

4. Laboratorijas darbs. Vidējoto ātrumu un pulsāciju sadalījumi turbulentās plūsmās.

1. Darba mērķi

1. Iepazīties ar plūsmas vidējoto ātrumu un ātruma pulsāciju sadalījumu iegūšanu izmantojot konstantas temperatūras anemometru.
2. Izmērīt vidējoto ātrumu un ātruma pulsāciju sadalījumu caurules ūkērsgrīzumā.
3. Iegūt turbulences spektru caurulei uz ass un salīdzināt ar Kolmogorova modeļu.
4. Aprēķināt ātrumu sadalījumus ar turbulences modeļa $k-\epsilon$ palīdzību un salīdzināt ar izmērītajiem.

Pirms darba students teorētiski iepazīstas ar lamināru un turbulentu plūsmu īpašībām. Ar termoanemometriskās ātruma zondes un koordinātu iekārtas palīdzību tiek izmērīti ātruma un pulsāciju sadalījumi turbulentai plūsmai caurulēs ar apļu ūkērsgrīzumu. Iegūtie ātrumu sadalījumi tiek salīdzināti ar datormodelēšanas rezultātiem.

2. Teorētiskais apskats

2.1. Šis ieskats turbulences problemātikā

Pat turbulences pētniekiem ir grūti vienoties par turbulences definīciju. Vienošanās ir panākta par trīsdimensionalitāti, nestacionaritāti, virpuļainību un plašu spektru. Ārpus šīm īpašībām domas dalās. Lielākā daļa piekrīt, ka turbulentai plūsmai ir gadījuma raksturs, termins haotisks arī varētu tikt lietots, taču tā saturiskā jēga aizvien tiek precīzēta.

Apzīmējot turbulentas plūsmas raksturu kā gadījuma, tiek raksturota tikai daļa no īpašībām, tiek atzīts, ka praktiski visās plūsmās eksistē t.s. koherentās struktūras, kuru precīza definīcija arī pagaidām neeksistē. Kaut arī koherentās struktūras satur nelielu daļu no turbulentās plūsmas enerģijas, to ietekme uz pārneses procesiem (vielas, masas, impulsa un enerģijas) ir neproporcionali liela. Noteiktas plūsmas koherentās struktūras nav identiskas un to parādīšanās nav saistīta ar kādu regularitāti laikā un telpā. Pārējā turbulentās plūsmas enerģijas daļa ir šķietami saistīta ar gadījuma rakstura kustību (kas varētu būt atliekas no kādreizējām koherentām struktūrām) un droši vien nosaka koherento struktūru neregularitāti.

Šī aina izskaidro, kāpēc turbulence ir tik sarežģīta problēma. Ja turbulentai plūsmai būtu tikai gadījuma raksturs, tās problēma sen būtu atrisināta ar statistisko metožu palīdzību. Turbulence ir tik nekoherenta, ka koherento struktūru signāla attiecība pret

troksni ir ļoti maza un, ķemot vērā to, ka neeksistē precīza koherento struktūru definīcija, tās izdalīšana no trokšņa ir praktiski neiespējama. Pievienojot šai ainai to, ka dažādās plūsmās koherentās struktūras ir atšķirīgas, ir skaidrs, ka iespējamība izveidot vienkāršas metodes plūsmu prognozēšanai ir tuva nullei.

Džons fon Neimans [1] par turbulences pētījumu metodoloģiju 1949. gadā teica: „Iepriekšējā turbulences pētījumu pieredze rāda, ka tīri analītiska pieeja saduras ar grūtībām, kuras patreizējā brīdī nav pārvaramas. Iemesls tam tika norādīts agrāk – mūsu intuitīvā saikne ar priekšmetu ir pārāk vāja – nav izdevies pietiekami dzīļi pietuvoties nevienam no turbulences aspektiem, nav skaidrības ne par noteicošajiem parametriem, ne arī par analītiskajām matemātiskajām metodēm, kas būtu lietojamas. Šajā situācijā zināmas cerības izejai no strupceļa tiek saistītas ar plašiem, taču labi plānotiem skaitliskiem aprēķiniem. Jāatzīst, ka apskatāmo problēmu loks ir pārāk plašs, lai to atrisinātu tieši, t.i. aprēķinot reprezentatīvu problēmu speciālus gadījumus. Tomēr ir pamats domāt, ka šajā kompleksā var noteikt stratēģiskus punktus, kuros būtiska informācija iegūstama skaitlisku risinājumu ceļā. Ja tas tiek pienācīgi veikts un jauni aprēķini tiek veikti ievērojot iepriekš gūtos rezultātus, u.t.t., iespējams cerēt uz efektīvu iedziļināšanos šajā problēmu kompleksa un pamazām attīstīt intuitīvas attiecības, kas tālākā perspektīvā varētu novest pie jaunu analītisku metožu, kuru daba ir matemātiskāka, attīstības.”

Ričards Feinmans savā lekciju kursā [2] nodaļā, kas veltīta hidrodinamikai un turbulenci, raksta:

“Bieži vien cilvēki kādās neapzinātās bailēs no fizikas saka, ka nav iespējams uzrakstīt vienādojumu dzīvībai., Varbūt, ka tomēr var gan. Patiesībā ir ļoti iespējams, ka mums jau ir šī vienādojuma labs tuvinājums, kad mēs rakstām kvantu mehānikas

$$\text{vienādojumu } H\psi = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t}.$$

Kā min U.Frišs [3], protams, bez detalizētas bioloģisko parādību novērošanas nav iespējams tās izsecināt no šī vienādojuma. Abi autori norāda, ka līdzīga situācija ir novērojama arī ar turbulentu plūsmu un vienādojumiem, kas apraksta tās kustību.

Nesaspiežamamas plūsmas kustību apraksta Navjē-Stoksa un nepārtrauktības vienādojumi ātrumiem $\bar{U}(\bar{x}, t)$ un spiedienam $p(\bar{x}, t)$:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \bar{U} \nabla \bar{U} = -\nabla p + \nu \nabla^2 \bar{U} \quad (1)$$

$$\nabla \bar{U} = 0 \quad (2)$$

Navjē-Stoksa vienādojums droši vien ietver sevī visas turbulentās parādības, taču tās visas izsecināt no šī vienādojuma, nevēršoties pie eksperimenta, būtu nereāli, tik daudzveidīgas tās ir.

Plūsmas raksturu nosaka Reinoldsa skaitlis $Re = \frac{UL}{\nu}$, kur U un L ir raksturīgie ātrumi un izmērs, bet ν - kinemātiskā viskozitāte. Mazu Reinoldsa skaitļu gadījumā plūsma ir lamināra, bet lielu – turbulentā. Turbulentas plūsmas apraksta kā gadījuma, Latvijas Universitāte, Fizikas un matemātikas fakultāte, Fizikas nodaļa, Magistru studiju programma Laboratorijas darbu cikls “NEPĀRTRAUKTAS VIDES FIZIKAS LABORATORIJA” “Vidējoto ātrumu un pulsāciju sadalījumi turbulentās plūsmās” Leonīds Buligins

haotiskas, virpuļainas, trīsdimensiju un nestacionāras un tās raksturojas ar plašu mērogu skalu. Tieši šī visu īpašību kombinācija padara turbulentu plūsmu skaitisku simulāciju par ārkārtīgi sarežģītu.

Turbulentai plūsmai caurulē mazākais nozīmīgais turbulences mērogs sakrīt ar disipācijas, jeb Kolmogorova garumu: $\eta = \left(\frac{v^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}$, kur ϵ - enerģijas disipācijas ātrums, bet lielākā nozīmīgā turbulences mērogs lieluma kārtā ir caurules diametrs D . Novērtējumi rāda, ka nepieciešamais trīsdimensiju režīga punktu skaits pie $Re=5000$ ir 3.1×10^6 , bet pie $Re=500000$ jau 4.2×10^{10} . Šie skaitījumi rāda, ka lai skaitiski modelētu turbulentas plūsmas tiesā veidā risinot nestacionārus Navjē-Stoksa vienādojumus, nepieciešami ārkārtīgi lieli datoru resursi, tāpēc jameklē alternatīvi ceļi.

Reinoldsa vidējošanas pieejā, visa turbulences nestacionaritāte tiek vidējota laikā.

$$\bar{u}_i = \frac{1}{T} \int_0^T U_i(t) dt \quad (3)$$

Alternatīvas vidējošanas iespējas ir – vidējošana pa ansambli un telpu. Vidējošana pa ansambli nozīmē to, ka tiek apskatītas n attiecīgās plūsmas realizācijas un aprēķināta vidējā vērtība, t.s. ergodiskuma teorēma [4] nosaka saistību starp šīm pieejām un to ekvivalenci.

Ātrumu momentānās vērtības izsaka kā to vidējo vērtību un pulsāciju summu

$$U_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (4)$$

Ievietot ātruma momentānās vērtības šķidruma kustības vienādojumos un nemot vērā, ka

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (5)$$

un vidējojot laikā vēlreiz, iegūstam

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j}, \quad (6)$$

kur

$$\overline{u'_i u'_j} = \tau_{ij} \text{ - t.s. Reinoldsa spriegumu tenzors.}$$

Turbulentās viskozitātes jēdziens (un ar to saistītais turbulentās difūzijas jēdziens, kas saistīts ar skalāru lielumu pārneses procesiem) ir kļuvis par vienu no izplatītākajiem līdzekļiem nehomogēnas turbulences modelešanā. Šīs idejas pirmsākumi meklējami 19.gadsimtā.

Kā zināms no Maksvela attīstītās kinētiskās teorijas, viena no molekulu kustības un sadursmju izpausmēm ir impulta pārnese (difūzija): šķidruma slāņu ātrumu atšķirība rada bīdes spriegumus, kas proporcionāli attiecīgās ātruma komponentes gradientam. Proporcionalitātes koeficienta lomu spēlē viskozitātes koeficients, kura lieluma kārtā ir molekulu termiskās kustības ātruma un brīvā ceļa garuma reizinājums.

Turbulentu impulta pārnesi varētu uzskatīt par analogu molekulārajai impulta pārnesei, pieņemot, ka mazie virpuļi spēlē molekulu lomu, bet to korelācijas garums – brīvā ceļa garuma lomu. Apmēram tāds bija Prandtla [5] domāšanas veids, kad viņš

Latvijas Universitātē, Fizikas un matemātikas fakultātē, Fizikas nodaļa, Magistru studiju

programma

Laboratorijas darbu cikls "NEPĀRTRAUKTAS VIDES FIZIKAS LABORATORIJA"

"Vidējoto ātrumu un pulsāciju sadalījumi turbulentās plūsmās" Leonīds Buligins

ieviesa sajaukšanās garuma koncepciju.

Uz analogiju starp molekulāro un turbulentu pārnesi ir norādījuši arī Lords Kelvins [6] un Lembs [7]. Lembs norāda arī, ka turbulentās viskozitātes ideja pieder Reindoldam, kad tas izklāstīja „Reinoldsa spriegumu” teoriju [8].

Patiensībā turbulentās (virpuļu - eddy) viskozitātes ideja parādījās vēl pirms Maksvela darbiem. Pēc tam, kad Navjē [9] ievēda viskozitāti hidrodinamikas vienādojumos, radās jautājums, vai viskozitātes vērtība ir vien un tā pati visos telpas punktos. Sen-Venāns [10] rakstīja (Bussinesks [11]): „Ja Nūtona pieņēmums, ko izmanto Navjē un Puasons, ka iekšējā berze ir proporcionāla ātrumam, ar kādu šķidruma elementi slīd viens gar otru, ir pielietojams visiem punktiem šķidruma šķēlumā, eksperimentālie fakti norāda uz to, ka palielinoties šķēluma izmēriem, viskozitātei ir jāpieaug, to varētu izskaidrot ar faktu, ka šķēluma izmēriem pieaugot, šķidruma elementi nekustās paralēli viens otram ar sakārtotiem ātrumiem, bet gan parādās pārrāvumi, virpuļi un citas sarežģītas kustības, kas ietekmē berzes lielumu.”

Businesks, Sen-Venāna skolnieks, attīstīja šīs idejas tālāk, uzsverot, ka turbulence ievērojami palielina viskozitāti. Atsaucoties uz Puazeja viskozitātes mēriju iem ievērojami palielina viskozitāti. Atsaucoties uz Puazeja viskozitātes mēriju iem aprakstu [12]: "Atklātos kanālos un caurulēs pie pietiekoši liela diametra plūsmai vienmēr ir oscilatorisks raksturs, pēkšņi novirzot šķidruma elementus sienas virzienā vai prom no tās. Tangenciālais spiegums uz sienas laikā mainās, un tā mijiedarbība ar kopējo plūsmas translācijas kustību rada rotācijas kustību. Šī rotācijas kustība tiek pārnesta šķidruma iekšienē, piepildot visu šķidrumu ar virpuļiem, kurus plūsma nes sev līdz. Plūsmas vidējais ātrums, kas tiek nomērīts noteiktā punktā nelielā laika intervālā ievērojami atšķiras no konkrētām ātruma vērtībām un vidējam tangenciālam spēkam, kas darbojas uz izvēlētu laukuma elementu jābūt atkarīgam ne tikai no izmaiņas blakus esošajos punktos, t.i. ātruma u, v, w pirmajiem atvasinājumiem no x, y, z , bet arī no ātruma absolūtās vērtības un tā pārtrauktības starp blakusesošajiem punktiem. Tik tiešām, novērotā berze, ko rada divu blakus esošu slāņu slīdešana ir daudz lielāka, nekā tā būtu, ja plūsmas ātrumi mainītos nepārtrauktā veidā starp blakusesošajiem punktiem."

Šajā pašā rakstā Businesks piedāvā izteiksmi turbulentās viskozitātes noteikšanai plūsmai caurulē, proti, $Au_0 h$, kur A ir bezdimeniju konstante, u_0 šķidruma ātrums sienas tuvumā un h ir vidējais rādiuss, kas atbilst Prandtlja sajaukšanās garuma izteiksmei.

Sen-Venāna un Busineska darbu pamatā bija rūpīgi ūdens plūsmu novērojumi kanālos, kam joprojām 19.gs bija ievērojama praktiska nozīme, tas izskaidro arī zināmu šo bija jaunās aerodinamikas zinātnes vajadzības.

Turbulentās (virpuļu) viskozitātes idejas parādīšanās acīmredzot ir saistīta ar faktu, ka daudzu dabā sastopamu plūsmu raksturs ir turbulentu un tādām plūsmām molekulārās viskozitātes koncepcija šķita nepiemērota. Jāatzīmē, ka 19.gs robeža starp jēdzieniem molekula un fiktīva „šķidruma molekula” bija visai izplūdusi, plūsmas virpulis, šķiet, arī tika uzskatīts par noteiktu molekulu formu.

Latvijas Universitāte, Fizikas un matemātikas fakultāte, Fizikas nodaļa, Magistru studiju programma
Laboratorijas darbu cikls “NEPĀRTRAUKTAS VIDES FIZIKAS LABORATORIJA”
“Vidējoto ātrumu un pulsāciju sadalījumi turbulentās plūsmās” Leonīds Buligins

Sekojoj Bussineska idejām, analogi kā lamināru plūsmu gadījumā, Reinoldsa spriegumu tensoru izsaka ar formulu:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = \nu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

kur ν_T - turbulentā viskozitāte

Vienkāršākajos turbulences modeļos to raksturo ar kinētisko energiju

$$k = \frac{1}{2}\bar{u}_i \bar{u}_i = \frac{1}{2}(\bar{u}_1^2 + \bar{u}_2^2 + \bar{u}_3^2) \text{ no kuras nosaka raksturīgo ātrumu}$$

$$q = \sqrt{2k} \quad (8)$$

un raksturīgo garumu L . Tad turbulentā viskozitāte ir

$$\nu_T = C_\mu qL \quad (9)$$

Sajaukšanās ceļa modeļos k nosaka no vidējā ātruma sadalījuma izmantojot

$$q = L \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (10)$$

un L ir plūsmas apgabala raksturīgais izmērs. Precīza L definīcija iespējama tikai vienkāršu plūsmu gadījumā.

Sarežģītāki turbulences modeļi ietver pārneses vienādojumus turbulentās viskozitātes formulā ieejošo lielumu noteikšanai. Tā piemēram, divu vienādojumu modelī tiek izmantots vienādojums turbulentās enerģijas k noteikšanai. Turbulentās plūsmās, kurās turbulences avoti un izzušana (disipācija) ir līdzsvarā, var izmantot sakarību:

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{L}, \quad (11)$$

kur ε ir turbulentās kinētiskās enerģijas disipācijas ātrums. Pārneses vienādojumus lielumiem k un ε iegūst no Navjē-Stoksa vienādojumiem, taču tie nav precīzi, bet ietver vairākus tuvinājumus.

2.2. $k-\varepsilon$ turbulences modelis.

Nepārtrauktības vienādojums

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v_r) + \frac{\rho v_r}{r} = 0 \quad (12)$$

Impulsa saglabāšanās:

- aksiālās komponentes:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(r \rho v_x v_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_x) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left(2r \mu_e \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu_e \left(\frac{\partial v_r}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \right] \quad (13)$$

- radiālās komponentes:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(r \rho v_x v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_r) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r \mu_e \frac{\partial v_r}{\partial x} \right) - 2 \mu_e \frac{v_r}{r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r \mu_e \left(\frac{\partial v_r}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \right] \quad (14)$$

kur

Latvijas Universitāte, Fizikas un matemātikas fakultāte, Fizikas nodaļa, Magistru studiju

programma

Laboratorijas darbu cikls "NEPĀRTRAUKTAS VIDES FIZIKAS LABORATORIJA"

"Vidējoto ātrumu un pulsāciju sadalījumi turbulentās plūsmās" Leonīds Buligins

"Vidējoto ātrumu un pulsāciju sadalījumi turbulentās plūsmās" Leonīds Buligins

x – aksīlā koordināte,
 r – radiālā koordināte,
 v_x – aksīlais ātrums
 v_r – radiālais ātrums
 ρ - blīvums
 μ_e - efektīvais dinamiskās viskozitātes koeficients, laminārā plūsmā $\mu_e = \mu$,
turbulentā $\mu_e = \mu + \mu_t$

Standarta $k-\epsilon$ modelis ir pusempīriks modelis, kas ir pielietojams pilnībā turbulentām plūsmām un balstās uz pārneses vienādojumiem turbulences kinētiskai energijai un tās disipācijas ātrumam ϵ [13]:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \epsilon \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (16)$$

kur

k - turbulences kinētiskā energija,

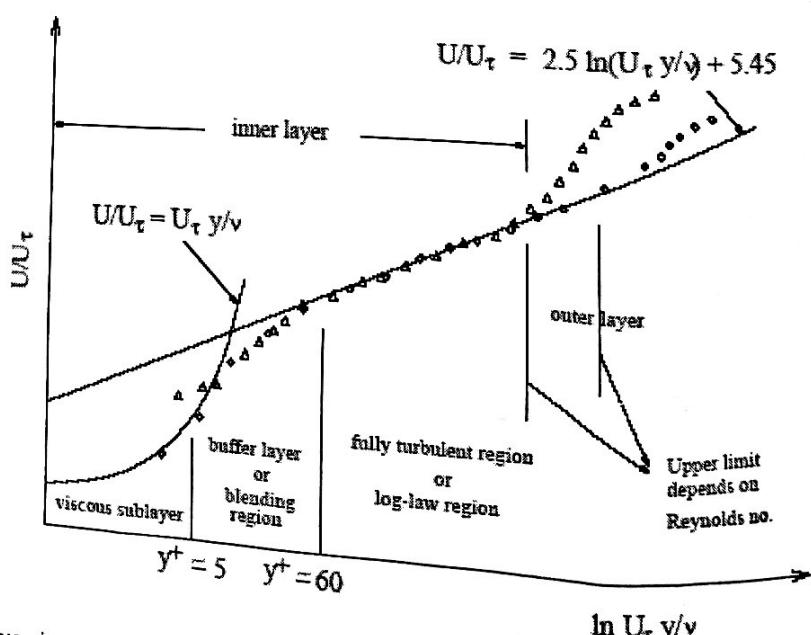
ϵ - turbulences kinētiskās energijas disipācijas ātrums,

$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$ - turbulentās viskozitātes koeficients,

$C_{1\epsilon} = 1.44, C_{2\epsilon} = 1.92, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3$ - modeļa konstantes,

$G_k = -\rho \bar{u}_i \bar{u}_j \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$ - turbulences ģenerācija.

Turbulentās viskozitātes koeficients raksturo turbulences efektu papildus radīto impulsa, turbulentās kinētiskās energijas un tās disipācijas ātruma difūziju.

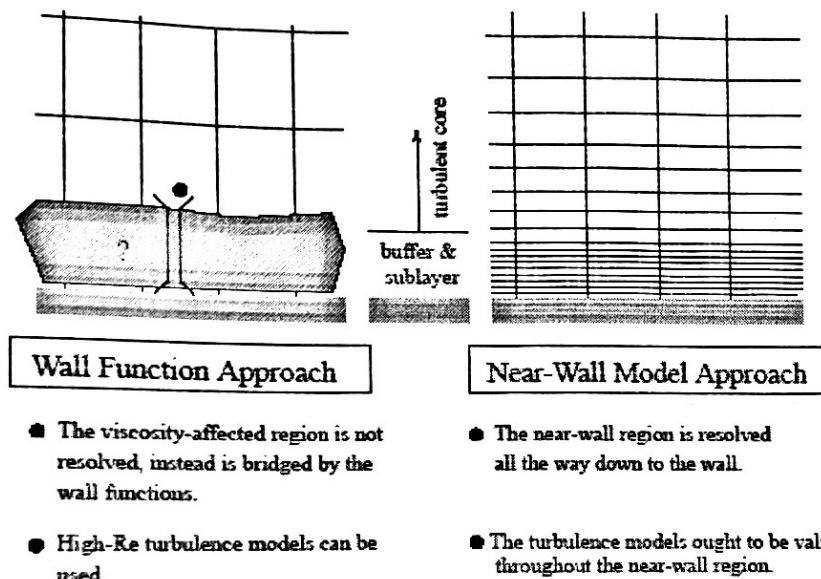


Latvijas Universitātē, Fizikas un matemātikas fakultātē, Fizikas nodaļa, Magistru studiju programma
Laboratorijas darbu cikls "NEPĀRTRAUKTAS VIDES FIZIKAS LABORATORIJA"
"Vidējoto ātrumu un pulsāciju sadalījumi turbulentās plūsmās" Leonīds Buligins

1.att. Raksturīgie plūsmas apgabali sienas tuvumā.

Eksperimentāli noskaidrots, ka turbulentu plūsmu sienas tuvumā var sadalīt 3 apgabalos (sk. 1.att.):

- 1) Vistuvākais sienai, t.s. „viskozais apakšslānis”. Plūsmas šajās apgabalā ir lamināra, dominē viskozitātes spēki ($y^+ < 5$).
- 2) Ārējais apgabals, t.s. „pilnībā turbulentais slānis” ($60 < y^+ < c$, kur c ir atkarīgs no Reinoldsa skaitļa). Šajā apgabalā turbulence ir noteicošā parādība, viskozitātes ietekme ir neliela.
- 3) Pārejas apgabals starp abiem slāņiem ($5 < y^+ < 60$), kurā viskozitātes un turbulence efektu ietekme ir samērojama.



2.att. Divas pieejas turbulentu plūsmu aprēķinam sienas tuvumā.

$$y^+ = \frac{U_\tau y}{\nu}, \quad (17)$$

kur

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (18)$$

y - attālums līdz sienai,

ν - kinemātiskās viskozitātes koeficients

Veicot turbulentu plūsmu aprēķinus, izmanto vienu no pieejām, kas attēlotas 2.att. – *sienas funkciju pieeju* (Wall Function Approach), kurā tuvākās sienai šūnas izmērus izvēlas tā, lai tās centrs atrastos attālumā $30 < y^+ < 300$ no sienas vai *viskozā apakšslāņa pieeju* (Near-Wall Model Approach), kurā hidrodinamikas vienādojumi tiek risināti līdz viskozajam apakšslānim, izmantojot smalku režģi sienas tuvumā.

Šajā darbā izmantosim *sienas funkciju pieeju*. Sienas šūnu centriem optimāli jāatrodas Latvijas Universitātē, Fizikas un matemātikas fakultātē, Fizikas nodaļa, Maģistru studiju programma Laboratorijas darbu cikls “NEPĀRTRAUKTAS VIDES FIZIKAS LABORATORIJA” “Vidējoto ātrumu un pulsāciju sadalījumi turbulentās plūsmās” Leonīds Buligins

apakšējās robežas tuvumā ($y' \approx 30$).

Caurules iecījā uzdod turbulences intensitāti

(19)

$$Tu = \frac{U_{max}}{U_{mean}}$$

un turbulences mērogu

$$l = 0.07D,$$

kur D – ir caurules diametrs.

D

2.3. Turbulences spektri

Turbulentās plūsmas kinētiskā energija $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$ ir ātruma pulsāciju energija. Ātruma pulsācijas var tikt asociētas ar dažāda izmēra virpuļu eksistenci plūsmā. Teoriju par to kā energija sadalīta pa dažāda izmēra virpuļiem attīstīja Kolmogorovs 1941.gadā [14]. Dažāda izmēra virpuļiem atbilst atšķirīgas pulsāciju frekvences – lielākajiem energijas sadalījuma blīvumu ar $E(f)$, $E(f)df$ ir tā turbulences kinētiskās energijas daļa, kas atbilst pulsācijās ar frekvencēm, kuras atrodas intervālā starp f un $f+df$, savukārt pilnā turbulences kinētiskā energija ir vienāda ar:

$$k = \int_0^{\infty} E(f) df \quad (21)$$

Alternatīvs apraksta veids ir izmantot vilņu skaitli κ ($\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$, kur λ ir vilņa garums) frekvences f vietā:

$$k = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa \quad (22)$$

Atbilstoši Kolmogorova priekšstatiem, turbulentā plūsmā eksistē raksturīgo virpuļu izmēru diapazons (raksturīgo frekvenču diapazons), kurā energija tiek pārnesta no virpuļiem ar lielāku izmēru uz virpuļiem ar mazāku izmēru, piemēram, turbulentai plūsmai caurulē mazākais nozīmīgais turbulences mērogs sakrīt ar disipācijas, jeb

Kolmogorova garumu: $\eta = \left(\frac{v^3}{\epsilon} \right)^{1/4}$, kur ϵ - energijas disipācijas ātrums, bet lielākā nozīmīgā turbulences mērogs lieluma kārtā ir caurules diametrs D . Tieši šajā mērogu diapazonā arī notiek energijas pārnese no lielākiem uz mazākiem virpuļiem atbilstoši Kolmogorova priekšstatiem (sk. 3.att.). Atbilstošo vilņu skaitļu intervālu sauc par *inerciālo intervālu*. Atbilstoši Kolmogorova teorijai inerciālajā intervālā energijas sadalījuma blīvumam $E(\kappa)$ ir sekojoša atkarība no vilņu skaitļa κ :

$$E(\kappa) \propto \kappa^{-5/3} \quad (23)$$

Attēlojot funkcionālo atkarību $E(\kappa)$ logaritmiskā mērogā katrai asij, inerciālajā intervālā spektram jāseko taisnei, kuras virziena koeficients ir $-5/3$ (sk.4.att.).

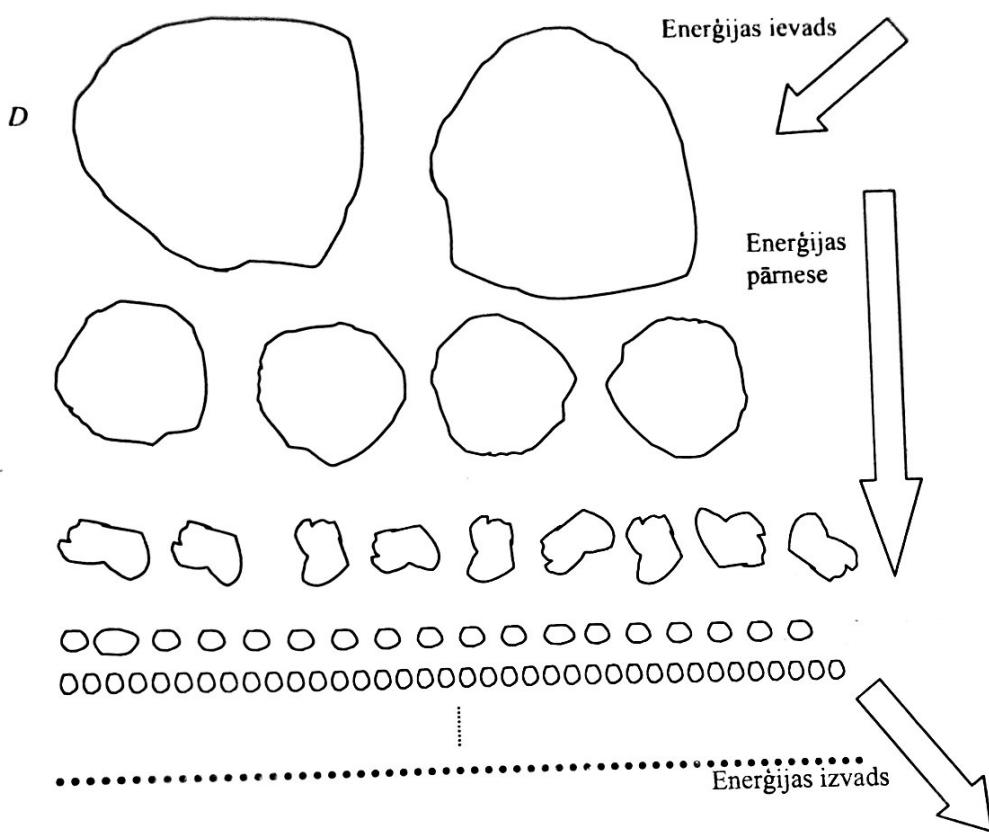
η

3.att. Energijas

Lai labāk varētu iegūt gadijumā spēcīgākas frekvences ir

(19)

(20)



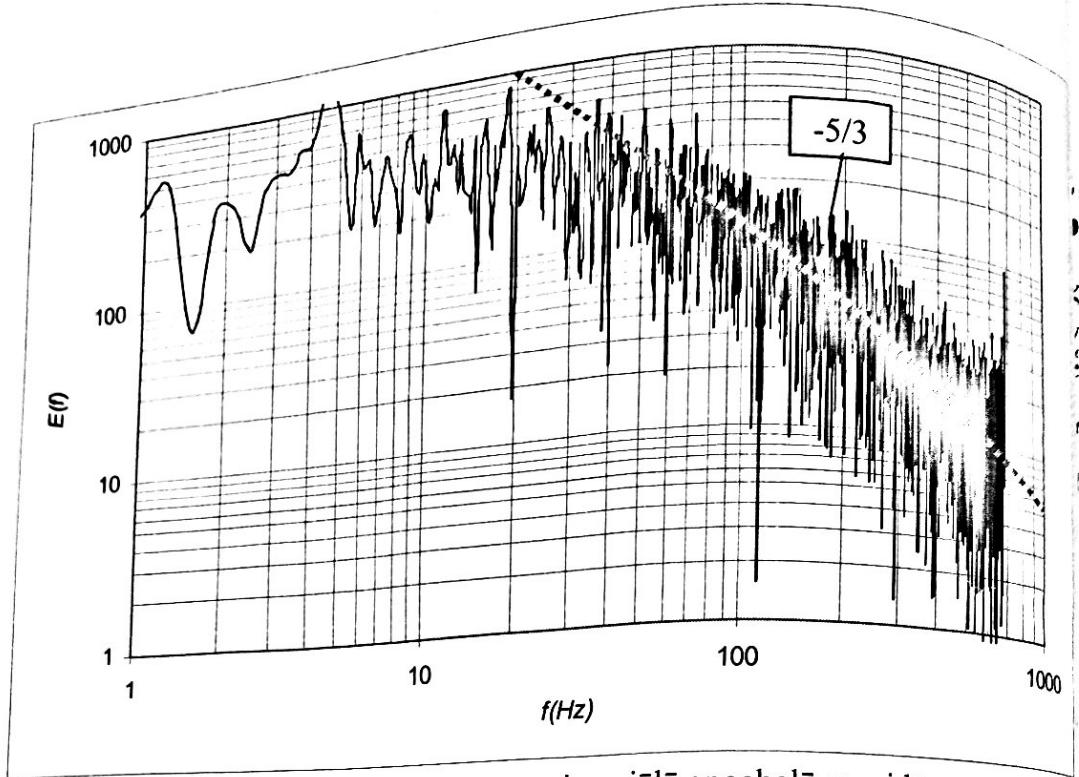
(21)

(s)

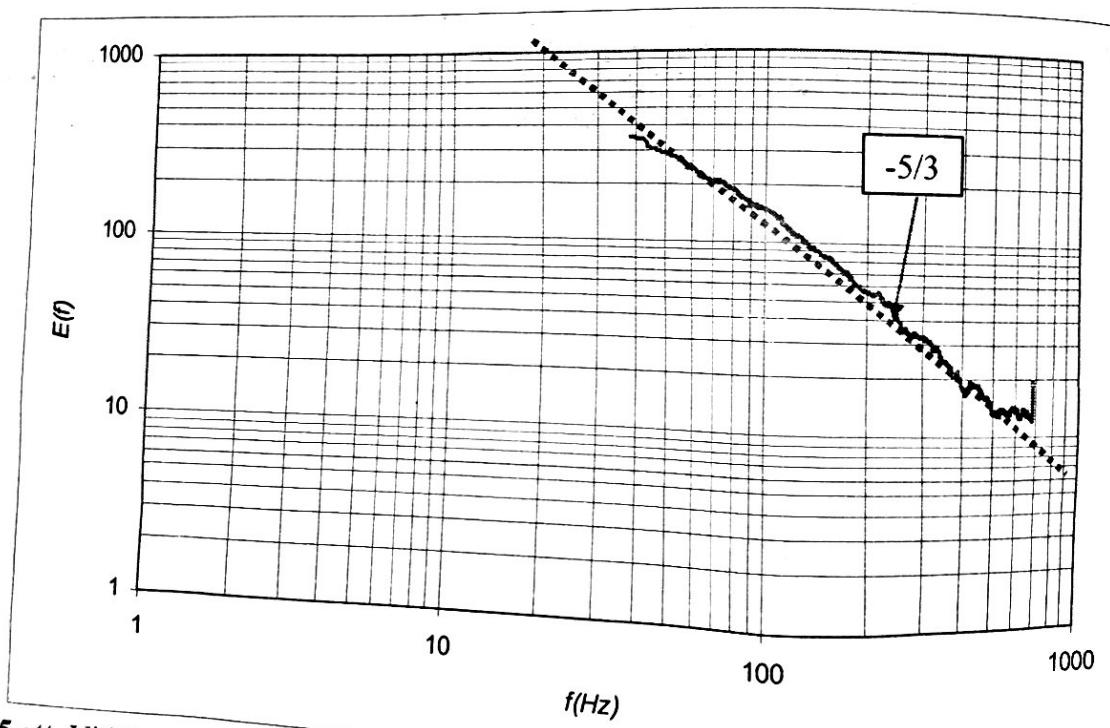
(2)

3.att. Enerģijas pārnese no lielākiem uz mazākiem virpumiem atbilstoši Kolmogorova priekšstatiem.

Lai labāk varētu salīdzināt, lietderīgi ir paņemt vidējās vērtības kā parādīta 5.att. Šajā gadījumā spektrs vidējots pa 128 mēriņumiem un sakritība ar sagaidāmo atkarību no frekvences ir labāk saredzama.



4.att. Enerģijas spektrs un tā salīdzinājums ar inerciālā apgabalā sagaidāmo atkarību.



5.att. Vidējotais pa 128 mērījumiem enerģijas spektrs un tā salīdzinājums ar inerciālā apgabalā sagaidāmo atkarību.

2.4. Konstantas temperatūras anemometra (KTA) turbulences parametru mērījumu interpretācija

KTA sensora lokālā koordinātu sistēma attēlota 3.att. Ar U apzīmēts vidējās plūsmas virziens, ar U_x , U_y , U_z – attiecīgās ātruma komponentes lokālajā koordinātu sistēmā. Šajā eksperimentā izmantotā sensora un vidējās plūsmas orientācija atbilst leņķiem

$$\alpha = 0 \text{ un } \Theta = \frac{\pi}{2}. \quad (24)$$

KTA izmērītā ātruma atkarību no leņķiem α un Θ var izteikt kā:

$$U(\alpha)^2 = U(0)^2 (\cos^2 \alpha + k^2 \sin^2 \alpha) \quad \Theta = 0 \quad (25)$$

$$U(\Theta)^2 = U(0)^2 (\cos^2 \Theta + h^2 \sin^2 \Theta) \quad \alpha = 0 \quad (26)$$

vai, izmantojot ātruma komponentes KTA sensora lokālajā koordinātu sistēmā:

$$U_{\text{eff}}^2 = U_x^2 + k^2 U_y^2 + h^2 U_z^2, \quad (27)$$

kur

$U(0)$ - patiesais plūsmas ātrums,

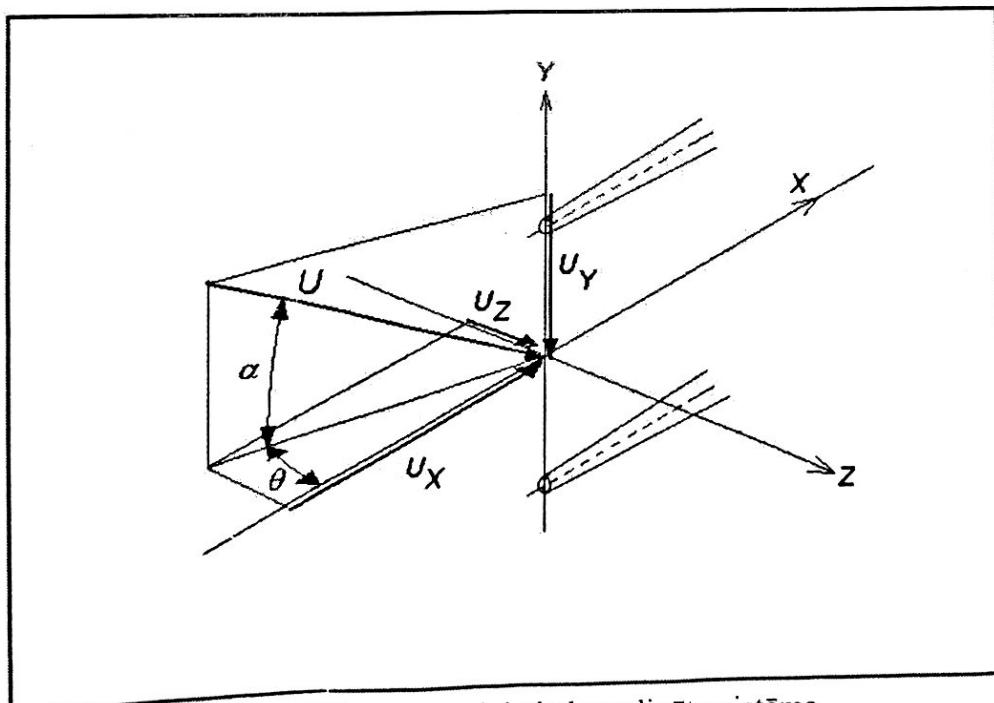
U_{eff} - efektīvais sensoru dzesējošais plūsmas ātrums (aprēķinātais no KTA kalibrācijas līknes),

α - leņķis starp ātruma un sensora normāles virzieniem,

Θ - leņķis starp ātruma virzienu un sensora-turētāju plakni,

k , h - koeficienti, kas raksturo sensora orientācijas jutību ($k^2=0.0225-0.04$) un turētāju siltumpārneses ietekmi ($h^2=1.04-1.20$)

(x, y, z) - sensora koordinātu sistēma.



6.att. KTA sensora lokālā koordinātu sistēma.

Šī laboratorijas darba ietvaros izmantojumu $k^2=0$ un $h^2=1$, t.i. ātruma komponente U_y neietekmē KTA mērījumu, bet ātrumu U_x , un U_z ietekme uz KTA mērījumu ir vienāda:

$$U_{\text{eff}}^2 = U_x^2 + U_z^2$$

Izsakot katru ātruma komponenti:

$$U_x = u_x$$

$$U_z = \bar{u}_z + u_z'$$

$$U_{\text{eff}} = \bar{u}_{\text{eff}} + u_{\text{eff}}$$

$$(\bar{u}_{\text{eff}} + u_{\text{eff}})^2 = (u_x)^2 + (\bar{u}_z + u_z')^2$$

$$\bar{u}_{\text{eff}}^2 + 2\bar{u}_{\text{eff}}u_{\text{eff}} + u_{\text{eff}}^2 = u_x^2 + \bar{u}_z^2 + 2\bar{u}_z u_z' + u_z'^2$$

Vidējojot laikā iegūstam:

$$\bar{\bar{u}}_{\text{eff}}^2 + \bar{u}_{\text{eff}}^2 = \bar{u}_x^2 + \bar{u}_z^2 + \bar{u}_z'^2$$

jeb

$$\bar{u}_{\text{eff}}^2 + \bar{u}_{\text{eff}}^2 = \bar{u}_x^2 + \bar{u}_z^2 + \bar{u}_z'^2$$

Nemot vērā, ka

$$\bar{u}_{\text{eff}} = \bar{u}_z$$

iegūstam

$$\bar{u}_{\text{eff}}^2 = \bar{u}_x^2 + \bar{u}_z^2$$

Izmērītais lielums ir

$$U_{\text{rms}} = \left(\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (U_i - U_{\text{mean}})^2 \right)^{0.5} = \sqrt{\bar{u}_{\text{eff}}^2},$$

kur

$$U_{\text{mean}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i$$

Pieņemot, ka turbulence ir izotropa, t.i.

$$\bar{u}_x^2 = \bar{u}_z^2 = \bar{u}^2$$

$$\bar{u}_{\text{eff}}^2 = 2\bar{u}^2$$

vai

$$U_{\text{rms}} = \sqrt{2\bar{u}^2}$$

vai

$$\bar{u}^2 = \frac{1}{2} U_{\text{rms}}^2$$

Turbulences kinētiskā enerģija tiek definēta kā:

$$k = \frac{1}{2} \bar{u}_i u_i = \frac{1}{2} (\bar{u}_1^2 + \bar{u}_2^2 + \bar{u}_3^2)$$

Izotropas turbulence gadījumā:

$$\bar{u}_1^2 = \bar{u}_2^2 = \bar{u}_3^2 = \bar{u}^2$$

un

$$k = \frac{1}{2} \bar{u}_i u_i = \frac{3}{2} \bar{u}^2$$

(28) vai, nemot vērā (40):

(29)

(30)

(31)

Tādējādi izotropas turbu-

(32)

(33)

3. Darba uzdevumi

1. Nodefinēt konst...

2. Izmērīt vidējoto šķērsgriezumā.

3. Aprēķināt ātrumu salīdzināt ar izmē...

(34)

(35)

(36)

(37)

4. Darba veicinājumi

4.1. Nodefinēt konst...

Eksperimentālās iekārtas koordinātu galda vadītāji...

(39)

...

(40)

Piezīme. Izmainot grāmatai sekundes, līdz tas sasniedz...

(41)

Lai mēritu plūsmas ātrumu, izmantojot plūsmu a...

(42)

zonde, kas sastāv no...

(43)

komponentes vienlaicīgi...

(44)

Piezīme. Pievērst uz...

diametru (~5 mikroni).

APSTĀKĻOS NEPIE...

PRIEKŠMETU! Tā...

(45)

ātruma
ne uz KTA

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} = \frac{3}{2} \overline{u^2}$$

(28) vai, nemot vērā (40):

(29)

$$k = \frac{3}{4} U_{rms}^2$$

(46)

(30)

(31)

Tādējādi iztropas turbulences gadījumā, U_{rms} jāsalīdzina ar $\sqrt{\frac{4}{3}} k$.

(32)

3. Darba uzdevumi

(34)

1. Nodefinēt konstantas temperatūras anemometra mērišanas parametrus.
2. Izmēriņt vidējoto ātrumu un ātruma pulsāciju sadalījumu caurules šķērsgriezumā.

(35)

3. Aprēķināt ātrumu sadalījumus ar turbulences modeļa $k-\varepsilon$ palīdzību un salīdzināt ar izmēriņtajiem.

(36)

(37)

4. Darba veikšanas apraksts

(38)

4.1. Nodefinēt konstantas temperatūras anemometra mērišanas parametrus.

(39)

Eksperimentālās iekārtas kopskats parādīts 7.att. Uzsākot darbu, ieslēdz datoru, koordinātu galda vadības bloku (8.att.), ventilatoru (9.att.).

(40)

Piezīme. Izmainot griešanās ātrumu ventilatoram nepieciešamas apmēram 30 sekundes, līdz tas sasniedz izmaiņto ātruma vērtību.

(41)

Lai mērītu plūsmas ātrumu, katrā konkrētā KTA sensora gadījumā jāveic kalibrēšana, izmantojot plūsmu ar zināmu ātrumu. Konkrētā KTA konstrukcija tiek veidota kā zonde, kas sastāv no 1, 2 vai 3 sensoriem un, attiecīgi, var mērit 1, 2 vai trīs ātruma komponentes vienlaicīgi. Šajā darbā tiks izmantota zonde ar vienu sensoru. Izmantotā zonde 55P11 shematischki attēlotā – 10.att.

(42)

Piezīme. Pievērst uzmanību tam, ka sensora izveidei izmantots vads ar ļoti mazu diametru (~5 mikrometri), līdz ar to tā mehāniskā izturība ir neliela. NEKĀDOS APSTĀKĻOS NEPIESKARTIES SENSORAM AR ROKĀM VAI KĀDU CITU PRIEKŠMETU! Tas var neatgriezeniski sabojāt sensoru!

(43)

Latvijas Universitāte, Fizikas un matemātikas fakultāte, Fizikas nodaja, Magistru studiju programma Laboratorijas darbu cikls "NEPĀRTRAUKTAS VIDES FIZIKAS LABORATORIJA" Laboratorijas "Vidējoto ātrumu un pulsāciju sadalījumi turbulentās plūsmās" Leonīds Buligins