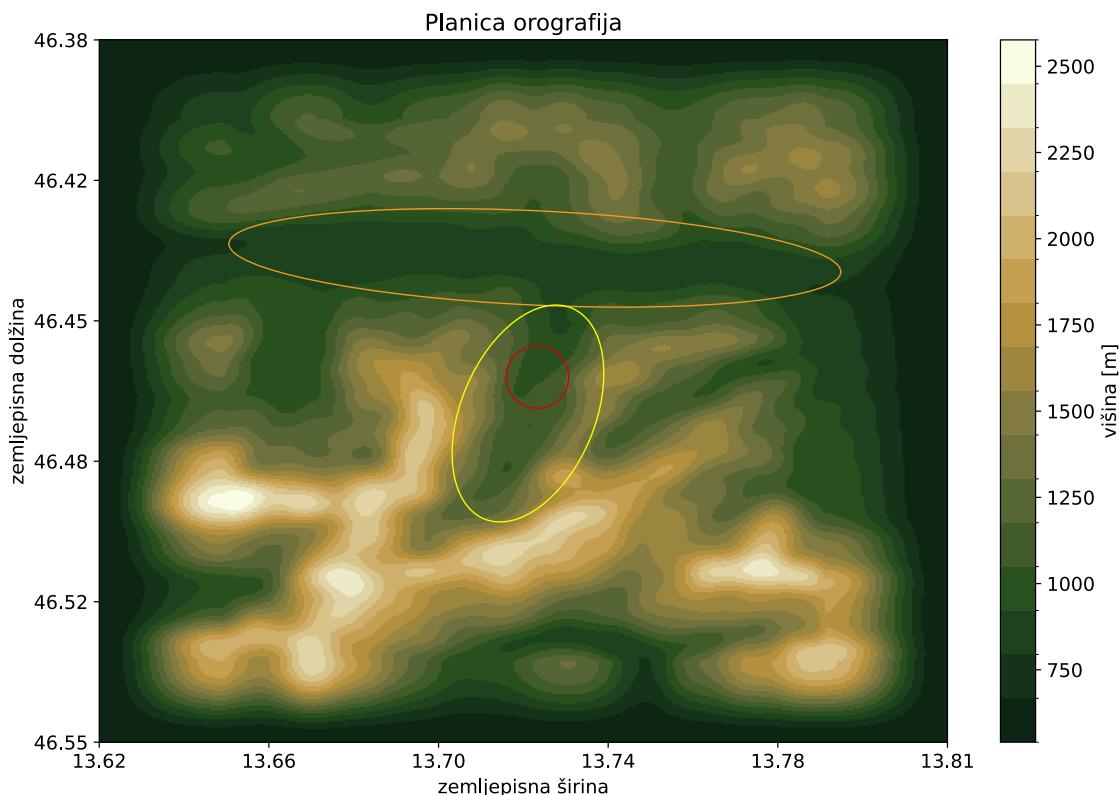
Zgodnja pomladanska situacija v alpski dolini dne 27. 3. 2025, ob času tekmovanja v Planški dolini, je bila zaznamovana z izrazitim severovzhodnim vetrom v višinah (približno 1000 m nad tlemi). V spodnjih plasteh ozračja je prihajalo do intenzivnega mešanja in oblivanja reliefa, kar je povzročilo sunkovitost vetra na skakalnici ter obrat smeri vetra na sami lokaciji (v smer jugozahodnika). Numeričnih meritev za ta primer nimamo; opis temelji na ustni komunikaciji z vodjem meteorološke podpore na prireditvi.

Velikost doline, ki jo obravnavamo, je $x = 14.08\text{km}$, $y = 17.92\text{km}$ in $z = 7.04\text{km}$. Velikost celic smo izbrali $x_c = 40\text{m}$, $y_c = 40\text{m}$ in $z_c = 20\text{m}$. Število točk v smereh x , y in z je

$$n_x = \frac{x}{x_c} = 352,$$

$$n_y = \frac{y}{y_c} = 448,$$

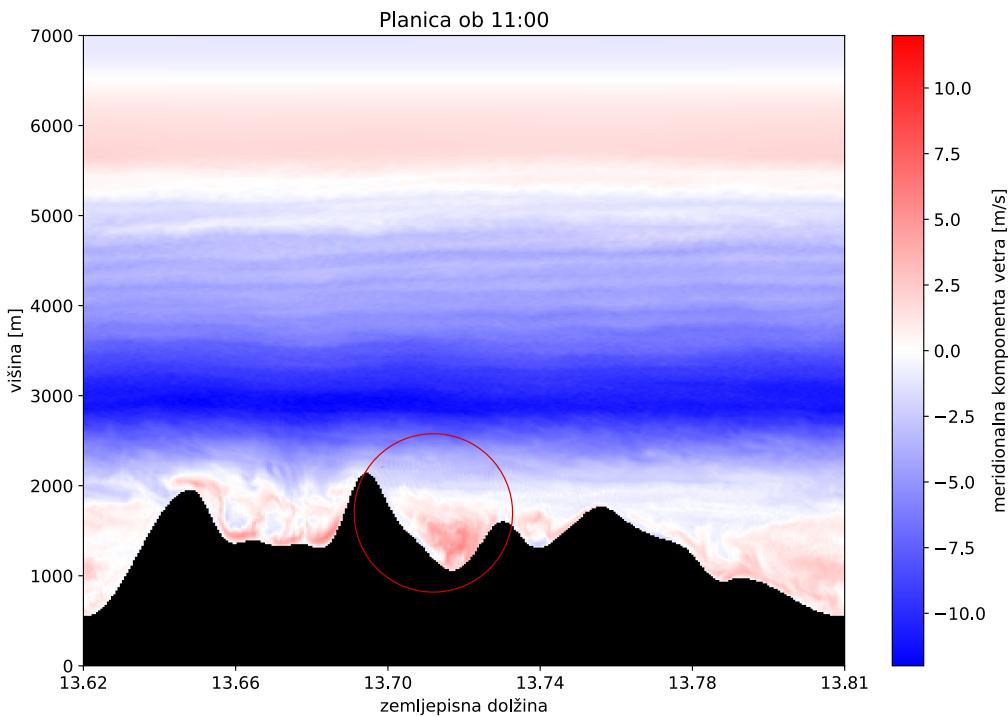
$$n_z = \frac{z}{z_c} = 352.$$



Slika 7: Orografija na domeni za simulacijo Planica. Z rumeno barvo je označena dolina Tamar, z rdečo lokacija skakalnice v Planici, z oranžno pa Zgornjesavska dolina.

Opomba 5.1.

- Na sliki orografije 8 opazimo zelo izrazito uniformno območje na robovih domene. To je umetno narejeno tako, da smo nastavili robne vrednosti na minimalno vrednost celotnega območja. Razlog za to je torusna predstavitev domene. Ker identificimo nasprotno ležeče stranice, morajo biti robne vrednosti enake, saj bi v nasprotnem primeru tam nastali veliki skoki oz. nezveznosti v orografiji, kar bi pokvarilo rezultate. Minimalna vrednost pa je bila izbrana zato da se zmanjša vpliv nefizikalnega prehajanja vetra preko robov na drugo stran domene.

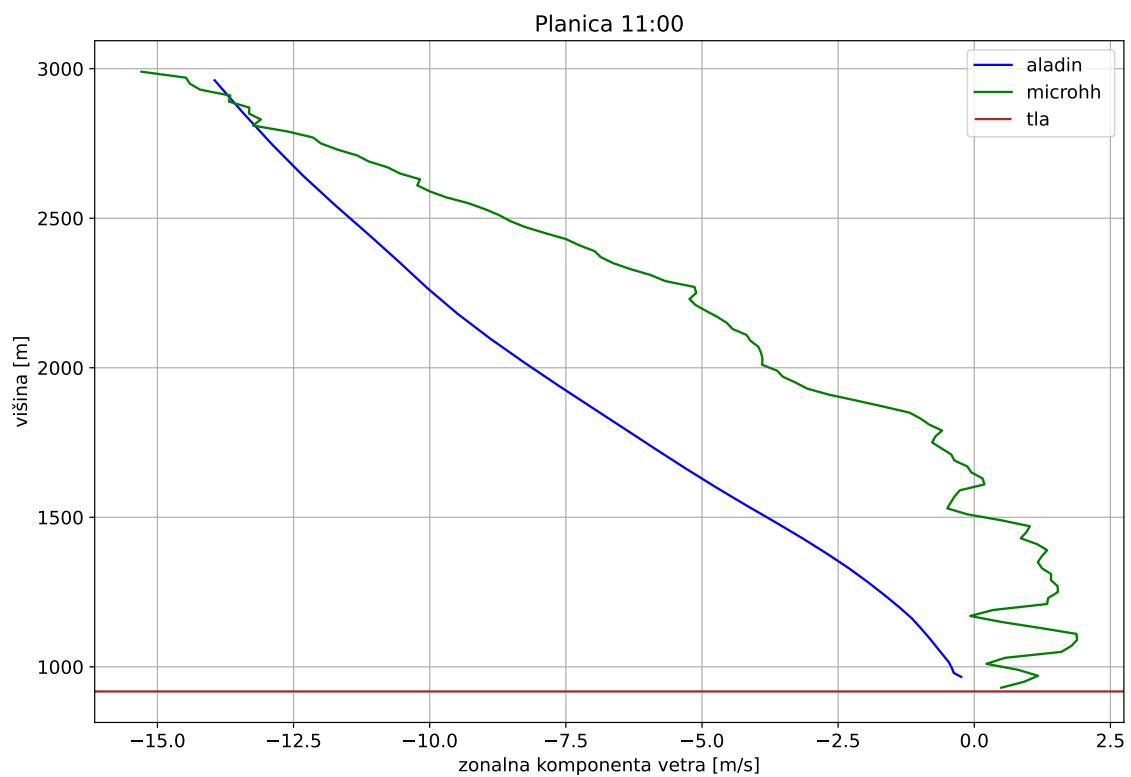


Slika 8: Prečni prerez y komponente hitrosti vetra v xz ravnini ob 11:00, kjer je y konstanten in je izbran na zemljepisni širini skakalnice v Planici. Z rdečo barvo je označena Planica.

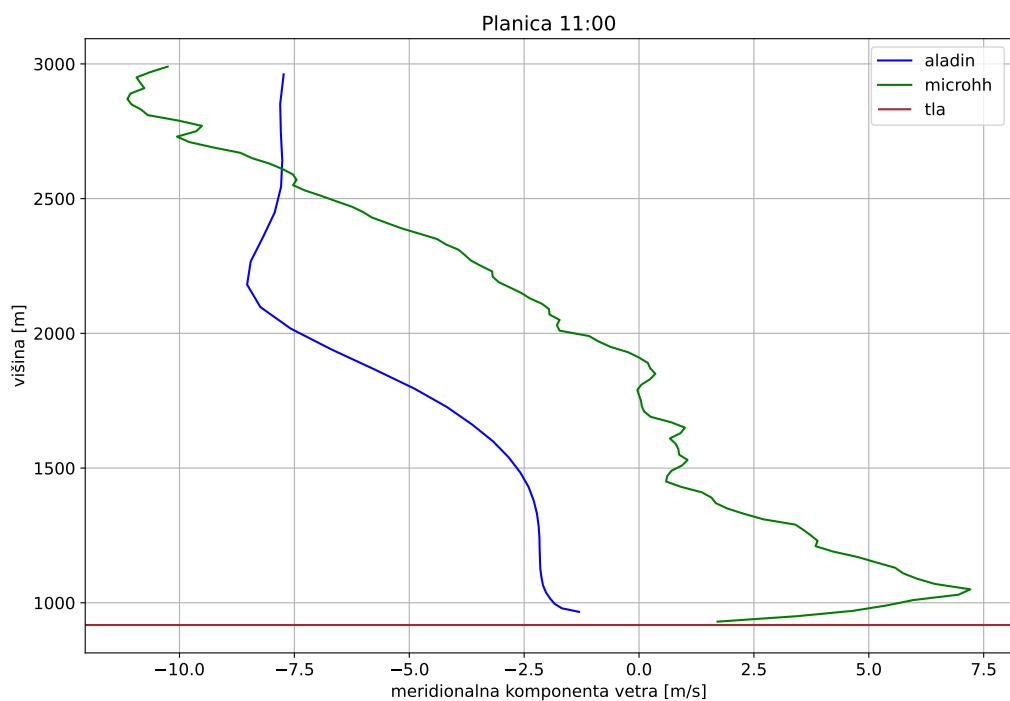
- Za diskretno domeno smo izbrali števila delilnih točk, ki na prvi pogled izgledajo popolnoma naključno. Vendar ni tako. Velikostni red teh števil je omejen z zmogljivostjo računalnika. Za sama števila pa opazimo, da so vsa deljiva z 8. Razlog za to je, da smo lahko paralelno računanje razdelili na 8 jeder.

Kaj lahko sklepamo iz grafov hitrosti vetra?

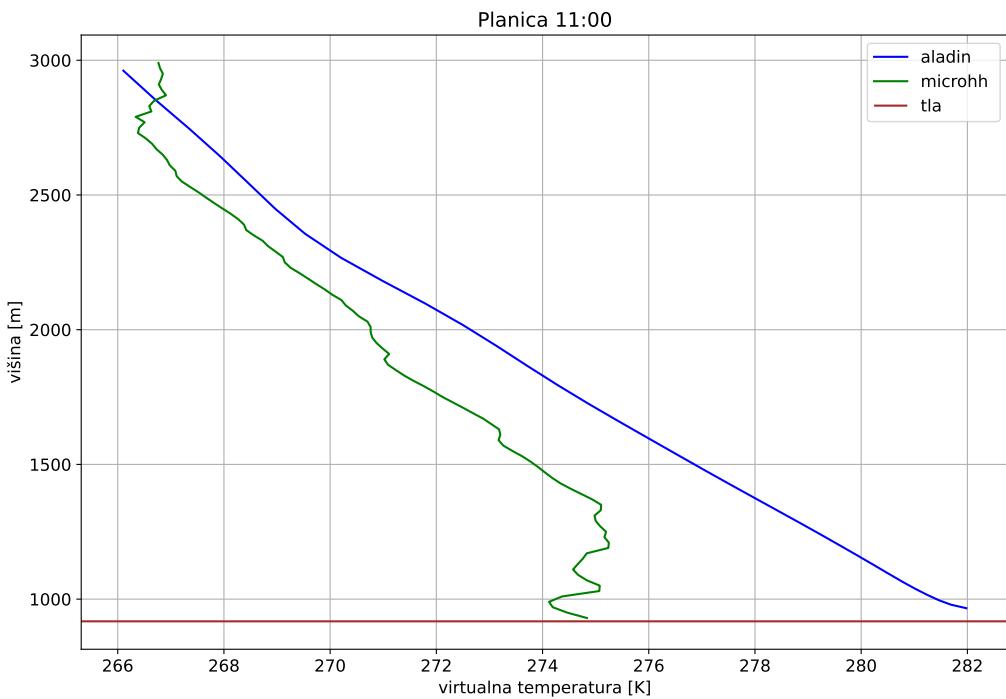
- Model MicroHH smo zagnali iz začetnih polj modela ALADIN ob 6:00 po lokalnem času in izvedli 5-urno napoved.
- Pri obeh modelih (slike 9, 10) je v višinah prisoten izrazit splošni severovzhodni venter (tako komponenti u kot v sta negativni). V spodnjih plasteh ozračja pa pride v modelu MicroHH do obrata smeri vetra, ki piha jugozahodno oziroma skoraj južno, kar se ujema z dejanskim potekom vetra med tekmovanjem. Podobno je opazno iz vertikalnega preseka komponent vetra v smeri zahod-vzhod (rdeča označuje venter v smeri severa). Prav tako se opazi prisotnost blažilnega območja na vrhu domene MicroHH (od 5500 m do 7000 m). Model ALADIN ohranja splošno smer vetra tudi v dnu doline, kar ni v skladu z dejanskimi opazovanji.
- Iz slike 11 je v obeh primerih nad 1300 m profil temperature adiabaten, kar kaže, da je zrak dobro premešan (posledica močnega vetra v višinah). V modelu ALADIN se mešanje nadaljuje vse do tal, medtem ko se v modelu MicroHH v spodnjih plasteh doline začenja nabirati relativno hladen zrak, kar je bolj realističen prikaz, saj nakazuje manjše mešanje.



Slika 9: Višinska profila x komponente hitrosti vetra iz modelov MicroHH in Aladin ob 11:00 na mestu skakalnice v Planici.



Slika 10: Višinska profila y komponente hitrosti vetra iz modelov MicroHH in Aladin ob 11:00 na mestu skakalnice v Planici.



Slika 11: Višinska profila virtualne temperature iz modelov MicroHH Aladin ob 11.00 na mestu skakalnice v Planici .

5.3.2 Ljubljansko barje

Na podlagi meritev z napravo **SODAR**² (13), ki jih izvaja **Agencija Republike Slovenije za okolje (ARSO)** na območju **Ljubljanskega barja**, je bila 4. septembra 2025 zaznana pozno poletna situacija z značilnim vertikalnim profilom vetra in temperature. Domena je vidna na 12

Izbrali smo domeno velikosti $x = 10.88\text{km}$, $y = 11.52\text{km}$, in $z = 5.12\text{km}$. Velikost delitev celic smo določili na $x_c = 40\text{m}$, $y_c = 40\text{m}$ in $z_c = 20\text{m}$. Število točk v smereh x , y in z je

$$\begin{aligned} n_x &= \frac{x}{x_c} = 272, \\ n_y &= \frac{y}{y_c} = 288, \\ n_z &= \frac{z}{z_c} = 256. \end{aligned}$$

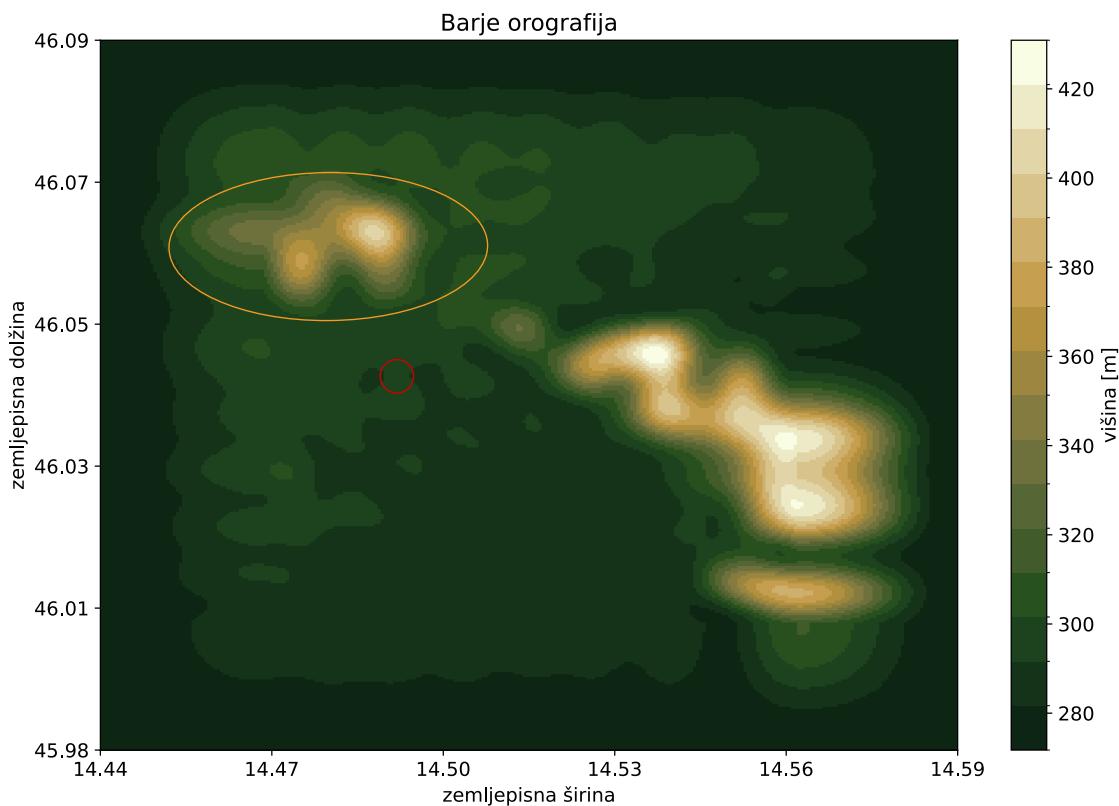
Za Ljubljansko barje je čas napovedi med 5.00 in 10.00, torej $[0, 18000]$ sekund. Rezultate izračunamo v točki, kjer se nahaja senzor.

Kaj lahko sklepamo iz grafov 13, 14 in 15?

- Analiza kaže na prisotnost **relativno šibke talne inverzije**³ v višinskem pasu med približno **300 in 400 m nad tlemi** ter **zmerne subsidenčne**

²SODAR (Sonic Detection and Ranging) je akustični sistem, ki z merjenjem Dopplerjevega premika zvočnih valov omogoča določanje vertikalnih profilov vetra in turbulentce v nižjih plasti atmosfere.

³Talna (radiacijska) inverzija je plast zraka pri tleh, kjer se temperatura z višino povečuje namesto znižuje. Nastane zaradi nočnega ohlajanja tal in s tem spodnjih plasti zraka.



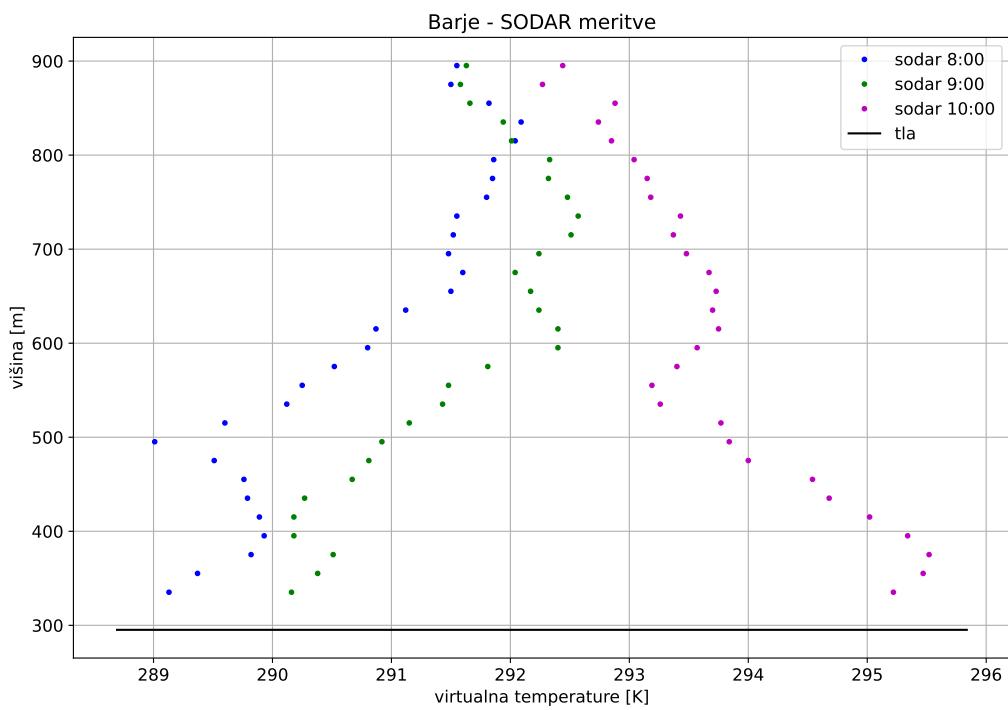
Slika 12: Z oranžno je označena Šmarna gora, med tem ko je z rdečo označen položaj SODAR senzorja.

inverzije⁴ med **500 in 700 m**. V celotnem atmosferskem stolpcu so bili vetrovi zelo šibki. V spodnjih plasteh ozračja je v jutranjem času (med 7.00 in 8.00) prišlo do pojava **megle**, ki se je po sončnem vzhodu hitro razkrojila. V višjih plasteh se je že okoli 10. ure vzpostavil **adiabatni temperaturni profil⁵**, kar nakazuje na **intenzivno turbulentno mešanje**. V najnižjih plasteh ozračja je bil takrat še prisoten šibek ostanek talne inverzije, ki se je popolnoma razkrojila po 10. uri (ni prikazano na sliki).

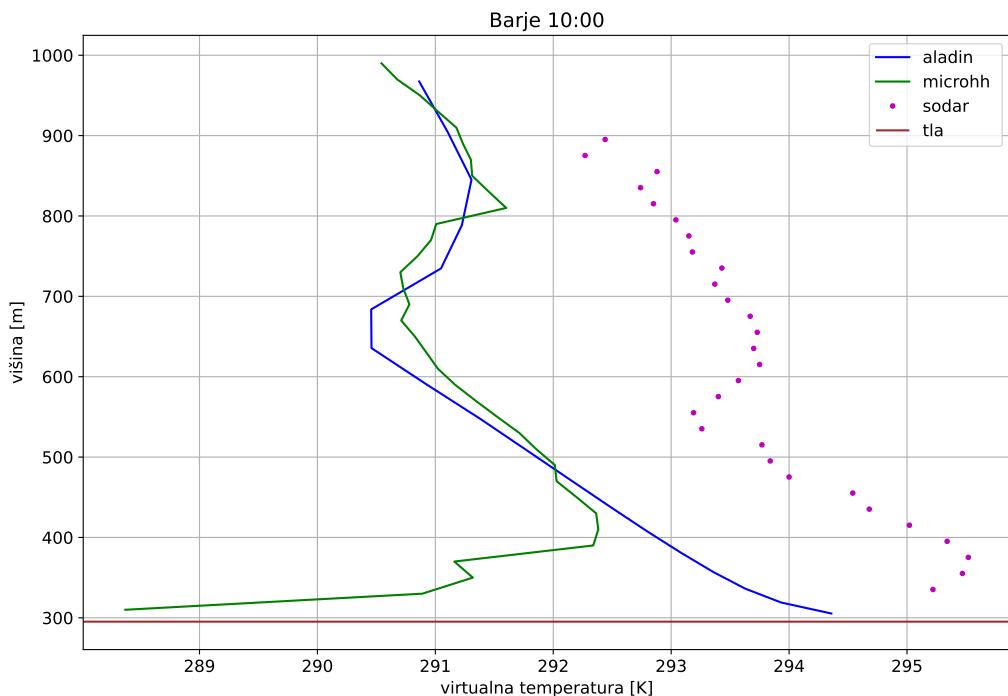
- Na podlagi rezultatov (slika 14) je razvidno, da je pri tleh še vedno prisotna **šibka talna inverzija**, medtem ko je v višjih plasteh ozračja že vzpostavljena **premešana plast**, ki je posledica sončnega ogrevanja površja in s tem povezanega **konvektivnega mešanja**. Na višini približno **600 m** se pojavlja še ena **inverzna plast**.

⁴Subsidenčna inverzija nastane zaradi spuščanja zračnih mas iz višjih plasti atmosfere (subsidence), pri čemer se zrak segreva adiabatsko in tvori stabilen sloj, ki zavira navpično gibanje.

⁵Adiabatni temperaturni profil je razmerje med temperaturo in višino, ki ga določa adiabatno spremenjanje temperature zraka brez izmenjave toplote z okolico. V praksi to pomeni, da se ozračje zaradi mešanja približa stanju, kjer je temperatura v skladu z adiabatskim gradientom.

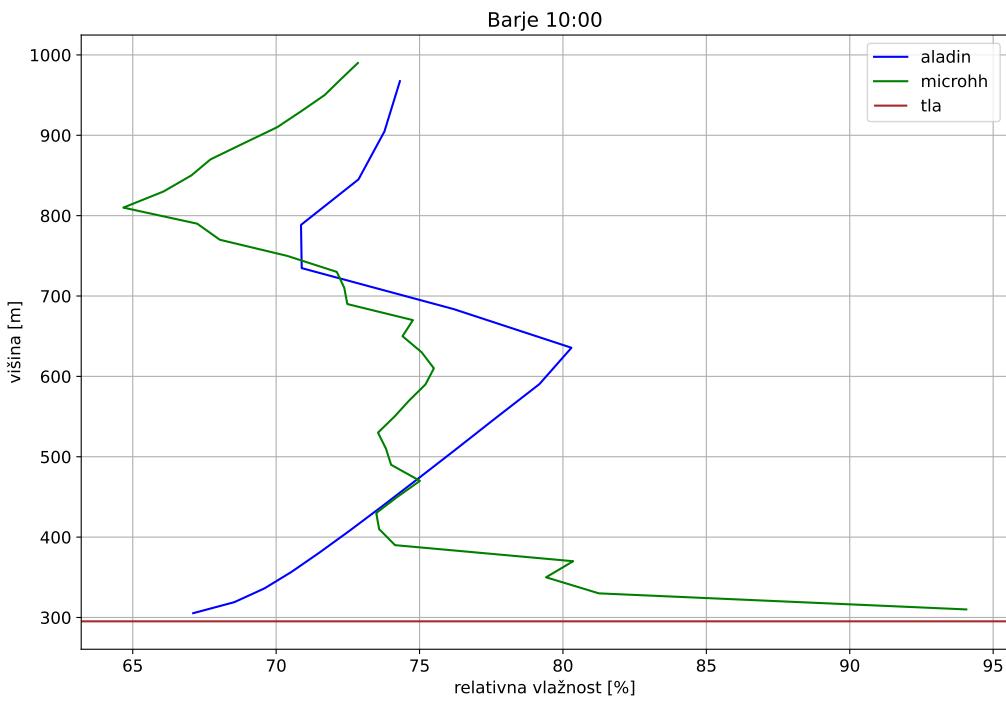


Slika 13: Višinski profili virtualne temperature iz SODAR meritev ob 8.00, 9.00 in 10.00.



Slika 14: Višinski profil virtualne temperature iz SODAR meritev, modela MicroHH in modela Aladin ob 10.00 na mestu SODAR merilnika.

Oba numerična modela to zgornjo inverzno plast realistično reproducirata, prav tako je v obeh primerih opazno ustrezno mešanje v spodnjem delu at-



Slika 15: Graf virtualne temperature T v odvisnosti od višine, dobljen ob 10.00.

mosfere. Model ALADIN kaže popolnoma premešan zrak vse do tal, medtem ko model MicroHH ohranja prisotnost **talne inverzije**. Poleg tega se pri modelu MicroHH kaže, da robni pogoj na tleh po določenem času (nastavljen ob 5:00) **ni več ustrezen**, saj ga med napovedjo ni mogoče spremenjati.

- Pri analizi **relativne vlage** (slika 15) je ob isti uri ponovno opazna težava, povezana s konstantnim spodnjim robnim pogojem pri tleh, kar povzroča presežek vsebovanosti vlage v najnižjih plasteh ozračja.

Pri modelu MicroHH se jasno vidi značilen »zob« v profilu relativne vlage na višini približno 350 m, kjer relativna vlagi dosega okoli 80 %. Ta značilnost nakazuje, da je model na tej višini **razvil meglo**, ki se ob analiziranem času že postopoma razkraja.

V višjih plasteh ozračja (med 400 in 700 m) je lepo razviden profil vlage, značilen za adiabatno mešanje, saj je relativna vlagi v tem sloju skoraj konstantna (odstopanje za nekaj odstotkov je zelo majhno).

V primeru modela ALADIN se mebla **ni razvila**, kar je pričakovano, saj je šlo za zelo tanko plast z visoko občutljivostjo na začetne pogoje. Poleg tega je v tem modelu mešanje vlage izrazito šibkejše kot v simulaciji z MicroHH.

5.4 Zaključek

Rezultati simulacij z modelom MicroHH predstavljajo prvi poskus uporabe visoko ločljivostnega turbulentnega modela za slovenske meteorološke razmere, kjer model ni pognan na idealiziranem eksperimentu z dobro znano situacijo, temveč je inicializiran iz podatkov meteorološkega modela. Čeprav se rezultati kvantitativno ne ujemajo popolnoma z modelom ALADIN, je kvalitativna skladnost presenetljivo dobra, zlasti glede na enostavnost uporabljenega pristopa. Model uspešno zajame ključne pojave, kot so lokalni obrati vetra, nastanek talne inverzije in jutranje razkrajanje megle. Največje težave se pojavljajo pri robnih pogojih, predvsem na spodnji meji domene, kjer so pogoji skozi celotno simulacijo konstantni. To povzroča, da se tok topote in vlage ne prilagaja več razmeram v ozračju, kar vodi do presežka vlage pri tleh in nendaravnih prehodov v profilih relativne vlage. Podobno je bilo treba zaradi torusne domene umetno izravnati orografsko mrežo, da se preprečijo neveznosti na robnih. Kljub tem omejitvam so rezultati zelo obetavni. Takšne simulacije z modelom MicroHH doslej še niso bile izvedene, zato predstavljajo pomemben korak naprej. Model MicroHH se je izkazal kot zanesljivo in perspektivno orodje za analizo lokalnih atmosferskih procesov, z velikim potencialom za nadaljnje raziskave in izboljšave, zlasti pri obravnavi turbulentnih pojavov, megle in vetrov v kompleksnem terenu.

Priloga A: Nepreverjene ali Izpeljane Enačbe

V tej prilogi navajamo enačbe, ki so bile navedene ali uporabljene v besedilu, vendar niso bile izpeljane.

Priloga A: Lastnosti diadskega produkta in operatorja nabla

V tej prilogi navajamo osnovne lastnosti diadskega produkta (tensorja) in operatorja nabla, ki so pogosto uporabljene v fluidni dinamiki in vektorski analizi.

A.1 Lastnosti diadičnega produkta

Naj bosta a in b vektorja, takrat je diadičnega produkt definiran kot $a \otimes b$ z elementi $(a \otimes b)_{ij} = a_i b_j$. Pomembne lastnosti:

$$\begin{aligned}(a \otimes b) \cdot c &= a(b \cdot c) \\ c \cdot (a \otimes b) &= (c \cdot a)b \\ \text{tr}(a \otimes b) &= a \cdot b \\ (a \otimes b)^T &= b \otimes a\end{aligned}$$

A.2 Lastnosti operatorja nabla (∇)

Naj bo u vektorsko polje in ϕ skalarno polje:

$$\begin{aligned}\nabla(\phi\psi) &= \phi\nabla\psi + \psi\nabla\phi \\ \nabla \cdot (\phi u) &= \phi(\nabla \cdot u) + u \cdot (\nabla\phi) \\ \nabla \cdot (u \otimes v) &= u(\nabla \cdot v) + (u \cdot \nabla)v \\ \nabla \times (\nabla\phi) &= 0 \\ \nabla \cdot (\nabla \times u) &= 0 \\ \nabla \times (\nabla \times u) &= \nabla(\nabla \cdot u) - \nabla^2 u\end{aligned}$$

A.3 Kombinirane lastnosti

Pri uporabi diadičnega produkta z nabla operatorjem:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (a \otimes b) &= a(\nabla \cdot b) + (a \cdot \nabla)b \\ \nabla \times (a \otimes b) &= (\nabla \times a) \otimes b - a \times (\nabla \otimes b)\end{aligned}$$

Literatura

- [1] 3Blue1Brown, *Why $5/3$ is a Fundamental Constant for Turbulence*, Accessed: 2025-10-15, 2018, dostopno na https://www.youtube.com/watch?v=_UoTTq651dE&t=135s.
- [2] J. Anderson John D., *Computational fluid dynamics: the basics with applications*, McGraw-Hill, New York, 1995.
- [3] D. Barbi in G. Münster, *Renormalization group analysis of turbulent hydrodynamics*, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://arxiv.org/pdf/1012.0461.pdf>.
- [4] E. Bouchbinder, *Solution to Tensor Analysis (Q1)*, [ogled 19.7.2025], dostopno na <https://www.weizmann.ac.il/chembiophys/bouchbinder/sites/chemphys.bouchbinder/files/uploads/Courses/2023/HW/Q1-TensorsAnalysis-sol.pdf>.
- [5] C. Foias in dr. *Navier-stokes equations and turbulence*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2001.
- [6] H. Hanche-Olsen, *The Buckingham Pi Theorem: Dimensional Analysis*, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://hanche.folk.ntnu.no/notes/buckingham/buckingham-a4.pdf>.
- [7] C. C. van Heerwaarden in dr. *Microhh 1.0: a computational fluid dynamics code for direct numerical simulation and large-eddy simulation of atmospheric boundary layer flows*, Geoscientific Model Development **10** (2017) 3145–3165, DOI: 10.5194/gmd-10-3145-2017, dostopno na <https://doi.org/10.5194/gmd-10-3145-2017>.
- [8] A. S. Monin in A. M. Obukhov, *Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere*, Trudy Akademii Nauk SSSR, Geofizicheski Institut **24**(151) (1954) 163–187, (in Russian).
- [9] M. Oberlack, *Invariant modeling in large-eddy simulation of turbulence*, [ogled 19.7.2025], dostopno na <https://web.stanford.edu/group/ctr/ResBriefs/97/oberlack.pdf>.
- [10] S. B. Pope, *Turbulent flows*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000.
- [11] D. Razafindralandy, A. Hamdouni in O. Martin, *New turbulence models preserving symmetries*, symmetries, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://hal.science/hal-00312562v1/document>.
- [12] B. P. Roger Lewandowski, *The Kolmogorov Law of turbulence, What can rigorously be proved ? Part II*, Teh. poročilo, [ogled 16. 7. 2025], dostopno na <https://hal.science/hal-01244651v1/document>.
- [13] M. Rösler, *The Smagorinsky turbulence model*, rosler, magistrsko delo, [ogled 19.7.2025], dostopno na https://wias-berlin.de/people/john/BETREUUNG/bachelor_roesler.pdf.

- [14] M. Spieg, *Conservation Equations*, Teh. poročilo, [ogled 19. 7. 2025], dostopno na <https://www.stat.uchicago.edu/~guillaumebal/COURSES/E3102/MSpieg-Conserveq.pdf>.
- [15] H. Tomita, *New microphysical schemes with five and six categories by diagnostic generation of cloud ice*, Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II **86A** (2008) 121–142.
- [16] S. K. Krueger, H. Morrison in A. M. Fridlind, *Cloud-resolving modeling: arm and the gcss story*, v: The Atmospheric Radiation Measurement Program: The First 20 Years (ur. D. D. Turner in R. G. Ellingson), AMS Meteorological Monograph **57**, American Meteorological Society, 2016, str. 25.1–25.16, DOI: [10.1175/AMSMONOGRAPHSD-15-0047.1](https://doi.org/10.1175/AMSMONOGRAPHSD-15-0047.1).
- [17] Veritasium, *Turbulent Flow is MORE Awesome Than Laminar Flow*, Accessed: 2025-10-15, 2020, dostopno na https://www.youtube.com/watch?v=_UoTTq651dE.
- [18] J. C. Wyngaard, *Turbulence in the atmosphere*, Cambridge University Press, Cambridge, 2010.