

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ
МАШИНСКИ ФАКУЛТЕТ

Винко Л. Бабић

**НУМЕРИЧКА СИМУЛАЦИЈА И АНАЛИЗА
ТРОДИМЕНЗИОНАЛНОГ ДВОФАЗНОГ
СТРУЈАЊА ГАСА И ЧВРСТЕ ФАЗЕ У
СЕПАРАТОРУ УГЉЕНОГ ПРАХА**

докторска дисертација

Београд, 2013.

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

Vinko L. Babić

**Numerical Simulation and Analysis of
3-Dimensional Two-Phase Flow of Gas and
Solid Phase in a Coal Powder Separator**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2013.

Комисија за преглед и одбрану:

Ментор: Проф. др Титослав Живановић,
Машински факултет Универзитета у Београду

Чланови Комисије: Проф. др Драган Туцаковић,
Машински факултет Универзитета у Београду

др Жарко Стевановић, научни савјетник,
Институт за нуклеарне науке-Винча Универзитета
у Београду

Датум одбране:

За свестрану помоћ при дефинисању тезе, изради дисертације и низу корисних савјета и сугестија посебно се захваљујем ментору проф. др Титославу Живановићу и др Жарку Стевановићу, научном савјетнику.

Захваљујем се колективу „Минел-Котлоградње“ Београд за помоћ при изради цртежа сепаратора, а посебно Синиши Тркуљи, дипл. инж. машинства.

Изражавам посебну захвалност особљу Лабораторије за термотехнику и енергетику „Института за нуклеарне науке Винча“ на уступљеној литератури и документацији, те на низу савјета при изради овог рада. У свако доба сам код њих наилазио на најдобронамјернију помоћ и разумијевање при изради ове дисертације.

Посебно се захваљујем руководству и колегама са Машинског факултета у Бањој Луци на разумијевању и подршци при изради дисертације.

Нумеричка симулација и анализа тродимензионалног двофазног струјања гаса и чврсте фазе у сепаратору угљеног праха

РЕЗИМЕ

Циљ овог истраживања је развој диференцијалног модела тродимензионалног двофазног струјања гаса и угљеног праха и сепарација крупнијих честица угља, од задате, у сепараторима постројења за припрему угљеног праха. Финоћа угљеног праха је дефинисана гранулометријском карактеристиком (остатак на сити R_x), која подлијеже RRS (*Rozin-Ramler-Sperling*) распоdjели.

Резултати овог истраживања су допринос бољем разумијевању процеса који се дешавају у сепараторима угљеног праха и побољшавање оптимизације сагоријевања угљеног праха у ложиштима генератора паре, односно постизање бољег искоришћења горива (стабилније сагоријевање и већи степен корисног дјеловања).

Истраживање је обављено угљеном мељавом вентилаторских млинова на инерцијалном сепаратору угљеног праха. Као гориво је коришћен лигнит.

За рјешавање математичког модела коришћена је нумеричка метода контролних запремина. Верификација модела и примијењене нумеричке методе, извршена је поређењем са резултатима испитивања на реалном постројењу. Нагласак је на тродимензионалности, сложености геометрије и проблематици двофазног турбулентног тока. Модел се заснива на Ојлер-Лагранжеовом приступу двофазном струјању, $k - \varepsilon$ моделу турбулентне гасне фазе, стохастичком моделу дисперзије чврстих честица и PSI-CELL поступку којим се узима у обзир узајамно дејство фаза.

Приказани су резултати нумеричке симулације струјања двофазне смјеше гаса и чврстих честица угљеног праха (аеросмјеше) кроз инерцијални млински сепаратор.

Резултати су приказани у облику: векторског и скаларног поља брзине, трајекторија гасне фазе и трајекторија честица чврсте фазе (по класама, односно

величини честица) и дистрибуција честица у излазном пресјеку зависно од положаја.

Посебно је дијаграмски приказана зависност финоће угљеног праха у излазном пресјеку и циркулационог броја, квантификована као функција угла нагиба регулационих клапни према хоризонтали. Сви резултати су приказани за номинално оптерећење и смањен проток гасне фазе за 10 %. Квантитативан преглед резултата је дат табеларно.

Модел обезбјеђује, поред осталог, израчунавање циркулационог броја у свим режимима рада сепаратора и при свим положајима регулационих клапни, што је од значаја за предвиђање хабања дијелова млина и потрошње електричне енергије за погон млина.

Развијени модел се може успјешно користити за одређивање параметара у експлоатацији сепаратора, али и за дефинисање ефикасније геометрије сепаратора угљеног праха у конкретним условима, односно успостављању одређених критеријума за оптимизацију сепаратора угљеног праха и цјелокупног постројења за припрему угљеног праха.

Кључне ријечи: генератор паре, угаљ, угљени прах, инерцијални сепаратор, рецикулација, двофазно струјање, парцијалне диференцијалне једначине, математички модел, нумерички метод контролних запремина.

Научна област: Машинство.

Ужа научна област: Термоенергетика.

УДК : 622.33:622.73:532.529(043.3)

621.926:662.87(043.3)

Numerical Simulation and Analysis of 3-Dimensional Two-Phase Flow of Gas and Solid Phase in a Coal Powder Separator

Abstract

The basic goal of presented investigation is development partial differential three dimensional model of two-phase gas flow and pulverized coal as well as separation of rough coal particles into the separation facilities for pulverized coal preparation. The finest of pulverized coal is defined by granulation curve (residual on screen R); that is aligned to RRS (*Rozin-Ramler-Sperling*) distribution. The investigation results are contribution to the better understanding of processes occurring into the separation facilities for pulverized coal preparation, optimization of pulverized coal combustion into the furnaces of steam generator, e.g. better usefulness of coal (better combustion stability and greater combustion efficiency). The investigation has been preformed by pulverized coal obtained into ventilator mills on inertial separator. The coal was lignite.

For numerical solution of developed model, the finite volume numerical method has been used. The verification of developed model and used numerical method has been performed by experimental data obtained on actual separation facility. It has been emphasized on the three dimensionality, actual complexity of separator geometry and two-phase turbulence flow. The model is based on Eulerian-Lagrangian approach for two-phase flow, $k - \varepsilon$ turbulence model for gas phase, stochastic model of solid particles dispersion, and PSI-CELL method for interphone coupling of phase's interaction.

The results of numerical simulation of two-phase gas flow and pulverized coal particles into inertial separator are presented. The results are presented in the forms of: vector and scalar velocity fields, gas trajectories, coal particle trajectories (by size/diameter class) and coal particle size distribution in outlet plane of separator, depending on position of regulation plates into the separator. Additionally, relation of pulverized coal particle class in outlet plane and circulation number has been presented by diagrams, quantifying influence of opaque angle of regulation plates. All results are presented for the nominal load and 10 % reduced mass flow rate of gas phase. Quantitative results are presented by tables.

Developed model provide calculation of circulation number of all separator's working regimes with all positions of regulation plates; that is important for estimation of mils elements damages and electricity consumption of mils powering.

Developed model can be used successfully for determination of separator working parameter, as well as determination of efficient geometry, e.g. defining the optimization criteria of separator as well as complete facility as a whole.

Key words: steam generator, coal, coal dust, inertial separator, recirculation, two-phase flow, partial differential equation, mathematical model, control volumes numerical method.

Scientific discipline: Mechanical engineering

Scientific sub discipline: Thermal power engineering

UDK: 622.33:622.73:532.529(043.3)

621.926:662.87(043.3)

САДРЖАЈ

1. УВОД	1
1.1. МОТИВ И ЦИЉ РАДА	1
1.2. ЗНАЧАЈ КВАЛИТЕТА УГЉЕНОГ ПРАХА У ЕНЕРГЕТИЦИ	2
1.3. МОДЕЛИРАЊЕ ПРОЦЕСА У ЕНЕРГЕТИЦИ И КОМПЈУТЕРСКА ДИНАМИКА ФЛУИДА	5
1.4. ПРЕДМЕТ И САДРЖАЈ РАДА	9
2. ПРЕГЛЕД И РЕЗУЛТАТИ ДОСАДАШЊИХ ИСТРАЖИВАЊА	11
2.1. МОДЕЛИ ДВОФАЗНОГ СТРУЈАЊА	13
2.2. ЕКСЕРИМЕНТАЛНА ИСТРАЖИВАЊА	22
2.3. ПОРЕЂЕЊЕ И ДИСКУСИЈА МОДЕЛА ДВОФАЗНОГ СТРУЈАЊА	24
3. СТРУЈНИ ФЕНОМЕНИ У СЕПАРАТОРУ УГЉЕНОГ ПРАХА	27
3.1. ОСНОВНЕ КОНСТРУКЦИЈЕ И ЕФИКАСНОСТ СЕПАРАТОРА	27
3.1.1. Подјела сепаратора	32
3.2. СТРУЈНИ ФЕНОМЕНИ У СЕПАРАТОРУ УГЉАНОГ ПРАХА	34
4. ТРОДИМЕНЗИОНАЛНИ МАТЕМАТИЧКИ МОДЕЛ ДВОФАЗНОГ СТРУЈАЊА У СЕПАРАТОРУ УГЉЕНОГ ПРАХА	38
4.1. МАТЕМАТИЧКИ МОДЕЛ ГАСНЕ ФАЗЕ	39
4.2. МАТЕМАТИЧКИ МОДЕЛ ЧВРСТЕ ФАЗЕ	42
4.2.1. Моделирање дисперзије честица	44
4.2.2. Једначина трајекторије честица	47
4.2.3. Једначина импулса чврсте фазе	47

4.2.4. Стохастички модел турбуленције чврсте фазе	48
4.2.5. Интеграљење једначине импулса честице	49
4.2.5.1. <i>Одређивање Лагранжеовог временског корака интеграције</i>	50
4.2.5.2. <i>Покретање честица</i>	51
4.2.5.3. <i>Интеграљење једначине импулса честица у домену Лагранжеовог временског корака интеграције</i>	51
4.2.5.4. <i>Одређивање интерфазних чланова</i>	52
4.3. СУМАРНИ ПРЕГЛЕД МАТЕМАТИЧКОГ МОДЕЛА	53
4.4. ГРАНИЧНИ УСЛОВИ	54
5. НУМЕРИЧКИ ПОСТУПАК	59
5.1. НУМЕРИЧКА МРЕЖА	61
5.2. ПОСТУПАК ДИСКРЕТИЗАЦИЈЕ ПАРЦИЈАЛНИХ ДИФЕРЕНЦИЈАЛНИХ ЈЕДНАЧИНА МЕТОДОМ КОНАЧНИХ ЗАПРЕМИНА	65
5.3. SIMPLE ПРОРАЧУНСКИ АЛГОРИТАМ	67
5.4. РЈЕШАВАЊЕ СИСТЕМА ДИФЕРЕНТНИХ ЈЕДНАЧИНА	71
5.5. РЕЛАКСАЦИЈЕ И КОНВЕРГЕНЦИЈА НУМЕРИЧКИХ РЈЕШЕЊА	75
6. ПОСТУПАК ПРОРАЧУНА СТРУЈАЊА У СЕПАРАТОРУ УГЉЕНОГ ПРАХА	77
6.1. ДЕФИНИСАЊЕ ГЕОМЕТРИЈЕ И НУМЕРИЧКА МРЕЖА	78
6.2. МЈЕРЕЊА И РЕЗУЛТАТИ МЈЕРЕЊА	83
6.3. ЗАДАВАЊЕ ГРАНИЧНИХ УСЛОВА	85
6.3.1. Гранични услови за гасну фазу	85

6.3.2. Гранични услови за дисперзну фазу	86
6.4. МОНИТОРИНГ КОНВЕРГЕНЦИЈЕ РЈЕШЕЊА	89
6.5. НАЧИН ПРЕДСТАВЉАЊА РЕЗУЛТАТА ПРОРАЧУНА	91
7. ПРЕЗЕНТАЦИЈА И ДИСКУСИЈА РЕЗУЛТАТА	92
7.1. ОПИС ТЕСТОВА	92
7.2. ПРИКАЗ РЕЗУЛТАТА ЗА ТЕСТОВЕ	93
7.2.1. Гасна фаза – струјне слике	93
7.2.2. Чврста фаза – трајекторије група честица	101
7.2.3. Концентрација чврстих честица на излазу из сепаратора – интегрални резултати	117
7.3. ДИСКУСИЈА ДОБИЈЕНИХ РЕЗУЛТАТА	120
7.4. ЗАВИСНОСТ КАПАЦИТЕТА СЕПАРАТОРА И ФИНОЋЕ МЕЉАВЕ ОД ПОЛОЖАЈА РЕГУЛАЦИОНИХ КЛАПНИ СЕПАРАТОРА	121
8. ЗАКЉУЧАК	127
9. СПИСАК ОЗНАКА	132
10. ЛИТЕРАТУРА	136
БИОГРАФИЈА АУТОРА	147
Прилог 1. Изјава о ауторству	
Прилог 2. Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада	
Прилог 3. Изјава о коришћењу	

1. УВОД

1.1. МОТИВ И ЦИЉ РАДА

Изузетан значај за националну економију, односно за развој друштва јесте ефикасно искоришћавање природних ресурса. То се посебно односи на фосилна горива, међу којима посебно важну улогу има угаљ. Код нас се угаљ највише користи за производњу електричне енергије, а неупоредиво мање количине коисте се у индустрији за рад топлана и за загријавање индивидуалних стамбених јединица. У свјетским резервама фосилних горива угаљ учествује са 73 % према [1], а потрошња угља је у сталном порасту. Садашње процјењене резерве угља у свијету (око 800 милијарди тона) за садашњи ниво производње (око 4,0 милијарде тона годишње) довољне су за наредних 200 година, док су залихе нафте довољне за 40 година, а гаса за 65 година [2]. Из угља се обезбјеђује више од четвртине свјетске производње електричне енергије [3, 4]. У САД и поред угрожености животне средине, угаљ је и даље највећи фосилни извор енергије, а процјене у потпуности фаворизују угаљ у производњи електричне енергије у најмање наредних четрдесет година [5]. Намеће се закључак, да је угаљ један од најпоузданијих енергетских извора са којим човјечанство може озбиљно рачунати у ближој будућности. Ефикасно добијање енергије из угља, уз еколошки прихватљив начин, посебан је изазов за истраживаче почетком новог миленијума. Највеће количине угља се сагоре поступком сагоријевања у лету, а сагоријевањем у слоју само мале количине у индустријским котловима малих капацитета. Сагоријевање у флуидизованом слоју се код нас изузетно мало користи, док је у свијету његова примјена значајна. Међутим, то је још увијек неупоредиво мање од сагоријевања угља у спрашеном стању и за дужи временски период овај однос се неће значајније промијенити.

Код нас је од свих врста угља најзаступљенији лигнит. Користи се, скоро искључиво, за производњу електричне енергије сагоријевањем у спрашеном стању. Домаћи лигнити су млађи угљеви ниског степена карбонификације. Карактерише их дрвенаста структура, најчешће блиједо-мрке понекад жућкасте, сиве или црне боје. При сушењу се распадају на слојеве који одговарају годовима дрвета, а комади дрвенасте масе међусобно су повезани хумусном материјом.

Разнородног су квалитета, а њихове основне карактеристике се крећу у доста широким границама: влага до 50 %, минералне материје од 8 до 20 % па чак и више, а доња топлотна моћ од 5 до 11 000 kJ/kg. Код домаћих лигнита пепео се топи на нижим температурама него код других угљева и склон је стварању наслага на грејним површинама, што знатно отежава експлоатацију [6, 7].

Показатељ ефикасности искоришћења угља при сагоријевању је степен корисног дејства котла (η_k), па су разумљива настојања да се он што је могуће више повећа [8].

Интересовање за ову проблематику проистиче из нашег двадесетогодишњег рада на постројењу за комбиновану производњу топлотне и електричне енергије, које је користило лигнит са сагоријевањем у спрашеном стању. Када се ово узме у обзир, сасвим је нормалан мотив да дам допринос повећању ефикасности коришћења лигнита, као најзначајнијег енергента код нас.

Циљ овог истраживања је да се развије диференцијални модел тродимензионалног двофазног струјања гаса и угљеног праха и његове сепарације у инерцијалном сепаратору угљеног праха. Резултати овог истраживања ће допринијети бољем разумијевању процеса који се дешавају у сепараторима угљеног праха и побољшању његовог сагоријевања у ложишту генератора паре, односно повећању ефикасности коришћења угља.

1.2. ЗНАЧАЈ КВАЛИТЕТА УГЉЕНОГ ПРАХА У ТЕРМОЕНЕРГЕТИЦИ

Угљени прах је угаљ у спрашеном стању. Коришћење угља у спрашеном стању је данас доминантни начин ложења угља [9, 10], због своје велике флексибилности и могућности примјене угља различитих карактеристика. Највише се угљени прах користи у термоелектранама, термоелектранама-топланама и индустријским енерганама [9, 11]. Некад важна област коришћења угљеног праха су биле: цементаре, кречане, металуршке и остале индустријске пећи [9, 12, 13, 14], данас је занемарива. Сагоријевање угљеног праха има дугу традицију, а најкомплетнији историјски преглед коришћења угљеног праха дао је Essenhight [15].

Квалитет угљеног праха карактеришу [16]:

- Финоћа мљењења и гранулометријска карактеристика,
- Специфична површина,
- Густина,
- Влажност,
- Транспортна својства и
- Склоност ка експлозији.

За релевантну особину према којој се рангирају честице при класификацији угљеног праха узима се величина честице. Као карактеристична димензија користи се изведени (еквивалентни) пречник. За угљени прах се користи ситовни пречник, а дефинише се као страница квадратног отвора на сити кроз које се честице просијавају. Треба нагласити да је дефинисано више изведених пречника, који се користе за различите врсте праха и различита истраживања, као што су: запремински, површински, површинско-запремински, средњи масени, геометријска средња вриједност, струјни, пречник слободног пада, Стоксов (*Stokes*), пречник пројектоване површине, обимни, ситовни, Феретов (*Feret*), Мартинов (*Martin*), итд. Односи групација честица (између граничних вриједности) према укупној количини испитиваног праха, успостављају се према њиховом тежинском учешћу израженом у процентима [6, 17].

Интегрална гранулометријска карактеристика (карактеристика млива) је зависност остатка на појединим ситима од димензија честица, при ситовној анализи. Статистички је установљено (1933.) да се ова зависност може приближно аналитички приказати RRS (*Rozin-Ramler-Sperling*) једначином:

$$R_x = 100 \cdot e^{-b \cdot x^n} \quad [\%] \quad (1.1)$$

гдје је: x [μm] – димензија честице угљеног праха,

b [–] – константа финоће мљењења и

n [–] – коефицијент полидисперзности (константа структуре млива).

Појам финоће угљеног праха треба посматрати принципијелно, у контексту његове намјене за сагоријевање, у спрези са процесима преноса топлоте и масе који се при томе одвијају. Ови процеси се одвијају на површини честице, а интензивирају се порастом температуре и повећањем брзине струјања околног гаса. Сврха мљењења угља је повећање његове специфичне површине, што непосредно утиче на брзину ослобађања топлотне енергије. Појам финоће угљеног праха је коректно узети за специфичну површину угљеног праха, па финијим треба сматрати угљени прах који има већу укупну површину по јединици масе угља. Уз претпоставку хомогености честица, анализа се своди на величину површине свих честица које су у контакту са ваздухом, у чијој се струји врши сагоријевање [6]. Посебним разматрањем [16] специфична површина угљеног праха је доведена у квалитативну и квантитативну зависност од финоће угљеног праха и коефицијента полидисперзности, односно да су репрезентанти специфичне површине угљеног праха R_{90} и коефицијента полидисперзности n . Ова зависност изгледа овако [16]:

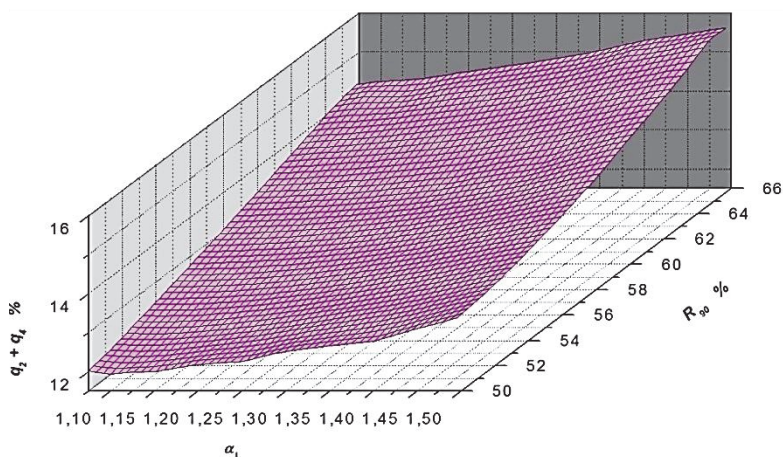
$$S = k \cdot \left(\ln \frac{100}{R_{90}} \right)^{1/n} \quad [m^2 / kg] \quad (1.2)$$

гдје је: k – коефицијент који зависи од: густине угљеног праха, коефицијента полидисперзности и карактеристика млива.

Стварна густина угљеног праха зависи, прије свега, од врсте угља. За лигните који се већином користе код нас она износи 1 380 до 1 500 kg/m³ [18]. У овом раду се користи средња вриједност од 1 440 kg/m³.

За ово разматрање се може узети да остале карактеристике квалитета угљеног праха нису од пресудног значаја. Међутим, треба напоменути да мељивост угља, која строго гледајући није карактеристика угљеног праха, већ угља, значајно утиче на финоћу угљеног праха. Домаћи лигнити имају слабу мељивост, што знатно отежава њихову експлоатацију. Слаба мељивост је у знатној мјери последица ксилитне структуре већине домаћих лигнита [19].

При сагоријевању угљеног праха у простору, са одвођењем шљаке у чврстом стању (скоро искључиви начин сагоријевања домаћих лигнита), може се без веће грешке узети да је $\eta_k = f(q_2, q_4)$ [20]. Истраживањем сагоријевања угљеног праха у реалним ложиштима дошло се до закључка да збир губитака $q_2 + q_4$ зависи, највећим дијелом, од коефицијента вишка ваздуха α и финоће угљеног праха R_{90} , тј. да важи зависност $q_2 + q_4 = \varphi(\alpha, R_{90})$. На Сл. 1.1. дат је графички приказ ове зависности. Из овог приказа и низа података из литературе [21, 22, 23], може се извући закључак да је у квалитативном погледу степен корисног дјеловања котла η_k већи за мању вриједност R_{90} , односно финији угљени прах. Долази се до закључка да степен искоришћења домаћих врста угља (првенствено лигнита) зависи највећим дијелом од њихових карактеристика, односно квалитета угљеног праха.



Сл. 1.1. Утицај коефицијента вишка ваздуха и финоће угљеног праха на збир губитака $q_2 + q_4$ за лигнит Станари ($H_d = 9025$ kJ/kg и $n = 0,74$) [20].

1.3. МОДЕЛИРАЊЕ ПРОЦЕСА У ЕНЕРГЕТИЦИ И КОМПЈУТЕРСКА ДИНАМИКА ФЛУИДА

Од посебне важности у термоенергетици, али и у осталим гранама технике, јесте унапређење и оптимизација процеса и конструкције уређаја односно постројења. Она се може реализовати детаљнијим изучавањем основних процеса, експериментално на моделу односно пилот постројењу и мјерењима на индустријским постројењима. У последњих неколико деценија све више се

користи нова научно-истраживачка метода названа нумеричка (компјутерска) симулација, гдје се на основу математичког моделирања може израдити софтверски прототип процеса и постројења.

Теоријска истраживања су лимитирана ограничењима која су превасходно везана за једноставне геометријске просторе и строге претпоставке, као што су на примјер линеарност, занемаривање одређених мање важних феномена итд. Практично, ограничења су увођена до нивоа који је омогућавао добијање аналитичких рјешења. Експерименталне методе су ограничаване нивоом ризика, тачношћу експерименталних техника и великим трошковима. Методама нумеричке симулације превазилазе се недостаци класичних теоријских и експерименталних метода. У одређеним случајевима, нумеричке методе симулације су супериорније и над експериментом јер се неки параметри могу тачније израчунати него измјерити [24].

За разлику од старих интегралних (билансних) математичких модела овдје се користе диференцијални математички модели, као нови истраживачки алат. Процес или скуп спрегнутих процеса, односно рад цјелокупног постројења, прво се дефинише системом диференцијалних једначина, а затим се одређеним нумеричким поступцима овакав систем рјешава уз неизоставно коришћење рачунара. Брз развој рачунарске технике у посљедње вријеме је знатно допринио развоју и усавршавању нумеричких поступака, а самим тим и развоју нумеричке симулације до изузетно високог нивоа. Диференцијалне једначине од којих се састоје математички модели јесу једначине одржања векторских и скаларних величина, интересантних за опис посматраног процеса [25].

Предности диференцијалних математичких модела у односу на друге методе огледају се у сљедећем:

- цијена нумеричке симулације је вишеструко нижа од цијене адекватног експеримента,
- вријеме добијања резултата је знатно краће,

- математичко моделирање пружа детаљнији увид у одвијање врло сложених процеса и појава (нпр. турбуленција или сагоријевање), као и рад појединих елемената постројења,
- геометријске карактеристике постројења и параметри процеса могу се релативно лако и брзо мијењати, што омогућава анализу утицаја великог броја параметара и међусобно поређење ефикасности, поузданости и рационалности рада постројења у различитим режимима рада, за разлику од експеримента или неких других инжењеријских метода прорачуна. Ово је веома важно, јер промјена појединих параметара мијења битно услове рада уређаја/постројења, нпр. промјена квалитета горива код дијелова генератора паре.

У савременој пракси у енергетици (посебно у термоенергетици), математичко моделирање је постало незамјењива алатка за пројектовање нових постројења, анализу рада, мониторинг и аутоматску регулацију рада изведених постројења. Постоје предвиђања да ће математичко моделирање замијенити физикална експериментална истраживања, а да ће се мјерења на индустријским објектима свести само на потребе верификације модела и идентификације најкритичнијих режима рада. У прилог наведеном говори и чињеница да се данас све више говори, али и ради са нумеричким експериментима, који по броју анализираних утицајних параметара, захваљујући нумеричкој симулацији и достигнућима у области рачунара, далеко надмашују могућности мјерења. Слагање резултата математичког модела и измјерених величина параметара при нумеричкој симулацији процеса, са великом вјероватноћом одређује параметре који нису мјерени, тако да се математички модел појављује као специфични илустратор и коректор у саставу експерименталних истраживања [26].

Треба посебно истаћи значај математичких модела код мултифазних токова флуида са хемијским реакцијама и преносом топлоте и масе, какви се често сусрећу у термоенергетици. Специфичне карактеристике ових проблема су: нелинеарност, велик број утицајних параметара, тродимензионалност и утицај димензија. Без нумеричке симулације и добрих математичких модела ови проблеми се не могу ријешити са задовољавајућом тачношћу [24, 25].

Нумеричке методе у рјешавању проблема транспорта материје, количине кретања и топлоте, осамдесетих година прошлог вијека су доживјеле праву експанзију развоја. У овом периоду се јавља нова научна дисциплина „нумеричка механика флуида“ (*Computational Fluid Dynamics – CFD*) која заједно са „нумеричким преносом топлоте и материје“ (*Computational Heat and Mass Transfer – CHMT*) значајно утиче на даља истраживања у овој области. Научна дисциплина CFD се бави одређивањем нумеричких рјешења једначина, релевантних величина у току флуида, у простору и времену, дајући нумерички опис комплетног посматраног струјног поља и заснива се на нумеричким поступцима. Могућност да се транспортне једначине конзервације материје, количине кретања, топлоте, турбулентних карактеристика и др., могу формално представити једном репрезентативном диференцијалном једначином, допринијела је да се на једноставан и ефикасан начин добије нумеричко рјешење [24, 27].

CFD је постала толико значајна да се на њу гледа као на трећу димензију механике флуида, поред класичног експерименталног приступа и чисте теорије [28]. CFD допуњава експерименталну динамику флуида као алтернативно и економично средство за симулирање реалних струјања. Омогућава и тестирање теоријских унапређења у условима који се не могу остварити експериментима. Данас се користи као приоритетно средство за тестирање алтернативних пројектних рјешења у многим гранама технике. Значај и могућности CFD-а (и CHMT-а као његове гране), с једне стране и зависност од рачунарске технике с друге, показали су се као најјачи покретачи изузетно брзог развоја рачунара у посљедње вријеме.

Модели CFD су постали ефикасан начин за рјешавање проблема у појединим дијеловима (уређајима) термоенергетског постројења, јер се показало да добро измоделирана аеродинамика представља неопходну физичку основу за нумерички опис сложених процеса. У овој дисертацији се разматра инерцијални сепаратор УП-а, као дио постројења за припрему угљеног праха генератора паре.

Развојем CFD модела дошло је и до њихове комерцијализације. Комерцијални кодови се разликују од истраживачких прије свега по софтверском окружењу, претпроцесорском (за уношење геометрије, почетних и граничних услова и

генерисање нумеричке мреже) и постпроцесорском интерфејсу (визуелан и лако разумљив приказ резултата). По распрострањености и потврђености издвајају се: FLUENT, CFX, STAR-CD и PHOENICS [29]. Постоји још низ познатих и афирмисаних CFD кодова, нпр. FASTEST, FIRE и др. [30, 31].

Карактеристике кодова се разликују, програми се стално развијају и усавршавају, а домен њихове примјене се шири, уградњом нових математичких модела и нумеричких метода, али и поједностављивањем улазно-излазног корисничког интерфејса.

У овом раду за рјешавање математичког модела се користи PHOENICS, па ћемо га у најкраћем и приказати. Користи алгоритам IPSA (*interphase slip* – међуфазно клизање) за симулацију вишефазних струјања. Модел је изграђен за пуну размјену количине кретања, масе и топлоте међу фазама. Програм има надградњу звану GENTRA (*General Purpose Particle Tracking Program* – програм за праћење честица) гдје се користи Лагранжеов метод праћења честица у струјном пољу. У случају када постоји већи број фракција – величина честица (полидисперзни прах), а не узимају се у обзир интеракције међу честицама, веома је погодна за коришћење. PHOENICS има опције за моделирање вишефазних струјања. У алгебарском моделу клизања (*algebraic-slip-model*) свака дисперзна фаза се представља једначином концентрације. У транспортној једначини за сваку дисперзну фазу узима се у обзир релативно кретање међу фазама. Модел се може примијенити само када је вријеме релаксације дисперзне фазе кратко према промјенама у струјању континуалне фазе.

1.4. ПРЕДМЕТ И САДРЖАЈ РАДА

Предмет овог рада је развој научне методе нумеричке симулације и анализе предвиђања динамике процеса двофазног струјања гаса и чврстих честица у инерцијалним сепараторима угљеног праха на генераторима паре. Резултати нумеричке симулације и анализе приказани у овој дисертацији значајни су за ефикаснији рад, односно побољшање (оптимизацију) процеса сепарације угљеног праха и оптимизацију конструкције овог уређаја. Ефикаснији рад сепаратора

угљеног праха одражава се на сагоријевање у ложишту генератора паре на тај начин да га чини стабилнијим и повећава степен корисног дјеловања ложишта η_l .

У раду је прво дат преглед литературе, односно истраживања из ове области. Затим се укратко приказују сепаратори и начин њиховог рада, с посебним освртом на битне недостатке у њиховом раду. У наставку се анализирају тоplotно-струјни феномени у сепаратору угљеног праха, дефинише математички модел тродимензионалног двофазног струјања гас-честице у сепаратору и дају гранични услови. Гасна фаза се моделира Ојлеровим (*Euler*) приступом (концепт континуума), а чврста Лагранжеовим (*Lagrange*) праћењем трајекторија честица. Усвојено је да се утицај дисперзне на гасовиту фазу врши само преко локалних изворних чланова усљед присуства дисперзне фазе у једначинама струјања гасне фазе, односно PSI-CELL метод. Дат је алгоритам рјешавања модела, а усвојена је нумеричка метода контролних запремина за његово рјешавање. Посебно су дати опис и резултати мјерења на млинском инерцијалном сепаратору у погону, који су коришћени за тестирање модела. Резултати истраживања су презентовани за осам тестова (два режима рада и четири положаја регулационих клапни), графички, табеларно и на дијаграмима. У Закључку на крају рада дат је сумарни приказ урађеног у овој дисертацији и сугестије за правце даљег рада у овој области.

2. ПРЕГЛЕД И РЕЗУЛТАТИ ДОСАДАШЊИХ ИСТРАЖИВАЊА

Мултифазни токови, гдје су присутне све три фазе, представља општи случај. Ако су присутни крупни мјехурови, онда је потребан посебан приступ. Углавном, на феноменолошким приступима се за сада заснива третман двофазних токова са крупним мјехурима. Понашање и утицај ситних мјехура на течну фазу су слични као и код честица, односно капљица у гасу. У пракси су ријетка струјања само са ситним мјехура, али се може претпоставити аналогно разматрање као код двофазних струјања са ситним честицама. На бази турбулентних струјања, веома тешко се може развити поуздан општи модел гас-честице тока при високим концентрацијама чврсте фазе, осим на бази података мјерења за сваки појединачни случај. За разлику од претходног случаја, при ниским концентрацијама честица или капљица, њихов утицај на гасну фазу је умјерен и могуће је успоставити одређене зависности које би могле водити универзалности модела. У процесу припреме угљеног праха (струјање аеросмјеше кроз канале, сепаратор угљеног праха и горионике), као и при сагоријевању угљеног праха или течног горива, јавља се овај случај двофазног струјања.

У многим процесима се сусреће струјање флуида са ситним честицама ниске запреминске концентрације ($\ll 0,01$) у којима је флуид основна носећа фаза, а честице представљају примјесу. Дисперзна фаза утиче на карактеристике тока носећег флуида и обрнуто, карактеристике тока носећег флуида утичу на понашање честица у току. Проблем је изузетно комплексан због низа утицајних фактора: турбуленције, интеракције честица и флуида, интеракције честица међусобно, сила које су последица динамичке неравнотеже дисперзног тока и др. и није довољно до сада проучен.

У општем случају двофазне токове карактерише комплекс великог броја међусобно повезаних, компликованих феномена. Актуелни интерес је усмјерен ка рјешавању оваквих комплексних проблема. У склопу овако комплексних процеса, показало се да је главни проблем адекватно моделирање турбулентних ефеката, па због тога се овом проблему посвећује посебна пажња. Међутим, досадашња истраживања ни изблиза нису ријешила све проблеме турбулентних механизма

двофазног тока. Због тога развој математичких модела турбулентних двофазних струјања и поред достигнутог нивоа, захтјева даље провјере и усавршавања [26].

Вишеструке специфичности карактеришу двофазни ток гас-честице у односу на једнофазни. То су прије свих аеродинамичко узајамно дјеловање између фаза, а затим топлотно и хемијско. У континууму се локалне карактеристике, поремећаји и друге информације преносе молекуларним интеракцијама кроз таласе притиска и дифузионим ефектима (вискозни, кондуктивни и др.). У дисперзној фази нема аналогije за притисак, а информације између честица се преносе прије свега кроз носећи флуид. Класификација двофазних токова гас-честице се најчешће врши на бази количине честица у систему: запреминског удјела честица, укупне густине гасног облака и масеног оптерећења гасне фазе честицама. Токови мале густине (разријеђени токови) су контролисани локалним аеродинамичким силама у току, а токови велике густине међусобним сударима честица. За разматрање двофазног тока битна је чињеница, да не постоји једначина дисперзне фазе која би одговарала једначини стања гасне фазе.

Са становишта моделирања и нумеричке анализе гранични случајеви двофазних токова мале густине одређени су Стоксовим бројем. Стоксов број је одређен односом времена релаксације честица и карактеристичног времена струјног тока [32]. Због великог броја утицајних фактора гранични случајеви (мала или веома висока вриједност Стоксовог броја) ријетко се срећу у пракси и најчешће је при моделирању потребно тражити оптимум при занемаривању и узимању у обзир појединих параметара [26].

Рјешавање двофазног струјања је много сложеније него код једнофазног флуида, због потребе рјешавања струјања дискретне фазе, али и због међусобне интеракције фаза. На кретање честице у турбуленцији флуида утичу по времену усредњене, али и флукуационе карактеристике флуида. Честице захваћене вртлозима турбуленције расијавају се на знатно већа растојања него при ламинарном струјању. Принципијелно, крајњи положај честице при ламинарном струјању флуида се може предвидјети, док за турбулентну струју то није могуће без познавања свих детаља структуре турбуленције. Проблем познавања турбуленције је и најважнији проблем при истраживању турбулентних двофазних

токова. Теоријско рјешавање кретања честица у турбулентној струји представља рјешавање Навије-Стоксових једначина за флуид, а затим симулација великог броја честица у познатом пољу брзина флуида и усредњавање по простору и времену [33]. Развој физичких и математичких модела је прихватљивији са инжењерског становишта [34]. Међутим, знања о двофазном турбулентном струјању су недовољна да би се само на теоријским основама могли развити поуздани модели. Због тога, се за провјеру њихове поузданости користе експерименти.

2.1. МОДЕЛИ ДВОФАЗНОГ СТРУЈАЊА

Модели двофазног (вишефазног) струјања због своје сложености и међусобних утицаја разматраних појава, описују се спрегнутим системом нелинеарних диференцијалних парцијалних једначина који се не могу аналитички рјешавати, него нумерички. Савремени развој рачунара омогућио је нумеричко рјешавање у реалном, прихватљивом времену.

Сви модели двофазног струјања (гаса и дискретне фазе) изграђени су на основу неког модела једнофазног струјања, заснованог на нумеричком рјешавању Рејнолдсових (*Reynolds*) једначина директно рјешавањем транспортних једначина за турбулентне напоне или на одређивању турбулентне вискозности (претпоставка о изотропности) рјешавањем транспортних једначина за кинетичку енергију и њену дисипацију ($k-\varepsilon$ модел). Поред низа литературних података, треба истаћи радове [35, 36, 37, 38] значајне за објашњење ових појмова.

Навије-Стоксове једначине осредњавањем губе неке важне информације о турбуленцији значајне за кретање честица, али се ипак добијају најнеопходнији подаци о флукутирајућим компонентама брзине (енергија турбуленције, Рејнолдсови напони) и дисипацији турбулентне енергије. На основу ових података може се одредити просторни и временски размјер крупних вртлога. Они поред средњих карактеристика струјања имају одлучујући утицај на кретање честица [38]

Турбуленција је незаобилазан проблем код већине струјања, а присуство честица у току усложњава проблем, како због потребе моделирања тока дискретне

фазе, тако и због међусобног дејства фаза. Поред средњих, на честицу дјелују и флукуационе компоненте турбулентног поља флуида и оне мигрирају из једног вртлога у други. Аеродинамички отпор условљава промјену количине кретања обију фаза. Локална разлика хидродинамичких својстава појединих честица је последица њихових различитих историја, а што није случај код струјања чистог флуида. Егзактан приступ рјешавању конвекције и дифузије двофазних токова захтијева познавање турбулентних карактеристика тока (флукуационе компоненте брзина, аутокорелационе функције и Лагранжеов интегрални размјер турбуленције) које за двофазне токове нису познате ни за једноставне случајеве. Зато је једини практичан пут, развој физикалних математичких модела, којим се проблем затвара увођењем претпоставки о карактеру појава или емпиријских корелација. Основа за континуалну фазу су модели развијени за чисти флуид [26]. Код моделирања дискретне фазе егзистирају Ојлеров и Лагранжеов приступ.

Ојлеров приступ [39, 40, 46] третира дискретну фазу као континуум, а једначине кретања се третирају као и једначине флуида. У овим моделима у једначинама количине кретања налази се и додатни члан преноса количине кретања, који симулира струјни отпор којим флуид дјелује на честицу (и обрнуто). Овај приступ даје добре резултате при моделирању струјања са великом концентрацијом честица [26].

Типичан примјер модела дискретне фазе Ојлеровим приступом, уз занемаривање мање важних ефеката (Магнусова (*Magnus*) сила, Басетова (*Basset*) сила), је „модел два флуида“, а Сијерчић [26] га даје у облику:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_i}(\alpha \rho_p U_{p,i}) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha \rho_p U_{p,i} U_{p,j}) &= \alpha \rho_p g_i - \alpha \frac{\delta P}{\delta x_i} + \frac{\delta}{\delta x_j} \left[\alpha \frac{\mu_{eff}}{\sigma_p} \left(\frac{\delta U_{p,i}}{\delta x_j} - \frac{\delta U_{p,j}}{\delta x_i} \right) \right] + \\ &+ 0,75 \alpha \beta C_D Re_p \frac{\mu}{d_p^2} (U_i - U_{p,i}) \end{aligned} \quad (2.1)$$

гдје су α и β запремински удјели дискретне и гасне фазе у мјешавини (респективно). Задњи члан у једначини кретања представља силу отпора релативном кретању честица у односу на гас. Једначине за гасну фазу су

идентичног облика као и за дискретну, само умјесто α фигурише β и члан за силу отпора има супротан знак. Дефинисање дифузионог расијавања честица (претпоследњи члан) по аналогiji са дифузиом континуалне фазе, зашто је тешко наћи поуздан физички основ, представља највећу неизвјесност овог модела. У доста радова расијавање честица се једноставно занемарује [41, 42, 43]. Постоји више покушаја да се овај феномен узме у обзир, нпр. постоји приједлог да се струјно поље подијели на централни и гранични дио [44]. У централном дијелу би турбулентна дифузија дискретне фазе била једнака турбулентним флукуацијама гасне фазе, а у граничном дијелу би била једнака нули. Да би се превазишла ова, у суштини вјештачка, подјела струјног поља разматра се приједлог релације између дифузије гасне и дисперзне фазе на основу израза за турбулентне флукуације у облику Фуријеовог (Fourier) интеграла и представљања тренутне брзине збиром синусоидалног кретања и додатног кретања усљед интеракције са неравномјерним пољем концентрације честица [45]. Расијавање честица се при томе разматра у функцији промјена тих компоненти брзине флуида. При опису дискретне фазе као флуида, јављају се и проблеми због потребе моделирања смицајних напона за дисперзну фазу, дифузије кинетичке енергије и др.

Мостафа (*Mostafa*) и Елгобаши (*Elghobashi*) су Ојлеровим приступом успјешно моделирали двофазно, изотермско, некомп्रेसибилно турбулентно струјање у млазу [46]. Прорачуни су извршени са капљицама фреона 11 и метанола које испаравају у струји ваздуха. Дискретизована је равномјерна расподјела величине честица њиховим класификовањем по величини у неколико група, а свака група је третирана као посебна континуална фаза. Турбулентна дифузија честица је моделирана увођењем коефицијента турбулентне дифузије честица. Прорачуном је обухваћено дефинисање средње брзине флуида, концентрације испарене материје и интензитета ширења млаза. Моделом је предвиђено значајно смањење турбулентних напона и кинетичке енергије турбуленције ваздуха због присуства капљица у млазу, које је пропорционално масеном протоку дискретне фазе. Уочено је добро слагање резултата прорачуна са резултатима који су били на располагању.

Код Лагранжеовог приступа за чврсте честице, кретање честица се прати дуж трајекторија, а веза са Ојлеровим пољем струјања флуида се одржава праћењем

положаја честица у струјном простору. Основе за проучавање међусобног утицаја фаза у двофазном току Лагранжеовим приступом поставили су Migdal и Agosta [47]. Према овом моделу честице се посматрају као извори и понори масе, количине кретања и енергије у флуиду, па једначине које описују стање континуума садрже одговарајуће изворе и поноре. Прва нумеричка рјешења заснована на овом приступу су била за испаравање капи течности у гасу код расхладних торњева [48], сагоријевања течних горива [49, 50] и за сагоријевање угљеног праха [51]. У овим моделима честице су се кретале само под утицајем средње брзине гаса, а није узимано у обзир расијавање честица усљед турбуленције флуида. Ови модели су значајни јер су показали да се постојећим нумеричким методама могу ријешити и врло сложени проблеми двофазног струјања и да честице могу имати значајан утицај на средње поље струјања флуида.

Оригиналан модел на бази њихових поставки развио је Crowe са сарадницима [48]. У овом моделу, са Лагранжеовим приступом за дискретну фазу, повезивање фаза је остварено кроз одговарајуће изворе и поноре количине кретања, топлоте и масе. Модел је тестиран на примјерима пнеуматског сушења [52], тока честица у циклону [53] и др., а широко је примјењен и за сложене проблеме двофазног струјања, као што је сагоријевање угљеног праха [51, 54]. Познат је под називом PSI-CELL модел (*Particle source in cell*). Кретање честица, у овом приступу, се разматра под дјелством осредњених локалних брзина флуида, чиме се занемарује утицај турбулентних флукуација. Проблем расијавања дискретне фазе усљед турбулентних својстава тока настоји се ријешити узимањем у обзир тзв. дифузионе брзине честице [26].

Лагранжеов приступ је погоднији за прорачун струјања полидисперзног система са малом концентрацијом честица, а потребно је више података о параметрима појединих честица. Ојлеров приступ даје добре резултате при моделирању струјања са великом концентрацијом честица. Заступљеност оба приступа у литератури је приближно једнака, но ипак се све више користи Лагранжеов приступ због ограничености Ојлеровог приступа [39]. Ова ограниченост се огледа у потреби увођења величине „кофицијент расијавања честица“ који се мора унапријед познавати. Брзине флуида и честица треба да

буду приближне, а код већих разлика, појављују се нумерички проблеми, нпр. нумеричка дифузија [42]. Ако дискретну фазу чини полидисперзни прах, Лагранжеов приступ је доста једноставнији. Поређење резултата прорачуна једним и другим приступом, на истом тест постројењу [55] показала су добра слагања за профиле брзина, док је слагање профила концентрације било нешто слабије, али ипак задовољавајуће. У суштини за дисперзну фазу се тешко може рећи да је континуум [26], па је Лагранжеов приступ „природнији“, ближи физичкој структури двофазног тока и пружа више информација о дискретној фази, што је значајно за разумијевање процеса.

Ојлеров приступ за третман дискретне фазе и даље се усавшава и чешће се примјењује при третману двофазних токова са мјехуровима, с обзиром на то да је та фаза знатно ближа континууму, прије свега због веће концентрације дискретне фазе [26].

С обзиром на тему овог рада и несумњиве предности Лагранжеовог приступа, појаснићемо га, кроз објашњење појединих проблема који се појављују у његовој примјени и развоју.

Милојевић је развио модел који узима у обзир утицај турбуленције флуида на расијавање честица и утицај честица на гас [56, 57]. Модел је дводимензијски са поларно-цилиндричним координатама, а честице се третирају лагранжеовски. При кретању честица (на које дјелују гравитациона и сила отпора) узет је у обзир ефект унакрсних трајекторија (миграција честица из једног у други вртлог). Појам „унакрсних трајекторија“ међу првима је уведен у радовима [58, 59, 60]. Пракса је показала исправност оваквог приступа узимања у обзир унакрсних трајекторија. У том правцу разноврсни су приступи [44, 45, 47, 51, 61, 62]. Математички модел струјања се састоји од временски усредњених елиптичких једначина за струјање, а за одређивање турбулентних напона коришћен је $k - \varepsilon$ модел. Систем једначина је рјешаван SIMPLE алгоритмом [127]. Модел је показао способност за предвиђање средњих и флукуационих брзина, али и интегралних параметара (пад притиска дуж канала). Сличан модел је развио Венербург (*Wennerberg*) [63], а за рјешавање једначина коришћен је SIMPLER алгоритам [127].

Дисперзија честица је расијавање и мијешање честица усљед турбуленције, а одговара турбулентној дифузији гасне фазе па се и назива дифузија дискретне фазе. За нумеричку симулацију турбулентне дифузије честица, потребно је познавати тренутне брзине флуида у свим тачкама струјног поља и у сваком тренутку времена. Како то углавном није познато (осим евентуално код директне симулације турбуленције), потребно је моделирати турбулентну дисперзију честица. Два приступа при моделирању дифузије честица се посебно истичу: дифузиони модел дисперзне фазе турбулентног двофазног тока и стохастички приступ [26]. Ови приступи су описани у четвртом поглављу овог рада.

До сада изложени модели нису узимали у обзир међусобну интеракцију честица, нити су подробније разматрани удари честица о зидове, осим у раду [60] гдје је при удару честице о зид, а зид сматран идеално глатким и узет у обзир коефицијентом реституције. Ротација честица усљед удара је занемаривана, као и узгонске силе које су последица те ротације. Данас има доста модела који узимају у обзир неке од наведених ефеката.

Рубинов (*Rubinow*) и Келер (*Keller*) су теоријски разматрали струјање око ротирајуће сфере која се креће у вискозном флуиду при малом Рејнолдсовом броју [64]. Дошли су до закључка, да поред хидродинамичке силе отпора као последица ротације, на сферу дјелује и трансверзална сила. За мале Рејнолдсове бројеве она не зависи од вискозности флуида. Закључили су, између осталог, да ова сила (у литератури названа Манусова сила) не утиче на вриједност момента сила трења и да обртање сфере не утиче на вриједност хидродинамичке силе отпора. Показали су да ротација честице не утиче на вриједност хидродинамичке силе и обрнуто, да вриједност хидродинамичке силе не утиче на вриједност узгонске силе. Тако се ове силе могу посматрати независно, а укупан утицај на честицу се добија њиховим суперпонирањем.

Рајт (*White*) и Шулц (*Schulz*) су поредили прорачун кретања ротирајућих куглица узимањем у обзир Магнусове силе и без њеног узимања у обзир, са експерименталним резултатима [65]. Експеримент је вршен са стакленим куглицама пречника 350 - 700 μm и брзином ротације 150 - 250 sec^{-1} , снимањем трајекторија супербрзом камером. Резултати прорачуна са узимањем у обзир

Магнусове силе су дали боље слагање са експериментом, него кад је узета у обзир само хидродинамичка сила отпора.

Сафман (*Safman*) је проучавао кретање сфере у близини зида [66]. Ако се честица креће релативно у односу на флуид у којем постоји градијент брзине, више не постоји симетричност поља притиска око ње, па хидродинамичка сила одступа од израза Стокса. Ово одступање можемо приказати као дјеловање нове силе, а притом се хидродинамичка сила не мијења. Због малих градијената ова сила је мала у великом дијелу струјног простора, а посебно за мале честице. У околини зида струјно поље око честице је измијењено, а манифестује се појавом значајног градијента брзине, па на честицу дјелује додатна узгонска сила. У случају када је брзина честице паралелна са струјницама, а градијент брзине флуида нормалан на њу, Сафман је теоријски добио израз за ову силу:

$$F_{saf.} = \frac{K \cdot \mu \cdot w_{rel} \cdot R^2 \cdot \kappa^{0.5}}{\nu^{0.5}} + O\left(\frac{1}{\nu^{0.5}}\right) \quad (2.2)$$

гдје је: K – константа, w_{rel} – релативна брзина између честице и флуида (на струјници која би пролазила кроз центар честице), R – полупречник сфере, κ – градијент брзине, $O(1/\nu^{0.5})$ – функција која обухвата чланове вишег реда. Смјер дјеловања ове силе је нормалан на правац кретања (у правцу градијента брзине гаса). Правац дјеловања зависи од тога да ли је брзина честице мања или већа од брзине гаса. Рубин је експериментално потврдио да се овај израз може генерализовати, иако је изведен за мале вриједности Рејнолдсовог броја [67].

Матсамуто (*Matsumoto*) и Саито (*Saito*) су проучавали утицај удара честице о зидове и храпавости зидова на одржавање дисперзне фазе у суспензији [68]. Развили су стохастички дводимензионални модел струјања у каналу. Уз претпоставку о униформној храпавости зидова, она је моделирана синусном функцијом, а удар у зид је разматран као удар у тангентну раван на ту функцију. Амплитуда је представљала висине неравнина. Претпостављено је да нема корелације између положаја честице која се приближава зиду и фазног угла синусне функције, па је он третиран као стохастичка варијабла са униформном расподјелом за $0 \leq \alpha \leq 2\pi$. Ротација честица је узета у збир. Анализиран је утицај

пречника честица и висине неравнина на распоред концентрације дисперзне фазе по висини, за прорачун кретања стаклених честица пречника 100-500 μm .

Тсуји (*Tsuji*) и др. [69] су детаљно моделирали удар честица у зидове при струјању двофазне смјеше у хоризонталној цијеви. Осим хидродинамичке силе узели су у обзир и Магнусову силу и момент сила трења, а занемарили утицај турбуленције на дисперзију честица. При моделирању удара честица у зидове узета је у обзир сила трења као генератор ротације честица. Период удара је подијељен на период еластичне компресије и период релаксације честице. Посебно су разматрани случајеви престанка клизања честице по зиду у релаксационом периоду, компресионом периоду и случај перманентног клизања током цијелог трајања контакта честице и зида. Храпавост је моделирана промјеном нагиба зида. Испитиван је ефект промјене: пречника честица, пречника цијеви и масеног односа између фаза, на тачност добијених резултата. Посебно је испитиван утицај дисперзне фазе на укупни пад притиска у цијеви. У свим случајевима добијено је добро слагање са експерименталним резултатима.

Франк (*Frank*) и Петрак (*Petrak*) су посебну пажњу обратили на удар честица у храпави зид у моделу дводимензионалног струјања у хоризонталном каналу [70]. Храпавост су моделирали промјеном нагиба зида канала, при чему су угао нагиба добијали стохастичким генерисањем висине и дужине неравнина. За оба параметра претпостављена је униформна расподјела: за дужину неравнина s_n у домену $0,5\bar{s} \leq s_n \leq 1,5\bar{s}$, гдје је \bar{s} мјерењем добијена средња вриједност дужине неравнина, а за висину неравнина z_n у домену $-z_{max} \leq z_n \leq z_{max}$. Закључили су да зависно од пречника честица у односу на дужину и висину неравнина постоје три карактеристична типа удара и за њих дали израз за z_{max} . Прорачун струјања у каналу су извршили за: пресјек канала 55 mm \times 55 mm, пречнике честица 100-160 μm , неравнине $\bar{s} = 50 \mu\text{m}$ и $z_{max} = 5 \mu\text{m}$. Поређење резултата овог прорачуна са мјерењима Петрака и др. је показало добро слагање [71].

Матсамуто и Саито поред утицаја храпавости и Магнусовог ефекта су разматрали и утицај несферичности честица на њихово одржавање у суспензији [72]. Честице су третиране као елипсоиди, а коефицијент несферичности је

дефинисан односом веће и мање дијагонале елипсоида. Положај честица у односу на зид у тренутку удара је одређиван стохастички. Експериментално је установљена угаона брзина честица и преко $1\ 000\ \text{sec}^{-1}$. Поређење резултата са експериментима показало је да поред значајног утицаја узгонских сила на кретање честица, ротација честица се не може сматрати главним механизмом који спречава таложење. Главни механизам који спречава таложење чине храпавост зида и несферичност честица, чији се облик успјешно може моделирати елипсоидима.

Тсуји и др. су разматрали утицај несферичности и дошли до закључка да због ротације неки положаји честица у односу на зид у тренутку удара нису могући [73], што у модел уноси одређене рестрикције [72]. Анализиран је и „двоструки удар“ - појава, ако вертикална компонента брзине честице после удара није велика, врло често као последица несферичности у кратком временском интервалу долази до следећег удара честице у зид. Моделирањем кретања честица пречника 5 mm дошли су до закључка да чак и мала одступања у облику могу знатно утицати на карактер кретања честица.

Тсуји и Танака су анализирали утицај међусобног судара честица на дифузију дисперзне фазе [74]. Судар је разматран на сличан начин као удар честице у зид [38]. Закључено је да судари честица и код мале концентрације дисперзне фазе имају значајан утицај на дифузију. Резултати прорачуна су добро се слагали са експерименталним резултатима.

Огава (*Ogawa*) је испитивао статистичке карактеристике честица које се међусобно сударају [75]. Истраживање је извршено с циљем поставке основа статистичке теорије флуидизованог слоја са зрнастим материјалом. Разматран је нееластичан судар као функција емпиријских константи – коефицијената реституције и трења. Развијен је стохастички модел у коме се израчунава стање честица након судара, а на основу израчунате фреквенције судара и претпоставке о Поасоновој (*Poisson*) расподјели вјероватноће судара. Разматрано је око $1 \cdot 10^4$ честица и $5 \cdot 10^4$ судара, али није дато поређење са експерименталним подацима.

Кроу (*Crowe*) је разматрао утицај међусобних интеракција честица на струјну слику и покушао да теоријски дефинише критеријум када се оне узимају у обзир

[76]. Успоставио је критеријум, ако је карактеристично вријеме честице (мјера инертности честице и аеродинамичког утицаја флуида на честицу) веће од средњег времена између судара честица, онда се међусобна интеракција честица треба узети у обзир. Код извођења средњег времена између судара честица, усвојена је нормална логаритамска расподела величине честица, а честице су третиране као молекули у кинетичкој теорији гасова. Флукуација брзина у оквиру једне фракције није узимана у обзир, што је резултат прорачуна учинило неприкладним за случајеве постојања бројних некорелисаних стохастичких утицаја.

У моделу струјања двофазне смјеше у суперсоничном слободном млазу Сомерфелд (*Sommerfeld*) [77] је чврсту фазу третирао као полидисперзну мјешавину и показао да се фреквенција појављивања одређене величине честице може успјешно моделирати логаритамском нормалном расподелом. У раду [78] је показано да се нумерички резултати најбоље слажу са експерименталним, ако се усвоји нормална логаритамска расподела полупречника честица, у облику:

$$f(R) = \frac{1}{(2 \cdot \pi \cdot \sigma^2)^{1/2} \cdot R} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln R - \ln R_m)}{2\sigma^2}\right), \quad \sigma^2 = \ln(R_m / R_{N_{max}}) \quad (2.3)$$

гдје је: R_m – средњи, а $R_{N_{max}}$ – највјероватнији полупречник честице.

2.2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ИСТРАЖИВАЊА

Задатак експерименталних истраживања је обезбјеђивање података о основним појединачним феноменима (кретање и расијавање честица у задатој турбуленцији флуида, међусобне интеракције честица, интеракције честица и зидова или отпор појединачних честица у струји флуида) и потпуним двофазним струјањима којима се може извршити провјера поступка прорачуна развијеног модела. Подаци овог типа се ријетко срећу у литератури због доста сложених услова за мјерење.

Релативно је добро експериментално испитан утицај турбуленције на дифузију дисперзне фазе. Снидер и Лумеј су експериментално испитивали расијавање четири врсте честица различитих пречника и густине, из тачкастог извора у вертикалном ваздушном тунелу у турбуленцији иза решетке [79].

Мјерено је: средње попречно помјерање честица, брзина честица, интензитет турбуленције и аутокорелационе функције брзине. Уочено је да се са повећањем брзине слободног пада честице значајно смањује расијавање, а ова појава је објашњена ефектом унакрсних трајекторија.

Велс (*Wells*) и Сток (*Stock*) су са циљем утврђивања ефекта унакрсних трајекторија, испитивали у хоризонталном ваздушном тунелу расијавање стаклених сферичних честица пречника 5 μm и 57 μm из тачкастог извора у турбуленцији иза решетке [60]. Показано је да коефицијент дифузије више зависи од ефекта унакрсних трајекторија него од инерције честица, јер у случају када је брзина слободног пада једнака нули обје врсте честица показују приближно исто расијавање.

Користећи исте честице Arnason је испитивао њихово попречно расијавање из тачкастог извора у потпуно развијеном турбулентном току (претходни експерименти у изотропној турбуленцији иза решетке) у вертикалној цијеви [80]. Интересантно је да су се крупније честице расијавале знатно брже него ситније (5 μm) које су се понашале као флуидни дјелићи.

Ли и (*Lee*) и Дурст (*Durst*) су мјерили профил брзине ваздуха и чврстих честица (стаклене цјевчице пречника 100 μm , 200 μm , 400 μm и 800 μm) при струјању на горе у вертикалној цијеви пречника 20,9 mm [44]. Профил средње брзине честица показао се врло равномјерним. У близини осе цијеви брзина честица величине 100 μm и 200 μm била је мања од брзине ваздуха, а у непосредној близини зида честице су брже. Код крупнијих честица брзина флуида је била већа по цијелом попречном пресеку цијеви, осим непосредно уз зид гдје није ни било честица.

Тсуји и Морикава су мјерили брзине ваздуха и честица различитих пречника у хоризонталној [81] и вертикалној цијеви [82], далеко од мјеста убацивања честица у струју. У хоризонталној цијеви појавила се асиметричност профила брзине ваздуха. Брзине су мање у доњем дијелу цијеви него у горњем, што је последица утицаја гравитације на честице. Резултати мјерења у вертикалној цијеви при нижим концентрацијама честица квалитативно се слажу са резултатима [44]. При

вишим концентрацијама честица утврђена је минимална брзина ваздуха у оси цијеви.

Морикава и др. су мјерили брзине и концентрације чврсте фазе у хоризонталној цијеви помоћу оптичке сонде [83]. Развили су погодан метод и за мјерење у условима високе запреминске концентрације дисперзне фазе. Мјерења су вршена у излазном попречном пресеку цијеви пречника 52 mm и дужине 5,2 m. Чврсту фазу су чиниле куглице од стиропора пречника 400 μm . Средња брзина ваздуха је износила 10 m/s, а масени однос чврсте и гасовите фазе се кретао у интервалу 1-10. Закључили су да се концентрација дисперзне фазе експоненцијално повећава са приближавањем дну цијеви и да постоји тежња повећања градијента концентрације са смањивањем брзине ваздуха и повећањем масеног односа фаза. Дошли су и до закључка да зависност односа брзина ($w_p / w_{vazd.}$) и концентрације у нижим дијеловима цијеви (гдје је концентрација највећа) не зависи од брзине ваздуха. Испитиван је и утицај чврсте фазе на укупан пад притиска.

Гован (*Govan*) и др. су вршили мјерење и нумеричко моделирање струјања ваздуха са стакленим честицама пречника 110 μm , 250 μm и 550 μm , у вертикалној цијеви пречника 32 mm дужине 1,0 m [84]. Развили су технику аксијалног освјетљавања канала ласером и снимање филмском камером, при лагранжеовском праћењу честица. Закључили су да начин дозирања и почетни услови дисперзне фазе на улазу значајно утичу на кретање честица. Из резултата нумеричког прорачуна дошло се до закључка да се за струјање са честицама величине 250 μm стационарно стање постиже тек после дужине од 10 m. Установљен је и доста равномернији профил брзине и средњег квадратног одступања код чврсте фазе него гасовите.

2.3. ПОРЕЂЕЊЕ И ДИСКУСИЈА МОДЕЛА ДВОФАЗНОГ СТРУЈАЊА

Поређење и процјену дифузионог и стохастичког приступа при моделирању дифузије честица у склопу математичког моделирања турбулентног тока флуида са честицама ниске запреминске концентрације у осносиметричном каналу са наглим проширењем дали су Сијерчић, Живковић и Ока [85]. Дводимензијски

елиптични ток описан је по времену статистички осредњеним диференцијалним једначинама конзервације турбулентних компоненти. Систем једначина је затворен двоједначинским диференцијалним $k - \varepsilon$ моделом турбуленције. Модел карактерише третман континуалне фазе у Ојлеровом пољу, а дисперзне фазе у Лагранжеовом пољу, уз PSI-CELL концепт за међудјејство фаза. Детаљи модела дати су у раду Хањалића и Сијерчића [86].

Поређење дифузионог и стохастичког модела турбулентне дифузије дисперзне фазе илустровано је на бази резултата прорачуна за ток у цилиндричном каналу након наглог проширења, који представља струјање у којем се манифестује више значајних хидродинамичких ефеката (нагла промјена брзине, рецикулација, итд.) који би могли да имају значајан утицај на кретање дисперзне фазе. У анализи модела варирани су нивои: улазне брзине, димензија и количине честица у току. Прорачуни су вршени и за неке граничне случајеве. Напримјер, за ток са врло малим честицама ($10 \mu\text{m}$) када је дисперзна фаза практично у потпуности пратила турбулентне флукуације гасне фазе и ток са крупним честицама ($200 \mu\text{m}$) гдје је изражена доминантност инерције честица и незнатан утицај турбулентне дифузије. Развој профила брзине гаса је нешто бржи код стохастичког модела, али са приближавањем профила развијеног турбулентног тока слагање брзина постаје добро. То исто се може рећи и за брзине дисперзне фазе. Слагање профила концентрације честица добијених на бази једног и другог модела је такође прихватљиво. У дифузионом моделу дисперзна фаза је приказана са преко 300 трајекторија, што се може сматрати веома фином мрежом. Резултати прорачуна са 150 у односу на 300 трајекторија одступају око 0,10 % за брзине гасне фазе, око 0,50 % за брзине дисперзне фазе и око 1,00 % за профиле концентрације честица. За обезбјеђење статистички стабилних рјешења потребно је у стохастичком моделу извршити прорачун са 3 000 трајекторија. Дифузиони модел је захтијевао значајно краће вријеме за рјешавање. Међутим, развој рачунарске технике је проблем потребног времена релативизирао чак и код прорачуна комплексних процеса са размјеном топлоте и хемијским реакцијама, када је потребно узимање у обзир случајних флукуација температуре и концентрације гасних компонената. Проблем код оваквих сложених процеса представља добијање статистички стабилних рјешења. Несавршеност дифузионих

модела је у неизвјесности код одређивања поља концентрације честица, важног параметра за укупну успјешност модела. Стохастички модели требало је да превазиђу недостатке дифузионих модела, а последица су несавршености описа феноменологије процеса турбулентне дисперзије честица. Примјена стохастичких модела, посебно за сложене процесе веома усложњава прорачуне, повећава временско и меморијско оптерећење рачунара, а задржавају значајан степен неизвјесности с обзиром на потребу дефинисања дужинских и временских размјера турбулентних вртлога. Зато се као приоритет поставља усавршавање описа физике феномена [26].

Поређење Ојлеровог приступа Шонунга (*Schonung*) [87] и Лагранжеовог приступа извршио је Дурст и др. [88]. У раду су дате основне једначине два приступа и методи нумеричког рјешавања. Посебна пажња је посвећена међусобном утицају фаза и математичком описивању. У циљу да се остваре исти услови прорачуна у оба приступа је занемарена турбулентна дифузија честица и директан утицај на турбуленцију флуида. Резултати су показали добро слагање Ојлеровог и Лагранжеовог приступа. Закључено је да оба приступа имају своје предности за рјешавање одређених проблема. Указаћемо на закључке Дурст који су битни за овај рад (сепарација угљеног праха) [88]. Лагранжеов приступ пружа више информација о кретању честица, нпр. податке о трајекторијама и вријеме боравка честица у одређеном струјном простору. Даје и тачније резултате за случај наглих убрзања или успорења честица, чак и при грубој нумеричкој мрежи, због кратких временских корака у којима се рјешавају једначине. Значајне су предности Лагранжеовог приступа при третирању истовременог кретања честица различитих величина, што је важно када је у питању угљени прах.

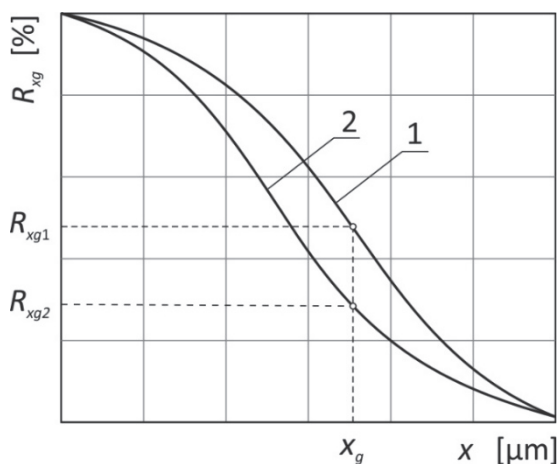
На основу увида у досадашњу литературу, чији је дјелимични преглед дат, а према садашњем стању изучавања овог проблема, може се извући закључак да је потребно усавршавање постојећих модела у правцу моделирања појединачних феномена и развоју комплексних модела са симултаним утицајем појединих феномена. Проучавање физике појединачних феномена остаје и даље императив у области двофазног (вишефазног) струјања.

3. СТРУЈНИ ФЕНОМЕНИ У СЕПАРАТОРУ УГЉЕНОГ ПРАХА

3.1. ОСНОВНЕ КОНСТРУКЦИЈЕ И ЕФИКАСНОСТ СЕПАРАТОРА

Резултат мљењења угља у вентилаторском млину је млински продукт, односно угљени прах који поред фино самљевених честица угља садржи и одређену количину крупнијих честица [89]. Крупније честице угљеног праха при сагоријевању у ложишту генератора паре доводе до повећања губитка услед механичке непотпуности сагоријевања q_4 [90, 20, 22, 21]. Због тога се непосредно иза млина поставља сепаратор угљеног праха, који има задатак да све честице угљеног праха веће од одређене граничне димензије, односно масе врати у млин ради допунског мљењења. Због поврата крупнијих честица угљеног праха из сепаратора у млин, угаљ се у млину меље у већем броју пролаза.

Ефективност рада сепаратора угљеног праха дефинише степен његове ефикасности и циркулациони број сепаратора. У циљу одређивања ефикасности сепаратора потребно је познавати финоћу мљењења угљеног праха, тј. интегралне карактеристике угљеног праха испред и иза сепаратора. Примјер интегралне карактеристике угљеног праха испред и иза сепаратора дат је на Сл. 3.1.



Сл. 3.1. Интегрална карактеристика угљеног праха [16]

1) Испред сепаратора, 2) Иза сепаратора

Степен ефикасности сепаратора угљеног праха се одређује обрасцем [16]:

$$\eta_s = \left(1 - \frac{R_{xg2}}{R_{xg1}}\right) \cdot 100 \quad [\%] \quad (3.1)$$

гдје је: R_{xg1} , R_{xg2} [%] – остатак на сити са димензијом отвора која одговара граничној димензији честице x_g испред и иза сепаратора.

Рад сепаратора угљеног праха ће бити ефикаснији (већи степен ефикасности) при интензивнијем коришћењу сила које дјелују на честицу угљеног праха, односно при мањим брзинама транспортног флуида, при мањим концентрацијама угљеног праха у аеросмјеси и при већим скретањима струје транспортног флуида у сепаратору.

Циркулациони број сепаратора се дефинише као однос масених протока угљеног продукта на излазу из млина односно на улазу у сепаратор и угљеног праха на излазу из сепаратора (капацитет мљењења) [16]:

$$C_s = \frac{B}{B_m} = \frac{B_m + B_s}{B_m} = 1 + \frac{B_s}{B_m} \quad (3.2)$$

гдје је:

B [kg/s] – масени проток угља кроз млин,

B_m [kg/s] – масени проток угљеног праха на излазу из сепаратора и

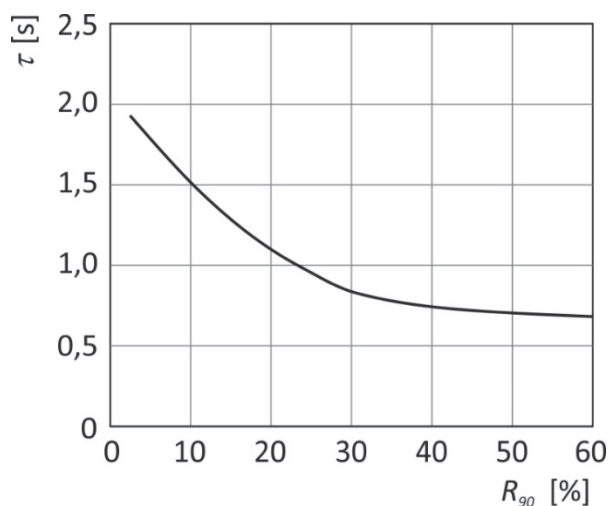
B_s [kg/s] – масени проток рециркулисаног млива из сепаратора у млин.

Повећањем масе рециркулисаних честица из сепаратора у млин тј. повећањем циркулационог броја, повећава се и финоћа угљеног праха који се из сепаратора води у ложиште. Зависност циркулационог броја C_s од финоће мљењења R_{90} дефинише у извјесној мјери и конструкција сепаратора. За инерцијални тип сепаратора, ова зависност је приказана у Таб. 3.1.

Квалитет угљеног праха иза сепаратора, зависи од времена које аеросмјеша проведе у простору сепаратора. Ова зависност је приказана на Сл. 3.2.

Таб. 3.1. Зависност циркуляционог броја сепаратора од финоће угљеног праха [91].

Остатак на сити од 90 μm , R_{90}	%	55 - 60	25 - 30	15 - 20	6 - 8
Циркулациони број сепаратора, C_s	-	1,40 - 1,60	1,60 - 2,20	2,20 - 2,60	3,50 - 4,00



Сл. 3.2. Зависност квалитета угљеног праха од проведеног времена у сепаратору [16]

На струјање угљеног праха кроз сепаратор значајан утицај имају минералне материје садржане у угљу. Ако угаљ има умјерен садржај минералних материја мање густине, које се знатно лакше мељу од угљене масе, оне се спрашују на честице средње величине. Због мање густине, маса минералних материја које се рециркулишу у млин из сепаратора је мања [7].

Када је отпор минералних материја према мљењу већи већа је и њихова густина, па се крупније честице из сепаратора рециркулишу у млин све док им се маса не сведе на масу коју може узгон у млинском тракту да савлада. Због мање густине угљене материје у односу на минералну материју, узгон односи и крупније честице, па имамо грубље мливо [7].

Грубље мливо се добива и када је у угљу значајнији садржај ксилита. Најчешћа је ова појава код неких врсте лигнита. Ови угљеви се одликују добро очуваном дрвенастом структуром. Густина угљене материје оваквих угљева зависи од врсте и садржаја ксилита, а мања је од густине минералне материје. Треба напоменути да се овакви угљеви теже мељу. У овом раду је занемарен

утицај ксилитне структуре угља. Даље бављење овим проблемом би довело до удаљавања од теме овог рада.

Честице које се враћају из сепаратора угљеног праха на допунско мљевање у млин, додатно повећавају: хабање дијелова млина, оптерећење млина и пад притиска у млину. Абразивно хабање ударних плоча млина (гребање и браздање материјала ударних плоча) повећава се повећањем масе честица из сепаратора на допунско мљевање (повећање циркулационог броја C_s).

Испитивањима вриједности садржаја минералних материја по фракцијама угљеног праха дошло се до закључка да садржај минералних материја у остатку на ситији подлијеже истој законитости као и остатак млива на ситији према RRS расподјели [7]. Највећи дио (и преко 70 %) минералних материја распоређује се у дијелу фракција угљеног праха мањим од оних са почетним садржајем минералних материја (у сувој маси). Показало се да је расподјела минералних материја по фракцијама угљеног праха обрнуто сразмјерна димензијама честица [7, 16]. Ова расподјела минералних материја се односи на секундарне, а мањим дијелом на примарне минералне материје. У вентилаторском млину ће минералне материје бити ситније самљевене него угљена материја. Ова појава је последица чињенице да је густина минералних материја по правилу већа од густине угљене материје и да су кохезионе силе код ових материја мање. Због наведеног и чињенице да се ситније честице не мељу сударом него трењем о ударне плоче и панцирне плоче спирале кућишта, оне више доприносе хабању дијелова млина. Заједно са рециркулисаним честицама из сепаратора у млин се враћа и знатна количина охлађеног транспортног гаса (са испареном влагом из угља), због чега се смањује интензитет сушења угљеног праха у процесу мљевања. Исто тако се смањује вентилациона способност млина, а повећава потрошња енергије за мљевање и транспорт аеросмјеше [92].

Потребна снага за савлађивање отпора трења угља о ударне плоче радног кола млина зависи, између осталог и од масеног протока угља кроз млин, односно од масеног протока угљеног праха на излазу из сепаратора (максимални капацитет мљевања) и циркулационог броја сепаратора [92]:

$$N_t = \mu_t \cdot C_s \cdot \frac{B_m}{2000} \cdot v^2 \quad [\text{kW}] \quad (3.3)$$

гдје је: v [m/s] – обимна брзина ударног кола и μ_t [–] – коефицијент трења млива о лопатице ударног кола и износи 0,40 – 0,60.

Потребна снага за убрзавање млива, има сличну зависност од B_m и C_s [92]:

$$N_u = C_s \cdot \frac{B_m}{2000} \cdot v^2 \quad [\text{kW}] \quad (3.4)$$

Исто тако, потребна снага за мљевање угља N_m и снага за вентилационо дејство млина N_v се могу довести у зависност од масеног протока угљеног праха на излазу из сепаратора и циркулационог броја сепаратора, а дате су изразима (3.5) и (3.6) [92].

$$N_m = k_m \cdot \frac{B_m}{k_H} \cdot \left(\ln \frac{100}{R_{90}} \right)^{1/n} \quad [\text{kW}] \quad (3.5)$$

$$N_v = h \cdot \frac{\dot{V}_m \cdot (T'_m + T_2)}{546 \cdot 10^3} \quad [\text{kW}] \quad (3.6)$$

гдје је:

k_m [–] – коефицијент млива, за уобичајену финоћу мљевења се узима 2800-3600

k_H [–] – коефицијент мељивости по методи Хардгрове,

h [Pa] – напор млина у радним условима,

\dot{V}_m [m^3/h] – максимални запремински проток транспортног гаса и

T'_m и T_2 [K] – температура испред млина и температура аеросмјеше.

Укупна снага потребна за обављање процеса у млину [92]:

$$N = N_m + N_t + N_u + N_v \quad [\text{kW}] \quad (3.7)$$

Укупна снага погонског електромотора вентилаторског млина [92]:

$$N_{el} = f(N) \quad [kW] \quad (3.8)$$

Специфична потрошња енергије за мљевање:

$$e = \frac{N}{B_m} \quad [kJ / kg] \quad (3.9)$$

Из израза (3.3) – (3.8) се види да проточни дио млина за угаљ и снагу погонског електромотора треба прорачунавати за највећу предвиђену вриједност циркулационог броја C_s . Из израза (3.9) се види да и специфична потрошња енергије за мљевање зависи од циркулационог броја.

Пад притиска при струјању аеросмјеше кроз сепаратор угљеног праха се своди на пад притиска усљед локалних отпора које чине регулационе клапне својим положајем. Њихов положај је условљен траженом финоћом угљеног праха R_{90} и одређује вриједност циркулационог броја C_s . Овај пад притиска у сепаратору утиче на потребну снагу за остваривање вентилационог дејства млина N_v , односно на укупну снагу погонског електромотора млина. Исто тако, пад притиска у сепаратору утиче и на специфичну потрошњу енергије за мљевање.

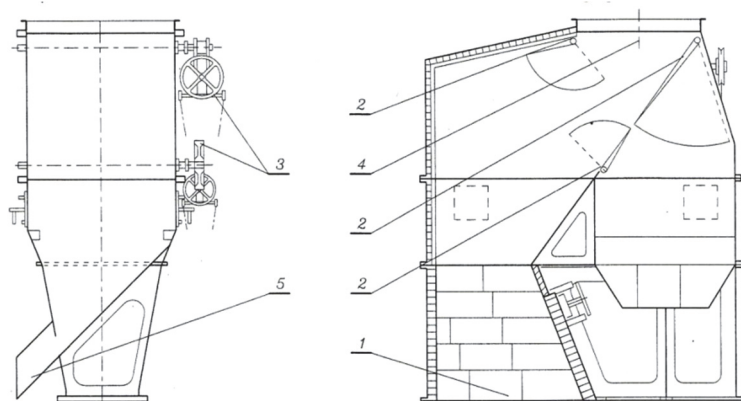
3.1.1. Подјела сепаратора

Према доминантној сили која дјелује на честицу разликујемо: гравитационе, инерцијалне и центрифугалне сепараторе. Код постројења за припрему угљеног праха са вентилаторским млиновима примјењују се инерцијални и центрифугални сепаратори. Инерцијални сепаратори се користе код брзоходних млинова гдје се очекује финоћа мељаве $R_{90} = 40 - 60 \%$, па и више (65 %). Сепаратор чини проширен вертикални простор са скретањем струје аеросмјеше. Скретање струје и кретање кроз простор сепаратора регулише се регулационим клапнама. Постоји више начина на које се врши распоред постављања ових клапни, зависно од произвођача. Послије скретања аеросмјеше, крупније честице са дијелом гаса (транспортног флуида) одводе се назад у млин на поновно мљевање, док већи дио

гаса са угљеним прахом тражене финоће струји навише ка горионику. На Сл. 3.3. приказан је инерцијални сепаратор угљеног праха код кога се скретање струје аеросмјеше постиже са три регулационе клапне постављене на различитим мјестима у сепарационом простору. Оваква конструкција инерцијалног сепаратора обезбјеђује финоћу угљеног праха од $R_{90} = 50 - 60 \%$ [93], а на Сл. 3.4. приказан је инерцијални сепаратор производње EVT са скретањем аеросмјеше регулационим клапнама које се независно регулишу постављеним у једном реду у сепарационом простору. Оваква конструкција инерцијалног сепаратора обезбјеђује финоћу угљеног праха од $R_{90} = 55 - 65 \%$ [93].

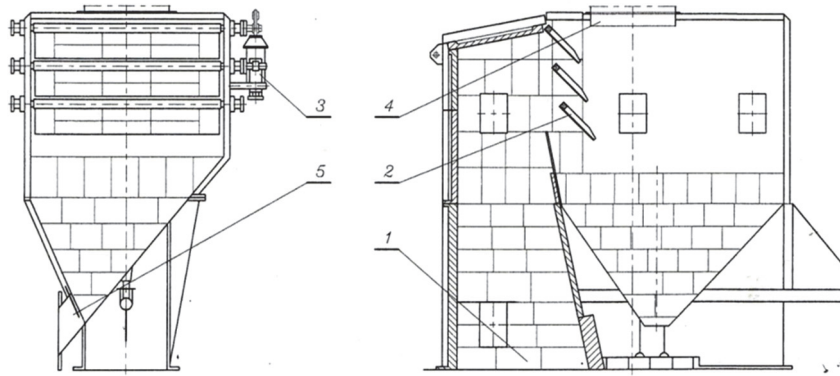
Центрифугални сепаратори угљеног праха се користе код средњеходих и спороходих млинова, гдје фино самљевени угљени прах има остатак на сити од 90 μm у границама $R_{90} = 4 - 40 \%$ [94].

На Сл. 3.5. приказана је схема струјања аеросмјеше кроз инерцијални сепаратор са регулационим клапнама које се независно регулишу, у једном реду зависно од њиховог нагиба према хоризонтали. Струјање аеросмјеше кроз струјни простор оваквог сепаратора је предмет овог рада, а сам технички цртеж сепаратора дат је на Сл. 6.3. (у шестом поглављу овог рада).



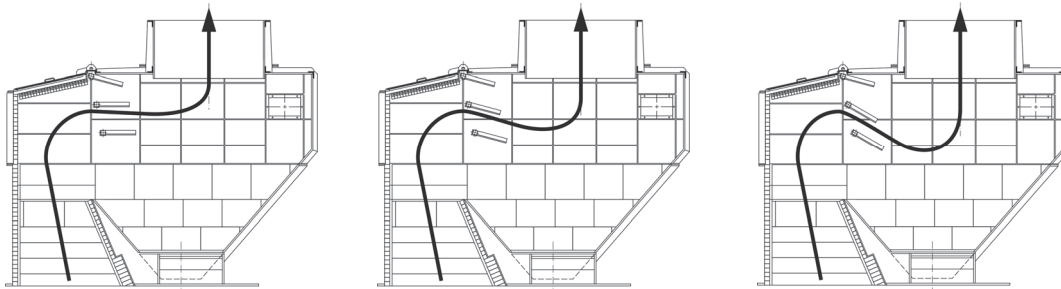
Сл. 3.3. Инерцијални сепаратор угљеног праха [16]

1. Улаз аеросмјеше; 2. Регулационе клапне; 3. Уређаји за покретње клапни;
4. Излаз фино самљевених честица угља; 5. Поврат недовољно самљевених честица у млин



Сл. 3.4. Инерцијални сепаратор угљеног праха производње EVT [16]

1. Улаз аеросмјеше; 2. Регулационе клапне; 3. Уређаји за покретње клапни;
4. Излаз фино самљевених честица угља; 5. Поврат недовољно самљевених честица у млин



Сл. 3.5. Струјање аеросмјеше кроз инерцијални сепаратор угљеног праха зависно од положаја регулационих клапни (0° , 15° и 30°)

3.2. СТРУЈНИ ФЕНОМЕНИ У СЕПАРАТОРУ УГЉЕНОГ ПРАХА

Кроз млински сепаратор угљеног праха струји аеросмјеша. Аеросмјешу чини гасна фаза (компонента): охлађени гасовити продукти сагоријевања, рециркулисани продукти сагоријевања из гасног тракта котла, водена пара и свјежи ваздух (у даљем тексту гас) и чврста фаза, угљени прах. Чврсте честице угљеног праха су ниске запреминске концентрације у гасу (мање од 0,01). Теоријски описи појединих феномена су доста сложени. Експериментална истраживања као потврда теоријских поставки су скупа и компликована, са значајним тешкоћама у контролисању услова експеримента. Теоријом сличности се практично могу само парцијално пресликавати показатељи са малих експерименталних модела на стварне размјере објекта. Због тога све је значајније

математичко моделирање базирано на симултаном рјешавању диференцијалних једначина транспортних феномена присутних у процесу струјања двофазне смјеше. Ово моделирање је значајно за разумијевање и примјену експерименталних података, а посебно за развој, пројектовање и оптимизацију експлоатације процеса и постројења. Садашњи ниво развоја математичког моделирања турбулентних двофазних струјања је завидан, али још није достигнут и неопходни ниво, па су и даље потребне провјере и усавршавања [95].

На кретање честица поред величине утиче и облик честица. При изградњи модела, због једноставности, узима се да су честице сферичног облика. У новије вријеме се с успјехом моделира и понашање дисперзне фазе различитог облика [96]. Развијен је посебан модел лагранжеовског праћења честица и сагоријевања за неконвенционална чврста горива, нпр. сјецкана слама. Једноставним варијацијама одговарајућег параметра, могуће је посматрати читав низ облика опште класе честица (суперелиптичне честице), од сферног до цилиндричног, а помоћу концепта аеродинамичке сличности узети у обзир утицај облика и оријентације честице на коефицијент отпора.

Процес струјања гаса са чврстом фазом карактерише узајамно дејство између фаза. Локалне карактеристике, поремећаји и друге информације у континууму се преносе молекуларним интеракцијама кроз таласе притиска и дифузивним ефектима (вискозни, кондуктивни и др.). У дисперзној фази нема аналогije за притисак, а информације се између честица преносе, прије свега, кроз носећи гас. У дисперзној фази постоје појаве са карактеристикама дифузивности, које су посљедица турбулентних флукуација у гасној фази, које до данас нису довољно разјашњене. На бази оптерећења чврстим честицама гасне фазе, двофазна струјања гас-честице могу се категорисати на сљедећи начин:

- струја мале густине (проучавани случај струјања аеросмјеше у сепаратору угљеног праха), контролисани локалним аеродинамичким силама у току и
- струја велике густине, контролисани међусобним сударима честица.

При истраживању струјања аеросмјеше кроз сепаратор угљеног праха, разматра се двофазни ток са међудејством фаза, а при моделирању се могу

користити два приступа. У првом приступу се и чврста и гасовита фаза третирају као континуум (Ојлеров приступ). У другом се посебно разматра динамика појединих честица (Лагранжеов приступ), што се своди на одређивање њихових трајекторија и промјена брзина, температуре и масе честица дуж трајекторија. Присуство дисперзне фазе се узима у обзир као извор количине кретања, масе и топлоте у једначинама за гасну фазу. Основа за континуалну фазу су модели развијени за чисти флуид. У литератури се користе, за дисперзну фазу и Ојлеров и Лагранжеов приступ. Ојлеров приступ је погоднији са становишта коришћења истог алгорита као за континуалну фазу, али је одређивање коефицијента дифузије врло сложено и неизвјесно. Лагранжеов приступ је ближи физичкој стварности и обезбјеђује више информација (трајекторије, вријеме боравка честице у посматраном простору), даје реалнију слику и поузданије предвиђање кретања честица у турбуленцији флуида. Поред тога, Лагранжеов приступ је једноставнији од Ојлеровог, код истовременог кретања честица различитих величина, што је случај са струјањем аеросмјеше у сепаратору угљеног праха. Исто тако и проблеми са нумеричком дифузијом се не јављају, а знатно је мање ангажовање меморије рачунара [26].

Због наведеног оvdје се примјењује Ојлеров приступ за гасовиту фазу, а Лагранжеов за дисперзну фазу.

Основне карактеристике модела и претпоставке при његовом дефинисању у овом раду су:

- Струјање је тродимензионално, стационарно, турбулентно и некомп्रेसибилно,
- Струјање је изотермално и хемијски инертно,
- Процеси у гасној фази се описују по времену осредњеним парцијалним диференцијалним једначинама одржања масе, количине кретања, енергије, кинетичке енергије и њене дисипације у Ојлеровом пољу, уз k - ε модел турбуленције, узет за 3D случај,
- За почетне и граничне услове, примијењен је уобичајен приступ у математичком моделирању за елиптички тип парцијалних диференцијалних једначина,

- Честице се сматрају идеалним сферама различитих димензија, а исте густине (занемарује се разлика густине по фракцијама),
- У погледу димензија, честице угљеног праха у потпуности задовољавају RRS (*Rosin-Rammler-Sperling*) расподелу,
- Честице не мијењају масу при проласку кроз сепаратор (занемарује се испаравање) и задржавају константну температуру,
- Нема међучестичних судара, односно занемарује се утицај колизије (судара) међу честицама,
- Честице при удару о зидове и унутрашње препреке сепаратора (клапне) губе одређени ниво импулса,
- Честице се стохастички крећу, односно турбулентно струјно поље гасне струје модулира детерминистичке трајекторије честица које су добијене из усредњених вриједности брзина гасне струје,
- Брауновска (*Brown*) кретања честица се занемарују,
- Од сила које дјелују на честицу при кретању у турбулентној струји гаса, занемарују се: Бусинеск-Басетова (*Boussinesq-Basset*), Сафманова (*Saffman*) и Магнусова сила. Детаљније објашњење дјеловања ових сила дато је у другом поглављу.

На основу изложеног развијен је математички модел приказан у четвртом поглављу.

4. ТРОДИМЕНЗИОНАЛНИ МАТЕМАТИЧКИ МОДЕЛ ДВОФАЗНОГ СТРУЈАЊА У СЕПАРАТОРУ УГЉЕНОГ ПРАХА

У третирању струјања смјесе гасова и честица угљеног праха у млинском сепаратору угљеног праха, а узимајући у обзир да континуална и дисперзна фаза нису међусобно независне, потребно је изабрати начин њиховог спрезања. У овом раду је усвојен PSI-CELL метод [48], по коме се утицај дисперзне на гасовиту фазу врши само преко локалних изворних чланова усљед присуства дисперзне фазе у једначинама струјања гасне фазе. При томе је узето да вриједи двије претпоставке, да су честице занемарљиве запремине у односу на укупну запремину струјног простора и да флуксеви и напони који дјелују споља дјелују директно само на гасну фазу. Обратни утицај гаса на честице дефинисан је особинама гаса које улазе у једначине кретања честица.

Гасна струја се рјешава примјеном Ојлеровог приступа (концепт континуума), а чврста фаза се рјешава примјеном Лагранжеовог приступа (концепт праћења трајекторија честица). При рјешавању гасне струје коришћен је k - ε модел турбуленције [47]. Овај модел се заснива на теорији о преносу средње кинетичке енергије кретања помоћу каскаде вртлога и њеној дисипацији у топлотну енергију у најмањим вртлозима. Уводе се појмови о средњој кинетичкој енергији турбуленције k и њеној дисипацији ε . Затварање усредњених Навије-Стоксових једначина се рјешава повезивањем Рејнолдсових напона са средњим величинама струјања помоћу k и ε . Затварање система захтијева да се поред усредњених Навије-Стоксових једначина уведу још двије нове парцијалне диференцијалне једначине транспорта k и ε [97].

Интерфазна интеракција гасне и чврсте фазе се симултано адаптира кроз итеративни поступак према сљедећем алгоритму:

- I. На почетку интеграције једначине конзервације, прво се рјешава гасна фаза без присуства интерфазних чланова.
- II. Након одређеног броја итерација, добијено поље гасне струје се „замрзне“ и кроз њега се „пуне“ честице. На основу добијених трајекторија честица, одређују се интерфазни чланови интеракције чврсте и гасне фазе.

- III. Трајекторије честица се „замрзну“ и поново се рјешава струјно поље гасне фазе, али сада са добијеним интерфазним члановима из претходног корака.
- IV. Ако није постигнута конвергенција рјешења, други и трећи корак се сукцесивно понављају до достизања критеријума конвергенције рјешења.

У једначинама модела користи се тензорска индексирана нотација са Ањштајновим правилом сабирања по нијемим индексима (само ако су написани малим словима). Како се ради о статистички стационарном струјању извршен је Рејнолдсов поступак раздвајања тренутне брзине на средњу и флукуациону компоненту и усредњавање по времену. Великим словима су означене по времену усредњене величине, а малим словима флукуационе компоненте. Усредњавање је означено надвученом линијом. Систем картензијанских координата се означава са x_i [98]. Изворни чланови због присуства чврсте фазе се означавају индексом p .

4. 1. МАТЕМАТИЧКИ МОДЕЛ ГАСНЕ ФАЗЕ

Општа једначина одржања импулса, материје и енергије за гасну фазу идентична је општепознатој једначини конзервације поља (*Reynolds*) за једнофазни флуид са додатком интерфазног члана:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \Phi) + U_j \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \Phi) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) = S_\phi + S_\phi^{IF}, \quad (4.1)$$

гдје је:

Φ – универзални параметар гасне фазе (нпр. компоненте брзине гасне фазе),

ρ – густина гасне фазе,

U_j – компоненте вектора брзине гасне фазе,

Γ_ϕ – транспортни дифузиони коефицијент параметра Φ (нпр. компоненте брзине гасне фазе $\Gamma_\phi = \mu$, односно динамички вискозитет гасне струје),

S_ϕ – изворни члан (извор или понор) параметра Φ (нпр. за компоненте брзине гасне фазе, уз занемаривање запреминских сила, $S_\phi = -\partial P / \partial x_i$, односно градијент површинских сила) и

S_ϕ^{IF} – интерфазни члан интеракције чврсте и гасне фазе. Овај члан се посебно одређује методом праћења трајекторија честица чврсте фазе (у литератури познат као Лагранжеов приступ у рјешавању струјног поља).

У условима изотермалног струјања, ефекти узгонских кретања узроковани температурским градијентима су занемарљиви, па је непотребно рјешавати једначину конзервације енергије, а густина гасне фазе се може сматрати константном. Диференцијални модел гасне фазе је базиран на једначини континуитета и Навије-Стоксовим једначинама. За стационарне услове, ове диференцијалне једначине имају сљедеће облике:

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (4.2)$$

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_{ef} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + S_{U_i}^{IF} \quad (4.3)$$

$$\nu_{ef} = \nu + \nu_t \quad (4.4)$$

Ознаке у претходним једначинама су:

U_i – усредњене компоненте вектора брзине гасне фазе ($i=1, 2, 3$),

x_i – просторне координате (правоугли координатни систем),

P – усредњени притисак гасне фазе,

ν_{ef} – ефективна кинематска вискозност,

ν – молекуларна кинематска вискозност и

ν_t – турбулентна кинематска вискозност.

Турбулентна кинематска вискозност (ν_t) се одређује из турбулентног модела.

У овој дисертацији, употребљен је најчешће примјењивани турбулентни модел,

двоједначински турбулентни модел, у литератури познат као k - ε модел (гдје је k – кинетичка енергија турбуленције $k = 0,5\overline{u_i u_i} = 0,5(\overline{u_1 u_1} + \overline{u_2 u_2} + \overline{u_3 u_3})$, а ε – брзина диспације кинетичке енергије). Турбулентна кинематска вискозност се одређује из израза:

$$v_t = C_\mu \ell \sqrt{k} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (4.5)$$

Како се k и ε одређују из сопствених транспортних једначина, v_t и турбулентна дужинска размјера ℓ , имају карактер поља, а не јединствене просјечне вриједности. Претпостављено је да присуство чврсте фазе не врши модулацију турбулентних карактеристика гасне фазе, тако да транспортне једначине за k и ε имају стандардне облике:

$$U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} = \mathcal{P} - \varepsilon, \quad (4.6)$$

$$U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} \mathcal{P} - C_{\varepsilon 2} \varepsilon), \quad (4.7)$$

$$\mathcal{P} = v_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, \quad i \neq j. \quad (4.8)$$

Изразом (4.8) дефинисана је продукција кинетичке енергије турбуленције. Из израза (4.5) и транспортних једначина (4.6) и (4.7) види се да овај модел садржи пет емпиријских константи, чије су вриједности дате у Таб. 4.1.

Таб. 4.1. Вриједности емпиријских константи k - ε модела

k - ε модел	C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
Вриједност	0,09	1,44	1,92	1,0	1,314

Систем парцијалних диференцијалних једначина (4.2), (4.3), (4.6) и (4.7), са додатним релацијама (4.5) и (4.8) се рјешава нумерички, методом коначних запремина.

4.2. МАТЕМАТИЧКИ МОДЕЛ ЧВРСТЕ ФАЗЕ

Као што је већ напоменуто, математички модел чврсте фазе базира се на Лагранжеовом концепту праћења трајекторија честица. На основу овог концепта, одређују се позиције – трајекторије честица, њихов импулс и коначно интерфазни чланови, узимајући у обзир претходно усвојене претпоставке модела чврсте фазе.

Особине дисперзне фазе се добијају рјешавањем Лагранжеове једначине кретања честице [99]. Општа форма једначине кретање индивидуалних честица у Лагранжеовом пољу за турбулентни ток (укључујући и утицаје које су проучавали Басет, Бусинеск и Осин (*Oseen*) формулисао је Хинзе (*Hinze*) [100, 38]:

$$m_p \frac{d\bar{u}_p}{d\tau} = C_D \frac{A_p}{2} \rho |\bar{u} - \bar{u}_p| (\bar{u} - \bar{u}_p) + \frac{d^3\pi}{6} \rho \frac{d\bar{u}}{d\tau} + \frac{d^3\pi}{3} \rho \frac{d}{d\tau} (\bar{u} - \bar{u}_p) + \frac{3}{2} d_p^2 (\pi\rho\mu)^{\frac{1}{2}} \int_0^\tau \frac{1}{(\tau - \tau')^{1/2}} \left(\frac{d\bar{u}}{d\tau} - \frac{d\bar{u}_p}{d\tau} \right) d\tau' + \frac{d^3\pi}{6} (\rho_p - \rho) \bar{g} + \frac{d^3\pi}{12} \rho \left[\bar{\Omega} x (\bar{u} - \bar{u}_p) \right] \quad (4.9.)$$

уз следеће уобичајене претпоставке: ротација честице се занемарује, турбуленција хомогена, честице много мање од најмањих вртлога, нема међучестичних судара, Рејнолдсов број релативног кретања честица у односу на флуид је довољно мали. Претпоставља да су задовољене и релације [45]:

$$\frac{d_p^2}{\nu} (\nabla \cdot \bar{u}) \gg 1 \quad \text{и} \quad \frac{u}{d_p^2} \frac{1}{\Delta u} \ll 1.$$

У наставку ћемо укратко објаснити чланове на десној страни тренутне једначине кретања честица (4.9). Први члан представља силу релативном кретању честица у односу на флуид и обично је то доминантан члан. Други члан се односи на силу на честицу услед градијента притиска у флуиду. Градијент притиска око честица је последица вискозних ефеката и убрзања флуида. Може се узети да је брзина флуида око честице [48] униформна и да су вискозни ефекти везани за градијент притиска занемарљиви, јер је пречник честица много мањи од одговарајућих размјера турбуленције и временски интервал краћи од одговарајућег времена деформације. За ситне честице, ако у току не влада екстремно велики градијент притиска, ова сила је веома мала. Трећи члан узима у

обзир инерционе ефекте због убрзања одређене масе флуида честицама („додатна“ маса честица). Четврти члан је Бусинеск-Басетова сила, као посљедица одступања тока од стационарног, а значајна је само кад је веома велико убрзање честица. Може се занемарити овај члан [100, 38], ако је $d_p (v / f)^{1/2} \geq 1,50$, гдје је f фреквенција турбулентних осцилација флуида, а што је важило при извођењу једначине (4.9). Пети члан, представља гравитациону, односно узгонску силу. Задњи члан се односи на Магнусову силу, која је посљедица ротације честице усљед разлика брзине на супротним странама честице. Она настоји да честицу помјери у поље веће брзине. Брзина изазвана Магнусовом силом [100] је за ред величине мања од релативне брзине честица у односу на гас. Овдје је занемарена Сафманова сила која дјелује у попречном правцу, супротно смјеру Магнусове, односно тежи да честицу помјери у поље мање брзине, а постоји и кад нема ротација честица [106]. Ова сила је пропорционална са $d_p^2 (\rho\mu)^{1/2} (\partial U / \partial y)(U_p - U)$, гдје је U компонента брзине у доминантном правцу.

Рјешавање комплетне једначине (4.9.) је непрактично [100], посебно за комплексне проблеме. Анализом прорачуна, уз занемаривање појединих чланова Хјелмфелт (*Hjelmfelt*) и Мокрос (*Mocros*) [101], су извршили одређена поједностављења. Њихови закључци [45, 107] су широко прихваћени, а састоје се у томе да се за ситне честице и велики однос ρ_p / ρ , као у случају струјања смјеше гас-угљени прах ($\rho / \rho_p \approx 10^{-3}$), сви описани ефекти, изузев силе отпора и узгона могу занемарити. Тренутна једначина кретања честице се своди на следећу једначину:

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{d\tau} = C_D \frac{A_p}{2} \rho |\vec{u} - \vec{u}_p| (\vec{u} - \vec{u}_p) + \frac{d_p^3 \pi}{6} (\rho_p - \rho) \vec{g} \quad (4.10)$$

Најчешће се проматра кретање сферичних честица, а данас се успјешно моделира и понашање дисперзне фазе различитог облика [96]. Развијен је посебан модел лагранжеовског праћења честица и сагоријевања за неконвенционална чврста горива, као што је сјецкана слама. Једноставним варијацијама одговарајућег параметра, може се посматрати читав низ облика опште класе

честица („суперелиптичке честице“), од сферног до цилиндричног, а концептом аеродинамичке сличности узети у обзир утицај облика и оријентације честица на коефицијент отпора [25].

4.2.1. Моделирање дисперзије честица

Подразумијевајући да су чврсте честице ношене по времену осредњеним струјањем и дисперговане турбуленцијом гасне фазе, може се узети да се термином дисперзија честица означава временска и просторна еволуција дистрибуције честица у струјном простору. Дисперзија честица се може дефинисати као расипање и мијешање честица турбуленцијом, а због тога што одговара турбулентној дифузији гасне фазе назива се и **дифузија дискретне фазе**. Турбуленција дјелује на дисперзну фазу комбинацијом флукуационих промјена тренутне брзине флуида и одступањем трајекторија честица од путања флуидних дјелића, а посебно интензивно у случају турбулентног мијешања (услјед вихорног струјања). Разликује се дисперзија у краћем и дужем времену. Под појмом краће вријеме, у овом случају, се узима вријеме мање од неколико интегралних временских размјера. За угљени прах (ситне честице велике густине) значајнија је дисперзија у дужем времену. У токовима гаса са честицама дисперзију контролишу ефекти инерције и унакрсних трајекторија. Ефект инерције, ако је клизање (разлика брзина честице и околног флуида) занемариво, онда чврсте честице могу да диспергују брже него флуидни дјелићи. Ефект унакрсних трајекторија у физикалном смислу представља утицај миграција честица из једног у други вртлог и смањује дисперзију честица. Спрегнута ова два ефекта дају неизотропну дисперзију чврстих честица, односно могућност одређивања дифузионог расијања честица у турбуленцији флуида. Доста аутора расијавање честица једноставно занемарује [41, 42, 43], али се све више при изучавању практичних проблема истиче неопходност праћења расијавања честица. Разноврсни су приступи и настојања истраживача у датом правцу [44, 45, 48, 61, 62, 108].

Израз за коефицијент дифузије флуидних дјелића може се користити и за најситније честице јер се понашају слично флуидним дјелићима, када су захваћене једним вртлогом остају у њему све док он траје. Крупније честице, као

угљени прах, због инерције се спорије прилагођавају локалним условима у вртлогу, а због разлике локалне брзине флуида и честица оне пресијецају вртлоге турбуленције и вријеме њихове интеракције је краће. Када је брзина клизања честице значајна, дисперзија честице је мање значајна од дифузије флуидних дјелића. Рјешења за једноставна струјања (хомогена, изотропна и стационарна турбуленција) су показала да ефект унакрсних трајекторија смањује дифузивност дисперзне фазе [47]. Са порастом величине честице дифузивност опада у сва три правца и постаје све неизотропнија, а за одређену величину честице дифузивност опада са опадањем флукуационе брзине флуида. Ефект скраћења времена интеракције честица са вртлозима турбуленције постаје све израженији са миграцијом честица између области у којима су различити услови струјања. Честице пресијецају вртлоге турбуленције, излазе из њих и захватају их други вртлози у турбулентном пољу.

При моделирању дисперзије честица истичу се стохастичко и феноменолошко моделирање. Код стохастичког моделирања се разматра кретање честица у пољу случајних флукуационих, односно тренутних брзина. Феноменолошко моделирање карактерише приступ конзистентан са моделирањем турбулентне вискозности континуума. Феноменолошки или дифузиони модел карактерише физикалност као полазна основа моделирања, насупрот математичко-стохастичком.

Стохастички модели избегавају потребу за емпиријским или семиемпиријским дефинисањем дифузионих процеса у двофазном струјању које је карактеристично за феноменолошке моделе, али слабије описују физикалност процеса. Код ових модела се претпоставља да су случајне флукуације посматраних величина исте у сва три правца, а тренутне једначине кретања честица се рјешавају дуж случајних трајекторија. Користе се у спрези са $k-\varepsilon$ моделом турбуленције, мада би било исправније да се вежу са Reynolds-stress моделима. Утицај турбуленције на кретање честице може се моделирати на два начина.

1. Узима се да постоји само локални утицај флуида на честице. Током прорачуна сви стохастички параметри се генеришу на основу локалних карактеристика флуида у тачки гдје се тренутно налази честица.
2. У одређеној зони постоји корелација брзине и моделира се присуством вртлога и честице која се креће кроз њега, задржавајући за то вријеме исте стохастичке параметре.

Временску интеракцију честице са вртлогом контролишу, случајни животни вијек турбулентног вртлога и дужина трајекторије честице кроз вртлог (сразмјерна дужинском размјеру вртлога).

Принципијелно, код стохастичких модела, са исте почетне локације су могуће различите трајекторије честица исте величине. У струјни простор улазе честице са коначним бројем различитих пречника, полазећи са коначног броја стартних локација и крећући се по коначном броју случајних трајекторија. Означимо одговарајуће масене удјеле у укупном броју честица \dot{m}_p са Z_i , Z_j и Z_k , онда је проток броја честица дуж трајекторије „ i,j,k “ одређен изразом [26]:

$$N_{ijk} = \frac{6 \cdot Z_i \cdot Z_j \cdot Z_k \cdot \dot{m}_p}{\pi \cdot \rho \cdot d_{jo}^3} \quad (4.11)$$

Вријеме прорачуна је значајно ограничење стохастичких модела, али развојем рачунарске технике се брзо превазилази. Преглед различитих модела заснованих на овом приступу дало је више аутора [110-115], а њихов сажет преглед дат је код Белошевића и Сијерчића [109].

Поређењем дифузионог и стохастичког модела [85], за вертикално дводимензионално изотермно турбулентно струјање двофазне мјешавине са малом концентрацијом честица, долази се до закључка:

- узимајући у обзир вријеме прорачуна, дифузиони модел је много ефикаснији;
- одређена несавршеност дифузионог модела долази до изражаја због несигурности при одређивању поља концентрације честица и

- предност стохастичног модела се очекује при моделирању струјања гдје се међусобне интеракције честица не могу занемарити.

4.2.2. Једначина трајекторије честица

Позиција честица се одређује рјешавањем једначине кретања за сваку групу честица (одређених парцелама у улазном пресеку):

$$\frac{d \mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{U}_p \quad (4.12)$$

гдје је \mathbf{x}_p вектор позиције честица, а \mathbf{U}_p је вектор брзине честица.

4.2.3. Једначина импулса чврсте фазе

Вектор брзине честица \mathbf{U}_p се одређује из једначине импулса чврсте фазе:

$$m_p \frac{d \mathbf{U}_p}{dt} = \mathfrak{R}_p (\mathbf{U} - \mathbf{U}_p) + m_p b \mathbf{g} - V_p \nabla P \quad (4.13)$$

гдје је:

m_p – маса честице,

\mathfrak{R}_p – функција отпора честице која ће се накнадно одредити,

\mathbf{U} – вектор тренутне брзине гасне фазе, једнак је збиру усредњене брзине (\mathbf{U}_c) добијене рјешавањем једначине (1.3) и њене турбулентне флукуације (\mathbf{u}_c), тако да је: $\mathbf{U} = \mathbf{U}_c + \mathbf{u}_c$. Флукуациона компонента \mathbf{u}_c ће се накнадно одредити на бази усвојеног стохастичког модела турбуленције.

\mathbf{g} – вектор гравитације,

b – коефицијент узгонске силе,

V_p – запремина честице,

∇P – градијент притиска континуалне фазе.

Први члан десне стране једначине (4.13) представља силу отпора кретања честице кроз гасну струју, други члан представља силу гравитације, а трећи члан узгонску силу. Остале силе су занемарене (објашњење дато у одјељку 4.2).

Функција отпора честице се одређује из израза:

$$\mathfrak{R}_p = 0,5 \rho A_p C_D |\mathbf{U} - \mathbf{U}_p| \quad (4.14)$$

гдје је: $A_p = \pi (d_p^2 / 4)$ – површина попречног пресека честице,

C_D – коефицијент отпора честице. Одређује се изразом:

$$C_D = \frac{24}{\mathbf{Re}_p} (1 + 0,15 \cdot \mathbf{Re}_p^{0,687}) + \frac{0,42}{1 + 4,25 \cdot 10^4 \cdot \mathbf{Re}_p^{-1,16}} \quad (4.15)$$

$\mathbf{Re}_p = \frac{\rho d_p |\mathbf{U} - \mathbf{U}_p|}{\mu_g}$ – Рејнолдсов број релативног кретања честице у

односу на гас. Израз (4.15) је валидан за сферичну честицу и $\mathbf{Re} < 10^5$ (Clift, Grace and Weber).

Одређивање коефицијента отпора честице C_D вршили су многи истраживачи у различитим условима струјања, па о томе има доста података у литератури [38, 48, 116-121].

4.2.4. Стохастички модел турбуленције чврсте фазе

Тренутна брзина гасне фазе, која фигурише у једначини импулса (4.10), састоји се из усредњеног и флукуационог дијела. Флукуациони дио \mathbf{u}_c се одређује под претпоставком да статистичка расподела сваке флукуационе компоненте брзине има нормалну расподелу са средњом вриједности једнакој нула и стандардном девијацијом:

$$\sigma = \sqrt{2k/3} \quad (4.16)$$

гдје је k турбулентна кинетичка енергија, одређена из једначине (4.6).

За флукуациону компоненту вектора брзине \mathbf{u}_c претпоставља се да дјелује током временског интервала Δt_s који се одређује као мања вриједност, између времена живота локалног вртлога кроз који честица пролази Δt_e и времена проласка честице кроз локални вртлог Δt_r :

$$\Delta t_s = \min(\Delta t_e, \Delta t_r) \quad (4.17)$$

Вријеме живота локалног вртлога се одређује из релације:

$$\Delta t_e = \frac{\ell_e}{|\mathbf{u}_c|} \quad (4.18)$$

гдје је ℓ_e величина локалног вртлога (локална дужинска размјера турбуленције).

Вриједност за ℓ_e се одређује изразом:

$$\ell_e = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (4.19)$$

гдје је: ε брзина дисипације турбулентне кинетичке енергије, одређена из једначине (4.7), а C_μ је константа турбулентног модела (Таб. 4.1.).

Вријеме проласка честице кроз локални вртлог се одређује из израза:

$$\Delta t_r = \frac{\ell_e}{|\mathbf{U} - \mathbf{U}_p|} \quad (4.20)$$

4.2.5. Интеграљење једначине импулса честице

Интеграљење једначине импулса честице проводи се кроз следеће секвенце у кораку 2. алгоритма који је описан на почетку четвртог поглавља:

1. одређује се Лагранжеов временски корак интеграције;
2. честица се покреће на основу њених почетних и граничних услова;
3. одређују се карактеристике честице за сваку нову позицију честице и
4. одређују се интерфазни чланови.

Ове секвенце се дефинишу у наставку овог текста.

4.2.5.1. Одређивање Лагранжеовог временског корака интеграције

Лагранжеов временски корак интеграције се одређује из следећег израза:

$$\Delta t_L = \max[t_0, \min(t_1, t_2, t_3)] \quad (4.21)$$

гдје се вријеме $t_0 - t_3$ одређује на следећи начин:

1. t_0 је минимални временски корак који се задаје произвољно. Уобичајено је да овај временски корак не буде мањи од 10^{-7} секунди;
2. t_1 је временски корак који се добија када се минимално вријеме проласка честице кроз нумеричку ћелију подијели са минималним бројем Лагранжеових корака који се произвољно дефинишу (уобичајена пракса је да овај број не буде већи од 10). Минимално вријеме проласка честице кроз нумеричку ћелију се одређује за сваку нумеричку ћелију дијелењем њене минималне димензије и максималне брзине;
3. t_2 је вријеме релаксације импулса. Ово вријеме се добија реорганизацијом импулсне једначине у облику:

$$\frac{d\mathbf{U}_p}{dt} = \mathbf{A} - \mathbf{B}\mathbf{U}_p \quad (4.22)$$

Из израза (4.22) се одређује t_2 , гдје је \mathbf{A} фактор мултипликације. Вриједност овог фактора од 10^{10} искључује ово вријеме из једначине (4.21). Укључивање овог времена задавањем вриједности фактора мултипликације мањег од 10^{10} даје врло мале временске кораке за мале честице.

4. t_3 је максимални временски корак који се искуствено задаје.

Треба напоменути да се Лагранжеов временски корак може даље редуковати након одређивања наредне позиције честице у случајевима:

1. честицама се не дозвољава да прескачу нумеричке ћелије. Ако је тренутни временски корак толико велики да је новоизрачуната позиција честице таква да је прескочила наредну ћелију, овај временски корак се смањује како би се интеграција спровела за сваку нумеричку ћелију и

2. у граничним ћелијама (нумеричке ћелије на зидовима или унутрашњим препрекама). Честицама које уђу у овакве ћелије смањује се временски корак интеграције.

4.2.5.2. Покретање честица

Након одређивања Лагранжеовог временског корака Δt_L , приступа се „покретању“ честица интеграљењем једначине трајекторије честице (4.12). Интеграл ове једначине је:

$$\mathbf{x}_p^n = \mathbf{x}_p^0 + \mathbf{U}_p^0 \cdot \Delta t_L \quad (4.23)$$

гдје је са n означена вриједност позиционог вектора честице на крају временског корака, а са 0 означена вриједност позиционог вектора на почетку временског корака Δt_L . Исте ознаке се односе и на брзину честице. На почетку интеграције, вриједности са ознаком 0 означавају почетне и граничне услове.

4.2.5.3. Интеграљење једначине импулса честица у домену Лагранжеовог временског корака

Једначина импулса честица (4.13) може се написати у општем облику као:

$$\frac{dX}{dt} = A - B \cdot X \quad (4.24)$$

гдје је са X означена одговарајућа промјенљива честице (импулс, маса, енталпија), а A и B су константе.

Интеграљење се врши у временском домену Лагранжеовог временског корака Δt_L , тако да се вриједност промјенљиве X^n на крају временског корака може одредити на основу одговарајуће почетне вриједности X^0 и константи A и B на сљедећи начин:

$$X^n = X^0 \exp(-B \Delta t_L) + \frac{A}{B} [1 - \exp(-B \Delta t_L)] \quad (4.25)$$

Ако је константа B једнака нули, из једначине (4.24) се види да промјена промјенљиве X не зависи од ње саме, тако да је коришћење једначине (4.25)

неупотребљиво јер се дијели са нулом. У овом случају, интегралне једначине (4.24) је директно:

$$X^n = X^0 + A \cdot \Delta t_L \quad (4.26)$$

Када је у питању импулс честица, што је у овом случају једина промјенљива, једначина (4.13) се може написати у слjedeћем облику:

$$\frac{d\mathbf{U}_p}{dt} = \frac{\mathfrak{R}_p \mathbf{U}}{m_p} + b \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_p} \nabla P - \frac{\mathfrak{R}_p}{m_p} \mathbf{U}_p \quad (4.27)$$

Одакле се могу дефинисати константе А и В:

$$A = \frac{\mathfrak{R}_p \mathbf{U}}{m_p} + b \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_p} \nabla P \quad (4.27a)$$

$$B = \frac{\mathfrak{R}_p}{m_p} \quad (4.27b)$$

4.2.5.4. Одређивање интерфазних чланова

Након што честица прође комплетну ћелију, у њој се јавља интерфазна интеракција измјене масе, импулса и енергије. На примјер, ако честица путује већом брзином од околне гасне фазе, честица ће се због интеракције фаза успорити. Ови изворни чланови треба да се додају у једначини кретања гасне фазе, те се на одговарајући начин треба да се одреде.

Интерфазни чланови импулса који се јављају у једначини кретања гасне фазе (4.3) једнаки су промјени импулса кретања честица и одређују се, за сваку нумеричку ћелију, на слjedeћи начин:

$$S_{U_i}^{IF} = \frac{\pi}{6} \sum \eta \left[\rho_p^0 \cdot U_{p,i}^0 \cdot (D_p^0)^3 - \rho_p^n \cdot U_{p,i}^n \cdot (D_p^n)^3 \right] \quad (4.28)$$

гдје је: $U_{p,i}^0$ – компоненте вектора брзине честице, добијене интегралне једначине (4.27),

0, n – означава почетак, крај Лагранжеовог временског корака,
 i – означава компоненту вектора брзине честице ($i = 1, 2, 3$). Ако је у питању

равоугаони координатни систем, онда су овим индексом означене компоненте брзине у x, y, z правцу респективно,

η – бројчани проток честица за једну ћелију (масени проток честица кроз нумеричку ћелију подијељен са масом тих честица)

Σ – сумирање се врши за све Лагранжеове временске кораке у оквиру комплетног пролаза честице кроз једну нумеричку ћелију.

Овим је математички модел двофазне мјешавине гаса и честица угљеног праха математички једнозначно заокружен.

4.3. СУМАРНИ ПРЕГЛЕД МАТЕМАТИЧКОГ МОДЕЛА

На основу претходно изложеног, а ради боље прегледности, у Таб. 4.2. дата је Сумарна табела тродимензионалног математичког модела двофазног струјања у сепаратору угљеног праха.

Таб. 4.2. Сумарна табела тродимензионалног математичког модела двофазног струјања у сепаратору угљеног праха.

$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + U_j \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\Phi) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) = S_\phi + S_\phi^{IF}$				
једначина	Φ	Γ_ϕ	S_ϕ	S_ϕ^{IF}
континуитета	1	0	0	0
количине кретања	U, V, W	μ_{ef}	$-\partial P / \partial x_i$	$S_{U_i}^{IF}$
кинетичке енергије турбуленције	k	$\mu + \mu_t / \sigma_k$	$\rho(\mathcal{P} - \varepsilon)$	0
дисипације кинетичке енергије турбуленције	ε	$\mu + \mu_t / \sigma_\varepsilon$	$\rho \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} \mathcal{P} - C_{\varepsilon 2} \varepsilon)$	0
$\mathcal{P} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, \quad i \neq j; \quad \mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}; \quad \mu_{ef} = \mu + \mu_t;$ $C_\mu = 0,09; \quad C_{\varepsilon 1} = 1,44; \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92; \quad \sigma_k = 1,0; \quad \sigma_\varepsilon = 1,314$ $S_{U_i}^{IF} = \frac{\pi}{6} \sum \eta \left[\rho_p^0 U_{p,i}^0 (D_p^0)^3 - \rho_p^n U_{p,i}^n (D_p^n)^3 \right]$				

4.4. ГРАНИЧНИ УСЛОВИ

Обзиром да су диференцијалне једначине струјања (математички модел) елиптичке, треба да се задају гранични услови на свим границама струјног простора: улазном и излазном пресеку и чврстим зидовима.

Гранични услови за флуид на улазу у струјни простор су обично познати на основу: експерименталних резултата, задатих услова у проблему који се рјешава или из типичних профила струјних величина у већ познатим облицима струјања [99, 122, 123].

За чврсту фазу у улазном пресеку потребно је задати проток и брзину честица као и пречник честица ако се ради о монодисперзном праху, односно масену расподјелу честица по фракцијама ако се ради о полидисперзном праху. Граничне услове, за дисперзну фазу треба дефинисати и на зидовима. Претпоставља се да се честице одбијају о зидове са одређеним степеном еластичности, што се узима у обзир степеном реституције.

У излазном пресеку се очекује ток без рецикулације, па се могу поставити гранични услови друге врсте за све зависно промјенљиве величине:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} = 0, \quad (\Phi = U, V, W, k, \varepsilon) \quad (4.29)$$

При рјешавању једначине за корекцију притиска потребно је дефинисати још један гранични услов. Он се задаје нивоом притиска на излазу. У читавом домену прорачун се проводи за разлику притисака у односу на референтни $p = p_{aps} - p_{ref}$ који је у овом случају једнак притиску околине. У излазном пресеку овај услов се дефинише као $p_{aps} = p_{ref}$, односно $p_{izl} = 0$ [26].

Постављање граничних услова на чврстом зиду у $k - \varepsilon$ моделу је посебан проблем. Директна интеграција једначина до зида захтијева рјешавање једначина и унутар вискозног подслоја и на тај начин увођење вискозних ефеката у моделиране једначине. Неизвјесности у моделирању вискозних ефеката, посебно у једначини за дисипацију, те проблем економичности рачунања (повећање

меморијског простора у рачунару и дуго вријеме рачунања), главни су разлози што овај приступ није нашао широку примјену.

Проблем се превазилази на тај начин да се вискозна зона премошћује зидним функцијама и рјешавање једначина ограничава само на турбулентне области. Овај приступ су увели Патанкар (*Patankar*) и Сполдинг (*Spolding*) [122].

Промјена локалног Рејнолдсовог броја је значајна у подручју уз зид, па је потребна адаптација приступа зависно од вриједности локалног Рејнолдсовог броја y^+ заснованог на удаљености од зида и вриједности фрикционе брзине U_τ . Приступ се заснива на једнодимензионалном Couette¹-овом току са констанним смицајним напонима.

На зиду се дефинишу вриједности варијабле, флукса или варијабле непосредно уз зид. Вриједност компоненте брзине нормалне на зид једнака је нули (зид непропустан или непорозан).

Уочена је тенденција крупних вртлога да поприме димензије дебљине граничног слоја, што указује да таласна дужина флукуација брзине не може бити много мања од растојања од зида y . Због тога се у овом случају y може сматрати типичним локалним размјером турбуленције. Брзина смицања (фрикциона брзина) $U_\tau = \sqrt{\tau_z / \rho}$, с обзиром на то да је $U_\tau = (\overline{u'v'})^{0.5}$, може се сматрати типичним брзинским размјером вртлога носиоца енергије. Аналогно, бездимензионална координата $y^+ = \frac{U_\tau y}{\nu} = \frac{U_\tau \Delta}{\nu}$ представља Рејнолдсов број ових вртлога [99].

Велик број практичних прорачуна је показао да је прихватљива подјела граничног слоја на само, вискозни подслој $/y^+ < 11,63/$ и инерцијалну област $/y^+ > 11,63/$. На овај начин се избјегава прелазна зона, у којој су вискозни и турбулентни напони истог реда величине, због чега се у њој не могу извести једноставне релације за средњу брзину. У вискозном подслоју се може узети да је $(\mu_t / \mu) \ll 1$, па се на основу једнодимензионалне анализе Couette-овог течења и уз

¹ Maurice Marie Alfred Couette, професор физике на Универзитету у Ангресу.

претпоставку да је смицајни напон константан, добија се израз за бездимензионалну брзину:

$$U^+ = \frac{U_R}{U_\tau} = y^+ \quad \text{за } y^+ < 11,6 \quad (4.30)$$

У инерционом подслоју (зона зидне турбуленције) је $(\mu_t / \mu) \gg 1$, узимајући у обзир наведену претпоставку о константности смицајног напона, уз одређена извођења (приказана у широј литератури) и након интеграљења, добија се:

$$U^+ = \frac{U_R}{U_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad \text{за } y^+ \geq 11,6 \quad (4.31)$$

У једначинама (4.30) и (4.31) је:

U^+ – бездимензионална брзина,

U_R – резултујућа брзина паралелна са зидом у првом слоју ћелија до зида,

U_τ – резултантна фрикциона брзина,

y^+ – бездимензионална координата (карактеристични Рејнолдсов број),

Δ – нормално растојање између зида и првог чвора коначне запремине,

$\kappa = 0,4187$ – Вон-Карманова (*Von Karman*) константа,

E – коефицијент храпавости зида (за потпуно гладак зид је $E = 0,86$).

Релације (4.30) и (4.31) описују идеализовани случај струјања, који је тешко реализовати. Међутим, показало се да сви зидни токови прате ове законитости са довољном тачношћу, чак и у ситуацијама када умјерени градијент притиска наруши претпоставку о константности смицајног напона у попречном пресеку слоја. Ове релације се због тога примјењују у већини модела турбуленције при прорачуну струјања уз зидове и у затвореним токовима [98, 26].

Гранични услов за турбулентну кинетичку енергију у близини зида добијен је из услова локалне равнотеже продукције и дисипације кинетичке енергије на граници прелазне и логаритамске области у унутрашњој зони ($y^+ = 30$), односно $\partial k / \partial r = 0$ на том мјесту, а што важи за развијени турбулентни ток. Ова локална

равнотежа чини основу зидних функција за третман струјања уз чврсти зид [99]. Као последица ове равнотеже се добија:

$$k = U_{\tau}^2 / \sqrt{C_{\mu}} \quad (4.32)$$

Из досадашњег искуства се закључује да вриједност дисипације турбулентне кинетичке енергије у првој контролној тачки до зида ($y = \Delta$) треба одредити такође на основу локалне равнотеже продукције и дисипације турбулентне кинетичке енергије у инерционалној области уз зид за једнодимензионални Couette-ов ток. На тај начин се добија да је [26]:

$$\varepsilon = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k^{3/2}}{\kappa \cdot \Delta} \quad (4.33)$$

Вриједност бездимензионалне координате се одређује у функцији турбулентне кинетичке енергије:

$$y^+ = \frac{U_{\tau} \cdot \Delta}{\nu} = \frac{C_{\mu}^{1/4} \cdot k^{1/2} \cdot \Delta}{\nu} \quad (4.34)$$

Коефицијент трења, на основу претходних израза је:

$$C_z = \max[C_{zt}, C_{zl}] \quad (4.35)$$

$$C_{zl} = 1 / \text{Re} \quad \text{за } \text{Re} \leq 132,5 \quad (4.36)$$

$$C_{zt} = k / \left[\ln \left(E \text{Re} (C_{zt})^{1/2} \right) \right]^2 \quad \text{за } \text{Re} > 132,5 \quad (4.37)$$

гдје је: $\text{Re} = U^+ \cdot y^+ = U_R \cdot \Delta / \nu$ – локални Рејнолдсов број.

Гранични услови за кинетичку енергију турбуленције су добијени из претпоставке о локалној равнотежи, што је принципијелно доста груба претпоставка с обзиром на значајан допринос турбулентне дифузије у близини зида [99, 122].

За неравнотежне услове на зиду Лаундер и Сполдинг су предложили генерализацију израза (4.30) и (4.31) у облику:

$$\frac{U_R \sqrt{k}}{U_\tau^2} = \frac{1}{\kappa_{st}} \ln \left(\frac{E_{st} \Delta \sqrt{k}}{\nu} \right) \quad (4.38)$$

гдје је: $\kappa_{st} = \kappa C_\mu^{1/4}$ и $E_{st} = E \cdot C_\mu^{1/4}$. Види се да су неравнотежне зидне функције базиране на \sqrt{k} као карактеристичном брзинском размјеру турбуленције, умјесто смицајне брзине U_τ . Израз за турбулентни коефицијент трења:

$$C_{zt} = \frac{\kappa_{st} \sqrt{k}}{U_R \ln \left(\frac{E_{st} \Delta \sqrt{k}}{\nu} \right)} \quad (1.39)$$

Гранична вриједност кинетичке енергије турбуленције на зиду се одређује из њене транспортне једначине, а дифузиони допринос на зиду се узима да је једнак нули. Уз претпоставку да се тангенцијални напони и кинетичка енергија не мијењају кроз први слој ћелија уз зид, одређује се средња вриједност разлике продукционог и дисипационог члана интеграљењем по контролним запреминама уз зид. Средња вриједност продукционог члана у првом слоју ћелија је:

$$\mathcal{P} = \frac{U_R \cdot U_\tau^2}{2 \cdot \Delta} \quad (4.40)$$

а средња вриједност брзине дисипације кинетичке енергије турбуленције:

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{2 \cdot \kappa \cdot \Delta} \ln \left(\frac{E_{st} \cdot \Delta \cdot \sqrt{k}}{\nu} \right) \quad (4.41)$$

Разлика продукционог и дисипационог члана у првим ћелијама [98]:

$$\int_V (\mathcal{P} - \varepsilon) dV = \left[\frac{U_R \cdot U_\tau^2}{2 \cdot \Delta} - \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{2 \kappa \Delta} \ln \left(\frac{E_{st} \Delta \sqrt{k}}{\nu} \right) \right] \delta V \quad (4.42)$$

5. НУМЕРИЧКИ ПОСТУПАК

Парцијалне диференцијалне једначине математичког модела, из претходног поглавља, могу се написати у стандардном облику за општу промјенљиву:

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_j \Phi) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) = S_\Phi \quad (5.1)$$

односно у уопштеној форми за произвољан облик и карактер струјног тока:

$$\text{div}(\rho \vec{U} \Phi) = \text{div}(\Gamma_\Phi \text{grad} \Phi) + S_\Phi \quad (5.2)$$

или симболички:

$$L(\Phi) = 0 \quad (5.3)$$

Једначина (5.1) је у ствари генерална парцијална диференцијална једначина конзервације и може се узети као репрезентант система парцијалних диференцијалних једначина конзервације: материје, количине кретања, запреминске или масене концентрације или турбулентних карактеристика. Њено нумеричко рјешење је скуп коначног броја вриједности зависно промјенљивих величина Φ у унапријед изабраним временским (τ) и просторним (x_i) тачкама дефинисаног домена интеграције. Види се да је нумерички метод сличан експерименталном приступу одређивања дистрибуције физичких величина. У оба случаја резултат је коначан број нумеричких вриједности физичке величине Φ . На овај начин се непрекидно рјешење замјењује дискретним вриједностима.

Да би се ријешило систем парцијалних диференцијалних једначина (5.1) тј. да би се добило дискретно рјешење, он се мора превести у алгебарски еквивалент који се може ријешити нумерички. Дискретизацијом диференцијалног облика једначине (5.1) добија се систем алгебарских једначина који се рјешава одређеним нумеричким алгоритмом. Дискретизација и алгоритам рјешавања зависе од изабране нумеричке методе. Код поступака дискретизације система парцијалних диференцијалних једначина које описују процесе транспорта материје, количине

кретања и топлоте, довољно је дискретизовати генералну диференцијалну једначину (5.1) тако да промјенљива Φ има значење изабраних физичких параметара (компоненте брзине, температуре, масених концентрација учествујућих супстанци, турбулентних карактеристика итд). Дискретизација се врши за унапријед дате изабране тачке простора и изабране временске периоде, а као резултат се добија генерална алгебарска једначина или диферентна једначина како се чешће назива.

Најпознатији и најпримјенљивији поступак за рјешавање система транспортних једначина типа (5.1) је нумерички метод контролних запремина. Овај поступак се веома добро уклапа у физичку слику струјања и пратећих транспортних процеса [98, 127, 128].

Нумерички метод коначних запремина се заснива на идеји концепта тежинских остатака. Једначина (5.1) има апроксимативно рјешење Φ^a , које у случају једнодимензионог струјања можемо представити полиномом m -тог степена:

$$\Phi^a = a_0 + a_1x + a_2x^2 + \dots + a_mx^m \quad (5.4)$$

Ако се апроксимативно рјешење Φ^a уврсти у једначину (5.3) дефинисаће се остатак:

$$R = L(\Phi^a) \quad (5.5)$$

При томе се тежи минимизацији остатка у интеграционом домену:

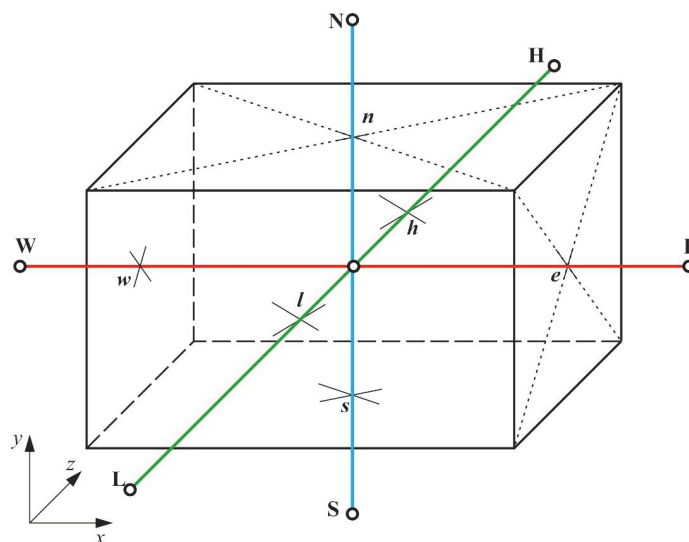
$$\int_x WRdx \cong 0 \quad (5.6)$$

Избором тежинске функције W генерише се онолико алгебарских једначина колико је потребно да се одреде коефицијенти у једначини (5.4) односно апроксимативно рјешење Φ^a . Тип тежинске функције одређује и нумеричку методу. Могу се генерисати једначине тежинских остатака за сваку коначну запремину, ако за посматрану ћелију у датом тренутку усвојимо да је тежинска функција $W = 1$, а за све остале ћелије $W = 0$. Овако дефинисана тежинска

функција и одређивање остатка је основа методе коначних запремина, а може се формулисати и да је интеграл остатка за сваку коначну запремину једнак нули. Овако добијене алгебарске једначине, зависно од промјенљиве Φ , изражавају законе конзервације за сваку коначну запремину. Ова особина методе коначних запремина указује да се успјешно рјешење добија и за групу коначних запремина као и за цијели домен интеграције. Види се да су услови конзервације увијек задовољени, без обзира колико је груба дискретизација домена интеграције [98].

5.1. НУМЕРИЧКА МРЕЖА

Струјни простор (интеграциони домен) се просторно дискретизира мрежним површинама које формирају одговарајући број коначних запремина – ћелија. У средишту сваке коначне запремине се налази једна тачка – чвор (нод) у којој се одређују вриједности одређених величина које важе за ту контролну запремину. На Сл. 5.1. приказана је коначна запремина са одговарајућим ознакама, а на Сл. 5.2. геометријске карактеристике произвољне коначне запремине. Усвојено је да се чворови симболички означавају тачкама, а нумерички великим словима, док се стрелицама и малим словима означавају странице контролних запремина. При томе је усвојена оријентација и означавање према странама свијета (компасна нотација). У овом раду ће се користити ознаке дате у Таб. 5.1.



Сл. 5.1. Компасна оријентација, номенклатура чворова и страница коначне запремине у ортогоналном координатном систему

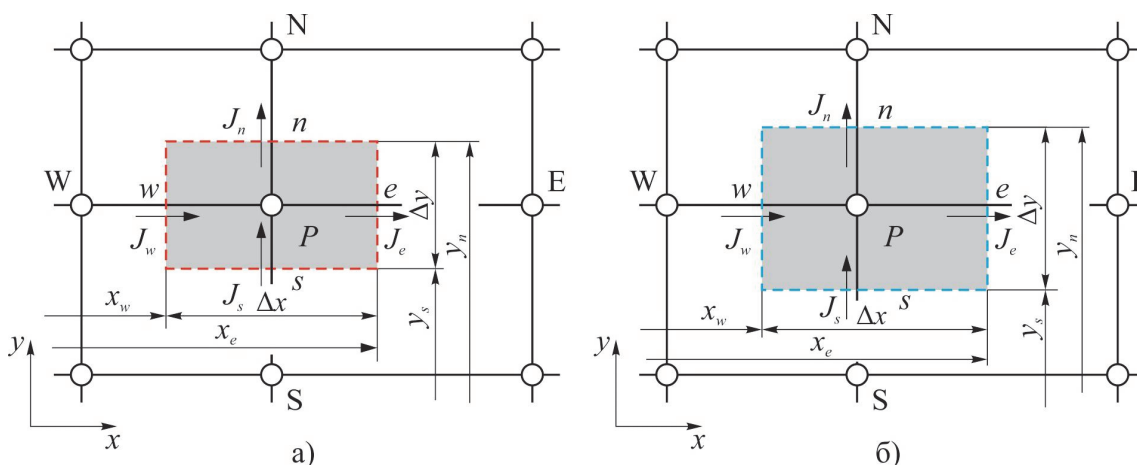
Таб. 5.1. Означавање у компасној нотацији коначне запремине (према Сл. 5.1).

Оса /axis/	Чвор /node/	Страница ћелије /cell-face /
$x (x_1)$	W (<i>West</i>) – E (<i>East</i>)	$w - e$
$y (x_2)$	S (<i>South</i>) – N (<i>North</i>)	$s - n$
$z (x_3)$	L (<i>Low</i>) – H (<i>High</i>)	$l - h$
централни чвор P (<i>Point</i>)		

Просторна дискретизација интеграционог домена коначним запреминама може се вршити на два начина:

- а) дефинишу се странице ћелија, па се затим чвор смјести у центру ћелије и
- б) прво се дефинишу координате чворова ћелија, а затим се странице смјештају на средини између сусједних чворова.

Принципијелно, нумеричко рјешење не зависи од избора начина дискретизације, али ипак је први начин због чињенице да се чворови ћелија увијек налазе у средишту контролне запремине без обзира колико је мрежа неуниформна, нешто бољи од другог.



Сл. 5.2. Геометријске карактеристике коначне запремине у ортогоналном координатном систему (дводимензионално): а) ћелија са централним чвором и б) ћелија са централним страницама

Геометријске карактеристике које ће се користити у даљњем дискретизационом поступку: запремина ћелије, просторна површина ћелије, растојање између чворова и страница, могу се одредити на основу дефинисане интеграционе мреже (координате страница и чворова) и дају се у наставку [98].

$$\text{Растојање чворова: } \delta x = (x_E - x_P), \delta y = (y_N - y_P) \text{ и } \delta z = (z_H - z_P)$$

$$\text{Растојање страница: } \Delta x = (x_e - x_w), \Delta y = (y_n - y_s) \text{ и } \Delta z = (z_h - z_l)$$

$$\text{Запремина ћелије: } V^{geom} = (x_e - x_w)(y_n - y_s)(z_h - z_l) = \Delta x \Delta y \Delta z$$

Ради сажетијег писања уводимо појмове:

узводних $(cf)_1 = w, s, l$ и низводних $(cf)_2 = e, n, h$ страница.

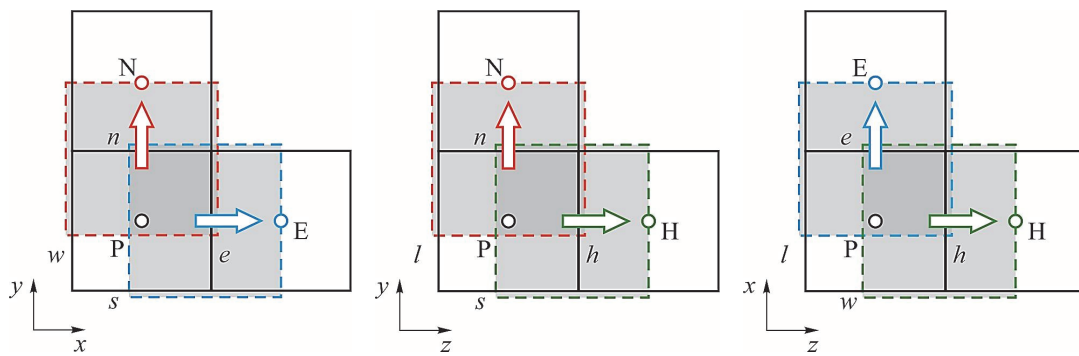
$$\text{Површине страница ћелија: } A_e^{geom} = \Delta y \Delta z, A_n^{geom} = \Delta x \Delta z, A_h^{geom} = \Delta y \Delta x, \dots$$

Ефективне (расположиве) површине које одговарају стварној струјној слици не треба да буду увијек идентичне геометријским величинама. Ефективне струјне површине страница и запремина ћелија су пропорционалне геометријским величинама са коефицијентом пропорционалности β . Овај фактор пропорционалности се узима као фактор порозности, а има вриједност у интервалу 0–1. Страница или ћелија може бити потпуно блокирана $\beta = 0$ или потпуно слободна $\beta = 1$. Фактор порозности се дефинише (одређује) за сваку ћелију, па код сложених геометријских конфигурација могу се увести као помоћне зависно промјенљиве величине. На основу изложеног ефективна површина и запремина ћелије је: $A_{cf} = \beta_{cf} \cdot A_{cf}^{geom}$ и $V = \beta_V \cdot V^{geom}$.

Принцип методе коначних запремина је да се у оквиру једне контролне запремине задовољавају сви биланси. Због тога је од посебне важности прорачун флуkseва на границама контролних запремина/ћелија. На овај начин је неподесно израчунавање брзина струјања у дефинисаним чворовима, јер би се брзине на границама (на основи којих се израчунавају конвективни флуkseви) одређивале интерполацијом брзина у чворовима. Да би се овај проблем превазишао

примјењује се концепт помјерене мреже (*Staggered Grid*) и на тај начин се избјегава потреба за интерполацијом. Овај концепт за компоненте брзине први пут су користили Харлоу (*Harlow*) и Велч (*Welch*) [129], а представља и основу SIMPLE процедуре Патанкара и Спалдинга (*Spaldinga*) (1972) [98, 127].

Идеја овог концепта је да се све зависно промјенљиве Φ не одређују за исте мрежне чворове. Тако се компоненте брзина рачунају за чворове у ћелијама које су за половину основних ћелија помјерене у позитивном правцу координатних оса.



Сл. 5.3. Коначне запремине у помјереној мрежи

На Сл. 5.3. су дати детаљи помјерене мреже. Основне ћелије су приказане пуним линијама, а њима припадајући централни чворови тачкама. У овим чворовима се одређују скаларне промјенљиве: густина, притисак, температура, кинетичка енергија, дисипација кинетичке енергије итд. Помјерене ћелије, за одређивање компоненти брзине, су приказане испрекиданим линијама и осјенчене са означеним припадајућим централним чворовима. Компоненте брзина се одређују за овако помјерене ћелије. На основу ове концепције, компоненте брзина су лоциране тачно на страницама основних ћелија и управне су на њих, што омогућује тачно одређивање конвективних флуксева на страницама ћелија. На овај начин и сила настала услед разлике притисака између сусједних чворова основне мреже лако се уноси у једначине за количину кретања јер су компоненте брзине лоциране на страницама, тј. између сусједних чворова.

5.2. ПОСТУПАК ДИСКРЕТИЗАЦИЈЕ ПАРЦИЈАЛНИХ ДИФЕРЕНЦИЈАЛНИХ ЈЕДНАЧИНА МЕТОДОМ КОНАЧНИХ ЗАПРЕМИНА

Интеграљење генералне диференцијалне једначине (5.1) може се извршити по произвољно изабраној коначној запремини ν_p . Као резултат овог интеграљења, долази се до генералне диферентне једначине [98]:

$$a_P \Phi_P = a_W \Phi_W + a_E \Phi_E + a_S \Phi_S + a_N \Phi_N + a_L \Phi_L + a_H \Phi_H + b \quad (5.7)$$

Коефицијенти генералне диферентне једначине a_{Nb} се дефинишу на основу критеријума адекватног физичког третмана феномена које диференцијалне једначине (5.1) описују из услова нумеричке стабилности рјешења:

- Израз за било који флуks кроз дату страницу ћелије мора бити идентичан за обје ћелије којима припада дата страница;
- Код разматрања конвективних и дифузионих процеса преноса материје, количине кретања и топлоте, вриједности промјенљиве Φ у централном чвору P је функција исте промјенљиве у сусједним чворовима. Суштина физичких процеса конвекције и дифузије указује да повећање вриједности Φ у сусједним чворовима што треба да доведе до повећања вриједности Φ у централном чвору P и обрнуто. Може се закључити да коефицијенти a_{Nb} треба да имају исти знак (позитиван или негативан). Усвојено је да коефицијенти буду позитивни;
- Линеаризација изворног члана S_ϕ може довести до нестабилног рјешења ако је коефицијент a_p негативан. Због тога претходно правило важи и за овај коефицијент, а то доводи до опадајућег карактера линеарне форме изворног члана.

Форма коефицијената a_{Nb} зависи од начина дискретизације, тј. од типа диферентне схеме. Изразе за ове коефицијенте дефинишу диферентне схеме, а овдје се даје општа форма коефицијената a_{Nb} :

$$a_E = D_e f(|Pe_e|) + \max[-C_e, 0] \quad (5.8)$$

$$a_W = D_w f(|Pe_w|) + \max[C_w, 0] \quad (5.9)$$

$$a_N = D_n f(|Pe_n|) + \max[-C_n, 0] \quad (5.10)$$

$$a_S = D_s f(|Pe_s|) + \max[C_s, 0] \quad (5.11)$$

$$a_H = D_h f(|Pe_h|) + \max[-C_h, 0] \quad (5.12)$$

$$a_L = D_l f(|Pe_l|) + \max[C_l, 0] \quad (5.13)$$

$$a_P^0 = \rho_P^0 \frac{v_P}{\Delta t} \quad (5.14)$$

$$a_P = a_W + a_E + a_S + a_N + a_L + a_H + a_P^0 + S_P v_P \quad (5.15)$$

$$b = S_C v_P + a_P^0 \Phi_P^0 \quad (5.16)$$

У претходној формулацији коефицијената a_{Nb} , конвективни и дифузиони флуksеви су означени са C_{cf} и D_{cf} , а дефинишу се изразима:

$$C_{cf} = (\rho U)_{cf} A_{cf} \quad (5.17)$$

$$D_{cf} = \frac{\Gamma_{cf} A_{cf}}{\delta(x_i)_{cf}} \quad (5.18)$$

Реслет-ов број је дефинисан за сваку страницу коначне запремине као однос конвективног и дифузионог флуksа, тј. $Pe_{cf} = C_{cf} / D_{cf}$. Сада се генерална диферентна једначина (5.7) може написати у компактној форми:

$$a_P \Phi_P = \sum a_{Nb} \Phi_{Nb} + b \quad (5.19)$$

Бездимензијски коефицијенти $f(|Pe_{cf}|)$ су функције Пеклеовог (*Peclet*) броја за посматрану ћелију, а форма зависи од диферентне схеме.

Најчешће се као основна диферентна схема користи хибридна диферентна шема (*Hybrid Difference Scheme – HDS*), а гдје има физичког смисла узводна диферентна схема (*Up-wind Difference Scheme – UDS*). Ове диферентне схеме су детаљно објашњене у литератури [98, 127, 128] па их нећемо овдје објашњавати. Нагласићемо да хибридна диферентна схема (*HDS*), даје добре резултате за широк дијапазон вриједности Пеклеовог броја, па се зато користи у већини рачунарских програма као основна диферентна схема.

У овом раду се користи хибридна схема, као комбинација централног ($-2 \leq Pe \leq 2$) и узводног диференцирања ($Pe < -2$ и $Pe > 2$). Према хибридној схеми начин дискретизације зависи од вриједности Пеклеовог броја, $Pe = \rho U \Delta x / \Gamma_\phi$. Вриједности коефицијената диферентне једначине на границама коначних запремина, према овој схеми се дефинишу као комбинација конвективног и дифузионог коефицијента.

Конвективни и дифузиони флуksеви (5.17) и (5.18) се дефинишу на страницама коначних запремина, а коефицијенти a_{Nb} и вриједност Φ_{Nb} у чворовима. Види се да је потребно величине које су дефинисане на страницама коначних запремина изразити у функцији њихових вриједности у чворовима који окружују посматрану страницу ћелије. Ово је и највећа потешкоћа у процесу дискретизације методом коначних запремина.

5.3. SIMPLE ПРОРАЧУНСКИ АЛГОРИТАМ

Користећи номенклатуру помјерених ћелија, може се извршити дискретизација једначина количине кретања. Оне се могу рјешавати само ако је познато тачно поље притиска P или претпостављено P^* . При томе је $P = P^* + P^+$, а P^+ је корекција притиска. Аналогно важи и за компоненте брзина. Начин дискретизације једначина количине кретања и њихово рјешавање дато је у литератури [98, 127], а као резултат се добијају изрази за компоненте брзине:

$$U_e = U_e^* + d_e (P_P^+ - P_E^+) \quad (5.20a)$$

$$V_n = V_n^* + d_e (P_P^+ - P_N^+) \quad (5.20б)$$

$$W_h = W_h^* + d_h (P_P^+ - P_H^+) \quad (5.20в)$$

гдје је: $d_e = A_e / a_e$, $d_n = A_n / a_n$ и $d_h = A_h / a_h$.

Да би се изрази (5.20) могли ријешити потребно је познавати корекцију притиска P^+ , која се може одредити само помоћу додатне једначине која се добија на основу једначине континуитета.

Једначина континуитета у дискретној форми [98]:

$$\frac{\rho_P - \rho_P^0}{\Delta \tau} \nu_P + (\rho UA)_e - (\rho UA)_w + (\rho VA)_n - (\rho VA)_s + (\rho WA)_l - (\rho WA)_h = 0 \quad (5.21)$$

Ако се у једначину (5.21) уврсти (5.20) и изврши груписање по промјенљивој P^+ , добија се једначина за корекцију притиска:

$$a_P P^+ = \sum a_{Nb} P_{Nb}^+ + b \quad (5.22)$$

са коефицијентима:

$$a_W = (\rho A)_w d_w, \quad a_E = (\rho A)_e d_e \text{ и даље респективно,} \quad (5.23a)$$

$$a_P = \sum a_{Nb} \quad (5.23б)$$

$$b = \frac{\rho_P^0 - \rho_P}{\Delta \tau} \nu_P + (\rho U^* A)_w - (\rho U^* A)_e + (\rho V^* A)_s - (\rho V^* A)_n + (\rho W^* A)_l - (\rho W^* A)_h \quad (5.23в)$$

Форма једначине за корекцију притиска (5.22) је идентична форми опште диферентне једначине коначних запремина за промјенљиву Φ (5.19) и рјешава се

на исти начин. Члан b дат изразом (5.23в) је значајан за једначину континуитета (5.21), ако се рјешава са брзинама означеним звијездицама. Ако је $b = 0$, то значи да брзине и одговарајућа разлика $(P_p^+ - P_p)$ задовољавају једначину континуитета и није потребна даља корекција притиска. Члан b формулисан на овај начин представља додатни „нумерички извор масе“ који корекција притиска мора минимизирати, јер су само тада једначине за количину кретања и једначина континуитета истовремено задовољене, а поље притиска и поље брзина тачно одређени.

Овим поступком формулисан је алгоритам рјешавања струјног поља, односно спрезање једначина континуитета и количине кретања изведено је преко једначине за корекцију притиска (релативни притисак). Овај алгоритам је познат у литератури под називом SIMPLE алгоритам, *Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations* [98, 127, 128]. Ову процедуру су описали Патанкар, Спалдинг, Карето (*Caretto*) и Госман (*Gosman*) [124, 125, 126]. На Сл. 5.4. дат је дијаграм тока SIMPLE алгоритма [98, 127], а затим и кратак преглед овог алгоритма [98].

1. Претпоставља се поље притиска P^* (инцијализација поља притиска прије итеративне процедуре, односно резултат претходне итерације);
2. Одређују се коефицијенти диферентне једначине количине кретања и рјешавају диферентне једначине количине кретања:

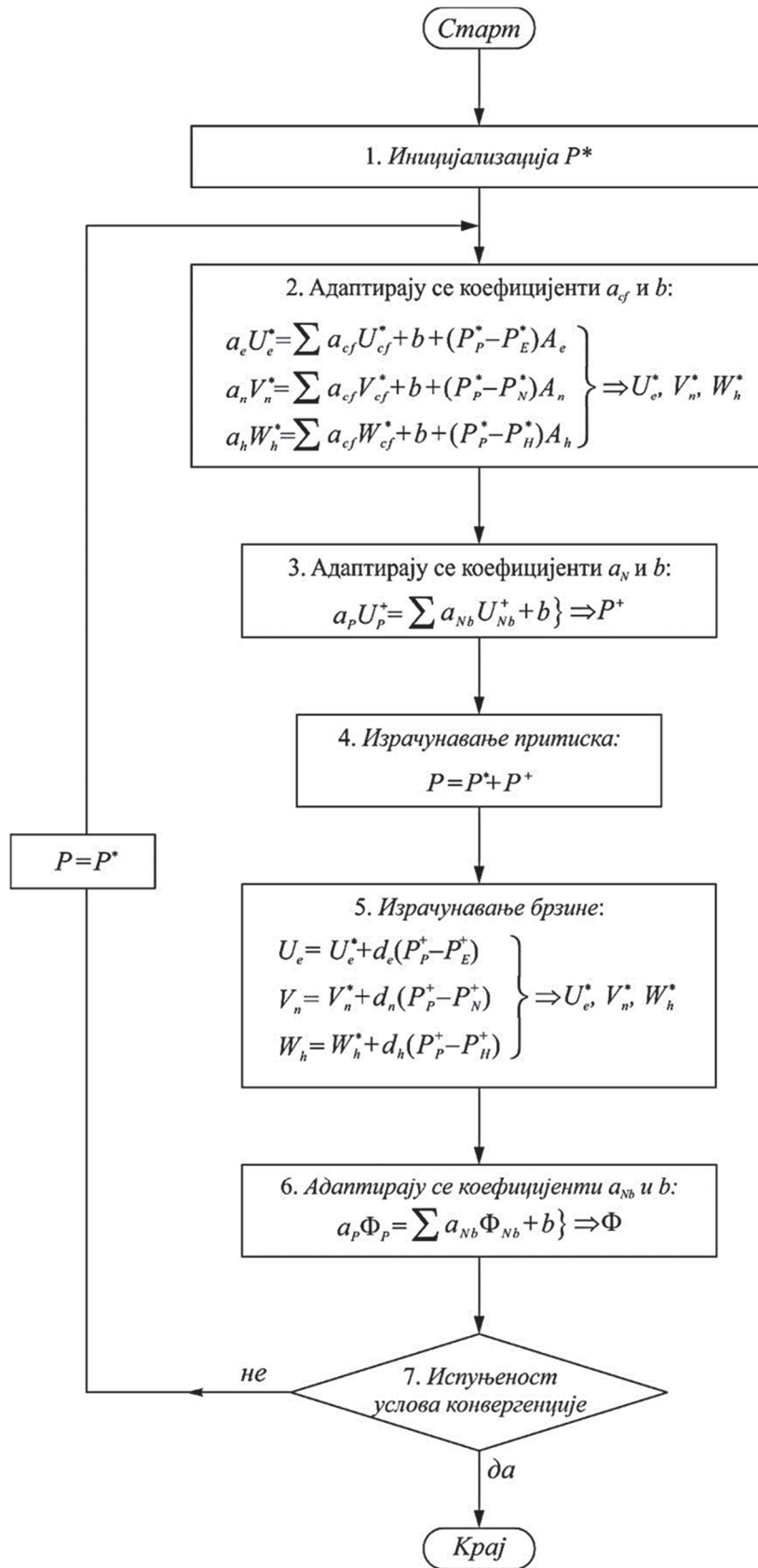
$$a_e U_e^* = \sum a_{cf} U_{cf}^* + b + (P_p^* - P_E^*) A_e$$

$$a_n V_n^* = \sum a_{cf} V_{cf}^* + b + (P_p^* - P_N^*) A_n$$

$$a_h W_h^* = \sum a_{cf} W_{cf}^* + b + (P_p^* - P_H^*) A_h$$

с циљем да се добију вриједности за U^* , V^* и W^* ;

3. Одређују се коефицијенти диферентне једначине корекције притиска a_{Nb} , b и рјешава се једначина $a_p P_p^+ = \sum a_{Nb} P_{Nb}^+ + b$ да се добије корекција P^+ ;
4. Израчунава се притисак додавањем корекције претпостављеној вриједности $(P = P^* + P^+)$;



Сл. 5.4. Дијаграм тока SIMPLE алгоритма

5. Израчунавају се брзине U , V и W , на основу U^* , V^* и W^* и корекције притиска P^+ (образац 5.20);
6. Одређују се коефицијенти генералне диферентне једначине коначних запремина a_{Nb} , b и рјешавају једначине за остале промјенљиве Φ (као што су T, k, ε, \dots) које директно утичу на струјно поље, преко карактеристика флуида, изворног члана итд. и
7. Провјерава се услов конвергенције, који може бити задат на више начина (R_0 или број итерација), нпр. $|R| = \sum a_{Nb} \Phi_{Nb} + b - a_P \Phi_P \leq R_0$. Ако није задовољен услов конвергенције, израчуната вриједност притиска се проглашава за P^* , а процес се враћа на секвенцу број два. Итеративни процес се одвија све док се не постигне конвергентно рјешење.

5.4. РЈЕШАВАЊЕ СИСТЕМА ДИФЕРЕНТНИХ ЈЕДНАЧИНА

Диферентне једначине коначних запремина (5.19) формирају систем алгебарских једначина. Систем има једначина колико има чворова. Граничним условима број једначина се редукује на унутрашње чворове. За рјешавање оваквих система користе се директне и итеративне методе. Од директних метода најпознатија је метода Гаусове елиминације. Ова метода се користи за једнодимензијске случајеве, а карактерише је врло ефикасан алгоритам, познат као тридијагонални матрични алгоритам (ТДМА). За дводимензијске и тродимензијске просторе, ефикасност ових метода је мала и прорачуни врло дуго трају, па се за ове случајеве користе итеративне методе као много ефикасније. Постоји велик број итеративних метода различитих карактеристика: брзине конвергенције рјешења, тачности, потребне меморије рачунара итд. Код рјешавања система диферентних једначина коначних запремина најчешће се користе методе итерације: тачка по тачка, линија по линија или блок корекција [98].

Метода итерације тачка по тачка (*point by point*) је најједноставнији итеративни метод Гаус-Сидела (*Gauss-Sidel*). Вриједност Φ се одређује у сваком чвору прорачунске мреже према унапред дефинисаном редосљеду. У меморији рачунара се држи само један сет вектора непознатих величина. Начин на који се

мијењају вриједности Φ у меморији описаћемо у наставку. Размотрићемо рјешавање генералне диферентне алгебарске једначине, написане у компактној форми:

$$a_p \Phi_p = \sum a_{Nb} \Phi_{Nb} + b \quad (5.24)$$

Вриједност промјенљиве Φ_p у тренутно посјећеном чвору је:

$$\Phi_p = \frac{\sum a_{Nb} \Phi_{Nb}^* + b}{a_p} \quad (5.25)$$

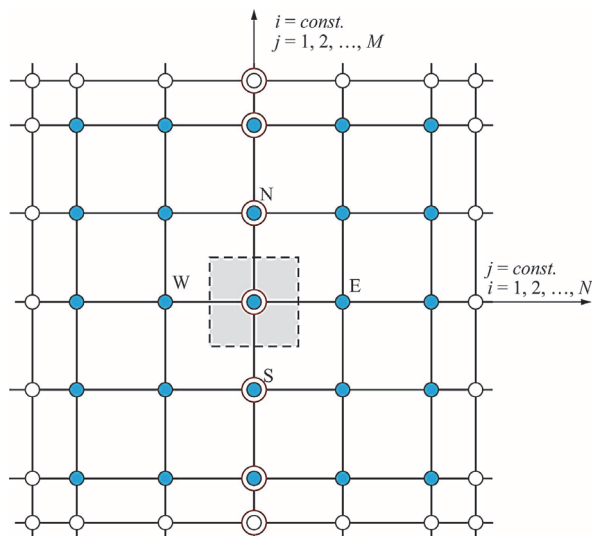
гдје је Φ_{Nb}^* вриједност промјенљиве у сусједним чворовима које се тренутно налазе у меморији. За чворове који су већ били посјећени у текућој итерацији, Φ_{Nb}^* су нове вриједности из претходне итерације. Може се десити да итеративни процес дивергира. Проблем се појављује у (не)оствареном критеријуму стабилности рјешења.

Критеријум стабилности Гаус-Сиделове итеративне методе *Scarborough* је дефинисао на сљедећи начин:

$$\left. \begin{array}{l} \sum |a_{Nb}| \leq 1 \text{ за све једначине} \\ |a_p| < 1 \text{ бар за једну једначину} \end{array} \right\} \quad (5.26)$$

Овај услов је довољан за сигурну конвергенцију. У неким случајевима није и неопходан. Како се *Gauss-Sidel*-ова метода не користи често за рјешавање система диферентних једначина конзервације, нећемо се упуштати у анализу *Scarborough*-овог критеријума [98].

Методом итерација линија по линија (*line by line method*) рјешавају се диферентне једначине коначних запремина дуж једне линије методом ТДМА. При томе се вриједности промјенљиве Φ у сусједним чворовима који не припадају тој линији сматрају познатим. На Сл. 5.5. шематски су приказане линије интеграције. Укратко ћемо приказати ову методу на дводимензијском примјеру, а једноставном аналозијом се може примјенити на тродимензијски простор.



Сл. 5.5. Линије интеграције

Посматрајмо диферентну једначину:

$$a_P \Phi_P = a_W \Phi_W + a_E \Phi_E + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + b \quad (5.27)$$

Примјеном ове методе на мрежне линије дуж y -осе ($i = \text{const.}$ и $j \in (1, M)$), претпоставља се да су вриједности промјенљиве Φ у сусједним чворовима дуж линије у x -правцу, Φ_E и Φ_W познати, па диферентна једначина има облик:

$$a_P \Phi_P = a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + (a_E \Phi_E^* + a_W \Phi_W^* + b^*) \quad (5.28)$$

гдје су претпостављене вриједности означене звијездицом, а израз у загради се сматра привремено познатим. Сада се претходна форма диферентне једначине коначних запремина своди на псеудоједнодимензијску тридијагоналну форму:

$$A_j \Phi_{j-1} + B_j \Phi_j + C_j \Phi_{j+1} = D_j \quad (5.29)$$

гдје текући индекс j означава чворове дуж линије у y -правцу, а коефицијенти A_j, B_j, C_j и D_j су познати, па се ТДМА метода може ефикасно употријебити. Из израза (5.28) и (5.29) може се лако уочити да је:

$$A_j = -a_S, B_j = a_P, C_j = -a_N, D_j = a_E \Phi_E^* + a_W \Phi_W^* + b^* \quad (5.30)$$

Претпостављене вриједности Φ^* у првој итерацији се узимају на основу задатог инцијалног поља вриједности Φ , а у наредним итерацијама се узимају из претходне или текуће итерације. Нека је m текућа итерација, онда би један од могућих начина рјешавања система (5.29) могао бити:

$$A_j^{m-1} \Phi_{j-1}^m + B_j^{m-1} \Phi_j^m + C_j^{m-1} \Phi_{j+1}^m = D_j^{m-1} \quad (5.31)$$

Даље се описани поступак понавља за сљедећу линију константног индекса i , док се прође комплетан прорачунски домен, чиме је једна итерација по једном индексу завршена. Послије тога се поступак понавља за линије у x -правцу ($j = const.$). За тродимензијске случајеве овај поступак се понавља за линије у z -правцу ($k = const.$). На тај начин је једна итерација по свим индексима завршена. Поступак се понавља док се не задовоље услови конвергенције – задовољавајућа тачност нумеричког рјешења.

До сада је узимано да вриједи претпоставка да је систем диферентних једначина коначних запремина линеаран, тј. да су коефицијенти a_{Nb} константни. Принципијелно, осим врло једноставних случајева, систем диферентних једначина коначних запремина је нелинеаран, односно коефицијенти a_{Nb} су функције промјенљиве Φ . Промјенљива Φ има различита физичка значења, па коефицијенти једне промјенљиве могу зависити и од других промјенљивих Φ . Проблем нелинеарности и међузависности коефицијената a_{Nb} рјешава се на нивоу итерације. У наредној итерацији коефицијенти a_{Nb} се поново прерачунавају (адаптирају) на основу новоизрачунате вриједности Φ . Поступак се понавља до постизања конвергентног рјешења. Види се да се коначно рјешење система нелинеарних и међузависних диферентних једначина коначних запремина добија преко великог броја међурјешења номинално линеарних и независних алгебарских једначина.

Брзина конвергенције рјешења итеративне методе линија по линија се може повећати методом блок корекција. Ова метода је детаљно објашњена у литератури [97] и овдје се неће посебно објашњавати.

5.5. РЕЛАКСАЦИЈА И КОНВЕРГЕНЦИЈА НУМЕРИЧКИХ РЈЕШЕЊА

Може се десити да итерациони поступак не доведе до конвергентног рјешења. Наиме, врло често током итеративног поступка вриједности промјенљиве Φ , од итерације до итерације, осцилују или попримају физички нереалне вриједности. Развијено је више нумеричких техника за превазилажење овог проблема, а све се базирају на смањењу наглих промјена вриједности коефицијената a_{Nb} из итерације у итерацију, односно на контролу промјене вриједности промјенљиве Φ . Ове технике су познате као релаксационе технике.

Најпознатија је линеарна релаксација. Ова метода је детаљно описана у литератури [98], па ћемо овдје указати само на основну поставку ове методе. Карактерише је увођење параметра релаксације α у општи израз једначине коначних запремина. Важно је напоменути да коначно конвергентно рјешење ($\Phi_p = \Phi_p^*$) не зависи од вриједности параметра конвергенције. За вриједности $\alpha \in (0,1)$, успорава се промјена промјенљиве Φ током итеративног поступка, па се у овом случају ради о подрелаксацији. Ако би вриједност параметра релаксације била $\alpha > 1$, онда би промјена Φ вриједности током итеративног поступка била бржа него у регуларном поступку, па се радило о надрелаксацији. Стабилизација итерационог поступка у овом раду је постигнута техником подрелаксације.

Због итеративне природе рјешавања поља промјенљивих дошло је до потребе дефинисања одређених критеријума за достигнуто конвергентно рјешење. Ови критеријуми конвергенције најчешће зависе од природе проблема и циља прорачуна. Током итеративних процеса прате се промјене физичких величина које су доминантног значаја за дати случај. Итеративни процес се сматра завршеним када промјена вриједности праћених параметара између двије узастопне итерације буде мања од неког унапред задатог броја (мали број).

Може се пратити промјена свих параметара у изабраној контролној запремини. Промјене параметара се изражавају процентуално, у односу на локалну вриједност или неку референтну вриједност параметара. Грешка се чини ако се за мјеродавну узме локална вриједност параметара у случају када су им

вриједности блиске нули, а њихова промјена је још мања. Међутим, изражено процентуално она може бити велика, са позитивним и негативним знаком, тако да указује да је рјешење далеко од конвергентног и да је осцилаторног карактера, иако је рјешење практично достигнуто. С друге стране, ако су уведене подрелаксационе технике, због малих промјена параметара у узастопним итерацијама, може се створити лажан утисак о достигнутој конвергенцији, јер подрелаксација то чини на вјештачки начин, док је рјешење далеко од конвергентног. Поузданији критеријум конвергенције је испитивање колико локалне вриједности задовољавају диферентне једначине коначних запремина. За сваку коначну запремину може се установити грешка, односно резидуал (остатак) промјенљиве Φ :

$$R_{\Phi} = \sum a_{Nb} \Phi_{Nb} + b - a_P \Phi_P \quad (5.32)$$

За тачно рјешење (идеалан случај) је $R_{\Phi} = 0$ у свим коначним запреминама и за све промјенљиве Φ . Међутим, практично се поставља критеријум конвергенције: $\max |R_{\Phi}| < R_0$, гдје је R_0 унапријед задати мали број.

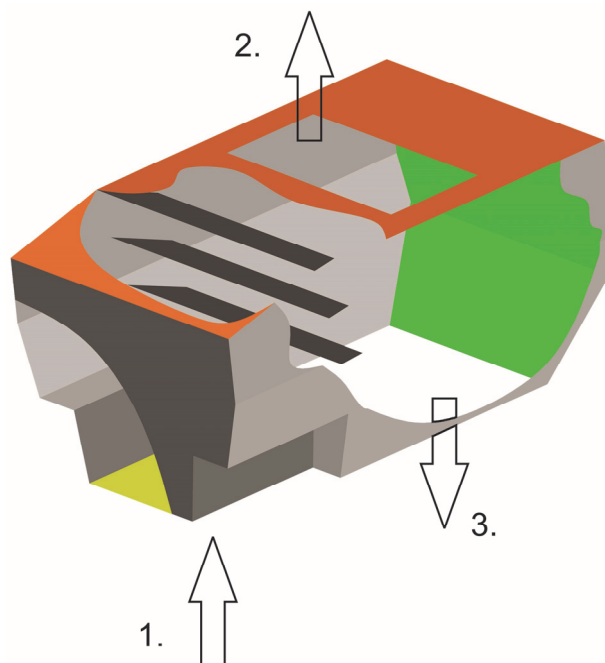
Ако се умјесто у једној коначној запремини прати промјена параметара у цијелом струјном простору, онда се поставља критеријум конвергенције, да нормализована сума резидуала свих контролних запремина у струјном простору за неку промјенљиву Φ буде мања од неке мале вриједности, нпр. $R_{ref} = 10^{-3}$. За нормализацију резидуала компоненти брзине U, V, W резидуал се дијели количином кретања гаса на улазу у струјни простор M_{ul} [25]:

$$R_U = \frac{\sum |R_U|}{M_{ul}}, \quad R_V = \frac{\sum |R_V|}{M_{ul}} \quad \text{и} \quad R_W = \frac{\sum |R_W|}{M_{ul}}. \quad (5.33)$$

6. ПОСТУПАК ПРОРАЧУНА СТРУЈАЊА У СЕПАРАТОРУ УГЉЕНОГ ПРАХА

Математички модел тродимензионалног двофазног струјања у сепаратору угљеног праха, представљен у четвртом поглављу тестиран је нумеричким поступком приказаним у петом поглављу. Тестирање је извршено на сепаратору инерцијаног типа, а његов изометријски изглед дат је на Сл. 6.1. Овај сепаратор је саставни дио постројења за припрему угљеног праха са вентилаторским млином VML 210.50 на парном котлу блока 3 ТЕ „Тузла“. Резултати прорачуна су поређени са измјереним експерименталним вриједностима на постројењу у раду.

Количина горива и флуида (топли и хладни рециркулисани гасови, загријани ваздух) је добијена контролним мјерењем и прорачуном за сагоријевање угља „Дубрава“ чије су основне карактеристике дате у Таб. 6.1. Обрађена су два узорка угља који је коришћен при испитивању. Код главног испитивања узет је узорак угља I, код два контролна испитивања узорак II. Техничка и елементарна анализа ових узорака је дата у Таб. 6.1. Густина гасовитих продуката сагоријевања је израчуната за дати састав угља.



Сл. 6.1. Реална геометрија струјног простора сепаратора угљеног праха вентилаторског млина VML 210.50;
1. Улаз аеросмјеше; 2. Излаз аеросмјеше; 3. Поврат честица у млин.

Таб. 6.1. Подаци о коришћеном угљу „Дубрава“ (радна маса) [130]

Величина	Ознака	Јединица мјере	Узорак I	Узорак II
Техничка анализа				
Влага	W^r	%	33,89	29,47
Пепео	A^r	%	22,47	28,36
Коксни остатак	К	%	40,91	45,55
Фиксни угљеник	C_{fix}	%	18,44	17,19
Испарљиво		%	25,19	24,97
Сагорљиво		%	43,63	42,17
Доња топлотна моћ	H_d	kJ / kg	10 262	9 631
Елементарна анализа				
Угљеник	C^r	%	27,04	26,13
Водоник	H^r	%	3,09	2,98
Сумпор сагорљиви	S_{sag}^r	%	0,30	0,29
Азот	N^r	%	0,50	0,49
Кисеоник	O^r	%	12,71	12,28
Остали подаци о угљу				
Ксилити укупно		%	27,97	30,58
Ксилити тешко мељиви		%	23,14	24,34
Мељивост		HGI	44,40	47,60
Густина угљене материје	$\rho_{ug.mat.}$	kg/m^3	1440	
Густина гасовитих продуката сагоријевања	ρ_{g_o}	kg/m^3	1,26	

6.1. ДЕФИНИСАЊЕ ГЕОМЕТРИЈЕ И НУМЕРИЧКА МРЕЖА

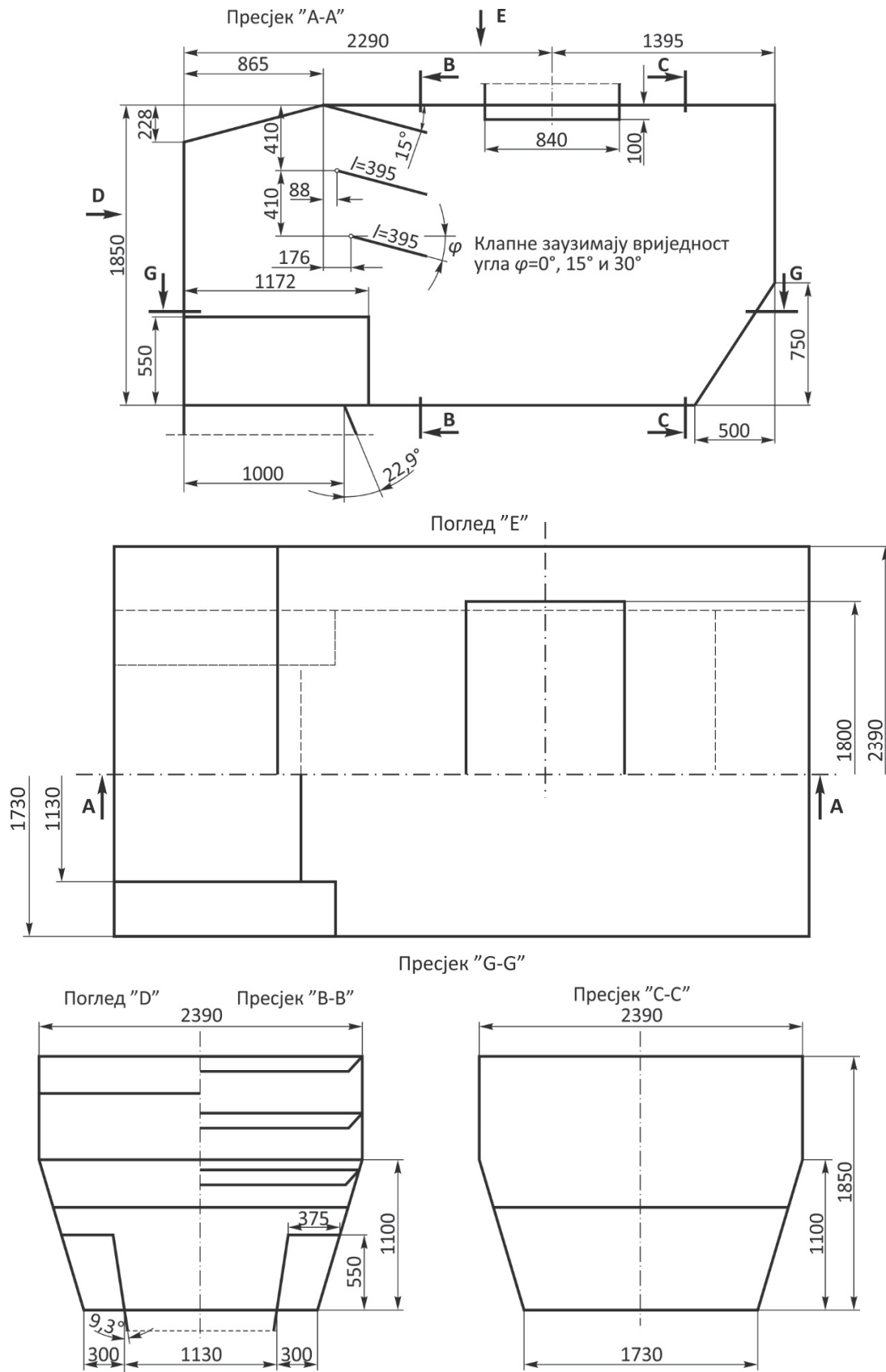
Технички цртеж реалне геометрије струјног простора сепаратора угљеног праха дат је на Сл. 6.2. На овом цртежу, поред облика дате су и тачне мјере струјног простора млинског сепаратора. Аеросмјеша, односно угљени прах и транспортни гас, у сепаратор долази из вентилаторског млина. Улазни пресјек је правоугаоник димензија $1,0\text{ m} \times 1,8\text{ m}$. Три стијенке доводног канала аеросмјеше су окомите на раван улазног пресјека, а бочна десна стијенка је коса под углом од $22,90^\circ$ у односу на вертикалу. На свом путу од улаза до излаза аеросмјеша наилази на ред клапни, који се састоји од једне непокретне и двије регулационе покретне клапне.

Непокретна клапна се налази на врху струјног простора са нагибом од 15° , а двије регулационе клапне су испод непокретне клапне, на удаљености од ње и међусобно од 410 mm са промјенљивим углом нагиба у односу на хоризонталу ($z = const.$) од: 0° , 15° и 30° .

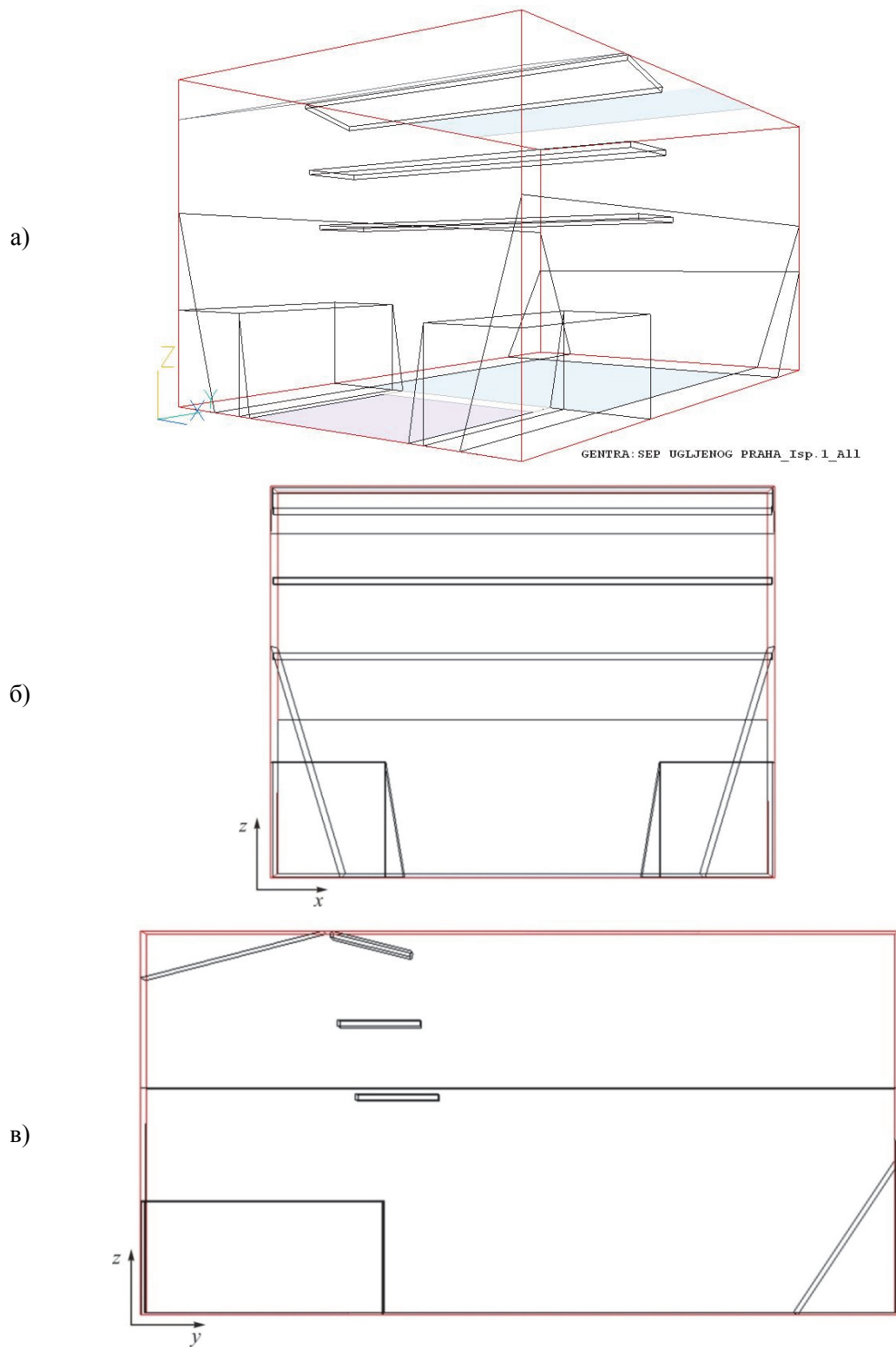
Честице величине мање од задане положајем клапни, излазе заједно са гасом кроз правоугаони отвор на плафону сепаратора величине 840 mm \times 1800 mm, а честице већих димензија се враћају у млин на доњи излаз из сепаратора.

Геометрија струјног простора сепаратора угљеног праха је моделована у софтверском програму PHOENICS и дата је на Сл. 6.3.

Избор нумеричке методе којом ће се дати проблем рјешавати одређује нумерички модел. Овдје је изабрана метода коначних запремина, која је детаљно описана у петом поглављу. Код формулисања нумеричког модела, потребно је извршити дискретизацију интеграционог домена на коначне запремине. Величине коначних запремина (ћелија) се дефинишу мрежним линијама и на тај начин се врши дискретизација домена. При генерисању мреже неопходно је водити рачуна о природи процеса који се разматра, па према потреби повећати густину мрежних линија на мјестима гдје се очекује највећи градијент разматраних физичких величина. Послије детаљне анализе, донесена је одлука да се повећа густина мрежних линија у подручју клапни. Размак мрежних линија у овом подручју је одређиван геометријском прогресијом и експоненцијалном расподјелом. Дефинисан је укупан број ћелија по x правцу $NX = 70$, по y правцу $NY = 116$ и по z правцу $NZ = 72$. Дефинисана нумеричка мрежа је приказана на Сл. 6.4.

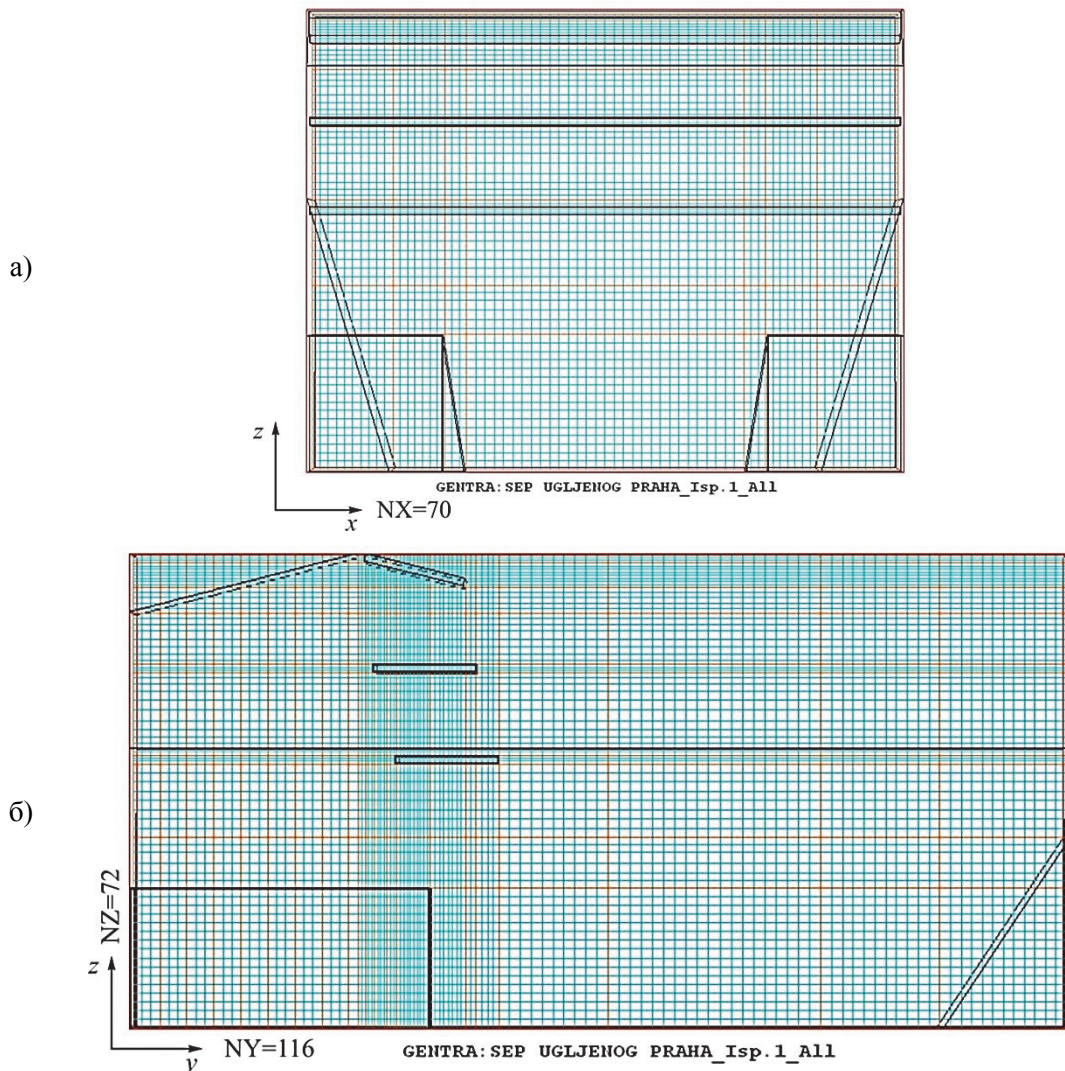


Сл. 6.2. Геометрија струјног простора сепаратора угљеног праха – технички цртеж



Сл. 6.3. Моделована геометрија струјног простора сепаратора угљеног праха у софтверском програму PHOENICS
 а) изометрија, б) x - z равн, в) y - z равн.

Нумеричком мрежом је покривен цијели простор сепаратора (у сва три правца: x , y , z), дакле и дијелови простора гдје нема струјања флуида (структурирана нумеричка мрежа), док у физичком простору тока ови дијелови не егзистирају. У итеративном поступку ови дијелови простора се узимају у обзир, па је потребно увести реално физичко стање. Зато се врши блокада ћелија које припадају дијеловима простора у којима нема струјања флуида, узимањем да је коефицијент порозности за њих $\beta_v = 0$. На овај начин итерације несметано пролазе преко ових дијелова простора, с тим да су у њима вриједности свих физичких параметара једнаке нули, што одговара физичкој реалности.



Сл. 6.4. Нумеричка мрежа сепаратора
а) у x - z равни, б) у y - z равни.

6.2. МЈЕРЕЊА И РЕЗУЛТАТИ МЈЕРЕЊА

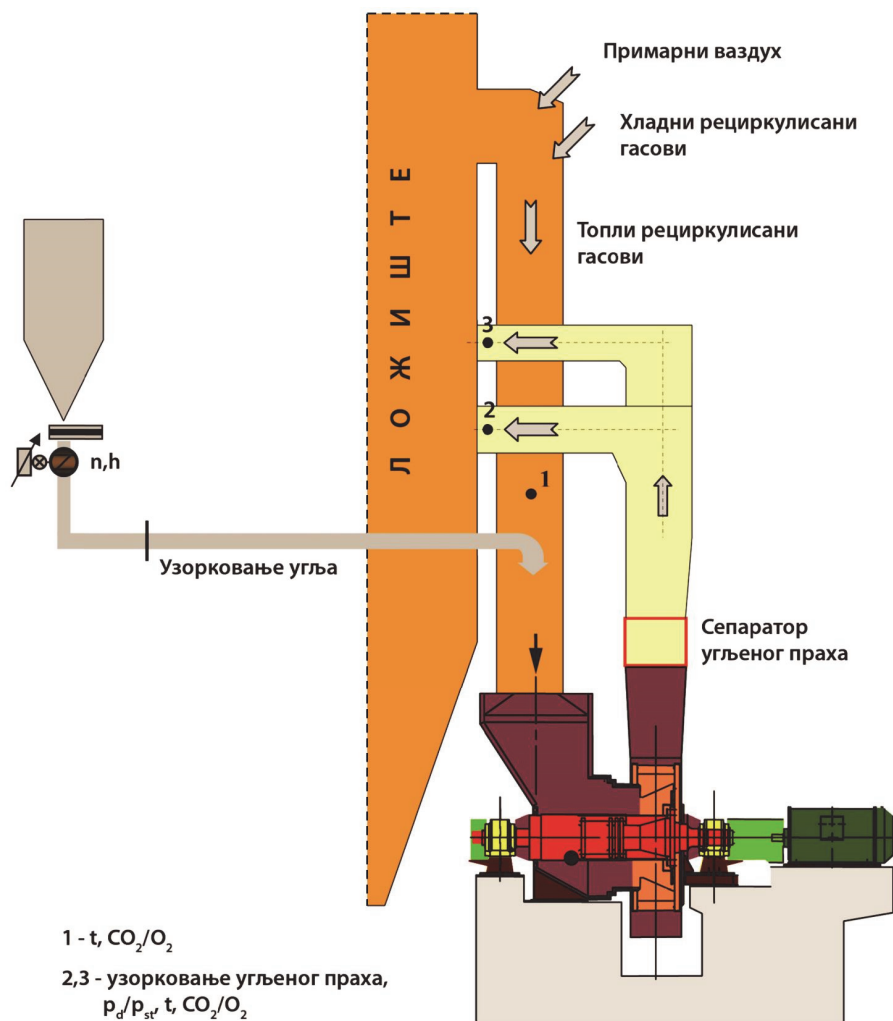
Сепаратор угљеног праха је саставни дио постројења за припрему угљеног праха са вентилаторским млином VML 210.50 на котлу блока III ТЕ „Тузла“. Котао је снабдјевен са шест вентилаторских млинова у оквиру постројења за припрему угљеног праха. Испитивање рада и мјерења су обављена на овом постројењу, а према схеми на Сл. 6.5. Прије мјерења ударно коло млина је било у погону око 600 радних часова [130].

Поред главног испитивања обављена су и два контролна испитивања при истим условима, колико је то могуће у реалном раду постројења. Циљ контролних испитивања је био да се потврде резултати главног испитивања као реални.

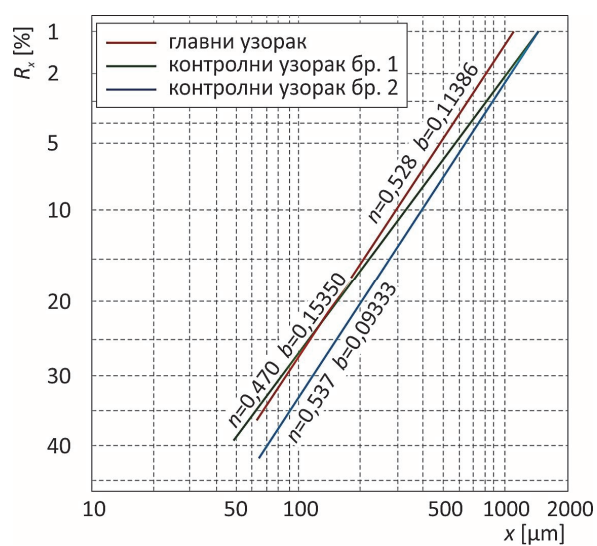
Количина угља је мјерена преко дозатора, скидањем са траке и преко угљеног праха. Узорци угља за техничку и елементарну анализу су узети са дозатора, а потребне анализе су вршене у овлашћеним лабораторијама према DIN нормама. Резултати мјерења су дати у Таб. 6.2.

Узимањем узорака дисперзне фазе изокинетичким сондама на мјерним мјестима бр. 2 и 3 установљен је гранулометријски састав дисперзне фазе, а усредњавањем је добијен гранулометријски састав дисперзне фазе на излазу из сепаратора. Температура аеросмјеше је одржавана константном од улаза до излаза из сепаратора.

Резултати мјерења су дати у Таб. 6.2. Дати су само резултати мјерења параметара који су релевантни за прорачун и поређење са резултатима симулације. Гранулометријска карактеристика угљеног праха на излазу из сепаратора (и за контролна испитивања), дата је дијаграмски у логаритамским координатама ($\log x - \log \ln \frac{100}{R_x}$) на Сл. 6.6.



Сл.6.5. Шема мјерних мјеста постројења за мљевање угљеног праха код испитивања [130]



Сл. 6.6. Гранулометријска карактеристика угљеног праха у логаритамским координатама

Таб. 6.2. Вриједности параметара измјерене при испитивању [130]

Параметар		Јединица мјере	Износ
Капацитет млина (установљен преко угљеног праха)		t/h	20,84
Остатак на сити R_{1000} / R_{90}	Доњи горионик	%	1,4 / 34,3
	Горњи горионик		1,1 / 22,9
	Излаз из сепаратора		1,27 / 29,35
Расподјела угљеног праха по каналима	Доњи горионик	%	56,55
	Горњи горионик		43,45
Температура сушећег гаса испред млина		°C	657,6 / 663,3
Садржај O ₂ у сушећем гасу испред млина		%	11,9 – 12,3
Температура аеросмјеше – доњи горионик		°C	162,2 – 168,6
Температура аеросмјеше – горњи горионик		°C	165,6 – 167,3
Садржај O ₂ у аеросмјешу – доњи горионик		%	13,7 – 14,2
Садржај O ₂ у аеросмјешу – горњи горионик		%	14,4 – 14,7
Проток носећег гаса у радним условима	Доњи горионик	m ³ / h	49 502
	Горњи горионик		53 935
	Излаз из сепаратора		103 428
Статички притисак	Испред ударног кола	Pa	(-448) – (-586)
	Испред канала аеросмјеше		15 – 122
	Доњи горионик		-187
	Горњи горионик		-160
	Потпритисак у ложишту		-525

6.2. ЗАДАВАЊЕ ГРАНИЧНИХ УСЛОВА

6.2.1. Гранични услови за гасну фазу

Проток гасне фазе (транспортни флуид) на улазу у сепаратор је добијен мјерењем при испитивању и износи у радним условима (температура гаса 166 °C):

$$\dot{V}_g = 103428 \text{ m}^3/\text{h} = 28,73 \text{ m}^3/\text{s}$$

Брзина гасне фазе је установљена у односу на површину улазног пресеја (1000 mm × 1130 mm) и износи:

$$U = \dot{V}_g / A_{ul.} = 28,73 / 1,13 = 25,425 \text{ m/s.}$$

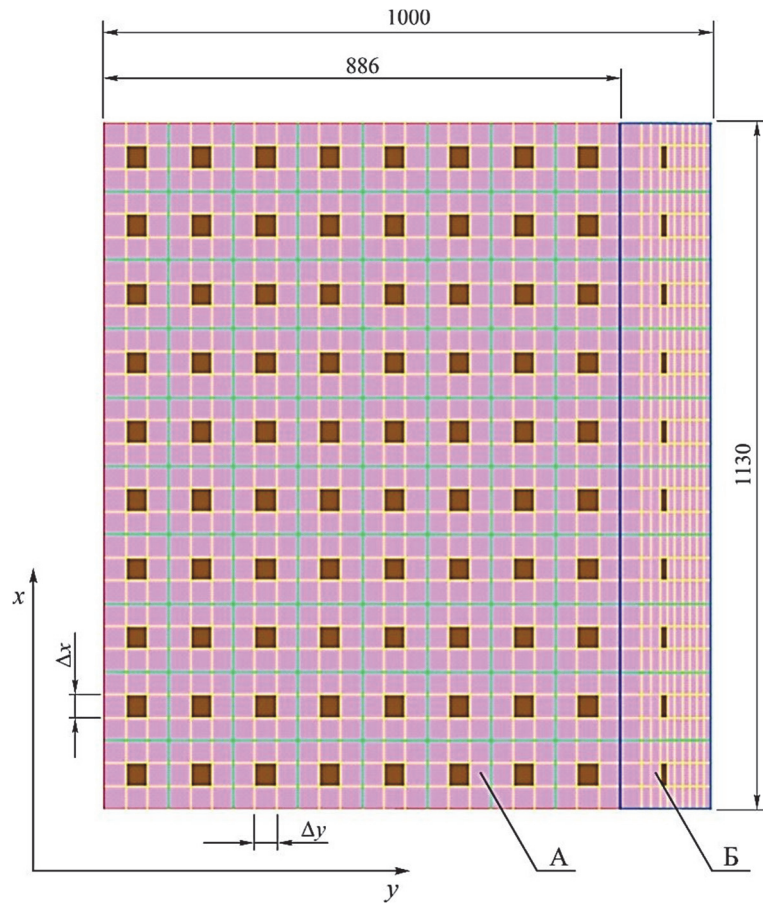
Улазни интензитет турбуленције (усвојено): 5 %.

$$\text{Рејнолдсов број у улазном пресеју: } R_{e,ul.} = \frac{U \cdot D_h}{\nu} = \frac{25,425 \cdot \frac{4 \cdot 1,13}{2 \cdot (1+1,13)}}{1,0 \cdot 10^{-5}} = 2,70 \cdot 10^6.$$

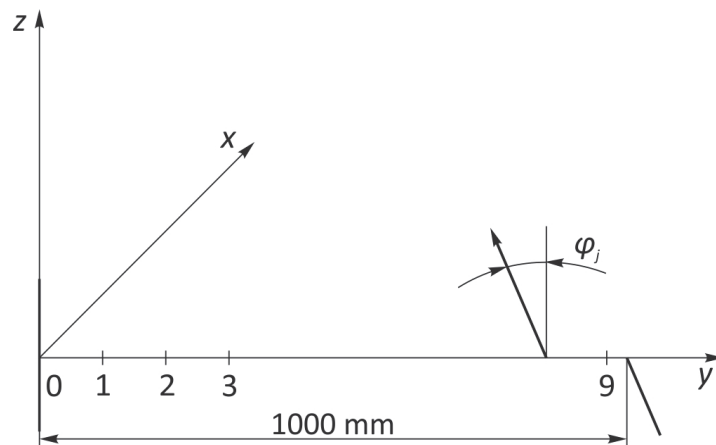
6.2.2. Гранични услови за дисперзну фазу

Улазни проток честица (угљени прах) је узет из резултата испитивања уз претпоставку да је циркулациони број $C_s = 1,80$. Како се ради о полидисперзном праху то се за улазни пресеј даје масена расподјела честица по фракцијама (класама). Ова расподјела је добијена из гранулометријског састава дисперзне фазе, на улазу у сепаратор. Због немогућности мјерења, гранулометријски састав дисперзне фазе, на улазу у сепаратор, дефинисан је према подацима из литературе [89], узимањем у обзир карактеристика угља и млина. Подаци о улазном протоку честица и масена расподјела честица по фракцијама (класама) су дати у Таб. 6.3.

Да би се одредила расподјела брзина честица у улазном пресеју, подијељен је у парцеле. Парцеле су груписане у два сектора А и Б, што је приказано на Сл. 6.7. Како је десна страна канала којим се доводи аеросмјеша од млина до улазног пресеја сепаратора под углом у односу на вертикалу, то се поред компоненте брзине у парцелама у правцу z појављује и аксијална компонента брзине у правцу y (Сл.6.8.). Израчунате компоненте брзине честица у парцелама по у правцу су дати у Таб. 6.4. При томе је узето да су брзине у свим парцелама у правцу x непромјењене и да се брзина честица по попречном пресеју парцеле не мијења.



Сл. 6.7. Улазни пресјек



Сл. 6.8. Брзина у улазном пресјеку

Таб. 6.3. Масена расподела честица по фракцијама угљеног праха на улазу у сепаратор угљеног праха

d [μm]	Класа	\dot{m} [kg/s]
< 90	1	4,178
90 – 200	2	1,544
200 – 500	3	1,854
500 – 1000	4	1,445
1000 – 5000	5	1,402
Укупно		10,422

Таб. 6.4. Компоненте брзине честица у парцелама по у правцу

Парцела по у оси j	φ_j [$^\circ$]	$U_{z,\varepsilon}$ [m/s]	$U_{y,\varepsilon}$ [m/s]	$U_{x,\varepsilon}$ [m/s]
1	11,2	25,999	-4,936	0
2	12,4	25,885	-5,457	0
3	13,5	25,771	-5,932	0
4	14,7	25,636	-6,449	0
5	15,8	25,503	-6,919	0
6	16,9	25,359	-7,387	0
7	18,0	25,207	-7,853	0
8	19,1	25,045	-8,315	0
9	22,9	24,416	-9,889	0

6.3. МОНИТОРИНГ КОНВЕРГЕНЦИЈЕ РЈЕШЕЊА

Током итеративног процеса (прорачуна) континуално је праћена постигнута тачност тј. вршен је непрекидно мониторинг конвергенције рјешења независно промјенљивих: притиска, три компоненте брзине, кинетичке енергије и дисипација кинетичке енергије. Критеријуми конвергенције могу бити: достигнути број итерација или постигнута тачност [98]. Овдје је узет критеријум постигнуте тачности. Начин вршења мониторинга се може најбоље објаснити преко резултата самог мониторинга једног теста, приказаног на Сл. 6.9. У лијевој се колони за сваку зависну промјенљиву величину прати вриједност у претходно изабраној ћелији. Критеријум за избор ћелије је највећа очекивана промјена параметара у тој ћелији. За овај тест је изабрана ћелија 35, 83, 59. Позиције изабране ћелије по свим тестовима су дате у Таб. 6.5. Промјене се прате са повећањем броја итерација. Индикација конвергенције рјешења је стабилизација независно промјенљивих, што се прати на лијевом дијаграму или у другој нумеричкој колони, гдје су приказане промјене нумеричких вриједности параметара у узастопним итерацијама занемарљиво мале.

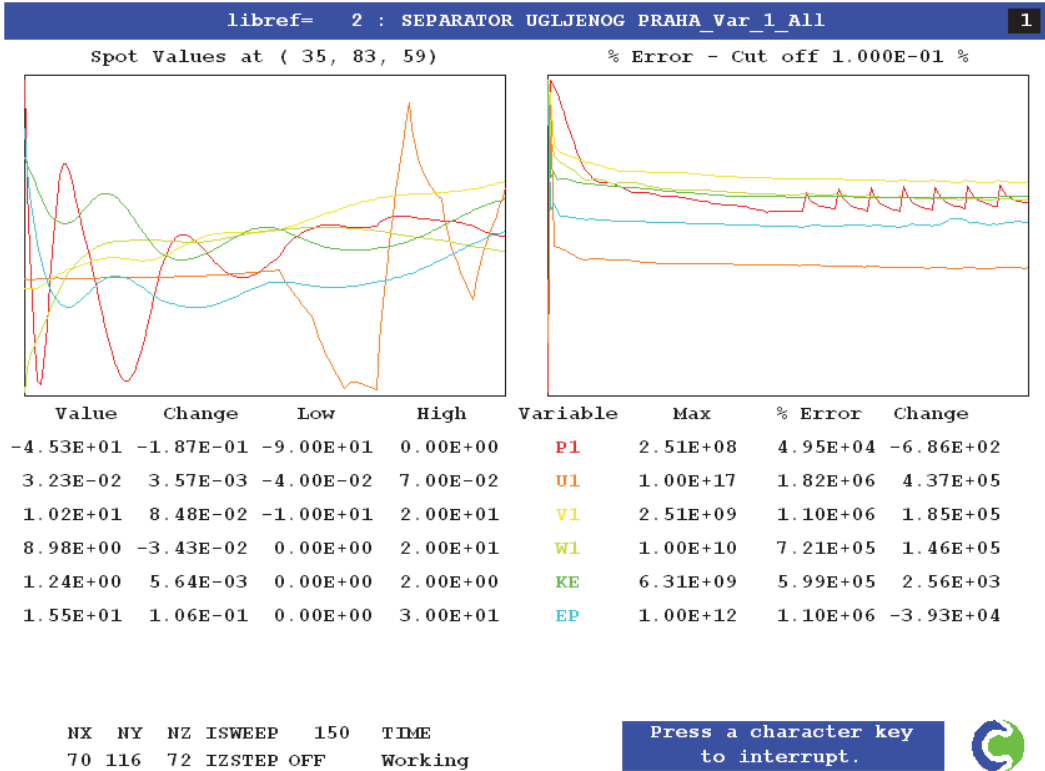
Таб. 6.5. Позиције изабране ћелије за праћење конвергенције

	Режим 1.				Режим 2.		
Тест	<i>i</i>	<i>j</i>	<i>k</i>	Тест	<i>j</i>	<i>k</i>	<i>k</i>
1	35	83	35	5	83	59	59
2	35	83	35	6	83	69	71
3	35	83	35	7	85	70	77
4	35	87	35	8	85	77	79

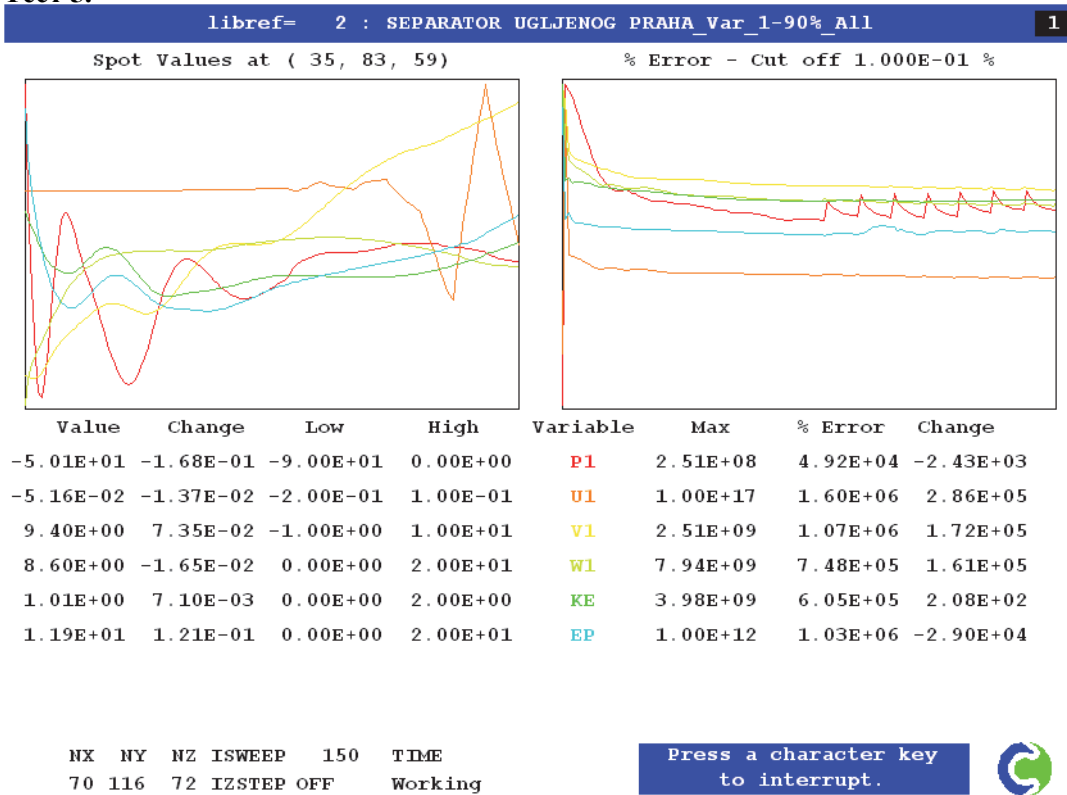
На дијаграму на десној страни се прати грешка узастопних итерација за сваки параметар, али као сума по свим ћелијама. Индикација конвергенције рјешења је стално смањивање грешке за све параметре, што се види на десном дијаграму или у другој нумеричкој колони. Мониторинг свих тестова је вршен на исти начин.

На Сл. 6.9. у сврху поређења дати су дијаграми мониторинга конвергенције рјешења за Тест 1. и Тест 5. (исти нагиб регулационих клапни, али различити режими рада).

Тест 1.



Тест 5.



Сл. 6.9. Мониторинг конвергенције рјешења за Тест 1. и Тест 5.

6.4. НАЧИНИ ПРЕДСТАВЉАЊА РЕЗУЛТАТА ПРОРАЧУНА

Резултати прорачуна тродимензионалног струјања двофазне смјеше (смјеша угљеног праха и гаса) у разматраном сепаратору угљеног праха представљени су графички и табеларно. Модел је тестиран за два режима рада, Режим 1. (номинално оптерећење) и Режим 2. (у односу на Режим 1 проток гаса је смањен на 90 %, а проток честица није мијењан). Сваки режим рада је тестиран за четири положаја покретних клапни: 0°, 15°, 30° и 45°, а резултати се приказују за сваки тест посебно. Тестови су означени бројевима од 1. до 4, односно 5. до 8, а према положају покретних клапни, респективно. Положај покретних клапни од 45° је узет у разматрање иако клапне не могу заузети овај положај, да би се могла процијенити евентуална оправданост реконструкције у овом правцу.

Посебно су дате трајекторије гасне и чврсте фазе за различите величине честица.

7. ПРЕЗЕНТАЦИЈА И ДИСКУСИЈА РЕЗУЛТАТА

Нумеричким прорачуном добијене су коначне вриједности физичких параметара: p , U , V , W , k и ε у свим ћелијама струјног простора сепаратора угљеног праха. Ове вриједности су добијене за два режима рада и четири положаја покретних клапни, односно за осам тестова. Поставља се питање на који начин приказати овако велик број података, а да то буде што разумљивије и употребљивије. Поред одговарајућих дијаграма, код нумеричке симулације уобичајено је приказивање дистрибуције компоненти брзине U , V , W , кинетичке енергије турбуленције k и њене дисипације ε у цијелокупном интеграционом домену, јер се на тај начин даје јасна и свеобухватна слика о дистрибуцији појединих параметара. У овом конкретном случају, поред дијаграма (Сл. 7.25 и 7.26), приказана је и дистрибуција брзине, трајекторије гасне фазе, трајекторије честица по класама (Сл. 7.1 – 7.22) у струјном простору сепаратора и концентрација честица чврсте фазе по класама у излазном пресеку (Сл. 7.23 и 7.24).

7.1. ОПИС ТЕСТОВА

Код симулације рада сепаратора угљеног праха при номиналном режиму рада (100 % проток гаса), у даљњем тексту Режим 1, извршена су четири теста. Тестови су вршени при различитим угловима нагиба покретних клапни. У физичком смислу угао нагиба покретних клапни може бити: 0° , 15° и 30° , што одговара извршеним тестовима 1, 2, 3 и 5, 6, 7. Тестови 4 и 8 су извршени са нагибом покретних клапни од 45° , што се физички не може урадити без реконструкције механизма за промјену угла нагиба. Циљ ових тестова је била анализа рада сепаратора код повећаног нагиба покретних клапни и оправданост реконструкције у том смислу.

При протоку гаса од 90 % од номиналног, у даљњем тексту Режим 2, симулиран је рад сепаратора угљеног праха. Извршена су четири теста (5. – 8.), а промјеном нагиба клапни на исти начин као и у претходним тестовима (1. – 4.).

Проток чврсте фазе на улазу у сепаратор је био исти у оба режима рада и у свим тестовима, а прорачун модела је одредио однос масеног протока на излазу и масеног протока у рециркулацију по појединим фракцијама и укупно.

7.2. ПРИКАЗ РЕЗУЛТАТА ЗА ТЕСТОВЕ

7.2.1. Гасна фаза – струјне слике

Скаларно и векторско поље брзине приказано је у средишњем пресјеку (по x оси) сепаратора, за тестове 1. – 4. (Режим 1.) на Сл. 7.1. и 7.2, а на Сл. 7.4. и 7.5. за тестове 5. – 8. (Режим 2). На брзину кроз дати струјни простор сепаратора, за задати проток гаса, пресудно утиче положај регулационих клапни. Препоручена брзина аеросмјеше кроз сепарациони простор је $2 - 4,5 \text{ m/s}$ [91]. У свим наведеним тестовима брзина аеросмјеше у сепарационом простору се кретала у препорученим границама, осим у подручју испод непокретне клапне до доње покретне и најкраћим путем до излазног пресјека. До овога долази због смањења отпора струјању у овом простору са повећањем нагиба покретних клапни. Промјена протока гасне фазе са промјеном нагиба регулационих клапни, односно отпора, у изради модела је занемарена. Ово подручје са повећаном брзином се знатно смањује у подручју покретних клапни за већи угао нагиба клапни и преласком са Режима 1. на Режим 2. Брзина аеросмјеше на улазу у простор сепарационих клапни углавном се кретала у границама препоручених, $12 - 18 \text{ m/s}$ [91], осим у простору између горње непокретне и прве покретне испод ње, гдје је ова брзина била нешто повећана. Код тестова 1.– 4. уочава се повећана брзина у улазном дијелу сепаратора уз доњу половину предњег зида од $30 - 35 \text{ m/s}$, у односу на средњу брзину у доњем дијелу улазног простора сепаратора гдје је износила $24 - 26 \text{ m/s}$ и горњег дијела наведеног простора од $15 - 19 \text{ m/s}$. Преласком на Режим 2. (тестови 5. – 8.) брзине су нешто мање, али не битно, што се могло и очекивати. Ово је значајно за процјену повећаног хабања зида.

Код теста 4. ($\varphi = 45^\circ$, Сл. 7.1.) долази до локално превеликог повећања брзине и преко 35 m/s уз коси дио задњег зида непосредно прије излазног пресјека за рециркулисане чврсте честице угљеног праха. Преласком на Режим 2, Тест 8,

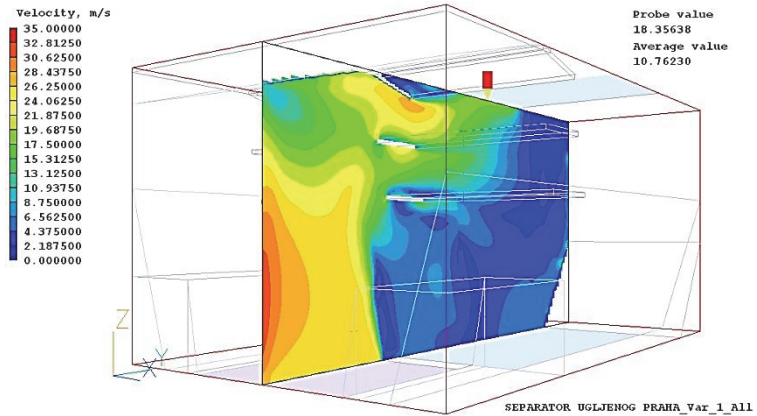
(Сл. 7.4.). овог локалног повећања брзине нема. Из овог се може извући закључак да у случају реконструкције, којом би се омогућио овај угао нагиба покретних клапни, на максималном протоку гаса не би требало користити овај нагиб. У случају смањења протока гаса не би било никаквих ограничења по овом критеријуму.

На Сл. 7.3. приказане су трајекторије гасне фазе за тестове 1. – 3, а на Сл. 7.6. за тестове 5. – 8. Види се да се вријеме проведено у струјном дијелу сепаратора повећава са повећањем угла нагиба покретних клапни. Тако нпр. за Режим 1. при углу $\varphi = 0^\circ$ вријеме задржавања је 0,20 – 0,24 s, при $\varphi = 15^\circ$ око 0,30 s, при $\varphi = 30^\circ$ око 0,45 s и при $\varphi = 45^\circ$ око 0,50 s.

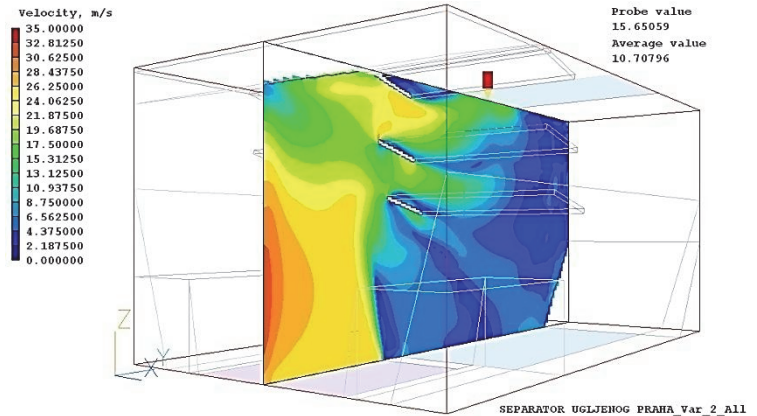
У свим тестовима (оба режима рада) у простору изнад излазног пресека за рециркулисане честице, појављује се рециркулациони ток гаса, види Сл. 7.3. и Сл. 7.6. На рециркулациони ток гаса, у дијелу струјног простора изнад одвода рециркулисаних честица, утиче се промјеном угла нагиба регулационих клапни φ . У оба режима се уочава да при углу $\varphi = 45^\circ$ је ова рециркулација значајна, па чак и на излазу долази до вртлога (Сл. 7.6.г.). Ово упућује на резерву у погледу реконструкције са циљем коришћења и овог угла регулационих клапни.

Зависност времена задржавања аеросмјеше у струјном простору сепаратора од финоће угљеног праха R_{90} , одговара препорученим вриједностима датим на Сл. 3.2. у трећем поглављу овог рада. Из овог сљеди закључак да је запремина струјног простора сепаратора добро изабрана.

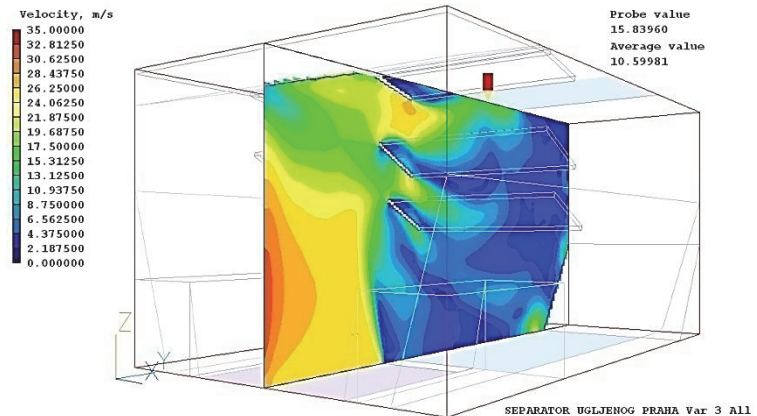
Тест 1.



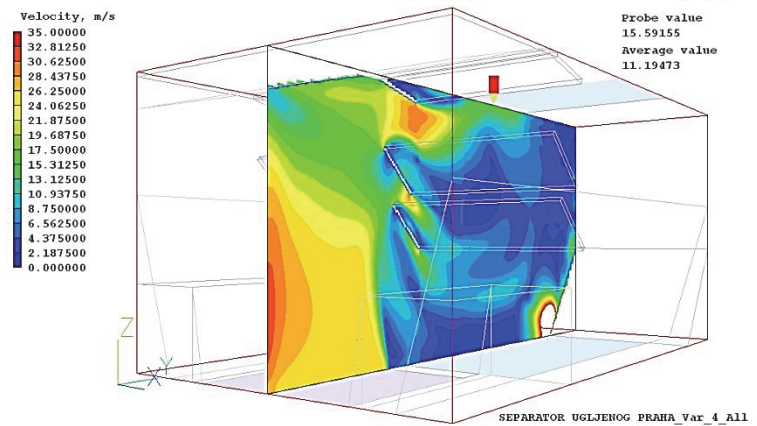
Тест 2.



Тест 3.

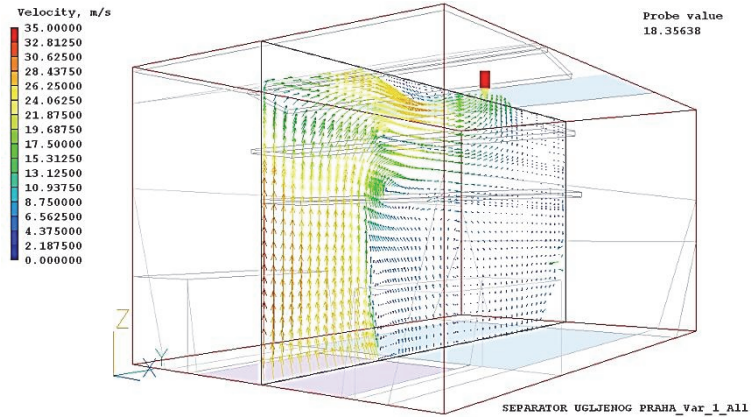


Тест 4.

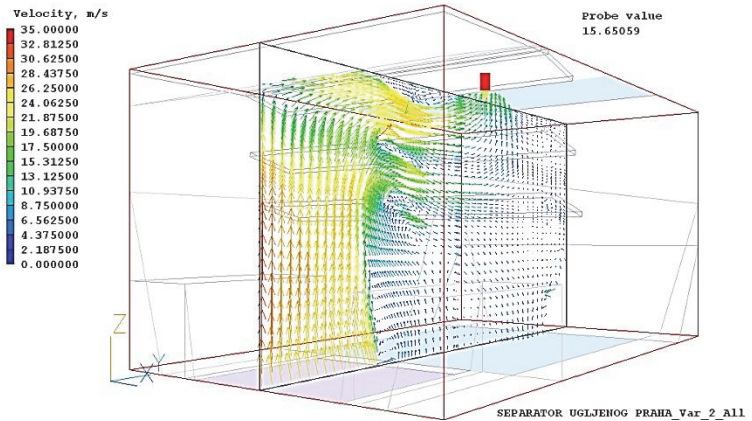


Сл. 7.1. Поље брзине у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 1.

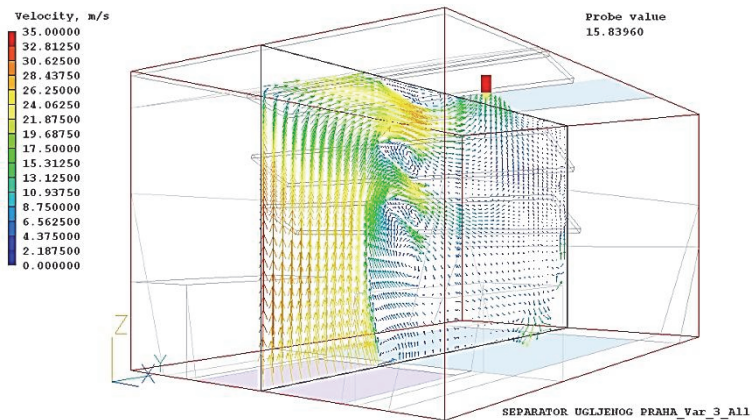
Тест 1.



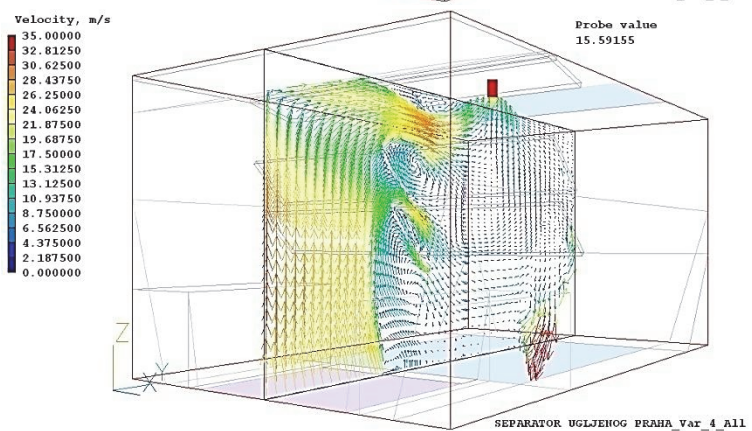
Тест 2.



Тест 3.

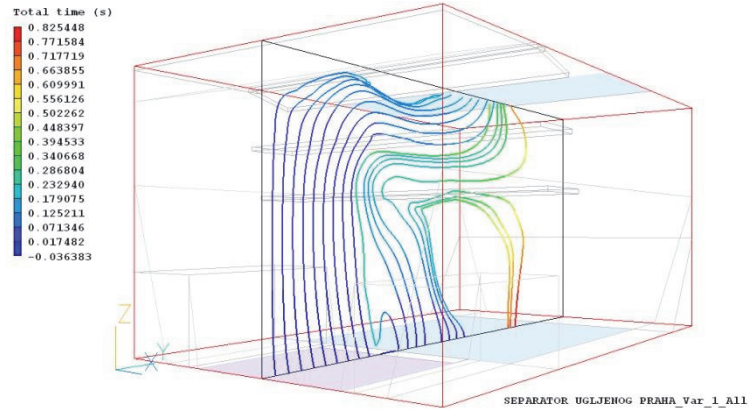


Тест 4.

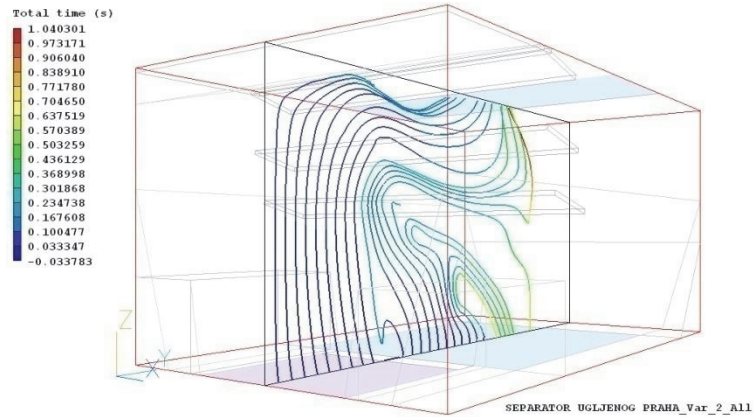


Сл. 7.2. Векторско поље брзине у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 1.

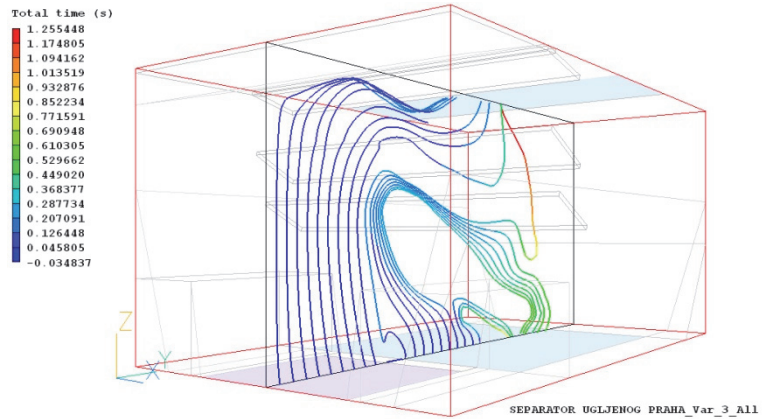
Тест 1.



Тест 2.

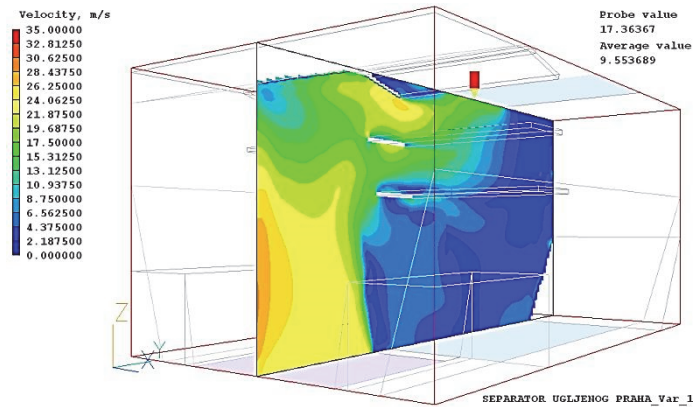


Тест 3.

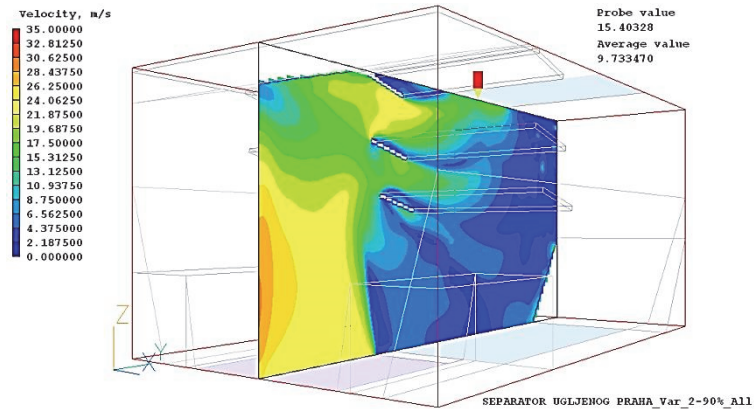


Сл. 7.3. Трајекторије гасне фазе у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 1.

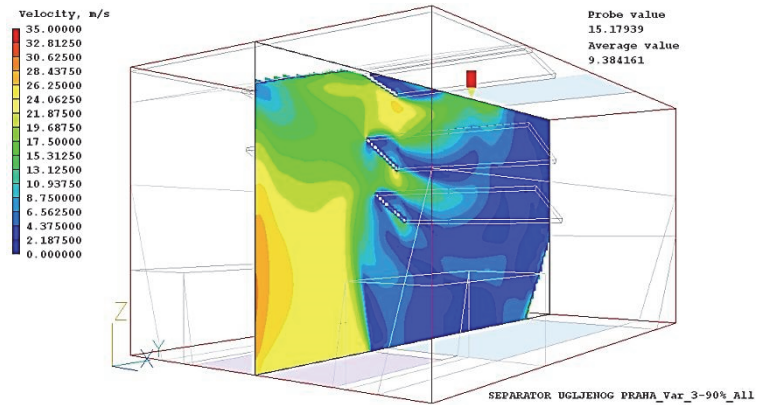
Тест 5.



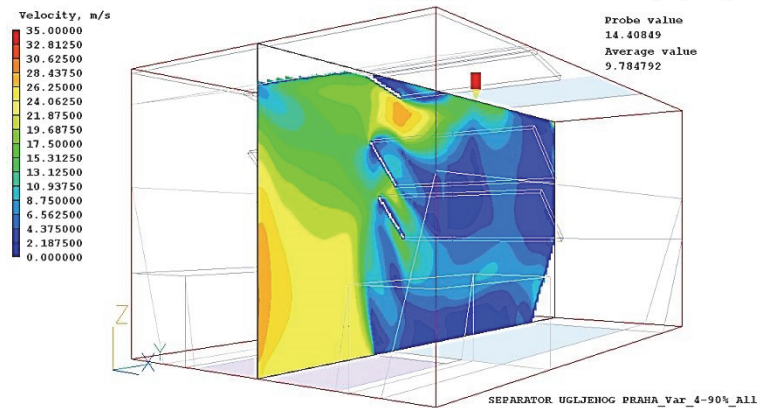
Тест 6.



Тест 7.

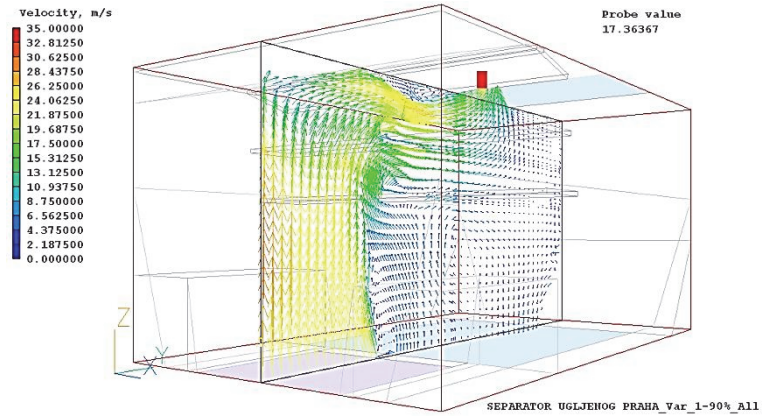


Тест 8.

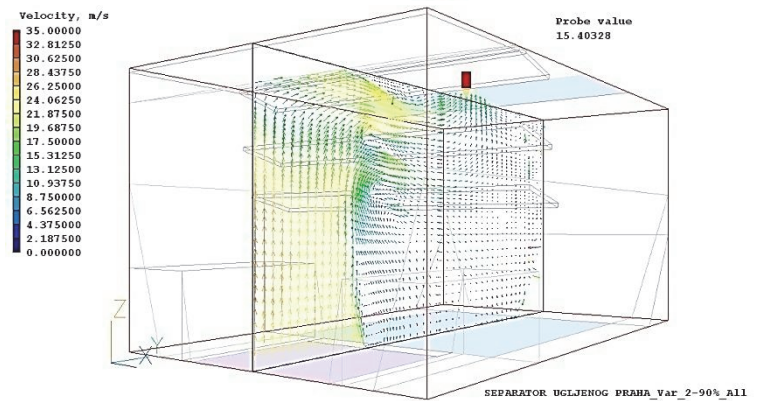


Сл. 7.4. Поље брзине у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 2.

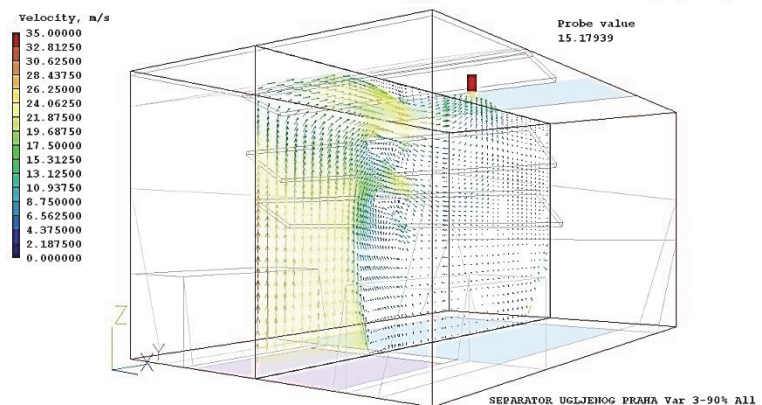
Тест 5.



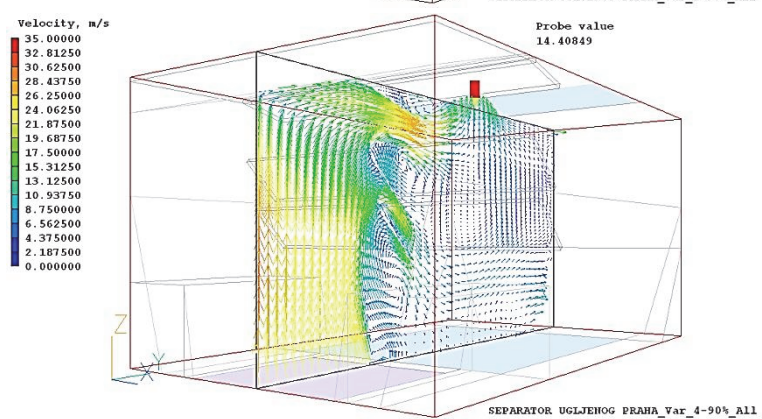
Тест 6.



Тест 7.

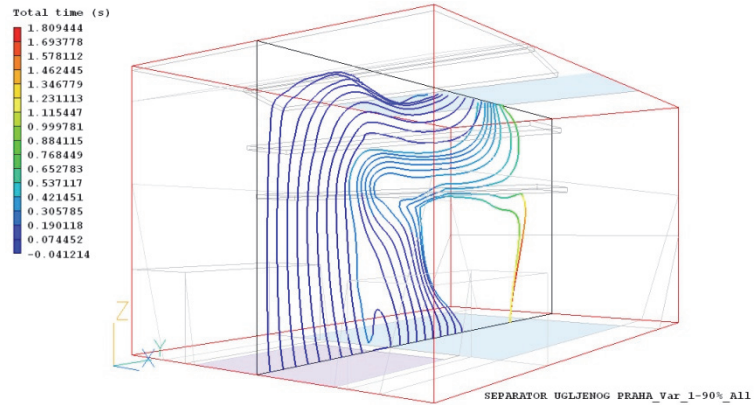


Тест 8.

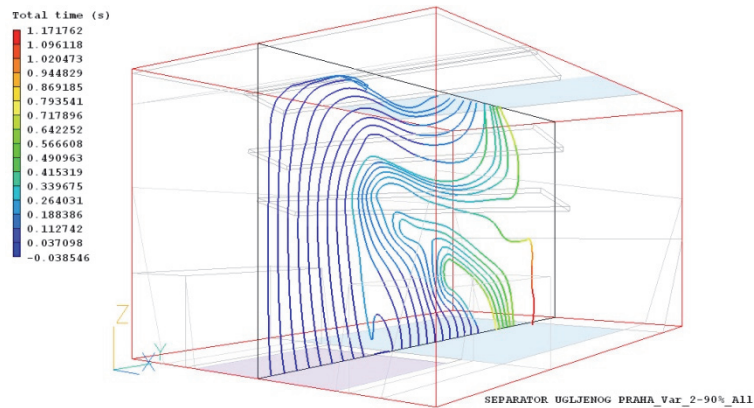


Сл. 7.5. Векторско поље брзине у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 2.

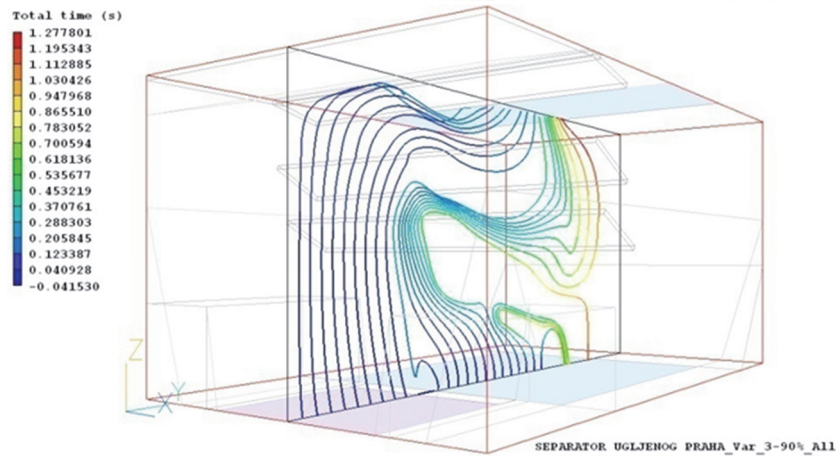
Тест 5.



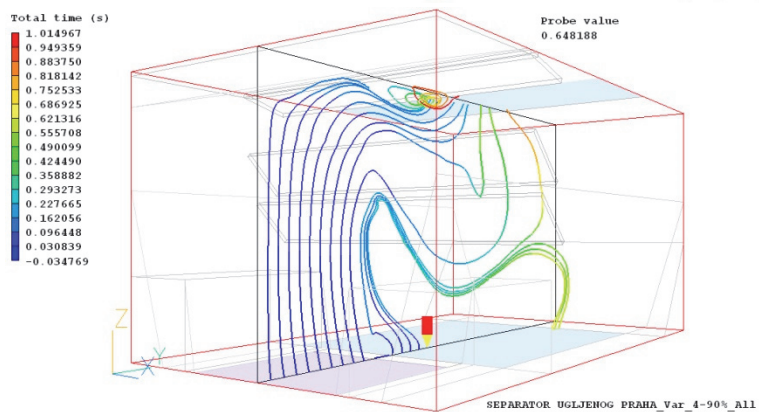
Тест 6.



Тест 7.



Тест 8.



Сл. 7.6. Трајекторије гасне фазе у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 2.

7.2.2. Чврста фаза – трајекторије група честица

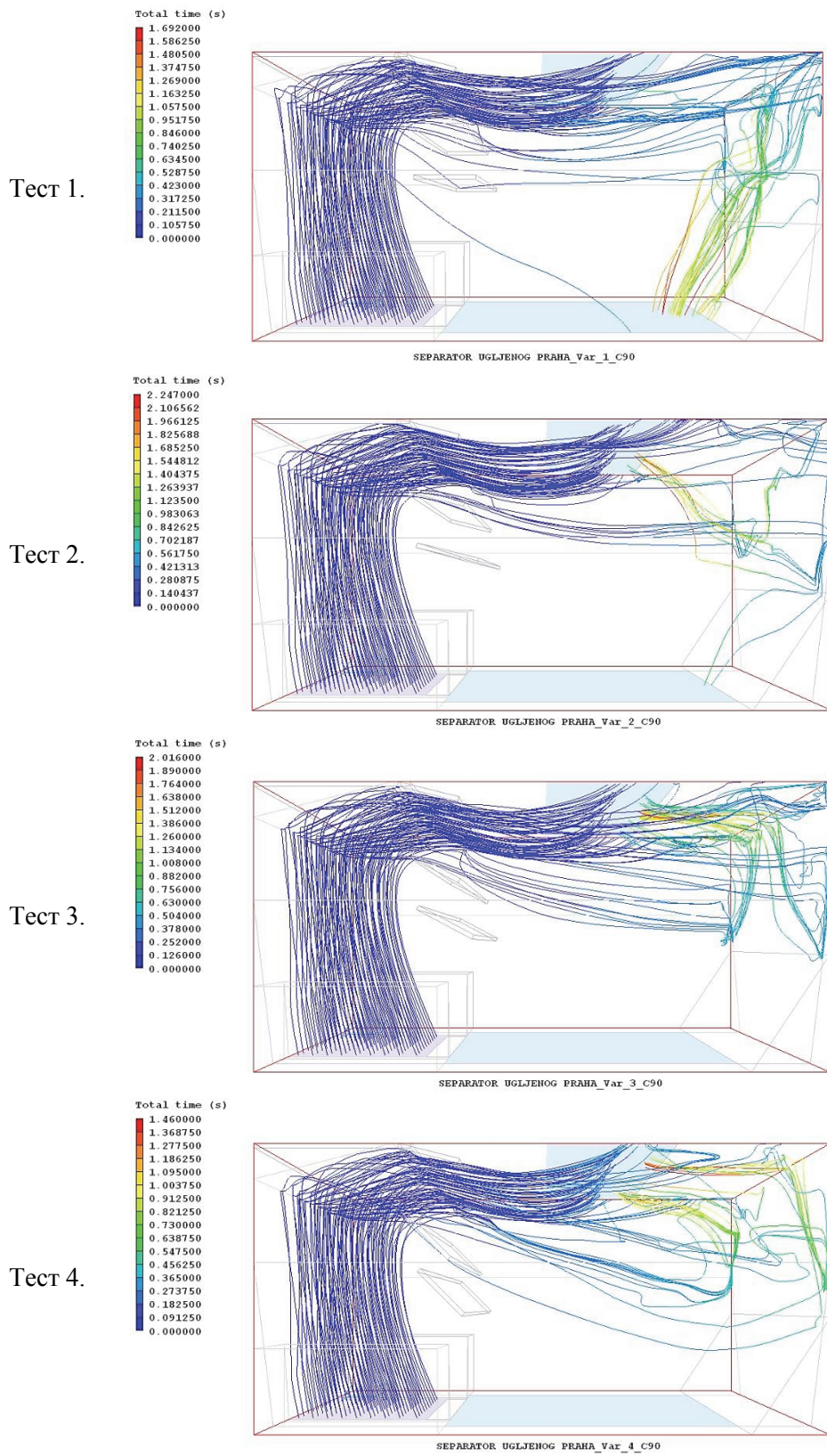
Трајекторије група честица (угљеног праха) за одређену величину честица (класа) и угао нагиба регулационих клапни φ приказане су на Сл. 7.7. – Сл. 7.11, а у изометрији и x и y погледу на Сл. 7.12. – Сл. 7.14. за номинални режим (Режим 1), а за режим са смањеним протоком гаса за 10 % (Режим 2) на Сл. 7.15. – Сл. 7.19. односно на Сл. 7.20. – Сл. 7.22.

Јасно се уочава да су удари честица у задњи зид нееластични (како су и моделирани), а види се и да коси дио задњег зида служи својој намени, да одбијењем честица смањује рецикулацију мањих честица. Код сепаратора са промјенљивим нагибом косине, у модел је потребно увести и угао косине као промјенљиву величину. При оптимизацији конструкције потребно је варирати висину и угао косине.

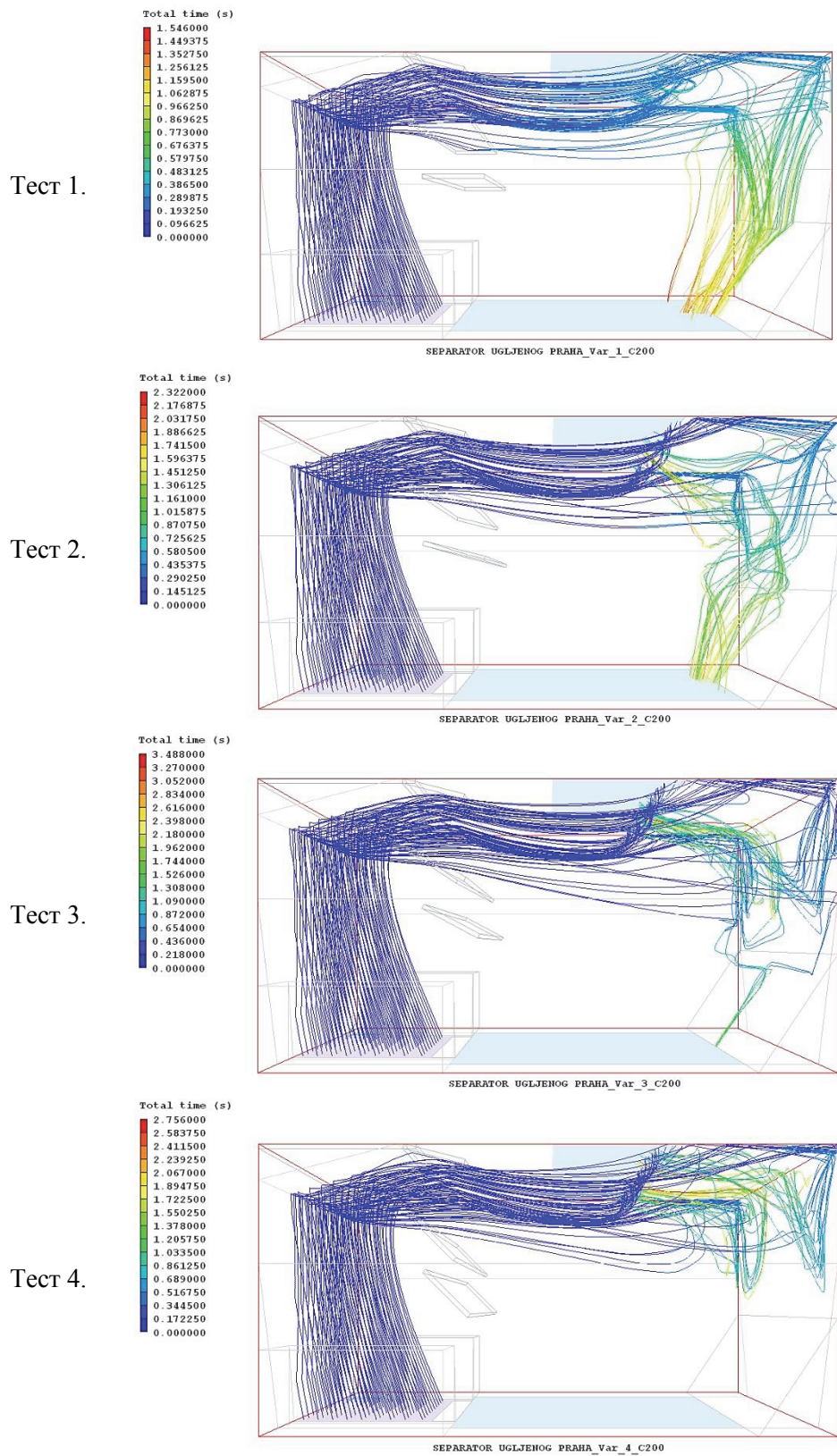
Уочава се да за нагиб клапни од 0° и 15° један дио најмањих честица (мањих од $90 \mu\text{m}$ и фракција $90 - 200 \mu\text{m}$) се враћа у рецикулацију, што сугерише да овај режим треба избјегавати. Посебно узимајући у обзир да се ове фракције при поновном непотребном боравку у млину, теже мељу и више хабају дијелове млина. Код избора угла нагиба регулационих клапни, поред потребне финоће мељаве, треба узети у обзир и ову чињеницу. Смањење протока гаса (Режим 2) не утиче битније на изнесени став, већ га само потврђује.

Број удара честица у бочне зидове није тако значајан и биљежи минимални пораст са повећањем угла нагиба регулационих клапних, а смањење протока гаса за 10 % на њега и не утиче примјетно.

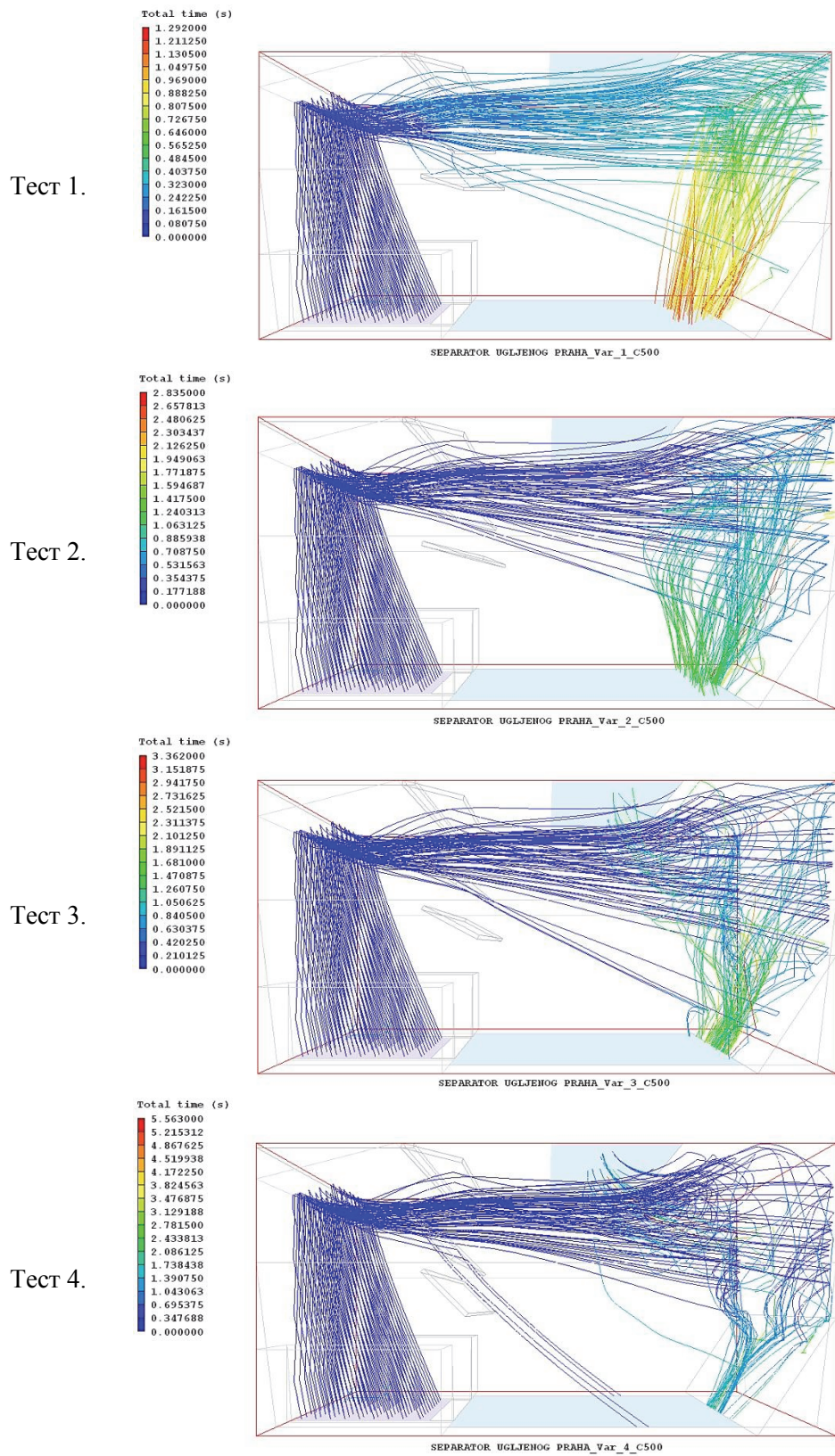
Анализом времена боравка честица у струјном простору сепаратора, са наведених слика, долази се до чињенице, да честице мање величине од $200 \mu\text{m}$ имају вријеме боравка $0,20 - 0,40 \text{ s}$, а веће од $200 \mu\text{m}$ $0,30 - 0,50 \text{ s}$, док честице које ударају у задњи зид и последице одбијања излазе са осталима имају вријеме боравка у сепарационом простору око $2,0 \text{ s}$ односно $3,0 \text{ s}$. Честице које се рецикулишу поново у млин, задржавају се у струјном простору $1,2 - 2,5 \text{ s}$.



Сл. 7.7. Трајекторије фракција испод 90 μm у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 1.

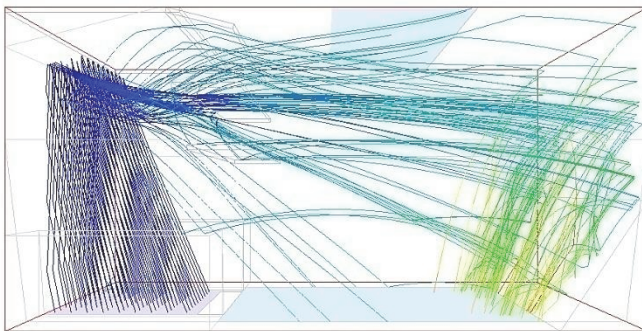
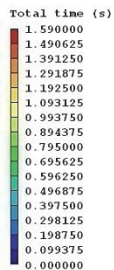


Сл. 7.8. Трајекторије фракција 90–200 μm у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 1.

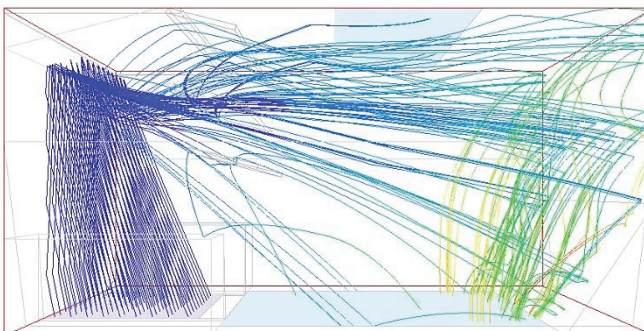
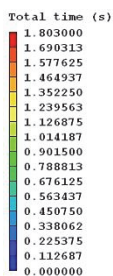


Сл. 7.9. Трајекторије фракција 200–500 μm у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 1.

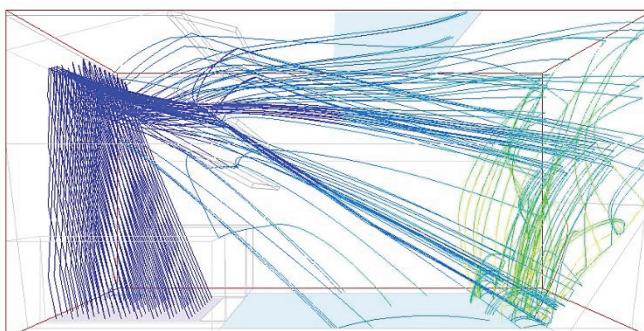
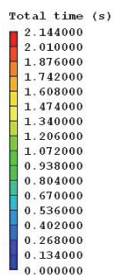
Тест 1.



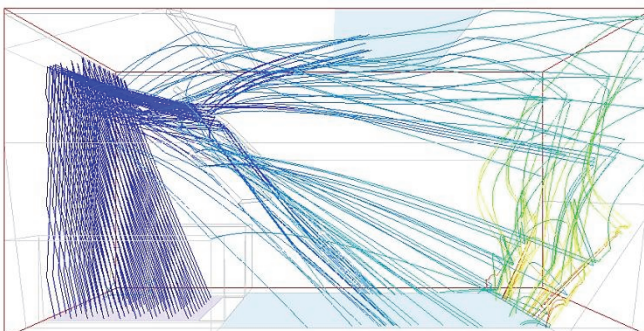
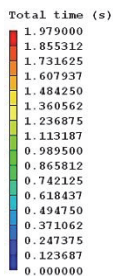
Тест 2.



Тест 3.

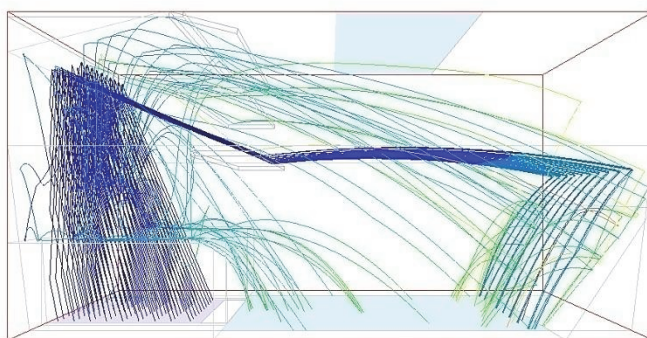
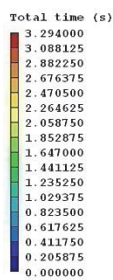


Тест 4.

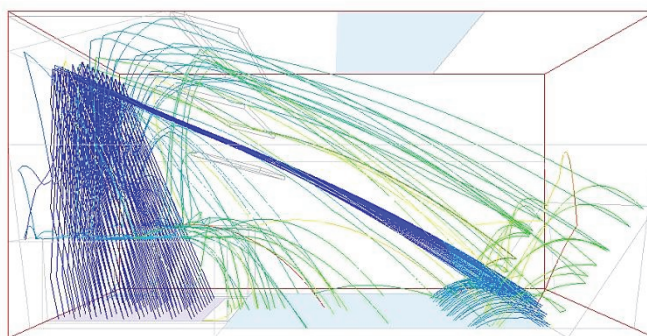
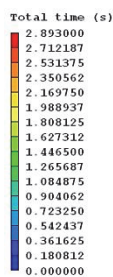


Сл. 7.10. Трајекторије фракција 500–1000 μm у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 1.

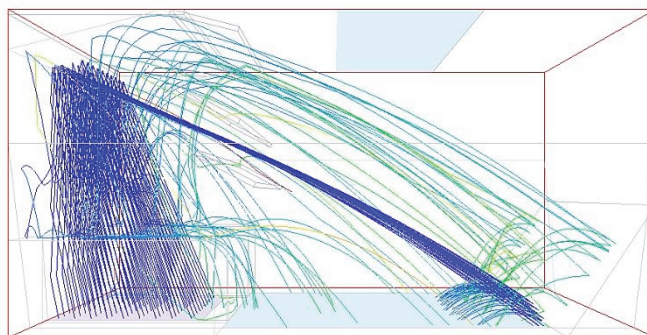
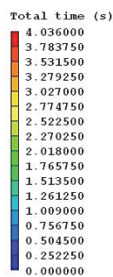
Тест 1.



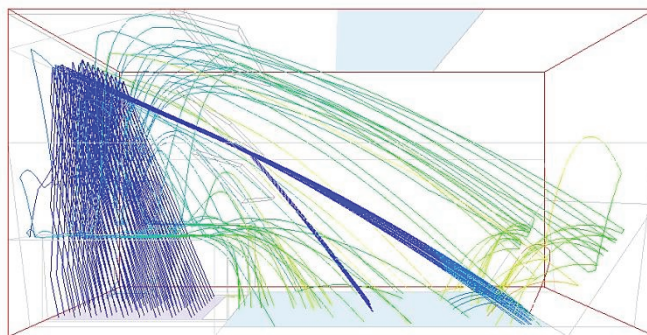
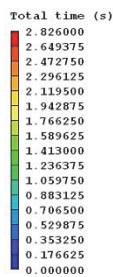
Тест 2.



Тест 3.

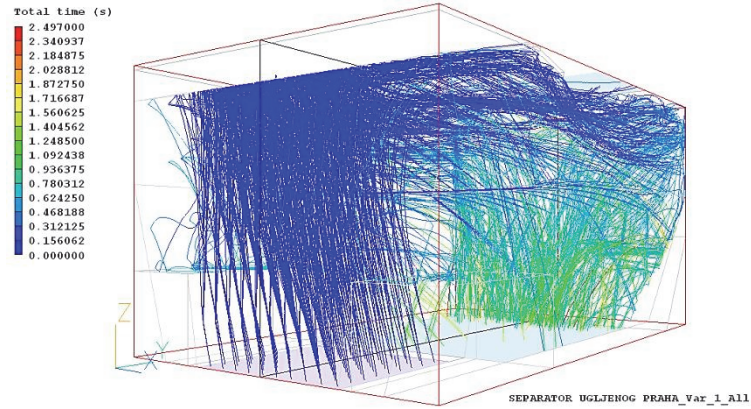


Тест 4.

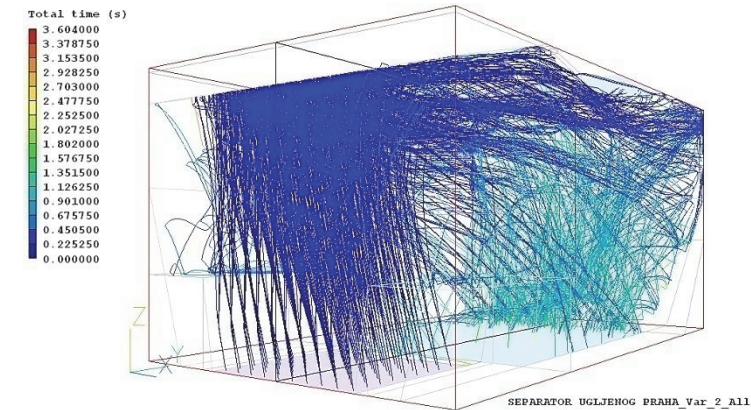


Сл. 7.11. Трајекторије фракција 1000–5000 μm у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 1.

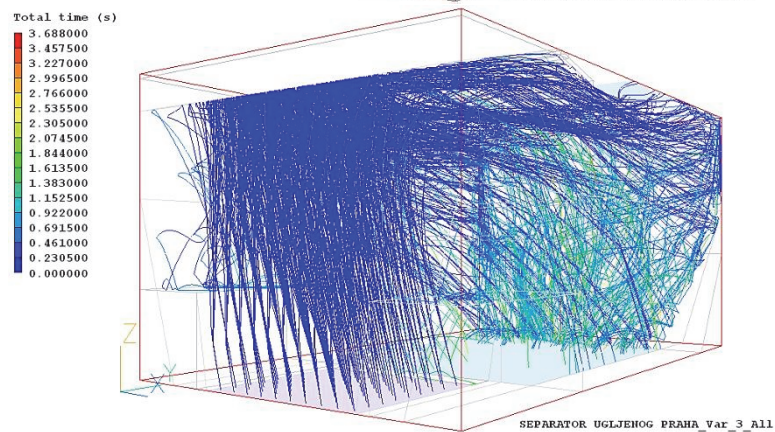
Тест 1.



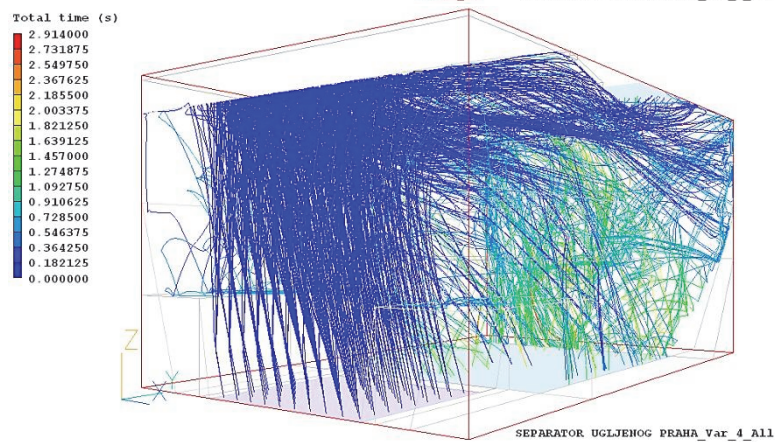
Тест 2.



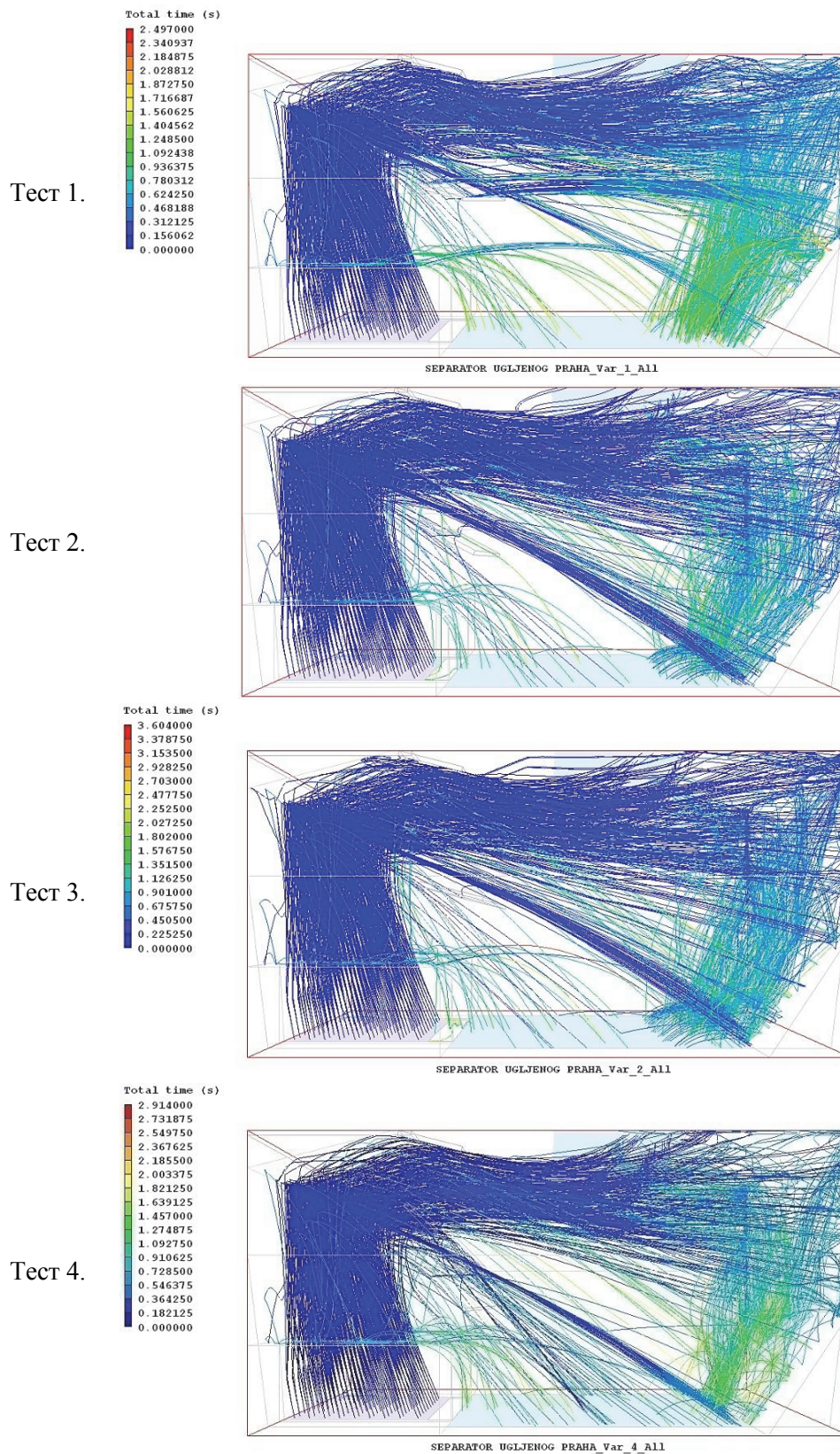
Тест 3.



Тест 4.

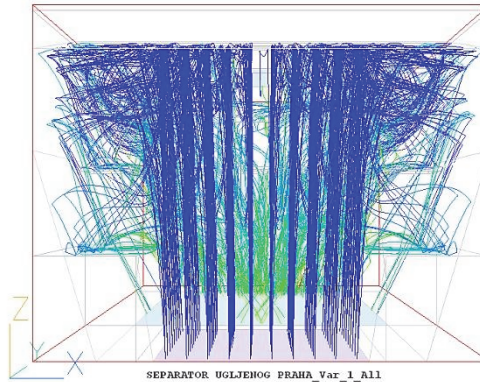
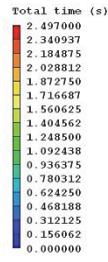


Сл. 7.12. Трајекторије чврстих честица у изометрији сепаратора при Режиму 1.

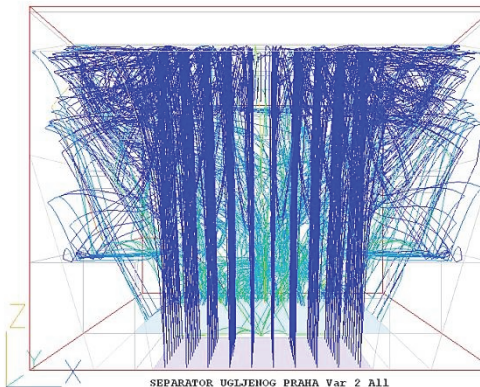
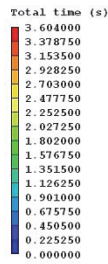


Сл. 7.13. Трајекторије чврстих честица у x-погледу при Режиму 1.

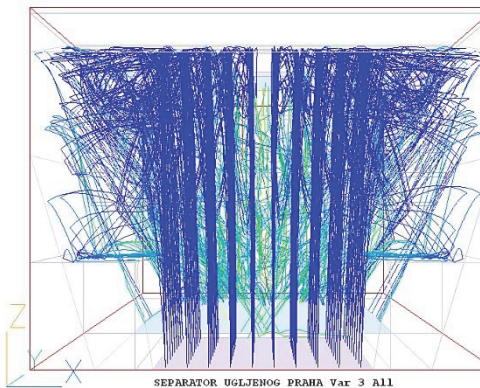
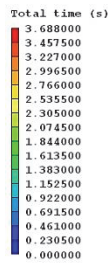
Тест 1.



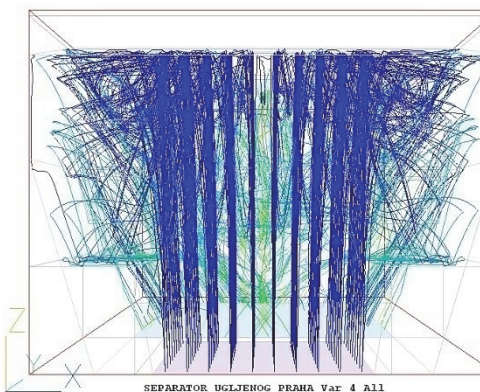
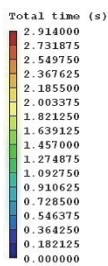
Тест 2.



Тест 3.

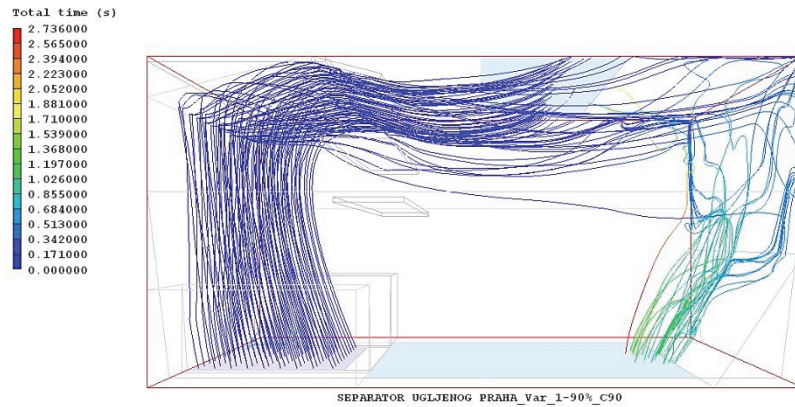


Тест 4.

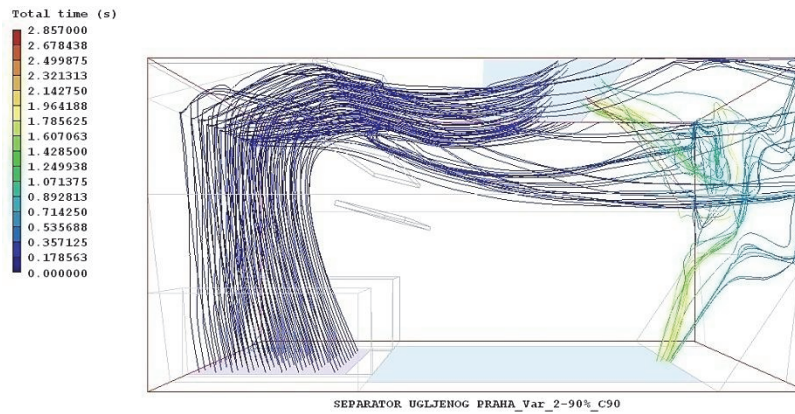


Сл. 7.14. Трајекторије чврстих честица у у-погледу при Режиму 1.

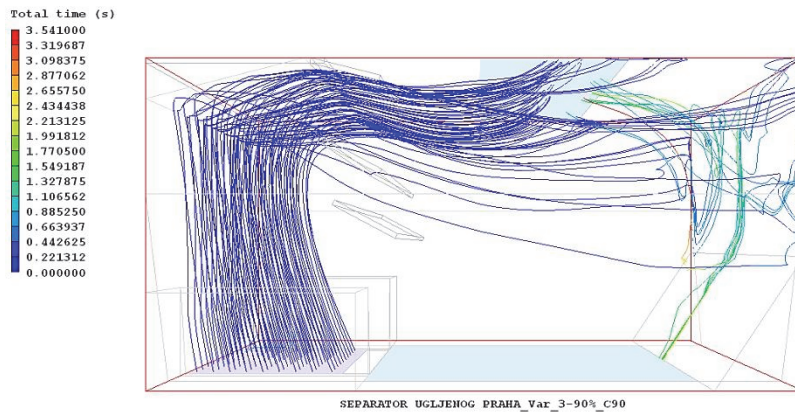
Тест 5.



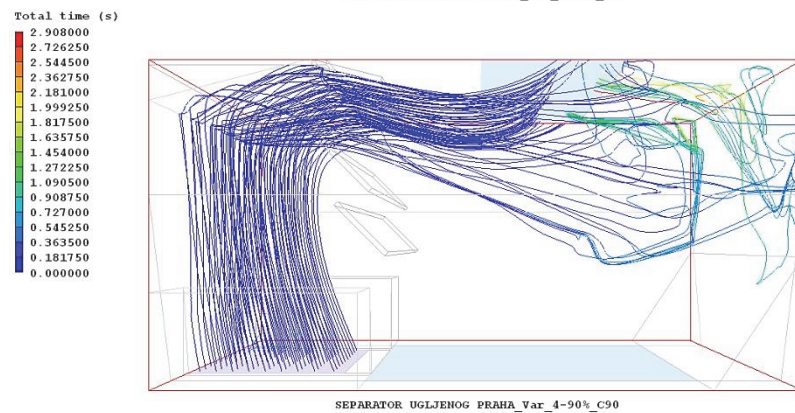
Тест 6.



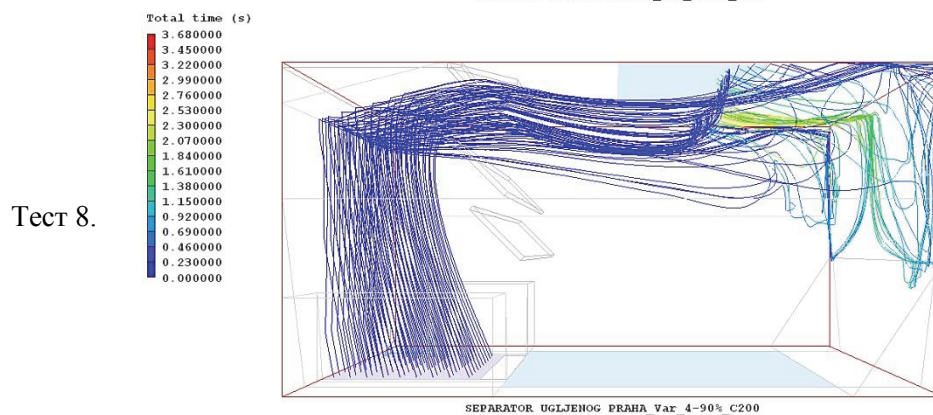
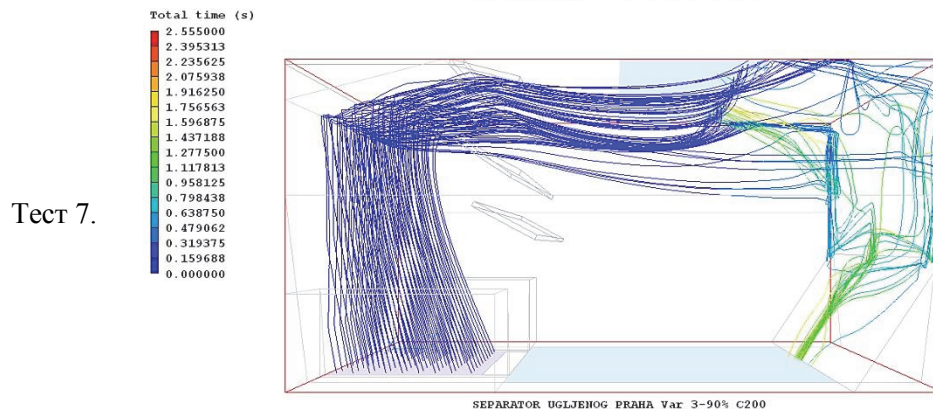
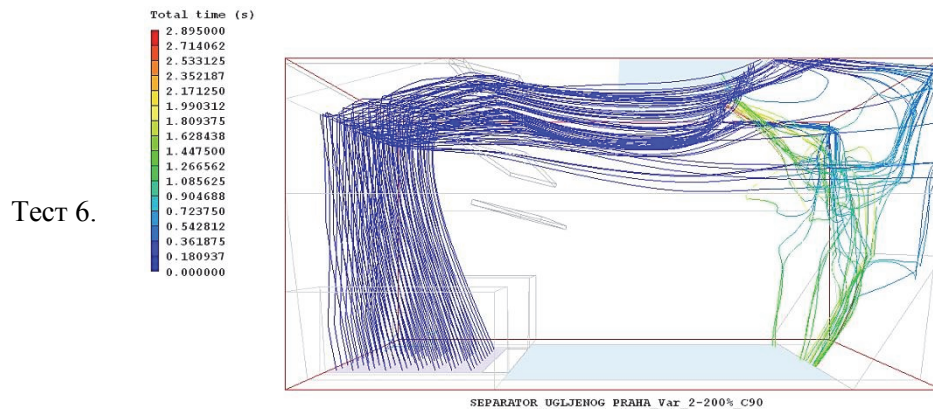
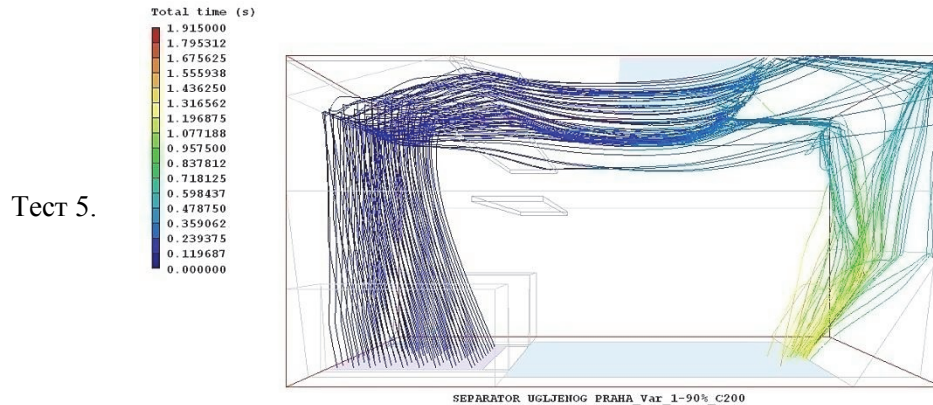
Тест 7.



Тест 8.

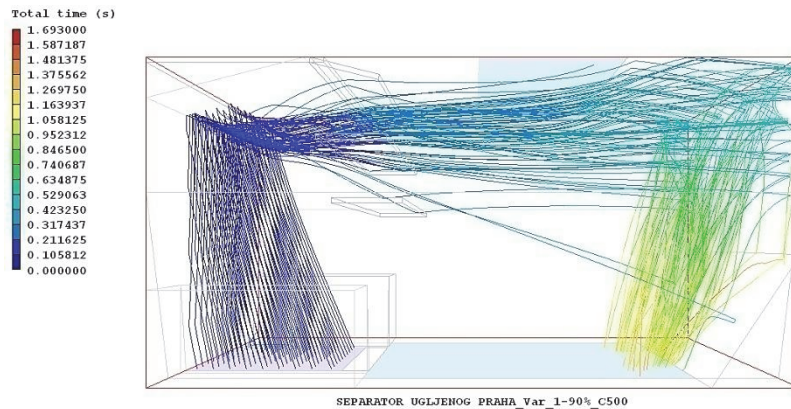


Сл. 7.15. Трајекторије фракција испод 90 μm у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 2.

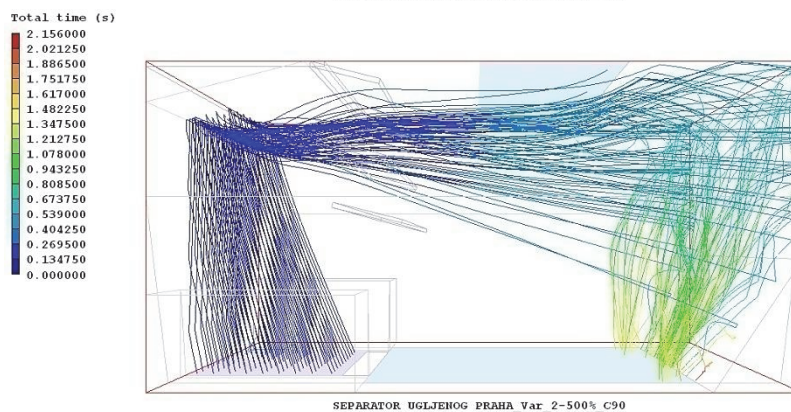


Сл. 7.16. Трајекторије фракција 90–200 μm у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 2.

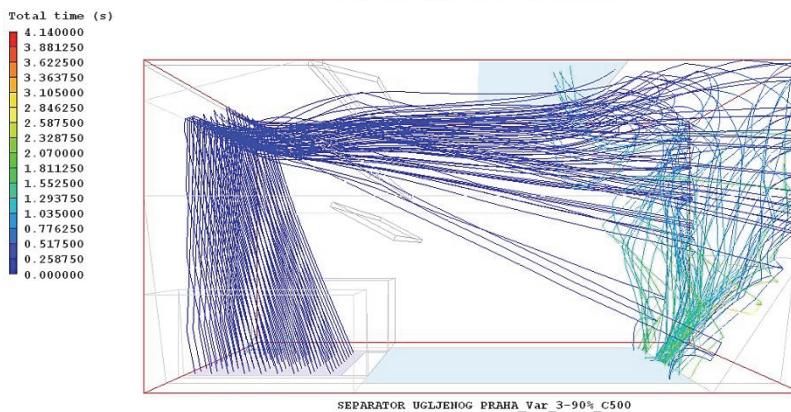
Тест 5.



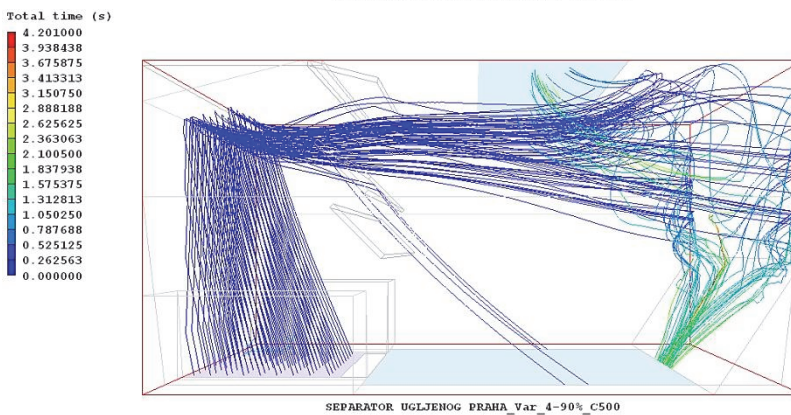
Тест 6.



Тест 7.

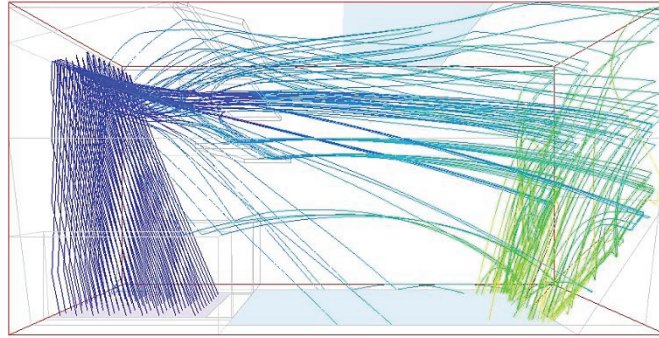
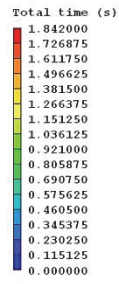


Тест 8.

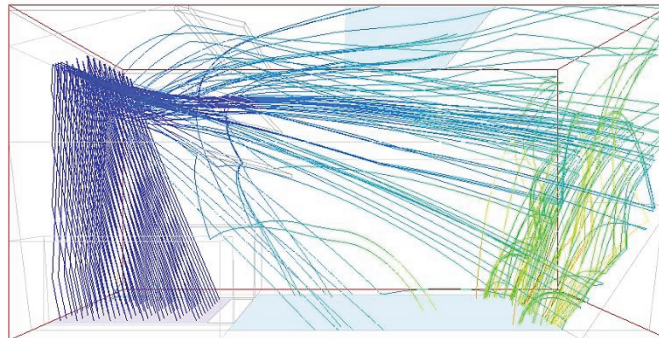
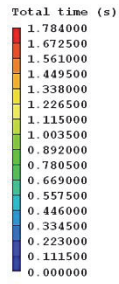


Сл. 7.17. Трајекторије фракција 200–500 μm у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 2.

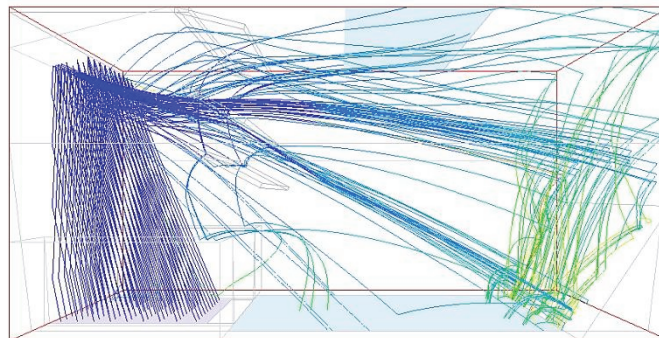
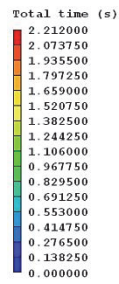
Тест 5.



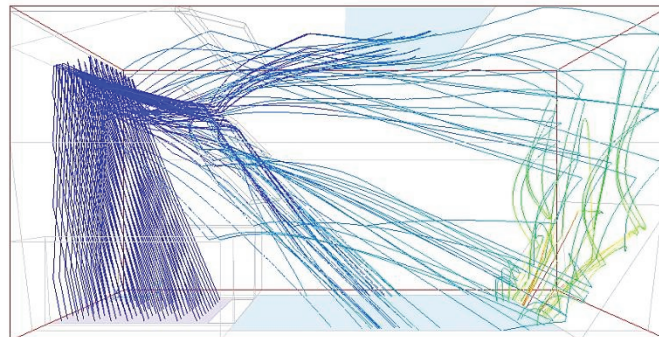
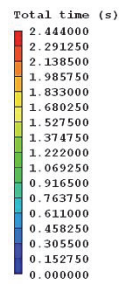
Тест 6.



Тест 7.

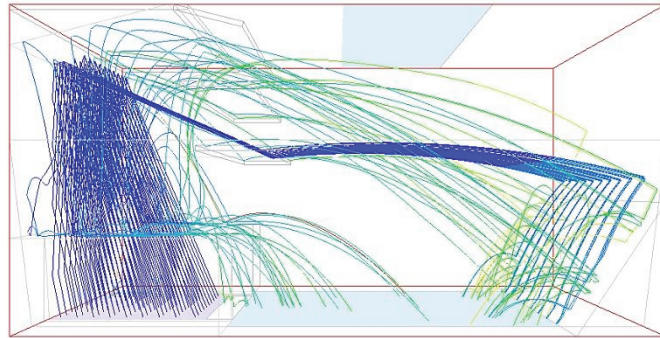
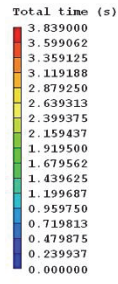


Тест 8.

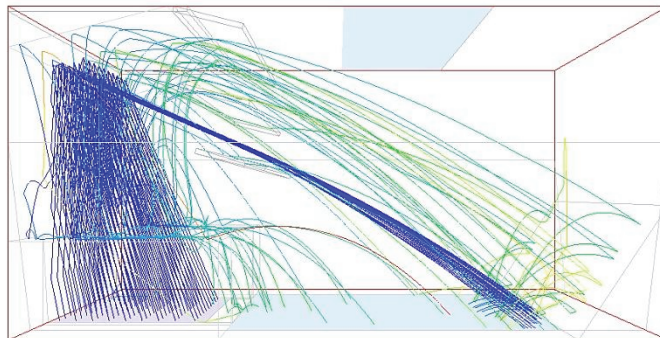
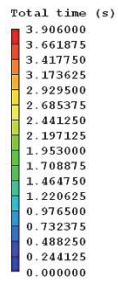


Сл. 7.18. Трајекторије фракција 500–1000 μm у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 2.

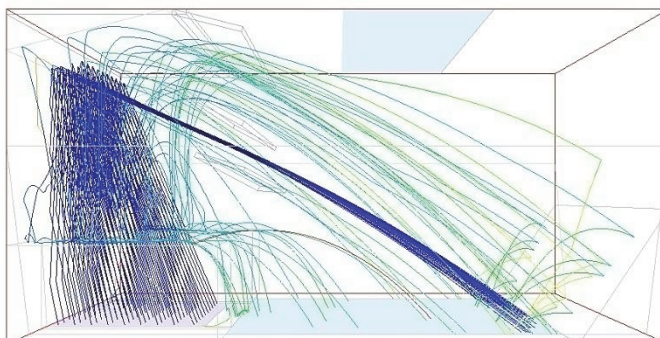
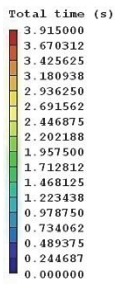
Тест 5.



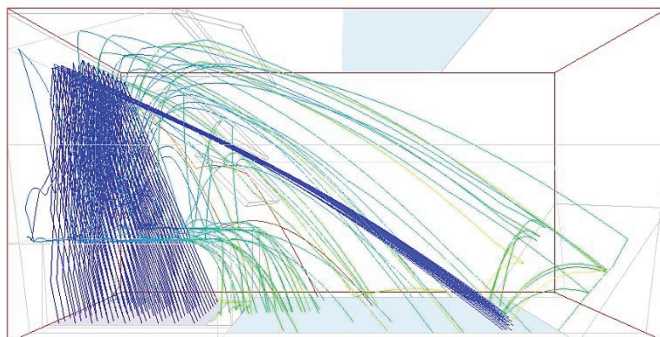
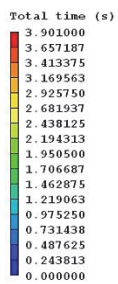
Тест 6.



Тест 7.

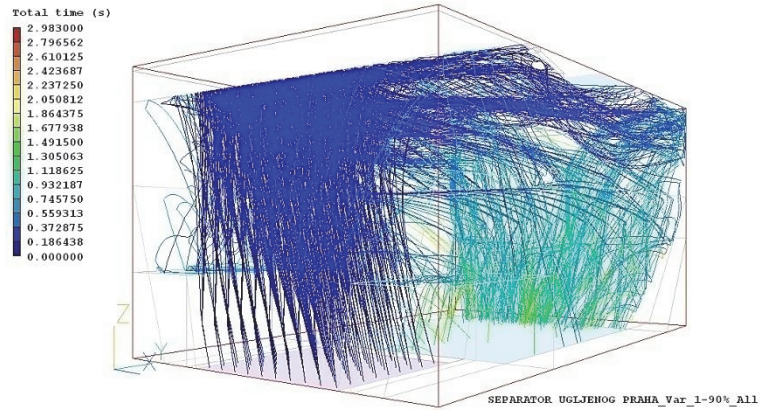


Тест 8.

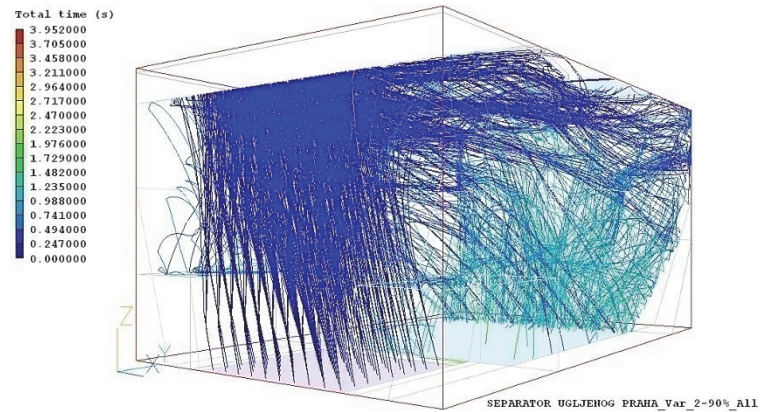


Сл. 7.19. Трајекторије фракција 1000–5000 μm у средишњем пресеку сепаратора (по x оси) при Режиму 2.

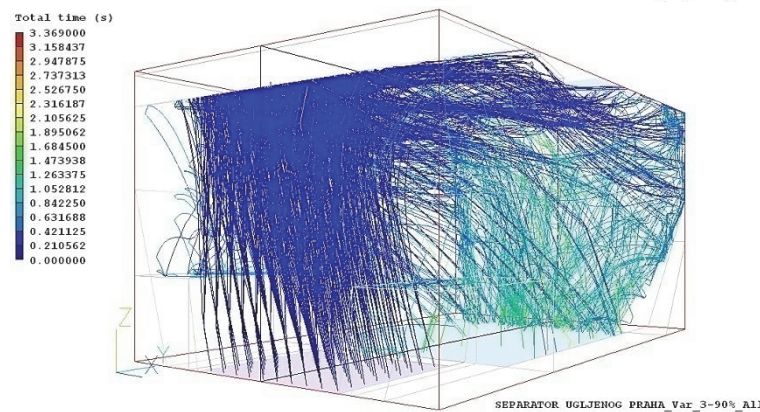
Тест 5.



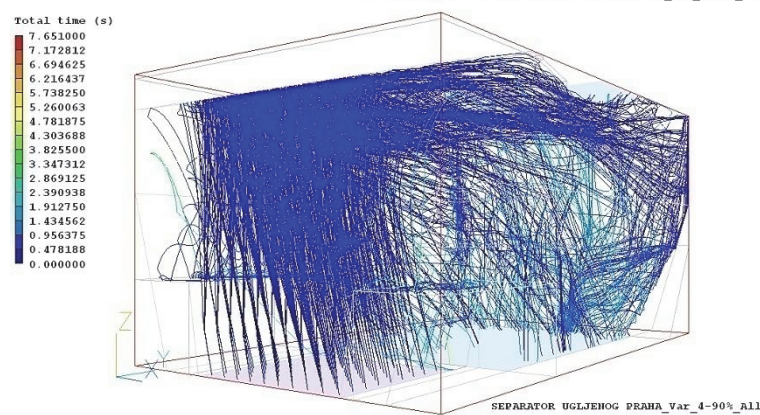
Тест 6.



Тест 7.

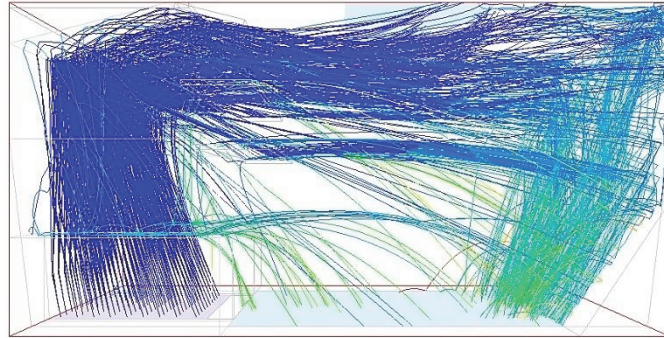
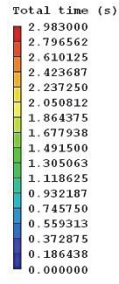


Тест 8.

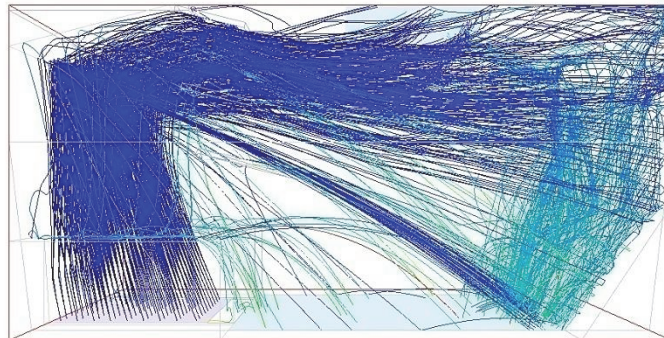
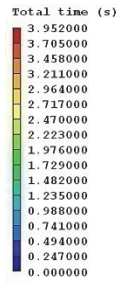


Сл. 7.20. Трајекторије чврстих честица у изометрији сепаратора при Режиму 2.

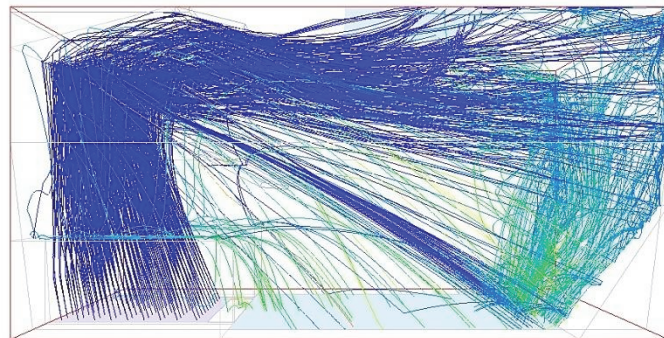
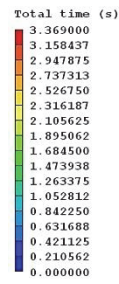
Тест 5.



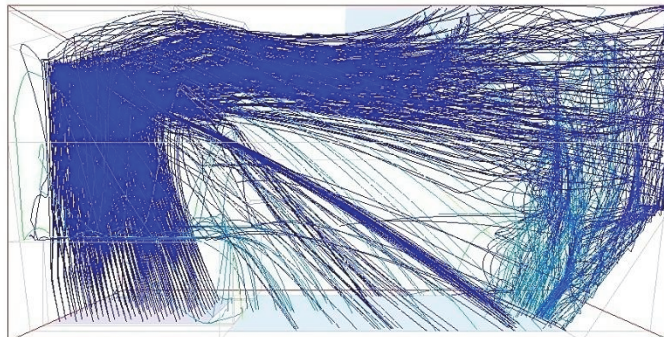
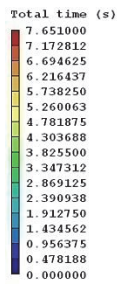
Тест 6.



Тест 7.

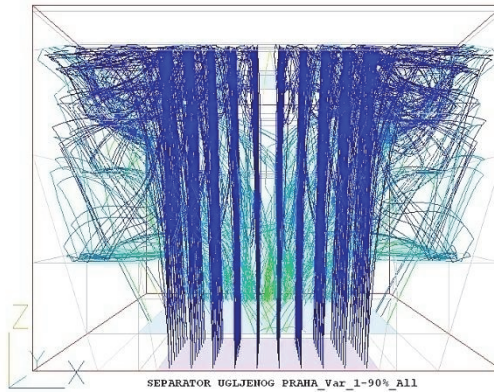
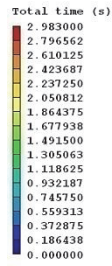


Тест 8.

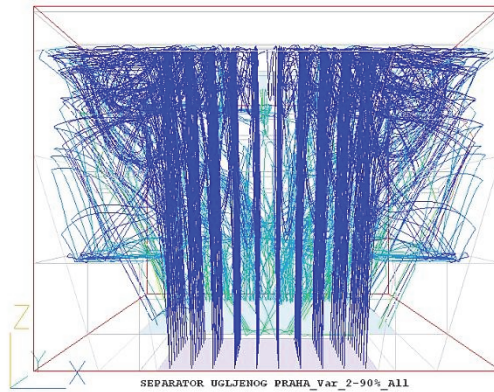
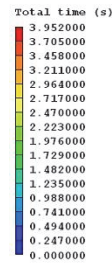


Сл. 7.21. Трајекторије чврстих честица у x-погледу при Режиму 2.

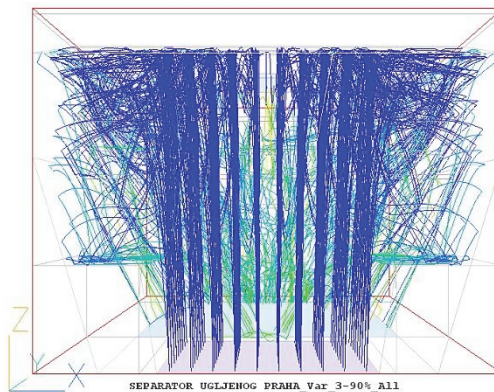
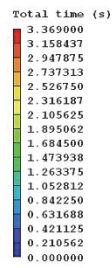
Тест 5.



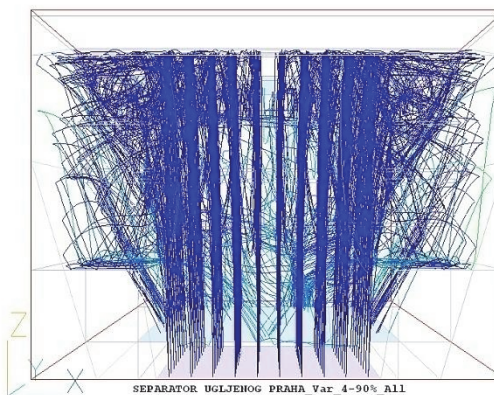
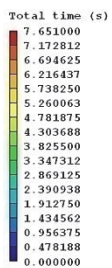
Тест 6.



Тест 7.



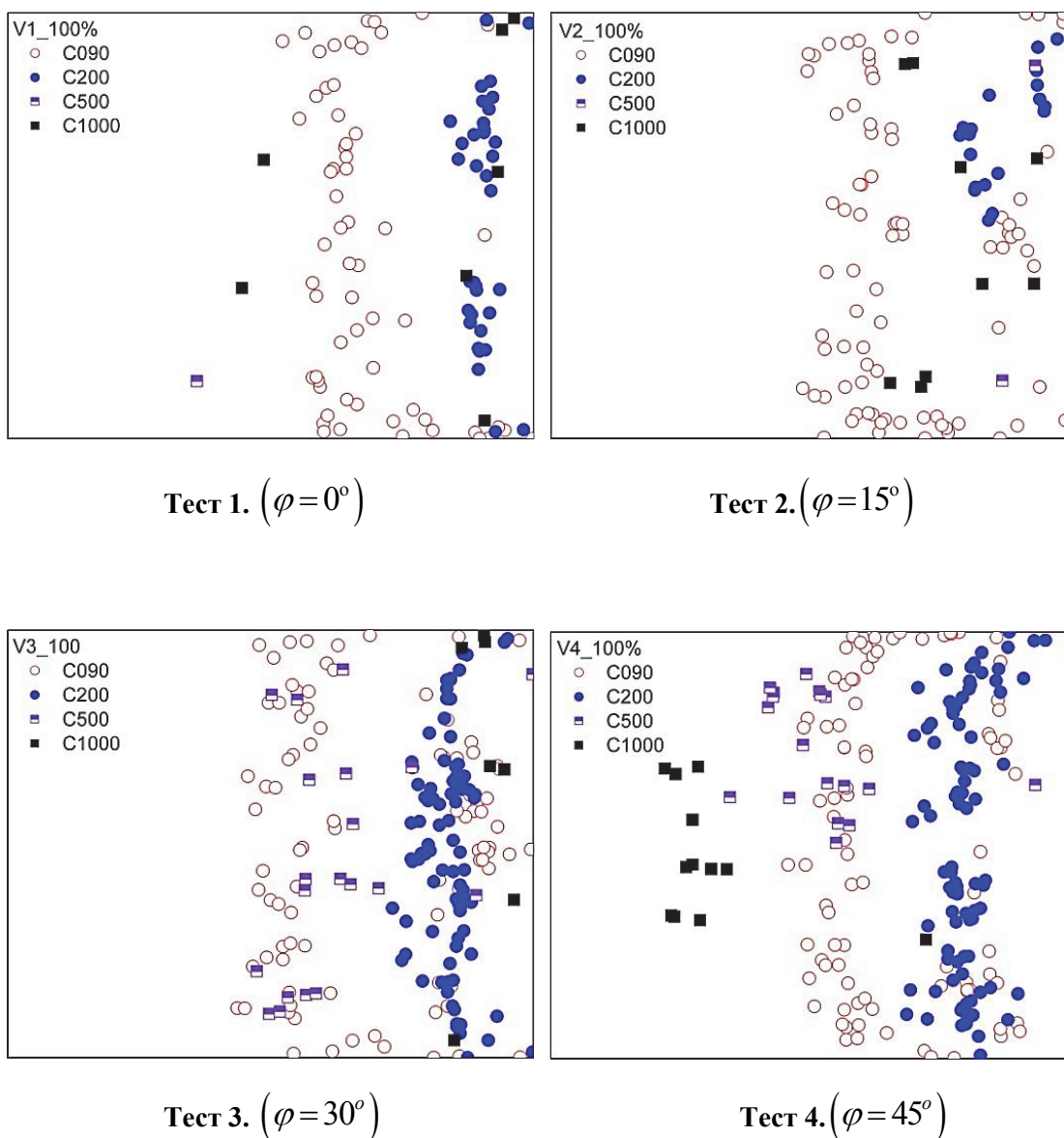
Тест 8.



Сл. 7.22. Трајекторије чврстих честица у у-погледу при Режиму 2.

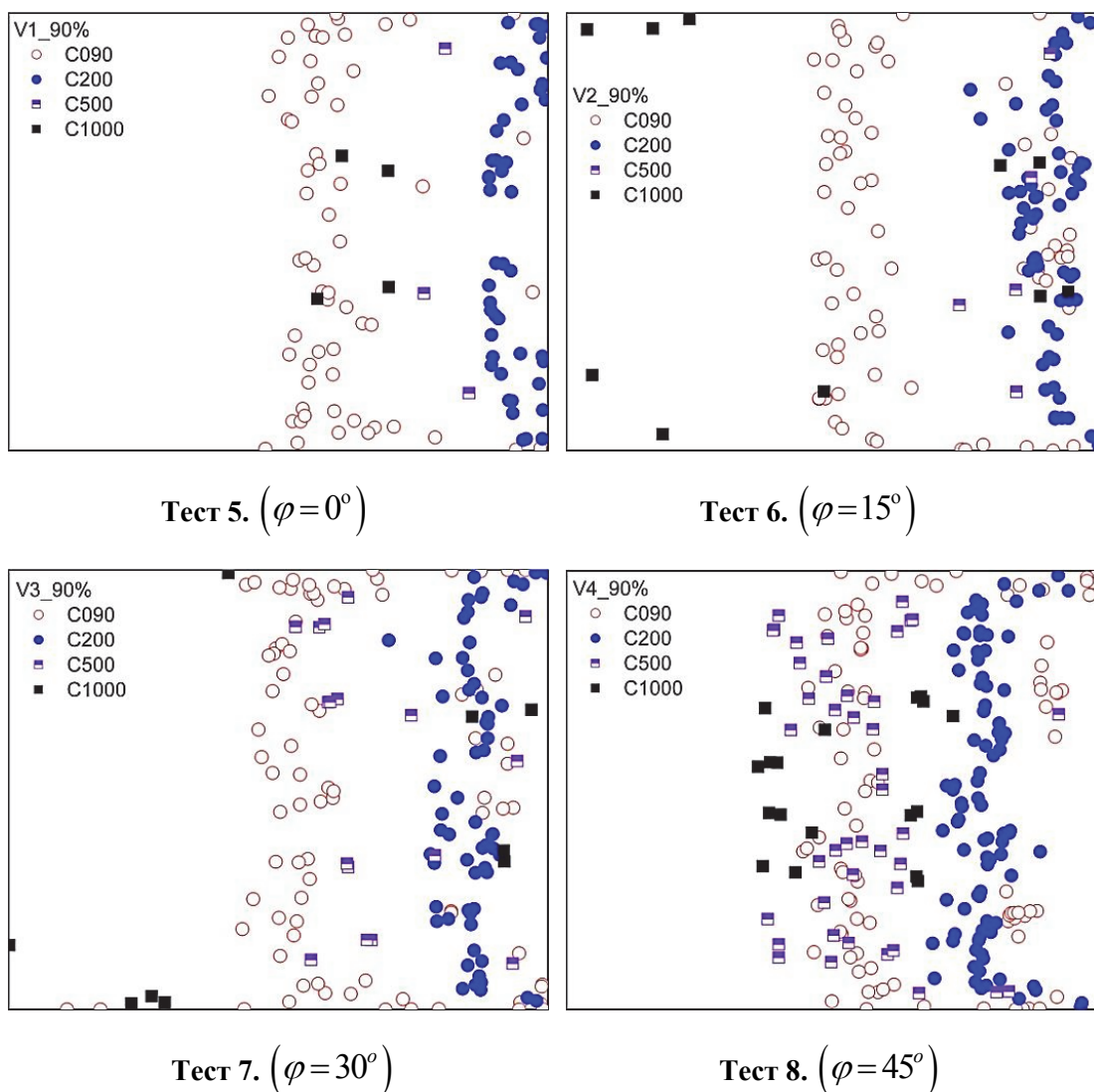
7.2.3. Концентрација чврстих честица на излазу из сепаратора – интегрални резултати

На Сл. 7.23. и Сл. 7.24. приказан је распоред фракција угљеног праха у излазном пресеку млинског сепаратора при номиналном режиму (Режим 1) и при смањеном протоку гасне фазе (Режим 2). Види се да се у свим тестовима фракције угљеног праха не налазе у предњем дијелу попречног пресека. Овај дио попречног пресека без честица чврсте фазе се мијења од половине до четвртине, зависно од угла нагиба покретних клапни φ и количине гаса.



Сл. 7.23. Распоред фракција угљеног праха у излазном пресеку сепаратора угљеног праха при Режиму 1.

У самом распореду фракција угљеног праха по излазном попречном пресеку постоји одређена зависност од угла φ и количине гасне фазе. Фракције величине мање од $90 \mu\text{m}$ заузимају највећим дијелом средишњи дио пресека, а мањим дијелом се налазе и у близини задњег зида пресека уз малу зависност од угла φ и скоро независно од количине гаса. Фракције величине $90 \mu\text{m} - 200 \mu\text{m}$ се налазе на удаљености од $15 - 30 \%$ ширине попречног пресека уз задњи зид, с тим да се повећањем угла φ све више удаљују од зида, док је утицај количине гаса незнатан. За угао $\varphi \geq 30^\circ$ фракције величине $200 \mu\text{m} - 500 \mu\text{m}$ се групишу око средине пресека, а за мањи угао су количински врло мало присутне и налазе се ближе задњег зида. Фракције величине $500 \mu\text{m} - 1000 \mu\text{m}$ повећањем угла φ на 45° се групишу око средине попречног пресека, док се за мање углове дистрибуирају без неке посебне законитости.



Сл. 7.24. Распоред фракција угљеног праха у излазном пресеку сепаратора угљеног праха при Режиму 2.

7.3. ДИСКУСИЈА ДОБИЈЕНИХ РЕЗУЛТАТА

Прво ћемо дискутовати струјну слику приказану на Сл.7.2. и Сл.7.3, односно на Сл.7.5. и Сл.7.6. Угао нагиба регулационих клапни φ условљава струјну слику у задњем дијелу сепаратора, тако да изнад вртлога који се формира у доњем дијелу сепаратора интензивира се директно вертикално кретање гасне фазе према излазу. Оваква струјна слика директно утиче и на трајекторије честица. На тај начин да се са повећањем нагиба регулационих клапни честице и већих фракција односе на излаз, смањујући циркулациони број што је различито од стања у реалној експлоатацији.

Питање је зашто се то догађа. Одговор лежи у анализи трајекторија честица на улазу у сепаратор, јер према дефинисаним улазним граничним условима честице свих фракција имају исту брзину као гасна фаза, која је одређена преко масеног протока. Ова брзина је релативно велика, тако да без обзира на отпор кретања честица и утицај гравитације на честице, све фракције честица долазе до врха улазног дијела сепаратора одакле се усмјеравају кроз простор између фиксне и прве покретне клапне. Даљим кретањем честице наилазе на зону сепаратора гдје доминирају вертикалне брзине гасне фазе, па се у коначном ефекту догађа да и најгрубље честице буду однешене према излазу из сепаратора. У коначном резултату овај ефект смањује циркулациони број. Овоме је допринијело и занемаривање подпритиска на излазу у рециркулациони канал. Код даљих усавршавања модела потребно је узети у обзир утицај вентилације млина на граничне услове на излазу у рециркулациони канал.

Може се закључити да повећање отклона регулационих клапни φ нема жељени ефект на преусмјеравање кретања честица, већ само гасна фаза. Такође, у условима проведених симулација гранични услови који су везани за почетне брзине честица на улазу у сепаратор нису познати, па је предпостављено да све фракције честица имају исту брзину као и гасна фаза, што је нереално. Како се није могло доћи до ових података експерименталним путем, очигледно је да овако задати гранични услови не одговарају реалним условима, па је неопходно вршити даља истраживања у овом правцу и то прије свега у одређивању тачних граничних услова за брзину честица на улазу у сепаратор. Ако се до експерименталних резултата не може доћи, онда је неопходно у нумеричким симулацијама третирати интегрално сепаратор са улазним каналом. При томе, тако конципирати модел геометрије да улаз у геометријски модел буде такав да се могу што тачније дефинисати улазни подаци, нпр. излаз из млина. Иако је у овом пресјеку исто тако тешко извршити мјерења, али искуственим и теоријским анализама је могуће тачније задати граничне услове. Симулацијама оваквог интегралног система избјегла би се непоузданост задавања граничних услова директно на улазу у сепаратор, већ би у том пресјеку владали услови који су стварни.

7.4. ЗАВИСНОСТ КАПАЦИТЕТА СЕПАРАТОРА И ФИНОЋЕ МЕЉАВЕ ОД ПОЛОЖАЈА РЕГУЛАЦИОНИХ КЛАПНИ СЕПАРАТОРА

Проток угљеног праха који улази у сепаратор се регулационим (покретним) клапнама у сепаратору дијели на два дијела, дио који излази на излазни отвор и одводи се преко горионика у ложиште и дио који се рециркулационим водом враћа у млин на поновно мљевање. При овом истраживању проток угљеног праха на улазу у сепаратор је држан константан. Као резултат прорачуна изграђеним моделом добијени су масени протоци фракција угљеног праха на излазу из сепаратора и масени протоци фракција угљеног праха који се воде у рециркулацију. Масени протоци за Режим 1. дати су у Таб.7.1, а за Режим 2. у Таб.7.2.

У циљу коректније анализе рада сепаратора угљеног праха умјесто масених протока пратићемо укупне масене удјеле дефинисане као однос укупне масе свих фракција угљеног праха који излази из сепаратора, односно одлази у рециркулацију и укупне масе угљеног праха који улази у сепаратор. Изрази за укупне масене удјеле на излазу и рециркулацији дати су изразима (7.1) и (7.2), а вриједности по тестовима у Таб. 7.3.

$$f_{izl} = \frac{\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{izl,j}}{\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{izl,j} + \sum_{j=1}^5 \dot{m}_{rec,j}} \quad (7.1)$$

$$f_{rec} = \frac{\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{rec,j}}{\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{izl,j} + \sum_{j=1}^5 \dot{m}_{rec,j}} \quad (7.2)$$

Из саме дефиниције масених удјела проистиче да је:

$$f_{izl} + f_{rec} = 1 \quad (7.3)$$

Веза циркулационог броја сепаратора C_s , укупних масених удјела угљеног праха на излазу f_{izl} и рециркулацији f_{rec} дата је изразом:

$$C_s = \frac{1}{f_{izl}} = \frac{1}{1 - f_{rec}} \quad (7.4)$$

Таб. 7.1. Подаци о фракцијама угљеног праха на излазу и рецикулацији сепаратора угљеног праха код Режи́ма 1.²

Тест 1. – 100% проток гаса; угао клапни: 0°							
$d[\mu\text{m}]$	Излаз			Рецикулација			
	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{izl,j}$	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{rec,j}$	
< 90	61	4,64E-02	2,831756	29	4,64E-02	1,346244	
90–200	36	1,72E-02	0,617600	54	1,72E-02	0,926400	
200–500	1	2,06E-02	0,020600	89	2,06E-02	1,833400	
500–1000	7	1,61E-02	0,112389	83	1,61E-02	1,332611	
1000–5000	0	1,56E-02	0,000000	90	1,56E-02	1,402000	
$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{izl,j}$			3,582344	$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{rec,j}$			6,840656
Тест 2. – 100% проток гаса; угао клапни: 15°							
$d[\mu\text{m}]$	Излаз			Рецикулација			
	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{izl,j}$	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{rec,j}$	
< 90	86	4,64E-02	3,992311	4	4,64E-02	0,185689	
90–200	63	1,72E-02	1,080800	27	1,72E-02	0,463200	
200–500	2	2,06E-02	0,041200	88	2,06E-02	1,812800	
500–1000	9	1,61E-02	0,144500	81	1,61E-02	1,300500	
1000–5000	0	1,56E-02	0,000000	90	1,56E-02	1,402000	
$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{izl,j}$			5,258811	$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{rec,j}$			5,164189
Тест 3. – 100% проток гаса; угао клапни: 30°							
$d[\mu\text{m}]$	Излаз			Рецикулација			
	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{izl,j}$	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{rec,j}$	
< 90	90	4,64E-02	4,178000	0	4,64E-02	0,000000	
90–200	85	1,72E-02	1,458222	5	1,72E-02	0,085778	
200–500	20	2,06E-02	0,412000	70	2,06E-02	1,442000	
500–1000	7	1,61E-02	0,112389	83	1,61E-02	1,332611	
1000–5000	0	1,56E-02	0,000000	90	1,56E-02	1,402000	
$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{izl,j}$			6,160611	$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{rec,j}$			4,262389
Тест 4. – 100% проток гаса; угао клапни: 45°							
$d[\mu\text{m}]$	Излаз			Рецикулација			
	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{izl,j}$	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{rec,j}$	
< 90	89	4,64E-02	4,131578	1	4,64E-02	0,046422	
90–200	90	1,72E-02	1,544000	0	1,72E-02	0,000000	
200–500	42	2,06E-02	0,865200	48	2,06E-02	0,988800	
500–1000	12	1,61E-02	0,192667	78	1,61E-02	1,252333	
1000–5000	0	1,56E-02	0,000000	90	1,56E-02	1,402000	
$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{izl,j}$			6,733444	$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{rec,j}$			3,689556

²Индекс j се односи на класе честица (Таб.6.3), а $\dot{m}(i)$ проток честица исте класе по трајекторији

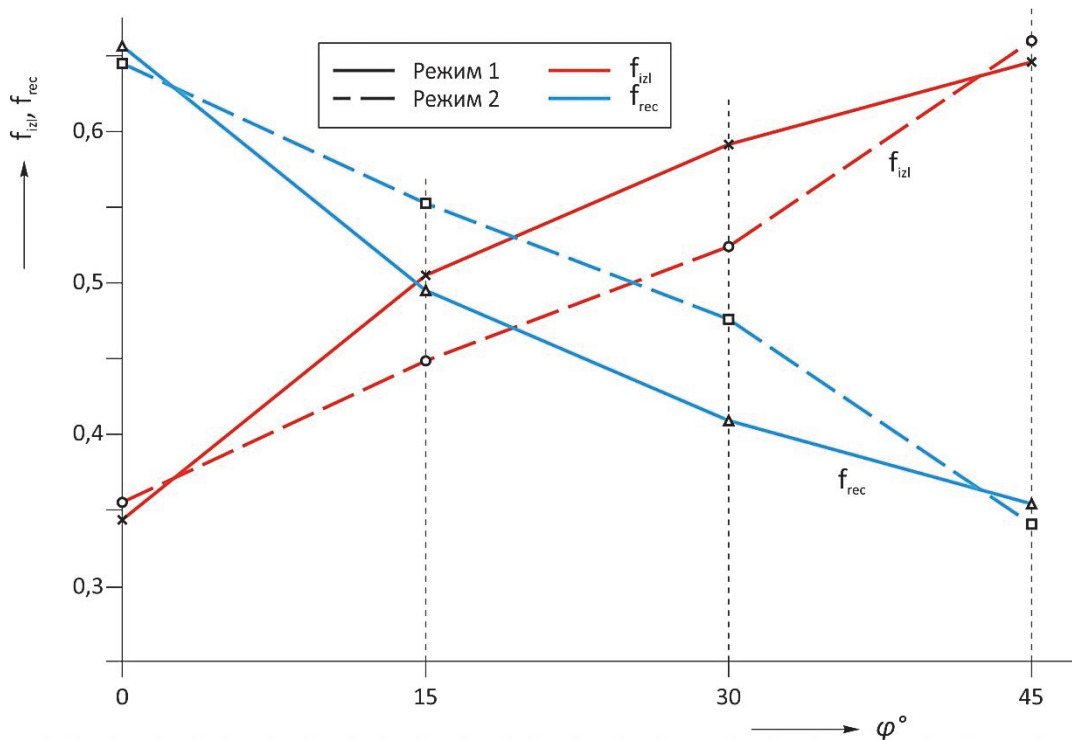
Таб. 7.2. Подаци о фракцијама угљеног праха на излазу и рецикулацији сепаратора угљеног праха код Режи́ма 2.

Тест 5. – 90% проток гаса; угао клапни: 0°						
$d[\mu\text{m}]$	Излаз			Рецикулација		
	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{izl,j}$	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{rec,j}$
< 90	60	4,64E-02	2,785333	30	4,64E-02	1,392667
90–200	46	1,72E-02	0,789156	44	1,72E-02	0,754844
200–500	3	2,06E-02	0,061800	87	2,06E-02	1,792200
500–1000	4	1,61E-02	0,064222	86	1,61E-02	1,380778
1000–5000	0	1,56E-02	0,000000	90	1,56E-02	1,402000
		$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{izl,j}$	3,700511		$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{rec,j}$	6,722489
Тест 6. – 90% проток гаса; угао клапни: 15°						
$d[\mu\text{m}]$	Излаз			Рецикулација		
	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{izl,j}$	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{rec,j}$
< 90	71	4,64E-02	3,295978	19	4,64E-02	0,882022
90–200	65	1,72E-02	1,115111	25	1,72E-02	0,428889
200–500	5	2,06E-02	0,103000	85	2,06E-02	1,751000
500–1000	10	1,61E-02	0,160556	80	1,61E-02	1,284444
1000–5000	0	1,56E-02	0,000000	90	1,56E-02	1,402000
		$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{izl,j}$	4,674644		$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{rec,j}$	5,748356
Тест 7. – 90% проток гаса; угао клапни: 30°						
$d[\mu\text{m}]$	Излаз			Рецикулација		
	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{izl,j}$	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{rec,j}$
< 90	83	4,64E-02	3,853044	7	4,64E-02	0,324956
90–200	64	1,72E-02	1,097956	26	1,72E-02	0,446044
200–500	17	2,06E-02	0,350200	73	2,06E-02	1,503800
500–1000	10	1,61E-02	0,160556	80	1,61E-02	1,284444
1000–5000	0	1,56E-02	0,000000	90	1,56E-02	1,402000
		$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{izl,j}$	5,461756		$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{rec,j}$	4,961244
Тест 8. – 90% проток гаса; угао клапни: 45°						
$d[\mu\text{m}]$	Излаз			Рецикулација		
	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{izl,j}$	Бр. трај.	$\dot{m}(i)$	$\dot{m}_{rec,j}$
< 90	90	4,64E-02	4,178000	0	4,64E-02	0,000000
90–200	90	1,72E-02	1,544000	0	1,72E-02	0,000000
200–500	42	2,06E-02	0,865200	48	2,06E-02	0,988800
500–1000	18	1,61E-02	0,289000	72	1,61E-02	1,156000
1000–5000	0	1,56E-02	0,000000	90	1,56E-02	1,402000
		$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{izl,j}$	6,876200		$\sum_{j=1}^5 \dot{m}_{rec,j}$	3,546800

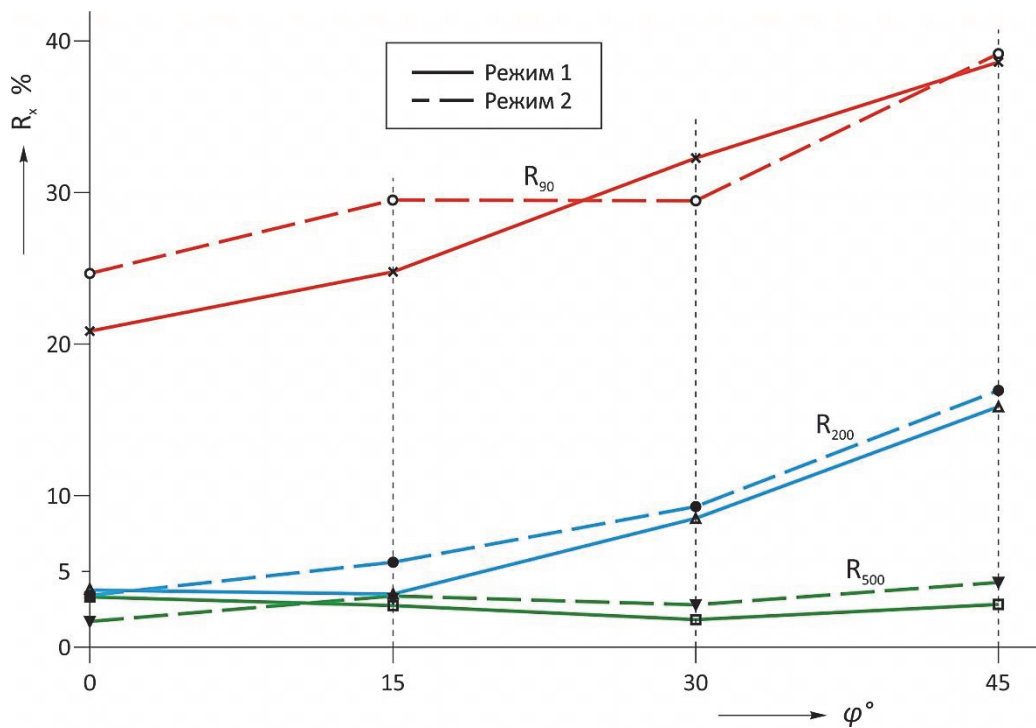
Међутим, израчунавање циркулационог броја у наведеним тестовима може лако да доведе до забуне, јер је уобичајено да се праћење циркулационог броја врши при констаном масеном протоку на излазу из сепаратора, што није случај при овоме истраживању.

Таб. 7.3. Укупни масени удјели фракција угљеног праха на излазу из сепаратора $f_{\text{изл}}$ и рецикулацији f_{rec}

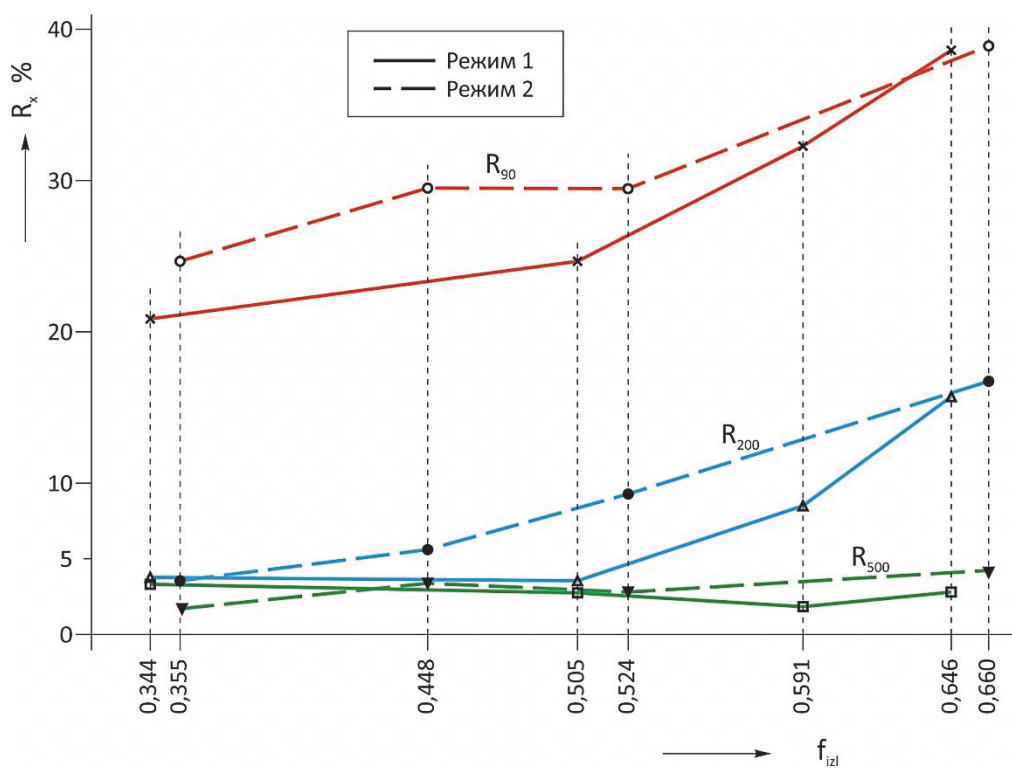
Режим	Тест	$\varphi [^\circ]$	$f_{\text{изл}} [-]$	$f_{\text{rec}} [-]$
1	1	0	0,344	0,656
	2	15	0,505	0,495
	3	30	0,591	0,409
	4	45	0,646	0,354
2	5	0	0,355	0,645
	6	15	0,448	0,552
	7	30	0,524	0,476
	8	45	0,660	0,340



Сл. 7.25. Промјена укупног масеног удјела угљеног праха на излазу из сепаратора $f_{\text{изл}}$ и укупног масеног удјела угљеног праха који одлази у рецикулацију f_{rec} , зависно од положаја регулационих клапни сепаратора и режима рада.



Сл. 7.26. Финоћа мелаве у излазном пресеку сепаратора угљеног праха зависно од положаја регулационих клапни



Сл. 7.27. Финоћа мелаве у излазном пресеку сепаратора угљеног праха зависно од укупног масеног удјела угљеног праха на излазу из сепаратора f_{izl}

На Сл. 7.25. приказана је промјена укупног масеног удјела угљеног праха на излазу из сепаратора f_{izl} и укупног масеног удјела угљеног праха који одлази у рецикулацију f_{rec} зависно од положаја регулационих клапни сепаратора и режима рада. Са наведеног дијаграма се види да повећањем нагиба регулационих клапни φ долази до повећања масеног удјела угљеног праха који одлази у ложиште f_{izl} и до смањења масеног удјела угљеног праха који одлази на поновно мљевање у млин f_{rec} . Промјена f_{izl} зависно од режима рада је нешто значајнија за средњи положај регулационих клапни (угао нагиба 15 до 30°). Види се да укупни масени удио угљеног праха на излазу из сепаратора f_{izl} при смањењу протока гаса (Режим 2) и углу $\varphi = 15^\circ$ се смањује са 0,505 на 0,448 или за 5,7 %, а при углу $\varphi = 30^\circ$ смањење је са 0,591 на 0,524 или за 6,7 %. При томе, промјена f_{rec} се смањује према једначини (7.3).

Финоћа угљеног праха је од изузетног значаја за сагоријевање у ложишту. Математички модел повезује финоћу угљеног праха на излазу из сепаратора и положај регулационих клапни у сепаратору. Њена зависност од положаја регулационих клапни је графички дата на Сл. 7.26. и од промјене укупног масеног удјела угљеног праха на излазу из сепаратора f_{izl} на Сл. 7.27. Под положајем клапни, у овом конкретном случају, подразумијева се угао нагиба φ покретних клапни према хоризонтали. Како су тестови вршени за четири вриједности угла нагиба регулационих клапни то је промјена финоће мељаве између ових положаја на дијаграму апроксимирана правом линијом. Са дијаграма се види да се повећањем угла φ добива грубља мељава, с тим да је ова промјена финоће мељаве већа код већих углова нагиба. Уочава се да се при смањењу протоку гаса (за 10 % у односу на номиналну) уз исту количину угљеног праха (Режим 2) добива нешто грубља мељава. Са дијаграма на Сл. 7.27. се види да се грубља мељава добива при повећању масеног удјела угљеног праха на излазу из сепаратора f_{izl} , што је и очекивано. Узимајући у обзир образац (7.3), акључује се са Сл. 7.27. да са погоршањем финоће мељаве на излазу из сепаратора, се смањује укупни удио угљеног праха који одлази у рецикулацију f_{rec} и на тај начин се утиче на оптерећење млина. Ово је од значаја за одлучивање о избору стварног (физичког) нагиба φ регулационих клапни у експлоатацији.

8. ЗАКЉУЧАК

Предмет истраживања у овом раду је процес струјања двофазне смјеше гас-чврсте честице угља и издвајање из ове смјеше честица чије су димензије (маса) веће од задатих, у циљу њиховог враћања на поновно мљевање. На тај начин се добија угљени прах одређене (задате) финоће. Овај угљени прах се последице сепаратора, посебним каналима доводи до горионика и преко њих уводи на сагоријевање у ложиште. Финоћа угљеног праха, при сагоријевању конкретног угља у датој геометрији ложишта, одређује губитак услед механичке несагорјелости горива q_4 . Поред коефицијента вишка ваздуха α , ово је један од најутицајнијих фактора који одређује коефицијент корисности котла η_k [20]. На овај начин финоћа мљевања, односно процес мљевања у млину и сепарација угљеног праха у сепаратору, знатно утичу на потрошњу угља генератора паре.

У раду је приказан развој и верификација комплексног математичког односно нумеричког модела струјања аеросмјеше кроз сепаратор угљеног праха и издвајање крупнијих честица угљеног праха већих од задате величине. Поступак моделирања је значајан за разумијевање и примјену експерименталних података, а посебно за развој, пројектовање и оптимизацију експлоатације процеса и постројења. Поред тога што је достигнут висок ниво развоја математичког моделирања турбулентних двофазних струјања и даље се врше истраживања и усавршавања моделирања овог процеса.

Због реалности разматрања наведеног процеса у раду је коришћен тродимензионални модел. С друге стране, било је потребно да се резултати истраживања могу користити при експлоатацији и пројектовању сепаратора угљеног праха, као значајног дијела постројења за припрему угљеног праха код парних котлова. Математички модел је изграђен на основу досадашњих теоријских проучавања и експерименталних истраживања карактеристика двофазног струјања смјеше гас – чврсте честице у струјним просторима сложене геометрије. Математичко моделирање се базира на симултаном рјешавању диференцијалних једначина транспортних феномена присутних у процесу струјања двофазне смјеше гас-чврсте честице. Главни задатак при развоју овако комплексних модела представља израда одговарајућих модела за сваки од

елементарних процеса, турбулентно струјање гаса и кретање честица угљеног праха.

Модели за описивање турбулентног струјања гасова најчешће се базирају на $k - \varepsilon$ методи и до сада су успјешно провјерени и испробани. Због тога је у овом моделу за затварање система временски осредњених Рејнолдсових једначина турбулентног струјања изабран двоједначински $k - \varepsilon$ модел турбуленције, уз корекцију због присуства честица. Постављене су и рјешаване једначине одржања: континуитета, количине кретања, кинетичке енергије турбуленције k и њене дисипације ε .

Процес струјања двофазне смјеше гас – чврсте честице карактерише узајамно дејство између фаза. При моделирању се могу користити два приступа. У првом приступу се обје фазе третирају као континуум – Ојлеров приступ. У другом, Лагранжеовом приступу, посебно се разматра динамика појединих честица што се своди на одређивање њихових трајекторија и промјена брзина, температуре и масе честица дуж трајекторија. Присуство дисперзне фазе се узима у обзир као извор или понор количине кретања, масе и топлоте у једначинама за гасну фазу. Основа за континуалну фазу су модели развијени за чисти флуид. У литератури се користе за дисперзну фазу и Ојлеров и Лагранжеов приступ. Ојлеров приступ је погоднији са становишта коришћења истог алгоритма као за континуалну фазу, али је одређивање коефицијента дифузије врло сложено и неизвјесно. Лагранжеов приступ је ближи физичкој стварности и обезбјеђује више информација (трајекторије, вријеме боравка честице у посматраном простору), даје реалнију слику и поузданије предвиђање кретања честица у турбуленцији флуида. Поред тога, Лагранжеов приступ је једноставнији од Ојлеровог, ако је у питању истовремено кретање честица различитих величина, као што је струјање аеросмјеше кроз сепаратор угљеног праха. Значајно је мање ангажовање меморије рачунара. Због наведеног у раду је примијењен Ојлеров приступ за гасовиту, а Лагранжеов за дисперзну фазу.

На бази оптерећења честицама гасне фазе, двофазни ток аеросмјеше у инерцијалном сепаратору угљеног праха може се категорисати као ток мале густине (запреминска концентрација чврстих честица у гасу је мања од 0,01),

контролисан локалним аеродинамичким силама у току. У раду су детаљно анализиране ове силе и дошло се до закључака о занемаривању утицаја неких од њих на процес струјања и сепарацију честица (Бусинеск-Басетова, Сафманова и Магнусова сила).

Изграђени модел у овом раду обезбјеђује, поред осталог, израчунавање циркулационог броја C_s у свим режимима рада сепаратора и при свим угловима нагиба покретних клапни, што је од значаја за предвиђање хабања дијелова млина. На овај начин се располаже податком о тренутном стварном оптерећењу млина, односно ангажованој снази електромотора за погон млина, што је значајно за рационализацију утрешка електричне енергије за погон млина.

На основу искуства при изградњи математичког модела и резултата приказаног прорачуна сепаратора угљеног праха, може се закључити да се развијени модел може успјешно користити за прорачун и оптимизацију конструкције и за одређивање параметара у експлоатацији сепаратора. Реалност добијених резултата, у сваком конкретном случају, зависи и од тачности гранулометријског састава угљеног праха на улазу у сепаратор угљеног праха. Проблем установљавања гранулометријског састава мељаве на улазу у сепаратор своди се на проблем узимања репрезентативног узорка мељаве. Ово је изузетно сложен проблем и захтијева посебна истраживања.

Нумеричка симулација предметног сепаратора је показала сљедеће:

1. Да при избору угла нагиба регулационих клапни у експлоатацији, поред захтјева за финоћу мељаве, треба уважити и чињеницу да при углу нагиба регулационих клапни од 0° и 15° дио ситних честица се враћа у рецикулацију, што треба уколико је могуће избјегавати.
2. За угао нагиба регулационих клапни од 45° постоје ограничења: превелика брзина уз косину задњег зида на номиналном оптерећењу, појава рецикулационог тока у излазном пресјеку и изнад одвода честица у рецикулацију, па је за коришћење овог угла нагиба клапни тешко наћи оправдање.
3. Забиљежени су удари честица у бочне зидове, али не у значајној мјери и скоро да је број ових удара константан у свим тестовима.

4. Смањивањем протока гаса за 10% (Режим 2.) промјене главних параметара (финоћа мељаве, циркулациони број, брзине, вријеме задржавања честица у струјном простору) су мале, што се могло и очекивати.

Научни допринос ове дисертације унапређењу научне мисли (знања) је развијен математички модел тродимензионалног двофазног струјања аеросмјеше у сложеној геометрији и начин његовог рјешавања нумеричком методом коначних запремина. Он у суштини представља унапређење методе истраживања двофазног струјања (гас – чврсте честице) у инерцијалним сепараторима угљеног праха. Истраживање струјања аеросмјеше у инерцијалним сепараторима угљеног праха је важно за оптимирање нових конструкција и рад постојећих сепаратора овог типа, који се често користе у постројењима за припрему угљеног праха у нашим термоенергетским објектима.

Разматрањем у овом раду, постављени модел, начин нумеричког прорачуна и резултати, указују на оправданост рада на истраживању у циљу усавршавања математичког модела струјања угљеног праха у инерцијалним сепараторима угљеног праха [131]. Главни правци будућих истраживања се могу дефинисати на следећи начин:

1. Усавршавање овог математичког модела укључивањем критеријума оптимизације конструкције сепаратора и параметара експлоатације,
2. Провјера и усавршавање модела различитих конструкција инерцијалних сепаратора – распоред клапни;
3. Провјера и усавршавање модела при коришћењу других врста угља (нпр. угаљ са повећаним садржајем ксилита);
4. Истраживачки рад на повезивању овог усавршеног модела и модела осталих елемената припреме угљеног праха са моделом сагоријевања у ложишту. Под појединачним моделима припреме угљеног праха подразумијевају се модели: топле и хладне рецикулације, мљевања и сушења горива, транспорта аеросмјеше и горионика. Резултат овако усмјереног истраживачког рада, била би оптимизација сагоријевања у ложишту генератора паре и рјешавање низа других проблема који се

појављују у експлоатацији. Узимајући у обзир да ложиште парног котла представља „жариште губитака“ [132, 133] у термоенергетском постројењу (термоелектрани), може се претпоставити значај ових истраживања.

9. СПИСАК ОЗНАКА

η_k	%	Степен корисног дејства котла
η_l	%	Степен корисног ложишта
q_2	%	Губитак у излазним гасовима
q_4	%	Губитак због механичке непотпуности сагоријевања
α	–	Коефицијент вишка ваздуха
H_d	–	Доња топлотна моћ
η_s	%	Степен ефикасности сепаратора угљеног праха
R_x	%	Остатак на сити величине $x \mu m$
C_s	–	Циркулациони број сепаратора
B	$kg s^{-1}$	Масени проток угља кроз млин
B_m	$kg s^{-1}$	Масени проток рециркулисаног млива из сепаратора у млин
Φ		Општа варијабла
ρ	$kg m^{-3}$	Густина гасне фазе
ρ_p	$kg m^{-3}$	Густина честице
U_j	ms^{-1}	Усредњене компоненте вектора брзине гасне фазе
x_i		Просторне координате
Γ_Φ		Транспортни дифузиони коефицијент за општу варијаблу Φ
S_Φ		Изворни члан у једначини за општу варијаблу Φ
μ	$kg m^{-1} s^{-1}$	Динамички вискозитет гасне фазе
S_Φ^{IF}		Интерфазни члан интеракције чврсте и гасне фазе
P	Nm^{-2}	Усредњени притисак гасне фазе
ν_{ef}	$m^2 s^{-1}$	Ефективна кинематска вискозност
ν_t	$m^2 s^{-1}$	Турбулентна кинематска вискозност
ν	$m^2 s^{-1}$	Молекуларна кинематска вискозност гаса
k	Jkg^{-1}	Кинетичка енергија турбуленције

ε	m^2s^{-3}	Брзина дисипације кинетичке енергије
l	m	Турбулентна дужинска размјера
d_p	m	Пречник честице
F		Фреквенција турбулентних осцилација флуида
$\bar{\Omega}$	rads^{-1}	Вектор угаоне брзине ротације честице
x_p	m	Вектор позиције честице
U_p	ms^{-1}	Вектор брзине честице
m_p	kg	Маса честице
\mathcal{R}_p		Функција отпора честице
U	ms^{-1}	Вектор тренутне брзине гасне фазе
U_c	ms^{-1}	Усредњена векторска брзина гасне фазе
u_c	ms^{-1}	Турбулентна флукуација векторске брзине гасне фазе
\mathbf{G}	ms^{-2}	Вектор гравитације
b	–	Коефицијент узгонске силе
V_p	m^3	Запремина честице
A_p	m^2	Површина попречног пресека честице
C_D	–	Коефицијент отпора честице
R_{e_p}	–	Рејнолдсов број релативног кретања честице у односу на гас
\mathcal{P}	m^2s^{-3}	Продукција
$C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$	–	Константе у $k - \varepsilon$ моделу турбуленције
σ	–	Стандардна девијација
Δt_s	s	Временски интервал дјеловања
Δt_e	s	Вријеме живота локалног вртлога
Δt_r	s	Вријеме протока честице кроз локални вртлог
ℓ_e	m	Величина локалног вртлога (локална дужинска размјера турбуленције)

Δt_L	s	Лагранжеов временски корак интеграције
t_0	s	Минимални временски корак (мин. 10^{-7} s)
t_1	s	Временски корак (мин. вријеме проласка кроз нумеричку ћелију / мин. број Лагранжеових корака)
t_2	s	Вријеме релаксације импулса
t_3	s	Максималан временски корак (искуствено)
A	–	Фактор мултипликације
\mathbf{x}_p^0		Позициони вектор честице на почетку временског корака Δt_L
\mathbf{x}_p^n		Позициони вектор честице на крају временског корака Δt_L
U_p^0	–	Брзина честице на почетку временског корака Δt_L
X		Промјенљива честице (импулс, маса, енталпија),
A, B	–	Константе
X^0		Вриједност промјенљиве на почетку временског корака
X^n		Вриједност промјенљиве на крају временског корака
$U_{p,i}^0$	ms^{-1}	Компоненте вектора брзине честице
η	–	Бројчани проток честица за једну ћелију
U^+	–	Бездимензионална брзина
U_R	ms^{-1}	Резултујућа брзина паралелна са зидом у првом слоју ћелија до зида
U_τ	ms^{-1}	Резултантна фрикциона брзина
y^+	–	Бездимензионална координата
Δ	m	Нормално растојање између зида и првог чвора коначне запремине
κ	–	Вон Карманова константа ($\kappa = 0,4187$)
E	–	Коефицијент храпавости зида
C_z	–	Коефицијент трења

C_{zl}	–	Турбулентни коефицијент трења за локални Рејнолдсов број $Re \leq 132,5$
C_{zt}	–	Коефицијент трења за локални Рејнолдсов број $Re > 132,5$
κ_{st}	–	Вон Карманова константа за неравнотежне услове на зиду ($\kappa_{st} = \kappa C_{\mu}^{1/4}$)
E_{st}	–	Коефицијент храпавости зида за неравнотежне услове на зиду ($E_{st} = E \cdot C_{\mu}^{1/4}$)
Φ^a	–	Апроксимативно рјешење
W, E, S, N, L, H		Ознаке чворова
w, e, s, n, l, h		Ознаке страница ћелије
P		Централни чвор
$\delta x, \delta y, \delta z$	m	Растојање чворова
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	m	Растојање страница ћелије
$V^{geom.}$	m ³	Запремина ћелије
a_p, a_{Nb}		Коефицијенти генералне диферентне једначине
C_{cf}	kg s ⁻¹	Конвективни флукс на страници ћелије
D_{cf}		Дифузиони флукс на страници ћелије
Pe_{cf}	–	Пеклеов број на страници ћелије
P	Nm ⁻²	Поље притиска гаса (тачна вриједност)
P^*	Nm ⁻²	Претпостављена вриједност поља притиска гаса
P^+	Nm ⁻²	Корекција притиска гаса
Φ_{Nb}^*	–	Вриједност промјенљиве у сусједним чворовима
α	–	Параметар релаксације
R	–	Резидуал одговарајуће величине нумеричког модела у текућој итерацији
φ	°	Угао нагиба клапни у сепаратору

10. ЛИТЕРАТУРА

1. Smoot, L. Douglas: „International Research Centers Activities in Coal Combustion“, Prog. Energy Combust. Sci. Vol. 24, pp. 409–501, 1998.
2. Energie in der welt, Steinkohle 1999, Essen
3. Williams, A. and Argiri, M.: „Developments in fossil fuel alectricity generation“, Nucl. Energy. Vol. 32, No. 5, pp. 305–311, Oct., 1993.
4. Fyfe, W. S.: „Clean enery for 10 billion humans in the 21 st century: is it possible!“, International Journal of Coal Geology Vol. 40, pp. 85–90, 1999.
5. Longwell, J. P., Rubin, E. S. and Wilson, J.: „Coal: Energy for the Future“, Prog. Energy Combust. Sci. Vol. 21, pp. 269–360, 1995.
6. Трифуновић, М. В.: „Испитивање утицаја фракција на сагоревање угљеног праха домаћих лигнита“, Докторска дисертација, Машински факултет, Београд, 1984.
7. Бркић, Љ.: „Прилог избору сушења домаћих лигнита за котлове блокова велике снаге“, Докторска дисертација, Машински факултет, Београд, 1980.
8. Бркић, Љ., Живановић, Т., Туцаковић, Д.: „Парни котлови“, Машински факултет, Београд, 2010.
9. Merrick, D.: „Coal combustion and conversion technology“, Mackmillan, London, 1984.
10. Weinberg, F. J.: „Advanced Combustion Methods“, Academic Press, London, 1986.
11. Ђурић, В.: „Парни котлови: теоријске основе. Свеска I“, Грађевинска књига, Београд, 1969.
12. Радуловић, П., Поповић, З., Репић, Б.: „Могућност коришћења угљеног праха у металургији“, III Југословенски симпозијум о металургији, Београд, 1984.
13. Репић, Б., Радуловић, П., Шикмановић, С., Грубор, Б.: „Сагоревање угљеног праха у индустријским пећима и ложиштима“, Трећи научни скуп о опреми у процесној индустрији, стр. 84–90, Београд, 1988.
14. Шикмановић, С., Репић, Б., Јовановић, Љ.: „Могућности коришћења угљеног праха“, INN-ITE-880, Београд, 1992.
15. Essenhigh, R. H.: „A short history of pulveriyed – fuel firing“, J. Inst. Fuel, pp. 16–26, January 1961.

16. Живановић, Т., Бркић, Љ., Туцаковић, Д.: „Прорачун постројења за припрему угљеног праха“, Машински факултет, Београд, 2005.
17. Ока, С.: „Сагоревање у флуидизованом слоју: процеси и примена“, Југословенско друштво термичара, Београд, 1994.
18. Гулич, М., Бркић, Љ., Живановић, Т., Петковић, Б.: „Прорачун вентилаторских млинова“, ЗЕП – Минел Котлоградња, Београд, 1982.
19. Babic, V., Milovanovic, Z., D. Jeremic, S. Dumonjic-Milovanovic: „Analyses of Cause for Operating problems of Steam Boiler of 300 MW Block in Thermal Power Plant Gacko“, Power Plants 2010, 26 –29, Vrnjaska Banja, October 2010,
20. Бабић, В.: „Анализа процеса мљевања и сагоријевања лигнита Станари“, Магистарски рад, Машински факултет, Београд, 2002.
21. Шагалова, С. Л., Шницер, И. Н.: „Сжигание твердог топлива в топках парогенераторов“, Энергия, Москва, 1976.
22. Митор, В. В., Маршак, Ю. Л.: „Проектирование топок с твердым шлакоудалением“, (дополнение к Нормативному методу теплово расчета котельных агрегатов), Ленинград, 1981.
23. Бабић, В.: „Прилог комплексном изучавању сагоријевања лигнита Станари“, IX Међународна конференција о достигнућима електротехнике, машинства и информатике DEMI 2009, Бања Лука, 28 – 29. мај 2009.
24. Стевановић, М. Ж.: „Нумерички аспекти турбулентног преношења импулса и топлоте“, Машински факултет Ниш, 2008.
25. Белошевић, С.: „Прилог моделирању процеса у ложишту котла за сагоријевање угљеног праха“, Докторска дисертација, Машински факултет Универзитета у Београду, 2003.
26. Сијерчић, М.: „Математичко моделирање комплексних турбулентних транспортних процеса“, *монографија*, Југословенско друштво термичара, Институт за нуклеарне науке „Винча“, Београд, 1998.
27. Sijercic, M., Nemoda, S.: „Zonal Numerical Simulation of Heat Transfere in a Furnace“, Proceedings of the 2nd European Thermal-Science and 14th UIT National Heat Transfer Conference, Rome, Italy, 1996, pp. 1455 – 1461.

28. Hill, S. K., Smoot. L. Douglas.: „Modeling of nitrogen oxides formation and destruction in combustion systems“, Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 26, pp. 417 – 458, 2000.
29. Pillarella, M. R., Klotz, H. C., Koperman, T. W.: „An Overview of Commercially-Available Computational Fluid Dynamics Models for Multiphase Flows“, Russ. J. Eng. Thermophys., Vol. 5, pp. 223 – 235, 1995.
30. „FASTEST INOVATION by SIMULATION“, Invent Computing, prospektni materijal, 2001.
31. „AVL’s Computational Fluid Dynamics Package“, AVL, web, Copyright 1997. AVL-LIST GmbH, <http://www.avl.com>
32. Црнојевић, Ц.: „Транспорт чврстих материјала флуидима“, Машински факултет, Београд, 2002.
33. Deadorff, J. W. and Peskin R. L.: „Lagrangian statistic from numerically integrated shear flow“. Phys. Fluids, Vol. 13, No 3, pp. 584 – 595, 1970.
34. Хањалић К.: „Моделирање турбулентних транспортних процеса – Новија достигнућа и тенденције даљих истраживања“, Математски модели турбулентних транспортних процеса, Зборник радова у спомен Акд. М. Риђановићу, 1–39, АНУ БиХ, Сарајево, 1984.
35. Launder, B. E., Spalding, D. B.: „Mathematical Models of Turbulence“, Academic Press, London and New York, 1972.
36. Launder, B. E., Spalding, D. B.: „The Numerical Computation of Turbulent Flows“, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, pp. 269–289, North–Holland
37. Хањалић, К., Вујовић, В., Ивановић, М.: „Моделирање узгонских ефеката у турбулентним смичућим токовима са суспендованим честицама“, Математски модели турбулентних транспортних процеса, Зборник радова у спомен Акд. М. Риђановићу, 117–137, АНУ БиХ, Сарајево, 1984.
38. Hize, J. O.: „Turbulence“, 2nd edition, McGraw – Hill, New York, 1975.
39. Gousebet, G., Desjonqueres. P. and Berlemont, A.: „Eulerian and Lagrangian Approaches to Turbulent Dispersion of Particles“, International Seminare „Transient Phenomena in Multiphase Flow“, Dubrovnik, may, 1987.

40. Borner, T.: „An Eulerian Approach for the Calculation of Disperse Two-Phase Flows“, Proceedings of the Fourth Workshop on Two-Phase Flow Predictions, Erlangen, 1987.
41. Chang, I.: „One and Two Phase Nozzle Flows“, AIAA Journal, Vol. 18, No. 12, 1980.
42. Durst, F., Milojevic, D., Schonung, B.: „Eulerian and Lagrangian predictions particulate two-phase flows: a numerical study“, Appl. Math. Modeling, Vol. 8, 1984.
43. Harlow, F. H. and Amsden, A. A.: „Numerical Calculation of Multiphase Fluid Flow“, Journal of Computational Physics 17, 19 – 25, 1975.
44. Lee, S. L. and Durst, F.: „On the Motion of Particles in Turbulent Duct Flows“, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 8, pp. 125 – 146, 1982.
45. Lee, S. L. and Wiesler, A.: „Theory on Transverse Migration of Particles in a Two-Phase Suspension Flow Due to Turbulent Diffusion“, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, pp. No 1, 1987.
46. Mostafa, A. A., Elghobashi, S. E.: „A Two-Equation Turbulence Model for Jet Flows Laden with Vaporizing Droplets“, Int. Multiphase Flow, Vol. 11, No 4, pp. 515 – 533, 1985.
47. Migdal, D. and Agosta, V. D.: „A Source Flow Model for Continuum Gas-Particle Flows“, Trans. ASME, Appl. Mech. Vol. 34E, No 4, 1967.
48. Crowe, C. T., Sharma, M. P. and Stock, D. E.: „The Particle–Source–in–Cell (PSI–CELL) Model for Gas-Droplet Flows“, Journal of Fluids Engineering, June, 1977.
49. El-Banhawy, Whitelaw J. N.: „The Calculation of the Flow Properties of a Confined Cerosene-Spray Flame“, AIAA paper, 79 – 7020, 1979.
50. Gosman, A. D., Ioannidies, E.: „Aspect of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors“, J. Energy, Vol. 7, No. 6, pp. 482 – 490, 1983.
51. Lockwood, F. C., Salooja, A. P. and Syed, S. A.: „A Prediction Method for Coal Fired Furnaces“, Combustion and Flame, Vol. 38, pp. 1 – 15, 1980.
52. Crowe, C. T.: „On Modeling Spray Air Contact in Spray Drying Systems, in Advances in Drying“, Hemisphere Publ., 1980.

53. Crowe, C. T. and Pratt, D. T.: „Analysis of the Flow Field in Cyclone Separators“, Computers and Fluids, Vol. 2, 1974.
54. Irino, M. et al.: „Numerical Approach for Coal – Fired MHD Combustor“, Ninth Intern. Conf. on MHD Electrical Power Generation, Tsukubu, 1986.
55. Huber N., Sommerfeld M.: „Digital Image Processing of Laser Sheet Visualizations: an Effective Method to Characterize the Nonuniformity of Two-Phase Flows“, ICHMT Seminar on Imaging in Transport Processes, Athens, May 25 – 29, 1992.
56. Милојевић, Д. Ж.: „Дводимензионално турбулентно струјање мешавине флуида и честица“, Докторска дисертација, Машински факултет у Београду, 1985.
57. Milojevic, D.: „Lagrangian Stochastic-Deterministic (LSD) Predictions of Particle Dispersion in Turbulence“, Part. Syst. Charact., Vol. 7, pp. 181 – 190, 1990.
58. Snyder, W. H. and Lumley, J. L.: „Some measurements of particle velocity autocorrelation functions in a turbulent flow“, J. Fluid Mech., Vol. 48, part 1, pp. 41 – 71, 1971.
59. Calabrese, R. V. and Middleman, S.: „The dispersion of discrete particles in a turbulent fluid field“, AIChE Journal, Vol. 25, No. 6, pp. 1025 – 1035, 1979.
60. Wells, M. R. and Stock, D. E.: „The effects of crossing trajectories on the dispersion of particles in a turbulent flow“, J. Fluid Mech., Vol. 136, pp. 31–62, 1983.
61. Elghobashi, S. E. and Abou-Arab, T. W.: „A Two-Equation Turbulence Model for Two-Phase Flows“, Phys. Fluids 26, 1983.
62. Kodoma, S. et al.: „Numerical simulation off Two-Phase Natural Circulation Induced by Bubble Plume“, Proc. of First Int. Symp. on Two-Phase Flow Modeling and Experimenttation, pp. 117 – 124, Rome, 1995.
63. Wennerberg, D.: „Code Description, Proccedings of the Fourth Workshop on Two–Phase Flow Predictions“, Erlangen, 1987.
64. Rubinow, S. I., Keller, J. B.: „The Transverse Force on a Spining Sphere Moving in a Viscous Fluid“, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 11, pp. 447 – 459, 1961.
65. White, B. R., Schulz. J. C.: „Magnus Effect in Saltation“, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 81, Part. 3, pp. 497 – 512, 1977.

66. Safman, P. G.: „The Lift on a Small Sphere in a Shear Flow“, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 22, Part. 2, pp. 385 – 400, 1965.
67. Rubin, G.: „Widerstands und Auftriebsbeiwert von ruhenden, kugelförmigen Partikeln in stationären, wandnahen laminaren Grenzschichten“, Dissertation, University of Karlsruhe, 1977.
68. Matsumoto, S., Saito, S.: „Monte Carlo Simulation of Horizontal Pneumatic Conveying based on the Rough Wall Model“, *Journal of Chemical Engineering of Japan*, Vol. 3, No 2, pp. 223 – 230, 1970.
69. Tsuji, Y., Oshima, T., and Morikawa, Y.: „Numerical Simulation of Pneumatic Conveying in a Horizontal Pipe“, *KONA*, No. 3, 1985.
70. Frank, T., Petrak, D.: „Computersimulation der feststoffeladenen Gasströmung im horizontalen Kanal mit Hilfe des Lagrange-Modells unter Berücksichtigung von Wandrauigkeiten“, Institut für Mechanik der AdW der DDR Karl-Marx-Stadt.
71. Schade, K P., Petrak, D., Weiss, T., Hadrich, T.: „Experimentelle Untersuchungen zur feststoffbeladenen Gasströmung im horizontalen Kanal“, Institut für Mechanik der AdW der DDR Karl-Marx-Stadt.
72. Matsumoto, S., Saito, S.: „On the Mechanism of Suspension of Particles in Horizontal Pneumatic Conveying: Monte Carlo Simulation based on the Irregular Bouncing Model“, *Journal of Chemical Engineering of Japan*, Vol. 3, No 1, pp. 83–92, 1970.
73. Tsuji, Y., Shen, N. J., Morikawa, Y.: „Numerical Simulation of Gas-Solid Flows“. I-Particle- to-Wall Collision, *Technology Reports of the Osaka University*, Vol. 39, No 1975, pp. 233–241, Osaka, Japan, October 1989.
74. Tanaka, T., Tsuji, Y.: „Numerical Simulation of Gas-Solid Two-Phase Flow in a Vertical Pipe“, on the Effect of Inter-Particle Collision, *ASME, FED*, Vol. 121, 1991.
75. Ogawa, S.: „On the Statistical Approaches to the Dynamics of Fully Fluidized Granular Materials“, Computer Center, National Aerospace Laboratory, Chofu, Tokyo, Japan.
76. Crowe, C. T.: „On the Relative Importance of Particle-Particle Collisions in Gas-Particle Flows“, *IMEchE, C78*, pp. 135 – 137, 1981.

77. Sommerfeld, M.: „Expansion of a Gas/Particle Mixture in a Supersonic Free Jet Flow“, *Z. Flugwiss. Weltraumforsch.* Vol. 11, pp. 87 – 96, 1987.
78. Sommerfeld, M.: „Particle Dispersion in Turbulent Flow: The Effect of Particle Size Distribution“, *Part. Syst. Charact.* Vol 7, pp. 209 – 220, 1990.
79. Snyder, W. H. and Lumley. J. L.: „Some Measurements of Particle Velocity Autocorrelation Functions in a Turbulent Flow“, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 48, No 1, pp. 41 – 71, 1971.
80. Arnason, G. T.: „Measurements of Particle Dispersion in Turbulent Pipe Flow“, Ph. D. Thesis, Washington State University, Pullman, 1982.
81. Tsuji, Y. and Morikawa, Y.: „LDV Measurements of an Air-Solid Two-Phase Flow in a Horizontal Pipe“, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 120, pp. 385 – 409, 1982.
82. Tsuji, Y. and Morikawa, Y.: „LDV Measurements of an Air-Solid Two-Phase Flow in a Vertical Pipe“, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 139, pp. 417 – 434, 1984.
83. Morikawa, Y., Tsuji, Y. and Tanaka, T.: „Measurements of Horizontal Air-Solid Two-Phase Flow Using an Optical Fiber Probe“, *Bulletin of JSME*, Vol. 29, No. 249, pp. 802 – 809, 1986.
84. Govan, A. H., Hewitt, G. F., and Ngan, C. F.: „Particle Motion in a turbulent Pipe Flow“, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15, No. 3, pp. 471 – 481, 1989.
85. Sijercic, M., Zivkovic, G., Oka, S.: „The Comparasion of Stochastic and Diffusion Models of Dispersed Phase in Two-Phase Flows“, *International Symposium on Two-Phase Modeling and Experimentation*, Rome, Italy, October 9 – 11, pp. 375–383, 1995.
86. Hanjalic, K., Sijercic, M.: „Mathematical Model of simultaneous co-current coal combustion and gasification“, *Proceeding of the 5th International Symposium Refined Flow Modeling and Turbulence Meassuerments*, Paris, Presses de l’ecole nationale des Ponts et shausses, pp. 433 – 440, 1993.
87. Durst, F., Milojevic, D. and Schonung, B.: „Eulerian and Lagrangian Predictions of Particulate Two-Phase Flows a Numerical Study“. *App. Math. Modelling*, Vol. 8, pp. 101 – 115, 1984.

88. Schonung, B.: „Numerische Simulation Teilchenbeladener vertikaler Rohrströmungen“, Dissertation, Univ. Karlsruhe, 1983.
89. Левит, Г. Т.: „Испытание пылеприготовительных установок“, Энергия, Москва, 1977.
90. Бркић, Љ., Живановић, Т., Туцаковић, Д.: „Термички прорачун парних котлова“, Машински факултет Београд, Београд, 2006.
91. Хзмалян, Д. М., Каган, Я. А.: „Теория горения и топочные устройства“, Энергия, Москва, 1976.
92. Живановић, Т.: „Прилог утврђивању параметара при процесу мљењења угљеног праха сударом на излазу из ударног кола вентилаторског млина“, Докторска дисертација, Машински факултет, Београд, 1990.
93. Живановић, Т., Гулич, М., Милић, М.: „Утицај сепарационих клапни ДГС млина на квалитет угљеног праха“, IX стручно савјетовање о термоелектранама, Зборник радова, стр. 21 – 30, Нови Сад, 1991.
94. Летин Л. А., Роддатис, К. Ф.: „Среднеходные и тихоходные мельницы“, Энергоиздат, Москва, 1981.
95. Сијерчић, М.: „Нумеричка симулација двофазног турбулентног тока“, Сиимпозијум „Савремени проблеми механике флуида“, Београд, 1992.
96. Rosendahl, L.: „Extending the modelling framework for gas-particle systems“, Ph. D. thesis, Aalborg University, Denmark, 1998.
97. Живковић, С. Г.: „Математичко моделирање струјања двофазне смјеше гаса и честица у хоризонталним цевима и каналима“, Докторска дисертација, Машински факултет у Београду, 1996.
98. Стевановић, М. Ж.: „Нумерички аспекти турбулентног преношења импулса и топлоте“, Машински факултет Ниш, Ниш, 2008.
99. Shuen, J., Solomon, A. S. P., Zhang Q. F. and Faeth G. M.: „A Theoretical and Experimental Study of Turbulent Particle-Laden Jets“, NASA – CR – 168293, The Pennsylvania State University, 1983.
100. Hinze, J. O.: „Turbulent Fluid and Particle Interaction“, Progress in Heat and Mass Transfer, Vol. 6, Pergamon Press, Oxford, 1972, pp. 433–452.
101. Hjelmfelt, A. T. and Mockros, L. F.: „Motion of Discrete Particles in a Turbulent Fluid“, Appl. Sci. Res., Vol. 16, 1966.

102. Feat, G. M.: „Evaporation and Combustion of Sprays“, Prog. In Energy and Combust. Sci., Vol. 9, 1983, pp. 1 – 76.
103. Dukowicz, J. K.: „A Particle-Fluid Numerical Model for Liquid Sprays“, J. Comp. Phys., Vol. 35, 1980, pp. 229 – 253.
104. Crowe, C. T.: „Review-Numerical Models for Dilute Gas-Particle Flows“, J. Fluids Engineering, Vol. 104, 1984, pp. 297 – 303.
105. Feat, G. M.: „Current Status of Droplet and Liquid Combustion“, Prog. Energy Combust. Sci. Vol. 3, 1977, pp. 191 – 224.
106. Mc Cormack P. D. and Crane L.: „Physical Fluid Dynamics“, Academic Press, New York, 1973.
107. Shuen, J. S. Chen, L. D. and Faeth G. M.: „Evaluation of Stochastic Model of Particle Dispersion in a Turbulent Round Jet“, AIChE Journal, Vol. 29, No1, 1983.
108. Lockwood, F. C., Salooja, A. P. and Syed: „A prediction Method for Coal Fierd Furnaces“, Combustion and Flame, 42, 1981.
109. Белошевић, С., Сијерчић, М., Стевановић, Ж., Бакић, В.: „Модел размене количине кретања, топлоте и масе двофазног турбулентног струјања са хемијским реакцијама и размјеном топлоте зрачењем“, НИВ-ИТЕ 136, Винча, Децембар, 1998.
110. Launay, K., Huilier , D., Burnage, H.: „Lagrangian Simulation of the Long Time Dispersion in Solid-Gas Flows“, *Proceedings on CD ROM* , ICMF '98, pp. 1–8, June 8–12, 1998, Lyon, France
111. Berlemont, A., Desjonqueres, P., Gouesbet, G.: „Particle Lagrangian simulation in turbulent flows“, Int. J. of Multiphase Flow, 1990, 19-34.
112. Sato Y., Hishida, K., Meada, M.: „Effect of dispersed phase on modification of turbulent flow in a wall jet“, J. Fluids Engng. 118, 1996, 307 – 315.
113. Hishida, K., Sato Y.: „Turbulence Structure of Dispersed Two-Phase Flows (Measurements by Laser techniques and Modeling)“, *Proceedings on CD ROM*, ICMF '98, pp. 1–11, Lyon, France, June 8 – 12, 1998,
114. Graham, D., I.: „Analytical Comparison of Lagrangian Particle Dispersion Models“, *Proceedings on CD ROM*, ICMF '98, pp. 1–11, June 8 – 12, 1998, Lyon, France.

115. Pope, S. B.: „PDF Methods for Turbulent Reactive Flows“, Prog. Energy Combust, Sci, 11, 1985, 119.
116. Lewis J. A., Gauvin W. H.: „Motion of Particles Entrained in a Plasma Jet“, AICHE Journal, Vol. 19, No 5, pp. 982–990, 1973.
117. Arastoopour H., Wang C. H., Weil S. A.: „Particle-Particle Interaction Force in a Dilute Gas-Solid System“, Chemical Engineering Science, Vol. 37, No 9, pp. 1379 – 1386, 1982.
118. Ahmad, K., Goulas, A.: „A Numerical Study of the Motion of a Single in a Duct Flow“, Fifth International Conference on the Pneumatic Transport of Solids in Pipes, April 16–18, London, 1980.
119. Gauvin, W. H., Katta, S., Knelman, F. H.: „Drop Trajectory Predictions and their Importance in the Design of Spray Dryers“, Int. J. Multiphasw Flow, Vol. 1, pp. 793 – 816, 1975.
120. Bhattacharyya, D., Gauvin, W. H.: „Modelling of Heterogeneous Systems in a Plasma Jet Reactor“, Aiche Journal, Vol. 21, No 5, pp. 879 – 885, 1975.
121. Proulx, P., Mostaghi, J., Boulos, M. I.: „Plasma Particle Interaction Effects in Induction Plasma Modelling under Dense Loading Conditions“, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 28, No 7, pp. 1327 – 1336, 1985.
122. Tenneks, H. and Lumley, J. L.: „A First Course in Turbulence“, MIT Press, Cambige, Mass. 1972.
123. Schlichting, H.: „Boundary Layer Theory“, 6th edit., McGraw-Hill, New York, 1968.
124. Patankar, S. V. and Spalding, D. B.: „A Calculation Proecedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows“, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, 1972.
125. Caretto, L. S., Gosman, A. D., Patankar, S. V. and Spalding, D. B.: „Two Calculation Proecedures for Steady, Three-Dimensional Flows with Recirculation“, Proc. 3d Int. Conf. Num. Methods Fluid Dyn., Paris 1972, vol. II, pp. 60.
126. Patankar, S. V.: „Numerical Prediction of Thee-Dimensional Flows, in B. E. Launder (ed.), studies in Convection: Theory, *Measuremnet and Applications*, Vol.1, Academic, New York, 1975.

127. Versteeg, H. K. and Malalasekera: „An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method“, John Wiley & Sons Inc., New York, 1995.
128. Patankar, S. V.: „Numerical Heat Transfer and Fluid Flow“, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1980.
129. Harlow, F. H. and Welch, J. E.: „Numerical Calculation Time-dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface“, Phys. Fluids, Vol. 8, pp. 2182 – 2189
130. „Гаранцијска испитивања млинова Блока 3 ТЕ Тузла“, NIV-LTE 417/1 rev.1.0, Лабораторија за термотехнику и енергетику Институт за нуклеарне науке Винча, 2009.
131. Babic, L. V., Zivanovic, T., Stevanovic, Z., Milovanovic, Z.: „Numerical Simulation of the Flow in Coal Powder Inertial Separator“, Power Plants 2012, Zlatibor, 30. October – 2. november 2012, Serbia.
132. Бошњаковић, Ф.: „Наука о топлини“, Техничка књига, Загреб, 1978.
133. Huhmann-Kotz, J.: „Untersuchung und Beurteilung von Glasschmelzwannen durch Energiebilanzen“, Glastechn. Ber., 32, 1959.

БИОГРАФИЈА АУТОРА

Име и презиме Винко Бабић
Датум рођења 09. 11. 1954.
Мјесто рођења Приједор, Република Српска
Породично стање Ожењен, једно дијете

Школовање:

1961 – 1969. Основна школа у Приједору
1969 – 1973. Машинска техничка школа у Приједору
1973 – 1978. Студије на Машинском факултету
у Бањој Луци и Сарајеву, смјер енергетски
13. 04. 1978. Одбрањен дипломски рад под називом „Кондензација
засићене паре на капљицама потхлађене течности“ на
Машинском факултету у Сарајеву
1979 – 1981. Постдипломске студије на
Факултету стројарства и бродоградње у Загребу
27. 12. 2002. Одбрањен магистарски рад на Машинском факултету у
Београду под насловом „Анализа процеса мљењења и сагорије-
вања лигнита Станари“, ментор: проф. др Љубиша Бркић

Кретање у послу:

1978 – 1979. Целпак Приједор, инжењер у служби одржавања
1979 – 1992. Енергана у саставу Инцел Бања Лука, главни инжењер
1992 – 2000. Енергана у саставу Инцел Бања Лука, директор
2000 – 2003. Инцел Бања Лука, инжењер за развој
1996 – 2003. Асистент из предмета Парни котлови на Катедри за
термотехнику и термоенергетику на Машинском факултету
у Бањој Луци (хонорарно)
2003 – данас Виши истраживач сарадник из области Заштите у
енергетици – Институт заштите, екологије и информатике у
Бањој Луци
2003 – данас Виши асистент из предмета Парни котлови, Котлови и
Основи термоенергетике на Катедри за термотехнику и
термоенергетику на Машинском факултету у Бањој Луци

Остало:

2005 – 2013. Предсједник Надзорног одбора
Топлане Бања Лука, данас члан НО
1998 – данас Руководи обуком енергетичара
у Савезу енергетичара Републике Српске
2000 – 2009. Главни и одговорни уредник
часописа „Енергетичар“ у издању СЕ РС

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани ВИНКО Л. БАБИЋ

Број индекса _____

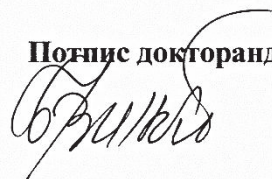
Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом „**Нумеричка симулација и анализа тродимензионалног двофазног струјања гаса и чврсте фазе у сепаратору угљеног праха**“,

- резултат сопсвеног истраживачког рада,
- да предложена дисертација у цјелини ни у дијеловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

У Београду, 15. 03. 2013.

Потпис докторанда



Прилог 2.

**Изјава о истоветности штампане и
електронске верзије докторског рада**

Име презиме аутора **ВИНКО Л. БАБИЋ**

Број индекса _____

Студијски програм **Термоенергетика-Термотехника**

Наслов рада **„Нумеричка симулација и анализа тродимензионалног
двофазног струјања гаса и чврсте фазе у сепаратору угљеног праха“**

Ментор **Проф. др Титослав Живановић**

Потписани **Винко Л. Бабић**

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао за објављивање на порталу дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и мјесто рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

У Београду, 15. 03. 2013.

Потпис докторанда



Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом: „Нумеричка симулација и анализа тродимензионалног двофазног струјања гаса и чврсте фазе у сепаратору угљеног праха“, која је моје дело.

Дисертацију са свим прилозима предао сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (CreativeCommons) за коју сам се одлучио.

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
- 3. Ауторство – некомерцијално – без прераде**
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – безпрераде
6. Ауторство – делити под истим условима

У Београду, 15. 03. 2013.

Потпис докторанда